

95

АНТЕННЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Под редакцией Д.И.ВОСКРЕСЕНСКОГО

2-Е ИЗДАНИЕ,
ДОПОЛНЕННОЕ И ПЕРЕРАБОТАННОЕ
*Рекомендовано Государственным Комитетом
Российской Федерации
по высшему образованию
в качестве учебного пособия
для студентов учебных заведений,
обучающихся по направлению «Радиотехника»*



Москва
«Радио и связь»
1994

ПРЕДИСЛОВИЕ

Фазированные антенные решетки — наиболее эффективные и перспективные антенные системы, позволяющие осуществлять быстрый обзор пространства, многофункциональный режим работы, комплексирование радиосредств, адаптацию к конкретной радиообстановке, предварительную обработку сверхвысокочастотных (СВЧ) сигналов, обеспечение электромагнитной совместимости (ЭМС) и т. д. Назначение настоящего учебного пособия — представление необходимого фактического и методического материала для самостоятельной и творческой работы студентов при проектировании, разработке и оценивании структуры, схем, элементов и важнейших характеристик современных антенных систем. В отличие от первого издания (1981 г.) здесь изложены и систематизированы наиболее важные вопросы современной теории и техники ФАР. Для удобства работы с книгой она разбита на ряд разделов и глав, в каждой из которых дан материал о конкретном классе ФАР и устройств СВЧ. При этом в каждой главе приведена методика инженерного проектирования рассматриваемой системы СВЧ. Круг рассматриваемых проблем значительно расширен по сравнению с предыдущим изданием, представлены новые перспективные типы ФАР с обработкой сигнала (многолучевые ФАР, радиооптические и цифровые АР, антенны с синтезированной апертурой), более широко изложены новые типы излучателей ФАР, а также канализирующих и распределительных устройств. Значительное внимание уделено построению полосковых печатных антенн и устройств с полупроводниковыми приборами. При этом акцент сделан на модульную реализацию элементов ФАР в виде законченной интегральной СВЧ системы, включающей излучатель, активный прибор, управляющую и распределительные схемы в едином конструктивном исполнении. Из книги намеренно исключен материал по проектированию приемных модулей СВЧ, представляющих собой самостоятельную область СВЧ техники, рассматриваемую в радиотехнических курсах.

В книге собран материал, имеющийся в монографиях и периодической печати, а также использованы работы по технике СВЧ Проблемной лаборатории Московского авиационного института. При этом наряду с приближенными инженерными методами проектирования ФАР включены эффективные методы автоматизированного проектирования с помощью ЭВМ. Однако

ББК 32.848
А72
УДК 621.396.67

Авторы: В. С. Филиппов, Л. И. Пономарев, А. Ю. Гринев и др.

Рецензент В. И. Вольман

Редакция литературы по радиотехнике и электросвязи

Антенны и устройства СВЧ. Проектирование фазированных антенных решеток: Учеб. пособие для вузов / В. С. Филиппов, Л. И. Пономарев, А. Ю. Гринев и др.; Под ред. Д. И. Воскресенского.— 2-е изд., доп. и перераб.— М.: Радио и связь, 1994.— 592 с.: ил.

ISBN 5-256-00404-2.

Изложены методы расчета и проектирования фазированных антенных решеток (ФАР), активных ФАР, радиооптических АР, антенн с синтезированной апертурой, цифровых ФАР и других антенных систем с обработкой сигнала. Рассмотрены решетки с различными излучателями и геометрией, способами возбуждения, а также управления.

Для студентов радиотехнических специальностей, а также для инженеров и научных работников, занимающихся проектированием и разработкой ФАР.

А 2302020300-034 КБ-7-390-93
046(01)-94

ББК 32.848

Учебное издание

Филиппов Владимир Сергеевич, Пономарев Леонид Иванович, Гринев Александр Юрьевич и др.

АНТЕННЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ.
ПРОЕКТИРОВАНИЕ ФАЗИРОВАННЫХ
АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Учебное пособие

Заведующий редакцией В. Н. Вяльцев. Редакторы Э. М. Горелик, Е. В. Комарова. Художественный и технический редактор Л. А. Горшкова. Корректор Т. В. Дземидович

ИБ № 2056

ЛР № 010164 от 04.01.92
Сдано в набор 20.01.94
Формат 60×90/16
Печать высокая
Уч.-изд. л. 39,48
Зак. № 360 С-034

Бумага обёрточная
Усл. печ. л. 37,0
Тираж 3000 экз.

Подписано в печать 6.04.94
Гарнитура литературная
Усл. кр.-отт. 37,38
Изд. № 22851

Издательство «Радио и связь». 101000 Москва, Почтамт, а/я 693
Производственно-издательский комбинат ВИНТИ. 140010, Люберцы, 10,
Московской обл., Октябрьский просп., 403.

ISBN 5-256-00404-2

© Филиппов В. С., Пономарев Л. И.,
Гринев А. Ю. и др.; 1994

Раздел I. ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Глава 1. ПРОЕКТИРОВАНИЕ АНТЕНН СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

1.1. АНТЕННЫ ДЛЯ СОВРЕМЕННЫХ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Антенно-фидерное устройство, обеспечивающее излучение и прием радиоволн,— неотъемлемая часть любой радиотехнической системы. Требования к техническим характеристикам антенн вытекают из назначения радиосистемы, условий размещения, режима работы, допустимых затрат и т. д. Реализуемость необходимых направленных свойств, помехозащищенности, частотных, энергетических и других характеристик антенн во многом зависит от рабочего диапазона волн. Хотя в радиотехнических системах используют разные диапазоны частот, сверхвысокие частоты (СВЧ) получают все более широкое применение. Это объясняется возможностями реализации в антеннах СВЧ характеристик, влияющих на важнейшие показатели качества всей радиосистемы. Так, в диапазоне СВЧ антенны могут создавать остронаправленное излучение с лучом шириной до долей градуса и усиливать сигнал в десятки и сотни тысяч раз. Это позволяет использовать антенну не только для излучения и приема радиоволн на большие расстояния, но и для пеленгации, борьбы с помехами, обеспечения ЭМС систем и ряда других задач.

Антенны СВЧ широко применяют в различных областях радиоэлектроники — связи, телевидении, радиолокации, радиоуправлении, а также в системах инструментальной посадки летательных аппаратов, радиоэлектронного противодействия, радиовзрывателей, радиотелеметрии и др. Успешное развитие радиоастрономии и освоение космоса во многом связаны с достижениями антенной техники СВЧ. В последние годы намечаются новые области использования СВЧ антенной техники, например для передачи СВЧ энергии на большие расстояния.

Широкое распространение получили остронаправленные сканирующие антенны. Сканирование позволяет осуществлять обзор пространства, сопровождение движущихся объектов и определение их угловых координат. Замена слабонаправленных или ненаправленных антенн, например связных, остронаправленными сканирующими позволяет не только получать энергетиче-

не излагаются общие вопросы теории антенн, так как предполагается, что читатели книги знакомы с общим курсом антенн и устройств СВЧ.

В основу изложения положен принцип «от простого к сложному»: вначале представляются упрощенные методы расчета, не претендующие на исчерпывающую полноту, но позволяющие оценить характеристики проектируемой ФАР, а затем излагаются сведения об автоматизации проектирования на ЭВМ, позволяющие получить наиболее близкие к предельным характеристики ФАР на основе существующей элементной базы в пределах заданных требований и ограничений на массогабаритные показатели, энергопотребление, стоимость и т. д.

Книга написана коллективом авторов: гл. 1 — Д. И. Воскресенским; гл. 2, 6, 7 — В. С. Филипповым; гл. 3 — совместно Л. И. Пономаревым, В. А. Крициным, В. В. Ларионовым; гл. 4 — Л. И. Пономаревым; гл. 5 — О. А. Волковым, Л. И. Пономаревым, гл. 8 — Ю. В. Котовым, К. Г. Климачевым; гл. 9 — В. Л. Гостюхиным, Р. А. Грановской; гл. 10 — А. М. Раздолиным; гл. 11 — Л. И. Пономаревым, А. В. Шаталовым, А. В. Долгим; гл. 12 — В. В. Чебышевым; гл. 13 — В. М. Максимовым, О. В. Абриталиной; гл. 14 — В. В. Кониным; гл. 15 — В. Ф. Взятыхевым, Б. А. Рябовым; гл. 16 — Н. А. Беем; гл. 17 — В. В. Поповым; гл. 18 — В. М. Максимовым; гл. 19, 20 — Е. Н. Ворониным, А. Ю. Гриневым, В. С. Темченко; гл. 21 — Г. С. Кондратенковым; гл. 22 — И. Я. Иммореевым; гл. 23 — В. Л. Гостюхиным, К. Г. Климачевым, В. Н. Трусовым; гл. 24 — Р. А. Грановской; гл. 25 — Г. П. Земцовым; гл. 26 — В. Н. Шкаликовым; гл. 27 — Н. С. Давыдовой; гл. 28 — А. Е. Ельцовым, Н. П. Михайловым; гл. 29 — А. П. Горбачевым, А. Н. Романовым.

ский выигрыш в радиотехнической системе за счет увеличения коэффициента усиления антенн, но и в ряде случаев ослаблять взаимные влияния одновременно работающих различных систем, т. е. обеспечивать их электромагнитную совместимость (ЭМС). При этом могут быть улучшены помехозащищенность, скрытность действия и другие характеристики системы. При механическом сканировании, выполняемом поворотом всей антенны, максимальная скорость движения луча в пространстве ограничена и при современных скоростях летательных аппаратов оказывается недостаточной. Поэтому возникла необходимость в разработке новых типов антенн.

Применение ФАР для построения сканирующих остронаправленных антенн позволяет реализовать высокую скорость обзора пространства и способствует увеличению объема информации о распределении источников излучения или отражения электромагнитных волн (ЭМВ) в окружающем пространстве. Современные устройства СВЧ с электронными приборами и электрически управляемыми средами позволяют не только создать управляемое фазовое распределение в антенной решетке (т. е. осуществить электрическое сканирование), но и первоначально обработать поступающую информацию (просуммировать поля, преобразовать частоты, усилить сигнал и т. д.) непосредственно в СВЧ тракте антенны.

Дальнейшее улучшение характеристик радиотехнических систем с ФАР, таких как разрешающая способность, быстродействие, пропускная способность, дальность обнаружения, помехозащищенность и др., можно обеспечить, совершенствуя методы обработки (в общем случае пространственно-временной) сигналов, излучаемых и принимаемых антенной. При этом антенна служит первичным звеном обработки и в значительной мере определяет основные характеристики всей системы. Обычно используют далеко не всю информацию, содержащуюся в ЭМВ, падающей на остронаправленную приемную антенну, в которой поля от отдельных излучателей суммируются в одном СВЧ тракте. Наиболее полную информацию можно получить, обрабатывая отдельно каждый принятый антенной решеткой сигнал, т. е. ряд выборок из пространственного распределения приходящей ЭМВ. В зависимости от назначения системы и требований к ее характеристикам применяют антенны с различными методами обработки. Одним из вариантов является адаптивная антенная решетка, которую в системе обработки радиосигнала можно рассматривать как динамический самонастраивающийся пространственно-временной фильтр с автоматически меняющимися характеристиками направленности, частотными свойствами и другими параметрами. Известны также иные антенны с обработкой сигнала: самонастраивающаяся, с синтезированным раскрытием, с временной модуляцией параметров, с цифровой обработкой, с

аналоговой пространственно-временной обработкой методом когерентной оптики и т. д.

Расширение и усложнение задач, решаемых современной радиоэлектроникой, стимулировали в последние десятилетия интенсивное развитие теории и техники антенн. В ряде случаев антенные системы должны решать задачи получения внекоординатной информации об отражающем объекте, т. е. кроме дальности и угловых координат объекта получать сведения о его массе, габаритных размерах, характеристиках вращения, вибрации и т. д., и осуществлять распознавание образов. С освоением все более коротких волн в антенных системах появляется возможность использовать голографические методы преобразования входящих ЭВМ. В других задачах возникает необходимость пространственно-временной фильтрации полей источников, расположенных в зоне Френеля.

Таким образом, применяемые на практике антенны из простых устройств превратились в сложнейшие системы, имеющие более десятков тысяч излучателей, активных элементов, фазовращателей, управление которыми обеспечивается специальной ЭВМ. Сложная конструкция таких антенн в основном определяет габаритные размеры и стоимость всей радиосистемы, что и привлекает к антеннам особое внимание.

Характеристики антенны определяют ряд основных параметров всей радиосистемы. Так, в радиолокационных станциях (РЛС) разрешающая способность и точность определения угловых координат, скорость перемещения луча в пространстве, помехозащищенность и т. д. зависят от антенных характеристик.

Бурное развитие микроэлектроники отразилось и на антенной технике. В последние годы стали широко использовать микроэлектронные устройства СВЧ, полосковые и микрополосковые линии передачи, в том числе выполненные на них фазовращатели, коммутаторы, вентили, усилители и т. п. Потенциальные возможности микроэлектроники в уменьшении массы и объема радиоаппаратуры могут быть реализованы при соответствующем построении антенн, отказе от традиционных их типов и переходе к печатным антенным решеткам. Действительно, в самолетных РЛС зеркальная антенна с обтекателем, механизмом привода, волноводным трактом и устройством СВЧ имеет значительные габаритные размеры и массу по сравнению с остальными устройствами станций. Радиолокационная станция в микроэлектронном исполнении на полупроводниковых устройствах СВЧ позволяет значительно уменьшить размеры и массу такой системы.

Необходимость существенного улучшения параметров радиотехнических систем или создание новых перспективных летательных аппаратов зачастую диктует требования к антенным характеристикам, не выполнимым при традиционном подходе к решению задач. Изыскание новых путей построения антенн для решения различных задач требует системного подхода и совмест-

ной работы специалистов по прикладной электродинамике, системотехнике, радиоустройствам, электронике, автоматике, метрологии, конструированию и технологии производства.

Стремление сократить время создания новой техники, увеличить производительность труда, оптимизировать параметры создаваемых систем привело к необходимости автоматизации проектирования. Однако автоматизация проектирования антенн и СВЧ устройств существенно отличается от автоматизации проектирования в микроэлектронике, системотехнике и радиоэлектронике и включает разработку, во-первых, физических, математических и электродинамических моделей разного уровня сложности, адекватных реальным устройствам; во-вторых, численных методов решения краевых задач электродинамики; в-третьих, алгоритмов и программ решения систем операторных уравнений. Поэтому круг исследователей, работающих в антенной технике, существенно пополнится специалистами в области радиофизики, прикладной и вычислительной математики [0.3, 0.7, 1.4].

Характерной особенностью современных антенн является их многообразие (непрерывно появляются новые типы). В соответствии с решаемыми радиотехнической системой задачами антенны СВЧ, работающие в дециметровом, сантиметровом или миллиметровом диапазонах волн, имеют принципиально различные характеристики и отличаются конструкцией, технологией изготовления, эксплуатацией и т. д. Таким образом, в теории и технике антенн в настоящее время сформировался ряд самостоятельных научных направлений, каждое из которых охватывает определенный круг теоретических задач и практических вопросов, связанных с излучением, приемом, обработкой сигнала и другими ранее рассмотренными аспектами антенной техники [0.3, 0.5]. Независимое развитие отдельных научных направлений антенной техники со своими терминологией и математическим аппаратом в значительной мере затрудняет знакомство широкого круга радиоспециалистов и особенно студентов с последними достижениями в антенной технике. Поэтому необходимо рассматривать существующие и развивающиеся направления антенной техники с единой позиции.

1.2. АНТЕННЫ С ОБРАБОТКОЙ СИГНАЛА

Многообразие существующих и создаваемых антенн принято классифицировать по рабочим диапазонам волн, электрическим характеристикам, конструкторско-технологическому исполнению, областям применения и т. д. Такие классификации не учитывают функциональных возможностей современных антенн. Превращение антенны из устройства в систему изменяет подход к классификации. Целесообразно подойти к развитию антенн как к совершенствованию некоторой радиосистемы и рассматривать

существующие и разрабатываемые антенны и процессы, происходящие в них, с единых позиций. Критерием классификации может служить обработка информации (сигнала), происходящая в антенне и СВЧ тракте. Такая обработка может осуществляться на частотах принимаемого (или излучаемого) сигнала, на более высоких или более низких (промежуточных) частотах, быть линейной или нелинейной, аналоговой или цифровой, адаптивной и т. д. Так как поле, падающее на отдельный элемент решетки, характеризуется поляризацией, амплитудой и фазой, то и обработка сигналов должна быть поляризационной по амплитуде и по фазе.

На рис. 1.1 приведена классификация антенн по обработке сигналов. На заре развития радиотехники применялись вибраторные синфазные антенные решетки (АР), в фидерном тракте которых арифметически суммировались напряжения, наводимые отдельными вибраторами при падении волны по нормали к плоскости АР. Простейшим видом АР, используемых и сейчас, являются синфазные остронаправленные антенны. Одновременно развиваются АР типа «бегущая волна» (АБВ), в которых напряжения от отдельных вибраторов для заданного направления прихода волны суммируются с учетом фазовых сдвигов в питающей линии. В ненаправленных бортовых антеннах для излучения во все окружающее пространство и устранения явлений дифракции, затенения носителей применяется система рассеянных слабонаправленных излучателей. Совмещенные антенны появились в последнее время, в них используется одна апертура для работы нескольких антенн на разных частотах. Это одна антенна (решетка, облучатель) встраивается в другую. Проектирование таких антенн рассматривается в гл. 3 и 4. Система излучателей, настроенных на ряд частот и возбуждаемых одной линией передачи, образует один из видов широкополосных антенн. Все эти виды антенн объединяются в класс *многоэлементных антенн* (см. рис. 1.1).

В РЛС широко используют *моноимпульсные антенны*, в которых с одного раскрытия одновременно формируются три луча, т. е. три диаграммы направленности (ДН), называемые суммарно-разностными. В таких антеннах три канала обработки сигнала (суммарный и разностный — угломестный и азимутальный) позволяют увеличить по сравнению с одноканальной системой точность определения угловых координат при прочих равных условиях. Антенная решетка или эквивалентная ей апертурная антенна позволяет сформировать несколько ортогональных ДН, осуществить одновременный обзор пространства и обработку сигнала в нескольких независимых каналах. В соответствии с предлагаемой классификацией такие антенны относятся к классу *многолучевых* (см. рис. 1.1). В излучающей части таких антенн одновременно создается набор амплитудно-фазовых распределений, каждому из которых соответствует

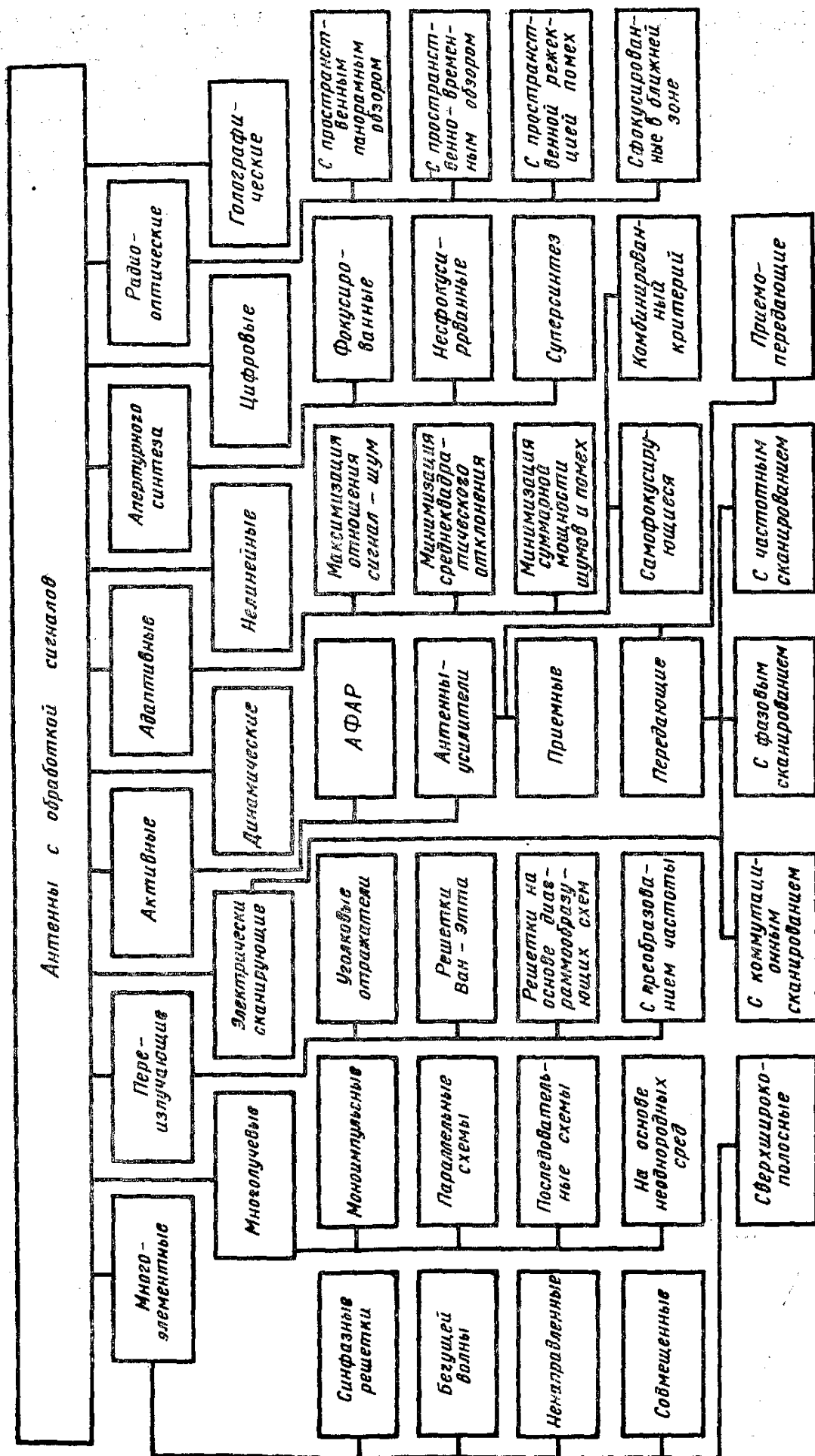


Рис. 1.1. Классификация антенн

определенный вход. Проектированию многолучевых антенн посвящена гл. 18.

Переизлучающие антенны (см. рис. 1.1) представляют собой класс приемопередающих устройств, в которых проходящая волна фокусируется в направлении источника падающей волны. Простейшая переизлучающая антенна представляет собой угловой отражатель. Его дискретным аналогом является *решетка Ван Этта*. В зависимости от назначения переизлучающие антенны могут быть активными и пассивными элементами радиосистемы. В активных переизлучающих антеннах осуществляется усиление принятых сигналов, изменение (смещение) частоты принимаемого сигнала, модуляция колебаний (с целью передачи информации в требуемом направлении), причем все эти функции могут выполняться и одновременно. Переизлучающие решетки на основе диаграммообразующих многолучевых антенн могут иметь лучшие параметры.

Рост скорости летательных аппаратов потребовал от антенн РЛС быстрого безынерционного сканирования луча в пространстве при сохранении направленных свойств, достигнутых в зеркальных антеннах с механическим сканированием. Это привело к интенсивному развитию *электрически сканирующих ФАР* (см. рис. 1.1) с частотным, фазовым и коммутационным сканированием.

Появление *активных антенн* (см. рис. 1.1), вызвано стремлением увеличить излучаемую мощность, уменьшить тепловые потери, увеличить надежность ФАР, а в слабонаправленных антеннах уменьшить габариты и расширить рабочую полосу. До тех пор, пока в ФАР использовались линейные взаимные устройства для создания управляемых амплитудно-фазовых распределений, различия между характеристиками антенны при приеме или передаче не было и обработка сигнала рассматривалась в режиме, наиболее удобном для анализа. Переход к активным антеннам привел к появлению независимых приемных и передающих антенн, хотя и не исключает наличия приемопередающих. Вопросам проектирования активных передающих ФАР и их твердотельных модулей бортовых систем посвящен разд. 5.

Динамическими антеннами (или антеннами с временной модуляцией параметров) (см. рис. 1.1) называют такие, параметры которых изменяются во времени. Изменяемыми могут быть амплитудное или фазовое распределение поля (токов) в раскрытой, линейные размеры антенны, время включения отдельного элемента решетки и т. д. Периодическое изменение параметров позволяет быстро сканировать луч в пространстве, формировать заданные характеристики направленности. Так, с помощью переключения элементов решетки в динамических антеннах можно получить диаграмму направленности (ДН) с малым уровнем боковых лепестков (УБЛ). Однако следует иметь в виду, что при формировании ДН с малым УБЛ падает коэффициент на-

правленного действия (КНД) антенны, растут потери и шумы от включения в антенну коммутаторов [0.3, 0.5].

Адаптивными или самонастраивающимися [1.4] называют антенны, характеристики которых приспособляются (оптимизируются) в процессе работы к меняющимся внешним условиям. Адаптация происходит автоматически в соответствии с алгоритмом, заложенным в антенной системе. В антенную систему может входить не только система обработки сигнала, но и система управления лучом [1.5]. В процессе адаптации изменяются характеристики направленности с учетом обработки принятых сигналов. Например, в зависимости от помеховой обстановки в ДН адаптивной антенны может формироваться один или несколько глубоких провалов в направлении прихода мешающих сигналов. В этом классе антенн можно выделить несколько видов (см. рис. 1.1), отличающихся критерием адаптации.

Антеннами с нелинейной обработкой сигнала (см. рис. 1.1) называют АР, сигнал на выходе которых является произведением или корреляционной функцией (перемножение и усреднение во времени) сигналов, поступающих от отдельных элементов. Используя различные методы нелинейной обработки сигнала (умножение, возведение в степень, деление, усреднение и т. д.), можно построить антенны, свойства которых будут существенно отличаться от свойств обычной антенны. Например, перемножая сигналы от элементов решетки (мультипликативная антенна), можно существенно сузить ее ДН. В ДН антенн с логическим синтезом (другой разновидности антенн с нелинейной обработкой сигнала) удается получить очень низкий УБЛ. Это достигается применением логических устройств типа ДА — НЕТ ИЛИ, И, БОЛЬШЕ — МЕНЬШЕ для «срезания» боковых лепестков при всех сигналах, превышающих определенный уровень. Следует особо отметить, что в таких антеннах тип формирования ДН существенно изменится при воздействии не одного а сразу двух или больше сигналов [0.5].

В системах апертурного синтеза (антенн с синтезированной апертурой, см. рис. 1.1), под которым понимается создание сплошной апертуры с помощью небольшого числа подвижных антенн, принцип нелинейной обработки сигнала наиболее употребителен. Сущность метода основана на априорной информации о траектории движения носителя подвижной антенны заключается в приеме сигналов при движении, их запоминании и соответствующем сложении, как это делается в большой ФАЕ. Антенны с синтезированной апертурой перспективны для бортовых РЛС с повышенной разрешающей способностью (для наблюдения земной поверхности) и радиотелескопов. Такие РЛС позволяют получить высокую линейную разрешающую способность по угловым координатам, соответствующую обычной антенне с раскрытием в сотни и тысячи длин волн. Проектированы

антенн с синтезированной апертурой для бортовой РЛС будет рассмотрено в гл. 21.

Необходимо отметить, что в антеннах с нелинейной обработкой сигнала, включая антенны с синтезированной апертурой, сужение ДН не приводит к увеличению коэффициента усиления, более того, он уменьшается из-за дополнительных потерь при обработке.

Новый класс приемных антенн с цифровой обработкой сигнала — *цифровые антенные решетки* (см. рис. 1.1) — включает в себя системы усилителей, смесителей, фазовых детекторов и аналого-цифровых преобразователей, с помощью которых, а также ЭВМ осуществляется цифровое формирование ДН (проектирование таких антенн будет рассмотрено в гл. 22).

Радиооптические АР — это приемные антенны с оптической обработкой сигнала [0.7]. Принятое каждым излучателем АР колебание СВЧ переносится на промежуточную частоту и после усиления многоканальным модулятором света (динамическим транспарантом) преобразуется в колебание оптического диапазона. Далее в оптическом диапазоне системой, содержащей лазер, коллиматор, линзы, диафрагмы, оптические фильтры, транспаранты и т. д., производится аналоговая обработка пространственно-временной информации. В результате на выходе системы в реальном масштабе времени формируется оптическое изображение радиолокационной обстановки в пространстве перед приемной АР. С помощью оптико-электронных устройств это изображение может быть преобразовано в сигналы для последующей обработки в ЭВМ. Проектирование таких антенн будет рассмотрено в гл. 19, 20.

Освоение более коротких волн вплоть до оптического диапазона, отсутствие элементной базы для этих диапазонов, трудность реализации электрически сканирующих антенн привели к использованию голографических методов для формирования и управления ДН антенн, получивших название голографических. *Голографические антенны* — новый класс планарных антенн в виде амплитудных (полосковых) либо фазовых структур, обладающих фокусирующими свойствами зонных пластин и секционированных линз. Они могут быть сфокусированы как в дальнюю зону, так и в ближнюю.

Приведенная классификация допускает одновременное применение двух или более способов обработки сигналов в одной антенне. Так, существуют моноимпульсные ФАР с фазовым сканированием и адаптацией или приемные цифровые многолучевые антенны.

При синтезе антенн, т. е. построении их по заданным требованиям, общую задачу принято разделять на внешнюю и внутреннюю. Решение *внешней задачи* практически сводится к конструированию АР, обеспечивающей заданную направленность в секторе обзора (сканирования). Решение *внутренней задачи*

сводится к обеспечению требуемой обработки сигнала, выбору способов возбуждения и управления амплитудно-фазовым распределением, найденным из внешней задачи. В зависимости от способа обработки сигнала центр тяжести внутренней задачи перемещается с одних устройств на другие. Такое разделение задачи позволяет проектировать АР для различных классов антенн без учета последующей обработки сигнала. Поэтому значительная часть последующих разделов книги посвящена наиболее общим вопросам проектирования антенн — расчету АР и их излучающих элементов.

Для дальнейшего изложения характеристик АР необходимо остановиться на их классификации.

1.3. ТИПЫ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Антенные решетки принято классифицировать в зависимости от расположения излучателей в пространстве, размещения их в решетке, шага решетки, способа возбуждения и сканирования, а также типа применяемого излучателя. В соответствии с ГОСТ различают линейные, криволинейные, плоские, конические, цилиндрические, сферические АР (рис. 1.2). В зависимости от расположения излучателей в пространстве принято выделять *выпуклые антенные решетки*, к которым кроме конических, цилиндрических и сферических относятся также АР, размещаемые на заданной выпуклой поверхности носителя, например летательного аппарата [1.8]. Последние называют еще *конформными*, подчеркивая связь между их характеристиками сканирования и размещением излучателей в пространстве. К выпуклым

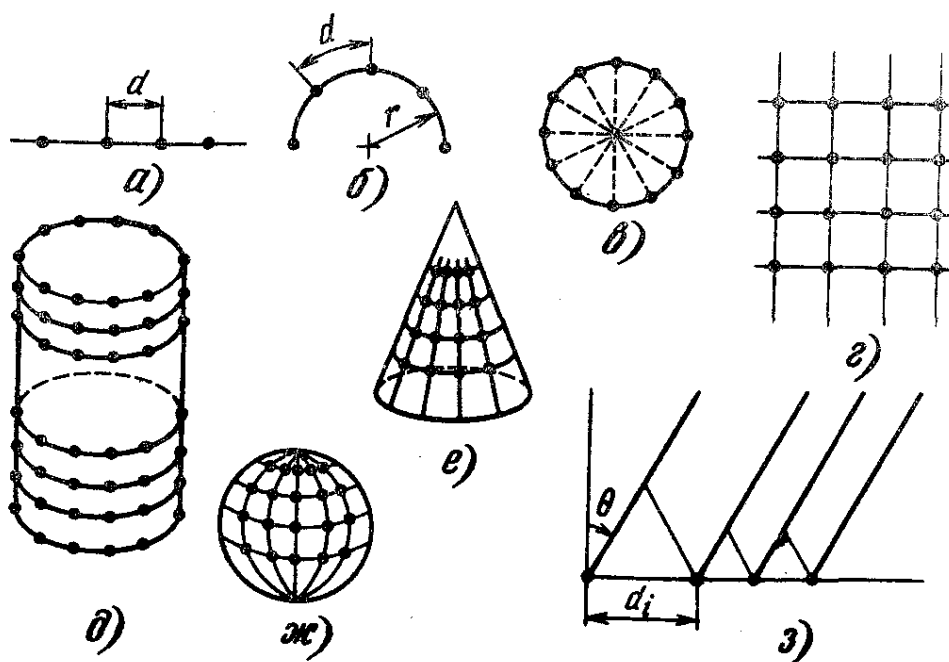


Рис. 1.2. Типы антенных решеток

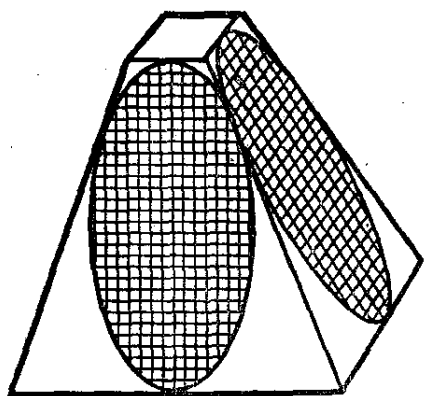


Рис. 1.3. Многогранная АР

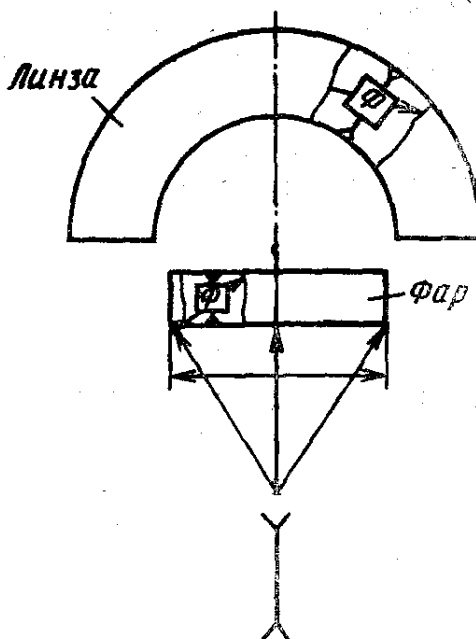


Рис. 1.4. Гибридная ФАР с куполообразной линзой

можно отнести и *многогранные АР* (рис. 1.3), представляющие пространственную систему плоских решеток, располагаемых на гранях выпуклых многогранников (пирамид, призм, икосаэдров и т. д.). *Плоские АР* имеют ограниченный сектор электрического сканирования, не превышающий $\pm(40 \dots 50^\circ)$, и являются узкополосными (см. гл. 2). Широкоугольное электрическое сканирование, в том числе и круговой обзор, при работе в широкой полосе вынуждает перейти от плоских к более сложным выпуклым решеткам, проектирование которых рассматривается в гл. 5. Следует заметить, что *гибридная ФАР с куполообразной линзой* (рис. 1.4) позволяет расширить сектор сканирования плоской решетки (расчет ее характеристик приведен в [0.2]).

Размещение излучателей в решетке можно описать математически с помощью системы, в узлах координатной сетки которой располагаются излучатели. Так как размещение излучателей в плоских и выпуклых решетках может быть эквидистантным, неэквидистантным, разреженным по определенному закону, случайным, то для описания его используют различные ортогональные и неортогональные координатные системы. На практике размещение излучателей в решетке жестко ограничивается возникновением побочных максимумов (дифракционных максимумов высшего порядка), допустимым УБЛ и падением коэффициента усиления антенны, конструкцией отдельных элементов и всего полотна, устройствами возбуждения и управления луча. Наиболее распространены *эквидистантные* решетки, у которых все излучатели размещаются с постоянным шагом по каждой координате плоского раскрытия или в отдельных ее частях — модулях решетки. Применяют также неэквидистантные решетки, шаг у которых меняется в определенных преде-

лах. Это актуально при использовании отдельных элементов с поперечными размерами, не обеспечивающими режим однолучевого сканирования, при уменьшении УБЛ путем разряжения решетки к краям раскрыва и при размещении модулей (подрешеток) по полотну антенны из-за конструктивных причин.

Антенные решетки классифицируют по способу возбуждения. Различают так называемый пространственный способ возбуждения (по терминологии [0.1] — распределитель оптического типа), при котором антенная решетка, как и зеркальная или линзовая антенна, возбуждается облучателем. В этом случае возможны два варианта ФАР: проходной (рис. 1.5, а) и отражательный (рис. 1.5, б). Второй способ возбуждения — фидерный (по терминологии [0.1] — распределитель закрытого типа), при котором решетку возбуждают системой линий передач СВЧ. При этом возможны следующие схемы питания излучателей ФАР: последовательная (рис. 1.5, в), параллельная (рис. 1.5, г), и двоично-этажная (елочка, рис. 1.5, д).

Применяют различные комбинации параллельно-последовательного, пространственного и фидерного способов возбуждения элементов ФАР. Каждый способ возбуждения имеет свои преимущества и недостатки [0.1], выбор способа составляет одну из задач проектирования решеток.

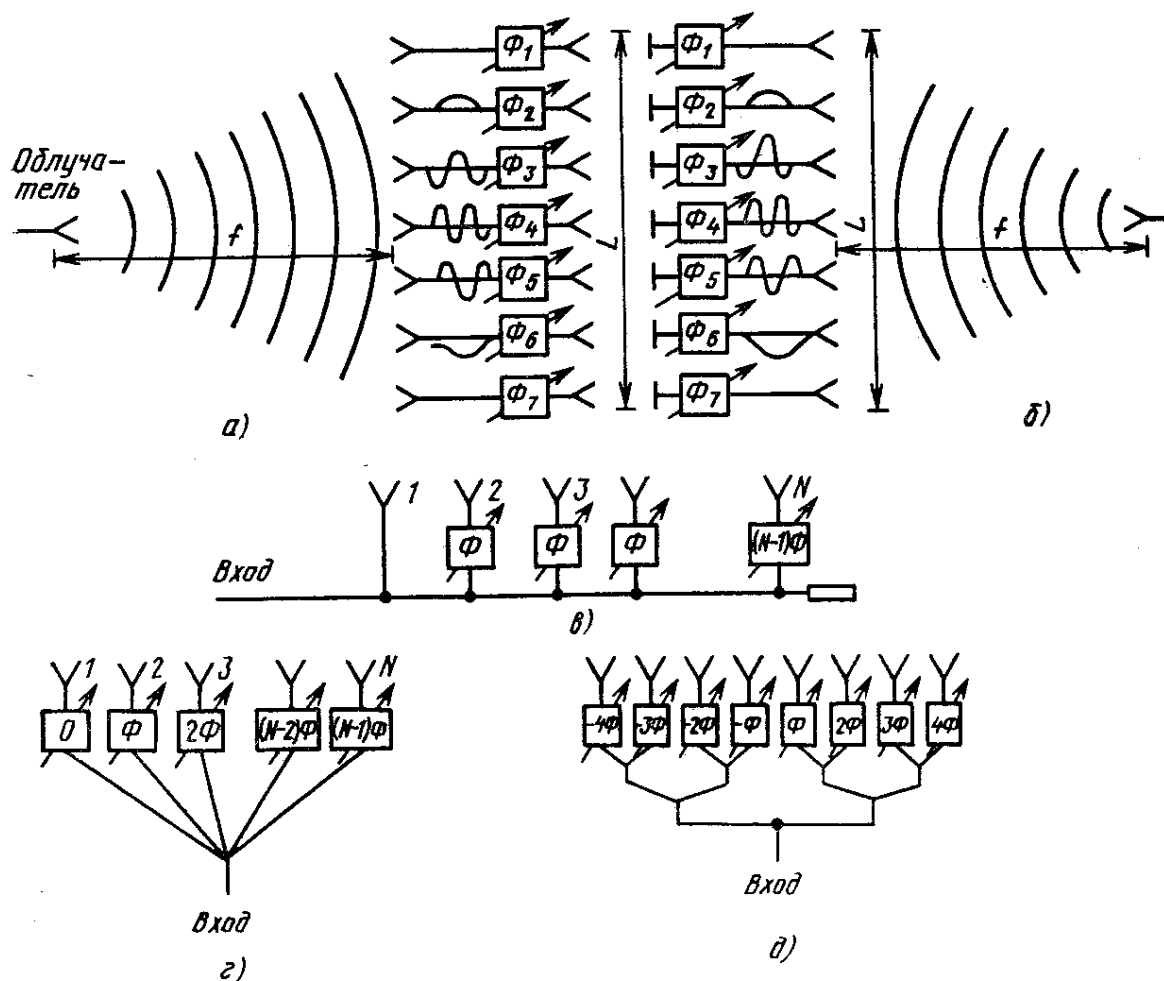


Рис. 1.5. Схемы ФАР при пространственном (а, б) и фидерном (в, г) возбуждении

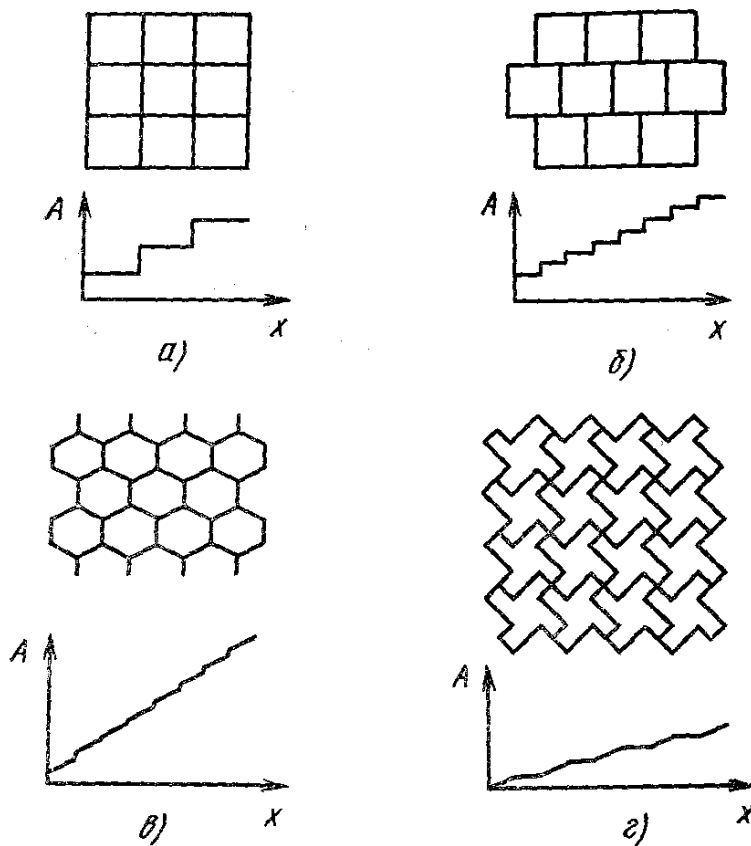


Рис. 1.6. Амплитудное распределение $A(x)$ в апертуре в зависимости от прямоугольного (а) и гексагонального (б—г) размещения излучателей прямоугольной (а, б), шестиугольной (в) и сложной (г) формы поперечного сечения

Для сканирующих остронаправленных приемных антенн решетку можно делать из отдельных частей — модулей (подрешеток). Но при этом для уменьшения УБЛ на краях раскрыва амплитуды возбуждения дискретно изменяют от одного модуля ФАР к другому. В результате возникают дополнительные боковые лепестки ДН. Амплитудное распределение становится более плавным при изменении размещения и формы раскрыва модулей (рис. 1.6).

Антенные решетки принято также классифицировать по типу используемых излучателей. В качестве элемента АР применяют слабонаправленные, направленные и остронаправленные антенны с различными частотными свойствами, поляризацией поля, потерями и максимально допустимой мощностью излучения. Ширина ДН излучателя в решетке должна быть не менее сектора сканирования луча. Так как на практике большой интерес представляют АР с широкоугольным сканированием, уделим внимание печатным, щелевым, вибраторным и другим слабонаправленным элементам. Антенные решетки остронаправленных зеркальных антенн подробно рассмотрены в [0.5].

Совместное использование АР и антенн оптического типа привело к созданию гибридных антенн. Гибридная зеркальная антенна, состоящая из малоэлементной ФАР (1) и фокусирую-

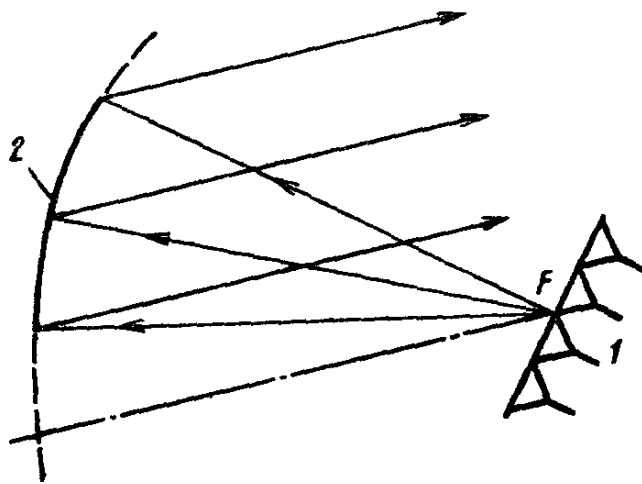


Рис. 1.7. Гибридная зеркальная антенна

щего зеркала (2), обеспечивает электрическое сканирование в ограниченном секторе при высокой направленности (рис. 1.7). Сочетание линзы с ФАР обеспечивает высокую направленность в ограниченном секторе сканирования или расширяет сектор сканирования при падении направленности действия (см. рис. 1.4). Возможны различные комбинации параллельно-последовательных пространственных и фидерных схем питания (возбуждения) элементов ФАР.

Выбор схемы построения АР определяется требованиями к радиотехнической системе, для чего необходимо знать характеристики антенн и учитывать способ обработки СВЧ сигнала.

1.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕННЫХ СИСТЕМ

Совершенствование антенной техники, превращение антенны из устройства в систему привело к увеличению числа характеристик антенн, а также к привлечению в антенную технику характеристик из смежных радиотехнических дисциплин. Возникла необходимость дополнить и уточнить общепринятые характеристики антенн [0.1], такие как поляризация поля излучения, направленность действия, рабочая полоса частот, энергетические (предельные мощности антенны, КПД, шумовая температура). Так, для определения поляризационной характеристики и ДН всей системы (антенной решетки) необходим предварительный расчет этих же характеристик для отдельных ее элементов с учетом их взаимодействия (см. гл. 2).

К нетрадиционным можно отнести характеристики управления, статистические, динамические, эффективную поверхность рассеяния (ЭПР) антенны и общетехнические, эксплуатационные и экономические характеристики антенны как системы. Антенны с обработкой сигнала характеризуются сектором сканирования луча или обзора пространства, быстродействием (темпл обзора, время переключения луча или адаптации), точностью

определения угловых координат или установки луча, уровнем подавления помех, мощностью управления и т. д.

Характеристики управления определяют зависимости основных параметров антенн от управляющих воздействий и допустимые их изменения. Необходимость учитывать различные детерминированные и случайные ошибки большого числа элементов антенны привела к созданию статистической теории анализа и синтеза антенн. В соответствии с этой теорией определяют некоторые средние характеристики по ансамблю однотипных антенн или средние за какой-либо интервал времени для одной и той же антенны. По известным законам распределения случайных величин и их дисперсии в антенне находят средние значения и флуктуации КНД, УБЛ, ширины и направления луча и др. Естественно, что ожидаемые средние характеристики оказываются хуже найденных для идеализированных антенн. Поэтому статистический анализ позволяет найти реализуемые характеристики антенн при заданных технологии, элементной базе, способах построения, управления лучом, адаптации и т. д. Статистический синтез устанавливает предельно достижимые характеристики антенн при тех же заданных факторах. При статистическом анализе поляризационных характеристик приходится отказываться от простейшего определения поля через коэффициент эллиптичности и переходить к представлению поляризации матрицами когерентности или параметрами Стокса [0.6]. Замена взаимных линейных антенн ФАР, АФАР адаптивными и другими антеннами с обработкой сигнала привела к возникновению новых систем — антенн-усилителей, антенн-передатчиков (приемопередатчиков), антенн-активных пространственно-временных фильтров и т. д. Для математического описания таких систем необходимы характеристики не только антенн, но и приемных, передающих устройств, устройств автоматики, радиотехнических систем. Ярким примером используемой смежной характеристики может быть динамический диапазон — интервал уровней сигнала, в пределах которого устройство сохраняет работоспособность. Применение общепринятого понятия «коэффициент усиления антенны» в адаптивной ФАР (АФАР) лишено смысла, так как в ней используются активные элементы, изменяющие тепловые потери. В передающей АФАР целесообразно ввести новую энергетическую характеристику — потенциал решетки, равный произведению КНД на мощность излучения.

Это можно пояснить следующими примерами. В радиолокации, одной из основных задач которой является определение угловых координат, широкое распространение получил моноимпульсный метод пеленгации, позволяющий за один отраженный от цели импульс достаточно точно и быстро получить полную информацию об угловом положении цели. Направленность действия *моноимпульсных антенн* помимо общепринятых характеристик описывается моноимпульсными, к которым относятся

крутизна угломестной и азимутальной разностной ДН, линейность крутизны пеленгационной характеристики и угловая чувствительность [0.3]. Реализация требуемых пеленгационных характеристик в АФАР — задача трудная но более важная, чем обеспечение заданных значений коэффициента усиления, ширины луча и УБЛ.

В динамических АР, антеннах с синезированной апертурой понятие ДН в обычном определении теряет смысл. В связи с этим вводятся такие определения, как мгновенная ДН, эффективная ДН для заданного интервала наблюдения и способа обработки сигнала.

Стремление создать «невидимые» для РЛС летательные аппараты привело к необходимости введения новой характеристики антенны — ее эффективной поверхности рассеяния (ЭПР).

Минимизация УБЛ антенны, как известно, является важнейшей задачей обеспечения ЭМС, помехозащищенности, скрытности, работоспособности навигационных РЛС на малых высотах и т. д. Решение ее на практике потребовало введения дифференциальной оценки характеристик направленности: оговаривается допустимый уровень лепестков в определенном угловом секторе или уровень ближайших лепестков к лучу, или уровень дифракционных, коммутационных и других лепестков.

Обеспечение ЭМС радиоэлектронных средств привело к ограничению на излучение антенн за пределами рабочих частот, уровней сигналов, секторов обзора и т. д. Возникла необходимость в анализе нелинейных эффектов, происходящих в антеннах с обработкой сигнала.

Необходимо отметить, что современная антенна, как и любая радиосистема, имеет общетехнические эксплуатационные и экономические характеристики, учитывающие массу, габаритные размеры, стоимость, надежность, долговечность, ремонтоспособность, метрологическую обеспеченность.

1.5. АНТЕННЫ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СКАНИРОВАНИЕМ

Переход от механического сканирования к электрическому приводит к усложнению конструкции антенны, связанному с применением ФАР. Например, одна зеркальная антенна заменяется решеткой излучателей с фазовращателями и устройством управления. Наличие большого числа фазовращателей, увеличение протяженности тракта, использование делителей мощности и других элементов увеличивают тепловые потери в антенне и фазовые ошибки в ее раскрыве, что приводит к уменьшению коэффициента усиления антенны и росту стоимости. Поэтому переход к АР с электрическим сканированием целесообразен только в тех строго аргументированных случаях, когда механический способ не обеспечивает требуемых характеристик управ-

ления или необходимо одновременно сопровождать несколько целей в пространстве, или требуется адаптация к помеховой обстановке при наличии нескольких прицельных помех, а также в ряде других случаев, требующих замены апертурной антенны решеткой излучателей.

Основные требования к антенне с электрическим сканированием исходят из характеристик разрабатываемой радиосистемы. Связь между требованиями к характеристикам системы и антенны анализируется в соответствующих курсах радиолокации, радиоуправления и т. д. Не вдаваясь в подробности работы различных радиосистем и отмеченной взаимосвязи, можно считать, что в конечном счете антенна должна обеспечить требуемые технические характеристики и в первую очередь ее направленность.

Исходным параметром при проектировании электрически сканирующих антенн является направленность действия, которая определяет требуемые форму и пространственную ширину луча (в двух главных плоскостях), КНД, допустимый уровень боковых лепестков и поляризационную характеристику. Последняя описывает поляризацию излучаемых и принимаемых волн и допустимые при этом потери. Следует отметить, что между характеристиками, определяющими направленность, и относительными (к рабочей длине волны λ) размерами L антенны существует связь [0.1]. В линейных и плоских АР при электрическом сканировании меняется эквивалентный плоский раскрыв, под которым понимают проекцию раскрыва на плоскость, нормальную к направлению луча, а следовательно, и их направленные свойства. Изменения ширины луча, КНД и поляризации при сканировании должны быть учтены при электрическом расчете антенны (рис. 1.8). В выпуклых АР изменения эквивалентного раскрыва при сканировании могут отсутствовать или быть незначительными, и, следовательно, направленные свойства могут быть практически постоянными. Однако широкоугольное электрическое сканирование в выпуклых АР требует помимо управления фазовым распределением коммутации элементов излучающей части.

При проектировании передающих и приемных антенн с электрическим сканированием важно обеспечить требуемые энергетические характеристики, которые определяют: необходимую мощность сигнала на входе приемного устройства; максимально допустимую мощность излучения, при которой обеспечиваются электрическая прочность и допустимый тепловой режим; мощность, затрачиваемую на управление положением луча в пространстве; мощность СВЧ потерь в антенне и тракте. Эти мощности определяются, как известно [0.1], следующими величинами: коэффициентами усиления антенны, КПД антенны и используемых устройств СВЧ, шумовой температурой, входным сопротивлением и согласованием в возбуждающем тракте, доброт-

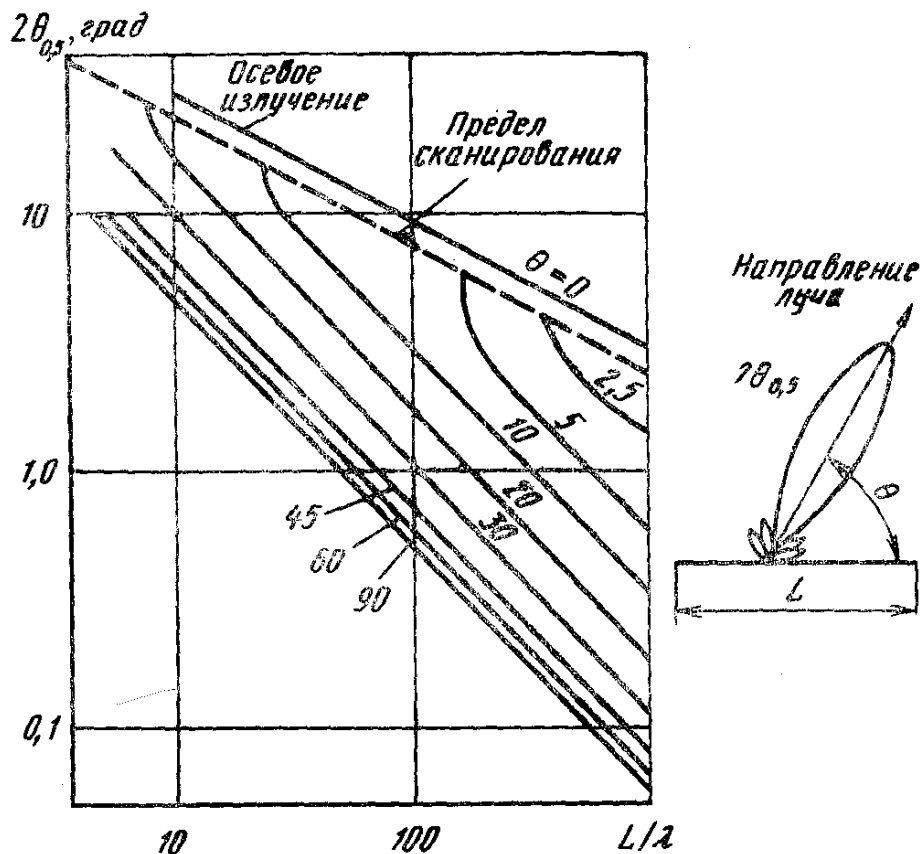


Рис. 1.8. Зависимости ширины луча ДН по уровню 3 дБ от относительных размеров антенны

ностью антенны. В отличие от антенн с механическим сканированием, в которых мощность, требуемая для управления положением луча, расходуется в электропроводах управляющего механизма, в антенне с электрическим сканированием она теряется в управляемых устройствах СВЧ и тем самым влияет на тепловой режим антенны совместно с мощностью потерь СВЧ энергии в возбуждающем тракте.

Частотные свойства антенн характеризуются наибольшими изменениями частоты излучаемого (принимаемого) сигнала, при котором основные параметры антенны не выходят за допустимые пределы. При расчете частотных свойств электрически сканирующих антенн целесообразно выделить требования к рабочему диапазону антенны и к полосе частот излучаемых сигналов. Требуемая полоса частот обусловлена излучением или приемом антенной сигнала с заданным спектром частот. Диапазон частот определяется условием работы последовательно во времени на разных частотах рабочего диапазона, т. е. допускает при изменении рабочей частоты синхронное изменение некоторых параметров антенны. Например, чтобы сохранить направление луча в пространстве при изменении рабочей частоты передатчика, меняют фазовое распределение вдоль АР с электрическим сканированием. Следует особо подчеркнуть, что переход от механического сканирования к электрическому приводит к уменьшению рабочей полосы антенны и тем более значительно-

му, чем больше КНД. Выпуклые антенны при этом имеют существенные преимущества [1.8].

На характеристиках управления и сканирования основан выбор способа сканирования, типа излучающей АР и ее элементов, системы управления и т. д. Эти характеристики определяют сектор, время, метод обзора пространства, точность и время установки луча в заданную точку пространства, а также изменение направленности и энергетики антенны при движении луча. К характеристикам управления относятся: время переключения режима работы (прием—передача), время изменения формы ДН и поляризации и т. д. Общетехнические, эксплуатационные и экономические требования дополняют рассмотренные ранее электрические требования и обеспечиваются не только с помощью конструктивных решений, технологии изготовления, но и выбором соответствующего способа построения режимов антенной системы и применяемых устройств СВЧ.

Частотное сканирование луча антенны достигается изменением частоты генератора (в передающей антенне) и приемного устройства (в приемной антенне). С изменением частоты меняется электрическое расстояние между излучателями, возбуждаемыми канализирующей системой с бегущей волной, и, следовательно, фазовое распределение в решетке (см. гл. 9).

Антенные решетки с частотным сканированием конструктивно проще других электрически сканирующих антенн, так как в них, кроме канализирующих и излучающих устройств, нет других элементов. Необходимым условием создания радиосистем с частотным сканированием является наличие генератора и приемного устройства СВЧ с малоинерционной электрической (электронной) перестройкой частоты и соответствующего измерителя частоты для приемной системы. На практике частотное сканирование встречает трудности при широкоугольном и особенно двумерном обзоре, при временной последующей обработке сигнала в радиотехнической системе и наличии радиоэлектронного противодействия.

Наиболее распространено в АР *фазовое сканирование* с помощью системы фазовращателей. При построении антенн с таким сканированием, т. е. ФАР, широко используются проходные или отражательные ферритовые и полупроводниковые фазовращатели. Разработаны также сегнетоэлектрические фазовращатели, известны газоразрядные и электромеханические фазовращатели. Возможны два способа управления фазовращателями: непрерывный и дискретный. При *непрерывном управлении* сканированием фаза плавно меняется в зависимости от управляющего воздействия — изменения тока или напряжения. При *дискретном управлении* фаза изменяется скачкообразно через определенное число градусов — с дискретом $\Delta\varphi$. Дискретные фазовращатели можно получить из плавных, если на характеристике управления их фазой использовать ряд отдельных то-

чек. Это обусловлено спецификой работы электронно-управляющих устройств с ЭВМ.

Имеются дискретные фазовращатели, на выходе которых фаза принимает строго определенные значения с дискретом $\Delta\varphi$. В управляющих полупроводниковых и ферритовых устройствах используют режим работы в двух крайних областях их характеристик управления, малочувствительных к изменению управляющих температурных и других воздействий. В 1960 г. проф. Л. Н. Дерюгиным был предложен метод *коммутационного управления сканированием* луча (именуемый также дискретно-коммутационным), сущность которого состоит в отказе от непрерывного изменения фазы в излучателях и использовании коммутаторов для излучателей или питающих их фидеров. Например, коммутацией (включено—выключено) синфазно возбуждаемых излучателей в кольцевой АР достигается дискретное перемещение луча по азимуту или коммутацией входов многолучевой АР получаем ряд положений луча в пространстве. Того же эффекта можно достигнуть с помощью ФАР с дискретным фазовращателем при коммутации в них управляющих элементов.

Коммутационное управление сканированием позволяет устранить или хотя бы уменьшить такие дестабилизирующие факторы, как флуктуации управляющих напряжений (токов) и температуры. Это объясняется тем, что положение луча определяется не управляющим напряжением, разным для различных фазовращателей, а наличием его на тех или иных коммутаторах. Устранение или уменьшение температурной зависимости связано с использованием крайних устойчивых положений в коммутаторе, например включено—выключено в *pin*-диоде или намагниченности в ферритовом устройстве на прямоугольной петле гистерезиса [0.1].

При коммутационном управлении сканированием в излучающем раскрыве возникают коммутационные фазовые ошибки, которые при дискретных фазовращателях составляют половину изменения фазы, т. е. $\Delta\varphi/2$. Эти фазовые ошибки приводят к уменьшению усиления антенны, увеличению УБЛ и дискретности перемещения луча. Однако эти ухудшения характеристик в остронаправленных антеннах могут быть незначительными (см. гл. 2), и поэтому коммутационное управление сканированием широко применяется на практике.

При расчете сканирующих антенн СВЧ, как правило, задаются отдельные величины, характеризующие их направленность, энергетiku, управление, разрешающую способность, помехозащищенность и т. д. Часть параметров, определяющих основные характеристики антенны, устанавливаются в процессе проектирования и могут варьироваться в определенных пределах. Требования, заданные к электрически сканирующей антенне, при проектировании могут быть обеспечены применением различных

способов сканирования, возбуждения и обработки сигнала, разных типов решетки и излучателей в них, фазовращателей и т. д. Следует подчеркнуть, что общетехнические, эксплуатационные и экономические требования обеспечиваются не только соответствующими конструкцией, технологией, материалами, но и способами сканирования, возбуждения, управления и т. д. Одна из главных задач проектирования — найти оптимальный вариант антенны с учетом имеющихся возможностей ее размещения, производства и условий работы всей системы. Оптимизация состоит в приближении значений реализуемых характеристик к предельно допустимым, найденным для выбранных критериев оптимальности. Такими критериями могут быть, например, максимальный коэффициент усиления антенны в секторе сканирования, минимальный УБЛ в этом секторе при заданной разрешающей способности или минимальная шумовая температура при заданных относительных размерах и потерях в элементах СВЧ.

1.6. АКТИВНЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Применение в антенной технике полосковых и микрополосковых устройств СВЧ позволяет значительно снизить массу, габаритные размеры и стоимость устройств, а также повысить их надежность. Полосковые и микрополосковые устройства могут использоваться в качестве печатных антенн, канализирующих систем, делителей мощности и направленных ответвителей, фазовращателей, циркуляторов, вентилях, фильтров и т. д. Такие преимущества печатной технологии, как уменьшение трудоемкости изготовления, повторяемость параметров при серийном производстве и возможность интеграции, позволили использовать эти устройства при конструировании антенн с обработкой сигнала дециметрового, метрового, а затем сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн. Так появились печатные вибраторы, микрополосковые излучатели, «волновой канал» (директорная антенна), антенные решетки, компактные полосковые резонансно-щелевые антенны, полосковые антенны бегущей волны и т. д. [1.6]. Однако существенным недостатком полосковых устройств являются значительные потери в сантиметровом диапазоне и особенно в коротковолновой его части.

Введение активного элемента в тракт СВЧ позволяет не только уменьшить потери, но и увеличить излучаемую мощность, упростить распределительную систему СВЧ и облегчить электрические требования к ней, а также миниатюризировать всю антенную систему. Включение активного элемента (или прибора) в излучатель или тракт его возбуждения превращает АР из пассивного взаимного устройства в активную АР, а ФАР в АФАР, в которой при приеме и передаче используются различные активные элементы. На практике АР разделяют на приемные, передающие и приемопередающие. Излучатель, активные

элементы, фазовращатель, линии передачи СВЧ, соединяющие эти элементы СВЧ, и т. д., конструктивно объединенные в одно устройство, получили название модуля АФАР.

Известны разнообразные схемы приемных и передающих модулей. Например, в одних из них активный элемент связан с каждым излучателем, в других — с группой излучателей. Отсутствие единой терминологии для ФАР имеет место в еще большей степени для АФАР.

Проектирование приемопередающего модуля АФАР при существующих в настоящее время теоретической и элементной базой фактически распадается на два самостоятельных этапа: разработку передающего и приемного модулей. Как известно, современная микроэлектроника достигла значительных успехов, созданы различные интегральные микросхемы, широко используемые в радиоприемных устройствах. В то же время отсутствуют серийно выпускаемые интегральные устройства СВЧ большой мощности для радиопередающих устройств. Это обстоятельство и привело к необходимости более подробно рассмотреть вопросы проектирования активных передающих модулей.

При разработке модуля АФАР предпочтительно решение, обеспечивающее минимальную стоимость антенны. В системе, где каждый излучатель связан с отдельным активным элементом, стоимость уменьшают за счет применения более дешевых и менее мощных генераторов и фазовращателей, более удобных источников питания, а также упрощения элементов охлаждения решетки.

При разработке передающего активного модуля можно использовать либо один автогенератор или генератор с внешним возбуждением (усилитель мощности), либо цепочку последовательно соединенных каскадов, среди которых могут быть умножители частоты. Благодаря умножению частоты распределительная система работает на частоте, более низкой, чем выходная, и, как правило, при меньшей мощности, что позволяет существенно снизить потери в системе.

Основные требования, предъявляемые к активным элементам модулей, состоят в обеспечении: заданного значения выходной СВЧ мощности; относительно высоких значений КПД (не менее 20...40%) и коэффициента усиления по мощности (более 10 дБ), устойчивости рабочего режима, сравнительно широкой полосы пропускания (более 5%), малого разброса параметров отдельных экземпляров, стабильности работы в широком интервале изменения температуры, низкого уровня генераторных шумов, фильтрации внеполосных и побочных колебаний. Кроме того, предъявляется ряд конструктивных (малые масса и габаритные размеры) и экономических требований.

В последние годы в активных модулях все шире применяют полупроводниковые приборы СВЧ, такие как биполярные мощные транзисторы СВЧ, умножительные диоды (варакторы и

ди
и
пр
м
бо
бо
ча
н
н
х
р
н
т
м
е
м
и
и

диоды с накоплением заряда) и диоды СВЧ (лавинно-пролетные с переносом электронов).

Мощные транзисторы СВЧ — наиболее разработанные полупроводниковые приборы этого диапазона с рабочими частотами, пока не превышающими 5...7 ГГц. Поэтому при разработке модулей АФАР с применением этих транзисторов на рабочей частоте в 3-см диапазоне волн требуется умножитель частоты, что приводит к использованию в модуле усилительно-умножительной цепочки. В качестве нелинейного элемента в умножителе применяют диоды с нелинейной емкостью $p-n$ -перехода, которые отличаются высоким коэффициентом преобразования мощности входных колебаний в мощность выходных, надежностью, малыми габаритными размерами и массой и практически не потребляют мощности от источника питания. Усилители СВЧ на лавинно-пролетных диодах по сравнению с диодами с переносом электронов имеют более высокую (на порядок) выходную мощность и большой КПД (до 5...15%). Активные модули можно построить на автогенераторных приборах СВЧ (транзисторных или диодных) с применением системы синхронизации от специального источника колебаний.

Проектирование излучающей системы АФАР тесно связано с разработкой активных модулей, обеспечивающих требуемые характеристики антенной решетки. Поэтому при проектировании необходимо выбрать схему построения активных модулей, рассчитать режимы генераторных каскадов и согласующих СВЧ цепей, а также произвести расчет элементов схемы генератора в виде гибридной микросхемы. Следует отметить, что полупроводниковые генераторные устройства СВЧ рассчитывают приближенными методами, так как они представляют собой сложные нелинейные устройства. Однако эти методы позволяют с достаточной для практики степенью точности оценивать основные энергетические и конструктивные характеристики каскадов и на их базе производить расчет излучающей системы АФАР.

В разд. 3 рассматриваются энергетические характеристики (выходная мощность, рабочая частота, КПД, коэффициент усиления и др.) полупроводниковых приборов СВЧ с целью использования их в активных модулях АФАР и обращается внимание на возможность появления тепловых ограничений при определенных конструктивных требованиях, связанных со сканированием луча решетки. Приводятся методики расчета режима мощных транзисторных генераторов СВЧ и их согласующих цепей, а также умножителей частоты на варакторах и диодах с накоплением заряда, что позволяет разработку активного модуля с использованием усилительно-умножительной цепочки.

Особое внимание обращается на расчет генераторов и усилителей СВЧ на лавинно-пролетных диодах, обеспечивающих в 3-см диапазоне волн основные требования к активным элементам модулей АФАР.

1.7. ПРОЕКТИРОВАНИЕ АНТЕНН

Расчет и конструирование современных антенн значительно усложнились в последние годы из-за увеличения числа характеристик, подлежащих определению, а также стремления оптимизировать и более точно рассчитывать характеристики антенн, избегая экспериментальных проверок. Нахождение оптимального варианта антенной системы по заданным требованиям значительно увеличивает объем всех расчетов.

Известны различные методы расчета антенн, отличающиеся сложностью и соответственно точностью результатов. На стадии предварительного проектирования необходимы приближенные методы, позволяющие специалистам, знакомым лишь с общей теорией антенн и практикой их использования, определять основные характеристики новых типов антенн. Это привело к созданию инженерных методик расчета с введением ряда приближений и упрощений, что повлияло на точность расчета характеристик и ограничение пределов их применимости. Наряду с этим интенсивно развиваются строгие методы расчета, позволяющие оптимизировать проектируемое устройство по тому или иному критерию с использованием ЭВМ. Характеристики антенн, найденные с помощью приближенных инженерных методик, могут быть уточнены строгими методами.

При расчете и проектировании антенных систем решение общей задачи приходится искусственно разделять на ряд отдельных частных задач. Решение этих задач с учетом их взаимосвязи дает возможность рассчитывать характеристики сложных антенных систем и искать вариант антенны, наиболее соответствующий поставленным требованиям. Такой подход позволил создать независимые методы инженерного расчета АР с электрическим сканированием, АФАР и их элементов [0.9].

За последнее время в конструировании и производстве антенн произошли существенные изменения. Разнообразие используемых на практике типов антенн, существенные их различия в зависимости от назначения привели к возникновению ряда самостоятельных отраслей современного антенностроения с присущими им конструкторскими решениями, используемыми материалами, технологией, видом производства и т. д. Такими уже сложившимися можно считать отрасли крупного антенностроения, ФАР, АФАР, антенн летательных аппаратов и судовых антенн [1.10—1.15], а также космических антенных систем. Намечается возникновение других отраслей. В каждой из них свои специфика и особенности конструирования.

Остановимся на особенностях проектирования ФАР и АФАР. Сложность антенных систем приводит к их высокой стоимости. Поэтому процесс проектирования в значительной мере сводится к изысканию таких решений, которые с учетом класса РЛС, требований размещения, мобильности, серийности производ-

ства, изменения внешних воздействий и т. п. позволят найти приемлемый компромисс между стоимостью антенной системы и ее характеристиками.

На первый план при проектировании ФАР выдвигается вопрос о создании еще в процессе разработки опытного образца РЛС крупной серии элементов антенн с требуемыми параметрами и невысокой стоимостью. Поэтому уже в начале проектирования ФАР должны быть рассмотрены технологические возможности отраслевой промышленности, создающей массовую элементную базу ФАР или АФАР, определены варианты элементной базы для данного типа РЛС и выработаны технические и экономические требования к каждому элементу с учетом его серийного производства. Особенно важно на этом этапе определить возможность получения в процессе промышленного выпуска элементов ФАР повторяемости значений их параметров от экземпляра к экземпляру и сохранения этой повторяемости во всем диапазоне изменений внешних воздействий.

Следующий этап проектирования — разработка вариантов функциональных схем ФАР или АФАР, отвечающих заданным техническим требованиям, а также учитывающих конструкторско-технологические особенности построения антенны. На этом этапе целесообразно рассмотреть варианты построения, имеющие существенные различия, например пассивная ФАР и АФАР (на передачу или прием), приемная ФАР с обработкой сигнала и управлением лучом на несущей или промежуточной частотах и т. п. Это позволит более тщательно и детально оценить возможности существующей технологии и выбрать в дальнейшем наиболее оптимальный для данного типа РЛС вариант такой сложной системы. Существенным моментом проектирования на этом этапе является расчет потерь потенциала, вызванных применением в РЛС той или иной схемы АР. Должны быть учтены как прямые потери энергии, например в системе распределения мощности или управления лучом, так и потери коэффициента усиления антенны, вызванные дискретностью фазирования, ступенчатой аппроксимацией линейного фазового фронта: отклонением луча от нормали или ошибками амплитудно-фазового распределения. Эти потери влияют на тактические характеристики системы. Прямые потери можно пересчитать в потери коэффициента усиления ФАР и потенциала РЛС. На потери потенциала в РЛС с ФАР сильно влияют ошибки фазового распределения, возникающие в раскрыве решетки и достигающие (особенно в АФАР) значительных размеров. Статистическая теория антенн позволяет оценить падение коэффициента усиления и других характеристик ФАР в зависимости от статистики фазового распределения в ее раскрыве. Для получения оценки необходимо знать эту статистику. В многоканальных и многокаскадных системах, какими являются ФАР и АФАР, эта задача решается достаточно сложно.

Результаты расчета характеристик нескольких схем ФАР, каждая из которых отвечает заданным техническим требованиям, позволяют на завершающем этапе проектирования сопоставить их и выбрать наилучшую. Опыт проектирования ФАР показывает, что такое сопоставление целесообразнее делать по энергопотреблению (КПД, если речь идет о передающей ФАР, или суммарным потерям, если рассматривается приемная ФАР), надежности, стоимости и массогабаритным характеристикам. В зависимости от класса РЛС каждой из этих характеристик должен быть придан соответствующий вес. Интегральное оценивание позволяет принять окончательное решение о выборе наиболее оптимального варианта ФАР.

Глава 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФАР

Наибольшее распространение получили линейные и плоские ФАР. Большинство плоских ФАР состоит из идентичных излучателей, расположенных в узлах плоской координатной сетки с двойной периодичностью. На рис. 2.1 показаны прямоугольная и треугольная (или гексагональная) сетки.

При элементарном рассмотрении предполагается, что ДН излучателя, находящегося в решетке, не отличается от ДН изолированного излучателя. Возбуждение излучателей при остро-направленном излучении обеспечивает синфазное сложение полей в заданном направлении и зависит от положения излучателя в решетке:

$$\Phi_{nq}(\theta_{\text{гл}}, \varphi_{\text{гл}}) = -k(x_{nq} \cos \varphi_{\text{гл}} + y_{nq} \sin \varphi_{\text{гл}}) \sin \theta_{\text{гл}}, \quad (2.1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; x_{nq} , y_{nq} — координаты излучателей; $\theta_{\text{гл}}$, $\varphi_{\text{гл}}$ — углы сферической системы координат, определяющие направление главного максимума (луча) в пространстве (рис. 2.2).

Полагая решетку состоящей из одинаковых излучателей можно представить ее характеристику направленности $f(\theta, \varphi)$ в виде произведения характеристики направленности изолированного излучателя $F(\theta, \varphi)$ на множитель решетки $F_*(\theta, \varphi)$

$$f(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) F_*(\theta, \varphi), \quad (2.2)$$

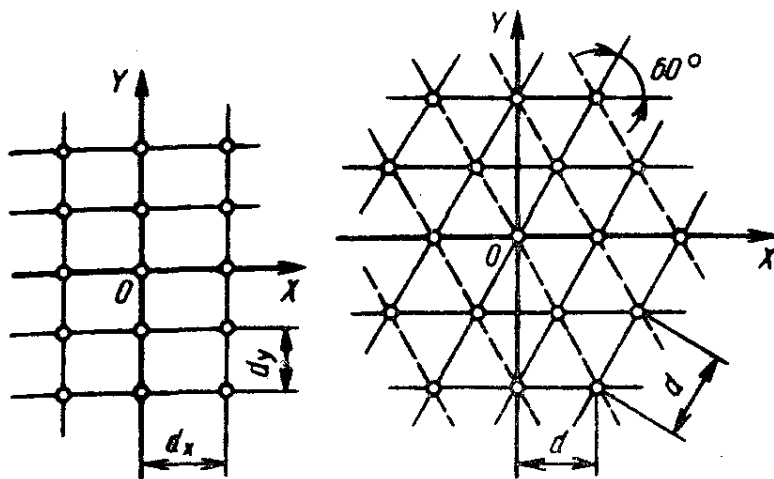


Рис. 2.1. Схематическое изображение способов размещения излучателей

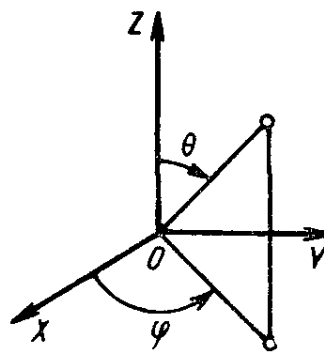


Рис. 2.2. Система координат

где $F_{\varepsilon}(\theta, \varphi) = \sum_{m,n=1}^{M,N} A_{mn} \exp [i(\Phi_{mn} + \Phi_{mn}^{\text{п}})]$, A_{mn} — амплитуда возбуждения элемента решетки; $\Phi_{mn}^{\text{п}} = k(x_{mn} \cos \varphi + y_{mn} \sin \varphi) \sin \theta$ — пространственный фазовый сдвиг для направления наблюдения (θ, φ) .

При размещении излучателей в узлах координатной сетки с двойной периодичностью синфазное сложение полей отдельных излучателей решетки возможно не только в направлении главного максимума ДН, но и в других направлениях, которым соответствует пространственный фазовый сдвиг, компенсирующий сдвиг фазы между излучателями за счет возбуждения. В этом случае помимо главного максимума существуют еще и дифракционные максимумы высших порядков, пространственная ориентация которых зависит от расстояния между излучателями.

При уменьшении этого расстояния число дифракционных максимумов, находящихся в области действительных углов, уменьшается. Для нормальной работы решетки необходимо, чтобы в области действительных углов находился лишь один главный максимум, а дифракционные отсутствовали.

При использовании прямоугольной сетки дифракционные максимумы высших порядков отсутствуют, если расстояние между излучателями в направлении координатных осей удовлетворяет следующим условиям:

$$d_x/\lambda \leq 1/(1 + \sin \theta_{x \max}); \quad d_y/\lambda \leq 1/(1 + \sin \theta_{y \max}), \quad (2.3)$$

где λ — длина волны; $\theta_{x \max}$, $\theta_{y \max}$ — максимальные углы отклонения луча в плоскостях ZOX и ZOY (см. рис. 2.2).

Для треугольной сетки соответствующее условие имеет вид

$$\frac{d}{\lambda} \leq \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{1 + \sin \theta_{\max}}, \quad (2.4)$$

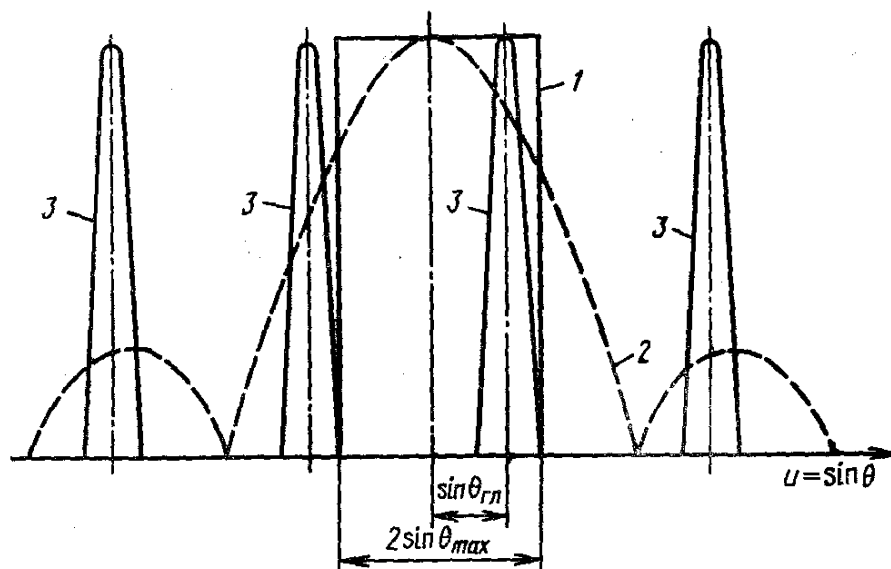


Рис. 2.3. Диаграммы направленности идеального 1 и реального 2 излучателей, а также лепестки множителя решетки 3

где θ_{max} — максимальное отклонение луча от нормали к решетке. Например, если $\theta_{max} = 45^\circ$, то для прямоугольной и треугольной сеток получаем $d_x = d_y = 0,58\lambda$ и $d = 0,68\lambda$. Таким образом, использование треугольной сетки позволяет увеличить расстояние между излучателями и уменьшить их число примерно на 13% по сравнению с числом элементов в решетке с прямоугольной сеткой.

Условия (2.3), (2.4) не учитывают направленных свойств излучателей решетки и определяют предельные расстояния в решетке изотропных излучателей. При ограниченном секторе сканирования использование направленных излучателей позволяет увеличить расстояние между ними по сравнению с определяемым по (2.3), (2.4) и соответственно уменьшить общее число излучателей.

Действительно, если ДН одного излучателя решетки равна нулю или близка к нему вне сектора сканирования (рис. 2.3), то можно допустить существование дифракционных максимумов высших порядков в области действительных углов, увеличив расстояние между излучателями по сравнению с (2.3), (2.4) и потребовав при этом, чтобы при всех перемещениях луча дифракционные максимумы не попадали в сектор сканирования. Поскольку характеристика направленности решетки получается перемножением характеристики направленности излучателя и множителя решетки, то дифракционные максимумы окажутся подавленными, так как они умножатся на малые или нулевые значения характеристики направленности излучателя.

При сканировании в коническом секторе углов $\theta \leq \theta_{max}$ выигрыш в числе излучателей по сравнению с решеткой изотропных элементов для треугольной и прямоугольной сеток составит

$$N_{изотр}/N = (1 + \sin \theta_{max})^2 / 4 \sin^2 \theta_{max}. \quad (2.5)$$

Однако создать излучатель, характеристика направленности которого быстро уменьшится за пределами сектора сканирования, достаточно сложно. Характеристики направленности реальных излучателей отличаются от идеальной. Поэтому число излучателей в реальных сканирующих решетках больше минимально возможного. Если ширина диаграммы направленности ФАР не превышает 1° , а сектор сканирования в обеих главных плоскостях меньше 10° , то необходимую направленность можно получить, объединив в группу обычные слабонаправленные излучающие элементы (рис. 2.4). Такие группы излучателей в дальнейшем будем называть подрешетками. Излучатели каждой подрешетки возбуждаются синфазно и формируют ДН, максимум которой ориентирован в направлении нормали к плоскости решетки. При сканировании фазы колебаний каждой из подрешеток, которые можно рассматривать как отдельные излучатели антенны, изменяются с помощью фазовращателей. Относительные размеры подрешеток выбирают в соответствии с заданным сектором сканирования и допустимым уровнем дифракционных максимумов высших порядков. Так как форма ДН подрешетки отличается от прямоугольной, то при определении ее размеров необходимо учитывать α — допустимый уровень дифракционных максимумов высших порядков, которые при сканировании находятся в пределах основного лепестка ДН подрешеток (см. рис. 2.3):

$$L_{x,y}'/\lambda = \alpha / [(1 + \alpha) \sin \theta_{\max x, y}], \quad (2.6)$$

где $L_{x, y}'$ — размеры подрешетки вдоль осей X и Y соответственно (рис. 2.5). Число строк и столбцов, образованных подрешетками,

$$N_{x,y} = \frac{L_{x,y}}{\lambda} \frac{1 + \alpha}{\alpha} \sin \theta_{x,y \max}, \quad (2.7)$$

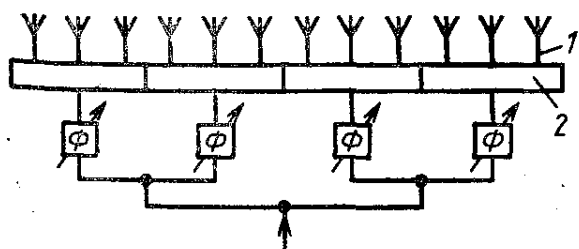


Рис. 2.4. Схема ФАР с несканирующими подрешетками:
(1 — излучатели подрешеток; 2 — подрешетки)

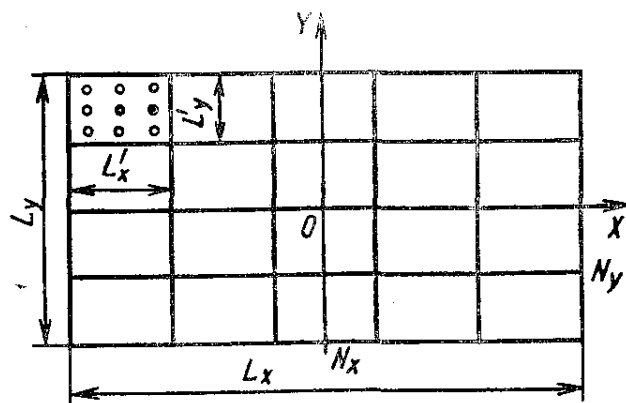


Рис. 2.5. Геометрия плоской антенной решетки с несканирующими подрешетками

ξ, u	Амплитудное распределение	Диаграмма направленности (u)
	1	$\sin u/u$
	$1 - (1 - \Delta)\xi^2$	$\frac{3}{2 + \Delta} \left[\Delta \frac{\sin u}{u} - 2(1 - \Delta) \frac{\cos u}{u^2} + 2(1 - \Delta) \frac{\sin u}{u^3} \right]$ <p style="text-align: center;">при $v = \frac{5}{3} \frac{(2 + \Delta)^2}{8 + 4\Delta + 3\Delta^2}$</p>
	$\Delta + (1 - \Delta) \cos \frac{\pi\xi}{2}$	$\left[(1 - \Delta) \frac{2}{\pi} + \Delta \right]^{-1} \left[\Delta \frac{\sin u}{u} + \frac{\pi}{2} (1 - \Delta) \frac{\cos u}{\pi^2/4 - u^2} \right],$ <p style="text-align: center;">при $v = \left[\frac{2}{\pi} (1 - \Delta) + \Delta \right]^2 \times$ $\times \left[\frac{(1 - \Delta)^2}{2} + \frac{4}{\pi} \Delta (1 - \Delta) + \Delta^2 \right]^{-1}$</p>
	$\cos^n \left(\frac{\pi\xi}{2} \right)$	$\frac{\sin u}{u \prod_{k=1}^m \left(1 - \frac{u^2}{\pi^2 k^2} \right)}; \quad n = 2m;$ $\frac{\cos u}{\prod_{k=1}^m \left[1 - \frac{4u^2}{\pi^2 (2k + 1)^2} \right]}; \quad n = 2m + 1$
	$\Delta + (1 - \Delta) \cos^2 \frac{\pi\xi}{2}$	$\frac{\sin u}{u} \left(\frac{1}{2} \frac{1 - \Delta}{1 - u^2/\pi^2} + \Delta \right)$

 $v = 2\lambda/L; u = (\kappa L/2) \sin \theta$ (прямоугольное)

Δ	n	$2\theta_{0,5}$, град	$2\theta_{0,}$ град	Огибающая бо- ковых лепестков ДН $F_{ог}(u)$	УБЛ, дБ	КПД ν
—		$50,8 \frac{\lambda}{L}$	$114,8 \frac{\lambda}{L}$	$1/u$	—13,3	1
0,5		$55,6 \frac{\lambda}{L}$	$131,2 \frac{\lambda}{L}$	$0,6/u$	—17,1	0,97
0,316		$57,3 \frac{\lambda}{L}$	$141 \frac{\lambda}{L}$	$0,409/u$	—19	0,935
0,1		$62,5 \frac{\lambda}{L}$	$156 \frac{\lambda}{L}$	$0,143/u$	—21	0,872
0		$65,9 \frac{\lambda}{L}$	$163,8 \frac{\lambda}{L}$	$3/u^2$	—21,3	0,833
0,5		$55,6 \frac{\lambda}{L}$	$132 \frac{\lambda}{L}$	$0,611/u$	—17,6	0,966
0,316		$58,4 \frac{\lambda}{L}$	$144 \frac{\lambda}{L}$	$0,42/u$	—20	0,935
0,1		$63 \frac{\lambda}{L}$	$162 \frac{\lambda}{L}$	$0,149/u$	—22,4	0,874
0		$67 \frac{\lambda}{L}$	$172 \frac{\lambda}{L}$	$2,47/u^2$	—22,9	0,811
1		$67 \frac{\lambda}{L}$	$172 \frac{\lambda}{L}$	$2,47/u^2$	—22,9	0,811
2		$83 \frac{\lambda}{L}$	$229,2 \frac{\lambda}{L}$	$9,87/u^3$	—31,4	0,667
3		$95 \frac{\lambda}{L}$	$286,4 \frac{\lambda}{L}$	$55/u^4$	—39,3	0,575
4		$110,6 \frac{\lambda}{L}$	$344 \frac{\lambda}{L}$	$390/u^5$	—46,7	0,515
		$74,6 \frac{\lambda}{L}$	$115 \frac{\lambda}{L}$	$\Delta \frac{\sin u}{u}$	—44	0,73

ξ, u	Амплитудное распределение	Диаграмма направленности (u)
$\xi = r/R; u = kR \sin \theta$ (круглое)	1	$\Lambda_1(u)$
	$1 - (1 - \Delta)\xi^2$	$\frac{2}{1 + \Delta} \left[\Delta \Lambda_1(u) + \frac{1}{2} (1 - \Delta) \Lambda_2(u) \right]$, при $v = 3(1 + \Delta)^2 / 4(1 + \Delta + \Delta^2)$
	$(1 - \xi^2)^n$	$\Lambda_{n+1}(u)$, при $v = \frac{2n + 1}{(n + 1)^2}$
	$\frac{1 + 6(1 - \xi^2)^2}{7}$	$\frac{\Lambda_1(u) + 2\Lambda_2(u)}{3}$
	$\frac{3 + 18(1 - \xi^2)^2 + 8(1 - \xi^2)^3}{29}$	$\frac{3\Lambda_1(u) + 6\Lambda_2(u) + 2\Lambda_4(u)}{11}$

где $L_{x, y}$ — размеры раскрыва решетки вдоль осей X и Y соответственно. Число фазовращателей в решетке $N = N_x N_y$.

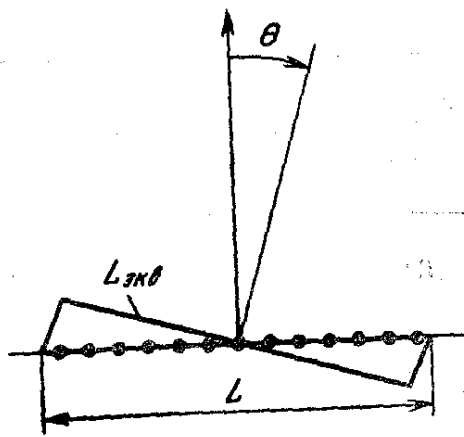
Размеры антенны определяются заданными значениями КНД или шириной ДН, длиной волны и выбранным амплитудным распределением поля в раскрыве антенны (последнее зависит от требуемого уровня боковых лепестков).

В табл. 2.1 приведены некоторые характеристики излучения прямоугольного и круглого раскрывов при различных законах распределения поля для антенн с непрерывным распределением излучателей. Однако при малом расстоянии между излучателями они справедливы и для антенных решеток. Функции амплитудного распределения и параметры ДН прямоугольного раскрыва приведены для одной из главных плоскостей, параллельных его боковым сторонам. Полное амплитудное распределение и

Δ	u	$2\theta_{0,5}$, град	$2\theta_0$, град	Огибающая боковых лепестков ДН $F_{ог}(u)$	УБЛ, дБ	КИП ν
—		$58,5 \frac{\lambda}{2R}$	$139,8 \frac{\lambda}{2R}$	$1,6/u \sqrt{u}$	—17,6	1,0
0,5		$62,5 \frac{\lambda}{2R}$	$153,5 \frac{\lambda}{2R}$	$1,06/u \sqrt{u}$	—20,6	0,964
0,316		$65,3 \frac{\lambda}{2R}$	$162 \frac{\lambda}{2R}$	$0,38/u \sqrt{u}$	—22,4	0,917
0,1		$69,9 \frac{\lambda}{2R}$	$178,8 \frac{\lambda}{2R}$	$0,15/u \sqrt{u}$	—24,2	0,818
0		$72,8 \frac{\lambda}{2R}$	$187,3 \frac{\lambda}{2R}$	$6,4/u^2 \sqrt{u}$	—24,6	0,75
	2	$84,2 \frac{\lambda}{2R}$	$232,6 \frac{\lambda}{2R}$	$21,6/u^3 \sqrt{u}$	—30,6	0,555
	3	$94,5 \frac{\lambda}{2R}$	$277,3 \frac{\lambda}{2R}$	$173/u^4 \sqrt{u}$	—36	0,438
	4	$105,4 \frac{\lambda}{2R}$	$320,3 \frac{\lambda}{2R}$	$3060/u^5 \sqrt{u}$	—40,9	0,36
—	—	$72,8 \frac{\lambda}{2R}$	$204,5 \frac{\lambda}{2R}$	$\frac{0,53}{u \sqrt{u}}$	—34	0,74
—	—	$76,8 \frac{\lambda}{2R}$	$226,3 \frac{\lambda}{2R}$	$\frac{0,29}{u \sqrt{u}}$	—41,4	0,68

апертурный коэффициент использования поверхности (КИП) представляют собой произведения соответствующих величин для главных плоскостей. Как видно из таблицы, уровень первого бокового лепестка и характер убывания уровня остальных лепестков зависят от особенностей распределения амплитуды поля на краю раскрыва. При равномерном распределении, имеющем разрыв на краю раскрыва, уровень первого бокового лепестка равен —13,2 дБ, а уровень остальных уменьшается пропорционально $1/u$, где $u = (kL/2) \sin \theta$. При треугольном и косинусоидальном распределениях, которые сами непрерывны на краю раскрыва, но их первая производная терпит разрыв, уровни первых боковых лепестков составляют —26,4 и —23 дБ соответственно, а остальные лепестки уменьшаются пропорционально $1/u^2$. При косинус-квадратном распределении, непрерыв-

Рис. 2.6. К определению эквивалентной длины антенной решетки



ном на краю раскрыва вместе с первой производной, уровень первого бокового лепестка равен -32 дБ, а уровни остальных уменьшаются как $1/u^3$.

Данные в табл. 2.1 справедливы при ориентации луча антенны в направлении нормали к линии расположения излучателей, если решетка линейная, или к плоскости раскрыва при плоской двумерной решетке.

Для расчета ширины ДН линейной решетки при отклонении луча от нормали вводят понятие эквивалентной длины решетки (рис. 2.6).

$$L_{\text{экв}} = Nd \cos \theta_{\text{гл}}. \quad (2.8)$$

При увеличении угла отклонения $L_{\text{экв}}$ уменьшается, а ширина ДН согласно формулам табл. 2.1 увеличивается.

Можно считать, что в двумерной плоской решетке при отклонении главного максимума от направления нормали к раскрыву в какой-либо плоскости ширина ДН изменяется тоже только в данной плоскости. Это утверждение тем точнее, чем больше размеры решетки. Оно хорошо оправдывается для решеток, длина которых больше 10λ .

При отклонении главного максимума от нормали к плоскости прямоугольной решетки в главных плоскостях XOZ , YOZ для определения ширины ДН и КНД можно ввести понятие эквивалентного размера и эквивалентной площади решетки:

$$L_{x \text{ экв}} = N_x d_x \cos \theta_{\text{гл}} \text{ (плоскость } XOZ); L_{y \text{ экв}} = N_y d_y \cos \theta_{\text{гл}} \text{ (плоскость } YOZ); S_{\text{экв}} = S \cos \theta_{\text{гл}}, \quad (2.9)$$

где N_x , N_y — число строк и столбцов, образованных излучателями решетки и параллельных осям X и Y прямоугольной системы координат; S — площадь раскрыва.

Эквивалентные величины равны проекциям реальных геометрических характеристик на плоскость, перпендикулярную направлению главного максимума. Ширину ДН в главных плоскостях можно найти по формулам табл. 2.1 при подстановке в них соответствующих эквивалентных размеров.

У плоской решетки КНД зависит от отклонения максимума ДН от нормали к плоскости решетки на угол $\theta_{гл}$:

$$D(\theta_{гл}) = D_0 \cos \theta_{гл}, \quad (2.10)$$

где D_0 — значение КНД в направлении перпендикуляра к плоскости решетки.

Формулы (2.8) — (2.10) приближенные, их точность тем выше, чем меньше ширина луча, т. е. чем больше относительные размеры решетки.

При ориентации луча в направлении нормали плоской решетки КНД

$$D_0 = 4\pi S\nu/\lambda^2, \quad (2.11)$$

где ν — коэффициент использования площади раскрыва, значение которого определяется амплитудным распределением.

2.2. ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования показали, что нельзя пренебрегать взаимным влиянием излучателей решетки, которое проявляется в следующем: входное сопротивление излучающего элемента в АР отличается от сопротивления элемента в свободном пространстве и является функцией угла сканирования; изменяется ДН элемента; искажаются поляризационные характеристики.

Иногда взаимодействие элементов в решетке приводит к резкому рассогласованию между раскрывом антенны и цепями питания. В больших антенных решетках в этом случае наблюдается эффект ослепления, когда практически прекращаются излучение и прием электромагнитных волн.

Одной из важнейших характеристик АР является ДН одного излучателя при условии, что все остальные нагружены на согласованные нагрузки, т. е. в решетке возбуждается лишь один излучатель, а остальные соединены с нагрузками, соответствующими волновым сопротивлениям питающих фидеров. В этом случае из-за взаимной связи индуцируются токи на соседних излучателях и ДН возбужденного элемента создается наложением полей излучателей, нагруженных на пассивные нагрузки. При этом в фидерах последних возбуждаются волны и часть энергии поглощается в нагрузках.

Влияние взаимодействия излучателей учитывается просто: ДН решетки равна сумме ДН излучателей, умноженных на амплитуды волн фидерных линий, возбуждающих их.

Для АР конечных размеров входное сопротивление и ДН одного излучателя зависят от его положения в решетке, поскольку взаимные связи проявляются по-разному. Следовательно, принцип перемножения ДН может оказаться неприемлемым в решетках с относительно небольшим числом излу-

телей. В центральной области большой плоской антенной решетки свойства излучателей практически идентичны, и наиболее важные особенности их поведения можно достаточно точно описать, используя характеристики излучателей бесконечной АР. Поэтому бесконечная антенная решетка может служить моделью для анализа таких решеток. Диаграмму направленности большой АР можно представить произведением множителя решетки и характеристики направленности одного элемента в бесконечной АР.

Одна из наиболее важных причин использования модели бесконечной решетки состоит в том, что ее можно рассматривать как периодическую структуру, для исследования которой существуют различные аналитические и численные методы. При равномерном возбуждении этой структуры достаточно рассчитать распределение поля в одной из ее ячеек. Коэффициент отражения и ДН определяются этим полем. Методы анализа бесконечных, а также других фазированных решеток описаны в [0.4].

Эффект ослепления ФАР можно рассматривать с разных позиций с учетом скрытого резонанса, гашения поля, образования нулей ДН элемента в решетке, вытекающих волн. Подобное многообразие отчасти объясняется двумя различными подходами к исследованию ФАР, один из которых соответствует возбуждению всех элементов решетки, когда для описания ее свойств используются понятия входного сопротивления излучателей и коэффициента отражения, а второй — возбуждению одного элемента при всех остальных, нагруженных на сопротивления генераторов, приемников или на согласованные пассивные нагрузки. Понятия скрытого резонанса и гашения объясняют поведение решетки при первом подходе к изучению ее свойств, а нули ДН и вытекающие волны — при втором.

Эффект ослепления можно наблюдать при различной структуре излучающих элементов. Для некоторых из них характерен скрытый резонанс (рис. 2.7, а—в) [2.1]. Каждая структура содержит области, в которых могут распространяться поверхностные волны. Рассмотрим особенности их возникновения.

В соответствии с теорией скрытого резонанса [0.4] условие ослепления решетки совпадает с условием распространения поверхностной волны в соответствующей структуре излучателей. Например, щелевая решетка, возбуждаемая волноводами (рис. 2.7, б), содержит слой диэлектрика, лежащий поверх ще-

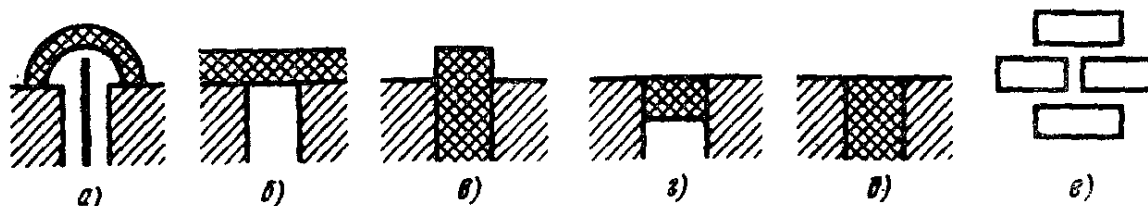


Рис. 2.7. Излучающие структуры, в которых наблюдается эффект ослепления

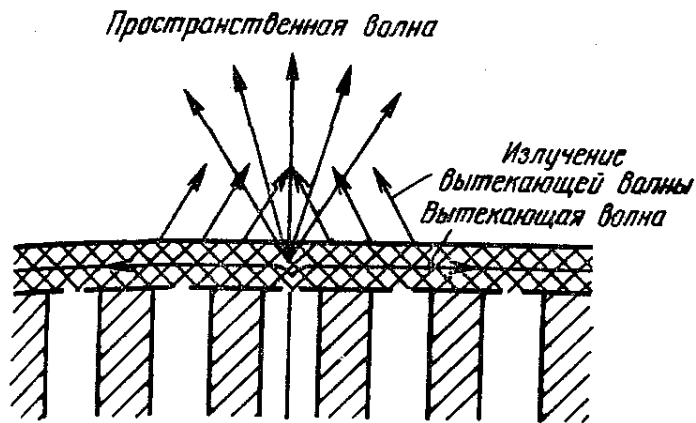


Рис. 2.8. Вытекающая и пространственная волны в периодической решетке при возбуждении одного элемента

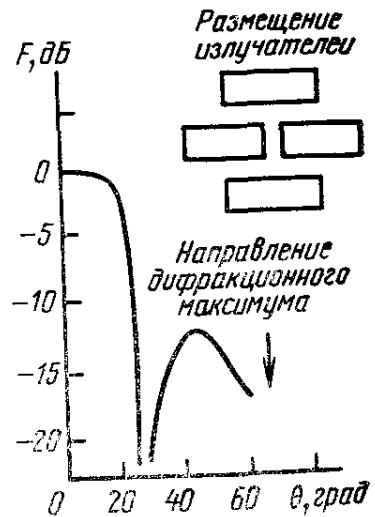


Рис. 2.9. Диаграмма направленности элемента волноводной решетки

лей. Если эту решетку сравнить со слоем диэлектрика на сплошном металлическом экране, являющимся направляющей системой поверхностной волны, то в направлении луча, при котором фазы волн совпадают в местах расположения щелей с фазами поверхностной волны, будет ослепление. При этом поле в решетке над щелями идентично полю поверхностной волны в слое диэлектрика, а входная проводимость щелей бесконечна. В результате волны, распространяющиеся в волноводах, полностью отражаются в направлении к генераторам. Решетка перестает излучать. Необходимо отметить, что сравнивать слой диэлектрика на металлическом экране с направляющей системой можно только для направления луча, в котором происходит ослепление решетки.

Гашение поля возможно для излучателей, структура которых показана на рис. 2.7, *г—е*. В области, заполненной диэлектриком (рис. 2.7, *г*), волны высших типов либо распространяются, либо находятся в закритическом режиме ФАР. В излучателях, изображенных на рис. 2.7, *д—е*, предполагается слабозакритический режим для первых высших типов, т. е. размеры волноводов достаточно велики. Для некоторого угла сканирования возбуждение волн высших типов в волноводе приводит к гашению поля излучаемой плоской волны, полному отражению и, следовательно, к ослеплению решетки.

Если в решетке возбуждается один излучающий элемент, а остальные имеют пассивные нагрузки, эффекту ослепления соответствуют нули ДН возбужденного излучателя. Появление этих нулей можно связать с возбуждением вытекающей волны, с которой связано извлечение энергии в направлении, противоположном направлению ее распространения (рис. 2.8). Помимо вытекающей волны возбужденный излучатель создает пространственную. Интерференция этих волн в пространстве над решет-

кой приводит к компенсации их полей в некоторых направлениях, и в ДН элемента решетки появляются нули, которые отсутствуют в ДН такого же изолированного элемента.

Явление ослепления в волноводной решетке, структура которой дана на рис. 2.7, е, наблюдается при ориентировании луча в пределах рабочего сектора сканирования ФАР и поэтому уменьшается последний. В ДН наблюдается провал (рис. 2.9).

2.3. СВЯЗЬ МЕЖДУ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧАТЕЛЯ И ПОЛНОСТЬЮ ВОЗБУЖДЕННОЙ РЕШЕТКИ

Удобство и важность понятия характеристики направленности элемента в решетке состоит в том, что, во-первых, когда возбуждены все ее излучатели, суперпозиция их характеристик позволяет получить истинную характеристику направленности решетки и, во-вторых, экспериментально измеренную ДН элемента можно использовать для вычисления коэффициента отражения в фидерах, соединенных с излучателями. Последнее обстоятельство особенно важно, когда из-за сложности структуры излучающих элементов их теоретический анализ затруднителен.

Характеристике направленности элемента в решетке соответствует его *коэффициент усиления* — характеристика направленности элемента по мощности

$$g(\theta, \varphi) = F^2(\theta, \varphi). \quad (2.12)$$

При равноамплитудном возбуждении элементов коэффициент усиления решетки связан с коэффициентом усиления элемента:

$$G(\theta, \varphi) = Ng(\theta, \varphi). \quad (2.13)$$

Равенство (2.13) определяет одно из основных преимуществ использования характеристики направленности элемента: по ней можно определить коэффициент усиления полностью возбужденной решетки.

Если генераторы, возбуждающие излучатели, согласованы с фидерами, идущими к излучателям, и тепловые потери отсутствуют, то коэффициент усиления антенной решетки отличается от КНД из-за отражений (определяется энергией, отраженной от излучателей обратно к генераторам)

$$G(\theta, \varphi) = D(\theta, \varphi)[1 - |\Gamma(\theta, \varphi)|^2], \quad (2.14)$$

где $\Gamma(\theta, \varphi)$ — коэффициент отражения в фидерах, возбуждающих излучатели.

Отражения вызваны рассогласованием между волновыми сопротивлениями питающих линий и входными сопротивлениями излучателей полностью возбужденной решетки. Поскольку при сканировании фаза возбуждения элементов меняется, то входные

сопротивления излучателей являются функцией θ и φ . Коэффициент отражения Γ связан с входным сопротивлением излучателя Z_a :

$$\Gamma(\theta, \varphi) = [Z_a(\theta, \varphi) - Z_0] / [Z_a(\theta, \varphi) + Z_0], \quad (2.15)$$

где Z_0 — волновое сопротивление фидера, к которому подключен излучатель.

Если дифракционные максимумы высших порядков отсутствуют, то КНД решетки

$$D = (4\pi/\lambda^2) AN \cos \theta, \quad (2.16)$$

где θ — угол между направлением главного максимума ДН и нормалью к плоскости решетки; A — площадь, приходящаяся на один элемент.

Сравнивая (2.13) с (2.14) и учитывая (2.16), получаем

$$g^2(\theta, \varphi) = (4\pi/\lambda^2) A \cos \theta [1 - |\Gamma(\theta, \varphi)|^2]. \quad (2.17)$$

Соотношение (2.16) связывает два режима работы антенной решетки. Коэффициент усиления элемента соответствует возбуждению только одного элемента, в то время как все остальные нагружены на согласованные нагрузки. Коэффициент отражения характеризует отраженную мощность при возбуждении всех элементов решетки. Если теоретически найдено значение Z_a , то с помощью (2.16), (2.17) можно определить $g(\theta, \varphi)$ и затем коэффициент усиления решетки $G(\theta, \varphi)$. Когда Z_a и Γ рассчитать трудно из-за сложности их аналитического описания, можно экспериментально измерить $g(\theta, \varphi)$ в решетке, все излучающие элементы которой, кроме одного, нагружены на согласованную нагрузку. Измерить $g(\theta, \varphi)$ гораздо проще, чем экспериментально определить $\Gamma(\theta, \varphi)$ и Z_a , когда необходимо возбуждать все элементы решетки. Трудности в данном случае определяются сложностью фидерной системы возбуждения. По измеренной $g(\theta, \varphi)$ можно с помощью (2.16) определить $|\Gamma|$ и КСВ в линиях, ведущих к излучателям.

Из (2.17) можно получить идеальную характеристику направленности элемента, которая обеспечит согласование при любом направлении луча в пространстве. Действительно, из (2.17) следует $\Gamma = 0$, если

$$g(\theta, \varphi) = (4\pi A/\lambda^2) \cos \theta. \quad (2.18)$$

Таким образом, характеристика направленности идеального элемента

$$F(\theta, \varphi) = (\sqrt{4\pi A}/\lambda) \sqrt{\cos \theta}. \quad (2.19)$$

Универсальность и эффективность (2.17) обусловлены тем, что в ней учтены все эффекты, связанные с взаимодействием излучающих элементов. Следует отметить, что (2.17) базируется на предположении идентичности характеристик направлен-

ности всех излучателей, что, вообще говоря, неверно. Однако для больших решеток различия излучающих элементов несущественны, кроме тех, что расположены у краев решетки.

2.4. ИЗЛУЧАТЕЛИ ФАР

В качестве излучателей ФАР используют вибраторы, открытые концы волноводов, диэлектрические стержни, спирали, щели и др. В последние годы большое внимание уделяется печатным излучателям (см. гл. 7). Выбор типа излучателей определяется рабочим диапазоном частот, требованиями к форме ДН отдельного элемента, излучаемой мощностью, поляризационными характеристиками и широкополосностью.

При конструировании излучателей используют три метода: 1) малоэлементной решетки, 2) волноводных моделей, 3) математического моделирования. Основная проблема при конструировании заключается чаще всего в минимизации коэффициента отражения в заданном секторе сканирования и полосе частот. По методу малоэлементной решетки [2.1] создают решетку с относительно небольшим числом излучающих элементов, определяют коэффициенты взаимной связи, рассчитывают коэффициент отражения для центрального элемента и выбирают согласующие устройства для каждого элемента. После этого всю процедуру повторяют для подтверждения результатов и улучшения согласования. Метод трудоемок и обладает низкой точностью для направлений, близких к углам возникновения дифракционных максимумов.

При методе волноводных моделей [0.4] экспериментально моделируют условия работы излучающего элемента в составе бесконечной антенной решетки для нескольких значений углов сканирования путем помещения небольшого числа излучателей в специальное волноводное устройство. Одним из недостатков метода является ограниченное число направлений, для которых можно экспериментально определить коэффициент отражения. Метод не позволяет получить полные сведения о свойствах излучателя в заданном секторе сканирования и полосе частот.

Метод математического моделирования базируется на исследовании математической модели излучателя. Он наиболее перспективен и не имеет существенных ограничений на тип излучателей. Он применим к излучателям, которые можно «рассчитать», т. е. для которых известно решение граничной задачи применительно к бесконечной решетке. Хотя число типов подобных излучателей невелико, среди них имеются весьма интересные для практического использования. Это волноводные излучатели и их модификации (частично и полностью заполненные диэлектриком, покрытые слоем диэлектрика), вибраторные и директорные излучатели над проводящей плоской поверхностью, диэлектрические стержневые, щелевые с различными

способами возбуждения, печатные и др. Большим преимуществом метода является то, что математическое моделирование позволяет воспроизвести любые изменения, которые возможны в решетке, но при экспериментальной обработке трудно реализуемы. Использование метода существенно сокращает объем экспериментальных исследований, связанных с разработкой излучателей, а в ряде случаев и исключает их.

При использовании математического моделирования процесс разработки излучателя можно разделить на четыре этапа (первый частично описан в § 2.2):

- 1) выбор типа излучателя и определение параметров сетки размещения их в решетке;
- 2) расчет и минимизация коэффициента отражения путем варьирования изменяемых параметров излучателя;
- 3) выбор согласующего устройства и согласование излучателя;
- 4) проверка результатов на простейшей волноводной модели.

Если для выбранного согласующего устройства известна эквивалентная схема и можно определить ее параметры, то согласующее устройство можно полностью рассчитать и оптимизировать вместе с излучателем. При этом второй и третий этапы выполняются одновременно. Необходимо иметь в виду, что в любом случае согласующее устройство нужно располагать ближе к излучателю, чтобы не ухудшать частотные свойства решетки. Различают согласование излучателей ФАР для одного направления луча и в секторе сканирования (*широкоугольное согласование*). В первом случае согласование осуществляется обычными методами, принятыми в технике СВЧ (реактивные шлейфы, четвертьволновые трансформаторы и т. д.). Некоторые способы широкоугольного согласования излучателей описаны в § 2.6.

Вибраторные излучатели в ФАР обычно располагают над плоской проводящей поверхностью, играющей роль экрана и предотвращающей обратное излучение. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что на характеристики вибраторного излучателя в составе антенной решетки сильнее всего влияют два фактора: их размещение в решетке и положение относительно проводящего экрана. Уменьшение шага решетки позволяет не только подавить высшие дифракционные максимумы, но и улучшить согласование в широком секторе углов сканирования. Изменение высоты вибраторного излучателя над экраном приводит к улучшению согласования в крайних положениях луча при сканировании в плоскостях E и H .

Параметром, который значительно меньше влияет на согласование в секторе сканирования, является длина вибратора, если начальное согласование осуществляется в направлении нормали к плоскости расположения излучателей.

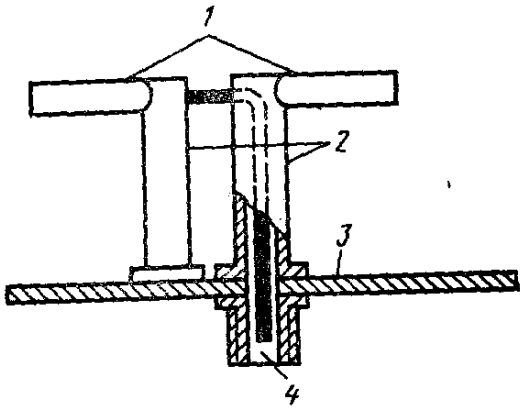


Рис. 2.10. Конструкция схемы вибраторного излучателя:

(1 — плечи вибратора; 2 — симметрирующее устройство; 3 — проводящий экран; 4 — вход питающей линии)

В конструкцию вибраторного излучателя, расположенного над проводящим экраном (рис. 2.10), помимо собственно вибратора входят симметрирующее устройство и подводная линия, выполняющие дополнительно функции механических опор, поддерживающих плечи вибратора. Наличие опор при определенных условиях может привести к нежелательным резонансным явлениям.

Примеры расположения вибраторных излучателей с хорошим согласованием показаны на рис. 2.11. Каждый излучатель представляет собой систему взаимно ортогональных вибраторов с раздельным возбуждением, который можно использовать для получения круговой поляризации или в решетках с двумя не-

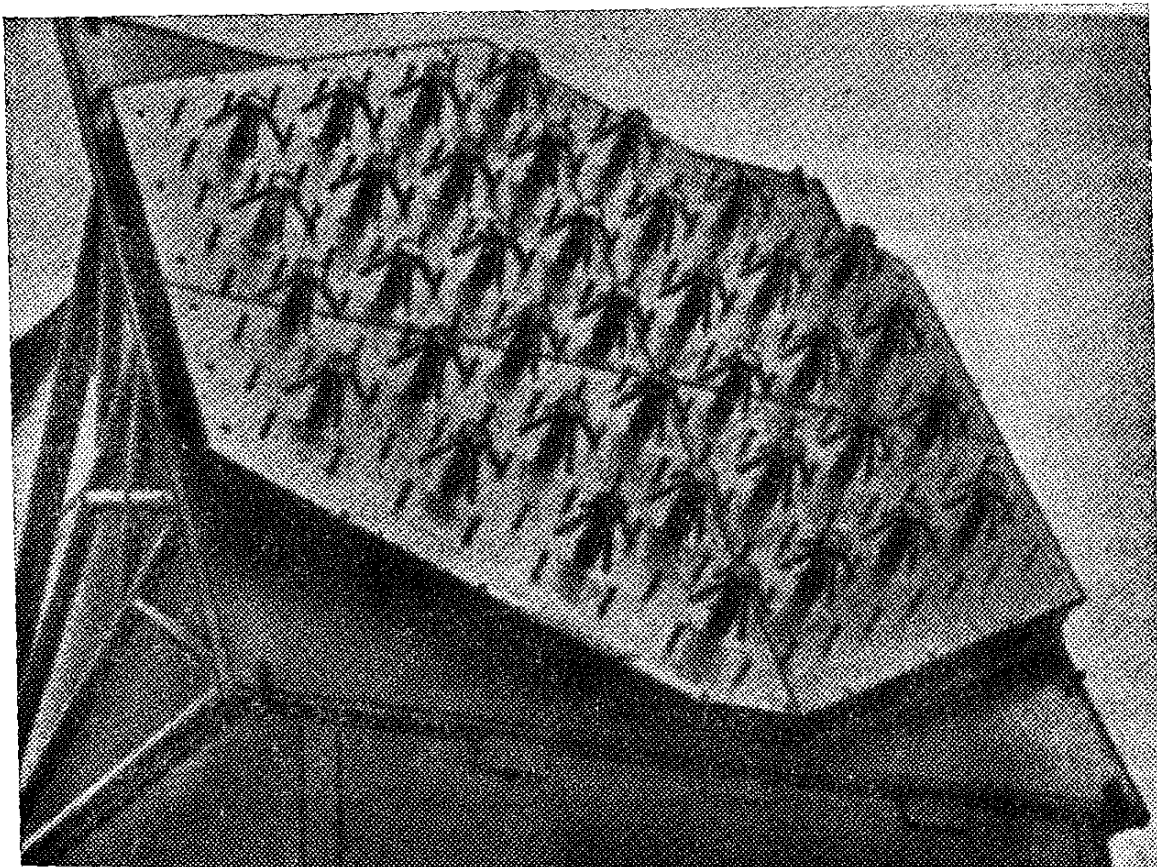


Рис. 2.11. Вибраторная ФАР

зависимыми каналами, развязанными по поляризации. Практика проектирования подобных излучателей показывает, что непараллельность плеч вибраторов позволяет устранить резонансные эффекты, приводящие к ослеплению ФАР [2.1].

Для создания вибраторных излучателей можно использовать печатную технологию, причем в едином цикле можно изготавливать излучатели, СВЧ цепи питания и фазовращатели. Как показали исследования, можно получить хорошее согласование ФАР в широком секторе углов, выбрав длину и расположение директоров.

Волноводные излучатели оказались одними из самых удобных в сантиметровом диапазоне для ФАР по следующим причинам:

- 1) они являются естественным продолжением волноводной секции, где располагается фазовращатель;
- 2) характеризуются высоким уровнем пропускаемой мощности;
- 3) их свойства можно предсказать на основе анализа и расчетов, что играет главную роль при проектировании;
- 4) рассчитанные характеристики излучателя в большой решетке проверяют путем измерений на простой волноводной модели.

Результаты анализа свойств решеток показывают, что при увеличении размеров волноводов существенно начинают влиять высшие тармоники в раскрыве волноводных излучателей. В отличие от решеток с излучателями относительно малых размеров, например полуволновых вибраторов, в которых резкое увеличение коэффициента отражения совпадает с появлением в области действительных углов дифракционных максимумов высших порядков, в решетках с излучателями достаточно больших размеров оно наступает при меньших углах сканирования, что сужает сектор сканирования, т. е. ухудшает свойства решетки. При этом наблюдается такая закономерность: чем больше

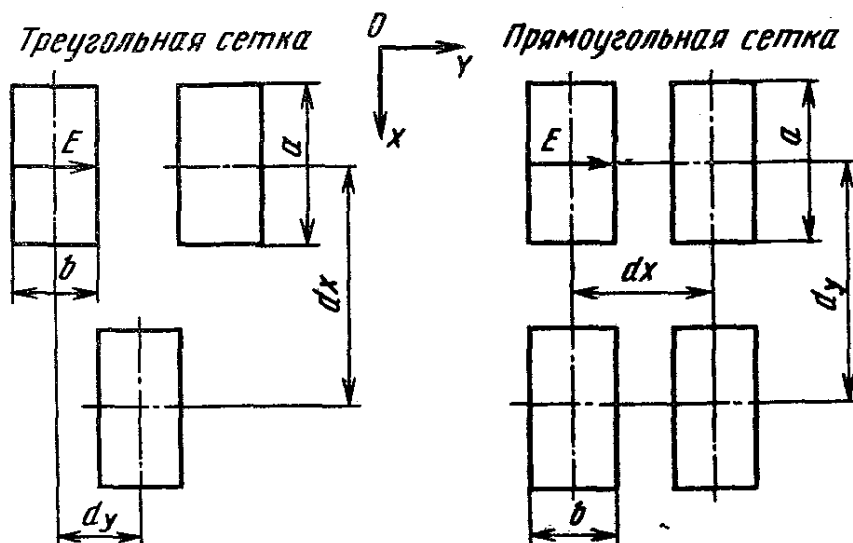


Рис. 2.12. Геометрия ФАР

поперечные размеры волноводных излучателей, тем при меньших углах сканирования наступает резкое рассогласование. Важным вытекающим отсюда следствием является вывод о том, что расстояние между элементами в решетке нельзя выбирать исходя лишь из требования отсутствия в области действительных углов дифракционных максимумов высших порядков. Приведем результаты исследования волноводных излучателей (рис. 2.12) [0.4]. Для треугольной сетки справедливы следующие ограничения на размещение излучателей, предотвраща-

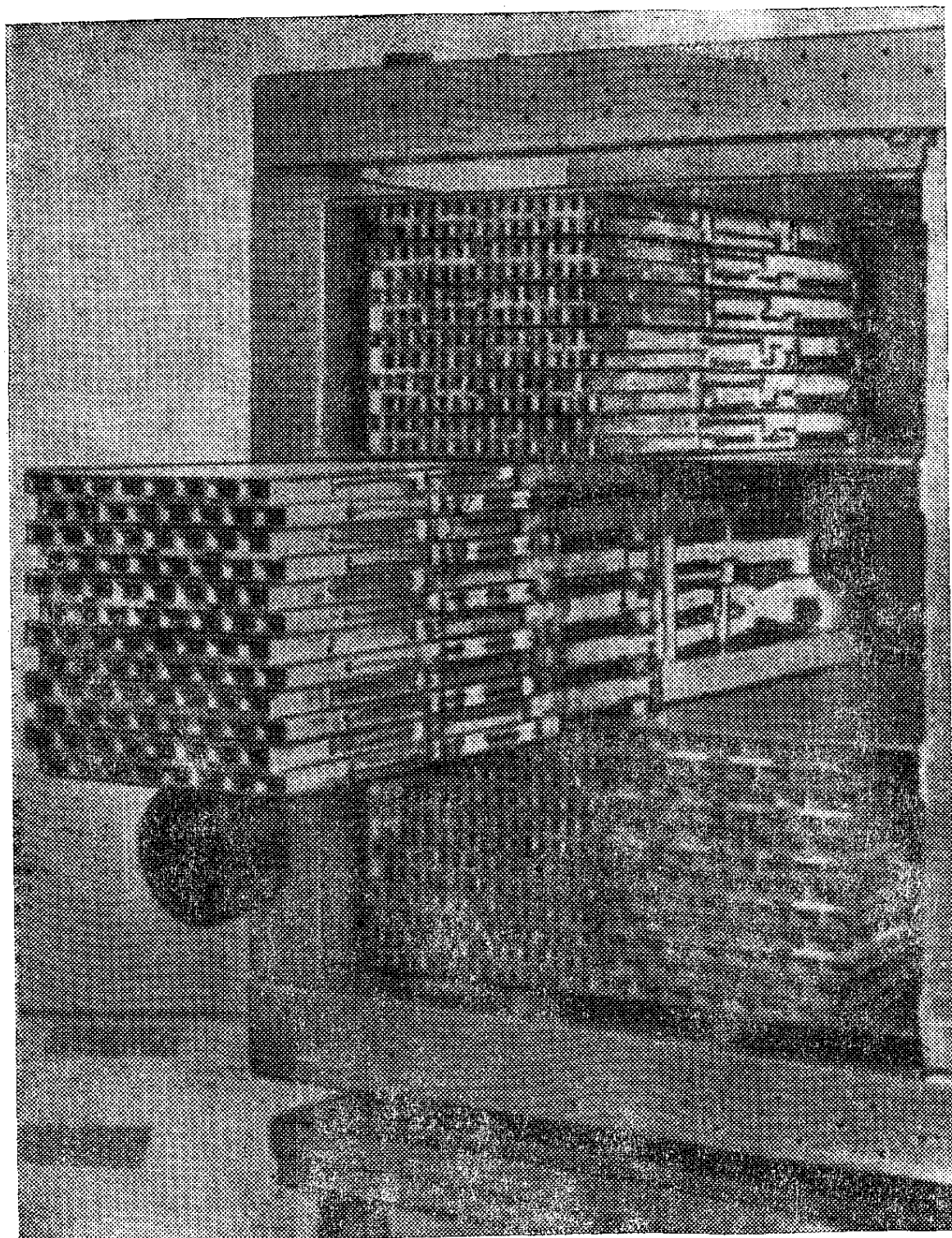


Рис. 2.13. ФАР волноводных излучателей

ющие появление резонансов высших гармоник в раскрывах волноводных излучателей: $a/\lambda < 0,7$ при $d_y/\lambda \geq 0,75$; $a/\lambda < 0,65$ при $0,75 \geq d_y/\lambda \geq 0,6$; $a/\lambda < 0,6$ при $0,6 \geq d_y/\lambda \geq 0,45$; $a/\lambda < 0,75$ при $d_y/\lambda < 0,45$. При этом $b/\lambda < 0,4$. Для прямоугольной сетки $a/\lambda < 0,75$, $b/\lambda < 0,5$. По этим данным можно выбрать ориентировочные размеры волноводного излучателя с тем, чтобы в дальнейшем определить его характеристики и оптимизировать путем экспериментальной отработки и моделирования на ЭВМ.

Структура ФАР волноводных излучателей показана на рис. 2.13, более сложные излучающие структуры, основу которых составляют волноводные излучатели, рассматриваются в § 2.6.

Для создания излучения с круговой или двумя независимыми поляризациями оба размера волновода должны быть достаточно большими, чтобы распространялись волны с взаимно ортогональными поляризациями. Максимальные поперечные размеры волноводных излучателей ограничены шагом решетки, и в большинстве случаев необходимо принимать меры для их уменьшения. Для этого используют ножевые вставки (рис. 2.14) либо переходят к коаксиальным излучателям с волной типа H_{11} [2.1]. При соответствующем выборе диаметров цилиндрических проводников (рис. 2.15), обеспечивающих распространение волны типа H_{11} , поперечные размеры коаксиального излучателя делают меньше половины длины волны.

Питание к излучателю подводят с помощью коаксиальной линии. Переход от питающей линии к коаксиальному излучателю расположен на расстоянии $0,5 \lambda_0$, а диаметр внутреннего проводника подбирают так, чтобы это расстояние было равно $\lambda_{H_{11}}/4$. Тем самым обеспечиваются распространение волны типа H_{11} и гашение волны T . Кроме того, между раскрывом излучателя и переходным устройством можно включить дополнительный фильтр для подавления T -волны. В секторе сканирования $\pm 50^\circ$ относительно нормали к плоскости решетки для данного излучателя был получен коэффициент стоячей волны $K_{ст} < 3,5$ в 1%-ной полосе частот.

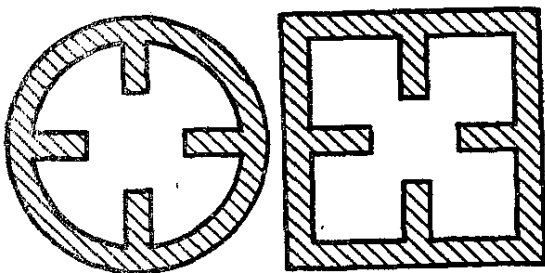


Рис. 2.14. Конфигурация волноводных излучателей с уменьшенными поперечными размерами

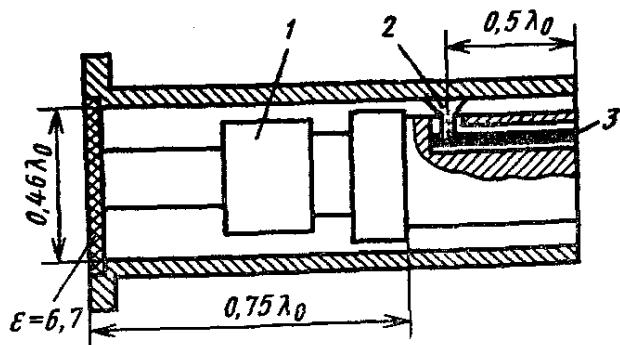


Рис. 2.15. Конструкция коаксиального излучателя:
(1 — фильтр T -волны; 2 — переходное устройство; 3 — питающая линия)

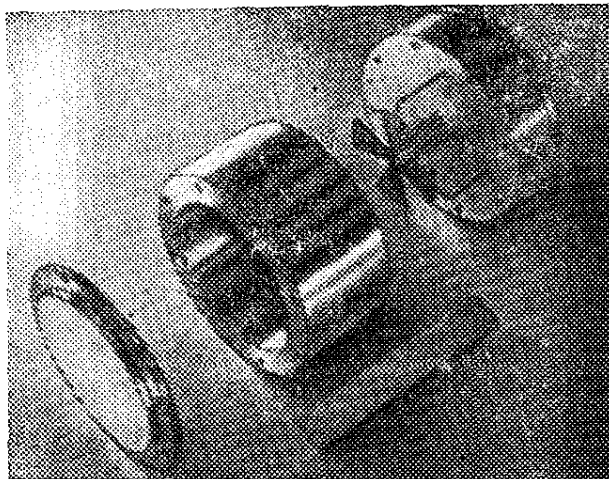


Рис. 2.16. Излучатель с за-
редельной волноводной секцией

Поперечные размеры другого типа [2.1] излучателя с круговой или двойной взаимно ортогональной поляризацией поля (рис. 2.16) уменьшены за счет использования за-редельного кругового волновода, возбуждаемого двумя скрещенными вибраторами. Длину за-редельной волноводной секции берут небольшой.

После согласования $K_{ст} \leq 2$ в пределах сектора сканирования $\pm 50^\circ$ относительно нормали к плоскости решетки в 13%-ной полосе частот.

Примером излучателя с малыми поперечными размерами с двойной или круговой поляризацией поля является волноводно-вибраторный (рис. 2.17). Поля излучения печатного вибратора и открытого конца волновода поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Питание к вибраторному излучателю подводят с помощью полосковой линии, расположенной в волноводе. Поскольку вибраторный излучатель параллелен широкой стенке волновода, то в поперечном направлении размер волноводно-вибраторного излучателя определяется размером узкой стенки волновода.

Когда к ФАР предъявляют жесткие требования по габаритам и массе, в качестве излучателей решетки нужно использо-

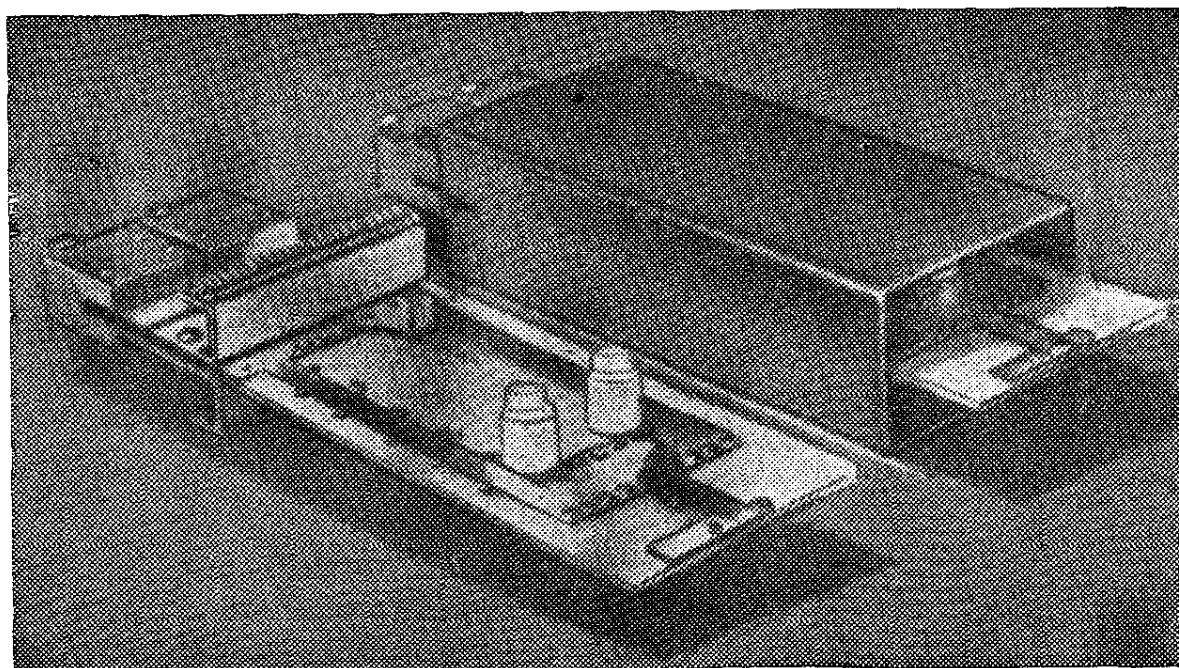


Рис. 2.17. Волноводно-вибраторный излучатель

вать печатные элементы. Печатные излучатели располагают на малой высоте над плоским проводящим экраном (около $\lambda/20$). Печатную технологию можно применять при изготовлении многоэлементных подрешеток с СВЧ цепями питания.

Существуют различные модификации печатных излучателей. В простейшем варианте (рис. 2.18, а) излучатель представляет собой диск 1, расположенный над металлическим экраном 2 на диэлектрической подложке 3 малой толщины. Диск возбуждается с помощью двух штырей, к которым энергию можно подводить с помощью либо коаксиального фидера, либо полосковой линии, размещенной на противоположной стороне экрана. Штыри возбуждаются противофазно, что обеспечивает максимальное излучение в направлении нормали к плоскости экрана. Использование двух пар штырей, расположенных в перпендикулярных плоскостях и возбуждаемых с фазовым сдвигом 90° , позволяет получить круговую поляризацию поля излучения.

В другой модификации печатного излучателя (рис. 2.18, б) решетка представляет собой систему металлических полос 1, каждая из которых возбуждается определенным числом парных штырей 2. Отдельный излучатель 3 в такой системе выделен штриховой линией. Пара штырей излучателя возбуждается противофазно.

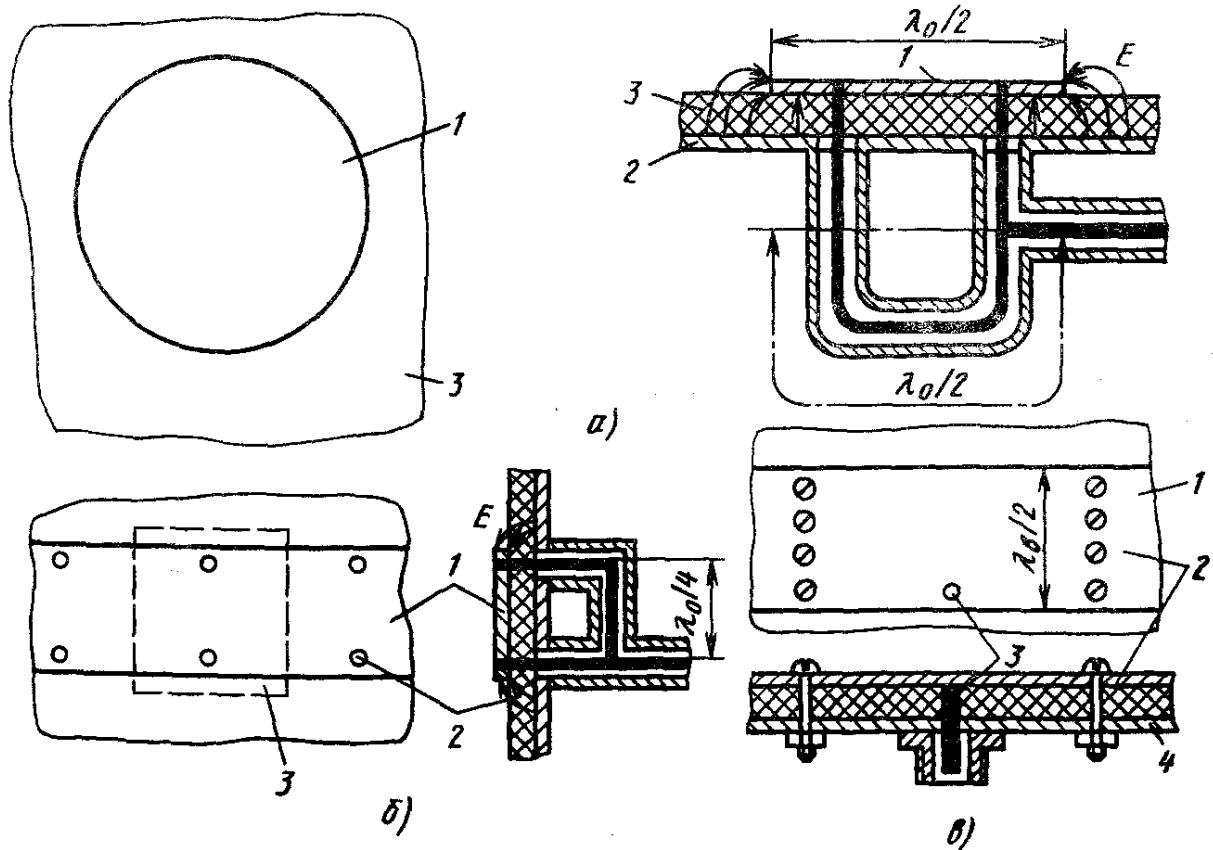


Рис. 2.18. Конструкция печатных излучателей:

а — дискового; б — ленточного двухштыревого; в — ленточного одноштыревого

В одноштыревом печатном излучателе (рис. 2.18, в) необходимы шунтирующие штыри 2, гальванически соединяющие ленточный проводник 1 с металлической плоскостью 4. Такой излучатель близок по свойствам к заполненному диэлектриком отрезку прямоугольного волновода длиной $\lambda_{в}/2$, возбуждаемому штырем, расположенным около одного из его открытых концов. Поля, излучаемые открытыми концами волновода длиной $\lambda_{в}/2$, в направлении нормали к плоскости решетки синфазны.

Изменять входное сопротивление печатного излучателя для согласования его с питающими фидерами можно изменением расстояния между штырями в двухштыревых конструкциях или смещением штыря в одноштыревых. Поскольку толщина диэлектрической подложки невелика, то резонансные эффекты, приводящие к провалам ДН печатного излучателя, отсутствуют.

Исследования показывают, что печатные излучатели хорошо согласуются. Так, для решетки из таких излучателей $K_{ст} \leq 1,2$ в 12%-ной полосе частот.

2.5. ШИРОКОУГОЛЬНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ ФАР

Рассогласование решетки с фидерной системой, вызванное взаимодействием излучателей при сканировании, уменьшает усиление, приводит к искажениям ДН и вредно воздействует на усилители, которые могут быть включены в решетку после излучателей. В отличие от обычного согласования для одного направления луча широкоугольное согласование позволяет улучшить характеристики решеток во всем секторе сканирования. Например, в обычной антенной решетке, предназначенной для сканирования в пределах $1/3$ полусферы, на одной частоте при обычном согласовании $|\Gamma| \leq 0,55$ ($K_{ст} \leq 3,5$). В этом случае максимальные потери усиления при рассогласовании составляют 1,6 дБ. Применение широкоугольного согласования позволяет уменьшить потери до 0,8 дБ, что эквивалентно увеличению площади антенны на 20%.

Для широкоугольного согласования ФАР можно либо модифицировать структуру устройства возбуждения решетки, либо размещать перед излучающим раскрытием дополнительные элементы, поскольку отражение от них уменьшает изменение входного сопротивления излучателей при сканировании.

К первой группе относятся следующие способы широкоугольного согласования ФАР:

1. Использование цепей связи между элементами. В качестве таких цепей используют отрезки линий или реактивные элементы, соединяющие излучатели решетки. Соединять элементы можно по-разному (рис. 2.19). В линейной решетке соединения излучателей эквивалентны включению параллельно излучателю элемента, реактивное сопротивление которого зависит от угла

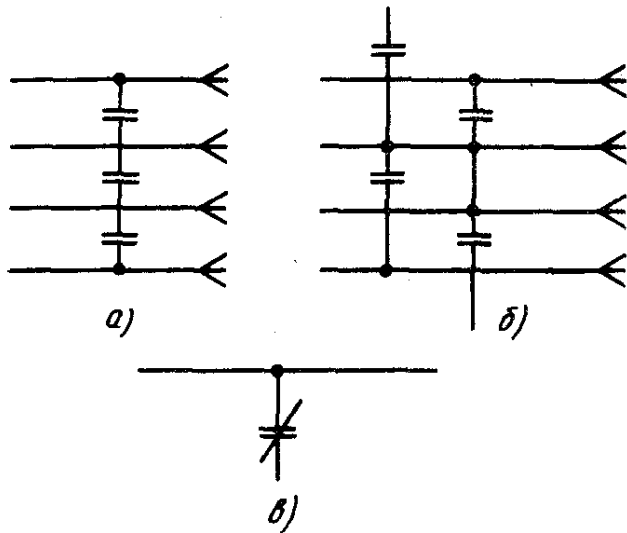


Рис. 2.19. Соединение излучателей в линейных антенных решетках

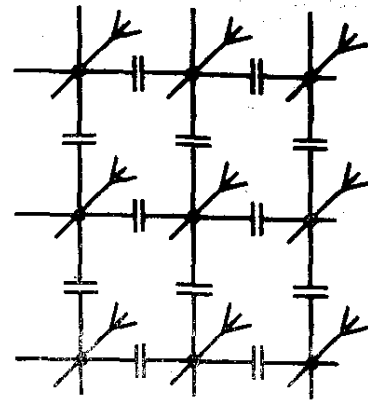


Рис. 2.20. Соединение излучателей в плоской антенной решетке

сканирования. Подбирая параметры цепей связи, можно уменьшить изменение входного сопротивления при сканировании. В двумерной решетке (рис. 2.20), предназначенной для сканирования в конической области $\theta \leq 60^\circ$ [2.1], использование цепей связи позволяет уменьшить диапазон изменения коэффициента отражения до $|\Gamma| \leq 0,26$ ($K_{ст} \leq 1,7$) по сравнению с $|\Gamma| \leq 0,67$ ($K_{ст} \leq 5,1$) при обычном согласовании.

2. Заполнение волноводных излучателей диэлектриком. При этом размеры волноводных излучателей и параметры заполняющей среды выбирают так, чтобы распространялась волна одного типа. Подобный способ рассматривался при исследовании плоскопараллельных волноводов [2.1], сканирующих в одной плоскости, а также решеток круглых волноводов с прямоугольной сеткой расположения излучающих элементов, сканирующих в плоскости H [1]. Улучшается согласование подбором материала, заполняющего волновод, и уменьшением размеров излучающих элементов, которое обеспечивает одноволновый режим работы. Мерой рассогласования при сканировании может служить различие ДН по мощности изолированного и идеального излучателей ($\cos \theta$). В плоскости H ДН волноводного излучателя расширяется при уменьшении размеров волновода, приближаясь к $\cos^2 \theta$. Следовательно, уменьшение размеров волновода улучшает ДН излучателя в плоскости H . Наоборот, в плоскости E ДН расширяется по сравнению с $\cos \theta$. Отсюда следует, что заполнение волноводов диэлектриком и связанное с ним уменьшение размеров излучателя уменьшают рассогласование при сканировании в плоскости H и увеличивают при сканировании в плоскости E .

3. Использование волноводных излучателей с распространяющимися волнами нескольких типов [2.1]. В линейных решетках согласование улучшается выбором соотношения между ампли-

тудами волн двух типов, которыми при сканировании в плоскости E являются H_{10} и H_{20} . Этот способ позволяет уменьшить диапазон изменения коэффициента отражения в секторе углов $\theta = \pm 54^\circ$ до $|\Gamma| \leq 0,09$ ($K_{ст} \leq 1,2$) по сравнению с $|\Gamma| \leq 0,23$ ($K_{ст} \leq 1,6$) при использовании волны H_{10} . При этом в плоскости H ДН становится несимметричной и появляется нулевое значение в одном из направлений, отсутствующее при использовании только волны H_{10} . Указанные дефекты ДН обусловлены интенсивным возбуждением волны H_{20} и несимметрией распределения поля в раскрыве волновода.

4. Применение электронно-перестраиваемых устройств согласования. Хотя этот способ и обеспечивает широкоугольное согласование, он требует введения в решетку дополнительных управляемых устройств, что сильно увеличивает стоимость и снижает надежность ФАР.

5. Использование согласующих устройств, поглощающих отраженные волны в каналах излучателей. В качестве согласующих устройств используют циркуляторы и вентили, включаемые между каждым элементом и генератором. Этот способ улучшает условия работы генераторов, но не уменьшает потерь усиления, обусловленных рассогласованием излучателей.

Ко второй группе относятся следующие способы широкоугольного согласования ФАР:

1. Установка проводящих перегородок в плоскости H вибраторной решетки (рис. 2.21). Эти перегородки уменьшают изменение коэффициента отражения при сканировании в плоскости E , не влияя на условия согласования при сканировании в плоскости H . При нем можно получить такие данные: $|\Gamma| \leq 0,23$ ($K_{ст} \leq 1,58$) в коническом секторе сканирования $\theta \leq 60^\circ$, в то время как без перегородок $|\Gamma| \leq 0,45$ ($K_{ст} \leq 2,63$) в том же секторе. Эти данные справедливы для излучателей, расположенных на расстоянии меньше половины длины волны. Улучшение согласования обусловлено изменением ДН вибратора в плоскости E , что делает ее более похожей на ДН волноводного излучателя, причем ДН изолированного вибратора существенно уже ДН идеального, а ДН волноводного в плоскости E можно сделать весьма близкой к ДН идеального. Использование данного способа для волноводной решетки не приводит к заметному улучшению согласования при обычном размещении элемен-

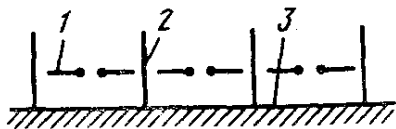


Рис. 2.21. Вибраторная антенная решетка с согласующими перегородками:

1 — вибратор; 2 — перегородка; 3 — проводящий экран



Рис. 2.22. Тонкий диэлектрический лист над волновой решеткой

тов [2.1] и оказывается эффективным только при уменьшении расстояния между излучателями по сравнению с тем, которое определяется (2.3) [2.1].

2. Размещение толстой диэлектрической пластины на раскрыве антенной решетки. При сканировании в плоскости H в секторе углов $\theta = \pm 72^\circ$ для антенной решетки плоских волноводов [0.4] с диэлектрической пластиной был получен $K_{ст} \leq 1,15$ по сравнению с $K_{ст} \leq 2,2$ без пластины. Этот способ применим для прямоугольных и круглых волноводов в прямоугольной и треугольной сетках. Однако при сканировании в плоскости E диэлектрическая пластина увеличивает отражение, что приводит к появлению резонансных провалов в ДН излучателя.

3. Использование тонкого диэлектрического листа с высокой диэлектрической проницаемостью, размещаемого на малом расстоянии от волноводной решетки (рис. 2.22). При сканировании реактивное сопротивление этого листа изменяется. При волноводном моделировании было получено $|\Gamma| \leq 0,38$ ($K_{ст} \leq 2,2$) без листа и $|\Gamma| \leq 0,2$ ($K_{ст} \leq 1,5$) с листом. Недостаток данного способа состоит в том, что сектор сканирования в плоскости E , а также в других, не совпадающих с плоскостью H , начинает уменьшаться из-за резонансных явлений. Однако этого можно избежать, уменьшив толщину диэлектрика и увеличив диэлектрическую проницаемость.

4. Использование «нагруженной» проводящей плоскости: решетки плоских волноводов, между которыми помещены короткозамкнутые отрезки таких же волноводов (рис. 2.23, а); волноводной решетки с треугольной сеткой расположения излучателей, разделенных короткозамкнутыми плоскими волноводами (рис. 2.23, б), или короткозамкнутых прямоугольных волноводов, помещенных в промежутки между волноводными излучателями (рис. 2.23, в). В последнем случае в плоскостях, не совпадающих с плоскостью H , удается предотвратить полное расфазирование ($|\Gamma| = 1$), которое обусловлено появлением дифракционных максимумов высших порядков или резонансными эффектами, приводящими к ослеплению антенны. При этом можно в некоторой степени расширить сектор сканирования по сравнению с сектором, определяемым появлением дифракционных максимумов высших порядков.

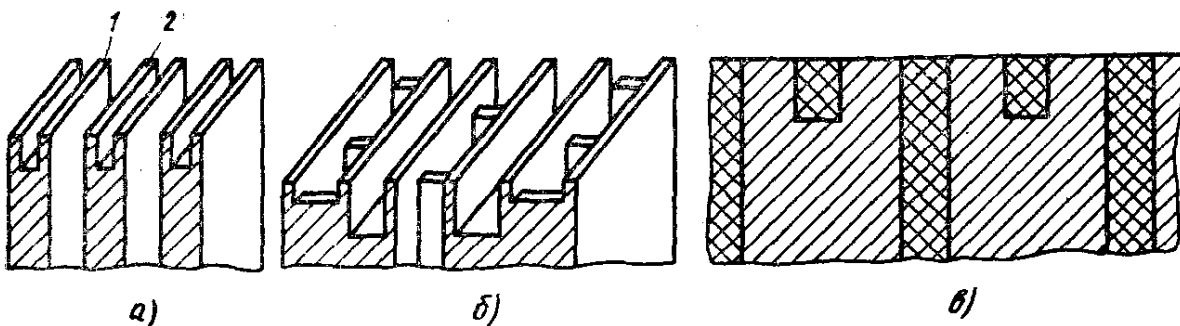


Рис. 2.23. Примеры «нагруженных» плоских экранов

5. Близкое расположение излучающих элементов. При сближении излучателей дифракционные максимумы высших порядков переходят в область мнимых углов и остаются в ней при любых углах сканирования. При этом не изменяется реактивная составляющая входной проводимости излучателей и рассогласование в основном зависит от изменения активной составляющей.

Наиболее широкополосными можно считать следующие способы согласования: уменьшение расстояния между элементами, использование тонкого диэлектрического листа с высокой диэлектрической проницаемостью и перегородок между излучателями. Уменьшение расстояния между излучателями в большинстве случаев неприемлемо, так как приводит к росту их числа. Два других способа применимы как к волноводным, так и к вибраторным излучателям, расположенным в треугольной и прямоугольной сетках.

При сканировании в одной плоскости и для согласования в полосе частот можно использовать диэлектрическую пластину. Для волноводной решетки согласование достигается в плоскости H , для вибраторов — в плоскости E .

2.6. СХЕМЫ ПОСТРОЕНИЯ

Для возбуждения излучателей ФАР используют оптические делители мощности и делители в виде закрытого тракта.

Схемы антенных решеток с *оптическими* делителями бывают проходными и отражательными. В *проходных* (рис. 2.24, а) энергия от облучателя падает на коллекторную решетку, проходит через ВЧ цепи и фазовращатели, а затем переизлучается в требуемом направлении другой переизлучающей решеткой. В *отражательных* (рис. 2.24, б) коллекторная и переизлучающая решетки совмещены. Мощность, принятая от облучателя, переизлучается в требуемом направлении. Достоинство оптических делителей в простоте при большом числе излучателей. Функции облучателей могут выполнять облучатели зеркальных антенн, в том числе и моноимпульсные облучатели для создания сум-

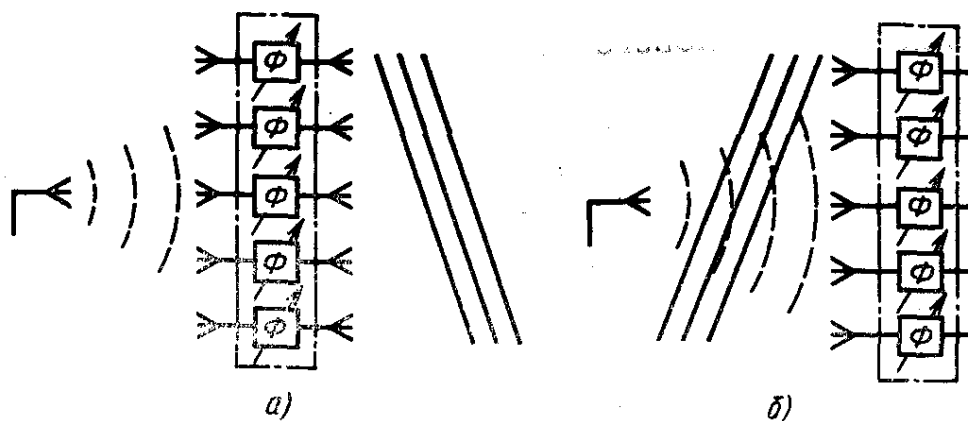


Рис. 2.24. Схемы антенных решеток с оптическими делителями мощности

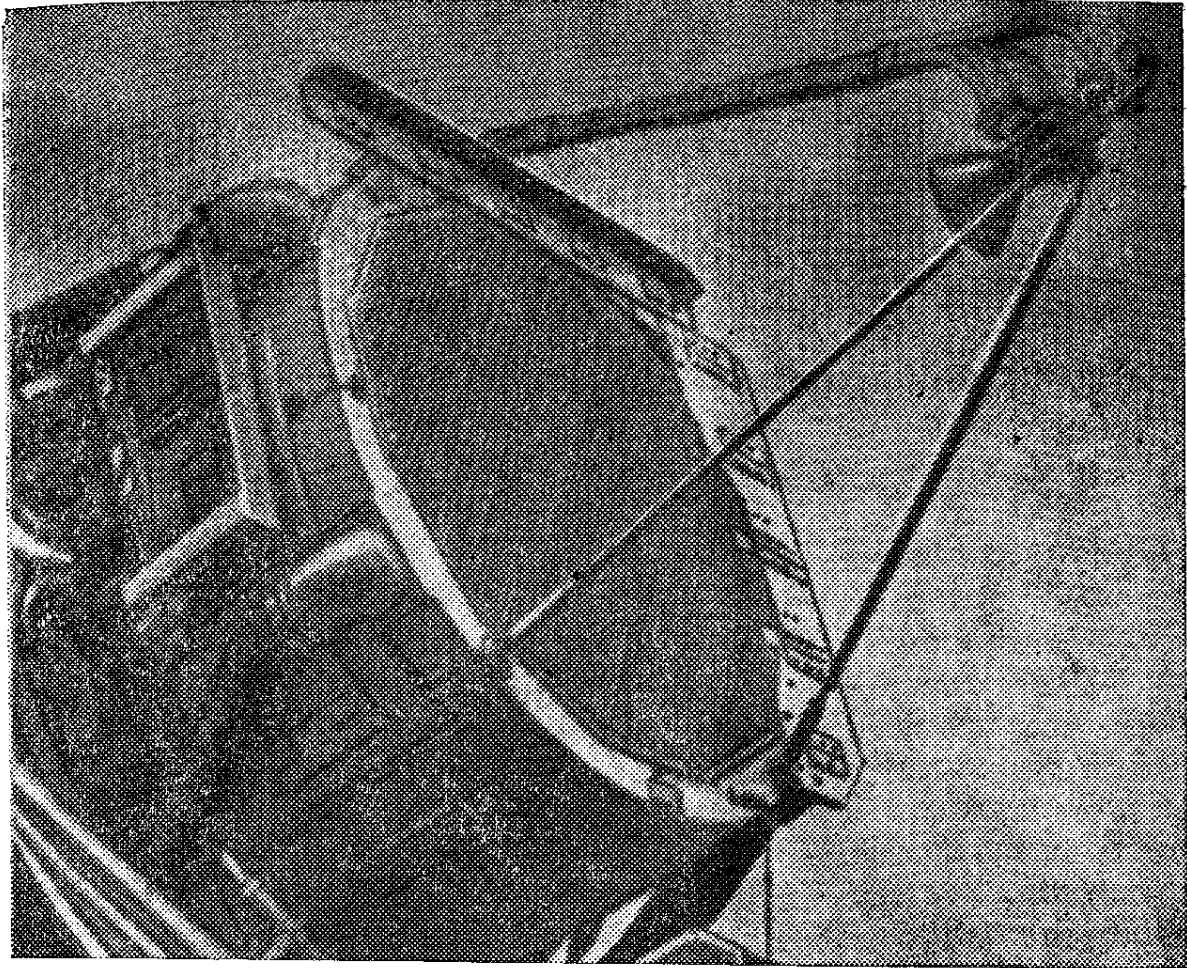


Рис. 2.25. Самолетная отражательная ФАР

марно-разностных ДН. Преимуществом отражательных решеток является их конструктивное и эксплуатационное удобство, заключающееся в доступности при настройке и возможности замены их с неизлучающей стороны решетки. Пример конструктивной реализации отражательной решетки, предназначенной для установки на самолете, показан на рис. 2.25. В проходной решетке можно улучшать характеристики, оптимизируя отдельно коллекторную и переизлучающую решетки.

К недостаткам оптических решеток следует отнести «переливание» энергии через ее края подобно тому, как это имеет место в зеркальных антеннах. В результате уменьшается КИП и увеличивается фон бокового излучения.

Делители в виде закрытого тракта выполняют по последовательным и параллельным схемам деления мощности (рис. 2.26). При последовательной схеме фазовращатели можно включать в боковые ответвления фидерного тракта, идущие к излучателям (рис. 2.26, а). В этом случае в каждый из N фазовращателей проходит $1/N$ мощности, а потери мощности обусловлены одним фазовращателем. Недостатком этой схемы является разная электрическая длина пути от входа антенны до излучателей, что может привести к фазовым искажениям на краях частотного диапазона. Во избежание этого в боковые ответвле-

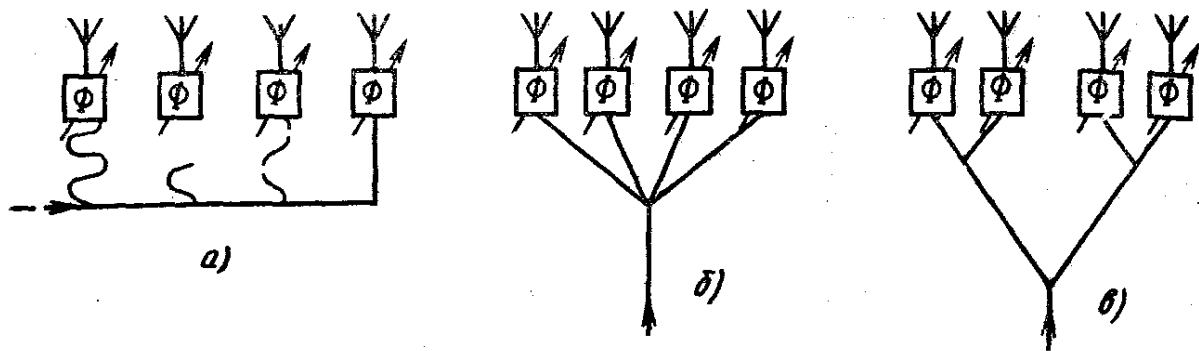


Рис. 2.26. Схемы делителей мощности в виде закрытого тракта

ния необходимо включать компенсационные отрезки фидера (см. § 2.7).

При параллельной схеме (рис. 2.26, б), в которой можно использовать маломощные фазовращатели и выравнивать длины отдельных каналов для обеспечения широкополосности, общие потери мощности определяются потерями в одном фазовращателе. Недостатком является сложность согласования при делении мощности на большое число каналов. Другим примером может служить двоично-этажный делитель (рис. 2.26, в), в каждом узле которого мощность делится пополам. Ширину полосы такого делителя можно увеличить, включив отрезки фидера равной длины от входа до каждого излучателя. При неравном делении мощности фазовые и амплитудные искажения в выходных линиях разветвлений в полосе частот будут большими, а полоса уже, чем при равном делении. В качестве делителей мощности можно использовать волноводные и коаксиальные тройники, волноводные мосты, направленные ответвители на связанных полосковых линиях, а также кольцевые резистивные делители мощности на полосковых линиях.

В результате рассогласования излучателей при сканировании уменьшается коэффициент усиления антенной системы и, что не менее важно, появляются амплитудные и фазовые искажения, которые, в свою очередь, могут существенно изменить уровень бокового излучения ФАР. Последний фактор существен для решеток с низким уровнем боковых лепестков.

Отражения в цепях питания можно рассматривать как возбуждение излучателей и фидерной системы плоской волной, приходящей с направления, зеркального по отношению к направлению главного максимума (рис. 2.27), и последующее последовательное переотражение волн, возбуждаемых в фидерной системе, от излучателей и делителя мощности. При большом числе излучателей коэффициенты отражения можно приближенно считать одинаковыми и равными коэффициенту отражения бесконечной решетки. Отражательные волны, распространяющиеся от излучателей в фидерных линиях, частично поступают на вход антенны, а частично возвращаются к излучателям, вновь проходя через фазовращатели. Эти волны, в свою

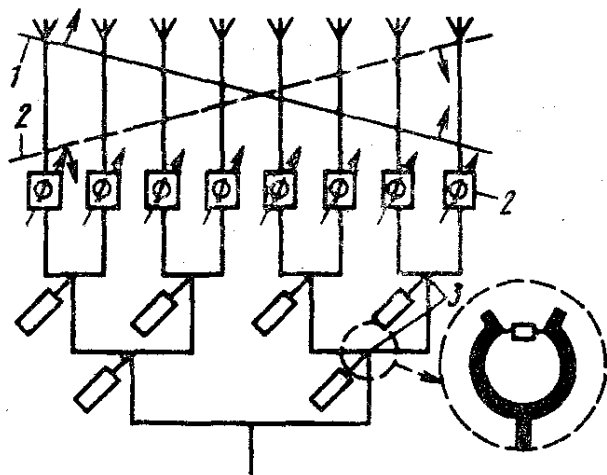


Рис. 2.27. Двоично-этажная ФАР с гибридными делителями мощности (1 — падающие волны; 2 — отраженные волны; 3 — гибридные делители мощности)

очередь, частично излучаются и частично отражаются и т. д. При излучении каждой повторной волны в ДН появляются дополнительные боковые лепестки.

Антенные решетки с различными делителями мощности имеют разную чувствительность к рассогласованию. В простейшем случае, когда каждый излучатель возбуждается от отдельного генератора с неотражающим выходом, рассогласование не сказывается на форме ДН, так как отраженная волна полностью поглощается. Аналогичный эффект имеет место в делителях, построенных по двоично-этажным схемам с гибридными соединениями, например в кольцевых резистивных делителях мощности на полосковых линиях (см. рис. 2.27). В таких делителях часть отраженных волн проходит на вход антенны, а оставшаяся поглощается в резисторах. При этом отраженные волны не переизлучаются и излучатели развязаны. Делители мощности

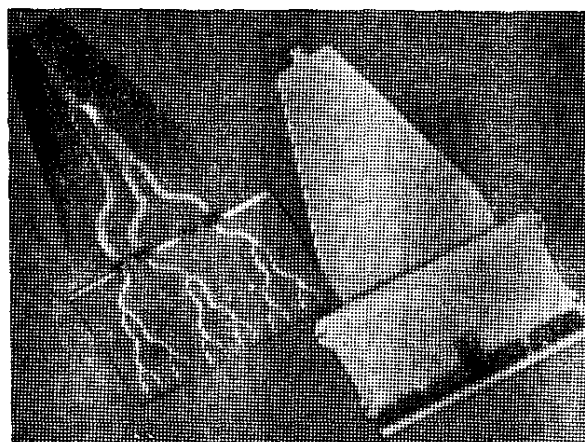


Рис. 2.28. Полосковый делитель мощности с кольцевыми резистивными делителями

двоично-этажного типа с кольцевыми резистивными элементами можно выполнить на основе полосковых линий методами печатной технологии (рис. 2.28).

Другим примером фидерной системы, поглощающей отраженную волну и обеспечивающей развязку излучателей, является делитель мощности, в котором в качестве элементов связи использованы направленные ответвители (рис. 2.29). Волны, отраженные от излучателей, проходят на вход антенны или поглощаются в нагрузках направленных ответвителей, но не переизлучаются.

В качестве делителя мощности линейной антенной решетки [2.1] употребительна радиальная линия (рис. 2.30), возбуждаемая в центре круглым волноводом 1. Волна, распространяющаяся в радиальной линии, возбуждает излучатели коллекторной решетки, которыми могут служить открытые концы волноводов или другие излучатели. Излучающие элементы линейной и коллекторной решеток связаны фидерными линиями равной длины 2, в качестве которых в данном случае удобно использовать гибкие коаксиальные кабели.

Если в круглом волноводе распространяется волна E_{01} с азимутально симметричным полем, то все элементы возбуждаются синфазно с одинаковой амплитудой. Если же возбудить волну H_{11} , то на выходе радиальной линии амплитуда напряженности электрического поля будет меняться по косинусоидальному закону. При одновременном возбуждении волн H_{11} и E_{01} реализующее поле на выходе радиальной линии $E_{\Sigma} = E_{E_{01}} + E_{H_{11}} \cos \varphi$. Подбирая соотношения амплитуд волн, возбуждаемых в круглом волноводе, можно получать ДН с различными свойствами. Луч сканируется с помощью фазовращателей, включенных в фидерные линии, электрическая длина которых

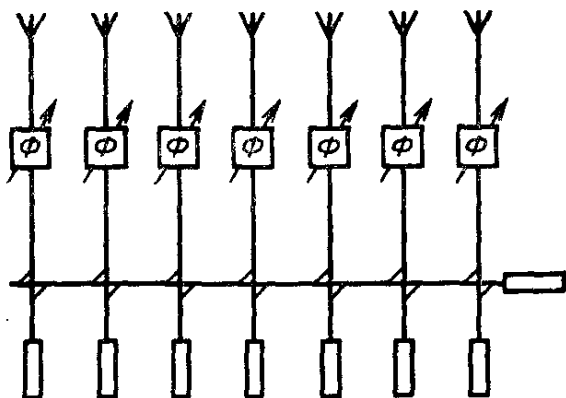


Рис. 2.29. Делитель мощности с НО

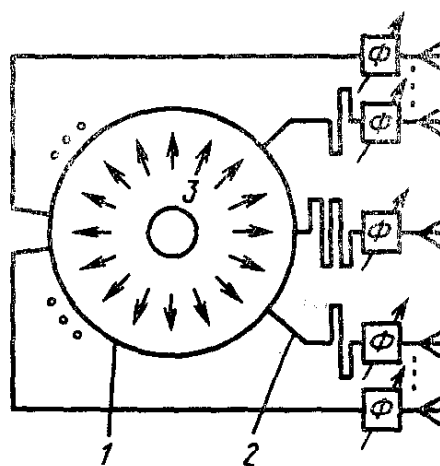


Рис. 2.30. Принципиальная схема комбинированного деления мощности с радиальной линией:

1 — радиальная линия; 2 — диферы равной электрической длины; 3 — устройство возбуждения радиальной линии

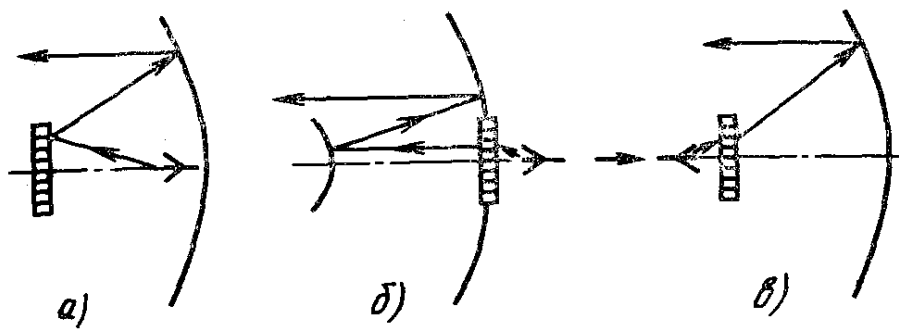


Рис. 2.31. Схемы антенных решеток с ограниченным сектором сканирования

берется одинаковой, чтобы не ухудшать частотные свойства делителя.

При небольших угловых секторах сканирования для снижения стоимости антенных систем целесообразно сочетать большие возможности систем с электрическим сканированием с точностью традиционных зеркальных антенн [2.2]. Схематически такие антенные системы, получившие название *гибридных*, показаны на рис. 2.31. Принцип действия их можно описать, используя в качестве аналога зеркальные системы, в которых луч сканируется смещением облучателя из фокальной точки в поперечном направлении. В этом случае фазой возбуждения излучателей (фазирование) малых решеток-облучателей управляют так, чтобы создаваемое ими поле соответствовало в определенном смысле полю смещенного излучателя. С помощью системы на рис. 2.31, а можно сканировать луч в секторе углов, не превышающем удесятеренной ширины ДН. Двухзеркальная антенна, возбуждаемая небольшой фазированной решеткой (рис. 2.31, б), реализует сканирование в секторе углов, меньшем 5° , при ширине луча менее 1° . Пример конструктивной реализации *проходной антенной системы* (рис. 2.31, в) показан на рис. 2.32. Такая антенна предназначена для сканирования в секторе углов $14 \times 20^\circ$. Решетка-облучатель размером $22,5 \times 30$ см состоит из 824 элементов. Вместо рефлектора можно использовать в них линзовую антенну.

Примером реализации оптического способа распределения энергии в проходных решетках является *плоскосферическая антенна* с двойной поляризацией и отдельными входами по каждой из них [2.1]. В такой антенне (рис. 2.33) сферическая волна, излучаемая облучателем, возбуждает элементы *сферической коллекторной решетки*. Коаксиальные кабели равной длины, в которые включены фазовращатели, соединяют элементы сферической решетки с подрешетками плоской излучающей системы. Каждая подрешетка управляется одним фазовращателем, так как сектор сканирования ФАР небольшой.

Сферическая форма коллекторной решетки позволяет уменьшить потери энергии, связанные с отражением, так как угол падения волны один и тот же в любой ее части и излучатели можно хорошо согласовать. При этом достигается и большая

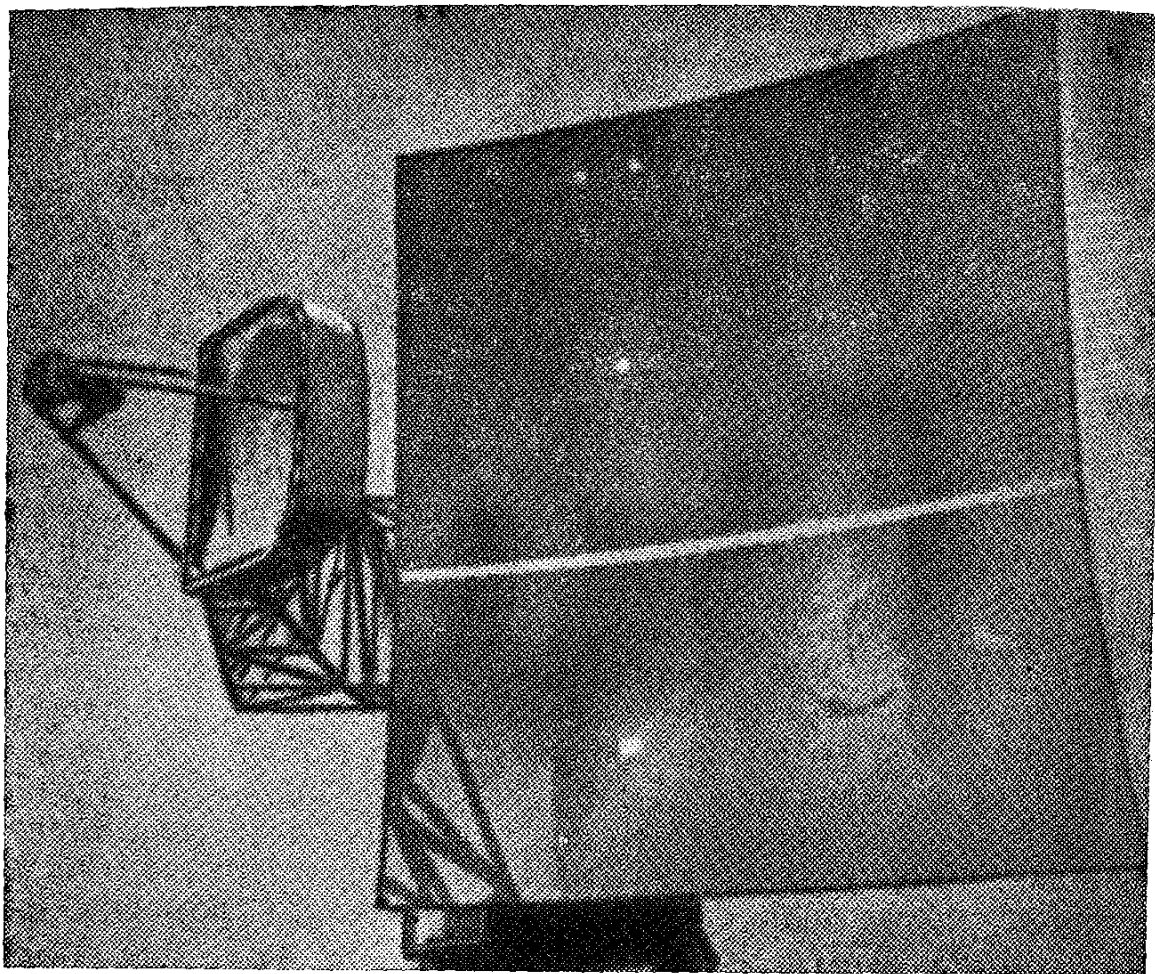


Рис. 2.32. Сканирующая зеркальная антенна с вспомогательной фазированной АР

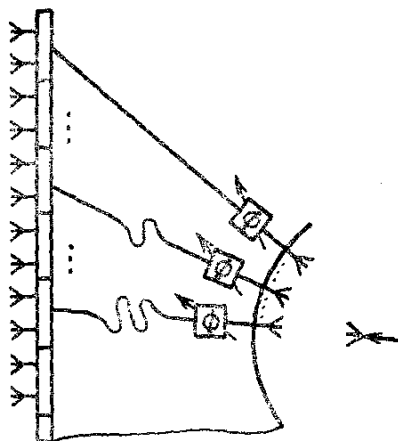


Рис. 2.33. Схема плоско-сферической проходной АР

широкополосность, поскольку расстояния от облучателя до элементов коллекторной решетки одинаковы. Общие виды антенной решетки и одной из подрешеток показаны на рис. 2.34, 2.35. Излучателями подрешетки являются симметричные вибраторы. В каждой подрешетке излучатели разделены на две независи-

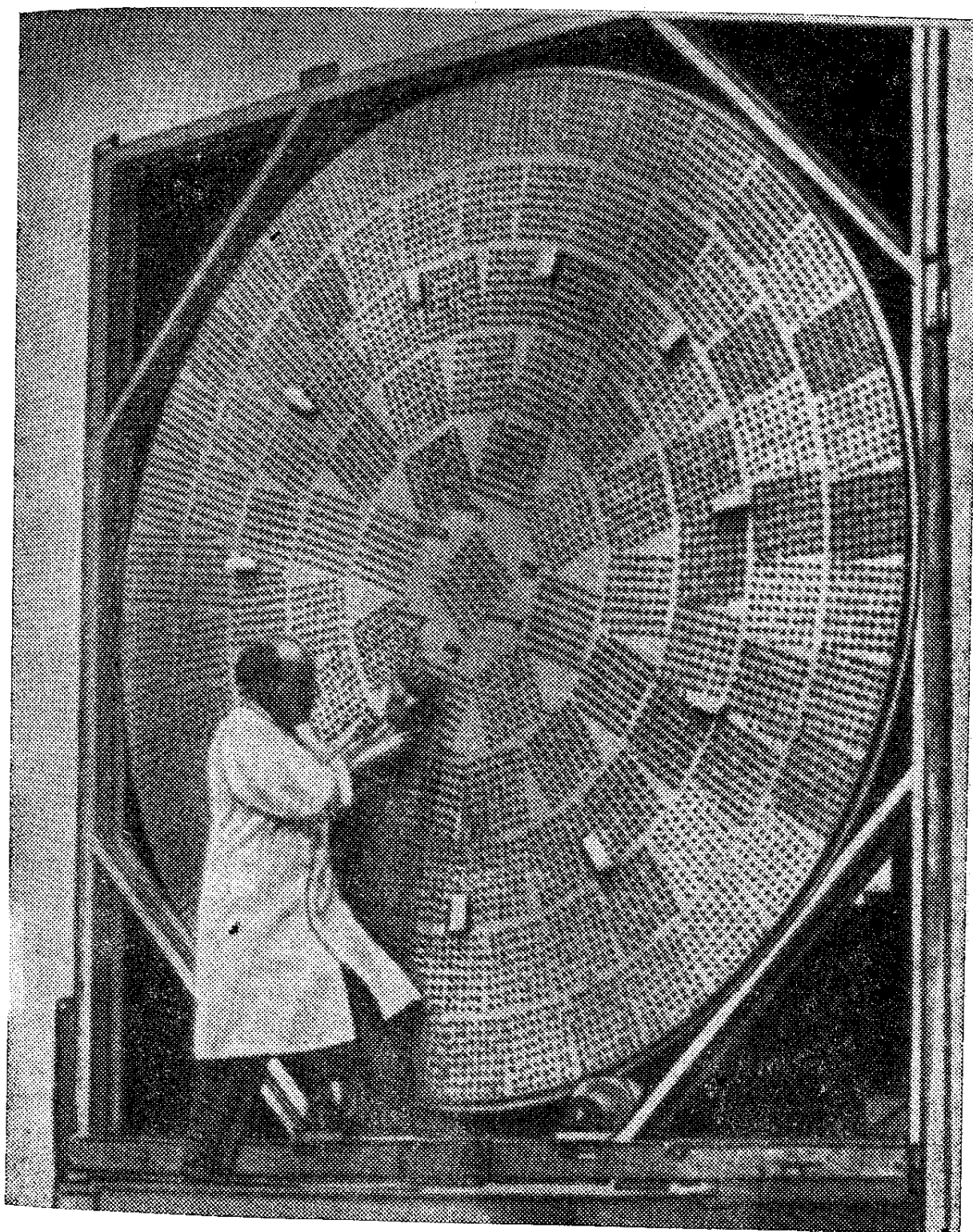


Рис. 2.34. Плоскосферическая антенная решетка со стороны излучающей решетки

мые группы, имеющие взаимно ортогональную поляризацию. Каждая группа управляется отдельным фазовращателем. Указанным группам излучателей соответствуют два взаимно перпендикулярных вибратора. Электрические длины СВЧ цепей от вибраторов коллекторной решетки до подрешетки одинаковы. Подобная система, представляющая собой управляемую линзу, способна переизлучать волну с любой поляризацией. Если облучатель формирует две волны с ортогональной поляризацией,

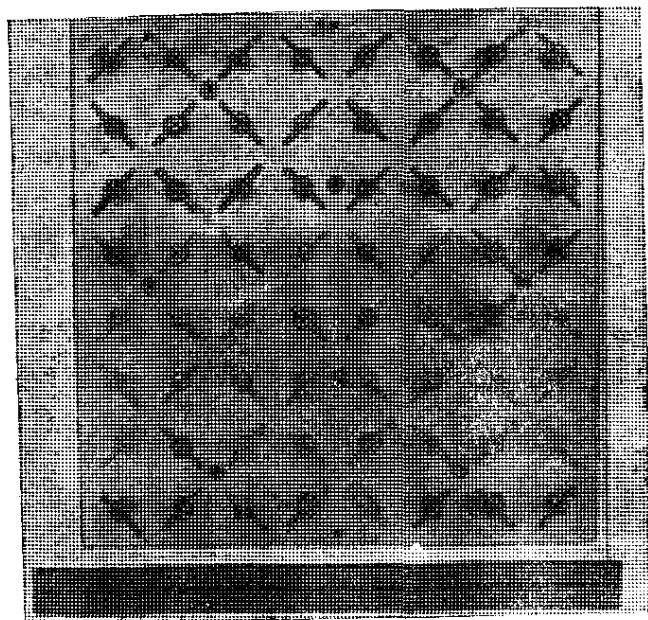


Рис. 2.35. Вибраторная подрешетка

то поле антенной системы может иметь либо линейную, либо круговую поляризацию в зависимости от фазовых и амплитудных соотношений между ортогональными компонентами. Большое расстояние между одинаково ориентированными вибраторами подрешеток приводит к появлению в их ДН больших дифракционных максимумов. Однако благодаря кольцевому размещению подрешеток (см. рис. 2.34) уровень боковых лепестков ДН всей антенны существенно меньше, чем в АР, в которой модули размещены в узлах прямоугольной или треугольной сетки.

2.7. ПОЛОСА ПРОПУСКАНИЯ

Частотные свойства излучающего раскрыва. На частотные свойства ФАР в основном влияют частотные свойства излучающего раскрыва, способ управления фазой (с помощью фазовращателей или линий задержки), тип делителя мощности, а также характер принимаемого или излучаемого сигнала. Оценим частотные свойства ФАР для сигналов в виде коротких и длинных импульсов с меняющейся в пределах импульса частотой [2.1].

Предположим, что рабочая полоса частот некоторых устройств ФАР, например фазовращателей, излучателей, направленных ответвителей, не меньше полосы частот решетки. В рабочей полосе частот обычно допускается небольшое изменение характеристик ФАР. Поэтому действие каждого из указанных факторов можно рассматривать отдельно, а общий эффект определять как сумму соответствующих вкладов.

Если при изменении частоты фазовое распределение остается

ся неизменным, то луч, формируемый раскрывом, смещается на угол

$$\Delta\theta = -57,3 \operatorname{tg} \theta_{\text{гл}} (\Delta f/f). \quad (2.20)$$

Из (2.20) следует, что размеры раскрыва и ширина луча не влияют на смещение. При одном и том же изменении частоты смещение зависит от направления луча и тем больше, чем сильнее луч отклонен от нормали к раскрыву. Полоса частот, в пределах которой угол смещения луча не превышает половины его ширины,

$$\Delta f/f \approx \lambda / (2L \sin \theta_{\text{гл}}), \quad (2.21)$$

где L — размер раскрыва в плоскости, проходящей через нормаль к раскрыву и направление главного максимума ДН.

Частотное смещение луча приводит к уменьшению усиления в исходном направлении. Зависимость изменения усиления η ФАР от аргумента (рис. 2.36)

$$u = \frac{L}{\lambda} \frac{\Delta f}{f} \sin \theta_{\text{гл}}, \quad (2.22)$$

где Δf — ширина полосы частот; L — размер раскрыва в плоскости отклонения луча.

Используя этот график, по заданному значению допустимого изменения коэффициента усиления можно определить полосу пропускания раскрыва для известных значений луча и его максимального отклонения от нормали к плоскости решетки

$$\frac{\Delta f}{f} = \left[u_{\text{доп}} \left(\frac{\lambda}{L} \right) \right] / \sin \theta_{\text{гл}}, \quad (2.23)$$

где $u_{\text{доп}}$ — аргумент рассматриваемой зависимости, соответствующий допустимому снижению коэффициента усиления ФАР. В частности, если снижение коэффициента усиления не должно

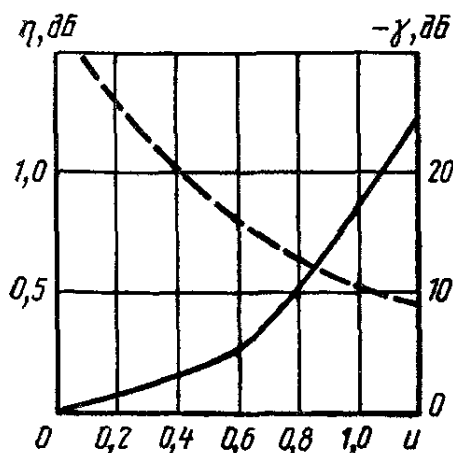


Рис. 2.36. Изменение усиления раскрыва (---) и уровня дифракционных максимумов (—) для длинных импульсов

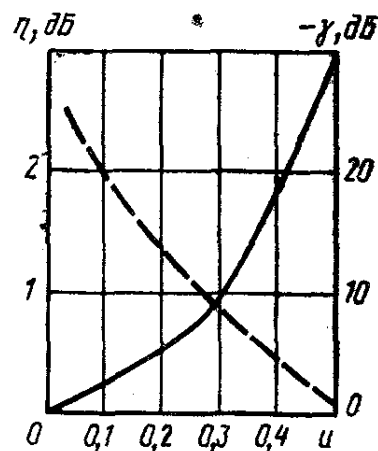


Рис. 2.37. Изменение усиления раскрыва (---) и уровня дифракционных максимумов (—) для коротких импульсов

превышать 1 дБ, то для решетки с сектором сканирования $|\theta_{гл}| \leq 60^\circ$ полоса пропускания в процентах

$$\Delta f \approx 2\theta_{0,5}, \quad (2.24)$$

где $2\theta_{0,5}$ — ширина луча в градусах при $\theta_{гл} = 0$.

Результаты справедливы для сигнала в виде длинного импульса с частотой, изменяющейся в пределах его длительности. Если сигнал представляет собой короткий импульс длительностью τ , которой соответствует полоса частот $\Delta f = 1/\tau$, коэффициент усиления ФАР уменьшается из-за того, что для различных спектральных составляющих формирующий луч смещен на разный угол, так что ДН ФАР для импульсного сигнала шире, чем на центральной частоте.

Воспользуемся понятием времени заполнения раскрыва, определяемым как время, за которое фронт волны, распространяющейся под углом $\theta_{гл}$, проходит через весь раскрыв:

$$T = L(\sin \theta_{гл})/c, \quad (2.25)$$

где c — скорость света. Тогда условие (2.24) эквивалентно условию

$$T = \tau. \quad (2.26)$$

На рис. 2.37 представлены зависимости изменения коэффициента усиления η антенны от отношения

$$u = \frac{\Delta f}{f} \frac{L}{\lambda} \sin \theta_{гл}. \quad (2.27)$$

Из (2.27) следует, что при коротких импульсах

$$\frac{\Delta f}{f} = u_{доп} \frac{\lambda}{L} / \sin \theta_{гл}. \quad (2.28)$$

Если в качестве критерия определения полосы пропускания раскрыва выбрать снижение коэффициента усиления не более чем на 1 дБ, то в секторе сканирования $\theta_{max} = 60^\circ$ для импульсного сигнала полоса пропускания в процентах

$$\Delta f \approx 2(2\theta_{0,5}), \quad (2.29)$$

где $2\theta_{0,5}$ — ширина луча в градусах при $\theta_{гл} = 0$.

Полоса пропускания раскрыва также зависит от ширины луча, т. е. от размера раскрыва, отнесенного к длине волны. Увеличение направленности действия раскрыва приводит к сужению полосы пропускания.

Полоса пропускания и фазосдвигающие устройства. Фазосдвигающие устройства, используемые для управления лучом ФАР, можно разделить на фазовращатели и управляемые линии задержки. Хотя это деление условно и в фазовращателях также задерживается сигнал, но эта задержка обычно намного меньше времени заполнения раскрыва при любом значении

фазы на выходе, потому что максимальное изменение его электрической «длины» обычно не превышает 360° . Кроме того, изменение фазы на выходе фазовращателя в рабочей полосе частот невелико, и его можно в первом приближении не учитывать.

Управляемые линии задержки, используемые для сканирования, служат для изменения времени задержки сигнала в канале соответствующего излучателя, что в конечном итоге эквивалентно изменению фазы. Максимальное время задержки сигнала при сканировании в секторе углов $\theta_{max} = 90^\circ$ равно времени заполнения раскрыва. Несмотря на кажущуюся эквивалентность фазовращателей и управляемых линий задержки, свойства ФАР в полосе частот существенно различны в зависимости от того, какое из этих фазосдвигающих устройств использовано.

Пусть фаза изменяется с помощью фазовращателей. Если фазовые соотношения на выходе делителя мощности остаются постоянными, то можно считать, что и на выходе фазовращателей она постоянна. Тогда полоса пропускания ФАР определяется частотными свойствами излучающего раскрыва, что уже отмечалось.

Если в качестве фазосдвигающих устройств используют линии задержки, то время задержки сигнала в канале каждого излучателя выбирают так, чтобы сигналы от всех излучателей на выходе антенны суммировались синфазно, т. е. чтобы была скомпенсирована пространственная задержка

$$T_n = L_n/c, \quad (2.30)$$

где L_n — расстояние от n -го излучателя до плоскости, перпендикулярной направлению прихода волны и проходящей через крайний излучатель (рис. 2.38).

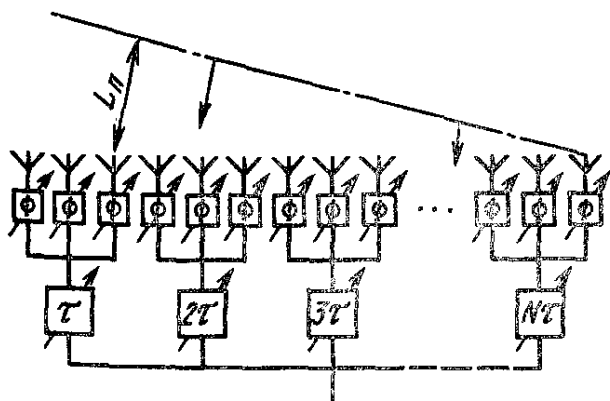


Рис. 2.38. Схема ФАР с управляемыми линиями задержки

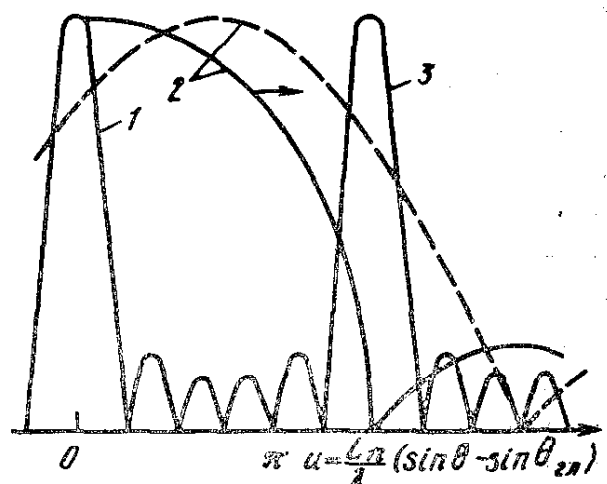


Рис. 2.39. Относительное смещение ДН подрешетки с фазовращателями и максимумов множителя решетки при изменении частоты в антенной системе с линиями задержки

Пространственная задержка не зависит от частоты. Поэтому если скорость распространения сигнала в линиях также не связана с частотой, то частотные свойства раскрыва не ограничивают полосу пропускания решетки и необходимо учитывать другие факторы. Линии задержки, обладающие указанными свойствами, можно создать на основе направляющих систем с T -волнами, фазовая скорость которых не зависит от частоты. Подобная линия задержки представляет собой набор переключаемых коаксиальных кабелей разной длины.

Однако при широкоугольном сканировании управляемые линии задержки в канале каждого излучателя невозможно использовать из-за недопустимого удорожания антенны и конструктивных неудобств, связанных с большой общей длиной переключаемых кабелей. Например, при сканировании в секторе углов $\theta = 60^\circ$ максимальная длина переключаемых кабелей лишь незначительно отличается от размера раскрыва.

Тем не менее расширить полосу пропускания ФАР можно, если с помощью линии задержки управлять не отдельными излучателями, а группами их (см. рис. 2.38), в то время как фаза отдельного излучателя меняется фазовращателями. Уже при разбиении раскрыва на две подрешетки полоса пропускания линейной решетки увеличивается вдвое. В плоской же антенной решетке полоса пропускания удваивается при разбиении на четыре части. В общем случае для увеличения полосы пропускания в N раз необходимо разбить линейную антенную решетку на N подрешеток, а плоскую — на N^2 подрешеток, управляемых линиями задержки. Используя свойство симметрии решетки, число линий задержки с кабелями большой длины можно существенно уменьшить.

У антенной системы, подрешетки которой управляются путем изменения времени задержки сигнала, диаграмма направленности

$$f(\theta, \varphi) = F_n(\theta, \varphi) F_{zn}(\theta, \varphi), \quad (2.31)$$

где $F_n(\theta, \varphi)$ — ДН подрешетки; F_{zn} — множитель решетки, элементами которой являются подрешетки.

При изменении частоты (рис. 2.39) главные максимумы множителя решетки 1 остаются неизменными, так как фазы сигналов подрешеток управляются изменением времени задержки, а ДН подрешеток 2 перемещается, как и в случае излучающего раскрыва, так как излучатели последних управляются фазовращателями. Поэтому частотные свойства рассматриваемых антенн определяются частотными свойствами излучающего раскрыва подрешетки. Существенно в данном случае то, что увеличивается уровень боковых лепестков ДН всей решетки на частотах, не совпадающих с центральной частотой. Это увеличение обусловлено тем, что при перемещении главного максимума ДН подрешетки относительно множителя решетки в его

область попадают побочные максимумы 3 множителя решетки (см. рис. 2.39), направление которых на центральной частоте совпадает с направлением нулей ДН подрешетки. Поэтому уровень бокового излучения в направлении побочных максимумов увеличивается. Зависимости уровня боковых лепестков γ для различных сигналов как функция аргумента u представлены на рис. 2.36, 2.37 и характеризуют η -изменение усиления антенной решетки с подрешетками, управляемыми линиями задержки, причем в (2.20) — (2.29) под L подразумевается соответствующий размер подрешетки. Из графиков следует, что, если падение коэффициента усиления не превышает 1 дБ, этот уровень не превышает — 11 дБ.

Частотные свойства делителей мощности. Делители мощности существенно различаются по частотным свойствам. Наилучшими частотными свойствами обладают так называемые параллельные делители, построенные по параллельной и двоично-этажной схемам с равным делением в каждом разветвлении. Это обусловлено тем, что электрические длины путей от входа антенны до каждого излучателя одинаковы и одинаково изменяются при изменении частоты. Поэтому на выходе параллельных делителей мощности фазовое распределение остается постоянным в полосе частот. Другие схемы вносят дополнительные фазовые сдвиги, приводящие к смещению луча решетки.

В *последовательных* делителях мощности (рис. 2.40), когда отсутствуют дополнительные отрезки линии (рис. 2.40, а), выравнивающие длину пути сигналов от входа антенны до излучателей, изменение частоты, а вместе с ней и фазовых соотношений на входе излучателей приводит к отклонению луча антенной решетки. Если в магистральном фидере распространяется T -волна, то вызванное линейной фазовой ошибкой, возникающей при изменении частоты, смещение луча

$$\Delta\theta = \frac{\lambda_{\phi}}{\lambda} \frac{\Delta f}{f} \frac{1}{\cos \theta_{гл}}, \quad (2.32)$$

где λ_{ϕ} — длина волны в магистральном фидере.

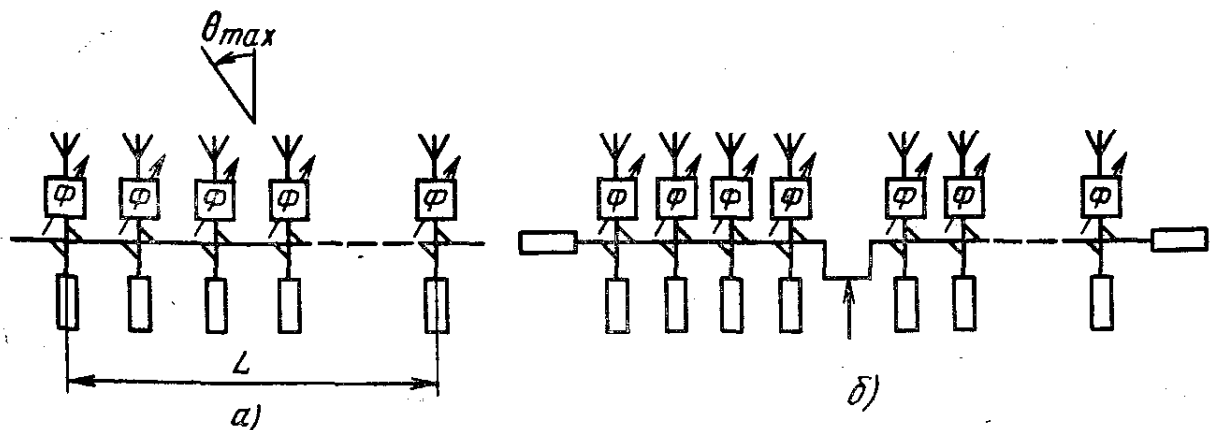


Рис. 2.40. Принципиальная схема антенны с последовательным делителем мощности

Смещение луча, обусловленное свойствами последовательно-го делителя, либо суммируется со смещением, связанным с частотными свойствами излучающего раскрыва, либо компенсирует его: если луч отклонен в сторону входа решетки, то смещения луча суммируются, если луч отклонен в сторону нагрузки, то вычитаются. Полосы пропускания, в пределах которых коэффициенты усиления решетки уменьшаются более чем на 1 дБ при максимальном отклонении луча на 60° :

$$\Delta f \approx 2\theta_{0,5} / (1 + \lambda_{\phi} / \lambda), \quad (2.33)$$

для импульса малой длительности

$$\Delta f \approx 4\theta_{0,5} / (1 + \lambda_{\phi} / \lambda), \quad (2.34)$$

где $2\theta_{0,5}$ — ширина луча в градусах при $\theta_{\text{гл}} = 0$.

Когда напряжение питания подается в середину магистрального фидера (рис. 2.40, б), систему можно рассматривать как две антенны с последовательным делением мощности. Если на центральной частоте луч ориентирован по нормали к линии расположения излучателей, то при изменении частоты лучи каждой половины решетки будут перемещаться в противоположных направлениях и суммарная ДН расширится, не изменив направления. В результате КНД антенной решетки уменьшится. При отклонении луча от нормали угловое его перемещение, обусловленное последовательным делением мощности, суммируется с угловым перемещением, обусловленным частотными свойствами излучающего раскрыва. Для разных половин решетки эти перемещения противоположны: для одной апертурное перемещение компенсируется смещением, обусловленным свойствами делителя мощности, для другой они суммируются с тем же знаком.

При излучении по нормали последовательные делители хуже параллельных, но при отклонении от нормали на угол $\pm 60^\circ$ ухудшение характеристик примерно одинаково.

Если магистральный фидер — дисперсная система, то для импульса с меняющейся частотой:

с большой длительностью

$$\Delta f \approx 2\theta_{0,5} \cdot \lambda_{\phi} / \lambda, \quad (2.35)$$

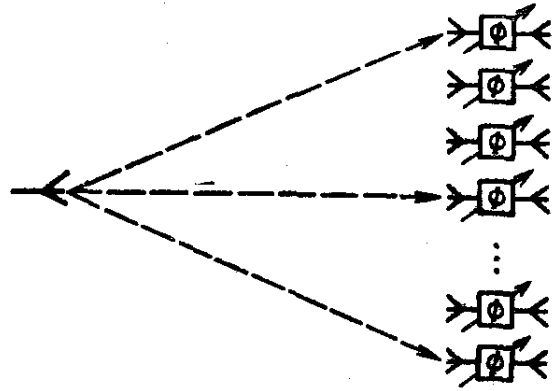
с малой длительностью

$$\Delta f \approx 2(2\theta_{0,5}) \cdot \lambda_{\phi} / \lambda, \quad (2.36)$$

т. е. характеристики решетки ухудшаются.

При использовании оптической схемы деления мощности — *оптических делителей* — частотные свойства антенной решетки зависят от относительного фокусного расстояния. Если фокусное расстояние велико (рис. 2.41), то свойства оптического делителя мощности приближаются к свойствам параллельных дели-

Рис. 2.41. Оптическая схема деления мощности



телей с фидерами равной длины, если же мало, то к свойствам последовательного делителя с возбуждением в середине. Так как при отклонении луча на максимальный угол $\pm 60^\circ$ от нормали к раскрытию решетки свойства параллельного делителя несущественно отличаются от свойств последовательного с питанием в середине, то частотные свойства оптических делителей мощности при широкоугольном сканировании практически такие же, как и свойства параллельного делителя с фидерами равной длины.

Таблица 2.2

Делитель мощности	Полоса частот, %, для импульсов длительностью	
	большой	малой
Параллельный двоично-этажный	$2\theta_{0,5}$	$4\theta_{0,5}$
Последовательный: питание с конца	$2\theta_{0,5}/(1+\lambda/\lambda_0)$	$4\theta_{0,5}/(1+\lambda/\lambda_0)$
	питание с середины	$2\theta_{0,5} \cdot \lambda/\lambda_0$
Оптический	$2\theta_{0,5}$	$4\theta_{0,5}$

Указанные результаты сведены в табл. 2.2. Они соответствуют сектору сканирования $\pm 60^\circ$ при допустимом снижении КУ не более 1 дБ.

2.8. КОММУТАЦИОННОЕ СКАНИРОВАНИЕ

Положением луча остронаправленной антенной решетки управляют изменением фазовых соотношений между токами в излучателях. Для этого можно использовать систему фазовращателей, включенных в фидерную систему, возбуждающую излучатели.

Основными недостатками антенн с фазовращателями, непрерывно изменяющими фазу электромагнитных колебаний (ферритовыми, полупроводниковыми, сегнетоэлектрическими

и т. д.), являются нестабильность (особенно температурная), сложность схем и высокие требования к стабильности источников питания. Эти недостатки имеются и в фазовращателях дискретного управления на отдельных рабочих точках. Недостатки в значительной мере устраняются при использовании коммутационных антенн (предложены в 1960 г. Л. Н. Дерюгиным). Такие антенны содержат коммутаторы и коммутационные фазовращатели, фаза электромагнитных колебаний которых принимает фиксированные значения. Управление лучом антенны сводится к простейшим операциям включения и выключения излучателей или ветвей фидерной системы.

Стабильность коммутационных антенн определяется тем, что управляющие фазой элементы (полупроводники, ферриты, сегнетоэлектрики) работают в режиме, при котором используются только крайние участки их характеристик. Кроме того, управляющее устройство коммутационных антенн может быть проще, чем у обычной антенны с параллельным включением фазовращателей с непрерывным управлением. Последнее связано с тем, что положение луча в пространстве определяется не управляющим напряжением, разным для различных фазовращателей, а лишь наличием его на тех или иных коммутаторах.

Коммутационные антенны имеют и ряд недостатков, важнейшим из которых является наличие фазовых ошибок, возникающих в связи с тем, что фазы колебания излучателей меняются скачком и могут принимать только определенные значения. Это влечет за собой снижение КНД антенны, увеличение уровня бокового излучения и скачкообразное перемещение луча.

Среди различных способов построения коммутационных антенн можно выделить два наиболее характерных. В первом каждый излучатель имеет определенный набор фаз, из которого выбирают нужную путем переключения фазовращателя. При втором способе на каждом участке антенны длиной $\lambda/2$ размещают несколько излучателей, возбуждаемых с разными фазами, и выборочно включают их. В § 2.10 будут изложены некоторые аспекты расчета коммутационных антенн, реализованных по первому способу, поскольку при реализации коммутационных антенн вторым способом возникают трудности, связанные с необходимостью размещать на малом участке антенны большое число излучателей и значительно замедлять фазовую скорость электромагнитных волн в фидере, возбуждающем их.

2.9. КОММУТАЦИОННЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

Основной элемент ФАР — коммутационные фазовращатели, число которых в остроуправляемых сканирующих решетках может составлять несколько десятков тысяч. Расстояние между ними $0,5\lambda \dots \lambda$.

Коммутационные фазовращатели должны иметь высокий КПД, достаточную электрическую прочность, стабильность характеристик и быть рассчитаны на минимальную мощность, необходимую для управления их работой. К конструктивным характеристикам фазовращателей предъявляют следующие требования: простота и технологичность; малые габариты и масса; высокая надежность.

Для управления фазой возбуждения излучателей в ФАР обычно используют *цифровые фазовращатели*. Простой цифровой фазовращатель разбивают на m каскадов, каждый из которых может находиться в одном из двух состояний, характеризующихся вносимым фазовым сдвигом $\Delta\Phi_m = \pi/2^{m-1}$, где m — номер каскада. Для выбора любого из $M = 2^p$ состояний фазовращателя достаточно использовать p управляющих сигналов, принимающих условное значение 0 или 1. Тогда, например, в двухразрядном фазовращателе фазовому сдвигу 0° соответствует управляющий сигнал 00, 90° — 01 и т. д. Фазовращатель для отражающих решеток (*отражательный*) можно получить из *проходного* закорачиванием выхода. Для сохранения фазовых сдвигов необходимо уменьшить вдвое фазовые сдвиги, реализуемые каждым каскадом, так как волна в отражательном фазовращателе проходит каждый каскад дважды.

В *ферритовых фазовращателях* фазовый сдвиг обусловлен изменением магнитной проницаемости феррита под воздействием внешнего магнитного поля. Переключаемыми элементами большинства полупроводниковых фазовращателей являются *pin*-диоды. Так как диоды обычно работают в предельных режимах, допуски на амплитуду управляющих сигналов жесткие.

Достоинством полупроводниковых фазовращателей являются малые габариты и масса, большая скорость переключения, простота управляющих устройств, термостабильность. Для уменьшения массы, габаритов и повышения стабильности полупроводниковые фазовращатели изготавливают в полосковом и микрополосковом исполнении, что позволяет применять печатную технологию. Преимуществами ферритовых фазовращателей являются относительно высокий уровень СВЧ мощности, так как фазой управляет объемная ферритовая среда, а также меньшие потери, так как для их создания обычно используют волноводы, потери в которых меньше, чем в линиях с T -волной, и меньший КСВ. Время переключения диодных и ферритовых фазовращателей составляет соответственно 0,1 пс . . . 10 нс и 0,1 . . . 30 нс.

Ни один из указанных типов фазовращателей не имеет абсолютного преимущества перед другими, и применение того или иного зависит от многих факторов: уровня мощности, диапазона рабочих температур, требований к скорости переключения и стабильности. Следует отметить, что высокая стоимость ФАР из-за большого числа используемых в ней СВЧ элементов огра-

ничивает широкое применение систем с ФАР. Сведения о фазовращателях для ФАР приводятся в [0.1].

В настоящее время разработаны *полупроводниковые фазовращатели*, работающие при уровне мощности порядка сотен ватт в непрерывном режиме и порядка десятков киловатт — в импульсном. При этом потери, например в трехразрядном фазовращателе 10-см диапазона, не превышают 1 дБ [2.1].

Ферритовые фазовращатели на длинах волн короче 5 см обладают меньшими потерями, чем полупроводниковые. Потери на один разряд составляют примерно 0,3 дБ в 3-см диапазоне волн, а импульсные и средние пропускаемые мощности — около 500 кВт и 1000 Вт соответственно. Некоторые типы ферритовых фазовращателей обладают внутренней памятью, которая позволяет управлять фазовым путем подачи коротких импульсов. В промежутках между импульсами фазовращатель запоминает фазовый сдвиг, и для его поддержания не затрачивается энергия. Полупроводниковые фазовращатели на *pin*-диодах подобным свойством не обладают, и это является их недостатком. Для сохранения требуемых фазовых сдвигов необходимо затрачивать большую мощность — до нескольких киловатт при значительном числе фазовращателей. Действительно, согласно [2.1] мощность управления диодным фазовращателем 0,1... 5 Вт, в то время как для переключения ферритового фазовращателя необходима энергия 20... 2000 мкДж.

2.10. ДИСКРЕТНЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ И ПОДАВЛЕНИЕ КОММУТАЦИОННЫХ ЛЕПЕСТКОВ

При дискретном фазировании фазовое распределение в решетке можно представить в виде

$$\Phi_{\text{реал}} = \Phi_{\text{нач}} + \nu\Delta, \quad (2.37)$$

где $\Phi_{\text{нач}}$ — начальное фазовое распределение, когда все фазовращатели находятся в одной и той же исходной позиции; ν — число последовательных переключений фазовращателя с минимальным изменением фазы; Δ — дискрет фазы, реализуемый фазовращателем.

С другой стороны, реализуемое фазовое распределение из-за дискретного характера фазовращателя отличается от требуемого на значение *коммутационных фазовых ошибок*

$$\Phi_{\text{реал}} = \Phi_{\text{треб}} + \delta\Phi. \quad (2.38)$$

Обычно фазируют решетку так, чтобы фазовые ошибки были минимальными и максимальное их значение не превышало $\Delta/2$. В соответствии с этим условием число переключений

$$\nu = E[(\Phi_{\text{треб}} - \Phi_{\text{нач}})/\Delta + 0,5], \quad (2.39)$$

где $E(x)$ — целая часть x .

При дискретном фазировании, числе излучателей $N \times Q$ ДН антенной решетки

$$f(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) \sum_{n,q=1}^{N,Q} A_{nq} \exp i(\Phi_{\text{треб } nq} + \Phi_{nq}^{\text{п}} + \delta\Phi_{nq}), \quad (2.40)$$

где A_{nq} и $\Phi_{nq}^{\text{п}}$ — амплитуда возбуждения и пространственный фазовый сдвиг nq -го излучателя.

Воспользуемся формулой суммирования Пуассона и разложением Фурье множителя $\exp(i\delta\Phi)$, рассматривая его как периодическую функцию $U = \Phi_{\text{треб}} - \Phi_{\text{нач}}$. Если ФАР представляет собой систему излучателей, расположенных в узлах координатной сети системы координат X, Y , то ДН

$$f(\theta, \varphi) = \frac{\sin \Delta/2}{\Delta/2} F(\theta, \varphi) \sum_{p,t,h} \frac{(-1)^h}{Mh+1} \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \frac{A \exp i\Phi_{pth}}{dx dy} dx dy, \quad (2.41)$$

где $x_2 = -x_1 = Nd_x/2$; $y_2 = -y_1 = Qd_y/2$; $\Phi_{pth} = \Phi_{\text{треб}} + \Phi^{\text{п}} + Mh(\Phi_{\text{треб}} - \Phi_{\text{нач}}) + 2\pi p(x - x_1)/d_x + 2\pi t(y - y_1)/d_y$; $A(x, y)$ — непрерывная функция, удовлетворяющая условию $A(x_n, y_q) = A_{nq}(x_n, y_q)$ — координаты nq -го излучателя; $M = 2\pi/\Delta$.

Сумма членов ряда (2.41) с индексом $h=0$ определяет ДН эквивалентной решетки — решетки без коммутационных фазовых ошибок. Сумма членов с индексом $p=t=0$ представляет ДН коммутационной антенной решетки с непрерывным распределением излучателей. Член ряда с индексами $p=t=h=0$ — ДН непрерывно возбужденной антенны без коммутационных фазовых ошибок. Члены ряда с индексами $t \neq 0, p \neq 0, h=0$ соответствуют дифракционным максимумам ДН решетки без коммутационных фазовых ошибок. Члены ряда с индексами $h \neq 0, p = t = 0$ определяют дополнительные лепестки, возникающие из-за наличия коммутационных ошибок, которые называем *коммутационными*. Члены ряда с индексами $h \neq 0, p \neq 0$ или $t \neq 0$ определяют дополнительные лепестки, обусловленные дискретным характером как работы фазовращателей, так и размещения излучателей. Указанные лепестки в дальнейшем будем называть комбинационными. Из-за наличия коммутационных фазовых ошибок КНД коммутационной антенной решетки уменьшается:

$$D = D_0 \left(\frac{\sin \Delta/2}{\Delta/2} \right)^2, \quad (2.42)$$

где D_0 — КНД эквивалентной антенной решетки без коммутационных фазовых ошибок (2.11).

Одним из недостатков ФАР с дискретными фазовращателями является наличие коммутационных и комбинационных лепестков ДН, которые при дискретах фазы $\Delta = \pi/2 \dots \pi/4$ имеют достаточно высокий уровень. На практике их необходимо подавлять.

Подавление коммутационных и комбинационных лепестков заключается в следующем. Конфигурация этих лепестков согласно (2.41) зависит от $\Phi_{\text{нач}}$, причем $\Phi_{\text{нач}}$ не влияет на ДН решетки без коммутационных фазовых ошибок, определяемую суммой членов ряда (2.41) с индексом $h=0$. Поэтому нужно так подобрать $\Phi_{\text{нач}}$, чтобы уровни лепестков были минимальными. Это достигается при равномерном «размывании» указанных лепестков в пространстве, т. е. оптимальной конфигурацией лепестков после подавления является прямоугольная. Их протяженность должна быть такой, чтобы лепестки не перекрывали друг друга, так как при этом их суммарный уровень увеличивается. Можно показать, что длительность лепестков пропорциональна индексу h . Нельзя подобрать такое $\Phi_{\text{нач}}$, чтобы эта пропорциональность выполнялась одновременно для всех h , поэтому оптимальное подавление можно обеспечить лишь для лепестков с определенным значением индекса h . Расчеты показывают, что при оптимальном подавлении коммутационных лепестков с $h=\pm 1$ уровень суммарного бокового излучения, обусловленного коммутационными фазовыми ошибками, будет минимальным.

Если потребовать, чтобы модуль интегралов (2.41) не зависел от угловых координат, то для линейной решетки с равномерным амплитудным распределением одно из уравнений для определения $\Phi_{\text{нач}}$ принимает вид

$$d^2\Phi_{\text{нач}}/dx^2 = 2\pi/[q_{ph}^2 |Mh \pm 1|^2 Mh (Nd_x)^2], \quad (2.43)$$

где q_{ph} — уровень равномерно размытого лепестка.

Как было показано, коммутационные и комбинационные лепестки максимально подавляются, если при размытии они не накладываются в пространстве друг на друга. Используя это условие, можно получить второе уравнение для определения минимального значения q_{ph} и оптимальной функции $\Phi_{\text{нач}}$ [1.8]:

$$Mh \left[\frac{d\Phi_{\text{нач}}(x_2)}{dx} - \frac{d\Phi_{\text{нач}}(x_1)}{dx} \right] = \frac{2\pi}{dx}. \quad (2.44)$$

Уравнение (2.44) совместно с (2.43) полностью определяет оптимальное начальное фазовое распределение, при котором обеспечивается максимальное подавление коммутационных и комбинационных лепестков.

Решая (2.43), (2.44) для равномерного амплитудного распределения, получаем ($h=\pm 1$)

$$\Phi_{\text{нач}} = k\gamma x^2, \quad q_{h=\pm 1} = 1/[(M \pm 1)\sqrt{N}], \quad (2.45)$$

где

$$\gamma = \lambda/(2d_x^2 NM); \quad (2.46)$$

$q_{h=\pm 1}$ — уровни подавленных коммутационных и комбинационных лепестков.

При суммарном боковом излучении, обусловленном коммута-

ционными фазовыми ошибками, уровень подавленных лепестков

$$q_{\Sigma} = 2/(M\sqrt{N}). \quad (2.47)$$

При косинусоидальном амплитудном распределении

$$\Phi_{\text{нач}} = \frac{2\pi}{MNd_x^2(1+1/\pi)} \left[\frac{x^2}{2} \left(\frac{Nd_x}{2\pi} \right)^2 \cos \left(\frac{2\pi x}{Nd_x} \right) \right],$$

$$q_{\Sigma} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{1}{M\sqrt{N}}. \quad (2.48)$$

Результаты, полученные для линейной решетки, легко переносятся на двумерные плоские решетки. Например, при равномерном амплитудном распределении для плоской прямоугольной решетки с излучателями, расположенными в узлах ортогональной координатной сетки,

$$\Phi_{\text{нач}} = k(\gamma_x x^2 + \gamma_y y^2), \quad (2.49)$$

где $\gamma_x = \lambda/2d_x^2 NM$; $\gamma_y = \lambda/2d_y^2 QM$; N , Q — соответственно число строк и столбцов в плоской решетке.

Уровень подавленных комбинационных и коммутационных лепестков ДН плоской решетки

$$q_{\Sigma} = 2/(M\sqrt{NQ}). \quad (2.50)$$

В решетках с большим числом излучающих элементов можно существенно подавить лепестки, обусловленные дискретным изменением фазы. Это позволяет иногда использовать более грубые и, следовательно, более простые и дешевые, с меньшими потерями фазовращатели. Оптимальное начальное фазовое распределение можно создать с помощью либо фазовращателей с фиксированным значением фазы, включенных на выходе делителя мощности, либо некоторого изменения алгоритма фазирования.

2.11. СКАЧКИ ЛУЧА КОММУТАЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Главный максимум ДН решетки без коммутационных фазовых ошибок ориентирован точно в заданном направлении $\theta_{гл}$, при наличии в непосредственной близости коммутационных лепестков он несколько смещается. Это смещение, обусловленное коммутационными фазовыми ошибками, определяет погрешность установки луча в заданном направлении. Погрешность зависит от уровня коммутационных лучей и, следовательно, от дискрета фазы Δ . Кроме того, на точность установки луча влияет начало отсчета фазы. При отсчете фазы от одного из крайних излучателей линейной решетки точность установки луча оказывается в 4 раза выше точности при отсчете фазы от ее центра.

Точность установки луча связана с его скачкообразным движением, обусловленным дискретным изменением фазы. При отсчете фазы от центра решетки среднее значение скачка в секторе сканирования

$$\delta Q = 2\theta_{0,5}\Delta/2N. \quad (2.51)$$

Необходимо также отметить, что при одной и той же скорости движения луча частота переключения крайних фазовращателей будет разной в зависимости от начала отсчета фазы. Это следует учитывать при оценивании быстродействия фазовращателя.

2.12. РАСЧЕТ ФАР

Обычно бывают заданными КНД или ширина ДН, сектор сканирования, уровень боковых лепестков и точность установки луча. Заданные уровень боковых лепестков и точность установки луча определяют дискрет фазы, т. е. число позиций фазовращателей, амплитудное распределение в решетке. По заданным значениям КНД или ширины ДН, выбранному амплитудному распределению, а также сектору сканирования с помощью формул табл. 2.1, а также (2.8), (2.9) определяют размеры антенны. По заданному сектору сканирования с помощью (2.3) — (2.6) находят расстояние между излучателями и число фазовращателей.

При определении числа позиций дискретно-коммутационных фазовращателей по максимальному уровню боковых лепестков целесообразно представить заданный уровень боковых лепестков в виде суммы двух слагаемых, одно из которых принимают за максимальный уровень коммутационных лепестков, а другое — за уровень боковых лепестков антенны без коммутационных фазовых ошибок. Тогда по значению первого слагаемого в (2.47), (2.50) можно определить Δ , по значению второго — характер амплитудного распределения в решетке согласно данным табл. 2.1.

Максимальный уровень коммутационных лепестков выбирают так, чтобы число позиций фазовращателя было меньшим. Это позволяет использовать наиболее простые по конструкции фазовращатели. С другой стороны, нельзя брать слишком малым второе слагаемое, т. е. уровень боковых лепестков идеальной антенны, так как потребуются резко спадающие к краям распределения амплитуд, что приведет к необходимости увеличить размеры решетки для обеспечения заданных значений ширины ДН или КНД. В зависимости от конкретных требований находят компромиссное решение.

Далее выбирают схемы распределения энергии и включения фазовращателей, типы фазовращателей, излучателей, элементов связи и т. д., рассчитывают эти узлы, ДН и затем разрабатывают их конструкцию.

Глава 3. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

3.1. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

Зеркальные антенны — наиболее распространенный тип отражающих СВЧ антенн в радиолокации, космической радиосвязи и радиоастрономии. В процессе проектирования необходимо выбрать ее оптимальную схему и тип облучающей системы, определить размеры зеркал, амплитудно-фазовое распределение поля в раскрытии антенны или (для электрически сканирующих антенн) амплитудно-фазовое распределение тока в излучателях облучающей системы и закон его изменения при сканировании, рассчитать ДН, КУ, поляризационные и диапазонные свойства антенны, а также разработать конструкцию в целом и определить влияние элементов этой конструкции на характеристики антенны.

Основными типами зеркальных антенн являются одно- и двухзеркальные с различным профилем и формой зеркал (рис. 3.1, 3.2). Однозеркальные антенны с зеркалом 1 в виде параболоида вращения (рис. 3.1, а), симметричной вырезки из параболоида вращения с контуром овальной формы (рис. 3.1, б), в фокусе которых установлены облучатели 2, формируют близкие к осесимметричной ДН в широкой полосе частот. Для формирования плоских и многолучевых ДН с большим углом охвата в одной плоскости применяют зеркала в виде параболического цилиндра 1 (рис. 3.1, в) с облучателем 2 в виде вибраторной, щелевой или рупорной линейной решетки. Простота и надежность конструкции, а также сравнительно невысокая стоимость — главные достоинства таких антенн.

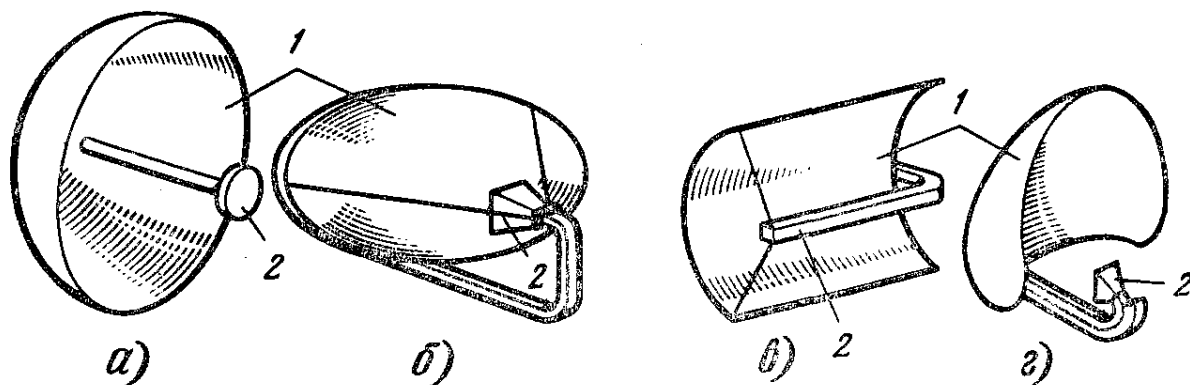


Рис. 3.1. Схематические изображения конструкций однозеркальных антенн

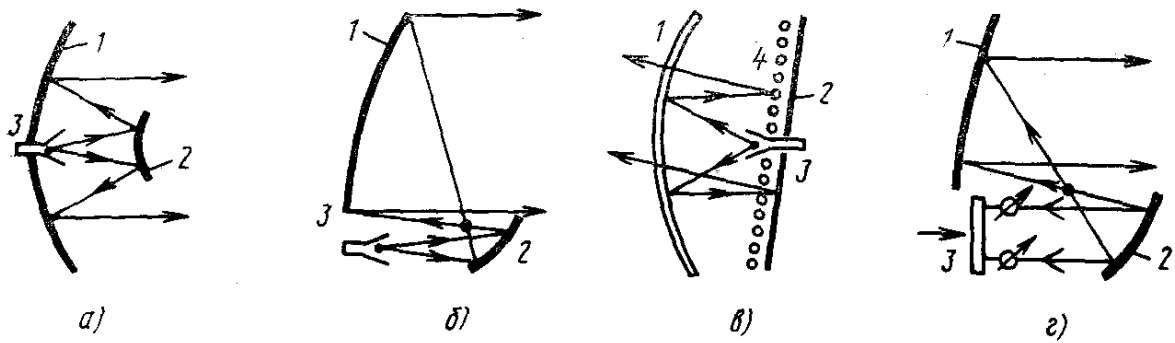


Рис. 3.2. Схемы расположения лучей в двухзеркальных антеннах

Осесимметричные и цилиндрические двухзеркальные антенны в отличие от однозеркальных при заданной ДН облучателя путем модификации формы зеркал позволяют достаточно точно реализовать требуемую ДН антенн и получить большой КУ. Такие антенны (например, антенна Кассегрена, см. рис. 3.2, а) при малых осевых размерах обеспечивают компактное размещение многоканальных облучателей 3 в сечении основного зеркала 1, что значительно снижает активные потери в системе питания.

При проектировании многоканальных зеркальных антенн для уменьшения затенения апертуры зеркала сложной облучающей системой в однозеркальных антеннах или главного зеркала вспомогательным в двухзеркальных используют конструкции с вынесенным облучателем (рис. 3.1, г; 3.2, б).

Широкоугольное электромеханическое сканирование можно осуществить в одно- и двухзеркальных антеннах с различным профилем зеркал (рис. 3.2, в). Электрическое сканирование в двухзеркальных антеннах с неподвижными зеркалами 1, 2 реализуется в угловом секторе не более 10° при использовании в качестве облучающей системы малоэлементной ФАР 3 (рис. 3.2, г).

При выборе и проектировании облучателей целесообразно руководствоваться следующими соображениями. Простейшие вибраторные, щелевые и рупорно-волноводные облучатели компактны, минимально затеняют раскрыв зеркала и весьма удобны как элементы облучающих АР в сканирующих, многолучевых, многочастотных зеркальных антеннах и антеннах с ДН специальной формы. Однако как одиночные облучатели они не обеспечивают одновременно высокий КИП и низкий УБЛ. От этих недостатков свободны многомодовые рупорно-волноводные облучатели, формирующие ДН требуемой формы с хорошими поляризационными характеристиками в узкой полосе частот. Наиболее оптимальными и широкополосными одиночными облучателями являются гибридно-модовые в виде рупорно-волноводных излучателей с ребристыми металлическими стенками или диэлектрического конуса.

3.2. ПАРАБОЛИЧЕСКИЕ ЗЕРКАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

Теория и методы расчета зеркальных антенн достаточно подробно изложены [0.1, 3.1—3.3]. Приведем теоретические и экспериментальные сведения для инженерного проектирования параболических зеркальных антенн.

Уравнение поверхности параболической антенны (рис. 3.3) в прямоугольной системе координат имеет вид $x^2 + y^2 = 4fz$, а в сферической (ρ, ψ, ξ) с центром в фокусе F — $\rho = f \operatorname{cosec}^2(\psi/2)$, где $f = 0F$ — фокусное расстояние параболоида. Угловой размер $2\psi_0$ и радиус R_0 раскрыва зеркала связаны соотношением

$$\sin \psi_0 = R_0 / f [1 + (R_0/2f)^2]. \quad (3.1)$$

Следовательно, для проектирования зеркала необходимо выбрать значение параметров f, R_0, ψ_0 .

Поле излучения зеркальной антенны представляет собой сумму полей, создаваемых токами, распределенными по поверхности зеркала, и облучателем, а также полей вспомогательных конструктивных элементов, на поверхности которых возбуждаются СВЧ токи.

Для расчета поля излучения зеркальных антенн используют приближенные методы: апертурный, токовый и геометрической теории дифракции (ГТД). Апертурный метод обеспечивает достаточную точность расчета главного лепестка ДН и ближнего бокового излучения в угловом секторе от оси ДН до угла $\theta = (\pi - \psi_0)/2$, а токовый метод — до угла $\theta = \pi - \psi_0$. Если облучатель имеет векторную ДН по полю $\mathbf{i}(\psi, \xi) = \psi_0 \mathbf{f}_\psi + \xi_0 \mathbf{f}_\xi$ и фазо-

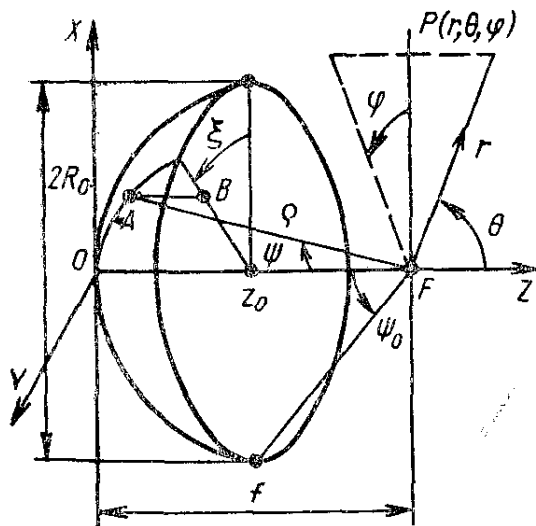


Рис. 3.3. Схематическое изображение параболической антенны

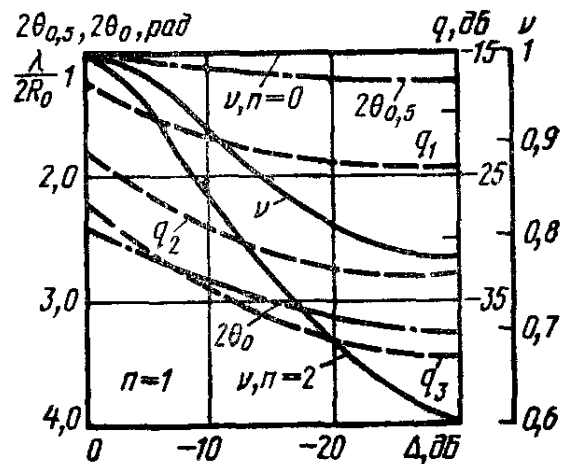


Рис. 3.4. Зависимости ширины ДН по уровню половинной $2\theta_{0,5}$ и нулевой $2\theta_0$ мощностям, уровня первых трех боковых лепестков $q_1 \dots q_3$ и КИП ν от формы амплитудного распределения (3.5)

вый центр излучения, то распределение поля в раскрыве имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_s &= x_0 H_{sx} + y_0 H_{sy}, \\ H_{sx(y)} &= \mp (2if\lambda)^{-1} (f_{\xi(\varphi)} \cos \xi \pm \\ &\pm f_{\psi(\xi)} \sin \xi) \cos^2 \left(\frac{\psi}{2} \right) \exp[-ik(f+z_0)], \end{aligned} \quad (3.2)$$

где f_{ψ} , f_{ξ} — амплитудные ДН облучателя для двух ортогональных поляризаций; $k=2\pi/\lambda$ — постоянная распространения; λ — длина волны в свободном пространстве; верхний знак относится к составляющим поля вдоль оси x , а нижний — вдоль оси y .
Электрическое поле излучения в дальней зоне

$$\begin{aligned} E_{\theta(\varphi)} &= (2ir\lambda)^{-1} W_0 (1 + \cos \theta) (N_{y(x)} \sin \varphi \mp \\ &\mp N_{x(y)} \cos \varphi) \exp(-ikr), \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$N_{x(y)}(\theta, \varphi) = \int_0^{R_0} \int_0^{2\pi} H_{sy(x)}(R, \xi) \exp[-ikR \sin \theta \cos(\varphi - \xi)] R dR d\xi,$$

где R , ξ — координаты точки B в раскрыве, связанные (3.1) с координатами ρ , ψ , ξ соответствующей точки A на зеркале (см. рис. 3.3); W_0 — волновое сопротивление свободного пространства.

Основная поляризация поля $E_s(R, \xi)$ в раскрыве совпадает с поляризацией облучателя. Когда кроссполяризаационной составляющей поля можно пренебречь, ДН осесимметричной зеркальной антенны

$$F(u) = \int_0^1 \int_0^{2\pi} E_s(R', \xi) \exp[-iu \cos(\varphi - \xi) R'] R' dR' d\xi, \quad (3.4)$$

$$E_s(R', \xi) = E_s(0) \cos^2(\psi/2) F(\psi, \xi),$$

где $u = kR_0 \sin \theta$, $R' = R/R_0$.

Рассчитывают ДН зеркальной антенны при заданной ДН облучателя путем численного интегрирования по (3.3), (3.4) или аппроксимации закона $E_s(R', \xi)$ известными функциями. Например, во многих важных для практики случаях E_s хорошо аппроксимируется осесимметричным распределением

$$E_s(R')/E_s(0) = \Delta + (1-\Delta)(1-R'^2)^n, \quad (3.5)$$

для которого нормированная ДН осесимметричной зеркальной антенны

$$F_n(u) = \frac{\Delta \Lambda_1(u) + (1-\Delta) \Lambda_{n+1}(u)/(n+1)}{\Delta + (1-\Delta)/(n+1)}, \quad (3.6)$$

где Δ — относительный уровень поля на краю раскрыва; $\Lambda_n(u) = n! J_n(u)/(u/2)^n$ — лямбда-функция n -го порядка, $J_n(u)$ — функция Бесселя n -го порядка (рис. 3.4).

Выражение для ДН осесимметричных зеркальных антенн при некоторых синфазных распределениях в раскрыве приведены в [3.5].

Противофазное возбуждение раскрыва антенны относительно плоскости $\xi=0$ или $\xi=\pi/2$ (см. рис. 3.3) широко используют при формировании разностных ДН зеркальных антенн моноимпульсных радиолокаторов [3.7]. Как правило, реальное распределение поля в раскрыве

$$E_s(x', y')/E_s(0) = \sin \pi \alpha x' (1 - \beta^2 y'^2)^m, \quad (3.7)$$

где $x' = x/x_0$, $y' = y/y_0$ ($-1 \leq x' \leq 1$, $-1 \leq y' \leq 1$); α , β , m — коэффициенты, характеризующие распределение поля ($\alpha \leq 1$, $\beta \leq 1$, $m = 1, 2, 3 \dots$). При этом в плоскости $\varphi = \pi/2$ разностная ДН $F_\Delta(u) = 0$, а в плоскости $\varphi = 0$

$$F_\Delta(u) = R_0^2 \sqrt{\pi} \sum_{i=0}^m C_m^i (-1)^{m-i} \frac{\beta^{2(m-i)}}{2m-2i+1} \Gamma\left(\frac{2m-2i+3}{2}\right) \times \\ \times \left[\left(\frac{2}{u+\pi\alpha}\right)^{m-i+1} J_{m-i+1}(\pi\alpha + u) - \right. \\ \left. - \left(\frac{2}{u-\pi\alpha}\right)^{m-i+1} J_{m-i+1}(u - \pi\alpha) \right], \quad (3.8)$$

где $\Gamma(z)$ — гамма-функция; $C_m^i = \binom{m}{i}$ — биномиальные коэффициенты.

В равносигнальном направлении $\theta = 0$ крутизна разностной ДН

$$\mu = \frac{2\pi^{3/2} R_0^2}{\lambda^2} \left(\frac{2\pi\alpha\beta}{\sum_{i=0}^{2m} C_{2m}^i (-1)^{2m-i} \frac{1}{4m-2i+1}} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \left\{ \sum_{i=0}^m C_m^i (-1)^{m-i} \frac{\beta^{2(m-i)}}{2m-2i+1} \Gamma\left(\frac{2m-2i+3}{2}\right) \times \right. \\ \left. \times \left[J_{m-i}(\pi\alpha) \frac{2^{m-i+2}}{(\pi\alpha)^{m-i+1}} - J_{m-i+1}(\pi\alpha) \frac{2^{m-i+3} (m-i+1)}{(\pi\alpha)^{m-i+2}} \right] \right\}. \quad (3.9)$$

Зависимости максимального уровня бокового излучения q_1 разностной ДН по полю и КИП антенны по разностному каналу от параметров амплитудного распределения (3.7) показаны на рис. 3.5 и 3.6.

При проектировании остронаправленных зеркальных антенн с повышенной помехозащищенностью требования к уровню бокового излучения и его распределению в пространстве являются решающими в выборе схемы и типа облучающего устройства. Дальнее боковое излучение и поле в области тени зеркальных антенн рассчитывают по методу ГТД [3.3, 3.4]. В соответствии с

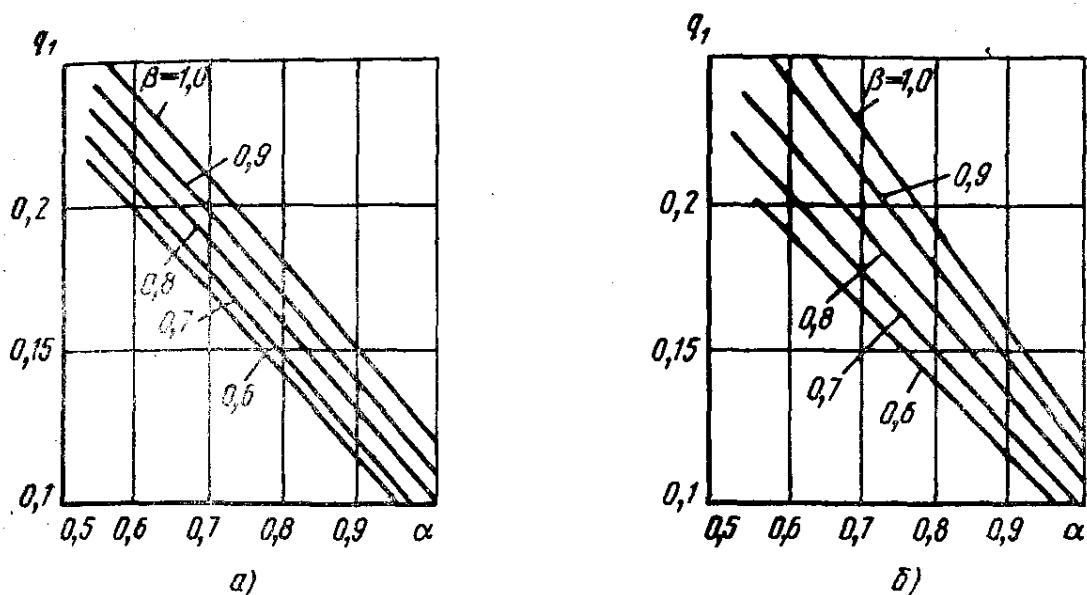


Рис. 3.5. Зависимости максимального уровня бокового излучения разностной ДН по полю от параметров амплитудного распределения (3.7) α , β при m , равном 1 (а) и 2 (б)

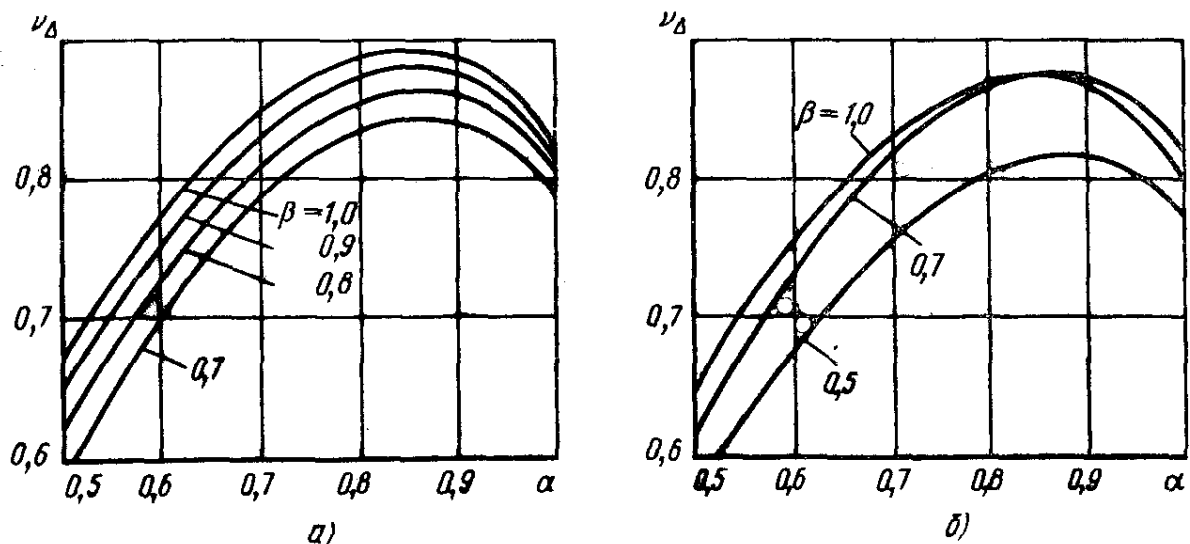


Рис. 3.6. Зависимости КИП антенны по разностному каналу $\nu_{\Delta} = \mu/\mu_0$ (μ_0 — крутизна разностной ДН антенны при равноамплитудном противофазном возбуждении раскрыва) от параметров амплитудного распределения (3.7) α , β при m , равном 1 (а) и 2 (б)

методом ГТД поле излучения осесимметричной зеркальной антенны в любой плоскости визирования, проходящей через ось симметрии зеркала z (рис. 3.7), можно определить в виде суммы краевых волн, возникающих при первичной и вторичной дифракциях поля облучателя (соответственно лучи $F-H_1-P$, $F-H_2-P$ и $F-H_2-H_1-P$, $F-H_1-H_2-P$), однократно отраженных от зеркала краевых волн первичной дифракции (например, луч $F-H_2-R-P$), и лучевого разложения первичного поля облучателя, уходящего за зеркало. При этом в точках дифракции H_1 и H_2 , расположенных в местах пересечения плоскости визирования с кромкой зеркала, реальный край антенны аппроксимируется касательной полуплоскостью 2, ребро 3 которой

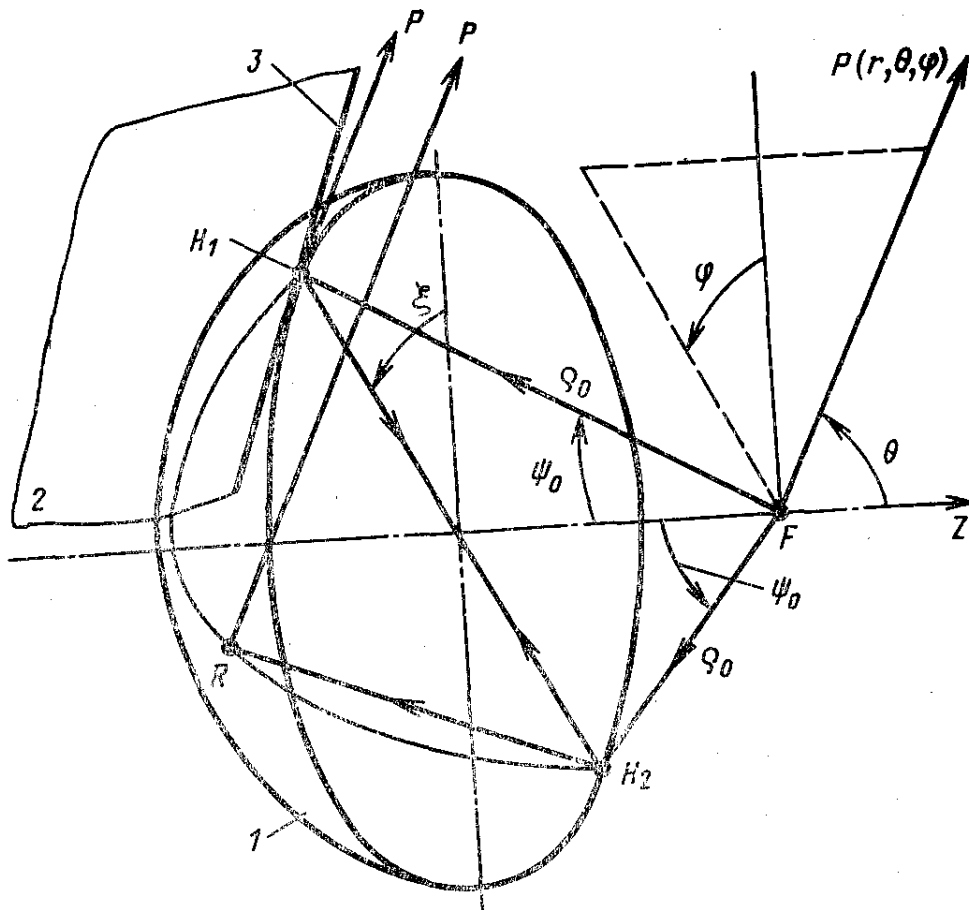


Рис. 3.7. Схематическое изображение осесимметричной зеркальной антенны совпадает с элементом кромки зеркала 1. Таким образом, для осесимметричной зеркальной антенны нормированная ДН

$$F^{\theta(\varphi)} = \frac{1}{E(0,0)} E_0(\pi - \theta, \varphi) \exp \left[-ik \left(f - \frac{R_0^2}{4f} \right) \cos \theta \right] + (E_{1B} + E_{2B}) \exp(-ikR_0 \sin \theta) + (E_{1H} + E_{2H}) \exp(ikR_0 \sin \theta) + E_{\text{отр.н}}, \quad (3.10)$$

где индексы θ и φ при E опущены, так как (3.10) идентично для обеих компонент поля (верхний знак для θ -й компоненты, а нижний — для φ -й);

$E(0,0) = \frac{E_0}{r} \frac{R_0^2 \pi v^{1/2}}{\lambda} \left[\frac{(1+\Delta)^2}{4} + \frac{(1-\Delta)^2}{12} \right]^{1/2}$ — поле излучения в направлении максимума ДН антенны при распределении (3.5) в раскрыве (зависимость v от Δ показана на рис. 3.4); $E_0(\pi - \theta, \varphi) = E_0 r^{-1} f(\pi - \theta, \varphi) \times \exp(-ikr)$ — поле облучателя в сферической системе координат излучения r, θ, φ ;

$$E_{1B} = \frac{\exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right)}{2\sqrt{2\pi k}} \sqrt{\frac{R_0}{\sin \theta}} \left(\text{sc} \frac{\psi_0 + \theta}{2} \pm \text{sc} \frac{\pi + \theta}{2} \right) \times E_0(\psi_0, \xi, \rho_0) \frac{\exp(-ikr)}{r}, \quad (3.11)$$

$$E_{2B} = \frac{\exp(i2kR_0)}{8\pi k \sqrt{2} \sin \theta} \left(\operatorname{sc} \frac{\pi/2 + \psi_0}{2} \pm \sqrt{2} \right) \times \\ \times \left(\operatorname{sc} \frac{\pi/2 + \theta}{2} \pm \operatorname{sc} \frac{\pi/2 + \psi_0 + \theta}{2} \right) E_0(\psi_0, \xi, \rho_0) \frac{\exp(-ikr)}{r} \quad (3.12)$$

— поле краевых волн первичной и вторичной дифракций от верхней кромки зеркала (точке H на рис. 3.7 соответствуют лучи $F-H_1-P$, $F-H_2-P$ и $F-H_2-H_1-P$, $F-H_1-H_2-P$);

$$E_{\text{отр.н}} = \frac{\exp(-i\pi/4)}{2 \sqrt{6\pi k}} \sqrt{\frac{R_0}{\sin \theta}} \left(\operatorname{sc} \frac{\psi_0 - \kappa}{2} \pm \operatorname{sc} \frac{\pi - \kappa}{2} \right) E_0(\psi_0, \xi, \rho_0) \times \\ \times \exp \left[-ik \left(\frac{3L_0}{2} - \frac{R_0}{\operatorname{tg} \omega_0} \cos \theta \right) \right] \frac{\exp(-ikr)}{r} \quad (3.13)$$

— поле краевой волны от нижней кромки зеркала (рис. 3.7, точка H_2) при однократном отражении от внутренней поверхности зеркала (например, луч $F-H_2-R-P$);

$$\kappa = (\pi + \theta + 2\omega_0)/3, \quad L_0 = 2R_0 \cos[(\pi + 2\omega_0 - 2\theta)/6],$$

$$\omega_0 \approx \operatorname{arc} \sin(R_0/2f);$$

$$E_0(\psi_0, \xi, \rho_0) = E_0 f^{-1} \cos^2(\psi_0/2) f(\psi_0, \xi) \exp(-ik\rho_0)$$

— уровень поля первичного облучателя на кромке зеркала.

Компоненты E_{1H} и E_{2H} в (3.10) вычисляются по (3.11), (3.12), заменив

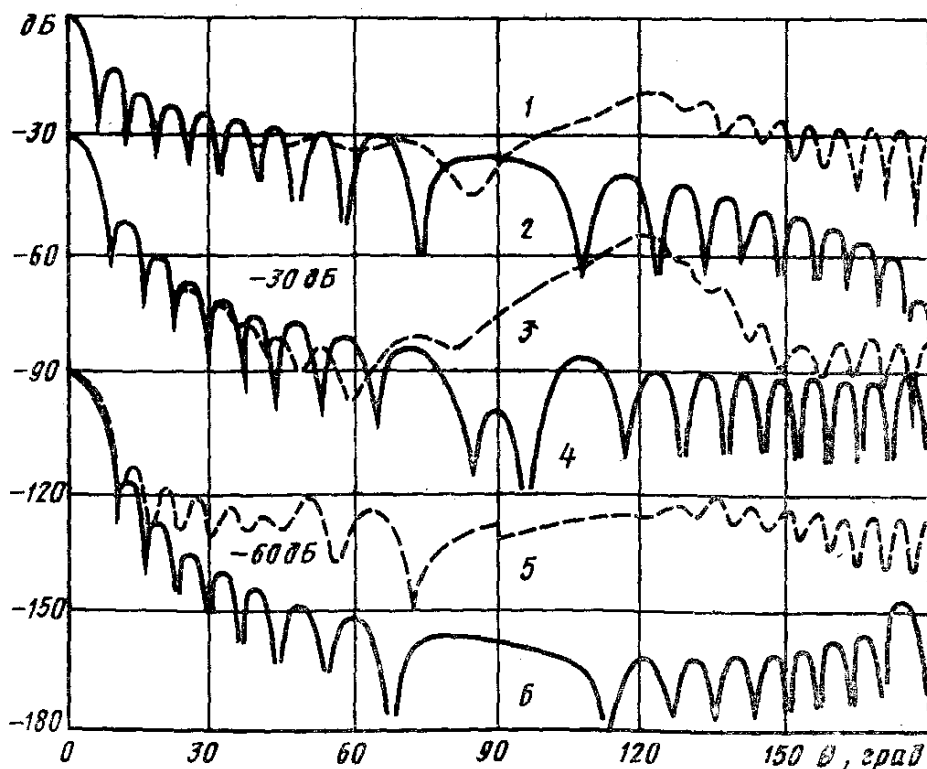


Рис. 3.8. Зависимости ДН параболической антенны [3.4] ($2kR_0=60$, $\psi_0=60^\circ$) для различных амплитудных распределений (3.5) при $n=0$, (1, 2), $n=1$, $\Delta=0$; (3, 4), $n=2$, $\Delta=0$ (5, 6) для апертурного метода (—) и метода ГТД (---)

$\theta = -\theta$. В силу симметрии ДН антенны достаточно рассчитать по (3.10) в угловом секторе $0 < \theta < \pi$. При этом составляющие $E_{1в}$ и $E_{2в}$ необходимо учитывать при $\theta = 0 \dots \pi$, E_0 при $\theta = 0 \dots (\theta - \psi_0)$, $E_{1н}$ при $\theta = 0 \dots \pi/2$, $E_{2н}$ при $\theta = 0,5(\pi + \psi_0) \dots \pi$, $E_{отр.н}$ в угловом секторе $\pi/2 - \psi_0 \leq \theta \leq \pi/2 - \psi_0/4$.

В области главного лепестка для расчета целесообразно использовать апертурный метод (3.3) или (3.4), в области краевого лепестка ДН (в направлении $\theta = \pi - \psi_0$) — разложения из [3.3, 3.4] или в первом приближении формулу $F(\pi - \psi_0, \varphi) = (G_0/G_a)^{1/2} f(\pi - \psi_0, \varphi)/2$, где G_0 и G_a — КУ облучателя и антенны, так как в области краевого лепестка зеркало служит экраном для первичного поля облучателя.

При анализе поля излучения зеркальных антенн с нулевым уровнем на краю раскрыва ($\Delta = 0$), а также когда зеркало находится в ближней зоне облучателя ($\rho_0 < 4d_0^2/\lambda$, где d_0 — размер его излучающего раскрыва), необходимо использовать модификацию метода ГТД [3.2].

На рис. 3.8 представлены зависимости ДН параболической антенны [3.4].

При расчетах ДН зеркальных антенн с неоптимальными облучателями (имеющими большой уровень бокового излучения) необходимо учитывать амплитудно-фазовую ДН облучателя (рис. 3.9).

Коэффициент направленного действия зеркальных антенн

$$D = 4\pi s g / \lambda^2,$$

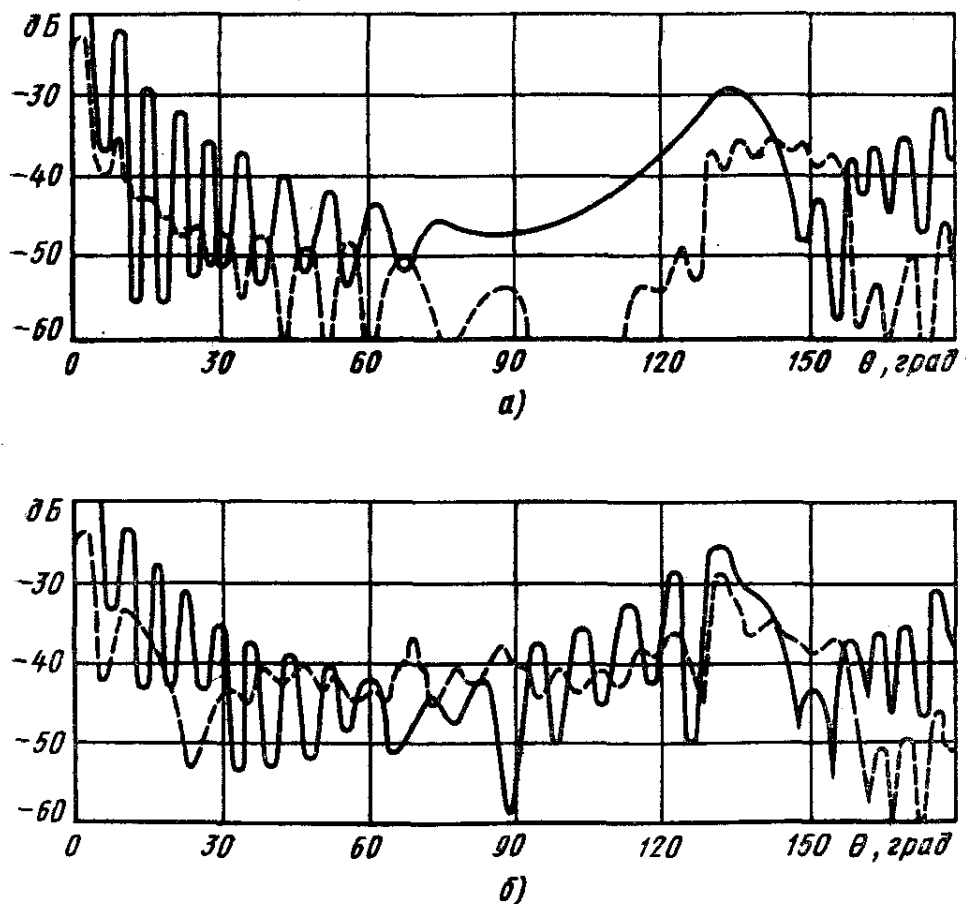


Рис. 3.9. Зависимости ДН параболической антенны ($2kR_0 = 62,8$, $\psi_0 = 44^\circ$) в плоскости $\varphi = 45^\circ$ с коническим рупорным облучателем ($d_0 = 1,19 \lambda_0$), возбужденным волной H_{11} , на основной поляризации (—) и кроссполяризации (---), рассчитанные по методу ГТД (3.10), без учета (а) и с учетом (б) поля E_0

где

$$s = \pi R_0^2;$$

$$g = \nu \eta_0 = \frac{\operatorname{ctg}^2 \frac{\psi_0}{2} \left| \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} f(\psi, \xi) \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} d\psi d\xi \right|^2}{\pi \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} f^2(\psi, \xi) \sin \psi d\psi d\xi}$$

— коэффициент эффективности зеркальной антенны; ν — апертурный КИП, учитывающий неравномерность распределения в раскрыве; η_0 — коэффициент эффективности облучающей системы, учитывающий потери мощности излучения из-за ее рассеяния за пределы зеркала.

Зависимости апертурного КИП симметричных зеркальных антенн с амплитудным распределением (3.5) от относительного уровня поля на краю раскрыва приведены на рис. 3.4, зависимости g от формы зеркала ($2\psi_0$) для различных облучателей — на рис. 3.10. Для различных типов облучателей значение g не превышает $0,8 \dots 0,83$, при этом относительный уровень поля на краю раскрыва $\Delta = -(8 \dots 10)$ дБ, а уровень первого бокового лепестка $q_1 = -(22 \dots 24)$ дБ.

На практике особенности конструкций зеркала и облучателя, а также искажения в структуре поля влияют как на КНД антенны, так и на ее коэффициент усиления $G = 2\pi s g \eta / \lambda^2$, где $\eta = \eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4$ — коэффициент, учитывающий эти факторы.

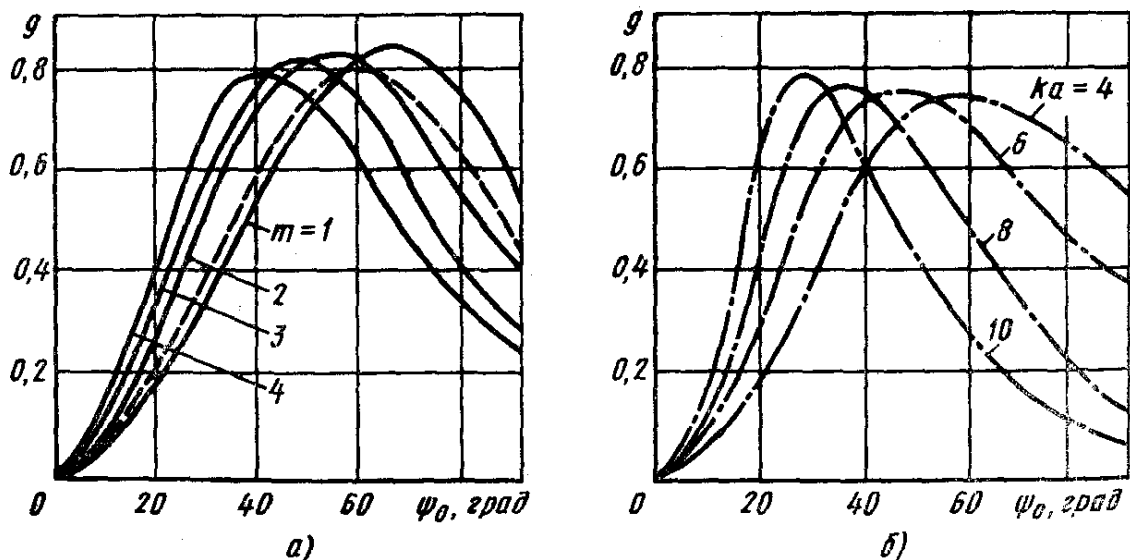


Рис. 3.10. Зависимости апертурного КИП симметричных зеркальных антенн от угла ψ_0 при изменении m (а) и ka (б) для различных типов облучателей; с ДН, аппроксимируемой функцией вида $f(\psi, \xi) = \cos^m \psi$ при $0 \leq \psi \leq \pi/2$ и $f(\psi, \xi) = 0$ при $\pi/2 < \psi \leq \pi$ (—), в виде полуволнового вибратора с контррефлектором (---) и рупорно-волноводного с соотношением сторон раскрыва $a/b = 1,5$ в плоскостях E и H (-.-)

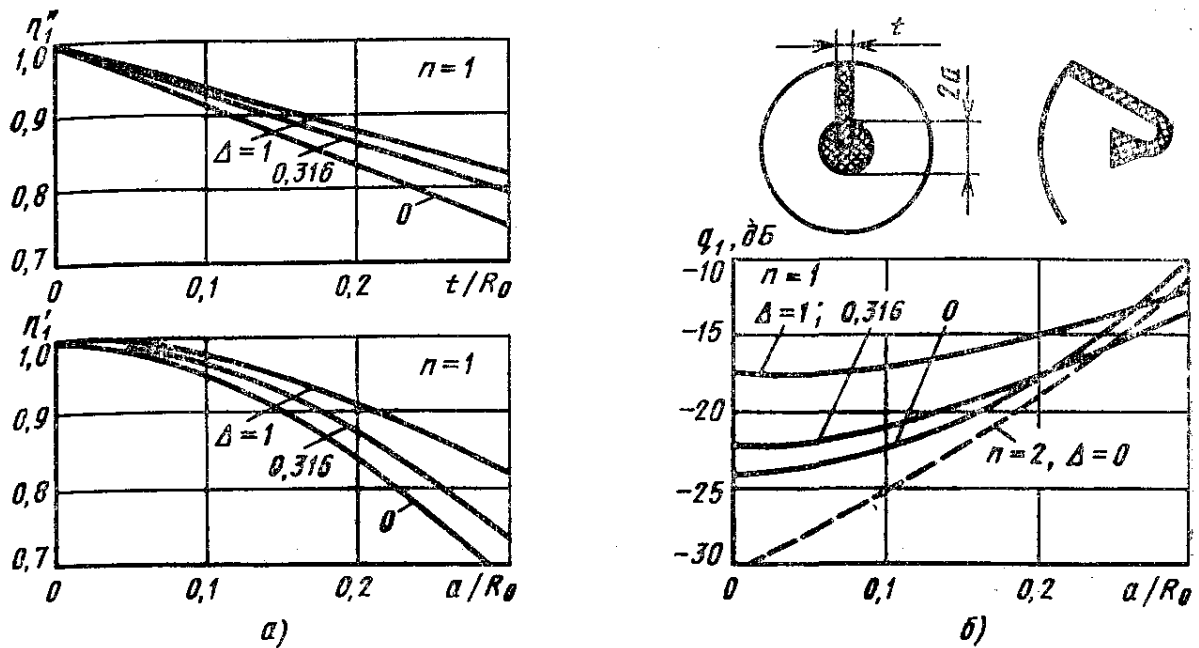


Рис. 3.11. Уменьшение КНД при затенении части раскрыва антенны облучателем (η_1') и его системой питания и крепления (η_1'') (а), а также изменение УБЛ (б)

Уменьшение коэффициента $\eta_1 = \eta_1' \eta_1''$, а также изменение УБЛ (q_1) иллюстрирует рис. 3.11. Изменения КНД антенны, обусловленные искажениями фазового распределения поля в раскрыве из-за отсутствия фазового центра облучателя или неточности в его установке относительно фокуса зеркала, характеризуются коэффициентом $\eta_2 = \eta_2' \eta_2''$, значения которого приведены на рис. 3.12. Рис. 3.13 иллюстрирует зависимость нормированного КНД зеркальной антенны $D/g = (2\pi R_0/\lambda)^2 \times \exp[-(4\pi\sigma/\lambda)^2]$ от размеров ее раскрыва $2R_0/\lambda$ при гауссовском законе распределения случайных отклонений профиля зеркала

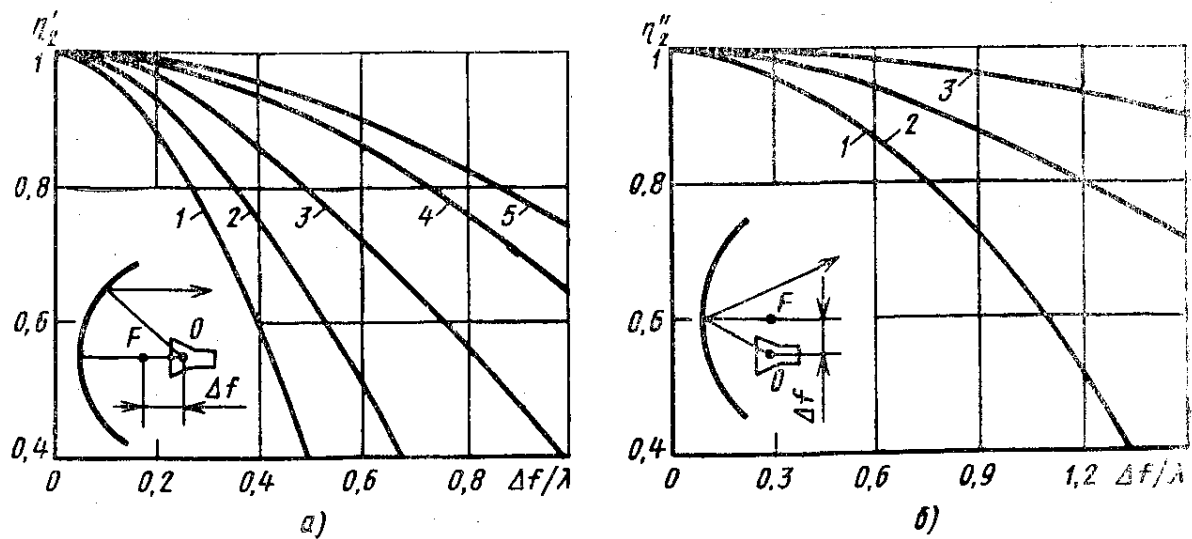


Рис. 3.12. Зависимости уменьшения КНД от отношения $\Delta f/\lambda$ для осесимметричной параболической антенны при $2\psi_0$, равном 180 (1), 150 (2), 120° (3) с равноамплитудным распределением; при $2\psi_0=120^\circ$ с облучателем в виде полуволнового вибратора с рефлектором (4); при $2\psi_0=110^\circ$, облучатель с ДН $f(\psi, \xi) = \cos^2\psi$ при $0 \leq \psi \leq \pi/2$ и $f(\psi, \xi) = 0$ при $\pi/2 < \psi \leq \pi$ (5)

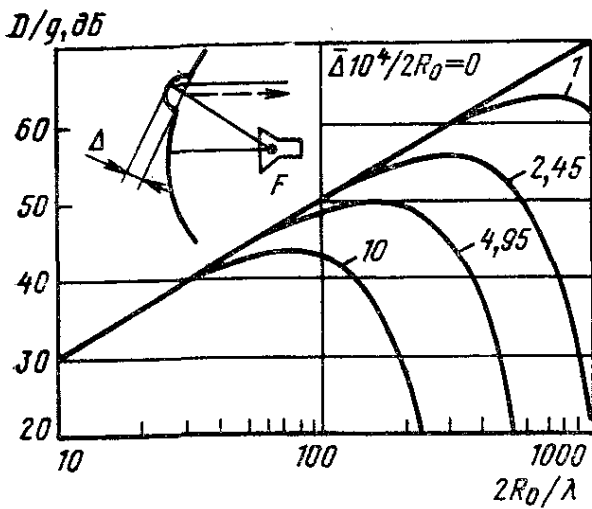


Рис. 3.13. Зависимости отношения D/g от $2R_0/\lambda$

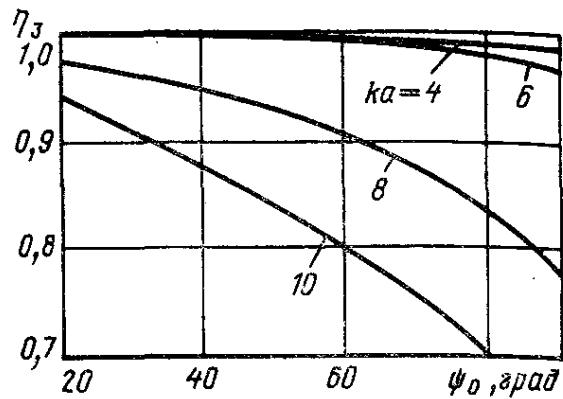
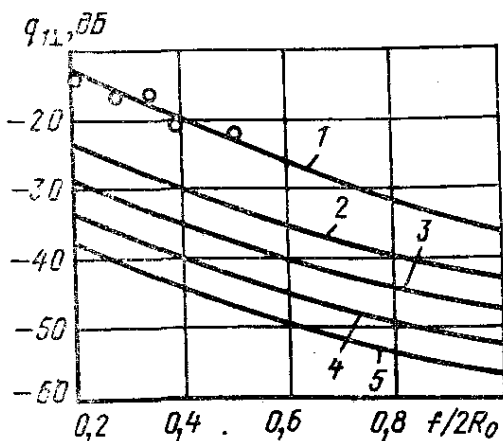


Рис. 3.14. Зависимости η_3 от ψ_0

от параболического с нулевым средним значением и дисперсией $\sigma^2 = \overline{\Delta^2}$. При этом допуск на точность изготовления зеркала $\Delta_{\text{доп}} = \pm 2,6\sigma$ с достоверностью $p=0,99$ гарантирует значения D/g , приведенные на рис. 3.13. Уменьшение КУ из-за рассогласования облучателя при влиянии поля, отраженного от зеркала, на его входное сопротивление характеризуется коэффициентом $\eta_3 = 1 - (G_0/2kf)^2$, где G_0 — КУ облучателя. На рис. 3.14 приведены зависимости η_3 от ψ_0 для антенн с рупорно-волноводным облучателем с соотношением сторон $a/b=1,5$ раскрыва в плоскостях E и H . Потери в КУ на кроссполяризационное излучение характеризуются коэффициентом η_4 и зависят от типа облучателя и формы зеркала ($f/2R_0$). В осесимметричных антеннах наибольший уровень такого излучения $q_{1\perp}$ наблюдается в плоскости, составляющей угол 45° с главными плоскостями E и H , при этом $\eta_4 > 0,96$. Рис. 3.15 иллюстрирует расчетную зависимость $q_{1\perp}$ от $f/2R_0$ осесимметричных параболических антенн с рупорно-волноводным облучателем, имеющим квадратный раскрыв ($a \times b$). Ширину $\Delta\theta_1$ и угловое положение θ_1 первого максимального лепестка кроссполяризационной ДН в радианах можно рассчитать по формулам $\Delta\theta_1 = (0,87 \dots 1,05)\lambda/2R_0$; $\theta_1 = (1,05 \dots 1,22)\lambda/2R_0$.



Уменьшение КУ, связанное с активными потерями, интерференцией полей облучателя и антенны, с нелинейными процессами в режиме излучения, а также значения коэффициентов η , характеризующих их, приведены в [3.1, 3.2]. В силу указанных причин КИП зеркальных

Рис. 3.15. Зависимости q_1 от отношения $f/2R_0$ при $ka=4,14$ (1); 5,46 (2); 7,45 (3); 13,26 (4); 17,41 (5)

антенн с обычными, например рупорными, облучателями на практике не более $g\eta=0,4 \dots 0,6$. Значение КИП можно увеличить, оптимизировав конструкцию антенны, форму зеркала и облучателя [3.2, 3.6].

3.3. ОБЛУЧАТЕЛИ

В качестве облучателей зеркальных антенн используют практически все типы слабонаправленных антенн — вибраторные, щелевые, рупорные, спиральные и т. п. Требуемое амплитудное распределение в раскрыве антенны должна обеспечивать ДН с минимальным уровнем за пределами раскрыва. Облучатель должен иметь фазовый центр, минимальные поперечные размеры, электрическую прочность и частотные свойства в соответствии с аналогичными параметрами антенны, а также механическую прочность, стабильность параметров при изменении метеоусловий и допускать герметизацию тракта.

Рассмотрим конструктивные особенности основных типов облучателей. Вибраторные облучатели состоят из активного вибратора и контррефлектора в виде металлического диска или пассивного вибратора. Питание на них подается от коаксиального фидера или волновода [0.1, 3.1, 3.7]. У такого излучателя (рис. 3.16) ДН можно оценить по формуле $f(\psi) = F_0(\psi) \sin(kd \cos \psi)$, где $F_0(\psi)$ — ДН одиночного вибратора [3.1]; d — расстояние от вибратора до контррефлектора. Зависимость g от ψ_0 для облучателя зеркальной антенны представлена на рис. 3.10 (штриховая линия). Оптимальная форма зеркала для вибраторных облучателей соответствует $2\psi_0 = 120 \dots 160^\circ$.

Щелевые облучатели наиболее употребительны в сантиметровом диапазоне волн при небольшой мощности излучения [0.1, 3.7]. В конструкции двухщелевого облучателя (рис. 3.17) для согласования использован плавный переход в питающем волноводе 4 и реактивный штырь 1 в широкой стенке резонатора 2. У такого излучателя ДН близка к осесимметричной: $f(\psi, 90^\circ) = \cos[(kd/2) \sin \psi]$ в плоскости E и $f(\psi, 0) = \cos[(\pi/2) \sin \psi] / \cos \psi$ в плоскости H . Фазовый центр находится в плоскости щелей посередине между ними.

Волноводные и рупорные облучатели обладают широкополосностью и большими мощностями излучения. Простейшие волноводные и рупорные облучатели (рис. 3.18 и

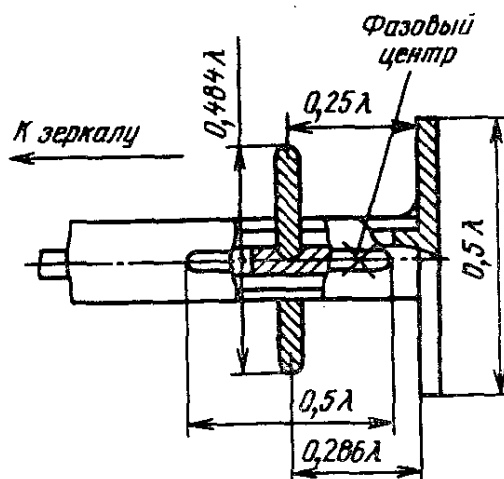


Рис. 3.16. Конструкция вибраторного облучателя с питающей коаксиальной линией с симметричной полуволновой щелью и дисковым рефлектором

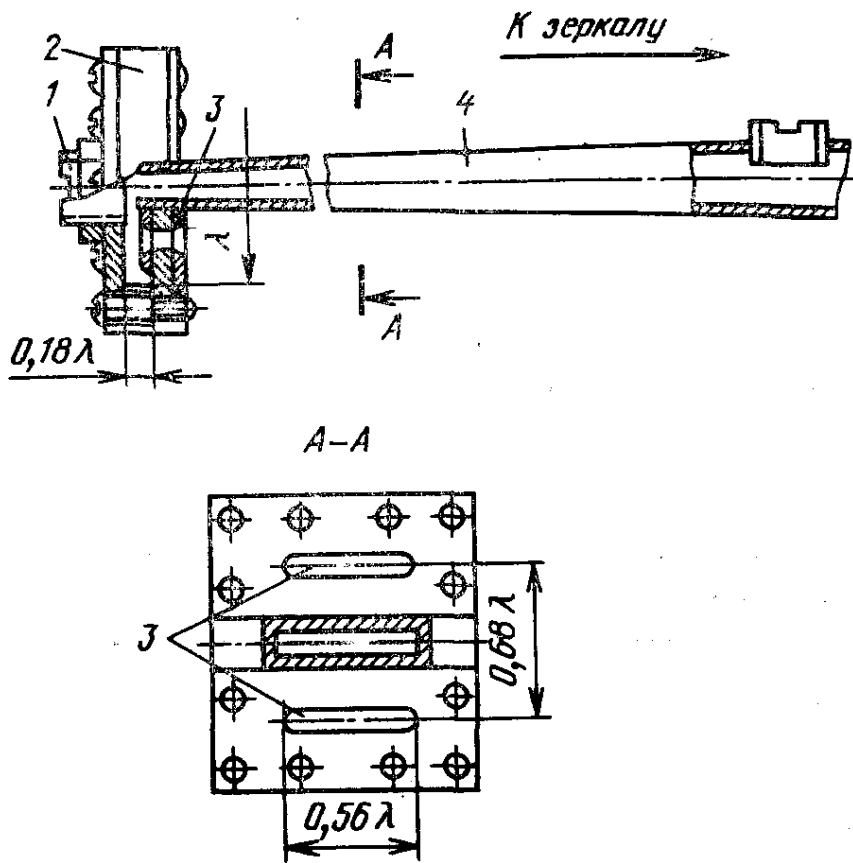


Рис. 3.17. Конструкция двухщелевого облучателя

3.19) с рабочей волной H_{10} в прямоугольном волноводе и H_{11} в круглом симметрируют ДН до уровня $-10 \dots -12$ дБ. Их применяют в качестве излучателей АР в многолучевых и сканирующих зеркальных антеннах, а также в антеннах с лучом специальной формы. Однако как одиночные облучатели они не обеспечивают высокий КИП зеркальных антенн. Методика рас-

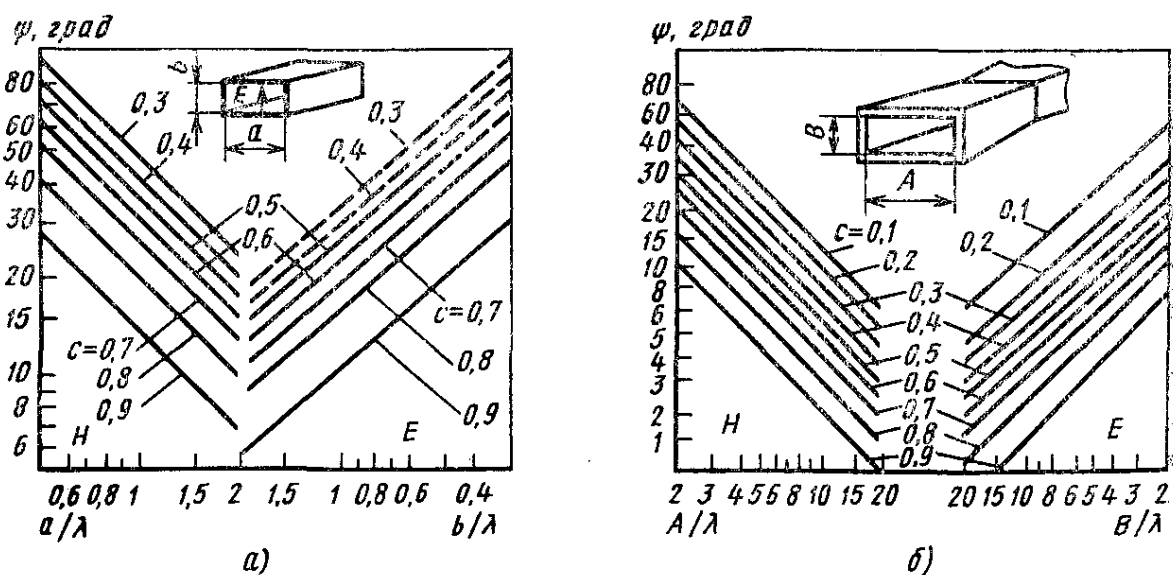


Рис. 3.18. Зависимости ширины ДН (2ψ) по относительному уровню поля излучения $C = E/E_{max}$ от размеров прямоугольного волновода (а) и пирамидального рупора (б), возбуждаемых волной H_{10}

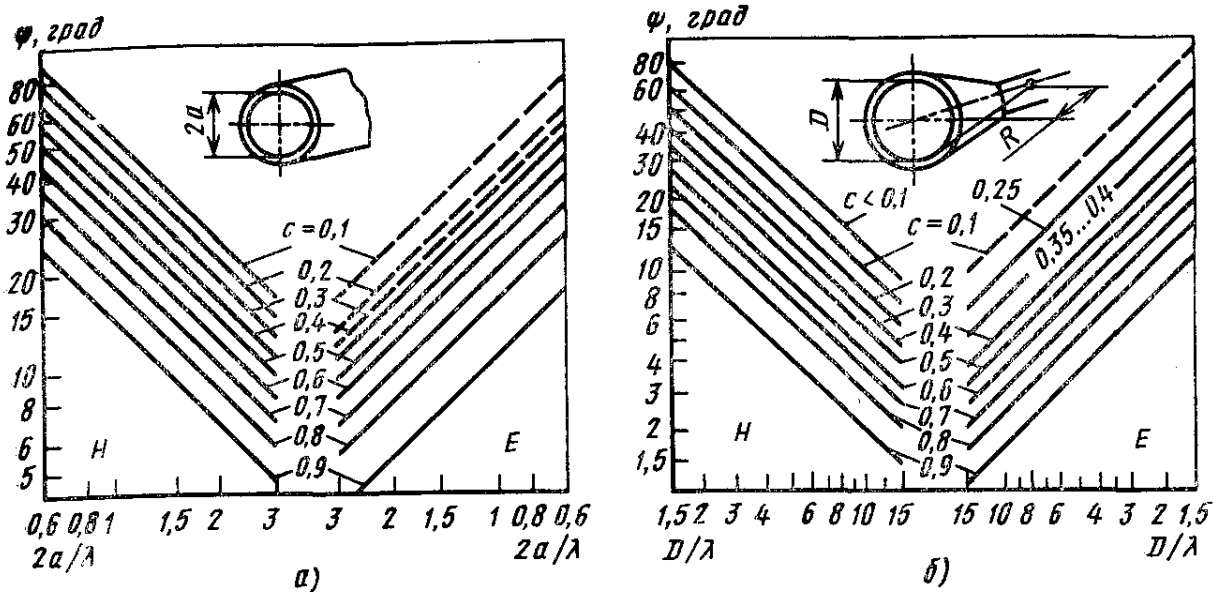


Рис. 3.19. Зависимости ширины ДН (2ψ) по относительному уровню поля излучения $C = E/E_{max}$ от диаметра круглого волновода (а) и конического рупора (б), возбуждаемых волной H_{11}

чета ДН волноводных и рупорных антенн приведена в [0.1, 3.1, 3.2]. Для приближенного расчета их размеров можно воспользоваться зависимостями на рис. 3.18 и 3.19. При разработке рупорно-волноводных облучателей, оптимально возбуждающих зеркало в широкой полосе частот (до 50%), стали применять круглые волноводы с коаксиальными насадками, обладающие симметричной ДН до уровня -18 дБ (рис. 3.20).

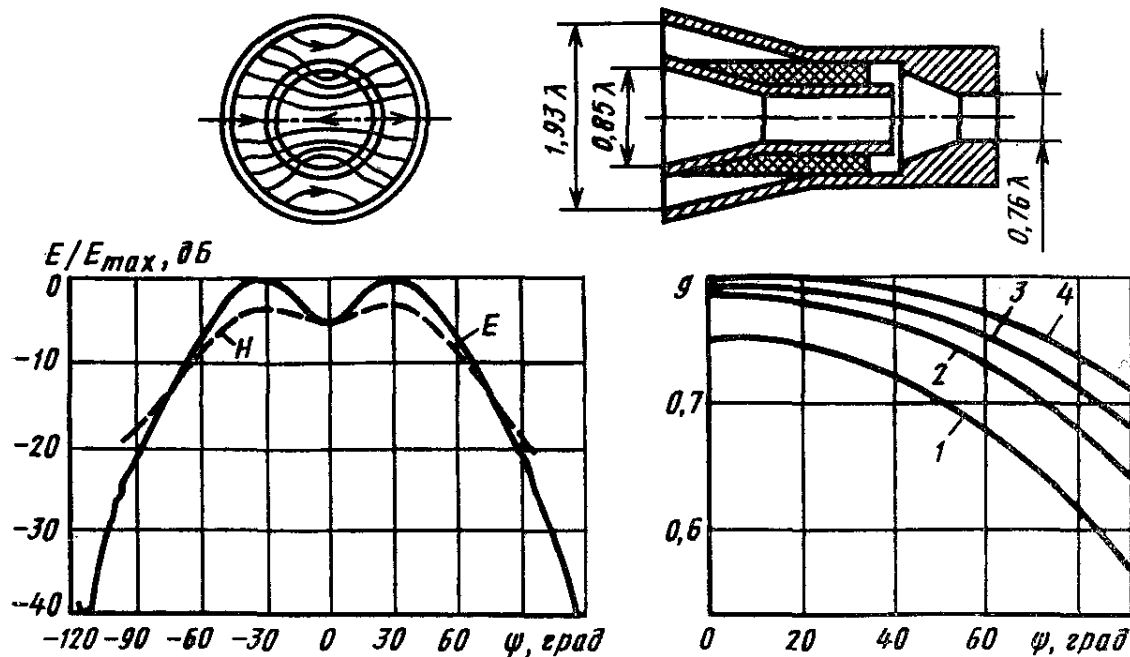


Рис. 3.20. Диаграммы направленности облучателя с коаксиальной насадкой в H - и E -плоскостях и зависимости максимального значения коэффициента эффективности параболической антенны от угла ψ_0 с облучателями в виде: 1 — круглого волновода; 2—4 — круглого волновода с одной, двумя и тремя коаксиальными насадками соответственно [3.2, 3.8]

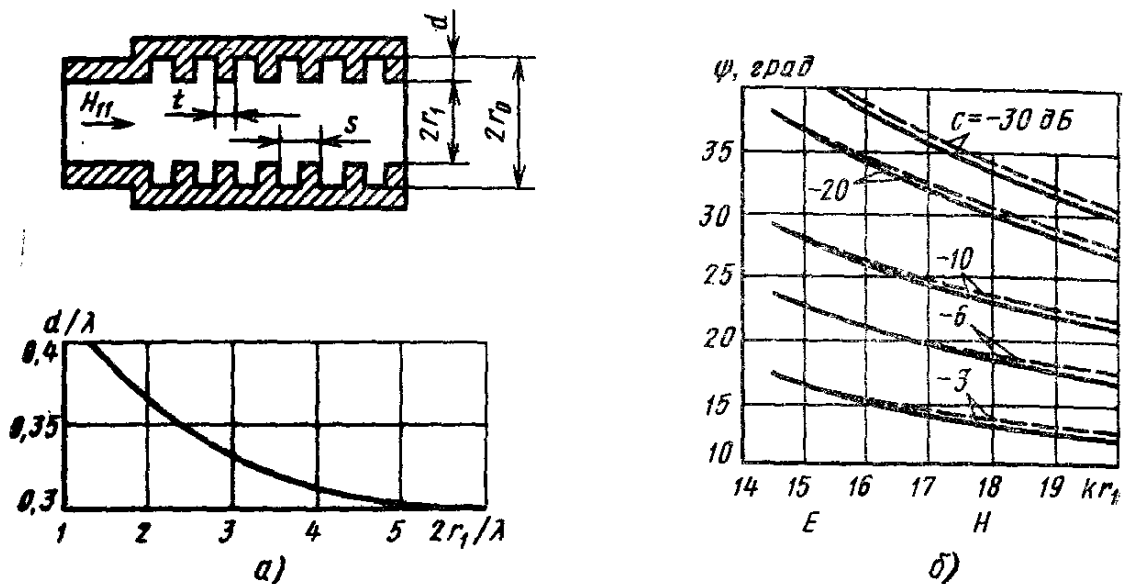


Рис. 3.21. Зависимости оптимальных параметров для облучателя в виде цилиндрического гофрированного волновода:

a — d/λ от $2r_1/\lambda$; *b* — ψ от kr_1

Гофрированные (гибридно-модовые) волноводные и рупорные излучатели — наиболее совершенные одиночные облучатели зеркальных антенн [3.1, 3.2, 3.8]. В таких облучателях эффективно возбуждаются гибридная волна HE_{11} , силовые линии E и H которой почти не искривляются в поперечном сечении, что обеспечивает осевую симметрию ДН облучателя и практическое отсутствие кроссполяризации.

При проектировании облучателя в виде цилиндрического гофрированного волновода (рис. 3.21, *a*) следует выбирать: шаг гофра $s < 0,15\lambda$, толщину ребер $t \geq 0,5s$, глубину канавок $d \geq 0,25\lambda$ в зависимости от диаметра kr_1 (рис. 3.21, *b*). Такой выбор параметров облучателя обеспечивает осевую симметрию ДН до уровня $-20 \dots -25$ дБ и кроссполяризованное излучение не более -30 дБ. Для приближенного расчета размеров излучателя можно воспользоваться зависимостями ширины ДН (2ψ) по относительному уровню поля излучения $c = E/E_{max}$ от kr_1 при $r_1/r_0 = 0,9$. Более точно поле излучения цилиндрического гофрированного волновода с рабочей волной HE_{11} можно рассчитывать по следующим формулам:

$$E_{\psi}(\psi) = (1 + \beta \cos \psi) \Lambda L(\psi) + (\cos \psi + \beta) Q(\psi), \quad (3.14)$$

$$E_{\xi}(\psi) = -(1 + \beta \cos \psi) L(\psi) - (\cos \psi + \beta) \Lambda Q(\psi),$$

где $Q(\psi) = [x_1 J_1(x_1) J_1'(u_1) - u_1 J_1(u_1) J_1'(x_1)] / (x_1^2 - u_1^2)$; $L(\psi) = [J_1(u_1) J_1(x_1)] / u_1 x_1$, $u_1 = kr_1 \sin \psi$, $x_1 = \sqrt{k^2 - \beta^2} r_1$; β — коэффициент распространения в гофрированном волноводе [3.8]; $\beta = \beta/k$; $\Lambda = 1$ для волн $HE_{1,m}$, $\Lambda = -1$ для волн $EH_{1,m}$. Зависимость (рис. 3.22) g от $2\psi_0$ относится к осесимметричной параболической антенне с облучателем в виде гофрированного волновода, для которого параметры r_1/r_0 и kr_1 связаны условием симметрии ДН в соответствии с данными на рис. 3.22, *b*.

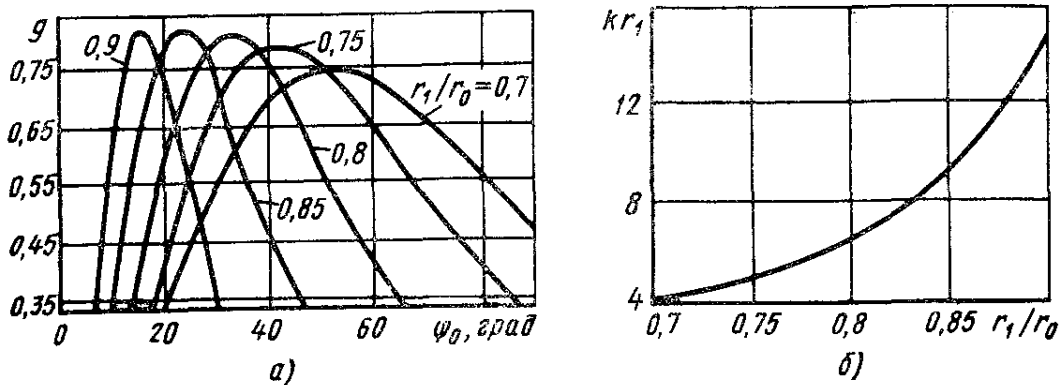


Рис. 3.22. Зависимости оптимальных параметров для осесимметричной параболической антенны с облучателями в виде цилиндрического гофрированного волновода:

$a - g$ от $2\psi_0$; $b - kr_1$ от r_1/r_0

Конические гофрированные рупорные облучатели позволяют формировать более узкие ДН в длиннофокусных однозеркальных антеннах и антеннах Кассегрена (рис. 3.23). Оптимальные условия возбуждения гибридной сферической волны HE_{11} в таком облучателе обеспечиваются при $d \geq \lambda/4$, $t \geq \lambda/8$, диаметре D раскрыва рупора в зависимости от углового размера $2\alpha_0$ (рис. 3.23), числе ребер на длину волны в горловине рупора $N=6 \dots 10$, а в конце $N=2 \dots 4$. В этом случае гофрированный рупор формирует поле излучения с осесимметричной ДН, ширина которой практически постоянна в 50%-ной полосе частот, с низким уровнем кроссполаризационного излучения (менее $-30 \dots -35$ дБ) и уровнем обратного излучения на $10 \dots 20$ дБ меньше, чем у гладкостенного конического рупора таких же размеров. При этом ширину ДН облучателя на уровнях $c = E/E_{max} = -3, -10$ и -20 дБ

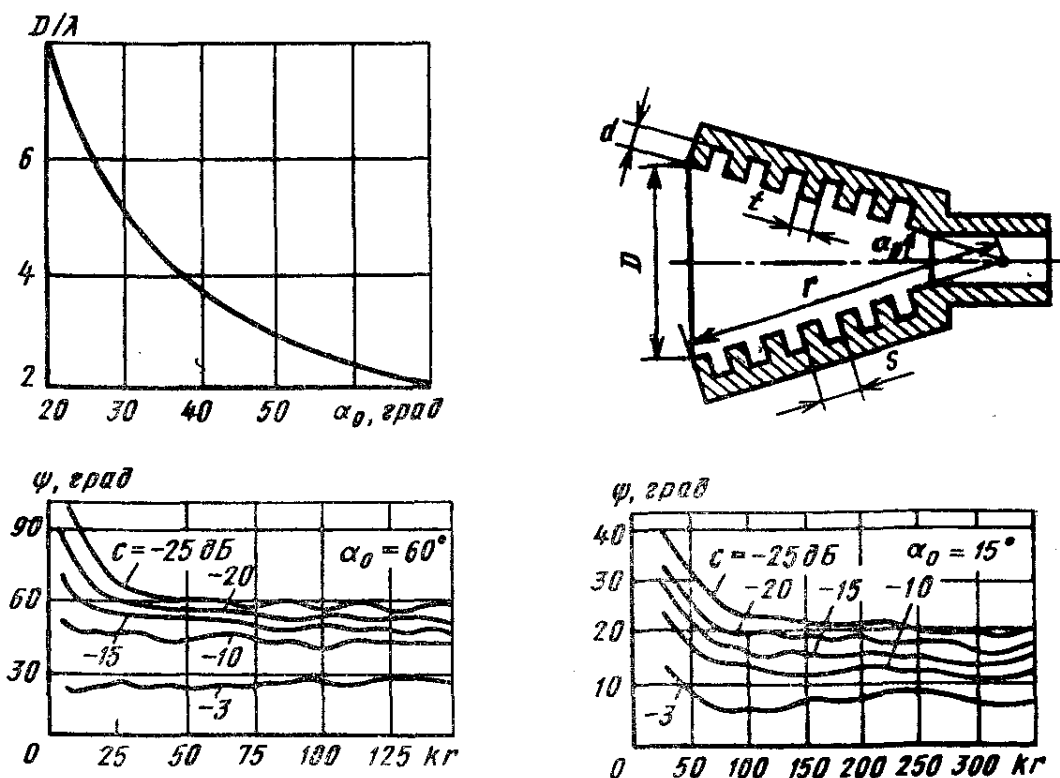


Рис. 3.23. Зависимости оптимальных параметров для выбора конструкции конического гофрированного рупорного облучателя

можно оценить по формулам $2\psi_{-3}=0,7\alpha_0$, $2\psi_{-10}=1,46\alpha_0$, $2\psi_{-20}=2,28\alpha_0$ или в зависимости от kr при постоянном угловом размере $2\alpha_0$ по графикам на рис. 3.23. Полный расчет ДН гофрированных рупоров при $2\alpha_0 \leq 10 \dots 15^\circ$ следует проводить по (3.14), а при $15^\circ < 2\alpha_0 < 70^\circ$ — по методике из [3.8]. В гофрированных рупорах, предназначенных для работы в m диапазонах волн, необходимо выбирать глубину канавки $d = (2m+1)\lambda_{min}/2$, где λ_{min} — средняя длина волны наиболее ВЧ диапазона.

Моноимпульсные облучатели в зависимости от назначения и технических требований выполняют в виде системы, состоящей из электрических, магнитных вибраторов (щелей) или волноводов, а также различных комбинаций. Для синфазного или противофазного возбуждения излучающих элементов гибридный облучатель должен иметь три входных канала (суммарный $\Sigma H, E$ и два разностных $\Delta H, \Delta E$) и обеспечивать между ними развязку не менее 20 дБ.

Моноимпульсный волноводно-вибраторный облучатель (рис. 3.24) содержит один из вариантов гибридного волноводного соединения, состоящего из системы свернутых H - и E -тройников [3.7]. При возбуждении канала $\Sigma H, E$ в волноводах 1 и 2 возбуждаются две синфазные волны H_{10} , которые распространяются по волноводам 2 и 3 и далее возбуждают синфазные волны H_{10} в волноводах 4—7, образованных с помощью перегородок 12. При возбуждении канала в волноводах 1 и 9 возбуждаются противофазные волны H_{10} , которые далее, распространяясь по волноводам 2 и 3, возбуждают в противофазе

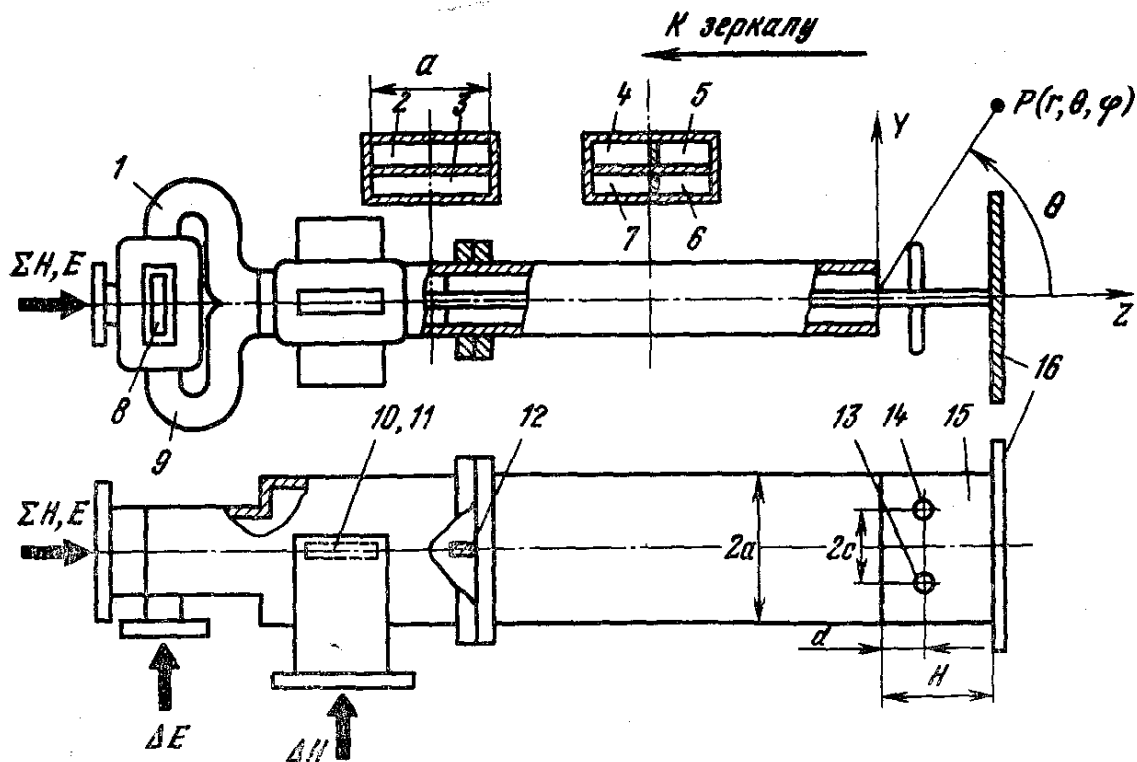


Рис. 3.24. Конструкция моноимпульсного волноводно-вибраторного облучателя

верхнюю пару волноводов 4, 5 по отношению к нижней паре 6, 7. Канал ΔE связан с волноводами 1 и 9 через резонансную щель 8. При возбуждении канала ΔH в волноводах 2 и 3 возбуждаются синфазные волны H_{20} , которые, в свою очередь, возбуждают в противофазе левую пару волноводов 4, 7 по отношению к правой паре 5, 6. Канал ΔH с волноводами 3 и 2 связывается через резонансные щели 10 и 11.

Развязка между всеми каналами обеспечивается тем, что каналы $\Sigma H, E$ и ΔE возбуждают в волноводах 1 и 9 ортогональные волны H_{10} , а канал ΔH — волну H_{20} , которая не может распространяться по волноводам 1 и 9 в силу их запердельности для этого типа колебаний.

Если с помощью волноводных каналов 4—7 рассмотренной конструкции гибридного облучателя возбуждать систему электрических вибраторов, щелей или рупоров, то можно сформировать суммарную и две разностные ДН и использовать такие устройства в качестве первичных источников для построения различных типов антенных систем с моноимпульсной пеленгацией.

Моноимпульсный волноводно-вибраторный облучатель состоит из электрических вибраторов 13, 14 длиной $2l$, установленных на металлической пластине 15, возбуждаемых четырьмя плоскими волноводами 4—7 (см. рис. 3.24). При возбуждении суммарного канала гибридный облучатель синфазно возбуждает электрические вибраторы. В плоскости H разностная ДН формируется в результате противофазного возбуждения вибраторов 13 и 14, а в плоскости E — в результате того, что токи в несимметричных вибраторах 13 и 14, находящихся над металлической пластиной 15, отличаются по фазе на 180° от токов вибраторов, находящихся под металлической пластиной. Контррефлектор 16 направляет излучение в сторону вибраторов. Число вибраторов выбирают в зависимости от требований к ширинам суммарной и разностных ДН.

Суммарные и разностные ДН волноводно-вибраторного облучателя в секторе основного излучения $90^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ (см. рис. 3.24) рассчитывают по следующему соотношению [3.7]:

$$F^2(\theta) = F_0^2(\theta) - 2\sqrt{F_0^2(\theta)F_0^2(180^\circ - \theta)} \cos(2kD \cos \theta) + F_0^2(180^\circ - \theta), \quad (3.15)$$

где $D = H - d/2$.

Для главных плоскостей излучения ($\varphi = 0$ и 90°) суммарная ДН

$$F_0^2(\theta) = \{F_M^2(\theta) + 120\pi F_M(\theta)F_s(\theta)[2m_1 \cos(kd \cos \theta + \psi_1) \cos(kc \sin \theta) + m_2 \cos(kd \cos \theta + \psi_2)] + 3600\pi^2 F_s^2(\theta) \times \\ \times [m_2^2 + 4m_1 m_2 \cos(kc \sin \theta) \cos(\psi_1 - \psi_2) + 4m_1^2 \cos^2 \theta]$$

$$\times (kc \sin \theta) \} \cos^2(2kl \sin \theta), \quad (3.16)$$

$$F_0^2(180^\circ - \theta) = \{ F_M^2(180^\circ - \theta) + 120\pi F_M^2(180^\circ - \theta) F_S^2(180^\circ - \theta) \times \\ \times [2m_1 \cos(\psi_1 - kd \cos \theta) \cos(kc \sin \theta) + m_2 \cos(\psi_2 - \\ - kd \cos \theta)] + 3600\pi^2 F_S^2(180^\circ - \theta) [m_2^2 + 4m_1 m_2 \times \\ \times \cos(kc \sin \theta) \cos(\psi_1 - \psi_2) + 4m_1^2 \cos^2(kc \sin \theta)] \} \times \\ \times \cos^2(kl \sin \theta), \quad (3.16a)$$

где модули и фазы токов электрических вибраторов 13 и 14 относительно возбуждаемых волноводов равны соответственно

$$m_1 = \sqrt{(A_1^2 + B_1^2)/(C^2 + D^2)}, \quad m_2 = \sqrt{(A_2^2 + B_2^2)/(C^2 + D^2)};$$

$$\psi_1 = \pi + \operatorname{arctg}(C/D) - \operatorname{arctg}(A_1/B_1);$$

$$\psi_2 = \pi + \operatorname{arctg}(C/D) - \operatorname{arctg}(A_2/B_2).$$

Здесь $A_1 = K_{a1}R + K_{p1}X - K_{a2}R_{12} + K_{p2}X_{12}$; $B_1 = K_{p1}R + K_{a1}X - K_{p2}R_{12} - K_{a2}X_{12}$; $A_2 = K_{a2}R - K_{p2}X + K_{a2}R_{11} - K_{p2}X_{11} - 2K_{a1}R_{12} + 2K_{p1}X_{12}$; $B_2 = K_{p2}R + K_{a2}X + K_{p2}R_{11} + K_{a2}X_{11} - 2K_{p1}R_{12} - 2K_{a1}X_{12}$; $C = R^2 - X^2 - 2R_{12}^2 + 2X_{12}^2 + RR_{11} - XX_{11}$; $D = XR_{11} + RX_{11} + 2RX - 4X_{12}R_{12}$; K_{a1} , K_{a2} , K_{p1} , K_{p2} — активные и реактивные коэффициенты связи между волноводом и соответственно вибраторами 13 и 14 [3.7]; R и X — собственные активные и реактивные сопротивления вибраторов 13 и 14 (например, для полуволновых вибраторов $R = 73,1$ Ом, $X = 42,5$ Ом); R_{11} , R_{12} и X_{12} — взаимные активные и реактивные сопротивления между вибраторами 13 и 14 [0.1, 3.7];

$$F_M(\theta) = \cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right) (\cos \theta + \cos \theta_0) / (\sin^2 \theta_0 - \sin^2 \theta), \quad F_S(\theta) = 1$$

— соответственно ДН сдвоенного волновода и вибратора в плоскости H ; аналогично в плоскости E

$$F_M(\theta) = 1, \quad F_S(\theta) = [\cos(0,5\pi \sin \theta)] / \cos \theta,$$

где

$$\sin \theta_0 = \lambda / \lambda_{кр} = \lambda / 2a, \quad \cos \theta_2 = \sqrt{1 - (\lambda / 2a)^2}.$$

В плоскости H разностная ДН

$$F_0^2(\theta) = [F_M^2(\theta) + 120\pi m_1 F_S(\theta) F_M(\theta) \cos(kD \cos \theta + \\ + \psi_1) + 3600\pi^2 m_1^2 F_S^2(\theta)] \sin^2(kc \sin \theta), \quad (3.17)$$

$$F_0^2(180^\circ - \theta) = [F_M(180^\circ - \theta) + 120\pi m_1 F_S(180^\circ - \theta) F_M(180^\circ - \\ - \theta) \cos(\psi_1 - kD \cos \theta) + 3600\pi^2 m_1 F_S(180^\circ - \\ - \theta)] \sin^2(kc \sin \theta). \quad (3.17a)$$

В плоскости E разностную ДН рассчитывают по (3.16) и (3.16a), но при этом поле излучения в секторе $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$

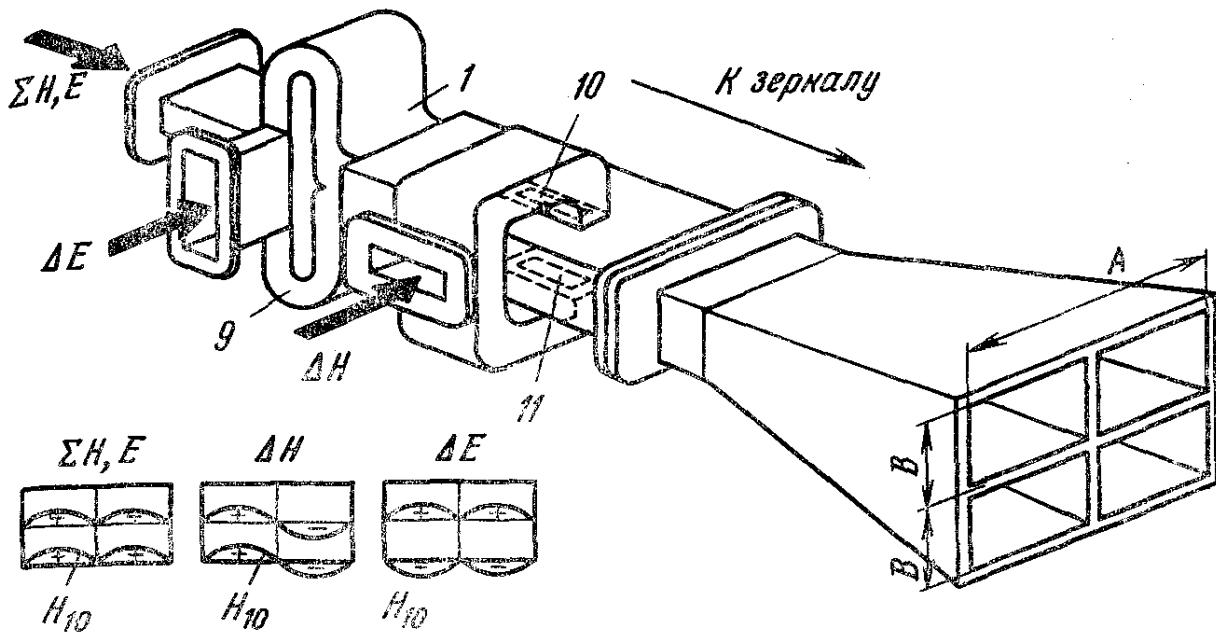


Рис. 3.25. Конструкции рупорного моноимпульсного облучателя и эпюры напряженности электрического поля в излучающем раскрыве

следует брать со знаком плюс, а в секторе $180^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ — со знаком минус.

Для моноимпульсных зеркальных антенн с волноводно-вибраторным облучателем оптимально параболическое зеркало при $f/2R_0 = 0,28 \dots 0,35$, что обеспечивает высокий КИП по суммарному каналу и большую крутизну μ разностной ДН. Фазовый центр такого облучателя расположен между вибраторами и контррефлектором на расстоянии $h \approx (H-d)/2$.

Используя результаты решения задачи дифракции на отверстии прямоугольной формы, можно представить ДН рупорного моноимпульсного облучателя (рис. 3.25) для суммарного канала:

$$F_{\Sigma H, F}(\theta, \varphi) = \frac{\sin^2 \theta_0}{\cos \theta_0 + 1} [\sin^2 \varphi (\cos \theta_0 \cos \theta + 1)^2 + \cos^2 \varphi (\cos \theta_0 + \cos \theta)^2]^{1/2} \times \frac{\sin(kB \sin \theta \sin \varphi) \cos\left(\frac{kA}{2} \sin \theta \cos \varphi\right)}{kB \sin \theta \sin \varphi (\sin^2 \theta_0 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi)}, \quad (3.18)$$

где $\sin \theta_0 = \lambda/2A$; $\cos \theta_0 = \sqrt{1 - (\lambda/A)^2}$; для разностной ДН в плоскости H

$$F_{\Delta H}(\theta, \varphi) = \frac{\sin^2 \theta_0}{\cos \theta_1 + 1} [\sin^2 \varphi (\cos \theta_1 \cos \theta + 1)^2 + \cos^2 \varphi (\cos \theta_1 + \cos \theta)^2]^{1/2} \times \frac{\sin(kB \sin \theta \sin \varphi) \cos\left(\frac{kA}{2} \sin \theta \cos \varphi\right)}{kB \sin \theta \sin \varphi (\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi)},$$

где $\sin \theta_1 = \lambda/A$; $\cos \theta_1 = \sqrt{1 - (\lambda/A)^2}$;

для разностной ДН в плоскости E

$$F_{\Delta E}(\theta, \varphi) = \frac{\sin^2 \theta_0}{\cos \theta_0 + 1} [\sin^2 \varphi (\cos \theta_1 \cos \theta + 1)^2 + \cos^2 \varphi (\cos \theta_1 + \cos \theta)^2]^{1/2} \times \\ \times \frac{[1 - \cos(kB \sin \theta \sin \varphi)] \cos\left(\frac{kA}{2} \sin \theta \cos \theta\right)}{kB \sin \theta \sin \varphi (\sin^2 \theta_0 + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi)}$$

Фазовый центр рупорного моноимпульсного облучателя расположен приблизительно на расстоянии $z_0 = (1/3 \dots 1/6)R$ от раскрыва, где R — длина рупора.

3.4. РАЗНОВИДНОСТИ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

Двухзеркальные антенны. Они широко употребительны для формирования осесимметричных и многолучевых ДН (см. рис. 3.2, а, б). В таких антеннах, например типа Кассегрена (рис. 3.2б), для получения синфазного распределения поля в раскрыве используют основное 1 (параболическое) и вспомогательное 3 (гиперболическое) зеркала, мнимый фокус F_1 , которых совмещен с фокусом параболоида, а в действительном фокусе F_2 установлен облучатель 2. При проектировании, исходя из требуемых характеристик и габаритов, задают параметры $2R_0$, f , f_m и Φ_0 , а величины ψ_0 , $2R_m$ и l_b определяются соотношениями [3.1, 3.7]

$$\operatorname{tg}(\psi_0/2) = R_0/2f; \operatorname{ctg} \psi_0 + \operatorname{ctg} \Phi_0 = f_m/R_m;$$

$$1 - [\sin(\psi_0/2 - \Phi_0/2) / \sin(\psi_0/2 + \Phi_0/2)] = 2l_b/f_m.$$

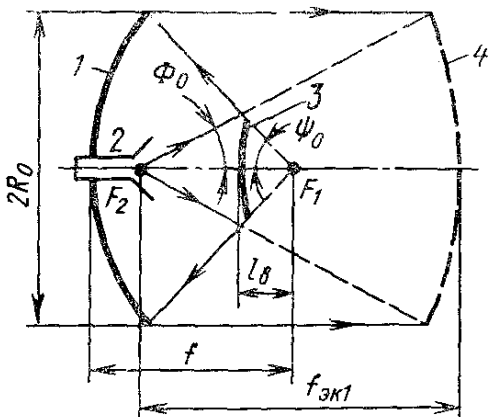


Рис. 3.26. Схематическое изображение двухзеркальной антенны Кассегрена

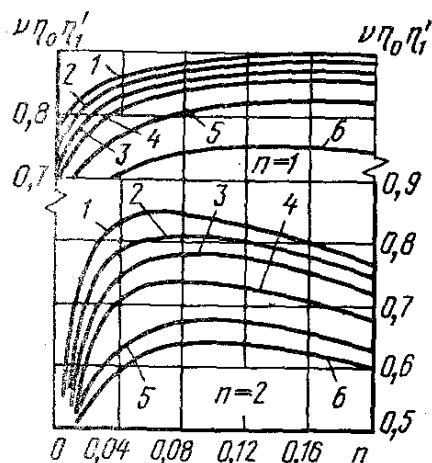


Рис. 3.27. Зависимости $\nu\eta\eta'$ от параметра $\Delta=n$ распределения поля (3.5) для двухзеркальной антенны при $\gamma=0$ (1); $\gamma=0,05$ (2); $\gamma=0,1$ (3); $\gamma=0,15$ (4); $\gamma=0,2$ (5); $\gamma=0,25$ (6)

Амплитудное распределение поля в раскрыве, ДН антенны в области главного и ближнего бокового лепестков, а также КНД и КУ можно рассчитать по методике для однозеркальных антенн (§ 3.1) при замене двузеркальной системы эквивалентным параболоидом 4 с увеличенным фокусным расстоянием $f_{э.к} = f(e+1)/(e+1)$, где $e = \sin[(\psi+\varphi)/2]/\sin[(\psi-\varphi)/2]$ — эксцентриситет гиперboloида. Полную ДН антенны Кассегрена следует рассчитывать с применением метода ГТД [3.2, 3.4].

Коэффициент усиления двузеркальных антенн определяют так же, как однозеркальных: $G = (4\pi s/\lambda^2) \nu \eta_0 \eta_1$, где физический смысл входящих параметров и коэффициентов раскрыт в § 3.2. На рис. 3.27 представлены зависимости $\nu \eta_0 \eta_1'$ от параметра Δ распределения поля (3.5), где $\nu = R_m/R_0$ [3.7]. Опыт практической разработки антенн Кассегрена показывает, что отличие ДН облучателя от идеальной вызывает уменьшение $\nu \eta_0 \eta_1'$ до 0,7...0,8, причем $\eta_1'' \eta_2 = 0,8...0,9$; размер главного зеркала $2R_0$ определяется в основном требуемым КУ, при этом следует брать $f = (0,3...0,5)2R_0$, $f_{э.к} = (1,5...2)f$, а диаметр вспомогательного зеркала из условия минимального затенения $4R_m^2 = 2af / (\text{ctg } \psi_0 + \text{ctg } \Phi_0) = (0,05...0,25)2R_0$, где a — диаметр раскрыва облучателя. Расчет других типов двузеркальных антенн подробно изложен в [3.1, 3.2, 3.6].

Сканирующие зеркальные антенны. В простейшем случае ДН в симметричных параболических антеннах сканируют при смещении облучателя из фокуса, например, по окружности радиусом $R = f/\cos \psi_0 (1 + \cos \psi_0)$ с центром в точке $z_0 = -f/\cos \psi_0 (1 + \cos \psi_0)$ на оси антенны. При этом для определения требуемой формы зеркала характерна зависимость отношения угла θ_0 отклонения ДН к углу α смещения облучателя от $f/2R_0$ (рис. 3.28, а). Зависимость уменьшения КНД параболической антенны (рис. 3.28, б) связана с фазовыми искажениями поля в раскрыве, в секторе сканирования $\theta_{ск} = 2\theta_0$, приведен-

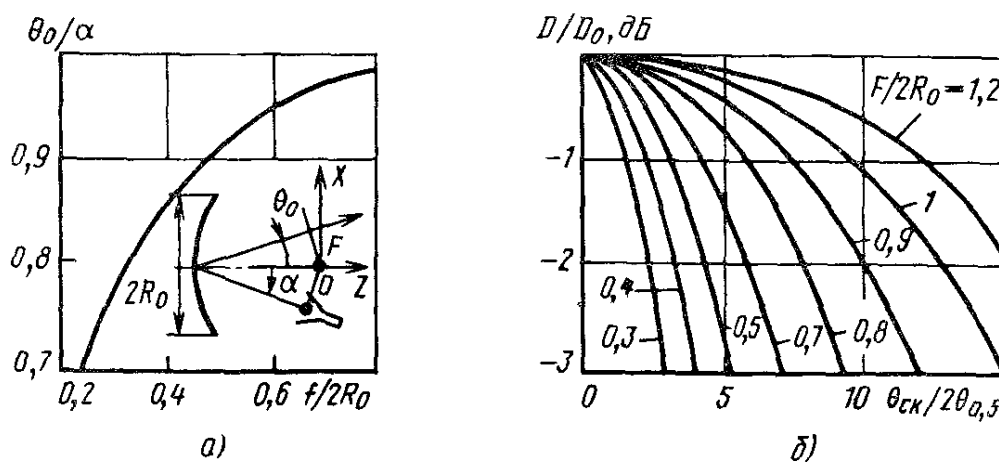


Рис. 3.28. Зависимости оптимальных параметров параболической антенны при сканировании ДН путем смещения облучателя из фокуса:

а — θ_0/α от $f/2R_0$; б — D/D_0 от $\theta_{ск}/2\theta_{0,5}$

ном к ширине $2\theta_{0,5}$ главного лепестка ДН [3.2]. Аналогичная зависимость h_2'' характеризует изменение КНД при смещении облучателя в фокальной плоскости (см. рис. 3.12, б).

Сферические зеркальные антенны и их модификации используют в качестве малоискажающих механических сканеров в секторе до $\theta_{ск} = 100 \dots 120^\circ$. Схема однозеркальной сферической антенны и зависимость оптимального радиуса $d_{опт}$ кривой сканирования приведены на рис. 3.29. При этом характеристики излучения сферических зеркальных антенн с радиусом раскрыва $R_0 = R_{сф} (\lambda/R_{сф})^{1/4}$ можно рассчитать так же, как характеристики параболических антенн (см. § 3.1). Недостатком таких антенн является малый КИП, обусловленный сферическими аберрациями зеркала. Применение двузеркальных сферических антенн с модифицированным вспомогательным зеркалом, увеличивающим ее КНД, подробно изложено в [3.2].

Для электрического сканирования в ограниченном секторе углов используют гибридные антенны (ГА) с излучающей апертурой в виде одного или двух зеркал с облучающей малоэлементной ФАР [0.1, 3.9]. Такие антенны применяют в РЛС управления воздушным движением, различных видов вооружения и системах спутниковой связи.

Для однозеркальной ГА с облучающей ФАР, удаленной от симметричного параболического зеркала на расстояние меньше фокусного (рис. 3.30, а), характерны следующие режимы сканирования. Во-первых, полностью возбужденная ФАР облучает часть зеркала, которая последовательно перемещается

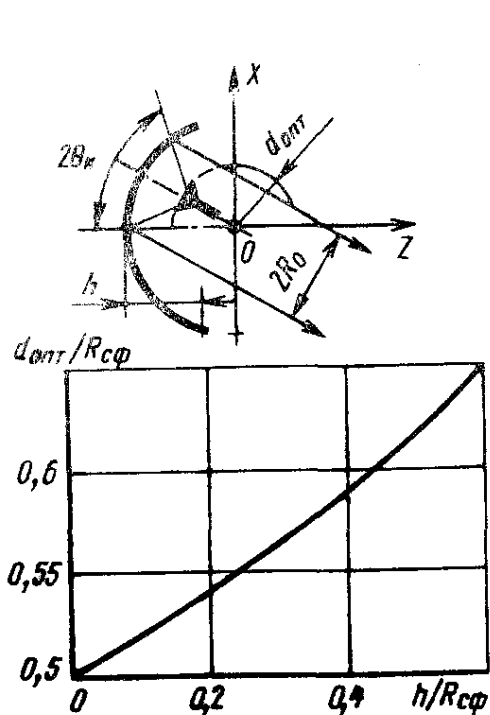


Рис. 3.29. Зависимость оптимального радиуса $d_{опт}$ кривой сканирования от параметра $h/R_{сф}$ сферического зеркала

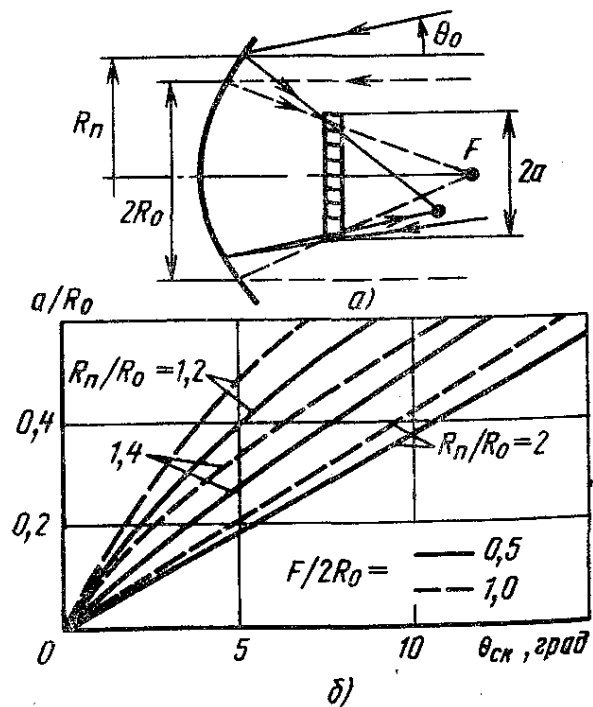


Рис. 3.30. Схематическое изображение однозеркальной гибридной антенны (а) и зависимость отношения a/R_0 от сектора $\theta_{ск}$ сканирования (б)

при сканировании, и предельный размер зеркала $2R_{\pi} > 2R_0$; во-вторых, каждому направлению сканирования соответствует полное облучение зеркала ($2R_{\pi} = 2R_0$), но частичное возбуждение ФАР, поле которой эквивалентно в определенном смысле полю смещенного излучателя в зеркальных антеннах с механическим сканированием (см. рис. 3.28, а).

Форму и размеры зеркала, взаимное расположение его и облучающей ФАР можно оценить по зависимости размера $2a$ облучателя ФАР в секторе $\theta_{ск} = 2\theta_0$ сканирования [3.9, 3.10] на рис. 3.30. Эти зависимости позволяют также оценить уменьшение КНД, нормированное относительно $\cos \theta_0$, по сравнению с КНД несканирующей параболической антенны и уровень бокового излучения, которые обусловлены затенением зеркала облучающей ФАР (рис. 3.31). Таким образом, в ГА с осевым облучателем необходимо иметь зеркало с избыточными размерами ($2R_{\pi} > 2R_0$) и сравнительно большую ФАР ($a/R_0 = 0,3 \dots 0,4$), что ограничивает возможность уменьшения уровня бокового излучения до $q_1 = -15 \dots -18$ дБ.

Улучшить форму ДН и расширить сектор сканирования в ГА можно при использовании смещенного расположения облучающей антенной решетки (рис. 3.32) (облучатель установлен на кривой сканирования, проходящей через фокус F усеченного параболического зеркала). Форму зеркала и размеры облучающей ФАР в зависимости от реализуемого сектора сканирования можно выбрать по графикам [3.10] на рис. 3.32 (схему двухзеркальной ГА со смещенным расположением облучающей ФАР (см. рис. 3.2, г).

По зависимости размеров облучающей ФАР от основных параметров ГА в секторе сканирования можно оценить значе-

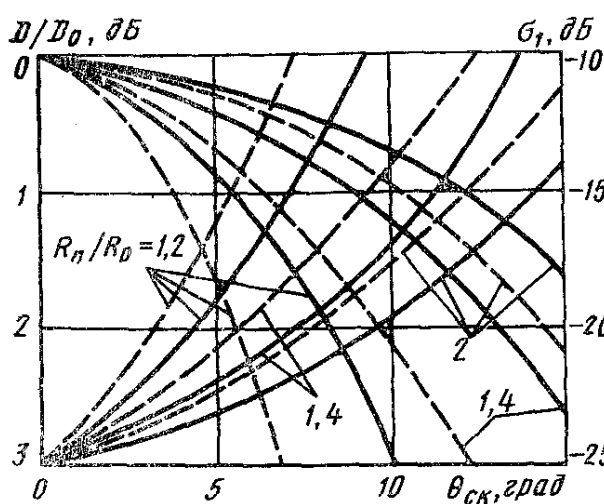


Рис. 3.31. Зависимости изменения КНД и уровня бокового излучения гибридной антенны от сектора $\theta_{ск}$ сканирования для $F/2R_0 = 0,5$ (—) и $1,0$ (---)

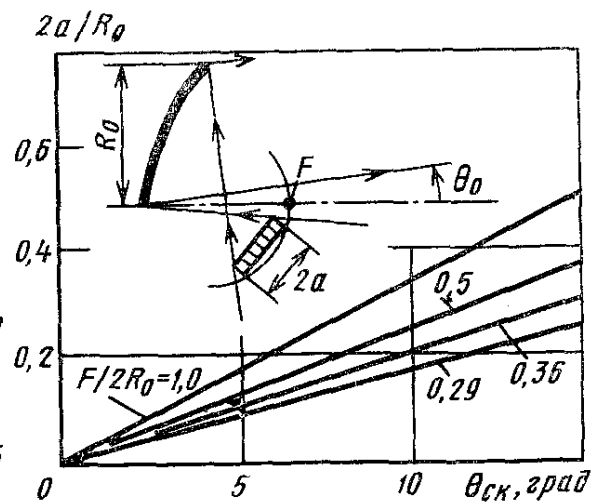


Рис. 3.32. Зависимости формы зеркала и размеров облучателя гибридной антенны со смещенным расположением облучающей ФАР от сектора $\theta_{ск}$ сканирования

ние коэффициента использования управляющих элементов облучающей ФАР:

$$\xi = \frac{N}{N_{min}} = \frac{a^e a^h \lambda^2}{(\theta_{ск}^e + 2\theta_{0,5}^e)(\theta_{ск}^h + 2\theta_{0,5}^h) R^e R^h l^e l^h}$$

где N , N_{min} — текущее и минимальное числа элементов управления ФАР; $\theta_{ск}^e \times \theta_{ск}^h$ — прямоугольный сектор сканирования ГА, рад; $2\theta_{0,5}^e$ и $2\theta_{0,5}^h$ — ширины ДН антенны по уровню половинной мощности в плоскостях E и H соответственно; l^e и l^h — периоды облучающей решетки; R^e и R^h — размеры зеркала антенны.

Возможности и пути улучшения характеристик сканирующих зеркальных антенн, связанные с модификацией формы зеркал, достаточно подробно рассмотрены в [3.2]. Вопросы улучшения характеристик ГА на основе использования облучающих АР с управлением амплитудно-фазовым распределением поля по излучателям, обеспечивающим значительное увеличение КИП зеркала или уменьшение уровня бокового излучения, исследованы в [3.10].

3.5. КОНСТРУИРОВАНИЕ

Рассмотрим применение зеркальных параболических антенн при построении моноимпульсных [3.7]. В таких антеннах для прямого излучения используют рупорные, диэлектрические или щелевые излучатели, а для обратного — вибраторные, щелевые и волноводно-вибраторные. Первый тип облучателей применяют в антеннах с большим раскрытием $2R_0 > (10 \dots 15) \lambda$, а второй — практически для любых размеров зеркал (до $2R_0 \approx 4\lambda$). Конструкция моноимпульсной зеркальной антенны (рис. 3.33) содержит следующие элементы: 5 — параболическое

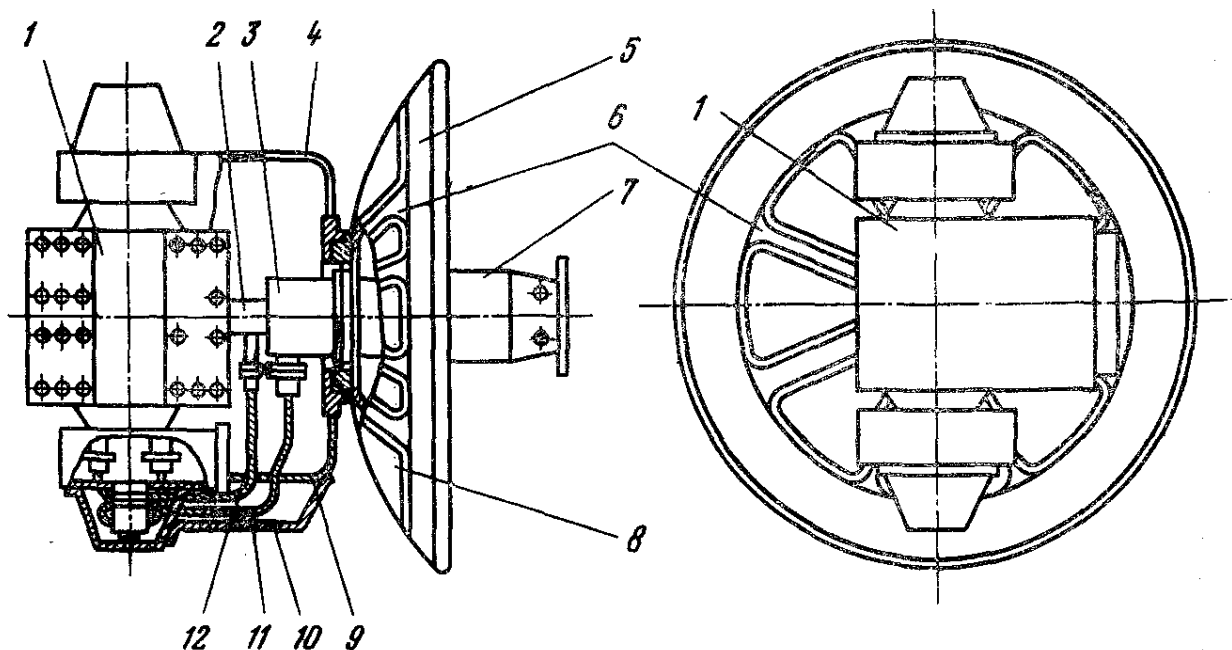


Рис. 3.33. Конструкция моноимпульсной зеркальной антенны

зеркало, 6 — подзеркальник, 7 — волноводно-вибраторный облучатель обратного излучения (см. рис. 3.24), 3 — гибридное волноводное устройство для формирования суммарной и разностных ДН, 4 — корпус антенны, 2 — волноводный тракт суммарного канала, 11, 12 — коаксиально-волноводный тракт разностного канала в плоскостях H и E , 10 — кожух, 1 — аппаратный отсек. Для передачи СВЧ энергии при вращении, например по углу места, используют волноводное вращающееся сочленение в тракте 2 и гибкие коаксиальные тракты 11, 12. В азимутальной плоскости антенну вращают при установке ее основания на подвижную платформу.

Материалы для изготовления зеркал должны отвечать следующим требованиям: высоким проводимости и прочности, низким плотности и коэффициенту теплового расширения, а также высокой стабильности к изменениям метеоусловий и технологичности. В этом смысле перспективным является переход от металлоконструкций из алюминиевых и магниевых сплавов к антеннам, выполненным на основе пластмасс с последующей металлизацией способами гальванопластики, напыления, нанесения тонкой фольги и др. Описание технологий изготовления антенн с использованием гальванопластики и металлизированной стеклоткани приведено в [3.1]. Для антенных систем космического назначения наиболее перспективны композиционные материалы с использованием волокон из графита, кевлара или карбида бора с эпоксидной смолой, прочность и жесткость которых в 4—5 раз превышает соответствующие значения для алюминиевых сплавов [3.8].

3.6. РАСЧЕТ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

При разработке и проектировании зеркальных антенн исходными могут быть данные: КУ антенны (или ширина ДН антенны и допустимый УБЛ), рабочая полоса частот, длина волны и излучаемая мощность передатчика, поляризация поля излучения, сектор и скорость сканирования ДН.

Заданные значения уровня мощности излучения и полосы частот, а также поляризация определяют тип облучателя антенны (§ 3.2). По данным рис. 3.10, 3.18—3.23 рассчитывают размеры облучателя, его ДН и определяют оптимальную форму зеркала. Амплитудное распределение в раскрыве и ДН антенны рассчитывают по (3.2)—(3.4) или при аппроксимации амплитудного распределения (3.5), (3.7) по (3.6), (3.8) и данным рис. 3.4. Полную ДН антенны следует рассчитывать по (3.10)—(3.13). По заданным КНД или форме ДН и амплитудному распределению определяют размеры зеркала (3.1). Допуски на форму зеркала и точность установки облучателя находят с помощью рис. 3.12, 3.13. Размеры зеркала и облучателя уточняют

с учетом факторов, приводящих к уменьшению КУ антенны по данным рис. 3.13—3.15 или в [3.2, 3.6].

Моноимпульсные зеркальные антенны рассчитывают аналогично с использованием (3.7)—(3.9), (3.16)—(3.18) и данных на рис. 3.5, 3.6, 3.26, 3.25. Основные характеристики сканирующих зеркальных антенн приведены на рис. 3.28—3.32.

Глава 4. СОВМЕЩЕННЫЕ ДВУХЧАСТОТНЫЕ ФАР

4.1. СХЕМЫ ПОСТРОЕНИЯ

Для повышения эффективности работы во все большем числе бортовых и наземных радиокомплексов используют сканирующие АР. Обладая значительным преимуществом перед другими антеннами в скорости управления лучом и многофункциональности работы, эти АР имеют существенный недостаток, связанный с ограниченностью рабочей полосы частот. Как правило, ФАР работают в узком частотном диапазоне, составляющем несколько процентов от центральной частоты диапазона.

В настоящее время появился класс совмещенных ФАР, в которых возможны независимое формирование ДН и электрическое управление лучом с одной апертуры в нескольких частотных диапазонах. Рассчитать и спроектировать совмещенные ФАР несравнимо сложнее, чем «обычные» ФАР, ибо наряду с решением традиционных задач приходится учитывать пассивное влияние излучателей ФАР одного диапазона частот на ДН и согласование в соседних диапазонах. Изложим методы расчета некоторых типов двухчастотных ФАР и проанализируем особенности и закономерности в поведении их электродинамических характеристик.

Совмещенные ФАР представляют совокупность нескольких одночастотных ФАР, излучатели которых расположены в пределах одного излучающего раскрыва (излучающей апертуры) [4.1]. Из структурной схемы (рис. 4.1) видно, что двухчастотная совмещенная ФАР включает общую (совмещенную) апертуру, в которой расположены разночастотные излучатели, два независимых тракта питания, состоящих из делителей мощности в диапазонах частот f_1 и f_2 , и двух блоков фазовращателей этих диапазонов. Дополнительными элементами в трактах питания являются полосовые фильтры, которые предназначены пропускать электромагнитное поле в заданной полосе частот рабочего диапазона и не пропускать в полосе частот совмещенного

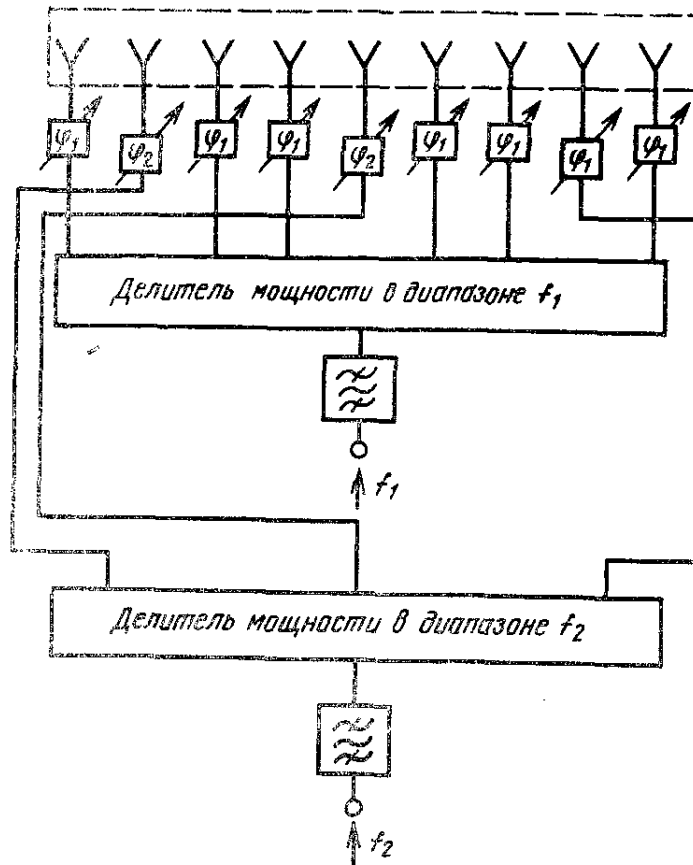


Рис. 4.1. Структурная схема двухчастотной совмещенной ФАР

диапазона. Таким образом обеспечивается электромагнитная совместимость (ЭМС) в двухчастотных ФАР. Полосовые фильтры можно включать как на входе делителей мощности различных частотных диапазонов, так и перед каждым излучателем. В последнем случае обеспечиваются лучшие диапазонные свойства, связанные с частотными изменениями переотраженных от фильтров полей.

В примерах построения совмещенных апертур двухчастотных ФАР (рис. 4.2) около каждого излучателя обозначена средняя частота f_1 или частота f_2 рабочего диапазона, в котором он проявляет себя как активный излучатель. В качестве излучателей обоих диапазонов в ФАР, изображенной на рис. 4.2, а, используют резонансные (на рабочей частоте) вибраторные излучатели, расположенные над отражающим экраном. Причем для наименьшего затенения, как правило, излучатели более низкочастотного диапазона располагаются над излучателями более высокочастотного.

В ФАР, схема которой изображена на рис. 4.2, б, в качестве излучателей ВЧ диапазона взяты волноводные, которые служат экраном для вибраторных излучателей НЧ диапазона. В вариантах волноводно-волноводных совмещенных ФАР, показанных на рис. 4.2, в, излучателями обоих частотных диапазонов служат открытые концы волноводов, размещенные в одной апертуре. В ФАР на рис. 4.2, г излучающая апертура образована от-

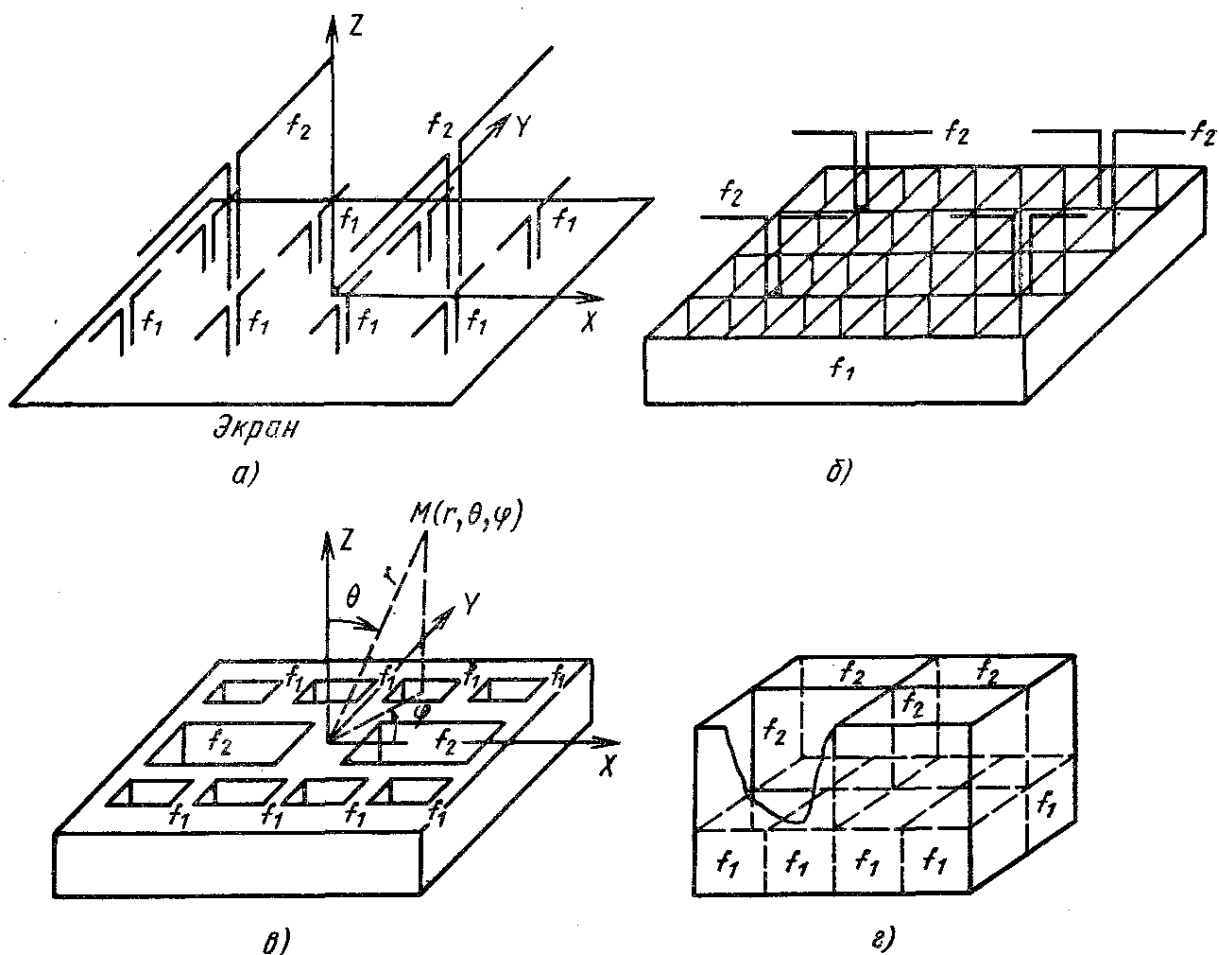


Рис. 4.2. Характерные примеры построения совмещенных апертур двухчастотных ФАР при использовании вибраторных (а), волноводных и вибраторных (б) и волноводных (в, г) излучателей

крытыми концами отрезков НЧ волноводов. Волноводы ВЧ излучают через отрезки НЧ волноводов, а раскрыв ВЧ волноводов служит рефлектором для поля НЧ диапазона. Волноводы НЧ возбуждаются штырем от коаксиальной или полосковой линии [4.2].

В совмещенных двухчастотных ФАР питание излучателей и включение фазовращателей в каждом частотном диапазоне, как правило, независимы и реализуются в соответствии с принципами построения фидерного тракта обычных одночастотных ФАР [0.2].

Особенностью схем питания совмещенных ФАР являются более жесткие габаритные и конструктивные ограничения, связанные с необходимостью размещать два фидерных тракта в ограниченном объеме. Поэтому при выборе фидерных линий и делителей мощности в закрытых трактах питания предпочтение отдается коаксиальным или полосковым линиям. Волноводные линии и делители мощности целесообразно применять лишь в сочетании с волноводными излучателями и только в одном частотном диапазоне (рис. 4.3, а, б). В волноводных совмещенных ФАР можно также применять открытые тракты питания. При этом используют двухчастотный излучатель и двухчастотную

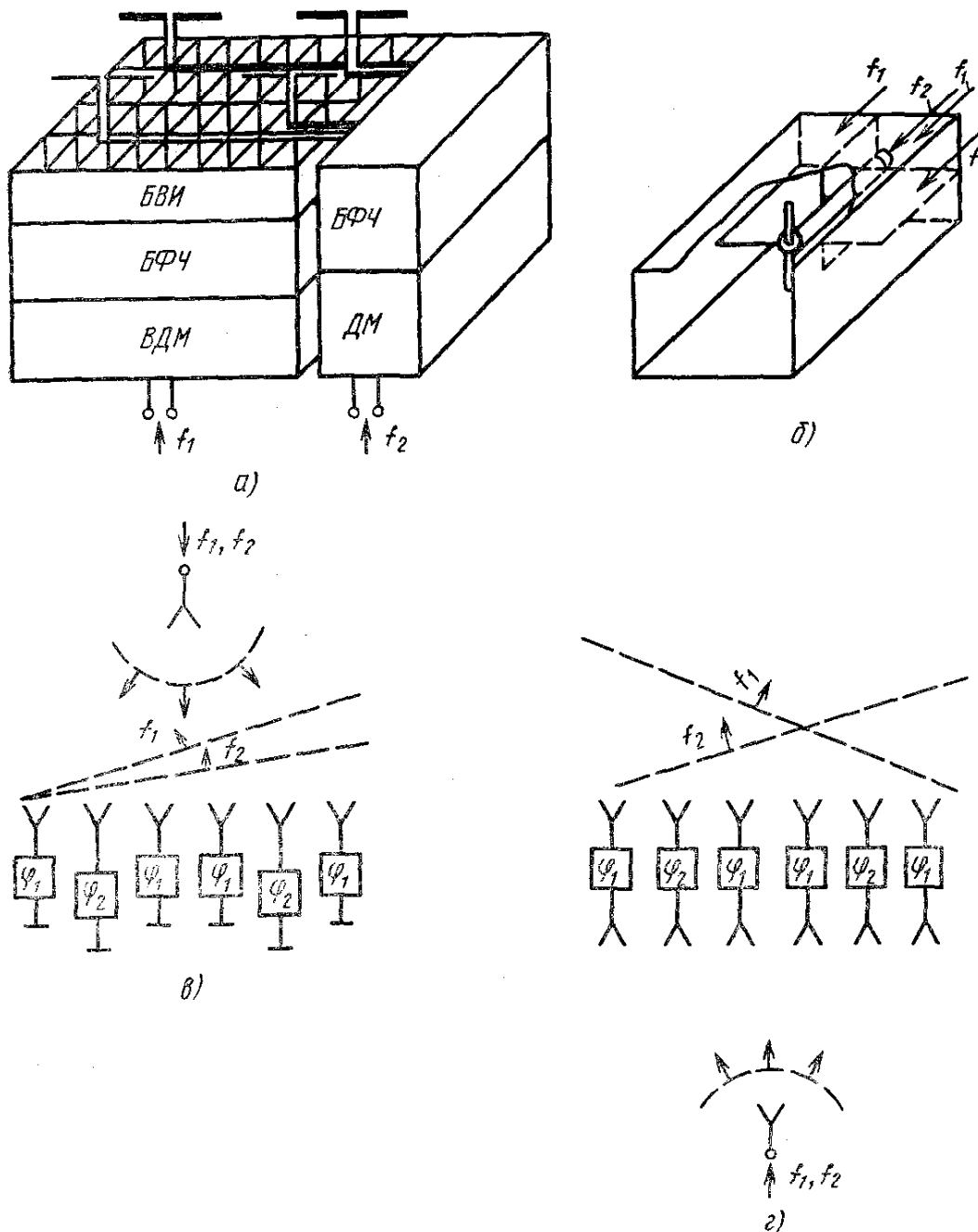


Рис. 4.3. Схемы питания излучателей и включения фазовращателей для двух-частотных ФАР:

а — для волноводно-вибраторной (БВИ — блок волноводных излучателей, БФЧ $f_1(f_2)$ — блок фазирования на частоте $f_1(f_2)$, ВДМ — волноводный делитель мощности на частоте f_1 , ДМ — коаксиальный или полосковый делитель мощности на частоте f_2); *б* — волноводно-волноводной; *в* — отражательной; *г* — проходной.

проходную или отражательную волноводную ФАР (рис. 4.3, в, г). Возможны и комбинированные совмещенные ФАР, например, отражательная в НЧ диапазоне и проходная в ВЧ диапазоне.

При проектировании фидерных трактов в совмещенных ФАР элементы фидерного тракта одного диапазона частот следует располагать так, чтобы они минимально влияли на поле излучения соседнего диапазона. Фазовращатели в совмещенных ФАР нужно включать так, чтобы через фазовращатель одного частотного диапазона не проходила мощность другого. Если по конструктивно-габаритным ограничениям фазовращатели нель-

зя разместить непосредственно перед излучателями, то их можно вынести за полотно антенны, например, как в ФАР, схемы которых изображены на рис. 4.3, а. В ФАР по схеме на рис. 4.3, в, г при использовании совмещенных апертур, представленных на рис. 4.2, а, в, фазовращатели обоих частотных диапазонов можно разместить или непосредственно за вибраторными излучателями, или в волноводных излучателях.

Известны, например, совмещенные ФАР, в которых в одном или нескольких диапазонах частот используются щелевые и микрополосковые [4.5], а также другие излучатели. Однако основные закономерности в поведении характеристик совмещенных ФАР при сканировании остаются общими для всех типов. Исключение составляют несканирующие совмещенные антенные решетки, в которых для фиксированного направления ДН излучатели ВЧ диапазона можно сделать почти «невидимыми» для поля в НЧ диапазоне.

4.2. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК

Совмещение разночастотных ФАР в одной апертуре приводит к существенным линейному и нелинейному взаимодействиям между ними. Первое проявляется в изменении направленности совмещенных ФАР из-за дифракционных эффектов на их поверхности. Нелинейное взаимодействие вызывается перекрестными помехами из-за просачивания энергии одного частотного канала на активные элементы (приемные или передающие) другого.

При совмещении в наиболее неблагоприятных условиях оказывается ФАР ВЧ диапазона. На ее первоначальное поле излучения накладывается поле, рассеянное излучателями НЧ ФАР. Это приводит к появлению дополнительных боковых лепестков в ВЧ диапазоне, изменению коэффициента усиления (КУ), рассогласованию излучателей и уменьшению сектора сканирования. Аналогичные эффекты имеют место и в НЧ диапазоне, однако они проявляются, как правило, в гораздо меньшей степени [0.3].

Рассмотрим два основных подхода к расчету характеристик совмещенных ФАР. Первый подход является приближенным и заключается в следующем. Сначала находят поле излучения уединенной (несовмещенной) ФАР в ВЧ диапазоне. Затем это поле суммируют с полем, рассеиваемым в ВЧ диапазоне НЧ излучателями, причем последнее определяют приближенным методом. В НЧ диапазоне характеристики совмещенной ФАР рассчитывают по алгоритмам для несовмещенных ФАР, но с учетом дополнительного экранирующего влияния излучателей ВЧ ФАР.

Второй подход более строгий и связан с нахождением характеристик блочно-периодических ФАР. В ВЧ и НЧ диапазонах в качестве отдельного излучающего элемента рассматривают

минимальную периодическую ячейку (блок), включающую активно возбужденные излучатели определенного диапазона и пассивные излучатели соседнего, нагруженные на комплексную нагрузку, учитывающую реакцию фидерного тракта. С использованием современных численных методов электродинамики определяют ДН $F_{\text{я}}(\theta, \varphi | \theta_0, \varphi_0)$ и КУ $G_{\text{я}}(\theta_0, \varphi_0)$ ячейки в составе бесконечной периодической ФАР (θ_0, φ_0 — сферические угловые координаты, см. рис. 4.2, в), определяющие направление главного лепестка ДН ФАР, а θ, φ — текущие угловые координаты). Затем находят множитель направленности решетки и определяют ДН и КУ всей ФАР.

Приведем конкретные соотношения и оценки, полученные в рамках первого подхода, для расчета характеристик вибраторно-волноводных и вибраторно-вибраторных ФАР, схемы которых изображены на рис. 4.2, а, б. Эти выражения справедливы при сканировании ВЧ ФАР в плоскости, перпендикулярной осям вибраторов НЧ ФАР, в секторе углов θ , не превышающих $\pm 60^\circ$ относительно нормали (оси OZ) при отношении частот $f_1/f_2 \geq 5$ и при больших размерах L апертуры ВЧ ФАР в плоскости сканирования ($L \gg 10 \lambda_1$). При выполнении последних условий вибраторные излучатели НЧ диапазона, оказывая затеняющее воздействие, приводят в первом приближении к уменьшению КУ ВЧ ФАР по следующему закону:

$$G/G_0 \approx |b_0(\theta_0)|^2, \quad (4.1)$$

где G_0 — КУ несомещенной ВЧ ФАР, а также к появлению дополнительных боковых лепестков в направлениях

$$\theta_n = \arcsin [\sin \theta_0 + n/(d_x/\lambda_1)], \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4.2)$$

где λ_1 — длина волны в диапазоне f_1 , d_x — расстояние между НЧ вибраторами в плоскости H .

Уровень этих лепестков по полю

$$\Delta_n \approx \frac{\cos \theta_n}{\cos \theta_0} \frac{|b_n(\theta_0)|}{|b_0(\theta_0)|}. \quad (4.3)$$

В (4.1) — (4.3) $b_0(\theta_0)$ — коэффициент прохождения плоской волны при ее падении под углом θ_0 на периодическую систему параллельных проводников в плоскости, перпендикулярной осям проводников, а $b_n(\theta_0)$ — комплексная амплитуда n -й плоской волны (n -й пространственной гармоники), возникающей при дифракции плоской волны с единичной амплитудой на периодической структуре и распространяющейся в направлении θ_n .

Для совмещенных ФАР достаточно большого размера ($L \gg 10 \lambda_1$) уровень дополнительных боковых лепестков и уменьшение КУ практически не зависят от амплитудного распределения в ВЧ диапазоне, но существенно зависят от направления θ_0 основного лепестка ДН. Соотношения (4.1), (4.3) справед-

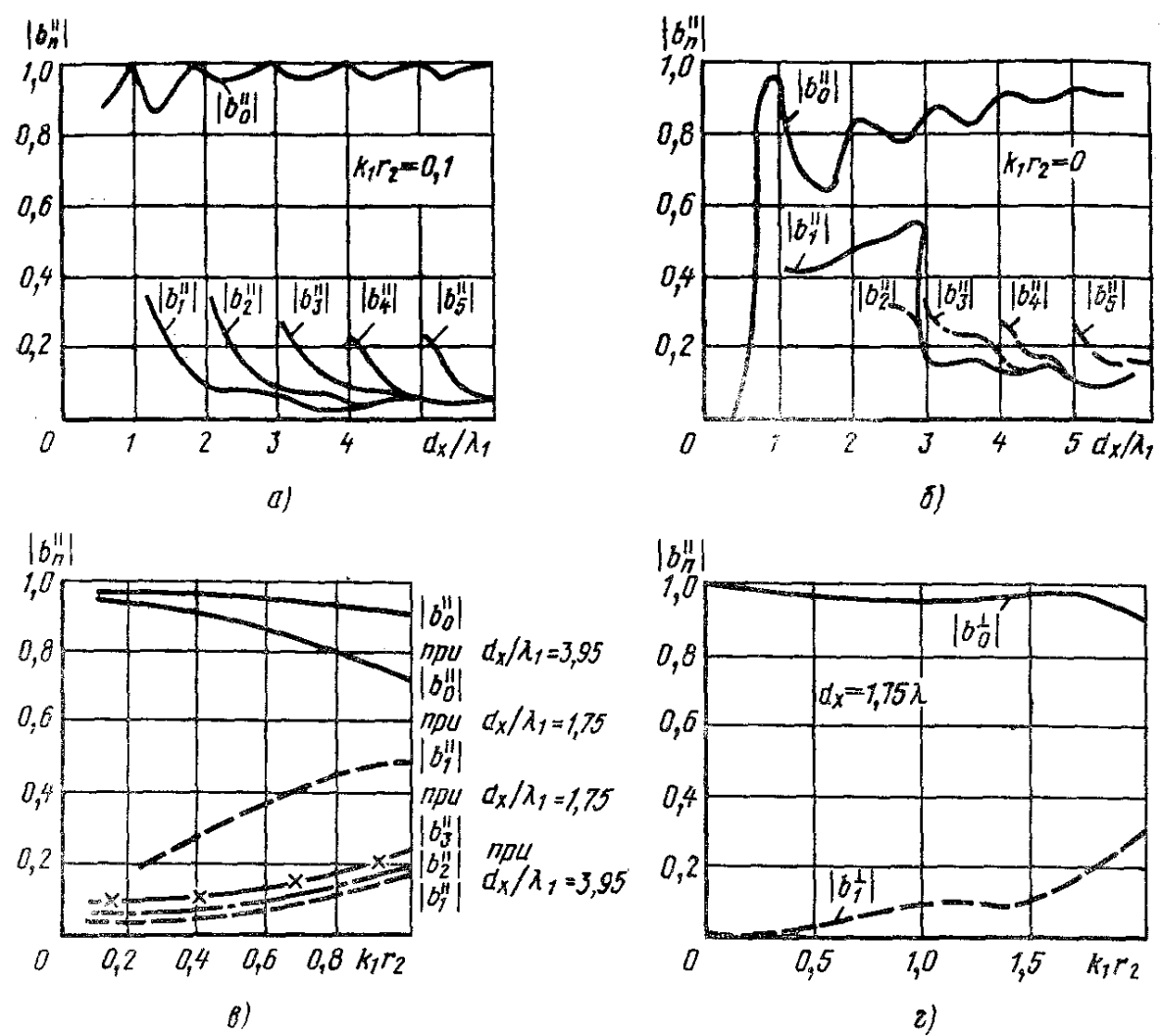


Рис. 4.4. Зависимости коэффициентов b_0, b_n от относительного расстояния d_x/λ_1 между НЧ вибраторами в плоскости H (а, б) и электрического радиуса $k_1 r_2$ (в, г) для параллельной (\parallel) и перпендикулярной (\perp) вибраторам ориентации вектора электрического поля падающей волны

ливы, если поверхность раскрыва s_1 ВЧ ФАР полностью перекрывается поверхностью раскрыва s_2 НЧ ФАР. Если же коэффициент перекрытия поверхности $\gamma = \int s_1, s_2/s_1 < 1$, то снижение КУ и уровень дополнительных боковых лепестков будут

$$(G/G_0)_\gamma \approx [1 - \gamma(1 - \sqrt{G/G_0})]^2, \tag{4.4}$$

$$(\Delta_n)_\gamma \approx \gamma \Delta_n. \tag{4.5}$$

Анализ рис. 4.4 показывает, что с увеличением расстояния d_x/λ_1 между соседними вибраторами в НЧ ФАР по сравнению с длиной волны ВЧ ФАР, что эквивалентно увеличению отношения рабочих частот f_1/f_2 , уровень дополнительных боковых лепестков и снижение КУ уменьшаются, а с увеличением электрической толщины вибраторов $k_1 r_2$ — увеличиваются. Кроме того, искажения, вносимые излучателями НЧ ФАР в поле ВЧ ФАР, гораздо меньше при взаимно ортогональной линейной поляризации излучателей ВЧ и НЧ ФАР. Следует отметить, что (4.1), (4.3) — (4.5) не учитывают влияния системы питания и крепе-

ния НЧ вибраторов на рассеяние поля ВЧ ФАР. Последнее особенно заметно проявляется при взаимно ортогональной поляризации в диапазонах f_1 и f_2 . При этом (4.1), (4.3) — (4.5) могут давать несколько заниженные оценки искажений в ВЧ диапазоне.

Для оценивания максимальных искажений в секторе сканирования ВЧ ФАР $|\theta_0| \leq 60^\circ$ и при $0,05 \leq k_1 r_2 \leq 0,5$, $d_x/\lambda \geq 2$ можно воспользоваться следующими экстремальными значениями амплитуд гармоник для случаев совпадающей линейной поляризации ВЧ и НЧ ФАР:

$$|b_0|_{min} = 1 - \frac{1,6 (k_1 r_2)^{0,4}}{\pi (d_x/\lambda_1) \cos \theta_0},$$

$$|b_n|_{max} = \frac{1,6 (k_1 r_2)^{0,4}}{\pi (d_x/\lambda_1) \cos \theta_n}, \quad n \neq 0. \quad (4.6)$$

С учетом (4.6) получаем следующие простейшие оценки огибающих наибольшего снижения КУ $(G/G_0)_{min}$ в разгах и максимального уровня дополнительных боковых лепестков $(\Delta_n)_{max}$ в децибелах для линейной совпадающей поляризации ВЧ и НЧ ФАР:

$$(G/G_0)_{min} = \left[1 - \frac{0,506 (k_1 r_2)^{0,4}}{(d_x/\lambda_1) \cos \theta_0} \right]^2, \quad (4.7)$$

$$(\Delta_n)_{max} = -5,9 + 8 \lg (k_1 r_2) - 20 \lg (d_x/\lambda_1) - 20 \lg \cos \theta_0. \quad (4.8)$$

Необходимо подчеркнуть, что оценки (4.7), (4.8) дают границы наихудших ситуаций, возникающих в секторе сканирования, а получены они без учета повторных переотражений между апертурами ВЧ и НЧ ФАР. Зависимости этих оценок сплошной и штриховой линиями соответственно для ряда значений d_x/λ_1 и $\theta_0 = 0$ показаны на рис. 4.5. Учет повторных переотражений между апертурами ВЧ и НЧ ФАР приводит к до-

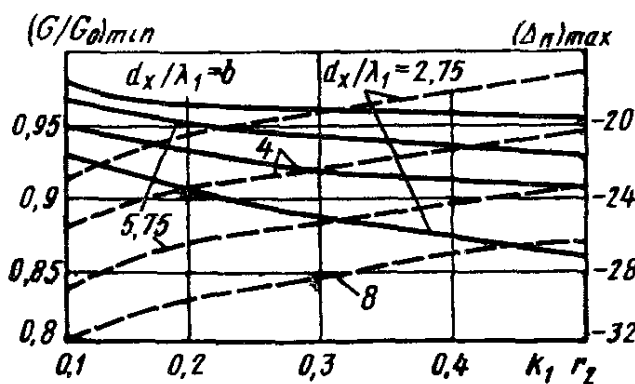


Рис. 4.5. Зависимости наибольшего снижения коэффициента усиления G/G_0_{min} и максимального уровня дополнительных боковых лепестков Δ_n_{max} для линейной совпадающей поляризации ВЧ и НЧ ФАР

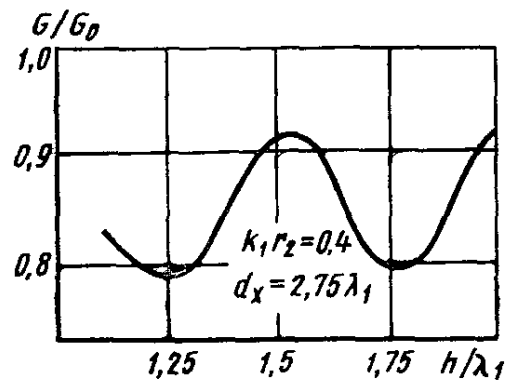


Рис. 4.6. Зависимость снижения коэффициента усиления G/G_0 от относительного расстояния h/λ_1 между совмещаемыми антеннами

полнительным изменениям характеристик совмещенных ФАР. Так, при совмещении

$$\frac{G(\theta_0)}{G_0(\theta_0)} = \frac{|b_0(\theta_0)|^2 [1 - |q_0(\theta_0)|^2]}{|1 - a_0(\theta_0)q_0(\theta_0) \exp[-2ik_1 h \cos \theta_0]|^2}, \quad (4.9)$$

где $q_0(\theta_0)$ и $a_0(\theta_0) = b_0(\theta_0) - 1$ — коэффициенты отражения от апертуры ВЧ и НЧ ФАР при падении на них плоской волны под углом θ_0 .

Максимальные дополнительные боковые лепестки в децибелах

$$(\Delta_n)_{max} = -5,9 + 8 \lg(k_1 r_2) - 20 \lg(d_x / \lambda_1) - 20 \lg \cos \theta_0 + 20 \lg[1 + |q_0(\theta_n) b_0(\theta_n)|]. \quad (4.10)$$

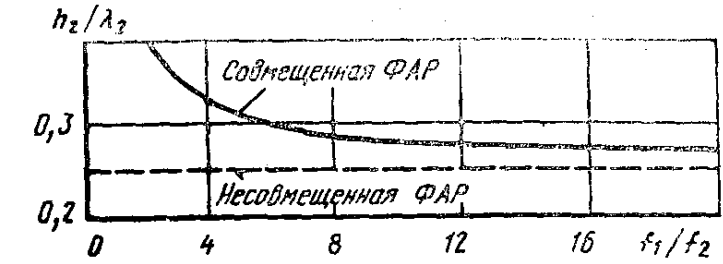
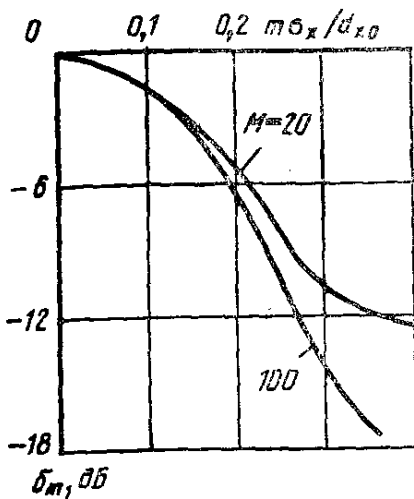
Как следует из (4.9), изменив расстояние h между апертурами ВЧ и НЧ ФАР, можно для определенного направления максимума ДН добиться минимального снижения КУ ВЧ ФАР из-за совмещения. При этом величину h выбирают из условия $\text{Im}[a_0(\theta_0)q_0(\theta_0) \exp(-2ik_1 h \cos \theta_0)] = 0$. Зависимость на рис. 4.6, которая приведена для примера, построена для случая, когда в качестве ВЧ ФАР была выбрана решетка волноводных излучателей с треугольной сеткой расположения излучателей размером $0,605\lambda_1 \times 0,5\lambda_1$ апертуры волноводного излучателя. Излучатели были размещены вплотную друг к другу, причем толщина их стенок полагалась равной нулю.

При сканировании в широком секторе углов максимальное снижение КУ ВЧ ФАР почти не зависит от h/λ_1 . Максимальный уровень дополнительных боковых лепестков в ВЧ диапазоне можно уменьшить за счет более равномерного распределения в пространстве переизлучаемой излучателями НЧ диапазона мощности ВЧ диапазона. Это реализуемо в конформных (выпуклых) и неэквидистантных НЧ ФАР. Так, для слабо эквидистантной НЧ ФАР, излучатели которой смещены вдоль координаты X по случайному гауссовскому закону с дисперсией $\sigma_x^2 = (\overline{d_x} - d_x)^2$ относительно своих средних координат $\overline{d_x}$, образующих регулярную сетку с периодом d_{x0} , при условии равноамплитудного возбуждения НЧ-излучателей падающим ВЧ полем средний уровень уменьшения m -го дополнительного бокового лепестка по сравнению с оценкой (4.10)

$$\delta_m = \left(1 - \frac{1}{M}\right) \exp\left[-\left(\frac{2\pi m \sigma_x}{d_{x0}}\right)^2\right] + \frac{1}{M}, \quad (4.11)$$

где M — число излучателей в НЧ ФАР.

Как видно из рис. 4.7, даже для относительно небольшого числа излучателей $M=10$ можно существенно подавить дополнительные боковые лепестки. Отметим, что зависимости от больших значений σ_x/d_{x0} (см. рис. 4.7) характеризуют потенциально допустимый уровень подавления в НЧ ФАР с большим



† Рис. 4.8. Зависимости оптимального относительного расстояния h_2/λ_2 от соотношения частот совмещенных ФАР

Рис. 4.7. Зависимости среднего уровня уменьшения m -го дополнительного бокового лепестка δ_m от параметра $m\sigma_x/d_{x0}$

числом излучателей. При относительно небольшом числе их средний уровень подавления может существенно отличаться от уровня подавления в конкретной реализации и для достижения его надо подбирать конкретную реализацию неэквидистантной НЧ ФАР.

Для плоской слабо неэквидистантной ФАР с излучателями, смещенными случайным образом относительно регулярной прямоугольной сетки их расположения с шагами d_{x0} и d_{y0} по осям OX и OY , уровень подавления mn -го дополнительного бокового лепестка

$$\delta_{mn} = \left(1 - \frac{1}{MN}\right) \exp \left\{ - \left[\left(\frac{2\pi m\sigma_x}{d_{x0}} \right)^2 + \left(\frac{2\pi n\sigma_y}{d_{y0}} \right)^2 \right] \right\} + \frac{1}{MN}, \quad (4.12)$$

где σ_x^2 , σ_y^2 — дисперсии смещения излучателей по осям OX и OY ; M , N — числа излучателей по осям OX и OY .

Характеристики НЧ ФАР при совмещении меняются незначительно. Нижняя ВЧ ФАР служит для НЧ ФАР своеобразным дополнительным экраном. Если ВЧ ФАР образована из плотно расположенных открытых концов прямоугольных волноводов, широкая стенка которых размером d_1 параллельна оси OY , ее влияние эквивалентно наличию идеального отражателя с фазой коэффициента отражения $\psi(\theta) = -4(\ln 2) \cos \theta d_1/\lambda_2$. Поэтому в присутствии волноводной ВЧ ФАР ДН одиночного НЧ вибратора

$$F(\theta) = F_0(\theta) \sin[2\pi(h + 0,221d_1) \cos \theta/\lambda_2], \quad (4.13)$$

где через $F_0(\theta)$ обозначена ДН НЧ вибратора в отсутствие ВЧ ФАР.

Если излучателем ВЧ ФАР служат вибраторы, то ВЧ ФАР вместе с реальным металлическим экраном — эквивалентный экран. Это приводит к изменению оптимального расстояния h_2 от реального экрана до плоскости НЧ ФАР. Зависимость оптимального относительного расстояния h_2/λ_2 от отношения частот

совмещаемых ФАР при $\theta_0=0$ представлена на рис. 4.8. Расчеты показывают, что при оптимально выбранном расстоянии h_2 для $\theta_0=0$ влияние ВЧ ФАР не приводит к заметному изменению КУ при сканировании лучом НЧ ФАР по сравнению с расположением ее над идеальным металлическим экраном. Таким образом, при совмещении в НЧ диапазоне характеристики практически не меняются, если правильно выбрано расстояние между апертурами НЧ и ВЧ ФАР. Дополнительные боковые лепестки из-за совмещения в НЧ диапазоне не возникают.

Перейдем к более точному методу расчета характеристик совмещенных ФАР. Этот метод можно использовать при периодичности структуры совмещенной ФАР, достаточно больших размерах ее апертуры и при относительно небольшом отношении частот совмещаемых ФАР $f_1/f_2 \approx 1,5 \dots 3$. Условие периодичности структуры позволяет выделить минимальную ячейку, включающую несколько ВЧ излучателей и, как правило, один НЧ излучатель. Диаграмму направленности такой ячейки $F_{\text{я}}(\theta, \varphi | \theta_0, \varphi_0)$ в каждом частотном диапазоне находят в предположении, что ячейка расположена в бесконечной ФАР с равноамплитудным и линейным фазовым возбуждениями от ячейки к ячейке, формирующими основной лепесток множителя направленности по θ_0, φ_0 . Амплитудно-фазовые распределения в пределах одной ячейки могут быть достаточно произвольными, но обычно их выбирают следующим образом: амплитудное возбуждение рабочих для данного диапазона частот излучателей равномерное, а фазовое берут из условия, чтобы максимум ДН ячейки совпадал с максимумом ДН множителя направленности решетки. При этом для реальной ФАР, образованной конечной совокупностью ячеек, ДН ФАР представляется в виде произведения ДН ячейки на множитель направленности периодической структуры:

$$F(\theta, \varphi | \theta_0, \varphi_0) = F_{\text{я}}(\theta, \varphi | \theta_0, \varphi_0) F_c(\theta, \varphi | \theta_0, \varphi_0), \quad (4.14)$$

где

$$F_c(\theta, \varphi | \theta_0, \varphi_0) = \sum_{m,n} I_{mn} \exp [ik \sin \theta (x_{mn} \cos \varphi + y_{mn} \sin \varphi)].$$

Дискретная функция, описывающая закон амплитудно-фазового возбуждения от ячейки к ячейке,

$$I_{mn} = |I_{mn}| \exp[-ik \sin \theta_0 (x_{mn} \cos \varphi_0 + y_{mn} \sin \varphi_0)], \quad (4.15)$$

где x_{mn}, y_{mn} — декартовы координаты геометрического центра mn -й ячейки.

Для больших периодических совмещенных ФАР коэффициент усиления

$$G(\theta_0, \varphi_0) = v_a N G_{\text{я}}(\theta_0, \varphi_0) = \frac{4\pi}{\lambda^2} S v_a g_{\text{я}}(\theta_0, \varphi_0), \quad (4.16)$$

где N — общее число ячеек; ν_a — коэффициент использования поверхности (КИП) ФАР, зависящий от закона амплитудного возбуждения $|I_{mn}|$ различных ячеек; $G_{\text{я}}(\theta_0, \varphi_0) = (4\pi/\lambda^2) \times \times s_{\text{я}} g_{\text{я}}(\theta_0, \varphi_0)$ — КУ ячейки в составе бесконечной периодической ФАР; $g_{\text{я}}(\theta_0, \varphi_0)$ — нормированный КУ ячейки; $s_{\text{я}}, s = s_{\text{я}} N$ — площади апертур ячейки и ФАР.

При определении ν_a дискретный закон амплитудного возбуждения $|I_{mn}|$ можно аппроксимировать гладкой кривой. При этом ν_a с хорошей точностью совпадает с КИП непрерывной апертуры с аппроксимирующим законом амплитудного возбуждения. Для ячейки совмещенной ФАР конкретного вида ДН и КУ определяются с использованием современных электродинамических методов расчета блочно-периодических ФАР. Приведем основные соотношения для вибраторно-вибраторных и волноводно-волноводных совмещенных ФАР.

4.3. ВИБРАТОРНО-ВИБРАТОРНЫЕ СОВМЕЩЕННЫЕ ФАР

В ячейке, показанной на рис. 4.9, а, поляризации в обоих частотных диапазонах одинаковы. На частотах f_1 и f_2 из общего числа T вибраторов активно возбуждаются только те, которые работают на данной частоте, остальные считаются нагруженными на произвольную нагрузку, учитывающую реакцию фидерных цепей. Положение каждого t -го вибратора задается декартовыми координатами x_t, y_t правого (относительного положительного направления оси Ox) конца его оси. Сам t -й вибратор представляет собой тонкостенную трубку длиной l_t и радиусом

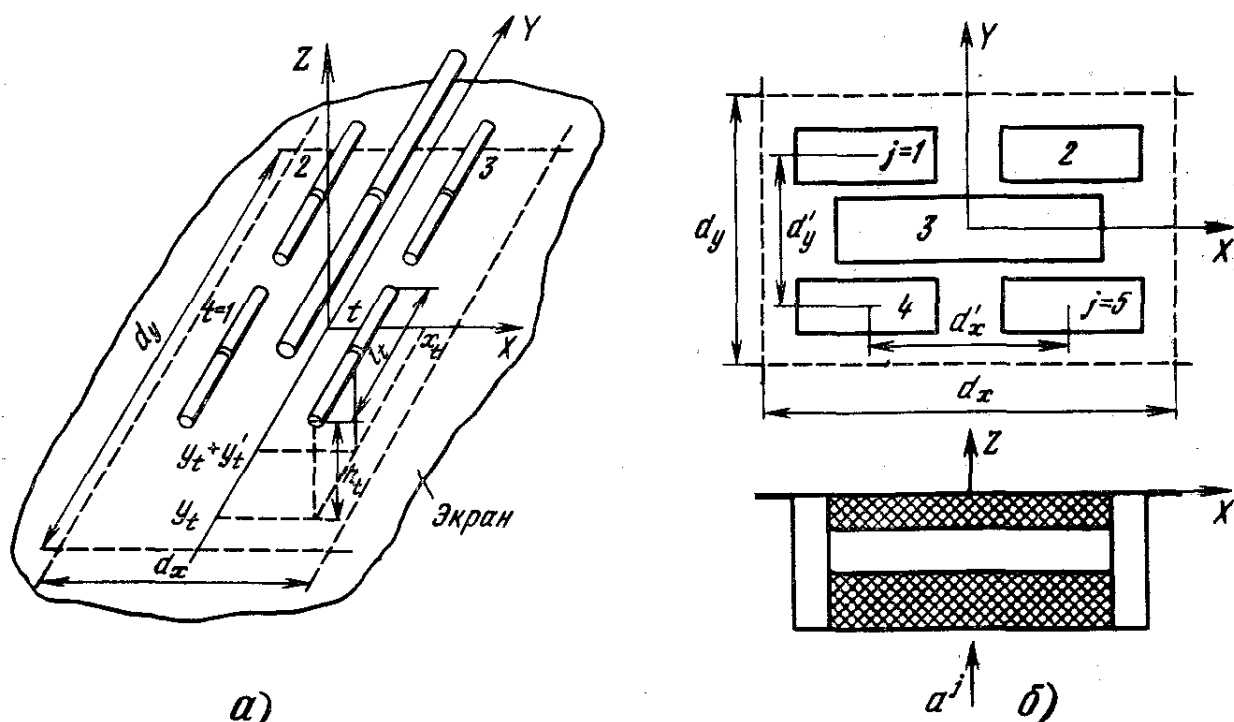


Рис. 4.9. Электродинамические модели вибраторной (а) и волноводной (б) ячеек совмещенной ФАР

r_t , расположенную параллельно бесконечному экрану на высоте h_t над ним. Разность потенциалов u_t или нагрузка $Z_{нт}$ включается в сечение $y=y_t+y_t'$ t -го вибратора. Вибраторы считаются тонкими, поэтому ток на вибраторах I_t имеет только продольную составляющую, которая находится из системы интегральных уравнений типа Галлена

$$\sum_{\tau=1}^T \int_{y_\tau}^{y_\tau+l_\tau} I_\tau(\zeta) \Phi_{t\tau}(y-\zeta) d\zeta = F_t(y), \quad t=1, 2, \dots, T. \quad (4.17)$$

Правая часть (4.17) зависит от места включения и разности потенциалов u_t для активно возбуждаемых вибраторов или сопротивления нагрузки $z_{нт}$ для вибраторов соседнего частотного диапазона. Ядра уравнения $\Phi_{t\tau}(y-\zeta)$ представляют собой бесконечные суммы, слагаемые которых зависят от радиусов вибраторов, их взаимного расположения внутри ячейки и поперечных размеров d_x, d_y ячейки, а также от фазовых сдвигов $\psi_x = kd_x \sin \theta_0 \cos \varphi_0$, $\psi_y = kd_y \sin \theta_0 \sin \varphi_0$ между одинаковыми вибраторами соседних ячеек. Конкретный вид функций $\Phi_{t\tau}(y-\zeta)$ и $F_t(y)$ приведен в [4.3].

Диаграмма направленности ячейки вычисляется через токи на вибраторах

$$F_{я}(\theta, \varphi | \theta_0, \varphi_0) = 2kW_0 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_0 \sin^2 \varphi_0} \times \\ \times \sum_{t=1}^T [f_t(\theta, \varphi) \sin(kh_t \cos \theta) \exp(ikx_t \sin \theta \cos \varphi)], \quad (4.18)$$

где $f_t(\theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \int_{y_t}^{y_t+l_t} I_t(\zeta) \exp(ik\zeta \sin \theta \sin \varphi) d\zeta$ — множитель на-

правленности t -го вибратора, W_0 — волновое сопротивление свободного пространства; $k=2\pi/\lambda$. В ВЧ диапазоне уровень дополнительных боковых лепестков

$$\Delta_{mn} = |F_{я}(\theta_{mn}, \varphi_{mn})| / |F_{я}(\theta_0, \varphi_0)|, \quad (4.19)$$

где $\theta_{mn}, \varphi_{mn}$ — угловые координаты mn -го дополнительного бокового лепестка, определяемые как действительные решения системы уравнений

$$kd_x (\sin \theta_{mn} \cos \varphi_{mn} - \sin \theta_0 \cos \varphi_0) + 2\pi m = 0, \quad (4.20)$$

$$kd_y (\sin \theta_{mn} \sin \varphi_{mn} - \sin \theta_0 \sin \varphi_0) + 2\pi n = 0$$

при целых значениях индексов m и n .

В (4.20) для краткости обозначено $F_{я}(\theta, \varphi) = F_{я}(\theta, \varphi | \theta_0, \varphi_0)$.

Коэффициент усиления ячейки

$$G_{\text{я}}(\theta_0, \varphi_0) = \frac{16\pi W_{\Phi} |F_{\text{я}}(\theta_0, \varphi_0)|^2}{W_0 \sum_t (|Z_{\text{вх}t} + W_{\Phi}|^2 / |Z_{\text{вх}t}|^2) |u_t|^2}, \quad (4.21)$$

где

$$Z_{\text{вх}t} = u_t / I_t (y_t + y_t') \quad (4.22)$$

— входное сопротивление t -го вибратора; $I_t(y_t + y_t')$ — ток на входе вибратора; W_{Φ} — волновое сопротивление фидера.

Рассмотрим графики на рис. 4.10—4.12. Зависимости на рис. 4.10 рассчитаны при синфазном возбуждении ВЧ ФАР. Все кривые на рис. 4.11, 4.12 относятся к ячейке, состоящей из четырех вибраторов, возбуждаемых на частоте f_1 , и одного вибратора, возбуждаемого на частоте f_2 . Вибраторы ВЧ располагались на высоте $0,25 \lambda_1$ над экраном в пределах ячейки так, что в отсутствие НЧ вибратора образовывали в решетке периодическую структуру с периодом $d_x/2, d_y/2$. Вибратор НЧ располагался на высоте $0,5 \lambda_1$ над

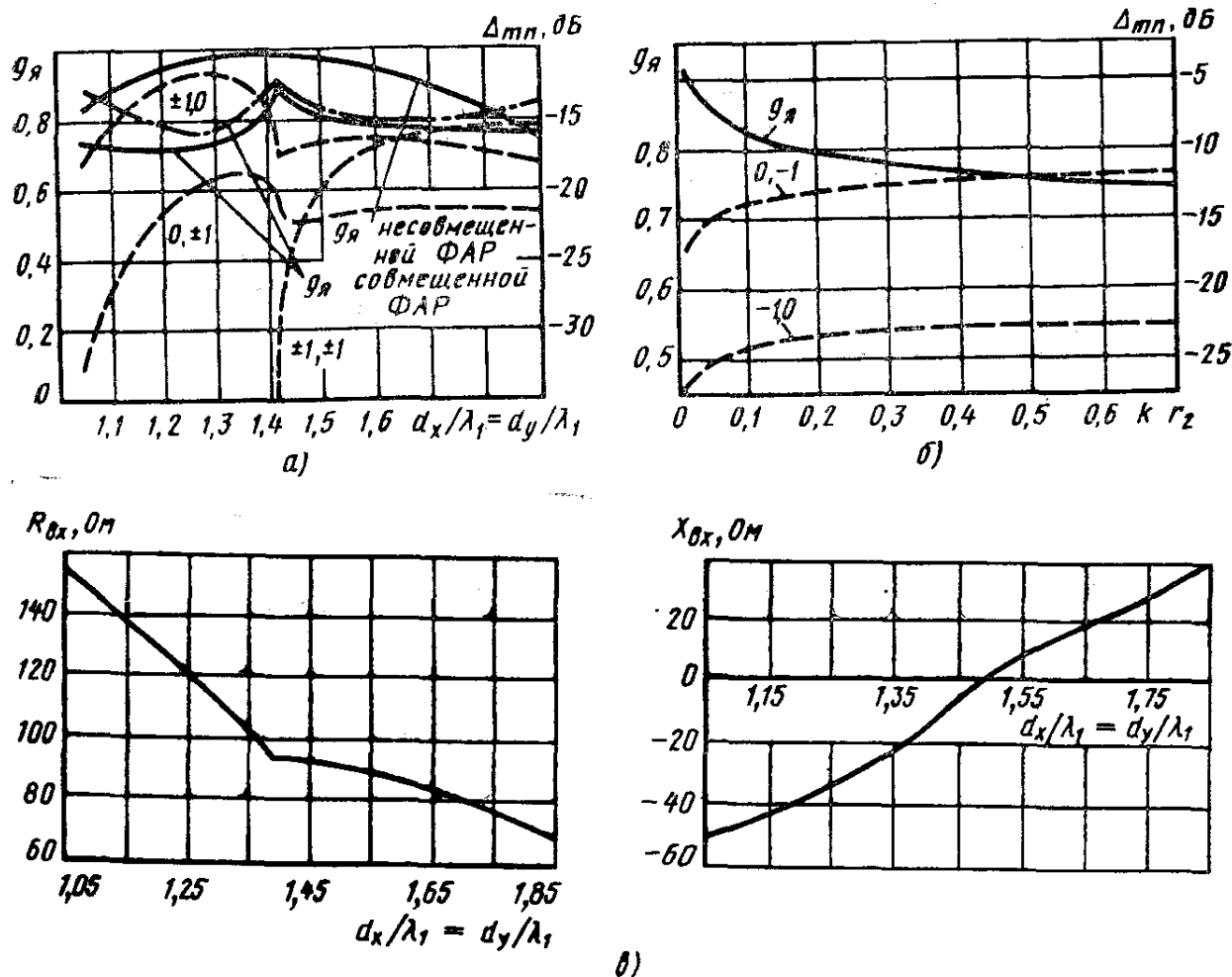


Рис. 4.10. Зависимости нормированного КУ ячейки $g_{\text{я}}$ и уровня дополнительных боковых лепестков $\Delta_{\text{мл}}$ (---) от относительных размеров ячейки $d_x/\lambda_1 = d_y/\lambda_1$ (а) и от электрического радиуса $k_1 r_2$ (б) НЧ вибратора на частоте f_1 , а также зависимость активной $R_{\text{вх}}$ и реактивной $X_{\text{вх}}$ части входного сопротивления ВЧ вибраторов от размеров ячейки при $\theta_0 = 0, k_{1r_1} = \dots = k_{1r_4} = 0,045, k_{1r_5} = 0,09$ (в)

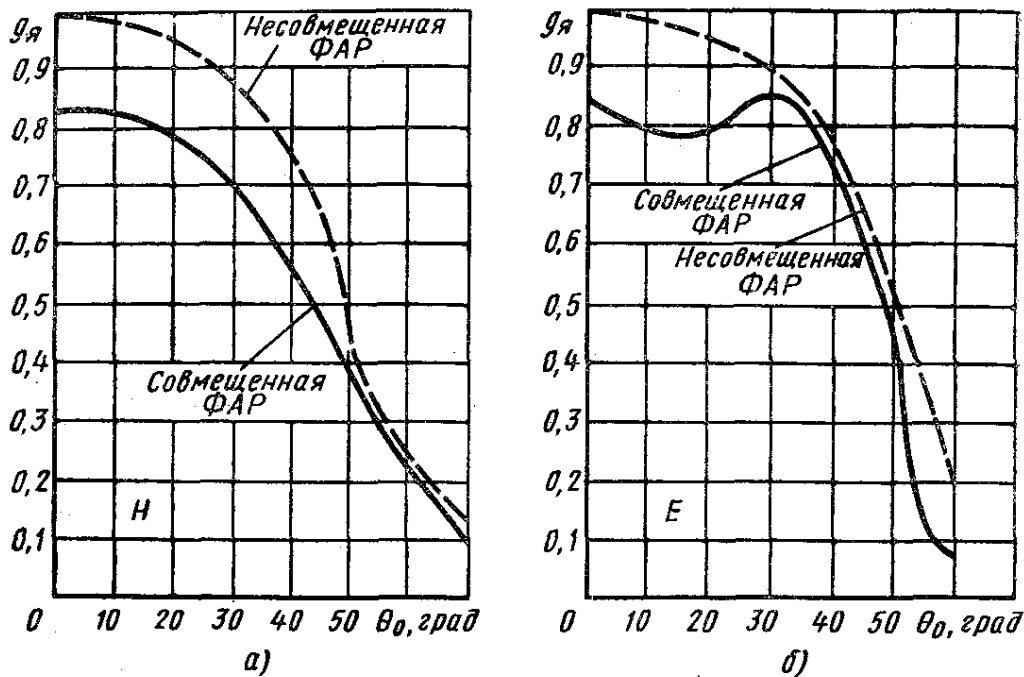


Рис. 4.11. Зависимости нормированного коэффициента усиления ячейки вибраторной совмещенной ФАР g_n в ВЧ диапазоне от направления фазирования θ_0 в плоскостях E и H

экраном в центре периодической ячейки. Возбуждение ВЧ вибраторов на частоте f_1 сосредоточенной ЭДС полагалось равноамплитудным, нагрузка НЧ вибратора выбиралась равной нулю. Геометрические параметры ячейки вибраторов следующие: длина ВЧ вибраторов $0,5 \lambda_1$, длина НЧ вибратора λ_1 , радиус ВЧ вибраторов $0,007 \lambda_1$, радиус НЧ вибратора $0,014 \lambda_1$ для кривых на рис. 4.10, а, 4.11, 4.12; размеры ячейки $d_x = d_y = 1,14 \lambda_1$ для кривых на рис. 4.10, б, 4.11, 4.12.

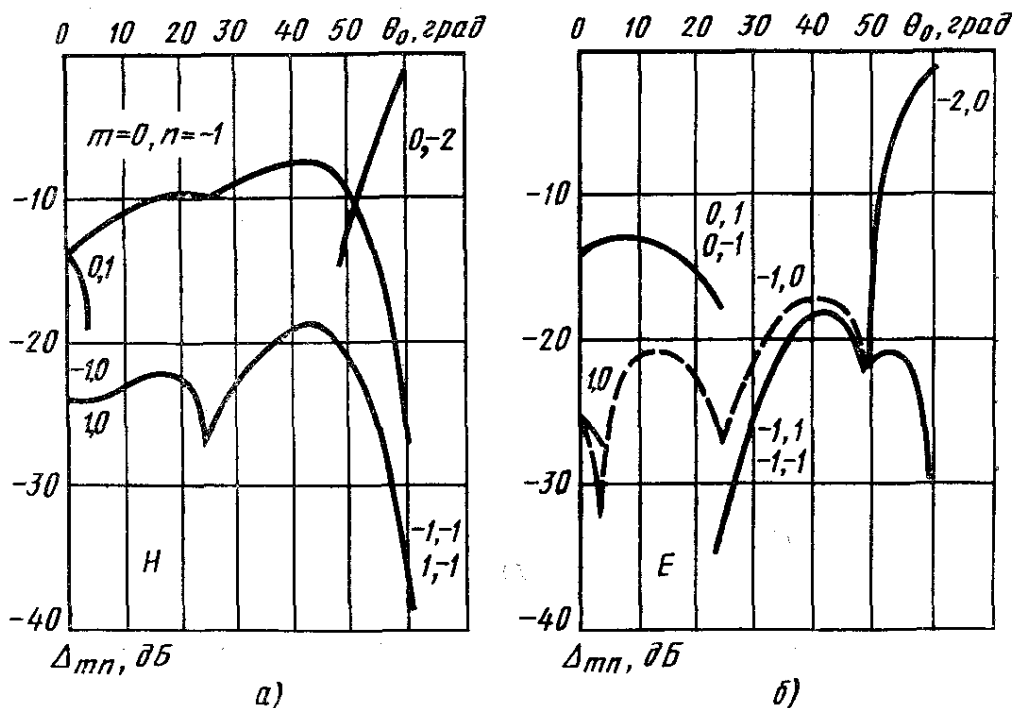


Рис. 4.12. Зависимости уровня дополнительных боковых лепестков Δ_{mn} вибраторной совмещенной ФАР в ВЧ диапазоне от направления фазирования θ_0 в плоскостях E и H

Интересно сравнить зависимости g_n для несовмещенной вибраторной ФАР на рис. 4.10, *a* и 4.11. Зависимости КУ от размеров ячейки на рис. 4.10, *a* рассчитаны при условии, что волновое сопротивление всех фидерных линий, с помощью которых возбуждаются ВЧ вибраторы, одинаково: $W_\phi = 75$ Ом. Дополнительные согласующие устройства отсутствуют. Для сравнения на рис. 4.10, *a* штриховой линией даны аналогичные зависимости КУ при условии, что для каждого размера ячейки с помощью согласующих устройств осуществлено полное согласование ВЧ вибраторов. При этом отличие нормированного КУ совмещенной ФАР от единицы является платой за совмещение, т. е. за неуправляемое рассеяние ВЧ поля на НЧ вибраторах. Все кривые на рис. 4.11, 4.12 соответствуют волновому сопротивлению $W_\phi = 135$ Ом, при этом достигается практически полное согласование ВЧ излучателей при формировании луча по нормали к плоскости ФАР.

Основное отличие ДН совмещенной вибраторной ФАР в плоскостях *E* и *H* в ВЧ диапазоне при синфазном возбуждении всех ВЧ вибраторов ФАР (рис. 4.13, сплошная линия) от ДН аналогичной по размерам ячейки несомещенной вибраторной ФАР, когда ВЧ вибратор отсутствует (штриховая), проявляется в угловых секторах, где имеют место побочные главные максимумы множителя направленности периодической структуры F_c^2 (положение этих максимумов показано вертикальными стрелками). Если для несомещенной ФАР направления всех главных максимумов F_c совпадает с нулевыми значениями ДН F_n (для расстояния между соседними вибраторами $d_x/2 < \lambda_1$, и $d_y/2 < \lambda_1$), из-за чего дифракционные боковые лепестки не возникают, то для совмещенной нулевые провалы отсутствуют, что и приводит к дополнительным боковым лепесткам в ее ДН. Уровень дополнительных лепестков можно определить по графикам, приведенным на рис. 4.10, 4.12. От-

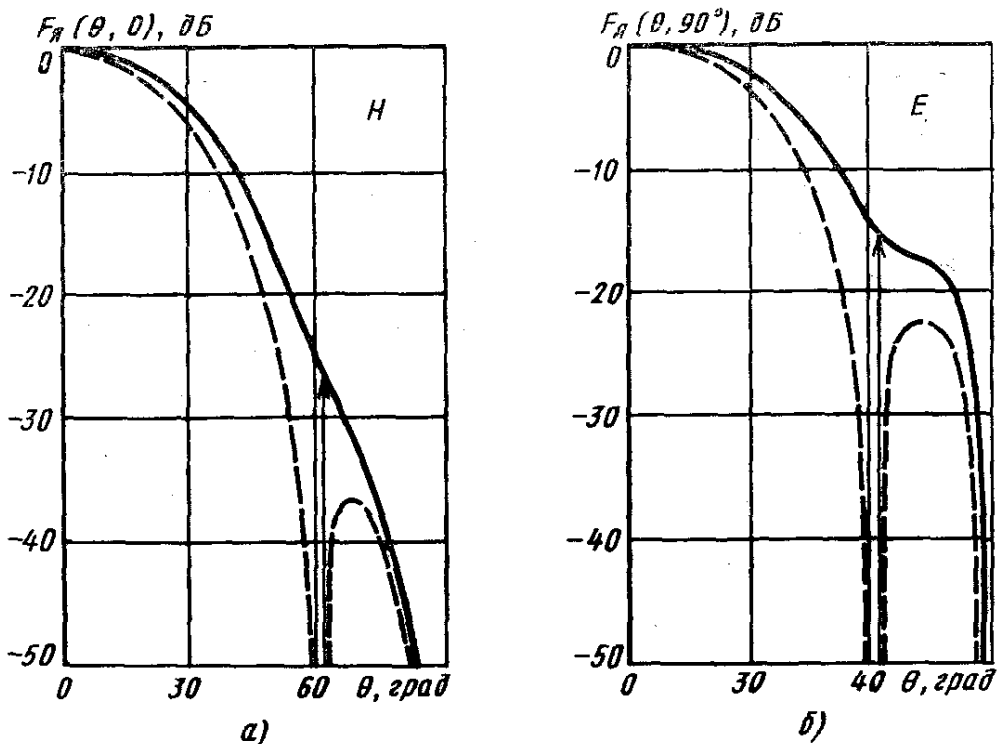


Рис. 4.13. Диаграммы направленности ячейки совмещенной (—) и несомещенной (---) вибраторной ФАР в плоскостях *E* и *H* в ВЧ диапазоне

личия формы ДН ячейки совмещенной от несовмещенной ФАР в секторе приблизительно $\pm 35^\circ$ относительно направления основного лепестка ДН ФАР незначительны. Поэтому при расчете ДН совмещенной ФАР в этом секторе, т. е. для остронаправленных ФАР в областях основного и первых боковых лепестков, можно выбрать ДН аналогичной ячейки несовмещенной ФАР. Для минимизации дополнительных боковых лепестков в совмещенных ФАР расстояние между соседними ВЧ вибраторами следует выбирать из условия $d_x' = d_x/n_x$, $d_y' = d_y/n_y$, где n_x и n_y — числа вибраторов в ячейке соответственно по осям Ox и Oy . В этом случае ДН совмещенной ФАР в областях основного и первых боковых лепестков можно рассчитывать по алгоритмам для несовмещенной ФАР с аналогичной структурой размещения ВЧ вибраторов.

4.4. ВОЛНОВОДНО-ВОЛНОВОДНЫЕ СОВМЕЩЕННЫЕ ФАР

Закономерности в поведении и методике расчета волноводных совмещенных ФАР те же, что и для вибраторных совмещенных. Основное отличие проявляется в значениях КУ ячейки и формы ее ДН. Рассмотрим это подробнее, для чего обратимся к электродинамической модели ячейки периодической двухчастотной волноводной совмещенной ФАР с соотношением рабочих частот $f_1/f_2=2$ (см. рис. 4.9, б). Каждый j -й волновод ячейки в режиме передачи на частоте своего диапазона возбуждается падающей волной H_{10} с комплексной амплитудой a^j . Представляя поле в волноводах ячейки в виде разложения по системе нормальных волноводных волн, а поле излучения ФАР по системе ортонормированных гармоник Флоке и используя проек-

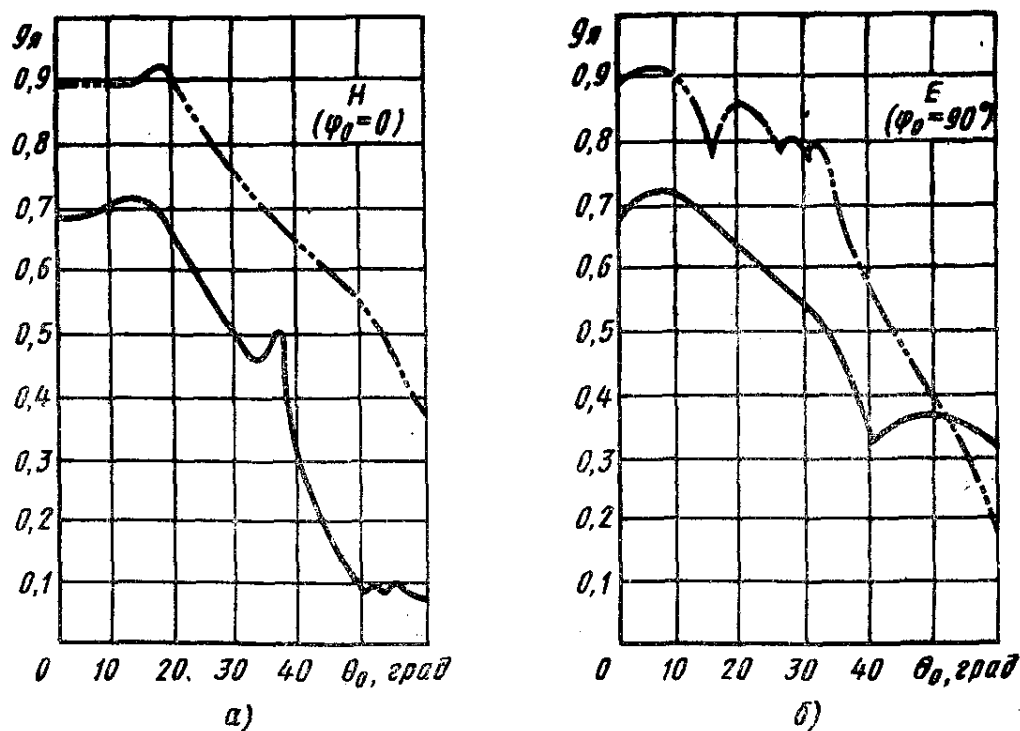


Рис. 4.14. Зависимости нормированного КУ ячейки g_n волноводной совмещенной ФАР от направления фазирования θ_0 в плоскостях E и H

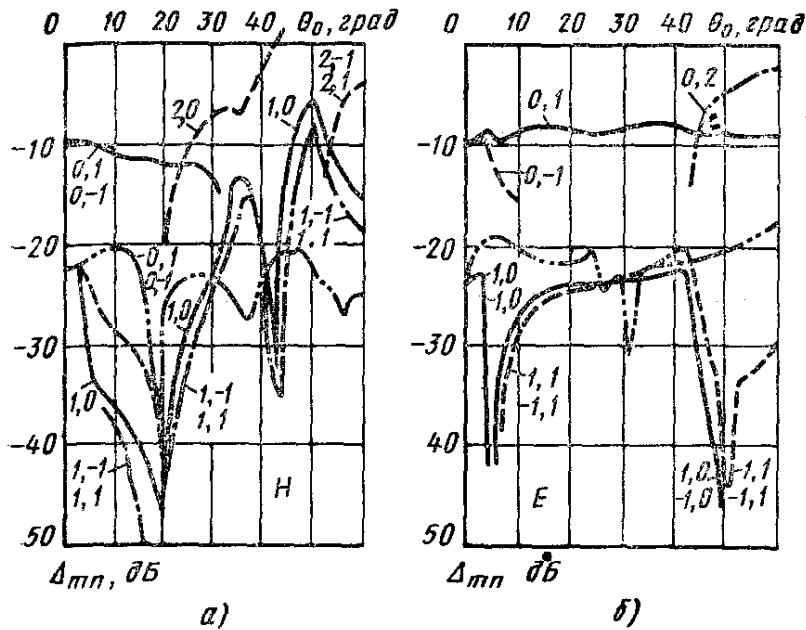


Рис. 4.15. Зависимости уровня дополнительных боковых лепестков Δ_{mn} в совмещенной волноводной ФАР от направления фазирования θ_0 в плоскостях E и H

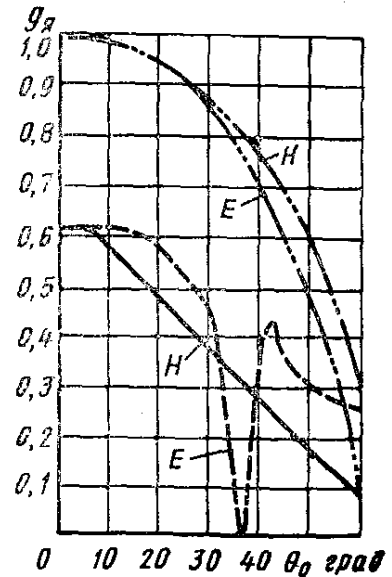


Рис. 4.16. Зависимости нормированного коэффициента усиления ячейки g_n совмещенной волноводной ФАР в НЧ диапазоне в секторе сканирования

ционный метод сшивания полей на раскрыве ячейки, можно получить систему алгебраических уравнений, связывающих амплитуды падающих и отраженных волн в волноводах ячейки и амплитуды гармоник Флоке [4.4].

Зависимости на рис. 4.14 (сплошная линия) рассчитаны для следующих геометрических параметров ячейки: размеры ВЧ волноводов $0,7 \times 0,3 \lambda_1$; размеры НЧ волновода $1,4 \times 0,3 \lambda_1$; период ячейки $d_x = 1,5 \lambda_1$, $d_y = 1,2 \lambda_1$; расстояние между центрами ВЧ волноводов $d_x' = 0,75 \lambda_1$, $d_y' = 0,7 \lambda_1$. Зависимости на рис. 4.15 рассчитаны для периодической совмещенной волноводной ФАР.

Природа возникающих в периодических волноводных (как и вибраторных) ФАР боковых лепестков двояка. Во-первых, это обычные интерференционные побочные максимумы (лепестки), обусловленные увеличенным расстоянием между волноводными излучателями ВЧ диапазона. Их можно подавить соответствующим выбором структуры и размеров ячейки, а также изменением расстояния между ВЧ излучателями в пределах ячейки. Последнее надо выбирать так, чтобы при «металлизации» раскрыва НЧ волновода ВЧ волноводы образовывали однолучевой режим работы. Во-вторых, боковые лепестки появляются из-за рассеяния мощности ВЧ диапазона на раскрыве НЧ волновода. Их называют дополнительными, так как они существуют в устройствах совмещения разночастотных излучателей при размерах d_x , d_y периодической ячейки более $0,5 \lambda_1$. Дополнительные

боковые лепестки исчезают, если «заметаллизировать» раскрыв НЧ волноводов. Заметим, что часть дополнительных боковых лепестков может совпадать по направлению с интерференционными лепестками. Направление m -го бокового лепестка в совмещенных волноводных ФАР зависит от размеров ячейки и направления основного лепестка ДН и определяются по (4.20).

Наличие дополнительных боковых лепестков приводит к уменьшению КУ ячейки. Другой причиной уменьшения КУ является рассогласование волноводных излучателей. Уменьшить мощность, рассеиваемую в дополнительных боковых лепестках, можно заполнением ВЧ и НЧ волноводов диэлектриком. При этом уменьшаются их поперечные размеры и размеры периодической ячейки. Однако однородное заполнение волноводов диэлектриком приводит к увеличению коэффициента отражения от раскрыва волновода. Поэтому необходимо устанавливать согласующие устройства, обеспечивающие сканирование в ВЧ диапазоне в заданном секторе углов и заданной полосе частот. Эффективны согласующие устройства в виде отрезков запердельных волноводов, которые можно образовать, удалив из части объема волновода диэлектрик. Алгоритм расчета таких согласующих устройств приведен в [4.4]. Штрихпунктирными линиями на рис. 4.14, 4.15 обозначены зависимости КУ g_{α} и наибольшего уровня дополнительных боковых лепестков в ВЧ диапазоне для совмещенной ФАР, ячейка которой состоит из заполненных диэлектриком ВЧ и НЧ волноводов с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon=2$ со специально подобранными однослойными участками запердельных волноводов, полученных путем удаления диэлектрика в области $0,209\lambda_1 \geq z \geq -0,086\lambda_1$ для ВЧ волноводов. Остальные параметры ячейки: $d_x=1,092\lambda_1$, $d_y=1,052\lambda_1$, $d_x'=0,6\lambda_1$, $d_y'=0,6\lambda_1$; поперечные размеры ВЧ и НЧ волноводов $0,496 \times 0,213\lambda_1$ и $0,992 \times 0,213\lambda_1$. В данном случае можно сблизить характеристики совмещенной и несовмещенной волноводных ФАР в ВЧ диапазоне.

При регулярном размещении ВЧ излучателей так, чтобы после «металлизации» раскрыва НЧ волновода ВЧ излучатели образовывали периодическую ФАР с периодами d_x' , d_y' , ДН совмещенной и несовмещенной волноводных ФАР в ВЧ диапазоне в секторе углов $\pm 30 \dots 35^\circ$ практически совпадают.

В НЧ диапазоне ВЧ волноводы являются запердельными, поэтому их влияние на направленность в НЧ диапазоне незначительно. Зависимости на рис. 4.16 даны для незаполненных диэлектриком НЧ и ВЧ волноводов. Штрихпунктирными линиями показаны аналогичные зависимости при заполнении НЧ и ВЧ волноводов диэлектриком с $\epsilon=2$ и участком запердельного НЧ волновода в области $-0,368 \leq z \leq -0,062\lambda_2$.

Изложенные результаты показывают, что при расчете двухчастотных совмещенных ФАР необходимо учитывать ряд особенностей:

в ВЧ диапазоне из-за совмещения уменьшается КУ ФАР, появляются боковые лепестки, изменяется согласование ВЧ излучателей;

уровень этих изменений зависит от соотношения частот совмещаемых ФАР, типа и геометрических параметров НЧ излучателей и структуры их расположения, сектора сканирования ВЧ ФАР. Целесообразнее размещать ВЧ излучатели так, чтобы в отсутствие НЧ излучателей они образовывали периодическую структуру с минимальными периодами по осям OX и OY ;

ДН направленности ВЧ ФАР в областях основного и первых боковых лепестков близка к ДН несовмещенной ВЧ ФАР;

характеристики направленности НЧ ФАР мало отличаются от характеристик направленности несовмещенной ФАР.

С учетом этих особенностей можно рекомендовать следующую методику расчета и проектирования двухчастотных совмещенных ФАР:

1. По заданным характеристикам в НЧ и ВЧ диапазонах выбирают тип и схемы одночастотных ФАР, причем в каждом из них в соответствии с известными принципами построения обычных несовмещенных ФАР и определяют целесообразный вариант совмещения, например, по рис. 4.2, 4.3.

2. По приведенным соотношениям и графикам для выбранного варианта совмещения определяют дополнительные изменения КУ и уровень боковых лепестков в ВЧ диапазоне. По допустимому уровню боковых лепестков находят радиус НЧ вибраторов и расстояние между ними в вибраторно-вибраторных и вибраторно-волноводных совмещенных ФАР или размер ячейки волноводно-волноводной ФАР. Для уменьшения уровней боковых лепестков в вибраторно-вибраторных и вибраторно-волноводных ФАР в соответствии с (4.11) и (4.12) можно применить слабо неэквидистантные НЧ ФАР. Площадь $s_{я}$ апертуры ВЧ ФАР в совмещенных ФАР выбирают из условия обеспечения заданного КУ в соответствии с (4.16) и графиками для $g_{я}$ на рис. 4.5, 4.10, 4.11, 4.15. При этом она оказывается несколько больше, чем в несовмещенной ФАР, имеющей такое же значение КУ. Соотношение между линейными размерами апертуры зависит от соотношения ширины ДН в плоскостях ZOX и ZOY . Амплитудное распределение по раскрытию ВЧ и НЧ ФАР выбирают из условия обеспечения требуемых уровней боковых лепестков в каждом диапазоне в соответствии с принципами расчета обычных несовмещенных ФАР.

3. По найденным размерам и амплитудно-фазовому распределению окончательно рассчитывают ДН совмещенных ФАР в секторе сканирования в ВЧ и НЧ диапазонах. При этом можно воспользоваться (4.14), (4.15). Входящую в (4.14) ДН ячейки $F_{я}$ можно определить в ВЧ диапазоне без учета совмещения (в этом случае (4.14), (4.15) справедливы в ограниченном секторе углов $\pm 30 \dots 35^\circ$ относительно направления основного лепест-

ка ДН). В остальной области углов рассчитывают лишь уровни боковых лепестков, которые, как правило, больше уровней обычных апертурных боковых лепестков. В НЧ диапазоне при расчете ДН по (4.14) F_{α} можно выбирать без учета совмещения практически во всем угловом секторе. В ВЧ и НЧ диапазонах ДН можно также рассчитывать более точно с использованием пакетов программ, разработанных в соответствии с описанными алгоритмами для вариантов совмещения, показанных на рис. 4.2.

4. При проектировании совмещенной ФАР следует выбирать такие элементы крепления и фидерные тракты НЧ излучателей, которые оказывают минимальное затеняющее действие [0.2].

Остальные принципы проектирования совмещенных ФАР в основном остаются теми же, что и для «обычных» несовмещенных ФАР [0.2].

Глава 5. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ И КОЛЬЦЕВЫЕ ФАР С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СКАНИРОВАНИЕМ

5.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Цилиндрическая антенная решетка (АР) с электрическим сканированием луча — это система излучателей, размещенных на цилиндрической поверхности. Частным случаем цилиндрических решеток являются кольцевые (и дуговые) АР, излучатели в которых размещены по окружности (или дуге). Пространственная ориентация излучателей такова, что направление максимума ДН каждого из них совпадает с направлением радиуса соответствующей антенной решетки в месте расположения излучателя.

Основными достоинствами выпуклых цилиндрических и кольцевых АР являются:

возможность широкоугольного (до 360°) сканирования лучом неизменных ширины и формы в азимутальной плоскости (в плоскости дуги). Цилиндрическая АР позволяет также сканировать в угломестной плоскости (до $\pm 50^\circ$);

слабая по сравнению с плоскими и линейными АР взаимная связь излучателей из-за пространственного разворота их осей; конструктивное удобство размещения выпуклых АР на ряде объектов (корпус ракеты, обшивка самолета и др.).

К их недостаткам относятся сложность системы возбуждения

излучателей и некоторая избыточность их количества. Чаще всего излучатели выпуклых АР расположены на хорошо проводящей металлической поверхности, из-за экранирующего действия которой в формировании остронаправленного излучения будет участвовать лишь часть излучателей всей решетки, а именно те из них, которые расположены на освещенном (в понимании геометрической оптики) участке АР относительно направления излучения антенны. Будем называть этот участок излучающим. Его угловой размер в плоскости дуги не должен превышать 180° .

На выпуклых АР можно сформировать несколько лучей и независимо сканировать ими, если создать соответствующее число отдельных излучающих участков. Однако такой режим работы антенны сложен в реализации, требует специальных устройств возбуждения излучателей и в настоящем пособии не рассматривается.

Для формирования узкого луча и широкоугольного электрического сканирования им в пространстве необходима независимая регулировка амплитуды и фазы возбуждения в каждом излучателе решетки [0.1]. Об управлении амплитудой будет сказано далее. Для регулировки фазы используют электрически управляемые фазовращатели, расположенные в трактах излучателей, поэтому рассматриваемые далее цилиндрические и кольцевые АР относятся к классу выпуклых фазированных антенных решеток (ФАР). Электрическое сканирование лучом (лучами) в азимутальной плоскости в цилиндрических (а также кольцевых и дуговых) АР можно выполнять грубо и точно. Для грубого сканирования используют коммутационное перемещение по поверхности решетки излучающего участка неизменной формы путем включения — выключения излучателей АР с сохранением постоянства их общего числа в пределах излучающего участка. При этом минимальный скачок перемещения луча (дискрет сканирования) $\Delta\alpha_1$ равен угловому дискрету расположения излучателей. Поскольку расстояние между излучателями в АР составляет $d_\alpha \approx \lambda$, а для формирования остронаправленного излучения ее радиус должен быть большим $R \gg \lambda$, то

$$\Delta\alpha_1 \approx 57,3^\circ (d_\alpha/R). \quad (5.1)$$

Для кольцевых антенных решеток

$$\Delta\alpha_1 = 360^\circ/N_0, \quad (5.2)$$

где N_0 — число излучателей.

Для точного сканирования с дискретом $\Delta\alpha_2$ изменяют фазовое распределение на неподвижном излучающем участке с помощью управляемых фазовращателей. При использовании дискретных фазовращателей

$$\Delta\alpha_2 \approx 20_{0,5} (\Delta\psi/2N_{\text{изл}}), \quad (5.3)$$

где $2\theta_{0,5}$ — ширина ДН по половинной мощности в плоскости сканирования; $\Delta\varphi$ — дискрет фазы фазовращателя; $N_{\text{изл}}$ — число излучателей на участке.

Перемещение луча решетки в пространстве с дискретом $\Delta\alpha_1$ обычно называют *сканированием*, а перемещение луча с дискретом $\Delta\alpha_2$ — *подсканированием*. Подсканирование применяют тогда, когда дискрет сканирования недопустимо велик. Поэтому всегда должно выполняться условие

$$\Delta\alpha_2 < \Delta\alpha_1. \quad (5.4)$$

В цилиндрических АР можно сканировать лучом и в/угломестной плоскости, если создать на излучателях, расположенных по образующим цилиндра, линейное управляемое фазовое распределение.

В выпуклых ФАР, как и в плоских (см. гл. 1), применяют всевозможные слабонаправленные излучатели: вибраторы, открытые концы волноводов, рупоры, спиральные и диэлектрические антенны, щелевые и печатные излучатели различной формы и др. Тип излучателя определяется требуемыми длиной волны, диапазоном и зависит от назначения и условий работы АР.

Поляризация излучения выпуклых АР может быть любой и связана с поляризационными свойствами используемых излучателей.

5.2. СХЕМЫ ПОСТРОЕНИЯ

Цилиндрические ФАР можно построить как из отдельных излучателей, так и из их блоков — *подрешеток*, представляющих собой ряд либо линейных решеток, расположенных по образующим цилиндра (рис. 5.1, а), либо кольцевых решеток, размещенных одна над другой (рис. 5.1, б). Излучатели на поверх-

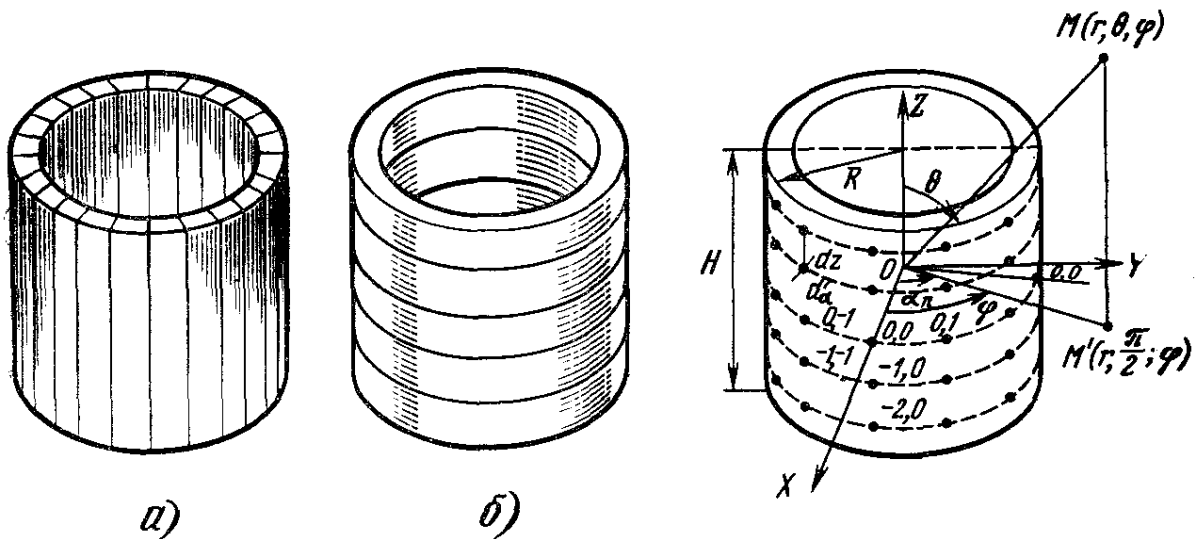


Рис. 5.1. Конструктивное исполнение цилиндрических решеток, состоящих из линеек (а) и колец (б)

Рис. 5.2. Система координат для расчета излучения цилиндрической АР с излучателями в узлах прямоугольной сетки

ности цилиндра, как и в плоских ФАР, можно располагать в узлах сеток: прямоугольной (рис. 5.2) или гексагональной.

Известны два способа распределения энергии СВЧ между излучателями цилиндрических и кольцевых ФАР: фидерный и пространственный. При *фидерном возбуждении* энергию к излучателям подводят с помощью отрезков линии передачи (волноводной, коаксиальной, полосковой и др.) и делителей мощности. Для регулирования АФР поля на излучающем участке в цепи каждого излучателя устанавливают управляемый фазовращатель и коммутатор. Использование обычных коммутаторов (типа «включено — выключено») позволяет реализовать равномерное амплитудное распределение, которое приводит к высокому уровню боковых лепестков антенны. Для их уменьшения необходимо создать амплитудное распределение, спадающее к краям излучающего участка, и, что более сложно, обеспечить его неизменность при коммутационном перемещении излучающего участка по поверхности антенны. Это требует более сложных коммутаторов с регулируемым коэффициентом деления или электрически управляемых аттенюаторов, из-за которых возрастают сложность системы возбуждения и ее потери.

Фидерное возбуждение излучателей реализуется в последовательной, параллельной и смешанной схемах включения излучателей, в каждой из которых по-разному могут включаться фазовращатели и коммутаторы. Отметим основные особенности указанных схем на примере кольцевых (и дуговых) АР с равномерным амплитудным распределением на излучающем участке.

Пусть, например, для создания излучающего участка и кругового сканирования требуется $2N_0$ коммутаторов, одна полови-

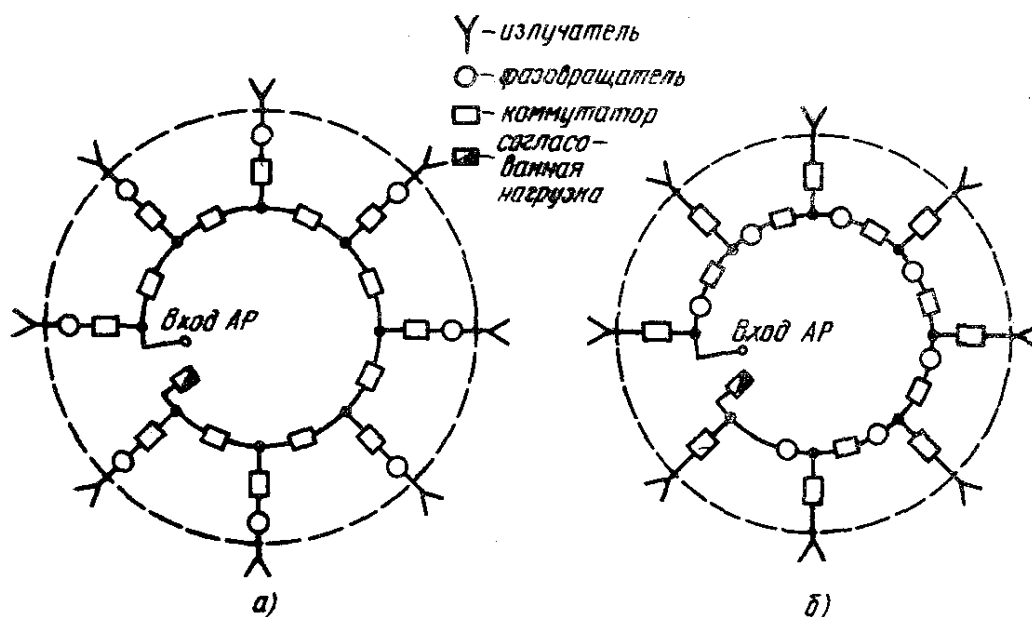


Рис. 5.3. Схемы возбуждения кольцевых АР с последовательным включением излучателей, а также параллельным (а) и последовательным (б) включениями фазовращателей

на которых включена последовательно, другая — параллельно (рис. 5.3). Достоинство схем с последовательным включением излучателей состоит в простоте, незанятости внутреннего объема решетки, сравнительно малых потерях в системе возбуждения. Недостаток — в резкой частотной зависимости фазового распределения на излучающем участке, что сужает рабочую полосу антенны, в удвоенном числе коммутаторов. Сравнительный анализ схем включения фазовращателей в большинстве случаев заканчивается в пользу их параллельного включения, поскольку при этом через каждый фазовращатель проходит лишь $1/N_{\text{изл}}$ часть всей излучаемой мощности и общие потери в них примерно равны потерям в одном фазовращателе. При последовательном включении фазовращателей повышаются требования к стабильности их характеристик и к пропускаемой ими мощности, так как чем ближе фазовращатель к входу антенны, чем большую мощность он должен пропускать.

Кольцевые АР (рис. 5.4) принципиально широкополосны, поскольку длины фидеров от входа антенны до каждого излучателя одинаковы. В них, в отличие от вышеописанных АР (см. рис. 5.3), требуется N_0 коммутаторов. Недостатком ФАР с параллельным возбуждением излучателей являются громоздкостью распределительной системы, повышенные потери в ней и сложность многоканального (рис. 5.4, а) делителя мощности. Последнего недостатка можно избежать, если воспользоваться схемой типа «елочка» (рис. 5.4, б), образованной каскадным делением каждой ветви на две части. Преимущество такой схемы состоит в использовании несложных стандартных СВЧ делителей мощности: волноводных и коаксиальных тройников, мостов, гибридных колец и др.

Существует целый ряд смешанных схем возбуждения излучателей выпуклых ФАР, представляющих собой различные ком-

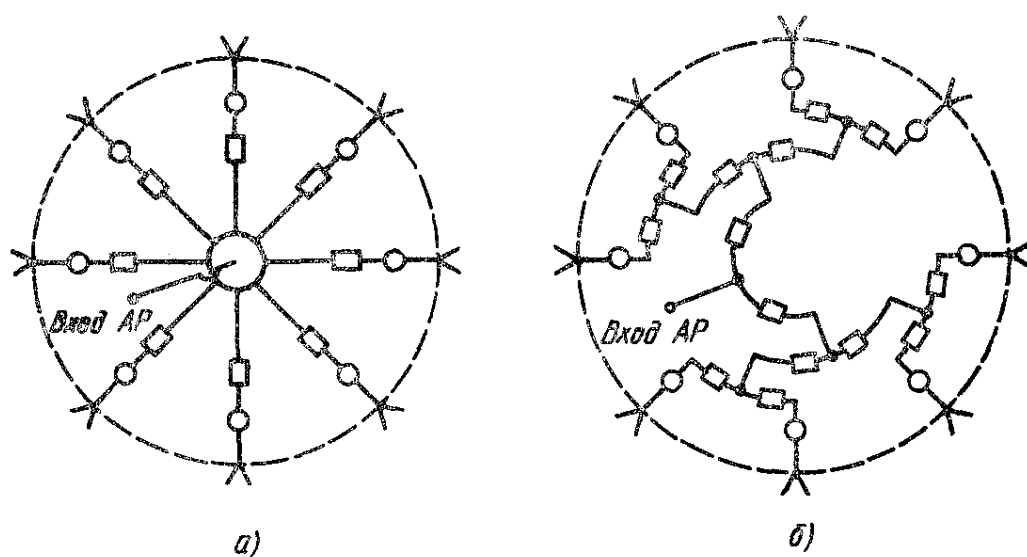


Рис. 5.4. Схемы возбуждения кольцевых АР с параллельным включением излучателей, а также с делителями мощности многоканальным (а) и типа «елочка» (б)

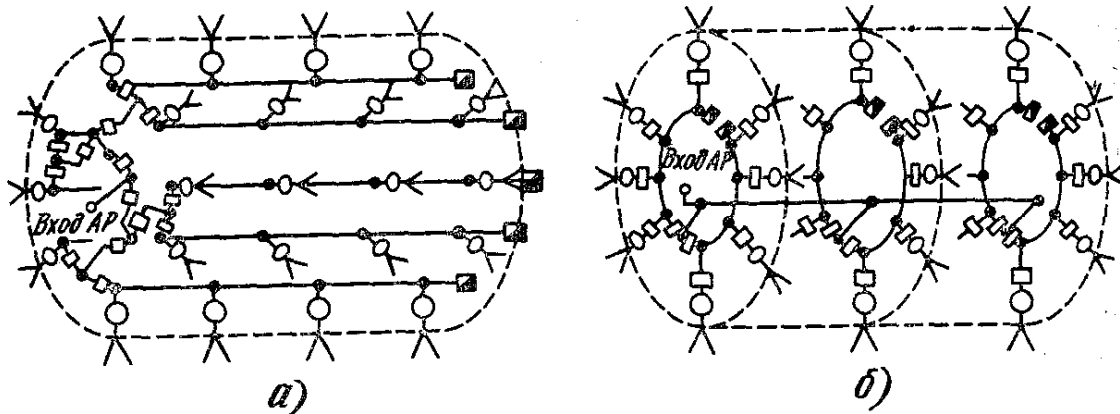


Рис. 5.5. Схемы возбуждения цилиндрических АР, состоящих из антенн линейных, расположенных по образующим (а), и кольцевых, расположенных поэтажно (б)

бинации последовательных и параллельных схем, которые позволяют, с одной стороны, сохранить преимущества АР с параллельным возбуждением, а с другой — сделать менее громоздкой систему распределения энергии СВЧ, что особенно важно для выпуклых ФАР с большим числом излучателей.

При разработке структурной схемы цилиндрической ФАР приходится компромиссно решать следующие вопросы: уменьшение вносимых системой возбуждения потерь, упрощение алгоритма управления лучом антенны, выбор типов фазовращателей и коммутаторов и ряд других. Результатом выбранного решения будет та или иная структурная схема. Рассмотрим в качестве примера цилиндрические ФАР с фидерным возбуждением (рис. 5.5), построенные из линейных или кольцевых подрешеток в соответствии с рис. 5.1.

При пространственном возбуждении излучателей цилиндрических и кольцевых ФАР энергия к ним поступает от первичного облучателя, в поле излучения которого помещают вспомогательную решетку приемных излучателей. К каждому приемному излучателю через управляемый фазовращатель подсоединен излучатель основной решетки. Угловой размер излучающего участка определяется шириной ДН облучателя. При пространственном возбуждении амплитудное распределение на излучающем участке неравномерно и зависит от формы ДН облучателя. Для широкоугольного сканирования лучом необходимо управлять положением ДН облучателя, причем для полной реализации возможностей ФАР это необходимо делать электрическим способом. Например, сканирование лучом в кольцевой ФАР

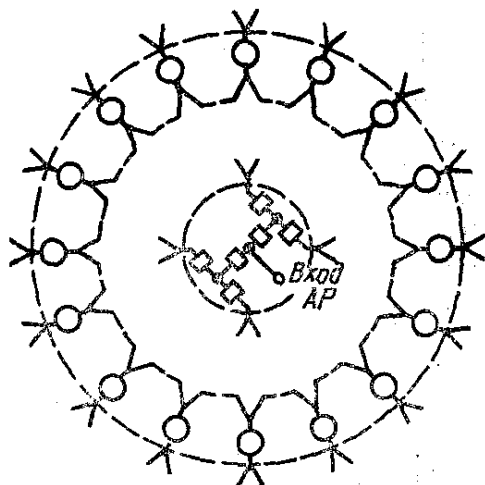


Рис. 5.6. Схема пространственного возбуждения кольцевой АР

с пространственным возбуждением (рис. 5.6) производится путем поочередной электрической коммутации четырех облучателей. Пространственное возбуждение позволяет регулировать амплитудное распределение на излучающем участке путем подбора облучателя с нужной формой ДН, использовать сложные (например, моноимпульсные) облучатели, исключать громоздкую фидерную распределительную систему, резко уменьшать необходимое число коммутаторов, существенно снижать потери в системе распределения. К его недостаткам можно отнести занятость внутреннего объема антенны и возможность использования только в решетках большого радиуса, поскольку приемные излучатели должны находиться в дальней зоне облучателя.

Для формирования луча в заданном направлении θ_0, φ_0 на излучающем участке цилиндрической ФАР необходимо создать такое фазовое распределение, при котором поля, излученные каждым излучателем, складываются в указанном направлении синфазно. Пронумеруем излучатели цилиндрической решетки (см. рис. 5.2) двойным индексом m, n , причем излучатель с номером $0,0$ расположим в начале координат ($z=0, \alpha=0$). Тогда координатами излучателя с номерами m, n будут $z_m = md_z$; $\alpha_n = nd_\alpha/R$, где d_z и d_α — расстояние между излучателями в направлении соответствующих координат; $-M \leq m \leq M, -N \leq n \leq N$ (т. е. числа излучателей на кольце $(2N+1)$ и по образующей $(2M+1)$ всегда нечетные, а общее число излучателей в ФАР равно $(2N+1)(2M+1)$). Требуемая фаза m, n -го излучателя

$$\Phi_{m,n}(\theta_0, \varphi_0) = -(2\pi/\lambda)[R \sin \theta_0 \cos(\varphi_0 - \alpha_n) + z_m \cos \theta_0] \pm 2\pi k, \quad (5.5)$$

где $k=0, 1, 2, \dots$ — целое число.

В частности, для кольцевой решетки, расположенной в плоскости $z=0$,

$$\Phi_{0,n}(\theta_0, \varphi_0) = -(2\pi/\lambda)[R \sin \theta_0 \cos(\varphi_0 - \alpha_n)] \pm 2\pi k. \quad (5.6)$$

Фаза на каждом излучателе создается с помощью управляемого фазовращателя. Фазовое состояние для m, n -го излучателя

$$\Phi_{\text{фаз } m,n}(\theta_0, \varphi_0) = \Phi_{m,n}(\theta_0, \varphi_0) - \Phi_{m',n'}(\theta_0, \varphi_0) + \Phi_{\text{фид } m,n} - \Phi_{\text{фид } m',n'} \pm 2\pi k', \quad (5.7)$$

где индексами m', n' обозначен излучатель (и соответствующий ему фазовращатель), фаза которого принимается за нулевую; $\Phi_{\text{фид } m,n}$ — электрическая длина возбуждающей линии от генератора до входных зажимов m, n -го излучателя (без учета электрической длины фазовращателя $\Phi_{m,n}$, включенного в тракт возбуждения m, n -го излучателя).

Для кольцевой решетки ($z=0$) требуемая фаза

$$\Phi_{\text{фаз } 0,n}(\theta_0, \varphi_0) = \Phi_{0,n}(\theta_0, \varphi_0) - \Phi_{0,n'}(\theta_0, \varphi_0) + \Phi_{\text{фид } 0,n} - \Phi_{\text{фид } 0,n'} \pm 2\pi k. \quad (5.8)$$

Приведем выражения для фазовых состояний некоторых кольцевых ФАР с различными схемами возбуждения излучателей:

1. *Кольцевые решетки с параллельным возбуждением* (см. рис. 5.4, а). Электрические длины всех фидерных линий одинаковы, за нулевую фазу принята фаза излучателя 0,0 ($n'=0$)

$$\Phi_{\text{фаз } 0, n}(\theta_0, \varphi_0) = -(2\pi/\lambda)R \sin \theta_0 [\cos(\varphi_0 - \alpha_n) - \cos \varphi_0] \pm 2\pi k, \quad (5.9)$$

Соотношение (5.9) справедливо и для кольцевой ФАР с пространственным возбуждением (см. рис. 5.6), если фазовый центр облучателя расположен в ее центре.

2. *Кольцевые решетки с последовательным возбуждением*. Выход генератора подключен к N -му излучателю ($n' = -N$).

При параллельном включении фазовращателей (см. рис. 5.3, а)

$$\Phi_{\text{фаз } 0, n}(\theta_0, \varphi_0) = -(2\pi/\lambda)R \sin \theta_0 [\cos(\varphi_0 - \alpha_n) - \cos(\varphi_0 - \alpha_{-N})] + \\ + (2\pi/\lambda)R\gamma(\alpha_n - \alpha_{-N}) \pm 2\pi k, \quad (5.10)$$

где γ — замедление в питающей фидерной линии; при последовательном (см. рис. 5.3, б)

$$\Phi_{\text{фаз } 0, n}(\theta_0, \varphi_0) = -(2\pi/\lambda)R \sin \theta_0 [\cos(\varphi_0 - \alpha_n) - \cos(\varphi_0 - \alpha_{-N})] + \\ + (2\pi/\lambda)R\gamma(\alpha_n - \alpha_{-N}) + \sum_{p=-N}^{n-1} \Phi_{\text{фаз } 0, p}(\theta_0, \varphi_0) \pm 2\pi k. \quad (5.11)$$

Значение целого числа k в (5.5)–(5.11) зависит от типа фазовращателя: если он позволяет изменять фазу непрерывно в большом интервале значений¹, то $k=0$. Обычно в АР с электрическим сканированием применяют дискретно-коммутационные фазовращатели, которые меняют фазу в пределах $0 \dots 2\pi$. При их использовании значение k нужно выбирать так, чтобы выполнялось неравенство

$$0 \leq \Phi_{\text{фаз } 0, n}(\theta_0, \varphi_0) \leq 2\pi. \quad (5.12)$$

Преимущество дискретно-коммутационных фазовращателей заключается в меньших потерях и в больших точностях установки фазы по сравнению с фазовращателями, рассчитанными на большие интервалы управления фазой.

5.3. НАПРАВЛЕННОСТЬ ОСТРОНАПРАВЛЕННЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ И КОЛЬЦЕВЫХ РЕШЕТОК

При формировании луча в направлении θ_0, φ_0 нормированная векторная комплексная ДН цилиндрической АР

$$F(\theta, \varphi) = A \sum_{m=-M_1}^{M_1} \sum_{n=-N_1}^{N_1} |I_{m,n}| F_{m,n}(\theta, \varphi) \sqrt{G_{m,n}(1 - |\Gamma_{m,n}|)^2} \times$$

¹ В цилиндрических остронаправленных АР интервал непрерывного управления фазой может достигать десятков тысяч градусов.

$$\times \exp \left\{ -i \frac{2\pi}{\lambda} [R \sin \theta_0 \cos (\varphi_0 - \alpha_n) + z_m \cos \theta_0 - R \sin \theta (\varphi - \alpha_n) - z_m \cos \theta] \right\}; \quad (5.13)$$

где $|I_{m,n}|$ — амплитуда падающей волны тока (или напряжений) на входе m, n -го излучателя; $\mathbf{F}_{m,n}(\theta, \varphi) = \mathbf{e}_{m,n} F_{m,n}(\theta, \varphi)$; $F_{m,n}(\theta, \varphi)$, $\mathbf{e}_{m,n}(\theta, \varphi)$ — соответственно нормированные амплитудная и поляризационная ДН m, n -го излучателя; $G_{m,n}$ — его коэффициент усиления; $\Gamma_{m,n}$ — коэффициент отражения от входа; $-M_1, M_1; -N_1, N_1$ — номера крайних излучателей цилиндрической АР, образующих излучающий участок; A — нормирующий множитель, причем

$$A = \sum_{m=-M_1}^{M_1} \sum_{n=-N_1}^{N_1} |I_{m,n}| F_{m,n}(\theta_0, \varphi_0) \sqrt{G_{m,n} (1 - |\Gamma_{m,n}|)^2}.$$

В дальнейшем будем считать величины $G_{m,n}$ и $|\Gamma_{m,n}|$ не зависящими от номера излучателя, т. е. $G_{m,n} = G_{0,0}$, $|\Gamma_{m,n}| = |\Gamma_{0,0}|$, что выполняется точно для излучателей, расположенных на одном кольце ($G_{m,n} = G_{m,0}$, $|\Gamma_{m,n}| = |\Gamma_{m,0}|$), но является приближенным для излучателей разных колец.

Можно воспользоваться следующими рекомендациями: поляризационная ДН линейных излучателей (вibrator, щель) достаточно хорошо совпадает с поляризационной ДН диполя, а поляризационная ДН апертурных излучателей (открытый конец волновода, рупор) — с поляризационной ДН источника Гюйгенса.

Поляризационные ДН различных излучателей:

для продольных линейных расположенных вдоль оси z на цилиндрической поверхности

$$\mathbf{e}_{m,n}(\theta, \varphi) = \theta_0; \quad (5.14)$$

для поперечных линейных (ось излучателя перпендикулярна оси z)

$$\mathbf{e}_{m,n}(\theta, \varphi) = -\frac{\cos \theta \sin (\varphi - \alpha_n)}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 (\varphi - \alpha_n)}} \theta_0 - \frac{\cos (\varphi - \alpha_n)}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 (\varphi - \alpha_n)}} \varphi_0; \quad (5.15)$$

для апертурных с вектором электрического поля, параллельным оси z ,

$$\mathbf{e}_{m,n}(\theta, \varphi) = \frac{\sin \theta + \cos (\varphi - \alpha_n)}{1 + \sin \theta \cos (\varphi - \alpha_n)} \theta_0 - \frac{\cos \theta \sin (\varphi - \alpha_n)}{1 + \sin \theta \cos (\varphi - \alpha_n)} \varphi_0; \quad (5.16)$$

с вектором электрического поля, перпендикулярным оси z ,

$$\mathbf{e}_{m,n}(\theta, \varphi) = \frac{\cos \theta \sin (\varphi - \alpha_n)}{1 + \sin \theta \cos (\varphi - \alpha_n)} \theta_0 + \frac{\sin \theta + \cos (\varphi - \alpha_n)}{1 + \sin \theta \cos (\varphi - \alpha_n)} \varphi_0. \quad (5.17)$$

В (5.14) — (5.17) через θ_0 , φ_0 обозначены единичные векторы (орты) сферической системы координат.

Диаграммы направленности цилиндрических (и кольцевых) АР кроме основной поляризационной составляющей излучаемого поля имеют и паразитную (кроссполяризационную) составляющую. Паразитная составляющая отсутствует только тогда, когда АР образована из продольных линеек, а также когда ДН рассматривается в экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$).

Как показано в [5.1], в важном для практики, хотя и частном, случае разделяющемся по координатам z и α амплитудном распределении тока $|I_{m,n}| = |I_{m,0}| |I_{0,n}|$ ДН цилиндрической ФАР можно представить как произведение ДН кольцевой АР $F_k(\theta, \varphi)$, лежащей в плоскости $z=0$, на множитель линейной системы $f_z(\theta)$ излучателей, расположенных на образующей цилиндра:

$$F(\theta, \varphi) = F_k(\theta, \varphi) f_z(\theta), \quad (5.18)$$

где

$$F_k(\theta, \varphi) = \sum_{n=-N_1}^{N_1} |I_{0,n}| F_{0,n}(\theta, \varphi) \exp \left\{ -i \frac{2\pi}{\lambda} R [\sin \theta_0 \times \right. \\ \left. \times \cos(\varphi_0 - \alpha_n) - \sin \theta \cos(\varphi - \alpha_n)] \right\} / \sum_{n=-N_1}^{N_1} |I_{0,n}| \times \\ \times F_{0,n}(\theta_0, \varphi_0); \quad (5.19)$$

$$f_z(\theta) = \sum_{m=-M_1}^{M_1} |I_{m,0}| \times \\ \times \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} z_m (\cos \theta_0 - \cos \theta) \right] / \sum_{m=-M_1}^{M_1} |I_{m,0}|. \quad (5.20)$$

Исследования показали, что в плоскости, проходящей через направление луча и ось z , ДН кольцевой решетки $F_k(\theta, \varphi)$ слабонаправленная. Поэтому при формировании луча игольчатой формы ДН цилиндрической ФАР в области главного и первых боковых лепестков определяется в основном множителем $f_z(\theta)$ линейки излучателей (5.20), в ортогональной же плоскости она полностью совпадает с ДН кольцевой решетки $F_k(\theta, \varphi)$ (5.19).

Расчет ДН цилиндрических (и кольцевых) решеток существенно усложняется как из-за необходимости учитывать дифракционные явления на поверхности антенны, так и из-за того, что входящие в (5.13) — (5.20) характеристики каждого излучателя решетки должны быть найдены в присутствии всех остальных, т. е. с учетом их взаимодействия. Как и в плоских ФАР, из-за эффекта взаимодействия характеристики отдель-

ных излучателей в составе выпуклой АР (входное сопротивление, ДН, поляризация и др.) могут заметно отличаться от этих же характеристик уединенного излучателя, что может привести к ухудшению ожидаемых электрических характеристик проектируемой АР.

В настоящее время разработаны как строгие, так и асимптотические методы нахождения и учета взаимодействия излучателей в плоских и выпуклых ФАР для различных типов излучателей: щелевых, волноводных, вибраторных и др. [5.1]. Применительно к цилиндрическим (и кольцевым) ФАР показано, что ДН решетки формируется в результате интерференции трех волн: пространственной, создаваемой излучателями, расположенными на излучающем участке, как если бы они находились в составе периодической плоской АР с тем же размещением излучателей, что и в цилиндрической АР, и двух быстрых «ползущих» волн, распространяющихся вдоль азимутальной координаты по поверхности цилиндра в противоположных направлениях. Такой подход позволил выявить и объяснить следующие особенности в ДН отдельного излучателя в составе решетки:

1. В цилиндрических решетках большого электрического радиуса ($2\pi R/\lambda \gg 10$) при расстоянии между соседними излучателями $d_\alpha > \lambda/2$ в области углов $|\varphi| \gg \varphi'$, где угол φ отсчитывается от электрической оси излучателя, а

$$\varphi' = \arcsin(\lambda/d_\alpha - 1), \quad (5.21)$$

в ДН излучателя появляется резкий спад, уменьшающий ее ширину. Уровень спада пропорционален электрическому радиусу цилиндра: $(2\pi R/\lambda)^{1/2}$. При среднем значении радиуса решетки ($2\pi R/\lambda = 10 \dots 30$) такого сужения ДН излучателя не происходит.

2. На амплитудной ДН излучателя появляются осцилляции, а фазовая ДН искажается.

3. Изменяется коэффициент усиления излучателя в направлении его оси. Значение КУ излучателя в решетке может быть как больше (при $2\pi R/\lambda \gg 10$), так и меньше (при $2\pi R/\lambda \approx 10$) КУ уединенного излучателя.

Указанные закономерности хорошо прослеживаются на представленных на рис. 5.7 результатах расчета [0.2] ДН волноводного излучателя в составе цилиндрической ФАР.

Учет взаимодействия излучателей в выпуклых ФАР — самостоятельная и довольно сложная задача (более сложная, чем для плоских ФАР), формальное решение которой хотя и получено в общем виде, но для определенного типа излучателей и АР конкретных размеров и формы требует большого объема вычислений с использованием современных ЭВМ. Кроме того, поскольку в выпуклых ФАР эффект взаимодействия выражен слабее, чем в плоских, из-за неодинаковой пространственной

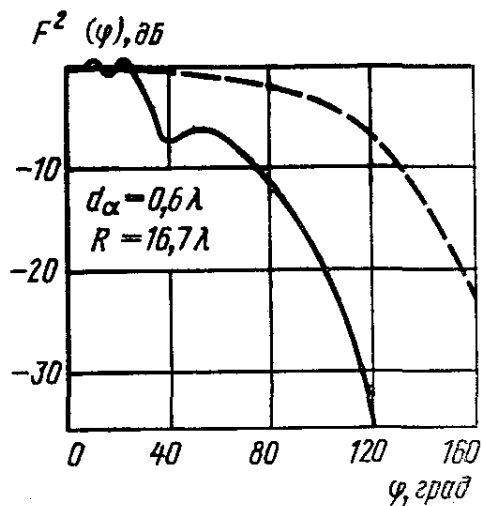


Рис. 5.7. Диаграммы направленности уединенного апертурного излучателя (---) и в составе цилиндрической АР (—)

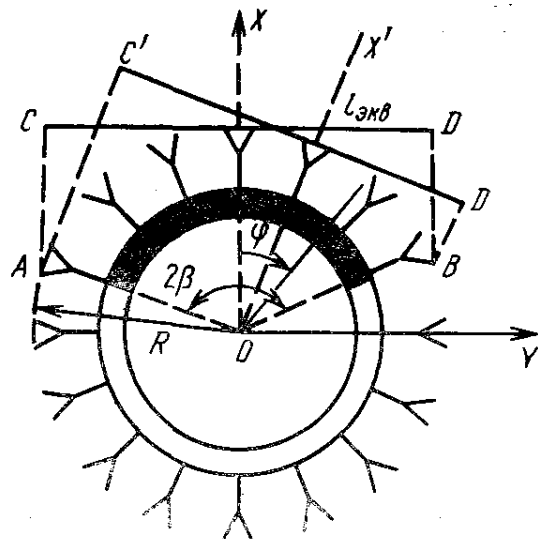


Рис. 5.8. Схема, иллюстрирующая метод эквивалентного линейного излучателя на кольцевой АР

ориентации излучателей, на первом этапе проектирования цилиндрических (и кольцевых) ФАР целесообразно рассчитывать их характеристики приближенно, без учета взаимодействия и с примерным учетом дифракционных явлений. При этом амплитудная ДН излучателя в решетке $F_{m,n}(\theta, \varphi)$ в области углов $(\alpha_n - \pi/2) < \varphi < (\alpha_n + \pi/2)$ принимается равной ДН уединенного излучателя, расположенного в свободном пространстве, а в остальной области тождественна нулю. Эти приближения использованы в программе, описание которой приведено в [5.3], для расчета на ЭВМ ДН и КНД кольцевой решетки с излучателями в виде поперечных и продольных вибраторов, а также с апертурными.

Непосредственный расчет ДН цилиндрических и кольцевых ФАР по (5.13) — (5.20) громоздок, требует применения ЭВМ, и его выполнение оправданно на этапе уточнения характеристик окончательного варианта антенны. На этапе выбора и оценивания вариантов проектируемой ФАР расчеты желательно сократить и упростить без существенного снижения их точности. Для этого вводятся следующие допущения:

1. В пределах излучающего участка кольцевая АР с дискретными излучателями заменяется такой же с непрерывным распределением тока $I(\alpha)$, равным реальному амплитудному распределению в точках размещения излучателей, и с достаточно гладким распределением тока между этими точками.

2. Парциальная ДН излучателя и амплитудное распределение на излучающем участке аппроксимируются элементарными функциями.

С учетом сделанных допущений ДН кольцевой решетки в плоскости дуги при формировании луча в направлении $\theta_0 =$

$=\pi/2$, $\varphi_0=0$ с точностью до нормирующего множителя A

$$F_{\kappa}(\varphi) = A \int_{-\beta}^{\beta} I(\alpha) F_{\alpha}(\varphi) \times \\ \times \exp \left\{ -i \frac{2\pi}{\lambda} R [\cos \alpha - \cos (\varphi - \alpha)] \right\} d\alpha, \quad (5.22)$$

где $F_{\alpha}(\varphi)$ — ДН в азимутальной плоскости отдельного излучателя с координатой α .

Для приближенного вычисления ДН по (5.22) удобен метод эквивалентного линейного излучателя. Суть его заключается в том, что ДН кольцевой антенны рассчитывают как ДН синфазной линейной антенны, в которой амплитудное распределение соответствует проекции амплитудного распределения по кольцу (в пределах излучающего участка) на линейную антенну длиной $l_{\text{экв}}$ (рис. 5.8), расположенную перпендикулярно направлению формируемого луча. В эквивалентной линейной антенне амплитудное распределение

$$I_{\text{экв}}(y) \approx I \left(\arcsin \frac{y}{R} \right) F \left(\arcsin \frac{y}{R} \right) \frac{1}{\sqrt{R^2 - y^2}}. \quad (5.23)$$

С учетом этого ДН кольцевой антенны в азимутальной плоскости

$$F_{\kappa}(\varphi) = A \int_{-y_1}^{y_2} I_{\text{экв}}(y) \exp \left(-i \frac{2\pi}{\lambda} y \sin \varphi \right) dy, \quad (5.24)$$

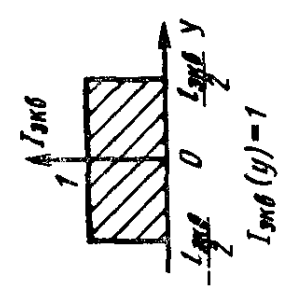
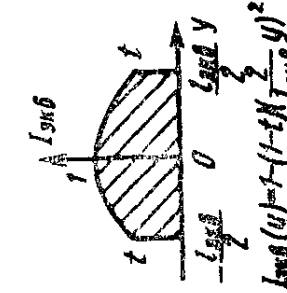
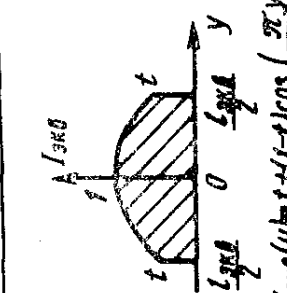
где $y_1 = y_2 = R \sin \beta$.

Область допустимых углов φ , в пределах которых можно рассчитывать ДН по (5.24) с погрешностью, не превышающей нескольких процентов, определяется неравенством [5.3]

$$|\varphi| \leq \arccos \left[1 - \frac{\lambda}{4R(1 - \cos \beta)} \right]. \quad (5.25)$$

На основе метода эквивалентного линейного излучателя можно найти соотношения между шириной и формой ДН кольцевой решетки, уровнем первого бокового лепестка и амплитудным распределением в эквивалентном раскрыве, зависящем от амплитудного распределения по кольцу в пределах излучающего участка и от ДН отдельного излучателя. Эти зависимости при $y_2 = |y_1|$ ($\alpha_{-N} = \alpha_N = \beta$) приведены в табл. 5.1. В последнем столбце таблицы даны значения КИП кольцевой антенны γ_2 , определяемого как отношение КНД кольцевой антенны с рассматриваемым амплитудным распределением в эквивалентном раскрыве к КНД этой антенны при равномерном амплитудном распределении в эквивалентном раскрыве. Диаграмму направленности кольцевой решетки в области углов (5.25), где расположены основной и первые боковые лепестки, рассчитывают по соответствующим выражениям табл. 5.1.

Таблица 5.1

Распределение тока		ДН кольцевой антенны $F_K(\Phi)$ ($U = (\pi/\lambda) I_{\text{экв}} \sin \Phi$)	Ширина ДН кольцевой антенны на уровне $0,5 F_{2\Phi 0,7}$, град	Псевдотал t	Уровень первого бокового лепестка, дБ	γ_2 (γ_1)
в эквивалентном рас- крыве $I_{\text{экв}}(y)$	на излучающем участ- ке кольца $I(\alpha)$ ($-\beta < \alpha < \beta$)					
 <p>$I_{\text{экв}}(y) = 1$</p>	$\frac{R \cos \alpha}{F_{0,n}(\Phi)}$	$\frac{\sin U}{U}$	$50,5\lambda / l_{\text{экв}}$	1	-13,2	1
 <p>$I_{\text{экв}}(y) = 1 - tN^2 \left(\frac{y}{l_{\text{экв}}}\right)^2$</p>	$\left[1 - \frac{(1-t) \sin^2 \alpha}{\sin^2 \beta} \right] \times$ $\times \cos \alpha \frac{R}{F_{0,n}(\Phi)}$	$\frac{\sin U}{U} + (1-t) \left[\frac{2-U^2 \sin U}{U^2} \frac{\sin U}{U} - \frac{2 \cos U}{U^2} \right]$	$50,5\lambda / l_{\text{экв}}$ $52,5\lambda / l_{\text{экв}}$ $55,5\lambda / l_{\text{экв}}$ $66\lambda / l_{\text{экв}}$	1 0,8 0,5 0	-13,2 -15,8 -17,1 -20,6	1 0,994 0,97 0,833
 <p>$I_{\text{экв}}(y) = t + (1-t) \cos \left(\frac{\pi y}{l_{\text{экв}}} \right)$</p>	$[t + (1-t) \times$ $\times \cos \left(\frac{\pi \sin \alpha}{2 \sin \beta} \right)] \times$ $\times \cos \alpha \frac{R}{F_{0,n}(\Phi)}$	$t \frac{\sin U}{U} + \frac{2}{\pi} (1-t) \frac{\cos U}{1 - (2U/\pi)^2}$	$50,5\lambda / l_{\text{экв}}$ $54\lambda / l_{\text{экв}}$ $57,5\lambda / l_{\text{экв}}$ $62\lambda / l_{\text{экв}}$ $68,5\lambda / l_{\text{экв}}$	1 0,6 0,4 0,2 0	-13,2 -16 -18,6 -21,5 -23	1 0,975 0,95 0,915 0,81

Метод эквивалентного линейного излучателя для расчета кольцевых АР можно использовать и при подсканировании лучом (т. е. его перемещении в азимутальной плоскости при изменении фазового распределения на излучающем участке). Однако из-за того, что излучающий участок при этом становится несимметричным относительно главного направления формируемого луча (рис. 5.8), эквивалентный излучатель и амплитудное распределение на нем также теряют симметрию, что не позволяет в полной мере воспользоваться данными табл. 5.1. Для этого случая амплитудное распределение в эквивалентной линейной антенне и ДН кольцевой решетки можно найти из (5.23) и (5.24), но при

$$y_1 = R \sin(\beta + \varphi_n); \quad y_2 = R \sin(\beta - \varphi_n), \quad (5.26)$$

где φ_n — угол подсканирования. Кроме того, должно выполняться условие $\beta + |\varphi_n| < 90^\circ$, в противном случае следует выбирать $\beta + \varphi_n = 90^\circ$.

Данные табл. 5.1 можно использовать при небольших углах подсканирования ($|\varphi_n| \leq 10^\circ$) и излучающем участке $2\beta = 110 \dots 160^\circ$ (оптимальное значение 2β лежит в этом интервале). При подсканировании ДН антенны будет несимметричной, главный лепесток расширится до значения $2\Phi_{0,5}(\cos \varphi_n)^{-1}$, уровень первого бокового лепестка, расположенного в направлении подсканирования, возрастет на $1 \dots 2$ дБ.

Расстояние между излучателями в азимутальной плоскости в кольцевых и цилиндрических АР выбирают из условия единственности главного лепестка

$$d_a \leq \lambda / (1 + \sin \beta), \quad (5.27)$$

где 2β — угловой размер излучающего участка в азимутальной плоскости.

Расстояние между излучателями в цилиндрических АР в угломестной плоскости выбирают, как и в линейных решетках:

$$d_z \leq \lambda / (1 + |\sin \theta_{ск}|), \quad (5.28)$$

где $\pm \theta_{ск}$ — угловой сектор сканирования лучом в угломестной плоскости.

Условия (5.27) и (5.28) справедливы для изотропных излучателей. Учет направленных свойств реальных излучателей позволяет несколько увеличить допустимое расстояние между ними и тем самым уменьшить их общее число. Для этого используют также гексагональную сетку размещения излучателей в цилиндрических ФАР.

Если расстояние $d_z \leq \lambda$, то в (5.20) сумму можно заменить интегралом

$$f_z(\theta) = A \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} I(z) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda} z (\cos \theta - \cos \theta_0) \right] dz, \quad (5.29)$$

где $H = 2Md_x$ — высота цилиндрической антенны; $(2M+1)$ — общее число колец, из которых состоит цилиндрическая ФАР.

Множитель направленности $f_z(\theta)$ линейной антенны (5.29) можно не вычислять, если воспользоваться данными табл. 5.1, подразумевая в ней $f_z(\theta) = F_k(\varphi)$; $I_z = I_{\text{экв}}(y)$; $H = l_{\text{экв}}$ и имея в виду, что данные таблицы справедливы для неотклоненного положения луча в угломестной плоскости ($\theta_0 = \pi/2$). При сканировании лучом цилиндрической ФАР в этой плоскости ($\theta_0 = \pm \theta_{\text{ск}}$) ДН будет изменяться аналогично тому, как она изменяется при сканировании в линейных АР. Если обозначить через $2\theta_{0,5}$ ширину ДН цилиндрической ФАР в угломестной плоскости при $\theta_0 = \pi/2$, то при сканировании она расширится до значения $2\theta_{0,5} (\cos \theta_{\text{ск}})^{-1}$.

Коэффициент направленного действия цилиндрических ФАР зависит от типа и числа излучателей на излучающем участке, расстояния между ними, а также от вида АФР на излучающем участке. Оптимальное фазовое распределение, обеспечивающее максимум КНД в остронаправленных цилиндрических ФАР, близко к распределению, описываемому (5.5). Оптимальное амплитудное распределение по координате z равномерно, а по координате α существенно зависит от шага решетки и для $2\pi R/\lambda \gg \gg 10$ при $d_\alpha < \lambda$ приближается к такому, которое при проецировании на эквивалентный линейный излучатель по закону (5.23) даст равномерное распределение.

Максимальный КНД кольцевой решетки

$$D_{\text{кmax}} \approx D_{\text{и}} \sum_{n=-N_1}^{N_1} F_{0,n}^2(\varphi_0), \quad (5.30)$$

где $D_{\text{и}}$ — КНД излучателя в максимуме его ДН; $F_{0,n}(\varphi_0)$ — значение ДН излучателя с координатой $\varphi = \alpha_n$ в направлении $\varphi = \varphi_0$.

Максимальный КНД цилиндрической ФАР найдем, просуммировав максимальные КНД кольцевых АР, образующих цилиндрическую антенну:

$$D_{\text{цmax}} = \sum_{m=-M_1}^{M_1} [D_{\text{кmax}}]_m. \quad (5.31)$$

При небольшом шаге решетки ($d_\alpha < \lambda$) и протяженном излучающем участке ($2N_1 d_\alpha > 10\lambda$) суммирование в (5.30) можно приближенно заменить интегрированием. В табл. 5.2 приведены

Таблица 5.2

ДН излучателя $F_{0,n}(\varphi)$	Максимальный КНД кольцевой АР $D_{к max}$
$\cos(\varphi - \alpha_n)$	$D_{и} \frac{R\beta}{d_{\alpha}} \left[1 + \frac{\sin 2\beta}{2\beta} \right]$
$\frac{\Delta + \cos(\varphi - \alpha_n)}{\Delta + 1}$	$D_{и} \frac{R\beta}{d_{\alpha}} \left[\frac{1 + 2\Delta^2 + 4\Delta \frac{\sin \beta}{\beta} + \frac{\sin 2\beta}{2\beta}}{(1 + \Delta)^2} \right]$

выражения для $D_{к max}$ двух ДН излучателей, находящихся на излучающем участке с угловым размером 2β , рад.

Отличие амплитудного распределения по излучающему участку от оптимального приводит к снижению КНД антенны. Для кольцевой АР

$$D_{к} = D_{к max} \gamma_2, \quad (5.32)$$

где γ_2 — КИП из табл. 5.1 для соответствующего амплитудного распределения.

Для цилиндрической АР

$$D_{ц} = D_{ц max} \gamma_2 \gamma_1, \quad (5.33)$$

где γ_2, γ_1 — соответственно КИП по кольцу и по координате z .

Коэффициент γ_1 зависит от вида амплитудного распределения I_m по координате z и может быть найден так же, как для линейных антенн. Коэффициенты γ_2 и γ_1 можно определять по табл. 5.1 для некоторых амплитудных распределений на эквивалентном линейном излучателе, рассматривая его соответственно в азимутальной и угломестной плоскостях.

При сканировании лучом в азимутальной плоскости амплитудное и фазовое распределения на излучающем участке относительно направления луча не меняются, поэтому КНД антенны постоянен. При подсканировании на угол φ_n КНД уменьшается из-за управления фазовым распределением. При малых углах подсканирования ($\varphi_n \leq 10^\circ$)

$$D_{к.скан} = D_{к} \cos \varphi_n. \quad (5.34)$$

Сканирование лучом цилиндрической ФАР в угломестной плоскости в угловом секторе $\pm \theta_{ск}$ также приводит к уменьшению КНД, а если при этом нужно подсканировать лучом и в азимутальной плоскости, то

$$D_{ц.скан} = D_{ц} \cos \varphi_n \cos \theta_{ск}. \quad (5.35)$$

Коэффициенты полезного действия η цилиндрических (и кольцевых) ФАР зависят от структурной схемы антенны, от потерь в трактах СВЧ, в фазовращателях и коммутаторах. При

предварительном расчете можно положить $\eta \approx (40 \dots 60) \%$ и, таким образом, КУ антенны

$$G = (0,4 \dots 0,6) D. \quad (5.36)$$

Частотные свойства цилиндрических и кольцевых ФАР, как и у плоских решеток, определяются частотными свойствами излучающего участка, выбранной схемой антенны, частотными свойствами и типом излучателей, фазовращателей и коммутаторов, а также характером принимаемого или излучаемого сигнала. Поскольку на практике допускается небольшое изменение электрических характеристик ФАР в полосе частот, то вклад каждого из этих факторов можно рассматривать независимо, а общий результат определять как их сумму.

При проектировании ФАР рабочую полосу частот излучателей, фазовращателей, коммутаторов и делителей мощности выбирают не уже требуемой полосы частот АР, поэтому их влияние на диапазонные свойства антенны здесь рассматривать не будем. Некоторые сведения об этих вопросах, а также о зависимостях частотных свойств антенны от характера сигнала содержатся в гл. 2, 7, 8, 10, 14, 16, 17 и в [0.3, 0.5].

В кольцевой ФАР с параллельным (и пространственным) возбуждением излучателей при отклонении длины волны λ от среднего значения λ_0 , которое является расчетным при фазировании, в эквивалентном раскрыве СД (см. рис. 5.8) возникает фазовая ошибка

$$\delta\psi_{\text{пар}}(y) = |\Delta| \frac{2\pi}{\lambda_0} R \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{y - R \cos \beta \sin \varphi_n}{R} \right)^2} \right], \quad (5.37)$$

где $\Delta = (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0$ — относительное изменение длины волны.

Наличие этой ошибки приводит к уменьшению КНД антенны. При отсутствии подсканирования ($\varphi_n = 0$) фазовая ошибка будет симметричной и направление максимума ДН при изменении λ останется прежним. При подсканировании появляется углочастотная зависимость положения луча антенны.

Снижение КНД кольцевой ФАР в зависимости от значения $\delta\psi_{\text{пар}}$ зависит от амплитудного распределения в эквивалентном раскрыве. Воспользовавшись (5.37) и рис. 5.9, можно выбрать соотношение между радиусом решетки R и угловым размером излучающего участка 2β таким, чтобы снижение КНД антенны в заданной полосе частот не превышало допустимого значения.

В кольцевой ФАР с последовательным возбуждением излучателей при изменении длины волны ошибка в эквивалентном раскрыве будет складываться [1.8] из ошибки (5.37) и ошибки, связанной с зависимостью от частоты набега фазы между излучателями в фидерной линии. Суммарная ошибка

$$\delta\psi_{\text{исл}}(y) = \delta\psi_{\text{пар}}(y) + \frac{2\pi}{\lambda_{\text{ф}}} R \frac{|\lambda_{\text{ф}} - \lambda_{\text{ф}0}|}{\lambda_{\text{ф}0}} \arcsin \left(\frac{y}{R} \right), \quad (5.38)$$

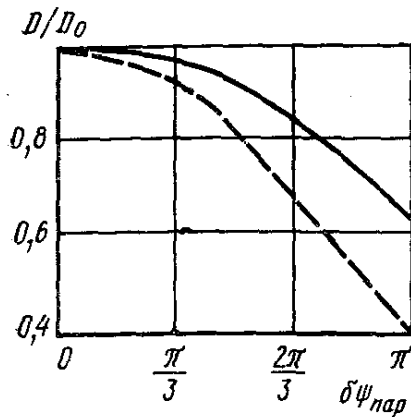


Рис. 5.9. Снижение КНД кольцевой ФАР в зависимости от фазовой ошибки $\delta\psi_{\text{пар}}$ на краю эквивалентного раскрыва при равномерном (—) и косинусоидальном (---) амплитудном распределении на нем

где $\lambda_{\text{ф0}}$ и $\lambda_{\text{ф}}$ — длины волны в фидере при длинах волн генератора соответственно λ_0 и λ .

Эта ошибка приводит к следующим результатам:

снижается КНД решетки по закону (5.37) и рис. 5.9;

даже без подсканирования ($\varphi_n = 0$) при изменении λ максимум ДН антенны отклоняется от начального (при $\lambda = \lambda_0$) положения на угол

$$\Delta\varphi_{\text{псл}} \approx \arcsin[(\lambda_{\text{ф}} - \lambda_{\text{ф0}}) / \lambda_{\text{ф0}}]; \quad (5.39)$$

форма ДН антенны становится асимметричной.

Таким образом, кольцевая ФАР с последовательным возбуждением обладает углочастотной зависимостью положения луча и более узкополосна.

Частотные свойства цилиндрической ФАР в азимутальной плоскости определяются частотными свойствами кольцевых решеток, ее образующих, а в угломестной плоскости — частотными свойствами эквивалентного линейного излучателя (см. гл. 2).

5.4. РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ

Исходные данные: диапазон волн $\lambda_{\text{min}} \dots \lambda_{\text{max}}$ (или $\lambda_{\text{ср}} \pm \Delta\%$), ширина ДН в азимутальной плоскости либо КУ G , требуемые уровень боковых лепестков, поляризация поля, сектор сканирования луча. Дополнительно могут быть заданы: предельные габариты антенны, мощность излучения, допустимое снижение какого-нибудь параметра (ширины ДН, значения КУ) на краю диапазона, скорость сканирования луча и др.

Последовательность расчета:

1. По заданным длине волны, полосе и поляризации выбирают тип используемого в АР излучателя, в главных плоскостях строят его ДН (для определения возможности аппроксимации).

2. Используя данные табл. 5.1, по требуемой ширине ДН антенны и известной парциальной ДН излучателя определяют размер эквивалентного линейного излучателя. Если уровень боковых лепестков антенны не задан, то амплитудное распреде-

ление по излучающему участку выбирают равномерным (поскольку его реализация наиболее проста при фидерном возбуждении), а затем рассчитывают амплитудное распределение по эквивалентному линейному излучателю. Если же требуется пониженный уровень бокового излучения антенны, то в табл. 5.1 выбирают соответствующее амплитудное распределение по эквивалентному линейному излучателю, которое затем пересчитывают в амплитудное распределение по излучающему участку и далее рассматривают различные варианты его реализации (пространственное возбуждение излучателей либо сложные схемы фидерного возбуждения).

Если вместо ширины ДН задан КУ антенны, то из (5.36) находят требуемый КНД. Зная КНД и ДН излучателя и задавая их числом на излучающем участке из (5.30), определяют максимальный КНД кольцевой АР, который должен несколько превышать требуемое значение КНД. Выбирая, как указано, амплитудное распределение по излучающему участку, из табл. 5.1 находят КИП γ_2 и в соответствии с (5.32) уточняют значение КНД.

3. Для обеспечения минимальных габаритов и стоимости кольцевых (и цилиндрических) ФАР необходимо оптимизировать размеры излучающего участка. Критериями оптимизации являются минимальное число излучателей и управляемых элементов (фазовращателей, коммутаторов) на излучающем участке и на всей антенне, ее минимальный радиус. Из соотношения

$$R = l_{\text{экв}}/2 \sin \beta \quad (5.40)$$

следует, что минимальный радиус антенны R достигается при $2\beta = 180^\circ$. Однако из (5.27) видно, что при увеличении 2β уменьшается расстояние между излучателями (при $2\beta = 180^\circ$ $d_a \leq \lambda/2$), что нежелательно как из-за увеличения взаимного влияния между ними, так и в ряде случаев по конструктивным соображениям. Кроме того, при увеличении 2β сужается рабочий диапазон антенны. Поэтому рекомендуемое значение 2β находится в пределах $100 \dots 160^\circ$ и при окончательном его выборе необходимо проверить выполнение (5.37), (5.38).

4. Определяя с учетом сказанного угловой размер излучающего участка 2β и радиус антенны R , находят шаг решетки d_a , число излучателей на излучающем участке, а также их общее число.

5. Исходя из точности установки луча, дискрета его перемещения, диапазона антенны, выбранного ранее закона амплитудного распределения на излучающем участке определяют способ возбуждения излучателей АР и составляют ее структурную схему.

6. Выбирают типы фидерной линии, фазовращателей и коммутаторов.

7. По (5.24) рассчитывают основной и первый боковой ле-

пестки в середине и на краях диапазона. При необходимости расчеты повторяют с учетом подсканирования.

8. По известным потерям в системе возбуждения, в фазовращателях и коммутаторах определяют КПД и КУ антенны.

9. Если не обеспечиваются какие-либо исходные данные на проектируемую ФАР, то параметры антенны уточняют и расчет повторяют.

10. При необходимости ДН рассчитывают по (5.13) с помощью ЭВМ.

При проектировании цилиндрической ФАР определяют ее структурную схему, по заданной ширине ДН в угломестной плоскости либо общему КНД находят высоту антенны и амплитудное распределение вдоль координаты z . Для этого можно воспользоваться методиками расчета линейных антенных решеток.

Примеры схемно-конструктивного построения кольцевых и цилиндрических антенн приведены в [0.2].

Глава 6. ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ФАР

6.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Основными конструктивными элементами отражательных ФАР являются облучатель и управляемый отражатель (рис. 6.1). *Отражатель* преобразует сферическую или цилиндрическую волну облучателя в плоскую, формируя узкий луч, ориентированный в заданном направлении. В управляемый отражатель (рис. 6.1) входят *излучающее полотно 2*, представляющее собой, как правило, плоскую эквидистантную АР, *отражательные фазовращатели 1* и *отрезки линии передачи 3*, связывающие излучатели с фазовращателями. Излучатель, отрезок линии передачи и отражательный фазовращатель конструктивно могут составлять единый узел. Излучающее полотно преобразует волну облучателя в волны, распространяющиеся в линиях передачи, и переизлучает их во внешнее пространство после отражения от фазовращателей.

Эффективность отражательных ФАР определяется качеством согласования излучающего полотна с волной облучателя и волнами, отраженными от фазовращателей. В идеальном случае волны, отраженные от излучающего полотна, отсутствуют. Как правило, излучающее полотно хорошо согласуют с плоской однородной волной, распространяющейся в определенном направлении, например по нормали к плоскости отража-

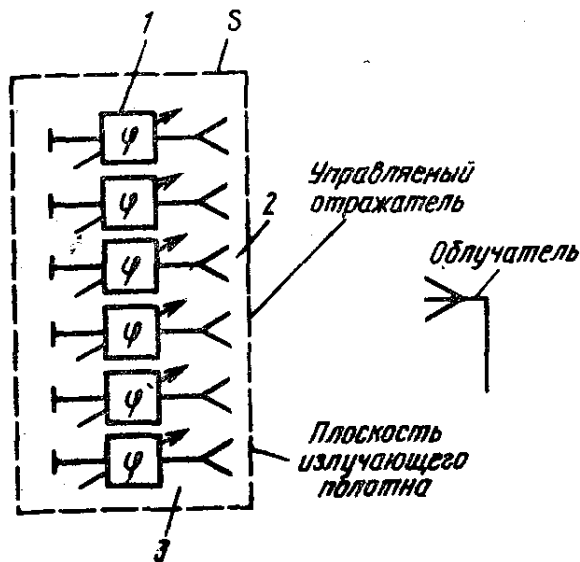


Рис. 6.1. Схема отражательной ФАР

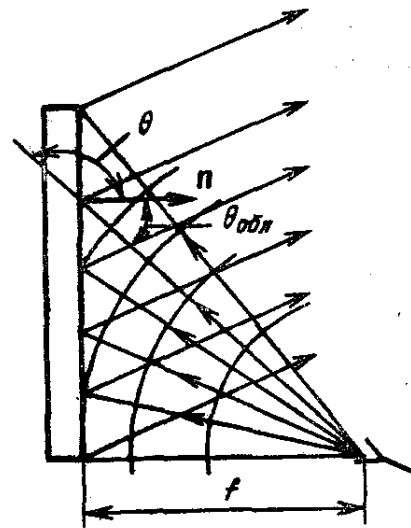


Рис. 6.2. Распределение излучения в отражательной ФАР с вынесенным облучателем

теля, при условии, что все излучатели нагружены на неотражающие нагрузки. Такое полотно практически не отражает волны, распространяющиеся в фидерных линиях в сторону излучателей, если амплитуды волн одинаковы, а фаза — линейная функция координат излучателей, обеспечивающая излучение в указанном направлении. Это объясняется тем, что обычно при разработке настраивку излучающего полотна производят на его фрагментах ФАР методом волноводного моделирования или численными методами с использованием математических моделей регулярных структур. Любой из указанных подходов эквивалентен согласованию излучателя в регулярной структуре с равномерным амплитудным и определенным линейным фазовым возбуждением излучающих элементов. Это означает, в частности, что настройка производится для определенных направлений излучения и приема радиоволн. В дальнейшем эти направления будем называть *направлениями согласования*.

Волна облучателя частично отражается от излучающего полотна, что является причиной дополнительного бокового излучения. Это отражение обусловлено так называемым внешним рассогласованием волны облучателя с излучающим полотном, вызванным краевыми эффектами на границе полотна (неравномерным амплитудным распределением) и изменением угла падения участков фронта волны облучателя в пределах излучающего полотна относительно направления согласования. *Внешнее рассогласование* полностью устранить невозможно. При проектировании отражательных ФАР стремятся к его минимизации.

После отражения от фазовращателей волны в линиях передачи приобретают необходимые фазовые сдвиги и переизлучаются во внешнее пространство той же решеткой в виде до-

статочно узкого луча. Излучение сопровождается частичным отражением волн в сторону фазовращателей. Отраженные волны вновь переотражаются от фазовращателей, возбуждают излучатели и т. д. В результате возникает дополнительный фон бокового излучения. Эти отражения и фон вызваны так называемым внутренним рассогласованием излучающего полотна с волнами, распространяющимися в линиях передачи, связывающих излучатели с фазовращателями. *Внутреннее рассогласование* обусловлено краевыми эффектами, неравномерностью распределения амплитуд волн линий передачи в пределах излучающего полотна и изменением направления излучения при сканировании относительно направления согласования. Полностью устранить внутреннее рассогласование невозможно, и при разработке отражательных ФАР его стремятся минимизировать.

В отражательных ФАР используют различные схемы построения зеркальных антенн. Как указывалось, простейшая отражательная ФАР состоит из облучателя и управляемого отражателя. Для уменьшения затенения отражателя облучатель можно вынести из поля отражателя (рис. 6.2).

Конструкции облучателя, излучающего полотна и отражательных фазовращателей практически не отличаются от конструкций соответствующих элементов зеркальных антенн и проходных ФАР с закрытым делителем (см. [0.1, 6.1], а также гл. 3). Методы расчета излучающего полотна управляемого отражателя практически не отличаются от соответствующих методов, разработанных для ФАР с закрытым делителем мощности. Они включают расчет ДН полотна регулярной ФАР при парциальном возбуждении, когда амплитуда волн в линиях передачи, связанных с излучателями, постоянна, а фаза — линейная функция координат излучателей. Приведем метод расчета ДН отражательных ФАР, базирующийся на возможности определения характеристик излучающего полотна регулярных ФАР с помощью специально разработанных программ для ЭВМ. В дальнейшем эти программы назовем *базовыми*:

1. Выбор формы ФАР и амплитудного распределения, а также определение геометрических размеров и шага элементов излучающего полотна, обеспечивающих заданные ширину и уровень боковых лепестков ДН, расчет фокусного расстояния.

2. Расчет облучателя.

3. Расчет управляемого отражателя.

4. Расчет ДН направленности и других характеристик отражательных ФАР.

Кратко рассмотрим три первых этапа, поскольку детальное изложение соответствующих вопросов можно найти в [6.1], а также в гл. 2.

Метод расчета диаграммы направленности отражательных ФАР подробно рассматривается в § 6.5, 6.6.

6.2. ГЕОМЕТРИЯ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ФАР

Форму и геометрические размеры излучающего полотна выбирают так же, как при разработке зеркальных антенн. При одинаковой ширине ДН в главных плоскостях используют излучающее полотно круглой формы. Когда ширины ДН в главных плоскостях существенно разные, излучающее полотно может иметь прямоугольную форму, а в качестве облучателя можно использовать линейную антенну.

Если форма отражателя известна, то выбирают амплитудное распределение, обеспечивающее заданный уровень боковых лепестков (см. гл. 2), а затем определяют размеры отражателя, при которых ширина ДН соответствует заданному значению.

Размеры излучающего полотна определяют как размеры непрерывно возбужденного раскрыва соответствующей формы. При этом следует учитывать расширение ДН при отклонении ее максимума от нормали к плоскости отражателя (см. гл. 2). Уровень боковых лепестков определяется не только выбранным амплитудным распределением, но и дискретом изменения фазы фазовращателей, рассогласованием волны облучателя с отражателем, а также рассогласованием излучающего полотна при возбуждении излучателей волнами, отраженными от фазовращателей, т. е. внешним и внутренним рассогласованиями. Уровень дополнительного бокового излучения, возникающего в силу указанных причин, определяют формулами, приведенными в § 6.5.

Амплитудное распределение должно обеспечить требуемый уровень боковых лепестков в сумме с указанным дополнительным боковым излучением. Фокусом и фокусным расстоянием управляемого отражателя будем называть точку расположения облучателя и расстояние от фокуса до плоскости отражателя (см. рис. 6.2). Предполагается, что точка расположения облучателя совпадает с его фазовым центром. Фокусное расстояние отражательных ФАР в отличие от зеркальных существенно зависит от шага элементов излучающего полотна. Шаг отражательной ФАР выбирают из условия отсутствия побочных главных максимумов при наибольшем отклонении луча от нормали к плоскости излучающего полотна по формулам гл. 2.

Размер шага определяет минимальное значение фокусного расстояния. Действительно, амплитуда отраженной волны, возникающей при падении плоской однородной волны на регулярную излучающую структуру, резко возрастает, если направление распространения плоской волны находится вне сектора однолучевого сканирования. При этом появляются дополнительные плоские волны, соответствующие побочным дифракционным максимумам отраженного поля.

Назовем в данной точке излучающего полотна *углом облучения*

$$\theta_{\text{обл}} = \pi - \theta, \quad (6.1)$$

где θ — угол между направлением перемещения участка фронта волны облучателя в рассматриваемой точке и вектором нормали (см. рис. 6.2). Поскольку участки фронта волны облучателя, отражаемые от излучающего полотна, представляют собой практически плоские волны, то рассогласование волны облучателя с излучающим полотном существенно увеличивается, если углы облучения лежат вне сектора однолучевого сканирования. Отсюда следует, что положение фокуса и фокусное расстояние нужно выбирать так, чтобы углы облучения отражателя не выходили за пределы сектора однолучевого сканирования. Такой режим облучения в дальнейшем назовем *однолучевым*. Например, для круглого отражателя, фокус которого находится на нормали, проходящей через центр, минимальное значение фокусного расстояния

$$f_{\text{обл}} > D/2 \operatorname{tg} \theta_{\text{max}}, \quad (6.2)$$

где D — диаметр излучающего полотна, θ_{max} — максимальное отклонение луча от нормали в секторе сканирования.

Если фокусное расстояние не удовлетворяет условию однолучевого облучения, то шаг решетки необходимо уменьшить в соответствии с (2.3), (2.4), в которые вместо θ_{max} подставляют максимальное значение угла облучения отражателя.

Из геометрических соображений следует, что при выносе облучателя из поля отражателя углы облучения лежат вне сектора однолучевого сканирования $\theta \leq \theta_{\text{max}}$. В этом случае шаг излучающего полотна выбирают по углу облучения.

6.3. ПОЛЕ ОБЛУЧАТЕЛЯ

Конструкции облучателей отражательных ФАР, методы их расчета, требования, предъявляемые к их электрическим характеристикам, аналогичны тем, которые используют при разработке облучателей зеркальных антенн [6.1]. Поэтому приведем лишь соотношения для определения касательных составляющих поля в плоскости излучающего полотна, через которые можно выразить характеристики отражательных ФАР.

Назовем плоскостью излучающего полотна управляемого отражателя геометрическую плоскость, расположенную в непосредственной близости к излучателям параллельно экрану и являющуюся частью замкнутой поверхности S , охватывающей отражатель (см. рис. 6.1). Например, для волноводной отражательной ФАР в качестве плоскости излучающего полотна можно выбрать плоскость экрана с излучающими отверстиями, а

при наличии защитного диэлектрического покрытия — внешнюю поверхность покрытия.

Известно [6.2], что характеристики поля, отраженного любым объектом, в том числе и управляемым отражателем, можно выразить через касательные составляющие поля источников (в данном случае поля облучателя) на замкнутой поверхности, охватывающей этот объект. Поле, отраженное управляемым отражателем, приближенно можно определить через поле облучателя в плоскости излучающего полотна, пренебрегая полем на оставшейся части поверхности, охватывающей отражатель.

Касательная составляющая электрического поля облучателя в плоскости излучающего полотна связана с ДН облучателя:

$$E_t = A \exp(-ikr) / r [z_0, [F, z_0]], \quad (6.3)$$

где A — коэффициент пропорциональности, зависящий от типа облучателя; r — расстояние от него до произвольной точки в плоскости излучающего полотна отражателя; z_0 — орт оси прямоугольной системы координат X, Y, Z , связанной с излучающим полотном (рис. 6.3); F — векторная нормированная ДН облучателя.

Если $x_{обл}, y_{обл}, z_{обл} = f_{обл}$ — координаты облучателя, а x, y — координаты точки в плоскости излучающего полотна, то

$$r = \sqrt{(x - x_{обл})^2 + (y - y_{обл})^2 + f_{обл}^2}. \quad (6.4)$$

Предполагается, что координатная плоскость $z=0$ совмещена с плоскостью излучающего полотна отражателя.

В рамках излагаемой методики поле облучателя в каждой

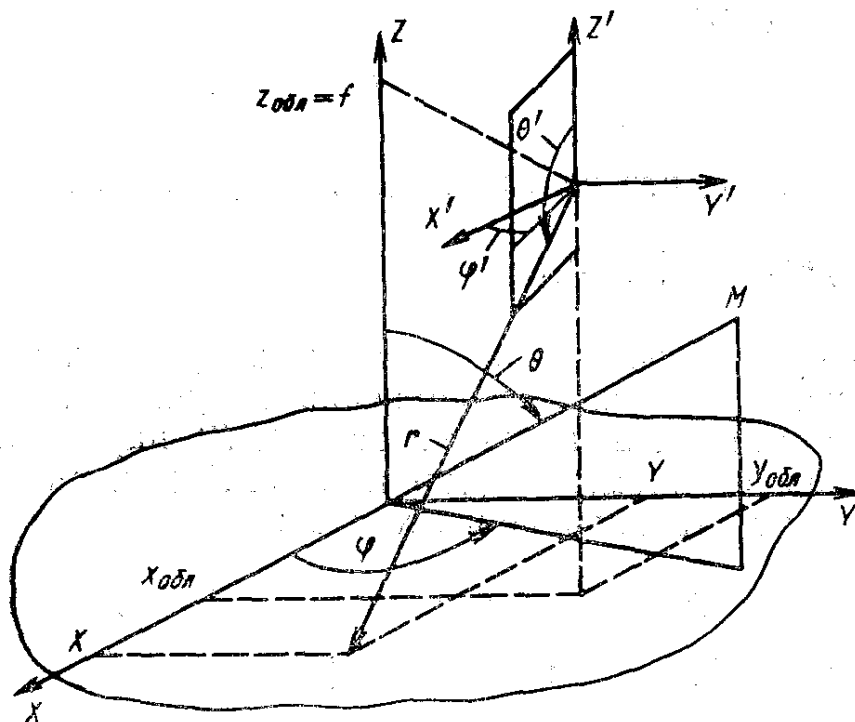


Рис. 6.3. Система координат

точке излучающего полотна рассматривается как поле плоской однородной волны, направление распространения которой совпадает с направлением перемещения соответствующей точки фронта волны облучателя (см. рис. 6.3). Поскольку размеры отражателя существенно превышают длину волны, то отраженное поле и волны, возбуждаемые в линиях передачи, связывающих излучатели и фазовращатели, можно определить приближенно с помощью базовых программ для решения задачи о падении плоской однородной волны на регулярную излучающую структуру, элементы которой нагружены на согласованные нагрузки. В теории регулярных излучающих структур используют понятия *пространственного волновода* [0.4] и его *собственных волн*. Плоская волна, падающая на регулярную структуру, и отраженное поле представляются в виде суперпозиции волн E и H пространственного волновода. Амплитудные коэффициенты этих волн входят в описание падающей волны в исходных данных базовой программы.

Чтобы в дальнейшем можно было воспользоваться базовой программой, вектор E_t в каждой точке плоскости излучающего полотна необходимо представить в виде суммы поперечных составляющих волн E и H пространственного волновода:

$$E_t = (c_{00}^1 e_{\perp 00}^1 + c_{00}^2 e_{\perp 00}^2) \exp(-ikr). \quad (6.5)$$

Амплитудные коэффициенты $c_{00}^{1,2}$ в (6.5) определяются системой уравнений, которую можно получить из (6.5) при переходе к координатной форме записи

$$\begin{aligned} E_x &= (c_{00}^1 e_{\perp x00}^1 + c_{00}^2 e_{\perp x00}^2) \exp(-ikr), \\ E_y &= (c_{00}^1 e_{\perp y00}^1 + c_{00}^2 e_{\perp y00}^2) \exp(-ikr). \end{aligned} \quad (6.6)$$

Будем считать, что векторная ДН облучателя известна

$$F(\theta', \varphi') = \theta_0' F_\theta + \varphi_0' F_\varphi, \quad (6.7)$$

где θ' , φ' — углы сферической системы координат, полюс которой совмещен с точкой расположения облучателя (фокальной точкой отражателя), а полярные оси X' , Z' параллельны осям X , Z декартовой системы координат X , Y , Z (см. рис. 6.3).

Декартовы составляющие вектора E_t :

$$\begin{aligned} E_x &= A \exp(-ikr) (F_\theta \cos \theta' \cos \varphi' - F_\varphi \sin \varphi'), \\ E_y &= A \exp(-ikr) (F_\theta \cos \theta' \sin \varphi' + F_\varphi \cos \varphi). \end{aligned} \quad (6.8)$$

Из (6.8) определяют левые части уравнений (6.6).

Углы θ' , φ' можно выразить через координаты облучателя и точки наблюдения в плоскости излучающего полотна:

$$\begin{aligned}\theta' &= -\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{(x_0 - x_{\text{обл}})^2 + (y - y_{\text{обл}})^2}}{z_{\text{обл}}} + \pi; \\ \sin \varphi' &= (x - x_{\text{обл}}) / \sqrt{(x - x_{\text{обл}})^2 + (y - y_{\text{обл}})^2}; \\ \cos \varphi' &= (y - y_{\text{обл}}) / \sqrt{(x - x_{\text{обл}})^2 + (y - y_{\text{обл}})^2}.\end{aligned}\quad (6.9)$$

Для произвольной косоугольной сетки размещения излучателей составляющие поля собственных волн в пространственном волноводе:

$$\begin{aligned}e_{\perp x00}^2 &= k_z k_{0x} / (g_{00}^2 \sqrt{S}); & e_{\perp y00}^2 &= k_z k_{0y} / (g_{00}^2 \sqrt{S}); \\ e_{\perp x00}^1 &= \omega \mu_a k_{0y} / (g_{00}^2 \sqrt{S}); & e_{\perp y00}^1 &= -\omega \mu_a k_{0x} / (g_{00}^2 \sqrt{S}),\end{aligned}\quad (6.10)$$

где

$$k_{0x} = -k \partial r / \partial x, \quad k_{0y} = -k \partial r / \partial y; \quad (6.11)$$

$$g_{00}^2 = k_{0x}^2 + k_{0y}^2, \quad k_z = \sqrt{k^2 - g_{00}^2}; \quad (6.12)$$

$S = T_x T_y \sin \alpha$ — площадь единичной ячейки регулярной излучающей структуры.

В (6.12) α — угол между координатными линиями: для прямоугольной сетки $\alpha = 90^\circ$, для треугольной $\alpha = 60^\circ$.

После того как амплитудные коэффициенты $c_{00}^{1,2}$ определены, с помощью базовой программы находят поле, отраженное от излучающего полотна, и амплитуды волн, возбуждаемых полем облучателя в линиях передачи, соединяющих излучатели с отражательными фазовращателями. Указанные амплитудные коэффициенты и углы θ' , φ' , определяемые (6.9), входят в состав исходных данных, обеспечивающих работу программы.

6.4. УПРАВЛЯЕМЫЙ ОТРАЖАТЕЛЬ

Излучающее полотно. Излучающее полотно управляемого отражателя должно быть согласовано с волнами, отраженными от фазовращателей, и с полем облучателя в секторе сканирования и в рабочей полосе частот, а также должно иметь требуемые поляризационные характеристики. Излучающее полотно рассчитывают по приближенным методикам с помощью базовых программ, разработанных для соответствующих типов излучателей (см. гл. 8). Предполагается, что эти программы позволяют получить численные значения следующих характеристик:

- 1) коэффициент отражения на входах излучателей регулярной ФАР при внутреннем парциальном возбуждении;
- 2) диаграмму направленности излучателя в регулярной ФАР, когда все остальные излучающие элементы нагружены на согласованные нагрузки;

3) коэффициент отражения при внешнем парциальном возбуждении регулярной ФАР, т. е. при падении плоской однородной волны, представляющей собой одну из собственных волн пространственного волновода;

4) коэффициент передачи при внутреннем и внешнем парциальных возбуждениях, под которыми подразумевают отношения амплитудных коэффициентов волн, возбуждаемых в линиях передачи, связанных с излучателями, или в пространственном волноводе, и возбуждающих волн.

Амплитуды и фазы волн в фидерных линиях. Волна облучателя, возбуждая излучающие элементы отражателя, индуцирует волны в линиях передачи, связывающих эти элементы с отражательными фазовращателями:

$$U_{mn}^- = |U_{mn}^-| \exp(i\Phi_{mn}^-), \quad (6.13)$$

где mn — двухиндексный номер излучателя в решетке.

Указанные волны распространяются в сторону фазовращателей. Их амплитуды определяются через коэффициенты $c_{00}^{1,2}$, являющиеся решением системы (6.6), и коэффициенты передачи $T_{00}^{1,2}$, численные значения которых находятся с помощью базовой программы. Тогда

$$U_{mn}^- = \sum_{p=1}^2 c_{00}^p T_{00}^p. \quad (6.14)$$

В результате отражения волн (6.14) от фазовращателей в линиях передачи возникают волны, распространяющиеся в сторону излучателей:

$$U_{mn}^+ = |U_{mn}^+| \exp(i\Phi_{mn}^+). \quad (6.15)$$

Комплексные амплитуды волн (6.15) выражают через амплитуды волн (6.14) и коэффициенты отражения фазовращателей

$$\Gamma_{mn} = |\Gamma_{mn}| \exp(i\Phi_{mn\Delta}), \quad (6.16)$$

отнесенные к входам излучателей, т. е.

$$U_{mn}^+ = U_{mn}^- \Gamma_{mn}. \quad (6.17)$$

Согласно (6.15) — (6.17) фаза отраженных волн

$$\Phi_{mn}^+ = \Phi_{mn}^- + \Phi_{mn\Delta}, \quad (6.18)$$

одно из слагаемых которой включает в себя фазу поля облучателя (6.3) в соответствующей точке в плоскости излучающего полотна отражателя

$$\Phi_{mn}^- = -kr + \delta, \quad (6.19)$$

где δ — изменение фазы при прохождении волны облучателя через излучающее полотно, а другое представляет собой фазовый сдвиг, реализуемый фазовращателем [см. (2.37)]. Если положение облучателя выбрано из условия однолучевого режима облучения, то для большинства типов излучателей, используемых в отражателях, можно положить $\delta = \text{const}$. Фазовые распределения (6.19), (6.18) в дальнейшем назовем соответственно начальным (см. гл. 2) и реализуемым. Алгоритм фазирования ФАР дан в гл. 2.

6.5. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ФАР

В пространстве над решеткой ДН отражательной ФАР

$$f(\theta, \varphi) = F_{\text{обл}}(\theta, \varphi) + f_{\text{отр}}(\theta, \varphi), \quad (6.20)$$

где

$$f_{\text{отр}} = F_0 + F_e + F_i. \quad (6.21)$$

В (6.20) и (6.21) $F_{\text{обл}}(\theta, \varphi)$ соответствует полю излучения облучателя, $f_{\text{отр}}(\theta, \varphi)$ — полю управляемого отражателя (ДН управляемого отражателя), F_0 — полю излучения волн (6.17), отраженных от фазовращателей, F_e — полю облучателя, рассеиваемому отражателем, когда все излучающие элементы нагружены на согласованные нагрузки, т. е. обусловленному внешним рассогласованием, F_i — полю, возникающему в результате отражения волн (6.17) от излучателей и фазовращателей и последующего излучения во внешнее пространство, т. е. из-за внутреннего рассогласования излучающего полотна. Слагаемым F_e , F_i соответствует достаточно равномерное угловое распределение излучения. Поэтому в дальнейшем F_e будем называть *фоном внешнего рассогласования* излучающего полотна, а F_i — *фоном внутреннего рассогласования*. Величину F_0 назовем ДН излучающего полотна при возбуждении (6.17).

Приведем методику приближенной оценки слагаемых в (6.21).

Диаграмма направленности излучающего полотна, возбуждаемого волнами (6.17), выражается через ДН излучателей и амплитуды указанных волн:

$$F_0(\theta, \varphi) = A' \sum_{m,n} F_{mn}(\theta, \varphi) U_{mn}^+ \exp(i\Phi_{mn}^{px}), \quad (6.22)$$

где A' — нормирующий коэффициент; $F_{mn}(\theta, \varphi)$ — векторная ДН излучателя в отражателе, когда другие излучающие элементы нагружены на согласованные нагрузки;

$$\Phi_{mn}^{px} = k \sin \theta (x_{mn} \cos \varphi + y_{mn} \sin \varphi) \quad (6.23)$$

— разность хода лучей, определенная относительно начала координат.

Хотя излучатели, образующие полотно, одинаковы, их ДН отличаются друг от друга. Различие обусловлено тем, что возбуждаемый излучатель из-за взаимной связи индуцирует токи и на соседних излучающих элементах. Поэтому ДН возбуждаемого излучателя определяется не только его собственными токами, но и распределением индуцированных токов. Распределение индуцированного тока зависит от положения возбуждаемого излучателя относительно границы излучающего полотна, что и приводит к различию в ДН излучателей. Однако это различие существенно лишь для излучателей краевой зоны, примыкающей к границе излучающего полотна. Поэтому при остроуправленных АР с большим числом излучателей в качестве $F_{mn}(\theta, \varphi)$ можно использовать ДН излучателя в бесконечной решетке, которая определяется с помощью базовой программы:

$$F_0(\theta, \varphi) = F_n(\theta, \varphi) F_\Sigma(\theta, \varphi), \quad (6.24)$$

где $F_n(\theta, \varphi)$ — нормированная ДН излучателя в бесконечной решетке, излучатели которой нагружены на согласованные нагрузки:

$$F_\Sigma(\theta, \varphi) = A' \sum_{mn} |U_{mn}^+| \exp [i (\Phi_{mn}^+ + \Phi_{mn}^{px})] \quad (6.25)$$

— множитель решетки.

Выражения (6.24), (6.25) позволяют определить ДН излучающего полотна с учетом коммутационных фазовых ошибок. При проектировании ФАР иногда нужно оценить зависимость уровня дополнительного бокового излучения от дискрета фазы Δ . Выделив в (6.25) слагаемое, соответствующее лепесткам ДН, возникающим из-за коммутационных фазовых ошибок, получим (см. гл. 2)

$$F_\Sigma = F_{0\Sigma} + F_{\Delta\Sigma}, \quad (6.26)$$

где

$$F_{0\Sigma} = A \sum_{mn} |U_{mn}| \exp [i (\Phi_{mn}^{TP} + \Phi_{mn}^{px})] \frac{\sin \Delta/2}{\Delta/2} \quad (6.27)$$

— множитель решетки при идеальном фазировании без коммутационных фазовых ошибок; Φ_{mn}^{TP} — требуемое фазовое распределение [см. (2.1)]. Пронормируем (6.25) относительно максимума «идеальной» ДН излучающего полотна:

$$F = F_n F_{0\Sigma}. \quad (6.28)$$

Тогда нормирующий множитель в (6.25)

$$A = \sum_{m,n} |U_{mn}| |F_n(e_{гл}, \varphi_{гл})| / \left(\frac{\sin \Delta/2}{\Delta/2} \right). \quad (6.29)$$

Распределение коммутационных фазовых ошибок неперидично. Дополнительное боковое излучение, связанное с этими ошибками, имеет характер относительно равномерного фона, для которого отнесенный к максимуму средний уровень

$$|F_{\Delta z}| \approx \sqrt{\left[1 - \left(\frac{\sin \Delta/2}{\Delta/2}\right)^2\right] / \left(\frac{\sin \Delta/2}{\Delta/2}\right)^2} \sqrt{\frac{2}{D_0}}, \quad (6.30)$$

где $D_0 = D_0(\theta_{г.л.}, \varphi_{г.л.})$ — КНД решетки при идеальном фазировании в направлении $\theta_{г.л.}, \varphi_{г.л.}$ и амплитудном распределении, совпадающем с распределением амплитуд волн (6.17). Для остронаправленных отражательных ФАР с большим числом излучателей

$$D(\theta_{г.л.}, \varphi_{г.л.}) = \frac{4\pi}{\lambda^2} S K_{и.п} \cos \theta_{г.л.}, \quad (6.31)$$

где S — площадь излучающего полотна; $K_{и.п}$ — апертурный коэффициент использования поверхности, соответствующий амплитудному распределению волн (6.17).

Величину $K_{и.п}$ можно определить, подобрав стандартную функцию (см. гл. 2), аппроксимирующую амплитудное распределение (6.17), для которой она известна (см. гл. 2). Таким образом, численные значения ДН излучающего полотна при возбуждении (6.17) можно определить по (6.24), (6.25) с применением базовой программы. В некоторых случаях сумму в (6.27) можно представить в форме, удобной для анализа и вычислений.

Пример. Рассмотрим управляемый отражатель круглой формы с прямоугольной и треугольной сетками размещения излучателей.

Если распределение амплитуды волн (6.17) аппроксимируется функцией

$$|U_{mn}^+| = U_0 \{ (1 + \Delta) + \Delta [1 - r_{mn}/R]^2 \}^n, \quad (6.32)$$

где $n, 0 < \Delta < 1$ — параметры распределения, определяющие уровень бокового излучения и ширину луча диаграммы направленности ФАР [0.1]; R — радиус излучающего полотна; r_{mn} — радиальная координата mn -го излучателя, то

$$F_{0\Sigma} = \sum_{p,t=-\infty}^{+\infty} F_{pt}(\psi_{pt}). \quad (6.33)$$

Здесь [0.1]

$$F_{pt}(\psi_{pt}) = \left[(1 - \Delta) \lambda_1(\psi_{pt}) + \frac{\Delta}{n+1} \lambda_{n+1}(\psi_{pt}) \right]. \quad (6.34)$$

В (6.33), (6.34)

$$\psi_{pt} = kR \sqrt{U_1^2 + U_2^2}, \quad (6.35)$$

где для прямоугольной сетки размещения излучателей

$$U_1 = \sin \theta \cos \varphi - \sin \theta_{\text{гл}} \cos \varphi_{\text{гл}} + \frac{\lambda}{d_x} p, \quad (6.36)$$

$$U_2 = \sin \theta \sin \varphi - \sin \theta_{\text{гл}} \sin \varphi_{\text{гл}} + \frac{\lambda}{d_y} t,$$

для треугольной сетки

$$U_1 = \sin \theta \cos \varphi - \sin \theta_{\text{гл}} \cos \varphi_{\text{гл}} + \frac{\lambda}{d} \left(p + \frac{t}{2} \right), \quad (6.37)$$

$$U_2 = \sin \theta \sin \varphi - \sin \theta_{\text{гл}} \sin \varphi_{\text{гл}} + \frac{\lambda}{d} t,$$

$\lambda_k(x)$ — лямбда-функция [6.3].

В большинстве случаев величина (6.33) определяется суммой членов ряда с $|p|, |t| \leq 1$. Для приближенных оценок $F_{\text{оэ}}$ можно использовать слабое с индексами $p=t=0$.

Если расстояние между излучателями в отражателе выбрано из условия однолучевого режима облучения, то для оценивания уровня фона излучения, возникающего из-за внешнего рассогласования, можно воспользоваться результатами решения задачи о дифракции плоской однородной волны на регулярной излучающей структуре, в которой излучатели нагружены на согласованные нагрузки. Это возможно потому, что радиусы кривизны фронта волны облучателя и размеры отражателя существенно больше длины волны и в окрестности любой точки плоскости отражателя участок фронта волны облучателя можно рассматривать как плоскую однородную волну, падающую на регулярную структуру. Так как при отражении волны облучателя угол падения равен углу отражения, фон внешнего рассогласования концентрируется в секторе углов, который можно легко определить из геометрических соображений по положению облучателя относительно отражателя. Например, если фокус расположен на нормали к плоскости отражателя круглой формы, проходящей через его центр, и фокусное расстояние удовлетворяет условию (6.2), то фон внешнего рассогласования концентрируется в секторе углов сканирования (рис. 6.4).

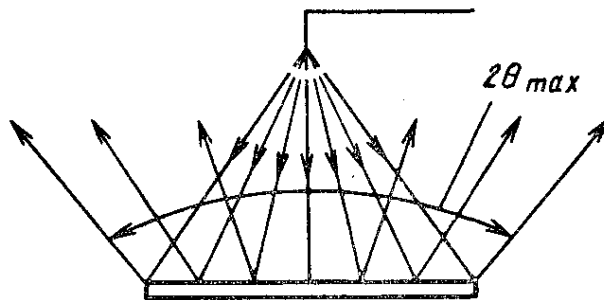


Рис. 6.4. Угловой сектор концентрации фона внешнего рассогласования

Оценка фона внешнего рассогласования

$$\tilde{F}_e < \sqrt{\frac{2}{D_0 (1 - |\Gamma_{max}^e|^2)}} |\Gamma_{max}^e| / \left(\frac{\sin \Delta/2}{\Delta/2} \right), \quad (6.38)$$

где Γ_{max}^e — максимальное значение коэффициента вблизи границы излучающего полотна.

При внутреннем рассогласовании в линиях передачи между входами излучателей и фазовращателями волны переотражаются и излучаются во внешнее пространство. Излучение образует среднее значение оценки фона

$$\tilde{F}_i \approx |\Gamma_i| \sqrt{\frac{2}{D_0 (1 - |\Gamma_i|^2)}} / \left(\frac{\sin \Delta/2}{\Delta/2} \right), \quad (6.39)$$

где D_0 определяются (6.31).

В отличие от зеркальных антенн КУ отражательных ФАР зависит от внешнего и внутреннего рассогласований излучающего полотна и потерь в фазовращателях. Для отражательной антенной решетки КУ

$$K_y = \eta_\phi (4\pi/\lambda^2) S \cos \theta_{г.л} K_{и.п} K (1 - |\Gamma_i|^2) (1 - |\tilde{\Gamma}^e|^2), \quad (6.40)$$

где K — коэффициент, учитывающий мощность облучателя, не попадающую на отражатель; Γ_i — коэффициент отражения на входах излучателей регулярной ФАР, сфазированной в соответствующем направлении, $\tilde{\Gamma}^e$ — среднее значение коэффициента отражения при облучении отражателя; η_ϕ — КПД фазовращателей.

Произведение

$$K' = K K_{и.п} \quad (6.41)$$

определяют методами теории зеркальных антенн. Величины Γ_i , $\tilde{\Gamma}^e$ находят с помощью базовой программы.

6.6. ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

Рассмотрим численный метод определения токов излучателей управляемого отражателя, выбрав в качестве исходного электродинамического описания отражателя уравнение обобщенного метода наведенных ЭДС. Будем считать, что отдельный излучатель управляемого отражателя представляет собой совокупность металлических конструктивных элементов, расположенных над экраном, и отверстий в экране, связывающих излучатель с фидерной линией, нагруженной на отражательный фазовращатель. Конструкция отражателя может включать в себя многослойное диэлектрическое покрытие в виде плоского листа, расположенного параллельно экрану.

В рамках обобщенного метода наведенных ЭДС токи в излу-

чателях управляемого отражателя определяются из следующего уравнения:

$$\begin{vmatrix} Z & K_z \\ K_y & Y \end{vmatrix} \begin{vmatrix} I \\ U \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \mathcal{E}_0 \\ J_0 \end{vmatrix}, \quad (6.42)$$

где Z , Y , K_z , K_y — матрицы собственных и взаимных сопротивлений, проводимостей и коэффициентов передачи, определенных относительно базисных функций в разложениях электрических и эквивалентных магнитных токов на конструктивных элементах излучателей

$$j_p^{e,\mu} = \sum_k A^{e,\mu} \psi_{kr}^{e,\mu,t}, \quad (6.43)$$

в которых

$$A^e = I_k^{pt}; \quad A^\mu = U_k^{pt};$$

p, t — номера излучателя и конструктивного элемента излучателя; $\psi_{kr}^{e,\mu,t}$ — базисные функции в разложениях электрического и магнитного тока; $\|IU\|^T$ — вектор коэффициентов в указанных разложениях; $\|\mathcal{E}_0 I_0\|^T$ — векторы ЭДС и МДС, определенных относительно соответствующих базисных функций в (6.43) и выражаемых через электрическое и магнитное поля облучателя. Размерность базисных функций в (6.43) выбрана так, что коэффициенты неизвестного вектора $\|I, U\|^T$ имеют размерность тока и напряжения. Поэтому в дальнейшем эти коэффициенты будем называть токами и напряжениями излучателей. Методика определения коэффициентов матрицы (6.42) и векторов ЭДС и МДС приведена, например, в [6.4].

Матрица собственных и взаимных проводимостей

$$Y = Y^e + Y^i, \quad (6.44)$$

где Y^e — матрица собственных и взаимных проводимостей, обусловленных излучением отверстий во внешнее пространство, Y^i — блочно-диагональная матрица, характеризующая излучение отверстий связи в линии передачи, связывающие излучатели с отражательными фазовращателями. Коэффициент этой матрицы представляет собой сумму ряда парциальных проводимостей:

$$Y_{ppkk'}^{itt'} = \sum_{q=0}^{\infty} Y'_{pq} \int_{s_t} \psi_{kr}^{\mu t} \mathbf{h}_{\perp q} ds \int_{s_t} \psi_{k'r}^{\mu t'} \mathbf{h}_{\perp q} ds, \quad (6.45)$$

где $\mathbf{h}_{\perp q}$ — поперечная составляющая электрического поля q -й собственной волны из ортонормированной системы собственных волн линий передачи;

$$Y'_{pq} = Y_{pq} (1 - \Gamma_{qp}) / (1 + \Gamma_{qp}) \quad (6.46)$$

— парциальная внутренняя проводимость, связанная с q -й собственной волной и зависящая от Γ_{qp} — коэффициента отражения этой волны от фазовращателя, определенного в плоскости отверстия связи.

В (6.46) Y_{pq} — характеристическая проводимость q -й собственной волны линии передачи.

На практике можно считать, что режим работы линий передачи одноволновый и взаимное влияние отверстий связи и фазовращателей по высшим типам волн пренебрежимо мало. Поэтому можно положить $\Gamma_{qp} = 0$, $q \neq 0$. Значение $q = 0$ соответствует основной волне линии передачи. Поскольку значения величин $Y_{ppkk}^{itt'}$ неодинаковы при разных p , при большом числе излучающих элементов в управляемом отражателе решить (6.42) известными методами трудно, особенно при наличии диэлектрических покрытий и подложек. Уравнение (6.42) можно существенно упростить, если использовать решение задачи о возбуждении соответствующей регулярной структуры. В данном случае это можно сделать путем перехода от (6.42) к уравнению для токов бесконечной решетки и использования метода последовательных переотражений. Подбор нагрузок, дополняющих конечную решетку до бесконечной, позволяет исключить влияние излучателей на результат. Согласно методу последовательных переотражений токи в излучателях отражателя представляют в виде суммы токов, возбуждаемых при последовательном отражении волн, индуцированных облучателем в линиях передачи, между входами излучателей и фазовращателями. На каждом переотражении необходимо решать хорошо изученную задачу о возбуждении регулярной излучающей структуры.

Изложим обобщенный метод последовательных переотражений. Представим матрицу (6.42) в виде формальной суммы матриц внешних и внутренних сопротивлений и проводимостей, а также коэффициентов передачи:

$$\left\| \begin{matrix} Z & K_z \\ K_y & Y \end{matrix} \right\| = \left\| \begin{matrix} Z & K_z \\ K_y & Y^e \end{matrix} \right\| + \left\| \begin{matrix} Z^i & 0 \\ 0 & Y^i \end{matrix} \right\|, \quad (6.47)$$

где матрица Y^i определяется (6.45), (6.46). Матрица Z^i — диагональная, ее коэффициенты

$$Z_{kp}^{it} = W_{kp}^i \frac{1 + \Gamma_{pt}^i}{1 - \Gamma_{pt}^i}, \quad (6.48)$$

где

$$\Gamma_{pt}^i = -1. \quad (6.49)$$

Фактически имеем

$$Z^i = 0. \quad (6.50)$$

Однако теперь каждое распределение электрического тока, как и распределения магнитного тока, соответствующие базисным функциям в (6.43), будем рассматривать как излучатели, соединенные линиями передачи с волновым сопротивлением $W^i_{кр}$ и нагрузками, для которых справедливо (6.49). Такими нагрузками будут, очевидно, короткозамыкатели, поскольку длина линий передачи, связывающих эти нагрузки с излучателями, должна быть равной нулю. Распределения электрического и магнитного токов в дальнейшем будем называть электрическими и магнитными парциальными излучателями, или просто *парциальными излучателями*. Таким образом, теперь все парциальные излучатели согласно (6.47), (6.48) соединены линиями передачи с нагрузками. Как будет показано далее, переход от исходной матрицы (6.42) к (6.47) позволяет выразить решение (6.42) через решение задачи о парциальном возбуждении регулярной структуры.

Заменим исходную матрицу в (6.42) матрицей бесконечной решетки. С учетом (6.47) уравнение (6.42) можно представить в следующей форме:

$$\left(\left\| \begin{array}{cc} Z & K_z \\ K_y & Y^e \end{array} \right\|^\infty + \left\| \begin{array}{cc} Z^i & 0 \\ 0 & Y^i \end{array} \right\|^\infty \right) \left\| \begin{array}{c} I \\ U \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{c} \mathcal{E}_0 \\ J_0 \end{array} \right\|. \quad (6.51)$$

Координаты вектора в правой части (6.51), соответствующие излучателям, дополняющим конечную решетку до бесконечной, равны нулю. Уравнение (6.51) определяет токи излучателей конечной решетки, возбуждаемой в составе бесконечной. Это уравнение будет эквивалентно (6.42), если для дополнительных излучателей положить в (6.46), (6.48)

$$\Gamma^i_{кр} = 1, \quad \Gamma_{qp} = -1. \quad (6.52)$$

Действительно, из (6.46), (6.48) следует, что все отверстия связи дополнительных излучателей в этом случае «металлизированы», т. е. парциальные магнитные излучатели замкнуты нагрузками с бесконечно большой проводимостью, а парциальные электрические излучатели дополнительных излучателей нагружены на бесконечно большие сопротивления. Из (6.51) следует, что при выполнении (6.52) ток и напряжения дополнительных излучателей равны нулю, т. е. излучатели фактически отсутствуют.

Уравнение (6.51) описывает возбуждение бесконечной, но нерегулярной решетки, так как сопротивления нагрузок излучателей разные. Для перехода от (6.51) к уравнению, описывающему возбуждение регулярной структуры, исключим из (6.51) сопротивления и проводимости нагрузок и представим возбуждение решетки как возбуждение генераторами с ЭДС и МДС,

а также волнами, отраженными от нагрузок парциальных излучателей. При этом будем считать, что

$$Y_{pq} = Y_q, W_{kr}^t = W_k^t, \quad (6.53)$$

т. е. волновые сопротивления и проводимости линий передачи не зависят от номера излучателя.

Введем обозначения

$$\left\| \begin{array}{c} U_{\text{H}}^z \\ I_{\text{H}}^y \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{cc} Z^t & 0 \\ 0 & Y^t \end{array} \right\|^\infty \left\| \begin{array}{c} I \\ U \end{array} \right\|, \quad (6.54)$$

где U_{H}^z , I_{H}^y — векторы напряжений и токов нагрузок электрических и магнитных парциальных излучателей.

Представим (6.54) в виде суммы напряжений и токов падающих и отраженных волн в соответствующих линиях передачи;

$$\left\| \begin{array}{c} U_{\text{H}}^z \\ J_{\text{H}}^y \end{array} \right\| = \left(\left\| \begin{array}{c} U_{\text{H}}^{z+} \\ I_{\text{H}}^{y+} \end{array} \right\| + \left\| \begin{array}{c} U_{\text{H}}^{z-} \\ I_{\text{H}}^{y-} \end{array} \right\| \right) \quad (6.55)$$

или

$$\left\| \begin{array}{c} U_{\text{H}}^z \\ I_{\text{H}}^y \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{cc} W & 0 \\ 0 & Y' \end{array} \right\| \left(\left\| \begin{array}{c} I_{\text{H}}^{z+} \\ U_{\text{H}}^{y+} \end{array} \right\| - \left\| \begin{array}{c} I_{\text{H}}^{z-} \\ U_{\text{H}}^{y-} \end{array} \right\| \right), \quad (6.56)$$

где верхние индексы обозначают соответственно падающие (+) и отраженные (−) от нагрузок волны; W , Y' — диагональные матрицы волновых сопротивлений и проводимостей линий передачи, связывающих нагрузки с электрическими и магнитными парциальными излучателями.

Используя соотношения

$$I = I_{\text{H}}^{z+} + I_{\text{H}}^{z-}, \quad U = U_{\text{H}}^{y+} + U_{\text{H}}^{y-}, \quad (6.57)$$

представим (6.56) в следующей форме:

$$\left\| \begin{array}{c} U_{\text{H}}^z \\ I_{\text{H}}^y \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{cc} W & 0 \\ 0 & Y' \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{c} I \\ U \end{array} \right\| + 2 \left\| \begin{array}{c} U_{\text{H}}^{z-} \\ J_{\text{H}}^{y-} \end{array} \right\|. \quad (6.58)$$

В результате (6.51) принимает следующий вид:

$$\left\| \begin{array}{cc} Z + W & K_z \\ K_y & Y^e + 1 \end{array} \right\|^\infty \left\| \begin{array}{c} I \\ U \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{c} \mathcal{E}_0 \\ U_0 \end{array} \right\| - 2 \left\| \begin{array}{c} U_{\text{H}}^{z-} \\ I_{\text{H}}^{y-} \end{array} \right\|. \quad (6.59)$$

Согласно (6.59) токи и напряжения излучателей возбуждаются генераторами ЭДС \mathcal{E}_0 и МДС J_0 , а также волнами линий передачи, отраженными от нагрузок парциальных излучателей.

Амплитуды волн, отраженных от нагрузок, выразим через

ток и напряжения парциальных излучателей. Можно показать, что

$$\left\| \begin{array}{l} U_{\text{H}}^{z-} \\ I_{\text{H}}^{y-} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{cc} W\Gamma & 0 \\ 0 & -Y'\Gamma y \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{l} I_{\text{H}}^{z+} \\ U_{\text{H}}^{y+} \end{array} \right\|, \quad (6.60)$$

где коэффициенты диагональной матрицы Γ^z определяются (6.48), (6.49), (6.52), $\Gamma^y = (Y' + Y^i)^{-1}(Y' - Y^i)$. В результате (6.59) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} & \left\| \begin{array}{cc} Z+W & K_z \\ K_y & Y^e + Y' \end{array} \right\|^\infty \left\| \begin{array}{l} I \\ U \end{array} \right\| = \\ & = \left\| \begin{array}{l} \mathcal{E}_0 \\ I_0 \end{array} \right\| - 2 \left\| \begin{array}{cc} W\Gamma^z & 0 \\ 0 & -Y'\Gamma y \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{l} I_{\text{H}}^{z+} \\ U_{\text{H}}^{y+} \end{array} \right\|. \end{aligned} \quad (6.61)$$

Обозначим

$$\begin{aligned} A &= \left\| \begin{array}{cc} Z+W & K_z \\ K_y & Y^e + Y' \end{array} \right\|^\infty; \quad x = \left\| \begin{array}{l} I \\ U \end{array} \right\|; \quad x^+ = \left\| \begin{array}{l} I_{\text{H}}^{z+} \\ U_{\text{H}}^{y+} \end{array} \right\|; \\ B &= \left\| \begin{array}{l} \mathcal{E}_0 \\ I_0 \end{array} \right\|; \quad C = -2 \left\| \begin{array}{cc} W\Gamma^z & 0 \\ 0 & -Y'\Gamma y \end{array} \right\|. \end{aligned} \quad (6.62)$$

Тогда из (6.61) получаем

$$Ax = B + Cx^+. \quad (6.63)$$

Уравнение (6.63) решается итерационным методом. На начальном шаге итерационной процедуры величина x представляется в виде суммы двух слагаемых

$$x = x_0 + x_1', \quad (6.64)$$

определяемых уравнениями

$$Ax_0 = B; \quad Ax_1' = C(x_0^+ + x_1'^+), \quad (6.65); \quad (6.66)$$

и решается (6.65). На следующем шаге поправка к найденному приближенному значению x_0 представляется в виде суммы $x_1' = x_1 + x_2'$, слагаемые которой являются решениями уравнений

$$Ax_1 = cx_0; \quad (6.67)$$

$$Ax_2' = C(x_1^+ + x_2'^+), \quad x_1^+ = x_1 + Dx_0,$$

и решается (6.67).

Приближенное значение искомого решения

$$x \approx x_0 + x_1. \quad (6.68)$$

На k -м шаге итерационной процедуры k -я поправка к найденному на предыдущем шаге приближенному решению x_{k-1} представляется в виде суммы

$$x_k' = x_k + x_{k+1}', \quad (6.69)$$

слагаемые которой являются решениями уравнений

$$Ax_k = Cx_{k-1}^+; \quad (6.70)$$

$$Ax_{k+1}' = C(x_k^+ + x_{k+1}'), \quad x_k^+ = x + {}_k D x_{k-1},$$

затем решается (6.70) и т. д.

Решение (6.63) представляет собой сумму ряда

$$x = \sum_{k=0}^{\infty} x_k. \quad (6.71)$$

Сходимость итерационной процедуры определяется излучением энергии волн, отраженных от нагрузок, во внешнее пространство, а также поглощением в фазовращателях и конструктивных элементах излучателей.

Необходимо отметить, что правая часть (6.61) представляет собой вектор удвоенных амплитуд волн, отразившихся от нагрузки парциальных излучателей на предыдущем шаге итерационной процедуры после отражения волн U_k, I_{k-1} от входов излучателей, т. е. итерационная процедура (6.63) — (6.71) действительно описывает процесс последовательных переотражений волн между входами излучателей и нагрузками. При реализации итерационной процедуры (6.65), (6.70) решают методом преобразования Фурье, так как матрица — бесконечная циркулянтная. После дискретного преобразования Фурье (6.65), (6.70) получаем

$$\tilde{A} \tilde{x}_0 = \tilde{B}; \quad \tilde{A} \tilde{x}_k = \tilde{C} \tilde{X}_{k-1}, \quad (6.72)$$

где тильдой отмечены прямые дискретные преобразования Фурье соответствующих величин. К решениям (6.65), (6.70) переходят с помощью обратного дискретного преобразования Фурье

$$x_k = F^{-1} \tilde{x}_k, \quad (6.73)$$

где F^{-1} — оператор обратного дискретного преобразования Фурье. Как известно [0.4], (6.72) является уравнением задачи с токами в единичной ячейке регулярной структуры при парциальном возбуждении. Таким образом, (6.72), (6.73) позволяют выразить искомое решение задачи о возбуждении конечной отражательной решетки через решение задачи о возбуждении регулярной структуры.

Описанный алгоритм применим и для определения характеристик конечных проходных антенных решеток. Необходимое

число итераций зависит от точности определения токов и шага решетки. При уменьшении шага число итераций возрастает. Практика вычислений показывает, что погрешность определения характеристик АР не превышает в большинстве случаев единиц процентов, если вместо строгого алгоритма (6.63) — (6.71) использовать упрощенный. Суть упрощений состоит в том, что к излучателям, дополняющим конечную решетку до бесконечной, подключают нагрузки, при которых токи, возбуждаемые в этих излучателях, практически отсутствуют. Например, для вибраторной решетки достаточно в зазор дополнительных вибраторов «включить» нагрузки с бесконечно большими сопротивлениями, резонаторные печатные излучатели со штыревым возбуждением можно «закоротить» с помощью короткозамыкателя в коаксиальном волноводе и т. д. При этом, очевидно, не все парциальные излучатели связаны с нагрузками, но главное состоит в том, что готовые программы для моделирования регулярных излучающих структур можно использовать с минимальными доработками для определения характеристик как проходных, так и отражательных конечных АР с числом излучателей 10^4 и более.

Глава 7. ПЕЧАТНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

7.1. КОНСТРУКЦИЯ И ПРИНЦИПЫ ДЕЙСТВИЯ

Печатный излучатель представляет собой прямоугольную пластинку, возбуждаемую одним или несколькими штырями (рис. 7.1). Несмотря на простоту конструкции, это многофункциональный элемент, он может создавать поле излучения как с линейной, так и с круговой поляризацией, а также работать на одной или двух частотах с взаимно ортогональным расположением плоскостей поляризаций излучаемых волн. Теория печатных излучателей может быть построена на базе различных физических моделей. Одна из таких моделей базируется на представлении печатного излучателя в виде разомкнутого отрезка несимметричной полосковой линии, возбуждаемого штырем через отверстие в экране.

При приближенном подходе, основанном на теории длинных линий, в отрезке учитывается возбуждение лишь квази- T -волны. В качестве продольной оси отрезка полосковой линии выбирается одна из осей симметрии прямоугольной пластинки. Предполагается, что энергия излучается через торцевые щели, образо-

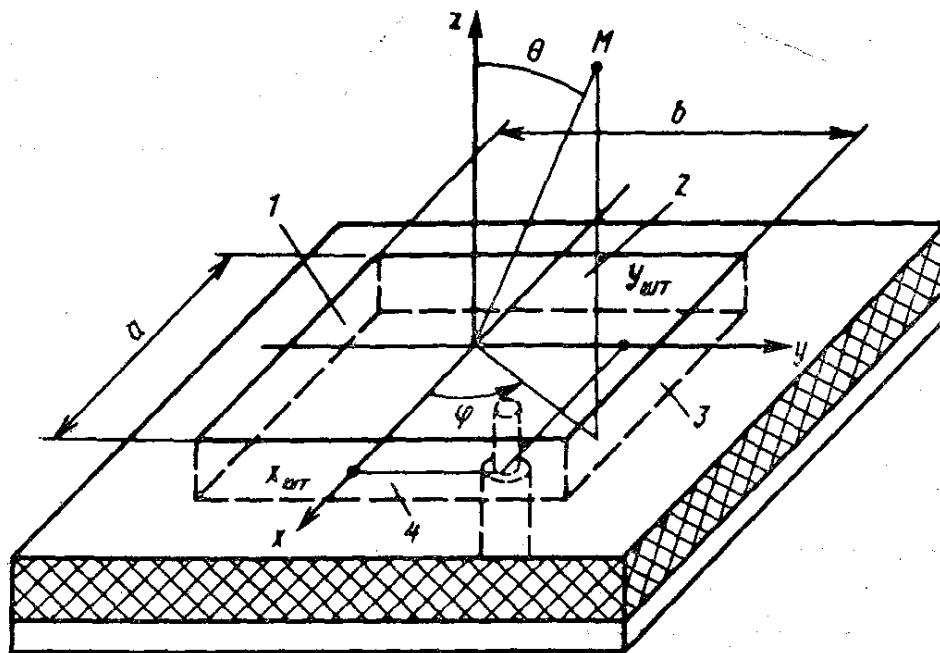


Рис. 7.1. Печатный излучатель

ванные кромками отрезка полоскового проводника и экраном, а излучение из боковых щелей пренебрежимо мало. По сравнению с мощностью квази- T -волны, набегающей на щель, мощность, излучаемая торцевыми щелями, невелика, поэтому коэффициент отражения в плоскости торцевых щелей близок к единице. Распределение тока, а также поля вдоль оси полосковой линии между торцевыми щелями и возбуждающим штырем мало отличается от соответствующих распределений в несимметричной полосковой линии со стоячей квази- T -волной. На торцевые щели приходится максимум напряженности электрического поля и нуль электрического тока. При определенной длине отрезка полосковой линии происходит синфазное сложение волн, отраженных от его концов, и волн, возбуждаемых штырем, что соответствует резонансному режиму работы. Интенсивность колебаний поля и тока, а также мощность излучения в резонансном режиме резко возрастают.

Пусть направление оси отрезка полосковой линии совпадает с осью y (см. рис. 7.1). Тогда резонанс квази- T -волны, распространяющейся в этом направлении, определяется размером b пластинки. Размер a определяет входное сопротивление при резонансе. Торцевые щели 1, 3 излучают волны с основной поляризацией, а боковые щели 2, 4 — волны с кроссполяризацией поля.

Резонансный размер пластинки практически кратен половине длины квази- T -волны:

$$b_n \approx n\lambda_T/2, \quad (7.1)$$

где λ — длина квази- T -волны.

Распределение напряженности электрического поля вдоль торцевых и боковых щелей в резонансном режиме (рис. 7.2, б)

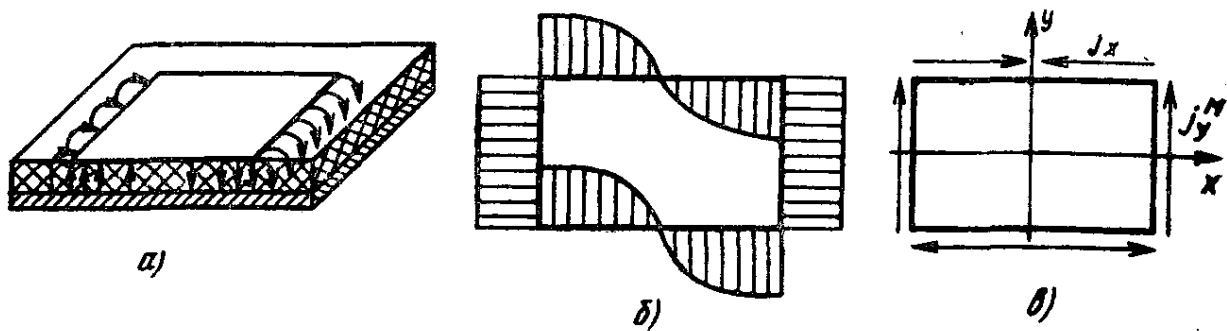


Рис. 7.2. Электрическое поле и эквивалентный магнитный ток в печатном излучателе:

a — силовые линии электрического поля; *b* — распределение электрического поля вдоль торцевых и боковых щелей; *в* — направление эквивалентного магнитного тока

соответствует низшей резонансной частоте, когда длина отрезка полосковой линии близка к половине длины квази- T -волны. Энергия, запасенная в поле квази- T -волны при резонансе, достаточно велика. Следствием этого являются высокая добротность и узкополосность рассматриваемых излучателей. Если резонансный размер излучателя кратен нечетному числу полуволн квази- T -волны

$$b = (2m+1)\lambda_T/2, \quad m=0, 1, \dots, \quad (7.2)$$

то колебания поля в торцевых щелях противофазны. Направление эквивалентного магнитного тока в торцевых и боковых щелях

$$j^m = [E_t, n], \quad (7.3)$$

где n — единичный вектор нормали к плоскости щелей, при $m=0$ показано на рис. 7.2, *в*.

Согласно (7.3) эквивалентные магнитные токи торцевых щелей при выполнении условия (7.2) синфазны. Излучение синфазных щелей имеет максимум в направлении нормали к плоскости экрана. На практике используются излучатели с резонансным размером, определяемым (7.2) при $m=0$. Такие излучатели имеют минимальные габаритные размеры пластинки. Колебания поля и тока в излучателе с указанной длиной в дальнейшем будем называть *низшим типом колебаний*.

Если длина отрезка полосковой линии кратна четному числу полуволн квази- T -волны, т. е.

$$b = m\lambda_T, \quad m=1, 2, \dots, \quad (7.4)$$

то излучатель в направлении нормали к плоскости экрана практически не излучает.

Разработка эффективных печатных излучателей и ФАР, построенных на их основе, тесно связана с созданием математических моделей, содержащих полное электродинамическое описание конструктивных элементов излучателей. Подробные модели и реализующие их программы для ЭВМ существуют и

используются в САПР при создании ФАР. Ниже приводится приближенная методика расчета печатных излучателей, позволяющая оценить их характеристики и выбрать исходные варианты для моделирования на ЭВМ. Кроме того, даются справочные сведения о характеристиках печатных излучателей в плоских ФАР, полученные численными методами с учетом взаимодействия излучателей. Общие вопросы расчета произвольных ФАР рассматривались в гл. 2.

7.2. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА

Прямоугольная пластинка (рис. 7.3), расположенная над экраном, представлена отрезком эквивалентной двухпроводной линии, нагруженным на проводимости торцевых щелей. Эти проводимости являются комплексными величинами с емкостной реактивной частью, обусловленной концентрацией поля у торцевой кромки плоского проводника (см. рис. 7.2, а). Возбудители — штырь и отверстие связи — на эквивалентной схеме (см. рис. 7.3) представлены цепочкой элементов, состоящей из последовательно включенных реактивного сопротивления, штыря и параллельно включенных реактивной проводимости и идеального трансформатора, соответствующих переходу от линии передачи к излучателю через отверстие связи.

Если толщина экрана существенно меньше длины волны и штырь является продолжением центрального проводника коаксиального волновода, то коэффициент трансформации идеального трансформатора можно положить равным единице, а реактивность параллельно включенного элемента — нулю.

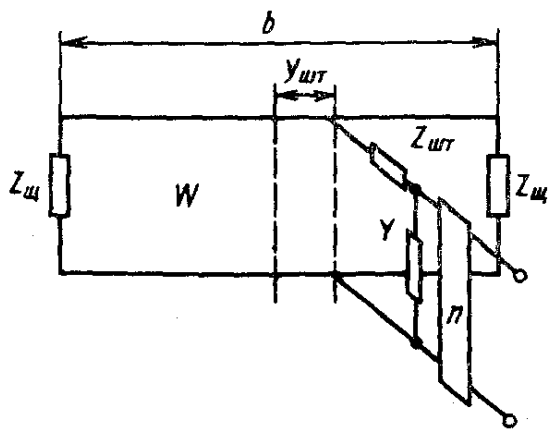


Рис. 7.3. Эквивалентная схема печатного излучателя с возбуждающим штырем, расположенным на оси симметрии пластинки

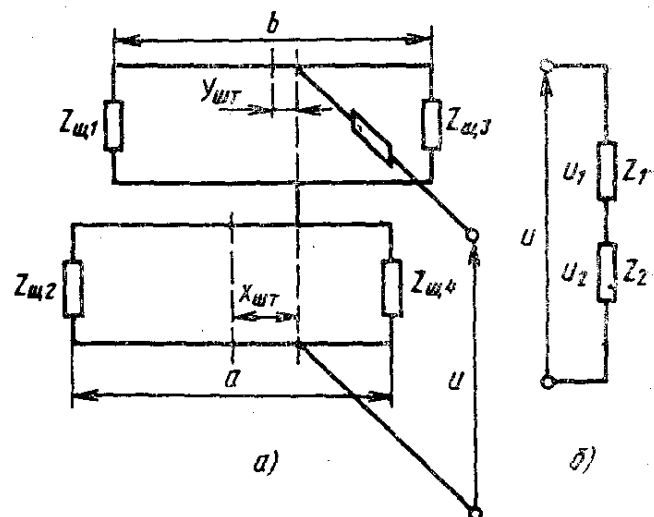


Рис. 7.4. Полная эквивалентная схема печатного излучателя, возбуждаемого штырем, смещенным относительно средней точки пластинки (а), и эквивалентные сопротивления нагруженных отрезков двухпроводных линий в месте включения штыря (б)

Входное сопротивление излучателя

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + iX_{\text{вх}} = Z_1 Z_2 / (Z_1 + Z_2) + Z_{\text{шт}}, \quad (7.5)$$

где

$$Z_1 = W \frac{Z_{\text{щ1}} + iW \operatorname{tg} \beta (b/2 - y_{\text{шт}})}{W + iZ_{\text{щ1}} \operatorname{tg} \beta (b/2 - y_{\text{шт}})} \quad (7.6)$$

— входное сопротивление отрезка эквивалентной двухпроводной линии длиной $l_2 = b/2 - y_{\text{шт}}$, нагруженной на сопротивление торцевой щели $Z_{\text{щ1}}$;

$$Z_2 = W \frac{Z_{\text{щ2}} + iW \operatorname{tg} \beta (b/2 + y_{\text{шт}})}{W + iZ_{\text{щ2}} \operatorname{tg} \beta (b/2 + y_{\text{шт}})} \quad (7.7)$$

— входное сопротивление отрезка эквивалентной двухпроводной линии длиной $l_2 = b/2 + y_{\text{шт}}$, нагруженной на $Z_{\text{щ2}}$; $Z_{\text{шт}}$ — индуктивное сопротивление штыря.

В (7.5) — (7.7) W — волновое сопротивление полосковой линии; β — коэффициент фазы квази- T -волны, $y_{\text{шт}}$ — смещение штыря вдоль оси y относительно средней точки.

Входное сопротивление (7.5) в рабочей полосе частот ведет себя как сопротивление параллельного контура, однако на частоте, соответствующей максимуму активной составляющей входного сопротивления, реактивная составляющая не обращается в нуль и равна индуктивному сопротивлению штыря $Z_{\text{шт}}$.

Из-за наличия емкостной реактивной составляющей сопротивления щелей резонансный размер пластинки несколько меньше значения (7.2).

Укорочение одиночного излучателя, а также излучателя в решетке с учетом их взаимовлияния не превышает 20%. Проводимость излучения торцевых щелей [7.1]

$$G = 1/Z_{\text{щ}} = G^a + iG^r, \quad (7.8)$$

где величины

$$G^a = \frac{\pi a}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}; \quad G^r = -\frac{\pi a}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (1 - 0,276 \ln k_0 t) \quad (7.9)$$

представляют собой активную и реактивную составляющие проводимости. Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число свободного пространства; t — толщина подложки; λ_0 — длина волны в свободном пространстве; ϵ_0 , μ_0 — электрическая и магнитная постоянные.

Сопротивление штыря

$$Z_{\text{шт}} = it/\lambda_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} [0,1159 + \ln(1/k_1 \rho)], \quad (7.10)$$

где ρ — радиус штыря; $k_1 = \omega \sqrt{\mu_a \epsilon_a}$ — волновое число диэлектрика подложки.

Рассматривая печатный излучатель в резонансном режиме как полуволновый отрезок линии, нагруженный на активную составляющую сопротивления излучения щелей и возбуждаемый на расстоянии $y_{шт}$ от среднего сечения (см. рис. 7.3), находим входное сопротивление

$$Z_{вх} \approx \frac{1}{2G_a} [\sin^2(\beta y_{шт}) + (WG^a)^2 \cos^2(\beta y_{шт})]. \quad (7.11)$$

Поскольку $(WG^a) \ll 1$, то

$$Z_{вх} \approx (1/2G_a) \sin^2 \beta y_{шт}. \quad (7.12)$$

Входное сопротивление печатных излучателей в резонансном режиме существенно зависит от расположения штыва под пластинкой. Это позволяет получить нужное его значение на резонансной частоте и обеспечить согласование линии передачи с излучателем.

Печатный излучатель, эквивалентная схема которого дана на рис. 7.4, а, содержит две двухпроводные линии, соответствующие квази- T -волнам, возбуждаемым штывом в направлении осей симметрии пластинки. Будем считать, что дополнительно учитываемая квази- T -волна распространяется вдоль оси симметрии пластинки, параллельной оси x (см. рис. 7.1). Возбуждение второй квази- T -волны и излучение, связанное с ней, такие же, как в излучателе, схема которого представлена на рис. 7.3. Длина эквивалентной двухпроводной линии и ее волновое сопротивление определяются размерами пластинки a и b соответственно. Смещение линии передачи, эквивалентной устройству возбуждения, относительно средних сечений указанных отрезков двухпроводных линий равно смещению штыва вдоль соответствующих осей симметрии пластинки.

По эквивалентной схеме, представленной на рис. 7.4, можно проанализировать характеристики практически во всех режимах работы. Если обозначить входные сопротивления нагруженных отрезков двухпроводных линий в местах включения устройств возбуждения как Z_1' , Z_2' , то эквивалентная схема примет вид, показанный на рис. 7.4, б. Обозначим через U напряжение на входе излучателя. Тогда напряжения на сопротивлениях $Z_{1,2}'$ можно найти по формуле

$$U_{1,2} = U Z_{1,2}' / (Z_1' + Z_2'). \quad (7.13)$$

Напряжения определяются в сечениях эквивалентных двухпроводных линий, в которые включено устройство возбуждения.

Напряжения на торцевых щелях

$$U_{щ} = \frac{U \exp[-i\beta(b/2 \mp y)]}{1 + \Gamma \exp[-i2\beta(b/2 \mp y)]}, \quad (7.14)$$

где

$$\Gamma = (Z_{щ} - W) / (Z_{щ} + W). \quad (7.15)$$

По формулам (7.13) — (7.15) можно найти амплитуды и фазы возбуждения торцевых щелей прямоугольного излучателя на низших типах резонансных колебаний.

7.3. НАПРАВЛЕННОСТЬ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ПЕЧАТНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

При грубых оценках ДН прямоугольного печатного излучателя по полю с основной поляризацией можно рассматривать как ДН двух синфазных торцевых щелей с равномерным распределением поля. Точно так же ДН по полю с кроссполяризацией определяется как ДН двух противофазных боковых щелей с нечетным распределением поля.

Формулы для расчета ДН при основной поляризации и кроссполяризации имеют соответственно вид

$$\begin{aligned} F_{\theta}(\theta, \varphi) &= (L_x \cos \varphi + L_y \sin \varphi) \cos \theta, \\ F_{\varphi}(\theta, \varphi) &= -L_x \sin \varphi + L_y \cos \varphi, \end{aligned} \quad (7.16)$$

где θ, φ — углы сферической системы координат (см. рис. 7.1).

При основной поляризации, когда торцевые щели расположены параллельно оси x или y , имеем соответственно

$$\begin{aligned} L_y &= 0, \quad L_x = \cos u \sin U/U; \\ L_x &= 0, \quad L_y = \cos U \sin u/u, \end{aligned} \quad (7.17)$$

где $u = k_0 b \sin \theta \sin \varphi/2$, $U = k_0 a \sin \theta \cos \varphi/2$.

Для поля, излучаемого боковыми щелями, ориентированными параллельно осям y и x , уровни кроссполяризационной составляющей

$$L_x = 0, \quad L_y = \frac{b \sin U}{2a} \left[\frac{\sin(u+u')}{u+u'} - \frac{\sin(u-u')}{u-u'} \right]; \quad (7.18)$$

$$L_y = 0, \quad L_x = \frac{a \sin u}{2b} \left[\frac{\sin(U+U')}{U+U'} - \frac{\sin(U-U')}{U-U'} \right], \quad (7.19)$$

где $U' = \beta a/2$, $u' = \beta b/2$.

В главных плоскостях ДН по полю с кроссполяризацией равна нулю, так как либо боковые щели не излучают из-за нечетного распределения поля, либо излучение компенсируется из-за противофазности их возбуждения.

Диаграммы направленности печатного излучателя в решетке и одиночного существенно различаются. Причина этого — взаимная связь между излучателями, из-за которой токи индуцируются не только в возбуждаемом излучателе, но и в соседних (см. гл. 2). В результате в ДН могут появиться провалы. Глубина провала зависит от размеров решетки и положения излучателя относительно границы излучающего полотна. Если

излучатели расположены вдали от границы и число их в излучающем полотне велико, то ДН излучателей практически одинаковы, а глубина провалов увеличивается с ростом размеров решетки и числа излучателей.

7.4. КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ

Потери энергии в печатных излучателях АР связаны с потерями в диэлектрике подложки и покрытия, а также в металлических элементах конструкции — пластинке и экране. Потери в покрытии существенно меньше потерь в подложке, и в первом приближении их можно не учитывать, так как напряженность электрического поля в пространстве между пластинкой и экраном существенно больше, чем в диэлектрике покрытия.

Мощность потерь в подложке определяется через тангенс угла диэлектрических потерь диэлектрика подложки:

$$P_{\varepsilon} = \frac{t \operatorname{tg} \Delta}{2\omega \varepsilon_a} \int_{s_{\text{пл}}} |\operatorname{div} \mathbf{j}_s|^2 ds, \quad (7.20)$$

где \mathbf{j}_s — плотность тока на пластинке; t — толщина подложки; ε_a — абсолютное значение диэлектрической проницаемости подложки; $s_{\text{пл}}$ — поверхность пластинки.

Мощности потерь в пластинке и экране

$$P_{\sigma} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} Z_s \int_{s_{\text{пл}}} |\mathbf{j}_{\text{пл}}|^2 ds = \frac{60\pi}{\sqrt{2} \operatorname{tg} \Delta_{\sigma}} \int_{s_{\text{пл}}} |\mathbf{j}_s|^2 ds, \quad (7.21)$$

где Δ_{σ} — угол диэлектрических потерь металла пластинки и экрана.

Отношение мощностей (7.21) и (7.20)

$$\kappa = \frac{P_{\sigma}}{P_{\varepsilon}} = \frac{2\pi\varepsilon}{\operatorname{tg} \Delta \sqrt{2} \operatorname{tg} \Delta_{\sigma} \lambda t} \frac{\int_{s_{\text{пл}}} |\mathbf{j}_s|^2 ds}{\int_{s_{\text{пл}}} |\operatorname{div} \mathbf{j}_s|^2 ds}, \quad (7.22)$$

где ε — относительная диэлектрическая проницаемость подложки.

Пример. Рассмотрим в качестве примера прямоугольный излучатель на резонансной частоте

$$|\mathbf{j}_s(x, y)| = |\sin(\pi x/a)|, \quad (7.23)$$

где a — резонансный размер пластинки; x, y — координаты на пластинке, начало отсчета которых совпадает с центром пластинки.

Подставив (7.23) в (7.22), получим

$$\kappa = \frac{2\varepsilon}{\operatorname{tg} \Delta \sqrt{2} \operatorname{tg} \Delta_{\sigma}} \frac{a^2}{\pi t_1 \lambda}. \quad (7.24)$$

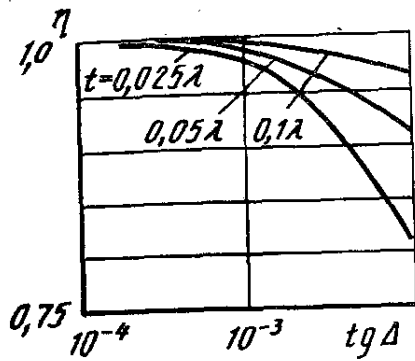


Рис. 7.5. Зависимость η печатного излучателя от тангенса угла диэлектрических потерь подложки

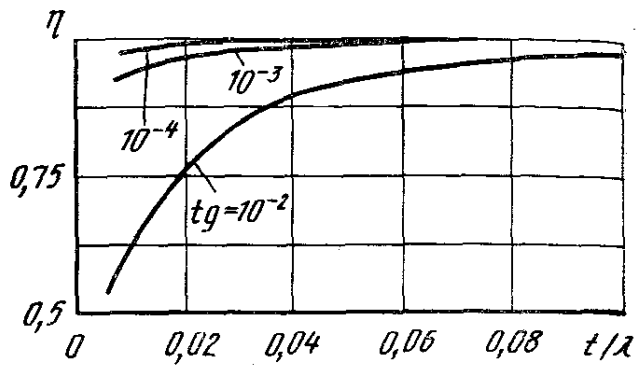


Рис. 7.6. Зависимость η печатного излучателя от толщины подложки с потерями

На рис. 7.5 приведены результаты численного эксперимента по исследованию влияния качества диэлектрика подложки на КПД ФАР с прямоугольными печатными излучателями. На рис. 7.6 представлены зависимости η печатного излучателя от высоты пластинки над экраном при разных значениях $\text{tg } \Delta$. Из графиков, приведенных на рисунках, следует, что уменьшение толщины подложки t приводит к росту потерь и уменьшению КПД ФАР.

Согласно (7.24) при уменьшении толщины подложки потери в экране и пластинке возрастают и могут существенно превышать потери в диэлектрике подложки. При использовании ВЧ диэлектриков с $\text{tg } \Delta < 10^{-3}$ и толщиной подложки $t > 0,01\lambda$ потери в печатных излучателях пренебрежимо малы.

При больших смещениях штыря относительно центра печатного излучателя

$$\eta \approx 1/[1 + Z_{\text{вх}}(y_{\text{шт}}) G_{\sigma}(y_{\text{шт}})], \quad (7.25)$$

где $Z_{\text{вх}}^0(y_{\text{шт}})$ — резонансное входное сопротивление излучателя без потерь, определяемое (7.13);

$$G_{\sigma}(y_{\text{шт}}) = \frac{1}{W} \{ \text{th} [\alpha(b/2 + y_{\text{шт}})] + \text{th} [\alpha(b/2 - y_{\text{шт}})] \}. \quad (7.26)$$

Здесь $\text{th}(\alpha b) Z_{\text{вх}}^0(b/2) \ll 1$; α — коэффициент затухания полосковой линии, отрезок которой с устройством возбуждения образует печатный излучатель.

7.5. ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ ПЕЧАТНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ РАДИОВОЛН С ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Поляризация излучаемых волн зависит от положения штыря и размеров пластинки. Одиночный излучатель с линейной поляризацией поля возбуждается штырем, расположенным на оси симметрии пластинки, параллельной стороне с резонансным размером. Положение штыря на оси симметрии пластинки опре-

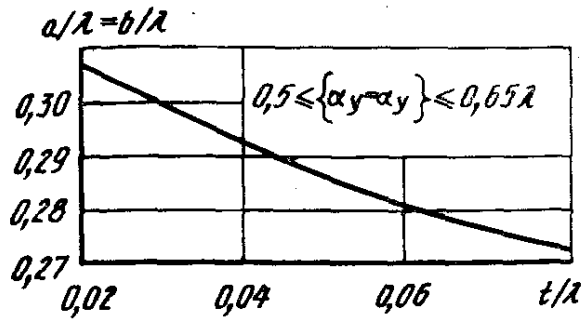


Рис. 7.7. Зависимость резонансных размеров квадратной пластинки в ФАР с прямоугольной и треугольной сетками размещения излучателей от толщины подложки ($\epsilon=2,5$; $\alpha=60^\circ$, 90°)

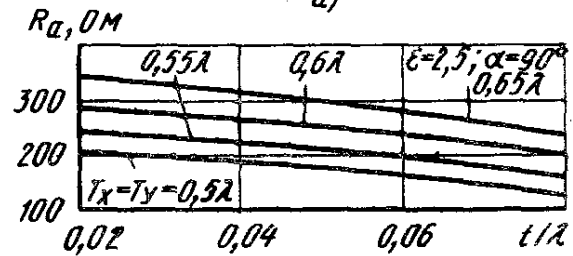
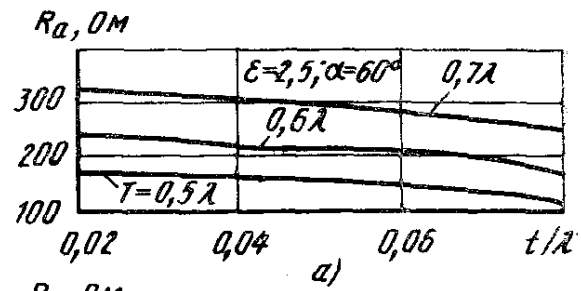


Рис. 7.8. Зависимости активной составляющей входного сопротивления R_a прямоугольного излучателя на резонансной частоте от толщины подложки при треугольной (а) и прямоугольной (б) сетках размещения излучателей

деляется условием согласования излучателя с линией передачи, а рабочая полоса частот — толщиной и диэлектрической проницаемостью подложки. Взаимодействие излучателей в ФАР приводит к существенному изменению их характеристик (рис. 7.7, 7.8).

Расчет одиночного излучателя включает следующие этапы:

1. Определение резонансных размеров. Выбирают исходные значения толщины и диэлектрической проницаемости подложки. При произвольном положении штыря на одной из осей симметрии по (7.5) рассчитывают зависимость $Z_{вх} = Z_{вх}(b)$ или $Z_{вх} = Z_{вх}(a)$. Резонансному размеру пластины соответствует максимум активной составляющей $Z_{вх}$.

2. Согласование излучателя с линией передачи. Из условия $Z_{вх}^0 = W_{л}$, где $W_{л}$ — волновое сопротивление линии передачи; $Z_{вх}^0$ — резонансное значение входного сопротивления излучателя [см. (7.12)], находят смещение штыря вдоль оси симметрии от средней точки пластинки. Предполагается, что $|Z_{шт}| \ll W$. Если это условие не выполняется, что производится компенсация $Z_{шт}$ путем параллельного или последовательного включения в линию передачи емкостного сопротивления.

3. Определение рабочей полосы частот. Рассчитывают коэффициент отражения на входе излучателя $\Gamma = \Gamma(f) = [Z_{вх}(f) - W] / [Z_{вх}(f) + W]$. Рабочую полосу частот устанавливают из неравенства $|\Gamma| \leq |\Gamma|_{max}$, где $|\Gamma|_{max}$ — максимально допустимое значение коэффициента отражения. Если полоса частот меньше требуемой, корректируют толщину и диэлектрическую проница-

емость подложки и вновь выполняют п. 1,2. Если это не дает требуемого результата, то рассчитывают элемент широкополосного согласования.

7.6. ДВУХЧАСТОТНЫЙ ПЕЧАТНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ ФАР

Печатные излучатели с прямоугольной формой металлической пластинки позволяют реализовать двухчастотный режим работы. В этом режиме используется резонанс квази- T -волн, распространяющихся в направлении осей симметрии металлической пластинки.

Возбуждение излучателя на двух частотах можно осуществить независимо с помощью двух штырей, расположенных на продольной и поперечной осях симметрии пластинки. Каждый из штырей (рис. 7.9) возбуждает лишь один тип колебаний на одной из частот. Пары торцевых щелей, излучающие энергию резонансных колебаний, расположены взаимно перпендикулярно. Поэтому плоскости поляризации поля излучения на рабочих частотах образуют угол 90° .

Значение каждой из резонансных частот $f_{1,2}$ так же, как и в одночастотном режиме, зависит от одного из размеров пластинки и практически не зависит от другого. Отношение резонансных частот определяется отношением размеров сторон пластинки: $f_1/f_2 = a/b$. Если разность резонансных частот $\Delta f = |f_1 - f_2|$ превышает рабочую полосу частот каждого из каналов, то входное сопротивление в этой полосе и ДН можно найти по методике расчета одночастотного излучателя.

На практике интерес представляет двухчастотный одноканальный печатный излучатель, возбуждаемый одним штырем. Сигналы с частотами f_1, f_2 разделяются в цепях СВЧ, связанных с излучателем. Такая конструкция отличается простотой. Двухчастотный режим работы обеспечивается смещением штыря с оси симметрии пластины (см. рис. 7.1). Штырь возбуждает два низших типа колебаний (см. рис. 7.4).

Если рабочие частоты разнесены по частотной оси достаточно далеко друг от друга, то на каждой из них одно из сопротивлений Z_1 или Z_2 существенно меньше другого, как сопротивление параллельного контура при сильной расстройке, а входное сопротивление двухчастотного излучателя практически равно

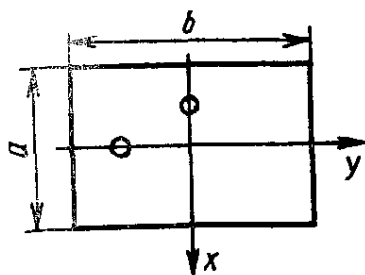


Рис. 7.9. Печатный излучатель с независимым возбуждением рабочих типов колебаний с помощью двух штырей, расположенных на продольной и поперечной осях симметрии пластинки

входному сопротивлению одночастотного излучателя на соответствующей резонансной частоте. Штырь надо располагать так, чтобы значения входных сопротивлений на каждой из рабочих частот были одинаковыми.

Двухканальный излучатель рассчитывают по методике расчета одноканального одночастотного излучателя с линейной поляризацией поля излучения.

7.7. ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ ПЕЧАТНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ РАДИОВОЛН С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Печатный излучатель с круговой поляризацией может быть двух- и одноканальным. Конструкция двухканального излучателя такая же, как двухчастотного, возбуждаемого двумя штырями (см. рис. 7.9). Каждый из каналов при излучении волн круговой поляризации настраивают на одну частоту f_0 . Для создания круговой поляризации волн каналы излучателя должны иметь одинаковые амплитуды и разность фаз (равную 90°). Такое возбуждение обеспечивает, например, тройник, электрическая длина одного из плеч которого отличается от другого плеча на $\lambda/4$. При малой толщине подложки взаимная связь между каналами невелика и рассчитать характеристики каждого из каналов можно по методике расчета одноканального излучателя с линейной поляризацией поля излучения (см. § 7.5).

Для выполнения одноканального излучателя возбуждающий штырь располагают вне осей симметрии, что позволяет одновременно возбуждать два низших типа колебаний, соответствующих возбуждению квази- T -волн, распространяющихся вдоль осей симметрии пластинки. Для реализации круговой поляризации поля излучения необходимо обеспечить равенство амплитуд указанных колебаний и фазовый сдвиг, равный 90° . При расчете пользуются эквивалентной схемой, приведенной на рис. 7.4. Для создания необходимого фазового сдвига излучатель расстраивают по каждому типу колебаний так, чтобы фазовый сдвиг между напряжениями на нагруженных отрезках с сопротивлениями $Z_{1,2}$ (см. рис. 7.4, б) имел заданное значение. Расстройку осуществляют путем изменения размеров пластинки относительно резонансных (один из размеров увеличивают, а другой — уменьшают). Равенство амплитуд колебаний обеспечивается выбором положения штыря под пластинкой. Требуемое направление вращения плоскости поляризации поля излучения зависит от выбора увеличиваемого (или уменьшаемого) размера при настройке излучателя. Если, например, увеличивается размер a , то реактивная составляющая сопротивления Z_1 имеет емкостный характер, а Z_2 — индуктивный. Напряжение U_{z1} опережает U_{z2} на 90° . Поляризация излучаемой волны — правая. Если увеличен размер b , то направление вращения плоскости поляриза-

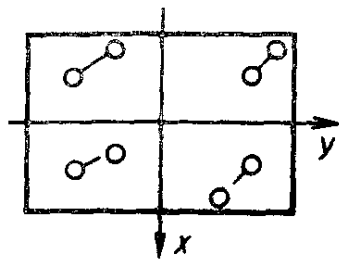


Рис. 7.10. Изменение направления вращения плоскости поляризации из-за перемещения штыря относительно осей симметрии

ции меняется на противоположное. Изменить направления вращения плоскости поляризации можно симметричным перемещением штыря (рис. 7.10), при котором фаза одного из колебаний меняется на 180° .

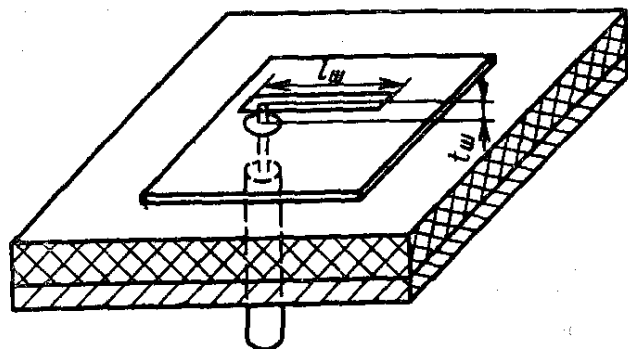
Расчет излучателя включает несколько этапов. На первом этапе определяют резонансные размеры пластинки. Пластинка одиночного излучателя с резонансными размерами имеет форму квадрата, а в решетке — форму прямоугольника, размеры сторон которого зависят от соотношения шагов решетки. На втором этапе при некотором фиксированном положении штыря, например на одной из диагоналей пластинки, находят размеры сторон пластинки, обеспечивающие необходимые фазовые соотношения между напряжениями $U_{z1,2}$ (см. рис. 7.4, б). Фазы каждого из напряжений изменяются практически независимо за счет изменения размера соответствующей стороны пластинки. Размеры сторон подбираются так, чтобы фазы напряжений $U_{z1,2}$ в эквивалентной цепи, схема которой дана на рис. 7.4, б, отличались на $\pm 45^\circ$ от фазы тока. Равенство модулей указанных напряжений достигается подбором положения штыря под пластинкой. Выбор положения штыря должен обеспечивать также согласование излучателя с линией передачи. Поэтому при определении положения штыря рассчитывают не только фазы напряжений $U_{z1,2}$, но и входное сопротивление излучателя.

На последнем этапе определяют ДН излучателя и другие характеристики.

7.8. ШИРОКОПОЛОСНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ

Рабочая полоса частот может быть расширена за счет использования встроенных в излучатель согласующихся элементов. В печатном излучателе с широкополосным согласующим устройством штырь через отверстие в пластинке соединен с разомкнутым шлейфом (рис. 7.11), образованным пластинкой излучателя и прямолинейным плоским проводником, параллельным пластинке. Между пластинкой и ленточным проводником может находиться диэлектрическая подложка. Длина шлейфа на центральной частоте равна $\lambda_{ш}/4$, где $\lambda_{ш}$ — длина волны в отрезке полосковой линии, образующем шлейф. На частоте f_0 входное сопротивление разомкнутого шлейфа равно нулю, а входное сопротивление излучателя остается таким же,

Рис. 7.11. Печатный излучатель с элементом широкополосного согласования



как у излучателя без согласующего устройства. При изменении частоты относительно f_0 реактивные составляющие сопротивлений шлейфа и излучателя становятся не равными нулю, но знаки их противоположны. При определенном выборе волнового сопротивления шлейфа можно обеспечить существенное уменьшение диапазона изменения реактивной составляющей входного сопротивления соединения излучателя и согласующего устройства по сравнению с диапазоном излучателя без шлейфа.

Положение штыря под пластинкой выбирают так, чтобы на резонансной частоте значение КБВ было равно допустимому. В этом случае резонансное сопротивление излучателя должно удовлетворять условию

$$R_{вх\ max}/W = 1/K_{min}. \quad (7.27)$$

Если функции $R_{вх} = R_{вх}(f)$, $X_{вх} = X_{вх}(f)$ соответственно четная и нечетная относительно переменной $(f - f_0)$, то граница полосы согласования определяется условием

$$R_{вх}(f_1) = R_{вх}(f_2) = K_{min}; Z_{ш}(f_{1,2}) = -iX(f_{1,2}). \quad (7.28)$$

Здесь $Z_{ш}$ — входное сопротивление шлейфа:

$$Z_{ш} = -iW_{ш} \operatorname{ctg} (2\pi l_{ш}/\lambda_{ш}), \quad (7.29)$$

$f_{1,2}$ — граничные частоты полосы согласования; $X(f_1) \approx X(f_2)$; $W_{ш}$ — волновое сопротивление шлейфа; $l_{ш}$ — длина шлейфа; $\lambda_{ш}$ — длина волны в полосковой линии, отрезок которой образует шлейф.

Вблизи резонансной частоты

$$Z_{ш}(f) = iW_{ш} 0,5\pi \Delta f / f_0, \quad (7.30)$$

где $\Delta f = f - f_0$;

$$W_{ш} \approx \frac{2 |X(f_{1,2})| f_0}{(\pi |f_1 - f_2|)} \quad (7.31)$$

— волновое сопротивление шлейфа, компенсирующее реактивную составляющую входного сопротивления излучателя в рабочей полосе частот [см. (7.28), (7.30)]. Более точное значение $W_{ш}$ можно получить при использовании (7.29) вместо (7.30).

8.1. НАЗНАЧЕНИЕ И ОСОБЕННОСТИ

Излучатели в виде открытых концов волноводов широко применяют в ФАР сантиметрового диапазона благодаря простому способу возбуждения излучающих элементов питающей линией, удобству сопряжения с волноводными фазовращателями и делителями мощности, высокому уровню передаваемой мощности, малым потерям в фидерном тракте, относительной широкополосности.

К недостаткам волноводных ФАР следует отнести сравнительно большую массу и высокую стоимость отдельных ее элементов и конструкций, связанных со значительной долей процессов механической обработки высокой точности в технологическом цикле изготовления антенной решетки.

В волноводных ФАР с линейной поляризацией поля излучения наибольшее применение получили излучатели в виде открытых концов прямоугольных волноводов (рис. 8.1, а). В том случае, когда требуется обеспечить круговую поляризацию поля излучения ФАР или работу на двух независимых поляризациях, используются волноводы квадратного или круглого сечения (рис. 8.1, б, в) с двумя рабочими типами волн ортогональной поляризации (например, H_{10} и H_{01} в квадратном волноводе). Во фрагменте АР, представленном на рис. 8.2, в качестве согласующих элементов в секторе сканирования и рабочей полосе частот используются диэлектрические вставки и покрытия с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , ϵ_4 , ϵ_2 и толщиной Δ , d_1 , d_2 соответственно. Изменение геометрических размеров стыка двух волноводов также можно использовать для согласования.

Реализация широкого сектора сканирования ФАР накладыва-

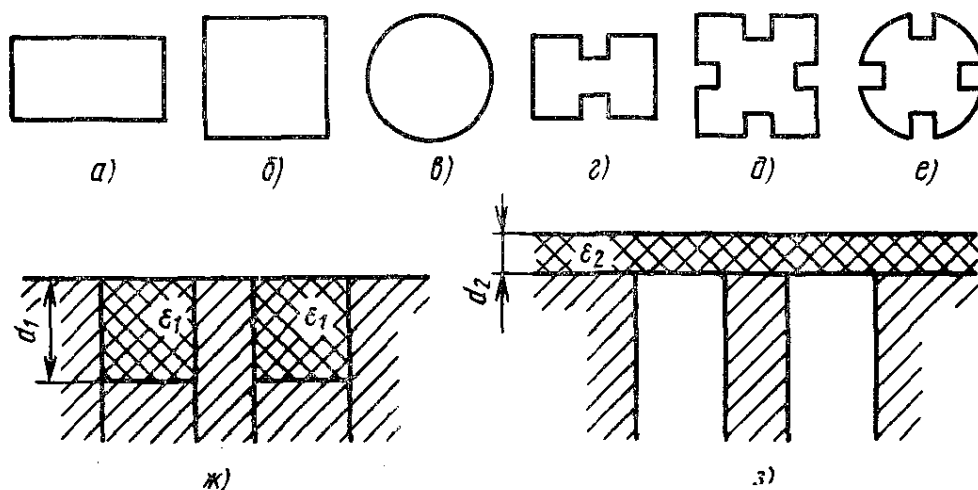


Рис. 8.1. Конструкции излучателей в виде открытых концов прямоугольных волноводов

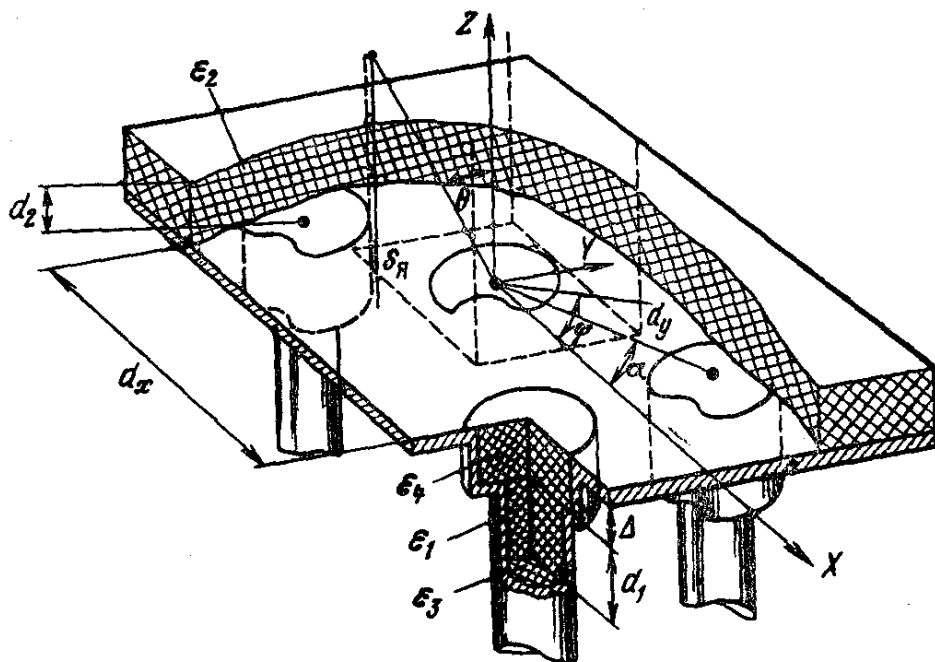


Рис. 8.2. Конструкция фрагмента АР, составленной из двух состыкованных волноводных излучателей с произвольной формой поперечного сечения и сеткой расположения элементов, характеризуемых углом α

вадет ограничение на расстояние между излучателями, что в ряде случаев приводит к необходимости уменьшать поперечные размеры волноводов. Существует несколько способов уменьшения размеров при условии сохранения докритического режима работы на заданной частоте. К первому из них следует отнести заполнение волноводов диэлектриком. Относительное уменьшение линейных размеров волновода зависит от диэлектрической проницаемости материала, заполняющего волновод. Для волноводов прямоугольного сечения коэффициент уменьшения линейных размеров

$$m = a/a' = \sqrt{(2a/\lambda)^2(\epsilon - 1) + 1}, \quad (8.1)$$

где a, a' — размеры широких стенок волноводов соответственно полого и заполненного диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ ; λ — длина волны.

При заданном значении m , на которое надо уменьшить поперечные размеры волновода, относительная диэлектрическая проницаемость наполнителя

$$\epsilon = (m^2 - 1)(\lambda/2a) + 1. \quad (8.2)$$

Формулы (8.1) и (8.2) получены из условия равенства постоянных распространения волны H_{10} в полном и заполненном волноводах.

Аналогично для круглого волновода

$$\begin{aligned} m &= R/R' = \sqrt{(\lambda_{кр}/\lambda)^2(\epsilon - 1) + 1}; \\ \epsilon &= (\lambda/\lambda_{кр})^2(m^2 - 1) + 1, \end{aligned} \quad (8.3)$$

где R, R' — радиусы полого и заполненного волноводов соответственно; $\lambda_{кр} = 3,413R$ — критическая длина волны H_{11} в круглом волноводе.

Уменьшение поперечных размеров волноводов путем их заполнения диэлектриком приводит к увеличению коэффициента отражения излучателя. Другим способом уменьшения поперечных размеров является использование волноводов сложных сечений: Н-образных (см. рис. 8.1, *г*), четырехгребневых прямоугольного и круглого сечений (см. рис. 8.1, *д*, *е*).

Коэффициент уменьшения поперечных размеров m гребневых излучателей зависит от геометрических параметров гребней — толщины W и высоты h (рис. 8.3):

для Н-образных и четырехгребневых волноводов прямоугольного сечения при одномодовом режиме работы

$$m = a/a' = 1/2f(h, W), \quad (8.4)$$

где $f(h, W) = a'/\lambda_{кр}$ — находится из графиков на рис. 8.3, *а*, *б*; для круглых четырехгребневых волноводов

$$h = R/R_1 = 2/3,413f(h, W), \quad (8.5)$$

где $f(h, W)$ определяется из графиков на рис. 8.3, *в*.

Более того, используя известные преимущества (например, широкополосность) волноводов более сложного профиля, можно улучшить диапазонные, энергетические и поляризационные характеристики ФАР в широких секторе углов сканирования и рабочей полосе частот.

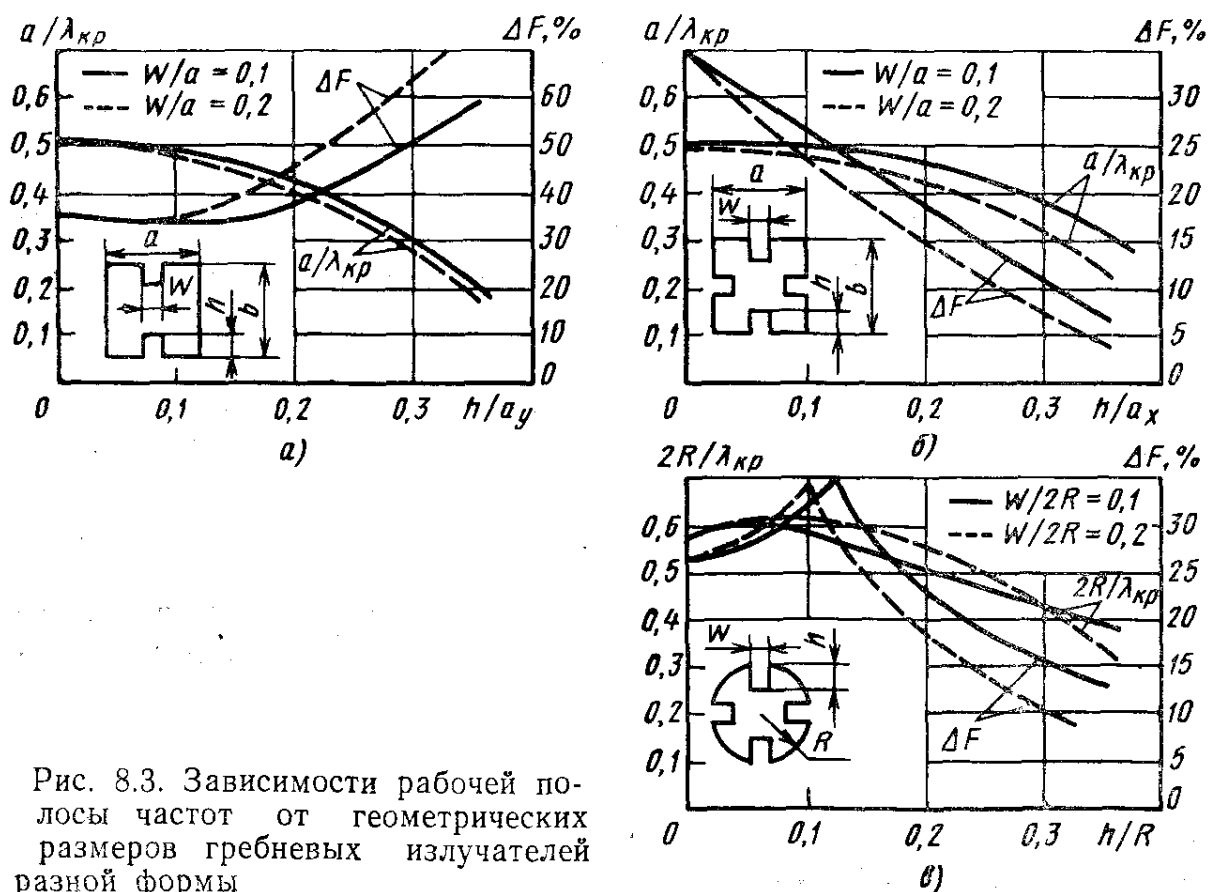


Рис. 8.3. Зависимости рабочей полосы частот от геометрических размеров гребневых излучателей разной формы

Волноводные ФАР как с большим, так и малым числом излучателей находят применение в различных радиосистемах. На их основе построены корабельные РЛС обнаружения и сопровождения целей, самолетные РЛС бокового обзора и управления вооружением. Они применяются в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн в гибридных антенных системах, а также используются в бортовой системе связи между самолетом и спутником. Характеристики ФАР, в том числе и волноводных, зависят от величины и характера взаимных связей между ее элементами. Взаимодействие излучателей приводит к зависимости амплитуды и фазы коэффициента отражения от углового положения луча, изменению векторной ДН излучателя в составе решетки вплоть до появления в ней глубоких провалов, искажению амплитудно-фазового распределения в раскрыве ФАР относительно заданного закона возбуждения. В отличие от резонансных излучателей, например полуволновых вибраторов, в раскрывах волноводов возбуждается широкий спектр высших типов волн, существенно влияющих на характеристики ФАР. При увеличении поперечных размеров волноводных апертур амплитуды высших типов волн в раскрывах увеличиваются.

Исследования волноводных ФАР показывают, что взаимная связь зависит от расстояния между волноводами и их поперечных размеров, причем различие во взаимодействии в E - и H -плоскостях достигает 8...15 дБ, уменьшаясь с сокращением расстояния между волноводами. При малых интервалах между излучателями (менее длины волны) размеры волноводов практически не влияют на взаимную связь. На больших расстояниях увеличение апертуры взаимодействующих волноводов в 1,5 раза приводит к уменьшению взаимодействия между ними на 5...7 дБ в E -плоскости и 1...2 дБ в H -плоскости.

Наличие сильного взаимодействия между волноводами в E -плоскости обуславливает существенные искажения фазового распределения в раскрыве ФАР, а следовательно, изменение ее ДН и согласование при сканировании в указанной плоскости. В то же время в больших ФАР прямоугольных волноводов при отклонении луча в H -плоскости на определенных углах фазирования могут эффективно возбуждаться волны H_{20} в раскрывах волноводов, что приводит к резкому рассогласованию излучателей и глубокому провалу в ДН. Все это говорит о том, что при анализе характеристик волноводных ФАР необходимо учитывать взаимодействие между излучателями.

Основными этапами проектирования передающей ФАР являются следующие:

- анализ исходных данных, выбор структурной схемы ФАР;
- определение формы и размеров излучающего полотна ФАР, выбор амплитудного распределения токов возбуждения излучателей;
- расчет структуры расположения излучателей в раскрыве

ФАР, определение их общего числа и значения СВЧ мощности, приходящейся на один канал;

выбор типа волноводного излучателя;

анализ характеристик ФАР на их соответствие требованиям технического задания (ТЗ);

оптимизация параметров излучающего полотна ФАР;

расчет диаграммообразующей схемы и ее узлов (фазовращателей, делителей мощности и др.);

проработка конструкции ФАР.

Анализ характеристик ФАР с учетом всех особенностей электродинамических процессов, определяющих ее работу, — сложная задача, решаемая методами математического моделирования на высокопроизводительных ЭВМ и требующая существенных вычислительных затрат. Поэтому на начальных этапах проектирования, для которых характерен перебор большого числа альтернативных вариантов построения ФАР, целесообразно использовать элементарные модели АР (отказ от учета взаимодействия излучателей, замена дискретной излучающей системы непрерывным раскрывом и др.). В дальнейшем характеристики уточняют, а параметры ФАР корректируют с учетом априорных сведений о влиянии взаимодействия излучателей на работу АР. На заключительном этапе характеристики спроектированной ФАР рассчитываются с использованием математических моделей электродинамического уровня, что гарантирует высокую точность.

8.2. ПРОЕКТИРОВАНИЕ АНТЕННОГО ПОЛОТНА

Анализ исходных данных. В зависимости от назначения ФАР и выполняемых ею функций в качестве исходных данных на ее проектирование в ТЗ могут приводиться различные электрические, массогабаритные и технологические параметры, а также различные ограничения. К основным исходным данным, определяющим характер функционирования ФАР, следует отнести сектор сканирования, рабочую полосу частот ΔF , излучаемую мощность $P_{\text{изл}}$, коэффициент направленного действия D .

Требования на характеристики излучения формулируются в ТЗ в виде заданных значений ширины ДН в двух главных плоскостях $2\theta_{x0,5}$; $2\theta_{y0,5}$ и максимального уровня боковых лепестков (УБЛ) в секторе сканирования θ_{max} . Иногда в ТЗ указывается форма ДН (например, косекансная). Поляризационные характеристики поля излучения задаются в виде минимально допустимого коэффициента эллиптичности r_z в секторе сканирования.

Наряду с электрическими параметрами для ФАР, используемой в бортовой аппаратуре, в ТЗ приводятся, как правило, массогабаритные ограничения (например, площадь и форма

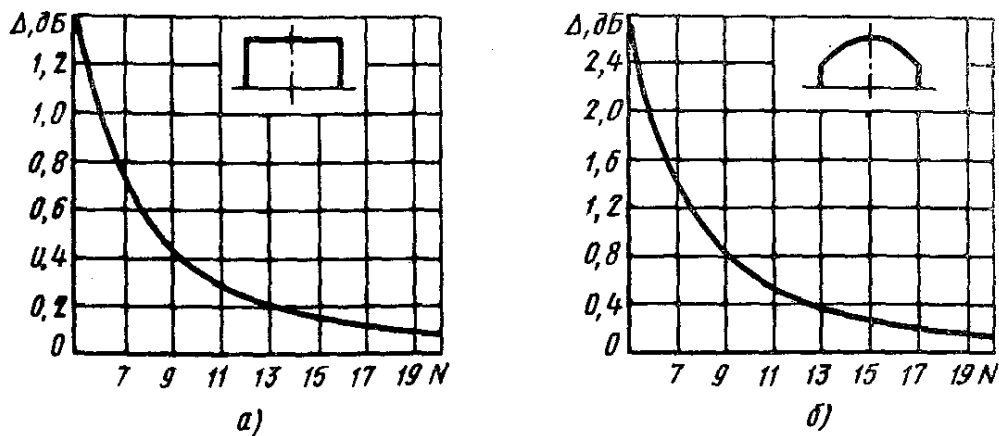


Рис. 8.4. Зависимости увеличения уровня первого бокового лепестка от числа излучателей ФАР с линейной поляризацией для равномерного (а) и спадающего к краям (б) распределения поля

поверхности, выделяемой для размещения антенного полотна, и др.). Форма и размеры излучающего полотна ФАР на начальном этапе проектирования определяются в предположении непрерывного распределения поля в раскрыве решетки, справедливом при малых расстояниях между излучателями (см. гл. 2).

Дискретный характер возбуждения апертуры ФАР приводит к изменению ДН по сравнению с ДН с непрерывным раскрывом. Если форма главного лепестка ДН практически не меняется и для определения его ширины можно использовать данные табл. 2.2, то УБЛ возрастает. Из графиков на рис. 8.4 * видно, что с увеличением числа излучателей различие между ДН непрерывного и дискретного распределений уменьшается и при $N > 20$ его можно не учитывать при выборе закона возбуждения излучателей.

Определение структуры расположения излучателей. Выбор сетки расположения излучателей, характеризуемой углом α , и шага решетки по осям $x(d_x)$ и $y(d_y)$ (см. рис. 8.2) производится с учетом заданного сектора сканирования θ_{max} и заданной полосы частот ΔF . Максимально достижимые полосы частот, %, при одномодовом режиме работы волноводов различного профиля (см. рис. 8.1) приведены ниже:

Волноводный излучатель	Рабочая полоса ΔF , %
Прямоугольный	66
H-образный, не более	100
Круглый	26,5
Квадратный	34,5
Четырехгребневый, не более:	
квадратный	34
круглый	38

* Асатрян Д. Г., Хачатурян Д. Ш. Погрешность восстановления диаграммы направленности антенны по дискретным отсчетам амплитудно-фазового распределения // Радиотехника и электроника.— 1987.— Т. 32, № 1.— С. 27.

Значения рабочей полосы частот

$$\Delta F = (f_{кр1} - f_{кр2}) / (f_{кр1} + f_{кр2}), \quad (8.6)$$

где $f_{кр1}$, $f_{кр2}$ — критические частоты основной и первой из высших типов волн.

При больших углах сканирования ($\theta_{x,y \max} > 30^\circ$) рабочая полоса частот ΔF ограничивается возможностью возникновения побочного главного максимума АР. Поэтому для выбора шага решетки исходя из заданного сектора сканирования $\theta_{ск}$ ($\theta_{x,y \max}$, $\varphi_{ск}$) и заданной ΔF воспользуемся общим соотношением, обеспечивающим однолучевое сканирование для произвольной сетки расположения излучателей:

$$\left[T_x - \frac{m\lambda_0}{d_x(1 + \Delta F/200)} \right]^2 + \left[T_y - \left(\frac{n\lambda_0}{d_y \sin \alpha} - \frac{m\lambda_0}{d_x \operatorname{tg} \alpha} \right) / (1 + \Delta F/200) \right]^2 \geq 1, \quad (8.7)$$

где λ_0 — средняя длина волны рабочего диапазона в свободном пространстве; $T_x = \sin \theta_{x \max} \cos \varphi_{ск}$, $T_y = \sin \theta_{y \max} \sin \varphi_{ск}$, $\theta_{x,y \max}$ — максимальные углы отклонения луча в плоскости сканирования $\varphi_{ск}$; ΔF — рабочая полоса частот, %; $n = -1, (0), 1$; $m = -1, (0), 1$. Запись (0) означает, что ситуация $m=0, n=0$ (основной лепесток решетки) не рассматривается. Особый случай выполнения равенства в (8.7) соответствует лучу, касающемуся плоскости ФАР. Если сетка расположения излучателей прямоугольная ($\alpha = 90^\circ$), то для неблагоприятных с точки зрения возникновения побочных главных максимумов при сканировании направлений ($\varphi_{ск} = 0^\circ$ и $\varphi_{ск} = 90^\circ$) из (8.7) получим

$$\frac{d_x}{\lambda_0} \leq \frac{1}{(1 + \Delta F/200)(1 + |\sin \theta_{x \max}|)}$$

$$\frac{d_y}{\lambda_0} \leq \frac{1}{(1 + \Delta F/200)(1 + |\sin \theta_{y \max}|)}; \quad (8.8)$$

Для гексагональной ($\alpha = 60^\circ$) сетки расположения излучателей шаг решетки d определяют с учетом рабочей полосы ΔF [см. (8.7)]:

$$\frac{d}{\lambda_0} \leq \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{(1 + \Delta F/200)(1 + |\sin \theta_{\max}|)}. \quad (8.9)$$

При выборе сетки расположения излучателей, характеризующейся углом α , следует помнить, что для треугольной формы общее число элементов ФАР можно снизить по отношению к числу элементов сетки прямоугольной формы, например, при $\alpha = 60^\circ$ на 13%. Кроме того, увеличение площади $s_{я}$ (см. рис. 8.2), приходящейся на один элемент, облегчает конструктивное размещение фазирующих устройств около излучателей решетки.

Для исключения резкого рассогласования на границе сектора

сканирования (такое рассогласование возникает в силу конечной ширины побочного главного лепестка) расчетные значения d_x/λ_0 и d_y/λ_0 уменьшают на 6...8%.

Число излучателей в ФАР зависит от размеров L_x, L_y апертуры и шагов решетки d_x и d_y . Мощность СВЧ колебаний, излучаемая отдельным элементом ФАР P_n , зависит от полной излучаемой мощности P_Σ и закона амплитудного распределения возбуждающих сигналов по полотну решетки $f(x, y)$. При равноамплитудном возбуждении излучателей

$$P_n = P_\Sigma / N; \quad (8.10)$$

при более сложных законах возбуждения

$$P_n = \frac{P_\Sigma}{N} \frac{f^2(x_n, y_n)}{\sum_{n=1} f^2(x_n, y_n)}, \quad (8.11)$$

где x_n, y_n — координаты n -го излучателя; значения функции $f(x_n, y_n)$ приведены в табл. 2.1.

Геометрические размеры излучателя определяют исходя из заданных $\Delta F, P_n$, вида поляризации и геометрии расположения элементов в ФАР. Здесь же могут быть учтены конструктивные ограничения на межэлементное расстояние элементов в решетке. Например, для АР линейной поляризации из прямоугольных волноводов (рис. 8.5) размеры излучателя выбирают по формулам

$$a/\lambda_0 = d_x/\lambda_0 - \Delta x/\lambda_0; \quad b/\lambda_0 = (d_y/\lambda_0 - \Delta y/\lambda_0) \sin \alpha, \quad (8.12)$$

где a, b — размеры волновода; $\Delta x, \Delta y$ — расстояния между смежными стенками волноводов по осям x и y .

Для исключения резкого рассогласования в волноводном излучателе при работе на частотах, близких к критическим, размеры a/λ_0 и b/λ_0 корректируются так, чтобы

$$\begin{aligned} f_{кр1} &\leq (0,92 \dots 0,9) \left(f_0 - f_0 \frac{\Delta F}{200} \right), \\ f_{кр2} &\geq (0,96 \dots 0,94) \left(f_0 + f_0 \frac{\Delta F}{200} \right), \end{aligned} \quad (8.13)$$

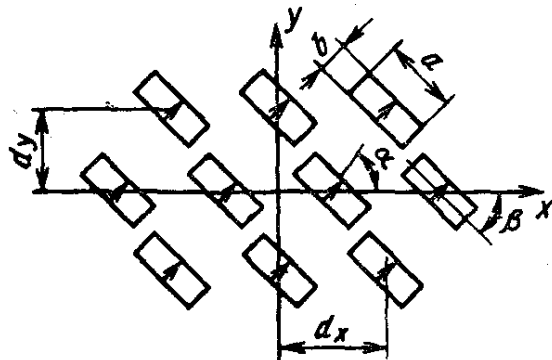


Рис. 8.5. Расположение прямоугольных волноводов в ФАР с линейной поляризацией

где $f_{кр1}$, $f_{кр2}$ — критические частоты основной и первой высшей волн соответственно; f_0 — центральная частота.

Связь $f_{кр1}$, $f_{кр2}$ с размерами a , b и формой поперечного сечения устанавливается для волновода со сложным поперечным сечением [0.8] на основе расчета критических частот, а для простейших волноводов с линейной и круговой поляризацией с помощью следующих соотношений:

прямоугольный волновод с поперечными размерами a и b

$$f_{крEH} = \frac{v}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}; \quad (8.14)$$

круглый волновод радиуса R для E -волн

$$f_{крE} = \frac{v}{2\pi R} \nu_{mn}; \quad (8.15)$$

для H -волн

$$f_{крH} = \frac{v}{2\pi R} \mu_{mn}$$

где v — скорость света в среде, заполняющей волновод; ν_{mn} и μ_{mn} — корни функции Бесселя и производной функции Бесселя m -го порядка.

Если размеры a/λ_0 и b/λ_0 не удовлетворяют условию (8.12), то можно заполнить волновод диэлектриком [см. (8.1) — (8.3)] или изменить форму его поперечного сечения. Однако при этом уменьшается электрическая прочность волновода. Для прямоугольного волновода стандартных (23×10 мм) размеров, работающего на волне H_{10} , предельно допустимая мощность $P_{H_{10} \text{ прес}} \leq 125 \lambda^2$, $P_{\text{доп}}$, как правило, в несколько раз меньше. Обычно полагают $P_{\text{доп}} = (0,2 \dots 0,3) P_{\text{пред}}$.

Предельную мощность можно существенно повысить, увеличив площадь поперечного сечения волновода по сравнению со стандартной площадью, однако при этом необходимо применять меры для предотвращения распространения всех других типов волн, кроме основного. Для излучателей с круговой поляризацией предельно допустимая мощность увеличивается вдвое, так как она переносится двумя линейно поляризованными волнами (например, H_{11} для круглого волновода или H_{10} , H_{01} — для квадратного), сдвинутыми по фазе друг относительно друга на 90° .

8.3. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК

Методы расчета характеристик волноводных ФАР отличаются уровнем моделирования электромагнитных процессов в раскрыве решетки, а следовательно, и точностью получаемых результатов. Однако следует учитывать, что строгие электродинамические методы анализа волноводных ФАР связаны с большим

объемом вычислений на ЭВМ и их применение оправдано на заключительных этапах проектирования.

Элементарная модель ФАР. Простейшую модель волноводной ФАР можно получить на основе следующих предположений: взаимодействие излучателей существенно не влияет на характеристики ФАР, и им можно пренебречь;

распределение поля в излучающих апертурах соответствует полю основного типа волн в волноводе;

амплитудно-фазовое распределение поля в раскрыве решетки соответствует распределению амплитуд возбуждающих волн в питающих волноводах.

Поле излучения ФАР в дальней зоне можно определить на основе теоремы перемножения [0.1]:

$$E(\theta, \varphi) = Af_z(\theta, \varphi) f_1(\theta, \varphi), \quad (8.16)$$

где A — амплитудный множитель; $f_z^{(\theta, \varphi)}$ — множитель решетки; $f_1(\theta, \varphi)$ — характеристика направленности изолированного излучателя.

Для открытого конца прямоугольного волновода, расположенного в плоском бесконечном металлическом экране и возбуждаемого волной H_{10} , составляющие вектора E в дальней зоне имеют вид

$$E_{\theta}^{H_{10}}(\theta, \varphi) = \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} T_y\right) \cos\left(\frac{ka}{2} T_x\right)}{\frac{kb}{2} T_y \quad 1 - \left(\frac{2a}{\lambda} T_x\right)^2} \sin \varphi, \quad (8.17)$$

$$E_{\varphi}^{H_{10}}(\theta, \varphi) = \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} T_y\right) \cos\left(\frac{ka}{2} T_x\right)}{\frac{kb}{2} T_y \quad 1 - \left(\frac{2a}{\lambda} T_x\right)^2} \cos \varphi \cos \theta,$$

где $T_x = \sin \theta \cos \varphi$; $T_y = \sin \theta \sin \varphi$; θ, φ — угловые координаты сферической системы координат (угол φ отсчитывается против часовой стрелки от оси Ox , совмещенной с широкой стенкой волновода). В (8.17) опущен нормирующий множитель $jk \sqrt{ab} \exp(-ikR)/(4\pi^2 R)$.

Аналогично определяется поле излучения круглого волновода радиусом R с волной H_{11} в главных плоскостях H (при $\varphi = 0$)

$$E_{\varphi}(\theta, \varphi) = \frac{0,58 J_1'(kR \sin \theta)}{1 - \left(\frac{3,41 R}{\lambda} \sin \theta\right)^2} \cos \theta \quad (8.18)$$

и E (при $\varphi = 90^\circ$)

$$E_{\theta}(\theta, \varphi) = \Lambda_1(kR \sin \theta),$$

где $J_1(x)$ — функция Бесселя; $\Lambda_1(x)$ — лямбда-функция; $J_1'(x)$ — производная функции Бесселя.

Множитель решетки $f_2(\theta, \varphi)$ рассчитывается по формулам, приведенным в гл. 2

При вычислении ДН открытых концов гребневых волноводов (см. рис. 8.1, $z-e$) в первом приближении можно пренебречь различиями в распределении полей основных типов колебаний и использовать формулы (8.17) и (8.18). Для формирования поля эллиптической поляризации излучателя волноводных ФАР возбуждаются ортогонально поляризованными волнами (например, H_{10} и H_{01} в квадратном волноводе). Составляющие поля в дальней зоне имеют вид

$$E_\theta = E_\theta^{H_{10}} + B E_\theta^{H_{01}}; \quad E_\varphi = E_\varphi^{H_{10}} + E_\varphi^{H_{01}}, \quad (8.19)$$

где $B = |B| \exp i\varphi_B$ — отношение комплексных амплитуд возбуждающих волн;

$$E_\theta^{H_{0,1}}(\theta, \varphi) = \frac{\cos(0,5kbT_y)}{1 - (2bT_y/\lambda)^2} \frac{\sin(0,5kaT_x)}{0,5kaT_x} \cos \varphi;$$

$$E_\varphi^{H_{0,1}}(\theta, \varphi) = \frac{\cos(0,5kbT_y)}{1 - (2bT_y/\lambda)^2} \frac{\sin(0,5kaT_x)}{0,5kaT_x} \cos \theta \sin \varphi.$$

Поляризационные характеристики поля излучения: коэффициент эллиптичности

$$r_\varepsilon = \frac{\| |E_\Pi| - |E_\perp| \|}{\| |E_\Pi| + |E_\perp| \|}, \quad (8.20)$$

угол наклона большой оси эллипса поляризации

$$\gamma = (\arg E_\Pi - \arg E_\perp) / 2, \quad (8.21)$$

где

$$E_\Pi = (-iE_\theta + E_\varphi) / \sqrt{2}, \quad E_\perp = (iE_\theta + E_\varphi) / \sqrt{2}. \quad (8.22)$$

Коэффициент направленного действия ФАР в рамках данной модели приближенно оценивается выражением (2.11). В основе расчета лежат предположения о непрерывном распределении поля в раскрыве решетки.

Потери мощности в излучателях ФАР складываются из тепловых потерь в стенках волновода и потерь на отражение электромагнитного поля (ЭМП) от раскрыва. Тепловые потери в волноводах принято характеризовать погонным коэффициентом затухания α . Коэффициенты затухания для волноводов:

прямоугольных размером $a \times b$ с волной H_{10}

$$\alpha = \left[1 + 2 \frac{b}{a} \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2 \right] / 120 \pi \sigma \Delta_0 b \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}, \quad (8.23)$$

для круглых радиусом R с волной H_{11}

$$\alpha = [0,418 + (\lambda/3,413R)^2] / 120 \pi \sigma \Delta_0 R \sqrt{1 - (\lambda/3,413R)^2}, \quad (8.24)$$

где $\Delta_0 = \sqrt{2/(\omega\mu\sigma)}$ — глубина проникновения ЭМП частотой ω в стенки волновода; $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — абсолютная магнитная проницаемость воздуха; σ — удельная проводимость материала волновода, См/м.

Справочные данные электрических характеристик металлов, используемых для изготовления волноводов, приведены в [0.8]. Для основного типа волны в волноводе модуль коэффициента отражения от раскрыва можно рассчитать по формуле

$$|\Gamma| = (W_b - W_0) / (W_b + W_0), \quad (8.25)$$

где $W_0 = 120\pi$ — волновое сопротивление свободного пространства, Ом.

Для основного типа волны волновые сопротивления волноводов прямоугольного и круглого сечений определяются соответственно по формулам

$$W_b = \frac{2b}{a\sqrt{\varepsilon}} \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2 \frac{1}{\varepsilon}}}, \quad (8.26)$$

$$W_b \approx \frac{8}{3\sqrt{\varepsilon}} \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\lambda}{3,41R}\right)^2}}, \quad (8.27)$$

где ε — относительная диэлектрическая проницаемость материала, заполняющего волновод.

Для волноводов прямоугольного сечения существует оптимальное в смысле минимума коэффициента отражения от раскрыва соотношение размеров широкой a и узкой b стенок волновода:

$$2b/\lambda = \sqrt{(a/\lambda)^2 \varepsilon - 1/4}. \quad (8.28)$$

В круглых волноводах равенство $W_b = W_0$ достигается только при заполнении их диэлектриком и выполнении условия

$$\lambda/R = 3,41 \sqrt{\varepsilon - 7,11}. \quad (8.29)$$

Зная коэффициенты затухания волны в волноводе α и отражения от раскрыва Γ , можно при условии идентичности характеристик всех элементов ФАР и отсутствии согласующих устройств (СУ) рассчитать КПД излучающей системы

$$\eta = e^{-2\alpha l} (1 - |\Gamma|^2), \quad (8.30)$$

где l — длина волноводного излучателя.

Выражение (8.25) позволяет лишь приближенно оценить модуль коэффициента отражения основного типа волны от раскрыва волновода. При проектировании СУ помимо модуля $|\Gamma|$ необходимо знать фазу коэффициента отражения от излучателя (рис. 8.6).

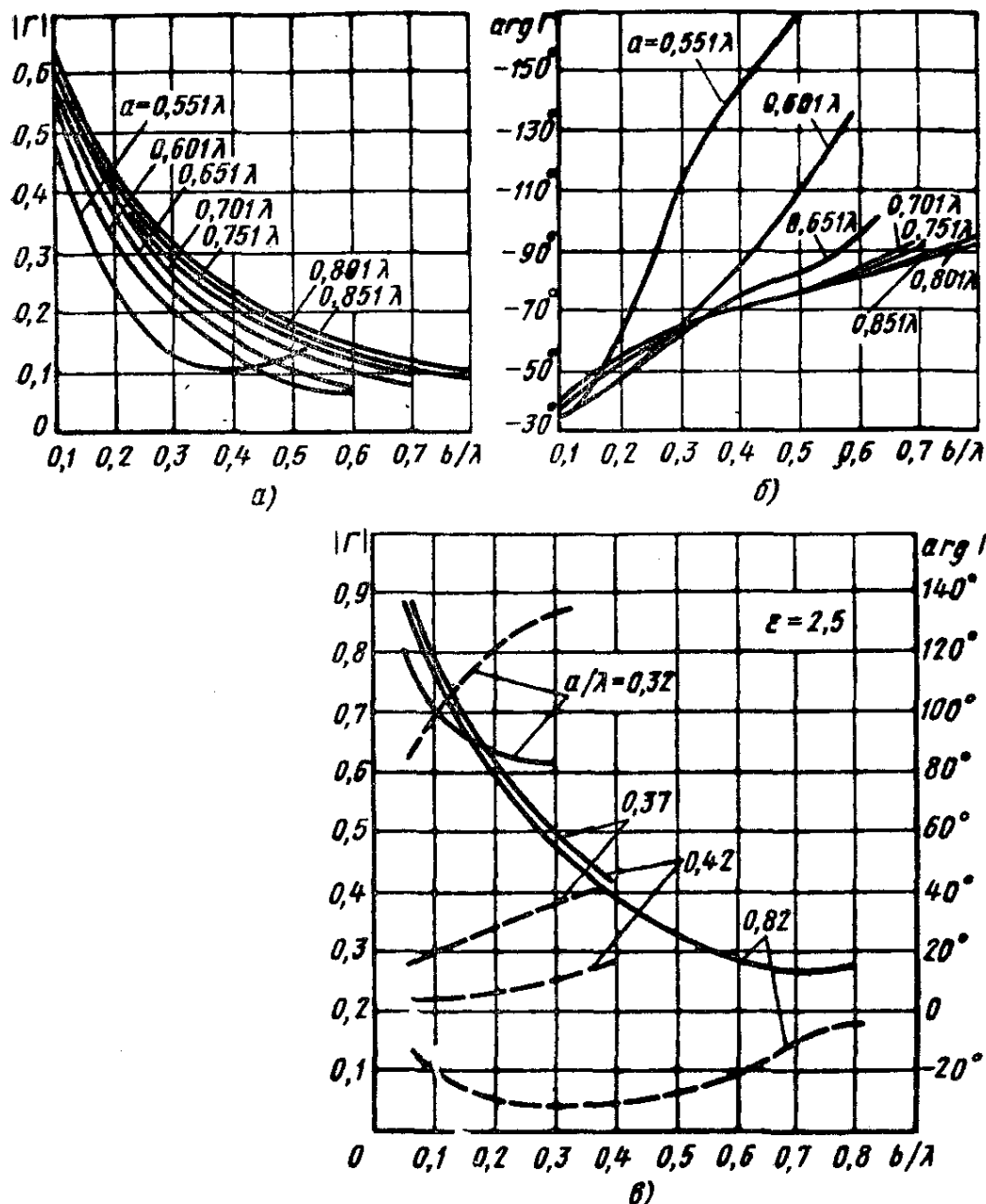


Рис. 8.6. Зависимости $|\Gamma|$ и $\arg \Gamma$ открытого конца прямоугольного волновода от его геометрических размеров, рассчитанные с помощью электродинамических моделей

Рассмотренная выше элементарная модель волноводной ФАР не учитывает влияния взаимодействия излучателей на характеристики решетки. Общепринятыми считаются две модели. Одна из них применяется для расчета характеристик ФАР с большим числом излучателей (линейные размеры излучающей системы должны превышать $10 \dots 15 \lambda$). Она основана на использовании бесконечной периодической структуры излучателей. Другая модель основана на строгом решении электродинамической задачи о возбуждении АР с большим числом элементов (до $200 \dots 300$).

Модель бесконечной ФАР. В больших ФАР элементы центральной области в основном находятся в однородном окружении, поэтому их характеристики можно считать идентичными и совпадающими с характеристиками излучателя в составе бес-

конечной решетки. Это, с одной стороны, упрощает решение задачи о взаимодействии волноводных излучателей, а с другой — позволяет применить теорему перемножения (8.16) для анализа характеристик ФАР. В этом случае ДН излучателя представляет собой парциальную ДН волновода, т. е. элемента в составе решетки при подключении согласованных нагрузок ко всем остальным излучателям. При возбуждении одного излучателя в остальных элементах решетки наводятся токи. Суперпозиция полей излучения, создаваемых токами в апертурах активного и пассивного излучателей, формирует парциальную ДН, вид которой определяется структурой ФАР, взаимной связью излучателей и скоростью ее изменения при изменении расстояния между излучателями.

Для идеально согласованного излучателя бесконечной ФАР [0.4] парциальная ДН

$$F(\theta, \varphi) = \sqrt{4\pi S_{\pi} / \lambda^2} \cos \theta, \quad (8.31)$$

где S_{π} — площадь, приходящаяся на один элемент решетки.

Типичные парциальные ДН прямоугольных волноводов различного сечения в составе ФАР с ортогональной и треугольной

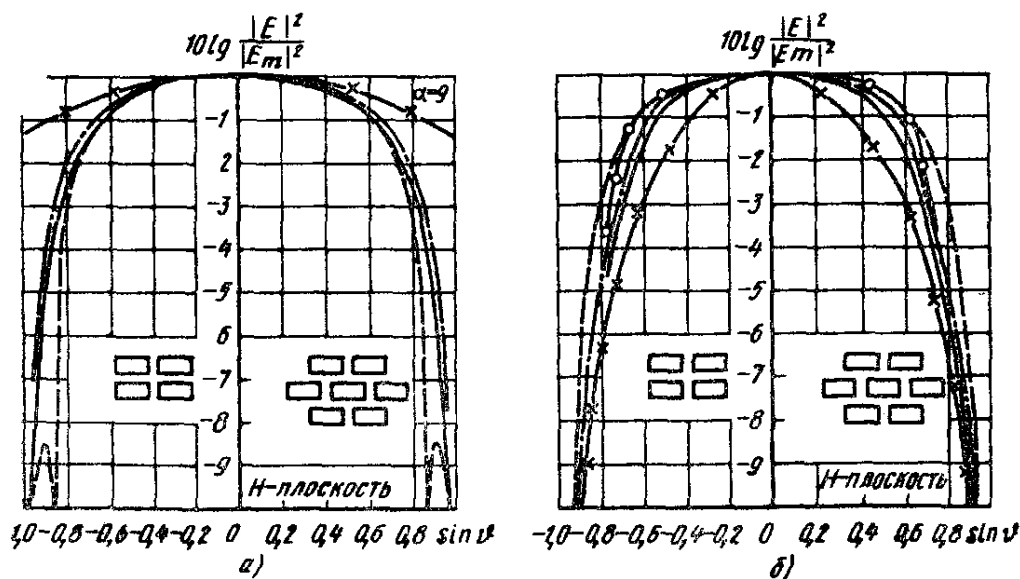


Рис. 8.7. Типичные ДН прямоугольных волноводов различного сечения в составе ФАР с ортогональной (а) и треугольной (б) структурами расположения излучателя при $a=0,575 \lambda$ и $d_x=0,625 \lambda$:

на рис. 8.7, а: — $b=0,25 \lambda$, $d_y=0,3 \lambda$; $b=0,25 \lambda$, $d_y=0,5 \lambda$;

$b=0,35 \lambda$, $d_y=0,5 \lambda$; $\alpha=90^\circ$

— · — $b=0,45 \lambda$, $d_y=0,5 \lambda$, $\alpha=90^\circ$

— — — $\alpha=60^\circ$; $d_y=0,624 \lambda$; $b=0,25 \lambda$, $0,35 \lambda$, $0,45 \lambda$

— × — $a=0,575 \lambda$; $b=0,25 \lambda$; $N=1$

на рис. 8.7, б: — $b=0,25 \lambda$, $d_y=0,5 \lambda$, $\alpha=90^\circ$; $b=0,25 \lambda$,

$d_y=0,624 \lambda$, $\alpha=60^\circ$

— · — $b=0,35 \lambda$, $d_y=0,5 \lambda$, $\alpha=90^\circ$; $b=0,35 \lambda$, $d_y=0,624 \lambda$,

$\alpha=60^\circ$

— · — $b=0,45 \lambda$, $d_y=0,5 \lambda$, $\alpha=90^\circ$

— — — $b=0,45 \lambda$, $d_y=0,624 \lambda$, $\alpha=60^\circ$

— × — $a=0,575 \lambda$, $b=0,25 \lambda$, $N=1$

структурами расположения элементов приведены на рис. 8.7.

Известно, что излучатель бесконечной ФАР не может быть идеально согласован в непрерывной области значений угла сканирования, хотя можно добиться равенства нулю коэффициента отражения в бесконечном множестве дискретных положений луча, соответствующим образом соединив между собой все антенные элементы решетки. Поэтому ДН излучателя в составе решетки всегда будет отличаться от идеальной ДН (8.31) на величину, пропорциональную зависимости коэффициента отражения от угла сканирования $\Gamma(\theta, \varphi)$. Коэффициент усиления излучателя $g(\theta, \varphi)$ бесконечной ФАР связан с парциальной ДН зависимостью $g(\theta, \varphi) = f^2(\theta, \varphi)$:

$$f^2(\theta, \varphi) = g(\theta, \varphi) = \frac{4\pi S_{\text{я}}}{\lambda^2} (1 - |\Gamma(\theta, \varphi)|^2). \quad (8.32)$$

Отметим основные отличия ДН изолированного волноводного излучателя от его парциальной ДН в составе решетки. Для волноводов с размерами a/λ и $b/\lambda < 1$ при линейной поляризации поля излучения наблюдается сужение парциальной ДН в E -плоскости и расширение в H -плоскости (см. рис. 8.7). Кроме того, при определенных условиях в парциальной ДН могут появиться глубокие провалы, приводящие к «ослепению» ФАР. В режиме ослепления передающая ФАР практически не излучает, а вся мощность, подводимая к излучателям, отражается в фидерные линии.

В решетках, излучатели которых содержат вблизи раскрыва диэлектрические вставки (см. рис. 8.1, ж), эффект ослепления может возникнуть из-за резонанса на волнах высших типов. В апертуре волновода наряду с основным типом волны возбуждаются волны высших типов, амплитуда которых зависит от фазового распределения поля в раскрыве решетки, т. е. от угла сканирования. Для некоторых типов волн, распространяющихся в области, заполненной диэлектриком, и затухающих в регулярной области волновода, диэлектрическая вставка играет роль резонатора. При определенном сочетании структуры решетки, размеров волновода и параметров вставки на некоторых углах сканирования происходит гашение поля в апертуре волновода. Входная проводимость излучателя, зависящая от распределения амплитуд в спектре высших волн на раскрыве волновода, в этом случае становится равной нулю, что приводит к полному рассогласованию излучателя.

В решетках, покрытых слоем диэлектрика (см. рис. 8.1, з), эффект ослепления наблюдается при направлениях луча, когда распределение поля в раскрыве становится близким к распределению поля поверхностной волны в слое диэлектрика на проводящем экране.

Появление нулей в парциальной ДН излучателя ФАР полых волноводов без диэлектрических покрытий связывается с воз-

буждением в излучающих апертурах высших типов волн, находящихся в слабо закритическом режиме. Эффект ослепления возможен в ФАР, структура которых допускает появление дополнительных главных максимумов ДН решетки в области видимых углов при сканировании [0.4]. Сравнив ФАР различных структур, следует отметить, что при прямоугольной сетке размещения волноводных излучателей нулевые провалы наблюдаются только в E -плоскости парциальной ДН, в то время как ослепление антенных решеток треугольной структуры возможно в произвольной плоскости сканирования.

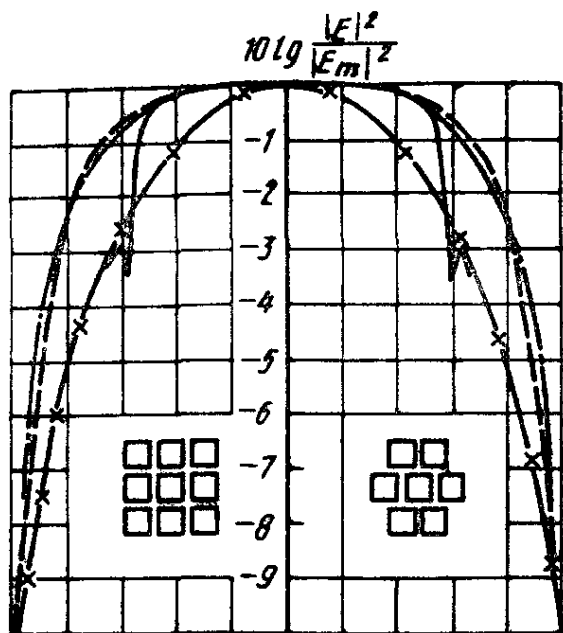
Нулевые провалы парциальной ДН ограничивают допустимый сектор сканирования волноводных ФАР. Эффективным средством борьбы с ослеплением является уменьшение периода структуры решетки с целью расширения сектора однолучевого сканирования и сокращение размеров излучающей апертуры волноводов для подавления амплитуд высших типов волн.

В том случае, когда невозможно уменьшить сечение питающего волновода, для устранения нулевых провалов в ДН используются устанавливаемые в излучающем раскрыве тонкие металлические диафрагмы, которые одновременно выполняют роль согласующих устройств (см. гл. 10).

При сканировании ФАР в одной плоскости можно исключить появление резонансных эффектов, выбрав поляризацию возбуждения волноводов так, чтобы она не совпадала с плоскостями симметрии решетки и плоскостью сканирования [0.4]. Плоскость поляризации волны основного типа в круглом волноводе определяется ориентацией устройства возбуждения относительно оси волновода. В решетках прямоугольных волноводов плоскость поляризации получают поворотом излучателей на угол β относительно оси периодичности структуры (см. рис. 8.5).

В ФАР с круговой поляризацией нулевых провалов в парциальной ДН излучателя не наблюдается. Это связано с тем, что условия возникновения вынужденного резонанса, являющегося причиной эффекта ослепления в волноводных ФАР, для ортогонально поляризованных волн различны. Однако в таких ФАР возможно явление полной деполяризации поля излучения на определенных углах сканирования. На рис. 8.8 приведены парциальные ДН по полному полю излучателей ФАР с круговой поляризацией.

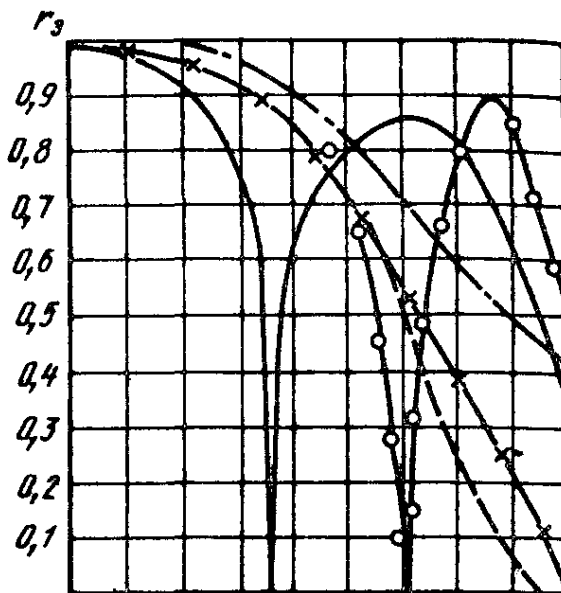
При отклонении луча в главных плоскостях волноводной ФАР прямоугольной структуры наблюдается эффект ослепления для одной из ортогонально поляризованных волн, возбуждающих волновод, вблизи углов сканирования, соответствующих появлению дополнительных главных максимумов множителя решетки. Поле излучения в этом случае оказывается линейно поляризованным (рис. 8.9), а в ДН отмечается провал конечной глубины. Аналогичное явление имеет место в ФАР треугольной структуры при сканировании в плоскости $\varphi=90^\circ$.



1,0 0,8 0,6 0,4 0,2 0 0,2 0,4 0,6 $\sin \nu$

Рис. 8.8. Парциальные ДН полного поля излучателей ФАР с круговой поляризацией:

- $a=b=0,575 \lambda$; $d_x=d_y=0,625 \lambda$ $\alpha=90^\circ$; $\varphi=0^\circ, 90^\circ$; $\alpha=63,4^\circ$, $\varphi=90^\circ$.
- - - $a=b=0,575 \lambda$; $d_x=d_y=0,625 \lambda$; $\alpha=60,4^\circ$, $\varphi=0^\circ$
- . - $a=b=0,505 \lambda$; $d_x=0,6 \lambda$; $d_y=0,54 \lambda$; $\epsilon=1,25$; $\alpha=60,5^\circ$, $\varphi=0^\circ, 90^\circ$
- X - $a, b=0,575 \lambda$; $N=1$



0 10 20 30 40 50 60 70 ν , град

Рис. 8.9. Зависимость коэффициента эллиптичности поля излучения бесконечной ФАР квадратных волноводов от угла сканирования:

- $a=b=0,575 \lambda$; $d_x=d_y=0,625 \lambda$ $\alpha=90^\circ$, $\varphi=0^\circ, 90^\circ$; $\alpha=63,4^\circ$; $\varphi=90^\circ$
- - - $a=b=0,575 \lambda$; $d_x=d_y=0,625 \lambda$; $\alpha=63,4^\circ$; $\varphi=0^\circ$
- . - $a=b=0,505 \lambda$; $d_x=0,6 \lambda$; $d_y=0,54 \lambda$; $\epsilon=1,25$; $\alpha=60,5^\circ$; $\varphi=0$
- o - $=90^\circ$
- X - $a=b=0,575 \lambda$; $N=1$

Уменьшение поперечных размеров излучающей апертуры путем заполнения волновода диэлектриком и сокращение шага решетки позволяют избежать резонансных явлений в ФАР с круговой поляризацией (см. рис. 8.8).

Для сравнения на рис. 8.9 приведены зависимости коэффициента эллиптичности поля излучения r_e от угла сканирования для типичных структур ФАР квадратных волноводов, рассчитанные без учета взаимодействия излучателей.

Конечные малоэлементные волноводные ФАР. Особенность малоэлементных ФАР состоит в том, что большинство излучателей находятся вблизи края решетки и, следовательно, их характеристики зависят от местоположения элемента в структуре ФАР. Поэтому использование модели бесконечной решетки для анализа малоэлементных ФАР приводит к погрешностям при расчете их характеристик. Размер краевой области для волноводных решеток составляет $1,5 \dots 6\lambda$.

В отличие от больших ФАР на характеристики малоэлементных решеток существенно влияет наличие краевых эффектов*, которые препятствуют созданию ДН с низким уровнем

* Филиппов В. С. Краевые волны в конечных антенных решетках // Радиоэлектроника.— 1985.— Т. 28, № 2.— С. 61.

бокового излучения и формированию глубоких провалов в ДН и помимо этого являются причиной ухудшения поляризационных и энергетических параметров ФАР.

Краевой эффект в волноводных ФАР искажает амплитудно-фазовое распределение (АФР) поля в раскрыве решетки относительно заданного распределения амплитуд возбуждающих волн. Кроме того, в ФАР малых размеров векторные парциальные ДН отдельных излучателей различаются по форме. Степень искажения АФР зависит от взаимных связей между излучателями, размеров и структуры ФАР, а также от вида ее возбуждения. Если искажения АФР приводят к изменениям характеристик излучения ФАР, превышающим допустимые, необходима корректировка АФР возбуждающих волн в передающих решетках или параметров системы обработки сигналов в приемных.

Краевой эффект в малоэлементных ФАР проявляется в неравномерности распределения коэффициента отражения излучателей по полотну решетки, а также в различии его поведения при сканировании для центральных и краевых излучателей, что необходимо учитывать при проектировании согласующих устройств и СВЧ трактов активных ФАР, усилительные элементы которых (например, СВЧ транзисторные схемы) чувствительны к изменению нагрузки.

Ниже приводятся характеристики малоэлементных волноводных ФАР, полученные путем обобщения результатов анализа антенных решеток различных структур с использованием электродинамической модели конечной решетки.

Потери ВЧ энергии в излучателях волноводных ФАР определяются в основном рассогласованием излучающих апертур с фидерной линией, т. е. потерями на отражение, которые характеризуются для каждого излучателя коэффициентом отражения $\Gamma_n = B_n/A_n$ (A_n ; B_n — амплитуды падающей и отраженной волн в канале n -го излучателя). Суммарные потери на отражение в конечной ФАР

$$\kappa = \left(\sum_{n=1}^N |B_n|^2 \right) / \left(\sum_{n=1}^N |A_n|^2 \right), \quad (8.33)$$

т. е. пропорциональны отношению мощностей отраженных и падающих волн (N — число излучателей). На рис. 8.10 приведены зависимости κ от угла сканирования. Значения κ , зависящие от размеров излучающего полотна, структуры решетки и вида возбуждения, лежат внутри заштрихованной области. Штриховой линией выделена область значений κ , рассчитанных без учета взаимодействия излучателей. Переход к ФАР с круговой поляризацией (рис. 8.10, в) приводит к увеличению потерь на отражение в среднем на 2 дБ при излучении по нормали ($\theta_{ск} = 0^\circ$) по сравнению с ФАР с линейной поляризацией.

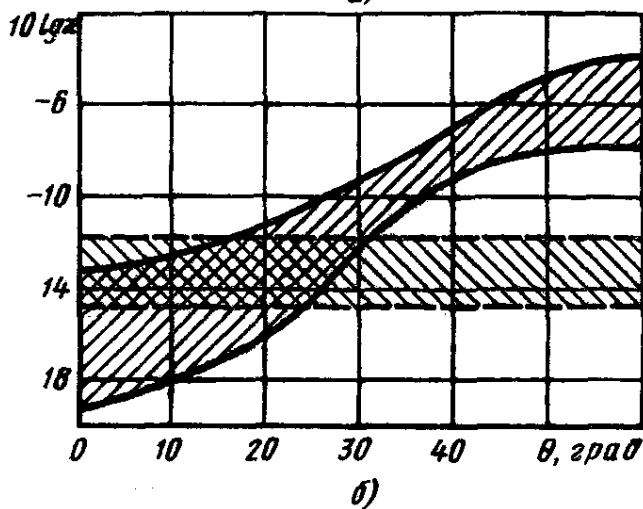
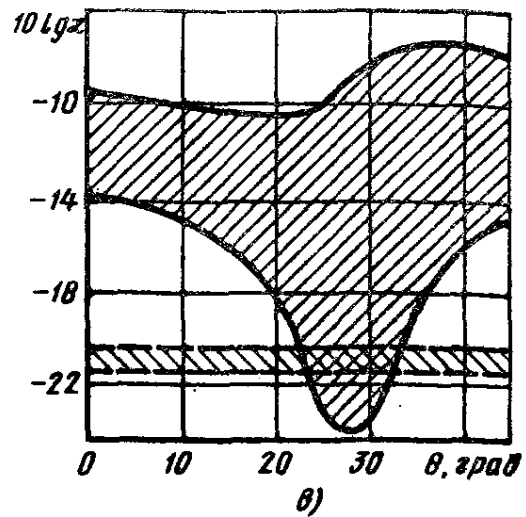
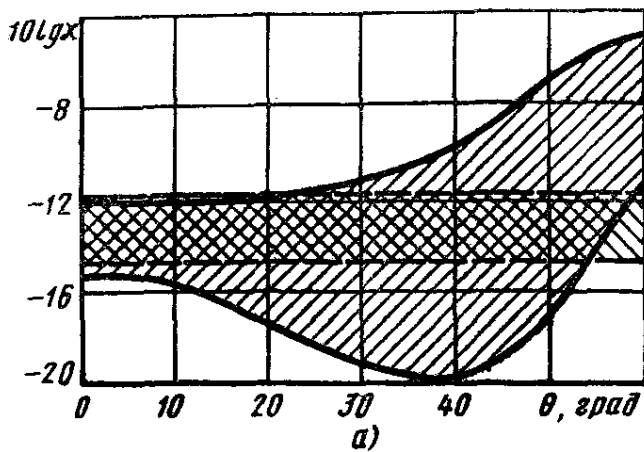


Рис. 8.10. Зависимости суммарных потерь на отражение от угла сканирования для ФАР при отклонениях луча в плоскостях $H(a)$ и $E(b, v)$ с линейной и круговой поляризациями соответственно

Взаимодействие излучателей малоэлементных ФАР проявляется по-разному для центральных и краевых элементов, что приводит к различию форм векторных парциальных ДН. Диаграмма направленности краевых излучателей имеет ярко выраженную асимметрию, причем максимум, как правило, отклоняется в сторону, противоположную краю полотна решетки. Следовательно, для ФАР с небольшим числом излучателей теорема перемножения ДН (8.16) оказывается неприемлемой.

Если в качестве ДН излучателя решетки использовать нормированную зависимость коэффициента усиления ФАР от угла сканирования

$$F_1^2(\theta, \varphi) = g(\theta, \varphi) / g(\theta, \varphi)_{max}, \quad (8.34)$$

то в первом приближении теорему перемножения можно применить для расчета ДН малоэлементных ФАР. Исследования показывают, что (8.34) практически совпадает с парциальными ДН излучателя в составе бесконечной решетки (см. рис. 8.7 и 8.8).

Искажения АФР поля в раскрыве ФАР, обусловленные краевыми эффектами, являются причиной изменения уровня бокового излучения относительно расчетных значений. На рис. 8.11 приведены обобщенные зависимости изменения уровня боковых лепестков (УБЛ) диаграммы направленности ФАР от заданного УБЛ при различных углах сканирования. Возрастание УБЛ с уменьшением размеров излучающего полотна наблюдается в ос-

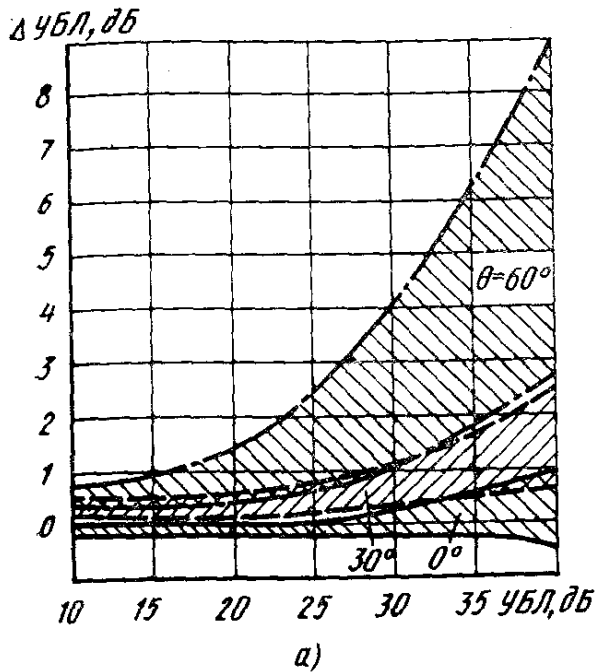


Рис. 8.11. Обобщенная зависимость потерь на отражение в конечных волноводных ФАР с линейной поляризацией от угла сканирования ($a=0,575\lambda$; $b=0,25\lambda$)

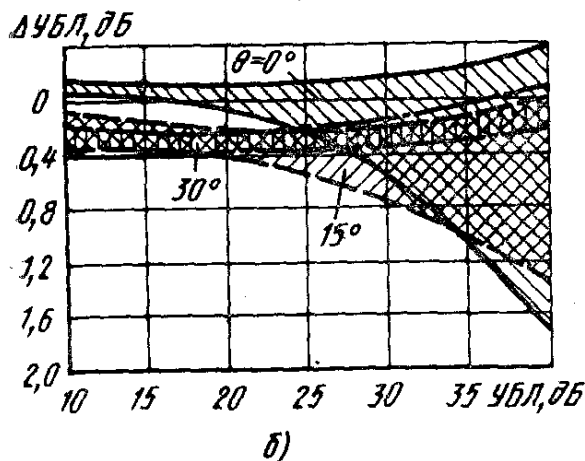
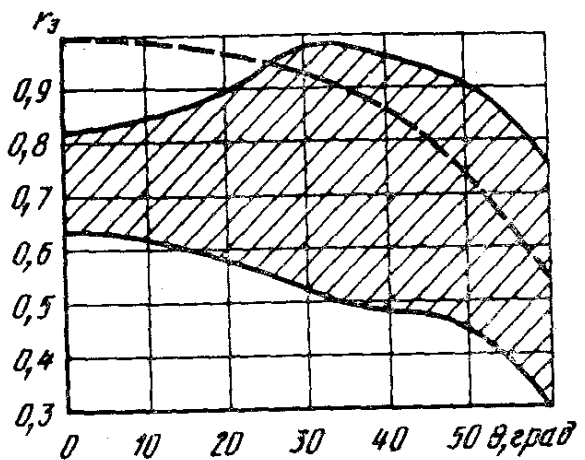


Рис. 8.12. Обобщенная зависимость потерь на отражение в конечных волноводных ФАР с круговой поляризацией от угла сканирования



новном в E -плоскости (рис. 8.11, а). В H -плоскости (рис. 8.11, б) УБЛ практически не увеличивается, что объясняется малой взаимной связью между излучателями.

В волноводных ФАР с круговой поляризацией поля излучения взаимодействия между излучателями приводят к изменению амплитудных и фазовых соотношений между ортогонально поляризованными составляющими поля в раскрывах волноводов, что влияет на коэффициент эллиптичности $r_э$. В малоэлементных ФАР полых волноводов значение $r_э$ снижается на 15...35% при излучении по нормали. Функция $r_э=f(\theta)$ зависит как от структуры и размеров излучающего полотна ФАР, так и от плоскости сканирования. Изменение $r_э$ в секторе однолучевого сканирования может достигать 70% (рис. 8.12).

8.4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОНЕЧНОЙ ФАР

В основе модели лежит решение задачи о дифракции волн на системе открытых концов полубесконечных волноводов, одинаково ориентированных и расположенных произвольно в плоском

идеально проводящем экране (см. рис. 8.2). Применение теоремы эквивалентности и метода частичных областей позволяет сформулировать систему интегродифференциальных уравнений относительно распределения напряженности поля в раскрывах волноводов

$$\sum_m (A_{mn} - B_{mn}) \mathbf{h}_{mn}(p) = \frac{1}{j2\pi\omega\mu} (k^2 + \text{grad div}) \sum_{n'=1}^N \int_{S_n'} [\mathbf{E}_{\tau n'}(p') \mathbf{Z}_0] G(p, p') dS', \quad (8.35)$$

где A_{mn} , B_{mn} — комплексные амплитуды падающей и отраженной волн номера m в n -м волноводе; $\mathbf{h}_{mn}(p)$ — собственная векторная функция регулярного волновода, являющаяся решением однородного уравнения Гельмгольца; $\mathbf{E}_{\tau n'}(p')$ — распределение касательной составляющей напряженности электрического поля в раскрыве n' -го волновода; $G(p, p')$ — функция Грина свободного пространства; $k = \omega \sqrt{\epsilon\mu}$ — волновое число; ω — круговая частота колебаний электромагнитного поля; ϵ , μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; S_n' — площадь раскрыва волновода; N — число излучателей в ФАР.

Распределение поля $\mathbf{E}_{\tau n}(p')$ в излучающих раскрывах можно разложить по собственным функциям регулярных волноводов:

$$[\mathbf{E}_{\tau n}(p), \mathbf{Z}_0] = \sum_m (A_{mn} + B_{mn}) \mathbf{h}_{mn}(p).$$

Использование метода моментов* для решения системы уравнений (8.35) приводит к матричному уравнению Кирхгофа

$$([Y_c] + [Y_v]) \mathbf{U} > = \mathbf{I} > \quad (8.36)$$

относительно коэффициентов разложения поля в аперттурах волноводов. В (8.36) $\mathbf{I} >$ — вектор тока сторонних источников, определяющий закон возбуждения излучателей, $[Y_c]$ и $[Y_v]$ — диагональные матрицы собственных и взаимных проводимостей волноводов. Элементы матриц собственных и взаимных проводимостей

$$Y_{v}^{mm'} = i2\pi\omega\mu y_m \delta_{mm'}, \quad (8.37)$$

где

$$y_m = \begin{cases} \omega\epsilon/\Gamma_m, & \text{волна } E, \\ \Gamma_m/\omega\mu, & \text{волна } H; \end{cases}$$

* Миттра Р. Вычислительные методы в электродинамике. — М.: Мир, 1977.

Γ_m — постоянная распространения m -й волны в волноводе; ε — диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей волновод; символ Кронекера

$$\delta_{mm'} = \begin{cases} 1 & \text{при } m = m'; \\ 0 & \text{при } m \neq m'; \end{cases}$$

$$Y_{cnn'}^{mm'} = \int_{S_n} dS h_{mn}(p) (k^2 + \text{grad div}) \times$$

$$\times \int_{S_{n'}} dS' h_{m'n'}(p') G(p, p'). \quad (8.38)$$

Размерность блочно-симметричной матрицы проводимостей уравнения Кирхгофа (8.36) определяется произведением NM , где N — число излучателей в ФАР; M — число функций, аппроксимирующих поле в раскрыве волноводов.

Алгоритм решения задачи дифракции волн на системе волноводных апертур произвольной формы довольно сложен, что связано с необходимостью численного определения собственных функций регулярных волноводов и вычисления многомерных интегралов (8.38). Если излучателями ФАР являются открытые концы прямоугольных или круглых волноводов, уравнение (8.38) удастся упростить. Вычисление взаимной проводимости сводится к расчету линейной комбинации двумерных интегралов.

Если расстояние между излучающими апертурами волноводов больше 3λ , использование асимптотического разложения функции Грина позволяет при нахождении взаимной проводимости перейти от двухкратных интегралов к повторным и вычислить их аналитически.

Решение (8.35) дает возможность определить основные характеристики волноводной ФАР. Поле излучения ФАР в дальней зоне

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}) = \frac{k \exp(-ikR)}{i2\pi R} \sum_{m=1}^M \mathbf{F}_m(\mathbf{k}) \Phi_m(\mathbf{k}), \quad (8.39)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор, направленный в точку наблюдения; R — расстояние от начала координат до точки наблюдения;

$$\mathbf{F}_m(\mathbf{k}) = \int_{S_n} [\mathbf{n}, \mathbf{h}_{mn}(S)] \exp(i\mathbf{k}\rho_{0n}) dS \quad (8.40)$$

— ДН m -й гармоники разложения поля; \mathbf{n} — нормаль к поверхности раскрыва волновода; ρ_{0n} — радиус-вектор точки интегрирования на поверхности S_n n -го излучателя;

$$\Phi_m(\mathbf{k}) = \sum_{n=1}^N u_{mn} \exp(i\mathbf{k}\rho_n) \quad (8.41)$$

— множитель решетки, соответствующий m -й гармонике; ρ_n — радиус-вектор начала системы координат, связанный с n -м излучателем.

Коэффициент направленного действия ФАР [3]

$$D = |\mathbf{E}|^2 R^2 / 60 P_{\Sigma},$$

где $|\mathbf{E}|$ — модуль полного вектора напряженности поля излучения ФАР (8.39);

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M U_{mn} I_{mn}^* \right\} \quad (8.42)$$

— мощность излучения. Потери ВЧ мощности на отражение от поверхности раскрыва волноводов определяются в соответствии с (8.33).

Алгоритм электродинамического анализа конечных волноводных ФАР реализован в виде пакета прикладных программ на языке Фортран-4, находящемся в фонде алгоритмов и программ МАИ. Характеристики волноводных ФАР разных размеров и различных структур, исследованные с помощью разработанных алгоритмов, легли в основу обобщенных зависимостей, приведенных на рис. 8.10—8.12.

8.5. РАСЧЕТ ВОЛНОВОДНЫХ ФАР

Проектирование волноводных ФАР начинается с анализа исходных данных технического задания, в котором обычно указываются следующие параметры: центральная рабочая частота f_0 или длина волны λ_0 ; полоса рабочих частот ΔF ; сектор сканирования θ_{max} ; ширина ДН в главных плоскостях $2\theta_{x, y 0,5}$; максимально допустимый УБЛ $_{max}$; мощность передатчика P_0 ; минимальный коэффициент эллиптичности поля излучения $\Gamma_{э min}$ (для ФАР с вращающейся поляризацией).

Порядок расчета следующий:

1. Исходя из заданных значений $2\theta_{x, y 0,5}$ и УБЛ $_{max}$ по табл. 2.1 определяют амплитудное распределение возбуждающих волн, форму и линейные размеры излучающего полотна. Для обеспечения указанных параметров в полосе частот и секторе сканирования линейные размеры ФАР рассчитывают для нижней точки частичного диапазона $f_{min}(\lambda_{max})$.

2. В зависимости от выбранной сетки расположения излучателей по (8.8) или (8.9) рассчитывают шаги решетки d_x, d_y с учетом заданной полосы ΔF . Если выбирают сетку, отличную от прямоугольной или гексагональной, то при определении d_x и d_y следует пользоваться (8.7).

3. Зная размеры излучающего полотна и расстояние между излучателями, определяют число излучателей ФАР, мощность P_n , приходящуюся на один излучатель [см. (8.10), (8.11)] и площадь S_n , занимаемую одним элементом решетки. Если число излучателей вдоль основных осей симметрии излучающего полотна не превышает 20, по графикам рис. 8.4 уточняют значение УБЛ.

4. Выбирают тип волноводного излучателя. В ФАР с линейной поляризацией обычно используют прямоугольный волновод. Волноводы квадратного и круглого сечений используют как излучатели вращающейся поляризации. Геометрические размеры излучателей определяют по методике, изложенной в § 8.2. При необходимости уменьшения размеров волновода для его размещения на выделенной площади $S_{\text{я}}$ используют формулы (8.1)—(8.5).

5. С помощью элементарной модели ФАР (см. § 8.3) рассчитывают ДН решетки (8.16)—(8.18) и коэффициент эллиптичности поля излучения r_{θ} для излучателей с вращающейся поляризацией (8.19)—(8.22). В соответствии с (8.25)—(8.27) по графикам на рис. 8.6, 8.7 определяют коэффициент отражения излучателя Γ и КПД решетки (8.30).

6. По модели бесконечной ФАР с помощью графиков, представленных на рис. 8.7—8.9, и выражений (8.16), (8.32) определяют ДН решетки, коэффициенты $\Gamma(\theta, \varphi)$ и $r_{\theta}(\theta, \varphi)$ в заданном секторе сканирования с учетом взаимного влияния излучателей (см. § 8.3). Для минимизации изменения $\Gamma(\theta, \varphi)$ и $r_{\theta}(\theta, \varphi)$ в секторе сканирования варьируют геометрические размеры решетки, излучателя или подбирают сетку расположения элементов.

7. Для ФАР с малым числом излучателей расчет ДН производят с помощью формул (8.16), (8.34) и графиков на рис. 8.7 и 8.8. Суммарные потери на отражение κ в заданном секторе сканирования оценивают по графикам на рис. 8.10 и 8.11. На данном этапе решают вопрос о необходимости использования в волноводах согласующих устройств (диэлектрических вставок, покрытий, диафрагм, штырей и т. д.).

8. По графикам на рис. 8.12 оценивают возможное изменение УБЛ в конечной ФАР для заданного сектора сканирования. Для излучателей с вращающейся поляризацией по графикам рис. 8.12 определяют уровень изменения коэффициента эллиптичности $r_{\theta}(\theta, \varphi)$.

9. Если после уточнения характеристик ФАР с учетом взаимодействия излучателей значения расчетных параметров превышают заданные в ТЗ, то корректируют размеры излучающего полотна или сетки расположения элементов, а также вида возбуждения.

Эффективным средством повышения качества проектирования ФАР и уменьшения сроков ее разработки является использование вычислительных программ, реализующих алгоритмы моделирования волноводных решеток.

Глава 9. ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ РЕШЕТКИ

9.1. НАЗНАЧЕНИЕ И ОСОБЕННОСТИ

Волноводно-щелевая решетка (ВЩР) — один из видов линейных (плоских) многоэлементных антенн. Излучающими элементами в таких антеннах являются щели, которые прорезают-

ся в стенке волновода, объемного резонатора или металлических пластинках (основаниях) полосковых линий [0.1]. Волноводно-щелевые линейные решетки обеспечивают сужение ДН в плоскости, проходящей через ось волновода. Наряду с ВЩР с неподвижными в пространстве ДН находят применение ВЩР с механическим, электромеханическим и электрическим сканированием [0.1].

Волноводно-щелевые решетки имеют следующие достоинства:

1) отсутствие выступающих частей позволяет совместить их излучающую поверхность с внешней поверхностью корпуса летательного аппарата, при этом не вносится дополнительное аэродинамическое сопротивление (бортовая антенна);

2) возможность реализации оптимальных ДН, так как законы распределения поля в раскрыве различны из-за изменения связи излучателей с волноводом;

3) сравнительно несложное возбуждающее устройство и простота в эксплуатации.

Недостатком ВЩР является ограниченность диапазонных свойств. При изменении частоты в несканирующей ВЩР луч в пространстве отклоняется от заданного положения, что сопровождается изменением ширины ДН и ее согласования с питающим фидером.

9.2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЩЕЛИ В ВОЛНОВОДЕ

Общие сведения. Щель в волноводe возбуждается, если ее широкая сторона пересекает поверхностные токи, текущие по внутренним стенкам. При построении ВЩР, например, на основе прямоугольного волновода с волной типа H_{10} необходимо учитывать, что в широкой стенке волновода имеются продольный и поперечный поверхностные токи, а в узкой стенке — только поперечный ток.

На рис. 9.1 показаны четыре основных типа излучающих щелей в прямоугольном волноводe. Щели I—III расположены в широкой стенке волновода соответственно продольно, поперечно и наклонно по отношению к средней линии, щель IV находится в узкой стенке. Щель I возбуждается поперечным током, если она смещена относительно средней линии широкой стенки на расстояние x_1 . Интенсивность возбуждения возрастает с увеличением этого смещения. При $x_1=0$ излучение отсутствует. Щель II возбуждается продольным током. При увеличении смещения щели от средней линии интенсивность возбуждения уменьшается. При $x_1=0$ излучение максимально. Щель III пересекается как продольными, так и поперечными токами. При $x_1=0$ и угле наклона щели $\delta=0$ излучение отсутствует. Щель IV, прорезанная в боковой стенке волновода, при $\delta=0$ не возбуждается. При

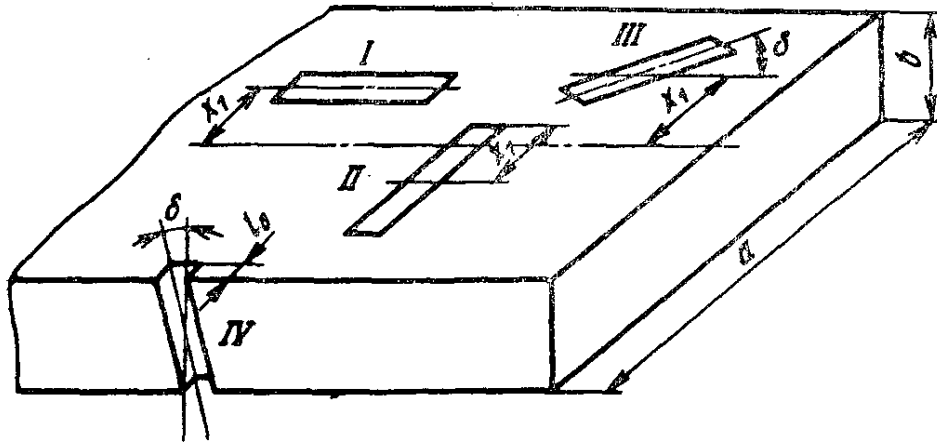


Рис. 9.1. Типы щелевых излучателей, используемых в ВЩР

$\delta=90^\circ$ излучение максимально. Путем комбинации щелей I и II можно получить крестообразную щель. При определенном расположении ее центра возникает поле излучения с круговой поляризацией [0.1].

Щель, расположенная вдоль средней линии волновода ($x_1=0$), и наклонная щель на боковой стенке (при $\delta=0$) не излучают. Однако направление токов в стенках волновода вблизи этих щелей можно изменить так, чтобы возникло излучение. Для этого используются реактивные вибраторы — металлические стержни, которые ввинчиваются в волновод рядом со щелью и нарушают симметрию тока в его стенке.

Наклонные щели в узкой стенке волновода обычно несколько углублены в широкую стенку. При этом оказывается [0.2], что при фиксированной глубине выреза l_0 практически независимо от угла наклона δ (если $\delta \leq 15^\circ$) реактивная проводимость щели мала и незначительно влияет на постоянную распространения волновода. Кроме того, с изменением частоты она меняется значительно меньше, чем у щелей, прорезанных в широкой стенке волновода. Все это делает наклонные щели в узкой стенке волновода предпочтительнее (как с электрической, так и конструктивной точек зрения), особенно в больших антенных системах.

Внешняя и внутренняя проводимости излучения щели. Эквивалентная нормированная проводимость щели в волноводе. При возбуждении щели токами, текущими по внутренним стенкам волновода, происходит излучение электромагнитной энергии как во внешнее пространство, так и в волновод. Проводимость щели, определяемая внешним излучением, называется *внешней*: $Y^{(e)} = G_{\Sigma} + iB^{(e)}$. Проводимость щели, определяемая излучением энергии в волновод, называется *внутренней*: $Y^{(i)} = G^{(i)} + iB^{(i)}$.

С помощью принципа двойственности [9.11] можно показать, что для резонансной щели, прорезанной в стенке волновода и имеющей фланец бесконечных размеров, внешняя проводимость $Y^{(e)} = G_{\Sigma} = 0,5R_{\Sigma}/(60\pi)^2$, где R_{Σ} — сопротивление излучения эквивалентного симметричного вибратора. Проводимость реальных щелевых антенн, прорезанных в экране конечных размеров,

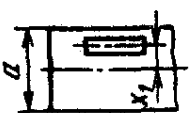
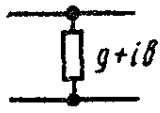
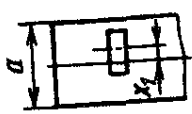

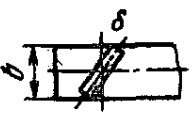

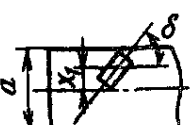
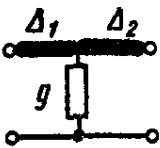
всегда меньше проводимости щели в бесконечном экране примерно на 10...15%. Следовательно, можно принять, что внешняя проводимость щели в волноводе

$$G_{\Sigma} \approx 0,9R_{\Sigma}/2(60\pi)^2. \quad (9.1)$$

Зная внутреннюю и внешнюю проводимости, можно определить резонансную частоту щели разной длины и проследить ее зависимость от расположения на стенке волновода. Как известно, щель, прорезанная в волноводе, нарушает режим его работы, вызывая отражение энергии: часть ее излучается, остальная проходит дальше по волноводу. Таким образом, щель служит нагрузкой для волновода, в которой рассеивается часть мощности, эквивалентная мощности излучения. Поэтому представления о влиянии щели на поле в волноводе и ее эквивалентной схеме можно получить, заменив волновод эквивалентной двухпроводной линией, в которую включены нагрузки параллельно $(g+ib)$ или последовательно $(r+ix)$ в зависимости от типа щели. Так, продольная щель эквивалентна параллельному включению нагрузки в линию, поперечная — последовательному [0.2]. При расчете ВЦР обычно используют последовательное сопротивление r , нормированное к сопротивлению волновода, и параллельную проводимость g , нормированную к волновой проводимости волновода. Как r , так и g однозначно связаны с внешней и внутренней проводимостями излучения щели и могут быть найдены из условия баланса мощностей в сечении щели в волноводе [0.2].

Эквивалентную схему резонансной щели, произвольно прорезанной в волноводе (III на рис. 9.1), можно представить двумя отрезками двухпроводной линии электрических длин Δ_1 и Δ_2 с шунтирующей проводимостью g [9.4]. При этом справедливо равенство $\Delta_1 = -\Delta_2$, т. е. произвольная резонансная щель в волноводе не меняет фазу прошедшей волны.

Таблица 9.1

Расположение щели	Эквивалентная схема	Эквивалентная проводимость или сопротивление
		$g = 2,09 \frac{a\lambda_B}{b\lambda} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_B} \right) \sin^2 \left(\frac{\pi x_1}{a} \right)$
		$g = \frac{30}{70\pi} \frac{\lambda_B}{\lambda} \frac{\lambda^4}{a^3 b} \left[\frac{\sin \delta \cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\lambda_B} \sin \delta \right)}{1 - (\lambda/\lambda_B)^2 \sin^2 \delta} \right]^2$
		$r = 0,523 \left(\frac{\lambda_B}{\lambda} \right)^2 \frac{\lambda^2}{ab} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{2a} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi x_1}{a} \right)$
		$g = 0,82\lambda (a'^2 + b'^2) \Delta_1 = \pi/2 - \arctg(b'/a'),$ $\Delta_2 = -\Delta_1$

В табл. 9.1 приведены основные типы щелей, прорезанных в волноводах, их эквивалентные схемы, а также соотношения для нормированных активных сопротивлений и проводимостей полуволновых щелей. При этом используются следующие обозначения: λ — длина волны генератора; $\lambda_{\text{в}}$ — длина волны в волноводе; a и b — внутренние размеры волновода; a' , b' — параметры, определение которых дано в [9.4].

Формулы, приведенные в табл. 9.1, получены для полуволновых щелей. Длина такой щели близка к резонансной, при которой эквивалентные реактивные проводимость b и сопротивление x равны нулю. Так как g и r мало меняются вблизи резонанса, то этими формулами можно пользоваться и в случае резонансных щелей. Резонансная длина щели несколько меньше $\lambda/2$, причем тем меньше, чем шире щель. Кроме того, эта длина зависит от смещения щели относительно середины широкой стенки волновода.

Для определения резонансной длины $2l$ продольной щели в широкой стенке волновода можно воспользоваться кривыми [0.2], изображенными на рис. 9.2. Данные приведены для волновода с замедлением фазовой скорости $\gamma = \lambda/\lambda_{\text{в}} = 0,67$. Видно, что чем шире щель, тем больше ее резонансная длина отличается от $\lambda/2$. При фиксированной ширине щели и небольшом увеличении ее смещения x_1 (см. рис. 9.1) резонансная длина увеличивается, приближаясь к $\lambda/2$. При дальнейшем увеличении смещения x_1 ее резонансная длина уменьшается.

Резонансная длина поперечной щели в широкой стенке прямоугольного волновода 3-см диапазона волн при $x_1 = 0$ составляет $2l = 0,488\lambda$ [9.3], т. е. незначительно отличается от половины длины волны генератора. Резонансная длина наклонной щели в узкой стенке примерно равна половине длины волны в свободном пространстве [0.1] (точное значение обычно подбирают экспериментально).

При расчетах ВЦР важно знать полосу пропускания щели, которая характеризуется добротностью Q . Из зависимости, приведенной на рис. 9.3 для волновода с замедлением фазовой скорости $\gamma = 0,67$ при смещении щели на $x_1/\lambda = 0,185$, следует, что при $d_1/\lambda = 0,05 \dots 0,1$ добротность щели меняется

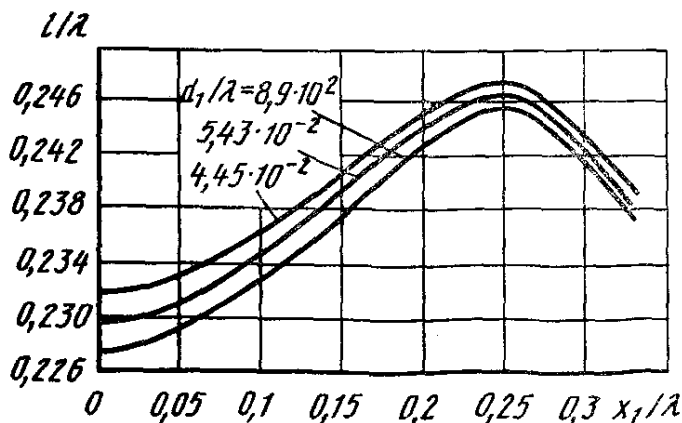


Рис. 9.2. Зависимость резонансной длины продольной щели от ее смещения

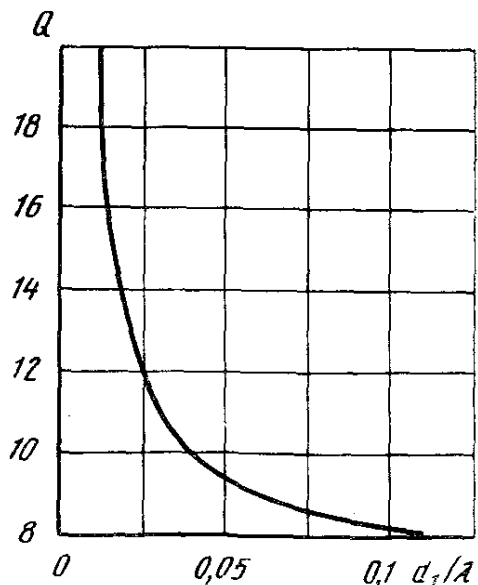


Рис. 9.3. Зависимость добротности щели от ее относительной ширины d_1/λ

незначительно и не превышает $Q=10$, что соответствует при большой несущей частоте сигнала в диапазоне СВЧ значительной полосе пропускания ($2\Delta f/f \approx 10\%$). График на рис. 9.3 можно использовать и для поперечной щели при ориентировочном оценивании ее полосы пропускания.

Ширина щели d_1 в ВЦР выбирается исходя из условий обеспечения необходимой электрической прочности и требуемой полосы пропускания. В тех случаях, когда щелевая антенна работает только в режиме приема, основным фактором при выборе ширины щели является полоса пропускания принимаемых сигналов.

При выборе ширины щели d_1 должен обеспечиваться двух- или трехкратный запас по пробивной напряженности поля для середины щели, где напряженность поля $E_{щ}$ максимальна ($2l=\lambda/2$). Такой запас выбирается исходя из конструктивных требований и условий работы щелевой антенны:

$$E_{щ} = U_m/d_1 \leq (1/2 \dots 1/3) E_{пр}, \quad (9.2)$$

где U_m — амплитуда напряжения в пучности; d_1 — ширина щели; $E_{пр}$ — предельное значение напряженности поля, при которой наступает электрический пробой (для воздуха при нормальных атмосферных условиях $E_{пр} = 30$ кВ/см).

При равномерном амплитудном распределении поля по раскрытию антенны, когда излучаемая антенной мощность делится поровну между щелями,

$$U_m = \sqrt{2P/NG_{\Sigma}}, \quad (9.3)$$

где P — подводимая к антенне мощность; G_{Σ} — проводимость излучения щели; N — число щелей.

Если амплитудное распределение по раскрытию отличается от равномерного, то следует определить щель, которая излучает наибольшую мощность. Зная распределение излучаемой мощности по щелям антенны и подводимую мощность, нетрудно подсчитать, какая доля от общей мощности приходится на данную щель. Подставив в (9.3) вместо P/N найденное значение, можно определить U_m , а затем по формуле (9.2) вычислить ширину щели d_1 :

$$d_1 \geq (2 \dots 3) U_m/E_{пр}. \quad (9.4)$$

Если щель заполнена диэлектриком или закрыта диэлектрической пластиной, ее электрическая прочность увеличивается [9.9].

9.3. РАЗНОВИДНОСТИ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ РЕШЕТОК

Различают антенны: резонансные, нерезонансные и с согласованными щелями.

В *резонансных антеннах* расстояние между соседними щелями равно $\lambda_{в}$ (рис. 9.4, а — щели, синфазно связанные с полем волновода) или $\lambda_{в}/2$ (рис. 9.4, б — щели, переменнo-фазно связанные с полем волновода). Таким образом, резонансные антенны являются синфазными и, следовательно, направление максимального излучения совпадает с нормалью к продольной оси антенны. Синфазное возбуждение продольных щелей, расположенных по разные стороны относительно средней линии на

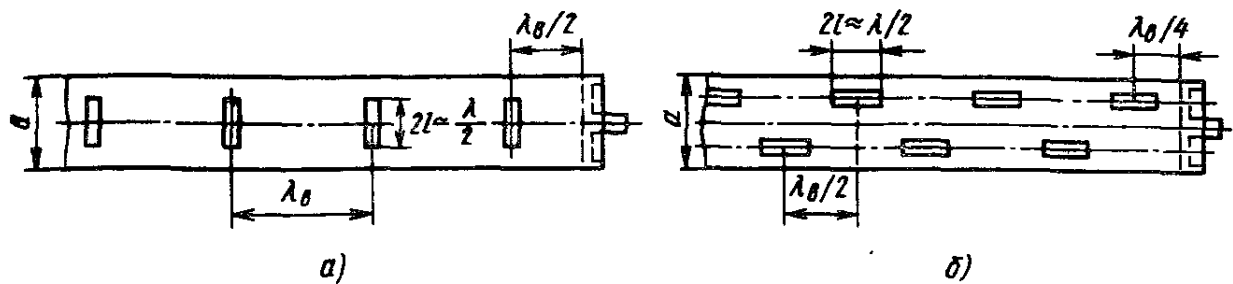


Рис. 9.4. Схематическое изображение резонансных антенн с поперечными (а) и продольными (б) щелями

расстоянии $\lambda_{в}/2$, обеспечивается с помощью дополнительного сдвига по фазе на 180° , обусловленного противоположными по направлению поперечными токами по обеим сторонам средней линии широкой стенки волновода. При наклонных щелях, расположенных на боковой стенке дополнительный сдвиг на 180° получается изменением направления наклона щели ($\pm\delta$). Следовательно, результирующий сдвиг по фазе соседних излучателей в обоих случаях оказывается равным 360° или 0 независимо от типа нагрузки на конце антенны.

Резонансную антенну можно хорошо согласовать с питающей линией в весьма узкой полосе частот. Действительно, так как каждая щель отдельно не согласована с волноводом, то все отраженные от щелей волны складываются на входе антенны синфазно и коэффициент отражения системы становится большим. Это рассогласование можно компенсировать на входе антенны с помощью какого-нибудь элемента настройки, но так как уже при малых изменениях частоты согласование нарушается, то антенна остается очень узкополосной. Поэтому обычно отказываются от синфазного возбуждения отдельных щелей и выбирают расстояние между ними $d \leq \lambda_{в}/2$.

Характерной особенностью получаемой таким образом *нерезонансной антенны* является более широкая полоса частот, в пределах которой имеет место хорошее согласование, так как отдельные отражения при большом числе излучателей почти полностью компенсируются. Однако отличие расстояния между щелями от $\lambda_{в}/2$ приводит к их несинфазному возбуждению падающей волной и отклонению направления главного максимума излучения от нормали к оси антенны. Чаще всего это отклонение мало (за исключением особых случаев), поэтому изменения формы главного лепестка и уровня боковых, вызванные этим отклонением, еще незаметны. Исходя из этого направленные свойства такой антенны можно определять так же, как в случае синфазного возбуждения, с последующим учетом угла наклона луча.

Для устранения отражения от конца волновода обычно устанавливают оконечную поглощающую нагрузку. На рис. 9.5 показаны схемы нерезонансных антенн с синфазной (рис. 9.5, а, з) и переменнo-фазной (рис. 9.5, б, г) связью щелей с полем волно-

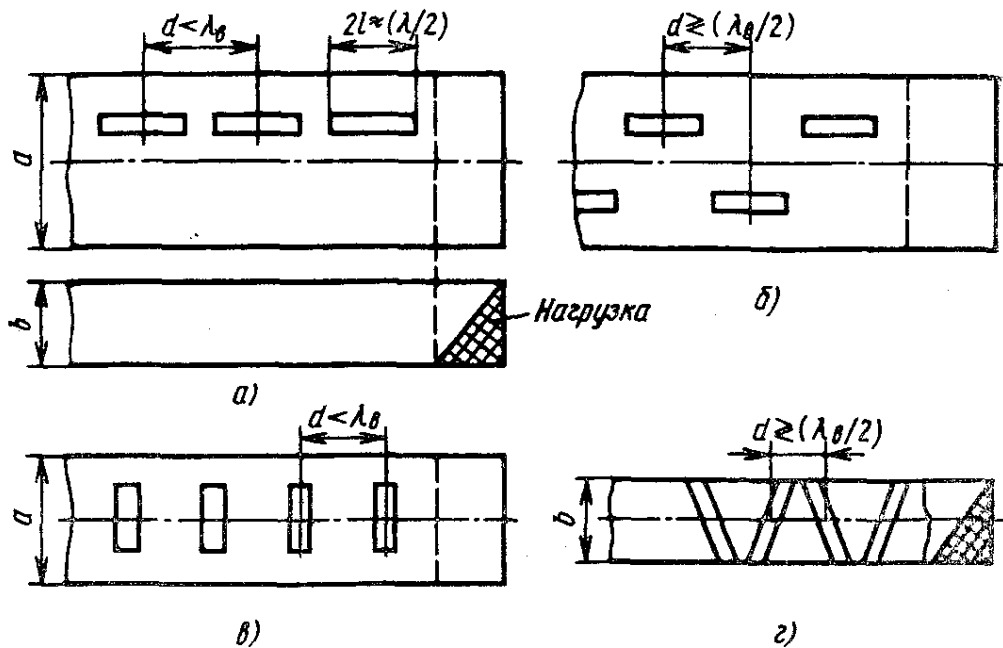


Рис. 9.5. Схематическое изображение нерезонансных ВЩР с продольными (а, б), поперечными в широкой (в) и наклонными в узкой (г) стенках волновода

вода, причем щели прорезаны как в широкой, так и в узкой стенках волновода. Во всех случаях фазовое распределение по антенне можно считать линейным, если взаимодействие излучателей как по внутреннему, так и по внешнему пространству не учитывается. Если ВЩР на рис. 9.5, а—в имеют поле излучения только основной поляризации, то антенны с наклонными щелями в узкой стенке (рис. 9.5, г) имеют еще и поле паразитной поляризации. На рис. 9.6, а стрелками показано направление поперечных токов в узкой стенке волновода и векторов напряженности возбуждаемого электрического поля в двух встречно-наклонных щелях ($\pm \delta$) при расстоянии между ними $\lambda_{в}/2$. Излучение таких щелей определяется горизонтальными составляющими вектора напряженности поля ($E_{г}$) (рис. 9.6, б). Вертикальные составляющие ($E_{в}$) создают поле паразитной поляризации. Для уменьшения составляющей паразитной поляризации поля излучения необходимо сделать углы наклона щелей $\delta \ll \leq 15^\circ$, тогда мощность, теряемая на паразитную поляризацию, составит менее 1%. Однако это ограничивает возможность получения требуемых нормированных проводимостей щелей g . На практике принимают специальные меры [0.1] для подавления поля паразитной поляризации.

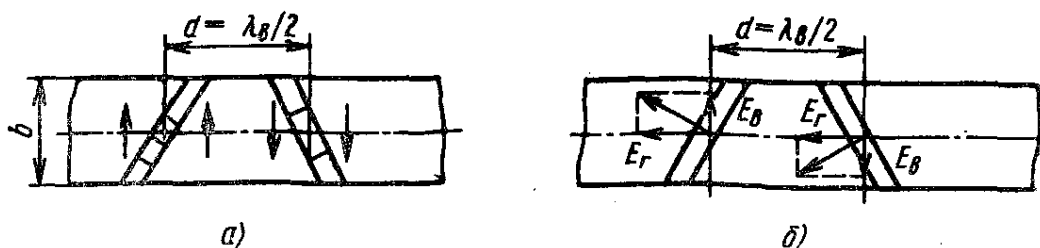


Рис. 9.6. Наклонные щели в узкой стенке волновода

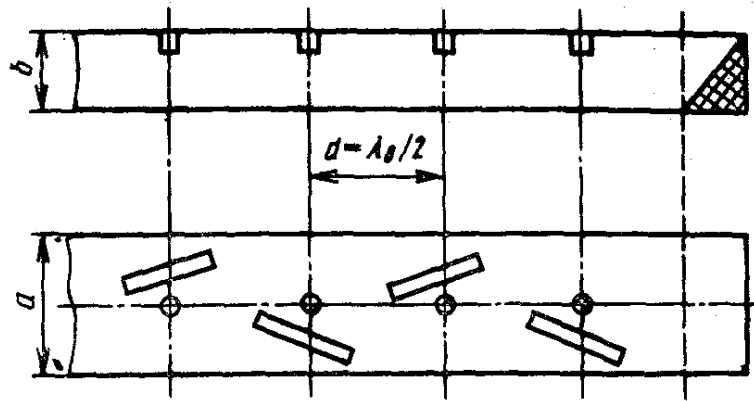


Рис. 9.7. Схематическое изображение щелевой антенны с наклонно-смещенными согласованными щелями

В антеннах с согласованными щелями каждая щель (продольная, поперечная или наклонно-смещенная) согласована с волноводом с помощью реактивного вибратора или диафрагмы и не вызывает отражений. Следовательно, в таких антеннах с оконечной поглощающей нагрузкой устанавливается режим бегущей волны.

В антеннах, схема которой дана на рис. 9.7, хорошее согласование с питающим волноводом обеспечивается в полосе частот 5...10%. Подбором угла δ наклонно-смещенных щелей на широкой стенке волновода и смещения x_1 добиваются того, чтобы нормированная активная проводимость волновода в сечении щели равнялась единице, а имеющуюся в этом сечении реактивную проводимость компенсируют с помощью реактивного штыря. Так как штырь устанавливают в сечении волновода, проходящем через середину щели, то при изменении частоты одновременно изменяются реактивные проводимости и штыря, и щели; в некотором диапазоне частот они взаимно компенсируются. При существенном изменении частоты антенна также остается согласованной с питающим волноводом, так как она становится нерезонансной.

Расстояние между согласованными излучателями в решетке с переменнo-фазно связанными щелями выбирается обычно равным $\lambda_{в}/2$ на номинальной частоте. Направление максимального излучения при этом перпендикулярно оси волновода.

9.4. РАСЧЕТ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ РЕШЕТОК

Общие сведения. Существует несколько методов расчета ВЩР. Строгие методы связаны со значительными математическими трудностями, поэтому их не применяют при инженерных расчетах и в задачах синтеза. Обычно пользуются следующими приближенными методами: энергетическим, методом рекуррентных соотношений и методом последовательных приближений.

Энергетический метод [0.2] не учитывает взаимного влияния щелей по внутреннему и внешнему пространствам. Предпола-

гается, что фазовый сдвиг между соседними излучателями по питающему волноводу равен электрическому расстоянию между ними $2\pi d/\lambda_{\text{в}}$, а фазовое распределение в раскрыве антенны — линейное. Однако из-за внешнего и внутреннего взаимного влияния щелей в волноводу АФР существенно отклоняется от требуемого, а реализуемая ДН — от заданной, что обусловлено в основном взаимным влиянием щелей по волне основного типа [9.5].

Метод рекуррентных соотношений [9.6] учитывает взаимодействие щелей по волне основного типа в питающем волноводу и обеспечивает лучшее приближение реализуемого распределения в раскрыве антенны к заданному по сравнению с энергетическим методом.

Метод последовательных приближений [0.2], который учитывает внешнее и внутреннее (по основному и высшим типам волн) взаимодействие щелей в волноводу, дает наиболее точные результаты, однако сложнее, чем первые два.

Рассмотрим подробнее метод рекуррентных соотношений и энергетический метод.

Метод рекуррентных соотношений [9.6]. На рис. 9.8 приведена эквивалентная схема ВЩР с произвольными резонансными щелями в виде двухпроводной линии с шунтирующими проводимостями. Расстояние между соседними проводимостями складывается из расстояния между щелями и отрезков двухпроводной линии, входящих в эквивалентную схему щелей. Обозначим через u_{n-1}^+ , u_{n-1}^- и u_n^+ , u_n^- комплексные амплитуды напряжений падающей и отраженной волн на входе и выходе n -го четырех-

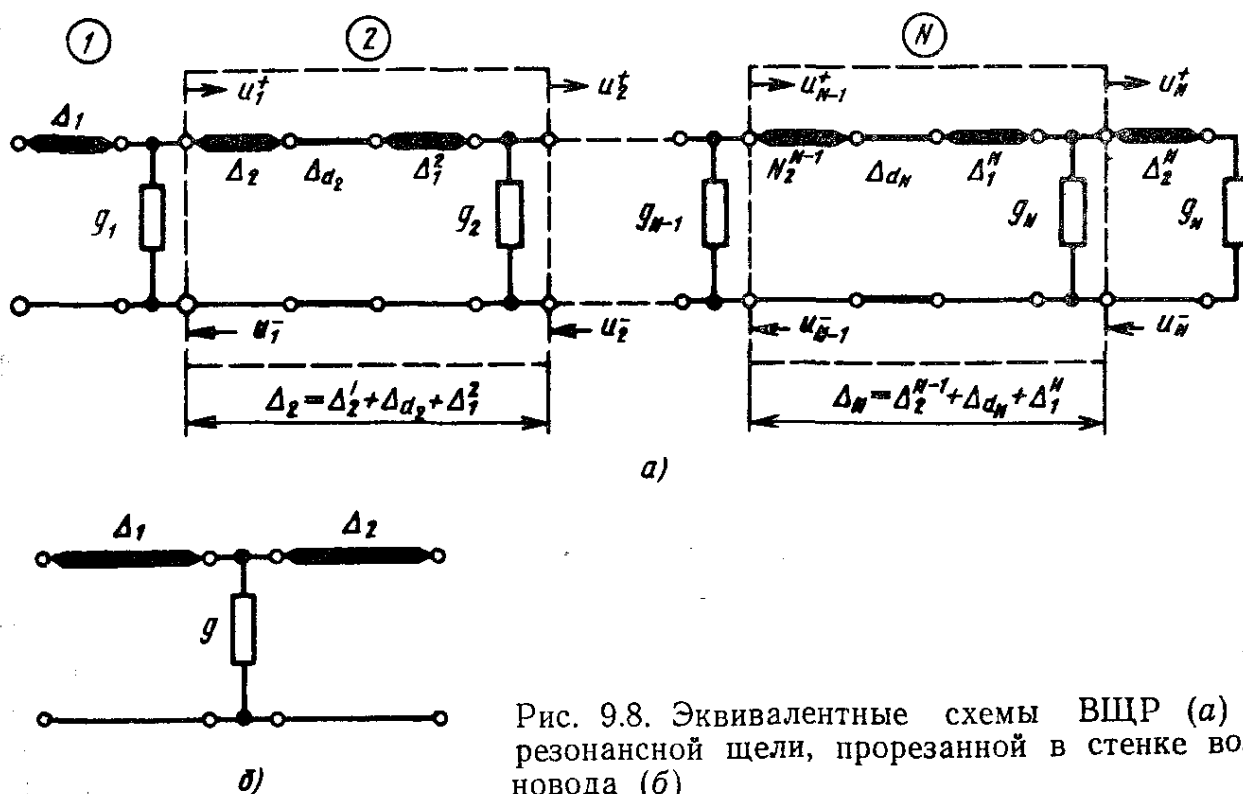


Рис. 9.8. Эквивалентные схемы ВЩР (а) и резонансной щели, прорезанной в стенке волновода (б)

полюсника, на которые разбита эквивалентная схема антенны:

$$\begin{aligned} u_{n-1}^+ &= A_{n-1} + iB_{n-1}, & u_n^+ &= A_n + iB_n, \\ u_{n-1}^- &= C_{n-1} + iD_{n-1}, & u_n^- &= C_n + iD_n. \end{aligned} \quad (9.5)$$

Используя теорию четырехполюсников, можно установить, что действительные A_{n-1} , C_{n-1} и мнимые B_{n-1} , D_{n-1} составляющие комплексных амплитуд напряжений падающей и отраженной волн на входе n -го четырехполюсника выражаются через A_n , C_n и B_n , D_n на выходе того же четырехполюсника следующим образом:

$$\begin{aligned} A_{n-1} &= \left(1 + \frac{g_n}{2}\right)(A_n \cos \Delta_n - B_n \sin \Delta_n) + \\ &+ \frac{g_n}{2}(C_n \cos \Delta_n - D_n \sin \Delta_n), \\ B_{n-1} &= \left(1 + \frac{g_n}{2}\right)(A_n \sin \Delta_n + B_n \cos \Delta_n) + \\ &+ \frac{g_n}{2}(C_n \sin \Delta_n + D_n \cos \Delta_n), \\ C_{n-1} &= \left(1 - \frac{g_n}{2}\right)(C_n \cos \Delta_n + D_n \sin \Delta_n) - \\ &- \frac{g_n}{2}(A_n \cos \Delta_n + B_n \sin \Delta_n), \\ D_{n-1} &= \left(1 - \frac{g_n}{2}\right)(D_n \cos \Delta_n - C_n \sin \Delta_n) + \\ &+ \frac{g_n}{2}(A_n \sin \Delta_n - B_n \cos \Delta_n). \end{aligned} \quad (9.6)$$

Здесь g_n — нормированная проводимость n -й щели; $\Delta_n = \Delta_{d_n} + \Delta_2^{(n-1)} + \Delta_1^{(n)}$ — электрическое расстояние между $(n-1)$ -й и n -й проводимостями на эквивалентной схеме; $\Delta_{d_n} = (2\pi/\lambda_B)d$ — электрическое расстояние между щелями вдоль волновода; $\Delta_1^{(n)}$ и $\Delta_2^{(n-1)}$ — электрические длины, обусловленные эквивалентной схемой n -й и $(n-1)$ -й щелей.

С учетом введенных обозначений определяем мощность излучения P_n и фазу Φ_n излучаемого n -й щелью поля:

$$P_n = |u_n^+ + u_n^-|^2 g_n = [(A_n + C_n)^2 + (B_n + D_n)^2] g_n; \quad (9.7)$$

$$\Phi_n = \arg(u_n^+ + u_n^-) = \operatorname{arctg}[(B_n + D_n)/(A_n + C_n)] \pm k\pi, \quad (9.8)$$

где $k=0, 1, 2, \dots$

Используя (9.6) — (9.8), можно рассчитать ВЩР с учетом взаимного влияния щелей по волне основного типа и без учета их взаимодействия во внешнем пространстве и по волнам высших типов. При расчете ВЩР обычно задаются: распределе-

ние излучаемых мощностей P_n или амплитудное $f(z_n)$ (z_n — координата n -го излучателя) и фазы Φ_n излучаемых каждой щелью полей. Распределение излучаемых мощностей должно быть нормировано так, чтобы

$$\sum_{n=1}^N P_n = 1 - \kappa, \quad (9.9)$$

где $\kappa = P_L/P_0$ — отношение мощности P_L , поглощаемой в нагрузке, к мощности P_0 на входе антенны (принята равной 1).

Так как амплитудное распределение $f(z_n)$ связано с распределением мощностей P_n через некоторый нормирующий множитель σ , т. е.

$$P_n = \sigma f^2(z_n), \quad (9.10)$$

то, подставляя в (9.9) значение P_n из (9.10), получаем

$$\sigma = (1 - \kappa) \left/ \sum_{n=1}^N f^2(z_n) \right. \quad (9.11)$$

После определения $\sum_{n=1}^N f^2(z_n)$ по заданному распределению и известному относительному значению мощности, поглощаемой в нагрузке (обычно для получения максимального коэффициента усиления антенны $\kappa = 0,05 \dots 0,1$), находим нормирующий множитель σ , а затем по формуле (9.10) мощность, излучаемую любой щелью (при условии, что $P_0 = 1$).

Расчет антенны при заданном амплитудном распределении ведется с использованием эквивалентной схемы (см. рис. 9.8) с конца антенны, т. е. с последнего N -го четырехполюсника. Электрическое расстояние между щелями считается при этом заданным и постоянным. Если в нерезонансной антенне за последней N -й щелью находится согласованная нагрузка ($g_N = 1$, $u_N^- = 0$), то в (9.6) $B_N = C_N = D_N = 0$, $A_N = \sqrt{\kappa}$. Тогда по (9.7) для последней N -й щели получаем

$$g_N = P_N / \kappa. \quad (9.12)$$

Фазу поля, излучаемого последней щелью, принимаем равной нулю [см. (9.8)]. Входящие в (9.12) величины P_N и κ известны; мощность P_N определяем по формуле (9.10), а κ в антеннах рассматриваемого типа составляет $0,05 \dots 0,1$.

Далее с помощью (9.5) — (9.7) вычисляем действительные (A_{N-1} , C_{N-1}) и мнимые (B_{N-1} , D_{N-1}) составляющие комплексных амплитуд падающей и отраженной волн на входе N -го четырехполюсника, а следовательно, и проводимость $(N-1)$ -й щели

$$g_{N-1} = P_{N-1} / [(A_{N-1} + C_{N-1})^2 + (B_{N-1} + D_{N-1})^2]. \quad (9.13)$$

По формулам (9.6) и (9.13), предварительно заменяя в последней индекс $N-1$ на текущий индекс n , определяем параметры эквивалентной схемы антенны. Величина $\Delta_n = \Delta_2^{(n-1)} + \Delta_{d_n} + \Delta_1^{(n)}$ принимает более простой вид ($\Delta_n = \Delta_{d_n}$), если в широкой стенке волновода используются продольные щели, для которых $\Delta_1^{(n)} = -\Delta_2^{(n)} = 0$ (см. рис. 9.8, б) [9.4], или поперечные щели, для которых $\Delta_1^{(n)} = \pi/2$ и $\Delta_2^{(n)} = -\pi/2$. В случае более сложных щелей (например, наклонно-смещенных в широкой стенке волновода) величины $\Delta_1^{(n)}$ и $\Delta_2^{(n)}$ определяются по формулам, приведенным в [9.4].

Отклонение фазового распределения в раскрыве антенны от линейного, вызванное взаимодействием щелей по волне основного типа в волноводе, определяем по формулам

$$\delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}} d(N-n) - \Phi_n \quad (9.14)$$

при синфазно связанных щелях и

$$\delta\Phi = \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}} d + \pi \right) (N-n) - \Phi_n \quad (9.14a)$$

при переменнo-фазно связанных щелях. В (9.14) и (9.14a) Φ_n — фаза излученного n -й щелью поля [см. (9.8)]. Число k берем таким, чтобы разность между величинами, стоящими в правых частях (9.14) и (9.14a), была наименьшей.

Фазовое распределение в раскрыве антенны можно корректировать, изменяя расстояние между излучателями d или применяя более сложные щели, но в этом нет необходимости, так как при данном методе расчета не учитывается внешнее взаимодействие щелей и взаимодействие по волнам высших типов.

Метод расчета ВЦР с помощью рекуррентных соотношений (9.6) применим при любом числе излучателей в нерезонансных антеннах и любом амплитудном распределении по раскрыву. Однако при значительном числе излучателей в антенне, т. е. в длинной антенне, ее расчет упрощается. Действительно, чем больше щелей, тем слабее их связь с волноводом, а следовательно, отражения от щелей пренебрежимо малы. Кроме того, поскольку в нерезонансной антенне соседние излучатели возбуждаются с небольшим сдвигом по фазе, то на входе почти все отраженные от щелей волны взаимно компенсируются и входное сопротивление антенны остается близким к волновому сопротивлению питающего волновода, в котором устанавливается режим, близкий к режиму бегущей волны. В этом случае для расчета параметров антенны можно пользоваться энергетическим методом.

Энергетический метод расчета. Укажем примерную границу применимости этого метода к нерезонансным антеннам.

Расчеты [9.6] ВЩР при заданном амплитудном распределении энергетическим методом и методом рекуррентных соотношений показали, что в случае коротких антенн ($N=12$) первый из методов дает слишком грубое приближение: ошибка в реализуемом распределении мощностей относительно заданного в некоторых излучателях достигает $\pm 30\%$. Кроме того, амплитудное распределение получается асимметричным. Поэтому при использовании для приближенного расчета этого метода следует ориентировочно брать число излучателей $N \geq 15$, если относительная мощность, поглощаемая в согласованной нагрузке, $\kappa = P_L/P_0 = 0,05 \dots 0,1$. При большей мощности, выделяющейся в нагрузке, число излучателей N соответственно уменьшается.

Формула (9.10) позволяет определить относительную мощность излучения любой n -й щели, т. е. мощность излучения P_n , отнесенную к мощности, подводимой к антенне P_0 , которая принята за единицу:

$$P_n = \sigma f^2(z_n) = \frac{1-\kappa}{\sum_{n=1}^N f^2(z_n)} f^2(z_n).$$

Так как множитель $1-\kappa$ в числителе этого выражения без учета потерь в стенках волновода есть КПД антенны η_a , то

$$P_n = \left[\eta_a \left/ \sum_{n=1}^N f^2(z_n) \right. \right] f^2(z_n). \quad (9.15)$$

С учетом связи [0.2] между относительной мощностью излучения P_n , коэффициентом связи щелей с волноводом α_n и нормированной проводимостью щели g_n имеем

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= P_1, \alpha_2 = P_2/(1-P_1), \dots, \alpha_n = \\ &= P_n/[1-(P_1+P_2+\dots+P_{n-1})], \end{aligned} \quad (9.16)$$

$$g_n \approx \alpha_n/(1-\alpha_n). \quad (9.17)$$

Последовательным пересчетом от последней N -й щели к первой определяют сначала относительные мощности излучения P_n всех щелей по заданному амплитудному распределению и КПД антенны, затем коэффициенты связи α_n и, наконец, эквивалентные нормированные проводимости щелей g_n (9.17). По известным значениям проводимости щелей находят элементы связи, т. е. смещения щелей относительно оси волновода x_1 или их угол наклона δ (см. табл. 9.1).

В случае идентичных щелевых излучателей (при экспоненциальном распределении амплитуд поля по антенне) эквивалентные проводимости (или сопротивления) всех щелей равны,

поэтому для их определения по заданному η_a можно пользоваться формулой (9.17), где

$$\alpha = 1 - \sqrt[N]{1 - \eta_a}. \quad (9.18)$$

Резонансные антенны с произвольными резонансными щелями и расстоянием между ними $d = \lambda_B/2$ (или $d = \lambda_B$) рассчитываются энергетическим методом следующим образом. Если амплитудное распределение обозначить, как и ранее, через $f(z_n)$ и учесть, что все щели резонансные, то эквивалентная нормированная проводимость n -й щели [0.2]

$$g_n = g_{вх} f^2(z_n) \left/ \sum_{n=1}^N f^2(z_n) \right. \quad (9.19)$$

Входящую в формулу входную проводимость антенны $g_{вх}$ выбирают такой, чтобы обеспечить хорошее согласование антенны с питающим волноводом, например равной единице.

Как указывалось в § 9.3, наряду с простыми щелями на широкой стенке волновода применяют наклонно-смещенные щели, характеризующиеся двумя геометрическими параметрами — смещением x_1 и углом поворота δ , с помощью которых можно регулировать независимо амплитуду и фазу поля, излучаемого щелью. Наибольший практический интерес представляют согласованные наклонно-смещенные щели, у которых отсутствует взаимное влияние излучателей по волне основного типа. Так как отражения от излучателей отсутствуют и в антенне устанавливается режим бегущей волны, расчет параметров антенны при заданном амплитудном распределении производится энергетическим методом по формулам, приведенным выше для нерезонансных антенн.

Изложенные методы расчета ВЦР со щелями, эквивалентными параллельным проводимостям g_n , включенным в линию, эквивалентную волноводу, остаются справедливыми и для щелей, эквивалентных сопротивлениям r_n , которые включены в линию последовательно. Поэтому расчет антенны производится аналогично при условии замены в соответствующих выражениях нормированных проводимостей g_n нормированными сопротивлениями r_n .

9.5. СОГЛАСОВАНИЕ ВЦР С ПИТАЮЩИМ ВОЛНОВОДОМ

О согласовании ВЦР с питающим волноводом обычно судят по значению коэффициента отражения от входа антенны. В случае нерезонансной антенны с оконечной согласованной нагрузкой коэффициент отражения от вхо-

да антенны [0.2]

$$\Gamma = \frac{-\sum_{n=1}^N \frac{1}{2} (g_n + ib_n) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda_B} 2nd\right)}{1 + \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} (g_n + ib_n)}, \quad (9.20)$$

где $g_n + ib_n$ — полная эквивалентная нормированная проводимость n -й щели. Для идентичных щелевых излучателей, когда проводимости всех щелей одинаковы,

$$\Gamma = \frac{\frac{N}{2} (g + ib) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda_B} (N+1) d\right] \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_B} Nd\right)}{1 + \frac{1}{2} N (g + ib) N \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_B} d\right)}. \quad (9.21)$$

Из (9.21) следует, что коэффициент отражения принимает нулевое значение ($K_{ст}=1$) при $2\pi Nd/\lambda_B = \pi(N \pm 1)$. Расстояние между щелями d должно быть таким, чтобы во всем рабочем диапазоне изменений λ не возникало резонансное возбуждение антенны и в ДН не появлялись главные максимумы высших порядков:

$$d \leq (N-1) \lambda_{в \text{ min}} / 2N. \quad (9.22)$$

Формула (9.22) получена для частного случая несканирующей ВЩР, когда проводимости всех щелей равны. Если же проводимости не равны, то формулой (9.22) можно пользоваться для ориентировочного определения расстояния между излучателями.

Для согласования многощелевой резонансной антенны с питающим волноводом ($K_{ст}=1$) при любом амплитудном распределении по раскрытию часто на ее конце используют короткозамыкающий поршень. При расстояниях между излучателями $\lambda_B/2$ (или λ_B) и от центра последней щели до поршня $\lambda_B (2p-1)/4$, если щель продольная, или $\lambda_B p/2$, если щель поперечная ($p=1, 2, \dots$), коэффициент отражения на входе антенны равен нулю, если сумма проводимостей всех щелей $\sum_{n=1}^N (g_n + ib_n) = 1$.

9.6. НАПРАВЛЕННЫЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ РЕШЕТОК

Для расчета диаграммы направленности ВЩР используют те же методы, что и для расчета ДН многовибраторных антенн. При этом форма ДН определяется АФР по раскрытию антенны. На практике чаще используются следующие виды амплитудных распределений: равномерное, симметричное спадающее относительно центра антенны и экспоненциальное. Фазовое распределение чаще всего линейное.

Нормированная ДН линейной решетки излучателей

$$F(\theta, \varphi) = F_1(\theta, \varphi) F_n(\theta, \varphi), \quad (9.23)$$

где $F_1(\theta, \varphi)$ — ДН одного излучателя; $F_n(\theta, \varphi)$ — множитель антенной решетки, зависящий от числа щелей в антенне.

Приведем выражения для множителя антенны при различных амплитудных распределениях. Для равномерного амплитудного и линейного фазового распределений по длине решетки

$$F_n(\theta) = [\sin(N\psi/2)]/N \sin(\psi/2), \quad (9.24)$$

где $\psi = k_0 d \sin \theta - \psi_1$ — сдвиг по фазе между полями, создаваемыми в точке наблюдения соседними излучателями; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — фазовая постоянная свободного пространства; θ — угол, отсчитываемый от нормали к линии расположения щелей (рис. 9.9); ψ_1 — разность фаз соседних излучателей по системе питания; N — число щелей.

В синфазной антенне $\psi_1 = 0$, в нерезонансной антенне с синфазной связью щелей с полем волновода $\psi_1 = 2\pi d/\lambda_{\text{в}}$, а с переменнo-фазной связью $\psi_1 = 2\pi d/\lambda_{\text{в}} - \pi$.

Если распределение поля по раскрыву дискретной линейной решетки излучателей экспоненциальное, то

$$F_n(\theta) = \frac{\text{sh}(\xi/N)}{\text{sh} \xi} \sqrt{\frac{\sin^2 u + \text{sh}^2 \xi}{\sin^2(u/N) + \text{sh}^2(\xi/N)}}, \quad (9.25)^*$$

где $\xi = \alpha L/2$ — величина, характеризующая неравномерность амплитудного распределения по раскрыву; $\alpha = \alpha_{\Sigma} + \alpha_{\text{ст}}$ — постоянная затухания, вызванная потерями на излучение и в стенках волновода (в волноводе с малыми потерями $\alpha_{\text{ст}} \ll \alpha_{\Sigma}$ и $\alpha \approx \alpha_{\Sigma}$); $L \approx Nd$ — длина антенной решетки; $u = 0,5k_0L(\sin \theta - \sin \theta_{\text{гл}})$ — обобщенная координата; $\theta_{\text{гл}}$ — направление главного максимума ДН антенны.

Для определения постоянной затухания воспользуемся соотношением

$$\alpha_{\Sigma} = \frac{1}{2Nd} \ln \frac{P_0}{P_L}.$$

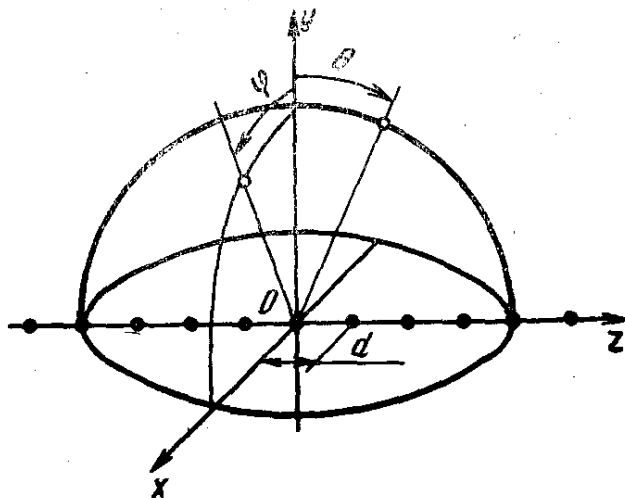


Рис. 9.9. К объяснению отсчета углов при расчете ДН ВЩР

* Формула получена Г. А. Евстроповым и Г. К. Фридманом.

Для антенн с симметричным относительно центра и спадающим к краям амплитудным распределением (например, косинусоидальным) расчет ДН при большом числе излучателей связан с трудоемкими вычислениями. В этом случае можно воспользоваться множителем антенны с непрерывным распределением ненаправленных излучателей $F_L(\theta)$ [9.7], так как ДН дискретной решетки и непрерывной при $N \geq 6$ ($d \approx \lambda/2$) практически совпадают:

$$F_n(\theta) \approx F_L(\theta) = \frac{1}{A_0 + 2A_1/\pi} \left\{ A_0 \frac{\sin u}{u} + \frac{A_1}{2} \left[\frac{\sin(u - \pi/2)}{u - \pi/2} + \frac{\sin(u + \pi/2)}{u + \pi/2} \right] \right\}, \quad (9.26)$$

где A_0 — амплитуда поля на краях антенны; $A_1 = 1 - A_0$ при приведении амплитудного распределения по антенне к единице.

Отклонение главного максимума ДН от нормали к линии расположения излучателей [0.2] определяется по формулам

$$\sin \theta_{г.л.} = \gamma - n\lambda/d \quad (9.27)$$

для излучателей, синфазно связанных с полем волновода, и

$$\sin \theta_{г.л.} = \gamma - (n + 0,5)\lambda/d \quad (9.28)$$

для излучателей, переменного фазно связанных с полем волновода. Здесь $\gamma = \lambda/\lambda_{в} = \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ — замедление фазовой скорости в волноводе; $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — номер луча [0.2].

При смещении луча в пространстве форма главного лепестка ДН изменяется. По мере отклонения к оси решетки главный лепесток расширяется и становится несимметричным относительно направления $\theta_{г.л.}$. Изменение ширины главного лепестка будет наибольшим в угловом секторе вблизи нормали к оси решетки и резко возрастает по мере приближения луча к оси решетки.

Ширина главного лепестка на уровне половинной мощности с учетом его несимметрии для решетки длиной $L \gg \lambda$ с равномерным распределением излучаемой мощности может быть определена по формуле

$$2\theta_{0,5} = \arcsin(0,443\lambda/L + \sin \theta_{г.л.}) + \arcsin(0,443\lambda/L - \sin \theta_{г.л.}). \quad (9.29)$$

При осевом излучении ширина главного лепестка оказывается в 2,14 $\sqrt{L/\lambda}$ раза больше ширины главного лепестка при излучении по нормали. Изменение ширины главного лепестка при его отклонении объясняется изменениями эффективной длины $L_{эф}$ решетки излучателей и амплитудного распределения вдоль нее. В первом приближении для углов $\theta < 70 \dots 75^\circ$ (в зависимости от длины решетки L) $L_{эф}$ можно определить как

проекцию длины решетки на направление, перпендикулярное главному лепестку ДН:

$$L_{\text{эф}} \approx L \cos \theta_{\text{гл.}} \quad (9.30)$$

Диаграмма направленности одной щели $F_1(\theta)$ в плоскости yOz , проходящей через линию расположения излучателей (рис. 9.9), при инженерных расчетах может быть определена по формулам для ДН щели в бесконечном экране: продольной $F_1(\theta) = [\cos((\pi/2) \sin \theta)] / \cos \theta$ и поперечной $F_1(\theta) \approx 1$, так как длина антенны обычно большая (несколько λ), а, кроме того, ее направленные свойства в этой плоскости зависят в основном от множителя решетки $F_n(\theta)$.

При определении ДН в поперечной плоскости yOx (см. рис. 9.9) антенны с продольными щелями в широкой стенке волновода следует учитывать, что конечные размеры экрана (поперечные размеры волновода) существенно влияют на форму диаграммы [0.7]: ограниченность экрана придает излучению направленность — поле в направлении экрана уменьшается примерно до 40...50% относительно значения поля в направлении максимума ДН. Чтобы упростить расчет ДН в данном случае, волновод можно заменить плоской лентой той же ширины [0.2]. Тогда оказывается, что при ширине волновода $a = (0,7 \dots 0,8)\lambda$ ДН будет близка к любой из диаграмм, изображенных на рис. 9.10.

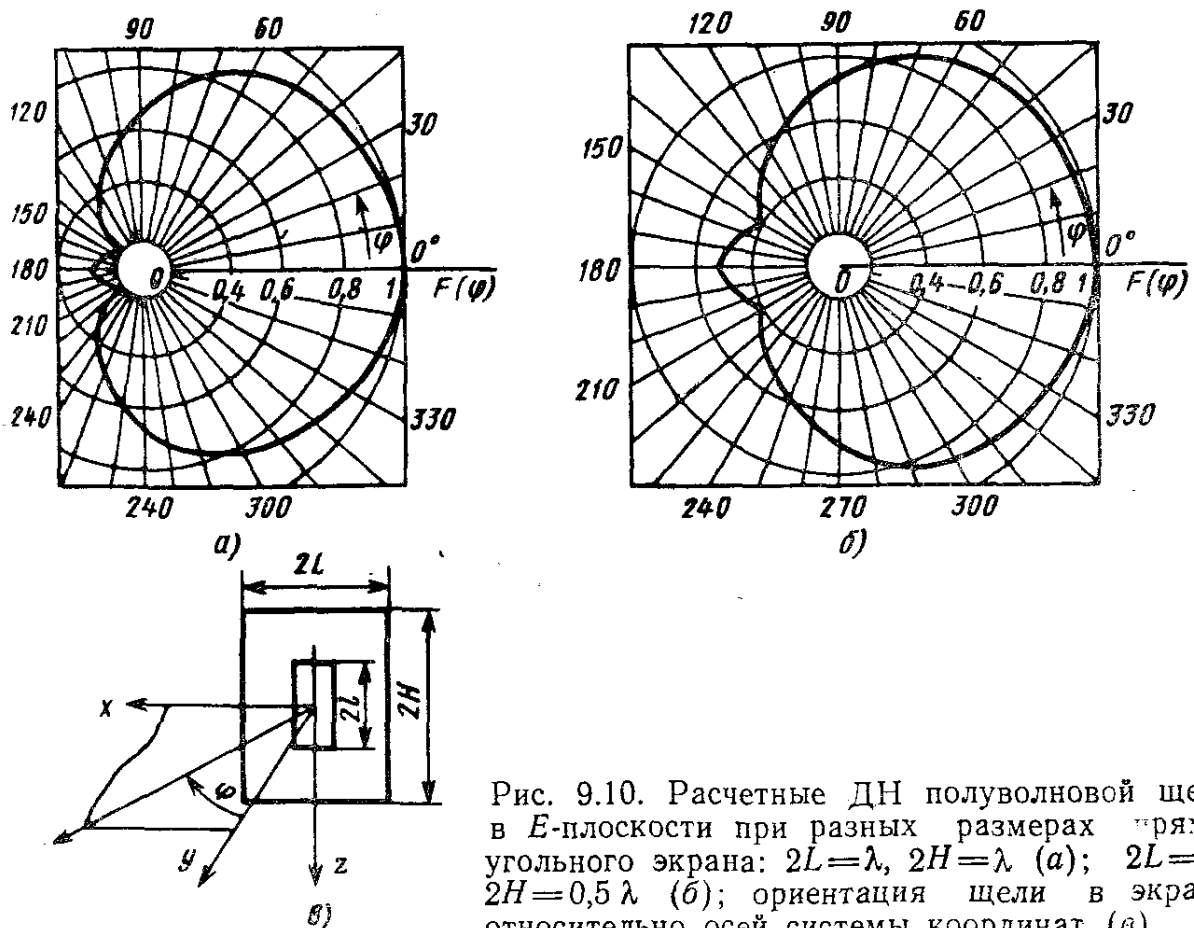


Рис. 9.10. Расчетные ДН полуволновой щели в E -плоскости при разных размерах прямоугольного экрана: $2L = \lambda$, $2H = \lambda$ (а); $2L = \lambda$, $2H = 0,5\lambda$ (б); ориентация щели в экране относительно осей системы координат (в)

Таблица 9.2

Амплитудное распределение	Ширина ДН $2\theta_{0,5}$, град	Уровень первого бокового лепестка, дБ
Равномерное	$51\lambda/Nd$	-13,5
Экспоненциальное ($\kappa = P_L/P_0 = 0,05$)	$54,4\lambda/Nd$	-12,1
Косинусоидальное с амплитудой поля на краях антенны: $A_0 = 0,5$ ($A_1 = 0,5$) $A_0 = 0$ ($A_1 = 1$)	$56\lambda/Nd$ $68\lambda/Nd$	-17,8 -23,6

При поперечных щелях в широкой стенке волновода или наклонных в узкой стенке ДН в плоскости yOx можно ориентировочно оценить по формулам для ДН щели в бесконечном экране, так как размеры экрана в направлении оси щели мало влияют на диаграмму как в E -, так и H -плоскости [0.2].

В табл. 9.2 приведены формулы для определения ширины ДН синфазных ВЩР и указаны уровни первых боковых лепестков при различных амплитудных распределениях по антенне. Этими формулами можно пользоваться и для расчета характеристик нерезонансных антенн, так как расстояние между их излучателями (см. (9.22)) незначительно отличается от расстояния в синфазных решетках и угол отклонения луча от нормали к решетке мал.

В тех случаях, когда требуется значительное отклонение луча от нормали к решетке, в формулы для ширины ДН $2\theta_{0,5}$ следует вместо длины антенны $L \approx Nd$ подставить эффективную длину раскрыва $L_{эф} \approx Nd \cos \theta_{гл}$.

Коэффициент направленного действия антенны с переменноразно связанными щелями в широкой или узкой стенке волновода при $\gamma = \lambda/\lambda_{в} < 1$ и $d = \lambda_{в}/2 \approx (0,6 \dots 0,9)\lambda$ приближенно может быть определен по формуле

$$D_0 \approx g_0(3 + \nu N/\gamma), \quad (9.31)$$

где $\nu = 2$ для продольных щелей в широкой стенке и $\nu = 4$ для наклонных щелей в узкой стенке волновода (при $\delta \leq 15^\circ$).

Входящий в (9.31) коэффициент использования раскрыва g_0 зависит от амплитудного распределения по антенне; при равномерном распределении $g_0 = 1$, при экспоненциальном $g_0 = 0,85$ и $0,92$ соответственно для $\kappa = P_L/P_0 = 5$ и 10% , при косинусоидальном распределении $g_0 = 0,81$ и $0,965$ соответственно для $A_0 = 0$ и $0,5$. С помощью (9.31) можно оценить КНД антенны и при сканировании, если угол отклонения луча $\theta_{гл} \leq 40^\circ$, $d/\lambda \leq 0,6$ и длина антенны $L = Nd \gg \lambda$, так как изменение КНД антенны при скани-

ровании в указанных пределах из-за изменения эффективной длины раскрыва компенсируется тем, что линейная антенна при $\theta_{\text{ГЛ}} \rightarrow 90^\circ$ становится направленной в двух плоскостях, в то время как при $\theta_{\text{ГЛ}} = 0$ антенна обладала направленностью в одной плоскости [0.2].

Плоская решетка излучателей в отличие от линейной обладает направленностью в обеих главных плоскостях, поэтому ее КНД при сканировании сразу же начинает падать из-за уменьшения эффективной апертуры решетки.

Коэффициент полезного действия нерезонансной ВЩР

$$\eta_a = \left[\exp(-2\alpha L) - \frac{P_L}{P_0} \right] \frac{2\alpha L}{1 - \exp(-2\alpha L)} \quad (9.32)$$

при равномерном амплитудном распределении и

$$\eta_a = \left(1 - \frac{P_L}{P_0} \right) \left(1 + \frac{2\alpha L}{\ln(P_L/P_0)} \right), \quad (9.33)$$

при экспоненциальном распределении. Здесь α — постоянная затухания в волноводе.

Так как в резонансной антенне вместо поглощающей нагрузки обычно устанавливают короткозамыкающий поршень, ее КПД выше, чем КПД нерезонансной антенны тех же размеров. При известных КПД и КНД антенны коэффициент усиления вычисляется по формуле $G = D_0 \eta_a$.

9.7. ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ РЕШЕТКА С ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

Частотное управление лучом антенны является одним из способов электрического управления и основано на изменении электрического расстояния между излучателями, возбуждаемыми бегущей волной, при изменении частоты генератора. При этом для обзора пространства в достаточно большом секторе требуется генератор с электрической перестройкой частоты в широком диапазоне.

В качестве простейшей канализирующей системы такой ВЩР используется прямоугольный регулярный волновод с волной H_{10} [0.2]. Приведем основные характеристики такого волновода и определяющие их соотношения.

1. Замедление групповой скорости

$$\gamma_{\text{гр}} = 1/\gamma. \quad (9.34)$$

Это следует из известного соотношения для волновода $U_{\text{гр}} U = C^2$ или $\gamma_{\text{гр}} \gamma = 1$.

2. Предельно пропускаемая мощность, кВт,

$$P_{\text{пр}} = \frac{abE_{\text{пр}}^2}{1,51} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}, \quad (9.35)$$

где $E_{\text{пр}}$ — предельно допустимая для заданных температур, давления и влажности напряженность электрического поля в волноводе, кВ/см; a , b — размеры поперечного сечения волновода, см; λ — длина волны генератора, см.

3. Коэффициент затухания, дБ/м,

$$\alpha = \left\{ 793 \left[1 + 2 \frac{b}{a} \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2 \right] \right\} / b \sqrt{\sigma \lambda \left[1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2 \right]}. \quad (9.36)$$

Здесь σ — проводимость материала стенок волновода, См/м.

4. Углочастотная чувствительность [0.2]

$$\begin{aligned} A &= \frac{d\theta}{d\lambda/\lambda} = \frac{0,573}{\cos \theta_{\text{гл}}} (-\gamma_{\text{гр}} + \sin \theta_{\text{гл}}) = \\ &= \frac{0,573}{\cos \theta_{\text{гл}}} \left(-\frac{1}{\gamma} + \sin \theta_{\text{гл}} \right). \end{aligned} \quad (9.37)$$

Согласно формуле $\gamma = \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ замедление фазовой скорости может меняться от 0 до 1 и, казалось бы, что углочастотную чувствительность можно получить сколь угодно большой. Однако диапазон изменения γ , который можно реализовать, значительно уже. Это объясняется тем, что при $\lambda \rightarrow \lambda_{\text{кр}} = 2a$ ($\gamma \rightarrow 0$) резко возрастают потери и падает мощность $P_{\text{пр}}$. Нижний предел γ можно найти, если допустить увеличение потерь примерно в 2 раза по сравнению с обычным волноводом. При этом $\lambda \approx 1,9a$ или $\lambda/2a = 0,95$ и $\gamma_{\text{min}} = 0,36$. Верхний предел γ связан с требованием подавления волны типа H_{20} , возникающей при $\lambda = a$ или $\lambda/2a = 0,5$. В этом случае $\gamma_{\text{max}} = 0,867$. Таким образом, замедление фазовой скорости γ ограничено значениями $0,867 \geq \gamma \geq 0,36$ и замедление групповой скорости соответственно $2,77 \geq \gamma_{\text{гр}} \geq 1,15$. Сканирование луча при изменении частоты будет происходить за счет изменения γ и λ (см. (9.27), (9.28)).

Для удобства анализа и решения уравнений (9.27) и (9.28) на рис. 9.11 и 9.12 представлены зависимости λ/d от γ (сплошные линии) при различных значениях параметра $2a/d$, построенные по соотношению

$$\lambda/d = \sqrt{1 - \gamma^2} 2a/d. \quad (9.38)$$

На рис. 9.11 приведена также сетка линий зависимости λ/d от γ при различных углах наклона луча $\theta_{\text{гл}}$ для $n=0$ (штриховые линии). Для построения сетки линий были вычислены значения λ/d при $\gamma=0,5$ и $2a/d$, соответствующих углам $\theta = 0 \dots 90^\circ$ (через 5°), и определен наклон этих линий в предположении $\theta_{\text{гл}} = \text{const}$, поскольку эта зависимость представляется прямой линией (см. (9.28)). Линиями с разными значениями n ограничены зоны излучения лучей соответствующих номеров, причем лучу с номером $n=0$ соответствует зона излучения слева от линии $n=0$, расположенной вертикально (см. рис. 9.12). Области

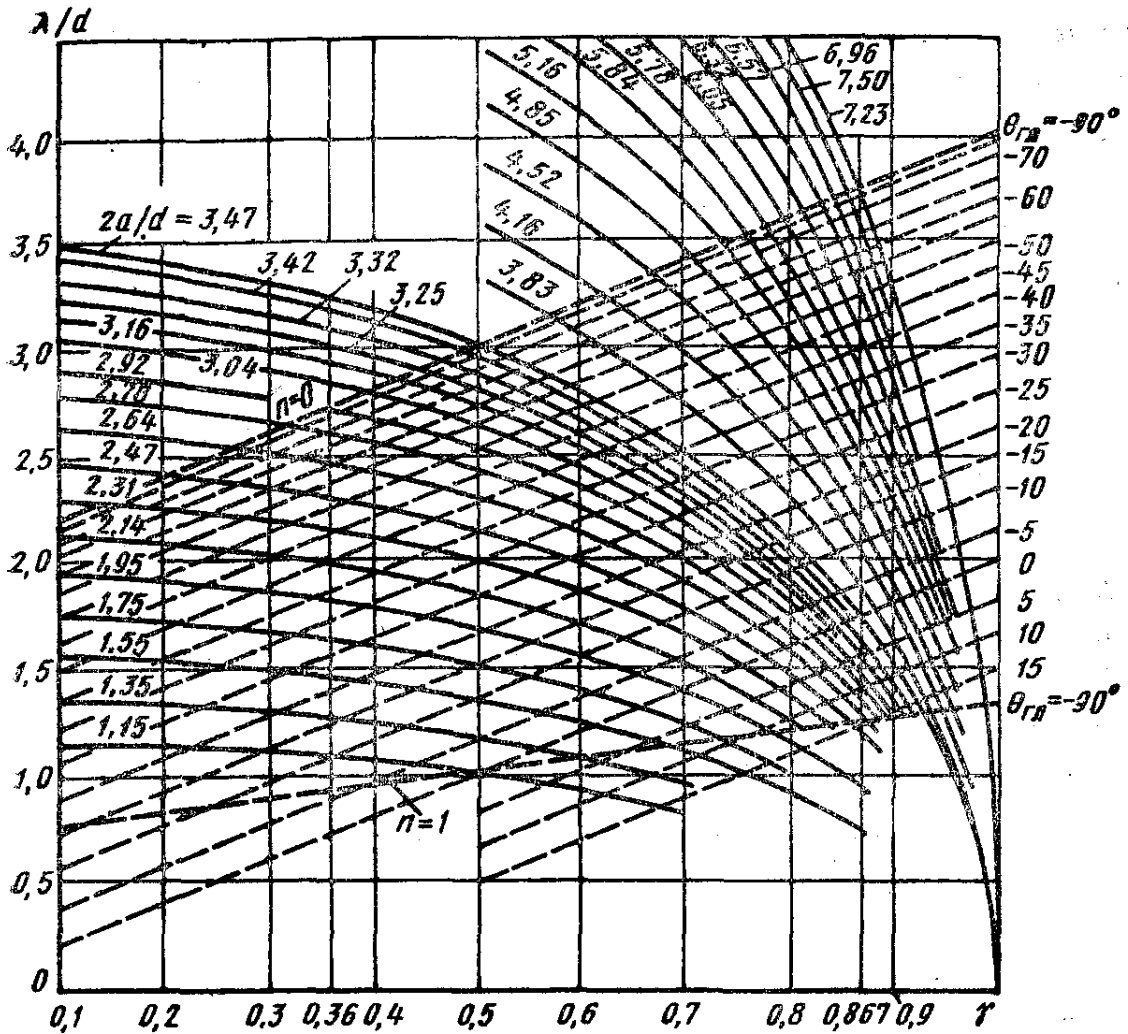


Рис. 9.11. Зоны излучения и углы сканирования для щелей, переменнo-фазно связанных с полем волновода

излучения для $n=0$; 1 (см. рис. 9.11), $n=1$; 2 (см. рис. 9.12) лежат ниже наклонных линий, соответствующих каждому n .

Важное значение при проектировании подобной антенны имеет выбор расстояния d между соседними излучателями, которое должно быть таким, чтобы при сканировании луча в за-

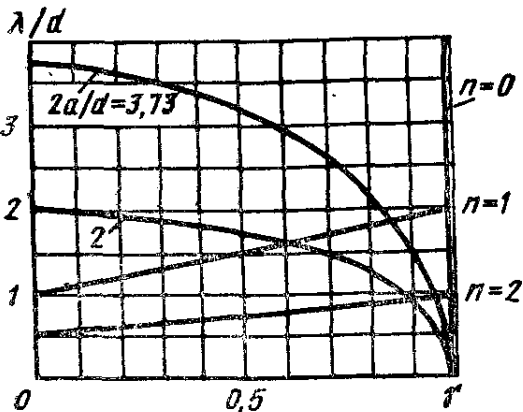


Рис. 9.12. То же, что и рис. 9.11, но для щелей, синфазно связанных с полем волновода

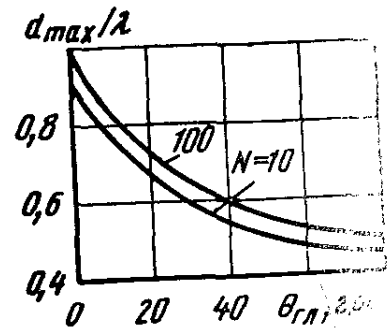


Рис. 9.13. Зависимость расстояния между соседними щелями от угла отклонения луча θ_{GL}

данном секторе исключалась возможность появления побочных главных лепестков. Это условие будет выполнено, если

$$d \leq d_{max} = \lambda \frac{1 - 1/N}{1 + |\sin \theta_{гл}|}, \quad (9.39)$$

где N — число излучателей решетки.

На рис. 9.13 приведена зависимость d_{max}/λ от угла сканирования $\theta_{гл}$ при числе излучателей $N=10$ и 100 , построенная по формуле (9.39). Из графика следует, что максимальное расстояние между соседними излучателями решетки с поперечным излучением без сканирования луча должно быть приблизительно равно λ . Если луч сканирует в пределах $\pm 90^\circ$, то $d_{max} \approx \lambda/2$.

В реальных конструкциях антенн обычно $d/\lambda = 0,3 \dots 0,7$. Анализ зависимостей, приведенных на рис. 9.11, показывает, что при $\gamma = 0,36 \dots 0,867$ и $\lambda/d > 1$ уравнение (9.28) имеет смысл лишь при $n=0$, т. е. при работе антенны нулевым лучом. При изменении частоты луч будет сканировать в основном в области отрицательных значений угла θ (см. рис. 9.9).

9.8. СХЕМЫ ПОСТРОЕНИЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ РЕШЕТОК. ПРИМЕРЫ КОНСТРУКЦИЙ

В зависимости от назначения антенна может быть выполнена в виде линейной и плоской ВЩР либо составлена из набора линейных щелевых решеток, расположенных по образующим поверхностям летательного аппарата. На рис. 9.14 показана часть линейной антенны с наклонными щелями в узкой стенке волновода, используемой в судовых радиолокационных станциях. Для ослабления паразитной составляющей поля излучения такой антенны, поляризованной перпендикулярно оси волновода, между соседними щелями установлены разделительные металлические выступы [0.1]. Используя основные положения о затухании волн в закритическом режиме при распространении их между параллельными металлическими пластинами [9.8] и зная расстояние между щелями, можно определить расстояние между выступами d_0 , их длину l_1 и толщину t .

На рис. 9.15 показаны примеры конструктивного выполнения

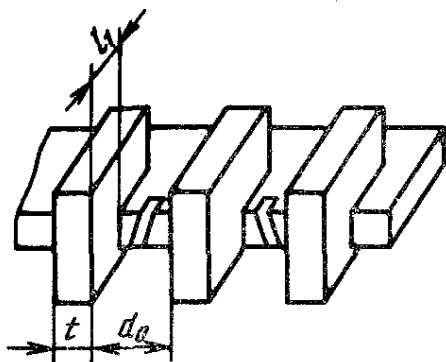


Рис. 9.14. Наклонные щели в узкой стенке волновода с разделительными металлическими выступами между излучателями

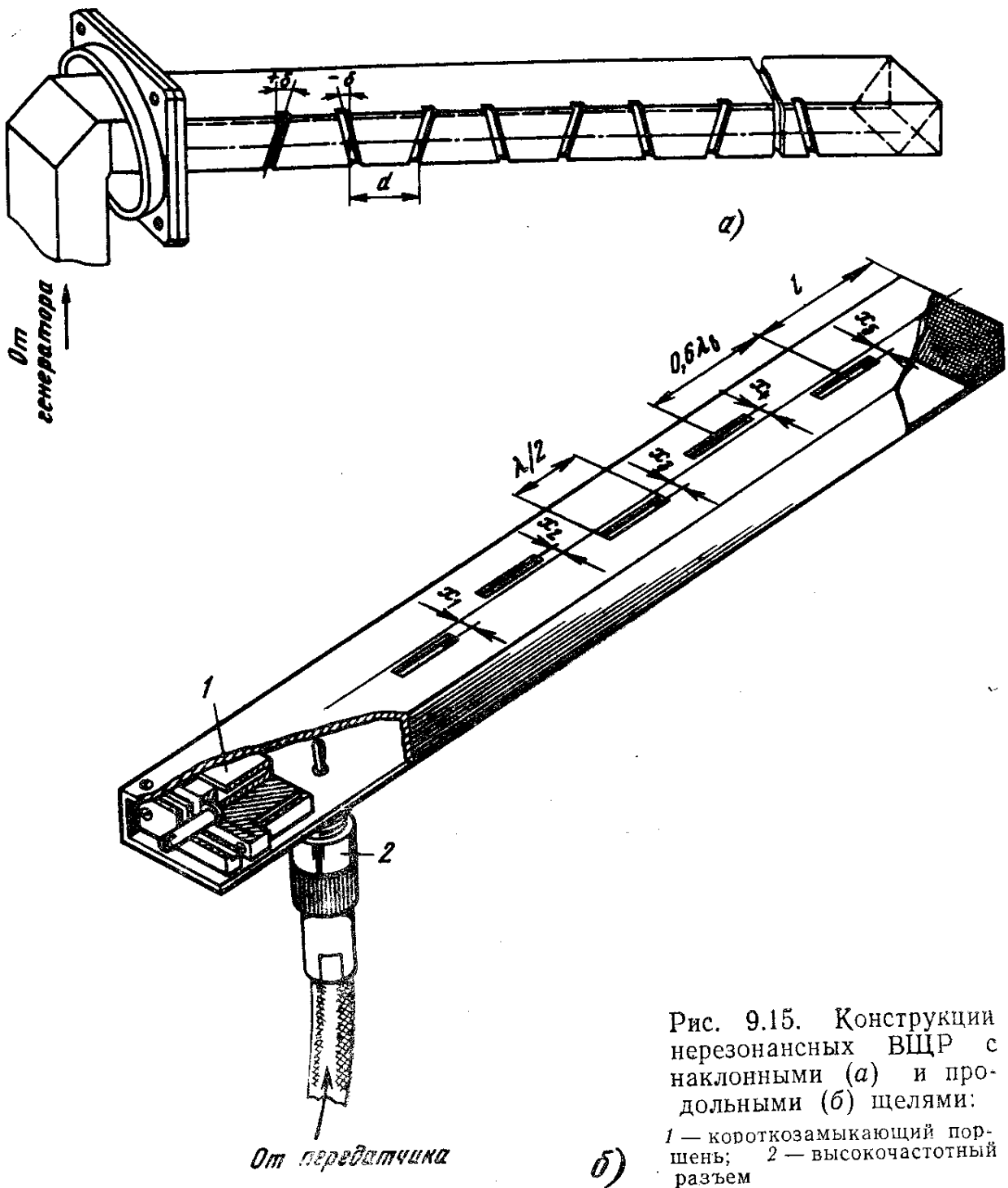


Рис. 9.15. Конструкции нерезонансных ВЦР с наклонными (а) и продольными (б) щелями:

1 — короткозамыкающий поршень; 2 — высокочастотный разъем

нерезонансных ВЦР с наклонными щелями на узкой стенке волновода при возбуждении их от прямоугольного волновода (рис. 9.15, а) и с продольными щелями на широкой стенке при возбуждении их коаксиальным кабелем (рис. 9.15, б). Пример конструктивного выполнения ВЦР с электромеханическим сканированием (со съемной верхней щелевой стенкой) приведен на рис. 9.16.

На рис. 9.17, а показан один из вариантов двумерной ВЦР [9.9], состоящей из восьми параллельных волноводов, в каждом из которых прорезано десять гантельных щелей. Гантельные щели по сравнению с обычными прямоугольными обладают большей полосой пропускания [0.2]. Особенностью антенны яв-

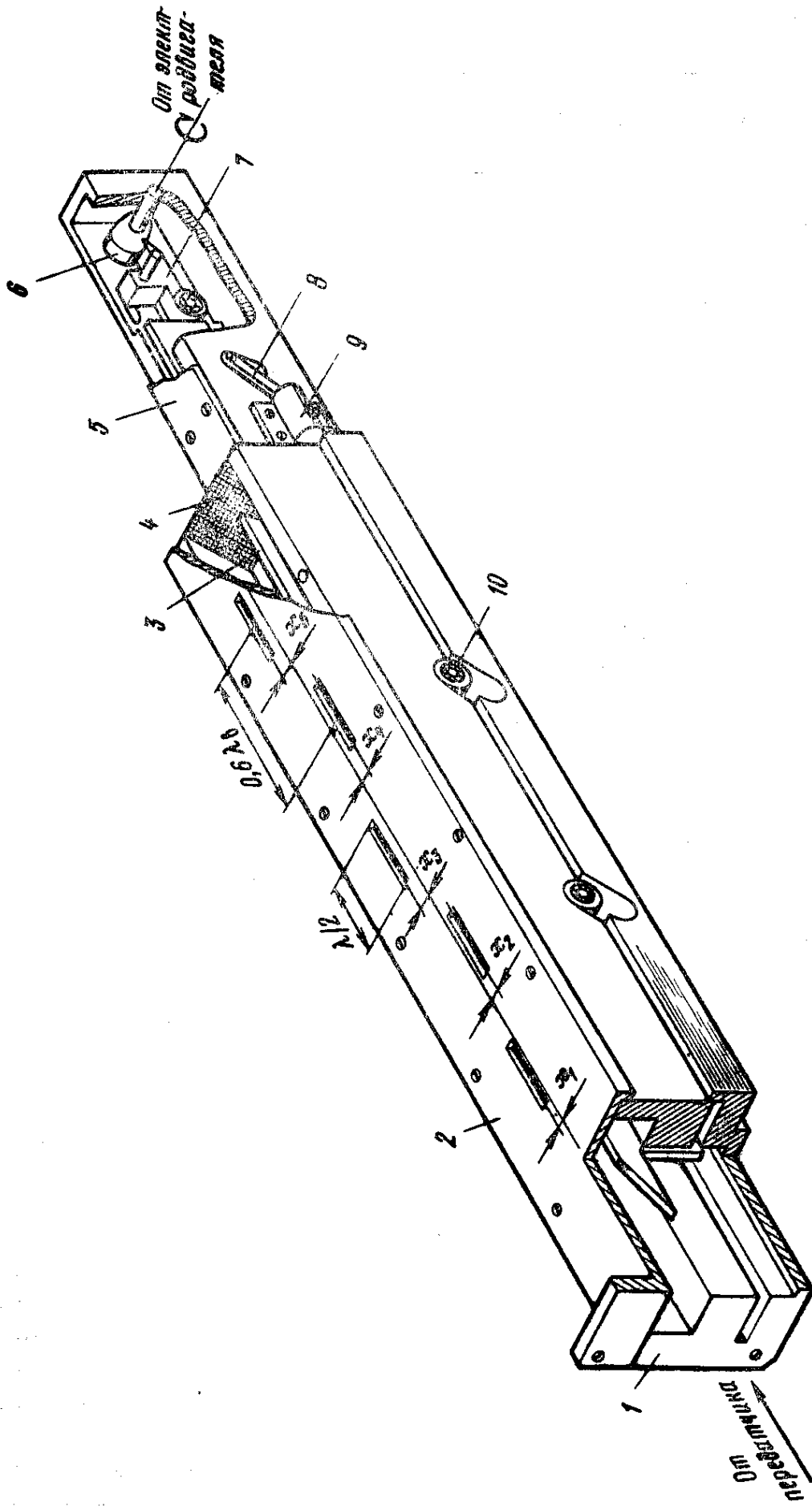


Рис. 9.16. Конструкция ВЦР с электромеханическим сканированием:

1 — корпус; 2 — верхняя стенка со щелями; 3 — подвижный металлический выступ — «нож»; 4 — поглощающая нагрузка; 5 — крышка механизма качания луча; 6 — кулачок; 7 — толкатель; 8 — стержень возвратного механизма; 9 — корпус с возвратной пружиной; 10 — направляющий подшипник «ножа»

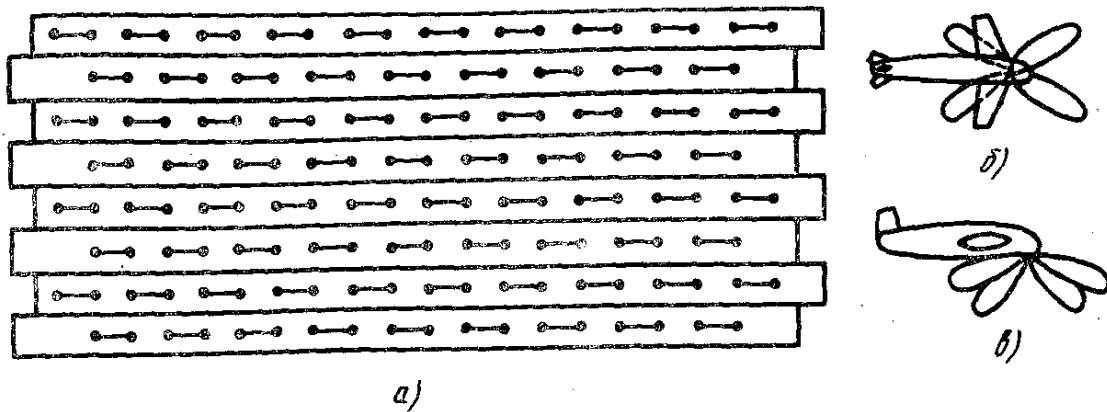


Рис. 9.17. Антенна самолетной навигационной системы:
a — фрагмент полотна антенны; *б, в* — ДН на объекте в рабочем режиме

ляется то, что четные и нечетные волноводы питаются с разных сторон с помощью делителей мощности и весь раскрыв можно использовать для формирования четырех лучей (рис. 9.17, *б*). Такие антенны применяются в самолетных доплеровских автономных навигационных станциях, предназначенных для определения скорости и угла сноса самолета. Для защиты от атмосферных осадков и пыли раскрыв ВЩР закрывают диэлектрической пластиной или всю излучающую систему помещают в радиопрозрачный обтекатель.

9.9. РАСЧЕТ НЕСКАНИРУЮЩИХ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ РЕШЕТОК

При проектировании несканирующих ВЩР исходными данными, например, могут быть: ширина ДН в одной или двух главных плоскостях, уровень боковых лепестков, коэффициент направленного действия антенны.

Рассмотрим порядок расчета для варианта, когда заданы ширина ДН в одной или двух главных плоскостях и УБЛ.

Вначале определяют тип ВЩР. Если заданы угловое положение главного максимума ДН $\theta_{гл}$ и рабочая полоса частот, то выбирают нерезонансную антенну. Если же по заданию на проектирование антенна должна быть узкополосной, но с высоким КПД, предпочтительнее резонансная антенна. Далее находят расстояние между излучателями в выбранном для построения антенны волноводе заданного диапазона частот. В резонансной антенне с переменнo-фазными щелями $d = \lambda_v/2$. В нерезонансной антенне величина d может быть выбрана двумя путями. Если задан угол $\theta_{гл}$, то необходимое значение d определяют по формулам (9.27) и (9.28). Если же угол $\theta_{гл}$ не задан, то расстояние между излучателями выбирают из условия $d \leq \lambda_v/2$, причем так, чтобы на крайних частотах заданного диапазона не было резонансного возбуждения антенны [см. (9.22)]. Затем выбирают амплитудное распределение по антенне, обеспечивающее ДН с заданным УБЛ. По известному теперь амплитудному распределению находят длину антенны (соответственно и число излучателей), обеспечивающую требуемую ширину ДН на уровне 0,5 мощности (см. табл. 9.2).

Далее расчет ведется в следующем порядке:

1. На основании общей эквивалентной схемы антенны (см. рис. 9.8, а) рассчитывают эквивалентные нормированные проводимости g_n (или сопротивления r_n) всех N щелей (см. § 9.4).

2. Зная g_n или r_n , по табл. 9.1 определяют смещение x_1 центра щелей относительно середины широкой стенки волновода или угол их наклона δ в боковой стенке.

3. Рассчитав проводимость излучения щели в волноводе G_Σ (т. е. внешнюю проводимость), по известному значению мощности на входе (в случае передающей антенны) определяют напряжение в пучности U_m (см. (9.3)), а следовательно, и ширину щели d_1 (см. (9.4)).

4. При известных местоположении щелей на стенке волновода и их ширине по данным § 9.2 определяют резонансную длину этих щелей.

5. Вычисляют ДН (см. § 9.6), КНД и коэффициент усиления антенны.

Кроме собственно антенны рассчитывают также питающую линию, а в случае необходимости определяют тип вращающегося сочленения и его основные характеристики.

9.10. РАСЧЕТ ЛИНЕЙНОЙ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ РЕШЕТКИ С ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

В приводимой методике расчета принимается, что замедление фазовой скорости в возбуждающем щелевые излучатели волноводе равно замедлению в регулярном волноводе, в котором излучатели отсутствуют. В реальной ВЩР вследствие внутреннего и внешнего взаимного влияния излучателей замедление в волноводе несколько отличается от γ , причем величина отклонения зависит от числа излучателей, расстояния между ними, степени связи их с полем волновода и пр. При приближенном расчете целесообразно пренебречь взаимным влиянием излучателей, приняв замедление постоянным и равным γ . В ряде задач можно ограничиться таким расчетом, однако в случае остронаправленной ($2\theta_{0,5} \leq 1^\circ$) ВЩР, когда требуется высокая точность определения ее параметров, следует выполнить повторный расчет с учетом уточненного значения замедления в возбуждающем щели волноводе, т. е. с учетом взаимного влияния излучателей.

Расчет ВЩР с частотным сканированием состоит в определении параметров волновода, возбуждающего щелевые излучатели, расстояния между излучателями d с учетом сканирования луча в заданном угловом секторе, характеристик излучателей, их связи с волноводом для обеспечения требуемого закона распределения излучаемой мощности вдоль решетки и ДН решетки.

При определении параметров волновода и расстояния d следует учитывать, что величины γ и d при заданном секторе сканирования $\Delta\theta$ и рабочей длине волны λ связаны одним

уравнением (9.27) или (9.28). Поэтому для нахождения одного из этих параметров приходится задаваться другими, входящими в данное уравнение. Например, чтобы определить γ , надо задаться значениями θ и d . Меняя эти значения, можно получить несколько вариантов волноводной возбуждающей системы, а затем выбрать тот из них, который позволит лучше удовлетворить главным требованиям технического задания: минимальное изменение частоты при сканировании, малый коэффициент затухания в волноводе, высокая углочастотная чувствительность решетки и др.

Введем обозначения: P — мощность, излучаемая антенной, кВт; λ_{min} , λ_{cp} , λ_{max} — соответственно минимальная, средняя и максимальная длины волн генератора, см; $\Delta\lambda/\lambda_{cp} = 2(\lambda_{max} - \lambda_{min})/(\lambda_{max} + \lambda_{min}) \cdot 100$ — относительное изменение длины волны генератора, %; θ_{min} , θ_{cp} , θ_{max} — углы направления главного максимума ДН соответственно при λ_{min} , λ_{cp} и λ_{max} , град; $2\theta_{0,5}$ — ширина главного лепестка ДН на уровне половинной мощности при $\lambda = \lambda_{cp}$, град.

На границах сектора сканирования, ограниченного углами θ_{max} и θ_{min} , уравнение (9.28) имеет соответственно вид

$$\sin\theta_{max} = \gamma_{min} - 0,5\lambda_{max}/d, \quad \sin\theta_{min} = \gamma_{max} - 0,5\lambda_{min}/d. \quad (9.40), (9.41)$$

При проектировании могут встретиться различные варианты заданий. Приведем некоторые из них:

1. Заданы P , λ_{cp} , $\Delta\lambda/\lambda_{cp}$, $2\theta_{0,5}$, θ_{cp} . Определить сектор сканирования $\Delta\theta$.

2. Заданы P , λ_{cp} , $\Delta\lambda/\lambda_{cp}$, $2\theta_{0,5}$, $\Delta\theta$. Определить направление луча θ_{cp} .

3. Заданы P , λ_{cp} , $\Delta\lambda/\lambda_{cp}$, $2\theta_{0,5}$. Определить направление луча θ_{cp} , для которого сектор сканирования $\Delta\theta$ будет наибольшим.

4. Заданы P , λ_{cp} , $2\theta_{0,5}$, θ_{cp} , $\Delta\theta$. Обеспечить заданный сектор сканирования при возможно меньшем относительном изменении длины волны $\Delta\lambda/\lambda_{cp}$.

При расчете любого варианта рекомендуется пользоваться графиками на рис. 9.11—9.13 и материалами, приведенными в § 9.7.

Рассмотрим порядок приближенного расчета для случая, когда заданы P , λ_{cp} , $\Delta\lambda/\lambda_{cp}$, θ_{cp} , $2\theta_{0,5}$ и требуется определить сектор сканирования $\Delta\theta$.

1. С учетом соображений, изложенных в § 9.7, сначала выбирают в качестве излучателей АР щели, переменнo-фазно связанные с полем волновода, и номер рабочего луча $n=0$.

2. Пользуясь кривыми на рис. 9.11 и 9.18, проводят прикидочный расчет возможных направлений луча θ_{cp} . Исходя из заданных λ_{cp} и $\Delta\lambda/\lambda_{cp}$ находят длины волн λ_{max} и λ_{min} . Расчет начинают с выбора значения γ_{cp} , соответствующего λ_{cp} . С учетом того, что углочастотная чувствительность A (9.37) больше при меньших значениях γ , желательно выбирать $\gamma_{cp} < 0,5$, однако при этом надо помнить, что при изменении частоты может оказаться

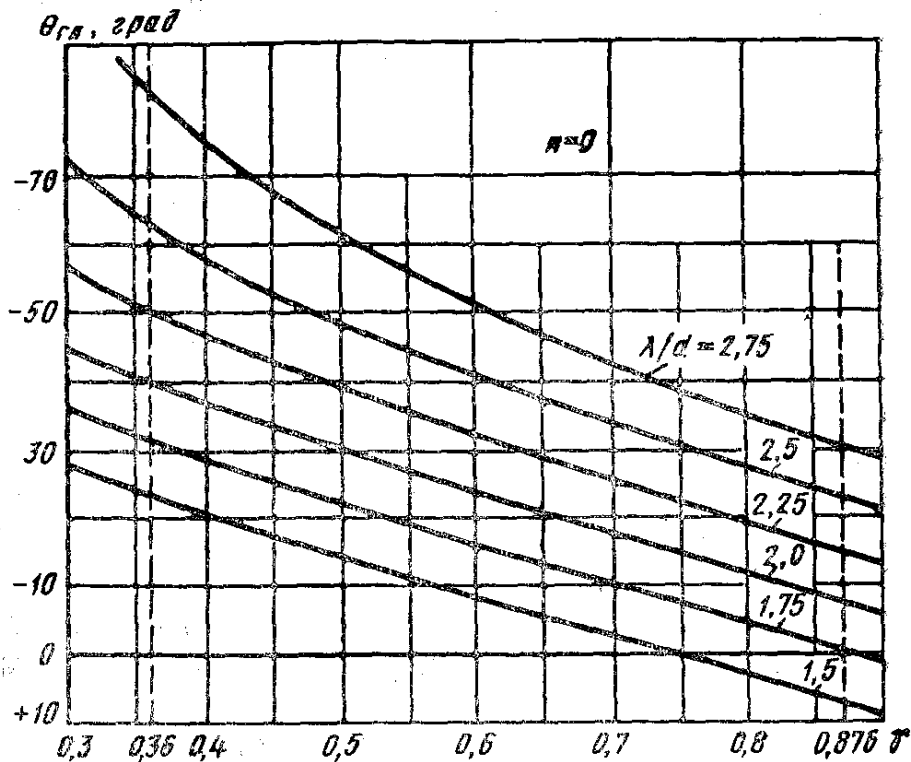


Рис. 9.18. Зависимость угла отклонения ДН θ_{gl} от γ для фиксированных значений λ/d при работе антенны нулевым лучом

$\gamma_{min} < 0,36$ и потери в волноводе возрастут. По этой причине выбирать $\gamma_{min} \approx 0,36$ нецелесообразно. По графикам рис. 9.18 ориентировочно находят γ_{cp} при $\lambda/d > 1$ для получения требуемого направления луча θ_{cp} . По кривым рис. 9.11 для известных значений γ_{cp} и θ_{cp} определяют $2a/d$, которое для проектируемой антенны служит конструктивным параметром и, следовательно, при частотном сканировании будет сохраняться неизменным. Далее находят γ_{max} и λ_{min} , предварительно определив размер a волновода, соответствующий γ_{cp} . Параметры a , γ_{max} и γ_{min} можно определить по формуле $\gamma = \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$.

Для определения углов θ_{max} и θ_{min} на графиках рис. 9.11 находят точки пересечения вертикальных линий, соответствующих γ_{min} и γ_{max} , с линией $\lambda/d = \lambda/d(\gamma)$ при значении $2a/d = \text{const}$, которое определено. Если точка пересечения лежит выше линии $n=0$, то режим неосуществим и расчет следует повторить, задавшись другим значением γ_{cp} . Обычно желательно получить наибольший сектор сканирования $\Delta\theta$ при заданном относительном изменении длины волны $\Delta\lambda/\lambda_{cp}$. Поэтому следует задаться двумя-тремя значениями γ_{cp} и найти наибольший возможный сектор.

Учитывая приближенность расчета, связанного с погрешностью определения значений величин по графикам, следует уточнить их (пп. 3—6).

3. Для выбранного значения γ_{cp} , используя уравнение (9.28), уточняют расстояние между излучателями: $d = 0,5 \lambda_{cp} / (\gamma_{cp} - \sin \theta_{cp})$. Следует проверить выполнение условия $d \leq d_{max}$ при $\lambda = \lambda_{min}$ (см. (9.39)) во избежание появления побочных главных лепестков.

4. Уточняют размер широкой стенки волновода по формуле $a = \lambda_{cp} / 2 \sqrt{1 - \gamma_{cp}^2}$.

5. Определяют $\gamma_{min} = \sqrt{1 - (\lambda_{max}/2a)^2}$; $\gamma_{max} = \sqrt{1 - (\lambda_{min}/2a)^2}$.

6. По формулам (9.40) и (9.41) определяют $\theta_{max} = \arcsin(\gamma_{min} - 0,5 \lambda_{max}/d)$; $\theta_{min} = \arcsin(\gamma_{max} - 0,5 \lambda_{min}/d)$.

7. Рассчитывают возможный сектор сканирования $\Delta\theta = \theta_{max} - \theta_{min}$.

8. Находят углочастотную чувствительность на средней длине волны

$$A = \frac{0,573}{\cos \theta_{cp}} \left(-\frac{1}{\gamma_{cp}} + \sin \theta_{cp} \right).$$

9. Рассчитывают по (9.28) зависимость $\theta = \theta(\lambda)$ в рабочем диапазоне волн и строят график.

10. Выбирают размер b волновода, руководствуясь соображениями электрической прочности, отсутствия волн высших типов и возможностью прорезания щелей длиной $2l \approx \lambda_{cp}/2$.

11. Определяют предельную пропускаемую мощность $P_{пр}$ по (9.18).

12. Выбирают материал стенок волновода и находят коэффициент затухания α по (9.36).

Устанавливают закон распределения излучаемой мощности вдоль решетки излучателей исходя из требований к ДН и коэффициенту усиления ВЦР, определяют длину антенной решетки L_a , ее КПД η_a , число излучателей в решетке N . Для наиболее простых законов распределения излучаемой мощности — равномерного или экспоненциального — величины L_a , η_a и N можно определять так, как указано в пп. 13—15.

13. Выбрав равномерный или экспоненциальный закон распределения излучаемой мощности вдоль решетки излучателей находят при заданной ширине главного лепестка $2\theta_{0,5}$ по формуле (9.30) длину антенной решетки $L_a = L_{эф}/\cos \theta_{cp}$. Здесь $L_{эф}$ определяют по формуле табл. 9.2 в предположении, что $L = L_{эф}$ при $\lambda = \lambda_{cp}$. Затем уточняют L_a , проверив выполнение условия $2\theta'_{0,5} \approx 2\theta_{0,5}$, где $2\theta'_{0,5}$ — ширина главного лепестка, определенная по (9.29).

14. Определяют КПД ВЦР по (9.32) или (9.33) на границах рабочего диапазона волн.

15. Находят число излучателей антенной решетки $N = L_a/d + 1$.

16*. Определяют размеры щелевых излучателей и расположение их на стенке волновода с учетом выбранного закона распределения излучаемой мощности вдоль решетки излучателей.

17. Рассчитывают ДН при $\lambda = \lambda_{min}$, λ_{cp} , λ_{max} . Определяют соответствие ширины главного лепестка ДН требуемой ширине и изменение ее при сканировании.

18. Находят КНД антенной решетки.

19. Составляют электрическую схему ВЦР.

20. Рассчитывают фидерный тракт, соединяющий передатчик с ВЦР.

Конструирование ВЦР ведется с учетом ее применения.

При расчете вариантов 2—4 методика в основном сохраняется, меняется лишь п. 2.

Для варианта 2 при определении направления луча θ_{cp} ,

* Пункты 16—18 выполняют по методике § 9.9.

при котором можно получить требуемый сектор сканирования $\Delta\theta$, прикидочный расчет (п. 2) производится с помощью графиков на рис. 9.11. Так как углочастотная чувствительность больше при малых значениях γ , то задавшись $\gamma_{min} \approx 0,36$, определим γ_{max} способом, указанным в п. 2. Проведя две вертикальные линии, соответствующие значениям γ_{min} и γ_{max} , и горизонтальную линию $\lambda/d=1$, получим на графике область для выбора θ_{cp} , при котором можно получить требуемый сектор сканирования. Расчет сводится к определению расстояния между излучателями d , которое обеспечивает требуемое значение $\Delta\theta$ при выбранных γ_{max} и γ_{min} . Используя кривые $\lambda/d(\gamma)$ при $2a/d = \text{const}$, на рисунке в выделенной области находят кривую, при движении вдоль которой от γ_{max} до γ_{min} получаем требуемое значение $\Delta\theta$. Далее, определив $\gamma_{cp} = \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$, находят θ_{cp} .

Для варианта 3 прикидочный расчет ведется аналогично расчету для варианта 2 с тем отличием, что определяется θ_{cp} , для которого $\Delta\theta$ будет максимальным.

Для варианта 4 прикидочный расчет сводится к получению заданного сектора $\Delta\theta$ при возможно меньшем изменении длины волны т. е. желательно, чтобы $\Delta\lambda/\lambda_{cp}$ было небольшим. Для этого по графику на рис. 9.18 находят область замедлений, при которых можно получить заданное направление θ_{cp} . Выбирают два-три значения γ_{cp} и соответствующее θ_{cp} . По заданным $\Delta\theta$ и θ_{cp} находят границы сектора сканирования θ_{max} и θ_{min} . Для каждого из выбранных значений γ_{cp} производят следующий расчет. По значениям γ_{cp} и λ_{cp} находят размер волновода a и определяют параметр $2a/d$. Далее по графикам на рис. 9.11 определяют значения γ_{min} и γ_{max} , соответствующие точкам пересечения прямых $\theta = \theta_{max} = \text{const}$ и $\theta = \theta_{min} = \text{const}$ с кривой $\lambda/d(\gamma)$ при найденном значении $2a/d$. Длины волн рассчитывают по формулам $\lambda_{max} = 2a\sqrt{1 - \gamma_{min}^2}$, $\lambda_{min} = 2a\sqrt{1 - \gamma_{max}^2}$, а диапазон изменения длин волн $\Delta\lambda = \lambda_{max} - \lambda_{min}$. Повторив такой же расчет для других значений γ_{cp} , находят новые значения $\Delta\lambda$. В результате определяют γ_{cp} , соответствующее меньшему изменению $\Delta\lambda$, обеспечивающему требуемый сектор $\Delta\theta$. При расчете по варианту 4 может оказаться, что требуется значительный сектор сканирования $\Delta\theta$ (например, $\Delta\theta > 30^\circ$). В этом случае для уменьшения требуемого значения $\Delta\lambda/\lambda_{cp}$ при сканировании можно использовать систему параллельных волноводов с разным расстоянием между излучателями. Каждый волновод при одинаковом изменении $\Delta\lambda/\lambda_{cp}$ будет обеспечивать сканирование в соответствующем секторе, а сумма этих секторов должна быть равной полному сектору. Конструкция такой антенны будет более сложной; она должна состоять из нескольких волноводов, переключаемых при переходе с одного сектора сканирования на другой. Методика расчета этой антен-

ны несколько иная, чем одиночной ВЦР, однако при расчете каждого волновода можно пользоваться уже рассмотренной методикой. Разделение полного сектора сканирования на составные и определение числа необходимых волноводов можно произвести, используя графики на рис. 9.11, а также данные [0.2].

Глава 10. ШИРОКОУГОЛЬНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ПЛОСКИХ ФАР

10.1. МОДЕЛЬ ВОЛНОВОДНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

На практике часто используются ФАР с излучателями в виде открытых концов прямоугольных волноводов. По ряду следующих причин такой тип излучающего элемент очень удобен для ФАР сантиметрового диапазона волн: он образует естественное продолжение секций волновода, в которых помещены фазовращатели; позволяет работать на высоком уровне пропускаемой мощности; его характеристики можно предварительно точно рассчитать, что играет важную роль в процессе разработки ФАР. Кроме того, после проектирования экспериментальную отработку излучателя, предназначенного для работы в составе большой ФАР, можно провести на простой (так называемой «волноводной») модели решетки с небольшим числом излучателей. Правильно спроектированный волноводный излучатель обеспечивает хорошие характеристики всей ФАР.

В больших плоских ФАР основная масса элементов центральной области почти однородна по своим характеристикам, и особенности их поведения можно достаточно точно описать поведением излучателей бесконечной АР.

Рассогласование между элементами ФАР и источниками их возбуждения, обусловленное наличием неоднородности «волновод—свободное пространство», не только уменьшает усиление и КПД антенны, но и влияет на стабильность частоты генераторов. Следовательно, необходимо конструировать ФАР с хорошим согласованием в заданном секторе углов сканирования. Поскольку при наиболее простой конструкции ФАР (открытые концы регулярных волноводов, излучающие в свободное пространство) возможности управления рассогласованием ФАР в секторе сканирования весьма ограничены, необходимо усложнять конструкцию ФАР, используя дополнительные элементы

(например, заполняя определенные области диэлектриками, вводя реактивности и т. д.), изменение параметров которых позволит влиять на согласование ФАР в секторе сканирования.

Спроектировать излучающий элемент ФАР, согласованный в широком секторе углов, означает выбрать такие геометрические размеры элементов решетки и характеристики согласующих устройств (СУ), при которых в секторе сканирования максимальное значение коэффициента отражения в фидерах элементов, определяемое как отношение амплитуд волн, идущих к генератору и от него, не превышало некоторое заданное, которое также может являться функцией сканирования. Знание закона изменения коэффициента отражения в фидерах равномерно возбужденной ФАР при изменении направления ее фазирования (или ДН единственного возбужденного элемента при остальных, нагруженных на согласованные нагрузки) позволяет оценить характеристики решетки в секторе сканирования.

При проектировании волноводных излучателей ФАР, согласованных в широком секторе углов, наиболее эффективным является метод, основанный на расчете характеристик излучателя с учетом наличия СУ как в фидерных трактах элементов, так и вне их, с последующей вариацией значений параметров до получения требуемых результатов. При этом значительно сокращаются время и стоимость разработки больших АР по сравнению с методами, основанными на экспериментальной отработке.

Использование данного метода предполагает наличие вычислительных программ, которые на основе решения электродинамической задачи для волноводной решетки с СУ позволяют рассчитывать характеристики излучателя для их последующей оптимизации. Способы решения электродинамической задачи о возбуждении плоской ФАР с волноводными излучателями изложены в большом количестве работ [0.4].

В многоэлементной плоской ФАР излучатели в виде открытых концов прямоугольных волноводов расположены на хорошо проводящей плоской поверхности в узлах двоякопериодической (обобщенной треугольной) координатной сетки (рис. 10.1, а), где a_0, b_0 — размеры основного волновода с координатами его центра x_0, y_0 ; a_0', b_0' — размеры окна симметричной тонкой диафрагмы, помещенной в раскрыв основного волновода; d_x, d_y — расстояния между излучателями в решетке по осям x и y соответственно; α — угол, определяющий взаимное расположение излучателей в решетке (в частности, при $\alpha=90^\circ$ получаем прямоугольную сетку, при $\alpha=60^\circ$ — гексагональную сетку); a_q, b_q — размеры q -го размещенного в ячейке излучателя волновода, закороченного на расстоянии t_q от раскрыва (общее число таких реактивных волноводов в ячейке излучателя $Q \geq 0$) с координатами его центра x_q, y_q .

В основном волноводе (рис. 10.1, б) может размещаться диэлектрическая вставка с числом слоев $L_i \geq 0$. Толщины и отно-

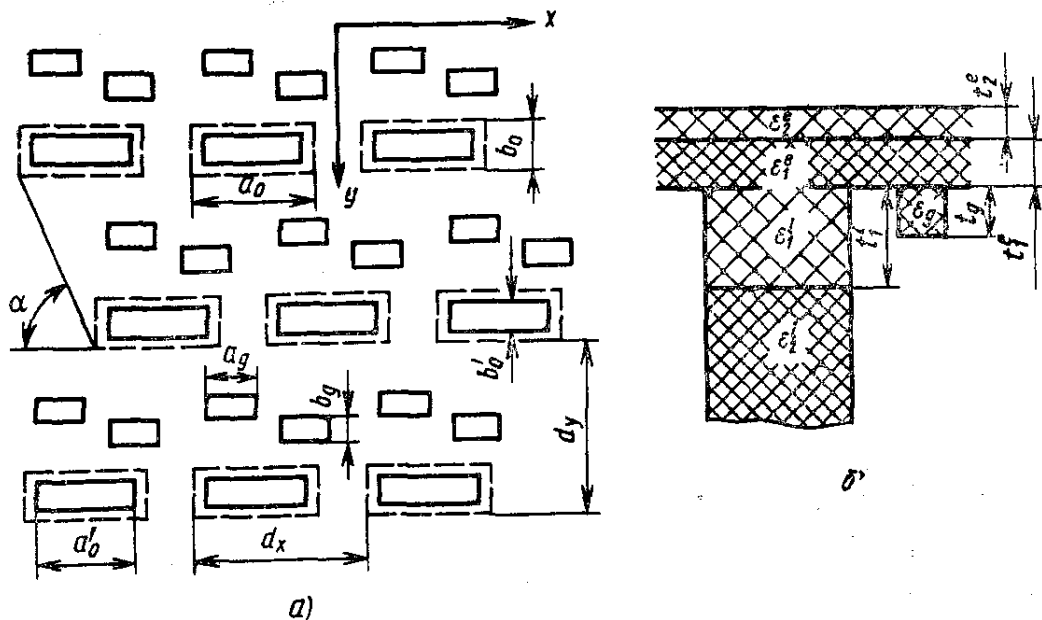


Рис. 10.1. Волноводный излучатель в плоской ФАР:
 а — координатная сетка; б — конструкция

сительные диэлектрические проницаемости каждого l -го слоя вставки будем обозначать t_l^i, ϵ_l^i (нумерация слоев — от раскрыва волновода). Значения относительных диэлектрических проницаемостей заполнения реактивного волновода с номером q и основного волновода в области за вставкой обозначим соответственно ϵ_q и $\epsilon^{i_{L+1}}$.

На поверхности ФАР может также располагаться многослойное диэлектрическое покрытие с числом слоев $L_e \geq 0$, толщиной и относительной диэлектрической проницаемостью каждого l -го слоя покрытия t_l^e и ϵ_l^e (нумерация слоев — от поверхности решетки). Кроме того, в фидерный тракт каждого основного волновода может быть включен согласующий четырехполюсник. Излучающий раскрыв волноводного элемента ФАР представляет собой для возбуждающего волновода комплексную нагрузку, меняющуюся при сканировании. Включаемый четырехполюсник обеспечивает согласование лишь при некотором фиксированном угле сканирования, однако при других углах будет сохраняться рассогласование. Чтобы получить согласование в секторе углов, нужно добиться, чтобы коэффициент отражения излучателя без СУ в секторе сканирования менялся в возможно меньших пределах. Для реализации же СУ в фидерный тракт вводится дополнительная неоднородность, которая при угле полного согласования создает отраженную волну, равную по амплитуде и обратную по знаку отраженной от нагрузки волне, имеющейся в линии.

Если устройство, согласующее излучатель при фиксированном угле сканирования, расположено достаточно далеко от раскрыва, т. е. между ними нет взаимодействия по высшим типам волн, то учесть влияние этого устройства можно методом экви-

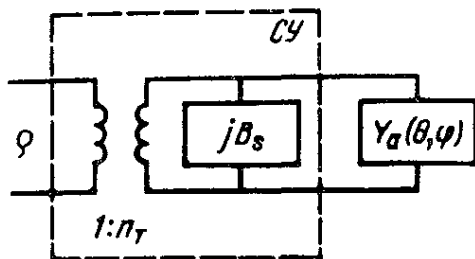


Рис. 10.2. Эквивалентная схема согласования фидера с излучателем

валентной двухпроводной линии [0.6]. Представляя СУ в соответствии с эквивалентной схемой Фелсена—Олинера [10.2] в виде четырехполюсника, состоящего из идеального трансформатора с коэффициентом трансформации n_T и реактивной проводимости B_s , получаем схему эквивалентной ему двухпроводной линии, описывающей излучатель с СУ (рис. 10.2). Здесь входная проводимость излучателя

$$Y_a(\theta, \varphi) = G_a(\theta, \varphi) + iB_a(\theta, \varphi) = \frac{1}{\rho} \frac{1 - \Gamma(\theta, \varphi)}{1 + \Gamma(\theta, \varphi)}, \quad (10.1)$$

где Γ — коэффициент отражения в выбранном сечении фидера; θ, φ — углы места и азимута при сканировании; ρ — волновое сопротивление фидера; B_a — реактивная проводимость СУ, компенсирующая для заданного угла сканирования реактивную проводимость, вносимую излучающей апертурой.

Выбирая параметры СУ из условия получения режима бегущей волны в питающем фидере для угла сканирования θ_s, φ_s (при этом $Y_a = Y_{as}$), получаем

$$n_T = \sqrt{\frac{1}{\operatorname{Re} Y_{as}}}; \quad B_s = -i \operatorname{Im} Y_{as}, \quad (10.2)$$

где $\operatorname{Re} Y$ и $\operatorname{Im} Y$ — действительная и мнимая части проводимости.

Описанная модель волноводного излучателя в плоской ФАР позволяет численно решать граничные задачи электродинамики для определения и оптимизации характеристик излучателя в секторе сканирования.

10.2. МЕТОДЫ СОГЛАСОВАНИЯ ВОЛНОВОДНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ПЛОСКИХ ФАР

Согласующее устройство в фидере излучателя. На рис. 10.3, а, б приведены зависимости коэффициента отражения от угла сканирования в H - и E -плоскостях соответственно для типичных значений параметров решетки (штриховые линии — без СУ, сплошные линии — с согласованием по нормали).

В H -плоскости, где изменение коэффициента отражения происходит медленно, использование СУ позволяет заметно умень-

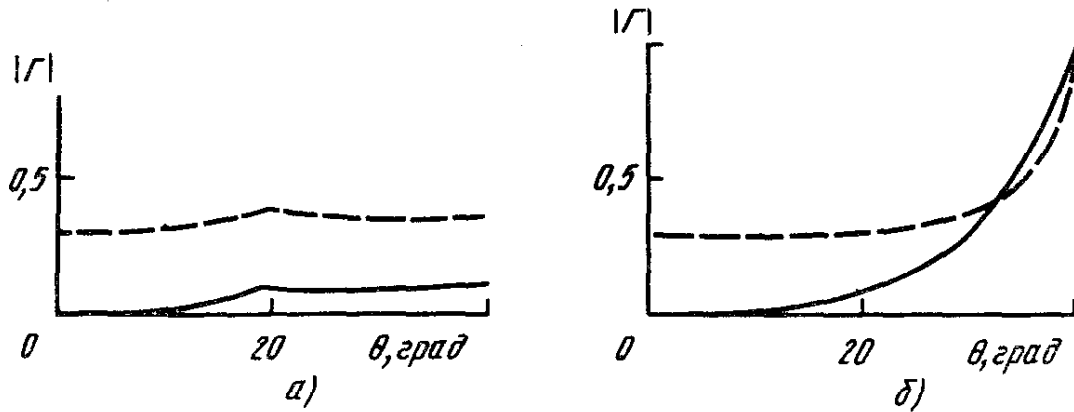


Рис. 10.3. Зависимость коэффициента отражения от угла сканирования в H - и E -плоскостях соответственно при геометрических размерах:

$$a_0=0,7\lambda; b_0=0,3\lambda; d_x=0,75\lambda; d_y=0,6$$

шать коэффициент отражения для всех углов сканирования. В E -плоскости эффективность согласования исчезает при углах, хотя и лежащих в секторе однолучевого сканирования, но достаточно близких к углу появления дифракционного максимума. Это связано с быстрым изменением входной проводимости излучателя при подходе к углу «ослепления» решетки, вследствие чего, начиная с некоторого угла сканирования, СУ вносит даже дополнительное рассогласование в питающий фидер. Поэтому при необходимости широкоугольного согласования в E -плоскости шаг между излучателями приходится выбирать заметно меньшим, чем это следует из условия однолучевого режима работы в секторе сканирования.

Расширить сектор сканирования можно ценой некоторого уменьшения усиления по нормали, приближая угол полного согласования решетки к углу ее ослепления. На рис. 10.4, а, б приведены зависимости коэффициента отражения от угла ска-

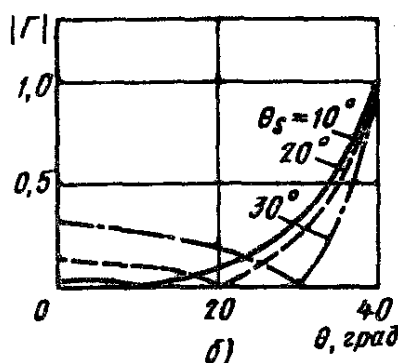
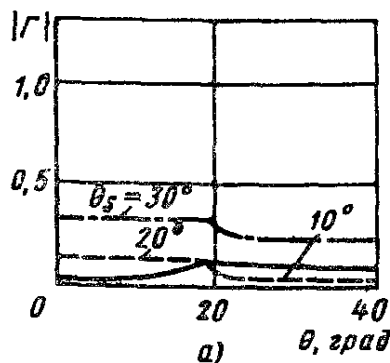


Рис. 10.4. Зависимость коэффициента отражения от угла сканирования в H - и E -плоскостях при различных углах полного согласования и геометрических параметрах:

$$a_0=0,7\lambda; b_0=0,3\lambda; d_x=0,75\lambda; d_y=0,6; d_y=0,6\lambda$$

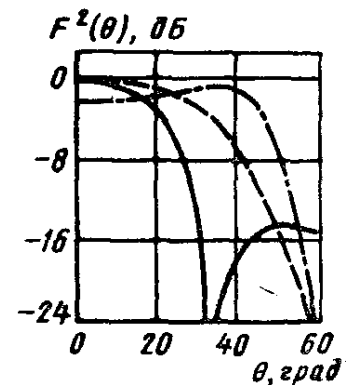


Рис. 10.5. Диаграмма направленности волноводного излучателя при геометрических параметрах:

$$d_x=1,008\lambda; d_y=0,504\lambda; a_0=0,905\lambda; b_0=0,4\lambda; \alpha=45^\circ$$

нирования соответственно в H - и E -плоскостях при различных углах согласования излучателя.

Необходимо отметить, что для СУ, расположенного в питающем фидере, теряет смысл рекомендация [0.4] о предварительном выравнивании значения коэффициента отражения несогласованного излучателя в секторе сканирования путем использования диэлектрического заполнения волновода и диэлектрических вставок в волноводе, поскольку вариация внутренних параметров излучателя влияет лишь на значение параметров СУ, т. е. на его конструкцию, при одинаковом поведении коэффициента отражения в секторе сканирования. Это свидетельствует о том, что дальнейшего расширения сектора сканирования можно добиться лишь путем изменения геометрии АР (размер раскрыва излучателя, расстояние между излучателями, сетка размещения излучателей в решетке) и электродинамических характеристик пространства над ней (диэлектрическое покрытие, пассивные элементы и т. д.).

Очевидно, что при известных параметрах эквивалентной схемы СУ задача нахождения его конкретной конструктивной реализации на сосредоточенных элементах сводится к синтезу соответствующего четырехполюсника (см., например, [10.3]). При этом в качестве компенсирующих реактивностей чаще всего используются индуктивная и емкостная диафрагмы, индуктивный стержень, а в качестве трансформаторов — четвертьволновые трансформаторы, плавные или ступенчатые переходы [0.6].

Согласующие диафрагмы в раскрыве волновода. Применение в качестве излучателей ФАР открытых концов волноводов с большой площадью поперечного сечения приводит вследствие взаимодействия волн высших типов на раскрыве к ослеплению решетки в направлении угла, лежащего в пределах сектора однолучевого сканирования. Использование в качестве согласующих элементов для таких излучателей диафрагм в раскрыве волновода позволяет значительно сдвинуть резонансный провал в ДН излучающего элемента от направления, нормального к раскрыву решетки, или даже устранить его. При этом не увеличивается частотная чувствительность решетки, так как электрическое расстояние между излучающей апертурой и расположенной в ее плоскости диафрагмой равно нулю.

На рис. 10.5 представлена ДН по мощности волноводного излучателя, расположенного в треугольной сетке для различной площади диафрагмы (сплошная линия соответствует отсутствию диафрагмы, а штриховая и штрихпунктирная линии — диафрагме, перекрывающей соответственно 25 и 50% площади раскрыва волновода). В случае отсутствия диафрагмы наблюдается резкий провал в ДН при угле $\theta = 34^\circ$ (хотя угол появления дифракционного луча примерно равен 60°). Введение диафрагмы смещает провал от направления, нормального к раскрыву антенны. Дальнейшее увеличение площади, занимае-

мой диафрагмой, приводит к уменьшению излучения по нормали к поверхности и перекомпенсации рассогласования АР. При этом наличие диафрагмы не ухудшает характеристики решетки в плоскостях E и D (диагональной, т. е. расположенной под углом 45° к H - и E -плоскостям).

Согласующие диэлектрические вставки. Диэлектрическую вставку в волноводе можно использовать и как конструктивный элемент для защиты волновода от внешней среды, и как согласующее устройство.

Наличие вставок делает коэффициент отражения более чувствительным к изменению частоты, однако многослойные вставки со специально подобранными параметрами позволяют увеличить широкополосность излучателя. Кроме того, использование вставок с высокими значениями диэлектрической проницаемости при некоторых их толщинах может привести к появлению пиков на кривых коэффициента отражения, связанных с резонансом волн высших типов.

Однослойная вставка, расположенная непосредственно у раскрыва излучателя, не обеспечивает полного согласования излучателя для заданного угла сканирования. Поэтому необходимо применять либо многослойные вставки, либо однослойные, но расположенные на некотором расстоянии от раскрыва.

Для решетки, волновода которой заполнены диэлектриком, согласующие вставки могут иметь как большее, так и меньшее значение ϵ по сравнению с заполнением волновода (в частности, можно использовать такое значение ϵ , при котором соответствующий участок волновода является запредельным).

Согласующее диэлектрическое покрытие. Кроме чисто конструктивного применения покрытия (для защиты АР от внешней среды) отражение от границы раздела «покрытие — свободное пространство» может быть использовано для частичной компенсации отражения от раскрыва решетки путем соответствующего выбора параметров покрытия. Многослойное диэлектрическое покрытие используют также для увеличения широкополосности АР.

В настоящее время отсутствуют инженерные методы определения требуемых параметров покрытия, поэтому их удобнее всего находить методами численной оптимизации, например методом последовательной вариации параметров. Данный метод состоит в том, что фиксируются значения всех параметров, за исключением одного, после чего выполняются расчеты при изменении этого параметра в данном интервале. Наиболее эффективно метод вариации параметров осуществляется по схеме «человек—ЭВМ», которая позволяет сузить диапазон значений параметров, необходимых для получения требуемых характеристик.

Необходимо учитывать, что при использовании диэлектрического покрытия с достаточно большим значением ϵ отклоне-

ние луча от нормали приводит к появлению в АР типа волны, подобного поверхностной, распространяющейся внутри диэлектрика, но затухающей в свободном пространстве [0.4]. При толщине покрытия больше некоторого критического значения возникает резонанс волн и максимальное значение коэффициента отражения становится практически равным 1 (что соответствует режиму ослепления ФАР). При дальнейшем увеличении толщины покрытия резонанс смещается в сторону направления нормали к АР, а затем появляются два и более резонансных пика на кривой коэффициента отражения.

Результаты оптимизации параметров диэлектрического покрытия на ЭВМ показывают, что в АР, расстояние между излучателями которых превышает половину длины волны, оно не обеспечивает эффективного согласования излучателей в широком секторе углов сканирования. Так, при использовании однослойного покрытия непосредственно на поверхности решетки достигается некоторое улучшение согласования в H -плоскости при уменьшении сектора сканирования в E -плоскости.

Заметно улучшить согласование в узком секторе сканирования можно, если приподнять покрытие над поверхностью АР (или, что то же самое, сделать его двухслойным с относительной диэлектрической проницаемостью первого слоя $\epsilon=1$). Однако, если высота подъема покрытия мала, в секторе однолучевого сканирования появятся пики коэффициента отражения, связанные с описанными выше резонансами поверхностной волны.

На рис. 10.6, а, б приведены результаты расчетов поведения коэффициента отражения соответственно в H - и E -плоскостях АР с параметрами покрытия, подобранными из условия минимизации отражения по нормали к решетке (штриховые линии — решетка без покрытия, штрихпунктирные линии — решетка без покрытия с СУ, сплошные линии — решетка с приподнятым над ней слоем диэлектрика).

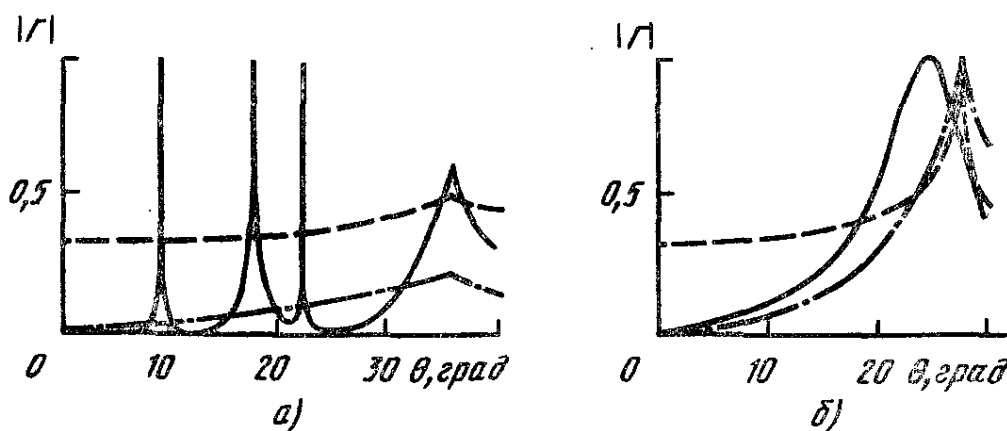


Рис. 10.6. Зависимость коэффициента отражения от угла сканирования в H - и E -плоскостях при параметрах решетки:

$$a_0=0,585\lambda; b_0=0,255\lambda; d_x=0,627\lambda; d_y=0,648\lambda; \epsilon_1^e=1; d_1^e=0,106\lambda; \epsilon_2^e=4,25; d_2^e=0,05\lambda$$

Как видно из рисунка, в H -плоскости имеется целый ряд резонансных пиков относительно малой ширины. Их наличие эквивалентно появлению провалов в ДН излучателя на соответствующих углах. В E -плоскости из-за наличия диэлектрического покрытия максимум коэффициента отражения сместился в направлении нормали к решетке и сгладилась его форма.

Дальнейшее увеличение высоты подъема покрытия над поверхностью решетки приводит к исчезновению резонансных пиков коэффициента отражения из-за практически полного затухания высших (нераспространяющихся в свободном пространстве) пространственных гармоник поля на расстоянии от АР до слоя диэлектрика, однако вызывает существенно более быстрый, чем в решетке без диэлектрика, рост коэффициента отражения при отклонении луча от направления согласования. Это объясняется тем, что даже при небольшом отклонении луча от направления согласования изменение фазы волны, отраженной от удаленного диэлектрика и вернувшейся к решетке, достаточно велико, что и приводит к исчезновению взаимной компенсации волн, одна из которых отразилась непосредственно от раскрыва излучателя, а другая от диэлектрического слоя. Следовательно, диэлектрический слой над решеткой желательно располагать на той минимальной высоте, при которой практически исчезают резонансные пики на кривой коэффициента отражения в секторе сканирования.

На рис. 10.7 а, б приведены результаты расчета поведения коэффициента отражения соответственно в H - и E -плоскостях для решетки с такими же, как и в предыдущем случае, геометрическими размерами и параметрами удаленного от решетки слоя диэлектрика, подобранными из условия минимизации отражения по нормали к решетке (штриховые линии — решетка без покрытия, штрихпунктирные линии — решетка без покры-

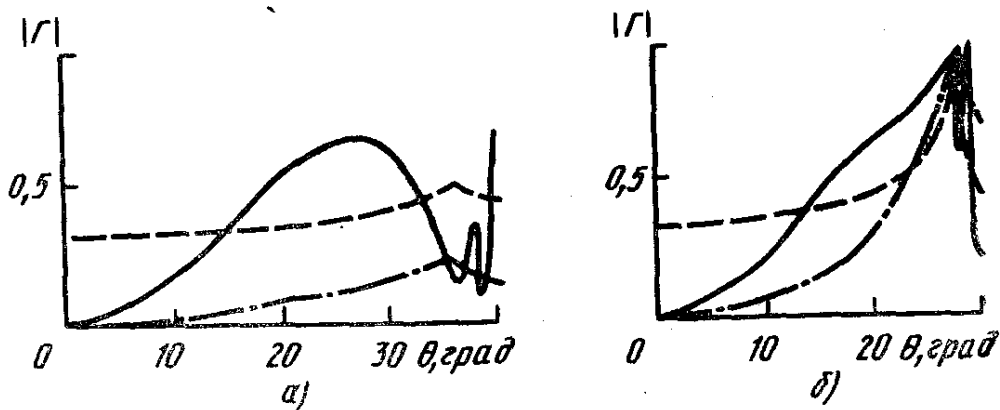


Рис. 10.7. Зависимость коэффициента отражения от угла сканирования в H - и E -плоскостях при параметрах решетки:

$$a_0=0,585\lambda; b_0=0,255\lambda; d_x=0,627\lambda; d_y=0,648\lambda; \epsilon_1^e=1; d_1^e=2,6\lambda; \epsilon_2^e=3,35; d_2^e=0,05$$

тия с СУ, сплошные линии — решетка с приподнятым над ней слоем диэлектрика).

Расширить сектор согласования в решетке волноводных излучателей, покрытой диэлектриком, удастся лишь уменьшением расстояния между элементами, т. е. ценой увеличения числа излучателей в решетке. Проще всего возможность расширения сектора согласования для таких решеток можно показать, используя модель решетки плоскопараллельных волноводов с бесконечно тонкими стенками. Примем, что волноводы заполнены диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_i , а поверхность покрыта слоем диэлектрика с убывающей в направлении от решетки диэлектрической проницаемостью $\epsilon_e(z)$. Если диэлектрическая проницаемость в слое покрытия изменяется достаточно медленно, то влиянием его неоднородности на коэффициент отражения в излучателях можно пренебречь и считать, что значение последнего такое же, как и для решетки, излучающей в полупространство с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_e(0)$ участка диэлектрика, прилегающего непосредственно к решетке. При малых расстояниях между излучателями упомянутые ранее поверхностные волны решеткой не поддерживаются, и коэффициент отражения в волноводах при сканировании в E -плоскости (для случая поляризации возбуждающего поля перпендикулярно стенкам волноводов) можно определить по формуле [10.1]

$$\Gamma = (\sqrt{\epsilon_i} - \sqrt{\epsilon_e(0)} \cos \theta) / (\sqrt{\epsilon_i} + \sqrt{\epsilon_e(0)} \cos \theta). \quad (10.3)$$

Проанализировав поведение производной коэффициента отражения $d\Gamma/d\theta$, легко установить, что в случае $\epsilon_e(0) < \epsilon_i$ при любых углах θ обеспечивается более медленное изменение коэффициента отражения как функции угла θ по сравнению с другими соотношениями ϵ_e и ϵ_i , что позволяет добиться снижения уровня отражений в секторе сканирования путем согласования решетки на одном из направлений сканирования (например, на направлении нормали к решетке).

Переход от идеализированной модели к реальным АР приводит к необходимости замены покрытия с непрерывно меняющейся диэлектрической проницаемостью набором слоев с постоянной диэлектрической проницаемостью каждого слоя и определению оптимальных параметров слоев в зависимости от геометрии АР и требований к поведению коэффициента отражения в секторе сканирования.

Эффективность согласования АР с малыми расстояниями между излучателями существенно возрастает при одновременном использовании многослойного покрытия и согласующего устройства в питающем фидере.

На рис. 10.8, а, б и 10.9, а, б приведены результаты расчетов поведения коэффициента отражения соответственно в H -

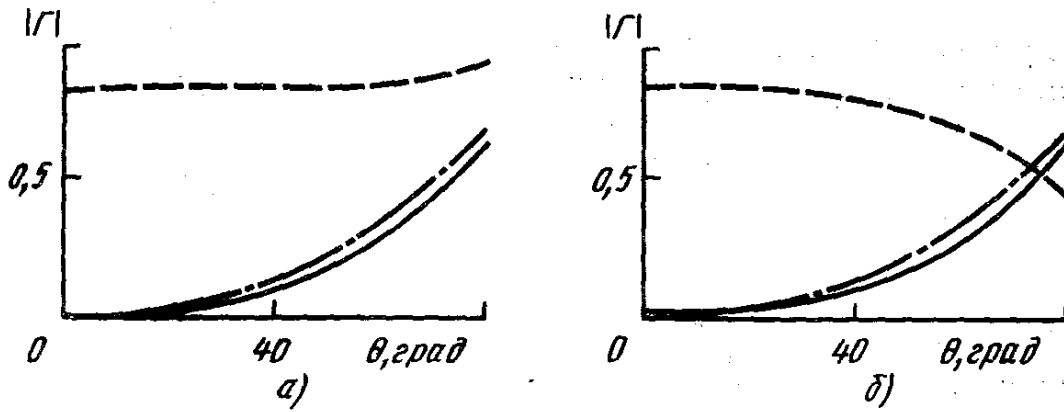


Рис. 10.8. Зависимость коэффициента отражения от угла сканирования соответственно в H - и E -плоскостях при параметрах решетки:

$$a_0=0,11\lambda; b_0=0,06\lambda; d_x=0,15\lambda; d_y=0,1\lambda; \varepsilon_1^i=25; \varepsilon_1^e=11,7; d_1^e=0,05\lambda; \varepsilon_2^e=3; d_2^e=0,05\lambda$$

и E -плоскостях при параметрах двухслойного покрытия, найденных из условия минимизации отражений в секторе 40° в главных плоскостях сканирования при отсутствии (см. рис. 10.8) и при наличии (см. рис. 10.9) СУ в питающем фидере. Здесь штриховая линия соответствует характеристикам исходной системы (решетка без диэлектрического покрытия), штрихпунктирная линия — характеристикам решетки без диэлектрического покрытия, но с СУ в питающем фидере, а сплошная линия — характеристикам решетки с оптимизированными параметрами диэлектрического покрытия. Зависимости на рис. 10.8 и 10.9 демонстрируют практически полное устранение отражений в заданном секторе без возникновения каких-либо нежелательных эффектов.

Согласующие реактивные волноводы. Размещение в апертуре ячейки излучателя некоторого числа короткозамкнутых (реактивных) волноводов позволяет избавиться от недостатков, присущих многослойному диэлектрическому покрытию (большая масса, изменение параметров диэлектрика с тече-

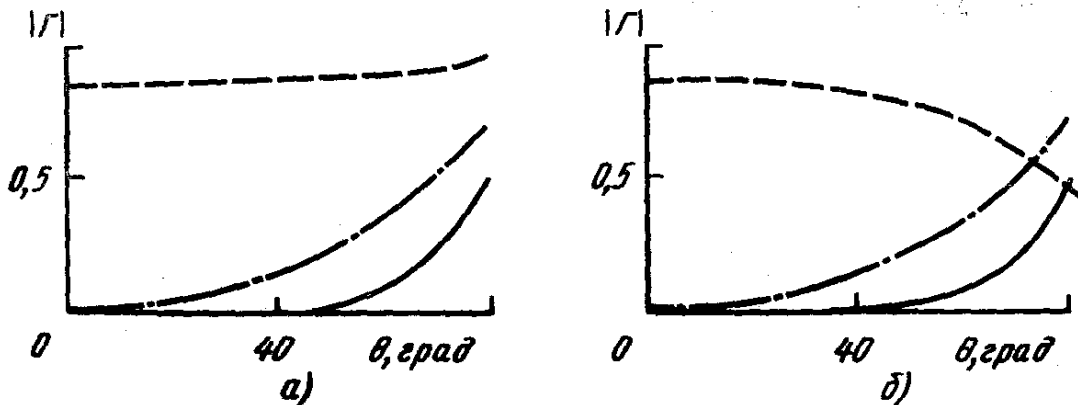


Рис. 10.9. Зависимость коэффициента отражения от угла сканирования соответственно в H - и E -плоскостях при параметрах решетки:

$$a_0=0,11\lambda; b_0=0,06\lambda; d_x=0,15\lambda; d_y=0,1\lambda; \varepsilon_1^i=25; \varepsilon_1^e=3,61; d_1^e=0,125\lambda; \varepsilon_2^e=1,3; d_2^e=0,238\lambda$$

нием времени и т. п.), сохранив возможность эффективного воздействия на характеристики излучателя в секторе сканирования. Если в реактивных волноводах в качестве короткозамыкателей используются отражательные фазовращатели, управляемые от ЭВМ, то можно, изменяя их положение для каждого угла сканирования, непрерывно влиять на характеристики излучателя, т. е. формировать требуемый закон согласования излучателя в секторе сканирования, или, что то же самое, формировать требуемую ДН излучателя в секторе сканирования.

На рис. 10.10, а, б приведены зависимости изменения коэффициента отражения соответственно в H - и E -плоскостях для решетки с одним реактивным волноводом (на этом и следующем рисунках штриховые линии соответствуют излучателю без реактивных элементов, штрихпунктирные — излучателю без реактивных элементов, но в фидере которого размещено СУ, обеспечивающее согласование по направлению нормали к решетке, сплошные линии 1 и 2 — излучателю с реактивными элементами, положение короткозамыкателей в которых может изменяться с дискретом $\Delta=0$ и $\Delta=\lambda_b/4$, где λ_b — длина волны в волноводе).

Из анализа зависимостей, приведенных на рис. 10.10, следует, что использование даже одного реактивного элемента позволяет заметно снизить уровень отражения при сканировании, причем дискретность перемещения короткозамыкателей практически не влияет на уровень коэффициента отражения. Особенно заметно улучшаются характеристики при сканировании в E -плоскости (что трудно добиться другими методами согласования), где за счет применения реактивного элемента удается расширить сектор сканирования до пределов, больших чем это позволяет использование только СУ в фидере излучателя, а именно практически до размеров однолучевого сектора сканирования. В то же время при использовании одного реактивного элемента без СУ в фидере излучателя несмотря на заметное снижение уровня коэффициента отражения трудно добиться

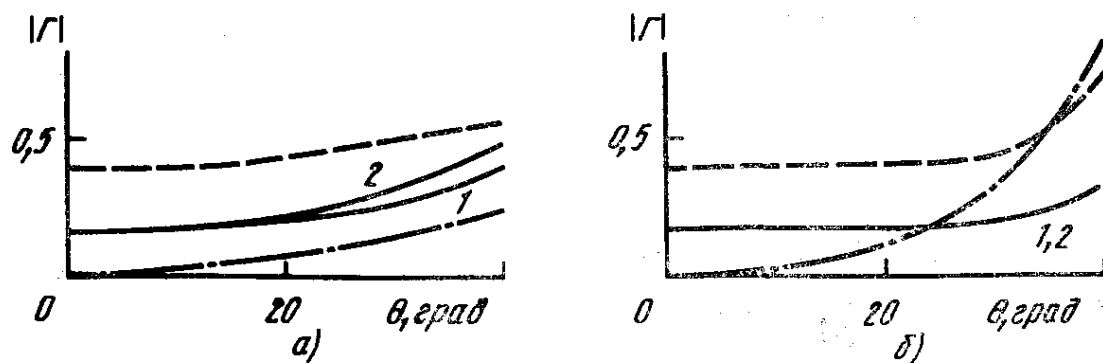


Рис. 10.10. Зависимость коэффициента отражения от угла сканирования соответственно в H - и E -плоскостях при параметрах решетки: $d_x = d_y = 0,6 \lambda$; $a_0 = a_1 = 0,55 \lambda$; $b_0 = b_1 = 0,15 \lambda$; $x_0 = x_1 = 0$; $y_0 = -0,15 \lambda$; $y_1 = 0,15 \lambda$

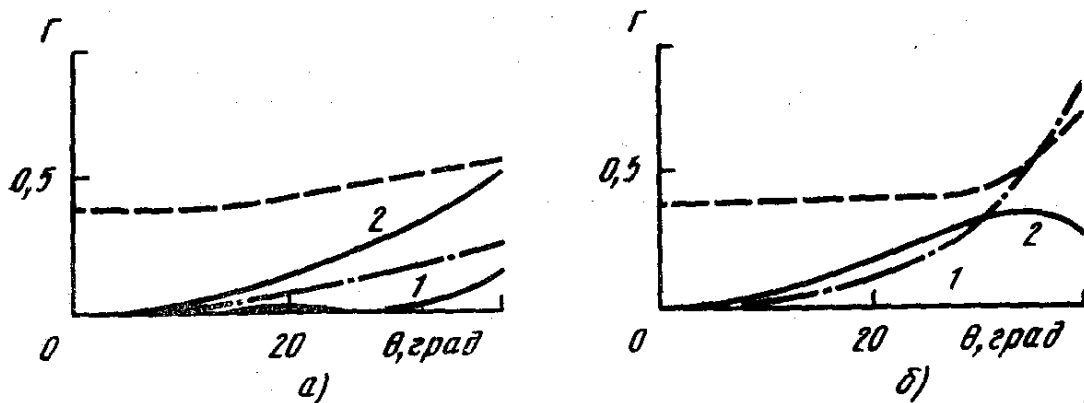


Рис. 10.11. Зависимость коэффициента отражения от угла сканирования соответственно в H - и E -плоскостях при параметрах решетки:

$$d_x = d_y = 0,6 \lambda; a_0 = a_1 = a_2 = 0,55 \lambda;$$

$$b_0 = b_1 = b_2 = 0,15 \lambda; x_0 = x_1 = x_2 = 0;$$

$$y_0 = 0; y_1 = -0,2 \lambda; y_2 = 0,2 \lambda$$

полного согласования излучателя в любом направлении в пределах сектора сканирования.

Дальнейшего улучшения согласования можно достичь, увеличивая число реактивных элементов в раскрыве излучателя.

На рис. 10.11, $a, б$ приведены зависимости изменения коэффициента отражения при сканировании в H - и E -плоскостях для решетки с двумя реактивными волноводами. Из рисунка видно, что при малом дискрете изменения положения короткозамыкателей можно достичь высокого согласования для всех направлений в секторе сканирования при заметном ухудшении его с увеличением дискрета перемещения короткозамыкателей (более $\lambda_B/8$).

В рассмотренных выше случаях реактивные волноводы располагались в ячейке излучателя в E -плоскости относительно основного волновода, что существенно улучшало характеристики излучателя при сканировании. Размещение же их в H -плоскости не улучшает заметно характеристик излучателя, что связано со слабым возбуждением реактивных волноводов ввиду наличия в этой плоскости нуля ДН основного волновода в направлении вдоль поверхности АР. Улучшить согласование при сканировании в H -плоскости за счет некоторого его ухудшения в E -плоскости (относительно потенциально возможного согласования) можно, если разместить реактивные волноводы в ячейке излучателя в диагональной плоскости относительно основного волновода.

Глава 11. ВИБРАТОРНЫЕ ФАР И ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ

11.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Вибраторные излучатели широко используются как элементы ФАР в метровом, дециметровом и сантиметровом диапазонах волн [3.1, 11.1]. Широкое применение вибраторных ФАР обусловлено рядом их достоинств: относительно малой массой, устойчивостью к атмосферным внешним воздействиям, возможностями складывания и быстрого разворачивания в мобильных радиотехнических системах, получения произвольной поляризации и управления поляризационной характеристикой излученного поля, управления ДН отдельных излучателей благодаря включению управляемых нагрузок. Вибраторные излучатели как элементы ФАР при соответствующем выборе конструкции позволяют обеспечить работу в широкой полосе частот или многочастотный режим в совмещенных вибраторных ФАР [4.1]. Последние обеспечивают электрическое сканирование лучом в достаточно широком секторе углов до $\pm 45 \dots 50^\circ$ от нормали.

Вибраторные излучатели применяются также в качестве облучателей зеркальных антенн и как самостоятельные слабонаправленные антенны.

На рис. 11.1 показаны наиболее широко используемые типы симметричных вибраторных излучателей. На рис. 11.1, а изображен тонкий цилиндрический вибратор диаметром $2a \ll \lambda$, где λ — длина волны, возбуждаемой от коаксиальной линии. Для защиты от внешних метеоусловий узел возбуждения такого вибратора может закрываться герметизирующим кожухом (рис. 11.1, ж). Через коаксиальный разъем б вибратор связан с фидерным трактом. Для симметрирования возбуждения плеч вибратора 1 и 2 служит четвертьволновая щель 4. Для получения однонаправленного излучения используется экран 5. Тонкий вибратор имеет небольшую рабочую полосу частот ($2\Delta f/f_0 \approx 4 \dots 6\%$) и обладает сравнительно малой электрической прочностью (в сантиметровом диапазоне допустимая мощность не превышает 10 кВт). Рабочая полоса частот может быть расширена (до $10 \dots 15\%$) подбором длины $2l_n$ герметизирующего кожуха 3 ($2l_n \approx 0,2\lambda$).

В широкополосных вибраторах (рис. 11.1, б) для соединения коаксиального питающего фидера с воздушной полосковой линией длиной $\lambda/4$ использован экспоненциальный переход. Эти вибраторы обладают также повышенной электрической прочностью. Изогнутый вибратор (рис. 11.1, в) имеет более широ-

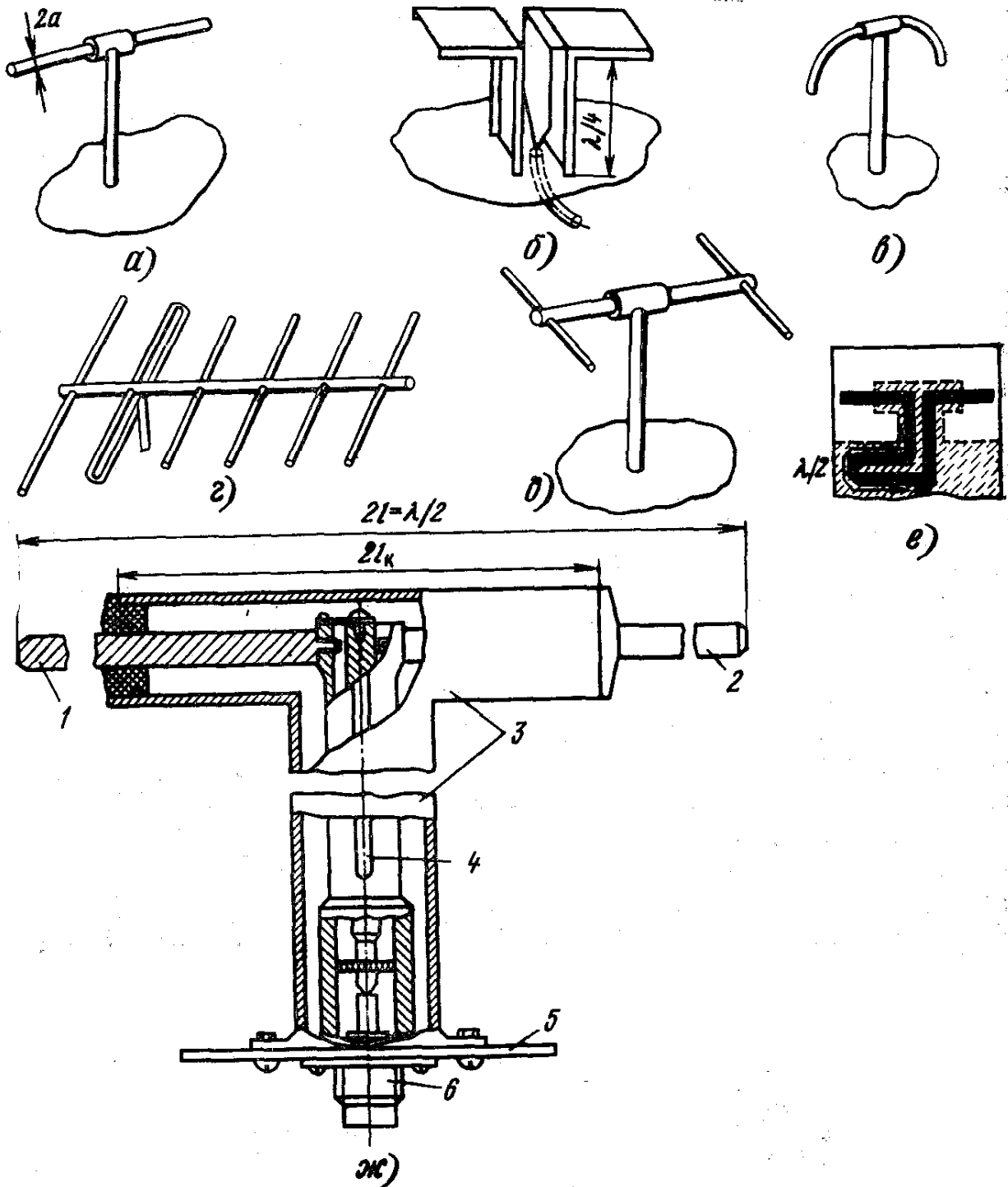


Рис. 11.1. Симметричные вибраторы, используемые в качестве излучателей ФАР

кую ДН в E -плоскости, что позволяет получить большой сектор сканирования ФАР. В качестве направленных вибраторных излучателей в ФАР с ограниченным сектором сканирования используются антенны типа *волновой канал* (рис. 11.1, з).

Вибраторные излучатели оказались очень удобны и при миниатюризации антенн за счет комплексирования в одной апертуре нескольких разночастотных антенн. В *электрически коротких* (H-образных) вибраторах (рис. 11.1, д) для настройки их в резонанс используются поперечные плечи. Такие вибраторы имеют уменьшенную поверхность рассеяния, и их исполь-

зование целесообразно при построении совмещенных в одной апертуре разночастотных вибраторных ФАР [4.1], так как взаимные искажения ДН получаются при этом минимальными.

Печатные вибраторные излучатели (рис. 11.1, е) обладают высокой технологичностью, компактностью, конструктивной жесткостью и перспективны для ФАР, устанавливаемые на подвижных объектах.

Короткозамкнутые вибраторы, или диполи, широко применяются в последнее время при создании частотно- и поляризационно-селективных пространственных структур или фильтров. Они используются для обеспечения ЭМС близкорасположенных антенн, уменьшения уровня боковых лепестков, построения многофункциональных антенн и облегченных рефлекторов зеркальных антенн, уменьшения эффективной площади рассеяния антенн и т. д. Некоторые примеры реализации вибраторных одно- и многослойных *частотно-селективных структур* (ЧСС) показаны на рис. 11.2, а, б. Одним из основных требований, предъявляемых к ЧСС, является близость значения коэффициента отражения электромагнитного поля $|R|$ в некоторой заданной полосе частот со средней частотой f_1 и коэффициента прохождения $|T|^2$ в остальной части рабочей полосы частот (рис. 11.2, в) к единице. В одном из вариантов двухчастотная зеркальная антенна с использованием для разделения каналов вогнутой ЧСС (рис. 11.3, а) создает на частоте f_1 косекансную ДН, а на другой частоте ($f_2 \neq f_1$) — узкий луч. На частоте f_1 , на которой работает облучатель 1, отражателем антенны является ЧСС. Ей придана криволинейная форма для формирования косекансной ДН. На частоте f_2 , на которой

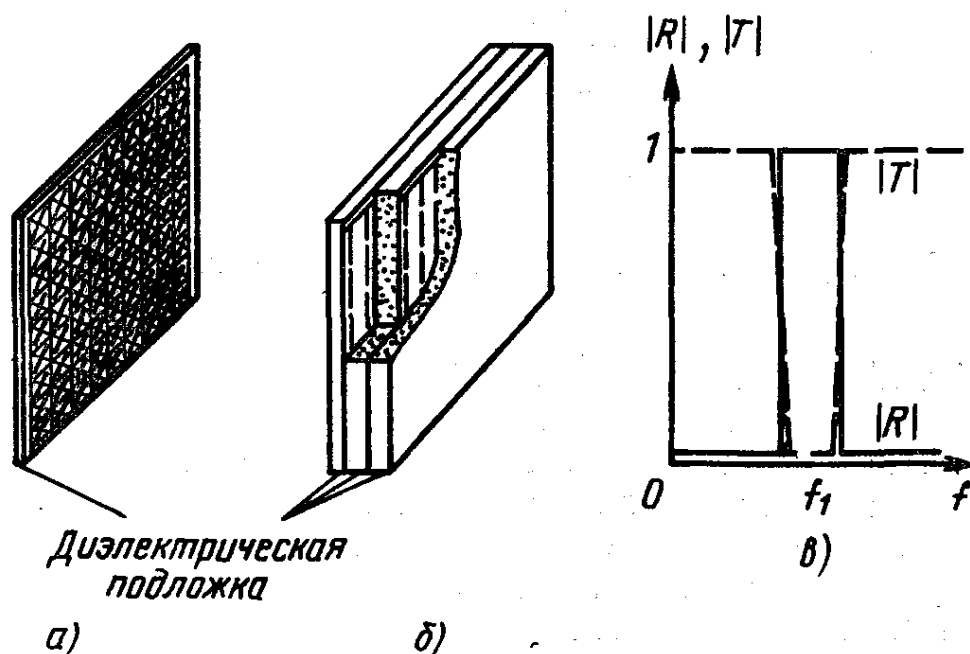


Рис. 11.2. Частотно-селективные структуры:
а — однослойная; б — многослойная; в — зависимость коэффициентов отражения и прохождения от частоты

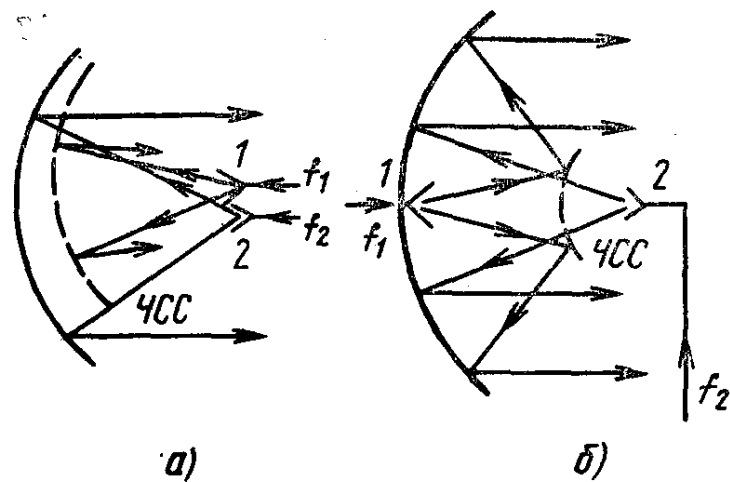


Рис. 11.3. Схематическое построение двухчастотных зеркальных антенн с ЧСС в качестве одного из отражателей (штриховая линия)

работает облучатель 2, ЧСС прозрачна и отражателем служит обычное параболическое зеркало, которое и формирует узкий луч ДН. В двухчастотной зеркальной антенне (рис. 11.3, б) благодаря использованию ЧСС облучатели разных частот разнесены в пространстве. Расчет и проектирование вибраторных ФАР и ЧСС в значительной мере базируются на одних и тех же методах. Рассмотрим их.

Вибраторные ФАР чаще строятся по параллельной схеме питания. В качестве фидерных используются коаксиальные (в метровом и дециметровом диапазонах) или полосковые (в дециметровом и сантиметровом диапазонах) линии.

Для симметрирования и согласования вибраторных излучателей ФАР с фидерными линиями применяются симметрирующие и согласующие устройства. Наиболее широко используемыми типами симметрирующих устройств являются *четверть-волновая щель* (рис. 11.4, а) (при жестком коаксиальном фидере) и *U-колени* (рис. 11.4, б) (в случае гибких коаксиальных и полосковых линий). Реже используется волноводная линия для возбуждения вибраторов ФАР при последовательной схеме питания. Применяются также вибраторные ФАР с оптическим питанием: отражательные, состоящие из облучателя и приемопередающих вибраторных элементов, нагруженных отражательными фазовращателями, и проходные (подробно о них см. в гл. 2).

Однако вибраторные ФАР с оптической схемой питания имеют ряд недостатков, связанных с ограниченностью реализуемых законов амплитудного распределения по излучателям и большими потерями из-за наличия неуправляемого излучения. Для получения круговой поляризации используются турникетные или взаимно ортогональные вибраторные излучатели с квадратным питанием.

В качестве делителей мощности в вибраторных ФАР с параллельным питанием используются *кольцевые* (на два кана-

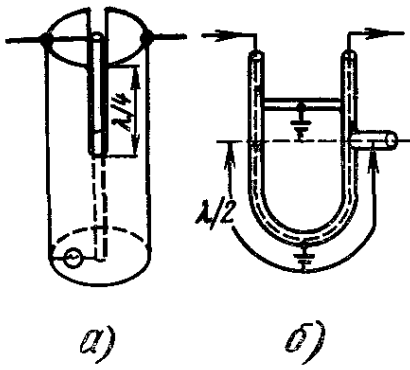


Рис. 11.4

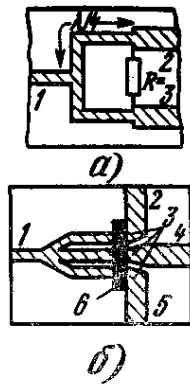


Рис. 11.5

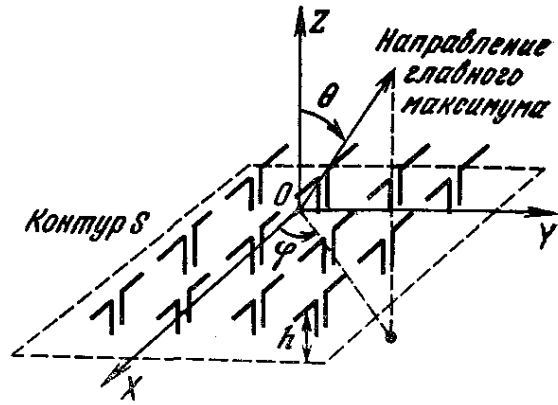


Рис. 11.6

Рис. 11.4. Схематическое изображение симметрирующих устройств

Рис. 11.5. Топология полосковых развязанных делителей мощности

Рис. 11.6. К расчету характеристик вибраторных ФАР

ла) и *лучевые* (на четыре канала) резистивные делители мощности (рис. 11.5), а также *неразвязанные* делители мощности на два, реже на большее число каналов [0.8]. Согласование плеч 1, 2, 4, 5 лучевого делителя обеспечивается плавным изменением размеров линии 3, а для поглощения отраженной волны используется углеродистая пленка 6 (рис. 11.5, б) или резистор R (рис. 11.5, а). В неразвязанных делителях имеется значительная взаимосвязь каналов, в результате чего отраженная от излучателей энергия, возникающая из-за их рассогласования с фидерным трактом в процессе сканирования лучом, проходит на вход соседних излучателей и изменяет первоначальный закон их возбуждения, что в конечном итоге искажает ДН. Кроме того, часть отраженной энергии проходит на общий вход ФАР, приводя к ее рассогласованию. Схема с резистивными делителями мощности в значительной степени свободна от этих недостатков. Сочетание кольцевых и лучевых делителей мощности позволяет разделить энергию от общего входа ФАР с заданным законом деления на число излучателей $N=2^n 3^m$, где n и m — любые положительные целые числа. Кроме того, резистивные делители мощности сохраняют свои характеристики в значительной полосе частот (20...50%).

11.2. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ВИБРАТОРНЫХ ФАР

Рассмотрим вибраторную ФАР, излучатели которой расположены над идеально отражающим экраном на высоте h (рис. 11.6). Обозначим: x_k, y_k — координаты фазового центра k -го вибраторного излучателя; $F_k(\theta, \varphi)$ — векторная нормированная ДН; G_k — максимальный коэффициент усиления; R_{kk} —

активная часть входного сопротивления k -го излучателя при разомкнутых входах остальных излучателей.

Пусть каждый k -й вибраторный излучатель возбуждается амплитудой падающей чисто поперечной волны с напряжением $U_{\text{пад } k}$, распространяющейся по k -й фидерной линии с волновым сопротивлением W_k . Введем обозначения:

вектор-строка нормированных амплитуд падающих волн

$$\langle U_{\text{пад}} = \left\{ \frac{U_{\text{пад } 1}}{\sqrt{W_1}}, \dots, \frac{U_{\text{пад } k}}{\sqrt{W_k}}, \dots, \frac{U_{\text{пад } k}}{\sqrt{W_k}} \right\}, \quad (11.1)$$

$$g(\theta, \varphi) \rangle = \left\{ \frac{\sqrt{G_k r_{kk}}}{4\pi} \mathbf{F}_k(\theta, \varphi) \times \right. \\ \left. \times \exp [ik(x_k \cos \varphi + y_k \sin \varphi) \sin \theta] \right\}^T. \quad (11.2)$$

Все ДН записаны относительно начала общей системы координат (x, y, z) . В (11.2) $r_{kk} = R_{kk}/W_k$.

В соответствии с общей теорией антенных решеток [11.2] при строгом учете взаимодействия между излучателями ненормированная ДН вибраторной ФАР

$$f(\theta, \varphi) = \langle U_{\text{пад}} ([E] - [S]) g(\theta, \varphi) \rangle, \quad (11.3)$$

где $[S]$ — нормированная матрица рассеяния многополюсника, входы которого совпадают со входами вибраторных излучателей; $[E]$ — единичная матрица, скобками $\langle \dots \rangle$ обозначена операция матричного умножения строки на столбец. Матрицу рассеяния можно вычислить через симметрическую нормированную матрицу сопротивлений $[Z]$:

$$[S] = ([Z] - [E]) ([Z] + [E])^{-1}. \quad (11.4)$$

Для полуволновых вибраторов диагональные элементы Z_{kk} матрицы примерно равны нормированным к W_k собственным сопротивлениям k -х уединенных вибраторов, а недиагональные элементы Z_{kj} — нормированным к $\sqrt{W_k W_j}$ взаимным сопротивлениям излучателей k и j при отсутствии остальных вибраторов. Коэффициенты матрицы $[Z]$ можно определить по формуле [11.1]

$$Z_{jk} = -i(G_j G_k)^{1/2} (\mathbf{F}_j \mathbf{F}_k^*) \frac{e^{-ikr}}{kr}, \quad (11.5)$$

где Z_{jk} — нормированное взаимное сопротивление.

Соотношением (11.5) можно пользоваться при расстояниях между центрами вибраторов $r > \lambda$. Для полуволновых коллинеарных вибраторов сопротивление излучения $R_k = R_j = 85,7$ Ом, коэффициент усиления $G_j = G_k = 6,55$ и диаграмма направленности

$$\mathbf{F}_j = \mathbf{F}_k = \left[\cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \right) / \sin \theta \right] \sin(kh \sin \theta). \quad (11.6)$$

На основании (11.5) ненормированное взаимное сопротивление

$$Z_{jk} = i6,55 \cdot 85,7 \sin^2 kh \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta} \frac{e^{-ikr}}{kr}. \quad (11.7)$$

Из (11.7) следует, что при высоте расположения вибраторов над экраном $h = \lambda/4$ значения $Z_{jk} = 0$. Реальные зависимости $Z_{jk} = R_{jk} + iX_{jk}$ от расстояния r/λ для тонких полуволновых вибраторов при трех вариантах их взаимного расположения приведены на рис. 11.7. Из рисунка видно, что при $r/\lambda > 1,5$ $|Z_{jk}| \leq \leq 3$ Ом, поэтому в практических расчетах достаточно учитывать в каждой k -й строке матрицы $[Z]$ собственные и взаимные сопротивления для излучателей, отстоящих от k -го излучателя на $1,5 \dots 2 \lambda$.

Коэффициент усиления вибраторной ФАР из k одинаковых излучателей в направлении (θ_0, φ_0) максимума излучения определяется через коэффициент усиления изолированного излучателя G_1 :

$$G_k(\theta_0, \varphi_0) = G_1(\theta_0, \varphi_0) \left[\left(\sum_{k=1}^k |i_k| \right)^2 / \langle i^* [r'] i \rangle \right], \quad (11.8)$$

где $\langle i = \langle U_{\text{над}}([E] - [S])$ — вектор-строка амплитуд нормированного тока на входах вибраторов; $i \rangle = (\langle i \rangle)^t$ — транспонированная, комплексно-сопряженная строка $\langle i$; $[r'] = \frac{1}{r_{11}} [r]$, $[r] = \text{Re}[Z]$ — действительная составляющая матрицы $[Z]$. При равноамплитудном возбуждении и невзаимодействующих излучателях ($[r] = [E]$)

$$G_k(\theta_0, \varphi_0) = G_1(\theta_0, \varphi_0) k. \quad (11.9)$$

Поэлементный подход к расчету характеристик вибраторной ФАР пригоден для малоэлементных ФАР и требует применения

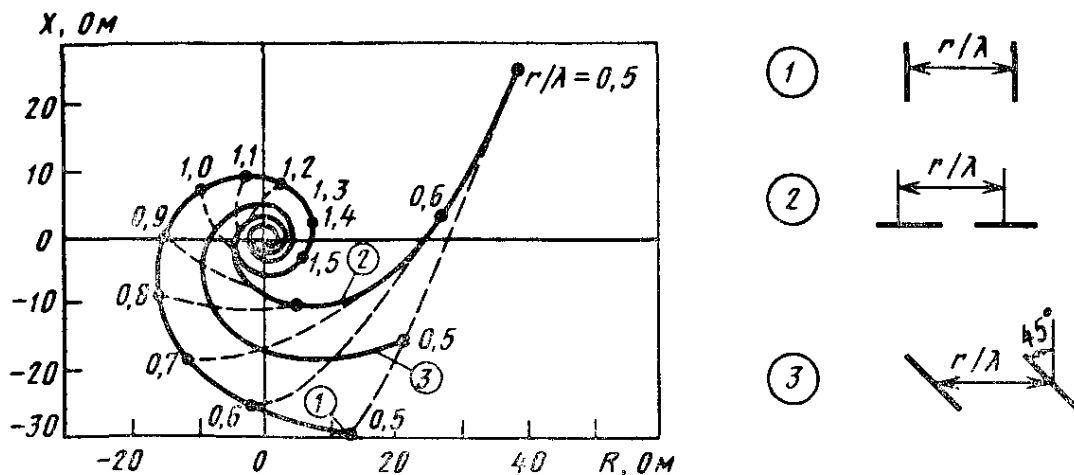


Рис. 11.7. Зависимость взаимного сопротивления между вибраторами от расстояния

быстродействующих ЭВМ, особенно при умножении и обращении матриц. В вибраторных ФАР с большим числом регулярно расположенных излучателей в силу ограниченности зоны взаимодействия несколькими соседними излучателями значительная их доля (за исключением расположенных на краю ФАР) находится в одинаковых условиях. Поэтому в больших ФАР с периодическим расположением вибраторных излучателей можно считать, что все они имеют одинаковую ДН, независимую от номера излучателя.

Для удобства введем двойную индексацию номера излучателя mn . Координаты центра mn -го излучателя обозначим через (x_{mn}, y_{mn}, h) . Для плоской вибраторной ФАР, все излучатели которой имеют одну и ту же ДН $F_1(\theta, \varphi)$, ДН определяется в соответствии с теоремой перемножения:

$$F(\theta, \varphi) = F_1(\theta, \varphi) \cdot F_2(\theta, \varphi), \quad (11.10)$$

где

$$F_2(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M I_{mn} \exp [ik(x_{mn} \cos \varphi + y_{mn} \sin \varphi) \sin \theta] \quad (11.11)$$

— множитель направленности решетки; I_{mn} — комплексная амплитуда тока на входе mn -го вибратора; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Диаграмма $F_1(\theta, \varphi)$ определяется в присутствии всех остальных излучателей, нагруженных на согласованные нагрузки.

Для решеток с большим числом периодически расположенных излучателей $F_1(\theta, \varphi)$ можно найти как ДН излучателя в бесконечной периодической вибраторной ФАР. При этом исходные соотношения для вычисления $F_1(\theta, \varphi)$ имеют следующий вид:

$$F_1(\theta, \varphi) = \frac{2Z_{вх}(\theta, \varphi)}{Z_{вх}(\theta, \varphi) + W} \Phi(\theta, \varphi); \quad (11.12)$$

$$\Phi(\theta, \varphi) = \sin \theta \int_{-l}^l I(\xi) \exp(ik\xi \cos \theta) d\xi \sin(kh \sin \varphi \sin \theta). \quad (11.13)$$

Здесь $Z_{вх}(\theta, \varphi) = U/I_0$ — входное сопротивление вибраторного излучателя в решетке; U и I_0 — амплитуды возбуждающего напряжения и тока на входе вибратора.

Входящую в (11.13) функцию распределения тока $I(\xi)$ на вибраторах единичной ячейки (для ФАР из параллельных вибраторов) можно найти, решив интегральное уравнение Галлена для периодической вибраторной ФАР:

$$\int_{-l}^l I(\xi) K^\infty(x - \xi) d\xi = F(x); \quad x \in [-l, l], \quad (11.14)$$

где

$$K^\infty(x - \xi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp[-i(m\psi_y + n\psi_x)] R^{mn}(x - \xi) \quad (11.15)$$

— ядро уравнения;

$$R^{mn}(x - \xi) = \frac{\exp[-ik \sqrt{(x - \xi - nd_x)^2 + a^2 + (md_y)^2}]}{\sqrt{(x - \xi - nd_x)^2 + a^2 + (md_y)^2}} - \frac{\exp[-ik \sqrt{(x - \xi - nd_x)^2 + (2h + a)^2 + (2h + a)^2 + (md_y)^2}]}{\sqrt{(x - \xi - nd_x)^2 + (2h + a)^2 + (md_y)^2}}, \quad (11.16)$$

$$\psi_y = kd_y \sin \varphi_0 \sin \theta_0; \quad \psi_x = kd_x \cos \varphi_0 \sin \theta_0;$$

$$F(x) = -\frac{i2\pi}{W_0} U \sin k|x| + A \sin kx + B \cos kx; \quad (11.17)$$

A, B — произвольные константы интегрирования; $W_0 = 120 \pi$ — характеристическое сопротивление свободного пространства, Ом; a — радиус вибратора; $2l$ — его длина.

Выражения (11.15) и (11.16) справедливы для модели, в соответствии с которой электрический ток на поверхности тонкого вибратора представляется в виде тонкой нити, расположенной на оси вибратора. Второе слагаемое в (11.16) соответствует зеркальному изображению вибраторов решетки в плоском идеально проводящем экране. Следует отметить, что модель нити электрического тока справедлива при достаточно малом радиусе вибратора a по сравнению с длиной волны ($l/\lambda \ll 0,01$). Для более толстых вибраторов приходится обращаться к модели, в соответствии с которой электрический ток течет по боковой поверхности вибратора (по цилиндру радиуса a) и равномерно распределен. В этом случае ядро интегрального уравнения

$$K^\infty(x - \xi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\exp(-ik \sqrt{(x - \xi)^2 + 4a^2 \sin^2 \varphi})}{\sqrt{(x - \xi)^2 + 4a^2 \sin^2 \varphi}} - \frac{\exp(-ik \sqrt{(x - \xi)^2 + 4h^2 + a^2})}{\sqrt{(x - \xi)^2 + 4h^2 + a^2}} + \sum'_{m=-\infty}^{\infty} \sum'_{n=-\infty}^{\infty} \exp[-i(m\psi_y + n\psi_x)] R^{mn}(x - \xi), \quad (11.18)$$

где штрихи у сумм означают отсутствие членов с $m=n=0$.

Правая часть (11.17) соответствует возбуждению вибраторов в их середине. Интегральное уравнение (11.14) получено для прямолинейных вибраторов без учета влияния стоек питания и крепления. Однако, как показано в [11.6], это влияние

начинает существенно сказываться на характеристиках вибраторов при углах сканирования $\theta \geq 45 \dots 50^\circ$. Интегральное уравнение для Н-образного вибратора приведено в [11.6]. Численные методы решения интегрального уравнения Галлена приведены в [11.7]. Например при использовании метода Крылова—Боголюбова и кусочно-постоянных базисных функций $f_j(x)$ искомый ток представляется в виде разложения

$$I(x) = \sum_{j=1}^M I_j f_j(x), \quad (11.19)$$

а неизвестные коэффициенты разложения I_j находятся из системы линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{j=1}^M I_j \alpha_{ij} = F_i, \quad i=1, \dots, M, \quad (11.20)$$

где

$$\alpha_{ij} = \int_{x_j - \frac{\Delta_j}{2}}^{x_j + \frac{\Delta_j}{2}} f_j(\xi) K^\infty(x_i - \xi) d\xi, \quad (11.21)$$

x_i, x_j — координаты середины i -го и j -го интервалов разбиения вибратора; Δ_j — длина j -го интервала; $F_i = F(x_i)$.

При представлении функции распределения тока в виде (11.19) очень важно выбрать число интервалов разбиения вибратора M , так как от него зависит точность результатов. В частности, для определения интегральных характеристик направленности (КУ, ДН и т. д.) с точностью порядка нескольких процентов необходимо выбирать в (11.21) значения $\Delta_j \leq 0,05 \lambda$, а при определении такой дифференциальной характеристики, как входное сопротивление вибратора, $\Delta_j \leq 0,015 \dots 0,02 \lambda$. При таком значении Δ_j для вычисления КУ и ДН полуволновых вибраторов требуется 9—11 интервалов, а определение входного сопротивления не менее 25—30. При сканировании в ДН ФАР могут появиться побочные главные максимумы. Для их устранения в секторе сканирования $0 \leq \theta \leq \theta_c$; $0 \leq \varphi \leq \varphi_c$ расстояния d_x, d_y между соседними излучателями должны удовлетворять условиям (2.3). В этом случае в масштабе коэффициента усиления ДН отдельного вибраторного излучателя в периодической решетке

$$G_1(\theta, \varphi) = \frac{4\pi d_x d_y}{\lambda^2} \cos \theta [1 - |\Gamma(\theta, \varphi)|^2], \quad (11.22)$$

где

$$\Gamma(\theta, \varphi) = [Z_{\text{вх}}(\theta, \varphi) - W_\varphi] / [Z_{\text{вх}}(\theta, \varphi) + W_\varphi] \quad (11.23)$$

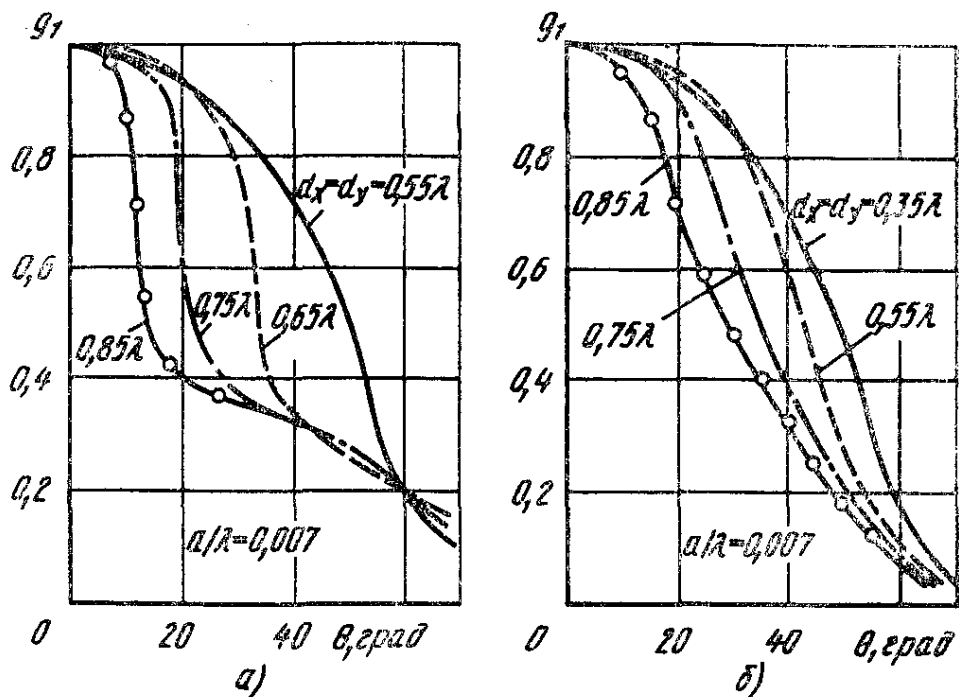


Рис. 11.8. Зависимости нормированного коэффициента усиления $g_1(\theta, \varphi) = \cos \theta [1 - |\Gamma(\theta, \varphi)|^2]$, для ряда значений расстояний между соседними излучателями при $2l = 0,5 \lambda$, $a = 0,007 \lambda$:

a — плоскость *H* ($\varphi = 90^\circ$); *б* — плоскость *E* ($\varphi = 0^\circ$)

— коэффициент отражения питающего фидера с волновым сопротивлением W_ϕ .

На рис. 11.8 приведены зависимости нормированного коэффициента усиления $g_1(\theta, \varphi) = \cos \theta [1 - |\Gamma(\theta, \varphi)|^2]$ для ряда значений расстояния d_x , d_y между соседними излучателями в *H*-плоскости ($\varphi = 90^\circ$) и *E*-плоскости ($\varphi = 0^\circ$). Для всей вибраторной ФАР в направлении (θ_0, φ_0) коэффициент усиления

$$G(\theta_0, \varphi_0) = NM G_1(\theta_0, \varphi_0) \nu, \quad (11.24)$$

где NM — общее число излучателей; ν — коэффициент использования поверхности, зависящий от амплитудного распределения по решетке и ошибок фазирования.

Множитель направленности решетки $F_\Sigma(\theta, \varphi)$ рассчитывается по (11.11). Однако при однолучевом режиме работы (см. (2.3)) он приближенно совпадает с множителем непрерывного раскрыва:

$$F_\Sigma(\theta, \varphi) \approx \iint_S I(x, y) \exp \{ [ik(x \cos \varphi + y \sin \varphi) \cos \theta] \} dx dy, \quad (11.25)$$

где $I(x, y)$ — гладкая функция, совпадающая в точках x_{mn} , y_{mn} с I_{mn} ($I(x_{mn}, y_{mn}) = I_{mn}$); S — геометрическая поверхность апертуры решетки.

Контур s отстоит от контура, соединяющего самые крайние излучатели решетки, на расстоянии в половину расстояния

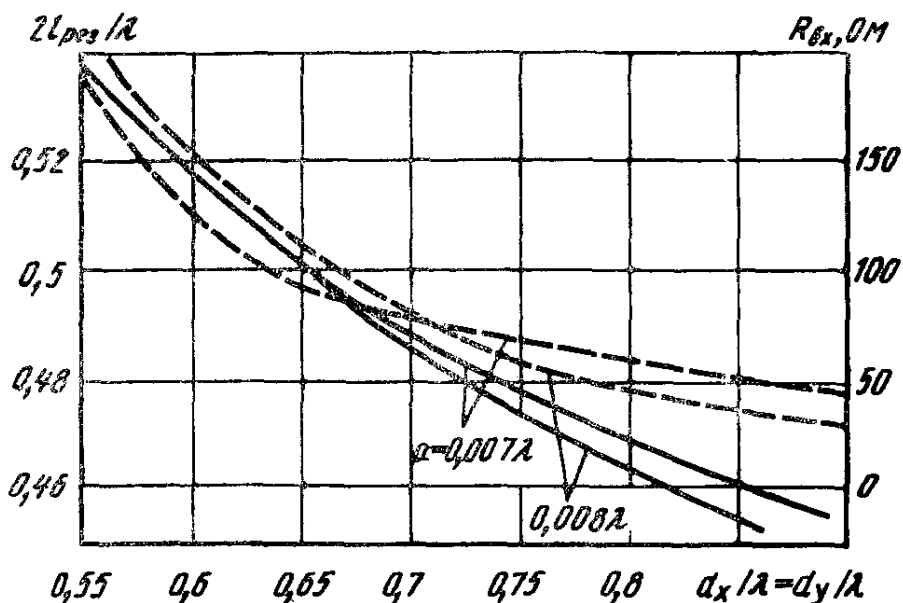


Рис. 11.9. Зависимость резонансной длины вибраторов $2l_{\text{рез}}/\lambda$ (сплошные линии) и активной части входного сопротивления вибраторов $R_{\text{вх}}$ (штриховые линии) от периода решетки

между ближайшими соседними излучателями (см. рис. 11.6).

Имея в виду, что $F_1(\theta, \varphi) = \sqrt{g_1(\theta, \varphi)}$, и используя зависимости для $g_1(\theta, \varphi)$, приведенные на рис. 11.8, можно с учетом (11.10) и (11.25) или результатов табл. 2.1 рассчитать ДН вибраторной ФАР.

На рис. 11.9 сплошными линиями показана зависимость относительной резонансной длины $2l_{\text{рез}}/\lambda$ вибратора при разных значениях радиуса a от периода расположения вибраторов при размещении их по квадратной сетке вибраторов, высоте над экраном $h=0,25\lambda$ и максимуме множителя направленности, ориентированном по нормали к плоскости ФАР. Штриховыми линиями показана зависимость активной части входного сопротивления вибратора $R_{\text{вх}}$ от периода решетки. Зависимость рис. 11.9 можно использовать для выбора резонансной длины вибратора и СУ при нормальном положении луча антенны.

Для определения характеристик СУ в секторе сканирования можно воспользоваться зависимостями, приведенными на рис. 11.10. На рис. 11.11 приведена эквивалентная схема цепей питания вибратора ФАР с учетом СУ. Здесь $G_{\text{вх}}$ и $B_{\text{вх}}$ — активная и реактивная составляющие входной проводимости вибратора:

$$Y_{\text{вх}} = G_{\text{вх}} + iB_{\text{вх}} = 1/Z_{\text{вх}}. \quad (11.26)$$

Для согласования вибратора с питающим фидером, имеющим волновое сопротивление W , необходимо параллельно вибратору включить реактивную проводимость $B_c = -B_{\text{вх}}$, а коэффициент трансформации СУ определить по формуле

$$n = \sqrt{1/WG_{\text{вх}}}. \quad (11.27)$$

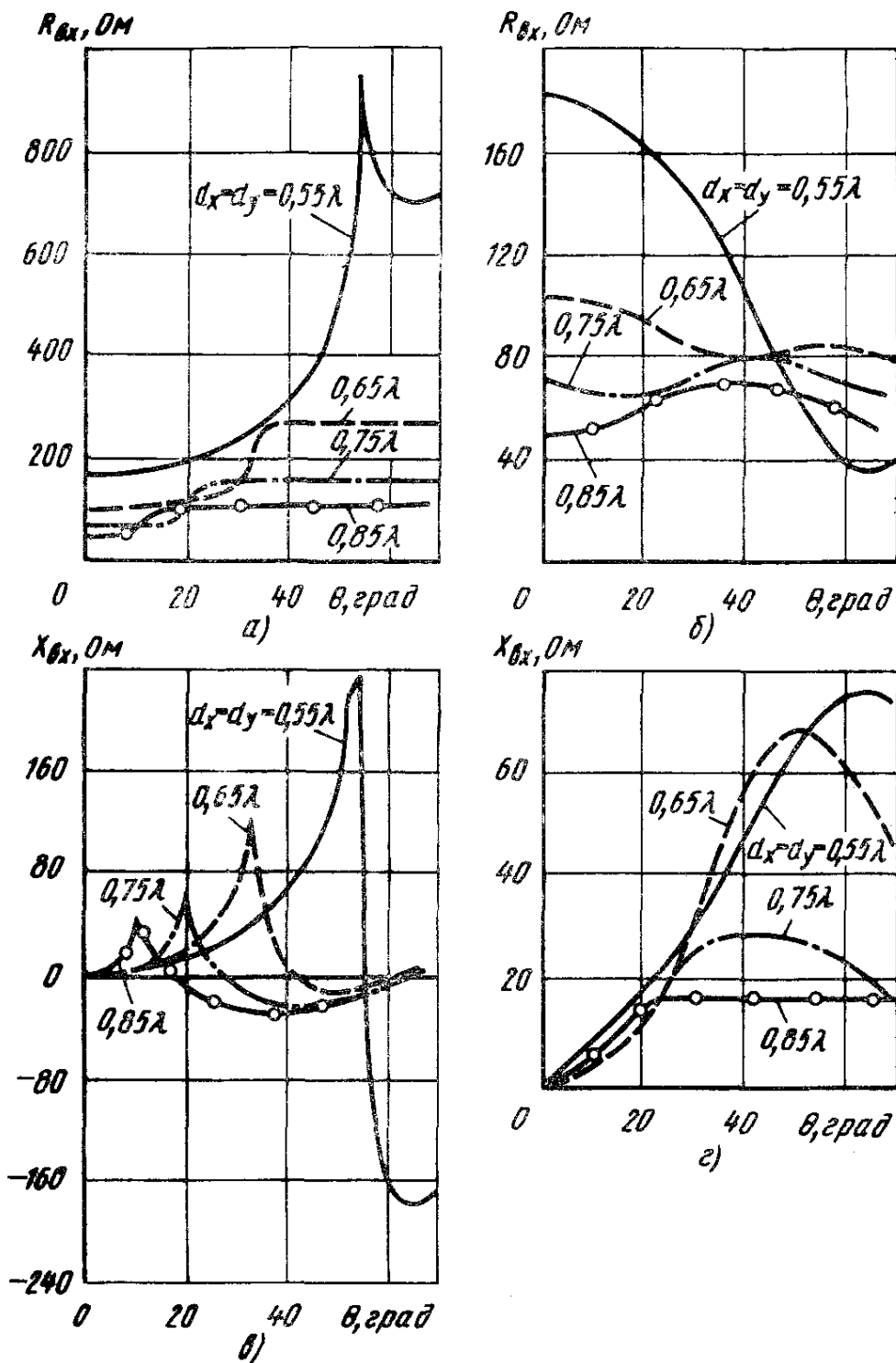


Рис. 11.10. Зависимость входного сопротивления вибраторов в секторах сканирования для ряда значений периода решетки:
 а, в — плоскость H ($\varphi=90^\circ$); б, г — плоскость E ($\varphi=0^\circ$)

Так как входное сопротивление вибратора в решетке зависит от направления луча, то согласование его с питающим фидером возможно лишь для фиксированного направления луча. Для обеспечения согласования в секторе углов необходимо, воспользовавшись, например, графиками рис. 11.11, определить с помощью операции деления зависимость $G_{вх}$ и $B_{вх}$ в секторе сканирования, а по ним методами теории СВЧ многополюсников [0.6] синтезировать конкретное СУ.

Рабочая полоса частот вибраторной ФАР зависит от элек-

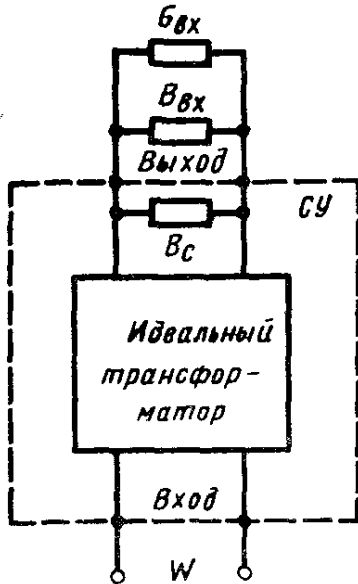


Рис. 11.11. Эквивалентная схема цепей питания вибратора

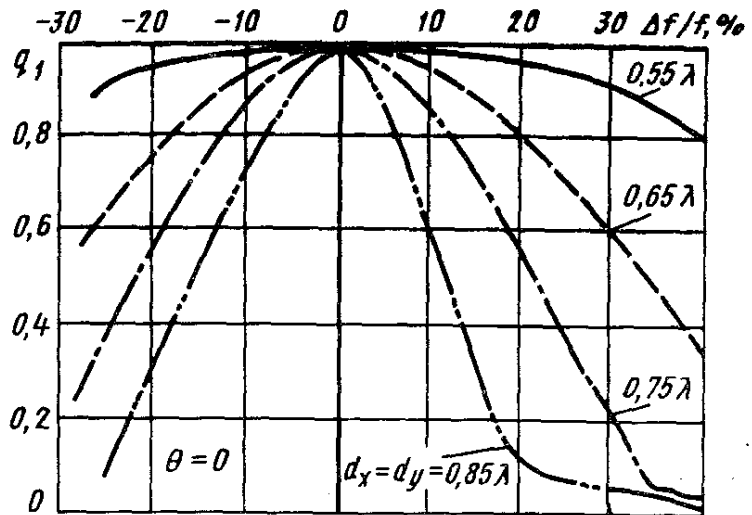


Рис. 11.12. К оценке широкополосности вибраторной ФАР

трической толщины вибраторов, периода и размеров решетки, а также сектора сканирования и составляет (по уровню снижения усиления до 0,9 максимума) около $\pm 5 \dots 15\%$ от центральной частоты. Для оценки широкополосности вибраторной ФАР в зависимости от периода решетки можно использовать графики, показанные на рис. 11.12. Зависимости, представленные на рис. 11.13, можно использовать для расчета и проектирования устройства, согласующего входное сопротивление вибраторов с питающим фидером в рабочей полосе частот ФАР.

Наряду с расчетом прямолинейных вибраторов созданы алгоритмы расчета крестообразных, изогнутых и Н-образных ви-

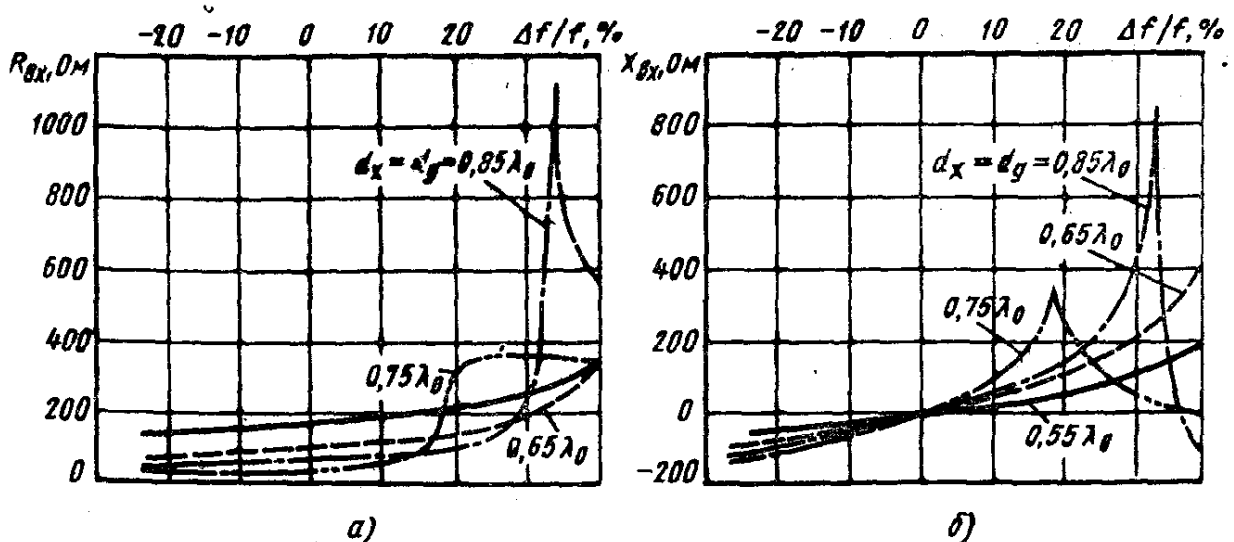


Рис. 11.13. Зависимость входного сопротивления вибраторов периодической ФАР в полосе частот:

а — действительной части, б — мнимой части

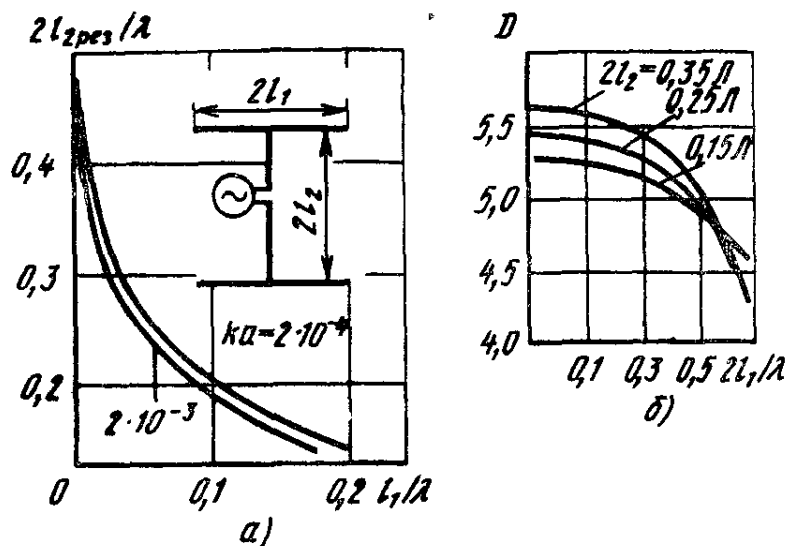


Рис. 11.14. Зависимости резонансной длины (а) и КНД (б) одиночного Н-образного вибратора от длины поперечных плеч

браторов, в которых учтено влияние системы питания и крепления (частично). Эти алгоритмы изложены в [11.5, 11.6].

В качестве примера на рис. 11.14 приведена зависимость резонансной длины ($2l_{2рез}$) и КНД одиночного Н-образного вибратора от длины его поперечных плеч $2l_1/\lambda$. Вибратор расположен на высоте $h = \lambda/4$ над идеальным экраном. Как видно из рисунка, длину вибратора можно значительно уменьшить за счет поперечных плеч без заметного ухудшения КНД вибратора.

Изложенная методика расчета вибраторных излучателей применима и к антеннам типа волновой канал (см. рис. 11.1, з). Для этого уравнение (11.14) заменяется системой интегральных уравнений [11.7]. При этом правая часть уравнения примет вид

$$F_i(x) = \begin{cases} -i \frac{2\pi}{W_0} U \sin k|x-l| + A \sin kx + B \cos kx & \text{для активных вибраторов,} \\ 0 & \text{для пассивных вибраторов,} \end{cases} \quad (11.28)$$

а выражение (11.15) будет содержать конечное число членов, определяемое числом вибраторов в антенне.

Возможности современных ЭВМ класса ЕС-1045 позволяют рассчитать методом интегральных уравнений конечные ФАР с числом вибраторов в несколько сотен. Модель бесконечной ФАР обеспечивает достаточную при проектировании точность уже для ФАР с несколькими десятками излучателей.

11.3. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ВИБРАТОРНЫХ ЧСС

Основными характеристиками ЧСС, построенных на базе одно- и многослойных вибраторных решеток, являются коэффициенты отражения R и прохождения T падающих на структуру волн и их зависимости от частоты и направления падения. Для

определения этих характеристик необходимо знать амплитуду $E_{\text{рас}}$ волны, рассеянной структурой при падении на нее плоской электромагнитной волны (ЭМВ). Для структуры конечных размеров $E_{\text{рас}}$ можно получить из решения задачи дифракции на вибраторной решетке конечных размеров [11.8], но вычисления довольно сложны. В том случае, когда линейные размеры ЧСС значительно превышают длину волны излучения, для определения $E_{\text{рас}}$ можно использовать результаты решения задачи о рассеянии плоской ЭМВ на бесконечной периодической решетке короткозамкнутых вибраторов. На практике для снижения потерь в качестве диэлектрика подложки обычно применяют материалы с относительной диэлектрической проницаемостью, близкой к единице, поэтому при практических расчетах подложку можно не учитывать. Решение указанной выше дифракционной задачи во многом совпадает с рассмотренным выше решением задачи об излучении бесконечной периодической вибраторной ФАР: токи, наведенные в вибраторах ЧСС падающей плоской волной, находят из интегрального уравнения Галлена, аналогичного (11.14). Отличие заключается лишь в правой части уравнения:

$$F(x) = \frac{2\pi}{W_0} \int_{-l}^l E_r^{\text{пад}}(\xi) \exp(-ik|x-\xi|) d\xi + A \sin kx + B \cos kx. \quad (11.29)$$

Решение получаемых интегральных уравнений можно получить теми же методами, что и решение (11.14), а по найденным токам определить диаграмму обратного рассеяния, которая однозначно определяет указанные выше характеристики ЧСС, коэффициент отражения по мощности в зеркальном направлении

$$|R|^2 = P_{\text{отр}}/P_{\text{пад}} \quad (11.30)$$

и коэффициент прохождения по мощности

$$|T|^2 = P_{\text{прош}}/P_{\text{пад}}. \quad (11.31)$$

Здесь $P_{\text{отр}}$, $P_{\text{прош}}$, $P_{\text{пад}}$ — мощности волн, отраженной от решетки в зеркальном направлении, прошедшей за решетку и падающей на решетку соответственно, приходящиеся на одну периодическую ячейку. Указанные мощности определяются по формулам:

$$P_{\text{пад}} = \frac{|E_{\text{пад}}|^2}{2W_0} d_x d_y \sin \theta_0 \sin \varphi_0; \quad (11.32)$$

$$P_{\text{отр}} = \frac{|E_{\text{рас}}(\theta, \varphi)|^2}{2W_0} d_x d_y \sin \theta \sin \varphi; \quad (11.33)$$

$$P_{\text{прош}}(\theta, \varphi) = \frac{|E_{\text{рас}}(\pi + \theta; \pi + \varphi)|^2}{2W_0} d_x d_y \sin \theta \sin \varphi. \quad (11.34)$$

Амплитуда рассеянного поля рассчитывается по найденным токам на вибраторах ячейки:

$$E_{\text{рас}}(\theta, \varphi) = \frac{iW_0 \cdot 2\pi\lambda}{d_x d_y} \sum_{t=1}^T \left\{ \exp[-ik(z_t \sin \theta \cos \varphi + y_t \sin \theta \sin \varphi)] \int_{-l_t}^{l_t} I^t(\xi) \exp(-ik\xi \cos \theta) d\xi \right\} \delta(\sin \theta \cos \varphi - \sin \theta_{\mu\nu} \cos \varphi_{\mu\nu}) \delta(\sin \theta \sin \varphi - \sin \theta_{\mu\nu} \sin \varphi_{\mu\nu}), \quad (11.35)$$

где T — число вибраторов в ячейке.

В (11.35) дискретный (для бесконечной ЧСС) ряд направлений $\theta_{\mu\nu}$, $\varphi_{\mu\nu}$ рассеянных волн определяется как действительные решения системы уравнений

$$\begin{cases} kd_x(\cos \varphi_{\mu\nu} \sin \theta_{\mu\nu} - \cos \varphi_0 \sin \theta_0) + 2\pi\nu = 0, \\ kd_y(\sin \varphi_{\mu\nu} \sin \theta_{\mu\nu} - \sin \varphi_0 \sin \theta_0) + 2\pi\mu = 0. \end{cases} \quad (11.36)$$

Каждой комбинации чисел $(\mu, \nu) = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, обеспечивающей действительные решения (11.36), соответствует своя распространяющаяся в направлении $\theta_{\mu\nu}$, $\varphi_{\mu\nu}$ пространственная гармоника.

Характеристики дипольных ЧСС определяются в основном числом слоев и периодом решетки. На рис. 11.15, а, б приведены зависимости резонансной длины диполей от периода решетки, которые позволяют правильно выбрать их длину при проектировании.

На рис. 11.16, а, б приведены зависимости коэффициента отражения в зеркальном направлении от направления падения в H - и E -плоскости соответственно, которые позволяют оценить рабочий сектор углов ЧСС при заданном периоде решетки или выбрать период при заданном рабочем секторе углов.

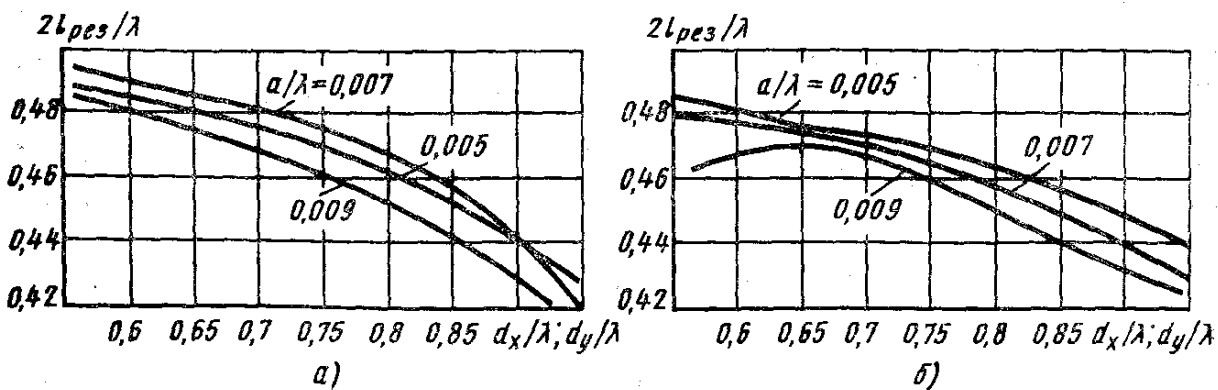


Рис. 11.15. Зависимость резонансной длины короткозамкнутых вибраторов в составе бесконечной периодической ЧСС от периода решетки:

а — для однослойной структуры; б — для трехслойной структуры с расстоянием между слоями $0,17 \lambda$

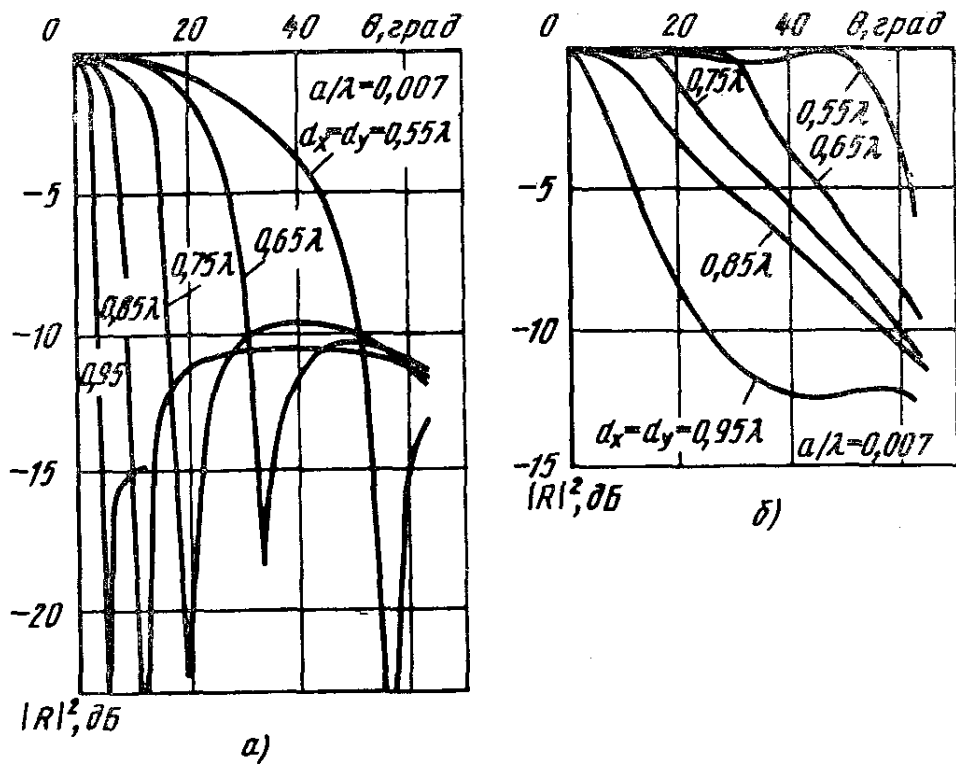


Рис. 11.16. Зависимость коэффициента отражения по мощности в зеркальном направлении $|R|^2$ для однослойной ЧСС в секторе углов падения плоской ЭМВ при разных периодах решетки:
 а — плоскость H ; б — плоскость E

На рис. 11.17 приведены частотные характеристики коэффициента отражения $|R|^2$ при нормальном падении волны. Сплошная кривая соответствует однослойной структуре, штриховая —

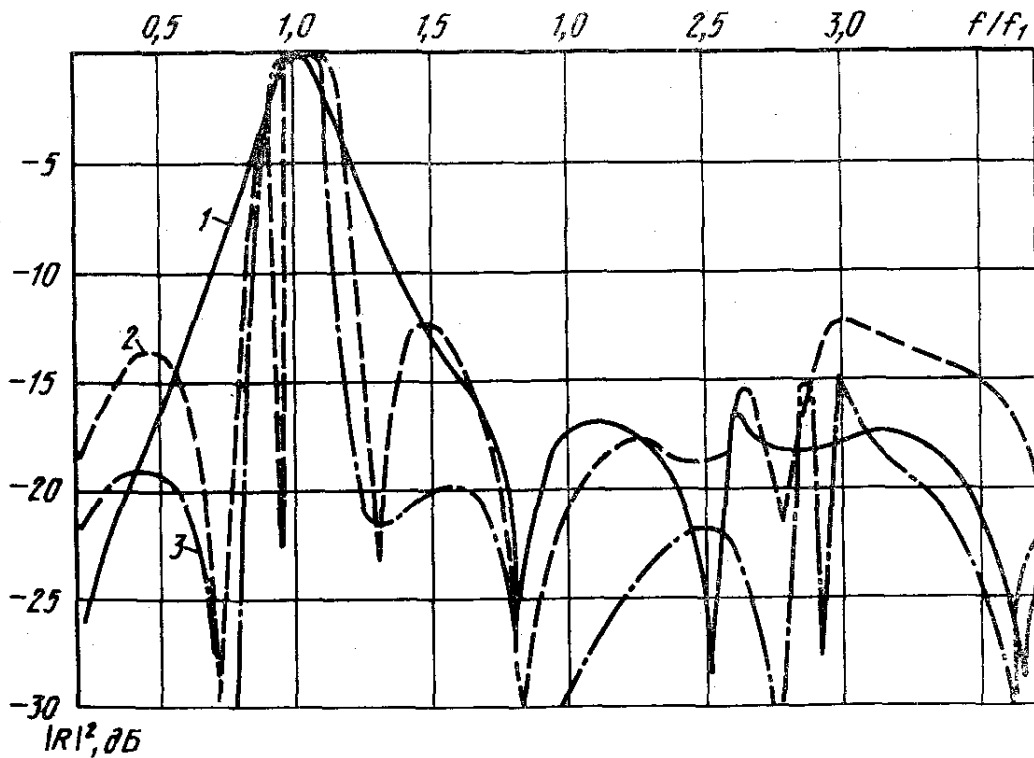


Рис. 11.17. Частотные характеристики одно- (кривая 1) и трехслойных (кривые 2, 3) ЧСС при разных периодах решетки:
 1 — $d_x = d_y = 0,55\lambda$; 2 — $d_x = d_y = 0,55\lambda$; 3 — $d_x = d_y = 0,95\lambda$

трехслойной. В обоих случаях период решеток $d_x = d_y = 0,55\lambda_0$, а радиус диполей $a = 0,007\lambda_0$, расстояние между слоями $0,17\lambda_0$. Для сравнения здесь же штрихпунктирной линией показана частотная характеристика трехслойной структуры, имеющей увеличенный период решетки ($d_x = d_y = 0,95\lambda_0$). Трехслойная ЧСС обладает лучшей частотной избирательностью по сравнению с двумя предыдущими, однако имеет меньший рабочий сектор углов. Поэтому в каждом конкретном случае необходимо выбрать период решетки исходя из компромисса между рабочим сектором углов и требуемым видом частотной характеристики. При фиксированном периоде решетки увеличение числа слоев также приводит к улучшению вида частотной характеристики, как следует из сравнения кривых на рис. 11.17.

11.4. ПОРЯДОК РАСЧЕТА ВИБРАТОРНЫХ ФАР

В технических заданиях на проектирование вибраторных ФАР обычно требуется обеспечить заданные ширину ДН и уровень боковых лепестков. Расчет производится в следующей последовательности:

1. Из табл. 2.1 выбирают закон амплитудного распределения в раскрыве, обеспечивающий ДН с заданным уровнем боковых лепестков. Далее по формуле, приведенной в этой таблице, при заданной ширине луча находят геометрические размеры апертуры.

2. Зная геометрические размеры антенны и определив расстояние между излучателями в обеих плоскостях по формуле (2.3) и с помощью графиков на рис. 11.8, рассчитывают число излучателей ФАР.

3. По графику на рис. 11.9 при выбранном расстоянии между излучателями определяют резонансную длину и входное сопротивление каждого излучателя.

4. Используя (11.10), табл. 2.1 и графики на рис. 11.8, определяют ДН антенны.

5. Широкополосность рассчитанной вибраторной ФАР оценивают по графикам на рис. 11.11, а входное сопротивление вибраторов ФАР в рабочем диапазоне частот, необходимое для проектирования согласующего устройства в полосе частот,— по рис. 11.12 и 11.13.

6. Окончательно рассчитывают ДН ФАР по формулам (11.12)—(11.21) с использованием ЭВМ.

Расчет дипольной ЧСС заключается в нахождении расстояния между ее вибраторами по заданному рабочему сектору углов (см. рис. 11.16). Зная это расстояние, определяют резонансную длину вибраторов ЧСС (см. рис. 11.15), а по заданной резонансной частоте— все геометрические размеры структуры. Окончательно рассчитывают характеристики выбранного варианта ЧСС по формулам (11.29)—(11.35) с помощью ЭВМ.

12.1. НАЗНАЧЕНИЕ. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Спиральные антенны принимают и излучают поля с вращающейся поляризацией в широком диапазоне частот. Так как спиральные антенны слабонаправленные, их используют в составе АР. Плоские спирали, имеющие небольшие предельно-габаритные размеры, применяются для невыступающих конструкций, а также в качестве самостоятельных антенн, облучателей зеркальных и линзовых антенн, возбуждателей волноводно-рупорных антенн.

Плоские спирали используются в диапазоне частот 0,2... ..18 ГГц. Для частот более 2 ГГц их изготавливают по интегральной технологии СВЧ. Это позволяет миниатюризировать антенны и унифицировать их основные узлы.

Преимущества печатных спиралей и антенных решеток из них — малые габаритные размеры, масса и стоимость при высоких точности изготовления и воспроизводимости характеристик, а также возможность работать при малых и средних уровнях мощности.

Конструктивными особенностями печатных спиралей являются полосковая структура, наличие слоистой среды, включая диэлектрическую подложку и укрытие решетки, и способ возбуждения, реализуемый с помощью коаксиальных или полосковых линий и переходов. Для печатных спиралей требуется одностороннее излучение, которое получают, размещая спиральную плату в резонаторе или над экраном. Плата состоит из полосковых проводников спирали на диэлектрической подложке. Обычно печатные спирали имеют две ветви, которые возбуждаются линией передачи, совмещенной, как правило, с СУ. Различаются они законом, задающим спираль на плате, а также конструкцией резонатора и СУ.

Получили распространение логарифмические (равноугольные) и архимедовы спирали, а также их комбинации. *Логарифмическая спираль* по диапазонным свойствам приближается к взаимно дополняющим структурам. Однако она имеет сравнительно большие размеры, необходимые для стабилизации параметров в широком диапазоне частот. *Архимедова спираль* проще по топологии и отличается более плотной намоткой на ее концах.

В зависимости от способа возбуждения спирали могут работать в режиме осевого и ненаправленного излучений. *Режим осевого излучения* — основной и возникает при противофазном возбуждении ветвей спирали, причем главный лепесток ДН направлен по нормали к плоскости спирали. При син-

фазном возбуждении ветвей спирали имеем режим *ненаправленного излучения* с воронкообразной ДН.

Излучение в архимедовой спирали достигается следующим образом [12.1]: существующие в ее плечах токи распространяются по виткам вплоть до излучающей кольцевой области и оказываются в смежных элементах синфазными. Излучение происходит во всех кольцах, средний периметр которых составляет нечетное число длин волн. Однако за пределами основного излучающего кольца с периметром, равным рабочей длине волны λ , дополнительные кольцевые области излучают лишь малую часть энергии. При изменении длины волны основное кольцо перемещается по спирали так, что сохраняется его электрическая длина. Следствием является независимость ДН спирали от частоты. Поле с круговой поляризацией имеет направление вращения, совпадающее с направлением намотки спирали.

Аналогично происходит излучение в логарифмической спирали при достаточно плотной намотке ее витков. Однако существующие в плечах спирали токи могут распространяться навстречу токам, возбуждаемым на ее входе. Последние могут возникнуть в результате отражения волн тока от концов спирали, а также вследствие влияния экрана (полости), расположенного за спиралью, и нарушения симметрии при ее возбуждении. Эти токи излучают поле с направлением вращения, противоположным основному, и являются нежелательными. В результате поле спирали имеет эллиптическую поляризацию и ДН с нарушением симметрии относительно ее оси.

Основными характеристиками спиральных антенн являются форма ДН по углу места (угол θ) и азимуту (угол φ) для составляющих полей E_θ и E_φ в сферической системе координат, КНД, коэффициент эллиптичности [0.1] и уровень согласования с питающей линией (изменение входного сопротивления) в рабочей полосе частот (рис. 12.1).

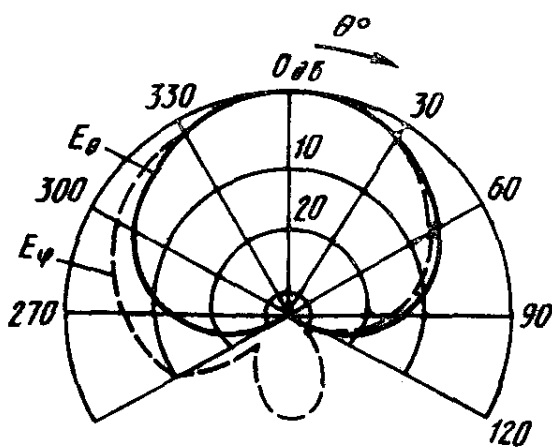


Рис. 12.1. Диаграмма направленности плоской двухзаходной архимедовой спирали над отражающей плоскостью

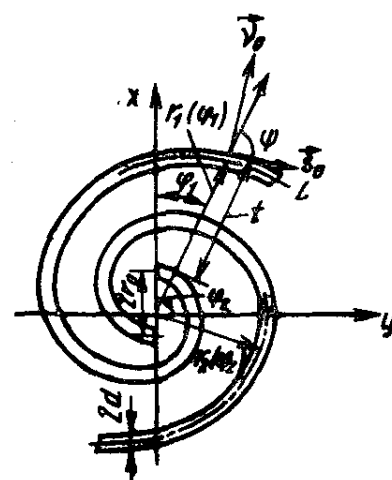


Рис. 12.2. Геометрия двухзаходной плоской спирали

12.2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ПЛОСКИХ СПИРАЛЕЙ

Печатные спирали как слабонаправленные антенны находят применение в основном в составе АР. На начальном этапе проектирования прорабатывают спиральный элемент АР приближенными методами, позволяющими вычислять характеристики с относительной точностью 10...15%. Для анализа АР и характеристик спиралей в условиях взаимной связи применяют строгие методы расчета. Для печатных спиралей выбирают спиральную плату, т. е. диэлектрическую подложку и топологию спирали на ней, резонатор, согласующее устройство и способ ее возбуждения.

Параметрами плоской спирали (рис. 12.2) являются топология ее ветвей, угол намотки витков ψ (шаг спирали t), число витков N , а также радиус спирали $R_{\text{сп}}$ (диаметр $D_{\text{сп}}$) и ширина полоскового проводника $2d$. Для анализа характеристик спирали используется ортогональная криволинейная система координат с единичными векторами s^0, v^0 .

Архимедова спираль. Для двухзаходной архимедовой спирали существуют соотношения

$$\begin{aligned} r_1(\varphi) &= a\varphi + r_0, \quad r_2(\varphi) = a(\varphi + \pi) + r_0, \quad \text{tg } \psi = r(\varphi)/a, \\ t &= 2\pi a, \quad R_{\text{сп}} = r_0 + 2\pi Na, \end{aligned} \quad (12.1)$$

где a, r_0 — параметры спирали.

При $\varphi \rightarrow \infty$ угол $\psi \rightarrow 90^\circ$, а спираль приближается к окружности. Длина дуги спирали между точками, определяемыми на ветви углами φ_1 и φ_2 ,

$$L = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sqrt{r^2 + (r')^2} d\varphi = \frac{a}{2} [\varphi \sqrt{1 + \varphi^2} + \ln(\varphi + \sqrt{1 + \varphi^2})] \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2}.$$

Для полоскового проводника спирали выполняется условие $4d < t$.

Соотношения для двухзаходной логарифмической спирали имеют вид

$$\begin{aligned} r_1(\varphi) &= r_0 \exp(b\varphi), \quad r_2(\varphi) = r_0 \exp[b(\varphi + \pi)], \quad \text{tg } \psi = 1/b, \\ t &= r(\varphi) (\exp(2\pi b) - 1), \quad R_{\text{сп}} = r_0 \exp(2\pi Nb), \end{aligned} \quad (12.2)$$

где b, r_0 — параметры спирали. Соответственно длина дуги спирали $L = \sqrt{1 + b^2} / br(\varphi) \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2}$. Размер полоскового проводника выбирается из условия $4d < [t = r_0(\exp 2\pi b - 1)]$.

Из теории токовых областей следует, что для плоской архимедовой спирали в режиме осевого излучения, расположенной

на расстоянии h над проводящим экраном, ДН для составляющих поля E_θ и E_φ вычисляются по формулам [12.1]

$$E_\theta = \sin(k_0 h \cos \theta) J_1(\sin \theta) / \sin \theta \cos \theta;$$

$$E_\varphi = j \sin(k_0 h \cos \theta) J_1'(\sin \theta), \quad k_0 = 2\pi/\lambda,$$

где θ — угол, отсчитываемый от оси спирали; J_1, J_1' — соответственно функция Бесселя первого порядка и ее производная. При этом коэффициент эллиптичности $K_\theta = \cos \theta \{J_1(\sin \theta) / \sin \theta J_1'(\sin \theta)\}$. Для обеих составляющих ДН примерно одинаковы, а поляризация поля спирали близка к круговой при углах $\theta < 50 \dots 60^\circ$. При $\theta > 60^\circ$ поляризация поля приближается к линейной.

Миниатюризация приводит к необходимости использования спиралей, размер платы которых меньше диаметра первого излучающего кольца (λ/π). Из теории токовых областей следует также, что рост диаметра спирали в этом случае приводит к увеличению коэффициентов эллиптичности K_θ и направленного действия D . На рис. 12.3 и 12.4 приведены зависимости D и K_θ от диаметра спирали $D_{сп}/\lambda$. Уменьшения размера спиральной платы можно достичь либо увеличением числа витков спирали, либо введением дополнительного замедления для токов спирали.

Выбор диэлектрической подложки определяется, как правило, технологией изготовления спиральной платы [12.2].

Плоские спирали обладают двух- и более кратным перекрытием по рабочему диапазону волн. Нижняя граничная длина волны λ_n определяется максимальным диаметром спирали, а верхняя λ_v — устройствами возбуждения и входа спирали.

Диапазонные свойства спирали зависят от размеров резонатора. Диаметр резонатора обычно больше диаметра спирали. Глубина резонатора определяется величиной $\lambda_{сп}/4$, где $\lambda_{сп}$ —

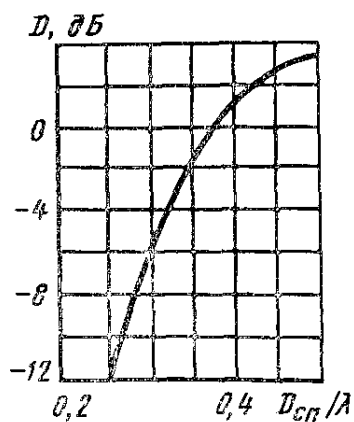


Рис. 12.3. Зависимость коэффициента D от диаметра спирали $D_{сп}/\lambda$

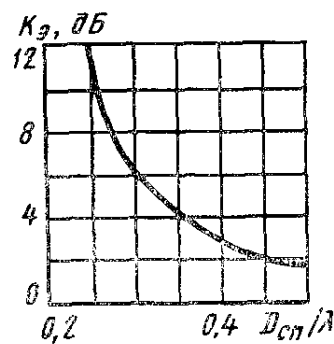


Рис. 12.4. Зависимость коэффициента эллиптичности K_θ от диаметра спирали $D_{сп}/\lambda$

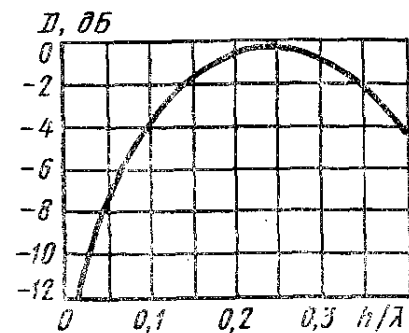


Рис. 12.5. Зависимость коэффициента D спирали от глубины резонатора, h/λ

средняя длина волны рабочего диапазона. На рис. 12.5 показано влияние на КНД глубины резонатора h/λ . Этот размер обеспечивает двухкратное перекрытие рабочего диапазона. При трехкратном перекрытии изменение КНД составляет около 3 дБ. Для увеличения частотного диапазона используют специальные резонаторы.

Возбуждение спиральной антенны можно обеспечить через СУ на основе коаксиальной или полосковой линии передачи с переходом волнового сопротивления с 50 на 100...120 Ом. Рассогласование антенны существенно сказывается на таких ее параметрах, как форма и ориентация ДН, коэффициент эллиптичности, коэффициент стоячей волны. Эти характеристики определяют ограничения на ширину рабочей полосы частот.

12.3. ПРИМЕРЫ РЕАЛИЗАЦИИ СПИРАЛЬНЫХ АНТЕНН

Примеры реализации спиральной платы антенны приведены в [12.3]. Рассмотрим примеры конструкции отражающего экрана (резонатора) и устройства возбуждения печатной спирали, которые существенно влияют на ее рабочий диапазон. Для его расширения применяют усложненную конструкцию отражающего экрана с клинообразными проточками (рис. 12.6, а). Это позволяет увеличить коэффициент перекрытия по частоте до четырех. Другим приемом является ступенчатое увеличение глубины резонатора с использованием диэлектрических колец (рис. 12.6, б). Кольца имеют возрастающую к периферии диэлектрическую постоянную. В этом случае уменьшаются габаритные размеры спиральной антенны.

Согласующее устройство спирали позволяет обычно перейти от коаксиальной или полосковой линии передачи к симметричной двухпроводной линии на входе спиральной платы. Распространение получило СУ, представляющее собой переход в виде «косого среза» (рис. 12.7), оканчивающийся коаксиальным соединителем. Согласующее устройство работает в широком диапазоне частот. На рис. 12.8 представлено СУ в виде коаксиаль-

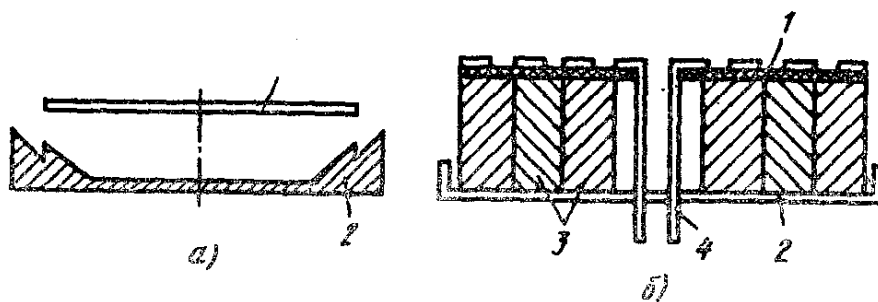


Рис. 12.6. Примеры реализации отражающего экрана (а) и резонатора (б): 1 — спиральная плата; 2 — экран; 3 — кольца; 4 — линия

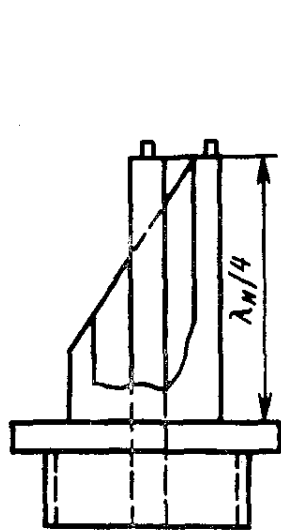


Рис. 12.7. Конструкция переходника от коаксиальной линии к двухпроводной

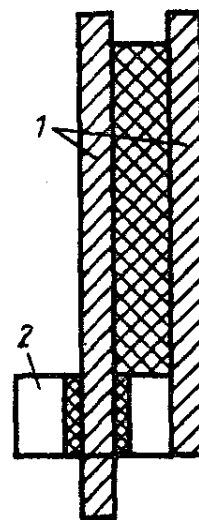
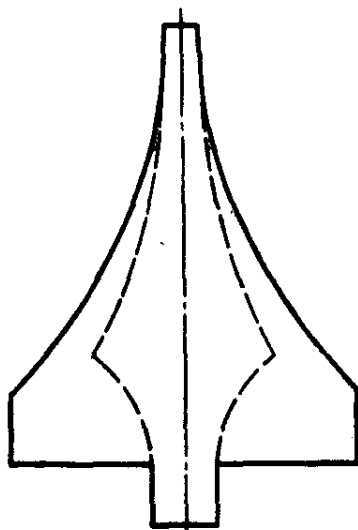


Рис. 12.8. Конструкция коаксиально-полоскового переходника:

1 — коаксиальная линия; 2 — полосковые проводники

но-полоскового перехода с фигурными проводниками полосковой линии, работающее в широком диапазоне частот и простое в изготовлении.

12.4. АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК СПИРАЛЬНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В СОСТАВЕ ФАР

При проектировании ФАР из спиральных излучателей основными характеристиками являются зависимость входного сопротивления излучателя от направления сканирования, геометрии решетки и топологии спирали, парциальная ДН излучателя и его поляризационные характеристики. При дифракции на решетке из спиральных элементов входное сопротивление моделирует приемную цепь последних. Остальные характеристики относятся к переизлученному полю.

В данном разделе изложена методика расчета периодических решеток из печатных спиралей, позволяющая проанализировать указанные характеристики. Методика основана на численном решении интегрального уравнения первого рода для нахождения тока на проводниках спирали при возбуждении того или иного вида. По известному току спирального элемента в пространственной ячейке периодической решетки определяются затем его характеристики.

Рассмотрим бесконечную плоскую периодическую решетку, спиральные элементы которой расположены в узлах прямоугольной сетки с размерами d_x , d_y (рис. 12.9). Электродинами-

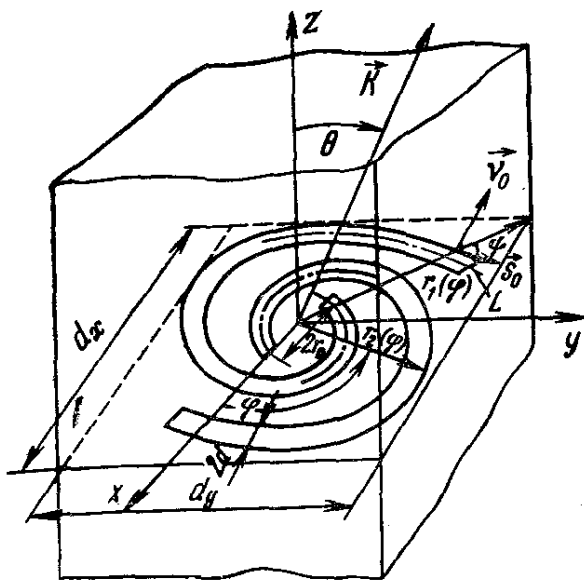


Рис. 12.9. Волновой канал ФАР

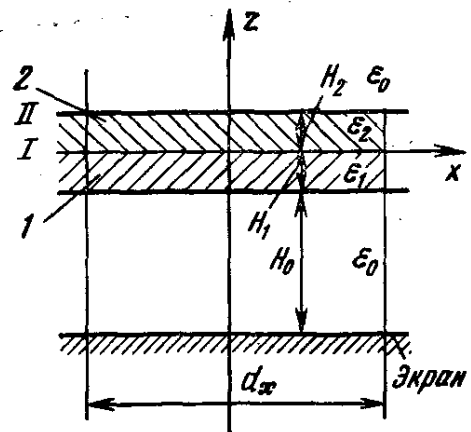


Рис. 12.10. Слоисто-однородное заполнение волнового канала ФАР

ческий анализ проведем для случая вынужденного возбуждения [10.1], при котором возбуждение соседних элементов одинаково по амплитуде и отличается линейным фазовым сдвигом, т. е. $U_{mn} = U \exp[-i(m\psi_x + n\psi_y)]$, где U_{mn} — разность потенциалов на входах спиральных элементов; m, n — индексы, обозначающие положение элементов в решетке; $\psi_x = k_0 d_x \sin \theta \cos \varphi$, $\psi_y = k_0 d_y \sin \theta \sin \varphi$; θ, φ — углы, обозначающие направление основного излучения ФАР; $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — рабочая длина волны.

При указанном возбуждении достаточно рассмотреть поле решетки в пределах ее пространственной ячейки [0.4].

Печатный спиральный излучатель (см. рис. 12.9) состоит из полосковых проводников, образующих плечи логарифмической двухзаходной спирали, геометрия которых описывается (12.2). Геометрию спирали удобно также представить в ортогональной криволинейной системе координат s, v с элементами длины $dl = h_1 ds$, $dt = h_2 dv$, где $h_1 = b/\sqrt{1+b^2}$, $h_2 = 1/\sqrt{1+b^2}$ — коэффициенты Ламе. Полосковый проводник спирали имеет ширину $2d$ и длину $2L$. Предполагается, что $d, r_0 \ll \lambda$.

Спираль располагается в пространственной ячейке решетки с поперечным слоистым заполнением (рис. 12.10), состоящим из подложки 1 и покрытия 2, расположенных над проводящим экраном. Каждый слой характеризуется параметрами ϵ_i , $i=1,2$, μ_0 . Число слоев может быть произвольным. Спираль возбуждается полем $E^0 = U/h_1 \delta(s)$, где $\delta(s)$ — дельта-функция, U — разность потенциалов на входе спирали.

Обращение электродинамической задачи и вывод интегрального уравнения для тока спирального излучателя в пространственной ячейке, которое затем решается численно, приводится в [12.4]. Интегральное уравнение для полного тока $I(l)$ спирали

по его длине L (см. рис. 12.9) имеет вид

$$\int_L I(l_0) \check{K}(l, l_0) dl_0 = -i \cdot 2\pi / WU \sin |l| + C_1 \sin l + C_2 \cos l, \quad (12.3)$$

где ядро уравнения

$$\begin{aligned} \check{K}(l, l_0) = & \frac{4\epsilon_2}{\pi(\epsilon_1 + \epsilon_2)} \frac{F(\pi/2, \alpha)}{\sqrt{\rho_0^2 + d^2}} + \\ & + \frac{1}{dx dy} \sum_{i(m,n)} \sum \{ \exp [i(\lambda_m x(l) + \lambda_n y(l))] (\mathbf{s}^0, \mathbf{s}_0^0) \times \\ & \times \left[\left(G_{0i} + \frac{\partial g_i}{\partial z} \Big|_{z=0} - \frac{\epsilon_2}{(\epsilon_1 + \epsilon_2) \lambda_i} \right) \exp [-i(\lambda_m x_0(l_0) + \lambda_n y_0(l_0))] + \right. \\ & + \left. \frac{4\epsilon_2}{(\epsilon_1 + \epsilon_i) \lambda_i} + Q_i(\lambda_i, d) - \frac{1}{2} \frac{\partial g_i}{\partial z} \Big|_{z=0} \right] \times \\ & \times \int_L (\mathbf{s}u^0, \mathbf{s}_0^0) S_m(l, u) du \exp [-i(\lambda_m x_0(l_0) + \lambda_n y_0(l_0))] \}. \quad (12.4) \end{aligned}$$

В формуле (12.4)

$$\begin{aligned} W = & \sqrt{\mu_0/\epsilon_2}; \quad \lambda_i = \sqrt{\lambda_m^2 + \lambda_n^2}; \quad \lambda_m = -k_x + 2\pi m/D_x; \\ \lambda_n = & -k_y + 2\pi n/D_y; \quad m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; \\ k_x = & \psi_x/D_x, \quad k_y = \psi_y/D_y; \end{aligned}$$

ρ_0 — расстояние между точками наблюдения M и интегрирования M_0 ; $M, M_0 \in L$, $x(l), y(l), x_0(l_0), y_0(l_0)$ — координаты указанных точек в зависимости от длины дуги как параметра; $(\mathbf{s}_0, \mathbf{s}_0^0)$ — скалярное произведение единичных векторов в указанных точках; $F(\pi/2, \alpha)$ — полный эллиптический интеграл 1-го рода; $\alpha = d/\sqrt{\rho_0^2 + d^2}$; $Q_i(\lambda_i, d)$ — функция сложной структуры, получаемая при выделении особенности ядра; $S_m(l, u) = \sin |l - u| \exp [i(\lambda_m x(u) + \lambda_n y(u))]$. В свою очередь элементы G_{0i} и $\partial g_i/\partial z$ ядра учитывают свойства слоистой среды и имеют вид

$$\begin{aligned} G_{0i} = & \frac{1 + R_H^{(1)} + (1 + R_H^{(1)}) R_H^{(2)} \exp(-2\eta_{2i} H_2)}{1 - R_H^{(2)} R_H^{(1)} \exp(-2\eta_{2i} H_2)} \frac{\lambda_i}{\eta_{ri}}; \\ \frac{\partial g_i}{\partial z} \Big|_{z=0} = & -\frac{\eta_{ri}}{2\lambda_i} \left[\frac{R_H^{(1)} - R_H^{(2)} (1 + R_H^{(1)}) \exp(-2\eta_{2i} H_2)}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(2)} \exp(-2\eta_{2i} H_2)} - \right. \\ & \left. - \frac{R_E^{(1)} + R_E^{(2)} \exp(-2\eta_{2i} H_2) (1 - R_E^{(1)})}{1 - R_E^{(1)} R_E^{(2)} \exp(-2\eta_{2i} H_2)} \right], \quad (12.5) \end{aligned}$$

где величины $R_H^{(1)}, R_H^{(2)}$ и $R_E^{(1)}, R_E^{(2)}$ имеют смысл коэффициентов отражения от границ слоистого заполнения I и II (см. рис.

12.10) соответственно для H - и E -волн и определяются как

$$R_H^{(1)} = (\eta_{2i}A_i - \eta_{1i}B_i) / (\eta_{2i}A_i + \eta_{1i}B_i);$$

$$R_E^{(1)} = (\varepsilon_2\eta_{1i}C_i - \varepsilon_1\eta_{2i}D_i) / (\varepsilon_2\eta_{1i}C_i + \varepsilon_1\eta_{2i}D_i);$$

$$R_H^{(2)} = (\eta_{2i} - \eta_{0i}) / (\eta_{2i} + \eta_{0i}),$$

$$R_E^{(2)} = (\varepsilon_2\eta_{0i} - \varepsilon_0\eta_{2i}) / (\varepsilon_2\eta_{0i} + \varepsilon_0\eta_{2i}),$$

где $A_i = \eta_{1i} \operatorname{th}(\eta_{0i}H_0) + \eta_{0i} \operatorname{th}(\eta_{1i}H_1)$; $B_i = \eta_{0i} + \eta_{1i} \operatorname{th}(\eta_{0i}H_0) \times \operatorname{th}(\eta_{1i}H_1)$; $C_i = \varepsilon_1\eta_{0i} + \varepsilon_0\eta_{1i} \operatorname{th}(\eta_{1i}H_1) \operatorname{th}(\eta_{0i}H_0)$; $D_i = \varepsilon_0\eta_{1i} \times \operatorname{th}(\eta_{0i}H_0) + \varepsilon_1\eta_{0i} \operatorname{th}(\eta_{1i}H_1)$; $\eta_{0i} = \sqrt{\lambda_i^2 - \varepsilon_0}$; $\eta_{1i} = \sqrt{\lambda_i^2 - \varepsilon_1}$; $\eta_{2i} = \sqrt{\lambda_i^2 - \varepsilon_2}$; $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2$ — относительные диэлектрические проницаемости слоистой среды. Линейные размеры в (12.3) и (12.4) предполагаются нормированными относительно величины k_0 , т. е. $x = k_0 \bar{x}$, где \bar{x} — линейный размер.

Ядро (12.4) имеет логарифмическую особенность, так что (12.3) является интегральным уравнением Фредгольма первого рода. Для его численного решения наиболее удобен метод *саморегуляризации*, который при выделенной логарифмической особенности ядра предполагает локальную интерполяцию искомого решения и сведение уравнения в точках коллокаций к системе линейных алгебраических уравнений, имеющей устойчивое решение.

Алгоритм численного решения [12.4] состоит в следующем. Разобьем длину спирали $2L$ на N частей с шагом $h = 2L/N$. Применяя на отрезке $2h$ квадратичную интерполяцию тока

$$I(l_0) = I_{n-1} \frac{(l_0 - l_n)(l_0 - l_{n+1})}{2h^2} + I_n \frac{(l_0 - l_{n-1})(l_0 - l_{n+1})}{-h^2} + I_{n+1} \frac{(l_0 - l_{n-1})(l_0 - l_n)}{2h^2},$$

получаем систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно значений тока $I_n, n = 1, 2, \dots, N+1$:

$$\sum_{n=1}^{N+1} A_{mn} I_n = F_m, \quad m = 1, 2, \dots, N+1,$$

где $I_n = I(l_n)$; $F_m = -i2\pi/WU \sin |l_m|$; $l_n = (n-1)h - L$; $l_m = (m-1)h - L$. Для элементов матрицы СЛАУ имеем

$$A_{mn} = -1/h^2 \int_{l_{n-1}}^{l_{n+1}} (l_0 - l_{n-1})(l_0 - l_{n+1}) \check{K}(l_m, l_0) dl_0,$$

$$n = 2, 4, \dots, N;$$

$$A_{mn} = 1/(2h^2) \int_{l_{n-2}}^{l_n} (l_0 - l_{n-1})(l_0 - l_{n+2}) \check{K}(l_m, l_0) dl_0 +$$

$$+ 1/(2h^2) \int_{l_n}^{l_{n+2}} (l_0 - l_{n+1})(l_0 - l_{n+2}) \check{K}(l_m, l_0) dl_0,$$

$$n = 3, 5, \dots, N - 1.$$

С учетом того, что ток спирали на ее концах равен нулю, матрица системы доопределяется элементами $A_{mn} = -\cos l_m$, $n = 1$; $A_{mn} = -\sin l_m$, $n = N + 1$, $m = 1, 2, \dots, N + 1$. При этом коэффициенты C_1, C_2 в (12.3) входят в число неизвестных системы. Система является невырожденной из-за матрицы с диагональным преобладанием и решается стандартными методами.

Вычислив ток спирального элемента $I(l)$ путем решения СЛАУ для каждого угла θ, φ , можно определить характеристики ФАР. Входное сопротивление спирального элемента $Z = U/I_0$, где I_0 — ток на входе спирали. Для составляющих E_θ, E_φ поля излучения ячейки с током $I(l)$ спирали имеем (множитель, выражающий запаздывающий потенциал, опущен)

$$E_{\theta, \varphi} = ik_0 W_0 / (4\pi) \int_l I(l_0) F_{\theta, \varphi} \times \\ \times \exp [i(h, l_0 + r_0)(s^0, s_0^0) \sin \theta] dl_0, \quad (12.6)$$

где

$$F_\theta = \cos \theta \{ [h_1(s^0, s_0^0) - h_2(\nu_0^0, s_0^0)] G_0(\lambda) \cos \theta + \\ + i(s_0^0, s_0^0) \sin \theta g(\lambda) \};$$

$$F_\varphi = [h_1(\nu_0^0, s_0^0) + h_2(s^0, s_0^0)] G_0(\lambda) \cos \theta, \quad \lambda = \sin \theta;$$

$$G_0 = (1 + R_H^{(1)}) (1 - R_H^{(2)}) / [1 - R_H^{(1)} R_H^{(2)} \exp(-2\eta_2 H_2)];$$

$$g = \frac{\varepsilon_0}{2\varepsilon_2} \left[\frac{(1 - R_H^{(2)}) R_H^{(1)}}{1 - R_H^{(1)} R_H^{(2)} \exp(-2\eta_2 H_2)} - \frac{(1 - R_E^{(2)}) R_E^{(1)}}{1 - R_E^{(2)} R_E^{(1)} \exp(-2\eta_2 H_2)} \right].$$

В (12.6) приняты обозначения из (12.5) при замене в последних $\eta_{0i}, \eta_{1i}, \eta_{2i}$ соответственно на $\eta_0 = -i \cos \theta$, $\eta_1 = -i \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta}$, $\eta_2 = -i \sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta}$.

На практике интерес представляет ДН ячейки решетки (парциальная ДН) при свободном возбуждении [10.1], когда спиральный элемент ячейки возбуждается падающей волной в фидерной линии с волновым сопротивлением W_φ . Для заданного значения U амплитуда падающей волны $U_{\text{пад}} = 2ZU / (Z + W_\varphi)$. Поскольку амплитуды токов и фазы в решетке одинаковы при вынужденном и свободном возбуждениях, то парциальная ДН следует из представления (12.6):

$$\check{E}_{\theta, \varphi} = E_{\theta, \varphi} 2Z / (Z + W_\varphi).$$

По известному полю излучения ячейки (12.6) можно определить ее коэффициент усиления

$$G_{\theta, \varphi} = \frac{4\pi W_{\phi} |E_{\theta, \varphi}(\theta, \varphi)|^2}{W_0 |U|^2 |(Z + W_{\phi}) / (2Z)|^2} \quad (12.7)$$

и коэффициент эллиптичности K_3 . Вычисляя из (12.6) $E_{\theta} = |E_{\theta}| \exp(i\delta_1)$, $E_{\varphi} = |E_{\varphi}| \exp(i\delta_2)$, $\delta = \delta_2 - \delta_1$ и значения элементов $s_0 = |E_{\varphi}|^2 + |E_{\theta}|^2$, $s_1 = |E_{\varphi}|^2 - |E_{\theta}|^2$, $s_2 = 2|E_{\varphi}| |E_{\theta}| \cos \delta$, $s_3 = 2|E_{\varphi}| |E_{\theta}| \sin \delta$, находим $K_3 = \text{tg}[0,5 \arcsin(s_3/s_0)]$ и угол наклона поляризационного эллипса [0.1], характеризующий поляризационные свойства спирального элемента,

$$\psi = 1/2 \arctg(S_2/S_1).$$

Обычно расчет больших антенных решеток производится на основе теории ФАР [0.2] и принимается, что их ДН равна произведению парциальной ДН $\check{E}_{\theta, \varphi}$ на множитель решетки.

На рис. 12.11—12.14 приведены зависимости ДН \check{E}_{θ} , входного сопротивления спирального элемента Z (активной R и реактивной X частей) и коэффициента эллиптичности K_3 от угла сканирования θ в зависимости от параметров ячейки решетки и спирали. Для примера выбрана решетка с прямоугольной сеткой, размеры ячейки (см. рис. 12.9) $d_x = d_y = 0,6\lambda$; толщина и диэлектрическая проницаемость подложки и укрытия одинаковы, т. е. $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 9$, $H_1 = H_2 = 0,01\lambda$. Параметры спирали следующие: $2r_0 = 0,05\lambda$; $2d = 0,02\lambda$; $b = 0,1$; $L = 1,6\lambda$; $W_{\phi} = 75 \text{ Ом}$.

Особенностью ДН, приведенных на указанных рисунках, является наличие провалов конечной глубины, которые обусловлены замедляющими свойствами слоистой структуры решетки. Чем выше эти свойства, т. е. чем больше толщина и ди-

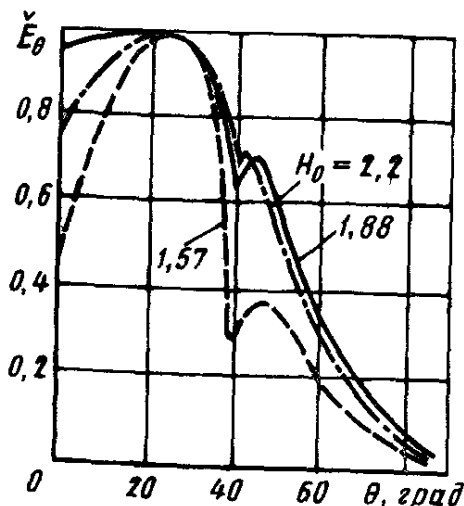


Рис. 12.11. Зависимость парциальной диаграммы спирального элемента от высоты подвеса H_0 над отражающим экраном

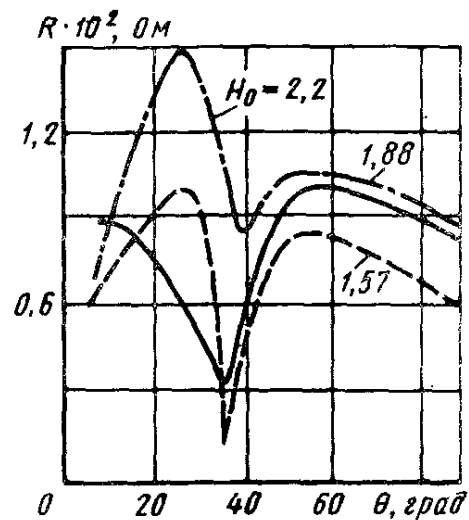


Рис. 12.12. Зависимость активной части R входного сопротивления спирального элемента от угла сканирования θ при разных высотах подвеса H_0 над экраном

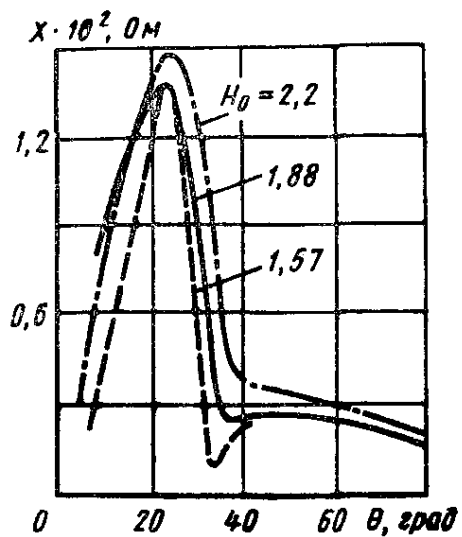


Рис. 12.13. Зависимость реактивной части X входного сопротивления спирального элемента от угла сканирования θ при разных высотах подвеса H_0 над экраном

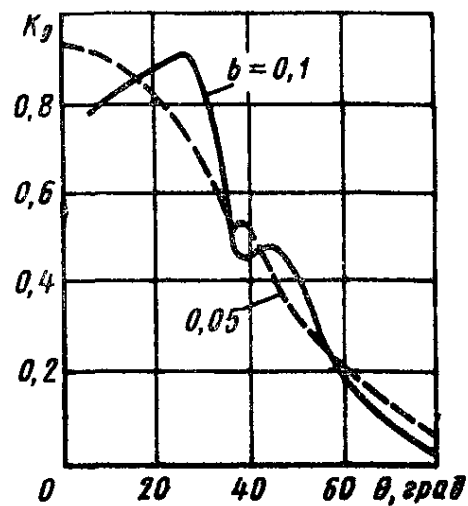


Рис. 12.14. Зависимость коэффициента эллиптичности K_e -спирального элемента от угла сканирования θ при разных значениях параметра b спирали

электрическая проницаемость слоев среды и меньше их расстояние от экрана H_0 , тем больше смещаются провалы в сторону нормали к плоскости решетки и тем больше их глубина. Появление провалов ограничивает сектор сканирования. Поскольку при увеличении длины волны направление перемещения провала смещается в противоположную сторону, т. е. от нормали, то период решетки следует выбирать на наибольшей частоте рабочего диапазона для сектора сканирования, превышающего заданный на ширину области провала.

Из зависимости коэффициента эллиптичности K_e от плотности намотки спирали (параметра b спирали) при указанных выше размерах решетки видно, что чем плотнее намотана спираль, тем лучше ее поляризационные свойства. Параметр b ограничен размером полоскового проводника ветви спирали (12.2). Чем больше допустимый размер полоски спирали $2d$, тем меньше изменение входного сопротивления в секторе сканирования. Размеры спирального элемента и ячейки решетки, а также параметры ее слоев структуры существенно влияют на характеристики ФАР. Проектирование ФАР проводится путем численного эксперимента.

12.5. ДИФРАКЦИЯ НА РЕШЕТКЕ ИЗ ПЛОСКИХ СПИРАЛЕЙ

Рассмотрим задачу дифракции для отражательной решетки, которая возбуждается полем E^0 , H^0 плоской линейно поляризованной волны, падающей в направлении угла (θ, φ) на решетку. Решение задачи состоит в нахождении поля E , H , отражен-

ного спиральными элементами решетки. Обращение электродинамической задачи приводит к интегральному уравнению для тока, наведенного на проводниках спирали полем плоской волны. Уравнение имеет вид (12.3) с ядром (12.4), но отличается от него тем, что правая часть уравнения вместо возбуждающего напряжения U содержит член, представляющий собой проекцию первичного поля на проводники спирали [12.5].

Определив ток $I(l)$ спирального элемента решетки из интегрального уравнения, можно получить характеристики отраженного поля. Это поле представляется набором плоских волн, распространяющихся в направлении углов $(\theta_{\nu\mu}, \varphi_{\nu\mu})$, определяемых из решения системы уравнений

$$\sin \theta_{\nu\mu} \cos \varphi_{\nu\mu} + \sin \theta \cos \varphi = \lambda/d_{x\nu}, \quad \nu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots;$$

$$\sin \theta_{\nu\mu} \sin \varphi_{\nu\mu} + \sin \theta \sin \varphi = \lambda/d_{y\mu}, \quad \mu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

При $\nu=0$ и $\mu=0$ имеем волну, отраженную от плоскости решетки в направлении, зеркальном приходу падающей волны. Диаграмма направленности спирального элемента отражательной решетки определяется аналогично ДН элемента ФАР (см. (12.6)).

12.6. РАСЧЕТ СПИРАЛЬНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В ПЛОСКОЙ ФАР

Методика расчета ФАР, состоящей из печатных спиральных излучателей, соответствует общей методике проектирования АР на основе заданных характеристик (см. гл. 2). Обычно задают сектор сканирования, допустимое снижение коэффициента усиления при сканировании и допустимый уровень боковых лепестков ФАР. По этим исходным данным выбирают размеры единичной ячейки решетки d_x, d_y .

Выбор размеров спирального излучателя в составе ФАР и расчет характеристик могут быть проведены с помощью зависимостей, представленных в § 12.2, и вычислений, выполненных для зависимостей из § 12.4. При этом целесообразен следующий порядок расчета.

При выбранных размерах ячейки и угла сканирования определяют параметры спирали: расстояние между вводами ее плеч $2r_0$, ширину полоскового проводника $2d$, шаг t , число витков N и длину витка L (см. § 12.2). Исходя из данных значений ϵ_1, ϵ_2 диэлектрической подложки и покрытия выбирают высоту подвеса спирали H_0 в пределах $0,25 \dots 0,33\lambda$. Затем вычисляют входное сопротивление излучателя, ДН и коэффициент усиления. После нескольких пробных расчетов определяют оптимальные размеры ячейки и излучателя. По полученному значению входного сопротивления излучателя рассчитывают входную цепь (см. гл. 10 [0.2]) и разрабатывают конструкцию ФАР. При необходимости рассчитывают полосу частот излучателя в составе ФАР.

12.7. РАЗНОВИДНОСТИ ПЛОСКИХ СПИРАЛЬНЫХ СТРУКТУР

Характеристики плоской спиральной структуры можно изменить, если последнюю представить набором фрагментов полоскового проводника линейной, кольцевой и эквиугольной формы, а также использовать сосредоточенные элементы нагрузки, включенные в плечи спирали. Изменяя положение этих элементов и величину их сопротивления, можно, в частности, изменять поляризационные характеристики спирали. Рассмотрим некоторые особенности расчета плоских спиралей.

Полукольцевая спираль. Составленная из полуколец спираль является хорошим приближением к архимедовой спирали [12.3] и может служить примером составления сложных структур. Представим, что полосковый проводник спирали состоит из двух фрагментов различной кривизны, переходящий один в другой. Тогда для токов этих фрагментов можно получить систему интегральных уравнений, подобных рассмотренной в §12.4. Эта система имеет четыре неизвестных коэффициента, которые определяются из дополнительных условий равенства скалярных потенциалов и полных токов в месте соединения фрагментов, а также условий на их концах. Таким образом, можно рассматривать фрагменты из кольцевых, линейных и эквиугольных структур.

Для N полукольцевых фрагментов спирали имеем систему интегральных уравнений для токов $I^{(k)}(l)$, $k=1, 2, \dots, N$ [12.6]:

$$\int_{L_m} I^{(m)}(l_0) G_{mm}(\rho_{MM_0}) dl_0^{(m)} + \sum_{k=1; k \neq m}^N \int_{L_k} I^{(k)}(l_0) G_{mk}(\rho_{MM_0}) dl_0^{(k)} = v_m(l), \quad M \in L_m, \\ m = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (12.8)$$

где L_m — дуга m -го полукольца спирали; M, M_0 — точки наблюдения и интегрирования соответственно; ρ_{MM_0} — расстояние между указанными точками. Соотношения для правых частей (12.8) приведены в [12.6]. Ядра G_{mm} в (12.8) для $M \in L_m, M_0 \in L_m$ имеют тот же вид, что и ядро $K(\rho_{MM_0})$ в (12.2), а ядра G_{mk} для $M \in L_m, M_0 \in L_k$ получаются из G_{mm} заменой аргумента ρ_{MM_0} [12.6].

Для спирали, составленной из фрагментов постоянной кривизны другого вида, изменяются лишь выражения для координат точек фрагмента, выражаемых через длину дуги. Решение системы уравнений (12.8) проводится на основе метода саморегуляризации.

Нагруженная спираль. При проектировании решеток часто возникает необходимость размещать укороченные спирали с диаметром, меньшим λ/π (см. §12.2). В этом случае эффективным способом улучшения характеристик решетки является использование в ветвях спиралей сосредоточенных нагрузок. Для спирали, в плечи которой включены нагрузки с сопротивлениями Z_m , $m=1, 2, \dots, M$, интегральное уравнение (12.3) преобразуется в задачу дифракции в нагруженное интегральное уравнение [12.5]

$$\int_L I(l_0) K(l, l_0) dl_0 + (i2\pi/W) \sum_{m=1}^M Z_m I(l_m) \sin |l - l_m| = \\ = (i2\pi/W) \int_L (\mathbf{E}_u^0, \mathbf{s}_u^0) \sin |l - u| du + C_1 \sin l + C_2 \cos l, \quad (12.9)$$

где $K(l, l_0)$ — ядро, которое имеет вид (12.4); l_m — координаты включения нагрузок по длине дуги спирали.

Для задачи возбуждения в (12.9) изменяется лишь правая часть уравнения, как в (12.3). Уравнение (12.9) допускает решение по алгоритму, разработанному для решения интегрального уравнения (12.3) с ядром (12.4).

Нагрузка спирали обеспечивает более эффективное возбуждение. Размещение нагрузки на входе спирали позволяет управлять ее поляризацией.

Глава 13. ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ ДЕЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ СВЧ

13.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ СВЧ

Делитель мощности (ДМ) СВЧ — это устройство, содержащее несколько входных линий передачи СВЧ, причем при возбуждении одной из них мощность СВЧ делится между остальными в требуемом соотношении. Делители мощности широко применяются в технике СВЧ, в частности в системах сложения мощности, диаграммообразующих многолучевых и переизлучающих АР, в качестве частотных разделителей каналов (ЧРК), в циркуляторах, фазовращателях и многих других устройствах СВЧ. Рассмотрим волноводно-щелевые (ВЩДМ) и полосковые (ПДМ) делители мощности и их общие характеристики.

При проектировании ДМ удобно пользоваться их многополюсными моделями. *Многополюсником СВЧ* называют любую комбинацию проводников, диэлектриков, магнитодиэлектриков и других линейных пассивных элементов СВЧ, имеющую несколько входов в виде поперечных сечений линий передачи с единственной распространяющейся волной в каждой линии [0.6]. Сечения входов многополюсника называют *плоскостями отсчета фаз*. В технике СВЧ интересуются внешними характеристиками устройств, которые часто описываются с помощью матрицы рассеяния (МР) — квадратной матрицы, размерность которой равна числу входов ДМ. Элементы МР безразмерны и имеют следующий физический смысл: недиагональные элементы s_{ij} , $i \neq j$, представляют собой волновые коэффициенты передачи по нормированным напряжениям с j -го входа ДМ на i -й вход при согласованных нагрузках на всех других входах; диагональные элементы s_{ii} являются коэффициентами отражения на i -м входе при согласованных нагрузках на остальных. Входы ДМ называют также его *плечами*.

Делители мощности характеризуются следующими параметрами: коэффициентом связи (или коэффициентом передачи, или переходным ослаблением) S_{ij} между j -м и i -м плечами; фазой коэффициента связи Φ_{ij} ; неравномерностью деления мощ-

ности L_{ij} ; коэффициентом отражения на i -м входе; коэффициентом стоячей волны на i -м входе $K_{ст\ v_i}$; развязкой между плечами R_{kj} ; направленностью B_{ik} . Эти характеристики можно выразить через элементы МР.

Коэффициент связи — это отношение мощности P_i , прошедшей в плечо i , к мощности P_j , поданной на вход j при подключении согласованных нагрузок к остальным плечам, дБ:

$$C_{ij} = 10 \lg(P_i/P_j) = 10 \lg |s_{ij}|^2. \quad (13.1)$$

Фаза коэффициента связи определяется фазой s_{ij} элемента МР:

$$\Phi_{ij} = \arg s_{ij}. \quad (13.2)$$

Неравномерность деления мощности определяется отклонением реального коэффициента связи $10 \lg(P_i/P_j)$ от заданного C_{ij}^0 :

$$L_{ij} = |C_{ij}^0 - 10 \lg(P_i/P_j)| = |C_{ij}^0 - 10 \lg |s_{ij}|^2|. \quad (13.3)$$

Коэффициент отражения на i -м входе ДМ представляет собой модуль соответствующего диагонального элемента МР:

$$\Gamma_i = |s_{ii}|. \quad (13.4)$$

Коэффициент стоячей волны определяется через $|s_{ii}|$:

$$K_{ст\ v_i} = (1 + |s_{ii}|) / (1 - |s_{ii}|). \quad (13.5)$$

Плечо k называют развязанным по отношению к j -му плечу, если мощность в него не поступает при возбуждении j -го плеча. В реальных ДМ часть мощности попадает в развязанное плечо k . Развязка между k -м и j -м плечами определяется как отношение мощности, подаваемой на вход j , к мощности в развязанном плече, дБ:

$$R_{kj} = 10 \lg(P_j/P_k) = 10 \lg(1/|s_{kj}|^2). \quad (13.6)$$

Направленность между i -м и k -м плечами ДМ — это отношение мощности на выходе рабочего i -го плеча к мощности, прошедшей в развязанное плечо k из-за неидеальности ДМ при возбуждении j -го плеча и наличии согласованных нагрузок на всех остальных входах, дБ:

$$B_{ik} = 10 \lg(P_i/P_k) = 10 \lg(|s_{ij}|/|s_{kj}|)^2. \quad (13.7)$$

На практике также важно знать изменение указанных характеристик в рабочей полосе частот.

Делители мощности, особенно в распределительных системах типа диаграммообразующих (ДООУ), представляют собой сложные в конструктивном отношении устройства. Для их анализа используется метод декомпозиции, суть которого состоит в том, что сложное устройство разбивается на более простые базовые элементы (отрезки линий передачи, стыки ли-

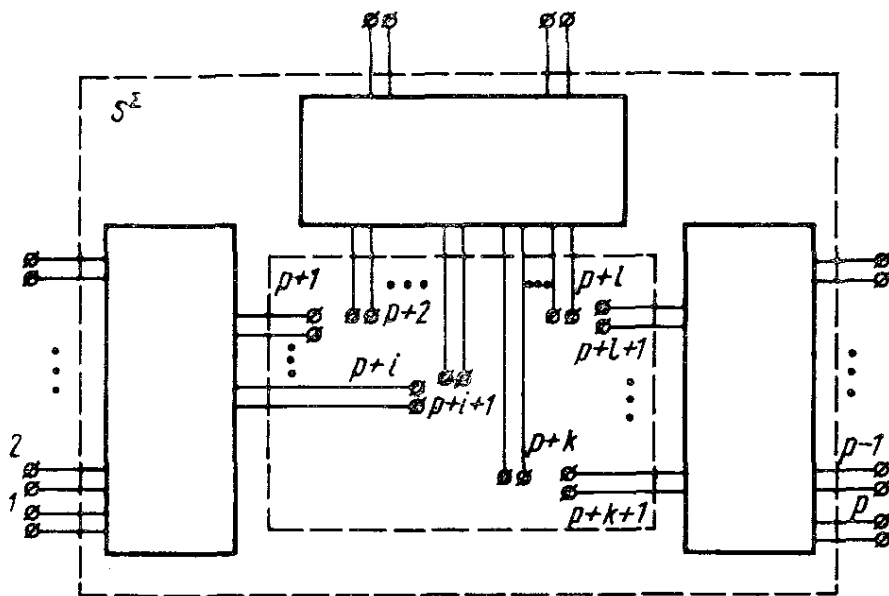


Рис. 13.1. Условная схема сшивания многополюсников

ний передачи с разными размерами и формами поперечного сечения, разветвления, повороты, встраиваемые оконечные нагрузки, опоры для поддерживания проводников полосковой линии, развязывающие резисторы и т. п.), МР которых известны или могут быть найдены численно либо экспериментально. При объединении этих простых устройств в общую схему определяется результирующая МР сложного устройства (рис. 13.1).

Результирующая МР сложного устройства СВЧ определяется по известным МР базовых элементов:

$$S_{\Sigma} = A + B(F - D)^{-1}C. \quad (13.8)$$

Здесь A , B , C , D — прямоугольные матрицы, имеющие размерности соответственно $p \times p$, $p \times 2t$, $2t \times p$, $2t \times 2t$, где p , $2t$ — числа внешних (необъединяемых) и внутренних (объединяемых) входов базовых элементов; F — квадратная матрица размерности $2t \times 2t$, состоящая из нулей и единиц, причем единицы стоят на пересечении строк и столбцов, номера которых соответствуют объединяемым входам. Коэффициенты матриц A , B , C , D берутся из МР базовых элементов, причем на пересечении их строк и столбцов стоят нули, если номера соответствуют разным базовым элементам, или соответствующий коэффициент МР базового элемента, если номера этих строк и столбцов соответствуют базовому элементу.

Число объединяемых входов может быть велико. Это приводит к трудностям обращения матрицы $(F - D)$, порядок которой равен числу объединяемых входов. При расчетах на ЭВМ удобнее использовать рекуррентный аналог формулы (13.8), который образуется из этого соотношения при последовательном «сшивании» всех объединяемых пар входов базовых элементов. При этом блочные матрицы F и D в (13.8) имеют размерность 2×2 и обращение матрицы $(F - D)$ проводится анали-

тически, что исключает накопление ошибок. Все элементы МР делителя мощности рассчитываются за t последовательных шагов по рекуррентному алгоритму [13.1]:

$$\begin{aligned}
 s_{r,s}^{(i+1)} = & \left[s_{r,p+2(t-i)-1}^{(i)} s_{p+2(t-i),p+2(t-i)}^{(i)} s_{p+2(t-i)-1,s}^{(i)} + \right. \\
 & + s_{r,p+2(t-i)}^{(i)} s_{p+2(t-i)-1,s}^{(i)} (1 - s_{p+2(t-i),p+2(t-i)-1}^{(i)}) + \\
 & + s_{r,p+2(t-i)}^{(i)} s_{p+2(t-i)-1,p+2(t-i)-1}^{(i)} s_{p+2(t-i),s}^{(i)} + \\
 & \left. + s_{r,p+2(t-i)-1}^{(i)} s_{p+2(t-i),s}^{(i)} (1 - s_{p+2(t-i)-1,p+2(t-i)}^{(i)}) \right] \times \\
 & \times \left[(1 - s_{p+2(t-i)-1,p+2(t-i)}^{(i)}) (1 - s_{p+2(t-i),p+2(t-i)-1}^{(i)}) - \right. \\
 & \left. - s_{p+2(t-i)-1,p+2(t-i)-1}^{(i)} s_{p+2(t-i),p+2(t-i)}^{(i)} \right]^{-1} + s_{r,s}^{(i)}, \quad (13.9)
 \end{aligned}$$

где $r, s \in 1, 2, \dots, p+2(t-i)-2$; $s_{r,s}^{(i)}$ — элементы МР многополюсника, вычисленного на i -м шаге; i изменяется от 0 до $t-1$. При $i=0$ в (13.9) коэффициенты $s_{r,s}^{(0)}$ являются элементами МР объединяемых многополюсников.

13.2. ТИПЫ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ ДЕЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ

На рис. 13.2, а, б представлены конструкция и условная схема простейшего ВЩДМ. Он состоит из двух прямоугольных волноводов, в общей узкой стенке которых прорезано отверстие связи длиной l . При возбуждении одного из его входов в области отверстия связи возбуждаются волны H_{n0} , причем распространяющимися, как правило, являются волны H_{10} и H_{20} . Из-за разницы в их фазовых скоростях при распространении от места возбуждения к противоположным входам ВЩДМ образуется фазовый сдвиг $\Delta\varphi$, который определяет, в каком отношении мощность СВЧ делится между этими входами.

Аналогично работают и более сложные ВЩДМ (рис. 13.2, в),

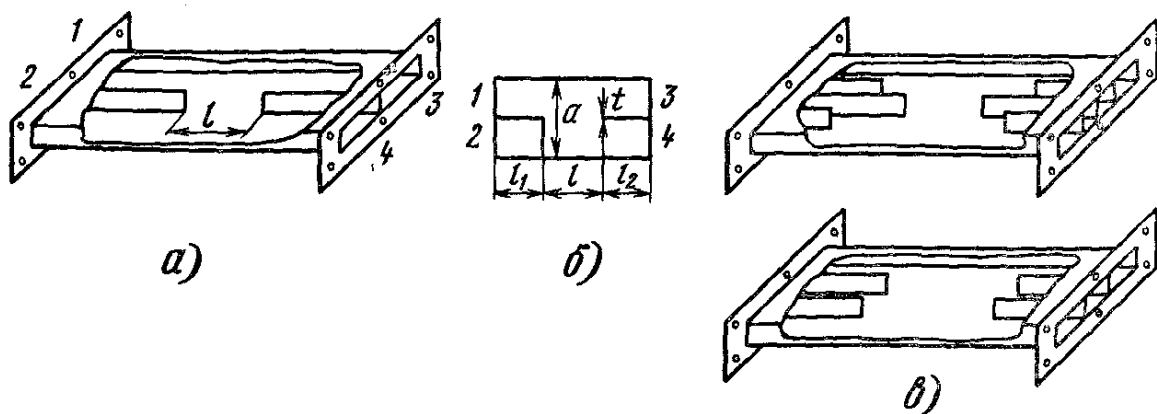


Рис. 13.2. Схематическое изображение конструкций и условные схемы ВЩДМ:

а, б — простейшего; в — сложных

состоящие из нескольких прямоугольных волноводов, в общих узких стенках которых по заданному правилу прорезают отверстия связи. Чтобы на выходе ВЦДМ мощность СВЧ делилась в требуемом соотношении, длина отверстия должна быть такой, чтобы обеспечивался сдвиг по фазе $\Delta\varphi$ между распространяющимися волнами H_{10} и H_{20} . При этом коэффициент связи ВЦДМ $C_{41} = 10 \lg[\sin^2(\Delta\varphi/2)]$, а длина отверстия

$$l/\lambda = \frac{\arcsin \sqrt{10^{0,1C_{41}}} + 2\pi n}{\pi (\sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2} - \sqrt{1 - [\lambda/a]^2})}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (13.10)$$

где a — поперечный размер отверстия связи; λ — длина волны электромагнитных колебаний.

Коэффициент связи C_{41} — величина отрицательная и выражается в децибелах. Выбор $n=0$ в (13.10) определяет волноводный делитель мощности минимальной длины. Для волноводного щелевого моста $C_{41} = -3$ дБ и в соответствии с (13.10) $l/\lambda = 1/4 (\sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2} - \sqrt{1 - [\lambda/a]^2})$. В трактах СВЧ, особенно систем связи, возникает необходимость вычисления фаз колебаний в выходных плечах 3 и 4 ВЦДМ.

При условии равенства амплитуд волн H_{10} и H_{20} в области отверстия связи искомые фазы коэффициентов связи

$$\begin{aligned} \Phi_{31} &= \arg s_{31} = \pi l/\lambda (\sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2} + \sqrt{1 - [\lambda/a]^2}); \\ \Phi_{41} &= \arg s_{41} = \pi l/\lambda (\sqrt{1 - [\lambda/(2a)]^2} + \sqrt{1 - [\lambda/a]^2}) + \pi/2. \end{aligned} \quad (13.11)$$

Как видно из (13.11), разность фаз колебаний в выходных плечах ВЦДМ равна $\pi/2$. Такие делители мощности называют квадратурными.

Приведенные формулы являются приближенными. Они не учитывают отражений, которые возникают в окрестностях ост-

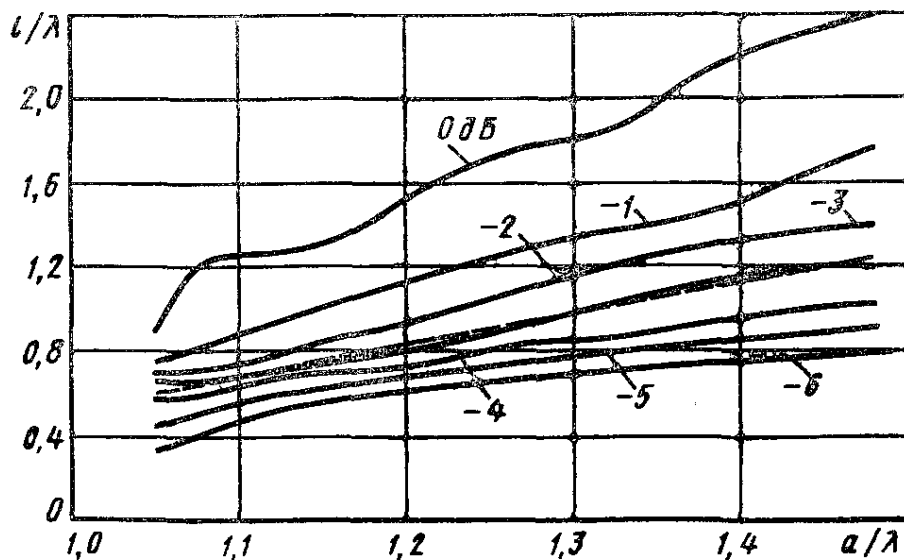


Рис. 13.3. Зависимость длины отверстия связи от его ширины для ВЦДМ с различными коэффициентами связи

Таблица 13.1

C_{41} , дБ	k	b	$ s_{31} $	$ s_{41} $
0	1,5	-2,7	0	1,0
-1	2,18	-1,5	0,4535	0,89125
-2	1,74	-1,17	0,6075	0,79434
-3	1,45	-0,916	0,707	0,707
-4	1,0	-0,455	0,776	0,631
-5	0,824	-0,31	0,8269	0,56234
-6	0,8	-0,37	0,8653	0,5012

рых ребер, образуемых в местах скачкообразного перехода общей узкой стенки входных волноводов к отверстию связи. Длину отверстия связи следует выбирать несколько больше рассчитанной. На рис. 13.3 приведены уточненные зависимости длины l/λ ВЩДМ от ширины a/λ их отверстия связи при различных значениях C_{41} . Геометрические размеры ВЩДМ позволят обеспечить значение C_{41} , близкое к заданному, при хорошем согласовании входов даже без введения в отверстие связи согласующих элементов. Зависимости получены в результате численного моделирования ВЩДМ на основе строгого электродинамического анализа (см. § 13.5) без учета согласующих элементов, введение которых снижает коэффициенты отражения на входах ВЩДМ. Штриховой линией нанесена кривая зависимости, рассчитанная по (13.10) при $C_{41} = -3$ дБ. Кривые с хорошей степенью точности аппроксимируются линейной зависимостью $l/\lambda = k(a/\lambda) + b$. В табл. 13.1 приведены значения коэффициентов k и b для расчета длины отверстия связи для различных C_{41} , а

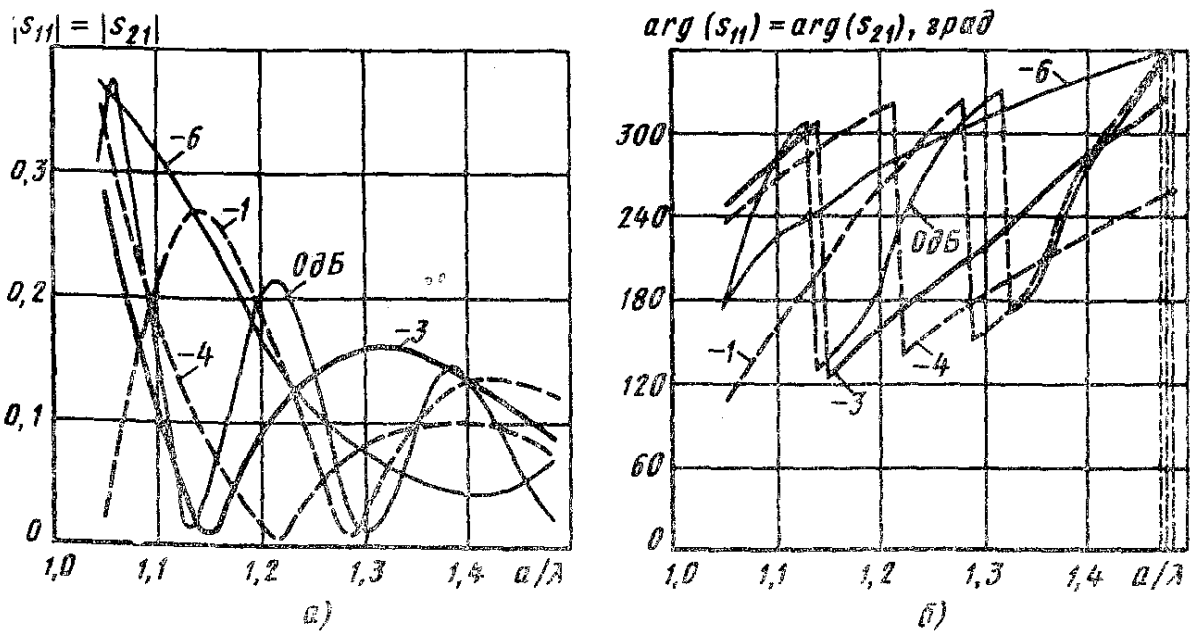


Рис. 13.4. Зависимость модуля (а) и фазы (б) элемента $s_{11} = s_{21}$ МР ВЩДМ от размера a/λ при различных значениях коэффициента связи

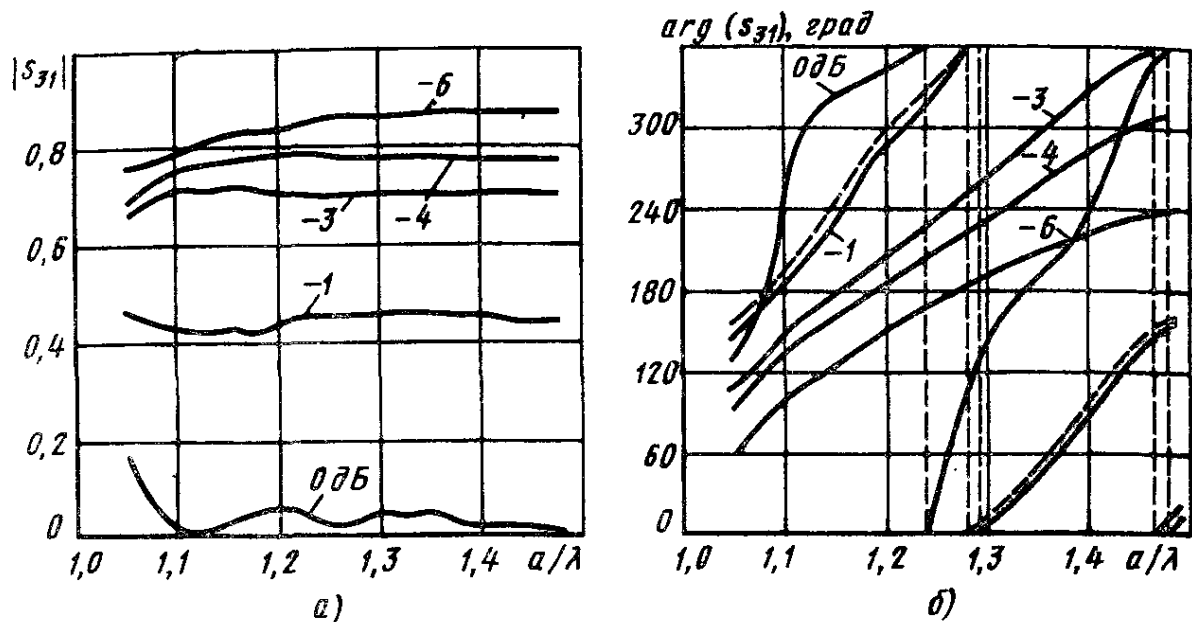


Рис. 13.5. Зависимости модуля (а) и фазы (б) элемента s_{31} МР ВЦДМ от размера a/λ при различных значениях коэффициента связи

также модулей элементов матрицы рассеяния $|s_{31}|$ и $|s_{41}|$ для идеально согласованного делителя.

По этим коэффициентам можно определить значение l/λ с точностью от 20...30% при $a/\lambda = 1,05$ до графического совпадения с кривыми на рис. 13.3 при $a/\lambda \geq 1,3$. Используя данные табл. 13.1 или графики, приведенные на рис. 13.3, можно по заданному значению C_{41} установить соответствие между размером поперечного сечения входных волноводов a/λ и длиной отверстия связи l/λ . Для определения численных значений характеристик ВЦДМ можно воспользоваться зависимостями на рис. 13.4—13.6. Штриховые и тонкие линии на рис. 13.4 используются лишь для упрощения прочтения графиков. Штриховыми линиями на

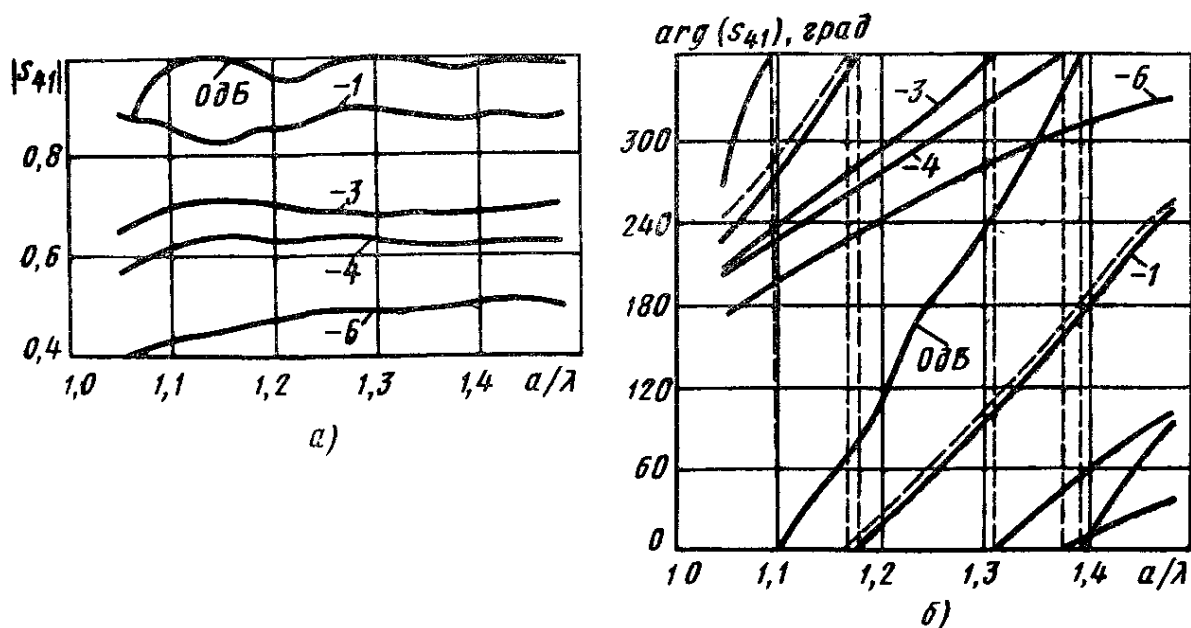


Рис. 13.6. Зависимости модуля (а) и фазы (б) элемента s_{41} МР ВЦДМ от размера a/λ при различных значениях коэффициента связи

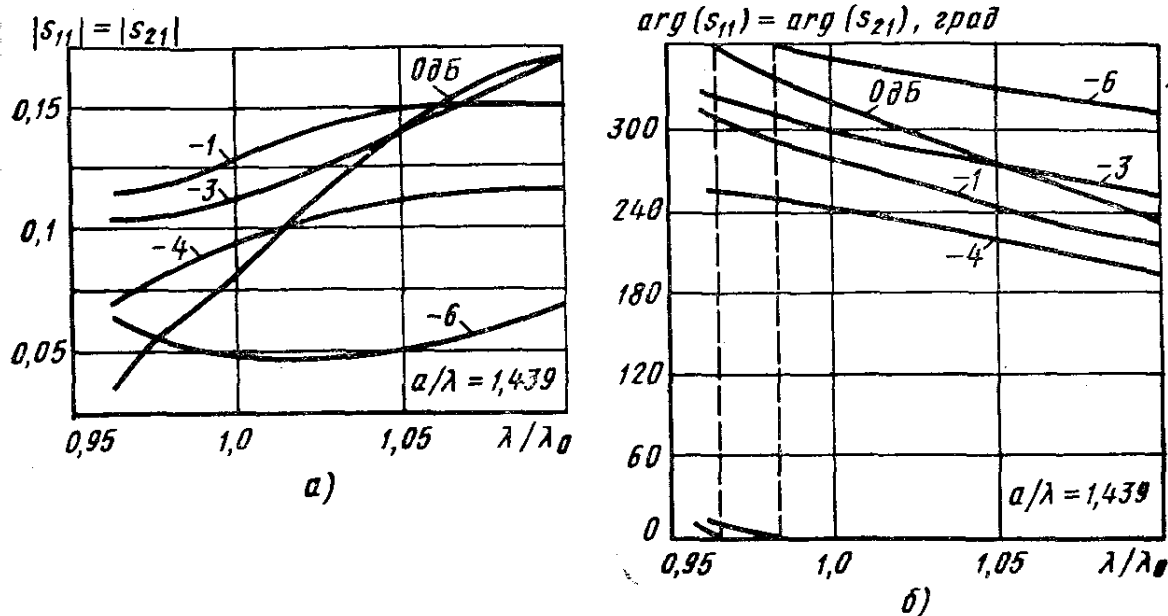


Рис. 13.7. Частотные зависимости модуля (а) и фазы (б) элемента $s_{11} = s_{21}$ МР ВЦДМ при различных значениях коэффициента связи

рис. 13.5 и 13.6 показаны фазы элементов s_{31} и s_{41} для ВЦДМ с коэффициентом связи $C_{41} = -1$ дБ, которые рассчитаны по (13.11), причем длина l/λ была взята из графика на рис. 13.3. Значения модулей элементов матрицы рассеяния $|s_{31}|$ и $|s_{41}|$ отличаются от идеальных значений, приведенных в табл. 13.1, а значения их фаз — от данных, полученных с помощью (13.11), из-за наличия отражений на входах ВЦДМ, которые сильнее проявляются при $a/\lambda \rightarrow 1$. При $a/\lambda \rightarrow 1,5$ согласование делителей улучшается. Представленные на рис. 13.4—13.6 графики обеспечивают максимальное совпадение требуемого коэффициента связи с расчетным в делителе без подстроечных винтов (рис. 13.10, поз. 2) в области отверстия связи.

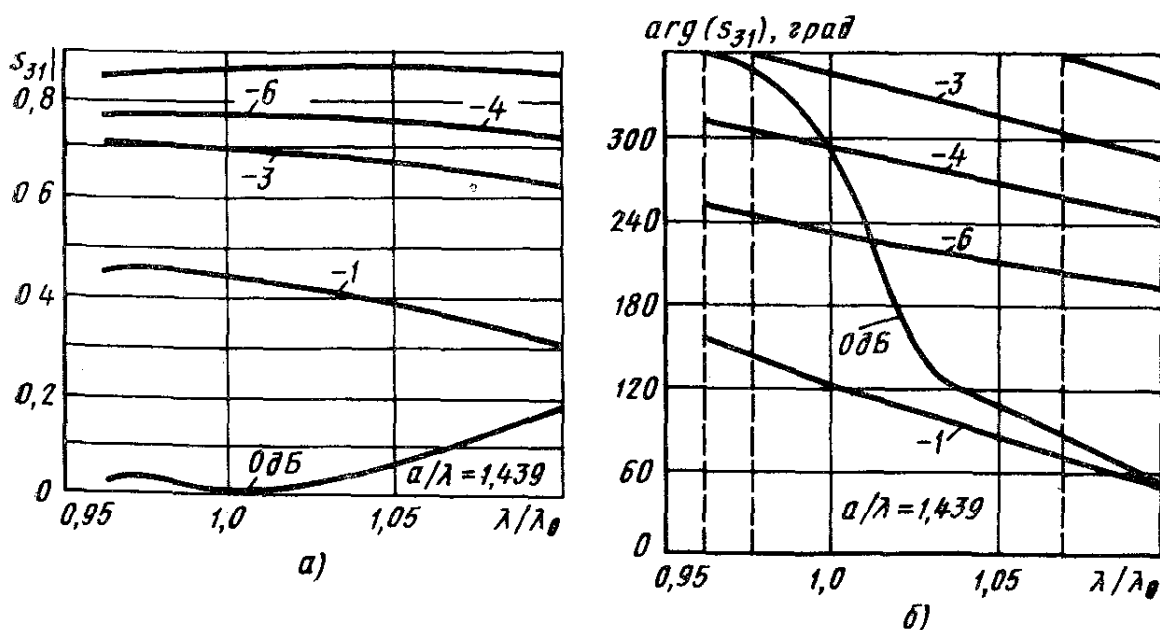


Рис. 13.8. Частотные зависимости (а) и фазы (б) элемента s_{31} МР ВЦДМ при различных значениях коэффициента связи

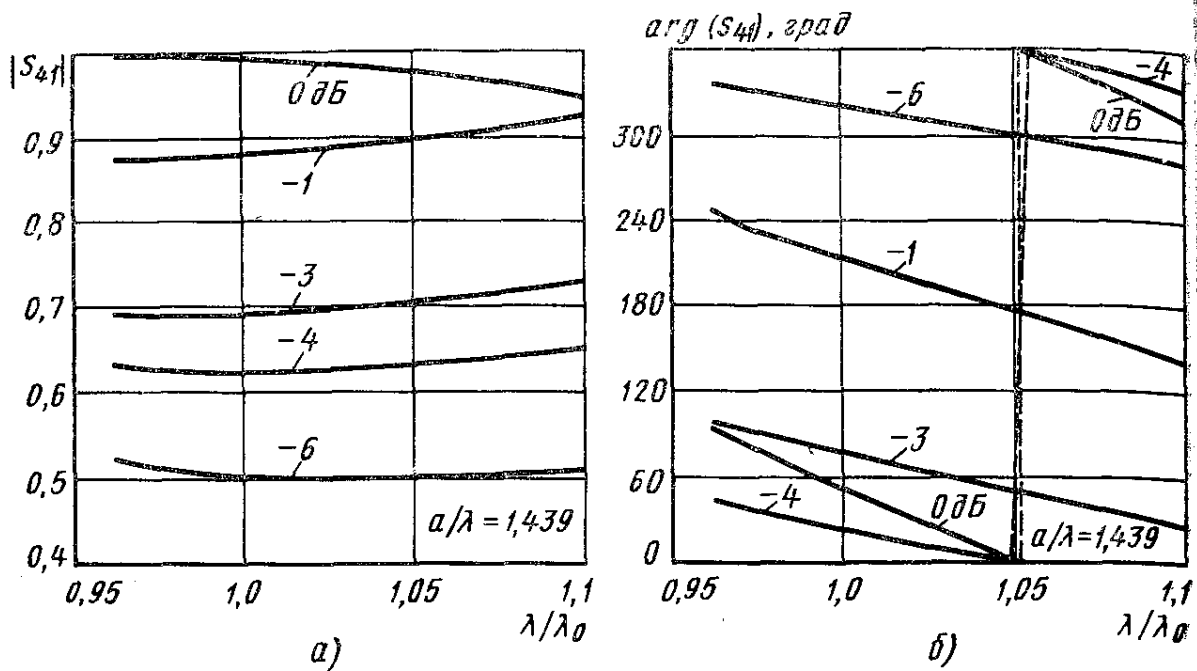


Рис. 13.9. Частотные зависимости модуля (а) и фазы (б) элемента S_{41} МР ВЦДМ при различных значениях коэффициента связи

На практике важно знать частотные характеристики ВЦДМ (рис. 13.7—13.9). Из рисунков видно, что характеристики делителя медленно изменяются в диапазоне длин волн при различных значениях коэффициента деления.

Разновидностью ВЦДМ с полной связью является частотный разделитель каналов (ЧРК), конструкция которого показана на рис. 13.10. Колебания двух частот подаются одновременно на входы одноволновых волноводов. Разделение достигается подбором длины l и ширины a двухволновой области связи, при которых на выходе отверстия связи волны H_{10} и H_{20} складываются синфазно на длине волны одного из входных колебаний либо в противофазно — на другой длине волны. Условия разделения колебаний математически выражаются трансцендентной системой уравнений, из которой и определяются параметры l и a :

$$l = \frac{n_1 \lambda_1}{\sqrt{1 - [\lambda_1 / (2a)]^2} - \sqrt{1 - [\lambda_1 / a]^2}};$$

$$l = \frac{(1 - 2n_2) \lambda_2}{\sqrt{1 - [\lambda_2 / (2a)]^2} - \sqrt{1 - [\lambda_2 / a]^2}}, \quad n_1, n_2 = 1, 2, 3, \dots$$

Решения этой системы представлены на рис. 13.11, где выбиралась корня, обеспечивающая минимальную длину отверстия связи. Как видно из рисунка, ЧРК работает не при любом отношении длин волн разделяемых колебаний λ_1 / λ_2 : при достаточно малых или больших значениях нарушается условие двухволновости отверстия связи ЧРК, а при $\lambda_1 / \lambda_2 \approx 1$ он практически не реализуем из-за больших геометрических размеров.

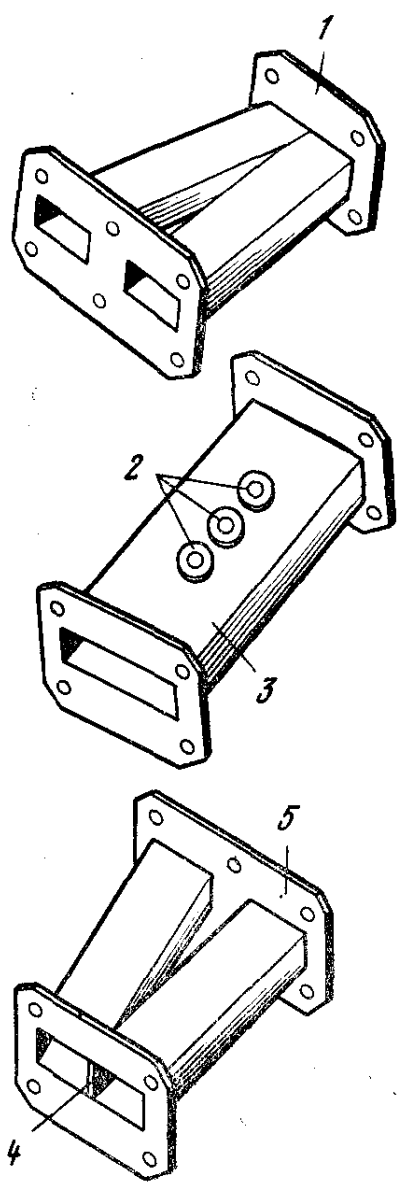


Рис. 13.10. Частотный разделитель каналов:

1, 5 — секции из двух одноволновых волноводов; 2 — отверстия для подстроечных винтов; 3 — отрезок двухволнового волновода; 4 — стенка

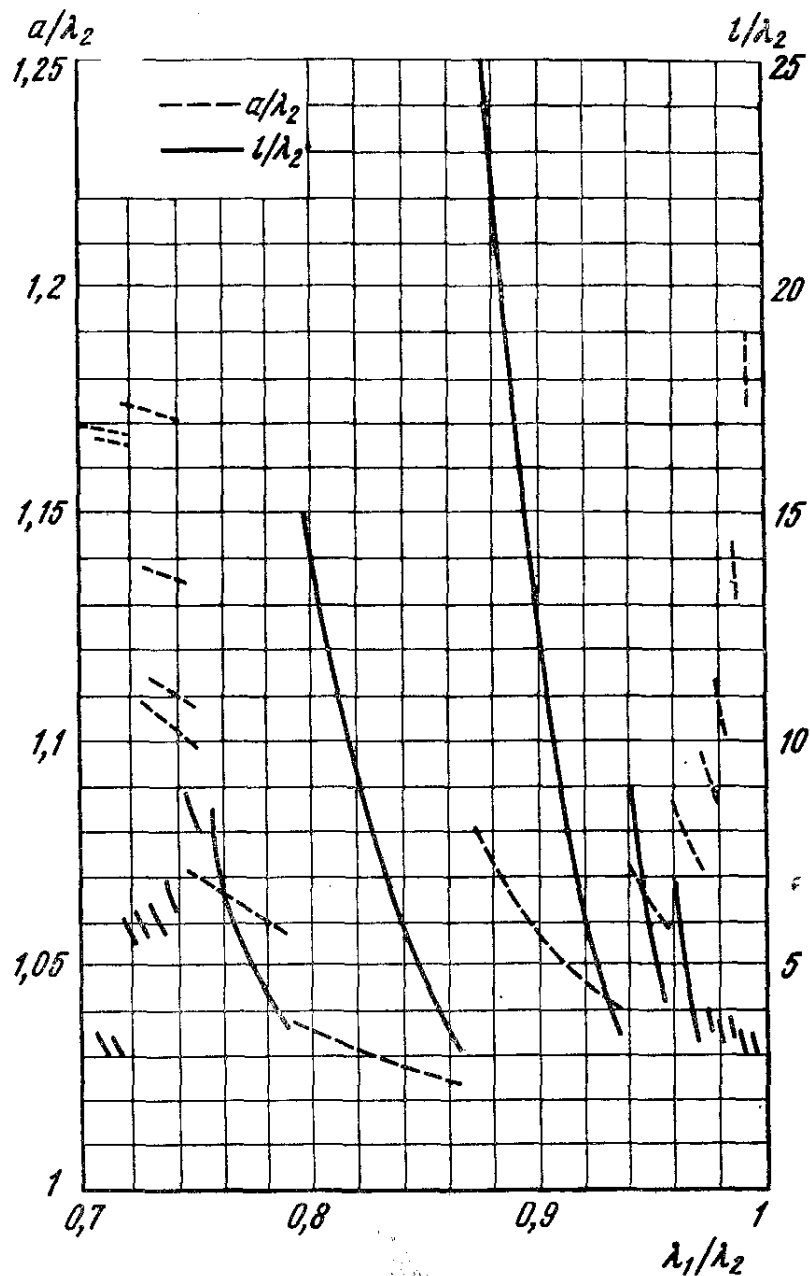


Рис. 13.11. Зависимость длины и ширины отверстия связи ЧРК от отношения длин волн разделяемых колебаний

Для спутниковых систем связи в диапазоне КВЧ выделены полосы частот, которые утверждены Международным регламентом радиосвязи, принятым в 1982 г. Характеристики ЧРК для разных диапазонов частот сведены в табл. 13.2. Здесь также приведены значения модулей и фаз элементов матрицы рассеяния ЧРК на длинах волн разделяемых колебаний λ_1 и λ_2 . Геометрические размеры ЧРК определяются по данным рис. 13.11 для соответствующего значения λ_1/λ_2 , которое на рисунке ограничено единицей, так как этого можно всегда добиться, переобозначив

Таблица 13.2

λ_1/λ_2	$\lambda_1, \lambda_2 \times 10^{-3}$ м	$S_{11}=S_{21}$		S_{31}		S_{41}	
		$ s $	arg (s), град	$ s $	arg (s), град	$ s $	arg (s), град
0,77	21,2	0,358	224,6	0,308	36,3	0,808	157
	27,5	0,141	270,6	0,977	184,5	0,06	73,9
0,81	162	0,301	224,6	0,212	209,1	0,881	327,7
	200	0,054	187,4	0,996	279,8	0,0424	186,2
0,84	231	0,377	207,4	0,261	3,5	0,81	134
	275	0,188	249,8	0,958	346,6	0,112	237,8
0,86	37,5	0,05	111,15	0,238	310	0,976	38,9
	43,5	0,123	285	0,974	203,4	0,152	108,3
0,875	35	0,2	237,2	0,12	223,45	0,95	334,2
	40	0,1	308,4	0,99	319,9	0,04	297
0,91	241	0,314	230,3	0,256	41,5	0,862	157
	265	0,19	261,3	0,95	0,7	0,161	257,3
0,93	40	0,191	137,5	0,16	135,2	0,952	237,8
	43	0,217	257,3	0,927	1,4	0,224	258,4

заданные длины волн. Для согласования входов ЧРК в область отверстия связи могут быть введены подстроечные винты (см. рис. 13.10, поз. 2).

13.3. РАСЧЕТ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ ДЕЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ

Расчет ДМ. Исходными данными являются коэффициент связи S_{41} , электрический поперечный размер отверстия связи a/λ и толщина стенки t/λ ($t \ll \lambda$), разделяющая входные волноводы и выбираемая из конструкторских соображений.

Из условия стыковки с предыдущими и последующими элементами тракта выбирают поперечный размер входного волновода $(a-t)/2$. Для того чтобы волны H_{10} и H_{20} в области отверстия связи находились в докритическом режиме, а высшие типы волн в закритическом, для поперечного размера необходимо

$$1 < a/\lambda < 1,5. \quad (13.12)$$

По известным S_{41} и a/λ определяют длину отверстия связи l/λ либо из графиков на рис. 13.3, что максимально точно, либо с помощью эмпирической линейной формулы с коэффициентами из табл. 13.1, либо с помощью (13.10). Элементы матрицы рас-

сеяния ВЩДМ находят по исходным данным с помощью графиков на рис. 13.4—13.6.

Для определения фаз колебаний на выходе делителя необходимо учесть длины входных l_1 и выходных l_2 волноводов (см. рис. 13.2, б). (Заметим, что стенка между волноводами считается бесконечно тонкой, поэтому $t=0$.) При прохождении входного волновода волна приобретает фазовый сдвиг $\varphi_1 = (2\pi l_1/\lambda) \times \sqrt{1 - [\lambda/(a-t)]^2}$. Фазовый сдвиг φ в области отверстия связи находят из графиков на рис. 13.5, б и 13.6, б, причем из рис. 13.5, б — фазовый сдвиг колебания, прошедшего в плечо 3, а из рис. 13.6, б — фазовый сдвиг колебания, прошедшего в плечо 4. При прохождении выходного волновода волна приобретает фазовый сдвиг $\varphi_2 = (2\pi l_2/\lambda) \sqrt{1 - [\lambda/(a-t)]^2}$. Суммарная фаза $\varphi = \varphi_1 + \varphi + \varphi_2$.

Расчет ЧРК. Исходным данным для расчета ЧРК является отношение λ_1/λ_2 , которое должно удовлетворять условию $0,7 < \lambda_1/\lambda_2 < 1$. Геометрические размеры отверстия связи ЧРК, отнесенные к большей длине волны λ_2 , определяют по графикам на рис. 13.11.

13.4. ПРИМЕРЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ ДЕЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ

Делитель мощности. Рассмотрим пример проектирования ВЩДМ, конструкция которого приведена на рис. 13.2, а. Коэффициент связи $S_{41} = -4$ дБ на рабочей длине волны $\lambda_0 = 33$ мм. Данной длине волны соответствует стандартный прямоугольный волновод с размерами поперечного сечения 23×10 мм. Зададимся толщиной стенки, разделяющей входные волноводы ВЩДМ, $t = 1,5$ мм. Тогда поперечный размер отверстия связи $a = 47,5$ мм, а электрический размер $a/\lambda_0 = 1,439$. По графику на рис. 13.3 определяем электрическую длину отверстия связи ВЩДМ $l/\lambda_0 \approx 0,98$ и, следовательно, длину $l \approx 32,3$ мм. Этот же результат дает расчет по эмпирической формуле табл. 13.1. Частотные характеристики (см. рис. 13.5—13.7) определены для тех значений относительных длин волн делителя λ/λ_0 , для которых остается справедливым условие (13.12): $a/(1,5\lambda_0) < \lambda/\lambda_0 < a/\lambda_0$. В данном примере $0,96 < \lambda/\lambda_0 < 1,44$. На рабочей длине волны элементы матрицы рассеяния имеют следующие значения: $s_{11} = s_{21} = 0,95 \exp(i241,2^\circ)$, $s_{31} = 0,77 \exp(i291,8^\circ)$, $s_{41} = 0,624 \exp(i23,1^\circ)$. Тогда в соответствии с (13.1)—(13.7) ВЩДМ имеет следующие характеристики: $C_{41} = -4,096$ дБ; $\Phi_{41} = 23,1^\circ$; $L_{41} = 0,096$ дБ; $\Gamma_1 = 0,095$; $K_{ст \text{ в } 1} = 1,21$; $R_{21} = 20,45$ дБ; $B_{42} = 16,35$ дБ.

Частотный разделитель каналов. Предположим, что ЧРК предназначен для разделения двух колебаний с длинами волн $\lambda_1 = 35$ мм и $\lambda_2 = 40$ мм. Отношение $\lambda_1/\lambda_2 = 0,875$ удовлетворяет условию (13.13). Из графиков на рис. 13.7 определяют электрические размеры отверстия связи $a/\lambda \approx 1,23$ и $l/\lambda_2 \approx 7,6$, что позволяет установить геометрические размеры $a \approx 49,2$ мм и $l \approx 304$ мм. Из табл. 13.2 находят элементы матрицы рассеяния рассчитан-

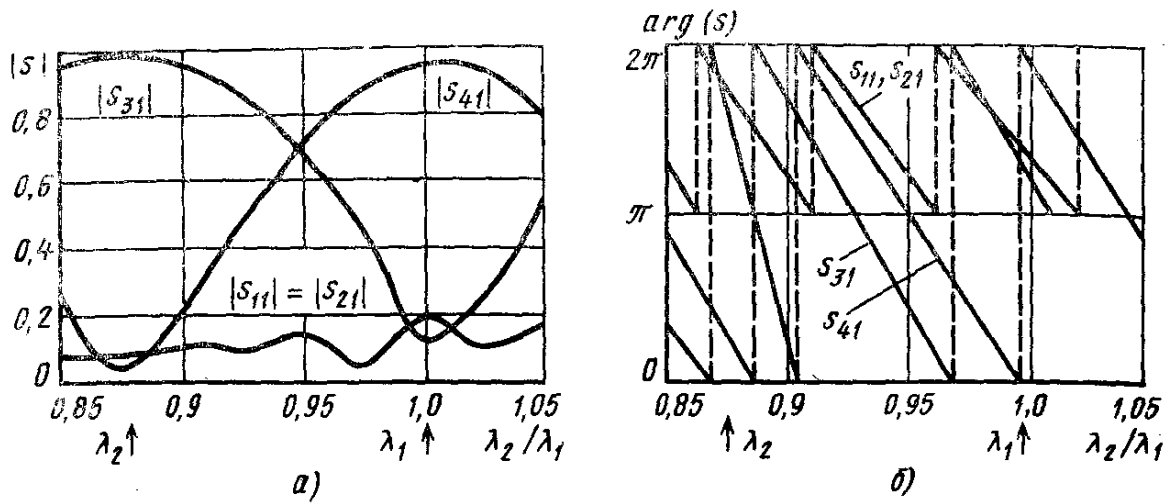


Рис. 13.12. Частотные зависимости модуля (а) и фазы (б) элементов МР ЧРК с отношением $\lambda_1/\lambda_2=0,875$

ного ЧРК. В соответствии с (13.4), (13.6), (13.7) определяют характеристики такого ЧРК на длине волны:

$$\lambda_1: \Gamma_{\lambda_1}=0,1; R_{\lambda_1}=20 \text{ дБ}; B_{\lambda_1}=19,9 \text{ дБ};$$

$$\lambda_2: \Gamma_{\lambda_2}=0,2; R_{\lambda_2}=14 \text{ дБ}; B_{\lambda_2}=13,53 \text{ дБ}.$$

Частотные характеристики спроектированного ЧРК представлены на рис. 13.12. Видно, что данный ЧРК обеспечивает хорошее разделение двух колебаний. Уровень отражений можно уменьшить экспериментально с помощью подстроечных винтов (рис. 13.10, поз. 2).

13.5. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ ДМ

Волноводно-щелевой делитель мощности можно представить в виде совокупности отрезков регулярных волноводов (ОРВ) и волноводных разветвлений (ВР). На рис. 13.13 приведена многополюсная схема ВЩДМ, конструкция которого изображена на рис. 13.2, а. Каждая пара его зажимов соответствует входу ОРВ или ВР для одной из волн H_{n0} . Все характеристики определяются из матрицы рассеяния ВЩДМ, которую, в свою очередь, можно найти методами теории цепей по известным обоб-

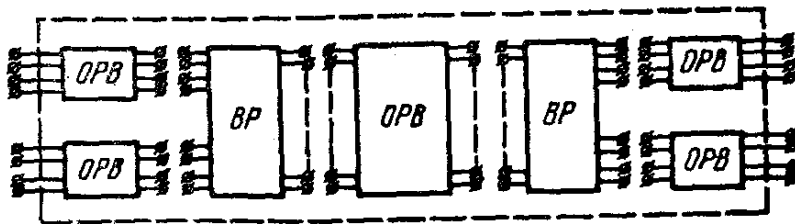


Рис. 13.13. Многополюсная схема ВЩДМ

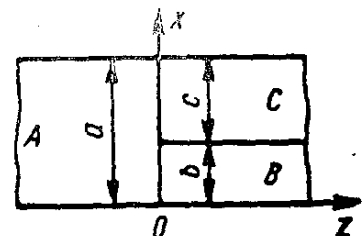


Рис. 13.14. Условная схема волноводного разветвления

щенным матрицам рассеяния многополюсников, входящих в ВЩДМ. Аналитические выражения элементов обобщенной матрицы рассеяния ВР определяются из решения уравнений электродинамики для соответствующей структуры (рис. 13.14), например, методом «сшивания» полей [13.3]. При этом стенки волноводов считаются бесконечно тонкими и идеально проводящими ($t=0$).

Волноводное разветвление распадается на три области A , B и C , в каждой из которых поперечные составляющие электрического и магнитного полей можно представить в виде ряда Фурье по собственным поперечным функциям соответствующей области. Необходимо выполнить условия непрерывности касательных составляющих полей на общих границах областей A , B , C . Это требование и использование свойства ортогональности собственных функций приводит к системе линейных алгебраических уравнений для коэффициентов рядов Фурье. Так, при возбуждении ВР из области B волной H_{10} получаем

$$\frac{\tilde{B}_l}{\gamma_{ib} + \gamma_{ma}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{B}_n}{\gamma_{nb} - \gamma_{ma}} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{C}_n}{\gamma_{nc} - \gamma_{ma}}, \quad (13.13)$$

где

$$\tilde{B}_l = (-1)^{l+1} \frac{i}{b \sqrt{b \gamma_{lb}}}; \quad \tilde{B}_n = (-1)^{n+1} \frac{n}{b \sqrt{b \gamma_{nb}}} B_n;$$

$$\tilde{C}_n = \frac{n}{c \sqrt{c \gamma_{nc}}} C_n,$$

$$A_m' = \frac{B_l'}{\gamma_{ib} - \gamma_{ma}} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n'}{\gamma_{nb} + \gamma_{ma}} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n'}{\gamma_{nc} + \gamma_{ma}}, \quad (13.14)$$

где $A_m' = \frac{\sqrt{a \gamma_{ma}}}{\pi \sin(m\pi b/a)} A_m$; $B_l' = (-1)^{l+1} \frac{i}{b^{3/2}}$; $B_n' =$

$= (-1)^{n+1} \frac{n}{b^{3/2}} B_n$; $C_n' = \frac{n}{c^{3/2}} C_n$; A_n , B_n , C_n — коэффициенты

Фурье в разложениях рассеянных полей в соответствующих областях; $\gamma_{nd} = \sqrt{(n\pi/d)^2 - k^2}$ — продольная постоянная распространения волны H_{n0} в области D ($D=A$, B или C); $n=1, 2, 3, \dots$; $d=a$ или c ; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число.

Аналогичные системы получаются и при возбуждении разветвленного волновода из области C . При возбуждении из области A волной H_{10} имеем

$$\frac{\tilde{A}_l}{\gamma_{ia} + \gamma_{mb}} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{A}_n}{\gamma_{na} - \gamma_{mb}} = 0; \quad \frac{\tilde{A}_l}{\gamma_{ia} + \gamma_{mc}} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{A}_n}{\gamma_{na} - \gamma_{mc}} = 0; \quad (13.15)$$

$$\tilde{B}_m = \frac{\tilde{A}_l}{\gamma_{ia} - \gamma_{mb}} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{A}_n}{\gamma_{na} + \gamma_{ab}}; \quad \tilde{C}_m = \frac{\tilde{A}_l}{\gamma_{ia} - \gamma_{mc}} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{A}_n}{\gamma_{na} + \gamma_{mc}},$$

где

$$\tilde{A}_i = \sin(i\pi b/a) / \sqrt{\gamma_{ia}}; \quad \tilde{A}_n = A_n \sin(n\pi b/a) / \sqrt{\gamma_{na}};$$

$$\tilde{B}_m = B_m (-1)^m b \sqrt{ab\gamma_{mb}} / (m\pi); \quad \tilde{C}_m = -C_m c \sqrt{ac\gamma_{mc}} / (m\pi).$$

При выводе этих уравнений берут зависимость от времени $\exp(-i\omega t)$ и следующие поперечные электрические и магнитные собственные функции областей A , B и C ; $e_{nd} = \sqrt{2W_{nd}/d} \sin(n\pi x/d)$; $h_{nd} = \sqrt{2/(W_{nd}d)} \sin(n\pi x/d)$, $n = 1, 2, 3, \dots$ $d = a, b, c$. Здесь $W_{nd} = -ik\rho/\gamma_{nd}$ — характеристическое сопротивление волновода с поперечным размером d ($d = a, b, c$). Нормирующие коэффициенты собственных функций обеспечивают симметрию обобщенной матрицы рассеяния и унитарность ее блока, соответствующего распространяющимся волнам входных волноводов.

Системы (13.14) и (13.15) относительно коэффициентов A_n , B_n и C_n имеют бесконечное множество решений, каждое из которых математически корректно, но лишь одно из них, удовлетворяющее условию острого ребра [13.3], верно с физической точки зрения. Эти системы можно решить, например, с помощью метода вычетов, который позволяет свести интеграл по замкнутому контуру от некоторой функции комплексного переменного к сумме вычетов в особых ее точках. Положение нулей и полюсов функции выбирают так, чтобы неизвестные в системе уравнений можно было отождествить с ее вычетами и тем самым выделить искомое решение. Ключевым моментом метода вычетов является построение указанной функции комплексного переменного. Для (13.14) эта функция имеет вид

$$f(\omega) = \frac{(-1)^{i+1} \pi i}{b \sqrt{ab\gamma_{ib}} (\omega + \gamma_{ib})} \exp \left\{ -\frac{\omega + \gamma_{ib}}{\pi} [b \ln(a/b) + c \ln(a/c)] \right\} \times$$

$$\times \frac{\prod_{v=1}^{\infty} (1 + \gamma_{ib}/\gamma_{vb}) \exp(-\gamma_{ib}b/v\pi)}{\prod_{v=1}^{\infty} (1 - \omega/\gamma_{vb}) \exp(\omega b/v\pi)} \frac{\prod_{v=1}^{\infty} (1 + \gamma_{ib}/\gamma_{vc}) \exp(-\gamma_{ib}c/v\pi)}{\prod_{v=1}^{\infty} (1 - \omega/\gamma_{vc}) \exp(\omega c/v\pi)} \times$$

$$\times \frac{\prod_{v=1}^{\infty} (1 - \omega/\gamma_{va}) \exp(\omega a/v\pi)}{\prod_{v=1}^{\infty} (1 + \gamma_{ib}/\gamma_{va}) \exp(-\gamma_{ib}a/v\pi)},$$

а коэффициенты $B_n' = \text{Res } f(\gamma_{nb})$; $C_n' = \text{Res } f(\gamma_{nc})$; $A_m' = \sqrt{a\gamma_{ma}/\pi} f(-\gamma_{ma})$. Для (13.10) указанная функция

$$f(\omega) = \frac{\sin(i\pi b/a)}{\sqrt{\gamma_{ia}} (\omega + \gamma_{ia})} \exp \left\{ \frac{\omega + \gamma_{ia}}{\pi} \left[b \ln \frac{a}{b} + c \ln \frac{a}{c} \right] \right\} \times$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{\prod_{v=1}^{\infty} (1 - \omega/\gamma_{vb}) \exp(\omega b/v\pi)}{\prod_{v=1}^{\infty} (1 + \gamma_{ia}/\gamma_{vb}) \exp(-\gamma_{ia}b/v\pi)} \frac{\prod_{v=1}^{\infty} (1 - \omega/\gamma_{vc}) \exp(\omega c/v\pi)}{\prod_{v=1}^{\infty} (1 + \gamma_{ia}/\gamma_{vc}) \exp(-\gamma_{ia}c/v\pi)} \times \\ & \times \frac{\prod_{v=1}^{\infty} (1 + \gamma_{ia}/\gamma_{va}) \exp(-\gamma_{ia}a/v\pi)}{\prod_{v=1}^{\infty} (1 - \omega/\gamma_{va}) \exp(\omega a/v\pi)} \end{aligned}$$

и коэффициенты $\tilde{B}_m = f(-\gamma_{mb})$; $\tilde{C}_m = f(-\gamma_{mc})$; $\tilde{A}_n = \text{Res } f(\gamma_{na})$. Соотношения для коэффициентов Фурье полностью определяют обобщенную матрицу рассеяния ВР. Матрица рассеяния отрезка регулярного волновода

$$S_{\text{ОРВ}} = \left[\begin{array}{c|c} 0 & L \\ \hline L & 0 \end{array} \right],$$

где L — диагональная матрица с элементами $\exp(-\gamma_{nd}l_d)$; l_d — длина соответствующего отрезка РВ; $d = a, b, c$.

После объединения выделенных на рис. 13.13 многополюсников в общую схему можно получить соотношение для результирующей матрицы рассеяния, определяющей характеристики ВЩДМ. Аналогично можно построить математические модели более сложных ВЩДМ (см. рис. 13.2, в).

Алгоритм построения моделей ВЩДМ с помощью обобщенных МР реализован в виде пакета прикладных программ на языке Фортран-IV, находящегося в фонде алгоритмов и программ МАИ. Он позволяет с заданной точностью определить характеристики сложных ВЩДМ в требуемой полосе частот.

Глава 14. ПОЛОСКОВЫЕ ДЕЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ СВЧ

14.1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Полосковые делители мощности (ПДМ) являются линейными $2n$ -полюсниками СВЧ, и большинство их свойств можно охарактеризовать с помощью параметров, рассмотренных в § 13.1. Параметры рассеяния ПДМ, схемы которых представлены на рис. 14.1 а—14.3, определяются через коэффициенты МР базовых

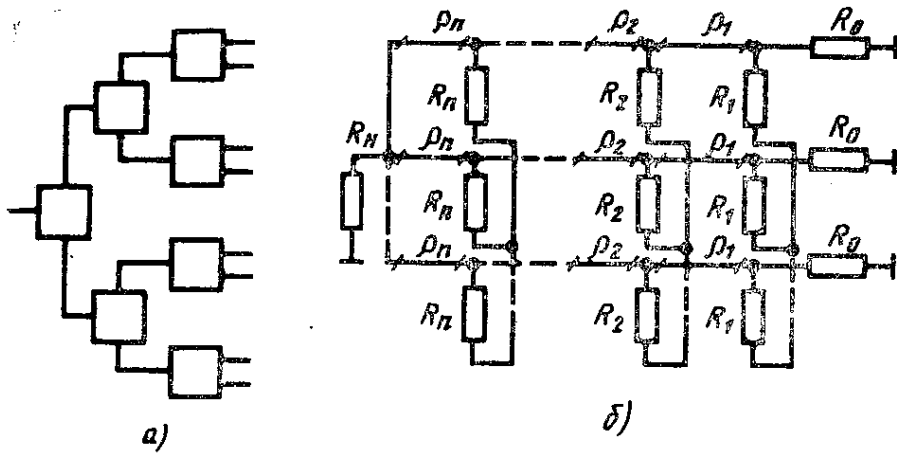


Рис. 14.1. Схемы полосковых ДМ параллельного типа:
 а — структурная; б — эквивалентная

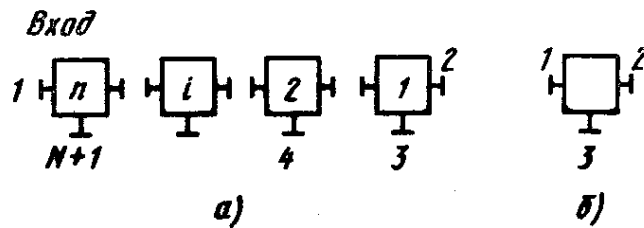


Рис. 14.2. Структурная схема полоскового ДМ последовательного типа (а) и элемент с нумерацией плеч (б)

элементов, составляющих делитель. Параметры ПДМ, схема которого приведена на рис. 14.1, б, рассчитывают с помощью цепей-прототипов. Конструкции ПДМ могут быть *планарные* (рис. 14.4) и *объемные* (рис. 14.5).

Расчет ПДМ через коэффициенты МР базовых элементов можно упростить при допущении согласования всех элементов. При кажущейся «грубости» такого допущения конечный результат (структура ПДМ и число элементов), как правило, бывает положительным, но требует уточнения отдельных деталей после исследования строгой математической модели и экспериментальной отработки фрагментов полномасштабного ПДМ. Используя

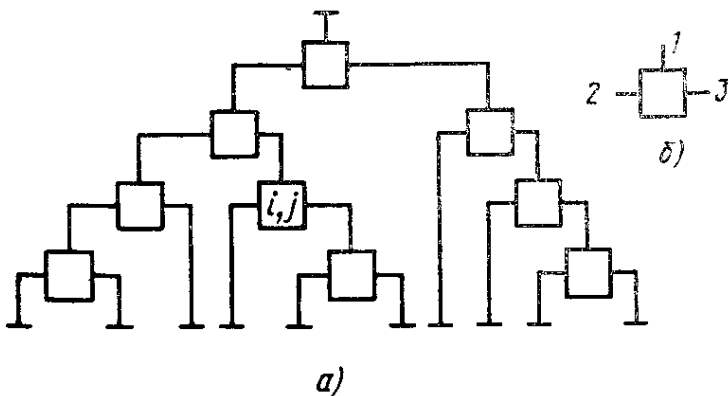


Рис. 14.3. Структурная схема полоскового ДМ смешанного типа (а) и элемент с нумерацией плеч (б)

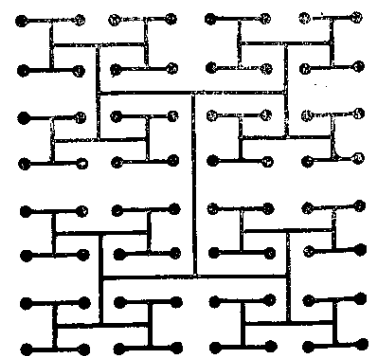


Рис. 14.4. Структура полоскового ДМ на 64 канала планарной конструкции

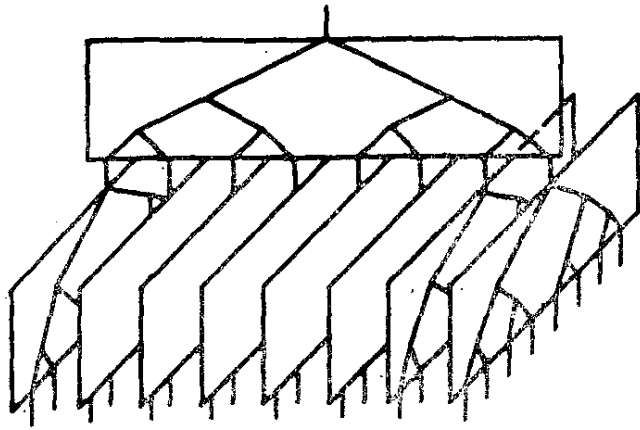


Рис. 14.5. Структура полоскового ДМ на 64 канала объемной конструкции

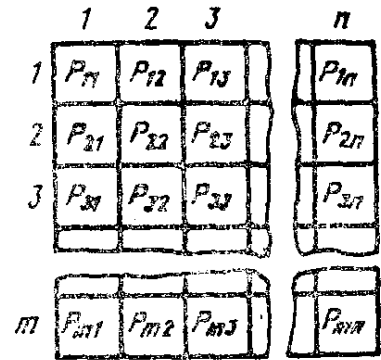


Рис. 14.6. Схема расположения источников, возбуждающих апертуру

это допущение, можно показать, что коэффициент передачи любого канала ПДМ равен произведению коэффициентов передачи элементов, составляющих канал. Это свойство позволяет синтезировать структуру ПДМ по заданному распределению мощности между выходными каналами.

Пусть излучатели АР расположены на пересечении строк и столбцов апертуры, обозначенных цифрами от 1 до n и от 1 до m соответственно (рис. 14.6). В каждый излучатель должна поступать мощность P_{ij} (i, j — номера строк и столбцов). Требуется синтезировать ПДМ, у которого значения мощностей на каждом из $n \times m$ выходов должны соответствовать требуемым. Задача решается в предположении, что ПДМ не имеет диссипативных и реактивных потерь (потерь на отражение). Мощность, подводимая ко входу делителя, равна сумме мощностей на выходах: $P_{\text{вх}} = \sum P_{ij}$, $i = 1, 2, \dots, n$; $j = 1, 2, \dots, m$. Разделим апертуру на k частей, полагая, что способы реализации делителей, возбуждающих k -е части, ясны. Вычислим мощности на входах делителей $P_k = \sum P_{ij}$, где ij — номера строк и столбцов k -й части апертуры. Затем определим делители, имеющие на выходах мощности P_k . После нескольких этапов придем к одному или нескольким входам ПДМ. На этом синтез структуры ПДМ можно считать законченным.

Поскольку большинство ПДМ составлены из *двухканальных делителей (ДД)*, соединенных по смешанной или последовательной схеме, приведем методику расчета коэффициентов деления последних при заданных мощностях на выходах. Под *коэффициентом деления* будем понимать число, показывающее, во сколько раз амплитуда поля в одном канале ДД больше (меньше) амплитуды поля в другом. Коэффициент деления по полю (напряжению) обозначим через m , а коэффициент деления по мощности через m^2 . Коэффициенты деления ПДМ смешанного типа

$$m^2(i, j) = \Sigma_1 / \Sigma_2, \quad (14.1)$$

последовательного типа

$$m^2(i) = \Sigma_1 / \Sigma_3, \quad (14.2)$$

где i — номер ряда ДД смешанного ПДМ или номер ДД в последовательном ПДМ; j — номер ДД в ряду смешанного ПДМ; Σ_1 — сумма мощностей, которые должны быть на выходах многоканального делителя, присоединяемого к плечу 2 j -го ДД i -го ряда для смешанного ПДМ, или сумма мощностей, которые должны быть на выходах многоканального делителя, присоединяемого к плечу 2 i -го ДД последовательного ПДМ; Σ_2 — то же, что и Σ_1 , но для плеча 3 смешанного ПДМ; Σ_3 — мощность на выходе 3 i -го ДД последовательного ПДМ. По рассчитанным коэффициентам деления выбирают ДД, из которых можно построить весь ПДМ. Делители мощности, построенные по схеме рис. 14.1, б с заданным распределением мощности, рассчитываются с помощью делителей-прототипов с равным делением мощности.

Многоканальный делитель мощности (МДМ) с равным делением мощности (см. рис. 14.1, б) содержит входную и выходную линии с волновыми сопротивлениями R_n и R_0 . Каждый канал МДМ представляет собой трансформатор с волновыми сопротивлениями ступеней $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n$. Электрические длины всех ступеней трансформатора одинаковы. Между ступенями каналов по схеме «звезда» включены балластные нагрузки с сопротивлениями R_1, R_2, \dots, R_n .

Если M каналов МДМ объединить, т. е. соединить между собой эквипотенциальные точки, то по полученному каналу в нагрузку с сопротивлением R_0/M будет передаваться в M раз большая мощность. При этом волновые сопротивления ступеней каналов и соответствующие балластные сопротивления должны быть уменьшены в M раз. Таким образом получается делитель, распределяющий одинаковую мощность в $N-M$ нагрузок с сопротивлениями R_0 и в M раз большую мощность в нагрузку с сопротивлением R_0/M . Сопротивления эквивалентной цепи, объединяющей M каналов,

$$R_{0э} = R_0/M; R_{iэ} = R_i/M; \rho_{iэ} = \rho_i/M. \quad (14.3)$$

Следовательно, можно создать делитель с любым распределением мощности между каналами.

Изложенное выше справедливо и для разъединения каналов. Пусть имеем двухканальный МДМ с равным делением ($N=2$). Обозначим сопротивления такого делителя R_i', ρ_i' . От ДД перейдем к N -канальному, пересчитав сопротивления по формулам

$$R_i = R_i' N/2, \rho_i = \rho_i' N/2. \quad (14.4)$$

Получим выражения для расчета делителя на q каналов с мощностями P_1, P_2, \dots, P_q ($P_1 > P_m, m=2, 3, \dots, q$).

Обозначим

$$K_m' = P_m/P_1. \quad (14.5)$$

Выберем такой коэффициент α , при котором все величины (14.5) при умножении на него становятся целыми числами:

$$K_m = \alpha K_m' = \alpha P_m/P_1. \quad (14.6)$$

Коэффициенты K_m , $m=1, 2, \dots, q$, пропорциональны мощности в каналах 1, 2, ..., q . Вычислим

$$N = \sum_{m=1}^q K_m, \quad (14.7)$$

где N — число каналов делителя с равным делением; K_m — число каналов N -канального делителя, объединяемых для получения требуемой мощности P_m в нагрузке m -го канала.

Итак, расчет делителя на q каналов с мощностями P_1, P_2, \dots, P_q сводится к следующему: определяем сопротивления цепей двухканального делителя-прототипа R_i', ρ_i' ; по формулам (14.5) — (14.7) рассчитываем величины α, K_m и N ; по формулам, полученным с учетом (14.4), вычисляем сопротивления синтезированного МДМ:

$$R_{i \text{ э} m} = R_i' N / (2K_m), \quad i=0, 1, \dots, n; \quad m=1, 2, \dots, q; \quad (14.8)$$

$$\rho_{i \text{ э} m} = \rho_i' N / (2K_m), \quad i=1, 2, \dots, n; \quad m=1, 2, \dots, q.$$

Как было показано, многоканальные ПДМ обычно выполняются из двухканальных базовых элементов. Элемент деления для ПДМ выбирается с учетом многих факторов: уровня мощности, коэффициента деления, диапазонных свойств, «вписываемости» в конструкцию системы, технологичности и т. п. Большой класс двухканальных базовых элементов составляют кольцевые мосты. На рис. 14.7 приведены схемы нескольких наиболее типичных мостов с параллельным включением плеч и длинами кольца $1,5\lambda$ (рис. 14.7, а, б), λ (рис. 14.7, в), $\lambda/2$ (рис. 14.7, г). Их плечи отстоят друг от друга на расстоянии, кратном $\lambda/4$ (λ — длина волны в кольцевой части). В связи с созданием

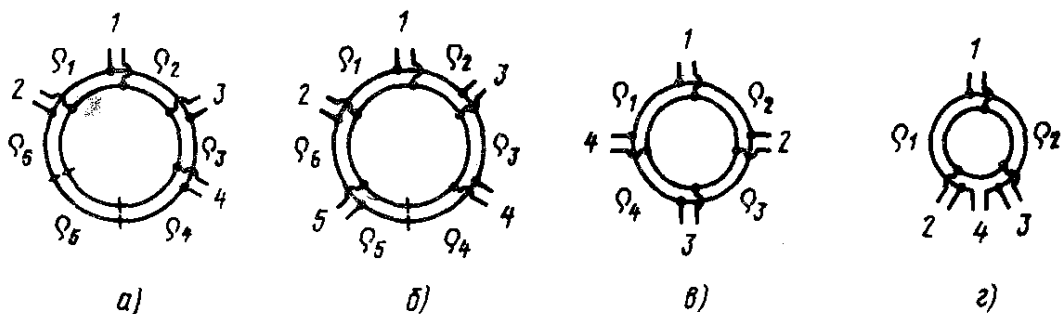


Рис. 14.7. Схемы кольцевых мостов:

а, г — гибридного, б — пятиплечевого, в — двухшлейфного

новых типов линий передачи для микроэлектронных устройств (щелевых, компланарных и их разновидностей) появилась возможность выполнять мосты на комбинациях линий как с одной, так и с двух сторон подложки. Число их типов достигает нескольких десятков. Целесообразно изложить общие принципы проектирования (или даже синтеза) мостов, с помощью которых специалист, разрабатывающий ПДМ, мог бы максимально использовать творческие способности в процессе поисков оптимальных решений.

Важнейшим свойством кольцевого моста является «трансформация плеч» вдоль кольца. Любое его плечо или несколько плеч можно перенести вдоль кольца на расстояние, кратное $\lambda/4$. При этом если коэффициент кратности четный, то параллельное (последовательное) плечо трансформируется в параллельное (последовательное), а если нечетный, то параллельное (последовательное) плечо трансформируется в последовательное (параллельное). Все изложенное справедливо, если трансформируется и «часть плеча», т. е. плечо разбивается, например, на два и одно из них трансформируется вдоль кольца, а другое остается на месте. Мосты, изображенные на рис. 14.8, получены путем трансформации плеч кольцевого моста, приведенного на рис. 14.7, а. Модифицированный кольцевой мост, показанный на рис. 14.7, б, получен из моста на рис. 14.7, а путем разбиения плеча 4 на два параллельных плеча и трансформации одного из них с помощью полуволнового отрезка в плечо 5.

После выбора или создания моста с необходимым расположением плеч производится расчет волновых сопротивлений его четвертьволновых отрезков. Допуская, что плечи моста (если их четыре) на средней частоте согласованы, мост имеет две пары развязанных плеч, мощность между плечами делится в требуемом отношении, можно рассчитать все волновые сопротивления моста. При расчете полагают, что сопротивления ρ_1, \dots, ρ_6 и R_1, \dots, R_4 выбраны так, что плечи 1 и 4, 2 и 3 развязаны, а энергия, поступающая, например, в плечо 1 (4), распределяется между плечами 2 и 3 и не поступает в плечо 4 (1) на средней частоте рабочего диапазона. Тогда в сечении развязанного плеча эквивалентное сопротивление равно сопротивлению либо хо-

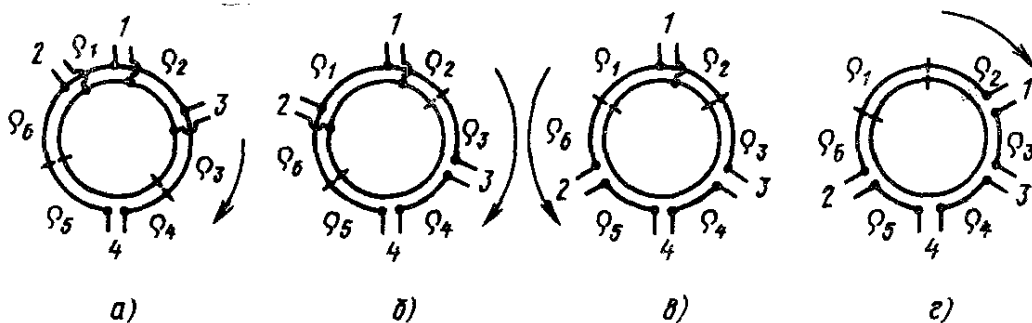
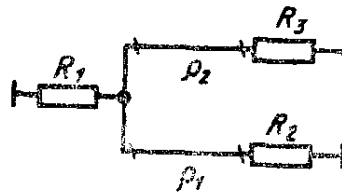


Рис. 14.8. К объяснению трансформации в кольцевом мосте плеч: 4 (а), 3 и 4 (б), 2 (в), 1 и 4 (г)

Рис. 14.9. Эквивалентная схема кольцевого моста



лостого хода ХХ, если плечо последовательное, либо короткого замыкания КЗ, если плечо параллельное.

Кольцевую цепь можно разорвать в сечении, при этом распределение поля вдоль кольца не нарушится. Разрыв моста в сечении развязанного плеча позволяет свести его схему к разветвлению линий передачи. Например, для мостов, изображенных на рис. 14.7, а и 14.8, а, при возбуждении с плеча 1 схема разветвления линий передачи имеет вид, изображенный на рис. 14.9. Далее, используя свойства трансформации линий передачи, определяют эквивалентное сопротивление в точке разветвления и приравнивают его сопротивлению плеча (условие согласования). Записав такие уравнения для каждого из плеч и определив коэффициент деления по мощности через отношение мощностей в плечах 2 и 3, рассчитывают сопротивления моста.

Пример. Выведем формулы для моста, схема которого приведена на рис. 14.7, а. При возбуждении плеча 1 сигналом с амплитудой U мощности в плечах 2 и 3 будут $P_2 = U^2 / (\rho_1^2 / R_2)$ и $P_3 = U^2 / (\rho_2^2 / R_3)$. Коэффициент деления по мощности $m^2 = P_2 / P_3 = (R_2 / \rho_1^2) (\rho_2^2 / R_3)$. Условия согласования плеч 1—4: $1/R_1 = R_2 / \rho_1^2 + R_3 / \rho_2^2$; $1/R_2 = R_1 / \rho_1^2 + R_4 / \rho_4^2$; $1/R_3 = R_1 / \rho_2^2 + R_4 / \rho_4^2$; $1/R_4 = R_3 / \rho_3^2 + R_2 / \rho_4^2$;

Из приведенных соотношений получаем

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \sqrt{R_1 R_2} [1 + m^2]^{0,5} / m, & \rho_2 &= \sqrt{R_1 R_3} [1 + m^2]^{0,5}, \\ \rho_3 &= \sqrt{R_3 R_4} [1 + m^2]^{0,5} / m, & \rho_4 &= \rho_5 = \rho_6 = \sqrt{R_2 R_4} [1 + m^2]^{0,5}. \end{aligned} \quad (14.9)$$

По (14.9) можно рассчитать все сопротивления кольца, задавшись значениями R_1 — R_4 и m . Аналогично можно вывести и выражения для расчета моста другой структуры.

Рассмотренные кольцевые мосты применяются для построения ПДМ с полосой пропускания до 40%. При полосе пропускания в октаву и более ПДМ выполняют из широкополосных делителей мощности (ШДМ). Такой делитель состоит из n четвертьволновых секций (линий передачи) с сопротивлениями ρ_1 — ρ_n и n балластных резисторов R_1 — R_n . Вход и выход делителя нагружаются на резисторы R_n и R_0 соответственно. Расчет ШДМ производится методом зеркальных изображений путем представления шестиполюсника на рис. 14.10, а в виде двух четырехполюсников (рис. 14.11) для четного и нечетного видов возбуждения. Сопротивлениями ρ_1, \dots, ρ_n определяют как сопротивления многоступенчатого трансформатора (или перехода) между нагрузками R_0 и $2R_n$ (см. рис. 14.11, а) по формулам или таблицам из [0.8; 10.3]. Для расчета сопротивлений R_1, \dots, R_n

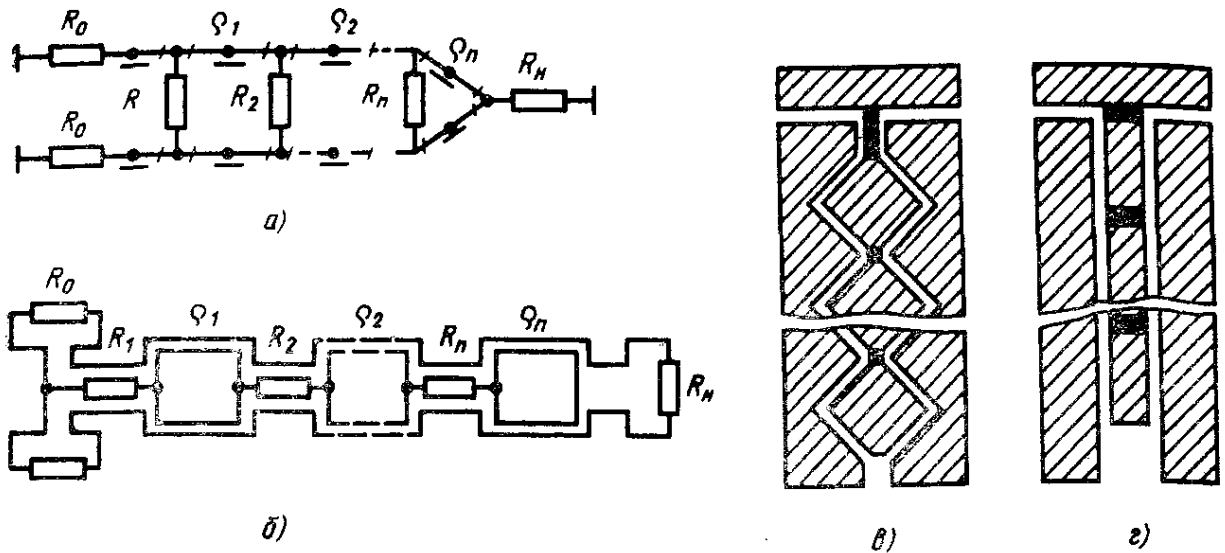


Рис. 14.10. Широкополосный делитель мощности параллельного (а) и последовательного (б) типов и топология последовательного делителя на щелевой линии (в, г)

необходимо найти входную проводимость четырехполюсника (рис. 14.11, б) $y_{вх}$ и для тех значений электрических длин четвертьволновых отрезков, при которых $y_{вх} = 1/R_0$, составить систему уравнений, решениями которой являются сопротивления R_1, \dots, R_n .

Для двухзвенного ШДМ

$$R_0^{-1}\rho_1 = \{[hT^{0,5} + (h^2T + T)^{0,5}]\}^{0,5}; \quad (14.10)$$

$$R_0^{-1}\rho_2 = T/(\rho_0^{-1}\rho_1); \quad (14.11)$$

$$R_1 = [2(\rho_1/\rho_2)R_0R_2] / [R_2(\rho_0 + \rho_2) - 2\rho_2R_0]; \quad (14.12)$$

$$R_2 = [2\rho_1/\rho_2] / [(\rho_2 - \rho_1 \operatorname{ctg}^2 \theta_0)(\rho_1 + \rho_2)]^{0,5}, \quad (14.13)$$

где $h = |s_{11}|_{\max} / [1 - |s_{11}|_{\max}^2]^{0,5}$; $\operatorname{ctg} \theta_0 = S \sqrt{2}/2$; $S = \{0,5[1 + (T-1)/(2hT)]\}^{0,5}$; $T = 2R_n/R_0$. Если $R_0 > 2R_n$, то $T = R_0/2R_n$, в (14.10) и (14.11) $R_0^{-1}\rho_1$ заменяют на $\rho_2/2R_n$, $R_0^{-1}\rho_2$ — на $\rho_1/2R_n$, а в (14.2) R_0 заменяют на $2R_n$.

Для трехзвенного ШДМ

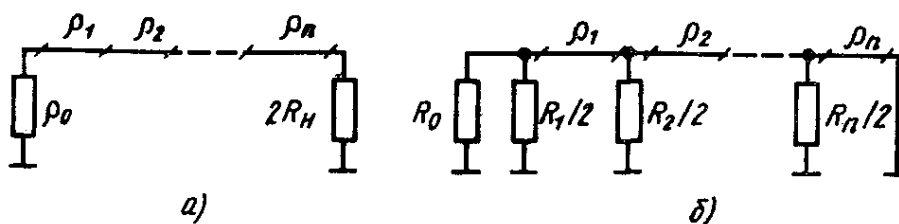


Рис. 14.11. Эквивалентные схемы четырехполюсников для типов колебаний: а — четного; б — нечетного

$$\begin{aligned}
& (\rho_1/R_0)^4 + 2(\rho_1/R_0)^3 \sqrt{T} - (T-1) \operatorname{ctg}^2 \theta_0 (\rho_1/R_0)^2 \delta - \\
& - 2(\rho_1/R_0) \sqrt{T} - T = 0; \quad (\rho_2/R_0) = \sqrt{T}; \\
& \rho_3/R_0 = T/(\rho_1/R_0); \quad \theta_0 = \arccos(S\sqrt{3}/2), \\
& S = \{\operatorname{ch}\{0,33 \operatorname{arch}[0,25T^{-1}(T-1)^2(|s_{11}|_{\max}^{-2} - 1)]^{0,5}\}\}^{-1}, \quad (14.14)
\end{aligned}$$

где $\delta=1$ для чебышевской характеристики и $\delta=0$ для максимально плоской; $T=2R_n/R_0$. Если $R_0 > 2R_n$, то $T=R_0/2R_n$; ρ_1/R_0 заменяют на $\rho_3/(2R_n)$, ρ_3/R_0 — на $\rho_1/(2R_n)$, ρ_2/R_0 — на $\rho_2/(2R_n)$.

Сопротивления R_1, \dots, R_3 определяются из решения уравнений

$$x_1 = y_0 - x_3 (y_1)^2 / [x_2 x_3 - (y_2)^2], \quad (14.15)$$

$$\begin{aligned}
& x_2 \{B_1[y_1^2 - x_2^2] + \{B_1^2[y_1^2 - x_2^2]^2 - 4x_2^2 y_2^3 B_1\}^{0,5}\} / (2x_2 y_2), \\
& x_3 = \{x_2[A_1 + y_2^2 + \{x_2^2[A_1 + y_2^2]^2 + 4[y_1(y_1 + y_2) - x_2^2]y_2^2(B_1 y_1 + \\
& + A_1)\}^{0,5}\} / \{2[y_1(y_1 + y_2) - x_2^2]\},
\end{aligned}$$

где $y_0 = R_0^{-1}$; $y_1 = \rho_1^{-1}$; $y_2 = \rho_2^{-1}$; $y_3 = \rho_3^{-1}$; $x_1 = 2R_1^{-1}$; $x_2 = 2R_2^{-1}$; $x_3 = 2R_3^{-1}$; $A_1 = y_2^2 + a^2 y_2 y_3$, $B_1 = y_2 + y_3$; $a = -i \operatorname{ctg} \theta$, $\theta = \pi/2$; $\theta = \theta_0$.

Делитель с последовательным включением плеч (см. рис. 14.10, б) рассчитывается по формулам (14.10) — (14.15) при замене в них сопротивлений на проводимости, а проводимостей на сопротивления.

14.2. МЕТОДИКА ПРОЕКТИРОВАНИЯ ПОЛОСКОВЫХ ДЕЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ

Процесс проектирования ПДМ можно разбить на следующие этапы:

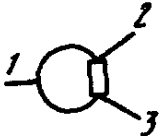
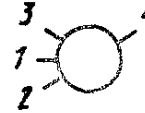
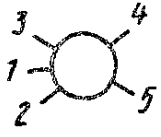
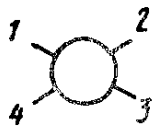
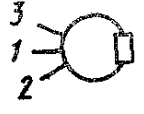

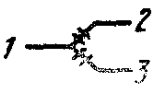



1. Синтез структуры ПДМ, под которым понимают построение ПДМ всех вариантов схем, имеющих заданные числа выходов, входов и распределение мощности между выходными каналами. Итогом должны быть структуры ПДМ и значения коэффициентов деления элементов, рассчитанные по формулам (14.1) и (14.2).

2. Выбор двухканальных элементов деления и построение различных вариантов ПДМ.

3. Расчет двухканальных базовых элементов ПДМ и исследование их реализуемости. Результатом должны быть значения волновых и балластных сопротивлений базовых элементов.

4. Конструктивный расчет элементов и ПДМ на заданной или выбранной линии передачи. При этом определяются геометрические размеры элементов конструкции, конфигурация соединительных линий, повороты, опоры, элементы подстройки, присоединительные размеры и т. п.

Таблица 14.1

Устройство	Характеристики $K_{СТ1}$; $K_{СТ2}$; $K_{СТ3}$; L_{12} ; L_{13} ; L_{23} в полосе частот		$ s_{12}/s_{13} ^2_{max}$
	$\pm 10\%$	$\pm 20\%$	
	1,12; 1,01; 1,01; 3,02; 3,02; 25	1,24; 1,03; 1,03; 3,06; 3,06; 19	3 ± 1
	1,14; 1,12; 1,14; 3,24; 2,85; 24,6	1,43; 1,29; 1,43; 4,17; 2,47; 17	10 ± 1
	1,13; 1,08; 1,08; 3,1; 3,1; 21	1,4; 1,28; 28; 3,44; 3,44; 15	10 ± 1
	1,47; 1,47; 1,47; 3,62; 3,04; 14,9	2,2; 2,2; 2,2; 5,2; 3,36; 10,2	10 ± 1
	1,14; 1,06; 1,06; 3,03; 3,03; 25	1,42; 1,26; 1,26; 3,14; 3,14; 18,9	3 ± 1
	2; 2; 2; 3,5; 3,5; 3,5	2; 2; 2; 3,5; 3,5; 3,5	3 ± 1
	1,12; 3; 3; 3,02; 3,02; 5,9	1,25; 3; 3; 3,06; 3,06; 5,8	3 ± 1
	1,06; 1,06; 1,06; 2,95; 3,05; 30	1,08; 1,08; 1,08; 2,9; 3,15; 30	$(1000) \pm 1$
	1; 1; 1; 3,09; 2,93; 25	1; 1; 1; 3,32; 2,72; 20	$(1000) \pm 1$
	1,04; 1,15; 1,15; 3,5; 3,5; 22,5	2,1; 1,5; 1,5; 4,5; 4,5; 16	10 ± 1

5. Исследование и анализ частотных характеристик базовых элементов деления, делителей и вариантов конструкции ПДМ. Этот этап обычно подразумевает наличие математических моделей элементов, а также комплекса программ для исследования частотных характеристик ПДМ, анализ которых дает все сведения об основных радиотехнических параметрах в диапазоне частот.

6. Сопоставление по радиотехническим, конструкторско-технологическим и экономическим параметрам всех вариантов ПДМ и выбор оптимального.

Данную методику нельзя считать исчерпывающей. Ее можно дополнить новыми этапами или исключить отдельные этапы.

В табл. 14.1 приведены сведения о частотных характеристиках (ЧХ) и коэффициентах деления двухканальных делителей. Подразумевается, что все элементы возбуждаются с плеча 1, а энергия распределяется между плечами 2 и 3. Например, для элемента 2 в столбце 3 для полосы частот $\pm 20\%$ читаем: $K_{ст1} = 1,43$; $K_{ст2} = 1,29$; $K_{ст3} = 1,43$; $L_{12} = 4,17$; $L_{13} = 2,47$; $L_{23} = 17$. Значения параметров элементов 6 даны для одинаковых линий. Элемент 7 получен из элемента 1 путем исключения балластного резистора. Более подробные сведения о двухканальных делителях можно найти в [14.1].

14.3. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА ПДМ

Пример 1. Синтезируют ДД с мощностями в выходных каналах 0,75 и 0,25. В качестве прототипа выбирают двухзвенный делитель. По формулам (14.10) — (14.13) при коэффициенте отражения 0,2, задавшись $R_0' = R_H' = 30$ Ом, рассчитывают: $\rho_1' = 39,6$; $\rho_2' = 45,6$; $R_1' = 48,6$; $R_2' = 40,5$. По формулам (14.5) — (14.8) вычисляем: $K_1' = 1$; $K_2' = 0,33$; $\alpha = 3$; $K_1 = 3$; $K_2 = 1$; $N = 4$; $R_{0a1} = 20,01$; $R_{0a2} = 60$; $R_{1a1} = 32,4$; $R_{1a2} = 97,2$; $R_{2a1} = 27$; $R_{2a2} = 81$; $\rho_{1a1} = 26,4$; $\rho_{1a2} = 79,2$; $\rho_{2a1} = 30,4$; $\rho_{2a2} = 91,2$.

Поскольку делитель двухканальный, то балластные нагрузки в каждом

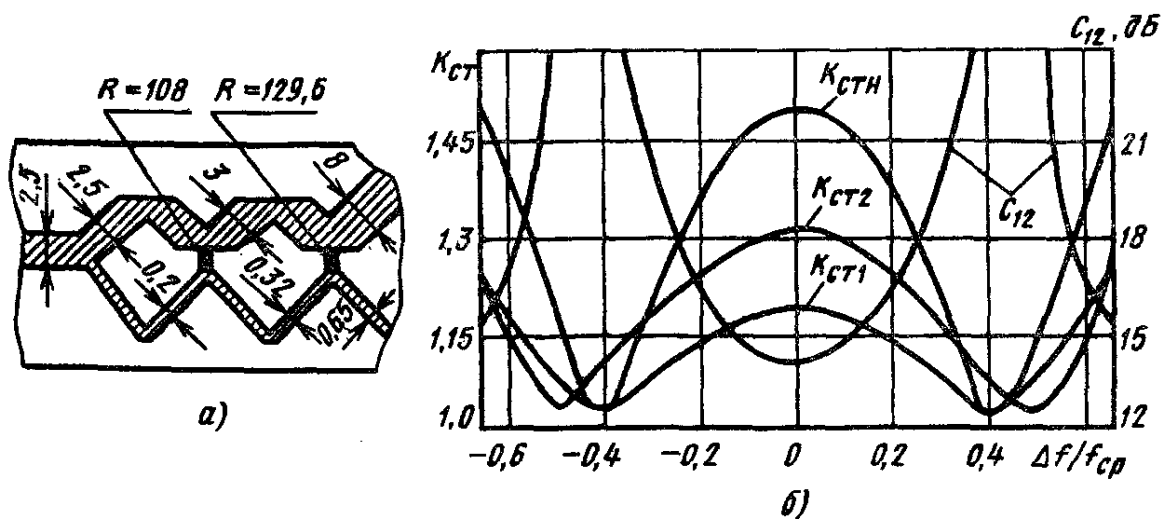


Рис. 14.12. Широкополосный делитель мощности:

а — топология; б — частотные характеристики

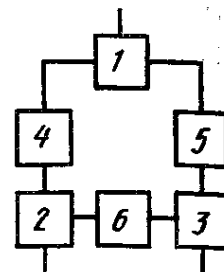
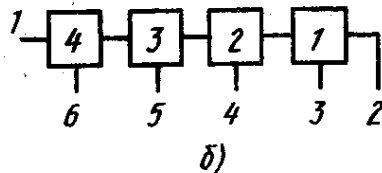
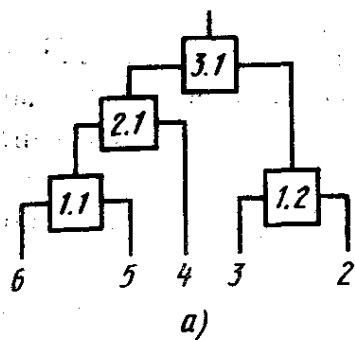


Рис. 14.13. Структурные схемы пятиканальных делителей:
 а — смешанного типа; б — последовательного типа

Рис. 14.14. Структурная схема двухканального делителя

звене соединены последовательно и их сопротивления $R_{13} = R_{131} + R_{132} = 129,6$; $R_{23} = R_{231} + R_{232} = 108$.

Сопротивления ρ и R измеряются в омах. На рис. 14.12, а приведен эскиз платы микрополоскового ДМ с параметрами подложки: диэлектрическая проницаемость $\epsilon_r = 9,6$; толщина 1 мм. В топологии платы учтена дисперсия в микрополосковой линии: четвертьволновые отрезки узких линий длиннее широких. Рассчитанные ЧХ делителя изображены на рис. 14.12, б. Значение модулей коэффициентов каналов лежат в пределах 1,25...1,44 и 6,02...6,2 дБ соответственно.

Пример 2. Требуется рассчитать ПДМ на пять каналов с распределением мощностей 0,25; 0,75; 1; 0,75; 0,25. Выбрав схему построения делителя (рис. 14.13), находят коэффициент деления:

для смешанного ПДМ по (14.1)

$$m^2(1,1) = P_6/P_5 = 1/3; \quad m^2(1,2) = P_3/P_2 = 3; \quad m^2(2,1) = (P_6 + P_5)/P_4 = 1;$$

$$m^2(3,1) = (P_6 + P_5 + P_4)/(P_3 + P_2) = 2;$$

для последовательного ПДМ по (14.2)

$$m^2(1) = P_2/P_3 = 1/3; \quad m^2(2) = (P_2 + P_3)/P_4 = 1;$$

$$m^2(3) = (P_2 + P_3 + P_4)/P_5 = 2,66; \quad m^2(4) = (P_2 + P_3 + P_4 + P_5)/P_6 = 11.$$

Отдаем предпочтение смешанному ПДМ, поскольку коэффициенты деления его элементов имеют меньший диапазон значений, чем у последовательного. Из табл. 14.1 выбираем элемент 2 из следующих соображений: он достаточно широкополосный, имеет допустимые значения коэффициента деления. Далее поступаем в соответствии с методикой § 14.2.

Возможности математического моделирования ПДМ иллюстрируют ЧХ ПДМ на 4096 каналов с равным делением мощности. Делитель содержит 4095 двухканальных ДМ, схема которых дана на рис. 14.7, г, и 4094 соединительные линии. При расчете ДД был представлен в виде СВЧ цепи (рис. 14.14), состоящей из разветвлений линий передачи 1—3; распределительного резистора 6 длиной $0,06\lambda$ (λ — длина волны на средней частоте) и двух четвертьволновых отрезков линий передачи 4, 5. На рис. 14.15 показана зависимость коэффициента деления C_{23} и коэффи-

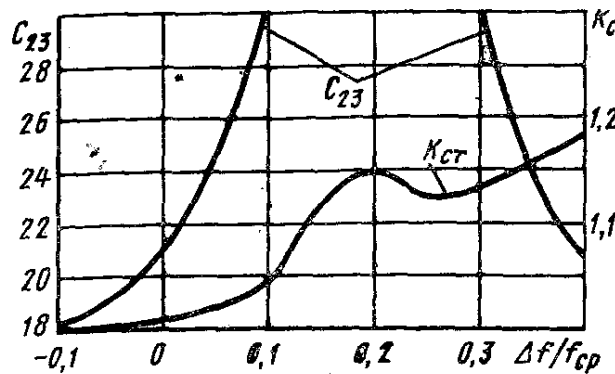


Рис. 14.15. Зависимости коэффициента деления C_{23} и коэффициента стоячей волны $K_{ст}$ на входе ДД от относительной частоты $\Delta f/f_{ср}$

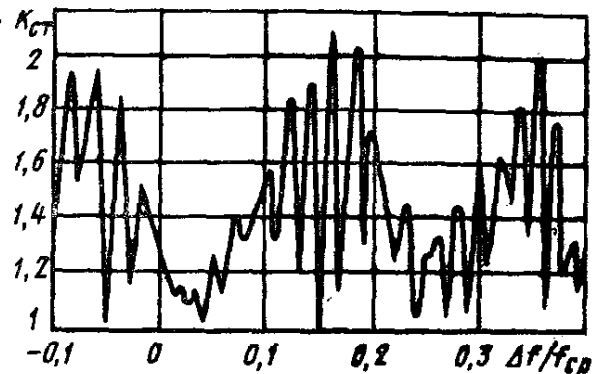


Рис. 14.16. Зависимость коэффициента стоячей волны на входе $K_{ст}$ полоскового делителя мощности на 4096 каналов от относительной частоты $\Delta f/f_{ср}$

циента стоячей волны $K_{ст}$ на входе ДД от относительной частоты $\Delta f/f_{ср}$, где $\Delta f = f - f_{ср}$, $f_{ср}$ — средняя частота рабочего диапазона ДД. Таким образом, ПДМ содержит более 28 тыс. элементов. Исследование модели ПДМ на ЭВМ позволило путем перебора определить оптимальные длины соединительных линий между ДД, выявить влияние длины балластного резистора в двухканальных элементах деления на частотные характеристики ПДМ и определить значения его параметров в диапазоне частот. Зависимость $K_{ст}$ на входе полоскового ДМ на 4096 каналов от относительной частоты $\Delta f/f_{ср}$ изображена на рис. 14.16.

Глава 15. ВОЛНОВОДНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

15.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Создание эффективных устройств и систем СВЧ немислимо без использования линий планарных конструкций (микростриповых, щелевых и т. д.). Применение их в СВЧ диапазоне сдерживается технологическими причинами и проявлением ряда физических механизмов распространения волн, которые накладывают уже функциональные ограничения. Особенно критично пропорциональное длине волны уменьшение поперечных размеров волноведущих структур. Увеличение затухания, связанное с уменьшением толщины скин-слоя, усугубляется резко неравномерным распределением продольных токов, возникающих из-за влияния острых ребер в микростриповых и щелевых линиях, а также технологическими дефектами (неровностью краев провод-

ников, шероховатостью поверхности и др.). Уменьшение поперечных размеров, в особенности применение все более тонких подложек, ухудшает общетехнические показатели качества: устойчивость к механическим воздействиям, надежность, технологичность.

Главная причина трудностей, возникающих при создании планарных устройств в КВЧ диапазоне, заключается в использовании квази-Т-волны, которая определяет «проводной»* механизм распространения энергии.

Один из вариантов решения — отказ от «проводного» принципа передачи и переход к диэлектрическим волноводам (ДВ). Физические механизмы распространения и преобразования волн ДВ определяются не поверхностным распределением токов проводимости, а объемным распределением токов поляризации; в этом смысле они близки к «беспроводному» распространению волн в свободном пространстве.

Потери, связанные с наличием неидеального диэлектрика в области поля, оказываются меньше, чем в полых металлических волноводах, а тем более в линиях планарных конструкций на частотах 30...40 ГГц при угле потерь диэлектрика $\delta = 2 \cdot 10^{-4}$. С ростом частоты f при постоянстве δ соотношение потерь в диэлектрике и металле меняется пропорционально $f^{-1/2}$. Наличие в конструкции ДВ металлических элементов слабо увеличивает суммарные потери вследствие более равномерного распределения токов проводимости по их поверхности. Объемно распределенный характер токов поляризации ДВ также предопределяет при правильном сочетании параметров меньшие допуски на поперечные размеры ДВ.

Из большого числа достаточно изученных элементов и устройств на ДВ в настоящее время преобладают пассивные. Следует отметить [15.1, 15.2], что из-за физических и технологических ограничений диапазона КВЧ даже создание пассивных устройств — непростая задача. Трудности в создании активных устройств на преобладающей в данное время дискретной элементной базе связаны с «беспроводным» характером ДВ. Назовем здесь только два следствия «беспроводного» характера ДВ (подробнее см. [15.1; 15.2]). Во-первых, в проводных линиях и устройствах СВЧ один из важнейших эффектов, проявляющихся на нерегулярных участках, — отражение волн, которое более или менее адекватно описывается в терминах согласования волновых сопротивлений. В беспроводных ДВ, особенно выполненных из материалов с $\epsilon = 2 \dots 4$, преобладающим эффектом на нерегулярных участках является излучение, интенсивность которого практически не связана с разницей в волновых

* Понятия «проводной» и «беспроводной» отражают главное различие свойств классов линий передачи с хорошо проводящими элементами и без них.

сопротивлениях. Этим можно объяснить то, что в технике ДВ до сих пор не возникло необходимости применения понятия волнового сопротивления, а согласование по отражению практически вообще не обсуждалось. Во-вторых, распределенная связь в проводных линиях с T -волнами (коаксиальных, полосковых и др.) противонаправлена, а в ДВ сонаправлена, что в большей мере и определяет специфику устройств на электрических волноводах.

15.2. МЕХАНИЗМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Формирование пространственно ограниченных волновых образований (пучков) в безграничной однородной диэлектрической среде определяется только источником (антенной). В однородном пространстве волновым пучкам присуще свойство расходимости, а изменение направления их распространения требует применения специальных средств (например, отражателя, расположенного под углом к направлению распространения).

Волноводный принцип распространения ЭМВ предполагает организацию неоднородной диэлектрической среды. Механизм распространения при этом интерпретируют как зигзагообразное распространение парциальных волн внутри более плотной среды путем последовательных отражений от поверхностей волновода, где происходит скачок диэлектрической проницаемости, либо рефракций волн на участках плавного ее изменения.

В регулярном ДВ с внешним однородным диэлектрическим окружением возможны два режима распространения: без вытекания волн (рис. 15.1, а), когда отражение полное, и с вытеканием волн (рис. 15.1, б), когда оно неполное. Вытекание волн

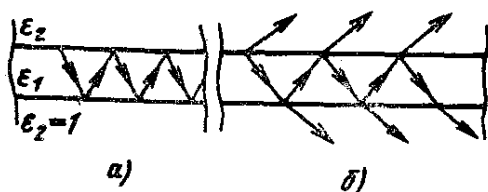


Рис. 15.1. Лучевое представление распространения волн в регулярном ДВ с однородным диэлектрическим окружением:
 а — без вытекания основных волн;
 б — с вытеканием (за критической частотой)

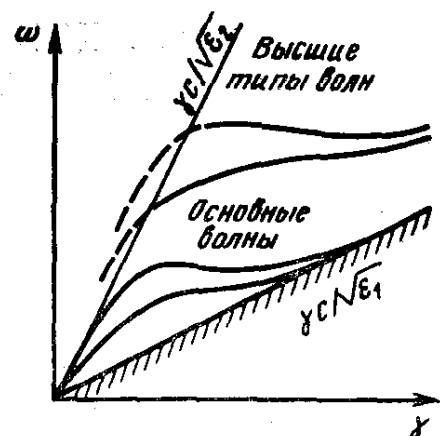


Рис. 15.2. Связь между частотой возбуждающего источника ω и продольной постоянной распространения γ ДВ с однородным диэлектрическим окружением ϵ_2

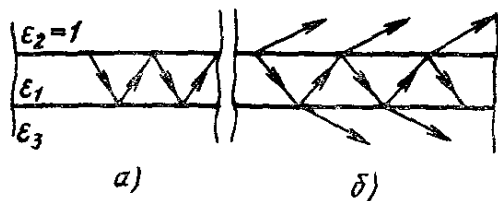


Рис. 15.3. Лучевое представление распространения волн в регулярном ДВ с неоднородным диэлектрическим окружением:

а — без вытекания волн; б — с вытеканием

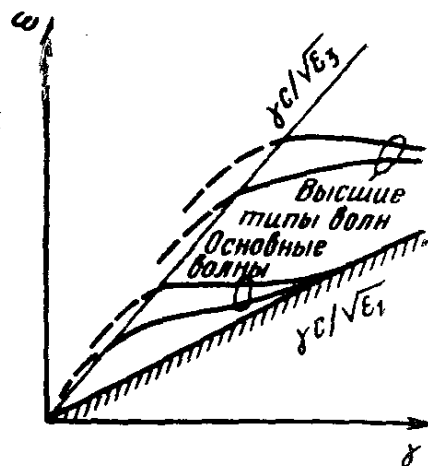


Рис. 15.4. Связь между частотой возбуждающего источника ω и продольной постоянной распространения γ ДВ с неоднородным диэлектрическим окружением ($\epsilon_2 \neq \epsilon_3$)

(поведение волн высших типов на частотах ниже критической, см. рис. 15.2 — штриховая линия) возникает при углах падения парциальных волн меньше критического. Распространение волн ДВ за критической частотой в отличие от металлических волноводов описывается комплексной постоянной распространения γ ; мнимая ее часть $\text{Im} \gamma$ ответственна за процесс вытекания и определяет уменьшение амплитуды волны* по мере распространения.

Регулярный несимметричный плоский ДВ ($\epsilon_3 > \epsilon_2$, рис. 15.3) отличается от ДВ с однородным диэлектрическим окружением тем, что обе основные волны имеют ненулевую частоту отсечки и могут находиться в режиме вытекания (рис. 15.4).

15.3. КОНСТРУКЦИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Последовательное расположение вариантов конструкций ДВ на рис. 15.5 отражает хронологию развития исследований [15.1]. Первые результаты расчета ДВ получены для круглого, эллиптического и плоского волноводов (рис. 15.5, а—в), для которых в соответствующих системах координат можно в явном виде получить уравнения для постоянной распространения. Анализ эллиптического ДВ (рис. 15.5, б) потребовал решения бесконечной системы уравнений. В КВЧ диапазоне первыми нашли применение прямоугольные ДВ (рис. 15.5, г) и ДВ, выполненные по идеологии интегральной оптики (рис. 15.5, д, е). Следующие два ряда относятся к ДВ для интегральных устройств на единой

* В ряде конструкций устройств на ДВ используются вытекающие волны, при этом вблизи критической частоты $\text{Im} \gamma \ll \text{Re} \gamma$.

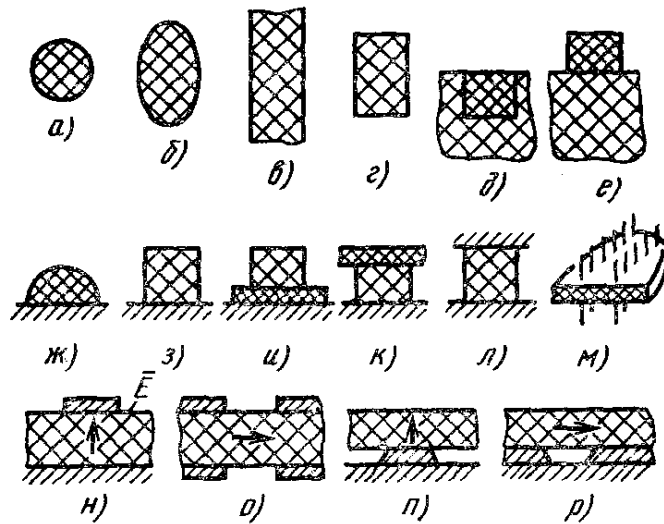


Рис. 15.5. Поперечные сечения ДВ различных конструкций:

a — круглого; *б* — эллиптического; *в* — плоского; *г* — прямоугольного; *д, е* — композиционных; *ж, з, и* — зеркальных (отражательных); *к* — инвертированного; *л, м* — *H*-образных; *н* — планарного; *о* — щелевого; *п, р* — гребневого и зазорного

подложке (металлической или диэлектрической). Нижний ряд ДВ отличается от остальных специфическими способами локализации направляемой волны в ограниченном поперечном сечении. Подробно различные варианты ДВ рассматриваются в [15.1—15.4].

Существует и промежуточный вариант диэлектрических структур, которым одновременно присущи свойства и пучков, и волноводов, — *планарные диэлектрические элементы*, направляющие волну в одной плоскости и не направляющие — в другой. Промежуточное положение планарных элементов в триаде — безграничная диэлектрическая среда, планарные элементы, волноводы — в некоторой степени определяет и их роль в технике КВЧ. Планарные элементы в ряде случаев могут согласовывать внешнее пространство с ДВ, поэтому их применяют в антенной технике.

Многообразие диэлектрических структур необозримо расширяется, если учесть, что материалы сред могут быть не только изотропными, но также обладать гиромагнитными свойствами.

15.4. ВОЗМОЖНОСТИ АНАЛИЗА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Полный анализ свойств ДВ и устройств на их основе возможен при условии создания достаточно эффективных математических моделей, учитывающих излучающие и вытекающие волны. Эти модели должны сочетать приемлемую точность и не очень большое время счета на ЭВМ. В настоящее время создана модель только для плоских волноводов (построена полная ортогональная система собственных функций при дополнении дискретного спектра волн непрерывным [15.5]).

Существует ряд методов приближенного оценивания дисперсионных свойств ДВ. Суть их состоит в замене реального волновода (например прямоугольного) на плоский с эффективной диэлектрической проницаемостью, вычисляемой по определенному правилу [15.6, 15.7]. Варианты методов частичных областей и интегральных уравнений позволяют получить достоверную информацию о дискретной части спектра волн ряда ДВ [15.8].

Для проектирования устройств необходимо знать элементы матрицы рассеяния характерных нерегулярностей. Теория нерегулярностей в ДВ развита слабо. Основным методом анализа плавных нерегулярностей является *метод поперечных сечений* [15.5, 15.9]. Однако для его применения требуются сведения о полях полной системы волн, которые для большинства форм сечений волноводов неизвестны. Свободен от этих недостатков *метод интегральных уравнений*, но он достаточно трудоемкий, поэтому объем данных, полученных с его помощью, весьма невелик.

Основные свойства ДВ рассмотрим на примере плоского ДВ.

15.5. СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Поля и фазовая постоянная. Составляющие полей*, распространяющихся в диэлектрической пластине в направлении z (рис. 15.6), описываются соотношениями [15.4]:

поверхностных волн E^{**}

$$\begin{aligned} E_{x_1} &= \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} \left(\beta \frac{x}{a} \right), & E_{x_2} &= \varepsilon \begin{Bmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{Bmatrix} \exp [-\alpha (x/a - 1)]; \\ H_{y_1} &= \frac{\varepsilon}{UW_2} \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} \left(\beta \frac{x}{a} \right), & H_{y_2} &= \frac{\varepsilon}{UW_2} \begin{Bmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{Bmatrix} \exp [-\alpha (x/a - 1)]; \\ E_{z_1} &= iV \begin{Bmatrix} \sin \\ -\cos \end{Bmatrix} \left(\beta \frac{x}{a} \right), \\ E_{z_2} &= iV \begin{Bmatrix} \sin \beta \\ -\cos \beta \end{Bmatrix} \exp [-\alpha (x/a - 1)]; \end{aligned} \quad (15.1)$$

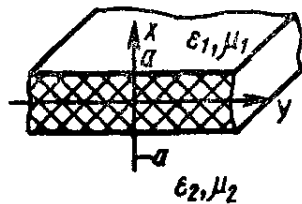


Рис. 15.6. Плоский диэлектрический волновод

* Множитель распространения $\exp(-i\gamma z)$ опущен.

** У волн E электрическое поле имеет компоненту в направлении распространения.

поверхностных волн H^*

$$E_{y_1} = \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} \left(\beta \frac{x}{a} \right), \quad E_{y_2} = \begin{Bmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{Bmatrix} \exp [-\alpha (x/a - 1)]; \quad (15.2)$$

$$H_{x_1} = -\frac{U}{\mu W_2} \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} \left(\beta \frac{x}{a} \right),$$

$$H_{x_2} = -\frac{U}{W_2} \begin{Bmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{Bmatrix} \exp [-\alpha (x/a - 1)];$$

$$H_{z_1} = i \frac{UV}{\mu W_2} \begin{Bmatrix} -\sin \\ \cos \end{Bmatrix} \left(\beta \frac{x}{a} \right),$$

$$H_{z_2} = i \frac{UV}{\mu W_2} \begin{Bmatrix} -\sin \beta \\ \cos \beta \end{Bmatrix} \exp [-\alpha (x/a - 1)],$$

где $W_2 = W_0 \sqrt{\mu_2/\varepsilon_2}$ — волновое сопротивление внешней среды, $W_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi$ — волновое сопротивление вакуума, Ом; $U = \gamma / (K_0 \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2})$ — коэффициент замедления; $V = \beta/\gamma a = \sqrt{\varepsilon(U^{-2} - 1)}$ — структурный коэффициент.

Безразмерные внешнее α и внутреннее β волновые числа определяются из характеристического уравнения

$$\alpha = \frac{1}{\chi} \beta \begin{Bmatrix} \operatorname{tg} \beta \\ -\operatorname{ctg} \beta \end{Bmatrix}, \quad (15.3)$$

где $\chi = \begin{cases} \varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2 & \text{для волн } E_n, \\ \mu = \mu_1/\mu_2 & \text{для волн } H_n. \end{cases}$

Волновые числа связаны отношением

$$\alpha^2 + \beta^2 = R^2, \quad (15.4)$$

где $R = \pi \tilde{a} = \pi \frac{2a}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1 - \varepsilon_2 \mu_2}$ — численный размер волновода.

Верхняя запись в фигурных скобках (15.1) — (15.3) соответствует волнам с четной зависимостью поперечных составляющих поля от координаты x , а нижняя — нечетным. С учетом (15.4) коэффициент замедления

$$U = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu \alpha^2 + \beta^2}{\alpha^2 + \beta^2}} = \sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{\pi^2 \varepsilon_2 \mu_2 (d')^2}} = \sqrt{\varepsilon \mu - \frac{\beta^2}{\pi^2 \varepsilon_2 \mu_2 (d')^2}}, \quad (15.5)$$

где $d' = 2a/\lambda$ — относительный размер ДВ.

Критическое условие для высших типов волн: $d_{\text{кр}} = (n-1)/2$, где n — номер волны.

Дисперсионные характеристики основных волн плоского ДВ представлены на рис. 15.7 (на этом и следующих рисунках диэлектрическая проницаемость внешней среды $\varepsilon_2 = 1$, а ε_1 приводится без индекса).

* У волн H магнитное поле имеет компоненту в направлении распространения.

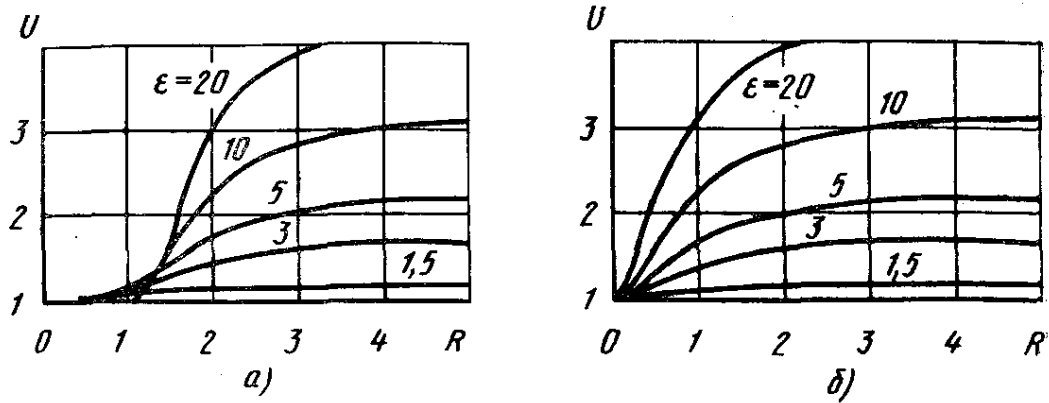


Рис. 15.7. Дисперсионные характеристики основных волн плоского ДВ типа E_1 (а) и H_1 (б)

Затухание волн из-за неидеальности диэлектрика ($\text{tg } \delta \neq 0$). Коэффициент затухания связан с переносимой мощностью P и мощностью потерь $P_{\text{п}}$ в единице длины волновода: $\alpha = P_{\text{п}}/2P$. Составляющие коэффициента затухания $\alpha = \alpha_{\text{д}} + \alpha_{\text{м}} + \alpha_{\text{и}}$ связаны с неидеальностью диэлектрических, магнитных свойств материала волновода и излучением соответственно.

Коэффициент затухания $\alpha_{\text{д}}$ удобно представить следующим образом:

$$\alpha_{\text{д}} = \sum_{i=1,2} \alpha_{\text{д}i} K_{i\varepsilon}, \quad (15.6)$$

где $\alpha_{i\text{д}} = \pi \sqrt{\varepsilon_i} \text{tg } \delta_{i\text{д}} / \lambda$ — коэффициент затухания однородной плоской волны в безграничной диэлектрической среде с параметрами ε_i , $\text{tg } \delta_{i\text{д}}$; $K_{i\varepsilon}$ — безразмерный структурный коэффициент затухания, учитывающий потери в i -й среде ДВ и зависящий от структуры поля волны.

Данные по затуханию из-за наличия магнитных потерь приведены в [15.4].

Структурный коэффициент затухания $K_{i\varepsilon}$ — это отношение затуханий в i -й среде для данного типа волны к затуханию однородной плоской волны в безграничной среде.

Из рис. 15.8 и 15.9 следует что значение $K_{i\varepsilon}$ может быть больше единицы, причем волны в плоском волноводе затухают быстрее, чем в безграничном диэлектрике. Это связано с наличием продольных составляющих поля, вносящих потери, но не передающих энергию.

Плавная нерегулярность — изгиб волновода. Основным препятствием к уменьшению габаритных размеров устройств являются потери на излучение с изгибов и нерегулярностей. Если принять концепцию [15.4], что все устройства выполнены на ДВ постоянного поперечного сечения, то при их конструировании надо определять допустимый радиус изгиба. Плавная нерегулярность — изгиб учитывается введением коэффициента радиа-

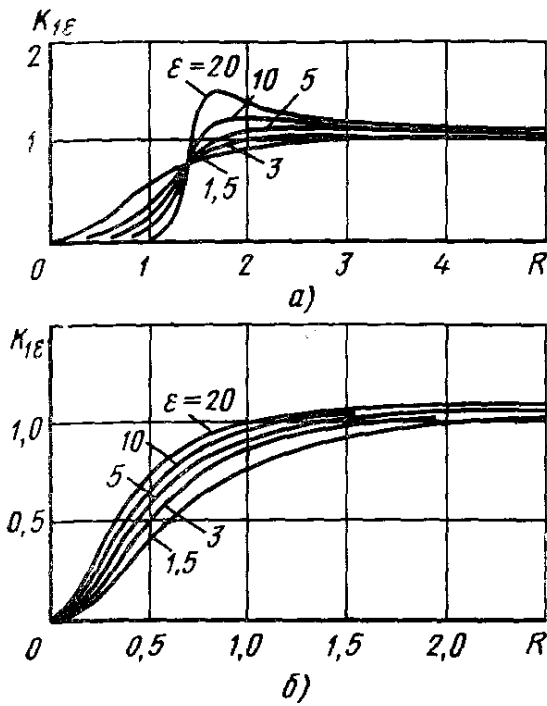


Рис. 15.8. Зависимости структурного коэффициента затухания основных волн E_1 (а) и H_1 (б) плоского ДВ за счет внутренней среды от размера волновода

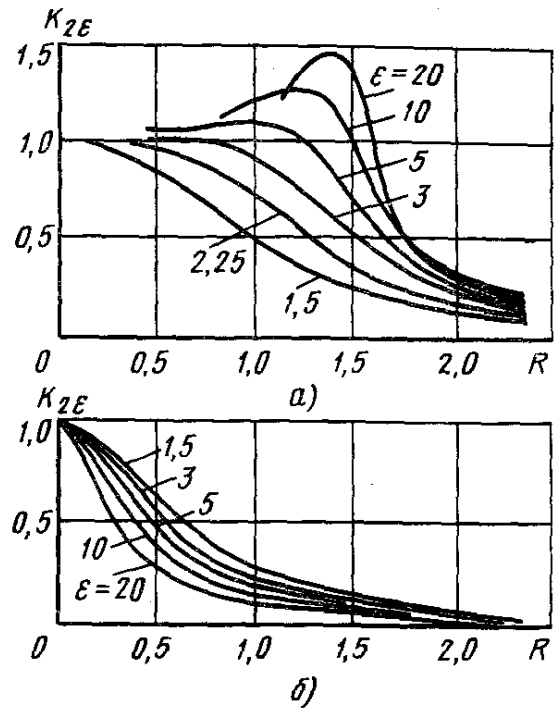


Рис. 15.9. Зависимости структурного коэффициента затухания основных волн E_1 (а) и H_1 (б) плоского ДВ за счет внешней среды от размера волновода

ционного затухания $\alpha_{и}$, дБ/рад, а излучением и отражением от границы перехода с прямолинейного участка на изогнутый пренебрегают. При этом уменьшение габаритных размеров устройств сводится к минимизации радиуса изгиба волновода. Для устройств на ДВ из материалов с $\epsilon = 2 \dots 2,5$ [15.4] суммарное угловое затухание, дБ/рад, с учетом этих приближений может быть представлено в виде

$$\alpha_{\Sigma 0} = \alpha_{\Sigma} R = \alpha_{и} + \alpha_{т} R, \quad (15.7)$$

где $\alpha_{и}$, $\alpha_{т} R$ — составляющие радиационных и тепловых потерь на участке волновода длиной R . При $U = 1,05 \dots 1,25$ и $\alpha_{и} \geq \geq 10^{-3}$ дБ/рад с точностью не более 15% справедлива зависимость

$$\alpha_{и} = [8,2R(U-1)^{1/2}/\lambda] \exp[-11R(U-1)^{3/2}/\lambda], \quad (15.8)$$

основанная на анализе изгиба плоского ДВ и экспериментальном подтверждении зависимости α главным образом от коэффициента замедления ДВ U и в значительно меньшей степени от вида волновода.

Вместе с появлением дополнительного затухания на изогнутом участке ДВ изменяется фазовая скорость. Относительное приращение коэффициента замедления в зависимости от нормированного радиуса изгиба волновода приведено на рис. 15.10 [15.4]. Зависимость $\alpha_{\Sigma 0}(R)$ имеет минимум при оптимальном радиусе $R_{\text{опт}}$ (рис. 15.11). Для высококачественных диэлектриков

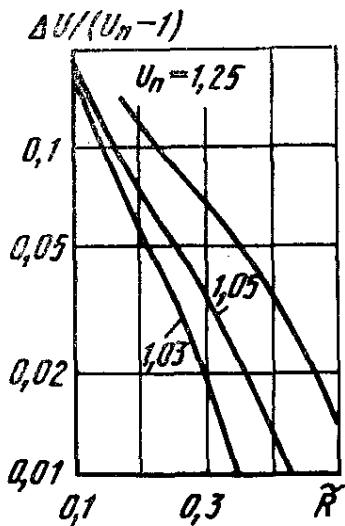


Рис. 15.10. Относительное приращение замедления на изогнутом участке ДВ от параметра $\tilde{R} = (R/\lambda)(U_\pi - 1)^{3/2}$ (U_π — коэффициент замедления на прямом участке)

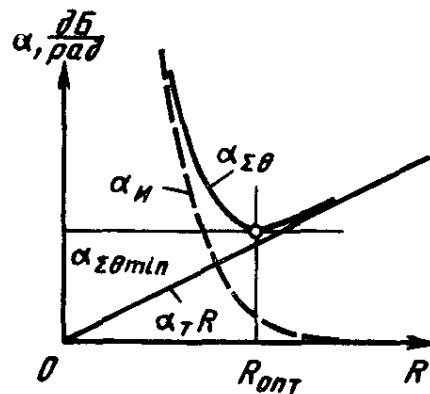


Рис. 15.11. Зависимость суммарного затухания ДВ и его составляющих на изогнутом участке от радиуса изгиба

затухание из-за излучения составляет 9...20% суммарного затухания. Есть основание предполагать, что зависимости, представленные на рис. 15.11, имеют место для всех ДВ, открытых с внешней стороны изгиба. Тогда при любых фиксированной структуре конструкции* и параметрах ДВ существует такое значение $R_{\text{опт}}$, которое определяет минимальные габаритные размеры устройства на изогнутых волноводах и минимальное затухание. На этом выводе и на зависимостях $R_{\text{опт}}$ и $\alpha_{\Sigma\theta\text{min}}$ от структуры и параметров ДВ основан один из ключевых принципов проектирования устройств на ДВ.

Чтобы уменьшить $R_{\text{опт}}$, следует увеличить коэффициент замедления U . При фиксированных структуре и значениях диэлектрической проницаемости максимальное значение U ограничено двумя обстоятельствами. Если устройство проектируется для работы на фиксированной частоте, то поперечные размеры ДВ следует выбирать максимальными. Ограничиваются они возможностью возбуждения волн высших типов на нерегулярностях устройства (например, у круглого полиэтиленового ДВ $U_{\text{max}} = 1,25$, а $R_{\text{опт}} = 6\lambda$). Если устройство проектируется для работы в диапазоне частот $D = (f_{\text{max}}/f_{\text{min}})$, то одноволновый режим, с одной стороны, ограничивается возможностью появления волн высших типов, а с другой — допустимым радиусом из-

* Структуру конструкции ДВ характеризуют форма составляющих ее элементов с различными электромагнитными свойствами и качественное описание их взаимного расположения. Примеры различных структур приведены выше (см. рис. 15.5).

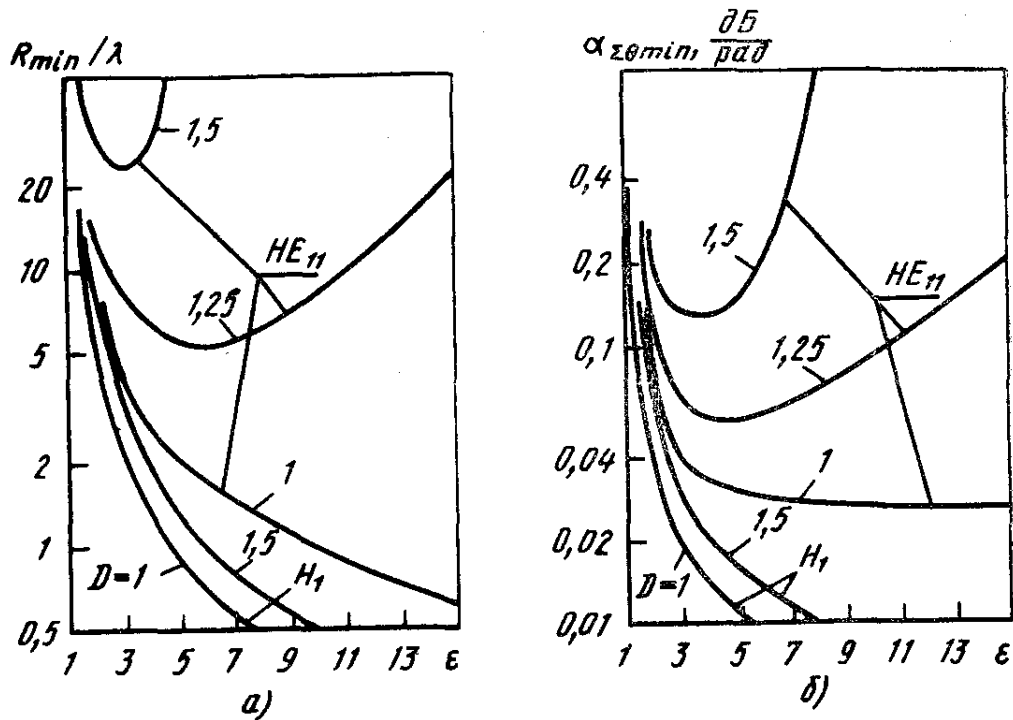


Рис. 15.12. Характеристики изогнутых ДВ:

a — зависимость нормированного минимального радиуса изгиба от диэлектрической проницаемости при фиксированных значениях ширины рабочего диапазона $D=f_{max}/f_{min}$ для H_1 -волны плоского и HE_{11} -волны круглого ДВ; *б* — зависимость суммарных минимальных потерь на изгибе основных волн плоского и круглого ДВ

гиба R . При этом на f_{min} величина $U_{min} < U_{max}$ и допустимый радиус изгиба определяются свойствами ДВ на f_{min} . Отсюда следует, что габаритные размеры широкополосного устройства будут больше, чем узкополосного (прямоугольный ДВ из полиэтилена с $D=1,5$ имеет $U_{min}=1,1$, тогда $R_{min}=20\lambda$).

Характер влияния диэлектрической проницаемости покажем на простейших структурах с внешним воздушным окружением: круглом ДВ (основная волна HE_{11}) и плоском ДВ (основная волна H_1 , обеспечивающая бóльший коэффициент замедления и бóльшую широкополосность волновода, чем волна E_1). Зависимости оптимальных параметров изгиба приведены на рис. 15.12.

Оказывается, что значения R_{min} и α_{z0min} при $D=1$ резко уменьшаются с ростом ϵ : уже при $\epsilon=7\dots 10$ допустимы изгибы радиусом λ и меньше, а полные потери на них не превышают $3 \cdot 10^{-2}$ дБ/рад. В диапазоне частот ситуация меняется. У круглого ДВ появляются оптимальные значения ϵ_{opt} , обеспечивающие минимальные радиусы изгиба. Величины R_{min} и α_{z0min} оказываются много меньше, чем у плоского ДВ, из чего следует важность выбора формы ДВ. Эти результаты соответствуют углу потерь материала ДВ $\delta=2 \cdot 10^{-4}$. При увеличении δ на порядок R_{min} увеличивается лишь на 40%, а значение α_{z0min} в соответствии с (15.7) изменяется почти пропорционально δ .

Диэлектрический волновод на металлической подложке. Волновод на металлической подложке (см. рис. 15.5, ж, з) известен еще под названием «зеркальный» или «отражательный» [15.1]. Его достоинства как основы ин-

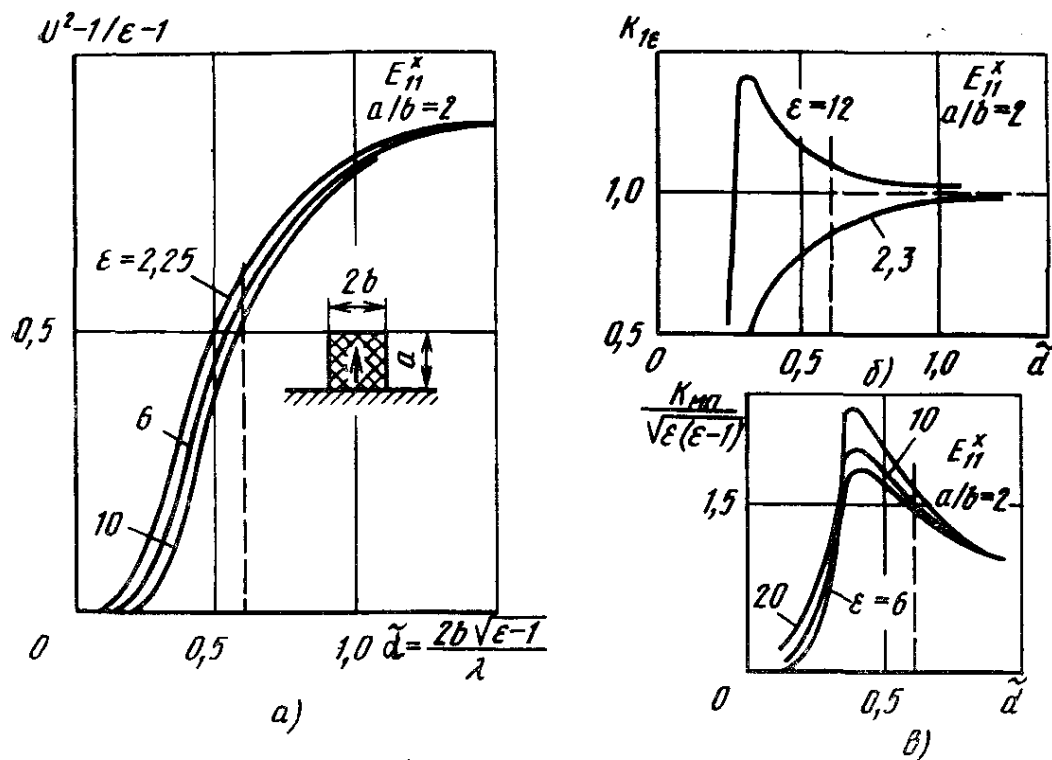


Рис. 15.13. Характеристики отражательного ДВ:

a — зависимость нормированного коэффициента замедления основной волны E_{11}^x отражательного ДВ от приведенного размера волновода; $b, в$ — зависимости структурных коэффициентов затухания основной волны E_{11}^x (с учетом влияния диэлектрического материала и металла подложки соответственно) от приведенного размера волновода

тегральных схем — уменьшение поперечных габаритных размеров, частичная экранировка, обеспечение отвода тепла от активных приборов. Концепция выбора параметров такого ДВ прошла несколько этапов развития. В первых работах (до 60-х годов) он основывался на принципе зеркального подобию: отражательный ДВ аналогичен обычному ДВ с сечением удвоенной высоты (см. рис. 15.5, z, z). Но при проектировании устройств с нерегулярностями, возбуждающими спектр волн высших типов, необходимо еще учитывать разрежение спектра волн, вызванное наличием металлической плоскости. В результате высокочастотная граница (на рисунке штриховая линия) одноволновой области сдвигается в сторону более высоких частот и появляется возможность увеличить сечение ДВ, а следовательно, уменьшить допустимый радиус его изгиба. На рис. 15.13, a указана граница одноволновой области по ближайшему высшему типу с той же поляризацией поля, что и у основного [15.1]. Характер зависимости структурного коэффициента затухания в диэлектрике от размеров ДВ и длины волны (см. рис. 15.13, $б$) такой же, как и у плоского ДВ (см. рис. 15.8).

Коэффициент затухания ДВ с металлической подложкой, дБ/ед. дл. (рис. 15.13, $в$)

$$\alpha_{мп} = 8,68 \frac{R_s}{W_0 \lambda} K_{мп}, \quad (15.9)$$

где R_s — поверхностное сопротивление металла; $K_{мп}$ — безразмерный структурный коэффициент, зависящий от структуры поля волн; $W_0 = 120\pi$.

В волноводной структуре с T -волной, состоящей из двух параллельных

Таблица 15.1

Частота, ГГц	$a=2b$, мм	$\alpha_d \cdot 10^2$, дБ/λ	$\alpha_{мп} \cdot 10^2$, дБ/λ	$(\alpha_d + \alpha_{мп}) \cdot 10^2$, дБ/λ
40	1,6	0,86	1,38	2,24
80	0,8	0,86	1,95	2,81
110	0,58	0,86	2,29	3,15
170	0,38	0,86	2,84	3,8

металлических лент единичной ширины, находящихся в свободном пространстве, коэффициент затухания

$$\alpha_{мл} = 8,68 \cdot 2R_s / W_0 \lambda. \quad (15.10)$$

Из сравнения (15.10) с (15.9) виден смысл коэффициента $K_{мп}$.

В табл. 15.1 сведены данные по размерам и составляющим затухания на разных частотах. Материал ДВ — поликор ($\epsilon = 9,6 \pm 0,2$; $\text{tg } \delta = 10^{-4}$), материал подложки — медь ($\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ 1/Ом·м), отношение сторон $\Phi = a/b = 2$. Данные приведены для высокочастотной границы одноволновой области

$$\text{по } \tilde{a}_{кр} = \frac{2b}{\lambda} \sqrt{\epsilon - 1} = 0,64.$$

15.6. МНОГОПЛЕЧНЫЕ УСТРОЙСТВА С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СВЯЗЬЮ

Волноводные устройства с числом плеч больше двух — многоплечные устройства (МПУ) — служат для направленного отщвления волн, деления и сложения сигналов. Часто эти функции совмещаются с функциями разделения сигналов по частотному, поляриационному или модовому признаку.

Многоплечные устройства на ДВ строятся на основе следующих явлений [15.2]: распределенной связи [15.10]; согласованного разветвления энергии в ДВ [15.11]; локальной связи; преобразования размерности поверхностных волн [15.12].

В первом классе МПУ (рис. 15.14, а) диэлектрические вол-

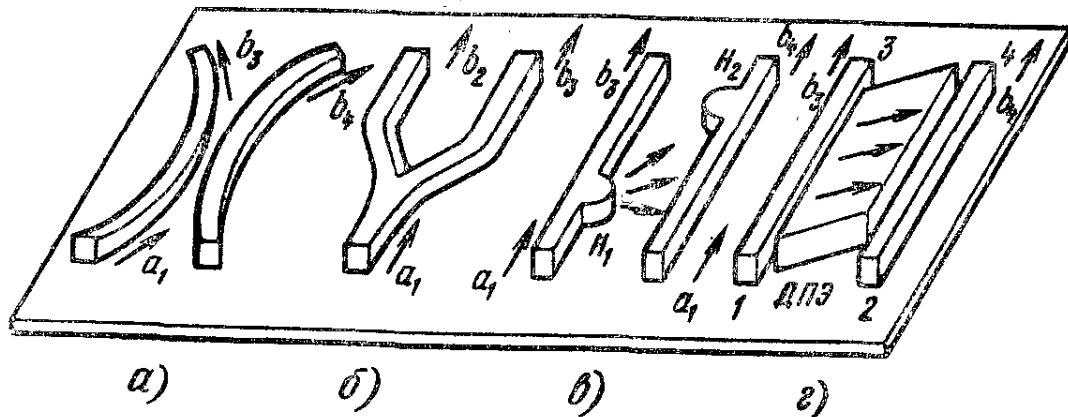


Рис. 15.14. Конструкции многоплечных устройств с распределенной связью

новоды приближаются друг к другу, но не соединяются. Меняя взаимное расположение ДВ, можно изменять амплитудные и фазовые характеристики МПУ. В МПУ второго класса (рис. 15.14, б) ДВ сварены, склеены или просто прижаты друг к другу и в некоторой области волноводного соединения составляют одно целое. В МПУ третьего класса (рис. 15.14, в) ДВ взаимодействуют через излучение на нерегулярностях (H_1 и H_2). В МПУ четвертого класса (рис. 15.14, г) связь осуществляется посредством преобразования волн ДВ в волновой пучок и обратно и реализуется через диэлектрический планарный элемент (ДПЭ) [15.12].

Наибольшее распространение получили МПУ с распределенной связью, что объясняется следующими обстоятельствами:

- 1) они конструктивно просты;
- 2) обладают высокой собственной направленностью, малыми радиационными потерями и отражениями со стороны всех плеч узла при плавном законе изменения связи (см., например, рис. 15.15, в);
- 3) благодаря простоте реализации различных законов изменения связи по длине участка может быть получена желаемая частотная зависимость;
- 4) возможная связь одного ДВ с несколькими другими позволяет создавать сложные узлы с большим числом плеч;
- 5) при взаимном передвижении связанных ДВ можно в широких пределах регулировать характеристики узла как по амплитуде, так и по фазе.

Механизм распределенной связи и расчет устройств. Объясним взаимодействие связанных ДВ. На участке связи электрическое поле E_1 в одном волноводе наводит в диэлектрике второго волновода объемно распределенные токи поляризации $j_{\text{пол}(2)} = i\omega(\epsilon - 1)E_1$, которые возбуждают его. Амплитуды волн, возбуждаемых в разных направлениях, есть результат интегрального действия токов на участке связи. Локальный элемент тока не обладает направленностью, т. е. возбуждает с одинаковой амплитудой как прямые, так и обратные волны. Направление распространения и амплитуда волны во втором волноводе определяются законами сложения на участке связи. Если скорости волн в ДВ близки, а длина участка связи не меньше волноводной длины волны, то прямые волны складываются почти в фазе, а обратные интерференционно ослабляются. Результат — сонаправленный механизм интегральной связи.

Заметим, что в проводных линиях основной механизм противонаправленный и определяется направленностью локальной связи (прямые волны, взаимодействуя через электрическую и магнитную связи, гасят друг друга), а не законами интерференции волн на длине участка связи [15.13].

Наиболее развитый аппарат применительно к моделирова-

нию свойств МПУ со структурами конструкции, приведенными на рис. 15.14, *a—e*, предполагает следующие допущения:

1) затуханием волн, возникающим на участке связи из-за тепловых потерь, и излучением с плавных нерегулярностей можно пренебречь;

2) с отраженными волнами уносится малая доля общей энергии;

3) можно пренебречь взаимным преобразованием типов волн ДВ, а также взаимодействием волн различных типов на участке связи;

4) отсчетные плоскости плеч находятся на таком расстоянии от участка связи, при котором поле волны ДВ очень мало возмущено, поэтому можно достаточно однозначно определить элементы матрицы рассеяния;

5) конструкция на участке связи имеет продольную плоскость симметрии.

Элементы матрицы рассеяния s_{31} и s_{41} можно найти, воспользовавшись теорией связанных волн или методом, использующим нормальные волны системы ДВ [15.14]. Если один из волноводов на участке связи обрывается (рис. 15.15, *a, б, г*), в плоскостях обрыва необходимо учесть краевые эффекты.

Оба упомянутых подхода приводят к тождественным результатам, если выполняются следующие соотношения:

$$c = (\gamma_{\text{ч}} - \gamma_{\text{н}}) / 2, \quad \gamma = (\gamma_{\text{ч}} + \gamma_{\text{н}}) / 2,$$

$$K_1 = (K_{\text{ч}} + K_{\text{н}}) / \sqrt{2}, \quad K_2 = (K_{\text{ч}} - K_{\text{н}}) / \sqrt{2}, \quad (15.11)$$

где c — линейный коэффициент связи (ЛКС) ДВ; $\gamma_{\text{ч}}$ и $\gamma_{\text{н}}$ — постоянные распространения четной и нечетной нормальных волн системы ДВ; γ — постоянная распространения связанных волн; K_1 и K_2 — коэффициенты возбуждения волн первого и второго ДВ (определяются при решении задач дифракции в плоскостях обрыва участка связи).

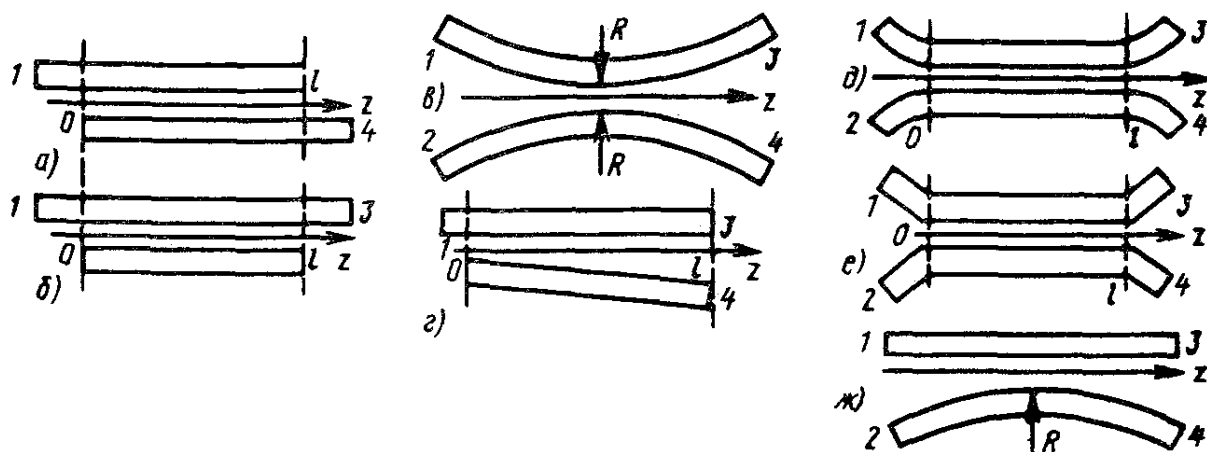


Рис. 15.15. Варианты многоплечных устройств с распределенной связью

Для s_{31} и s_{41} справедливы следующие соотношения:

$$s_{\begin{matrix} 31 \\ 41 \end{matrix}} = \left[\left\{ \frac{2K_1 K_2}{K_1^2 + K_2^2} \right\} \cos K_{\text{св}} - i \left\{ \frac{K_1^2 + K_2^2}{2K_1 K_2} \right\} \sin K_{\text{св}} \right] \times \exp(-i\varphi_{\text{св}}), \quad (15.12)$$

где

$$K_{\text{св}} = \int_0^l c(z) dz; \quad \varphi_{\text{св}} = \int_0^l \gamma(z) dz; \quad (15.13)$$

$K_{\text{св}}$ — интегральный или полный коэффициент связи; $\varphi_{\text{св}}$ — полная фазовая длина участка связи; l — геометрическая длина участка связи (см. рис. 15.15).

Для величины s_{21} , характеризующей направленность устройств, в предположении, что $s_{21} \ll s_{41}$, теория слабой связи дает

$$s_{21} = -i \int_0^l c(z) |s_{31}(z)| \exp \left[2i \int_0^z \gamma(v) dv \right] dz. \quad (15.14)$$

Здесь $s_{31}(z)$ получается из (15.12) и (15.13) заменой l на z .

Линейный коэффициент связи можно определить с помощью первого соотношения (15.11), если характеристики соответствующей регулярной системы ДВ известны. Анализ системы плоских ДВ показал, что для не слишком малых расстояний между волноводами d справедливо соотношение

$$c(d) = c_0 \exp(-K_c d), \quad (15.15)$$

где c_0 определяется из аппроксимации ЛКС линейной функцией в координатах $\lg c, d$ при $d=0$; K_c — коэффициент, характеризующий наклон прямой, соответствующей (15.15), в тех же координатах $\lg c, d$.

Соотношение (15.15) позволяет представить массив числен-

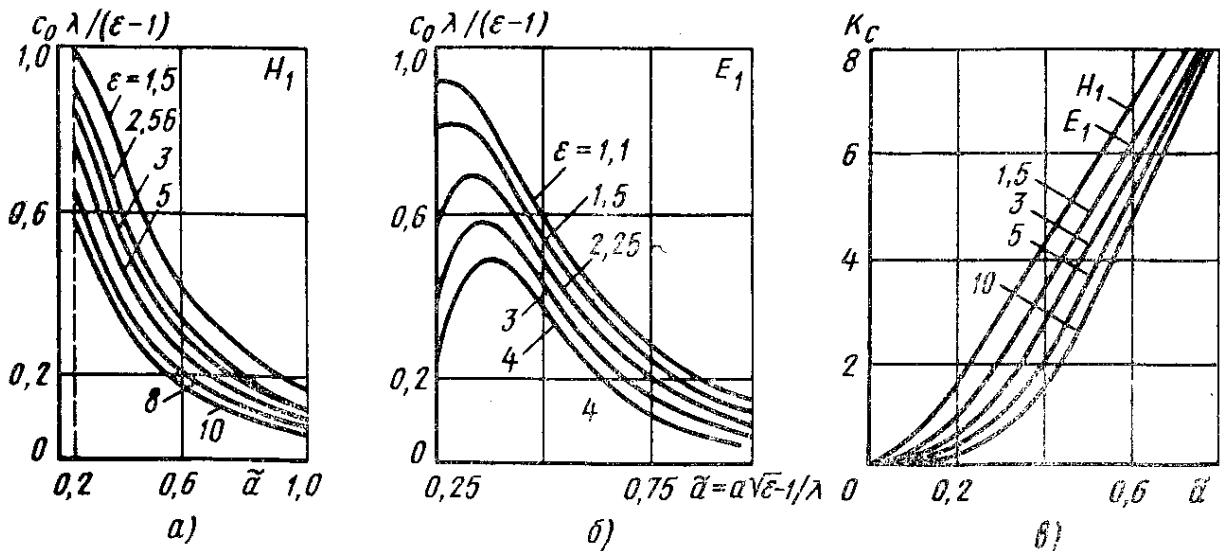


Рис. 15.16. Зависимость переменных, входящих в (15.15) для ЛКС, от нормированной толщины \tilde{a} плоских ДВ

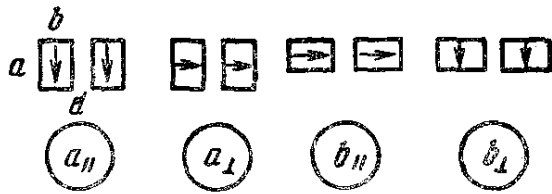


Рис. 15.17. Схематическое изображение вариантов связи прямоугольных ДВ

ных данных ЛКС в четырехмерном пространстве $(a, c, \lambda, \epsilon)$ с помощью двух двухмерных функций: $c_0(a/\lambda, \epsilon)$ и $K_c(a/\lambda, \epsilon)$, где a — поперечный размер ДВ (на рис. 15.16 эти зависимости представлены в нормированном виде; на рис. 15.16, в вместо K_c читать $K_c a$).

Альтернативный путь определения ЛКС между ДВ — теория возмущений. Для этого необходимо интегрировать распределения полей уединенного ДВ, которые известны далеко не для всех сечений. Наиболее достоверная информация об ЛКС прямоугольных ДВ получена экспериментально по зависимостям $s_{31}(d)$ и $s_{41}(d)$ узлов типа представленных на рис. 15.15, а, в для двух основных типов волн и различного взаимного расположения ДВ (рис. 15.17) [15.2]. Результаты для c_0 с точностью не хуже 2...4 % в диапазоне $1,2 \leq \lambda' = \lambda/\sqrt{s} \leq 2,5$ и для K_c с точностью не хуже 4...9 % в диапазоне $1,4 \leq \lambda' \leq 2,7$ описываются соотношениями, приведенными в табл. 15.2.

Полный коэффициент связи (15.13) можно найти через эффективную длину участка связи l_3 :

$$K_{св} = c_{max} l_3, \quad (15.16)$$

где c_{max} — ЛКС при максимальном сближении волноводов.

Сравнение МПУ. Для различных конструкций ДВ (см. рис. 15.15, а—г), а следовательно, различных законов изменения ЛКС справедливы соотношения:

для параллельных ДВ (см. рис. 15.15, а, б) $l_3 = l$;

для сходящихся ДВ (см. рис. 15.15, г) $l_3 = 1/(K_c \operatorname{tg} \theta)$, где θ — угол между осями волноводов;

для изогнутых ДВ (см. рис. 15.15, в) $l_3 = \sqrt{\pi R/K_c}$, где R — радиус изгиба ДВ;

для скрещивающихся ДВ, расположенных в разных плоско-

Таблица 15.2

Вариант связи	$c_0' = c_0 \lambda$	$K_c' = K_c \lambda$
$a_{ }$	$\lambda [0,356 - (0,45\lambda' - 0,83)^2]$	$8,6/\lambda'$
a_{\perp}	$\lambda [0,355 - (0,542\lambda' - 0,90)^2]$	$7,4/\lambda'$
$b_{ }$	$\lambda [0,147 - (0,256\lambda' - 0,58)^2]$	$8,76/\lambda'$
b_{\perp}	$\lambda [0,138 - (0,292\lambda' - 0,575)^2]$	$8,31/\lambda'$

Примечание. $S = ab$ — площадь сечения ПДВ; $\Phi = a/b = 2$; $\epsilon = 2,3$.

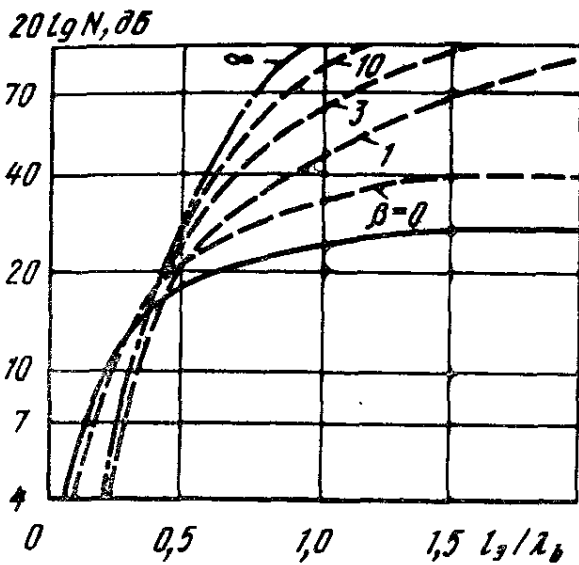


Рис. 15.18. Зависимость коэффициента направленности устройств связи от эффективной длины участка связи для волноводов:
 ———— сходящихся; — — — скрещивающихся; — · — · — изогнутых

стях, $l_3 = 2\beta \exp \beta K_1(\beta) / (K_c, \operatorname{tg} \theta)$, где $\beta = K_c(d_{\min} + a)$, a — размер ДВ; $K_1(\beta)$ — функция Макдональда.

Результаты вычисления коэффициента направленности МПУ с распределенной связью $N = s_{41}/s_{21}$ с использованием (15.14) приведены на рис.

15.18. Отметим, что и по значениям l_3 , и по направленности конструкции со скрещивающимися ДВ занимают промежуточное положение между конструкциями с параллельными и изогнутыми ДВ.

Описанный расчетный аппарат проверен в процессе разработки и испытаний МПУ на ДВ. При этом установлено, что ЛКС изогнутых ДВ несколько больше ЛКС параллельных, а ЛКС ДВ, расположенных под углом, — несколько меньше. Для скрещивающихся ПДВ справедлива экспериментально полученная зависимость ЛКС от угла θ между осями ДВ:

$$c(\theta) = (0,56 + 0,44 \cos 2\theta) c(0), \quad (15.17)$$

где $c(0)$ — ЛКС связанных ДВ при $\theta = 0$.

В устройствах вида, представленного на рис. 15.15, в, достигнута почти полная перекачка (до $s_{31} = 35 \dots 45$ дБ), в устройствах же вида, изображенного на рис. 15.15, а, г, д, даже при одинаковых ДВ полная перекачка не наблюдается.

Для важной характеристики МПУ — относительной частотной чувствительности $p = |s_{41}|$ — справедливо

$$\frac{\delta p}{\delta \lambda} = \frac{\sqrt{1-p^2}}{p} \arcsin p \left[\frac{\delta c_0}{\delta \lambda} + \left(A + \ln \frac{c_0}{c_{\max}} \right) \left(- \frac{\delta K_c}{\delta \lambda} \right) \right], \quad (15.18)$$

где $\delta B / \delta \lambda = (dB/d\lambda) (\lambda/B)$; B — рассматриваемая характеристика (p или c_0); коэффициент $A = 1$ для параллельных (см. рис. 15.15, а, б), сходящихся (см. рис. 15.15, г) и $A = 1/2$ для изогнутых (см. рис. 15.15, в) ДВ. Для скрещивающихся ДВ он определяется соотношением $A(\beta) = 1 - \beta[1 - K_0(\beta)/K_1(\beta)]$.

Численные и экспериментальные исследования показали, что основной вклад в частотную чувствительность МПУ вносит второе слагаемое в квадратных скобках (15.18). Отсюда следует, что для достижения максимальной широкополосности МПУ на ДВ желательно иметь $c_{\max} = c_0$, т. е. сближать ДВ до касания. Однако это требование находится в противоречии с требованием

малых потерь. Характер этого противоречия зависит от конструкции МПУ. При сближении параллельных ДВ увеличиваются потери из-за краевых эффектов.

Сближение изогнутых ДВ при $l_3 = \text{const}$ потребует уменьшения радиуса изгиба R , что увеличит потери на излучение с изгиба. Наиболее широкополосны МПУ со скрещивающимися ДВ. В то же время МПУ с плавно изогнутыми ДВ обладают наибольшей направленностью.

Возможность взаимного передвижения волноводов в МПУ с распределенной связью, а также зависимость связи от частоты, поляризации и типа волны позволяют реализовать в четырехполюсных устройствах функции: фиксированных ослабителей; развязывающих переменных аттенуаторов; регулируемых делителей; фазовращателей; многоканальных разделителей сигналов различных частот; поляризационных ответвителей.

Явление согласованного разветвления энергии. Это явление [15.11] заключается в том, что в соединениях из сходящихся (рис. 15.19, а) и пересекающихся под острым углом (рис. 15.19, б) ДВ разветвление энергии электромагнитных волн оказывается согласованным и направленным. Такие МПУ исследованы экспериментально.

Установлено, что фазы волн в выходных плечах практически одинаковы (в МПУ с распределенной связью сдвиг фаз близок к $\pi/2$ [15.11]). Распределенная связь между ДВ в таких соединениях также имеет место, однако в симметричных конструкциях волноводов (см. рис. 15.14, б и 15.19, в) из-за синфазности и равенства амплитуд волн она не влияет на коэффициент деления.

В силу принципа взаимности волноводные соединения можно использовать для разделения и суммирования мощностей сигналов. Волноводным соединениям присущи потери на излучение, которые зависят как от угла разветвления ДВ, так и от плавности изменения нерегулярности в месте их сочленения (потери примерно равны 0,5 дБ, а развязка между плечами 40 дБ).

Отметим, что МПУ на соединениях волноводов могут иметь меньшие габаритные размеры и большую широкополосность, чем МПУ с распределенной связью. Для изменения характеристик соединений используются компенсаторы K (см. рис. 15.19, б), месторасположение, размеры и диэлектрическая про-

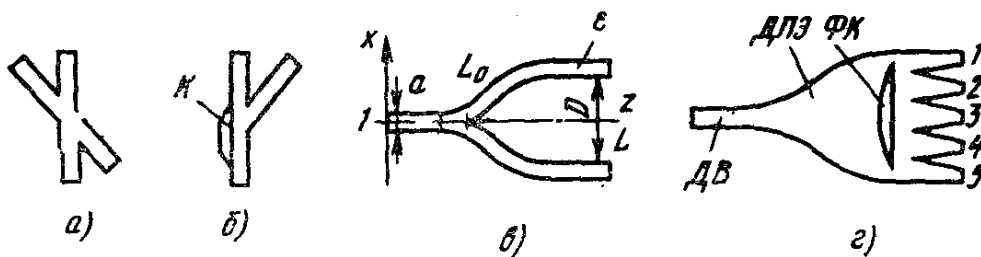


Рис. 15.19. Конструкции МПУ, реализующих явление согласованного разветвления энергии

нищаемость которых влияют на смещение и некоторые изменения структуры поля в области разветвления.

Задача поиска лучшей конструкции тройникового соединения (см. рис. 15.19, в) плоских волноводов решена с помощью метода поперечных сечений [15.5]. Например, при $\varepsilon = 2,31$; $a/\lambda = 0,42$; $L_0 = \lambda/2$; $D = 2,5\lambda$ и $L = (6 \dots 12)\lambda$ потери на излучение $\Delta_n = 44 \exp(-28L/\lambda)$, дБ. Эти потери могут быть снижены за счет уменьшения D , т. е. при обеспечении достаточной плавности изменений сечений и изгиба ДВ. В случае уменьшения D с $2,5\lambda$ до λ при $L = 6\lambda$ потери на излучение не превышают 0,03 дБ, а с учетом теплового затухания достигают значений 0,08 дБ.

Многоплечные устройства со связью через переизлучение. В таких устройствах связываемые волноводы содержат нерегулярности H_1 и H_2 (см. рис. 15.14, в), первая из которых излучает, а вторая принимает энергию. Очевидно, что принимаемая доля энергии мала, поэтому связь через переизлучение неэффективна. Чтобы увеличить эффективность связи и уменьшить потери на излучение, можно использовать протяженные вдоль волноводов элементы (см. рис. 15.14, г), которые инициируют направленное излучение из ДВ. При этом удается организовать переход волны на участке 4—3 в диэлектрический планарный элемент (ДПЭ). В нем возбуждается пучок направляемых поверхностных волн, который затем возбуждает волну ДВ на участке 2—4, выходящую преимущественно в плечо 4. Можно говорить также о распределенной связи волны ДВ и волн ДПЭ. Работа таких МПУ описывается в понятиях преобразования размерности поверхностных волн [15.12].

Преобразование размерности поверхностных волн. На основании описанного выше явления можно создать МПУ с различным функциональным назначением. С двумерным волновым пучком, распространяющимся в планарном ДВ (ДПЭ является двумерным отрезком такого волновода), можно производить операции, подобные операциям с трехмерными пучками, с помощью элементов, выполняющих функции линз и призм. Диэлектрические планарные элементы позволяют улучшить массогабаритные характеристики по крайней мере на порядок по сравнению с объемными квазиоптическими элементами. Используя их, можно, в частности, осуществлять спектральное разложение, селективировать типы волн планарного ДВ, корректировать фазовый фронт волновых пучков и фокусировать их, а также изменять направление распространения. Проектирование ДПЭ в КВЧ диапазоне связано с рядом особенностей:

размеры ДПЭ несущественно превышают длину волны;
изменения параметров планарного ДВ на границах областей ДПЭ, выполняющих функции линз и призм, вызывают излучение и преобразование типов волн;
на КВЧ можно пренебречь дисперсией материалов.

Целесообразно использовать планарные линзы и призмы, реализованные плавным изменением параметров планарного ДВ. Оказывается, что у отдельных линз можно даже устранить хроматическую абберацию. Это является следствием экстремальной частотной зависимости эквивалентного показателя преломления $n_{21} = U_2/U_1$, где U_2 , U_1 — коэффициенты замедления в соответствующих областях. Нулевую дисперсию характеристик можно обеспечить практически во всем одноволновом режиме функционирования планарного ДВ.

Излучение (вытекание) волны ДВ в ДПЭ можно интерпретировать в соответствии с лучевой трактовкой как переход электромагнитной энергии из менее «плотной» в более «плотную» среду. Следует отметить, что дисперсионные свойства преобразования размерности в трехмерных структурах коренным образом отличаются от дисперсионных свойств двумерной модели. Вследствие этого, например, дисперсионная зависимость угла вытекания имеет, как правило, экстремальный характер.

Многоканальный делитель можно реализовать путем плавной трансформации ДПЭ в пучок слабосвязанных ДВ (рис. 15.19, г). Для установления нужных фазовых соотношений в плечах 1—5 используется фазовый корректор (ФК) в виде линз. Если переходной участок сделать переменной толщины, то он сможет выполнять функцию сложного коллиматора или системы линз.

Глава 16. ФЕРРИТОВЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

16.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Фазовращатели (ФВ) наиболее широко применяются в ФАР РЛС. Современные ФАР состоят из нескольких тысяч или даже десятков тысяч элементов, каждый из которых содержит фазовращатель. Поэтому характеристики и стоимость РЛС в значительной степени зависят от параметров и стоимости фазовращателей [0.3].

В настоящее время в основном используются *ферритовые и полупроводниковые* ФВ. Фазовращатели на основе сегнетоэлектриков, электронных пучков и плазмы еще не столь совершенны и области их применения весьма ограничены.

К ФВ, предназначенным для использования в многоэлементных ФАР, предъявляются многообразные и жесткие требования. Основными среди них являются: минимальное время переключения (изменение фазового состояния) при возможно

меньшей мощности управляющего сигнала; достаточная точность установки фазового сдвига, необходимая для выполнения требований к ДН по КНД, уровню боковых лепестков, точности ориентации главного максимума; электрическая прочность, которая должна быть достаточной для пропускания требуемой импульсной мощности; поперечные габариты ФВ, которые, как правило, не должны превышать $0,5 \times 0,5 \lambda_0$ с учетом возможности размещения их в полотнах с периодом не более $(0,7 \dots 0,8) \lambda_0$; минимальные потери СВЧ энергии в волноводных элементах ФВ; система охлаждения, которая должна обеспечивать работу на заданной средней мощности. Снижение потерь СВЧ мощности и энергии, затрачиваемой на переключение фазы, обеспечивает решение одной из сложнейших проблем в конструировании передающих ФАР — отвод тепла от фазовращающих элементов и стабилизацию их температуры.

Применение ферритовых ФВ в большинстве случаев становится целесообразным на частотах $1 \dots 2$ ГГц и выше. На более низких частотах требуется намагничивать ферритовые элементы до значений, превышающих точку резонанса, что приводит к неизбежности применения весьма мощных и громоздких управляемых магнитных систем.

Наиболее экономичными по затратам энергии на управление являются *фазовращатели с замкнутой магнитной цепью*, обладающие магнитной памятью. В таких ФВ изменение намагниченности феррита, а следовательно, и вносимого фазового сдвига осуществляется короткими импульсами тока, по окончании которых фазовый сдвиг остается неизменным в течение длительного времени.

Фазовращатели с незамкнутой магнитной цепью применяются лишь в ряде специальных устройств, например когда требуется непрерывно изменять фазу волны в очень широких пределах [16.1, 16.2] или если по условиям технологии производства сформировать замкнутую магнитную цепь невозможно.

Ферритовые ФВ подразделяют на два класса: невзаимные, которые создают фазовый сдвиг, зависящий от направления распространения волны, и взаимные. В невзаимных ФВ феррит подмагничивается поперечно относительно направления распространения волны, во *взаимных* — продольно (за исключением «синхронных»).

Взаимные ФВ подразделяются на *проходные* и *отражательные*. Последние, как правило, имеют более простую конструкцию, меньший продольный размер. При их использовании в полотне отражательной ФАР проще разместить электронные блоки системы управления, что особенно важно при создании антенн миллиметрового диапазона волн. К недостаткам отражательных ФВ следует отнести меньшую точность установки фазовых сдвигов по сравнению с проходными при одинаковом уровне согласования.

Наибольшее распространение по сравнению с коаксиальными, полосковыми и микрополосковыми ФВ к настоящему времени получили волноводные ФВ, характеризующиеся значительно меньшими потерями и лучшим согласованием.

Ферриты, используемые в фазовращателях, являются магнитодиэлектрическими материалами с кристаллической структурой. По кристаллической структуре они разделяются на феррит-шпинели, феррит-гранаты и ферриты с гексагональной структурой. Феррит-гранаты лучше удовлетворяют предъявляемым при использовании их в ФВ требованиям, однако они дороже феррит-шпинелей и сложны в производстве, так как содержат редкоземельные материалы (иттрий, гадолиний). Магнитные свойства этих материалов обусловлены главным образом спиновым движением электронов в атомах кристаллической решетки. Гиромагнитные свойства ферритов проявляются при одновременном воздействии на ферритовый образец постоянного управляющего магнитного поля H_0 и ВЧ полей и описываются тензором абсолютной магнитной проницаемости $\hat{\mu}_a$, связывающим напряженность ВЧ магнитного поля \mathbf{H} с магнитной индукцией \mathbf{B} : $\mathbf{B} = \hat{\mu}_a \mathbf{H}$, где $\hat{\mu}_a = \mu_0 \hat{\mu}$. Компоненты тензора относительной магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ являются комплексными величинами. Их зависимости от внешнего управляющего поля H_0 имеют резонансный характер. Фазовращатель, работающий вблизи точки резонанса, способен создавать большие фазовые сдвиги, однако вносимые потери в этом режиме слишком велики. Для уменьшения потерь в большинстве ФВ используют магнитные поля, значительно меньшие резонансных, а при разработке ферритов принимаются специальные меры для снижения намагниченности насыщения. При этом следует учитывать, что снижение намагниченности насыщения может привести к неприемлемому повышению температурной чувствительности фазовращателя. Достаточно высокой термостабильностью в широком диапазоне температур обладают некоторые марки феррит-гранатов.

С увеличением напряженности внешнего ВЧ поля в ферромагнитных материалах начиная с некоторого значения наблюдаются пороговые явления — резко увеличиваются потери из-за возбуждения спиновых волн. В связи с этим при разработке ФВ, рассчитанного на высокую импульсную мощность, необходимо определить максимальную напряженность ВЧ магнитного поля в ферритовом стержне и с учетом его выбрать ферромагнитный материал.

Поперечные размеры волновода и ферритового стержня фазорегулирующей секции ФВ выбираются такими, чтобы в заданном рабочем диапазоне частот распространялся лишь низший тип электромагнитной волны. В первом приближении для расчета критических условий типов колебаний можно воспользо-

ваться упрощенной моделью, заменив ферритовый стержень изотропным диэлектриком с проницаемостью, равной диэлектрической проницаемости феррита ϵ_f . Продольный размер фазорегулирующей секции определяется по результатам расчета фазовых постоянных распространения волн при разных намагниченностях феррита: $l = \Delta\varphi_m / (\beta_1 - \beta_2)$, где β_1 и β_2 — фазовые постоянные, соответствующие двум предельным значениям намагниченности стержня (максимальной и минимальной); $\Delta\varphi_m$ — максимальное значение управляемого фазового сдвига. При расчете его выбирают на 10...20% больше требуемого с учетом возможного уменьшения активности ФВ в диапазоне частот и температур. Оптимизация характеристик ФВ производится с использованием строгих (к сожалению, весьма громоздких) соотношений. В результате оптимизации характеристик фазовращателя уточняются геометрия волноведущей системы и параметры используемых материалов (диэлектриков, феррита), при которых коэффициент качества Q , равный отношению максимального значения управляемого фазового сдвига к максимальным потерям в заданном интервале рабочих частот, температур, полей намагничивания имеет наибольшее значение.

В ФВ с замкнутой магнитной цепью зависимость магнитной индукции B в ферритовом стержне от внешнего магнитного поля H имеет вид, показанный на рис. 16.1, где H_c — коэрцитивная сила; B_m , B_r — индукции насыщения и остаточная магнитная. Поскольку ФВ с магнитной памятью работает при двух крайних значениях остаточной магнитной индукции $\pm B_r$, целесообразно использовать материалы с петлями гистерезиса, близкой к прямоугольной ($B_r/B_m > 0,8 \dots 0,9$).

Энергия, затрачиваемая на цикл переключения фазы, зависит от коэрцитивной силы материала, площади и длины магнитопровода, времени переключения [16.3, 16.4]: $W_\phi =$

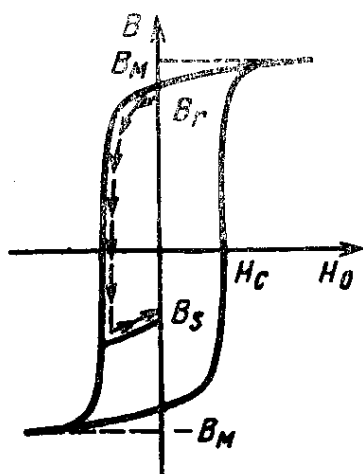


Рис. 16.1. Зависимость магнитной индукции от внешнего магнитного поля

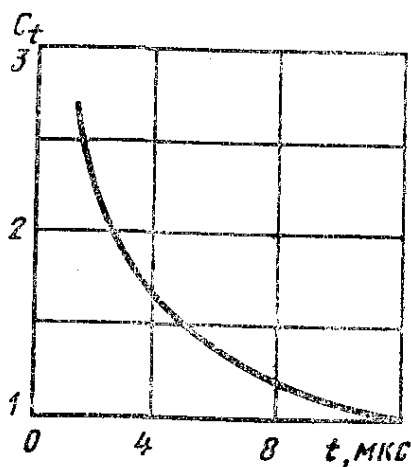


Рис. 16.2. Зависимость коэффициента C_t от времени переключения состояния ФВ

$= (10^{-7} C_i S L \int_a^b B dH) / 4\pi$, где S — площадь поперечного сечения магнитопровода сердечника; L — средняя длина магнитопровода. Типичная форма кривой зависимости C_i от времени переключения показана на рис. 16.2. Интеграл, определяющий площадь петли гистерезиса справа от точки $H_0=0$, может быть найден графически по экспериментально полученной гистерезисной петле.

При наличии в поперечном сечении магнитопровода слоя металла возникают тепловые потери, так как значительная энергия расходуется из-за возбуждения в этом слое токов Фуко. Эти потери будут тем больше, чем меньше время переключения, и зависят от формы импульсов управляющего тока в проводниках системы намагничивания феррита. Форма импульса тока определяется гистерезисными явлениями, демпфирующим действием короткозамкнутого витка (слоя металлизации) и индуктивностью обмотки управления. Энергия, которая затрачивается из-за наличия металлизации [16.4];

$$W_m = W_\phi \frac{488}{T} \frac{B_m}{H_c} \frac{DS}{\rho} \cdot 10^{-9},$$

где D — длина короткозамкнутого витка (периметр металлизированного сечения магнитопровода); T — время переключения; ρ — удельное сопротивление слоя металлизации; H_c — коэрцитивная сила.

Общая энергия, затрачиваемая на один цикл переключения фазы, $W_\Sigma = W_m + W_\phi$.

При конструировании ферритовых ФВ следует учитывать, что механические нагрузки на ферромагнитный материал могут значительно (в несколько раз) уменьшить B_m и фазовый сдвиг. Такие нагрузки возникают как из-за деформаций элементов конструкции (волноводов), так и из-за свойственной ферромагнитным материалам магнитострикции, зависящей от кристаллической структуры материала. Материалам с высокой прямоугольностью петли гистерезиса свойственна слабая магнитострукция.

16.2. УПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА ФЕРРИТОВЫХ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ

Управляющие устройства (УУ) должны обеспечивать установку заданного значения фазового сдвига с необходимой точностью и с учетом формы фазовой характеристики (ФХ), ее изменения в диапазоне частот и температур. Форму и изменения ФХ в диапазоне частот обычно учитывают алгоритмическими методами. Изменение же свойств фазовращателя в диапазоне температур таким способом учесть и устранить чрезмерно трудно, а иногда и невозможно. Поэтому ФВ либо снабжаются си-

стемой термостабилизации, либо система управления строится так, что изменения параметров феррита в зависимости от температуры учитываются автоматически. Это усложняет и удорожает ФВ в целом. При использовании феррит-гранатов температурные уходы фазового сдвига меньше по сравнению с ферритами других типов и, например, в диапазоне температур $-50 \dots +70^\circ \text{C}$ начальный (неуправляемый) фазовый сдвиг изменяется в пределах не более $\pm 10^\circ$ относительно среднего значения.

Для управления ФВ применяются системы с переменными амплитудой или длительностью управляющего импульса и системы с обратной связью по магнитному потоку. При управлении импульсами с переменной длительностью (время-импульсный метод) относительно просто реализуется цифровой метод формирования управляющего сигнала и обеспечивается сравнительно высокий коэффициент полезного действия выходных устройств системы управления.

Цикл установки фазы поясняет рис. 16.1. Сначала сердечник переводится в состояние остаточной намагниченности (характеризующейся точкой B_r) достаточно мощным импульсом тока, создающим магнитное поле, в несколько раз превышающее H_c . Затем подается импульс тока противоположного направления, длительность которого и определяет остаточную намагниченность B_s (процесс перемагничивания показан стрелками). Аналогично управляют намагниченностью феррита при использовании управляющих импульсов регулируемой амплитуды.

Система с обратной связью по магнитному потоку позволяет ослабить зависимость управляемого фазового сдвига от температуры ферритового сердечника, изменяющихся в процессе старения параметров феррита, амплитуды управляющего напряжения и ряда других внешних воздействий.

На рис. 16.3 приведена упрощенная схема устройства с обратной связью по потоку, используемая для управления как

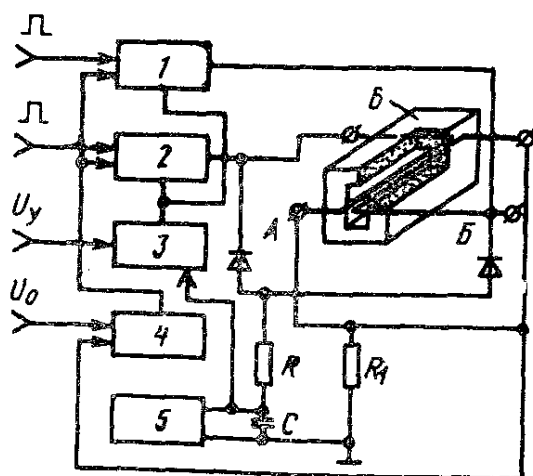


Рис. 16.3. Функциональная схема управляющего устройства с обратной связью по магнитному потоку

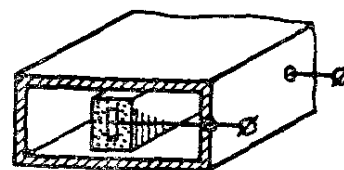


Рис. 16.4. Волноводная секция с невязимного ферритового ФВ

взаимными, так и невзаимными ФВ. В качестве примера на этом рисунке изображен тороидальный ферритовый сердечник невзаимного ФВ. Стирающий и устанавливающий фазу импульсы подаются последовательно на обмотки *A* и *B*.

Пусть, например, на обмотку *A* приходит с усилителя 2 стирающий импульс положительной полярности. При этом ток, протекающий по обмотке, создает напряжение на резисторе R_1 , которое подается на компаратор стирающих импульсов 4, где сравнивается с опорным напряжением U_0 . При их равенстве компаратор запирает усилитель 2 и открывает усилитель 1. Такая регулировка длительности импульса сброса позволяет снизить среднюю мощность управления почти в два раза по сравнению с той, которая необходима при использовании импульсов с постоянной заведомо достаточной для надежного сброса длительностью. Положительный устанавливающий импульс подается с усилителя 1 на обмотку *B*. При этом невозбужденная обмотка *A* используется для измерения уровня магнитного потока, который индуцирует в ней напряжение $e = -d\Phi/dt$. Это напряжение интегрируется цепочкой RC , подключенной к разрядному устройству 5, и сравнивается с аналоговым напряжением U_y на компараторе устанавливающих импульсов 3. Когда поток в ферритовом сердечнике 6 достигает заданного значения U_y уровня, компаратор 3 изменяет свое состояние и запирает усилитель 1. Для набора нового фазового сдвига необходимо произвести «сброс» записанной информации.

Точность работы устройства определяется главным образом порогом срабатывания компаратора устанавливающих импульсов и постоянной времени цепочки RC .

Рассмотренная схема предназначена для работы с невзаимным ФВ в приемопередающем режиме, при этом обмотки *A* и *B* устройства поочередно работают на «сброс» и на «набор» фазы.

16.3. НЕВЗАИМНЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

С помощью невзаимного ферритового ФВ с тороидальным сердечником, расположенным внутри полого металлического волновода (см. рис. 16.4), можно как дискретно, так и плавно изменять фазу распространяющейся волны. Фазовый сдвиг создается двумя вертикальными секциями сердечника (параллельными *E*-составляющей поля СВЧ волны), а горизонтальные секции используются для образования замкнутого магнитопровода. Вертикальные секции находятся в областях круговой поляризации высокочастотного магнитного поля. Ортогональная к плоскости круговой поляризации магнитной составляющей СВЧ поля статическая намагниченность достигается за счет остаточной магнитной индукции. При изменении направления остаточной магнитной индукции изменяется степень взаимодей-

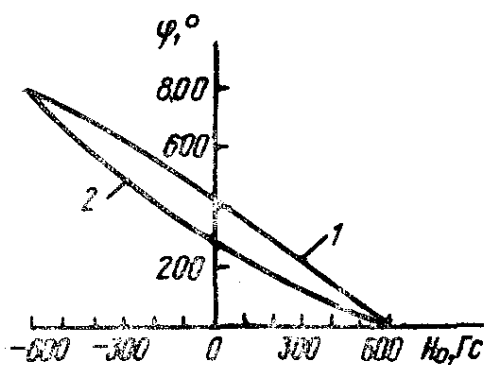


Рис. 16.5. Зависимость фазового сдвига от остаточной намагниченности феррита

ствия феррита и распространяющейся волны. В связи с этим фазовые постоянные распространения волн различного направления при неизменной намагниченности или одного и того же направления, но при разных направлениях вектора магнитной индукции в тороиде будут различными и их разность определяет величину управляемого фазового сдвига.

На рис. 16.5 показаны типичные зависимости фазового сдвига, вносимого фазовращателем, от величины и направления (1 — «прямое», 2 — «обратное») остаточной намагниченности феррита. Чтобы использовать близкую к линейной «прямую зависимость» (1) для создания дифференциального фазового сдвига в режиме как приема, так и передачи, изменение направления распространяющегося высокочастотного поля должно сопровождаться изменением направления тока в управляющей обмотке. При этом полярность импульса «сброса» фазы, переводящего феррит в исходное состояние намагниченности, также должна изменяться.

Конструкция ФВ во многом определяется рабочим диапазоном частот и уровнем средней мощности. В связи с тем, что параллельные широким стенкам волновода секции ферритового сердечника не создают управляемого фазового сдвига и служат только для замыкания магнитного потока, в ряде случаев их целесообразно располагать вне волновода. При этом увеличиваются активность и температурная стабильность ФВ, уменьшаются потери мощности, но снижается скорость изменения фазового сдвига из-за появления в магнитной цепи зазоров и слоев металлизации.

Активность фазовращателя можно увеличить также, если зазор между вертикальными секциями феррита заполнить керамикой с высокой диэлектрической проницаемостью. Для улучшения теплоотвода от ферритовых элементов и уменьшения поперечных размеров секции ФВ области между боковыми стенками волновода и ферритом заполняют керамикой. На рис. 16.6 показана конструкция такой ферритовой секции.

Размеры поперечного сечения и длина фазорегулирующей секции такого ФВ определяются по результатам расчета критических частот низшего и ближайших высших типов волн, а также значения дифференциального фазового сдвига. Затем для выбранных размеров рассчитывают энергию и поля в слоях фазорегулирующей секции. Полученные результаты позволяют уточнить выбор феррита исходя из условия отсутствия пороговых явлений при заданном уровне импульсной мощности и

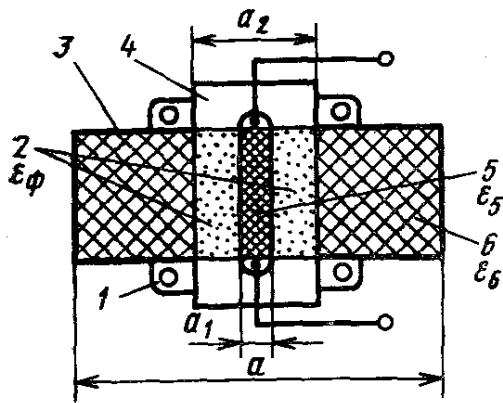


Рис. 16.6. Ферритовый ФВ с улучшенным теплоотводом:
 1 — каналы для охлаждающей жидкости; 2 — ферритовые вкладыши; 3 — волновод; 4 — замыкающие внешние магнитопроводы; 5 — керамическая втулка; 6 — керамические вставки

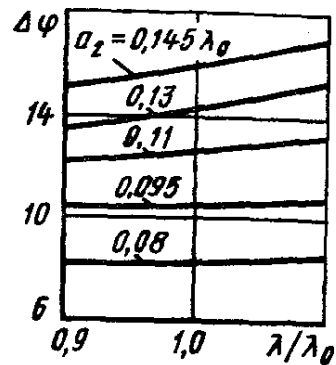


Рис. 16.7. Фазовые характеристики ФВ высокого уровня мощности ($\Delta\varphi = 2\pi/\lambda_0$)

затем, если это окажется необходимым, скорректировать поперечные размеры ФВ с повторным расчетом значений дифференциального фазового сдвига в рабочем диапазоне частот. Расчеты производятся методом частичных областей в предположении однородности намагничивания ферритовых секций (расчетные соотношения см. в § 16.5).

На рис. 16.7 представлены типичные характеристики дифференциального фазового сдвига $\Delta\varphi = 2\pi/\lambda_0$ ФВ с параметрами $a_1 = 0,028 \lambda_0$; $a = 0,280 \lambda_0$; $\varepsilon_6 = 7$; $\varepsilon_5 = 16$; $\varepsilon_\phi = 14,6$ [16.4] от длины волны. Обозначения соответствуют рис. 16.6. Фазовый сдвиг на единицу длины фазорегулирующей секции в таких ФВ можно значительно (в несколько раз) увеличить, если на участке расположения ферритового вкладыша волновод будет снабжен периодической системой диафрагм [16.4].

Поскольку ферритовый сердечник в рассматриваемых ФВ размещается между широкими стенками волновода, при выборе системы крепления следует учитывать магнитострикционный эффект. Воздушные зазоры между сердечником и широкими стенками волноводов могут послужить причиной возникновения высших типов волн и, как следствие, наличия пиков вносимых потерь на частотах, соответствующих резонансным.

Специальные меры необходимо принять и для подавления излучения в месте вывода проводников, если последние находятся в области СВЧ поля (см. рис. 16.4). Наиболее эффективными в этом случае оказываются шунтирующие проходные конденсаторы, а для фазовращателей, работающих на высоких уровнях импульсной мощности, — еще и дополнительные коаксиальные секции с поглощающим материалом, обеспечивающие в совокупности с конденсаторами необходимую защиту электронных блоков системы управления от воздействия СВЧ импульсов.

Таблица 16.1

Параметр	Фазовращатель	
	дискретный	аналоговый
Рабочая частота, ГГц	5,4 ... 6	5,4 ... 5,9
Максимальный фазовый сдвиг, град	360	360
Дискрет регулировки фазы, град	22,5	5,625
Импульсная мощность, кВт	50	10
Средняя мощность, Вт	600	100
Способ охлаждения	Жидкостный с теплоотводом	Естественная конвекция
Вносимые потери, дБ	0,95	0,7
КСВН (максимальное значение)	1,25	1,2
Время переключения, мкс	3	10
Энергия переключения (с учетом КПД элементов управления), мкДж	800	800

Если ФВ должен обеспечивать дискретную регулировку фазового сдвига, то его ферритовый стержень в продольном направлении разделяется на ряд секций, длины которых примерно пропорциональны создаваемым дискретным значениям фазового сдвига. Каждая из ферритовых секций такого фазовращателя намагничивается до насыщения импульсами тока, пропускаемыми через управляющую обмотку. Обмотка (виток провода), используемая для установления начального состояния намагниченности, может быть общей для всех секций.

Общая энергия W_z , затрачиваемая в системе управления на один цикл переключения фазы, определяется с помощью соотношений, приведенных в § 16.1.

Основные характеристики невзаимных ферритовых ФВ, являющиеся типичными для таких устройств, приведены в табл. 16.1 [16.3].

Наиболее часто встречающаяся конструкция ФВ показана на рис. 16.8. Невзаимный ферритовый ФВ с тороидальным сердечником 1 снабжен вставкой 2 из керамики с высокой диэлектри-

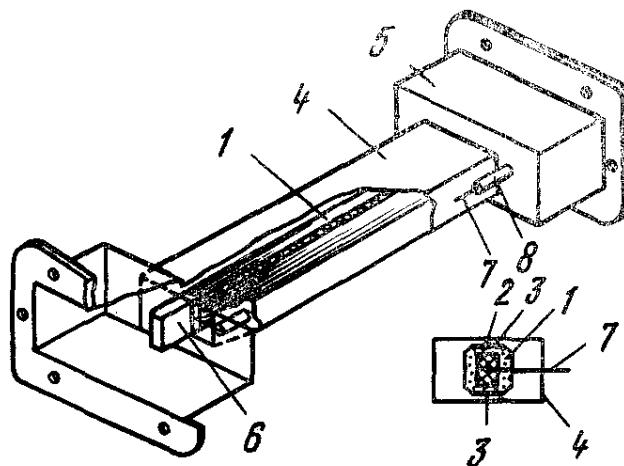


Рис. 16.8. Конструкция невзаимного волноводного ферритового ФВ

ческой проницаемостью и закреплен с помощью тонких диэлектрических прокладок 3 между двумя стенками прямоугольного волновода 4 уменьшенного сечения. Фазорегулирующая секция согласована с отрезками стандартного прямоугольного волновода 5 с помощью диэлектрических трансформаторов 6. Выводы проводников 7 проходят через коаксиальные секции 8 с поглощающим материалом.

Аналогичную конструкцию имеет ФВ на основе круглого волновода с цилиндрической ферритовой втулкой.

Фазовращатель, построенный на основе круглого волновода с «азимутально» намагниченной ферритовой трубкой, работает на волнах с произвольной поляризацией. Типичные характеристики такого ФВ приведены на рис. 16.9 ($a=0,16\lambda_0$; $\epsilon_f \approx 14$; $\Delta\varphi=2\pi/\lambda_0$). Расчет основных параметров ФВ на круглых волноводах производится в той же последовательности, что на прямоугольных. Соотношения для расчета основных параметров фазорегулирующей секции и соответствующие алгоритмы приведены в [16.5].

Существенно меньшие габаритные размеры и массу по сравнению с волноводными имеют ферритовые ФВ на *полосковой меандровой линии*, находящейся внутри ферритового тороидального сердечника [16.3]. При соответствующем выборе размеров меандровой линии в определенных областях ферромагнитного материала создаются ВЧ магнитные поля с круговой поляризацией. Тороидальный сердечник располагается между двумя заземленными плоскостями полосковой линии. Потери в таком ФВ несколько больше (на 1...1,5 дБ), чем в волноводном, а энергия управления в 2—3 раза меньше.

16.4. ВЗАИМНЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

Фазовый сдвиг во взаимных ферритовых ФВ не зависит от направления распространения ВЧ энергии. Наиболее широко применяются взаимные ФВ, которые состоят из полого металлического волновода и ферритового стержня, расположенного вдоль его оси и намагниченного однородным продольным полем (рис. 16.10). Распространяющиеся в такой линии нормальные волны с правой и левой круговой поляризациями (две ортогональные моды) имеют разные постоянные распространения, зависящие от направления вращения вектора магнитного СВЧ поля по отношению к направлению приложенного внешнего поля. Двухмодовый фазовращатель (рис. 16.10, а) состоит из ферритового стержня 1 и двух поляризаторов 3, преобразующих линейно поляризационную волну линии в волну с круговой поляризацией и после прохождения ферритового стержня — обратно в волну с линейной поляризацией. Фазовращатель, схема которого показана на рис. 16.10, б, состоит из двух ферритовых стержней 1 и 2, намагничиваемых встречно. Создаваемый им

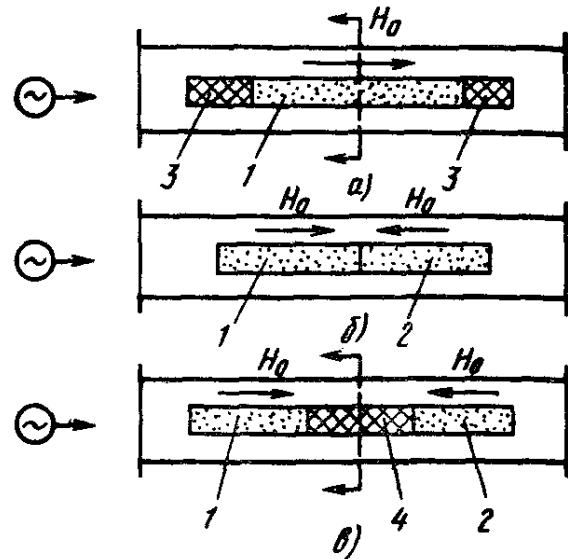
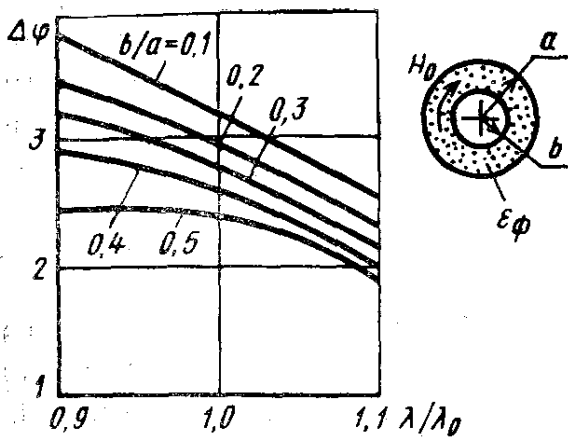


Рис. 16.9. Фазовые характеристики ФВ на круглом волноводе ($\Delta\varphi = 2\pi/\lambda_0$)

Рис. 16.10. Схемы взаимных ферритовых ФВ

управляемый фазовый сдвиг $\Delta\varphi = (\Delta\beta^+ + \Delta\beta^-)l$, где l — длина ферритовых секций; $\Delta\beta^+ = \beta^+ - \beta^0$; $\Delta\beta^- = \beta^- - \beta^0$; β^+ и β^- — фазовые постоянные распространения волн с правой и левой поляризациями при намагниченном феррите; β^0 — фазовая постоянная при размагниченном феррите. Фазовый сдвиг для волны с левой поляризацией больше, чем для волны с правой поляризацией. В связи с этим суммарная длина ферритовых секций в ФВ, показанном на рис. 16.10, б, должна быть больше длины секции ФВ, построенного по схеме рис. 16.10, а. Аналогично работает ФВ, изображенный на рис. 16.10, в. В нем ферритовые секции 1 и 2 намагничиваются в одном направлении, в связи с чем между секциями включен инвертор поляризации 4, изменяющий направление вращения плоскости поляризации СВЧ волны на противоположное. У такого ФВ фазовый сдвиг $\Delta\varphi = \Delta\varphi_n + (\Delta\beta^+ + \Delta\beta^-)l$, где φ_n — неуправляемый фазовый сдвиг, создаваемый инвертором поляризации. Фазовращатели, показанные на рис. 16.10, б и в, не чувствительны к поляризации СВЧ волны. Конструктивно ФВ, не чувствительные к поляризации, отличаются от ФВ, работающих на волнах с круговой поляризацией, обязательным наличием между волноводом и ферритовым стержнем слоя диэлектрика, примыкающего к поверхности последнего. Толщину этого слоя выбирают такой, чтобы управляемый фазовый сдвиг был максимальным.

В отражательном фазовращателе экран (отражающая плоскость) расположен так, как показано на рис. 16.10, а, в штриховой линией со стрелками. При одинаковых с проходными ФВ фазовыми сдвигами отражательные ФВ имеют вдвое меньшие продольные габаритные размеры.

Ограничение рабочей полосы частот ФВ является следствием рассогласования ВЧ тракта и дисперсии дифференциального

фазового сдвига невзаимных поляризаторов. Удовлетворительное согласование полностью заполненного ферритом круглого и стандартного полого прямоугольного волноводов достигается в 30%-ной полосе частот с помощью двухступенчатых диэлектрических трансформаторов. Дифференциальный фазовый сдвиг невзаимных круговых поляризаторов в диапазоне частот изменяется приблизительно пропорционально $1/f$. В результате возрастают вносимые ФВ потери и усиливаются осцилляции этих потерь в диапазоне частот и полей намагничивания.

Наибольшая стабильность фазовых характеристик в диапазоне температур обеспечивается, если в качестве начальной выбрана точка максимальной остаточной намагниченности, соответствующая максимальному фазовому сдвигу $\Delta\varphi_m = l\Delta\beta^-$. Поперечные размеры и длина фазорегулирующей секции выбираются по результатам расчетов критических частот низшего и ближайших высших типов колебаний, а также фазовых постоянных распространения β^\pm низшего типа волны с последующим определением $\Delta\varphi$. Соотношения для расчета составляющих поля и постоянных распространения волн круглых волноводов со слоистым ферритодиэлектрическим заполнением приведены в [16.5]. Для широко используемых в качестве фазорегулирующих секций круглых волноводов, полностью заполненных продольно-намагниченным ферритом без потерь, дисперсионное уравнение волн приведено в § 16.5. Там же приведены соотношения, с помощью которых оцениваются потери в реальном феррите.

Рассмотрим характеристики ФВ с волноводом, полностью заполненным продольно-намагниченным ферритом и с ферритовой втулкой. На рис. 16.11 и 16.12 приведены значения фазового сдвига $\Delta\varphi$ и добротности Q для двухмодовых фазовращателей (кривые 1) и фазовращателей, построенных по схемам рис. 16.10, а, в и не чувствительных к поляризации волны (кривые 2). Характеристики на этих рисунках соответствуют ФВ, работающим в диапазоне частот со средним значением 9,5 ГГц. Радиус ферритового стержня нормирован к длине волны, соответствующей этой частоте. Диаметр волновода (экрана) ФВ с ферритовой втулкой равен диаметру диэлектрической трубки. Феррит имеет следующие параметры: $\epsilon_f = 13,1$; $\mu' = 0,69$; $\mu'' = 5 \cdot 10^{-4}$. В обозначениях кривых использованы индексы S и A, соответствующие диэлектрическим трубкам из материалов SiO_2 ($\epsilon_g = 3,8$; $\text{tg } \delta = 2 \cdot 10^{-4}$) и Al_2O_3 ($\epsilon_g = 9,4$; $\text{tg } \delta = 5 \cdot 10^{-4}$).

Конструкция ФВ с продольным намагничиванием ферритового стержня определяется способом замыкания магнитной цепи [16.2, 16.3]. Внешние по отношению к волноводу участки магнитопровода выполняются в виде скоб из НЧ феррита либо в виде магнитного экрана. Катушка соленоида обычно закрепляется на волноводе. Волновод (экран) выполняется металлизацией ферритового стержня (диэлектрической втулки), при

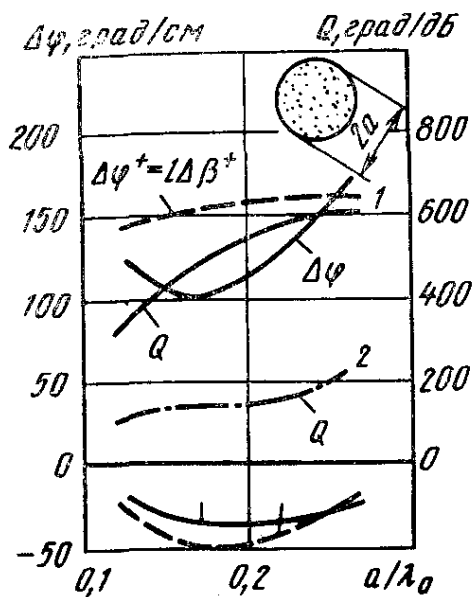


Рис. 16.11. Зависимости дифференциального фазового сдвига и добротности ФВ, волновод которых полностью заполнен продольно-намагниченным до насыщения ферритом, от диаметра волновода

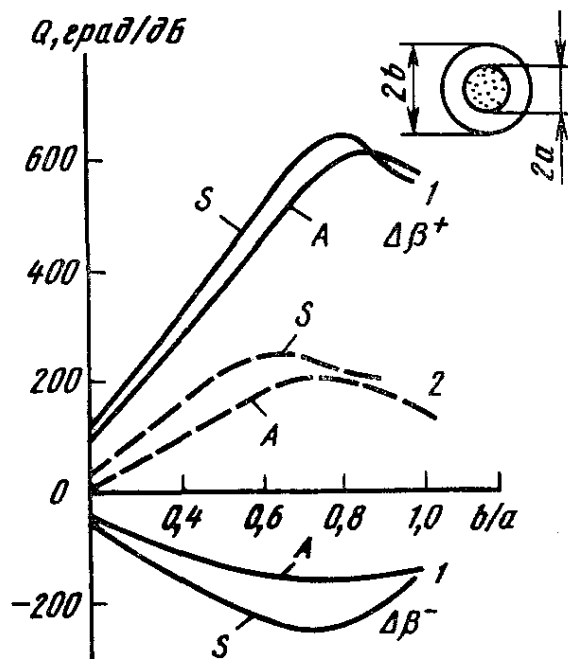


Рис. 16.12. Зависимость добротности ФВ с ферритовыми стержнями, окруженными диэлектрическими втулками, от размеров поперечного сечения

этом должны быть предусмотрены меры для уменьшения токов Фуко (уменьшение толщины слоя металла; прорезание продольных щелей, экранируемых с помощью конденсаторов).

Ниже приведены характеристики взаимного ферритового нечувствительного к поляризации отраженного ФВ [16.3].

Частота, ГГц	(15,3 ... 17,2) ± 5%
Фазовый сдвиг (максимальный), град	360
Мощность, Вт:	
импульсная	250
средняя	3
сигналов переключения	0,33
Время переключения, мкс	50
Масса (без системы управления), г	21

Фазосдвигающая секция взаимного двухмодового проходного ФВ (рис. 16.13) состоит из ферритового сердечника квадратного сечения 1, катушки намагничивания 2 и четырех скоб магнитопровода 3. С обеих сторон этой секции установлены преобразователи круговой поляризации в линейную, представляющие собой участки ферритового стержня с квадрупольным намагничиванием, осуществляемым с помощью четырех постоянных магнитов 4. С помощью диэлектрических трансформаторов 5, содержащих поляризационные фильтры в виде тонких слоев поглощающего материала 6, ФВ согласован со стандартными

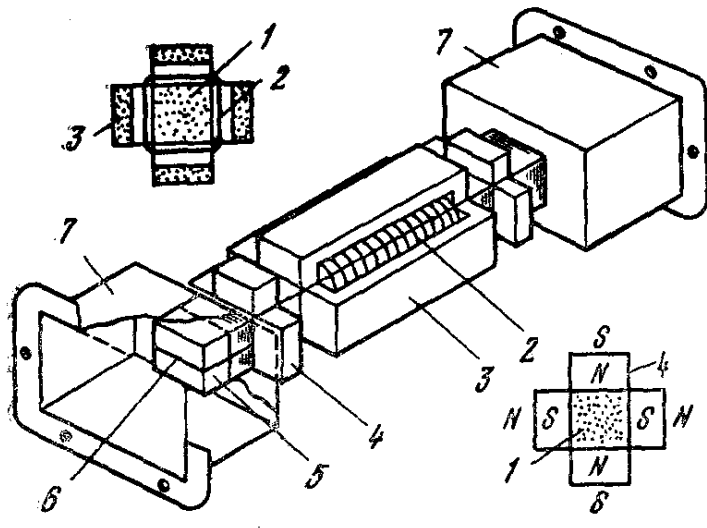


Рис. 16.13. Конструкция двухмодового взаимного ФВ

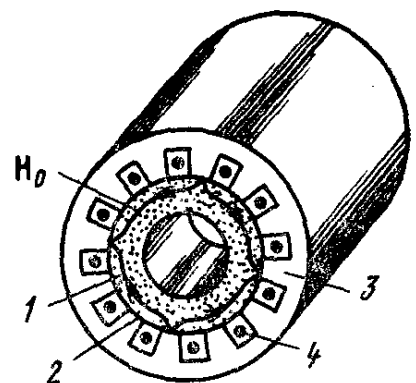


Рис. 16.14. Магнитная система синхронного ФВ с вращающимся магнитным полем

прямоугольными волноводами 7. Для таких ФВ сантиметрового диапазона волн типичными являются следующие основные характеристики:

Полоса рабочих частот, %	10
Управляемый фазовый сдвиг, град, не более	400
Потери, дБ, не более	1
Время изменения фазового состояния, мкс	10...30

Взаимные ФВ с поперечным вращающимся полем, называемые *синхронными*, конструктивно существенно отличаются от ФВ других типов [16.2]. Магнитная система таких ФВ (рис. 16.14) напоминает статор электродвигателя и состоит из ферритовой трубки 1, экрана 2, трубчатого внешнего магнитопровода 3 с продольными пазами, в которых уложены проводники обмоток намагничивания 4. Для управления фазой в обмотки подается трехфазный синусоидальный ток изменяемой по заданному закону частоты. Структура и уровень поперечного вращающегося магнитного поля в фазосдвигающей секции остаются при этом неизменными.

Синхронный ФВ малочувствителен к изменению температуры и имеет линейную фазовую характеристику. С его помощью можно непрерывно изменять фазовый сдвиг по заданному закону с высокой точностью.

16.5. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Ниже приводятся расчетные соотношения, позволяющие определить постоянные распространения и соответственно управляемый фазовый сдвиг для ФВ с поперечно- и продольно-

намагничиваемыми ферритовыми слоями. На основе результатов таких расчетов при конструировании проводится параметрический синтез (оптимизация) ФВ.

Расчетные соотношения получены для упрощенных идеализированных физических моделей с гиромагнитной средой без потерь. Как отмечалось выше, свойства намагниченного феррита, находящегося в ВЧ поле, определяются тензором магнитной проницаемости. При отсутствии потерь диагональные компоненты тензора действительные, а внедиагональные — чисто мнимые. В этом случае зависимости компонент тензора от частоты претерпевают разрыв на частоте, соответствующей ферромагнитному резонансу. Поэтому приводимые соотношения будут справедливы на частотах, не слишком близких к резонансной ω_p .

Потери СВЧ мощности в ФВ складываются из диэлектрических потерь в феррите и диэлектрике втулки, потерь в стенках волновода и потерь на отражение и из-за искажений поляризации поля. Потери в диэлектрике пренебрежимо малы (за исключением потерь в устройствах диапазона КВЧ), а потери в стенках волновода на низком уровне мощности превышают в 2...3 раза магнитные. На высоких уровнях мощности магнитные потери резко увеличиваются, поэтому целесообразно использовать длинные ферритовые стержни с невысокой намагниченностью насыщения.

Диэлектрические и магнитные потери в феррите можно оценить при переходе в дисперсионных уравнениях к комплексным величинам:

$$\beta = \beta' - i\beta'', \quad \mu = \mu' - i\mu'', \quad \epsilon = \epsilon' - i\epsilon'', \quad \mu_\alpha = \mu_\alpha' - i\mu_\alpha''.$$

При малых потерях фазовый сдвиг распространяющейся в феррите волны определяется действительными, а вносимые потери — мнимыми частями ϵ и μ . Комплексная часть постоянной распространения β , обусловленная μ'' и μ_α'' , приближенно определяется формулой

$$\beta'' \approx \frac{\partial \beta'}{\partial \epsilon'} \epsilon'' + \frac{\partial \beta'}{\partial \mu'} \mu'' + \frac{\partial \beta'}{\partial \mu_\alpha'} \mu_\alpha'',$$

где производную вычисляют по дисперсионным характеристикам.

На частотах сантиметрового диапазона длин волны относительная диэлектрическая проницаемость ферритов в среднем составляет 10...20, диэлектрические потери соответствуют значению $\text{tg} \delta \approx 10^{-3}$.

Продольно-регулярный волновод с поперечно-намагниченными ферритовыми слоями. При основном типе колебаний в рассматриваемой структуре (рис. 16.15) отсутствуют вариации по координате y и отличны от нуля компоненты E_y , H_z и H_x .

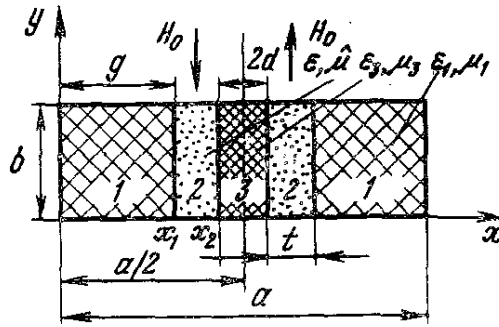


Рис. 16.15. Расчетная модель невзаимного ФВ

Зависимости от времени и координаты z описываются множителем $\exp[i(\omega t - \beta z)]$.

Тензор магнитной проницаемости при намагничивании феррита вдоль оси y в отсутствие потерь имеет вид

$$\hat{\mu}_a = \mu_0 \begin{vmatrix} \mu & 0 & -i\mu_a \\ 0 & \mu & 0 \\ i\mu_a & 0 & \mu_z \end{vmatrix}.$$

Составляющие электрического поля E_y в слоях структуры:

$$E_y^{(1)} = A \sin K_{c1}x, \quad 0 < x < x_1;$$

$$E_y^{(2)} = B \sin K_{c2}(x - x_1) + C \cos K_{c2}(x - x_1), \quad x_1 < x < x_2;$$

$$E_y^{(3)} = D \cos K_{c3}(0,5a - x), \quad x_2 < x < 0,5a.$$

Здесь A , B , C и D — неизвестные амплитудные коэффициенты; $K_{c1} = K_0 \sqrt{\epsilon_1 \mu_0 - p^2}$; $K_{c2} = K_0 \sqrt{\epsilon \mu_{\perp} - p^2}$; $K_{c3} = K_0 \sqrt{\epsilon_3 \mu_0 - p^2}$;

$p = \beta / K_0$; $K_0 = 2\pi / \lambda_0$; $\beta = 2\pi / \lambda_c$; $\mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2 / \mu$; $\mu = \mu_z$; $g = 0,5a - d - t$; λ_0 — длина волны в свободном пространстве; $x_1 = g$; $x_2 = g + t$. Остальные компоненты электромагнитного поля определяются через E_y с помощью уравнений Максвелла. Верхние индексы в обозначении полей соответствуют номерам слоев (см. рис. 16.15):

$$\left(\frac{\mu_a^2 \beta^2}{\mu_{\perp}^2 \mu^2} + \frac{K_{c2}^2}{\mu_{\perp}^2} \right) \operatorname{tg}(K_{c1}g) \operatorname{ctg}(K_{c3}d) + K_{c1}K_{c3} + \\ + \frac{K_{c2}}{\mu_{\perp}} \operatorname{ctg}(K_{c2}t) \left[\frac{K_{c3}}{\mu} \operatorname{tg}(K_{c1}g) - \frac{K_{c1}}{\mu} \operatorname{ctg}(K_{c3}d) \right] \pm \\ \pm \frac{\mu_a \beta}{\mu_{\perp}} \left[\frac{K_{c1}}{\mu} \operatorname{tg}(K_{c1}g) + \frac{K_{c3}}{\mu} \operatorname{ctg}(K_{c3}d) \right] = 0.$$

Изменение знака четвертого слагаемого соответствует изменению направления распространения волны.

Переносимые по слоям рассматриваемой структуры потоки энергии

$$P_1 = \frac{|A|^2 p b g}{2\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2K_{C1}g}{2K_{C1}g} \right) z_0^{-1};$$

$$P_2 = bt \left\{ \frac{\sin 2K_{C2}t}{2K_{C2}t} \left[\frac{|B||C|\mu_\alpha K_{C2}}{K_0 \mu \mu_\perp} + \frac{P}{2\mu_\perp} (|C|^2 - |B|^2) \right] + \right. \\ \left. + \frac{\cos 2K_{C2}t}{2K_{C2}t} \left[\frac{\mu_\alpha K_{C2}}{2\mu \mu_\perp K_0} (|C|^2 - |B|^2) - \frac{|B||C|p}{\mu_\perp} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\mu_\alpha (|B|^2 - |C|^2)}{4\mu \mu_\perp K_0 t} + \frac{P}{2\mu_\perp} (|B|^2 + |C|^2) + \frac{|B||C|p}{2\mu_\perp K_{C2}t} \right\} z_0^{-1};$$

$$P_3 = \frac{|D|^2 p b d}{2\mu_0} \left(1 - \frac{\sin 2K_{C3}d}{2K_{C3}d} \right) z_0^{-1};$$

$$z_0 = \sqrt{\mu_{0a}/\epsilon_{0a}}.$$

Вначале амплитуду электрического поля в центре волновода D выбирают ориентировочно, исходя из абсолютного значения потока энергии в волноводе $P_\Sigma = P_1 + P_2 + P_3$ (может быть принята равной напряженности поля в прямоугольном лодом волноводе с размерами $b = 0,5a = 0,35\lambda_0$). Затем с помощью соотношений

$$A \sin K_{C1}g = C,$$

$$A = \frac{K_{C1}}{\mu_1} \cos K_{C1}g = B \frac{K_{C2}}{\mu_\perp} - C \frac{K_{C2}p}{\mu \mu_\perp},$$

$$B \sin K_{C2}t + C \cos K_{C2}t = D \cos K_{C1}d,$$

$$B \left(\frac{K_{C2}p}{\mu \mu_\perp} \sin K_{C2}t - \frac{K_{C2}}{\mu_\perp} \cos K_{C2}t \right) +$$

$$+ C \left(\frac{K_{C2}p}{\mu \mu_\perp} \cos K_{C2}t + \frac{K_{C2}}{\mu_\perp} \sin K_{C2}t \right) = -D \frac{K_{C3}}{\mu_3} \sin K_{C3}d,$$

вытекающих из условия равенства тангенциальных составляющих полей на границе раздела однородных областей рассматриваемого волновода, определяют остальные коэффициенты A , B и C и рассчитывают потоки мощности P_1 , P_2 , P_3 . Если P_Σ отличается от заданного значения, то корректируют величину D и расчет повторяют.

Продольно-регулярный круглый волновод, заполненный продольно-намагниченным ферритом. Дисперсионное уравнение

$$\left(\frac{K_0^2 \epsilon \mu_\perp - \beta^2}{\kappa_1} - \kappa_1 \right) \frac{J_m'(\kappa_1 a)}{J_m(\kappa_1 a)} \pm \frac{\mu_\alpha}{\mu} \frac{m \beta^2}{a} \left(\frac{1}{\kappa_1^2} - \frac{1}{\kappa_2^2} \right) - \\ - \left(\frac{K_0^2 \epsilon \mu_\perp - \beta^2}{\kappa_2} - \kappa_2 \right) \frac{J_m'(\kappa_2 a)}{J_m(\kappa_2 a)} = 0.$$

Здесь a — радиус волновода; ε, μ_{\perp} — параметры феррита; $x_{1,2}^2 = 0,5 [K_0^2 \varepsilon (\mu_{\perp} + \mu) - 2\beta^2] \pm \sqrt{0,25 K_0^4 \varepsilon^2 (\mu_{\perp} - \mu)^2 + K_0^2 \beta^2 \varepsilon \mu_{\alpha}}$; $\mu = \mu_z$; $\mu_{\perp} = \mu - \mu_{\alpha}^2 / \mu$; $K_0 = 2\pi / \lambda_0$; λ_0 — длина волны в вакууме; $J_m(x), J_m'(x)$ — функции Бесселя первого рода порядка m и их производные; m — число вариаций поля гибридной волны вдоль окружности волновода ($m=1, 2, 3, \dots$ для несимметричных волн, $m=0$ — для симметричных); β — постоянная распространения волны.

Знак «+» соответствует несимметричным волнам с правым вращением, а знак «—» — волнам с левым вращением при совпадении направлений намагничивающего феррит поля и распространяющейся волны.

16.6. ПЕРСПЕКТИВЫ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ ФЕРРИТОВЫХ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ

Электрические характеристики ферритовых ФВ сантиметрового диапазона определяются параметрами ферритовых материалов и схемными решениями. Ферритовые ФВ еще не удовлетворяют современным требованиям по быстродействию, вносимым потерям и энергии, потребляемой по цепям управления. Остается высокой их стоимость, что, в частности, ограничивает область использования ФАР. Конкурентом ферритовых ФВ в диапазонах частот ниже 2...3 ГГц являются прежде всего диодные ФВ. На частотах 3...5 ГГц диодные и ферритовые ФВ экономически равноценны и их применение определяется дополнительными эксплуатационными соображениями. По-видимому, в ближайшем будущем ферритовые ФВ не будут испытывать реальной конкуренции в коротковолновой части миллиметрового диапазона волн. Совершенствование, вероятнее всего, будет идти в направлении улучшения их массогабаритных характеристик (в сантиметровом и дециметровом диапазонах волн) и упрощения их конструкции и технологии производства. Можно ожидать появления более совершенных конструкций ФВ на основе коаксиальных, полосковых линий и линий поверхностных волн с продольным и поперечным управляющим магнитным полем. Применение коаксиальных и полосковых линий передачи в ферритовых ФВ целесообразно в дециметровом и метровом диапазонах волн в тех случаях, когда требуются повышенная электрическая прочность и радиационная стойкость, недостижимые для полупроводниковых ФВ. В коротковолновой части сантиметрового и в миллиметровом диапазонах волн следует обратить внимание на перспективность повышения степени интеграции ФВ с излучающими устройствами и элементами системы управления. С экономической точки зрения, а также для улучшения надежности и электрических характеристик ФАР в целом целесообразно применять интегрированные блоки фазирования, изготавливаемые в едином технологическом цикле и эквивалентные по функциональным возможностям нескольким десяткам или даже сотням отдельных ФВ и излучателей. Такая интеграция неизбежна при создании устройств для коротковолновой части миллиметрового диапазона волн.

17.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В качестве полупроводниковых приборов в фазовращателях (ФВ) широко используются варикапы, *pin*-диоды и сегнетоэлектрики. При включении полупроводникового прибора в линии передачи параллельно или последовательно (рис. 17.1), происходит некоторая потеря СВЧ мощности из-за рассогласования в месте включения и поглощения в активной части полупроводника (омические потери) [17.1].

Изменение фазового сдвига в зависимости от приложенного к полупроводниковому прибору напряжения обеспечивается изменением в основном активного сопротивления, причем у кремниевых диодов скачками и в больших пределах, а у варикапов и сегнетоэлектриков достаточно плавно и в относительно небольших пределах. Последнее обуславливает применение варикапов и сегнетоэлектриков в плавных ФВ, основными недостатками которых являются малая точность установки фазы и значительная инерционность.

На практике наибольшее применение нашли *дискретные ФВ* (ДФВ), которые обеспечивают ступенчатое изменение фазы проходящей или отраженной волны за счет изменения электрической длины вращателя без изменения ее амплитуды. Дискретные ФВ работают более устойчиво и стабильно, так как управление фазой осуществляется не путем изменения напряжения, а его наличием или отсутствием. Как правило, в ДФВ используются полупроводниковые переключательные *pin*-диоды с двумя областями характеристик: «открыто» и «закрото». Преимуществом ДФВ является возможность управления ими с помощью ЭВМ. Именно поэтому число фазовых состояний обычно выбирают равным $M=2^p$, где $p=1, 2, 3, \dots$ — разряды ФВ. Минимально возможное изменение фазы между двумя состояниями называется *дискретом*:

$$\Delta\varphi = 2\pi/M. \quad (17.1)$$

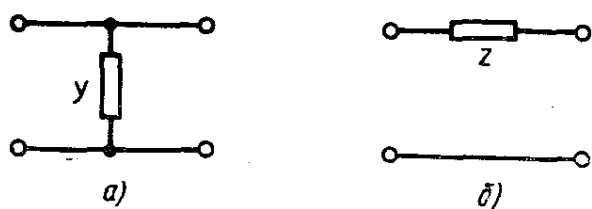


Рис. 17.1. Эквивалентные схемы ДФВ:
а — параллельная; б — последовательная.

17.2. ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ СВЧ

Управляемым отражательным ФВ (ОФВ) называется линейный двухполюсник, фазу которого можно изменять при модуле коэффициента отражения, близком к единице. Такие ФВ выполнены в виде отрезка линии передачи, в которую через расстояние, равное половине дискрета, включены управляемые диоды (рис. 17.2). Вход и выход ОФВ совмещены. Электромагнитная волна через ОФВ проходит дважды — в прямом и обратном направлениях [17.2].

В резонансную диафрагму прямоугольного волноводного ФВ (рис. 17.3) наиболее целесообразно включать спаренные *pin*-диоды. Наличие диода эквивалентно содержанию в центре щели некоторой емкости. Чтобы сделать такое включение резонансным для распространяющейся волны, длину щели укорачивают по сравнению с длиной щели, не содержащей диода. При обесточенном диоде его активная проводимость мала, а емкостная компенсируется индуктивной проводимостью щели [17.3]. Управляющий ток на диод подается по тонкому проводнику, перпендикулярному вектору \mathbf{E} в волноводе, и поэтому не влияет на распространение основной волны H_{10} . В том случае, когда диод обесточен, почти вся поступающая от генератора мощность проходит через резонансную щель, поскольку сопротивление диода очень велико и его влияние на электромагнитную волну незначительно. При пропускании тока сопротивление диода уменьшается в 250—1000 раз, он начинает шунтировать диафрагму, щель перестает быть резонансной и энергия падающей волны отражается от диафрагмы. Отраженная от i -й диафрагмы фаза волны $\Delta_i = 4\pi l_i / \lambda_b$, где l_i — расстояние от входа до i -й диафрагмы; λ_b — длина волны в волноводе. На входе идеального ОФВ коэффициент отражения $\dot{\Gamma}_i = -|\Gamma_i| \exp(-i\Delta_i)$. Минимальное число диафрагм с диодами $N_1 = M - 1$. Расстояние между соседними диафрагмами

$$l_0 = \Delta \lambda_b / 4\pi, \quad (17.2)$$

где Δ — дискрет ОФВ.

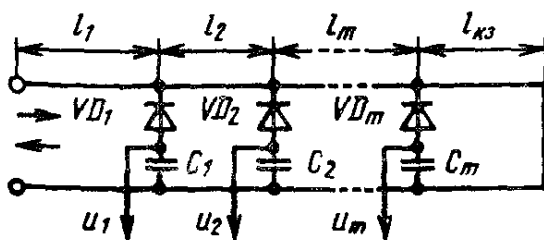


Рис. 17.2. Эквивалентная схема ОФВ

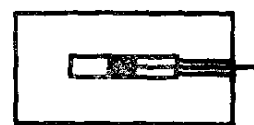


Рис. 17.3. Схема включения спаренных *pin*-диодов в волноводном ФВ

Средние потери в ОФВ обусловлены качеством [17.4] диодов и могут быть оценены по формуле

$$L \approx 1 + 4\sqrt{(M-1)/K}, \quad (17.3)$$

где $K = r_{max}/r_{min}$ — параметр качества; r_{max} и r_{min} — максимальное и минимальное сопротивления диода при изменении управляющего тока. В серийных диодах сантиметрового диапазона значение K колеблется в пределах 300...1000, а дециметрового диапазона — $10^3 \dots 10^4$. Величина K определяет не только потери, но и коммутационные свойства диода. Отражательный ФВ на четыре положения фазы показан на рис. 17.4. Схему многопозиционного ОФВ [0.1] можно изобразить в виде (рис. 17.5) реактивного $2N$ -полюсника, один из входов которого является входом ФВ, а остальные $N-1$ нагружаются на коммутационные диоды. Независимые параметры многополюсника подбирают так, чтобы определенной комбинации открытых и закрытых состояний диодов соответствовало одно из дискретных состояний фазы коэффициента отражения.

Отражательные ФВ могут использоваться либо самостоятельно, либо в совокупности с 3-дБ- и Т-мостами, циркуляторами, кольцевыми мостами и другими устройствами СВЧ (как в проходных ФВ).

17.3. ПРОХОДНЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

Прходной ФВ (ПФВ) — линейный согласованный по входу четырехполюсник, в котором при изменении управляющего сигнала на переключаемых диодах дискретно изменяется фаза проходящей волны. Наиболее просты ФВ на переключаемых отрезках линии передачи (рис. 17.6). Изменение фазы коэффициента передачи на $\Delta\varphi = \beta(l_2 - l_1)$, где $\beta = 2\pi/\lambda_{л}$ — постоянная распространения линии; $\lambda_{л}$ — длина волны в линии, про-

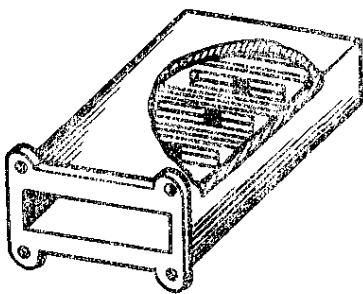


Рис. 17.4. Конструкция ОФВ, выполненного на прямоугольном волноводе



Рис. 17.5. Схема многопозиционного ОФВ

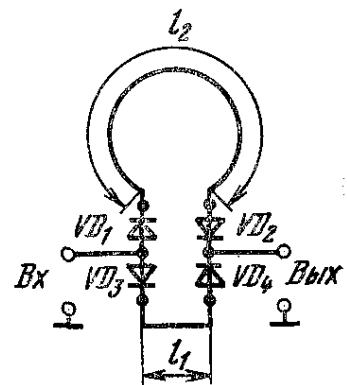


Рис. 17.6. Эквивалентная схема ПФВ на переключаемых отрезках линий передачи

исходит в результате изменения пути прохождения волны по отрезкам l_1 или l_2 при переключении диодов. Потери в линии мало зависят от дискрета фазы $\Delta\varphi$ при использовании диодов с параметром качества $K > 100$ и примерно одинаковы в каждом фазовом состоянии и в целом по ФВ:

$$L = 1 + 4/\sqrt{K}. \quad (17.4)$$

В конструкциях, выполненных на переключаемых отрезках линии (рис. 17.7), каналы переключаются по одной цепи управления путем изменения полярности управляющего сигнала. В каждом канале диоды включены согласованно и последовательно как в линию передачи, так и в цепь управления. В ПФВ, выполненных в виде нагруженной линии передачи (рис. 17.8), фаза коэффициента прохождения изменяется коммутацией различных включенных в линию параллельных реактивностей. Основными параметрами этой схемы ФВ являются шунтирующие проводимости b , волновое сопротивление Z_2 между ними и длина l , которые определяются по формулам

$$b = \operatorname{tg}(\Delta\varphi/2), \quad Z_2 = \cos(\Delta\varphi/2), \quad l = \lambda_{\text{п}}/4. \quad (17.5)$$

Обычно шунтирующая проводимость $b = b_1 + b_2$. Значения этих параметров подбираются по условиям согласования входа ФВ при заданном дискрете фазы коэффициента передачи. При выполнении (17.5) дискрет фазы

$$\Delta\varphi = 2 \operatorname{arctg} [2b / (1 - b^2)]. \quad (17.6)$$

Возникающие из-за конечного качества диодов потери в линии

$$L = 1 - \frac{4}{\sqrt{K}} \left| \operatorname{tg} \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right) \right|. \quad (17.7)$$

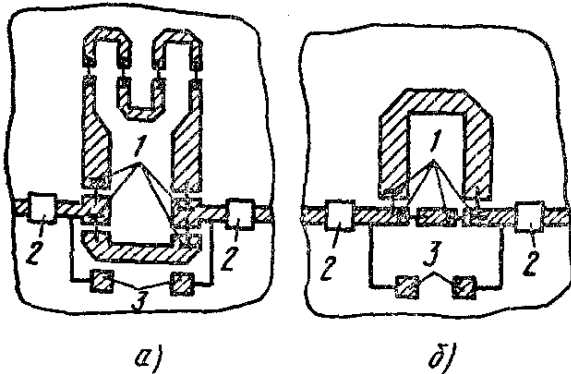


Рис. 17.7. Примеры конструкций ПФВ на переключаемых отрезках линии при фазовых сдвигах:

a — 180° ; b — 45° ; 1 — *pin*-диоды; 2 — разделительные конденсаторы; 3 — контактные площадки для подачи управляющих сигналов

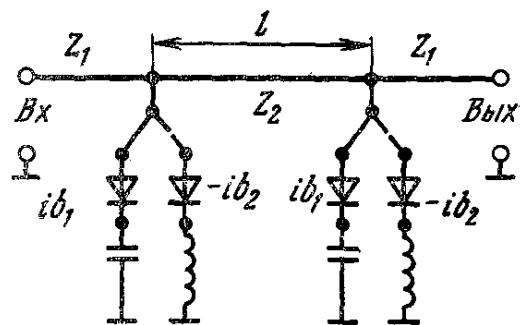


Рис. 17.8. Эквивалентная схема ПФВ в виде нагруженной линии

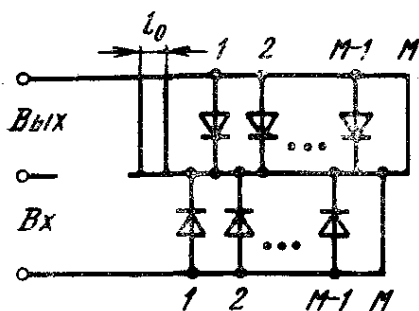


Рис. 17.9. Эквивалентная схема мостового ПФВ

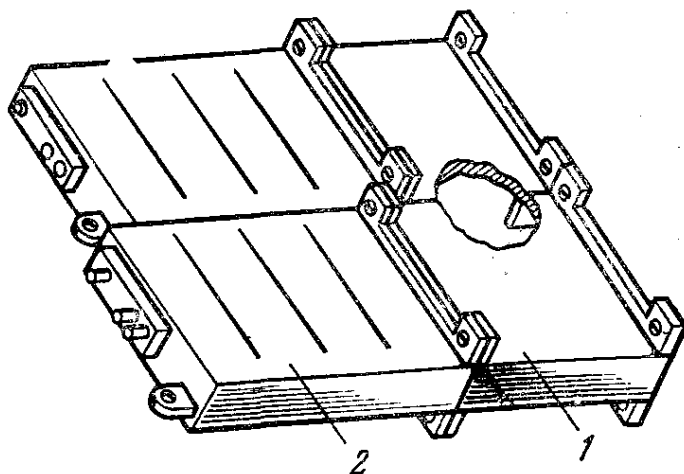


Рис. 17.10. Конструкция волноводного ПФВ:

1 — щелевой мост; 2 — ОФВ

Для хорошего согласования в полосе частот фазовый сдвиг в одной секции не должен превосходить $\Delta\varphi \leq 45^\circ$ [17.5]. Значение $\Delta\varphi > 45^\circ$ приводит к увеличению числа секций с реактивностями, что увеличивает потери L , пропорциональные $\operatorname{tg} \Delta\varphi$. Поэтому для обеспечения $\Delta\varphi > 45^\circ$ ПФВ строят на мостах, циркуляторах и других устройствах с использованием ОФВ.

Мостовой ПФВ (рис. 17.9) состоит из 3-дБ моста и двух идентичных ОФВ. При последовательном переключении диодов синхронно в двух ОФВ обеспечивается число состояний фазы, равное числу фаз M одного из них.

Для получения ПФВ на $2M$ состояний фазы при использовании тех же ОФВ необходимо включить в одно из плеч моста (противоположных входу) статический ФВ на $\Delta/4$ [0.2]. Это будет равносильно удлинению плеча на $l_0 = \lambda_\pi/4M$.

Диоды в этих ПФВ переключаются тоже последовательно, но несинхронно (то в одном ОФВ, то в другом).

В табл. 17.1 приведена последовательность переключения ОФВ для получения ПФВ на $2M$ состояний фазы.

Для идеального ПФВ с точностью до общего фазового множителя матрица рассеяния

$$[S] = \exp(i\pi/2) \begin{bmatrix} \Gamma_\phi & K_\phi \\ K_\phi & -\Gamma_\phi \end{bmatrix}. \quad (17.8)$$

Таблица 17.1

n	1	2	3	4	5	...	p	$p+1$...	$2M$
q	1	1	2	2	3	...	i	i	...	M
m	0	1	1	2	2	...	$i-1$	i	...	M

Примечание. $n=q+m$ —номер фазового состояния ПФВ; q и m —номера фазовых состояний нижнего и верхнего ОФВ соответственно (см. рис. 17.9).

Здесь $\Gamma_{\Phi} = \sin \left[(q - m) \frac{\Delta}{2} - \frac{\Delta}{4} \right] \exp \left[-i \left(n\Delta\varphi + \frac{\Delta}{4} \right) \right]$; $K_{\Phi} = \cos \left[(q - m) \frac{\Delta}{2} - \frac{\Delta}{4} \right] \exp \left[-i \left(n\Delta\varphi + \frac{\Delta}{4} \right) \right]$, где Δ — дискрет фазы ОФВ; $\Delta\varphi = \pi/M = \Delta/2$ — дискрет фазы ПФВ.

Постоянство модулей коэффициентов прохождения K_{Φ} и отражения Γ_{Φ} обеспечивается выбором фазового сдвига $\Delta\varphi = \Delta/4$ и последовательностью переключения диодов, указанной в табл. 17.1, из которой следует условие

$$q - m = \begin{cases} 0 & \text{при четном } n, \\ 1 & \text{при нечетном } n. \end{cases} \quad (17.9)$$

При выполнении (17.9) модуль коэффициента передачи постоянен и равен $\cos \Delta/4$.

Рассуждая аналогично, можем установить, что модуль коэффициента отражения также постоянен и равен $\sin \Delta/4$. В волноводном исполнении такой ФВ (рис. 17.10) состоит из щелевого моста и двух ОФВ (см. также рис. 17.4). С учетом погрешностей электрических параметров моста и тепловых потерь в диодах коэффициенты передачи и отражения неидеального ПФВ на $2M$ состояний определяются по формулам

$$K_{\Phi}' = i2\kappa L^{-1} \left(\frac{1}{1 + \kappa^2} - C^2 \right) \exp \left[-i \left(n \frac{\Delta}{2} + \frac{\Delta}{4} \right) \right] \cos \frac{\Delta}{4} + C + 2L^{-2} \Gamma \kappa \left(\frac{1}{1 + \kappa^2} - C^2 \right) \exp \left[-i2 \left(n \frac{\Delta}{2} + \frac{\Delta}{4} \right) \right] \cos \frac{\Delta}{2}; \quad (17.10)$$

$$\Gamma_{\Phi}' = -i2\kappa^2 L^{-1} \left(\frac{1}{1 + \kappa^2} - C^2 \right) \exp \left[-i \left(n \frac{\Delta}{2} + \frac{\Delta}{4} \right) \right] \sin \frac{\Delta}{4} + C\kappa \exp(i\pi/2) + 2L^{-2} C\kappa^3 \left(\frac{1}{1 + \kappa^2} - C^2 \right) \exp \left[-i2 \left(n \frac{\Delta}{2} + \frac{\Delta}{4} \right) \right] \sin \frac{\Delta}{2}, \quad (17.11)$$

где Γ — коэффициент отражения от входа волноводно-щелевого моста; C — развязка щелевого моста; $\kappa = |b/d|$ — коэффициент деления по полю между выходными плечами волноводно-щелевого моста (для идеального 3-дБ моста $\kappa = 1$). Указанные коэффициенты связаны между собой следующим образом: $|\Gamma|^2 + |b|^2 + |C|^2 + |d|^2 = 1$. В серийных волноводно-щелевых мостах $\Gamma \approx 0,1 \dots 0,15$, $C = -(20 \dots 25)$ дБ; $b \approx d$. Для ПФВ [17.4]

$$L = (1 + 2\sqrt{(2M - 1)/K})^2. \quad (17.12)$$

Первое слагаемое в (17.10) определяет амплитуду и фазу на выходе ПФВ, а второе и третье — амплитудную и фазовую ошибки ФВ, обусловленные погрешностью параметров его элементов.

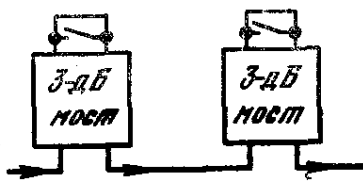


Рис. 17.11. Бинарная схема соединения ПФВ

Максимальные относительные значения амплитудной и фазовой ошибок определяются соответственно по формулам

$$\sigma_m = \frac{C + 2L^{-2}\Gamma\kappa \left(\frac{1}{1+\kappa^2} - C^2 \right) \cos \frac{\Delta}{2}}{2L^{-1}\kappa \left(\frac{1}{1+\kappa^2} - C^2 \right) \cos \frac{\Delta}{4}}; \quad (17.13)$$

$$\nu = \arcsin \frac{C + 2L^{-2}\Gamma\kappa \left(\frac{1}{1+\kappa^2} - C^2 \right) \cos \frac{\Delta}{2}}{2L^{-1}\kappa \left(\frac{1}{1+\kappa^2} - C^2 \right) \cos \frac{\Delta}{4}}.$$

Среднеквадратическое значение КПД по всем фазовым состояниям

$$\eta_{\Phi} = \frac{1}{2M} \sum_{n=1}^{2M} |K_{\Phi'}|_n^2. \quad (17.14)$$

Меньшее число диафрагм с *pin*-диодами имеют ПФВ на 3-дБ мостах, построенные по бинарной схеме (рис. 17.11). В этом случае ФВ представляет собой каскадное соединение t ячеек с двумя состояниями — «открыто» и «закрыто». Минимальное число диодов $N_1 = 2t$. Если пренебречь потерями в мостах, то потери в ФВ $L = \prod_{i=1}^t [1 + (4/\sqrt{K}) \sin(\pi/2^i)]$, где $i = 1, 2, 3, \dots, t$, определяются отражательными секциями.

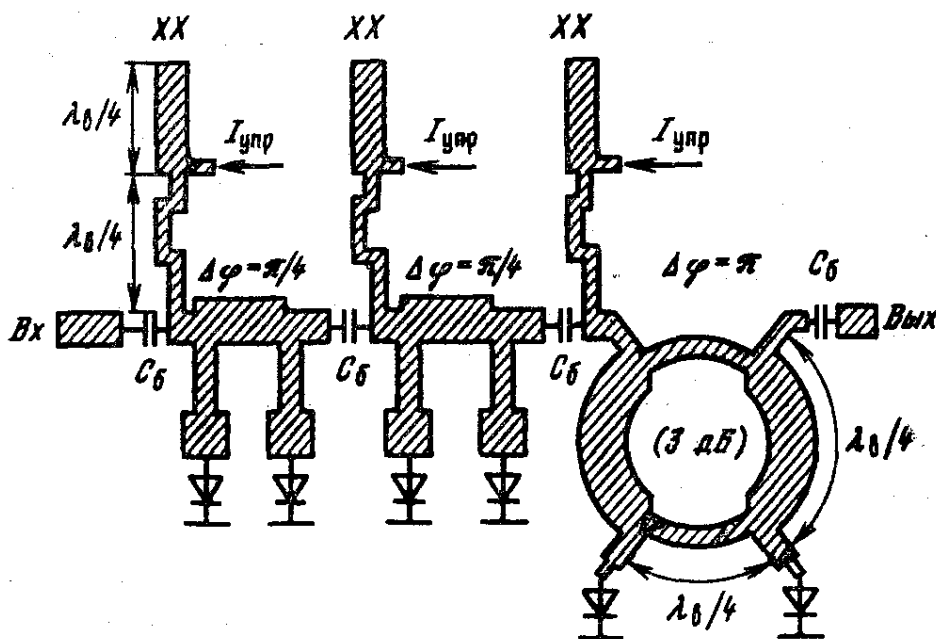


Рис. 17.12. Схема соединений на печатной плате трехразрядного ПФВ (гибридная интегральная микросхема СВЧ)

Таблица 17.2

Тип фазовращателя	f , ГГц	Разряд	$P_{ср}$, Вт	L , дБ	$K_{св}$	Число диодов
Отражательный: полосковый коаксиальный	1,55 ... 5,2	2	—	0,9		3
	$10 \pm 4\%$	2	10	1,1		3
	$1,5 \pm 2,3\%$	2	60	0,9		12
	$15 \pm 4,2\%$	2	2	1,0		—
	$15 \pm 3,2\%$	2	10	1,35		3
Проходной: полосковый	$4,45 \pm 5\%$	4	10	2	1,25	9
	$5,6 \pm 3,5\%$	4	10	1,7	1,25	9
	3,9 ... 6,2	3	40	1,2	1,3	—
	$8,5 \pm 2,5\%$	4	30	2	1,28	24
	$3,5 \pm 2\%$	4	—	2,2	1,3	8
	$3,5 \pm 5\%$	3	50	1	1,23	6
коаксиальный волноводный	5 ... 5,8	4	15	1,3	1,25	16
	$5 \pm 5\%$	4	—	1,7	1,2	14

Построенные по бинарной схеме ПФВ имеют большие продольные размеры, большую массу и потери, превышающие потери ПФВ на 2М положений фазы при одинаковых дискретах.

На микрополосковой плате трехразрядного ПФВ (рис. 17.12) первая секция дает дискрет фазы $\Delta\phi = \pi$, вторая $\pi/2$, третья $\pi/4$, т. е. перекрытие фазы $0 \dots 2\pi$ с дискретом $\pi/4$. В табл. 17.2 приведены параметры некоторых дискретных полупроводниковых ФВ, применяемых в настоящее время. Методика их расчета представлена в [17.2, 17.5].

17.4. РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ВЫБОРУ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ

При выборе полупроводникового ФВ учитывается, что в основном они применяются в ФАР. Это и определяет совокупность предъявляемых к ним требований. Однако эти требования тесно связаны с параметрами самих ФВ, основными из которых являются: дискрет фазы, его стабильность, число диодов, рабочая полоса частот, время переключения, габаритные размеры, масса, потери, мощность, потребляемая по цепям управления, и др. Современные полупроводниковые *pin*-диоды позволяют управлять в линиях передачи импульсной мощностью $P_{и} \leq 100$ кВт и средней мощностью $P_{ср} \leq 1$ кВт.

Исходя из этих параметров выбирают вид ФВ (проходной или отражательный) и тип линии передачи (см. табл. 17.2). Дискрет определяет уровень боковых лепестков в ФАР и требуемую точность установки ДН, а число *pin*-диодов — потери, габаритные размеры и массу ФВ.

Наиболее простым является ФВ, выполненный на переключаемых отрезках линии (см. рис. 17.6 и 17.7). Его выгодно применять при дискретах

$\Delta\varphi = \pi$. При меньших значениях $\Delta\varphi$ число ответвляемых линий растет, что не всегда конструктивно удобно.

Для $\Delta\varphi = \pi/2$ большое распространение получили волноводные ОФВ (см. рис. 17.5). Расчет таких ОФВ проводится по формулам, приведенным в § 17.2. Но изготовить ОФВ с дискретом $\Delta\varphi < \pi/2$ трудно, так как уменьшение расстояния между диафрагмами приводит к появлению стоячей волны, а следовательно, к резкому повышению тепловых потерь в *pin*-диодах.

Для уменьшения значения $\Delta\varphi$ применяют ПФВ, которые образуются за счет объединения двух ОФВ и одного из видов мостов (щелевых, кольцевых, T-образных и циркуляторов, см. рис. 17.9 и 17.10). Средние потери при этом не превышают потерь одного ОФВ. По формулам (17.8)—(17.14) можно рассчитать один из видов мостового ПФВ.

Фазовращатели, построенные по бинарной схеме (см. рис. 17.11 и 17.12) также позволяют уменьшить $\Delta\varphi$, но, как сказано выше, у них резко увеличиваются потери, масса и габаритные размеры.

Раздел III. АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ С ОБРАБОТКОЙ СИГНАЛА

Глава 18. МНОГОЛУЧЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

18.1. КЛАССИФИКАЦИЯ И СХЕМЫ ПОСТРОЕНИЯ

Многолучевые антенны (МА) представляют собой устройства, способные формировать в пространстве несколько ДН, каждой из которых соответствует определенный канал антенны [18.1]. Такие антенны, которые применяются либо как самостоятельные передающие или приемные устройства, либо как элементы сложных антенн, например ФАР, имеют большие функциональные возможности. Они обеспечивают параллельный обзор пространства в широком секторе углов с высокой степенью разрешения, одновременное сканирование несколькими независимыми лучами, расширение сектора однолучевого сканирования ФАР, управление формой ДН антенны и т. п.

Структурная схема МА (рис. 18.1) включает излучающую часть, которая может быть выполнена в виде решетки излучателей или раскрыва апертурной антенны, диаграммообразующее устройство (ДОУ) — основной элемент функциональной схемы, предназначенный для создания требуемых АФР поля в излучающей части, и входы антенны в виде поперечных сече-

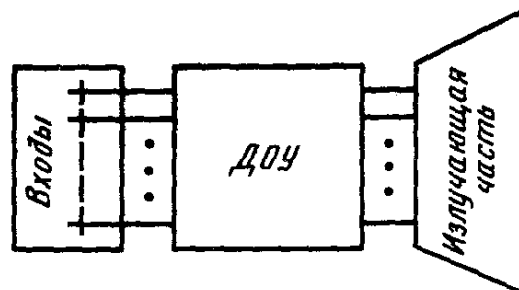


Рис. 18.1. Структурная схема МА

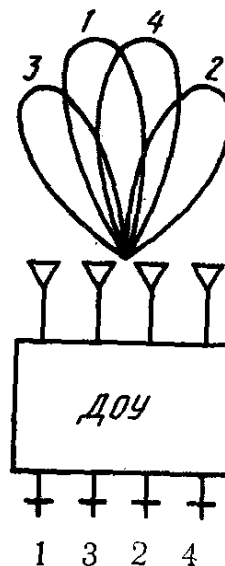


Рис. 18.2. Пример соответствия входов МА и формируемых ДН

Критерии	МА			
Функциональное назначение	Пассивные		Активные	
	Приемные		Передающие	Приемопередающие
	Самостоятельное антенное устройство	Элемент сложной антенны (ФАР)	Переизлучение волн	Сложение мощностей нескольких генераторов
Динамика лучей	Неподвижный веер лучей	Сканирующий веер лучей	Независимое сканирование лучами	Широкоугольное сканирование одним лучом
	Фазовый	Частотный	Цифровой	Амплитудный
Способ формирования лучей	Фазовый	Частотный	Цифровой	Амплитудный
Способ реализации излучающей части	Апертурные	Решетки		Гибридные
Способ возбуждения излучающей части	Параллельный		Последовательный	
Расположение излучателей в пространстве	Линейные	Криволинейные	Плоские	Выпуклые
	Кольцевые	Дуговые	Цилиндрические	Конические
Тип ДЭС	Реактивные		С тепловыми потерями	
	На несущей частоте		На промежуточной частоте	
	Оптические		Матричные	
Практические схемы МА	На основе линзовых антенн	На основе зеркальных антенн	На основе матрицы Батлера	На основе матрицы Бласса
	На основе многоволновых линий передачи	На ДЭС с сходящимися линиями задержки	На ДЭС в виде РС-матрицы	На ДЭС в виде смешительной матрицы

Рис. 18.3. Классификация МА

ний линий передачи с единственным распространяющимся типом волны.

При подключении генератора к какому-либо входу МА в пространстве формируется соответствующая этому входу ДН (рис. 18.2). При работе МА в режиме приема часть энергии плоской волны, падающей из направления, соответствующего максимуму какой-либо ДН, собирается на соответствующем входе антенны. При этом если на остальных входах электромагнитные колебания отсутствуют, то говорят, что входы такой МА развязаны.

Рассмотрим одну из возможных (рис. 18.3) классификаций МА по выбранным критериям. Последние условно можно разделить на две группы. В первую группу входят общие системные и антенные критерии, такие как функциональное назначение МА в системе, динамика и способы формирования лучей. Во вторую — критерии, определяющие способы схемного построения МА. Можно выделить два крупных класса МА по способу реализации излучающей части: апертурные и решетки. Апертурные МА обычно реализуют на основе оптических антенн — линзовых или зеркальных. На рис. 18.4 приведены схемы построения таких антенн.

Диаграммообразующее устройство апертурных антенн представляет собой совокупность облучателей с зеркалом или линзой. Входам облучателей, вынесенным из фокуса зеркала или линзы, соответствуют ДН, отклоненные от нормали к апертуре. Чем дальше смещен облучатель от фокуса, тем больше отклонение соответствующей ему ДН от нормали. Достоинством оптических МА являются простота конструкции и возможность формирования ДН с малыми боковыми лепестками. К недос-

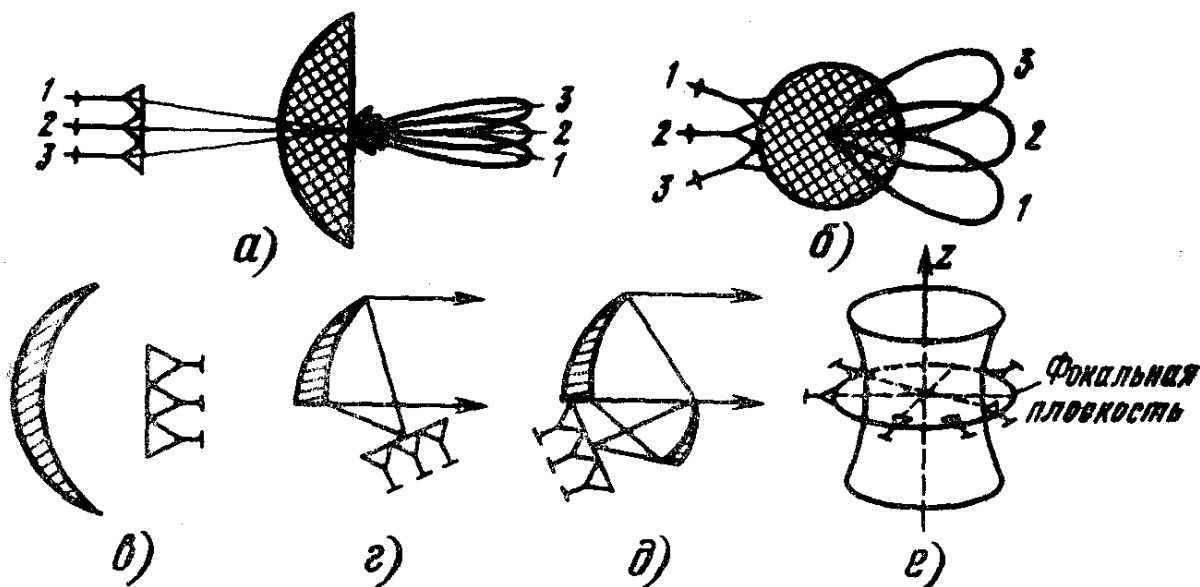


Рис. 18.4. Апертурные МА:

а — на основе замедляющей линзы; б — на основе линзы Лунеберга; в — на основе зеркально-параболической антенны; г — то же с вынесенными облучателями; д — на основе двухзеркальной антенны; е — на основе параболического отражателя типа «печенье»

таткам относятся низкий уровень пересечения соседних лучей, малое значение коэффициента использования поверхности (КИП), громоздкость конструкции и большая масса.

В состав МА с решеткой излучателей входит ДОУ, в виде диаграммообразующей схемы (ДОС) матричного типа. В настоящее время известно большое число схем МА на решетках (МАР). Наиболее распространены МАР на основе параллельной (матрица Батлера) и последовательной (матрица Бласса) ДОС (рис. 18.5). Отличительным признаком и достоинством МА на основе матрицы Батлера (рис. 18.5, а) является возможность составления ДОС из одинаковых восьмиполюсных делителей мощности, например мостов, и набора фиксированных ФВ. Это же предопределяет и ряд недостатков такой антенны, к числу которых относятся: невозможность реализации на ней амплитудных распределений специальной формы, обеспечивающих ДН с низким уровнем боковых лепестков, необходимость использования только бинарного числа излучающих элементов, т. е. количество излучателей должно определяться целой степенью числа 2; частотно-зависимое положение лучей в пространстве. Некоторые недостатки устраняются при использовании матрицы Бласса (рис. 18,5, б), которая позволяет формировать веер оптимальных в каком-либо смысле ДН при произвольном числе излучателей и входных каналов антенны. Направления лучей могут быть независимыми от частоты. Наличие диссипативных (тепловых) потерь позволяет развязать входные каналы МА за счет уменьшения КПД. Если число излучателей в МА, построенной по матрице Бласса, совпадает с числом ее входов, то можно исключить поглощающие нагрузки (рис. 18,5, в). В этом случае получается модифицированная матрица Бласса.

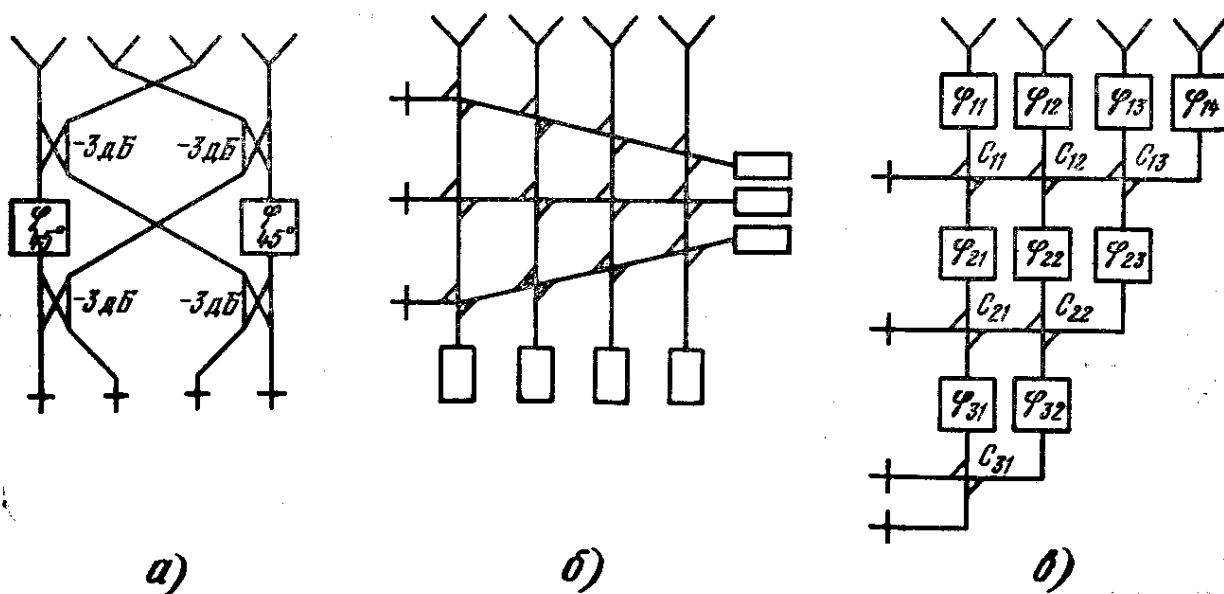


Рис. 18.5. Принципиальные схемы МА на основе матричных ДОУ:

а — четырехлучевая антенна на основе ДОС Батлера; б — трехлучевая антенна на основе ДОС Бласса; в — четырехлучевая антенна на основе модифицированной ДОС Бласса

Различные фазовые распределения в МА с последовательной ДОС реализуются изменением углов наклона горизонтальных линий передачи (рис. 18.5, б) или применением фиксированных ФВ (рис. 18.5, в). Общим недостатком МА на основе матричных ДОС является наличие большого числа направленных ответвителей (НО) фиксированных ФВ, а также сложной разветвленной фидерной схемы. Число НО зависит от числа формируемых лучей (каналов) N . Для полной и модифицированной матрицы Бласса $M_m = N^2$, $M_m = (N^2 - N)/2$; для матрицы Батлера $M_m = (\log_2 N)N/2$. Число ФВ для матрицы Батлера $M_v = (\log_2 N - 1)N/2$.

Из графиков, приведенных на рис. 18.6, видно, что при одинаковом числе лучей N матрица Батлера (кривая 3) содержит меньше элементов, чем матрица Бласса (кривая 1) и модифицированная матрица (кривая 2).

Недостатки рассмотренных МА препятствуют их реализации в диапазоне КВЧ. Непосредственное применение метода масштабного копирования при построении матричных и оптических МА в диапазоне КВЧ ограничено конструкторско-технологическими трудностями и большими потерями в одноволновых ли-

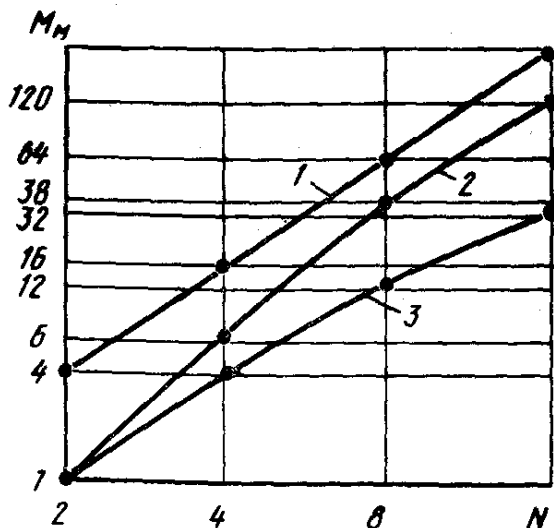


Рис. 18.6. Зависимость числа НО от числа лучей матричных МА:

1 — матрица Бласса; 2 — модифицированная матрица Бласса; 3 — матрица Батлера

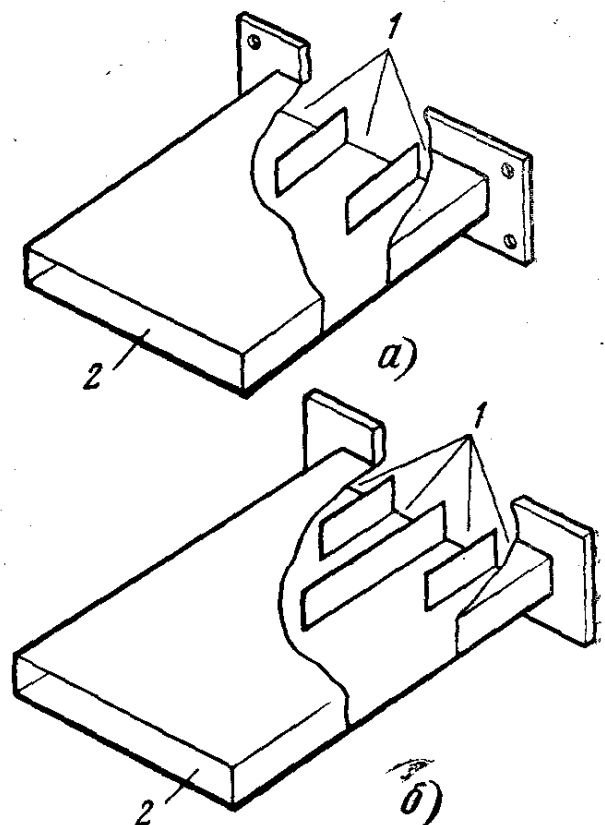


Рис. 18.7. Конструкции МА на основе прямоугольных многомодовых волноводов:

а — трехлучевая; б — четырехлучевая; 1 — входы; 2 — излучающий раскрыв

ниях передачи. Одно из возможных решений задачи построения МА в этом диапазоне состоит в использовании в качестве ДОС линий передачи с несколькими типами распространяющихся волн.

Антенны, основанные на таких линиях передачи, называют *многомодовыми*. Управление формой и положением ДН в многомодовых антеннах, а также формирование веера ДН осуществляются изменением амплитуд и фаз волн, распространяющихся по многоволновой линии передачи. Многомодовые антенны состоят из отрезка многоволнового волновода и устройства возбуждения в нем волн. Излучающая часть выполнена в виде открытого конца многоволнового волновода.

На рис. 18.7 представлены упрощенные конструкции антенн на основе прямоугольных волноводов с волнами H_{n0} . Многомодовый волновод в таких антеннах выполняет роль фокусирующей линзы и преобразует последовательность АФР поля в раскрыве, соответствующую вееру ортогональных лучей, в последовательность сфокусированных распределений поля возле металлических перегородок. Каждое сфокусированное распределение из этой последовательности определяет амплитуду волны H_{10} на соответствующем входе антенны. Основным недостатком данных антенн является быстрое увеличение их продольного размера с ростом числа лучей.

18.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

К основным характеристикам МА относятся: нормированная комплексная ДН по полю, соответствующая n -му входу $F_n(\theta, \varphi)$, $n=1, 2, \dots, N$, и называемая *парциальной*, сектор углов формирования ДН Ω ; уровень пересечения соседних ДН ξ ; КПД антенны для каждого канала η_n , $n=1, 2, \dots, N$. Основываясь на законе сохранения энергии, можно показать, что входы МА без потерь будут развязаны только в том случае, если формируемые ею ДН ортогональны, т. е. для двух любых ДН МА выполняется соотношение

$$\int_0^\pi \int_0^{2\pi} F_m(\theta, \varphi) F_n^*(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta = \begin{cases} 0 & \text{при } m \neq n; \\ 4\pi/D_m & \text{при } m = n, \end{cases} \quad (18.1)$$

где D_m — КНД в направлении максимума m -й ДН.

Часто рассматривают МА с равномерным амплитудным и линейным фазовыми распределениями. Это соответствует вееру одинаковых по форме ДН, разнесенных в пространстве на угол, определяемый условием ортогональности (18.1). У линейной эк-

видистантной МАР ДН, соответствующая n -му входу (без учета эффектов взаимодействия излучателей),

$$F_n(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) \sum_{m=1}^M |a_{mn}| \exp[i\psi_n(m-1)], \quad (18.2)$$

$$n = 1, 2, \dots, N,$$

где $F(\theta, \varphi)$ — нормированная ДН одиночного излучателя; M — число излучателей в решетке; a_{mn} — комплексная амплитуда поля в m -м излучателе решетки при возбуждении n -го входа ДОС волной единичной амплитуды; $\psi_n = -k d \sin \theta + \varphi_n$; $k = 2\pi/\lambda$; d — расстояние между излучателями; θ — угол, отсчитываемый от нормали к решетке; φ_n — разность фаз полей соседних излучателей при возбуждении n -го входа МАР.

Разность фаз определяется из условия ортогональности лучей или из соответствующего АФР поля на решетке и задается типом ДОС. Например, для N -канальной ДОС, построенной по параллельной схеме,

$$\varphi_n = \pm \frac{\pi}{N} (2n - 1), \quad n = 1, 2, \dots, N/2. \quad (18.3)$$

Здесь знак «+» соответствует лучам, располагающимся справа от нормали решетки, а «-» слева.

Число входов (лучей) ДОС N и сектор формирования ДН Ω , определяемый по уровню их пересечения (рис. 18.8), связаны со средней шириной ДН $2\theta_{\text{ср}}$ уравнением

$$\Omega = 2\theta_{\text{ср}} N. \quad (18.4)$$

Уровень пересечения соседних ДН — важная характеристика МА, определяющая падение КНД в пределах парциальной ДН антенны, ограниченной этим уровнем. Чем выше этот уровень, тем больше КНД в пределах парциальной ДН. Для ортого-

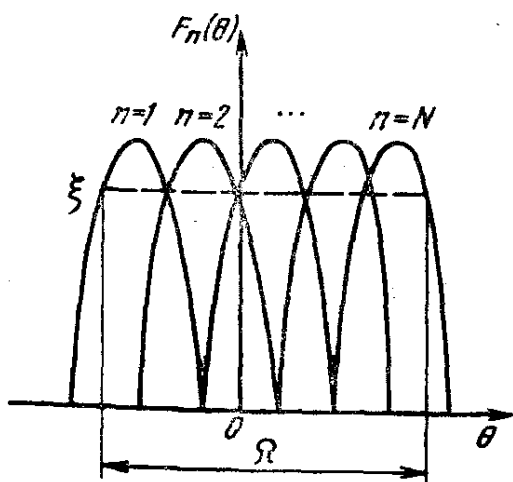


Рис. 18.8. Диаграммы направленности МА

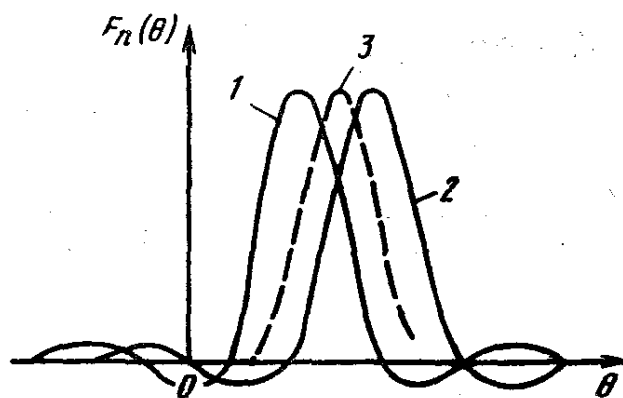


Рис. 18.9. Диаграммы направленности при возбуждении каналов МА: n -го (1), $(n+1)$ -го (2) и одновременно n -го и $(n+1)$ -го (3)

нальных ДН КНД можно найти из (18.2). Без учета направленных свойств одиночного излучателя при равномерном АФР поля по решетке

$$\xi = 1/N \sin(\pi/2N). \quad (18.5)$$

Отсюда следует, что для двухэлементной антенны уровень пересечения равен $1/\sqrt{2}$ (—3 дБ). При увеличении числа излучателей МАР он стремится к значению $2/\pi$ (—4 дБ). Сделанный вывод справедлив для линейной и главных плоскостей плоской МАР. В диагональных плоскостях плоской МАР уровень пересечения уменьшается до значения 0,4 (—8 дБ). Это определяет падение КНД в направлениях пересечения соседних ДН. Однако КНД можно повысить одновременным включением двух каналов с ближайшими к этим направлениям ДН. При этом формируется ДН, имеющая максимум в направлении пересечения (рис. 18.9). Соответствующее этой ДН АФР поля по решетке представляет собой суперпозицию АФР поля для соседних лучей. Важная особенность МА состоит в том, что уровень пересечения соседних диаграмм ξ и АФР поля по решетке (а следовательно, и ДН) нельзя выбирать независимо. Например, увеличение уровня пересечения сверх определенного значения, задаваемого условием ортогональности (18.1), приводит к уменьшению развязки входных каналов МА. Для достижения заданного уровня развязки при неортогональных АФР в состав ДОС вводятся поглощающие нагрузки, ограничивающие КПД. Под КПД МА понимают отношение излучаемой мощности к подводимой к n -му входу при условии, что остальные входы нагружены на согласованные нагрузки. Можно показать, что КПД падает лишь тогда, когда ДН неортогональны, т. е. когда не выполняется условие (18.1). Мерой ортогональности ДН являются *нормированные взаимные сопротивления* входных каналов антенны

$$\begin{aligned} r_{mn} &= \frac{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} F_m(\theta, \varphi) F_n^*(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta}{\sqrt{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} |F_m(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\varphi d\theta \int_0^\pi \int_0^{2\pi} |F_n(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\varphi d\theta}} \\ &= (\sqrt{D_m D_n} / 4\pi) \int_0^\pi \int_0^{2\pi} F_m(\theta, \varphi) F_n^*(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta. \end{aligned} \quad (18.6a)$$

Это сопротивление можно определить через амплитуды волн в излучателях решетки, согласованных со свободным пространством, соответствующих возбуждению m - и n -го входов ДОС:

$$r_{mn} = \left[\sum_{s=1}^M a_{sm}^* a_{sn} \right] / \sqrt{\sum_{s=1}^M |a_{sm}|^2 \sum_{s=1}^M |a_{sn}|^2}. \quad (18.66)$$

Для апертурных МА

$$r_{mn} = \left[\int_{S_{\Sigma}} E_m \dot{E}_n^* ds \right] / \sqrt{\int_{S_{\Sigma}} |E_m|^2 ds \int_{S_{\Sigma}} |E_n|^2 ds}, \quad (18.6в)$$

где E_m — распределение поля в раскрыве антенны S_{Σ} при возбуждении m -го входа МА волной единичной амплитуды.

Сопротивления r_{mn} безразмерны; они отнесены к волновому сопротивлению линий передач, являющихся входами ДОС. Если МА ортогональны, то $r_{mn} = 1$ при $m = n$ и $r_{mn} = 0$ при $m \neq n$. В этом случае для каждого канала значения КПД антенны могут быть сколь угодно близки к единице. Ортогональность заданных ДН может обеспечиваться при определенном уровне пересечения ξ , т. е. требование ортогональности зависит от значения ξ . Для неортогональных ДН $0 \leq |r_{mn}| \leq 1$; $r_{mm} = 1$; $r_{mn} = r_{nm}^*$.

Общие выражения, определяющие ограничения на КПД МА с произвольным числом лучей, весьма громоздки. Математически они сводятся к нахождению области неотрицательной определенности эрмитовой формы:

$$a^+ (E - \eta^{0,5} r \eta^{0,5}) a \geq 0, \quad (18.7)$$

где a — произвольный вектор-столбец амплитуд волн, падающих на входы МА; плюс над буквой означает эрмитово сопряжение (транспонирование и комплексное сопряжение); E — единичная матрица порядка N ; η — диагональная матрица с элементами η_n , $n = 1, 2, \dots, N$; r — квадратная эрмитова матрица порядка N с элементами r_{mn} , определяемыми из (18.6).

Критерием неотрицательной определенности формы (18.7) является неотрицательность всех главных миноров ее матрицы. Для двухлучевой антенны с произвольными, не обязательно ортогональными ДН ($r_{12} \neq 0$) имеют место следующие ограничения на КПД η_n , $n = 1, 2$, каналов:

$$\eta_1 \leq 1; \quad \eta_2 \leq 1; \quad (18.8)$$

$$\eta_2 \leq (1 - \eta_1) / [1 - \eta_1 - \eta_1 (1 - |r_{12}|^2)]. \quad (18.9)$$

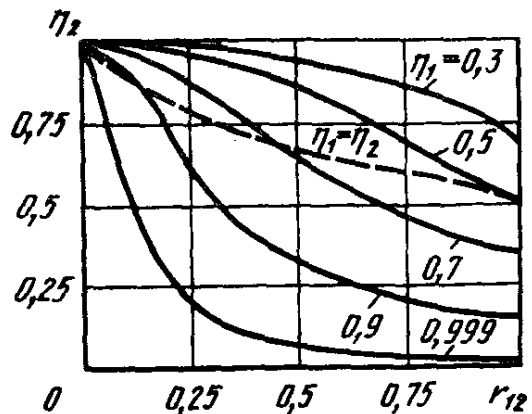


Рис. 18.10. Зависимость КПД второго канала двухлучевой антенны от взаимного сопротивления при разных значениях КПД первого канала

Из зависимости КПД второго канала как функции r_{12} при разных η_1 (рис. 18.10) получим, что для равноэффективных каналов $\eta_1 = \eta_2 = \eta$ из (18.8) и (18.9) следует $\eta \leq 1/(1+|r_{12}|)$. Эта зависимость проиллюстрирована на рисунке штриховой линией. Видно, что если η_1 выбран достаточно большим, например $\eta_1 = 0,9$, то η_2 быстро уменьшается уже при небольших значениях r_{12} . При числе входов антенны более четырех ограничения на КПД следует определять с помощью ЭВМ.

18.3. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ЧАСТИ МНОГОЛУЧЕВОЙ АР

Проектирование излучающей части МАР сводится к выбору типа излучателя, его геометрических размеров и расстояния между излучателями. Ограничимся рассмотрением АР с излучателями в виде рупоров или открытых концов волновода. Другие типы излучателей АР были рассмотрены выше. На рис. 18.11 представлена структура излучающей части линейной МАР рупорных излучателей с размерами апертуры $a_p \times b_p$, расстояние между излучателями обозначено d , длина антенны L , а толщина стенок t . Из рисунка следует, что $d = a_p + 2t$. Расстояние между излучателями выбирается из условия отсутствия в области действительных углов максимумов множителя решетки высших порядков. Это ограничение приводит к неравенству

$$d \leq \lambda / (1 + |\sin \theta_{ск}|), \quad (18.10)$$

где $\theta_{ск}$ определяет положение максимума ДН, соответствующей крайнему лучу МАР. Из (18.2) и (18.3) следует, что при $M=N$ и $a_{mn} = 1/\sqrt{M}$, т. е. при равномерном амплитудном распределении, для крайнего луча $|\sin \theta_{ск}| = (N-1)\pi/Nkd$. Подставляя это соотношение в (18.10), получаем условие выбора расстояния между излучателями МАР

$$d \leq [1 - (N-1)/2N]\lambda. \quad (18.11)$$

Отсюда следует, что уже при $N=4$ $d=0,625\lambda$ и мало отличается от $\lambda/2$, что приводит к сложностям конструирования МАР. Применение треугольной сетки для плоских МАР приводит к менее жестким ограничениям:

$$d \leq [2/\sqrt{3} - (N-1)/2N]\lambda. \quad (18.12)$$

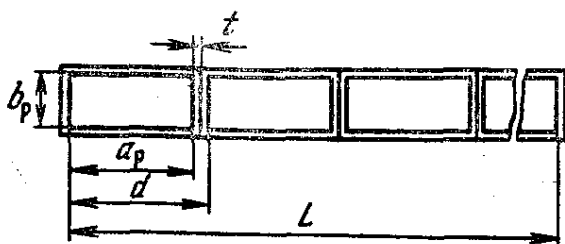


Рис. 18.11. Структура излучающей части линейной МАР

Для реализации требуемых расстояний между излучателями, особенно в плоскости H поля излучения антенны, а также миниатюризации конструкции ДОС можно использовать заполнение волноводов диэлектриком с малыми потерями. При этом размеры поперечного сечения волновода выбираются из условий $0,6\lambda/\sqrt{\epsilon} \leq a \leq 0,9\lambda/\sqrt{\epsilon}$, $b < 0,5\lambda/\sqrt{\epsilon}$, где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Характеристики диэлектриков СВЧ приведены, например, в [18.2]. Необходимо учитывать, что при этом может увеличиваться масса антенны. Остальные размеры выбираются так же, как для других типов АР,— по формулам, приведенным в гл. 2.

18.4. МНОГОЛУЧЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ НА ОСНОВЕ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ДОС

Основными элементами параллельной ДОС являются мосты, отрезки линий передачи и статические ФВ. Число входов в невырожденной схеме равно числу излучателей. Схемы антенн с большим числом лучей приведены в [18.1]. Двухлучевая ДОС (рис. 18.12, а) состоит из одного моста. Входам 1 и 2 (см. (18.3)) соответствуют фазовые распределения 0 , $-\pi/2$ и $-\pi/2, 0$. Формируются два широких луча, симметрично отклоненных от нормали. Четырехлучевая ДОС (рис. 18.12, б) отличается от аналогичной схемы (рис. 18.5, а) тем, что вместо пересечений линий передач использованы НО с полной связью, что конст-

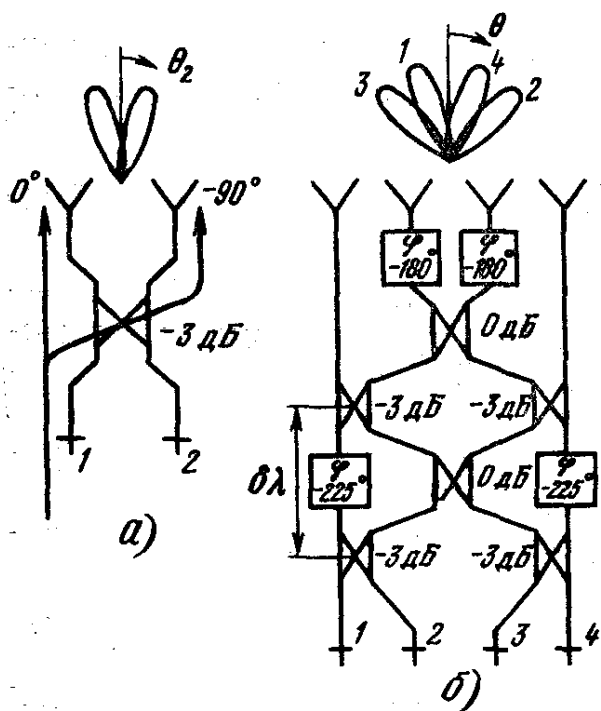


Рис. 18.12. Схемы МАР на параллельной ДОС для антенн: а — двухлучевой; б — четырехлучевой при использовании НО с полной связью

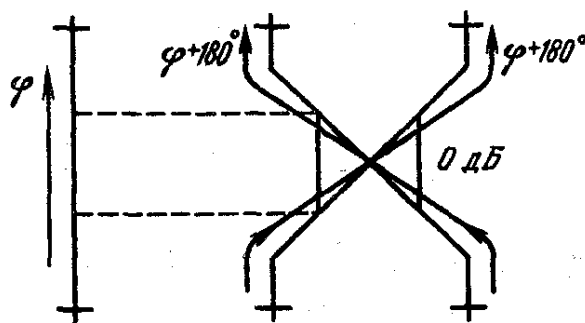


Рис. 18.13. Фазовые соотношения в НО с полной связью и отрезке регулярного волновода

Таблица 18.1

Номер входа	Фазы волн в излучателях, град				Разность фаз между излучателями, град
	I	II	III	IV	
1	135	90	45	0	-45
2	45	180	-45	90	+135
3	90	-45	180	45	-135
4	0	45	90	135	+45

руктивно более удобно. Дополнительно включены фазовращатели на 180° , компенсирующие разницу фазового сдвига волн, проходящих через НО с полной связью и линию передачи одинаковой с НО длины (рис. 18.13).

Фазовые распределения поля в решетке при возбуждении различных входов ДОС приведены в табл. 18.1.

Амплитудные распределения, формируемые параллельной ДОС, для всех каналов равномерные. Диаграммы направленности такой МА ортогональны, все каналы согласованы и развязаны. Положительным качеством параллельной ДОС является широкополосность — следствие равенства геометрических путей от входов к излучателям. Число элементов параллельной ДОС минимально по сравнению с другими ДОС, собранными по матричным схемам. Диаграммы направленности

$$F_n(\theta, \varphi) = F_n(\theta, \varphi) \frac{\sin [N(-kd \sin \theta + \varphi_n)/2]}{N \sin [(-kd \sin \theta + \varphi_n)/2]}, \quad (18.13)$$

где φ_n определяется из (18.3).

В параллельной ДОС КПД отличается от единицы из-за тепловых потерь в элементах и неидеальности мостов. Обусловленный тепловыми потерями КПД

$$\eta_{\text{тп}} = \exp \left\{ -\frac{\lambda}{4} \alpha M \sqrt{25\delta + 16} \right\}, \quad (18.14)$$

где α — коэффициент затухания волны в линии передачи; δ — число длин волн, укладываемых между соседними по высоте мостами, ближайшими к входам ДОС (см. рис. 18.12, б). Выражение (18.14) справедливо и для плоской прямоугольной МАР, если в качестве M взять половину числа излучателей, укладываемых по периметру антенны.

Для параллельной ДОС, обусловленной неидеальной направленностью ν мостов КПД,

$$\eta_\nu = [\nu / (1 + \nu)]^{\log_2 M}. \quad (18.15)$$

При этом направленность определяется как отношение мощности P_4 , проходящей в плечо 4 моста, к мощности P_2 , просачивающейся в плечо 2 при возбуждении плеча 1 (рис. 18.14): $\nu = P_4/P_2$. Для используемых на практике мостов $\nu = 15 \dots 30$ дБ.

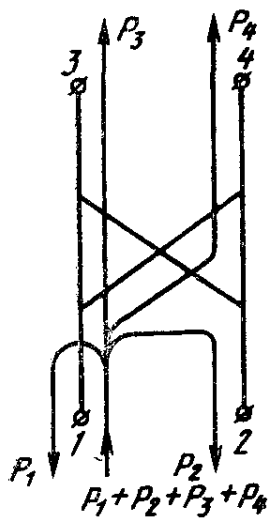


Рис. 18.14. К определению направленности моста ν

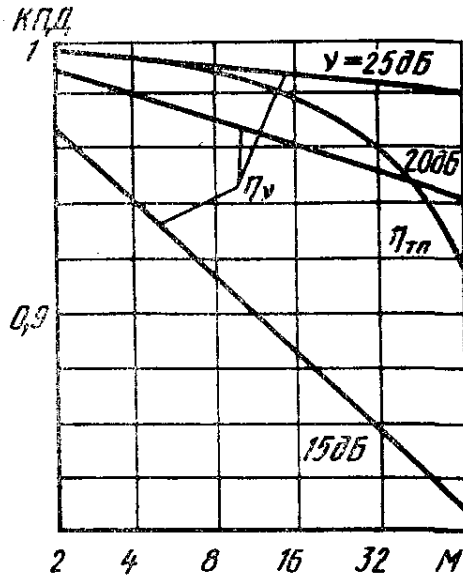


Рис. 18.15. Зависимость КПД ДОС батлера от числа излучателей

Полный КПД

$$\eta = \eta_{\text{гп}} \eta_{\nu}$$

(18.16)

Из зависимостей, построенных для ДОС на основе волновода R84 при $\delta=3$ на частоте 7,89 ГГц (рис. 18.15), следует, что для обеспечения КПД антенны не хуже 0,9 необходимо реализовать мосты с $\nu=20$ дБ.

Волноводная четырехлучевая антенна на параллельной ДОС (см. рис. 18.16, б) состоит из пяти сборочных единиц: блока излучателей 1, блоков НО с полной связью 2 и 5, блоков мостов 3

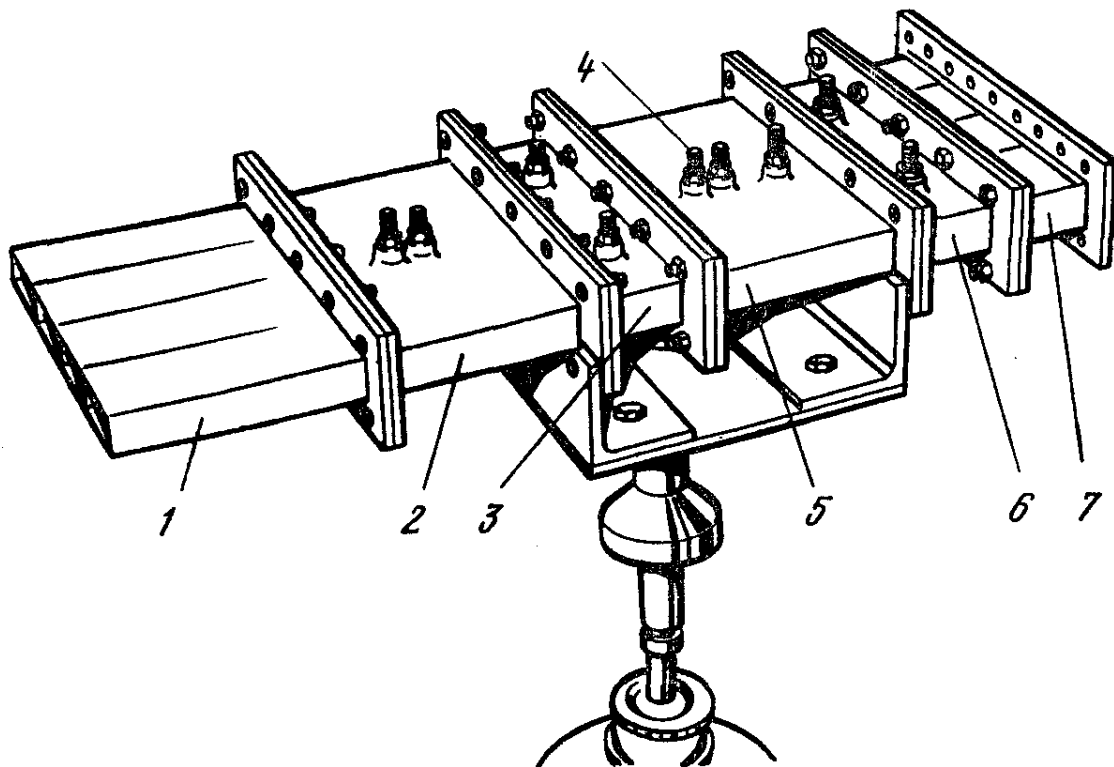


Рис. 18.16. Четырехлучевая антенна на основе ДОС Батлера

и 6. Блок излучателей представляет собой четыре волновода, совмещенных по узким стенкам, объединенных общим фланцем и излучающих через открытые концы. Внутри каждого волновода размещен индуктивный штырь, предназначенный для согласования его открытого конца со свободным пространством. В средних волноводах размещены диэлектрические ФВ на 180° . Блок 2 представляет собой совокупность волноводно-щелевых делителей мощности с полной связью и двух волноводов, объединенных двумя общими фланцами. Волноводно-щелевой делитель с полной связью состоит из двух волноводов, в общей узкой стенке которых прорезано окно длиной, равной удвоенной длине окна волноводно-щелевого моста. Для настройки делителей мощности предусмотрены емкостные штыри 4. Блок 3 содержит два параллельно расположенных моста, объединенных общим фланцем. Блоки 5 и 6 конструктивно аналогичны блокам 2 и 3. В волноводах блока 5 размещены диэлектрические фазовращатели на 225° . Блок 7 представляет собой четыре волновода, совмещенные узкими стенками и объединенные общими фланцами.

18.5. МНОГОЛУЧЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ НА ОСНОВЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ ДОС

Общий вид схемы МАР на последовательной ДОС представлен на рис. 18.17. Она состоит из горизонтальных линий передачи 1, объединенных НО 2 с вертикальными линиями передачи 3, нагруженными на решетку излучателей 4. В разрывах вертикальных линий передачи включены ФВ 5. Для развязки входных каналов горизонтальные и вертикальные линии передачи нагружены на согласованные нагрузки 6. Требуемые АФР поля в излучателях решетки, определяющие веер ДН, обеспечиваются выбором коэффициентов связи НО и фазовых сдвигов, вносимых ФВ. С ростом числа излучателей и входов МА ее размеры и потери в линиях растут медленнее, чем в МА на основе параллельной ДОС. В рассматриваемой антенне соотношение между числом входных каналов (лучей) N и числом излучателей M может быть произвольными. Число ортогональных ДН, формируемых линейной МА, $N \leq \text{Ent}(2L/\lambda) + 1$, где $\text{Ent}(x)$ означает целую часть x ; L — линейный размер антенны в плоскости формирования лучей.

Значения коэффициентов связи НО и фазовых сдвигов, вносимых ФВ, определяются путем расчета. Для линейных антенных решеток известные АФР поля в излучателях можно представить M -мерными векторами-столбцами

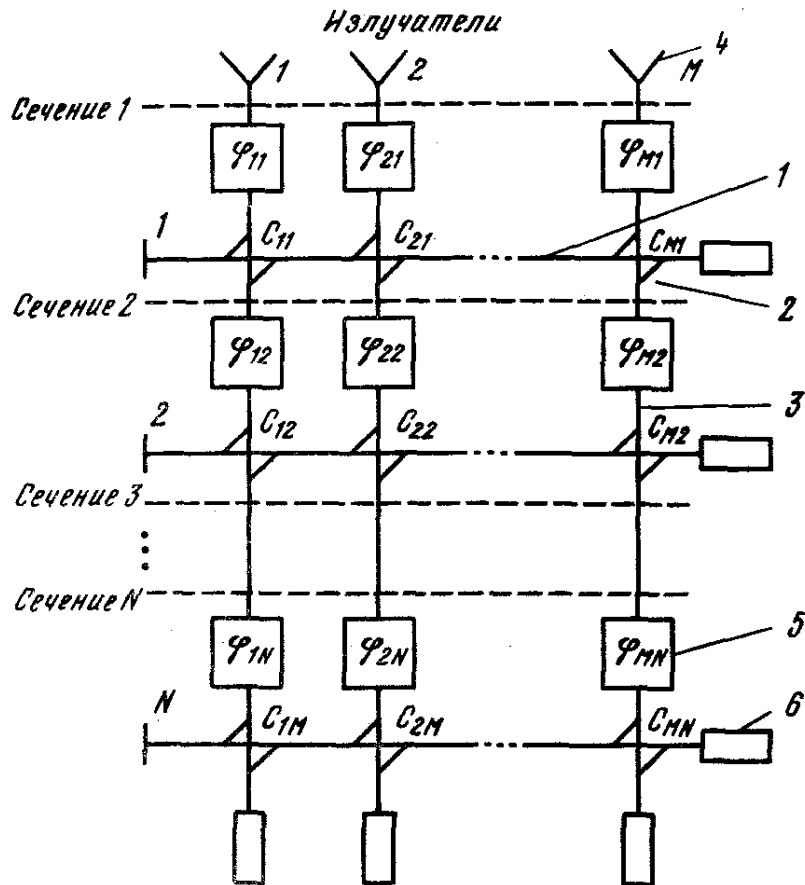


Рис. 18.17. Обобщенная принципиальная схема МАР на основе ДОС Бласса:

1 — горизонтальные линии передачи; 2 — НО; 3 — вертикальные линии передачи; 4 — излучатели; 5 — фазовращатели; 6 — поглощающие нагрузки

$$a_n = \begin{bmatrix} a_{1n} \\ a_{2n} \\ \vdots \\ a_{Mn} \end{bmatrix}, \quad n = 1, 2, \dots, N. \quad (18.17)$$

Последовательность таких векторов-столбцов определяется из требований к ДН антенны. Направленные ответвители и ФВ первого канала антенны рассчитываются, как для линейной ФАР с последовательным возбуждением излучателей. Коэффициенты связи (переходное затухание) НО

$$C_{11} = |a_{11}|^2; \quad C_{m1} = \frac{|a_{m1}|^2}{m-1}, \quad m = 2, 3, \dots, M. \quad (18.18)$$

$$1 - \sum_{s=1}^{m-1} |a_{s1}|^2$$

Фазовые сдвиги φ_{m1} , вносимые ФВ первого канала, определяются фазами ψ_{m1} амплитуд a_{m1} волн в излучателях, набегом фазы в горизонтальной линии передачи, соединяющей излучатели, и фазовым сдвигом $-\pi/2$, вносимым НО (рис. 18.18):

$$\varphi_{m1} = \psi_{m1} + k\gamma d(m-1) + \pi/2, \quad (18.19)$$

где γ — коэффициент замедления фазовой скорости в линии передачи.

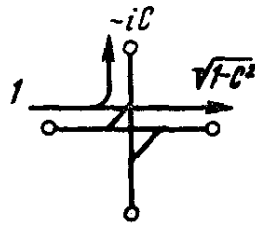


Рис. 18.18. К объяснению амплитудно-фазовых соотношений на входах НО

Определив элементы первого канала, можно пересчитать векторы-столбцы a_n ($n \geq 2$) во второе сечение схемы (см. рис. 18.17), а затем рассчитать элементы второго канала. Этот вычислительный процесс продолжается до тех пор, пока не будут определены все элементы схемы. Для математического описания алгоритма обозначим векторы-столбцы в различных сечениях схемы через $a_n^{(j)}$ с элементами $a_{mn}^{(j)}$, где j — номер сечения схемы; m — номер вертикальной линии передачи в j -м сечении; $n \geq j$ — номер ДН и соответствующего ей входа ДОС. Тогда вектор-столбец $a_n^{(j)}$ можно связать с вектор-столбцом $a_n^{(j+1)}$;

$$a_n^{(j)} = T^{(j)} a_n^{(j+1)}, \quad (18.20)$$

где $T^{(j)}$ — квадратная матрица передачи порядка M из $(j+1)$ -го сечения схемы в (j) -е. Элементы этой матрицы определяются по известным элементам $a_j^{(j)}$ и геометрии ДОС:

$$t_{pq}^{(j)} = \begin{cases} \frac{|a_{pj}^{(j)}|}{\sqrt{1 - \sum_{s=1}^{q-1} |a_{sj}^{(j)}|^2}} \frac{|a_{pj}^{(j)}|}{\sqrt{1 - \sum_{s=1}^{p-1} |a_{sj}^{(j)}|^2}} \times \\ \times \prod_{l=q-1}^{p-1} \sqrt{\frac{1 - \sum_{s=1}^p |a_{sj}^{(j)}|^2}{1 - \sum_{s=1}^l |a_{sj}^{(j)}|^2}} \times \\ \times \exp \{i [\arg(a_{pj}^{(j)}) + (q-1)k\gamma d - \pi/2]\} \text{ при } p > q; \\ 0 \text{ при } p < q; \\ \sqrt{\frac{1 - \sum_{s=1}^p |a_{sj}^{(j)}|^2}{1 - \sum_{s=1}^{p-1} |a_{sj}^{(j)}|^2}} \exp \{i [\arg(a_{pj}^{(j)}) + \\ + (p-1)k\gamma d + \pi/2]\} \text{ при } p = q. \end{cases} \quad (18.21)$$

Здесь символ Π означает произведение сомножителей, стоящих справа от него.

Таким образом, учитывая, что матрица $T^{(j)}$ неособенная, пересчет векторов-столбцов из j -го сечения схемы в $(j+1)$ -е можно производить по формуле, получаемой из (18.20):

$$a_n^{(j+1)} = (T^{(j)})^{-1} a_n^{(j)}. \quad (18.22)$$

Тогда коэффициенты связи НО

$$C_{1n} = |a_m^{(n)}|^2; \quad C_{mn} = \frac{|a_{sn}^{(n)}|^2}{1 - \sum_{s=1}^{m-1} |a_{sn}^{(n)}|^2}, \quad m = 2, 3, \dots, M, \quad (18.23)$$

а вносимые ФВ n -го канала фазовые сдвиги

$$\varphi_{mn} = \arg(a_{mn}^{(n)}) + (m-1)k\gamma d + \pi/2. \quad (18.24)$$

Если последовательность векторов-столбцов в излучателях, определяющая АФР, ортонормирована, т. е.

$$a_n^{+(1)} a_m^{(1)} = \begin{cases} 1 & \text{при } m = n; \\ 0 & \text{при } m \neq n, \end{cases} \quad (18.25)$$

то матрицы передачи $T^{(j)}$ унитарны для всех j . В этом случае (18.22) существенно упрощается, так как исключается операция обращения матрицы

$$a_n^{(j+1)} = T^{+(j)} a_n^{(j)}. \quad (18.26)$$

При этом КПД каждого канала антенны максимален и равен единице, т. е. в согласованных нагрузках, имеющих в ДОС, мощность не поглощается. Поэтому их можно исключить из состава ДОС, что приводит к модифицированной схеме Бласса (см. рис. 18.5, в). Элементы такой ДОС рассчитываются с использованием (18.25), причем матрицы $T^{(j)}$ являются прямоугольными.

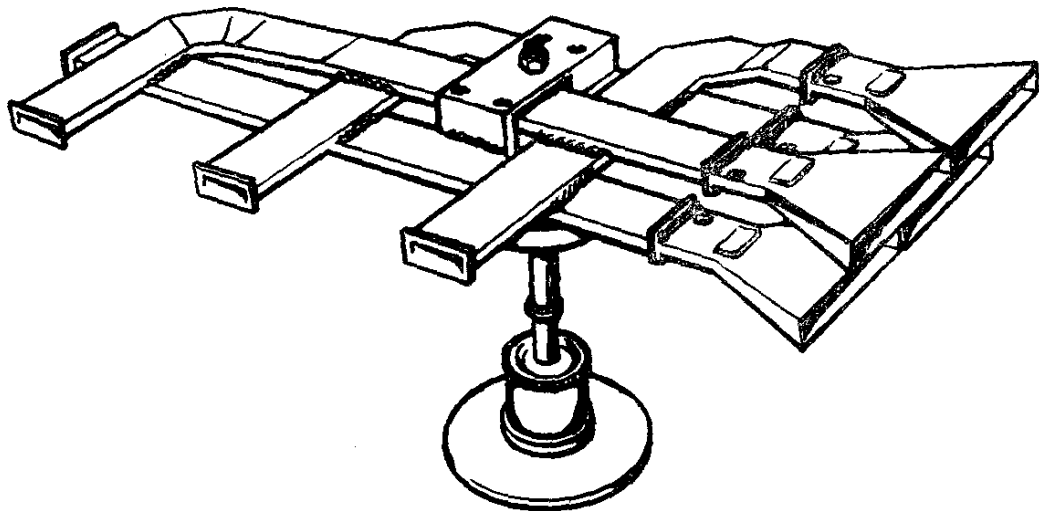


Рис. 18.19. Четырехлучевая антенна на основе ДОС Бласса

Конструкция волноводной четырехлучевой антенны на модифицированной ДОС по схеме Бласса состоит (рис. 18.19) из шести НО с крестообразными элементами связи (см. гл. 13) и шести диэлектрических ФВ, помещенных в волноводах. Направленные ответвители расположены в местах пересечения волноводов. Излучателями являются рупорные антенны.

18.6. АНТЕННЫ НА МНОГОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДАХ

У антенны, построенной на основе прямоугольного многомодового волновода с волнами H_{n0} (рис. 18.20), входы 1 образованы в результате деления внутренней полости волновода металлическими перегородками 3. Излучающая часть представляет собой открытый конец 2 волновода; ДОС выполнена в виде волновода, разделенного внутри металлическими перегородками. Индекс r на рисунке определяет номер деления многомодового волновода ($r=0, 1, 2, \dots, R$). Число входных каналов антенны N (в случае, представленном на рис. 18.20, $N=2^R$, $R=3$) и толщина t металлических перегородок определяют размеры a_n поперечного сечения волновода в r -м делении и число M_r распространяющихся в этом волноводе волн:

$$a_r = 2^{(R-r)} a_R + [2^{(R-r)} - 1] t; \quad M_r = \text{Ent}(2a_n/\lambda), \quad (18.27); \quad (18.28)$$

где $0,6\lambda \leq a_R \leq 0,9\lambda$ — размер широкой стенки входных волноводов.

При падении на открытый конец многомодового волновода плоской волны из свободного пространства АФР поля в раскрыве определяется как суперпозиция полей, распространяющихся по волноводу волн. Если размеры раскрыва велики: $a_0 > 1,5\lambda$, то амплитудное распределение поля мало отличается от равномерного, а фазовое от линейного. Поэтому в первом приближении при падении плоской волны из направлений, соответствующих максимуму ортогональных ДН, АФР поля в раскрыве $E_n(x) = \exp(ik\gamma_n x)$, где $0 \leq x \leq a_0$ — поперечная координата (см. рис. 18.20); $k\gamma_n$ определяет наклон

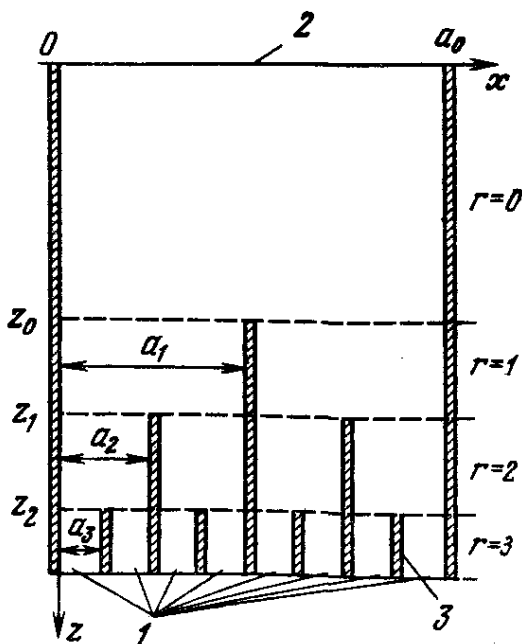


Рис. 18.20. Продольное сечение МА на основе прямоугольного многомодового волновода:

1 — входы антенны; 2 — открытый конец многомодового волновода; 3 — металлические перегородки

n -го фазового распределения поля, соответствующего n -й ДН. Значения γ_n определяются из условия ортогональности поля. Для симметричного относительно нормали к антенне веера ДН при четном числе лучей $\gamma_n = (2n-1)\pi/ka_0$, $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots, N/2$; при нечетном числе лучей $\gamma_n = 2n\pi/ka_0$, $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm(N-1)/2$. Таким АФР соответствуют ДН

$$F_n(\theta) = F_0(\theta) \frac{\sin [ka_0 (\sin \theta - \gamma_n)/2]}{ka_0 (\sin \theta - \gamma_n)/2}, \quad (18.29)$$

где множитель $F_0(\theta)$ определяет направленные свойства элемента поверхности раскрыва (элемента Гюйгенса).

Расстояние z_0 от апертуры до первого разделения многоволнового волновода металлическими перегородками можно найти, решив систему неравенств

$$|k_{m_0} \pm (m_0 - 1)\pi/2 - \chi_0| \leq \beta \pmod{2\pi}, \quad m_0 = 1, 2, \dots, M_0, \quad (18.30)$$

где $k_{m_0} = k \sqrt{1 - (m_0\lambda/2a)^2}$ — продольная постоянная распространения волн $H_{m_0 0}$ в волноводе с $r=0$;

$$\chi_0 = (1/M_0) \sum_{m_0=1}^{M_0} [k_{m_0} z_0 \pm (m_0 - 1)\pi/2] \quad (18.31)$$

— одинаковый для всех волн фазовый сдвиг; β — фазовая ошибка, определяющая точность решения системы неравенств и среднюю по ансамблю решений системы (18.30) развязку входных каналов антенны R_{pq} — величина средней мощности, проходящей на p -й вход антенны при возбуждении q -го входа волной единичной мощности:

$$R_{pq} < 10 \lg (1 - \sin^2 \beta/\beta), \text{ дБ}, \quad p, q = 1, 2, \dots, N. \quad (18.32)$$

Знак в (18.30) и (18.31) выбирается из соображений получения минимального значения z_0 .

Многоволновый волновод длиной z_0 преобразовывает последовательность ортогональных распределений поля в раскрыве, соответствующую вееру ортогональных ДН, в последовательность ортогональных сфокусированных распределений. Каждое сфокусированное распределение из этой последовательности локализуется в правой или левой половине многоволнового волновода. Последующие участки многоволновых волноводов, образованные металлическими перегородками, осуществляют дальнейшую фокусировку распределений и сведение их к входным каналам антенны. Длины этих волноводов определяются из решения системы неравенств

$$|k_{m_r}(z_r - z_{r-1}) - \chi_r| \leq \beta \pmod{2\pi}, \quad m_r = 1, 2, \dots, M_r, \quad (18.33)$$

где $k_{m_r} = k \sqrt{1 - (m_r\lambda/2a_r)^2}$ — продольная постоянная распространения m_r -й волны в волноводе r -го разделения; $\chi_r = (1/M_r) \sum_{m_r=1}^{M_r} k_{m_r}(z_r - z_{r-1})$.

Эта система неравенств решается для областей с индексами $r=1, 2, \dots, R-2$. В области $R-1$ распространяющимися являются только волны H_{10} и H_{20} . Поэтому определить продольную координату последнего разделе-

ния — это значит рассчитать длину щели волноводно-щелевого делителя мощности с полной связью (см. гл. 13). Примеры конструкций трех- и четырехлучевых антенн приведены на рис. 18.7.

Недостатком МА на основе многоволновых волноводов является быстрое увеличение их длины с ростом числа каналов (лучей) N . Из анализа (18.30) и (18.33) можно показать, что длина антенны $l \leq \lambda(1 - \beta/\pi)(N^2 - 1)$. Это приводит к быстрому уменьшению КПД антенн из-за тепловых потерь с ростом числа лучей:

$$\eta_{\text{тп}} \leq \exp(-2\alpha l), \quad (18.34)$$

где α — коэффициент затухания ближайшей к критическому режиму распространяющейся волны в многоволновом волноводе до первого разделения.

Обусловленное неидеальностью развязки входных каналов антенны среднее значение КПД

$$\bar{\eta} = (2 - \sin^2 \beta / \beta^2)^{-\log_2 N}. \quad (18.35)$$

При $N > 16$ КПД МА на основе многоволновых волноводов резко падает. Это следствие большой длины таких антенн.

18.7. РАСЧЕТ МНОГОЛУЧЕВОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Расчет МАР на параллельной ДОС. Исходные данные: длина волны λ , число лучей N , сектор формирования лучей Ω .

Число лучей N определяет электрическую схему антенны. Геометрические размеры излучающей части рассчитывают по формуле (18.11) или (18.12). По известному сектору формирования Ω и числу лучей N из (18.4) находят среднюю ширину ДН, по которой определяют линейный размер антенны (см., например, табл. 2.1). По формуле (18.13) рассчитывают ДН.

Волноводно-щелевые делители мощности проектируются по рекомендациям гл. 13, а расчет согласования излучателей волноводной АР выполняется по данным гл. 10.

Диэлектрические ФВ можно рассчитать по формулам, приведенным в [18.3].

Расчет МАР на последовательной ДОС. Исходя из требований, предъявляемых к ДН, находят последовательность АФР поля на решетке $a_n^{(1)}$, $n = 1, 2, \dots, N$. Число лучей N и векторы-столбцы определяют электрическую схему антенны: если последовательность АФР поля на решетке ортогональна, то следует выбрать схему на рис. 18.5, *в*, если же неортогональна — то на рис. 18.17. Прежде чем приступить к расчету антенны, требуется ортонормировать векторы-столбцы $a_n^{(1)}$, т. е. обеспечить выполнение (18.25). Геометрические размеры решетки определяют так же, как и для ДОС, по схеме Батлера; ДН рассчитывают по формуле (18.13) при равномерных амплитудных распределениях или (18.2) в остальных случаях. Далее выбирают тип линии передачи. Затем производят расчет элементов: по формулам (18.18) и (18.19) — первого канала, по (18.21) — матрицы $T^{(1)}$, по (18.22) — $a_n^{(2)}$, по (18.23) и (18.24) — второго канала. Порядок расчета элементов последу-

ющих каналов аналогичен предыдущему. Следует учесть, что при $N > 4$ элементы ДОС целесообразно рассчитывать на ЭВМ.

В фонде алгоритмов и программ МАИ имеется программа U6ST31, предназначенная для расчета параметров элементов ДОС по заданным N и АФР поля по решетке. Геометрические размеры НО определяются типом линии передачи. При этом исходным параметром для проектирования служит коэффициент связи C_{mn} . Волноводные НО можно рассчитать по данным гл. 13, а полосковые НО — по данным [18.4]. Статические ФВ рассчитывают так же, как в случае параллельных ДОС.

Расчет МАР на многомодовых прямоугольных волноводах с волнами H_{no} . Геометрические размеры излучающей части и ДОС определяют по формулам (18.27). При этом задаются минимально возможным размером a_R широкой стенки входных волноводов, например $a_R = 0,6\lambda$, что обеспечит минимальное число распространяющихся волн и, следовательно, минимальную длину антенны. В (18.27) $R = \log_2 N$. Задавшись средним значением развязки R_{pq} входных каналов антенны, по (18.32) или из рис. 18.20 определяют фазовую ошибку β . При этом следует учитывать, что чем лучше развязка, тем меньше β и больше длина антенны. Из (18.30) и (18.33) определяют длины многоволновых волноводов. Решить указанные системы неравенств можно графически или с применением ЭВМ. Далее по (18.34) и (18.35) производят оценку КПД антенны. Диаграммы направленности рассчитывают по (18.29).

Глава 19. РАДИООПТИЧЕСКИЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

19.1. ВОЗМОЖНОСТИ АР С ГИБРИДНЫМИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМИ ПРОЦЕССОРАМИ СИГНАЛОВ

Современное состояние радиолокации, техники связи, гидролокации, радиоастрономии характеризуется широким внедрением сложных комплексов аппаратуры, применением сложных сигналов и методов обработки информации. Информационный поток, поступающий, например, от радиолокационных систем и систем связи, достигает 10^{11} бит/с при ширине полосы частот сигнала около 1 ГГц. Реализация потенциальных возможностей радиотехнических систем с АР требует совершенствования методов и устройств обработки принимаемых антенной пространственно-временных (ПВ) сигналов, при этом обрабатывать их нужно в реальном масштабе времени [19.1].

Пропускная способность обычной системы цифровой обработки данных составляет порядка 10^6 бит/с при рабочей полосе

несколько мегагерц. Увеличение ее приводит к резкому увеличению массогабаритных показателей, энергопотребления и снижению надежности. При обработке сложных ПВ сигналов с большой информационной емкостью $\Delta F \Delta T M \gg 1$ (ΔF — полоса частот сигнала, ΔT — длительность сигнала, M — число пространственных каналов, примерно равное числу элементов АР) перспективны гибридные оптико-электронные процессоры, реализуемые на основе комплексирования (объединения) когерентно-оптических процессоров (КОП) с аналоговыми электронными устройствами и ЭВМ средней производительности. В этих процессорах такие достоинства, как высокая скорость обработки информации, ограничиваемая лишь скоростями ввода и вывода данных, большой объем параллельно обрабатываемой информации за счет двумерности оптических систем, простота выполнения интегральных преобразований Фурье, Френеля, свертки, корреляции и ряд других, прекрасно сочетаются с гибкостью и универсальностью ЭВМ. Реализовать КОП стало возможно в связи с технологическими достижениями в квантовой электронике, радиооптике и голографии, оптоэлектронике и акустике. Эквивалентное быстродействие составляет $10^8 \dots 10^{10}$ бит/с.

При ПВ обработке сигналов АР целесообразность использования КОП определяется условием $\Delta F \Delta T M > 10^4 \dots 10^5$ и необходимостью учета еще целого ряда требований, касающихся разрешающей способности по частоте, длительности сигналов, динамического диапазона, формы поверхности АР, возможности фильтрации пространственных помех и т. п. По оценкам советских и зарубежных специалистов [19.1], создание системы обработки на основе цифровых процессоров с параметрами, аналогичными таковым в перспективных оптико-электронных процессорах, требует увеличения габаритных размеров в 5—20 раз, потребляемой мощности в 10—30 раз и стоимости в 2—10 раз.

Радиооптическая АР — система, объединяющая активную приемную АР с гибридным оптико-электронным процессором, обрабатывающим ПВ сигнал, принятый элементами АР [19.3].

Термином *радиооптическая АР* подчеркиваются два обстоятельства. Во-первых, приемные АР работают в СВЧ диапазоне (на длинах волн $\Lambda = 1 \dots 1 \cdot 10^{-3}$ м), а принятые АР радиосигналы обрабатываются в оптическом диапазоне ($\lambda \approx 10^{-6}$ м). Во-вторых, единый метод анализа таких АР — радиооптический, который характеризует собой определенный подход, объединяющий хорошо разработанный в радиотехнике аппарат интегральных преобразований сигналов и спектрального анализа с оптическими приложениями и, наоборот, позволяющий перенести известные в оптике устройства и принципы в другие частотные диапазоны, а также на волновые поля иной физической природы [19.3, 19.5].

Радиооптические АР позволяют: выполнять параллельный обзор пространства при размещении приемных элементов на

плоской и неплоской поверхностях (особенно эффективно для поверхностей в виде тел вращения: цилиндрических и кольцевых с использованием голографических транспарантов, а также для произвольных осесимметричных АР с использованием объемных голографических фильтров); реализовывать спектральный или корреляционный анализ принятых сигналов и одновременно панорамный обзор по одной пространственной координате; эффективно подавлять мешающие пространственные сигналы, а также осуществлять более сложные алгоритмы ПВ обработки [19.3].

19.2. ОБОБЩЕННАЯ СТРУКТУРНАЯ СХЕМА РАДИООПТИЧЕСКОЙ АР

Рассмотрим структурную схему радиооптической АР (рис. 19.1). Пространственно-временные сигналы $\varepsilon_n(t)$, принятые элементами 1 АР, усиливаются СВЧ усилителем ($Ус$), преобразуются на промежуточную частоту в смесителе ($См$). После усиления в блоке предварительного УПЧ (ПУПЧ) принятые сигналы управляют соответствующими каналами ПВ модулятора света (ПВМС). Последний осуществляет ПВ модуляцию фазы (амплитуды) когерентной световой волны E_0 лазера в соответствии с изменениями параметров управляющих сигналов $U_n(t)$, содержащих информацию о частоте, фазе, угловых координатах и других характеристиках объектов, волновое поле которых (собственное — для излучающих и переотраженное — в случае активной локации) принято элементами АР. Тем самым на выходе ПВМС формируется оптическая модель принятого волнового поля. В качестве ПВМС при обработке радиосигналов, как правило, используются многоканальные акустооптические модуляторы (АОМ) света. Оптический сигнал на выходе ПВМС подвергается в соответствии с требуемым алгоритмом обработки преобразованию в оптическом канале, состоящем из объективов, голографических фильтров, управляемых оптических транспарантов, дифракционных решеток, дефлекторов, акусто- и электрооптических модуляторов света и т. п. Информация на выходе оптического каскада формируется в виде некоторого распределения светового поля (дифрактограммы). Для дальнейшей обработки (обнаружения, измерения, распознавания и т. п.) необходимо преобразовать световой сигнал в электрический, что осуществляется с помощью многоэлементного фотоприемника. Наиболее распространенными фотоприемниками в гибридных оптико-электронных процессорах являются линейные и матричные на основе приборов с зарядовой связью (ФПЗС). Блок ФПЗС служит для сопряжения оптической и электрической частей процессора и частично устраняет его «узкое место», обусловленное различиями в физической природе носителей ин-

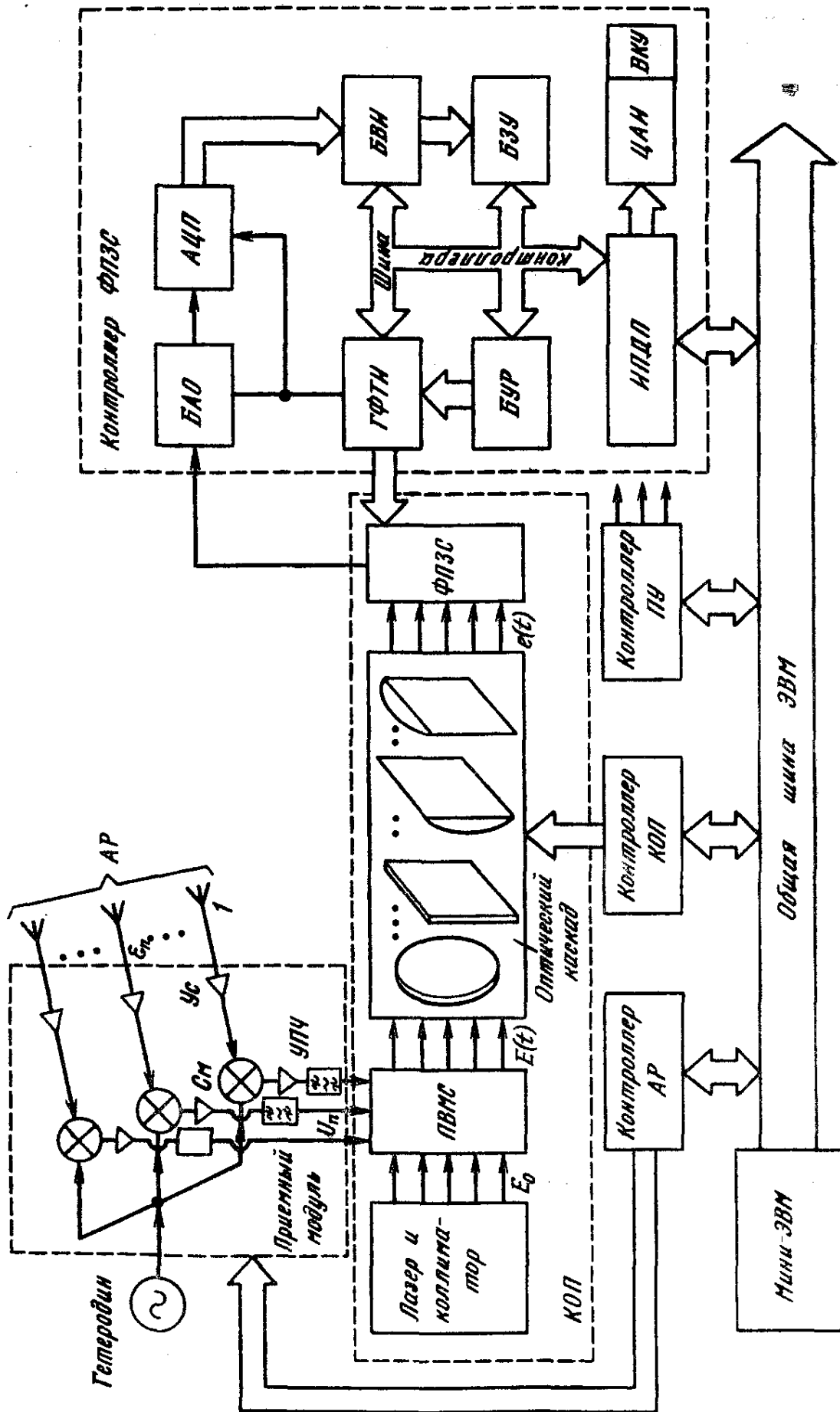


Рис. 19.1. Структурная схема радиооптической АР

формации (фотон-электрон), скоростях потоков данных и способах их представления.

Процессы считывания его в цифровую форму и предварительной обработки регулируются с помощью контроллера ФПЗС по командам ЭВМ. В типовую структуру контроллера входит блок аналоговой обработки (БАО), в котором выходной сигнал ФПЗС усиливается, очищается от коммутационных шумов, обусловленных управляющими сигналами, и предварительно фильтруется. Программируемый генератор фазовых тактовых импульсов (ГФТИ) формирует последовательность управляющих импульсных напряжений, обеспечивающих генерацию, накопление, сдвиг и вывод зарядовых пакетов, несущих информацию о световом распределении на входе ФПЗС. Блок управления режимом считывания (БУР) позволяет адаптировать параметры ПЗС к световому распределению на входе за счет управления временем накопления, скоростью вывода, «обмена» разрешения на чувствительность и т. д.

Считанный аналоговый сигнал преобразуется в цифровой код аналого-цифровым преобразователем (АЦП). Поскольку полезная информация содержится лишь в части элементов ФПЗС, с помощью которого считывается световое распределение, то в контроллер входит быстродействующий блок выделения информационных отсчетов (БВИ). В простейшем случае он представляет собой пороговое устройство, при этом порог определяется программно. Буферное запоминающее устройство (БЗУ) необходимо для согласования скоростей потоков данных в общих шинах ЭВМ и контроллера. Интерфейс прямого доступа к памяти ЭВМ (ИПДП) обеспечивает ввод в контроллер управляющих команд и исходных данных и вывод массива считанной информации из блока запоминающих устройств (БЗУ).

Для оперативного контроля за процессом считывания используется цифро-аналоговый интерфейс (ЦАИ) с видеоконтрольным устройством (ВКУ).

Контроллер АР оптимизирует параметры приемных модулей АР (управление АФР, перестройка промежуточных частот, регулировка усиления). Контроллер КОП управляет его элементами (дефлектором, управляемыми транспарантами и т. п.) и, следовательно, алгоритмом обработки. Контроллер периферийных устройств (ПУ) является связующим звеном между ЭВМ и пультом оператора. В состав ПУ входят различные внешние устройства, необходимые для ввода, вывода, регистрации, отображения и документирования информации (ЗУ, дисплей, АЦПУ и т. п.).

Среди ПВМС, осуществляющих ввод радиосигналов в процессор, вне конкуренции по своим техническим характеристикам являются многоканальные АОМ. С их помощью вводятся ПВ сигналы в КОП в реальном масштабе времени с большим

числом (50...100) параллельных каналов, каждый из которых потенциально может работать на частотах 1 ГГц и выше и иметь полосу пропускания 100...300 МГц и более. Для АОИ характерны низкие управляющие напряжения (мощность) и относительно небольшая стоимость. Однако многоканальные АОМ имеют недостатки: трудно реализуемы при числе каналов свыше десяти, мало пригодны для обработки ПВ сигналов двумерных АР, не позволяют обрабатывать сигналы с длительностью $\Delta T > 50 \dots 100$ мкс при рабочих частотах до 100 МГц либо $\Delta T > 5 \dots 10$ мкс при больших рабочих частотах. Это ограничивает разрешение по частоте соответственно единицами—десятками килогерц либо единицами мегагерц.

Наиболее перспективным устройством вывода информации из оптической части процессора является ФПЗС. Возможность выполнять функции накопления и хранения зарядовой информации в течение некоторого времени позволяет использовать ФПЗС как буферный накопитель, необходимый для сопряжения информационных систем обработки (оптической и электронной) разной производительности, а разнесение процессов считывания и накопления позволяет достичь большую гибкость в решении задач обработки. Кроме того, ФПЗС обладает и другими достоинствами: низким уровнем шумов и большим динамическим диапазоном (до 70 дБ); большим числом элементов (свыше $10^3 \times 10^3$), малыми габаритами [размер фоточувствительного элемента $(10 \dots 20) \times (10 \dots 20)$ мкм²] и жестким геометрическим растром (примерно 1 мкм); высокой скоростью считывания информации (около 10 МГц, а в перспективе до 100 МГц); отсутствием отклоняющих систем, вакуума и высоких напряжений; высокими значениями вибропрочности и надежности. Подробные характеристики многоканальных АОМ и ФПЗС приведены в § 20.1, 20.5. Рассмотрим один тип линейной АР с гибридным оптико-электронным процессором [19.3].

19.3. ЛИНЕЙНЫЕ РАДИООПТИЧЕСКИЕ АР С МНОГОКАНАЛЬНЫМИ АОМ

Принцип действия. Линейные радиооптические АР с многоканальными АОМ света предназначены для панорамного обзора пространства по одной угловой координате и одновременно спектрального анализа широкополосных ПВ сигналов, принимаемых элементами линейной АР (рис. 19.2).

Пространственная ДН линейной антенны $F(\Omega_z)$ и АФР токов в ней \mathcal{I} связаны преобразованием Фурье (рис. 19.3, а):

$$F(\Omega_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{I}(z) \exp(-i\Omega_z z) dz = \hat{\mathcal{F}}_z \{\mathcal{I}\}, \quad (19.1)$$

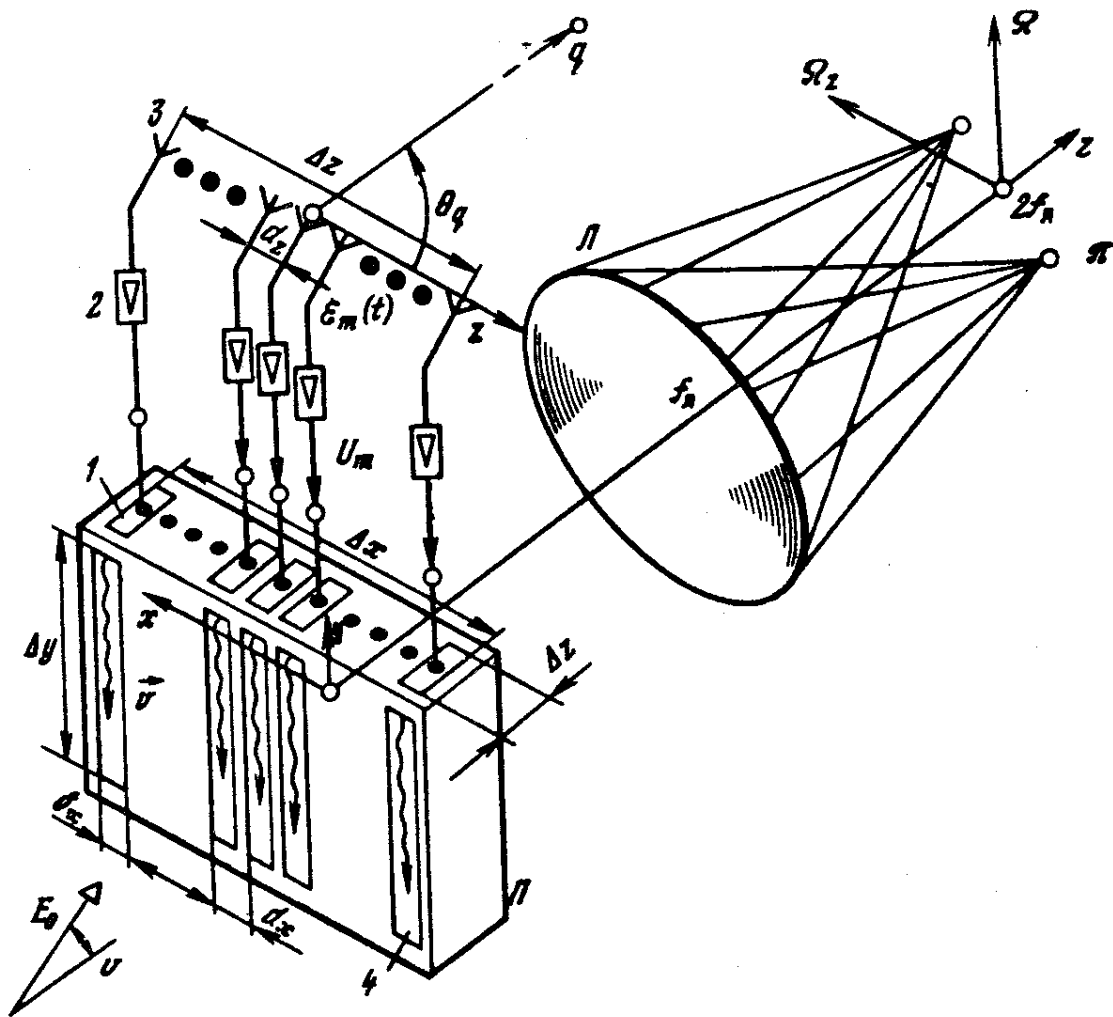


Рис. 19.2. Линейная радиооптическая АР

где $\Omega_z = k \cos \theta$ — обобщенная угловая переменная (пространственная частота вдоль оси z); $k = 2\pi/\Lambda = \Omega/c$ — волновое число (Λ — длина радиоволны; Ω , c — ее угловая частота и фазовая скорость); $\mathcal{F}_z\{\dots\}$ — символ одномерного фурье-преобразования по координате.

Пределы интегрирования в (19.1) взяты бесконечными потому, что конечный размер Δz АР отражен в финитном АФР, которое равно нулю вне АР: $\mathcal{Y}(z) = \text{rect}(z/\Delta z)\mathcal{Y}$, где

$$\text{rect}(z/\Delta z) = \begin{cases} 1, & |z| \leq \Delta z/2, \\ 0, & |z| > \Delta z/2. \end{cases}$$

Преобразованием Фурье также связаны радиосигнал $\varepsilon(t)$ и его спектр $s(\Omega) = \hat{\mathcal{F}}_t\{\varepsilon\}$. Поэтому для получения информации об угловых координатах и частоте источников принимаемого ПВ сигнала $\varepsilon(z, t)$ необходимо осуществить двумерное его фурье-преобразование по координате z и времени t :

$$s = (\Omega_z, \Omega) = \hat{\mathcal{F}}_{zt}\{\varepsilon(z, t)\}, \quad (19.2)$$

где $s(\Omega_z, \Omega)$ — углочастотный или ПВ спектр принимаемого ПВ сигнала, характеризующий распределение его источников по углу θ и частоте $F = \Omega/2\pi$.

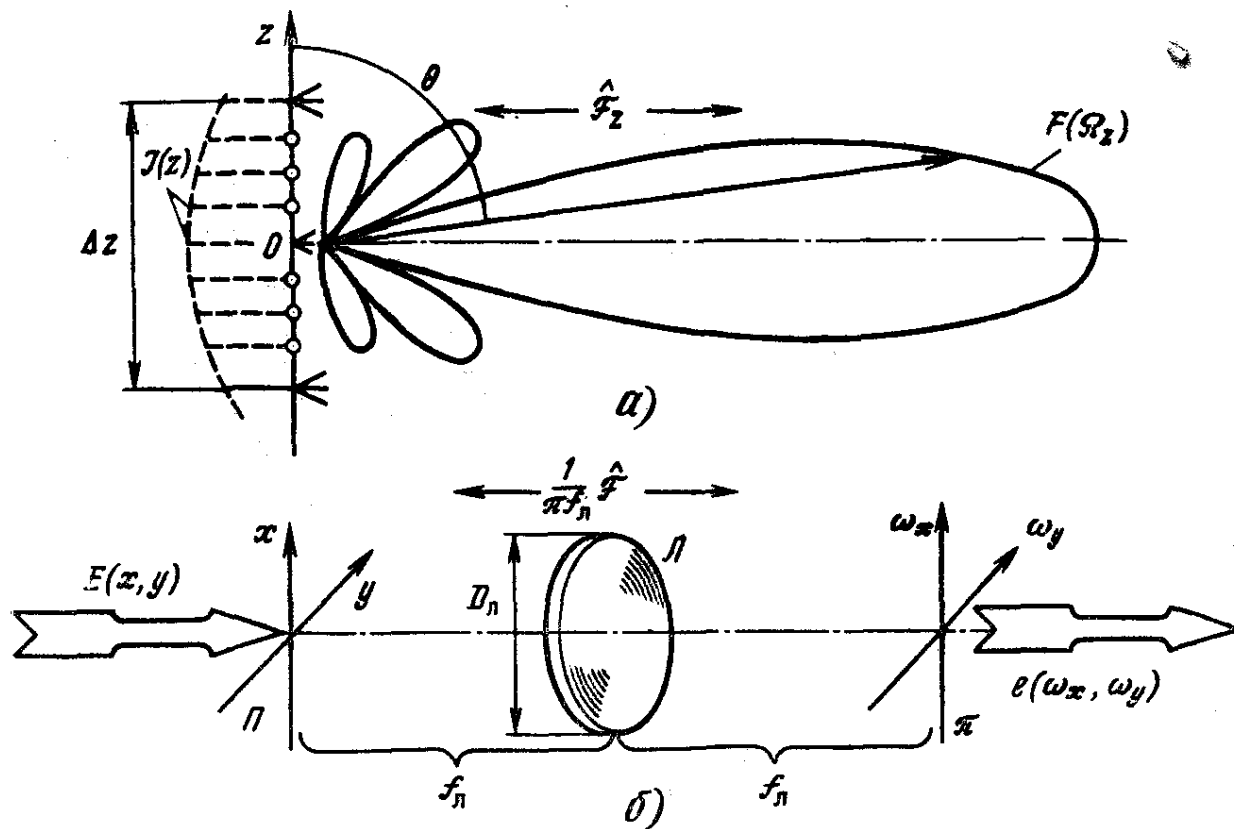


Рис. 19.3. К объяснению принципа обработки сигнала в радиооптической ПАР

Операция двумерного фурье-преобразования может быть осуществлена с помощью простейшего КОП (см. рис. 19.2), состоящего из собирающей сферической линзы L и двух слоев пространства толщиной f_L , равной фокусному расстоянию линзы (рис. 19.3, б) [19.5]. Сказанное означает, что если в передней фокальной (предметной) плоскости Π линзы L сформирован пространственно-когерентный пучок монохроматического света с распределением комплексной амплитуды $E(x, y)$, то в ее задней фокальной (спектральной) плоскости π будет наблюдаться световое распределение (дифрактограмма), пропорциональное двумерному ПВ спектру сигнала:

$$\begin{aligned}
 e(\omega_x, \omega_y) &= (\lambda f_L)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) \exp[-i(\omega_x x + \omega_y y)] dx dy = \\
 &= (\lambda f_L)^{-1} \hat{\mathcal{F}}_{xy}\{E\},
 \end{aligned}
 \tag{19.3}$$

где λ — длина световой волны; $\omega_x = kx/f_L$, $\omega_y = ky/f_L$ — пространственные частоты (аналоги временной частоты ω) вдоль осей x и y ($k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ — волновое число света частоты $\nu = \omega/2\pi$); $\hat{\mathcal{F}}_{xy}\{\dots\}$ — символ двумерного фурье-преобразования по x, y .

Таким образом, если между ПВ сигналом $\epsilon(z, t)$ и распределением света на входе КОП $E(x, y)$ установить связь вида $\epsilon(z, t) \leftrightarrow E(x, y)$, то выходная дифрактограмма $e(\omega_x, \omega_y)$ будет автоматически отображать в соответствующем масштабе ПВ

спектр принимаемых радиосигналов, т. е. визуализировать угловое и частотное распределения радиоисточников.

Ввод ПВ сигнала в КОП. Наиболее распространенными устройствами ввода радиосигналов АР в КОП являются многоканальные АОМ, осуществляющие пространственную развертку вводимого сигнала вдоль координаты y (см. рис. 19.2). При этом сигнал $\epsilon_m(t)$, принимаемый m -м элементом 1 АР, после усиления и преобразования на промежуточную частоту в приемном модуле 2 управляет соответствующими пьезоэлектрическим преобразователем 3 на торце звукопровода 4 m -канала АОМ. В последнем возбуждается бегущая акустическая волна, вызывающая модуляцию показателя преломления Δn_m оптически прозрачного материала звукопровода пропорционально приложенному нормированному напряжению U_m (рис. 19.4, а):

$$\Delta n_m = K_M U_m = K_M K_P \mathcal{I}_m \epsilon_m(t + y/v - 0,5\Delta y/v), \quad (19.4)$$

где $U_m = \sqrt{P_m}$ — нормированное напряжение, $\sqrt{\text{Вт}}$ (P_m — мощность на выходе приемоусилительного модуля, подводимая к каналу m согласующей цепи АОМ); K_M — размерный коэффициент, характеризующий эффективность АОМ и его согласующих цепей, $\sqrt{\text{Вт}}$; K_P — коэффициент, описывающий сквозное усиление по напряжению каждого из M приемоусилительных модулей АР; $\mathcal{I}_m = \mathcal{I}(z_m)$ и $\epsilon_m = \epsilon(z_m)$ — значения АФР $\mathcal{I}(z)$ и ПВ сигнала $\epsilon(z, t)$, соответствующие элементу m с координатой z_m ; v — скорость акустической волны в звукопроводе; Δy — длина звукопровода АОМ.

Вследствие модуляции показателя преломления (19.4) АОМ по существу представляет собой динамическую фазовую дифракционную решетку, на которой возможны различные режимы дифракции просвечивающего пучка света E_0 . Характер дифракции существенно зависит от параметра Кляйна-Кука $Q_{К-К} = 2\pi\lambda\Delta z/n_3\lambda_3^2$, где λ_3 — длина звуковой волны в звукопроводе АОМ; Δz — толщина акустооптической ячейки. Условно счи-

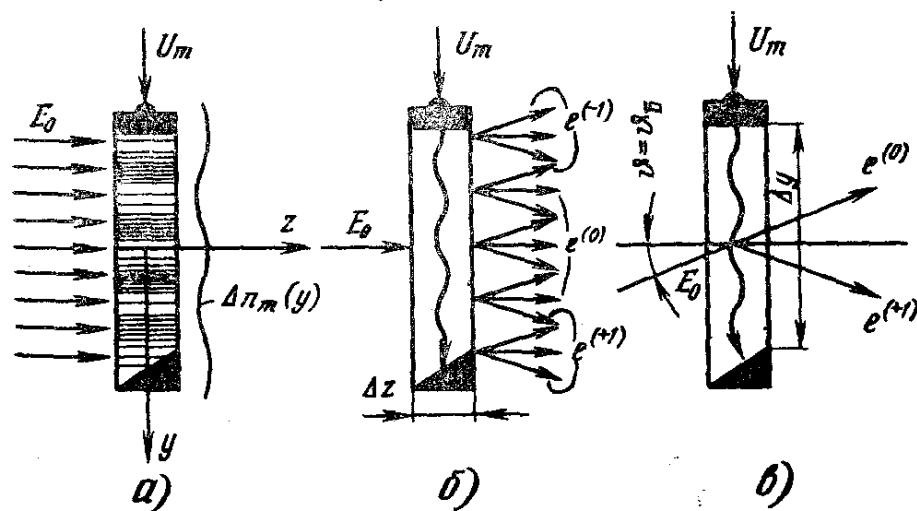


Рис. 19.4 Режимы дифракции:
а, б — Рамана—Ната; в — Брэгга

тают, что при $Q_{к-к} < 1$ толщина Δz АОМ, определяющая длину акустооптического взаимодействия пучка E_0 со звуковой волной λ_z , сравнительно мала. В данном случае, который называют *режимом дифракции Рамана-Ната*, объемную структуру АОМ можно приближенно рассматривать как плоскую. Это позволяет описать процесс пространственной фазовой модуляции светового пучка с помощью *функции пропускания (прозрачности)* соответствующего канала:

$$T_m = T_0 j_m \exp(ik\Delta z \Delta n_m), \quad (19.5)$$

где $T_0 \ll 1$ — значение прозрачности невозбужденного звукопровода (при $U_m = 0$), характеризующее потери на отражение, прохождение и рассеяние света в материале АОМ; $j_m(x, y)$ — функция зрачка m -го канала, описывающая постоянные эффекты в звукопроводе, не зависящие от U_m (расходимость и затухание звукового пучка, форму его сечения).

При большом параметре $Q_{к-к} > 7$ [19.7—19.9] процесс акустооптического взаимодействия более сложен, поскольку фазовая дифракционная решетка, возникающая в звукопроводе вследствие модуляции показателя преломления (19.4), становится трехмерной (Δz велика). Этот случай называют *режимом дифракции Брэгга* (см. § 19.3).

Аргумент функции пропускания (19.5) удобно представить в виде

$$k\Delta z \Delta n_m = 0,5 U_m / U_{\pi/2}, \quad (19.6)$$

где согласно (19.4) $U_{\pi/2} = 0,5\pi / K_m k\Delta z$ — нормированное напряжение АОМ, при котором обеспечивается фазовая задержка $\pi/2$ и которое определяется параметрами его согласующих цепей, пьезопреобразователей и материала звукопровода. Поскольку [19.7] $k\Delta z \Delta n_m = (\pi/\lambda) \sqrt{2(\Delta z/\delta_x) M_2 P_a}$, где M_2 — коэффициент акустооптического качества, c^3/Γ ; $P_a = K_{сц} U_m^2/2$ — мощность акустической волны ($K_{сц}$ — коэффициент передачи по мощности согласующих цепей АОМ), то нормированное напряжение можно выразить через параметры АОМ, $\sqrt{\text{Вт}}$:

$$U_{\pi/2} = \lambda/2 \sqrt{K_{сц} (\Delta z/\delta_x) M_2}, \quad (19.7)$$

откуда получаем

$$K_m = \sqrt{K_{сц} (\Delta z/\delta_x) M_2 / 2\Delta z}. \quad (19.8)$$

Функция $\exp(\cdot)$ в (19.5) — нелинейная, поэтому при большом по сравнению с $\pi/2$ значении ее аргумента (19.6) возможны нелинейные искажения ПВ сигнала, вводимого в КОП. На практике последние исключают, ограничивая $K_{п}$ так, чтобы $U_m \ll U_{\pi/2}$ для всех принимаемых ПВ сигналов. В этом случае

функцию пропускания (19.5) правомерно аппроксимировать двумя членами ее разложения в степенной ряд по U_m :

$$\begin{aligned} T_m &\approx j_m T_0 (1 + ik\Delta z \Delta n_m) = \\ &= j_m [T_0 + T^{(1)} \mathcal{J}_m \varepsilon_m], \end{aligned} \quad (19.9a)$$

где $T^{(1)} = i \frac{\pi}{2} T_0 K_{\pi} / U_{\pi/2}$, причем в дальнейшем будем иметь в виду, что $T^{(1)}$ зависит от частоты через коэффициент усиления K_{π} и нормированное напряжение $U_{\pi/2}$.

При больших по сравнению с $U_{\pi/2}$ уровнях входного сигнала U_m вместо линейного приближения (19.9a) следует учитывать первые члены более точного разложения в ряд Якоби—Ангера:

$$T_m \approx j_m [\tilde{T}_0 + \tilde{T}^{(1)} \mathcal{J}_m \varepsilon_m], \quad (19.9б)$$

где $\tilde{T}_0 = T_0 \mathcal{J}_0(\pi/2 U_m / U_{\pi/2})$; $\tilde{T}^{(1)} = T^{(1)} \mathcal{J}_1(\pi/2 U_m / U_{\pi/2}) / (\pi/2 U_m / U_{\pi/2})$; $\mathcal{J}_0, \mathcal{J}_1$ — функции Бесселя; $T^{(1)}$ определена в (19.9a)*, причем $T^{(0)} \rightarrow T^{(0)}$ и $\tilde{T}^{(1)} \rightarrow T^{(1)}$ при $U_m / U_{\pi/2} \rightarrow 0$.

Поскольку на практике используют линейный режим работы АОМ (19.9a), то в результате просвечивания M -канального АОМ с прозрачностью $T = \sum_{m=1}^M T_m$ коллимированным пучком света амплитуды E_0 в плоскости П КОП формируется оптический сигнал с распределением комплексной амплитуды (см. рис. 19.2):

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(x, y) &= E_0 T(x, y) = E_0 T_0 j(x, y) + \\ &+ E_0 T^{(1)} \sum_{m=1}^M j_m(x, y) \mathcal{J}_m \varepsilon_m(t + y/v - 0,5\Delta y/v), \end{aligned} \quad (19.10)$$

где

$$j_m(x, y) = \sum_{m=1}^M j_m(x, y) = \sum_{m=1}^M j_0(x - x_m, y)$$

— функция зрачка АОМ (j_0 — функция зрачка одного его канала, x_m — координата m -го канала).

Световой пучок (19.10) фактически представляет собой оптическую модель ПВ радиосигнала, принимаемого элементами АР.

Преобразование сигнала в КОП. Дискретный ПВ сигнал $\varepsilon_m(t)$, принимаемый элементами АР, вводится (адресуется) в многоканальный АОМ (см. рис. 19.2) и считывается с последнего в КОП в виде оптического сигнала (19.10). Этот сигнал подвергается фурье-преобразованию (19.3) с помощью линзы Л. Характер преобразования удобно проследить на непрерывной

* Эффекты нелинейности АОМ, проявляющиеся через отброшенные члены ряда (19.9б), анализируются в § 19.4.

модели радиооптической АР, элементы которой размещены непрерывно (бесконечно плотно) вдоль оси z и также непрерывно адресованы в соответствующие каналы АОМ по линейному закону адресации

$$x = z/m_x, \quad (19.11)$$

где $m_x = \Delta z / \Delta x$ — масштаб адресации; Δz , Δx — линейные размеры АР и АОМ (см. рис. 19.2).

При этом следует учитывать, что элементы реальных АР нельзя разместить плотнее, чем через $d_z = \Lambda/2$, а каналы АОМ — через $d_x = 1 \dots 1,5$ мм [19.3], что вызвано как акустооптическим взаимодействием каналов, так и технологическими ограничениями. Поэтому по порядку величины $m_x = d_z/d_x = 10 \dots 100$.

С учетом (19.11) дискретному оптическому сигналу (19.10) соответствует сигнал непрерывный

$$E_n(x, y) = E_0 T_0 \mathcal{J}_x(x) \mathcal{J}_y(y) + E_0 T^{(1)} \mathcal{J}_x(x) \mathcal{J}_y(y) \mathcal{J}(m_x x, t + y/v - 0,5 \Delta y/v), \quad (19.12)$$

где произведение функции $\mathcal{J}_x(x) \mathcal{J}_y(y)$ — непрерывный аналог $j(x, y)$, в котором $\mathcal{J}_x(x_m) = j_m(x_m, 0)$ и $\mathcal{J}_y(y) = j_0(0, y)$ — весовые функции, характеризующие конечный размер $\Delta x \Delta y$ ($\mathcal{J}_x = \text{rect}(x/\Delta x) \mathcal{J}_x$ и $\mathcal{J}_y = \text{rect}(y/\Delta y) \mathcal{J}_y$), а также неидентичность возбуждения каналов ($\mathcal{J}_x \neq \text{const}$), затухание и расхожимость акустических волн в звукопроводе ($\mathcal{J}_y \neq \text{const}$).

Исследуя преобразование сигнала в КОП, без нарушения общности можно положить $\mathcal{J}_x = \text{rect}(x/\Delta x)$ и $\mathcal{J}_y = \text{rect}(y/\Delta y)$. Амплитудно-фазовое распределение $\mathcal{J}(x m_x) = \mathcal{J}(z)$, фигурирующее в (19.1), предопределяется заданными параметрами ДН АР: шириной ее главного лепестка, уровнем боковых лепестков и др. Если $z = z_m$, то $\mathcal{J}(z_m) = \mathcal{J}_m$ — дискретное АФР, представленное в (19.4). Отметим, что $\varepsilon(x m_x, t) = \varepsilon(z, t)$ — ПВ сигнал, принимаемый элементами АР. При $z = z_m$ он совпадает с дискретным сигналом $\varepsilon(z_m, t) = \varepsilon_m(t)$.

Подставим входной сигнал (19.12) в фурье-преобразование (19.3), осуществляемое собирающей линзой Л (см. рис. 19.2):

$$e(\omega_x, \omega_y) = e^{(0)}(\omega_x, \omega_y) + e^{(1)}(\omega_x, \omega_y). \quad (19.13)$$

Здесь

$$\begin{aligned} e^{(0)}(\omega_x, \omega_y) &= \frac{1}{\lambda f_L} \mathcal{F}_{xy} \{ E_0 T_0 \mathcal{J}_x(x) \mathcal{J}_y(y) \} = \\ &= \frac{E_0 T_0 \Delta x \Delta y}{\lambda f_L} \mathcal{F}_x \left\{ \frac{\text{rect}(x/\Delta x)}{\Delta x} \right\} \mathcal{F}_y \left\{ \frac{\text{rect}(y/\Delta y)}{\Delta y} \right\} = \\ &= e_0^{(0)} \text{sinc}(\omega_x / \delta \omega_x) \text{sinc}(\omega_y / \delta \omega_y), \end{aligned} \quad (19.14)$$

где $e_0^{(0)} = E_0 T_0 \Delta x \Delta y / \lambda f_L$; $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x) / \pi x$; $\delta \omega_x = 2\pi / \Delta x$; $\delta \omega_y = 2\pi / \Delta y$ — полуширина главного лепестка образа (19.14) по

нулевому уровню, приблизительно равная его ширине на уровне 0,5 по мощности; $\hat{\mathcal{F}}_x\{\dots\}$, $\hat{\mathcal{F}}_y\{\dots\}$ — одномерное фурье-преобразование по соответствующим осям;

$$e^{(1)}(\omega_x, \omega_y) = \frac{E_0 T^{(1)}}{\lambda f_\lambda} \hat{\mathcal{F}}_{xy} \{ \mathcal{F}(m_x x) \text{rect}(y/\Delta y) \times \\ \times \varepsilon(m_x x, t + y/v - 0,5\Delta y/v) \}.$$

Используя теорему о свертке* [19.5] $\hat{\mathcal{F}}\{\varepsilon \mathcal{F}\} = \hat{\mathcal{F}}(\mathcal{F}) \otimes \hat{\mathcal{F}}\{\varepsilon\} =$
 $= F \otimes \{\hat{\varepsilon}\} = F \otimes s = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\Omega_z') s(\Omega_z - \Omega_z', \Omega) d\Omega_z$, последнее соотношение можно преобразовать к виду

$$e^{(1)}(\omega_x, \omega_y) e_0^{(1)}(\omega_y) F_0(\omega_x/m_x) \otimes \\ \otimes \{s(\omega_x/m_x, \omega_y v) \exp[i\omega_y v(t - 0,5\Delta y/v)]\} \otimes \\ \otimes \text{sinc}(\omega_y v / \delta \omega_y v), \quad (19.15)$$

где согласно (19.6) и (19.9)

$$e_0^{(1)} = \frac{E_0 T^{(1)} \Delta z \Delta y}{\lambda f_\lambda m_x} = \frac{E_0 T_0 \Delta x \Delta y}{\lambda f_\lambda} i \frac{\pi}{2} K_\Pi = e_0^{(0)} i 0,5\pi K_\Pi / U_{\pi/2}(\Omega)$$

— безразмерный коэффициент, характеризующий «сквозную» эффективность приемопередающего модуля (с усилением K_Π), АОМ (с нормированным напряжением $U_{\pi/2}$) и КОП [$e_0^{(0)}$]. При $U_m/U_{\pi/2} \approx 1$ вместо коэффициентов (19.9а) следует использовать более точные (19.9б);

$$F_0(\omega_x/m_x) = \hat{\mathcal{F}}_x\{\mathcal{F}(m_x x)\} / \Delta z = F(\omega_x/m_x) / \Delta z = F(\Omega_z) / \Delta z,$$

причем $F(\Omega_z)$ — ДН решетки, определяемая соотношением (19.1);

$$s(\Omega_z, \Omega) = \hat{\mathcal{F}}_{z,t}\{\varepsilon(z, t)\}$$

— ПВ спектр принимаемого ПВ сигнала [см. (19.2)], который совпадает с углочастотным спектром и характеризует угловое распределение радиосточников на текущей частоте $\Omega = 2\pi F$.

Частоты, на которых работают АОМ, как правило, ниже принимаемых АР радиочастот ($\Omega = 2\pi F$), поэтому принятый радиосигнал с помощью гетеродинного преобразования смещается в область рабочих частот АОМ: $\omega_s/2\pi = f_s = F - F_r$, где $F_r = \Omega_r/2\pi$ — частота гетеродина. При этом дифрактограмма

* \otimes — символ свертки.

(19.15) смещается на поднесущую пространственную частоту $\omega_y = \Omega_r/v$:

$$e_{пч}^{(1)}(\omega_x, \omega_y) = e^{(1)}(\omega_x, \omega_y + \Omega_r/v). \quad (19.16)$$

Как видно из анализа (19.13) — (19.15), на выходе рассматриваемого КОП формируются два световых распределения. Первое из них, называемое *нулевым порядком дифракции*, не зависит от принимаемого сигнала и обусловлено нулевым членом разложения (19.9). Информационным слагаемым является ПВ сигнал (19.15), который обусловлен первым членом разложения (19.9) и в дальнейшем называется *первым порядком дифракции* (см. рис. 19.4, б).

Рассмотрим выражение (19.15) для простейшего случая, когда на АР падает плоская волна амплитуды ε_q от точечного монограмматического источника q с обобщенной угловой координатой $\Omega_{zq} = \frac{\Omega_q}{c} \cos \theta_q$ и частотой Ω_q . Тогда $\varepsilon(z, t) = \varepsilon_q \exp[i(\Omega_q t + \Omega_{zq} z)]$ и в соответствии с (19.2) $s(\Omega_z, \Omega) = \varepsilon_q \delta(\Omega_z - \Omega_{zq}) \delta(\Omega - \Omega_q)$, где δ — функция Дирака. При подстановке такого ПВ спектра в (19.15) получим

$$e_q^{(1)}(\omega_x, \omega_y) = e_0^{(1)} \varepsilon_q F_0 \left(\frac{\omega_x}{m_x} - \Omega_{zq} \right) \text{sinc} \left(\frac{\omega_y - \Omega_q/v}{\delta\omega_y} \right) \times \\ \times \exp[i\omega_y v(t - 0,5\Delta y/v)]. \quad (19.17)$$

Как видно из (19.17), точечный монохроматический источник q отображается в выходной плоскости π КОП (рис. 19.5) в виде смещенного монохроматического светового пятна, координаты максимума определяются обобщенной угловой координатой Ω_{zq} и частотой Ω_q , а форма огибающей — формой ДН АР F_0 и изображающего ядра оптического спектроанализатора (ОСА):

$$F_t(\omega_y) = \mathcal{F}_y\{\mathcal{J}_y(y)\}/\Delta y = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{J}_y(y) \exp(-i\omega_y y) dy/\Delta y. \quad (19.18)$$

При идеальном звукопроводе без затухания акустической волны, т. е. при равномерной весовой функции, $\mathcal{J}_y(y) = \text{rect}(y/\Delta y)$ $F_t(\omega_y) = \text{sinc}(\omega_y v/v\delta\omega_y) = \text{sinc}(\Omega/\delta\Omega)$. При учете затухания акустической волны в реальном звукопроводе $\mathcal{J}_t(y) = \text{rect}(y/\Delta y) \exp[-\alpha(y + 0,5\Delta y)]$ изображающее ядро

$$|F_t(\omega_y)|^2 = 4 \exp(-\alpha\Delta y) \frac{\text{sh}^2(0,5\alpha\Delta y) \sin^2(0,5\omega_y\Delta y)}{(\alpha^2 + \omega_y^2) \Delta y^2}, \quad (19.19)$$

где α — коэффициент затухания звукопровода, зависящий от материала и частоты.

На рис. 19.6, а представлена зависимость (19.19) для ряда значений α , а на рис. 19.6, б — зависимость $\delta\omega_y/\delta\omega_y^\alpha$ ($\delta\omega_y =$

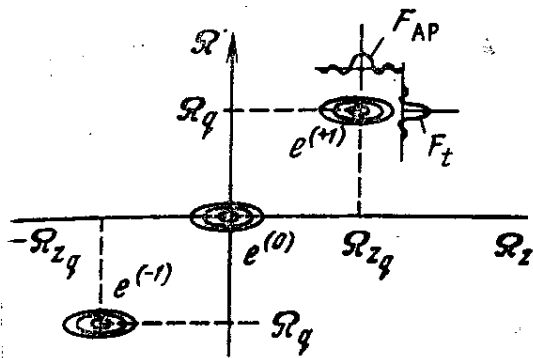


Рис. 19.5. Выходная дифрактограмма

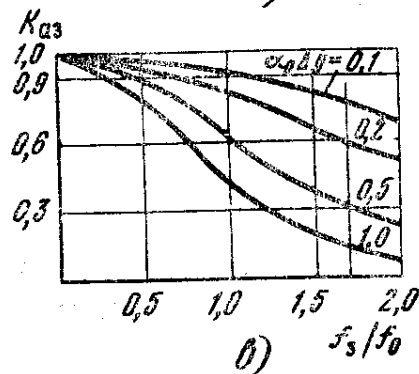
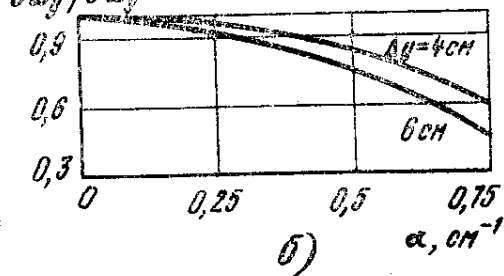
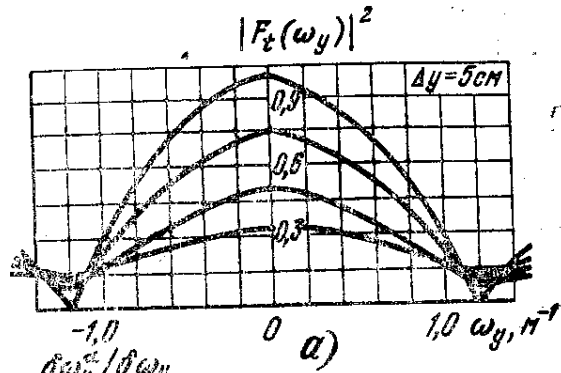


Рис. 19.6. К объяснению влияния затухания в звукопроводе АОМ:
 а — ядро ОСА; б — ухудшение разрешения; в — коэффициент затухания

$\approx 2\pi/\Delta y$, $\delta\omega_y^\alpha$ — ширина разрешающего ядра ОСА по уровню 0,7 для звукопровода без потерь и с потерями соответственно), позволяющая оценить ухудшение разрешения по частоте, обусловленное затуханием в звукопроводе.

Коэффициент потерь световой энергии в первом дифракционном порядке из-за затухания в звукопроводе

$$K_{аз} = |F_t(\omega_y = 0)|^2 = 4 \exp(-\alpha\Delta y) \frac{\text{sh}^2(0,5\alpha\Delta y)}{\alpha^2\Delta y^2}. \quad (19.20)$$

Частотная зависимость коэффициента потерь $K_{аз}$ с учетом того, что коэффициент затухания звукопровода меняется по закону $\alpha = \alpha_0 (f_s/f_0)^2$, представлена на рис. 19.6, в. Значения $\alpha_0 = \alpha_T$ для некоторых материалов звукопровода, полученные для частоты $f_0 = f_T$, приведены в [19.2].

В общем случае ПВ спектра (19.2) в виде суперпозиции бесконечно большого числа точечных монохроматических

источников $s(\Omega_z, \Omega) = \sum_{q=1}^{\infty} \varepsilon_q \delta(\Omega_z - \Omega_{zq}) \delta(\Omega - \Omega_q)$ выходное изображение (19.15) можно также рассматривать как суперпозицию бесконечного числа элементарных его образов

(19.17): $e^{(1)} = \sum_{q=1}^{\infty} e_q^{(1)}$. Как видно из (19.17), каждый из них воспроизводится в масштабе

$$\begin{cases} \cos \theta = \Omega_z / K = \omega_x / K_{m_x} = (\Lambda / \Lambda_{m_x} f_{\lambda}) x, \\ F = \Omega / 2\pi = \omega_y v / 2\pi = v f_{\lambda} y / 2 \end{cases} \quad (19.21)$$

и с конечным разрешением, не превышающим $2\theta_{0,5} = \frac{\delta\Omega_z}{k \sin \theta} \approx \Lambda / \Delta z$ ДН F_0 и $\delta\Omega / 2\pi = v \delta\omega_y / 2\pi = v / \Delta y$ изображающего ядра F_t . При гетеродинном преобразовании частоты в (19.21) следует учесть смещение на F_r .

Структура выходного изображения. Слагаемое (19.14) образа (19.13) локализуется на оптической оси КОП (его максимум имеет место при $\omega_x = \omega_y = 0$). Поэтому оно практически не интерферирует с образом (19.15) ПВ спектра (19.2), который смещен вдоль оси y на величину (19.21), пропорциональную частоте принимаемых радиосигналов (см. рис. 19.5).

Поскольку АОМ, как и любой другой модулятор, является нелинейным устройством, то в (19.9) правомерно пользоваться только действительным сигналом $U = \text{Re } U = (U + U^*) / 2$, где * — знак комплексного сопряжения. Поскольку спектр действительного сигнала обладает свойством эрмитовости $s(\Omega_z, \Omega) = s^*(-\Omega_z, -\Omega)$, то данное обстоятельство приводит к тому, что оптический образ источника радиосигналов

$$e^{(1)} = e^{(-1)} + e^{(+1)}, \quad (19.22)$$

$$\text{где } e^{(\pm 1)} = \begin{cases} 0,5 e_0^{(1)} F_0 \otimes s \otimes \text{sinc}, \\ 0,5 e_0^{(1)} F_0 \otimes s^* \otimes \text{sinc} \end{cases}$$

— плюс и минус первые порядки дифракции, которые абсолютно эквивалентны друг другу и отображаются центрально-симметрично относительно оптической оси процессора (см. рис. 19.5).

Дискретный характер апертуры реальной АР несколько видоизменяет структуру образа (19.13) вдоль оси ω_x . Так как дискретный ПВ сигнал (19.10) связан с непрерывным (19.12) соотношением [19.5] $E = [E_n \sum_{m=1}^M \delta(x - x_m)] \otimes j_0(x)$, где все обозначения раскрыты выше, то вместо светового распределения

(19.14) фактически формируется нулевой порядок дифракции вида

$$e^{(0)}(\omega_x, \omega_y) = e_0^{(0)} \frac{M\delta x}{\Delta x} \mathcal{F}_0(\omega_x) \frac{\sin\left(M \frac{d_x}{2} \omega_x\right)}{M \sin\left(\frac{d_x}{2} \omega_x\right)} \text{sinc}(\omega_y/\delta\omega_y), \quad (19.23)$$

где $\mathcal{F}_0(\omega_x) = \hat{\mathcal{F}}_x\{j_0(x)\}/\delta x$ — огибающая нулевого порядка дифракции; d_x — расстояние между каналами АОМ; δx — ширина канала АОМ.

Аналогично видоизменяется структура и первого порядка дифракции (19.15):

$$e^{(1)}(\omega_x, \omega_y) = e_0^{(1)} \frac{M\delta x}{\Delta x} \mathcal{F}_0(\omega_x) \{F_{\text{AP}}(\omega_x/m_x) \otimes \otimes [s \exp(\cdot)] \otimes \text{sinc}(\omega_y v/\delta\omega_y v)\}, \quad (19.24)$$

где $F_{\text{AP}}(\Omega_z) = F_{\text{AP}}(\omega_x/m_x) = M^{-1} \sum_{m=1}^M \mathcal{Y}_m \exp(-i\Omega_z z_m)$ — ДН АР.

Для эквидистантной АР с равномерным АФР ($\mathcal{Y}_m = \mathcal{Y}_n = 1$) ДН совпадает по форме со вторым сомножителем в (19.23):

$$F_{\text{AP}}(\Omega_z) = \sin(0,5 M d_z \Omega_z) / M \sin(0,5 d_z \Omega_z). \quad (19.25)$$

Если при постоянной длине решетки $M d_z = \text{const}$ увеличивать число излучателей, т. е. $M \rightarrow \infty$, $d_z = m_x d_x \rightarrow 0$, то $F_{\text{AP}}(\Omega_z)$ стремится к ДН непрерывной равномерно возбуждаемой апертуры $F_0(\Omega_z) = \text{sinc}(\Omega_z/\delta\Omega_z)$, где $\delta\Omega_z = 2\pi/\Gamma z$. При неравномерном возбуждении элементов АР [$\mathcal{Y}(z) \neq \text{rect}(z/\Delta z)$] форму ДН и ее ширину можно определить по формулам, приведенным в [0.1].

Особенности режима дифракции Брэгга. Общим недостатком раман-натовских АОМ является сравнительно неширокая полоса модуляции ΔF , которая обычно не превышает несколько десятков мегагерц. Стремление расширить ΔF приводит к необходимости увеличить центральную частоту АОМ $f_0 = F_0 - F_r > > \Delta F$ (F_0 — центральная частота радиодиапазона ΔF), что автоматически переводит АОМ в брэгговский режим работы, поскольку $Q_{k-k} = 2\pi\lambda\Delta z/n_3\lambda_3^2$, а при $f_0 > 50$ МГц практически используемые модуляторы характеризуются значением параметра $Q_{k-k} > 7$. В этом случае эффективность акустооптического взаимодействия не подчиняется закономерности (19.9), а существенно слабее и выражается в значительном снижении относительной интенсивности полезных порядков дифракции (19.22). Отмеченный недостаток данного режима работы АОМ преодолевают подбором оптимального угла падения $v \neq 0$ коллимированного пучка E_0 . При угле v , равном так называемому углу Брэгга v_B (см. рис. 19.4, в), происходит эффективная дифракция света в один из полезных (+ первый) порядков. Несмотря на услож-

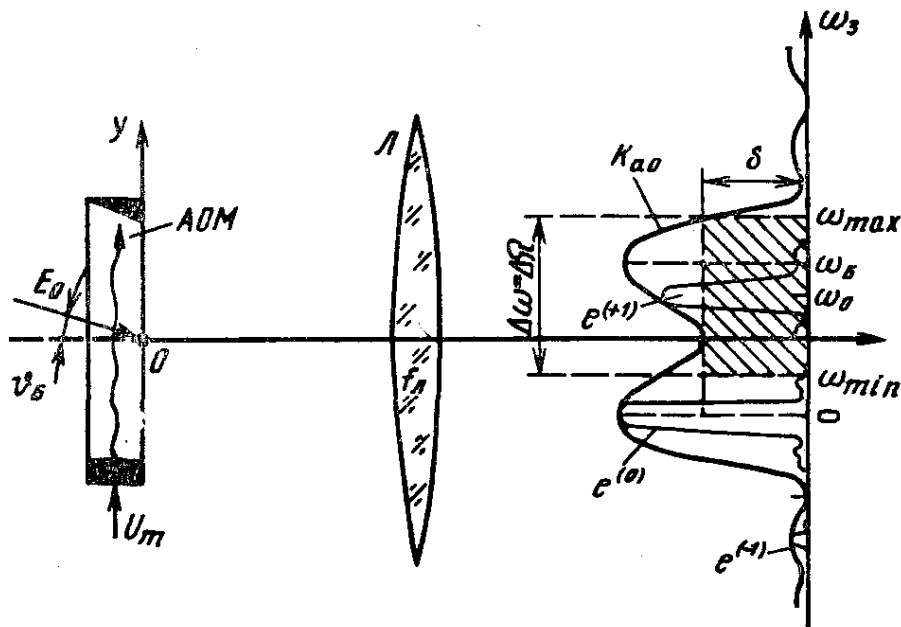


Рис. 19.7. К определению оценки полосы акустооптического взаимодействия

нение природы дифракции, выходная дифрактограмма сохраняет пространственную структуру (19.22), однако смещается на поднесущую пространственную частоту $\omega_{yB} = k \sin v_B$ и взвешивается огибающей $\text{sinc}[\dots]$ (рис. 19.7):

$$e_B(\omega_x, \omega_y) \approx \text{sinc} \left[\frac{\Delta z}{n_3 \lambda_3} \frac{(\omega_y^2 - \omega_{yB}^2)}{2k^2} \right] e_{\text{пч}}^{(1)}(\omega_x, \omega_y + \omega_{yB}), \quad (19.26)$$

где n_3 — показатель преломления материала звукопровода, а $e_{\text{пч}}^{(1)}(\dots)$ определено (19.16) и получается из раман-натовской дифрактограммы (19.15) с заменой в формуле для $e_0^{(1)}$ коэффициентов T_0 и $T^{(1)}$ на $T_B^{(0)}$ и $T_B^{(1)}$ соответственно. При $U \approx U_q$

$$T_B^{(0)} \approx T_0 \cos \left(\frac{\pi}{4} U_m / U_{\pi/2} \right); \quad (19.27)$$

$$T_B^{(1)} \approx T_0 \frac{\sin \left(\frac{\pi}{4} U_m / U_{\pi/2} \right)}{\left(\frac{\pi}{4} U_m / U_{\pi/2} \right)}.$$

При $U_m / U_{\pi/2} \rightarrow 0$ коэффициенты (19.27) практически совпадают с T_0 , что приблизительно обеспечивает баланс энергии света: $\int_{\Pi} |T_0 E_0|^2 ds \approx \int_{\pi} \{|e^{(1)}|^2 + |e^{(0)}|^2\} ds$ — во входной Π и выходной π плоскостях (см. рис. 19.2).

Благодаря несимметричному взвешиванию множителем $\text{sinc}[\dots]$ один из этих порядков (см. (19.17)) можно существенно подавить. Поскольку согласно (19.15) в данном случае имеет

место отображение $\omega_y + \omega_{yB} = \omega_3/v$, где $\omega_3 = \Omega - \Omega_r$, то упомянутую огибающую в (19.26) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} \sqrt{K_{a0}(\omega_3)} &= \text{sinc} \left[0,25 \frac{2\pi\Delta z \lambda_3}{n_3 \lambda_B^2} \frac{\lambda_B^2}{\lambda^2 k^2} (\omega_y - \omega_{yB}) (\omega_y + \omega_{yB}) \right] = \\ &= \text{sinc} \left[0,25 Q_{K-K} \frac{\lambda_B^2}{(2\pi)^2} \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{2\pi}{\lambda_3} - 2\omega_{yB} \right) \right] = \\ &= \text{sinc} [0,25 Q_{K-K} (\lambda_B^2/\lambda_3^2 - \lambda_B/\lambda_3)] = \\ &= \text{sinc} [0,25 Q_{K-K} (\omega_3^2/\omega_B^2 - \omega_3/\omega_B)], \end{aligned} \quad (19.28)$$

где $Q_{K-K} = 2\pi\Delta z \lambda_3/n_3 \lambda_B^2$ — безразмерный параметр Кляйна—Кука [19.7]; $\lambda_B = \lambda_3/2 \sin v_B = \pi/k \sin v_B = \pi/\omega_{yB}$; $\omega_B = 2\pi v/\lambda_B = 2v_{yB} = (4\pi v/\lambda) \sin v_B$ — соответственно брэгговская длина волны звука и круговая частота возбуждения АОМ, при которых +1 — порядок дифракции «попадает» под максимум огибающей $\text{sinc} [\dots]$.

Два независимых параметра Q_{K-K} и ω в (19.28) выбирают из условия обеспечения требуемой ширины полосы пропускания $\Omega_{max} - \Omega_{min} = \Delta\Omega = 2\pi\Delta F$ при заданном уровне неравномерности частотной характеристики акустооптического взаимодействия.

Указанная характеристика описывается огибающей (19.28) и изображена на рис. 19.7. При $Q_{K-K} \gg 1$ она представляет собой двухгорбую кривую, симметричную относительно оптической оси процессора. Координаты максимумов горбов $\omega_y = \pm 0,5\omega_B/v$. Для обеспечения максимально широкой полосы акустооптического взаимодействия при заданном уровне неравномерности, дБ:

$$\Delta_B = 20 \lg(1/\delta) \quad (19.29)$$

необходимо, чтобы $\delta \leq \text{sinc} [\dots] \leq 1$, где δ — глубина провала между горбами (см. рис. 19.7). Пусть x_δ — величина, при которой $\text{sinc} x_\delta = \delta$. Тогда заданный уровень неравномерности (19.29) будет обеспечен, если аргумент огибающей (19.28) удовлетворяет неравенствам $x_\delta \leq 0,25 Q_{K-K}$ и $(\omega_3^2/\omega_B^2 - \omega_3/\omega_B) \leq x_\delta$. Решая совместно эти два неравенства, получаем, что частота среза характеристики

$$\omega_{max} = \Omega_{max} - \Omega_r = \omega_B (0,5 + \sqrt{0,25 + 4x_\delta/Q_{K-K}}), \quad (19.30)$$

что достигается при

$$7 \leq Q_{K-K} \leq 16x_\delta. \quad (19.31)$$

В частности, задавшись уровнем неравномерности $\Delta_B = 3$ дБ, из (19.31) получаем

$$7 \leq Q_{K-K} \leq 22,1. \quad (19.32)$$

Левая граница неравенств (19.31) и (19.32) обеспечивает максимальную частоту среза (19.30), а правая граница — макси-

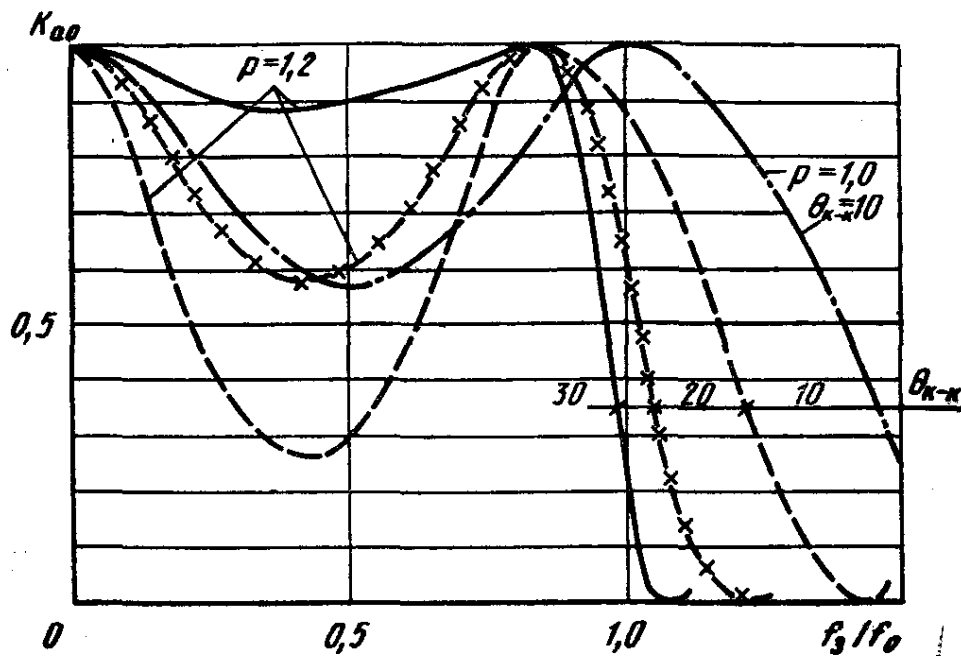


Рис. 19.8. Частотная характеристика акустооптического взаимодействия

мальную энергетическую эффективность модулятора $\mathcal{E}_{\text{АОМ}}$ во всей полосе (см. выше). На практике $Q_{\text{к-к}} = 10 \dots 50$ [19.8, 19.10]. Наряду с ограничением на параметр $Q_{\text{к-к}}$ накладывается также ограничение на частоту Брэгга $\omega_{\text{Б}}$, которую связывают с безразмерным параметром расстройки $p = \omega_0 / \omega_{\text{Б}}$ центральной частоты полосы $\omega_0 = \Omega_0 - \Omega_{\text{г}}$ (где $\Omega_0 = (\Omega_{\text{max}} - \Omega_{\text{min}}) / 2$), при этом полагают, что $0,4 \leq p \leq 1,2$. Правый предел параметра p определяется максимальной частотой среза $\omega_{\text{max}} = 1,2\omega_{\text{Б}}$, а левый — полосой пьезопреобразователя, условием существования дифракции и рядом других причин [19.7]. Изложенные выше результаты позволяют выбрать значения параметров $Q_{\text{к-к}}$ и $\omega_{\text{Б}}$, а затем с их помощью определить толщину АОМ Δz и угол Брэгга $\psi_{\text{Б}}$.

Выражение (19.28), называемое частотной характеристикой акустооптического взаимодействия (рис. 10.8), удобно для дальнейших расчетов представить в виде

$$K_{a0}(\omega_3) = \text{sinc}^2 \left[0,25 Q_{\text{к-к}} \left(p^2 \frac{\omega_3^2}{\omega_0^2} - p \frac{\omega_3}{\omega_0} \right) \right]. \quad (19.33)$$

19.4. ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ КОП С МНОГОКАНАЛЬНЫМ АОМ

Полученные выше соотношения позволяют определить решающую способность линейной радиооптической АР по угловой координате и частоте, а также форме ДН АР и изображающего ядра ОСА. Важными параметрами и характеристиками радиооптической АР как приемной системы также являются: энергетическая эффективность КОП с МАОМ; динамический диапазон и чувствительность.

Энергетическая эффективность КОП с многоканальным АОМ.

При работе процессора в режиме параллельного диаграммо- и спектрообразования энергетическую эффективность КОП определяют [19.3] как относительную долю полезной мощности лазера P_n , используемой для формирования полезного порядка дифракции (19.16) или (19.26). Согласно (19.17) при падении на АР плоской волны от точечного источника q эта доля составляет, %:

$$\mathcal{E}_{\text{КОП}} = \eta_L 100\% \int_{-\infty}^{\infty} \int |e_q^{(1)}|^2 dx dy / P_L \approx \eta_L \eta_K \mathcal{E}_{\text{МАОМ}} P_q. \quad (19.34)$$

Здесь $\eta_L \approx 1$ — КПД фурье-объектива (линзы L на рис. 19.2); $\eta_K = |E_0|^2 \Delta x \Delta y / P_L$ — КПД коллиматора; $P_q = U_q^2 / 2 = K_{\pi}^2 \epsilon_q^2 / 2$ — мощность на выходах усилительных модулей, обусловленная точечным радиообъектом q .

Входящая в (19.34) энергетическая эффективность МАОМ $\mathcal{E}_{\text{МАОМ}}$ характеризует относительное значение интенсивности в максимуме полезного порядка дифракции $|e_q^{(1)}|_{\text{max}}^2$ по сравнению с интенсивностью $|F_0|^2$ на входе АОМ при суммарной активной мощности управляющего сигнала $M P_q = 1$ Вт на входе согласующих цепей МАОМ. При линейном приближении *относительная интенсивность*, %/Вт:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{МАОМ}} &= \frac{|e_q^{(1)}|_{\text{max}}^2}{|E_0|^2 P_q M} 100\% \approx \frac{K_{a0} K_{a3} |0,5 e_0^{(1)} \epsilon_q F_0(0)|^2}{|E_0|^2 P_q M} 100\% \approx \\ &\approx K_{a0} K_{a3} \frac{|0,5 E_0 T_0 \Delta x \Delta y i \frac{\pi}{2} K_{\pi}|^2}{(\lambda f_L)^2 U_{\pi/2}^2 |E_0|^2} \frac{2 \epsilon_q^2}{2 P_q M} \left(\frac{M \delta_x}{\Delta x} \right) 100\% = \\ &= \frac{2 K_{a0} K_{a3} T_0^2 (\pi/2)^2 M}{U_{\pi/2}^2} \left(\frac{\delta_x \Delta y}{\lambda f_L} \right)^2 100\% = \\ &= \frac{K_{a0} K_{a3} T_0^2 \pi^2 2 K_{\text{сц}} \Delta z}{2 \lambda^2 \delta_x} M_2 M \left(\frac{\delta_x \Delta y}{\lambda f_L} \right)^2 100\% = \mathcal{E}_{\text{АОМ}} M \left(\frac{\delta_x \Delta y}{\lambda f_L} \right)^2, \end{aligned}$$

где

$$\mathcal{E}_{\text{АОМ}} = \frac{\pi^2 K_{a0} K_{a3} K_{\text{сц}} T_0^2 M_2}{2 \lambda^2} \frac{\Delta z}{\delta_x} 100\%, \quad (19.35)$$

— энергетическая эффективность одноканального АОМ, %/Вт [19.8], под которой понимается доля в процентах интенсивности света на входе модулятора, дифрагирующего в полезный порядок дифракции, при единичной мощности управляющего сигнала на входе согласующей цепи; множитель $M (\delta_x \Delta y / \lambda f_L)^2$ характеризует эффект сжатия продифрагированного пучка в выходной плоскости фурье-процессора.

Следует иметь в виду, что коэффициенты K_{a0} , K_{a3} , $K_{\text{сц}}$ в (19.35) зависят от частоты (см. гл. 20), причем в режиме дифракции Рамана-Ната $K_{a0} = 1$.

Введенные характеристики (19.34) и (19.35) позволяют рассчитать интенсивность света на выходе фурье-процессора в полезном дифракционном порядке. Параметр $\mathcal{E}_{\text{АОМ}}$ удобно использовать на этапе выбора АОМ и проектирования спектроанализатора.

Энергетическая эффективность КОП (19.34), определяющая мощность полезного порядка дифракции, увеличивается пропорционально мощности сигнала $P_q = U_q^2/2$. Однако при подходе к нелинейному режиму работы АОМ ($U_q \sim U_{\pi/2}$) увеличение значения $\mathcal{E}_{\text{КОП}}$ замедляется и после достижения своего максимума начинает уменьшаться. В случае дифракции Рамана-Ната зависимость $\mathcal{E}_{\text{КОП}}$ от напряжения сигнала согласно (19.96) определяется множителем $[\mathcal{J}_1(\frac{\pi}{2} U_q/U_{\pi/2}) / (\frac{\pi}{2} U_q/U_{\pi/2})]^2$. Поэтому при $U_q \approx 1,14 U_{\pi/2}$ достигается предельное значение $\mathcal{E}_{\text{КОП}} \approx 34\%$. В брэгговском режиме, характеризующемся множителем (19.27), можно получить $\mathcal{E}_{\text{КОП}} \approx T_0 \cdot 100\%$, если $U_q = 2U_{\pi/2}$. Однако это нецелесообразно из-за существенных нелинейных искажений ПВ сигнала и, как следствие, снижения динамического диапазона и искажения ПВ спектра, формируемого на выходе КОП.

Чувствительность радиооптической АР. Реальной чувствительностью радиоприемной системы называют минимальную мощность сигнала на ее входе, при которой мощность сигнала на выходе достигает заданного значения при требуемом отношении сигнала к шуму С-Ш. Чувствительность приемной системы характеризует ее способность принимать слабые сигналы с учетом влияния внешних и внутренних шумов. Отношение С-Ш на выходе реальной радиооптической АР определяет точность воспроизведения сигнала, измерения его параметров и качественные показатели обнаружения — вероятность правильного обнаружения и ложной тревоги. Если заданный $\psi = 1$, а в качестве фотоприемника КОП применяются приборы с непрерывным режимом регистрации (ФЭУ, матрица фотодиодов), то определяющая пороговую чувствительность системы минимальная регистрируемая мощность на входе элемента АР [19.3], Вт:

$$P_{\min} = k_B T_{\text{ex}} \mathcal{I}_{T,\nu} \Delta F, \quad (19.36)$$

где $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Вт/(Гц·К) — постоянная Больцмана; T_{ex} — шумовая температура, обусловленная приемом внешних шумов (зависит от диапазона рабочих частот), К; $\mathcal{I}_{T,\nu}$ — коэффициент шума радиооптической АР, определяемый внутренними тепловыми и дробовыми шумами и характеризующий ухудшение отношения (С-Ш)_{вых} по сравнению с (С-Ш)_{вх}; ΔF — полоса рабочих частот, Гц.

Величина $\mathcal{I}_{T,\nu}$ определяется параметрами приемных модулей, КОП и фотоприемника, а также режимом работы последнего. Различают фотодетектирование некогерентное (квадратич-

ное) и когерентное (гетеродинное). В фотоприемнике с непрерывным режимом регистрации сигнала в обоих режимах

$$Ш_{т,в} = Ш_{т} Ш_{в}, \quad (19.37)$$

где $Ш_{т} = 1 + (Ш_0/\eta - 1) T_0/T_{ex}$ — коэффициент теплового шума радиооптической АР; $T_0 = 290 \text{ К}$ — комнатная температура; $Ш_0$ — коэффициент шума приемных модулей; η — КПД приемного элемента и его фидерного тракта; $Ш_{в}$ — коэффициент, учитывающий нелинейное фотодетектирование светового сигнала в виде смеси информационной и шумовой компонент на входе фотоприемника.

При оценке $Ш_{в}$ следует учесть нелинейный (квадратичный) характер светосигнального преобразования, дробовые (квантовые) шумы светового сигнала и собственные шумы фотоприемника [19.12]. С учетом сказанного итоговое отношение С-Ш на выходе фотоприемника определяется следующей оценкой*:

$$\psi \geq \frac{(I_q s_{\phi})^2}{i_0 (I_q + I_{т}) s_{\phi} + i_{R_{\phi}}^2 / M_{\phi}^2 + (2 \sqrt{I_q I_{т}} s_{\phi})^2}, \quad (19.38)$$

где $I_q = |e_q^{(1)}|_{max} = P_q \mathcal{E}_{\text{маом}} |E|^2$ — интенсивность освещения фотоприемника в максимуме информационного оптического сигнала, 100%, Вт/м²; $I_{т} = P_{т} \mathcal{E}_{\text{маом}} |E_0|^2$ — интенсивность освещения фотоприемника, 100%, Вт/м², обусловленная тепловым шумом на выходе приемных модулей, причем мощность $P_{т} = K_{п}^2 k_{Б} T_{ex} Ш_{т} \Delta F$; s_{ϕ} — чувствительность фотоприемника, А·м²/Вт; $i_0 = e \Delta F_{\phi}$ — фотонное ограничение, причем $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона; ΔF_{ϕ} — полоса фотоприемника, $i_{R_{\phi}}$ — фототок на выходе фотоприемника с фотоумножением M_{ϕ} , обусловленный шумом в его нагрузке R_{ϕ} , А.

При использовании в качестве фотоприемников ФЭУ либо лавинных фотодиодов, у которых $M_{\phi} \gg 1$, а также при выборе значений коэффициента усиления $K_{п}^2$ приемного модуля, нормированного напряжения $U_{\pi/2}^2$ АОМ и мощности лазера $P_{л}$ из условия $K_{п}^2 P_{л} / U_{\pi/2}^2 > 10^5$ ($M \leq 100$) в (19.38) можно пренебречь вкладом дробовых $i_0 (I_q + I_{т}) s_{\phi}$ и собственно тепловых $i_{R_{\phi}}^2 / M_{\phi}^2$ шумов фотоприемника. Это позволяет получить предельную оценку коэффициента радиооптической АР:

$$Ш_{в} = \psi_{вх} / \psi_{вых} \leq 4. \quad (19.39)$$

При использовании матрицы фотоприемников на основе ПЗС многоэлементного фотоприемника (ФПЗС) с дискретным временным режимом регистрации соотношениями (19.36) — (19.38)

* Нахмансон Г. С. Точность измерения частоты и угла прихода сигналов, принимаемых антенной решеткой на фоне помех при акустооптоэлектронной обработке // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. — 1980. — Т. 23, № 1. — С. 3—10.

пользоваться нельзя в силу несколько иной модели шумов ФПЗ [19.12]. Последние, как правило, оценивают среднестатистическим числом шумовых электронов, приходящихся на зарядовый пакет. Вклад в указанное число обусловлен различными факторами, например дробовыми шумами сигнала, дробовым шумом утечки, передаточным шумом ФПЗС, шумами полевого МОП-транзистора, находящегося на подложке микросхемы, и усилителя, находящегося вне подложки. Определенное число шумовых электронов Q_D (Dark — темновой) свойственно ФПЗС и при нулевой их освещенности (см. табл. 2.4). Если Q_D известно, то итоговое отношение С-Ш на выходе фотоприемника можно оценить формулой [19.12, с. 395] с учетом вклада тепловых шумов:

$$\psi = \frac{I_q S_{\text{ф}} t_{\text{н}} / e}{V [(I_q + I_T) s_{\text{ф}} t_{\text{н}} / e] + Q_D^2 + (2 \sqrt{I_q I_T} s_{\text{ф}} t_{\text{н}} / e)^2}, \quad (19.40)$$

где $t_{\text{н}}$ — время накопления фотозаряда на элементах ФПЗС, с ($t_{\text{н}} = 20$ мс в телевизионном режиме, см. табл. 2.4).

В случае выполнения указанных выше требований к $K_{\text{п}}^2$, $U_{\text{п}/2}$ и $P_{\text{л}}$ вкладом темновых Q_D и дробовых $(I_q + I_T) s_{\text{ф}} t_{\text{н}} / e$ электронов в общий шум на выходе можно пренебречь. Тогда

$$\psi_{\text{вых}} \leq 0,5 \sqrt{\psi_{\text{вх}}}. \quad (19.41)$$

Поэтому предельная оценка Ш_v системы при использовании ФПЗС существенно отличается от (19.39):

$$\text{Ш}_v \geq 2 / \sqrt{\psi_{\text{вых}}}. \quad (19.42)$$

Пороговая чувствительность систем с ФПЗС рассчитывается по (19.36), с той лишь разницей, что при этом в качестве полосы ΔF следует брать полосу выборок телевизионного раstra: $\Delta F_{\text{ф}} = 1/t_{\text{н}}$.

Динамический диапазон. Под *динамическим диапазоном* приемной системы понимается выраженное в децибелах отношение максимально допустимой мощности входного сигнала, ограниченной нелинейными эффектами приемоусилительного тракта, к мощности минимально различимого сигнала на фоне внешних и собственных шумов системы [19.1, 19.2]. Применительно к радиооптической АР динамический диапазон [19.3]

$$\text{ДД}_{\text{РОАР}} = \left[\sum_i^n (\text{ДД})_i^n \right]^{-1}, \quad (19.43)$$

где n — число устройств или искажающих факторов, ограничивающих общий динамический диапазон; ДД_1 — динамический диапазон приемного модуля (см. рис. 19.1) каждого элемента АР (равен 60...100 дБ); ДД_2 — динамический диапазон КОП, обусловленный паразитными переотражениями и рассеянием света на элементах процессора, абберациями, частичной прост-

ранственно-временной когерентностью коллимированного пучка света и т. п. (как правило, равен 30...50 дБ, а его предельно достижимое значение при весьма жестких, но выполнимых требованиях к процессору составляет 60 дБ [19.3]); $ДД_3$ — динамический диапазон ПЗС МФ (60...80 дБ); $ДД_4 \approx ДД_{АОМ}$ — динамический диапазон МАОМ, который лежит в пределах 30...50 дБ и, следовательно, ограничивает $ДД_{РОАР} \leq ДД_4$.

Конкретное значение $ДД_4$ МАОМ оценивают независимо по угловой и частотной координатам. По диаграммообразующему каналу в [19.3, с. 164] получена следующая оценка (рис. 19.9, а):

$$ДД_4 = ДД_{АОМ} \approx \begin{cases} 20 \lg \frac{3}{8} \left[J_1 \left(\frac{\pi}{2} U/U_{\pi/2} \right) / J_2 \left(\frac{\pi}{2} U/U_{\pi/2} \right) \right], \\ 20 \lg \frac{2}{3} \left[J_1 \left(\frac{\pi}{2} U/U_{\pi/2} \right) / J_3 \left(\frac{\pi}{2} U/U_{\pi/2} \right) \right] \end{cases} \quad (19.44)$$

в случае брэгговского (кривая 1) и раман-натавского (кривая 2) режимов дифракции соответственно, где U — амплитуда нормированного напряжения суммарного ПВ сигнала на выходе приемного модуля от множества радиообъектов в пространстве, $\sqrt{Вт}$; $J_{1,2,3}$ — функции Бесселя первого—третьего порядков.

По спектрообразующему каналу оценка $ДД_4$ получена для простейшей модели ПВ сигнала в виде суперпозиции двух равноамплитудных сигналов $U_1 = U_2 = U_3$ разной частоты, приходящих с одного направления [19.3, с. 168] (рис. 19.9, б):

$$ДД = ДД_{АОМ}^c = \begin{cases} 20 \lg \left[J_0 \left(\frac{\pi}{2} U/U_{\pi/2} \right) / J_2 \left(\frac{\pi}{2} U/U_{\pi/2} \right) \right], \\ 20 \lg \left[J_1 \left(\frac{\pi}{2} U/U_{\pi/2} \right) / J_3 \left(\frac{\pi}{2} U/U_{\pi/2} \right) \right]. \end{cases} \quad (19.45)$$

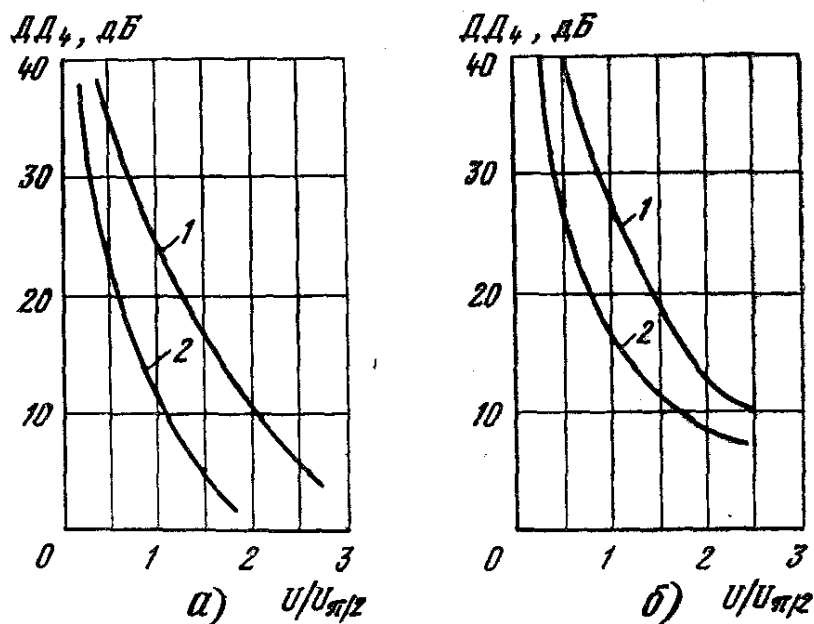


Рис. 19.9. К определению оценки динамического диапазона

Оценки (19.44) и (19.45) достаточно близки и позволяют выбрать ограничения на максимально допустимые нормированные амплитуды (мощность) сигналов $U_{\text{доп}}$ в каналах АОМ при заданном значении $ДД_4$. При этом следует добиваться и того, чтобы допустимая нормированная амплитуда $U_{\text{доп}}$ удовлетворяла условию

$$10 \lg(U_{\text{доп}}/K_{\text{п}}^2 P_{\text{min}}) \geq (ДД)_{\text{РОАР}} \approx ДД_4 = 30 \dots 40 \text{ дБ}, \quad (19.46)$$

где P_{min} определяется (19.36).

Условие (19.46) обеспечивает согласование абсолютного значения $ДД$ радиооптической АР как приемной системы ($10 \lg(P_{\text{max}}/P_{\text{min}}) = 10 \lg(U_{\text{доп}}^2/K_{\text{п}}^2 P_{\text{min}})$) с относительным, обусловленным нелинейностью АОМ $ДД_{\text{РОАР}} \approx ДД_4$.

Каждый канал приемоусилительного модуля РОАР включает в себя усилитель высокой частоты (УВЧ), смеситель, общий гереродин, усилитель промежуточной частоты (УПЧ) (см. рис. 19.1). Особое место при проектировании приемного модуля РОАР занимают выбор схемы широкополосного усилителя, расчет его характеристик и параметров, разработка конструкции. При создании широкополосных модулей используются балансные схемы, тонкопленочные микрополосковые устройства, герметизация полупроводниковых кристаллов, широкополосные ответвители. Исходными для выбора усилителей являются коэффициент усиления, полоса частот, шум-фактор.

Параметры усилителей, реализуемых на полевых транзисторах, приведены в [19.17]. Необходимое значение коэффициента усиления $K_{\text{п}}$ приемного модуля (РОАР) достигается при последовательном включении N каскадов усилителей с коэффициентом усиления K_{yn} ($n=1, 2, \dots, N$). Общий коэффициент усиления такого модуля $K_{\text{п}} = \sum_{n=1}^N K_{\text{yn}} - K_{\text{см}}$, где $K_{\text{см}} = 5 \dots 7$ дБ — потери, связанные с преобразованием частоты принимаемого радиосигнала в сантиметровом диапазоне волн.

Усилительные каскады неодинаково влияют на общий коэффициент шума, наибольшее влияние оказывает первый каскад. Общий коэффициент шума приемного модуля $Ш_0 = Ш_1 + (Ш_2 - 1)/K_{\text{y1}} + \dots + (Ш_N - 1)/K_{\text{y1}}K_{\text{y2}} \dots K_{\text{yN}}$, где $Ш_n$ — коэффициент шума n -го каскада усиления.

Промышленные образцы усилителей, представленных в табл. 2.5 [19.17], перекрывают диапазон частот от 1 МГц до 20 ГГц при выходной мощности 1...2 Вт на частотах до 8 ГГц и 10^{-2} Вт на более высоких частотах. Относительная полоса частот указанных усилителей $\Delta f = 30 \dots 100\%$.

Глава 20. ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА И ВОПРОСЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ РАДИООПТИЧЕСКИХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

20.1. ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОКАНАЛЬНЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА

Многоканальные акустооптические модуляторы (МАОМ) света — наиболее перспективные устройства, используемые для ввода в процессор информации, поступающей с выхода АР в реальном масштабе времени. Многоканальные АОМ, входящие в состав гибридных оптико-электронных процессоров АР, состоят из звукопровода с прикрепленным к нему многоэлементным пьезоэлектрическим преобразователем, входы которого через согласующую цепь подключены к соответствующим выходам усилителей, возбуждаемых сигналами, принятыми элементами АР. Функциональные элементы канала АОМ показаны на схеме рис. 20.1.

Основными техническими характеристиками МАОМ (см. гл. 19), используемых в качестве устройства ввода радиосигналов в процессор, являются:

энергетическая эффективность (ЭЭ) МАОМ ($\mathcal{E}_{\text{МАОМ}}$), %/Вт;

частотная характеристика (ЧХ) $\mathcal{E}\mathcal{E}_{\text{АОМ}}$;

центральная частота ЧХ $f_0 = \omega_0/2\pi = F_0 - F_T = (\Omega_{\text{max}} - \Omega_{\text{min}})/4\pi$, МГц;

относительная $\Delta f/f_0$ и абсолютная $\Delta f = \Delta F$ полосы рабочих частот по уровню неравномерности ЧХ $\mathcal{E}\mathcal{E}_{\text{АОМ}}\Delta_{\mathcal{E}}$, МГц;

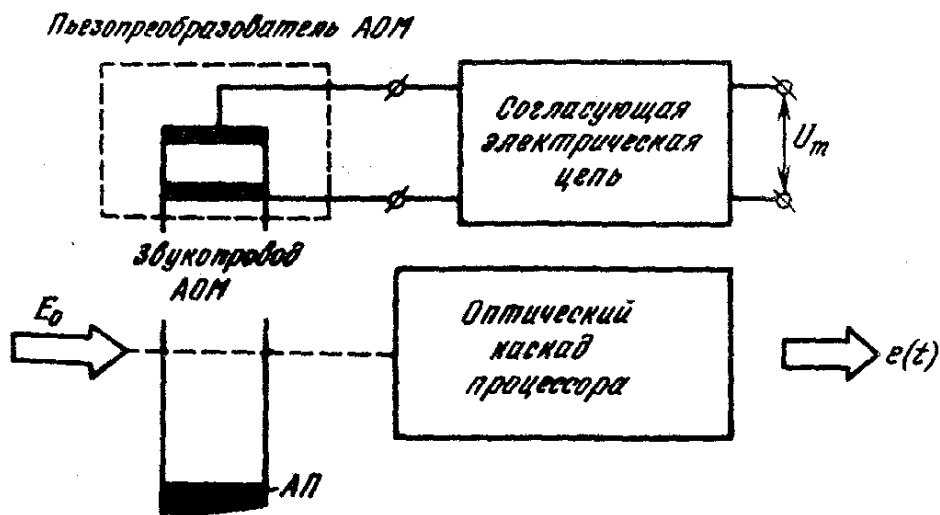


Рис. 20.1. Структурная схема АОМ (АП — акустический поглотитель)

длительность обрабатываемого сигнала ΔT , с, или длина звукопровода АОМ Δy , см;
разрешающая способность по частоте одного канала АОМ при работе его в режиме спектроанализатора δf , кГц;
динамический диапазон $DD_{\text{АОМ}}$, дБ;
число M каналов АОМ;
геометрические размеры модулятора (см. рис. 19.2) Δx , Δz , d_x , δx .

При разработке и конструировании АОМ целесообразно выделить следующие этапы проектирования: 1) выбор материала звукопровода и пьезопреобразователя; 2) определение геометрических размеров звукопровода и пьезопреобразователя; 3) определение параметров эквивалентной электрической схемы пьезопреобразователя; 4) выбор и расчет электрической цепи, согласующей в заданной полосе частот пьезопреобразователь с выходом приемного модуля элемента АР; 5) оценивание энергетической эффективности АОМ, работающего в качестве устройства ввода радиосигналов, принимаемых АР; 6) сравнение расчетных характеристик АОМ с заданными и внесение в случае несоответствия корректирующих изменений в проектируемые параметры АОМ; 7) разработка конструкции АОМ, обеспечивающей заданные технические и эксплуатационные характеристики.

Остановимся подробнее на указанных этапах проектирования.

Выбор материала звукопровода. Определяющими параметрами материала являются:

1. Коэффициент акустооптического качества материала $M_2 = n_3^6 \rho^6 / \rho_3 v^3$, $\text{с}^3/\text{кг}$, характеризующий эффективность взаимодействия акустических и световых волн. В формуле: n_3 — коэффициент преломления материала звукопровода; ρ — фотоупругая постоянная; ρ_3 — плотность материала звукопровода; v — скорость акустической волны в материале звукопровода.

2. Коэффициент затухания $\alpha = \alpha_0 (f_3/f_0)^2$, приводящий к ухудшению разрешения по частоте оптического спектроанализатора и снижению интенсивности в максимуме полезного порядка дифракции (см. рис. 19.6). В формуле: α_0 — коэффициент затухания, определяемый на центральной частоте $f_3 = f_0$, причем $\alpha_0 = \alpha_T (f_0/f_T)^2$, где α_T — коэффициент затухания, измеренный на частоте f_T . Для определения α_0 необходимо размерность табличного коэффициента затухания дБ/см перевести в размерность $(\text{см})^{-1}$. В настоящее время известны материалы с высоким коэффициентом акустооптического качества M_2 . Однако многие из них, обладая высоким M_2 , имеют большой коэффициент затухания α .

3. Скорость распространения упругих волн в звукопроводе v , см/с. Это важный параметр, связывающий длину звукопровода Δy в направлении распространения акустической волны с

разрешением спектроанализатора или с длительностью сигнала ΔT .

4. Оптические однородность, диапазон прозрачности, показатель преломления и т. п., механические, технологические и конструктивные (возможность механической обработки, гидроскопичность, устойчивость к термоудару) характеристики.

Перечень акустооптических материалов и их параметры приведены в табл. 20.1 [19.2, 19.11]. Наиболее изучен плавный кварц SiO_2 . Он имеет следующие недостатки; малый коэффициент акустооптического качества $M_2=1,5 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ и достаточно большое затухание $\alpha_T=12 \text{ дБ/см}$. Широко используемый в настоящее время ниобат лития LiNbO_3 свободен от указанных недостатков: $M_2=7 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$, $\alpha_T=0,15 \text{ дБ/см}$, однако имеет малую твердость, затрудняющую механическую обработку, и высокую стоимость.

Наиболее перспективные материалы для АОМ в метровом диапазоне волн — тяжелые и сверхтяжелые флинты (ТФ, СТФ), плавный и кристаллический кварц SiO_2 , молибдат свинца PbMoO_4 , парателлуриит TeO_2 , фосфид галлия GaP ; в дециметро-

Таблица 20.1

Диапазон частот, МГц	Материал	ρ , г/см ³	$v \times 10^{-5}$, см/с	n_3 $\lambda=0,6328 \text{ мкм}$	$M_2 \times 10^{15}$, с ³ /кг	$\alpha(f_T)$, дБ/см
Менее 100	SiO_2	2,2	5,9	1,46	1,5	12 (1 ГГц)
	Вода	1,00	1,5	1,33	160	15 (100 МГц)
	ТФ-5	4,77	3,55	1,755	6,5	1,5 (100 МГц)
	ТФ-10	5,19	3,7	1,806	7,5	2,0 (100 МГц)
	СТФ-2	6,12	3,7	2,16	25	1,5 (30 МГц)
	TeFD-5	5,87	3,4	2,09	33,9	3 (100 МГц)
	As_2S_3	3,02	2,6	2,6	433	1,7 (100 МГц)
	Антрацен	1,25	3,2	2,2	240	8 (100 МГц)
100 ... 500	$\alpha\text{-HfO}_3$	5,0	2,44	1,98	86	25 (500 МГц)
	PbMoO_4	6,95	3,7	2,26	41	15 (1 ГГц)
	TeO_2	6,0	4,2	2,26	35	15 (1 ГГц)
			0,617	2,26	793	4 (100 МГц)
	Pb_2MoO_5	7,1	2,96	2,18	127	25 (1 ГГц)
	$\alpha\text{-ZnS}$	4,09	5,82	2,35	3,4	27 (1 ГГц)
	Tl_3AsS_4	6,2	2,15	2,82	800	29 (1 ГГц)
	$\text{Ag}_3, \text{AsS}_3$	5,57	2,65	2,98	390	8 (100 МГц)
	$\alpha\text{-HgS}$	8,1	2,45	3,23	960	28,5 (1 ГГц)
	CaP	4,13	6,32	3,31	45	4 (1 ГГц)
	Свыше 500	LiNbO_3	4,7	6,57	2,2	7,0
LiTaO_3		7,45	6,19	2,18	1,4	0,1 (1 ГГц)
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$		9,2	3,42	2,55	9,9	1,0 (1 ГГц)
TiO_2		4,23	8,03	2,58	4,0	0,5 (1 ГГц)
Al_2O_3		4,0	11,0	1,76	0,36	0,2 (1 ГГц)
SrTiO_3		5,12	7,88	2,38	1,6	1,3 (1 ГГц)

вом — ниобат лития LiNbO_3 , корунд Al_2O_3 и молибдат калия CaMoO_4 . Последний имеет среднее акустооптическое качество $M_2 = 13,7 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ при меньших потерях в сравнении с LiNbO_3 , хорошую твердость и не подвержен растрескиванию при термударе.

Определение геометрических размеров звукопровода АОМ. Размеры звукопровода АОМ определяются геометрическими параметрами акустооптической ячейки: Δz — толщина; Δy — длина, Δx — ширина (см. рис. 19.2).

Толщина звукопровода выбирается из условия обеспечения оптимального акустооптического взаимодействия (см. § 19.3):

$$\Delta z = 2\pi\theta_{\text{К-К}} n_3 v^2 / \lambda_{\text{об}}^2, \quad (20.1)$$

где $\theta_{\text{К-К}}$ — параметр Кляйна—Кука; n_3 — показатель преломления материала звукопровода; v — скорость распространения акустической волны (остальные обозначения соответствуют § 19.3). На практике толщину звукопровода увеличивают по сравнению со значением, определяемым (20.1), на 10...20%, что вызвано технологией крепления пьезопреобразователей. Размер акустооптического взаимодействия при этом сохраняется, поскольку он обусловлен размером пьезопреобразователя.

Длина звукопровода Δy определяется с помощью (19.19) по заданному разрешению δf спектроанализатора с учетом затухания α материала акустооптической ячейки на верхней частоте диапазона либо с помощью графиков на рис. 19.6. Кроме того, длина звукопровода ограничивается технологией его изготовления и для широкого класса АОМ $\Delta y = 2,5 \dots 7,5 \text{ см}$.

Ширина акустооптического взаимодействия или размер канала модулятора выбираются из условия допустимой дифракционной расходимости акустических волн в направлении x (см. рис. 19.2) на всей длине Δy апертуры АОМ:

$$\delta_x \geq \sqrt{0,4\Delta l v^2 / (f_0 - \Delta f/2)}. \quad (20.2)$$

Выбор параметра δ_x по (20.2) обеспечивает при заданной длине акустооптического взаимодействия Δz падение энергетической эффективности $\mathcal{E}_{\text{АОМ}}$ из-за расходимости акустических волн не более чем в 2 раза. Расстояние между каналами определяется допустимым значением взаимного влияния каналов и технологией изготовления: $d_x = 1 \dots 1,5 \text{ мм}$.

Для обеспечения эффективного акустооптического взаимодействия, при котором $\mathcal{E}_{\text{АОМ}}$ максимально в заданной полосе частот, параметры $\theta_{\text{К-К}}$ и $\omega_{\text{Б}}$ рассчитывают исходя из (19.32) и (19.33). После этого вычисляют угол Брэгга (см. рис. 19.4, θ):

$$\nu_{\text{Б}} = \arcsin(\lambda/2\lambda_{\text{Б}}) = \arcsin(\lambda\omega_{\text{Б}}/4\pi v). \quad (20.3)$$

20.2. ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МНОГОКАНАЛЬНЫХ АОМ

Общие сведения. При разработке акустооптических модуляторов света большое значение имеет выбор материала и конструкции пьезопреобразователя. Простейший пьезопреобразователь (рис. 20.2, а) представляет собой тонкую пластину 1 из пьезоэлектрического материала, соответствующим образом ориентированную и прикрепленную к поверхности звукопровода 2 с помощью связующего слоя 3, служащего одним из электродов. На противоположную поверхность пластины нанесен второй электрод 4. Для устранения отражений акустических волн в торце звукопровода устанавливают акустический поглотитель 5. Электрическое напряжение U_m , подводимое с выхода приемоусилительного модуля АР к электродам, вызывает механические колебания пьезоэлектрика, которые возбуждают бегущие вдоль оси звукопровода акустические волны (см. рис. 19.4, а). Для эффективного возбуждения волн необходимо выполнить условия акустического и электрического согласования пьезопреобразователя с материалом звукопровода и электрическими цепями генератора (см. рис. 20.1). Выполнение этих условий при отсутствии диссипации энергии обеспечивает минимальные потери на преобразование мощности электрического сигнала в мощность акустических волн в заданной полосе частот.

Связующий слой вносит дополнительные потери, обусловленные затуханием акустической волны при ее прохождении в звукопровод, что снижает эффективность преобразования и сокращает полосу рабочих частот АОМ. Влияние связующего

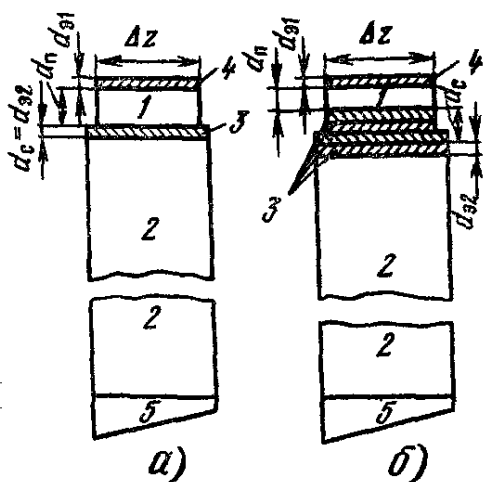


Рис. 20.2. Акустооптический элемент с пьезопреобразователем:

а — LiNbO_3 ($d_{11}=20$ мкм); б — LiNbO_3 ($d_{11}=12$ мкм)

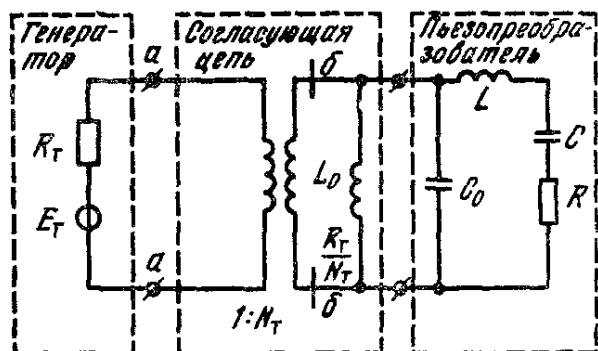


Рис. 20.3. Эквивалентная схема возбуждающей цепи канала АОМ

слоя на ЧХ преобразователя можно ослабить, уменьшая его толщину, однако при этом ухудшаются электропроводность и механическая прочность. Более перспективным является применение промежуточных металлических слоев разной толщины, акустические сопротивления которых соизмеримы с сопротивлениями звукопровода, например, соединение последовательно нанесенных слоев золота и индия [19.11, 19.13] (рис. 20.2, б).

Для оценки эффективности передачи мощности сигнала с выхода приемоусилительного модуля (называемого ниже генератором с входным сопротивлением z_{Γ}) в пьезопреобразователь (с входным сопротивлением $z_{вх}$) используют ЧХ преобразования (рабочего затухания) $a_{\text{пр}} = 10 \lg[|z_{вх} + z_{\Gamma}|^2 / 4 \operatorname{Re} z_{вх} \operatorname{Re} z_{\Gamma}]$, дБ.

Входное сопротивление нагруженного (на звукопровод) пьезопреобразователя $z_{вх}$ можно определить с помощью следующих подходов:

1) по методу эквивалентных линий, представляя пьезоэлектрик, звукопровод, связующие слои и электроды соответствующими эквивалентными четырехполюсниками, электромеханические матрицы передачи которых определяются геометрическими и физическими параметрами слоев [19.11, 19.13];

2) по упрощенным эквивалентным электрическим схемам, параметры которых выбираются из физических соображений [19.8, 19.13];

3) экспериментальным измерением. Ниже используются подходы 2 и 3.

При разработке АОМ одной из важных задач является расчет согласующих устройств (СУ), обеспечивающих равномерную характеристику $a_{\text{пр}}$ в заданном диапазоне частот Δf . Как видно из выражения для $a_{\text{пр}}$, электрическое оптимальное согласование ($a_{\text{пр}} = 0$) достигается при $z_{вх} = z_{\Gamma}^*$ и при отсутствии диссипативных потерь акустическое согласование не требуется. Однако на практике это достигается совместным акустическим и электрическим согласованиями. При этом этап акустического согласования пьезоэлектрика, связующих слоев и звукопровода позволяет упростить электрическую схему согласующей цепи (см. рис. 20.1) между усилителем и АОМ.

Эквивалентная электрическая схема пьезопреобразователя. Вблизи резонансной частоты пьезопреобразователя $f_{\text{рп}} = v_{\text{п}} / 2d_{\text{п}}$ ($v_{\text{п}}$ — скорость звука в пьезоэлектрике), которая определяется толщиной $d_{\text{п}}$ (см. рис. 20.2) пьезоэлектрика, его входное сопротивление можно описать с помощью упрощенной эквивалентной электрической схемы (рис. 20.3) [19.6].

Эквивалентная схема представляет собой контур со следующими параметрами: C_0 — статическая емкость пьезопреобразователя; L, C — индуктивность и емкость, описывающие механические колебания в нагруженном пьезопреобразователе; $R = 2P_{\text{аз}} / U_{\text{а}}^2$ — активное сопротивление излучения, характеризу-

ющее преобразование электрической энергии в акустическую при отсутствии диссипативных потерь (в формуле $P_{аз}$ — мощность акустической волны в звукопроводе, U_a амплитуда напряжения возбуждающего сигнала на входе пьезопреобразователя). Указанные эквивалентные параметры определяются электромеханическими свойствами материалов пьезоэлектрика и звукопровода, связующих слоев и электродов, а также их геометрическими размерами.

Различают НЧ (рабочая частота менее 100 МГц) и ВЧ преобразователи. В первом случае толщина связующих слоев и электродов много меньше длины звуковой волны в материалах слоев, поэтому их влиянием на распространение акустических волн можно пренебречь. При этом параметры эквивалентной электрической схемы без учета потерь определяются соотношениями [19.6]

$$R = \frac{z_3}{z_n} M_0 (f_3 / f_{рп}) / (8K_{эм}^2 C_0 f_{рп}), \quad (20.4)$$

где $z_3 = \rho_3 v$; $z_n = \rho_n v_n$ — акустические сопротивления звукопровода и пьезопреобразователя (ρ_3, ρ_n — плотности материалов); $M_0 (f_3 / f_{рп})$ — ЧХ акустического пьезопреобразования; $K_{эм}$ — безразмерный коэффициент электромеханической связи;

$$C_0 = \epsilon_n \epsilon_0 \Delta z \delta_x / d_n, \quad (20.5)$$

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; ϵ_n — относительная диэлектрическая проницаемость зажатого пьезоэлектрика; $\Delta z, \delta_x$ — толщина и ширина пьезопреобразователя (см. рис. 20.2).

Эквивалентные параметры: емкость, индуктивность и добротность контура — определяются соответственно выражениями

$$C = [K_{эм}^2 / (1 - K_{эм}^2)] C_0; \quad L = 1 / (2\pi f_{рп})^2 C;$$

$$\theta = 1 / (2\pi f_{рп} CR). \quad (20.6)$$

Зависимость ЧХ акустического пьезопреобразования $M_0 (f_3 / f_{рп})$ при различных значениях z_n / z_3 представлена на рис. 20.4. Из рисунка видно, что при $z_n / z_3 = 0,707$ характеристика наиболее равномерная, что обеспечивает максимальную ширину полосы акустического согласования.

В случае ВЧ преобразователя нельзя пренебречь толщинами связующих слоев и электродов, которые становятся соизмеримыми с длиной акустической волны, что приводит к переотражениям между границами слоев, а следовательно, к существен-

Таблица 20.2

Материал		
пьезопреобразователя	связующего слоя	звукопровода
LiNbO ₃ (36°-срез) ЦТС LiNbO ₃ (163°-срез)	Эпоксидный клей In In	SiO ₂ ТФ-10 PbMoO ₄ (YZ)
LiNbO ₃ (163°-срез) LiNbO ₃ (36°-срез) LiNbO ₃ (36°-срез)	In In In+Cu	PbMoO ₄ (+28° XY) SiO ₂ PbMoO

ной неравномерности ЧХ. В этом случае (см. рис. 20.2, а) ЧХ имеет вид [19.6]

$$M_0(f_3/f_{pn}, f_3/f_{pc}) = \frac{\left(\cos \frac{\pi f_3}{f_{pn}} \cos \frac{\pi f_3}{f_{pc}} - \frac{z_{пн}}{z_c} \sin \frac{\pi f_3}{f_{pn}} \sin \frac{\pi f_3}{f_{pc}}\right)^2}{\sin^4(\pi f_3/2f_{pc})} + \frac{\left(\frac{z_c}{z_3} \cos \frac{\pi f_3}{f_{pn}} \sin \frac{\pi f_3}{f_{pc}} + \frac{z_{пн}}{z_3} \sin \frac{\pi f_3}{f_{pn}} \cos \frac{\pi f_3}{f_{pc}}\right)^2}{\sin^4(\pi f_3/2f_{pn})}, \quad (20.7)$$

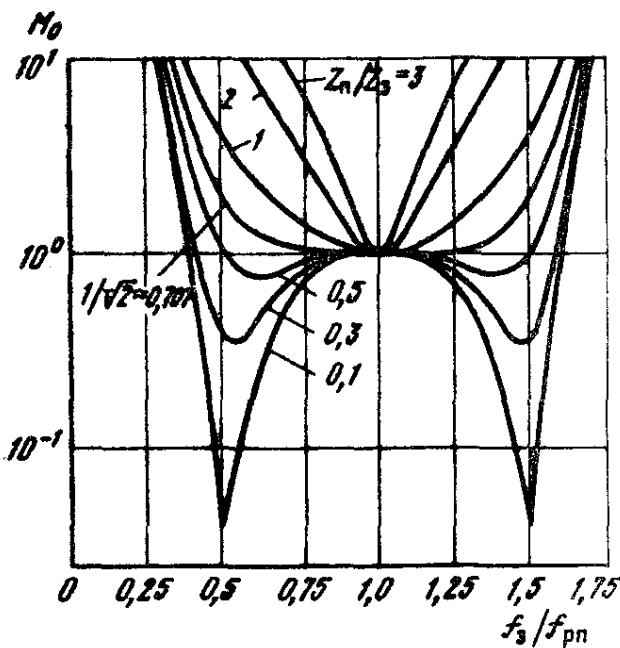


Рис. 20.4. Частотные характеристики НЧ пьезопреобразователя, нагруженного на звукопровод

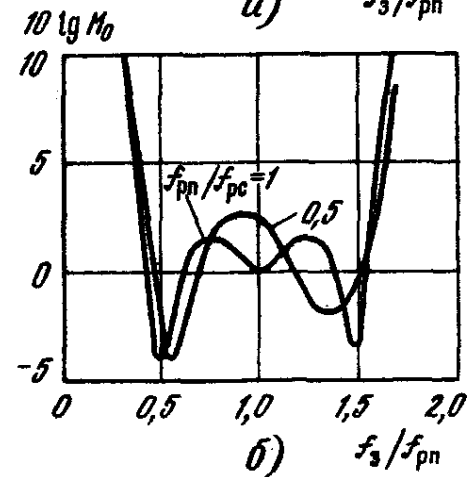
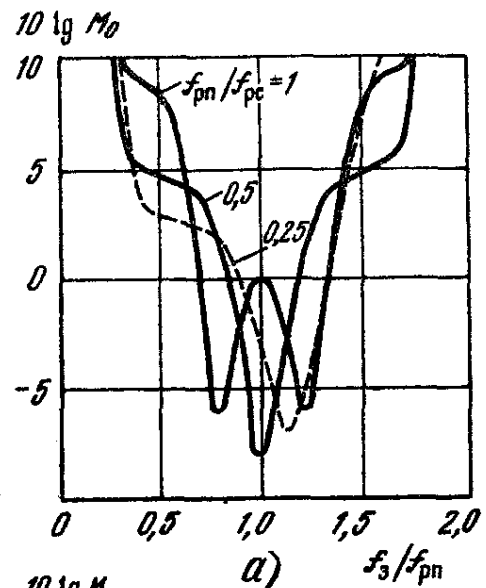


Рис. 20.5. Частотные характеристики преобразователя на структурах:
а — CdS-Al-Al₂O₃; б — CdS-Au-Al₂O₃

$S, \text{ мм}^2$	$f_{\text{рп}}, \text{ МГц}$	Q	$C_0, \text{ пФ}$	$C, \text{ пФ}$	$L, \text{ мкГ}$	$R, \text{ Ом}$	η^2
5,6	4,57	2,6	9,1	1,91	630	7000	0,22
8,1	33	3,8	520	140	0,16	9,1	0,28
1,0	74	5,8	12,7	1,7	2,7	220	0,14
	300	3,0	190	114	0,01	2,6	0,6
4,0	81	2,1	75	15	0,39	125	0,22
3,6	174	5,0	123	27	0,031	6,8	0,23
2,0	231	1,9	74,3	58,8	0,008	17,8	0,57

где $f_{\text{рс}} = v_c / 2d_c$ — резонансная частота связующего слоя; d_c — толщина слоя; $z_c = \rho_c v_c$ — сопротивление слоя.

На рис. 20.5 представлены семейства ЧХ (20.7) для характерных акустооптических материалов. Пьезопреобразователь выполнен из CdS, нагруженного на звукопровод из корунда (Al_2O_3); в качестве связующих слоев используется алюминий (Al) или золото (Au). Параметром семейств является резонансная частота связующего слоя, определяемая его толщиной d_c . Приведенные характеристики позволяют оценить влияние связующего слоя на равномерность ЧХ (20.7) в заданной полосе частот.

В общем случае на ЧХ (20.7) влияет и верхний электрод, обычно изготавливаемый из алюминия или золота, однако толщина его очень мала по сравнению с толщиной пьезоэлектрика, что приводит к незначительной деформации и смещению характеристики в сторону низких частот [19.6].

Параметры эквивалентной электрической схемы (см. рис. 20.3) ВЧ преобразователя определяются соотношениями (20.4) — (20.6), полученными для НЧ пьезопреобразователей. Результаты экспериментальных исследований, проведенных для АОМ (табл. 20.2), показали хорошее совпадение входных сопротивлений нагруженных пьезопреобразователей с входными сопротивлениями упрощенной эквивалентной схемы (см. рис. 20.3) в широкой (до 150%) полосе частот*.

Выбор материала пьезопреобразователя. Для эффективного преобразования электрической энергии в механическую (акустическую) в рабочей полосе частот целесообразно выбирать пьезоэлектрики с большим коэффициентом электромеханической связи $K_{\text{эм}}$ и малой диэлектрической проницаемостью ϵ_p . Кроме того, выбранные материалы должны быть стойкими к механическим, термическим и химическим воздействиям. Низкая ди-

* Гусев О. Б., Локтюхова Г. А. Метод определения параметров электрической эквивалентной схемы акустически нагруженных пьезопреобразователей // Труды ЛИАП.— 1980.— № 142.— С. 112—119.

электрическая проницаемость в соответствии с (20.5) обеспечивает минимальную статическую емкость преобразователя C_0 и позволяет использовать материалы с низким ϵ_n на более высоких частотах. Параметры материалов и размеры пьезопреобразователя связаны с параметрами эквивалентной электрической схемы соотношениями (20.4) — (20.6) и являются определяющими при разработке согласующей электрической цепи. Поэтому рекомендуется из материалов, представленных в табл. 20.3, выбирать такие, у которых $K_{эм} \geq 0,2$ и сравнительно малая ϵ_n [19.8]. Широкое применение в качестве пьезоэлектрика получили окись цинка ZnO, кристаллы LiNbO₃, а также различные сорта ЦТС-пьезокерамики (последние, однако, уступают LiNbO₃ на высоких частотах из-за $\epsilon_n = 200 \dots 500$).

С учетом технологических особенностей изготовления пьезопреобразователей и способа их крепления к звукопроводу на практике при правильном выборе материала и толщины связывающего слоя используются следующие материалы: ЦТС-керамика (на частотах не более 30 МГц), LiNbO₃ (0,01 ... 0,8 ГГц), тонкопленочные пьезоэлектрики из ZnO (0,5 ... 3,5 ГГц).

Выбор геометрических размеров пьезопреобразователя. Размер преобразователя в направлении распространения света Δz (см. рис. 19.2 и 20.2, а) определяют по формуле (20.1), а размер δ_x — с учетом (20.2). Толщина пьезопреобразователя $d_{пр}$ складывается из определенных выше толщин: $d_{пр} = d_n + d_c + d_{э1} + d_{э2}$, где $d_{э1}$, $d_{э2}$ — толщины верхнего и нижнего электрода (см. рис. 20.2).

Эффективность электроакустического преобразования зависит не только от геометрических размеров связующих слоев и электродов, но и от состава, качества и технологии изготовле-

Таблица 20.3

Материал преобразователя	Ориентация кристалла	$K_{эм}$	ϵ_n	$v_n \times 10^{-5}$, см/с	$Z_n = \rho_n v_n \times 10^{-6}$ кг/(см·с)
α -кварц	[100]	0,09	4,5	5,7	15,3
	[010]	0,14	4,5	3,8	10,2
Пьезокерамика		0,51	260	4,41	—
		0,70	500	2,4	—
LiNbO ₃	[001]	0,17	29	7,32	34,4
	[100]	0,67	44	4,8	22,5
BaNb ₅ O ₁₅	[001]	0,57	30	6,15	32,5
LiGaO ₂	[001]	0,25	8	6,26	26,2
LiIO ₃	[001]	0,51	6	4,13	18,5
	[010]	0,60	8	2,52	11,3
CdS	[001]	0,15	9,5	4,5	21,7
ZnO	[001]	0,28	8,8	6,4	33,8
Bi ₁₂ GeO ₂₀	[111]	0,155	38	3,33	30,6
	[110]	0,235	38	1,70	15,6

ния акустической связки. На частотах до 30 МГц используются диэлектрические связки на основе эпоксидного клея, а на более высоких — металлические из индия, алюминия, золота. На частотах 0,5...3 МГц получили широкое применение тонкопленочные преобразователи на основе CdS и ZnO.

20.3. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ШИРОКОПОЛОСНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ АОМ

При отсутствии согласующей цепи, соединяющей выход возбуждающего генератора с электрическим входом пьезопреобразователя (см. рис. 20.1 и 20.3), часть мощности в рабочей полосе частот может отражаться от электрического входа пьезопреобразователя АОМ, при этом его энергетическая эффективность $\mathcal{E}_{\text{АОМ}}$ (19.35) снижается. Недиссипативная широкополосная согласующая цепь должна быть сконструирована так, чтобы модуль коэффициента отражения $|\Gamma|$ на ее входе был меньше (или равен) некоторой допустимой величине $|\Gamma_0|$ на всех частотах рабочего диапазона, а задачей оптимального согласования является нахождение такой зависимости $|\Gamma|$ от частоты, которая удовлетворяет условию $|\Gamma(f_3)| \geq |\Gamma_0|$ в заданной полосе частот и условию физической реализуемости.

Расчет двухзвенной оптимальной чебышевской согласующей цепи. Чебышевские цепи обладают максимальной полосой пропускания при заданных рабочем затухании и уровне неравномерности. Двухзвенная согласующая цепь (см. рис. 20.3) обеспечивает, как правило, относительную полосу согласования, достаточную для рассматриваемых устройств. Первое ее звено содержит элемент индуктивности L_0 , подключенный к электродам пьезопреобразователя, которая компенсирует емкостную составляющую входного сопротивления на центральной рабочей частоте $f_{\text{рп}}$. Второе звено цепи — идеальный трансформатор, согласующий низкую (единицы ом) активную составляющую входного сопротивления преобразователя с высокоомным входным сопротивлением генератора ($R_r = 75 \text{ Ом}$).

Для компенсации реактивной составляющей входного сопротивления пьезопреобразователя выбирают индуктивность, Гн:

$$L_0 = 1 / (2\pi f_{\text{рп}})^2 C_0. \quad (20.8)$$

Оптимальное в смысле чебышевского критерия согласование резонансной нагрузки в виде эквивалентного контура LCR обеспечивается выполнением условия

$$R_r / N_T = RQ_k, \quad (20.9)$$

где N_T — коэффициент трансформации (см. рис. 20.3) из сечения $a-a$ в сечение $b-b$; $Q = 1/2(2\pi f_{\text{рп}} RC)$ — добротность контура

ра LCR ; $f_{рп}$ — резонансная частота пьезопреобразователя; $\kappa^2 = C/C_0$.

При идеальной трансформации, т. е. выполнении (20.9) в рабочей полосе частот, ЧХ рассматриваемой двухзвенной согласующей цепи (рис. 20.3) определяется выражением

$$K_{сц}(f_3/f_{рп}) = 1 - |\dot{\Gamma}|, \quad (20.10)$$

где

$$|\dot{\Gamma}|^2 = \frac{\left[Q\kappa - 1 - \frac{1}{Q\kappa} \left(\frac{f_3}{f_{рп}} - \frac{f_{рп}}{f_3} \right)^2 Q^2 \right]^2 + \left(\frac{f_3}{f_{рп}} - \frac{f_{рп}}{f_3} \right)^2 Q^2 \left(1 - \frac{1}{Q\kappa} \right)^2}{\left[Q\kappa + 1 - \frac{1}{Q\kappa} \left(\frac{f_3}{f_{рп}} - \frac{f_{рп}}{f_3} \right)^2 Q^2 \right]^2 + \left(\frac{f_3}{f_{рп}} - \frac{f_{рп}}{f_3} \right)^2 Q^2 \left(1 + \frac{1}{Q\kappa} \right)^2}$$

Рабочее затухание согласующей цепи

$$a_p = -10 \lg[K_{сц}(f_3/f_{рп})]. \quad (20.11)$$

На рис. 20.6 приведена частотная зависимость (20.10) для ряда параметров κ^2 и Q , взятых из табл. 20.3, и конкретных типов АОМ. Идеальная в полосе трансформация (20.9) может быть обеспечена лишь в пределе с помощью бесконечно звенного трансформатора. На практике используются трансформаторы, число, длина и волновые сопротивления ступенек которых выбирают из условия оптимального согласования (20.9) в заданной полосе частот. Исходными данными при расчете такого трансформатора являются перепад волновых сопротивлений ступенек и допустимое рассогласование ($|\dot{\Gamma}|_{max}$, KB_{min}) в рабочей полосе частот Δf . У простейшего одноступенчатого четвертьволнового трансформатора волновое сопротивление $Z_T = \sqrt{R'R_r} = R_r/\sqrt{N_T}$, причем коэффициент трансформации N_T

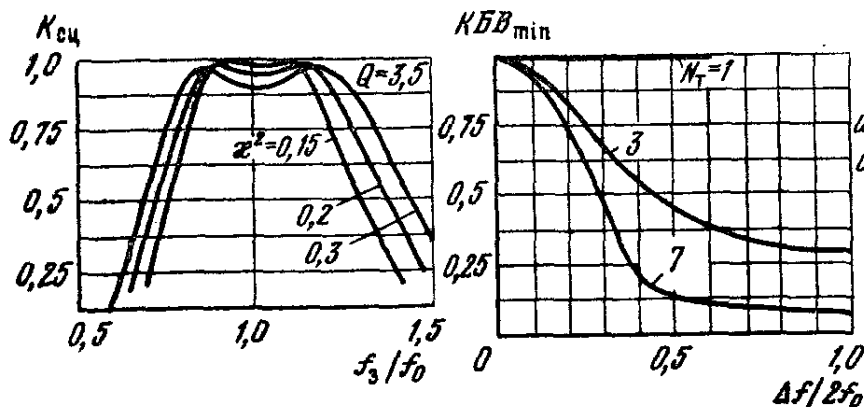


Рис. 20.6. Частотная характеристика электрической согласующей цепи

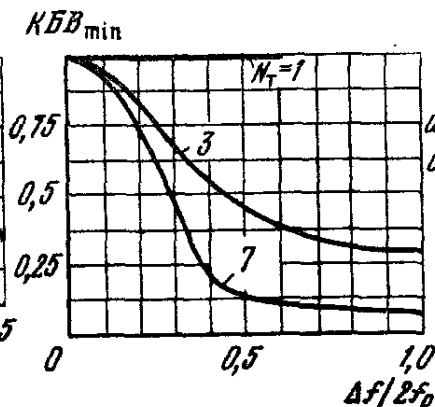


Рис. 20.7. Частотная характеристика одноступенчатого трансформатора

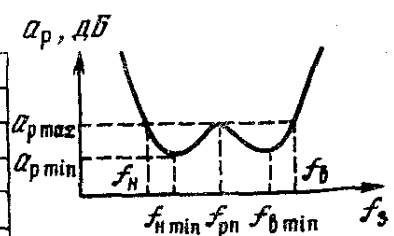


Рис. 20.8. Параметры ЧХ рабочего затухания согласующей цепи

определяется из (20.9). В заданной полосе частот допустимое рассогласование

$$|\Gamma|_{max}^2 = \frac{(N_T - 1)^2}{(N_T - 1)^2 + 4 \sec^2 \left[\frac{\pi}{2} (\Delta f_T / 2f_{pp} + 1) \right]} \quad (20.12)$$

или $KBB_{min} = (1 - |\Gamma|_{max}) / (1 + |\Gamma|_{max})$.

На рис. 20.7 приведена частотная зависимость KBB_{min} одноступенчатого трансформатора при разных коэффициентах трансформации. При $N_T = 2$ и $KBB_{min} = 0,8$ одноступенчатый трансформатор обеспечивает относительную полосу $\Delta f_T'$ в 41%. Если $\Delta f_T'$ уже полосы характеристики (20.10), то необходимо использовать двух-, трех- и более многоступенчатые трансформаторы.

Общие параметры согласования. Параметры согласующей цепи характеризуют диапазонные свойства АОМ и находятся из ЧХ рабочего затухания (20.11), изображенной на рис. 20.8. Основными из них являются:

1. Уровень неравномерности ЧХ рабочего затухания согласующей цепи

$$\Delta a_p = a_{p \max} - a_{p \min}. \quad (20.13)$$

Здесь $a_{p \max(\min)} = -10 \lg (1 - |\dot{\Gamma}|_{\max(\min)}^2)$ — максимальное (минимальное) затухание в рабочей полосе, дБ; $|\dot{\Gamma}|_{\max} = (Q\kappa - 1) / (Q\kappa + 1)$ — максимально допустимое рассогласование, определяемое при $f_s = f_{pp}$ в (20.10); $|\dot{\Gamma}|_{\min} = \{[(Q^2\kappa^2 - Q\kappa - v_{\min}^2 Q^2)^2 + v_{\min}^2 Q^2 (Q\kappa - 1)^2] / [(Q^2\kappa^2 + Q\kappa - v_{\min}^2 Q^2)^2 + v_{\min}^2 Q^2 (Q\kappa + 1)^2]\}^{1/2}$ — допустимое рассогласование, определяемое на частотах минимумов характеристики (рис. 20.8) $f_{n \min} = f_0 \psi_{v \min}$; $f_{v \min} = f_0 \psi_{h \min}$, где $\psi_{v, h \min} = \pm v_{\min} / 2 \pm \pm \sqrt{(v_{\min} / 2)^2 + 1}$; $v_{\min} = \pm (f_{v, h} / f_0 - f_0 / f_{v, h})$ — относительная расстройка на частотах минимумов.

2. Максимально достижимая относительная полоса частот по уровню неравномерности Δa_p :

$$\Delta f / f_{pp} = \sqrt{Q\kappa - 1} / Q. \quad (20.14)$$

3. Нижняя и верхняя граничные частоты

$$f_n = -\frac{\Delta f}{2} + \sqrt{\left(\frac{\Delta f}{2}\right)^2 + f_{pp}^2}; \quad f_v = f_n + \Delta f. \quad (20.15)$$

Пример. Выберем (см. табл. 20.3) типовой АОМ со звуководом из молибдата свинца $PbMoO_4$ и пьезопреобразователем на основе ниобата лития $LiNbO_3$, параметры эквивалентной схемы которого: $C_0 = 190$ пФ; $\kappa = 0,6$; $Q = 3$; $R = 2,6$ Ом; $f_{pp} = 300$ МГц; $R_T = 50$ Ом.

Рассчитанные согласующие параметры: $\Delta f / f_{pp} = 50\%$; $\Delta f = 0,5 f_{pp} =$

$=150$ МГц; $f_H=234$ МГц; $f_B=384$ МГц; $|\dot{\Gamma}|_{max}=0,286$; $|\dot{\Gamma}|_{min}=0,184$; $f_{H\ min}=251,6$ МГц; $f_{B\ min}=357$ МГц; $\Delta a_p=0,22$ дБ.

Упрощенная эквивалентная схема пьезопреобразователя. Если добротность Q контура LCR пьезопреобразователя (см. рис. 20.3) мала, то можно пренебречь колебательным процессом и считать сопротивление контура чисто активным, равным R . Это выполняется при добротности*

$$Q = \frac{f_{pp}}{\Delta f_k} = \frac{z_3}{z_n} \pi (1 - K_{эм}) \leq 3/2, \quad (20.16)$$

где Δf_k — ширина полосы последовательного контура; z_3, z_n определены выше [см. (20.4)].

В этом случае эквивалентная схема преобразователя представляется в виде активного сопротивления R и параллельной емкости C_0 , эффективное согласование которых с возбуждающим генератором (R_r) достигается с помощью многозвенных полосовых фильтров. Последние существенно проще чебышевских согласующих цепей. В частности, условие (20.16) выполняется для АОМ с пьезопреобразователем из $LiNbO_3$ ($K_{эм}=0,67$) и звукопроводами из германия ($z_3/z_n=0,877$), молибдата свинца ($z_3/z_n=0,754$), стекла марки ТФ-5 ($z_3/z_n=0,5$). При этом с помощью трехзвенного полосового фильтра достигаются относительные полосы согласования 92, 79 и 52% соответственно.

20.4. РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ МНОГОКАНАЛЬНОГО АОМ

Для оценки чувствительности и сравнения различных АОМ по энергетической эффективности в полосе рабочих частот выражение (19.35) удобно представить в виде функции от безразмерных параметров, характеризующих режим акустического взаимодействия при разных соотношениях геометрических и режимных параметров:

$$\mathcal{E}_{MAOM} = AK_{к-к} K_{аз} K_{ао} K_{сц}, \quad (20.17)$$

где $A = \frac{\pi T_0^2 M_2 n_3 \lambda_B^2}{4 \lambda^3 \Delta y} M \left(\frac{\delta x \Delta y}{\lambda f_r} \right)^2 \cdot 100\%$, $Q_{к-к} = 2\pi \Delta z \lambda / n_3 \lambda_B^2$ — параметр Кляйна—Кука. Значения коэффициентов $K_{аз}$, $K_{ао}$, $K_{сц}$ для рассматриваемого МАОМ можно определить по формулам (19.20), (19.33) и (20.10) соответственно.

Для большинства практических случаев $\theta_{к-к} = 10 \dots 50$, $p = 0,4 \dots 1,2$

* Богомолов А. М. Магдич Л. Н. Согласование акустооптических устройств в RC -приближении эквивалентной схемы замещения пьезопреобразователя // Автометрия.— 1984.— № 6.— С. 101.

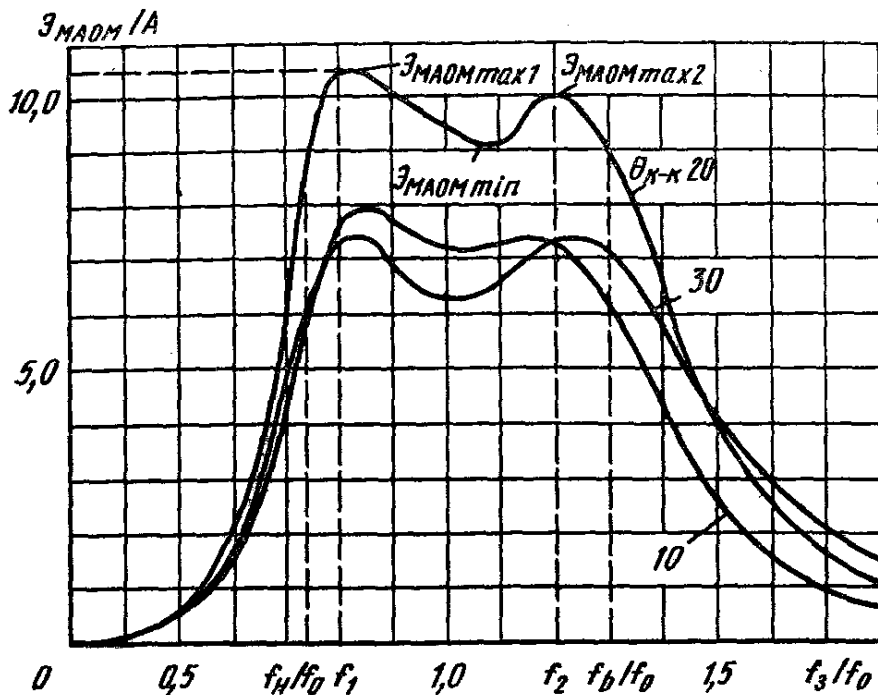


Рис. 20.9. Частотная характеристика энергетической эффективности АОМ ($Q=3,5$; $\kappa^2=0,3$; $p=0,5$; $\alpha_0\Delta y'=0,1$)

[19.7]. На рис. 20.9 приведена результирующая ЧХ энергетической эффективности АОМ (20.17) $\mathcal{E}_{\text{МАОМ}}/A$ для ряда параметров $\theta_{\text{к-к}}$. С помощью графиков, представленных на этих рисунках, определяют следующие параметры (см. § 20.1):

1) неравномерность энергетической характеристики, дБ:

$$\Delta_s = 10 \lg(\mathcal{E}_{\text{МАОМ max}}/\mathcal{E}_{\text{МАОМ min}}); \quad (20.18)$$

2) относительную полосу по уровню неравномерности:

$$\Delta_s = \Delta f/f_0 = (f_b - f_n)/f_0. \quad (20.19)$$

где f_1 , f_n , f_0 — верхняя, нижняя и центральная частота характеристики соответственно;

3) перекося частотной характеристики:

$$\Delta_{\text{эл}} = (\mathcal{E}_{\text{МАОМ max1}} - \mathcal{E}_{\text{МАОМ max2}})/(f_1 - f_2)\mathcal{E}_{\text{МАОМ min}}, \quad (20.20)$$

где f_1 , f_2 — частотные координаты максимумов $\mathcal{E}_{\text{МАОМ max1}} \neq \mathcal{E}_{\text{МАОМ max2}}$. Если $\mathcal{E}_{\text{МАОМ}}$ и параметры (20.18) — (20.20) не удовлетворяют требованиям технического задания, то выбирают независимые параметры $Q_{\text{к-к}}$ и p .

20.5. МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ ПРИБОРОВ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

Многоэлементные фотоприемники (МФ) на основе приборов с зарядовой связью (ФПЗС) являются твердотельными аналогами видиконов [19.12, 19.14]. В них энергия светового сигнала накапливается на образованных структурах металл—

окисел—полупроводник (МОП-конденсаторах, имеющих дискретную емкость). Дискретность МОП-конденсаторов определяется периодической структурой электронов и наличием ограничительных стоп-каналов. На кремниевой пластине содержится несколько сотен тысяч МОП-конденсаторов.

Световой поток, падающий на поверхность ПЗС, вызывает генерацию электронно-дырочных пар, неосновные носители которых накапливаются в МОП-конденсаторах; накопленный заряд прямо пропорционален интенсивности оптического поля (числу падающих фотонов) в широком динамическом диапазоне. Развертка сигнала изображения реализуется за счет перемещения многоэлементного зарядового изображения в кристалле кремния под гребенкой электродов при подаче на них бегущей волны напряжения. Процесс развертки завершается элементарным переносом зарядовых пакетов в выходном регистре к считывающему устройству, которое измеряет накопленные заряды.

Вспомним кратко принцип действия прибора с зарядовой связью на примере трехфазного ФПЗС (рис. 20.10, а). При подаче высокого потенциала на одну из фаз $\Phi 1$ под соответствующими электродами образуются потенциальные ямы, в которых накапливается фотозаряд. Для смещения зарядовых пакетов в сторону выходного усилителя на электроды фаз подается трехфазное импульсное управляющее напряжение (рис. 20.10, б). Процесс перемещения потенциальных ям показан на рис. 20.10, в для соответствующих моментов, отраженных на временной диаграмме фазных напряжений.

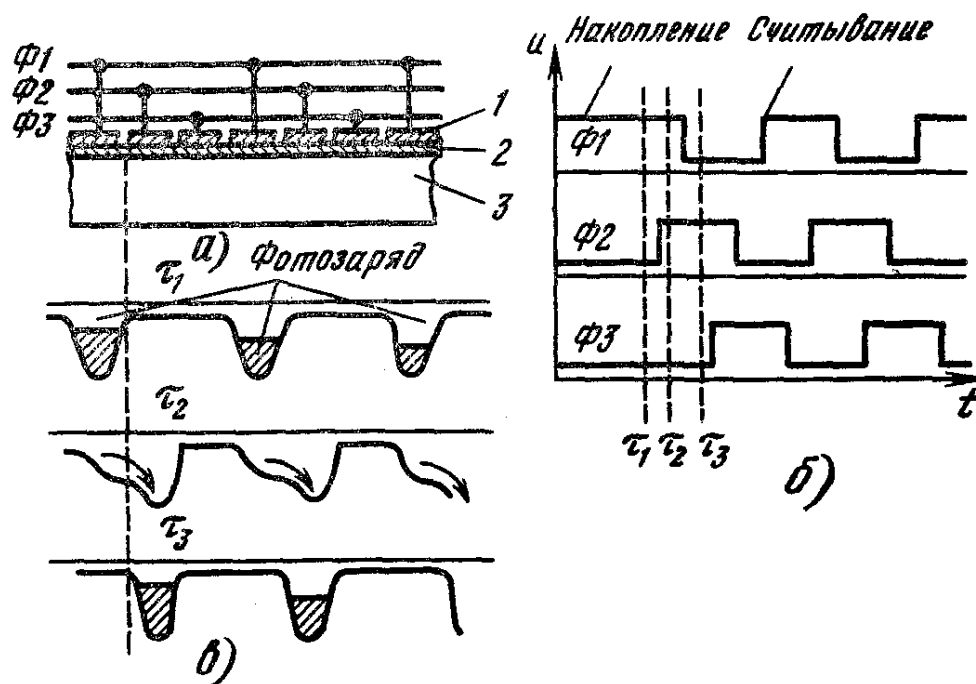


Рис. 20.10. К объяснению принципа действия трехфазного ФПЗС:

а — структура регистра ПЗС (1 — электрод, 2 — слой диэлектрика, 3 — подложка); б — временная диаграмма управляющих напряжений; в — процесс перемещения заряда

Выходное устройство представляет собой усилитель, преобразующий зарядовые пакеты в импульсы напряжения или тока и выполненный на той же подложке, что и регистры ПЗС. Усилитель «измеряет» потенциал МОП-конденсатора, заряжаемого очередным зарядовым пакетом. Для его «очистки» перед считыванием нового зарядового пакета используются специальные схемы сброса. Прибор имеет несколько регистров переноса заряда (до десяти), каждый из которых питается своим импульсным напряжением.

Многоэлементные фотоприемники на ПЗС подразделяются на однострочные и матричные. В однострочных (линейных) ПЗС электронное самосканирование осуществляется по одной координате, в матричных — по обеим. Матричные ФПЗС делятся по принципу считывания на матрицы с переносом кадра и на строчно-кадровые. В первых накопленный фотозаряд переносится сначала в секцию хранения заряда (время переноса около 0,5 мс), а затем построчно выводится через выходной регистр (время вывода кадра примерно 20 мс); во вторых накопленный фотозаряд переносится построчно в защищенные от света регистры, в которых происходит смещение зарядов в выходной регистр поэлементно.

Рабочие тактовые частоты ФПЗС ограничены снизу темновыми токами, вызывающими деградацию информационного заряда, сверху — потерями переноса. Снижение величины темновых токов обеспечивается совершенствованием технологии, а также охлаждением прибора. При этом время накопления заряда может достигать десятков секунд. Использование приборов со скрытым каналом переноса и усложнением профиля канала позволяет увеличить верхний частотный предел до 100 МГц. Однако при повышении эффективности переноса и снижении уровня шумов (для ПЗС с поверхностным каналом число шумовых электронов $Q_D = 400 \dots 2000$, для ПЗС со скрытым каналом $Q_D = 25 \dots 150$) динамический диапазон снизу ограничен шумами, сверху — насыщением ПЗС, связанным с переполнением потенциальной ямы. Современные МФ на ПЗС обеспечивают динамический диапазон до 50 ... 70 дБ.

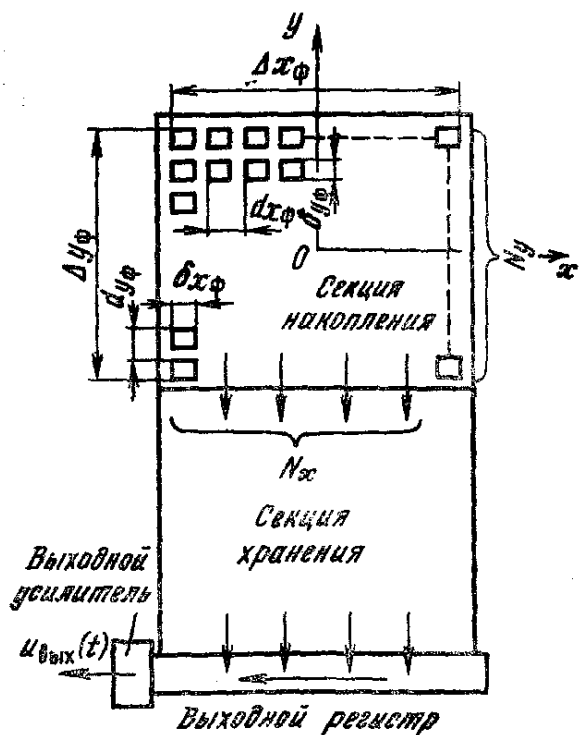


Рис. 20.11. Схематическое изображение структуры матричного МФ на ПЗС

Таблица 20.4

Параметр	Линейные ПЗС					Матричные ПЗС				
	К1200ЦЛ1	К1200ЦЛ2	ФПЗС-1Л	ФПЗС-2Л	К1200ЦМ1	К1200ЦМ2	ФПЗС-1М	ФПЗС-2М	А1066А, Б	
Число элементов $N_x \times N_y$	1024	2048	500×2	1000×2	228×230	580×230	576×360	288×512	128×256	
Размер светочувствительного элемента $\delta_{x\phi} \times \delta_{y\phi}$, мкм ²	12×15	10×15	200×24	500×12	36×36	19×18	24×18	30×23	12×16	
Тактовая частота выходного регистра, кГц	2	2	2	2	4...6	4...11	10	5	0,167	
Время накопления* t_{Σ} при $T = 20^\circ \text{C}$, мс	0,5... 200	0,5... 200	0,25... 200	0,5... 200	20	20	20	20	5—50	
Максимальный выходной сигнал (напряжение насыщения)	0,4	1	1,5	1,5	0,8	0,15	0,1... 0,3	0,2... 0,3	0,5	
Размер светочувствительной области $d_{x\phi} \times d_{y\phi}$, мкм ²	12	20	12	12	5,2×4,8	6,8× ×10,4	6,9×9,2	4,3×5,9	1,5×3,9	

Типовое значение $R_{\Phi} \approx 1,55 \cdot 10^{-10}$

Чувствительность R_{Φ} при $\lambda = 0,63$ мкм, $\text{А} \cdot \text{м}^2/\text{Вт}$

* При охлаждении до -40°C время накопления увеличивается для линейных ПЗС до 5 с, для матричных — до 1 с.

Некоторые параметры серийно выпускаемых ФПЗС приведены в табл. 20.4 [19.14], а соответствующая структура матричного ФПЗС показана на рис. 20.11. Все ФПЗС — приборы с поверхностным каналом — матричные, с переносом кадра, для которых $\delta_{x\phi} \approx d_{x\phi}$, $\delta_{y\phi} \approx d_{y\phi}$.

При считывании дифрактограммы с выхода КОП (см. рис. 19.2) с помощью ФПЗС необходимо обеспечить 3—5 выборок элементов разрешения оптического образа ПВ спектра в координатном и частотном измерениях. Поэтому число элементов по каждому из измерений выбирается из условий $N_x \geq (3 \dots 5)M$ и $N_y \geq (3 \dots 5)\Delta f/\delta f$, где M — число элементов АР; Δf — полоса рабочих частот; δf — разрешение по каналу ОСА. Согласование выходной дифрактограммы в плоскости π (см. рис. 19.2) с размером светочувствительной области $\Delta x_\phi + \Delta y_\phi$ (см. рис. 20.11) МФ на ПЗС осуществляется выбором фокусного расстояния f_π фурье-объектива:

$$\begin{aligned} \Delta x_\phi &= N_x d_{x\phi} \geq 2m_x f_\pi \frac{K}{k} \sin \theta_{\text{обз}}; \\ \Delta y_\phi &= N_y d_{y\phi} \geq 2\pi \frac{f_\pi}{k} \frac{\Delta f}{v}. \end{aligned} \quad (20.21)$$

Выбранное фокусное расстояние должно удовлетворять одновременно обоим неравенствам в (20.21).

20.6. КОНСТРУИРОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОРОВ РАДИООПТИЧЕСКИХ АР

Выбор геометрических размеров коллиматора. Радиооптические АР (РОАР) представляют собой сложные технические устройства (см. рис. 19.1), органически объединяющие активную приемную АР, оптический процессор, оптоэлектронные устройства, блоки управления и ЭВМ средней производительности. При конструировании РОАР наряду с выбором элементной базы (приемоусилительных модулей АР, МОАМ, лазера ФПЗС) приходится решать ряд специфических задач: компоновку и юстировку оптических элементов процессора, уменьшение влияния механических вибраций и температурных воздействий, устранение попадания влаги и пыли в оптическую часть процессора, снижение габаритных размеров и массы устройства и потребляемой им мощности. Кроме того, конструкция должна обеспечивать возможность замены блоков и узлов в процессе эксплуатации, простоту настройки (юстировки) оптической части процессора, высокую надежность работы устройства.

Для получения плоского однородного волнового поля E_0 в области окна $\Delta x \Delta y$ АОМ (см. рис. 19.2) используют *расшири-*

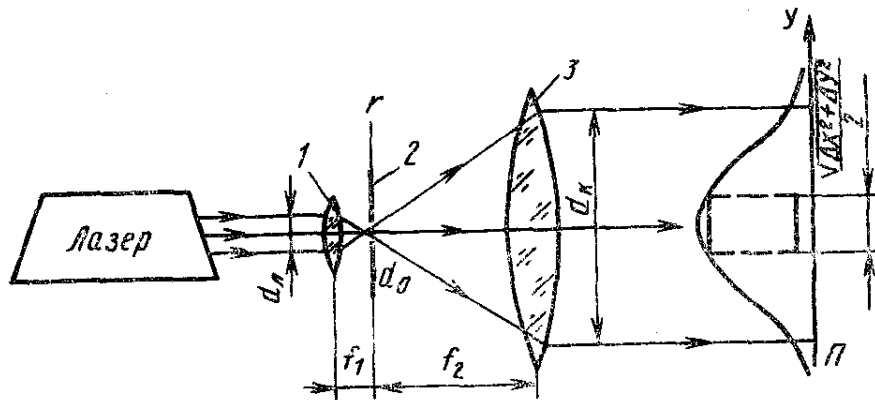


Рис. 20.12. Оптическая схема коллиматора:

1 — микрообъектив; 2 — диафрагма; 3 — сферическая линза

тель (коллиматор) лазерного луча, диаметр которого обычно не превышает $d_{\text{л}}=1$ мм. Конструкция типового коллиматора (рис. 20.12) включает: микрообъектив с фокусным расстоянием $f_1=2\dots 3$ мм, сферическую линзу ($f_2=250\dots 500$ мм); диафрагму области общего фокуса, служащую для фильтрации неоднородностей структуры лазерного пучка, а также единую юстировочную справку.

Выбор геометрических размеров коллиматора заключается в определении размеров d_0 диафрагмы и фокусного расстояния f_2 . Основными характеристиками коллиматора являются КПД и уровень неравномерности поля в пределах апертуры АОМ. Распределение интенсивности лазерного пучка в фокальной плоскости микрообъектива является гауссовским: $\exp[-2(\pi d_{\text{л}} r / \lambda f_1)^2]$, где r — радиальная координата. Полуширина такого пучка на уровне e^{-1} определяется величиной $d_r = \lambda f_1 / \pi d_{\text{л}}$. При $\lambda=0,628$ мкм, $d_{\text{л}}=1$ мм, $f_1=3$ мм она составляет $2d_r=1,5$ мкм. Обычно из-за технологических ограничений диаметр отверстия диафрагмы выбирают равным $10\dots 30$ мкм. При этом обеспечивается хорошая фильтрация неоднородностей пучка, обусловленных рассеянием на местах мелких дефектов оптических элементов (пылинок, микротрещин, пузырьков) размером $d_{\text{м}} \leq 2,44\lambda f_1 / d_0 \approx 460$ мкм.

Линза коллиматора превращает сферическую волну света за диафрагмой в плоскую коллимированную волну с сохранением гауссовского распределения: $E_0(\sqrt{x^2+y^2}) = E_0 \exp[-(x^2+y^2)/d_{\text{к}}^2]$, где $d_{\text{к}} = d_1 f_2 / f_1$ — полуширина коллимированного лазерного пучка по уровню e^{-2} в плоскости Π (см. рис. 19.2); $E_0 = \sqrt{8P_{\text{л}} / \pi d_{\text{л}} f_1 / f_2}$ — нормированная напряженность поля в центре пучка, Вт/м.

Учитывая специфику гауссовского распределения, можно показать [19.15], что заключенная в круге диаметром $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ мощность лазера

$$P_{\text{АОМ}} \approx P_{\text{л}} [1 - (E_0^2 \sqrt{(\Delta x/2)^2 + (\Delta y/2)^2} / E_0^2)] = \\ = P_{\text{л}} \{1 - \exp[-0,5(\Delta x^2 + \Delta y^2) / d_{\text{к}}^2]\}. \quad (20.22)$$

Задаваясь уровнем неравномерности на краю АОМ $\exp[\dots]=0,9$, устанавливаем, что $d_k \geq 2,18 \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ или $f_2 \geq 2,18 f_1 \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} / d_{\text{л}}$. При этом $\text{КПД}_k \approx P_{\text{АОМ}} / P_{\text{л}} = 1 - 0,9 = 0,1$.

Выбор размера апертуры и фокусного расстояния фурье-объектива. Оптическое фурье-преобразование, выполняемое идеальной линзой (см. рис. 19.3, б) с фокусным расстоянием $f_{\text{л}}$, справедливо в *параксиальном приближении* (вблизи оптической оси), когда не учитываются систематические, амплитудные, фазовые и частотные погрешности. Последние характеризуют точность оценки положения отдельных составляющих ПВ сигналов области пространственных частот ω_x, ω_y . Амплитудные погрешности — точность оценки интенсивности указанных составляющих. Применительно к фурье-процессорам (см. рис. 19.2) фазовые искажения не принципиальны.

Относительная точность воспроизведения частотных составляющих ПВ спектра примерно 1% обеспечивается параксиальной зоной размера $\rho_{\text{max}} \leq 0,14 f_{\text{л}}$ [19.17]. По этому размеру можно реализовать спектральный анализ с точностью 1% в полосе частот

$$\begin{aligned} \Delta F = \Delta f &\leq f_{\text{max}} = v \omega_{y \text{max}} / 2\pi \leq v k / 2\pi f_{\text{л}} \rho_{\text{max}} = \\ &= 0,14 v k / 2\pi \approx 0,14 \cdot 4 \cdot 10^3 / 0,63 \cdot 10^{-6} \approx 880 \text{ МГц}, \end{aligned}$$

где учтены (19.3) и (19.21). Если амплитудная погрешность также ограничена значением 1%, то требование к параксиальной зоне жестче [19.16]: $\rho_{\text{max}} \leq 0,13 f_{\text{л}}$ при размерах апертуры многоканального АОМ $\sqrt{(\Delta x/2)^2 + (\Delta y/2)^2}$. Поскольку фокусное расстояние линзы $f_{\text{л}}$ выбирается по (20.21) для конкретного ФПЗС, который рассчитан на регистрацию сигналов, вводимых в АОМ, с полосой около 500 МГц, то минимально допустимый размер параксиальной зоны заведомо удовлетворяет выбранным ранее размерам фотоприемника и, следовательно, гарантирует точность фурье-преобразования не более 1%.

Диаметр $D_{\text{л}}$ линзы Л (см. рис. 19.3) выбирается из условия исключения эффекта *виньетирования*, т. е. обеспечения неискаженной передачи всех пространственных частот входного ПВ сигнала через апертуру линзы в выходную спектральную плоскость л. Это условие обеспечивается при $(D_{\text{л}} - \Delta y) / 2f_{\text{л}} \leq \leq \lambda \omega_{y \text{max}} / 2\pi = \lambda f_{\text{max}} / v \leq 0,63 \cdot 10^{-6} \cdot 500 \cdot 10^6 / 4 \cdot 10^3 \approx 0,075$, откуда следует

$$D_{\text{л}} \geq 0,15 f_{\text{л}} + \Delta y. \quad (20.23)$$

При размере АОМ $\Delta y = 5 \dots 7$ см, $f_{\text{л}} = 50$ см апертура фурье-линзы составляет примерно 15 см.

Оценка погрешностей юстировки оптических элементов процессора. Являясь аналоговым прецизионным устройством, КОП требует тщательной юстировки элементов (см. рис. 19.2):

коллиматора, МАОМ, фурье-линзы и фотоприемника. Погрешности юстировки приводят к падению интенсивности в полезном порядке дифракции ($e^{(+1)}$) и, следовательно, к снижению энергетической эффективности МАОМ (см. (19.35)).

Анализ оптического устройства, подобного КОП линейной РОАР (см. рис. 19.2), показывает, что при снижении энергетической эффективности не более, чем на 10% суммарная погрешность юстировки должна удовлетворять условию*

$$\Delta_z = \frac{|\Delta_k| f_l}{f_2^2} + \frac{|\Delta_\phi|}{f_l} + \Delta_\phi^2 + \frac{|\Delta_l|}{f_l} \leq \frac{\lambda f_l}{2\Delta x \Delta y},$$

где $\Delta_k = f_2^2/r_k$ — дефокусировка коллиматора, связанная с конечным радиусом кривизны фронта волны r_k на выходе коллиматора (см. рис. 20.12); Δ_l , Δ_ϕ — погрешности установки линзы и фотоприемника вдоль оси процессора; Δ_ϕ — суммарная погрешность (непараллельность) установки фурье-линзы и линзы коллиматора.

В частности, при $\lambda = 0,63$ мкм, $f_l = 500$ мм, $\Delta x = \Delta y = 60$ мм в соответствии с (20.24) имеем $\Delta_z \leq 4,4 \cdot 10^{-5}$. Полагая, что Δ_z вызвано лишь смещением фурье-объектива, находим, что $|\Delta_l| = 22$ мкм; аналогично при непараллельности фурье-линзы имеем $|\Delta_\phi| \leq 4^\circ$.

Поперечные смещения линзы коллиматора и фурье-объектива вызывают лишь смещение всей дифрактограммы в выходной плоскости процессора (см. рис. 19.2), которое можно учесть в процессе юстировки.

20.7. КОНСТРУКЦИИ МНОГОКАНАЛЬНЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ

Многоканальный АОМ на ниобате лития. Акустооптическая ячейка конструктивно объединена с электрической согласующей цепью. Это позволяет, во-первых, сократить до минимума длину проводников, соединяющих вход согласующей цепи с электродом пьезопреобразователя; во-вторых, выполнить общую конструкцию жесткой и малогабаритной. Особенности конструкции согласующего устройства во многом определяются диапазоном рабочих частот АОМ. В МАОМ в силу технологических причин входные сопротивления каналов отличаются на 10...20%. Поэтому в конструкции согласующих цепей необходимо предусмотреть подстроечные элементы. При частотах ниже 300 МГц цепь выполняется на сосредоточенных элементах, при более высоких частотах — на полосковых и микрополосковых линиях, а в качестве подстроечных используются малогабаритные сосредоточенные элементы.

Внешний вид МАОМ, работающего в диапазоне частот

* Бабушкин С. Р., Водоватов И. А., Рогов С. А. Влияние ошибок юстировки на работу систем оптической обработки информации // Автометрия. — 1986. — № 6. — С. 51—57.

150...220 МГц, показан* на рис. 20.13. Звукопровод АОМ выполнен из плавленного кварца и имеет размеры $\Delta y=75$ мм, $\Delta x=30$ мм, $\Delta z=10$ мм (см. рис. 19.2). Его рабочие грани обработаны путем оптической шлифовки и полировки. Пьезопреобразователь АОМ изготовлен из соответствующим образом ориентированных пластин ниобата лития (LiNbO_3), которые шлифовались и полировались до необходимых размеров, например указанных на рис. 20.2. Пластины преобразователя крепятся к звукопроводу методом термокомпрессии через индиевый связующий слой толщиной $d_c=6$ мкм, далее пьезоэлектрик шлифуется до полуволновой толщины $d_{\pi}=15$ мкм (на частоте 200 МГц). Верхний электрод пьезопреобразователя получен напылением и имеет размеры $0,6 \times 7$ мм² с шагом $d_x=1,5$ мм.

Режим бегущей акустической волны в звукопроводе обеспечивается за счет скоса противоположного пьезопреобразователя торца под углом 5° к направлению распространения волны. К плате процессора (рис. 20.13) крепится своим основанием корпус АОМ, на котором с помощью уголков устанавливается металлическая кассета согласующих устройств, образующая с корпусом жесткую конструкцию. Кассета содержит шестнадцать Г-образных фильтров, каждый из которых состоит из двух переменных (подстроечных) конденсаторов и трансформирующего отрезка кабеля, соединяющего одновременно согласую-

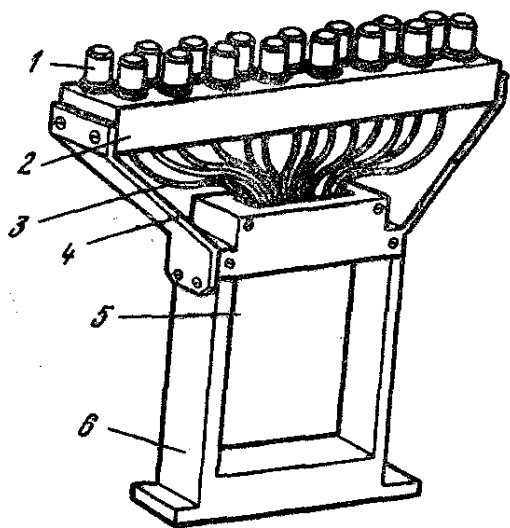


Рис. 20.13. Конструкция МАОМ на ниобате лития:

1 — ВЧ разъем; 2 — блок согласующих устройств; 3 — соединительного кабеля; 4 — элементы корпуса МАОМ; 5 — звукопровод; 6 — корпус МАОМ

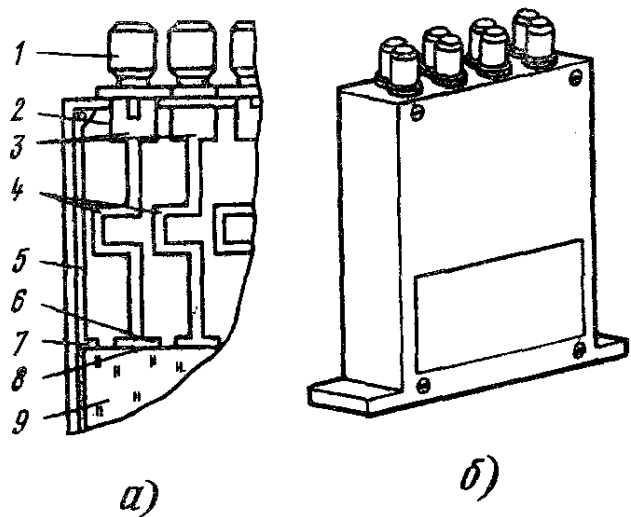


Рис. 20.14. Многоканальный АОМ на молибдате калия:

а — согласующее устройство; б — АОМ в сборке; 1 — ВЧ разъем; 2 — плата АОМ; 3 — низкоомная микрополосковая линия; 4 — высокоомная микрополосковая линия; 5 — заземленная шина; 6 — металлическая шина; 7 — светоделительный кубик; 8 — пьезопреобразователь; 9 — звукопровод АОМ

* Многоканальные высокочастотные акустооптические модуляторы / Е. Т. Аксенов, Н. А. Бухарин, С. А. Рогов, И. И. Санко // Труды ЛПИ.— 1979.— № 366.— С. 45—49.

щее устройство с пьезопреобразователем. На верхней крышке кассеты устанавливаются ВЧ соединителя, к которым подводятся сигналы от приемоусилительных модулей АР.

Многоканальный АОМ на молибдате калия [19.11]. Внешний вид восьмиканального АОМ, работающего на частотах выше 300 МГц, представлен на рис. 20.14, а. Согласующее устройство (рис. 20.14, б) выполнено с двух сторон платы 1 методами фотолитографии. Согласующие элементы изготовлены на основе параллельного и последовательного включений низкоомной 2 и высокоомной 3 микрополосковых линий, которые можно рассматривать как последовательное и параллельное включение катушки индуктивности и конденсатора соответственно. Пьезопреобразователь 4 из окиси цинка (ZnO), которая нанесена на звукопровод 5 размерами $20 \times 15 \times 8$ мм³, выполненный из молибдата калия ($CaMoO_4$), крепится непосредственно к плате 1, служащей одновременно его нагрузкой. Верхние алюминиевые электроды пьезопреобразователя размерами $0,6 \times 0,9$ мм² соединены с микрополосковой линией металлическими шинами 6, а нижний общий электрод 7 — с заземленной шиной 8. Использование согласующего устройства, выполненного на общей плате, позволяет создавать компактный, механически жесткий АОМ. Габаритные размеры модулятора (см. рис. 20.13) $65 \times 40 \times 20$ мм³.

20.8. КОНСТРУКЦИИ ПРОЦЕССОРОВ

Когерентно-оптический процессор линейной РОАР. Оптический процессор (рис. 20.15) размещен на массивной металлической плите 1, установленной на амортизаторах, обеспечивающих механическую стабилизацию его элементов. Луч лазера 2 с помощью нескольких зеркал 3, делающих систему более компактной (процессор расположен на плите размером 300×600 мм²), вводится в коллиматор 4. Коллиматор собран по схеме, приведенной на рис. 20.12. Сколлимированный и согласованный с размерами МАОМ 5 когерентный пучок света проходит через последний и подвергается фурье-преобразованию объективом 6. Сигналы на вход каналов АОМ поступают с выходного каскада приемоусилительных модулей, расположенных с противоположной стороны плиты 1. Выходная дифрактограмма делится с помощью светоделительного куба 7 и регистрируется параллельно видеоконтрольным устройством 8 и ФПЗС 9. Электрические сигналы с выхода ФПЗС поступают на контроллер ПЗС и ЭВМ (см. рис. 19.1), блоки которых расположены на отдельной стойке аппаратуры (на рис. 20.15 не показана).

Жесткость КОП обеспечивается массивными подставками и технологическими оправками под его оптические элементы, в которых крепятся линзы, зеркала, делители светового пуч-

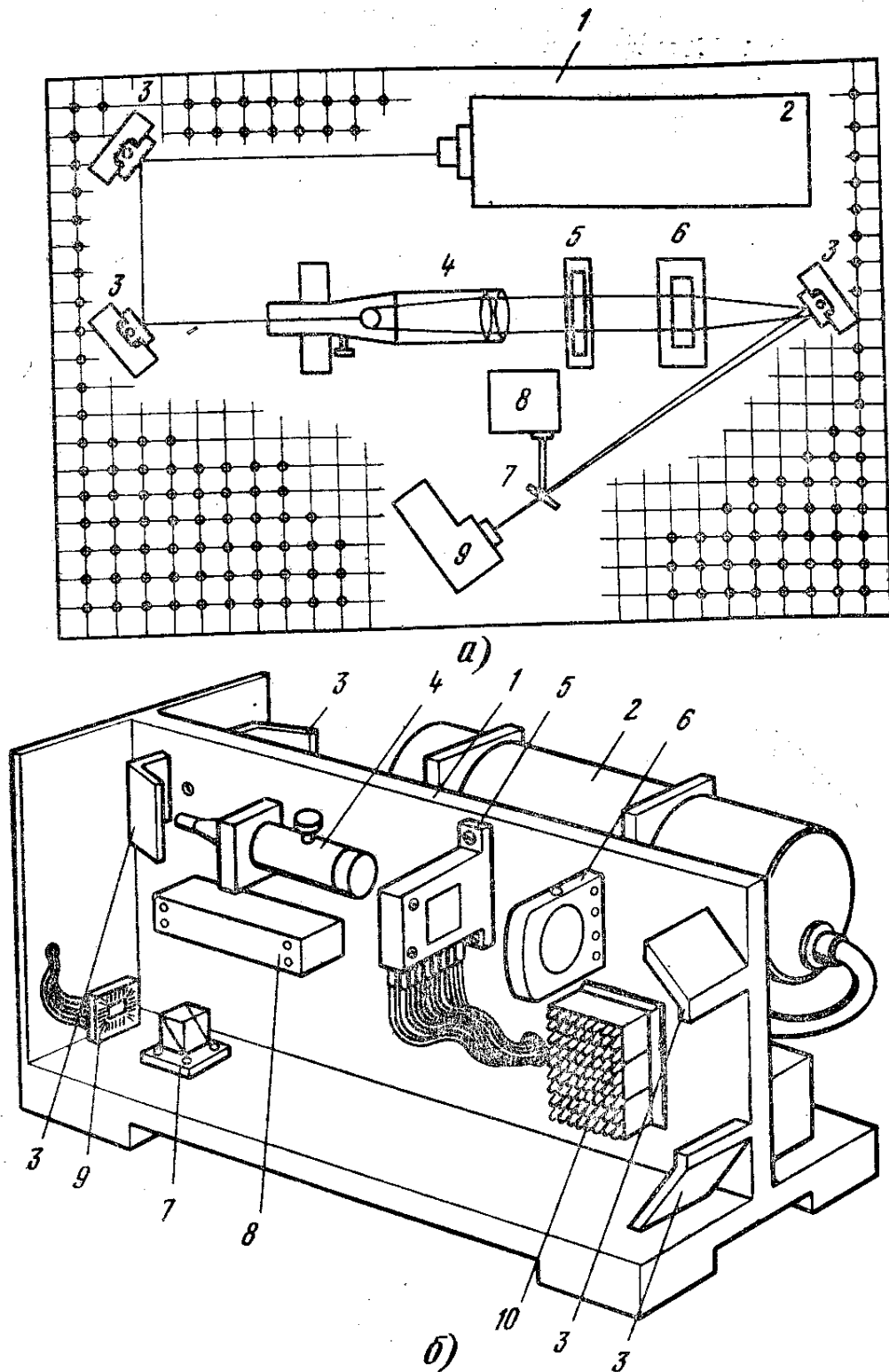


Рис. 20.15. Когерентно-оптический процессор линейной РОАР:
а — оптическая схема; *б* — конструкция

ка. Необходимая точность установки этих оптических элементов (юстировка) в соответствии с (20.24) достигается с помощью тонких механических микрометрических подвижек, позволяющих передвигать их во всех трех взаимно перпендикулярных направлениях. После юстировки механические подвижки надежно закрепляются.

Когерентно-оптический процессор с голографическим транспарантом. На рис. 20.16, *а* и *б* показаны соответственно компо-

новка оптической схемы и конструкция оптической части процессора, осуществляющего панорамный обзор пространства элементами АР, расположенными по кольцу, и спектральный анализ принимаемых сигналов (19.3). Конструкция такого процессора существенно усложнена. Он содержит дополнительные оптические элементы: кассету голографических транспарантов и астигматическую систему, состоящую из трех цилиндрических линз. Кассета транспарантов состоит из сменного блока (библиотеки транспарантов) и прецизионного механического устрой-

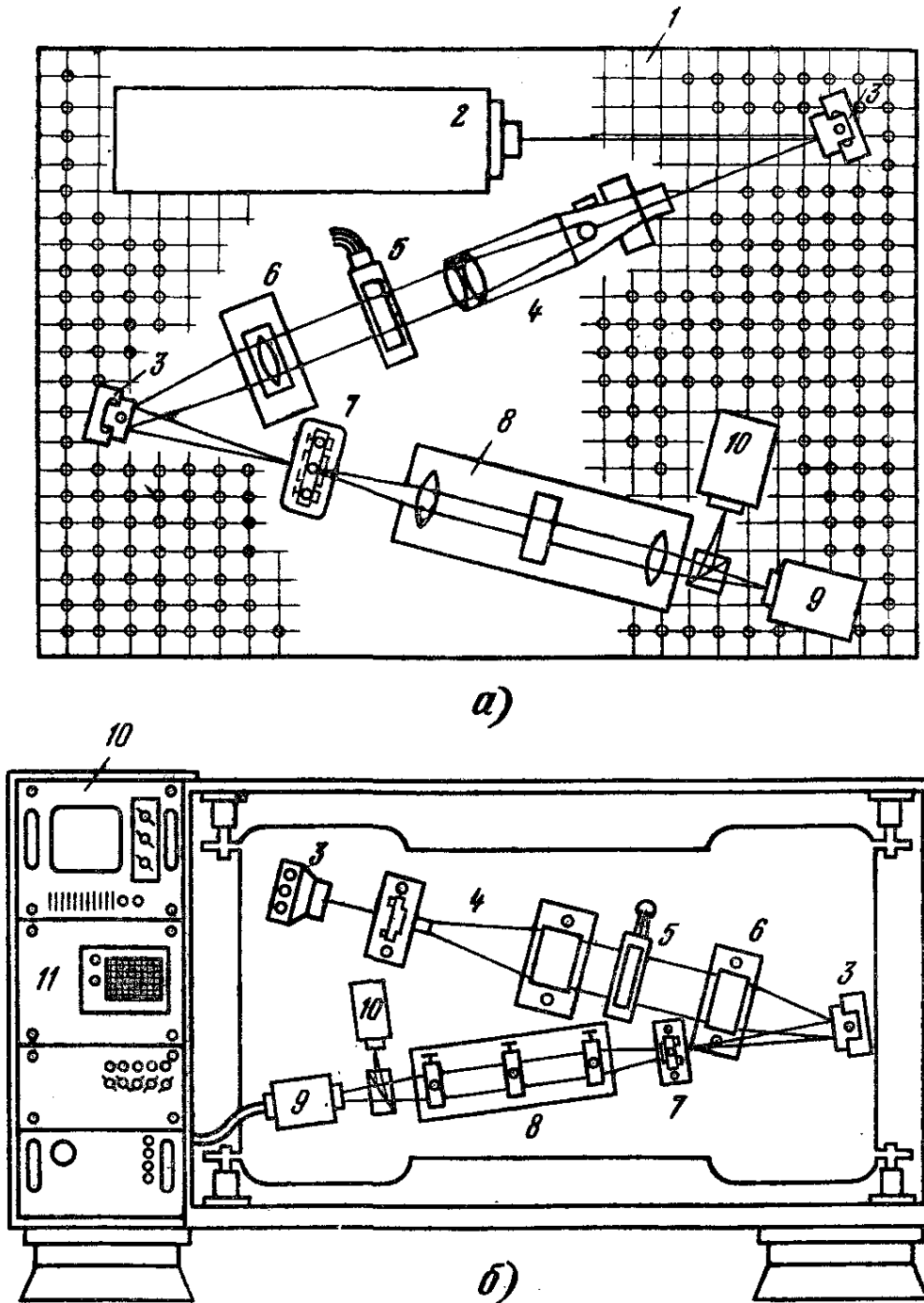


Рис. 20.16. Когерентно-оптический процессор с голографическим транспарантом:

a — оптическая схема; *б* — конструкция; 1 — металлическая плита; 2 — лазер; 3 — поворотное зеркало; 4 — коллиматор; 5 — АОМ; 6 — сферический объектив; 7 — голографический транспарант (библиотека транспарантов); 8 — астигматическая система линз; 9 — видеоконтрольное устройство; 10 — ФПЗС

ства, позволяющего устанавливать на оптической оси процессора необходимый голографический транспарант. Контроллер ФПЗС и ЭВМ расположены в стойке, конструктивно объединенной с процессором; здесь же расположены блоки контроля.

20.9. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ РАДИООПТИЧЕСКОЙ АР С МНОГОКАНАЛЬНОЙ АОМ

Рассмотрим подробно один из возможных вариантов расчета технических и конструктивных параметров линейной РОАР на многоканальном АОМ с ФПЗС.

Заданы: ширина ДН по уровню 0,5 ($2\theta_{0,5}$ град); сектор панорамного обзора пространства ($2Q_{\text{обз}}$, град); уровень боковых лепестков (УБЛ, дБ); средняя длина радиоволны (Λ_0 , см); полоса частот ($\Delta F = \Delta f$, МГц); центральная частота АОМ ($f_0 = \omega_0/2\pi$, МГц); разрешающая способность ОСА ($\delta f = \delta\Omega/2\pi$, кГц); уровень неравномерности ЧХ энергетической эффективности АОМ (Δ_a , дБ); длина волны света (λ , мкм); мощность лазера ($P_{\text{л}}$, Вт); минимальное отношение С-Ш на входе приемного модуля АР (ψ); режим дифракции АОМ — брэгговский; входное сопротивление преамплицейного модуля ($R_{\text{г}}$, Ом); динамический диапазон РОАР [(ДД) $_{\text{РОАР}}$, дБ]; время накопления дифрактограммы на ФПЗС ($t_{\text{н}}$, мс).

Порядок расчета. 1. Исходя из УБЛ выбирают АФР $J(z)$ возбуждения излучателей.

2. По заданному значению $2\theta_{0,5}$ и выбранному АФР определяют длину АР Δz .

3. По заданному сектору панорамного обзора $2Q_{\text{обз}}$ находят расстояние между элементами АР d_z и их число M .

4. По заданным значениям центральной частоты f_0 и полосы частот Δf , руководствуясь рекомендациями п. 2 из табл. 20.1, выбирают материал звукопровода АОМ.

5. По значению коэффициента затухания материала звукопровода с помощью (19.19) или графиков на рис. 19,6,а, б определяют длину звукопровода Δy , обеспечивающую заданное разрешение ОСА δf . Ограничения на длину Δy звукопроводов из различных материалов обсуждаются в § 20.1.

6. Поскольку уровень неравномерности ЧХ энергетической эффективности АОМ $\Delta_a = \Delta_B + \Delta a_p$, дБ, где Δ_B — уровень неравномерности ЧХ (19.29) акустооптического взаимодействия (см. рис. 19.8); Δa_p — неравномерность ЧХ рабочего затухания (см. рис. 20.8); $\Delta a_p = 0,3 \dots 0,5$ дБ, то $\Delta_B = \Delta_a - (0,3 \dots 0,5)$ дБ. Из (19.29) находят параметр δ и связанный с ним аргумент x_δ ($\sin cx_\delta = \delta$).

7. По значению аргумента x_δ определяют правый предел неравенства (19.31) и задаются средним значением параметра $\theta_{\text{к-к}}$ в интервале (19.31). Выбирают значение параметра расстройки $p = 0,8$ и определяют частоту Брэгга $\omega_B = \omega_0/p$. Затем по (19.30) находят частоты среза ω_{max} и $\omega_{\text{min}} = 2\omega_0 - \omega_{\text{max}}$. Если при этом $\Delta\omega/2\pi = (\omega_{\text{max}} - \omega_{\text{min}})/2\pi = (\omega_{\text{max}} - \omega_0)/\pi < \Delta F = \Delta f$, то меняют параметры $\theta_{\text{к-к}}$, p в диапазоне (19.31), уменьшая $Q_{\text{к-к}}$.

8. По (20.1) — (20.3) определяют толщину АОМ Δz , размер δ_x канала и угол Брэгга ν_B .

9. В соответствии с рекомендациями § 20.2 и табл. 20.2 выбирают материал пьезопреобразователя с геометрическими размерами Δz , δ_x (см. рис. 20.1).

10. По (20.4) — (20.6) находят параметры R , C , C_0 , L пьезопреобразователя (см. рис. 20.3).

11. По заданной относительной полосе частот $\Delta f/f_0$ и неравномерности $\Delta a_p = (0,3 \dots 0,5)$ дБ в соответствии с рекомендациями § 20.3 выбирают цепь согласования канала АОМ с выходом приемоусилительного модуля. В частности, при $\Delta f/f_0 \leq 0,5$ целесообразна двухзвенная оптимальная чебышевская согласующая цепь, при $0,5 \leq \Delta f/f_0 \leq 0,75$ — трехзвенная, а при $0,75 \leq \Delta f/f_0 \leq 0,85$ — четырехзвенная.

12. По (20.8) определяют эквивалентный параметр L_0 двухзвенной согласующей цепи. При большом числе звеньев расчет производят по следующей методике. По известным значениям параметров R , C , C_0 , L_0 с помощью (20.10) рассчитывают ЧХ $K_{с.ц.}$, рабочее затухание (20.11) и параметры согласования (см. § 20.3).

13. По заданному значению выходного сопротивления приемо-усилительного модуля R_r , используя (20.9), определяют волновое сопротивление z_T одноступенчатого согласующего четверть волнового трансформатора и оценивают по формуле (20.12) или рис. 20.7 полосу пропускания трансформатора, задаваясь значением $|\dot{\Gamma}|_{max}$ или $K_{БВ_{min}}$ ($K_{БВ_{min}} \geq 0,8$). В этом случае обусловленная трансформатором неравномерность ЧХ рабочего затухания $\Delta a_p = 10 \lg(1 - |\dot{\Gamma}|_{max}^2) \leq 0,13$ дБ. Для получения большей полосы необходимо применять двух- или трехступенчатые трансформаторы [19.13].

14. Для выбранных значений $Q_{к-к}$ и Ω_B рассчитывают ЧХ акустооптического взаимодействия $K_{ао}$ по формуле (19.33) (см. рис. 19.8).

15. По известным значениям затухания α , длины Δy звукопровода с помощью формулы (19.20) рассчитывают ЧХ акустического затухания АОМ $K_{аз}$ (см. рис. 19.6, в).

16. Зная значения $K_{с.ц.}$, $K_{ао}$ и $K_{аз}$, рассчитывают нормированную частотную зависимость энергетической эффективности АОМ $\mathcal{E}_{МАОМ}/A$ по формуле (20.17), оценивают относительное значение полосы $\Delta f/f_0$ по заданному значению Δ_a (см. рис. 20.9) и параметры АОМ (20.18) — (20.20).

17. Если полученная относительная полоса частот $\Delta f/f_0$ не удовлетворяет требованиям задания, изменяют ранее выбранные значения $Q_{к-к}$, p и повторяют все расчеты, ориентируясь по графикам на рис. 19.6, 19.8, 20.6, 20.9. При этом следует иметь в виду следующее: при уменьшении $Q_{к-к}$ полоса по уровню неравномерности расширяется, но снижается $\mathcal{E}_{МАОМ}$, а при увеличении $p > 0,8$ полоса несколько сужается и смещается в область более высоких частот.

18. Выбирают тип ФПЗС и фокусное расстояние f_L фурье-объектива в соответствии с рекомендациями § 20.5 и 20.6.

19. Для выбранных МАОМ и фурье-объектива рассчитывают минимальное (в заданной полосе частот) значение $\mathcal{E}_{МАОМ}$, используя (20.17).

20. Исходя из заданного динамического диапазона (ДД) $_{РОАР}$ по формулам (19.44) и (19.45) или графикам на рис. 19.8 определяют отношение

Таблица 20.5

Параметр	Условное обозначение, размерность	Числовое значение
Ширина ДН	$2\theta_{0,5}$, град	
Сектор панорамного обзора	$2\theta_{\text{обз}}$, град	
Уровень боковых лепестков ДН	УБЛ, дБ	
Средняя длина радиоволны	Λ_0 , см	
Полоса частот	$\Delta F = \Delta f$, МГц	
Центральная частота АОМ	f_0 , МГц	
Разрешающая способность ОСА	δf , кГц	
Энергетическая эффективность (минимальная) МАОМ	$\mathcal{E}_{\text{АОМ}}$, %/Вт	
Уровень неравномерности $\mathcal{E}_{\text{МАОМ}}$	$\Delta_{\text{э}}$, дБ	
Динамический диапазон радиооптической АР	$(\text{ДД})_{\text{РОАР}}$, дБ	
Чувствительность РОАР	P_{min} , Вт	

$U_{\text{доп}}/V_{\pi/2}$, где $V_{\pi/2}$ рассчитывают по (19.7). Затем, используя (19.46), определяют коэффициент усиления по мощности приемника $K_{\text{п}}^2$, который также должен обеспечивать неравенство $Q_{\text{т}} > Q_{\text{д}}$. Предельная чувствительность достигается при $2I_{\text{т}} \sqrt{(C-Ш)_{\text{вх}} s_{\text{ф}} t_{\text{н}}/e} > Q_{\text{д}} \sqrt{(I_{\text{г}} + I_{\text{т}}) \times s_{\text{ф}} t_{\text{н}}/e}$ [см. (19.41)].

21. По значению средней длины радиоволны Λ_0 определяют эффективную температуру внешних шумов $T_{\text{ех}}$ и коэффициент теплового шума $\mathcal{Ш}_{\text{т}}$ (19.37). Используя параметры выбранного ФПЗС (см. табл. 20.4), рассчитывают общий коэффициент шума РОАР $\mathcal{Ш}_{\text{т, в}}$ (19.41) и ее чувствительность (19.36), в которой полагают $\Delta F = 1/t_{\text{н}}$.

22. По выбранным размерам Δx , Δy АОМ определяют оптическую схему коллиматора (§ 20.6), диаметр фурье-объектива и его КПД (§ 20.6). Разрабатывают компоновочную оптическую схему процессора (см. рис. 20.15), находят допуски на механические (юстировочные) углы процессора (§ 20.6) и его конструкцию (§ 20.8).

23. Основные технические характеристики спроектированной линейной РОАР с фурье-процессором на МАОМ и ФПЗС записываются в виде табл. 20.5.

Глава 21. АНТЕННЫ С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ

21.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Антенны с синтезированной апертурой (СА) сильно отличаются от антенн с реальной апертурой как по принципу действия, так и по свойствам. Если в реальной апертуре все антен-

ные элементы (излучатели) принимают и (или) излучают электромагнитную энергию одновременно, формируя требуемую ДН, то в антенне с СА излучатели работают последовательно во времени. При этом возможно использование только одного излучателя, который, последовательно перемещаясь в различные точки пространства, формирует, т. е. синтезирует, апертуру требуемых размеров и формы. В этом смысле апертура антенны как таковая отсутствует, а эффект работы антенны с СА создается искусственно путем использования специальных методов обработки сигналов. Такую антенну иногда называют *антенной с искусственным раскрывом*.

Рассмотрим принцип действия антенны с СА на примере радиолокатора с синтезированной апертурой (РСА). При полете самолета по прямолинейной траектории (рис. 21.1) антенна радиолокационной станции РЛС излучает и принимает отраженные сигналы в пределах ДН шириной θ_0 . Последовательные положения этой антенны на траектории полета, в которых излучаются и принимаются сигналы, обозначены цифрами 1—10. Если сигналы, принятые в каждом из десяти положений, запомнить и синфазно сложить, то на выходе антенны получим результирующий сигнал с десятикратно увеличенной апертурой *линейным размером* L_c . В данном примере синтезируется апертура линейной АР. Время формирования апертуры, т. е. время пролета самолетом участка траектории L_c , называют *длительностью синтеза* T_c , а сигналы, принимаемые РЛС на траектории полета — траекторными. Ширина ДН антенны СА θ_c уже, чем θ_0 .

Структурная схема антенны с СА (рис. 21.2) отличается от обычной антенны наличием двух дополнительных устройств: формирующего раскрыв и запоминающего. Устройство формирования раскрыва антенны с СА обеспечивает относительное перемещение фазового центра излучателя и наблюдаемого источника. В качестве излучателя используются антенны различного типа: зеркальные, волноводно-щелевые, ФАР и т. д. В дальнейшем излучатель СА будем называть *реальной антенной* или просто антенной.

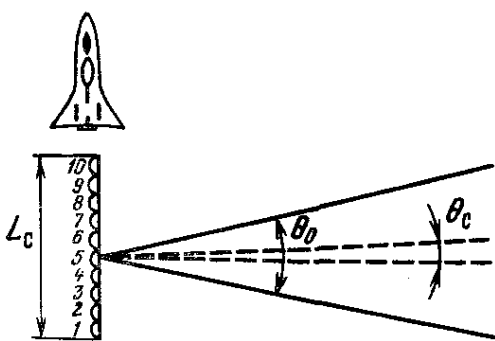


Рис. 21.1. Синтезирование АР в самолетной РЛС

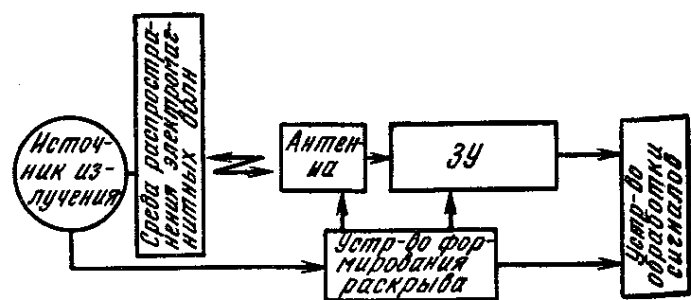


Рис. 21.2. Структурная схема устройства формирования синтезированной апертуры

Запоминающее устройство (ЗУ) хранит сигналы на время синтеза. На схеме не показаны принципиальные элементы устройства, например преобразователь ВЧ сигналов в сигналы промежуточной и видеочастоты, но включены источник излучения и среда распространения электромагнитных волн, так как они одновременно могут быть и объектом наблюдения, и частью конкретной радиотехнической системы, например когда апертура формируется в результате перемещения излучателя относительно неподвижной антенны.

Рассмотрим основные свойства антенны с СА:

1. Так как на излучение и (или) прием одновременно может работать только один излучатель, то отсутствуют эффекты взаимодействия излучателей. Создание любой заданной ДН не требует решения электродинамических задач теории антенн, вся тяжесть переносится на разработку и осуществление алгоритмов обработки принимаемых сигналов. Поэтому СА работает только на прием, т. е. ДН на передачу определяется ДН реальной антенны, а ДН на прием — ДН синтезированной апертуры. Поляризационные и частотные свойства СА определяются характеристиками реальной антенны.

2. Путем выбора алгоритма обработки траекторных сигналов можно сформировать СА с любой ДН: моноимпульсную, многолучевую, адаптивную и т. п. Под ДН антенны с СА понимается изменение сигнала на выходе устройства обработки при перемещении точечного источника излучения, которое принимается антенной, т. е. *пространственная функция отклика* антенны с СА. Иногда ее называют *функцией неопределенности* СА. Ширина суммарной ДН является мерой разрешающей способности этой системы по соответствующей угловой координате.

3. Основное преимущество СА — возможность формирования апертуры большого линейного размера L_c с помощью антенны малого линейного размера d_a . Ширина ДН так же, как в реальной антенне, определяется размером СА: $\theta_c = \lambda/L_c$, где λ — длина волны излучения. Линейный размер апертуры СА может намного превышать размер апертуры реальной антенны: $L_c/d_a = 10^2 \dots 10^4$ и более, а это значит, что можно получать исключительно узкие ДН.

4. Из-за большого размера апертуры ($L_c/\lambda = 10^4 \dots 10^5$) приходится работать в ее промежуточной зоне (зоне Френеля), а не в дальней.

На рис. 21.3, а показано сечение ДН антенны при обычном суммировании сигналов по апертуре. В дальней зоне, т. е. на расстоянии $R > 2L_c^2/\lambda$, ширина ДН определяется размером апертуры $\theta_c = \lambda/L_c$, а *линейное разрешение* $\delta l = \theta_c R = \lambda R/L_c$. В промежуточной зоне линейное разрешение не зависит от расстояния и равно линейному размеру апертуры $\delta l = L_c$, так как уже нельзя пренебрегать сферичностью фронта волны источника излучения, находящегося в промежуточной зоне.

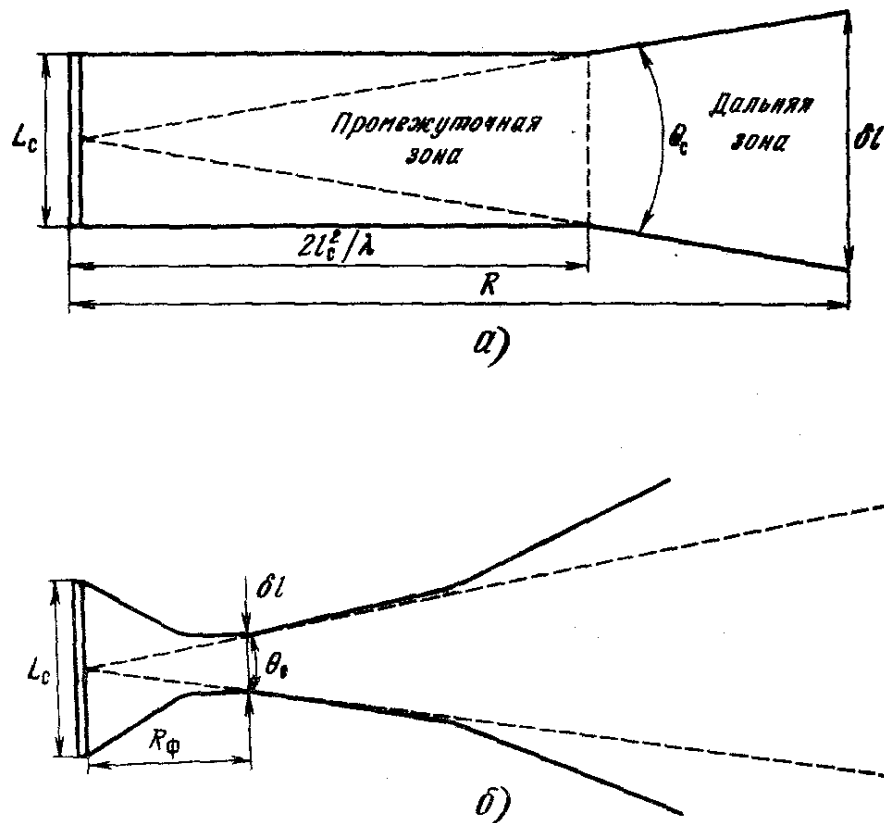


Рис. 21.3. Диаграммы направленности антенны в промежуточной и дальней зонах для апертур:
 а — суммарной; б — фокусированной

При синфазном сложении сигналов по апертуре приходится учитывать сферичность волны, т. е. происходит фокусировка антенны с СА. На расстоянии фокусирования $R_{\text{ф}}$ (рис. 21.3, б) линейное разрешение будет определяться такой же формулой, как и в дальней зоне: $\delta l = \theta_c R_{\text{ф}} = \lambda R_{\text{ф}} / L_c$. Таким образом, фокусировка (согласованная синфазная обработка сигналов) позволяет перенести свойства поля в дальней зоне в промежуточную. Для обеспечения фокусировки на всех расстояниях внутри промежуточной зоны требуется многоканальный по дальности алгоритм обработки сигналов апертуры в процессе синтеза.

5. При работе в промежуточной зоне благодаря фокусирующим свойствам (рис. 21.3, б) СА обеспечивается разрешение не только по угловым координатам, но и по дальности. При обычно используемых малых угловых размерах апертуры $\beta_0 = L_c / R \ll 1$ разрешение по дальности $\delta r = 8\lambda R^2 / L_c^2$ намного хуже, чем разрешение по угловой координате $\delta l = \lambda R / L_c$. В этом случае разрешающая способность по дальности определяется, как и у реальных антенн, только шириной спектра сигнала источника излучения.

6. Для синфазного сложения сигналов в антенне с СА требуется точно знать алгоритмы формирования ее раскрытия в пространстве и во времени. Кроме того, вследствие большого

размера L_c и значительной длительности T_c антенна с СА подвержена сильному влиянию не только пространственных, но и временных флуктуаций параметров источника излучения, среды распространения и аппаратуры, причем фазовые ошибки по апертуре должны составлять малую часть длины волны (обычно $\lambda/8$). Для устранения этого влияния приходится принимать меры по компенсации нестабильностей параметров, особенно устройства формирования раскрыва. Так, при полете самолета-носителя РЛС отклонение траектории движения фазового центра РСА от прямой линии должно быть менее 1 мм при $\lambda = 3$ см на участке траектории длиной в сотни метров. Поэтому в РСА вводится устройство компенсации влияния нестабильностей при обработке траекторных сигналов.

7. Энергетические характеристики антенн с СА, например дальность действия РСА, определяются коэффициентом усиления G_a реальной антенны (а не антенны с СА) и длительностью синтезирования T_c (время накопления когерентных сигналов). Помехозащищенность от внутренних шумов определяется только параметром T_c , а от внешних активных и пассивных помех — как T_c , так и ДН антенны с СА, т. е. пространственной селекцией источников помех.

Точность измерения угловых координат определяется ДН антенны с СА, однако вследствие сильного влияния на нее различного рода нестабильностей она зачастую определяется ДН реальной антенны.

8. Так как для создания СА необходимо относительное перемещение фазового центра антенны и источника излучения, возможны различные варианты формирования ее раскрыва.

Формирование апертуры перемещением реальной антенны при неподвижном источнике называют *прямым синтезированием* или просто синтезированием. Формирование апертуры перемещением источника излучения при неподвижной антенне называют *обратным синтезированием*. Возможно также сочетание прямого и обратного методов — *комбинированное синтезирование*.

При любом методе разрешающая способность антенны с СА определяется ее угловым размером $\beta_0 = L_c/R$, например линейное разрешение по углу $\delta l = \lambda/\beta_0$. На рис. 21.4 показаны угловые размеры СА при прямом синтезировании, обратном с линейным перемещением источника и обратном с вращением источника (v — скорость перемещения антенны или источника). Например, в РСА при повороте вращающегося объекта за время синтезирования всего на $\beta_0 = 3^\circ$ можно получать очень высокое разрешение $\delta l = 10\lambda$ независимо от дальности наблюдения. Важно заметить, что поворот ДН антенны РСА не смещает фазовый центр излучателя, следовательно, не формирует раскрыв СА. Поэтому поворотом антенны в отличие от вращения объекта нельзя добиться увеличения разрешающей способности по угловой координате.

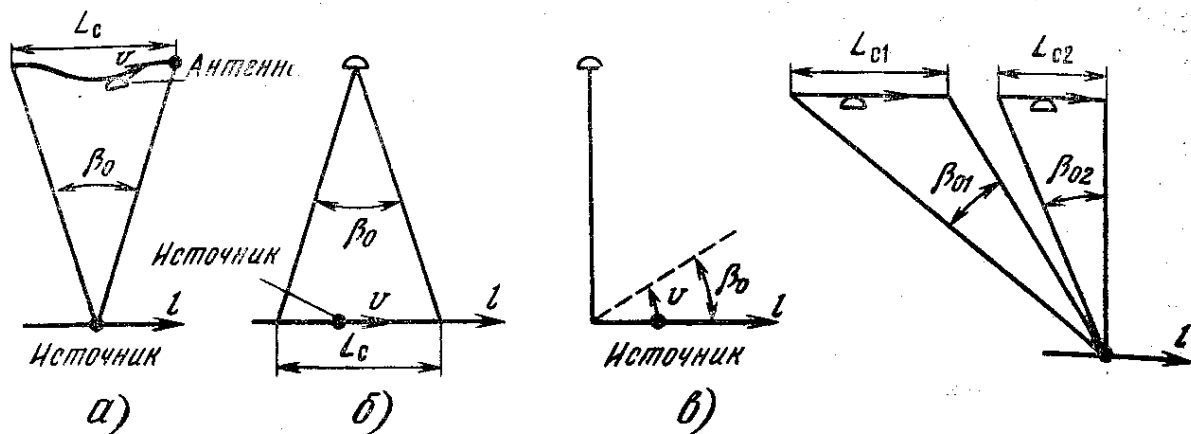


Рис. 21.4. Методы формирования раскрыва при синтезировании апертуры:
 а — перемещением антенны; б, в — линейным и круговым перемещением соответственно

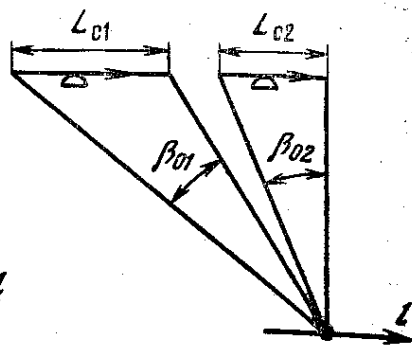


Рис. 21.5. К формированию раскрыва путем перемещения двух антенн

9. В зависимости от степени когерентности излучения источника изменяется структура устройства формирования раскрыва. При когерентном источнике излучения априорное знание закона изменения фазы по апертуре позволяет синфазно сложить принимаемые сигналы. Например, в РСА когерентность обеспечивается при когерентном приемопередающем тракте и известной траектории полета. При некогерентном (случайном) излучении в устройство формирования раскрыва вводится дополнительная антенна, сигнал которой используется в качестве опорного при синфазном сложении сигналов по апертуре. Размер СА в этом случае определяется изменением расстояния между антеннами (рис. 21.5), т. е. разностью угловых размеров апертур, образованных каждой из антенн, а не угловым размером, как при когерентных источниках излучения: $\delta l = \lambda / (\beta_{01} - \beta_{02}) = \lambda / \Delta \beta_0$.

10. Ширина ДН антенны с СА в первом приближении не зависит от вида траектории взаимного перемещения антенны и источника излучения, а определяется угловым размером СА и длиной волны излучения. Наилучшее разрешение (минимальная ширина ДН) достигается при таких координатах источника излучения относительно антенны (направления наблюдения), при которых угловой размер СА максимален.

11. Так как на формирование СА требуется определенное время, то информация на выходе системы запаздывает. Минимальное время запаздывания равно длительности синтезирования T_c и может достигать единиц секунд. Дополнительное время запаздывания определяется свойствами систем формирования раскрыва и обработки. Так, в РСА с наземной оптической обработкой это время достигает нескольких часов и включает время возвращения самолета на аэродром, доставки фотопленки с записью сигнала в лабораторию, фотохимической и оптической

обработок пленки. При использовании бортового высокопроизводительного цифрового процессора время обработки можно сделать меньше длительности синтезирования [21.4].

21.2. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ

Выходной сигнал антенны с СА формируется весовым суммированием сигналов, принимаемых антенной (траекторных сигналов) за время синтезирования:

$$S_{\text{вых}} = \int_{-T_c/2}^{+T_c/2} s_T(t) W(t) \exp[-i\psi_0(t)] dt, \quad (21.1)$$

где $s_T(t)$ — траекторный сигнал антенны, состоящий из суммы траекторных сигналов источника $E(\mathbf{r}(t)) \exp(i\psi[\mathbf{r}(t)])$ и шума $n(t)$. Сигнал $E(\mathbf{r}(t))$ — скаляр, пропорциональный напряженности поля источника на апертуре и ДН реальной антенны F_a , или вектор, если антенна измеряет поляризационные составляющие поля. Функция $\psi[\mathbf{r}(t)]$ — фазовая характеристика траекторного сигнала. Вектор $\mathbf{r}(t)$ — траектория относительного движения антенны и источника (рис. 21.6, а). Функции $W[\mathbf{r}(t)]$ и

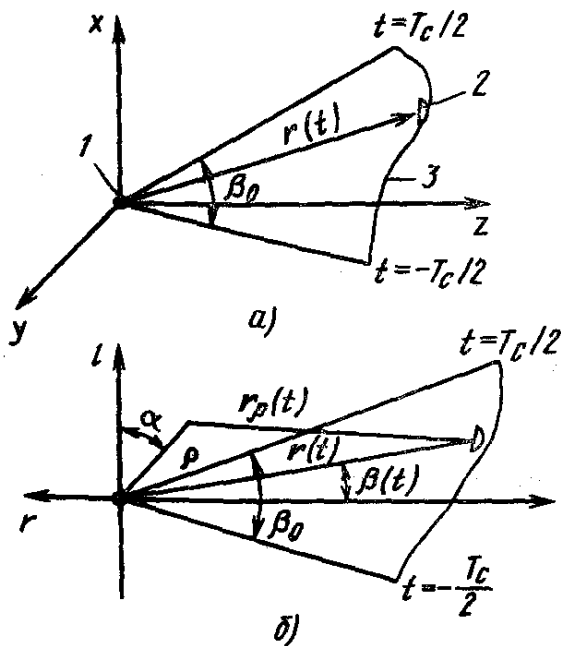


Рис. 21.6. Система координат при формировании синтезированной апертуры:

1 — источник излучения; 2 — реальная антенна; 3 — синтезированная антенна СА

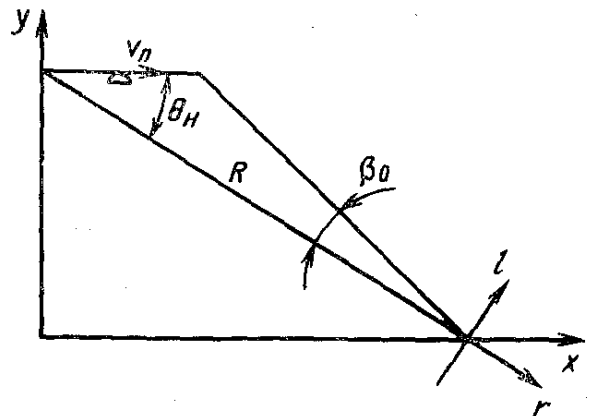


Рис. 21.7. Система координат при формировании прямолинейной СА

$\psi_0[\mathbf{r}(t)]$ — соответственно амплитудные и фазовые распределения опорного сигнала по СА.

При векторном сложении волн поляризационные свойства принимаемого излучения обеспечиваются характеристиками антенны, а синфазное их сложение, т. е. учет изменения фазы принимаемой волны во времени и пространстве, — фазовыми характеристиками опорного сигнала $\psi_0[\mathbf{r}(t)]$. Формируемая ДН определяется опорным сигналом. Для суммарной ДН фазовая характеристика опорного сигнала равна характеристике траекторного сигнала: $\psi_0(t) = \psi(t)$, что обеспечивает синфазное сложение последнего. Форма ДН СА определяется амплитудной характеристикой опорного сигнала $W(t)$. Суммарная ДН

$$F(\varphi) = \int_{-T_c/2}^{+T_c/2} F_a[\mathbf{r}(t)] W[\mathbf{r}(t)] \exp(i\psi[\mathbf{r}_p(t)] - i\psi[\mathbf{r}(t)]) dt, \quad (21.2)$$

где $\mathbf{r}_p(t)$ — вектор, описывающий траекторию относительного движения антенны и точечного источника, смещенного на ρ (рис. 21.6, б). Рассмотрим соотношения при разных полях.

Когерентное поле. В зависимости от степени когерентности поля на СА изменяется способ формирования опорного сигнала. Поле считается когерентным если известны его параметры и законы их изменения в пространстве и во времени. Закон изменения фазы траекторного сигнала $\psi[\mathbf{r}(t)]$ известен, так как в РСА обеспечивается когерентность приемопередающего тракта, известен закон перемещения летательного аппарата (т. е. его траектория), а также стабильные параметры среды распространения радиоволн и объекта (отражателя) за длительность синтетизирования. Устройство формирования раскрыва (см. рис. 21.2) синтезирует амплитудную и фазовую характеристики опорного сигнала для системы обработки.

Для произвольной проекции вектора $\mathbf{r}(t)$ в плоскости наблюдения (рис. 21.6, б) при постоянном амплитудном распределении $F_a W = \text{const}$ и $\rho \ll r$ нормированная суммарная ДН

$$F(\rho, \alpha) = \frac{1}{\beta_0} \int_{-\beta_0/2}^{+\beta_0/2} \exp[ik\rho \sin(\alpha + \beta)] d\beta, \quad (21.3)$$

где $k = 4\pi/\lambda$ при совместном движении передающей и приемной антенн; $k = 2\pi/\lambda$ при движении только передающей или только приемной антенны.

Координата ρ/r при $\alpha = 0$ соответствует угловой координате $\theta = l/r$, а при $\alpha = \pi/2$ — координате дальности r .

Линейная разрешающая способность антенны с СА, т. е. ширина модуля ДН на уровне 0,7, по линейной угловой координате при $\alpha = 0$

$$\delta l = \pi / (k \sin \beta_0 / 2); \quad (21.4)$$

по дальности при $\alpha = \pi/2$

$$\delta r = \pi / (k \sin^2 \beta_0 / 4). \quad (21.5)$$

Эти зависимости следует рассматривать как приближенные. Точными они будут при учете амплитудного распределения $F_a W$. Так, при прямолинейной траектории и малом угловом размере СА ($\beta_0 \ll 1$) (рис. 21.7) для точечного источника:

траекторный сигнал

$$s_T(t) = F_a(t) \exp(i\omega_0 t + ikR + ikv_{\text{н}} t \cos \theta_{\text{н}} - i \frac{kv_{\text{н}}^2 t^2}{2R} \sin^2 \theta_{\text{н}}); \quad (21.6)$$

диаграмма направленности

$$F(l, r) = \frac{1}{C_1} \int_{-T_c/2}^{+T_c/2} F_a(t) W(t) \exp \left[ik \left(\frac{lv_{\text{н}} t}{R} \sin \theta_{\text{н}} - \frac{rv_{\text{н}}^2 t^2}{2R^2} \sin^2 \theta_{\text{н}} \right) \right] dt, \quad (21.7)$$

где $v_{\text{н}}$ — скорость перемещения антенны; $\theta_{\text{н}}$ — угол наблюдения; R — расстояние до источника; ω_0 — средняя частота

спектра сигнала; $C_1 = \int_{-T_c/2}^{+T_c/2} F_a(t) W(t) dt$ — нормирующий коэффициент.

При $F_a W = \text{const}$ разрешающие способности по разным координатам будут:

$$\delta l = 2\pi R / kL_c \sin \theta_{\text{н}}; \quad (21.8)$$

$$\delta r = 16\pi R^2 / kL_c^2 \sin^2 \theta_{\text{н}}; \quad (21.9)$$

$$\delta x = 2\pi R / kL_c \sin^2 \theta_{\text{н}}; \quad (21.10)$$

$$\delta \theta = 2\pi / kL_c \sin \theta_{\text{н}}. \quad (21.11)$$

В переднем секторе обзора ($\theta_{\text{н}} \approx 0$)

$$\delta l = 2,6R \sqrt{\pi / kL_c}; \quad \delta \theta = 2,6 \sqrt{\pi / kL_c}. \quad (21.12); (21.13)$$

Некогерентное поле. В этом случае фаза траекторного сигнала кроме регулярной составляющей $\psi[r(t)]$ содержит случайную $\varphi(t)$, обусловленную флуктуациями излучения наблюдаемого источника:

$$s_T(t) = a(t) \exp[i\varphi(t)] F_a(t) \exp(i\varphi[r(t)]), \quad (21.14)$$

где $a(t) \exp[i\varphi(t)]$ — случайный процесс с интервалом корреляции $\tau_k \ll T_c$.

Для формирования опорного сигнала используется второй канал приема, антенна которого перемещается относительно ис-

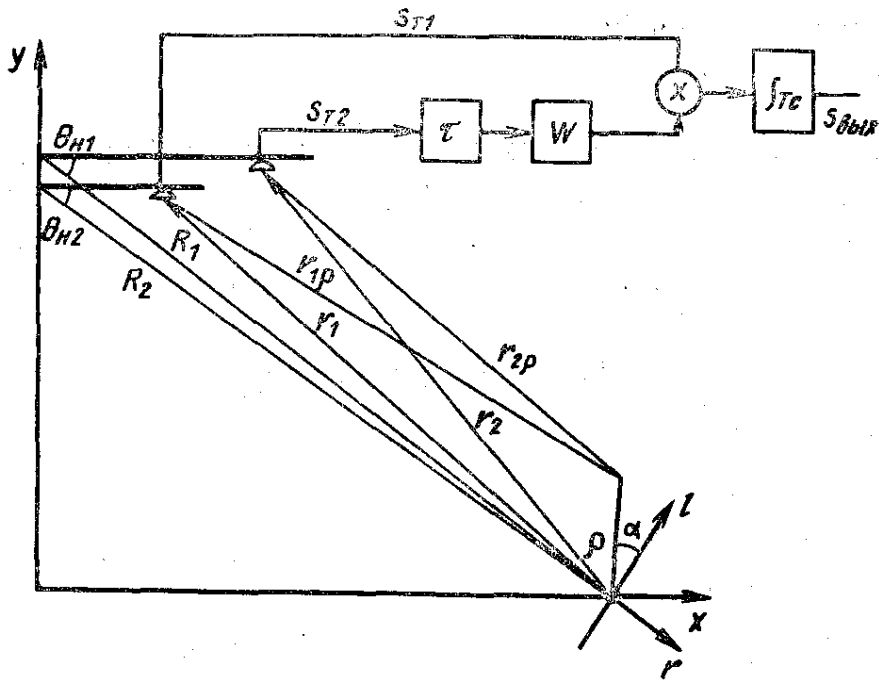


Рис. 21.8. К объяснению синтезирования апертуры при наблюдении некогерентного источника излучения

точника излучения в общем случае по независимой от первой антенны траектории $r_2(t)$ (рис. 21.8). Для синфазного сложения траекторных сигналов сигнал второй антенны $s_{T2}(t)$ задерживается на $\tau(t) = r_2(t) - r_1(t) = c[r_2(t) - r_1(t)]$, где c — скорость распространения радиоволн.

Используя комплексно-сопряженный траекторный сигнал второй антенны s_{T2}^* в качестве опорного, получаем максимальный выходной траекторный сигнал

$$s_{\text{вых}}(0) = \int_{-T_c/2}^{+T_c/2} s_{T1}(\tau_1) W(t) s_{T2}^*(\tau_2 - \tau_1) dt$$

и при $T_c \gg \tau_k$

$$s_{\text{вых}}(0) = D_a \int_{-T_c/2}^{+T_c/2} F_1 F_2 W dt = D_a c_2, \quad (21.15)$$

где D_a — дисперсия флуктуаций источника излучения. При узкополосном наблюдении, когда полоса приемника $\Delta\omega \ll \omega_0$, суммарная ДН

$$\begin{aligned} F(\rho) &= \frac{1}{c_2 D_a} \int_{-T_c/2}^{+T_c/2} F_1 F_2 W \exp\{ik[(r_{1p} - r_1) - (r_{2p} - r_2)]\} dt = \\ &= \frac{1}{c_2 D_a} \int_{-T_c/2}^{+T_c/2} F_1 F_2 W \exp\{ik\rho[\sin(\alpha + \beta_1) - \sin(\alpha - \beta_2)]\} dt, \quad (21.16) \end{aligned}$$

где $\beta_1(t)$ и $\beta_2(t)$ — функции, описывающие угловые положения источника относительно первой и второй антенн; $\Gamma_{1\rho}$ и $\Gamma_{2\rho}$ — векторы, описывающие траектории движения соответственно первой и второй антенн относительно источника, смещенного на ρ .

При работе по некогерентному источнику при $F_1 F_2 W = \text{const}$ и малых угловых размерах апертур $\beta_{01} \ll 1$ и $\beta_{02} \ll 1$ разрешающая способность антенны с СА по угловой координате

$$\delta l = \lambda / [(\beta_1 - \beta_2)_{\max} - (\beta_1 - \beta_2)_{\min}], \quad (21.17)$$

по дальности

$$\delta r = 8\lambda / [(\beta_1^2 - \beta_2^2)_{\max} - (\beta_1^2 - \beta_2^2)_{\min}]. \quad (21.18)$$

При прямолинейной траектории (см. рис. 21.8)

$$F(l, r) = \frac{1}{c_2 D_a} \int_{-T_c/2}^{+T_c/2} F_1 F_2 W \exp \left[i l k t \left(\frac{v_{\Pi 1}}{R_1} \sin \theta_{\Pi 1} - \frac{v_{\Pi 2}}{R_2} \sin \theta_{\Pi 2} \right) - \right. \\ \left. - i \frac{r k t^2}{2} \left(\frac{v_{\Pi 1}^2}{R_1^2} \sin^2 \theta_{\Pi 1} - \frac{v_{\Pi 2}^2}{R_2^2} \sin^2 \theta_{\Pi 2} \right) \right] dt, \quad (21.19)$$

где $v_{\Pi 1}$ и $v_{\Pi 2}$ — скорости движения первой и второй антенн соответственно.

Если в момент $t=0$ координаты первой и второй антенн (R , θ_{Π}) совпадают, то при $F_1 F_2 W = \text{const}$ разрешающие способности по координатам:

$$\delta l = \lambda R / [(v_{\Pi 1} - v_{\Pi 2}) T_c \sin \theta_{\Pi}]; \quad (21.20)$$

$$\delta r = 8\lambda R^2 / [(v_{\Pi 1}^2 - v_{\Pi 2}^2) T_c^2 \sin^2 \theta_{\Pi}]; \quad (21.21)$$

$$\delta x = \lambda R / [(v_{\Pi 1} - v_{\Pi 2}) T_c \sin^2 \theta_{\Pi}]; \quad (21.22)$$

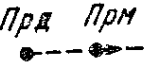
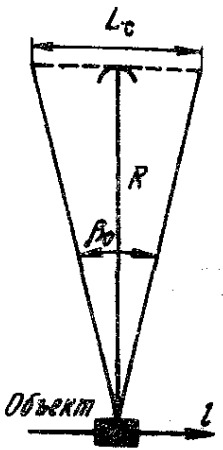
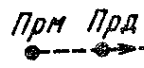

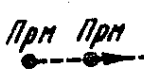
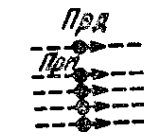
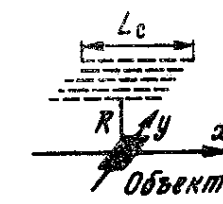
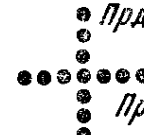


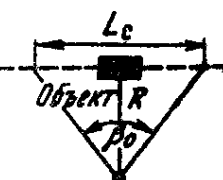

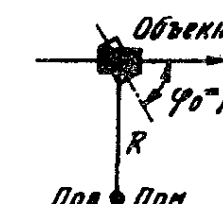
$$\delta \theta = \lambda / [(v_{\Pi 1} - v_{\Pi 2}) T_c \sin \theta_{\Pi}]. \quad (21.23)$$

Таким образом, размеры СА при некогерентном поле определяются разностью апертур первой и второй антенн.

21.3. ФОРМИРОВАНИЕ РАСКРЫВА АНТЕННЫ

В зависимости от числа антенн и траектории относительного перемещения источника и антенн можно создавать апертуры различного типа. В табл. 21.1 представлены некоторые наиболее известные методы формирования раскрыва антенны с СА. При прямом синтезировании раскрыв формируется путем перемещения приемных или передающих антенн (методы 1, 2, 4) относительно излучающего или переизлучающего (отражающего) электромагнитное излучение) объекта. При перемещении одно-

Таблица 21.1

Метод формирования раскрыва	Разрешающая способность	Тип апертуры	Размещение апертуры относительно объекта
<i>Прямое синтезирование</i>			
1. Перемещение приемной антенны	$\delta l = \frac{\lambda}{\beta_0} = \frac{\lambda R}{L_c}$		
2. Перемещение передающей антенны	$\delta l = \frac{\lambda}{\beta_0} = \frac{\lambda R}{L_c}$		
3. Перемещение прямопередающей антенны	$\delta l = \frac{\lambda}{2\beta_0} = \frac{\lambda R}{2L_c}$		
4. Перемещение приемной антенны относительно другой приемной антенны	$\delta l = \frac{\lambda}{\beta_0} = \frac{\lambda R}{L_c}$		
5. Перемещение линейки приемных антенн и передающей антенны	$\delta x = \frac{\lambda R}{2L_c}$ $\delta y = \frac{\lambda R}{Y}$		
6. Переключение линейки передающих и приемных антенн	$\delta x = \frac{\lambda R}{X}$ $\delta y = \frac{\lambda R}{Y}$		
<i>Обратное синтезирование</i>			
7. Перемещение объекта	$\delta l = \frac{\lambda}{2\beta_0} = \frac{\lambda R}{2L_c}$		
8. Вращение объекта	$\delta l = \frac{\lambda}{2\beta_0} = \frac{\lambda}{2\varphi_0}$		

временно передающей и приемной антенн (методы 3, 5) разрешение увеличивается в 2 раза.

Апертуры могут быть одно-, двух- или трехмерные. Перемещение осуществляется за счет движения либо переключения антенн. В последнем случае (метод 6) при включении одной из передающих антенн последовательно переключаются все приемные антенны, что позволяет сформировать плоский раскрыв (решетку).

При обратном синтезировании передающая и приемная антенны неподвижны, а перемещается или вращается объект (источник излучения). Методы 7, 8 соответствуют радиолокатору, формирующему апертуру антенны путем обратного синтезирования. Возможны также различные сочетания прямых и обратных методов.

21.4. СИНТЕЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

При дискретном во времени излучении и (или) приеме электромагнитных волн в процессе синтезирования формируется апертура типа АР. В этом случае, как и для реальной апертуры АР, предъявляются требования к устройству формирования раскрыва.

Для исключения побочных максимумов ДН решетки максимально возможное расстояние Δx между последовательными положениями антенны при формировании раскрыва выбирается исходя из ширины ДН антенны. Диаграмму направленности АР можно представить в виде произведения ДН антенны $F_a(\theta)$ и множителя решетки $F_\Sigma(\theta)$: $F(\theta) = F_a(\theta)F_\Sigma(\theta)$. Как и для реальной решетки, множитель синтезированной решетки

$$F_\Sigma(\theta) = \sum_{n=1}^N W_n \exp(i\psi_n - i\psi_{0n}), \quad (21.24)$$

где ψ_n и ψ_{0n} — значения фаз сигнала в n -й точке апертуры для несмещенного и смещенного положений источника излучения; N — число составляющих сигнала апертуры, обрабатываемых при синтезировании.

При перемещении приемопередающей антенны с ДН $F_a(\theta) = (\sin \theta)/\theta$ расстояние Δx выбирается так, чтобы первые дифракционные максимумы ДН множителя решетки совпадали с первыми нулями ДН приемопередающей антенны:

$$\Delta x = \lambda / (2\theta_0 \sin \theta_n). \quad (21.25)$$

В этом случае ДН антенны подавляет побочные максимумы ДН решетки с СА.

Расстояние между антеннами в РСА определяется скоростью полета носителя v_n и частотой повторения зондирующих сигнала

лов $F_{\Pi} : \Delta x = v_{\Pi} F_{\Pi}$. Максимальное значение частоты повторения, в свою очередь, определяется требованием однозначного измерения дальности $F_{\Pi \max} = c/2R_{\max}$, где R_{\max} — дальность действия РСА.

Таким образом, исходя из требования подавления побочных максимумов оценочное значение верхней границы допустимой ширины ДН антенны синтезированной решетки

$$\theta_{0\max} = c\lambda / (4v_{\Pi} R_{\max} \sin \theta_{\Pi}). \quad (21.26)$$

Конкретные требования к форме ДН приемопередающей антенны РСА определяются допустимым значением относительного уровня мощности первого вторичного максимума ДН СА:

$$P_{l1}/P_{l\max} = [G_a^2(\Delta\theta - \theta_0/2)] / G_a^2(\theta_0/2) \leq (P_{l1}/P_{l\max})_{\text{доп}}, \quad (21.27)$$

где G_a — коэффициент усиления антенны; $\Delta\theta = \lambda F_{\Pi} / (2v_{\Pi} \sin \theta_{\Pi})$ — угловое положение первого вторичного максимума ДН множителя решетки.

Как и ранее, здесь, частота повторения $F_{\Pi} \leq c/2R_{\max}$. Форма ДН антенны в вертикальной плоскости определяет уровень помехового сигнала от первого вторичного максимума по дальности:

$$\frac{P_{r1}}{P_{r\max}} = \frac{G_a^2(\varphi_1)}{G_a^2(\varphi_{\min})} \frac{R^4}{(R_{\min} + \Delta R)^4} \leq \left(\frac{P_{r1}}{P_{r\max}} \right)_{\text{доп}}, \quad (21.28)$$

где $\Delta R = c/2F_{\Pi}$ — интервал неоднозначности; φ_1 — угол в направлении вторичного максимума на расстоянии $R_1 = R_{\min} + \Delta R$; φ_{\min} — угол в направлении наблюдения при $R = R_{\min}$.

Совместное выполнение условий (21.27) и (21.28) определяет форму ДН антенны и частоту повторения зондирующих сигналов. Независимо от вида СА минимальная частота F_{Π} включения приемной и (или) передающей антенн в процессе синтеза определяется шириной спектра ΔF_T траекторного сигнала.

21.5. ФОРМА ДН С УЧЕТОМ НЕСТАБИЛЬНОСТЕЙ СИСТЕМЫ СА

Нестабильности системы СА (мультипликативные помехи) обусловлены рядом факторов: неточностью работы устройства формирования раскрыва, например траекторными флуктуациями носителя РСА; нестабильностью характеристик приемопередающего тракта и системы обработки траекторного сигнала; неоднородностью среды распространения радиоволн и нестабильностью параметров наблюдаемого источника излучения.

С учетом нестабильностей ДН СА по угловой координате (21.7)

$$F_l = \frac{1}{c_s} \int_{-T_c/2}^{+T_c/2} A(t) \exp [i\varphi(t)] F_a(t) W(t) \times \\ \times \exp \left(ikl \frac{v_{\Pi} t}{R} \sin \theta_{\Pi} \right) dt, \quad (21.29)$$

где $A(t)$ и $\varphi(t)$ — амплитудные и фазовые нестабильности соответственно.

Фазовые нестабильности являются основным источником искажений ДН. Они приводят к уменьшению максимума ДН и смещению его положения, расширению основного и росту боковых лепестков ДН. Статистические характеристики ДН СА определяются конкретными нестабильностями. Приведем характеристики с учетом нестабильностей применительно к РСА.

По скорости изменения фазы различают искажения медленные (интервал корреляции фазы $\tau_k \gg T_c$) и быстрые ($\tau_k \ll T_c$). Преобладают медленные искажения двух типов. В случае линейных искажений фазы $\varphi(t) = K_1 t$ происходит линейное смещение ДН:

$$\Delta l = K_1 T_c \delta l / 2\pi = K_1 \lambda R / (4\pi v_{\Pi} \sin \theta_{\Pi}) \quad (21.30)$$

либо угловое смещение:

$$\Delta \theta = \Delta l / R = K_1 \lambda / (4\pi v_{\Pi} \sin \theta_{\Pi}). \quad (21.31)$$

Например, ошибка измерения радиальной составляющей вектора траектории скорости носителя РСА (скорость в направлении наблюдения) Δv_r вызывает появление линейных искажений фазы $\varphi(t) = K_1 t = (4\pi/\lambda) \Delta v_r t$, что в результате приводит к смещению ДН по l и θ :

$$\Delta l = \Delta v_r R / (v_{\Pi} \sin \theta_{\Pi}); \quad \Delta \theta = \Delta v_r / v_{\Pi} \sin \theta_{\Pi}. \quad (21.32); (21.33)$$

Квадратичные искажения фазы $\varphi(t) = K_2 t^2$ вызывают фазовый набег $\Delta \varphi$ на краях СА, что, в свою очередь, уменьшает коэффициент усиления антенны, расширяет ДН и увеличивает мощность боковых лепестков. Так, допустимый фазовый набег на краях апертуры $\Delta \varphi = \pi/4$, вызывающий уменьшение коэффициента усиления на 1 дБ и рост суммарной мощности боковых лепестков на 0,9 дБ, возникает при

$$K_2 = \pi / T_c^2. \quad (21.34)$$

Такие искажения вызывают ошибки измерения радиального ускорения носителя РСА, когда $K_2 = (2\pi/\lambda) \Delta a_r$, а допустимая ошибка

$$\Delta a_r = \lambda / 2 T_c^2 = 2 (\delta l)^2 v_{\Pi}^2 / \lambda R^2. \quad (21.35)$$

Быстрые случайные фазовые флуктуации траекторного сигнала с малой дисперсией $D_\varphi \ll 1$ приводят в основном к росту уровней боковых лепестков ДН. Другими искажениями ДН можно пренебречь. Обусловленное быстрыми фазовыми флуктуациями приращение суммарной мощности боковых лепестков ДН относительно мощности основного лепестка

$$P_{\text{бл}} = -10 \log(1/D_\varphi), \quad (21.36)$$

где $P_{\text{бл}}$ измеряется в децибелах, а D_φ — в квадратных (рад²) радианах.

21.6. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕННЫ С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ

Плотность мощности s поля у приемной антенны СА определяется мощностью излучения наблюдаемого источника. Для РСА эта мощность зависит от коэффициента усиления передающей антенны, мощности передатчика и отражающих свойств объекта:

$$s = PG_{\text{п}}\sigma / (16\pi^2 R_{\text{п}}^2 R_{\text{пр}}^2), \quad (21.37)$$

где P — мощность излучения передатчика; $G_{\text{п}}$ — коэффициент усиления передающей антенны; $R_{\text{п}}$ и $R_{\text{пр}}$ — расстояния от передающей антенны до наблюдаемого объекта и от объекта до приемной антенны соответственно; σ — эффективная площадь рассеяния объекта.

Мощность траекторного сигнала на выходе приемной антенны определяется эффективной площадью антенны:

$$P_{\text{пр}} = sA_{\text{э}}, \quad (21.38)$$

а эффективная площадь антенны $A_{\text{э}} = K_{\text{а}}A$, где A — геометрическая площадь антенны; $K_{\text{а}} = 0,5 \dots 0,7$ для зеркальных антенн; $K_{\text{а}} = 0,6 \dots 0,8$ для волноводно-щелевых антенн. Коэффициент усиления антенны

$$G_{\text{а}} = K_{\text{а}} \cdot 4\pi A / \lambda^2. \quad (21.39)$$

В результате синтезирования (обработки траекторного сигнала) мощность сигнала на выходе увеличивается пропорционально числу элементов N^2 СА и уменьшается пропорционально коэффициенту потерь при синтезировании $L_{\text{п}}$: $P_{\text{СА}} = N^2 P_{\text{пр}} / L_{\text{п}}$.

Коэффициент потерь определяется конкретной системой СА, например потерями в приемопередающем тракте, обтекатель антенны, при распространении радиоволн в атмосфере и в системе обработки траекторного сигнала.

Энергетические характеристики антенны с СА определяются

отношением мощности принимаемого сигнала к мощности шума. Мощность внутреннего шума приемника

$$P_{\text{ш}} = kT\Delta f F_{\text{ш}}, \quad (21.40)$$

где $kT = 4 \cdot 10^{-21}$ Вт/Гц; Δf — полоса частот приемного тракта; $F_{\text{ш}}$ — коэффициент шума приемника.

Накопление N сигналов при синтезировании приводит к увеличению в N раз мощности шума. В результате отношение С-Ш на выходе системы обработки

$$q_{\text{СА}} = NP_{\text{пр}}/P_{\text{ш}}L_{\text{п}}. \quad (21.41)$$

Для РСА с совмещенной приемопередающей антенной с учетом того, что $N = F_{\text{п}}T_{\text{с}}$ и $P_{\text{ср}} = PF_{\text{п}}/\Delta f$,

$$q_{\text{РСА}} = \frac{P_{\text{ср}}G^2\lambda^2\sigma T_{\text{с}}}{(4\pi)^3 R^4 kTF_{\text{ш}}L_{\text{п}}} = \frac{P_{\text{ср}}G^2\lambda^3\sigma}{2(4\pi)^3 R^3 v_{\text{п}}\delta l kTF_{\text{ш}}L_{\text{п}}}. \quad (21.42)$$

Для приемной СА

$$q_{\text{СА}} = sNK_{\text{а}}4\pi A/(\lambda kTF_{\text{ш}}\Delta fL_{\text{п}}). \quad (21.43)$$

21.7. ПРОЕКТИРОВАНИЕ АНТЕННЫ С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ САМОЛЕТНОГО РАДИОЛОКАТОРА

Общие сведения. Рассмотрим задачу проектирования самолетного радиолокатора бокового обзора для картографирования земной поверхности (все числовые значения параметров РСА носят чисто иллюстративный характер и взяты из различных открытых источников). Исходными данными являются:

Максимальный размер антенны исходя из возможности ее размещения на самолете, см	60
Скорость полета носителя РЛС, м/с	150
Высота полета, м	9000
Дальность картографирования, км:	
максимальная	75
минимальная	20
Детальность (разрешающая способность) изображения, м	7
Диапазон волн	сантиметровый ($f_0 = 8$ ГГц, $\lambda = 3,75$ см)
Минимальная отражающая способность картографируемой местности (степь, сухая трава), дБ	-25
Отношение сигнал-внутренний шум на изображении минимального фона, дБ	12
Суммарная мощность боковых лепестков ДН СА относительно мощности основного лепестка, дБ	17
Точность измерения угловой координаты	1'

Структурная схема РСА. На основании общей структурной схемы СА (см. рис. 21.2) на рис. 21.9 представлена схема РСА. Приемопередающий тракт совместно с антенной обеспечивает,

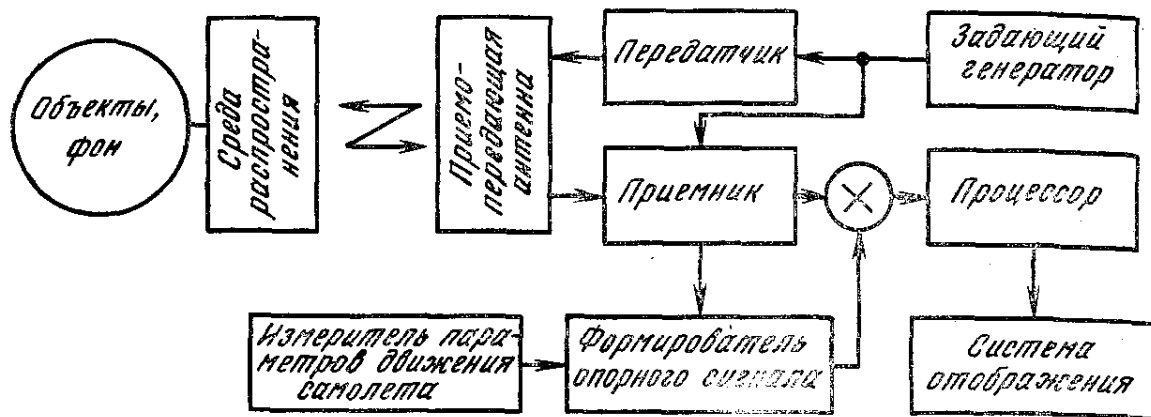


Рис. 21.9. Структурная схема РЛС с синтезированной апертурой антенны

как и в обычной РЛС, излучение зондирующего сигнала и прием отраженных от объектов и фона сигналов по траектории полета самолета (траекторные сигналы). Благодаря единому для передатчика и приемника задающему генератору обеспечивается когерентный прием сигналов. Раскрыв СА в виде линейной АР формируется за счет импульсного режима работы РЛС и прямолинейного полета самолета в течение времени синтеза. Параметры траектории полета измеряются навигационной системой и используются при коррекции опорного сигнала. После перемножения (фазовый детектор) принимаемый траекторный и сформированный опорный сигналы запоминаются и обрабатываются в процессоре. Выходной сигнал поступает в формирователь радиолокационного изображения местности.

Объекты, фон, среда распространения. При высоком разрешении ($\delta l = \delta r = 7$ м) можно получить радиолокационные изображения малоразмерных объектов в виде одиночных отметок ($\sigma = 10 \dots 10^3$, м²), и разрешаемых элементов пространственно-распределенных объектов с такой же эффективной площадью рассеяния (ЭПР). Минимальная удельная ЭПР фона местности ($\sigma_0 = -25$ дБ) соответствует ЭПР элемента фона $\delta \phi = \sigma_0 \delta r \delta l = 0,15$ м². Полагаем объекты и элементы фона за время синтеза неподвижными, а отраженный сигнал — когерентным.

Среда распространения вносит затухание, обусловленное в основном наличием дождя. При сплошном дожде интенсивностью 3 мм/ч с верхней кромкой $H_d = 3,5$ км путь волны равен (при $H = 9$ км и $R = 75$ км) 33 км, коэффициент затухания (в две стороны при $\lambda = 3,8$ см) $\alpha = 0,043$ дБ/м и потери $L_d = 1,4$ дБ.

Отраженный от дождя сигнал определяется разрешаемым объемом $V_d = \delta r \delta l H_d = 1,7 \cdot 10^5$ м³ и коэффициентом отражения $\sigma_{од} = 1,64 \cdot 10^{-7}$ ($f_0 = 8$ ГГц, интенсивность дождя 3 мм/ч). Для ЭПР дождя $\sigma_d = V_d \sigma_{од} = 0,03$ м².

Неоднородность среды распространения влияет на фазовую нестабильность траекторного сигнала [21.1]. Для средней степени турбулентности атмосферы и заданных параметрах РСА

среднеквадратическая ошибка (СКО) фазы траекторного сигнала $\sigma_\varphi = 3^\circ$.

Антенна. Нижняя граница горизонтального размера антенны из (21.26) равна 25 см. Исходя из возможности размещения антенны на самолете принимаем $d_a = 60$ см. Для выбранного типа волноводно-щелевой антенны коэффициент использования $K_a = 0,6$ и максимальный коэффициент усиления (21.39) равен 1500 (32 дБ). При тейлоровском распределении поля $\theta_0 = 1,142\lambda/d_a = 0,07$ рад $= 4^\circ$.

Форма ДН представлена на рис. 21.10, а. В вертикальной плоскости ДН антенны (рис. 21.10, б) определяется из условия постоянства по дальности мощности отраженного сигнала от фона [21.1]:

$$G(\varphi) = G_0 \operatorname{cosec}^2 \varphi \cos^{1/2} \varphi.$$

При этом коэффициент усиления антенны G_0 уменьшается на 2 дБ и равняется 1000 (30 дБ).

Синтезированная АР. Для подавления вторичных максимумов ДН антенной решетки с СА используется ДН реальной антенны при соответствующем выборе частоты повторения зондирующих сигналов. Полагаем допустимым относительный уровень мощности сигнала от первого вторичного максимума по углу и дальности $P_1/P_{max} \leq -40$ дБ. Из анализа ДН антенны в горизонтальной плоскости (см. рис. 21.10) следует, что при $[G^2(\Delta\theta + \theta_0/2)]/G^2(\theta_0/2) = -40$ дБ и $\theta_0 = 4'$ угол неоднозначности $\Delta\theta = 5,3^\circ$. Из (21.27) при $\Delta\theta = 5,3^\circ$ частота повторения $F_{\Pi min} = 740$ Гц. При такой частоте повторения $\Delta R = 205$ км (см. (21.28)), углы $\varphi_{min} = 24,5^\circ$ и $\varphi_1 = 3,5^\circ$ (с учетом кривизны земли). Из анализа ДН антенны в вертикальной плоскости (см. рис. 21.10б) $[G^2(\varphi_1)]/G^2(\varphi_{min}) = -20$ дБ и из (21.28) $P_{r1}/P_{r max} < -60$ дБ, т. е. условия подавления побочных максимумов ДН (21.27) и (21.28) удовлетворяются.

Диаграмма направленности СА. Форма ДН определяется

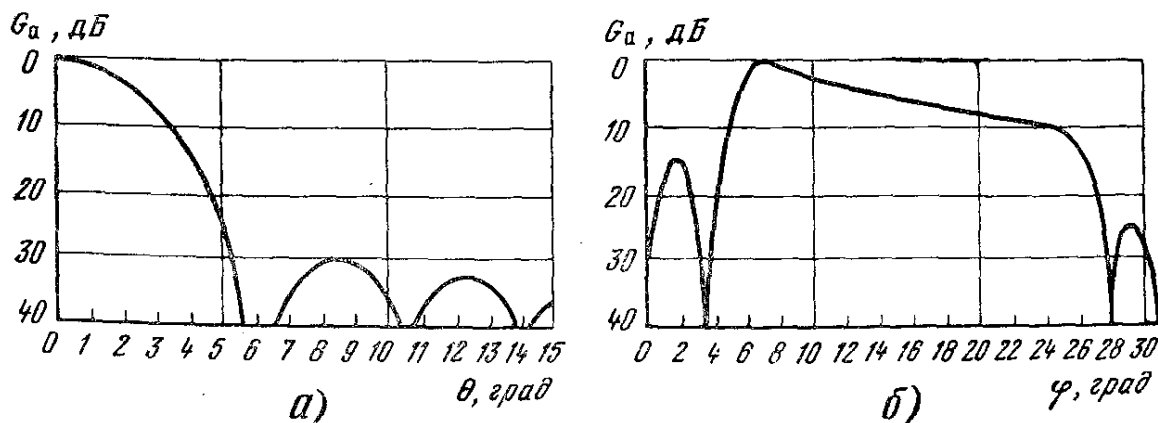


Рис. 21.10. Диаграммы направленности антенны:
а — в горизонтальной плоскости; б — в вертикальной плоскости

(21.7) с учетом выбранной весовой обработки для уменьшения уровня боковых лепестков: $F_a(t)W(t) = 0,265 + 0,735\cos^2(\pi t/T_c)$, где $|t| \leq T_c/2$. В этом случае разрешение (ширина ДН на уровне -3 дБ) $\delta l = 1,12\lambda R/2L_c$. Для получения разрешения $\delta l = 7$ м на дальности 75 км $L_c = 226$ м, а $T_c = L_c/v_{\text{п}} = 1,5$ с, на дальности 20 км $L_c = 66$ м, а $T_c = 0,45$ с. Потери (уменьшение коэффициента усиления) вследствие весовой обработки $L_w = 0,68$ дБ.

Мощность боковых лепестков ДН. Суммарная мощность боковых лепестков относительно мощности основного лепестка ДН определяет динамический диапазон изображения местности (правильную передачу амплитудного контраста в соседних разрешаемых элементах изображения). Мощность боковых лепестков ДН СА определяется суммарным действием различных факторов:

1) весовая обработка $W(t)$ обеспечивает мощность $P_1 = -22$ дБ. В случае наличия ошибок при формировании весовой функции (квадратичных искажений опорного сигнала $\pi/4$ на краях раскрыва) эта мощность увеличивается на $-21,3$ дБ;

2) вторичный максимум ДН СА — $P_2 = -40$ дБ;

3) фазовые флуктуации среды распространения радиоволн (21.36) — $P_3 = -28,6$ дБ (СКО = 3°);

4) фазовые шумы системы компенсации траекторных неустойчивостей — $P_4 = -28,6$ дБ (СКО = 3°);

5) фазовые шумы задающего генератора — $P_5 = -40$ дБ (СКО = $0,6^\circ$);

6) шумы фазового детектора (неидентичность характеристик квадратурных каналов) $P_6 = -30$ дБ (СКО = 1°);

7) неустойчивость частоты выборки АЦП — $P_7 = -40$ дБ (СКО = $0,6^\circ$);

8) ошибки округления при вычислении в процессоре — $P_8 = -20$ дБ.

Таким образом, суммарная мощность боковых лепестков ДН СА $P_{\text{бл}} = \sum P_n = -16,9$ дБ.

Шумы. Качество радиолокационного картографического изображения наряду с боковыми лепестками ДН СА определяется уровнем аддитивных шумов: внутренним шумом приемника, шумом АЦП и отражениями от дождевых облаков.

Внутренний шум приемника формируется в основном шумами входных устройств. Для РСА выбираем балансный смеситель с коэффициентом шума $F_{\text{ш}} = 6$ дБ (21.4). Шумами АЦП пренебрегаем, полагая, что при выборе оптимального числа разрядов (четыре) уровень этих шумов гораздо меньше внутренних шумов. Отражение от дождя $\sigma_{\text{д}}/\sigma_{\text{ф}} = -7$ дБ.

Энергетический потенциал. Определим требуемую среднюю мощность передатчика, при которой обеспечивается требуемое отношение сигнал фона — внутренний шум (12 дБ) с учетом уровня внутренних шумов и значения потерь в системе. Последние складываются из потерь в отдельных элементах, дБ:

В передающем высокочастотном тракте	1,6
В обтекателе антенны (в обе стороны)	1,4
При распространении в атмосфере	1,4
В приемном высокочастотном тракте	1,5
При обработке (весовая функция, процессор)	1,5

Общие потери составляют 7,4 дБ. В соответствии с (21.42) средняя мощность $P_{\text{ср}}=300$ Вт.

Точность компенсации траекторных нестабильностей. Навигационная система должна обеспечить необходимую точность измерения параметров движения самолета для коррекции фазы опорного сигнала, что позволяет компенсировать изменения фазы траекторного сигнала, обусловленные нестабильностями полета самолета. Наибольшее влияние на параметры ДН оказывают ошибки измерения радиальной составляющей Δr вектора пути перемещения самолета $\Delta\varphi=2\pi/\lambda\Delta r$. Для компенсации быстрых изменений фазы ($\text{СКО}_\varphi=3^\circ$) точность измерения радиального отклонения фазового центра антенны должна быть $\text{СКО}_{\Delta r}=0,3$ мм. Точность измерения радиальной составляющей вектора путевой скорости определяется требуемой точностью измерения угловой координаты (21.33) $\Delta v_r/v_n=\Delta\theta=3\cdot 10^{-3}$. Точность измерения радиального ускорения (21.35) при заданных ошибках фазы (набег $\pi/4$ на краях раскрыва) $\Delta a_r=7\cdot 10^{-3}$ м/с².

Требования к системе обработки. Выбираем цифровую систему обработки корреляционного типа (см. [21.3]). Частота выборок АЦП $F_{\text{АЦП}}=c/\delta r=45$ МГц. Число разрядов АЦП $F_{\text{АЦП}}=4$ (исходя из минимального уровня шумов АЦП).

Для картографирования непрерывной полосы местности требуется формирование $N_{\text{л}}$ диаграмм направленности (лучей) на одном интервале синтезирования [21.1]: $N_{\text{л}}=N_{\text{н}}\frac{L_c}{\delta l}=130$, где $N_{\text{н}}=(3\dots 5)$ — число некогерентно суммируемых изображений одного и того же участка местности.

Для сокращения числа операций системы обработки используем схему с предварительной фильтрацией траекторного сигнала [21.1]. Частота выборок траекторного сигнала $F_{\text{п}}=740$ Гц на выходе предварительного фильтра уменьшается до $F_{\text{пф}}=N_{\text{л}}/T_c=87$ Гц. При этом растет разрядность сигнала. Для высококачественного картографирования системы обработки $l_{\text{с0}}=12$. Требуемый объем памяти системы обработки $M_{\text{с0}}=2l_{\text{с0}}N_{\text{л}}N_R=3\cdot 10^3N_R$, где N_R — число требуемых каналов (ДН) по дальности (полоса обзора). Быстродействие системы обработки, т. е. число комплексных операций в секунду, $S_{\text{с0}}=\frac{N_{\text{л}}}{T_c}N_R=10^4N_R$.

22.1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП РАБОТЫ

Составной частью класса приемных АР с обработкой сигнала являются цифровые антенные решетки (ЦАР), в которых сигнал, принятый каждой элементарной антенной*, преобразуется в цифровой код, а ДН формируется специализированной ЭВМ. Цифровая обработка сигнала в этом случае начинается непосредственно в антенне.

По аналогии с рассмотренными выше активными ФАР (АФАР), которые относятся к новому классу антенн-усилителей, ЦАР также являются новым классом антенн-ЭВМ. Для исследования и проектирования ЦАР необходимо использовать теорию и технику как антенных систем, так и вычислительных средств и их программного обеспечения [22.1].

ЦАР состоит из трех частей, выполняющих различные функции (рис. 22.1): решетки излучателей, обеспечивающей прием высокочастотных сигналов из части пространства, ограниченной ДН излучателя; набора аналого-цифровых модулей (АЦМ), преобразующих принятые высокочастотные сигналы в цифровой код, и системы формирования диаграмм направленности (СФДН), основным элементом которой является специализированная ЭВМ. С выхода СФДН информация поступает в систему цифровой обработки, где осуществляется согласованная фильтрация и частотная селекция принятого сигнала, срав-

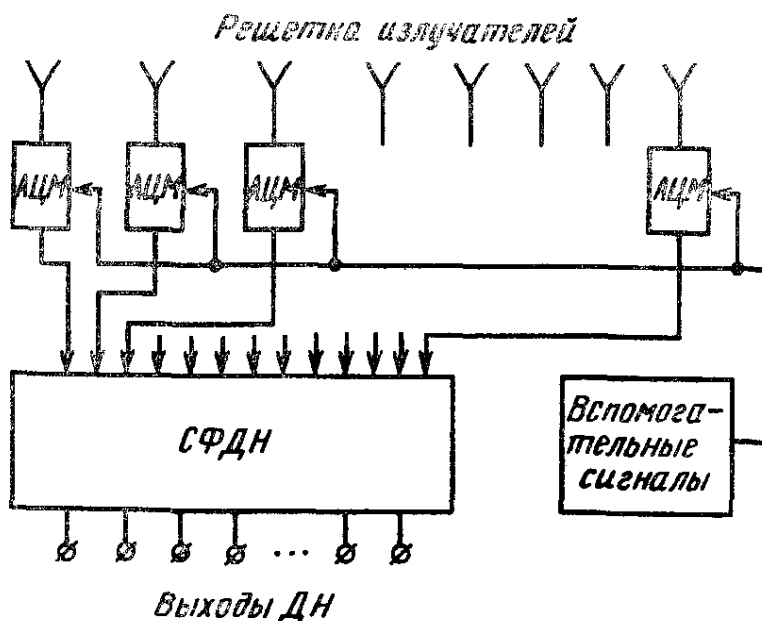


Рис. 22.1. Функциональная схема ЦАР

* В дальнейшем для простоты элементарную антенну решетки будем называть излучателем, хотя решетка является приемной.

нение его с порогом и другие операции. Деление ЦАР на указанные составные части облегчает процесс ее изучения и проектирования.

Система формирования ДН и система цифровой обработки работают с кодированными сигналами. Чтобы получить такие сигналы из колебаний, возникающих в излучателях при падении на решетку электромагнитной волны, необходимо выполнить две операции. Сначала получить из этих колебаний дискретные выборки, а затем каждую выборку представить в виде двоичного числа. Первая операция называется *дискретизацией*, вторая — *оцифровкой*, или *квантованием*. Рассмотрим, как осуществляются в ЦАР указанные преобразования сигнала.

Решетка излучателей в отличие от непрерывного раскрыва по своему построению является дискретной системой, поэтому возбуждаемые в излучателях колебания являются дискретными выборками пространственной волны. Каждое колебание, попадая в АЦМ своего канала, подвергается временной дискретизации в моменты t_m и преобразуется в последовательность временных выборок. Таким образом, принимаемый сигнал можно представить в виде пространственно-временного поля выборок (рис. 22.2). Все эти выборки квантуются и в виде цифрового кода одновременно по N каналам поступают в вычислитель СФДН.

Временная дискретизация и квантование осуществляются в аналого-цифровых преобразователях (АЦП), входящих в состав АЦМ. Иногда та часть АЦП, которая осуществляет дискретизацию сигнала, выполняется в виде отдельного элемента

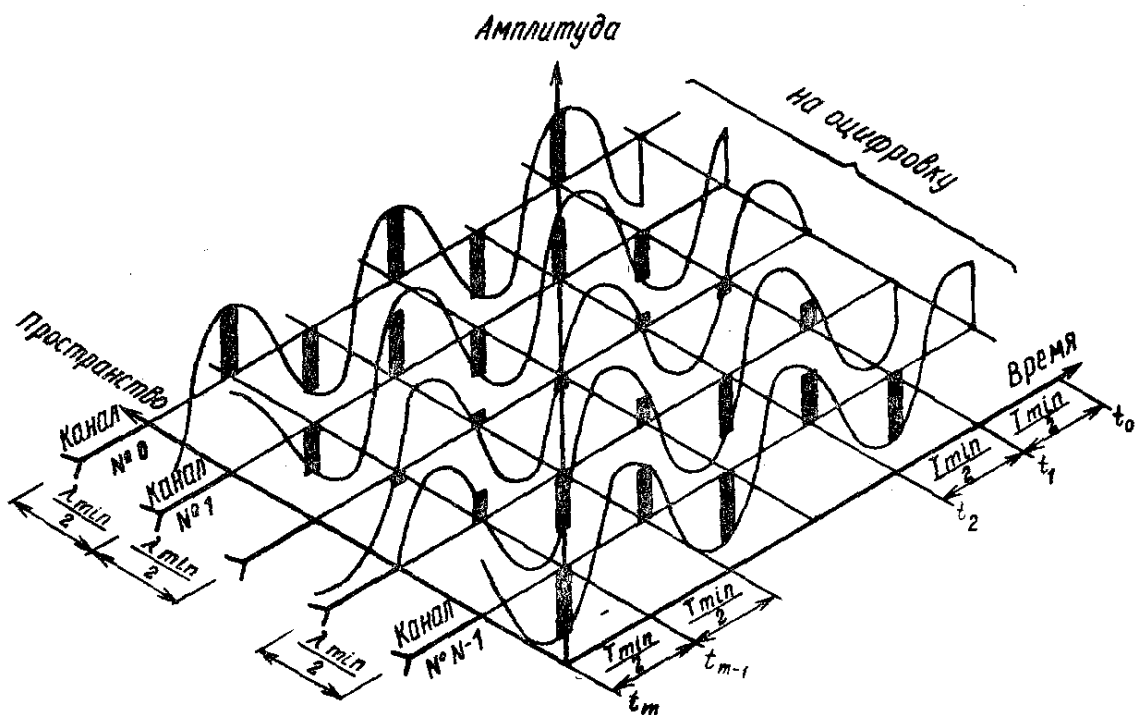


Рис. 22.2. Представление сигнала в виде пространственно-временного поля выборок

и называется устройством выборки и хранения. В этом случае собственно АЦП производит только квантование сигнала.

При дискретизации и квантовании, как и при любом другом преобразовании сигнала, могут произойти потери информации, которые необходимо свести к минимуму. Оценим эти потери.

Потери информации при дискретизации зависят от того, как часто производятся выборки сигнала. Потерь не будет, если выборки берутся в соответствии с теоремой Котельникова (теоремой отсчетов) [22.2], т. е. не реже, чем через $f_{max}/2$, где f_{max} — наивысшая частота в спектре сигнала. Это значит, что при временной дискретизации выборки должны браться не реже, чем через $T_{min}/2$, где $T_{min} = 1/f_{max}$ — период колебаний с наивысшей частотой в спектре. На практике для повышения точности воспроизведения сигнала дискретизацию обычно производят в несколько раз чаще, чем через $T_{min}/2$.

Следует отметить, что теорема Котельникова справедлива и для пространственной дискретизации сигнала. В этом случае выборки должны быть сделаны не реже, чем через $\lambda_{min}/2$, где λ_{min} — пространственный период волны с наименьшей длиной (см. рис. 22.2). Как известно из теории антенных решеток, это условие обеспечивает отсутствие дифракционных максимумов в ДН, что эквивалентно отсутствию потерь пространственной информации о направлении на источник сигнала, который в этом случае принимается только по главному максимуму ДН.

Потери информации при квантовании в отличие от потерь при дискретизации неизбежны. Так же, как нельзя, пользуясь весами и конечным числом разновесков, точно определить массу произвольного тела нельзя и конечным числом двоичных разрядов точно оценить произвольную аналоговую величину. Потери информации в этом случае проявляются в виде дополнительного шума, который возникает в приемном канале и называется *шумом квантования*. Его уровень будет тем меньше, чем меньше младший разряд квантования Δ . Дисперсия шума квантования $\sigma_{кв}^2$ связана с величиной Δ простым соотношением: $\sigma_{кв}^2 = \Delta^2/12$. Дисперсия общего шума в приемном канале $\sigma_{ш}^2$ увеличивается не более, чем на 1% при выполнении условия $\Delta = 0,3 \sigma_{ш}$. Обычно стараются выбрать $\Delta \approx \sigma_{ш}$.

Чтобы лучше понять функции каждой из частей ЦАР, рассмотрим линейную решетку из N излучателей, расположенных эквидистантно с шагом d (рис. 22.3).

Падающая на решетку под углом θ электромагнитная волна с длиной λ возбуждает в каждом n -м излучателе колебание с частотой $\omega = 2\pi c/\lambda$ (c — скорость света), амплитудой C_n и фазой ψ_n . Представим это колебание в комплексной форме:

$$\dot{u}_n(t) = C_n e^{i(\omega t - \psi_n)} \quad (22.1)$$

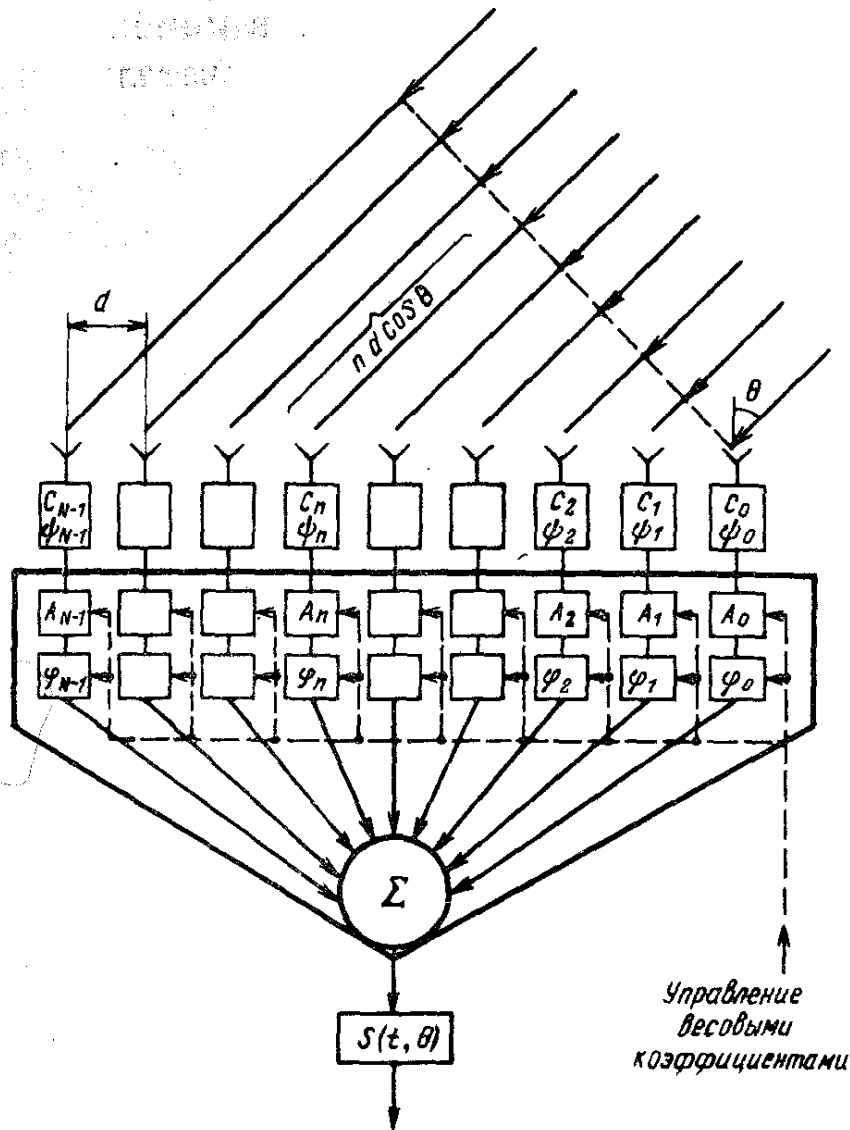


Рис. 22.3. Линейная решетка из излучателей

В АЦП это колебание преобразуется в последовательность дискретных и квантованных выборок, следующих через $\Delta t = T/2 = \pi/\omega$ и появляющихся в моменты времени* $t_0, t_1, t_2, \dots, t_{m-1}, t_m, t_{m+1}, \dots$ (см. рис. 22.2). Чтобы представить эту последовательность в аналитической форме воспользуемся принятым в цифровой технике понятием единичного импульса:

$$\delta(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } t = 0, \\ 0 & \text{при } t \neq 0. \end{cases}$$

Теперь любая (например m -я) выборка нашей последовательности может быть представлена в виде произведения этого импульса, смещенного во времени на $m \cdot \Delta t$:

$$\delta(t - m\Delta t) = \begin{cases} 1 & \text{при } t = m\Delta t, \\ 0 & \text{при } t \neq m\Delta t \end{cases}$$

* В дискретной технике первому элементу последовательности принято присваивать нулевой номер. Будем придерживаться этого правила.

на дискретизируемую функцию $\dot{u}_n(t)$ в момент времени $m\Delta t$: $\dot{u}_n(m\Delta t)\delta(t - m\Delta t)$. Тогда вся последовательность выборок в n -м канале решетки примет вид:

$$\begin{aligned}\dot{u}_n(t) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{u}_n(m\Delta t)\delta(t - m\Delta t) = \\ &= C_n e^{-i\psi_n} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{i\omega m\Delta t} \delta(t - m\Delta t).\end{aligned}$$

Поскольку сигнал обычно имеет конечную длительность во времени ΔT , то число временных отсчетов будет конечно и равно $M = \Delta T / \Delta t$. Поэтому в дальнейшем сумму выборок будем брать в пределах от $m=0$ до $m=M-1$.

Выборки всех N каналов, принятые в один и тот же момент времени, складываются в СФДН. Результирующий суммарный сигнал можно представить в следующем виде:

$$\dot{s}(t) = \sum_{n=0}^{N-1} C_n e^{-i\psi_n} \sum_{m=0}^{M-1} e^{i\omega m\Delta t} \delta(t - m\Delta t). \quad (22.2)$$

Первая сумма в этом выражении описывает структуру сигнала (см. рис. 22.2) вдоль оси «пространство», вторая сумма — вдоль оси «время». Для упрощения записей вторую сумму в (22.2) в дальнейшем будем обозначать через $F_t(m)$.

Сигнал $\dot{s}(t)$ является функцией не только времени, но и угла θ , поскольку величины C_n и ψ_n зависят от этого угла.

Амплитуда C_n зависит от угла θ , так как ДН реального излучателя решетки $F_n(\theta)$ всегда обладает направленностью и под разными углами θ будет иметь разный уровень. Следовательно, $C_n = C_n(\theta)$. Учитывая, что ДН излучателей решетки на практике обычно бывают одинаковыми и достаточно равномерными в пределах сектора обзора решетки, примем: $F_n(\theta) = 1$. Тогда $C_n = \text{const}$.

Величина ψ_n является разностью фаз между колебаниями, возбуждаемыми в первом и n -м излучателях решетки и зависит от разницы расстояний, которые пробегает до этих излучателей волна, падающая на решетку. Из рис. 22.3 видно, что эта разница равна $nd \cos \theta$. Чтобы представить ее в виде разности фаз, умножим полученную величину на волновое число $k = 2\pi/\lambda$. Тогда $\psi_n = nk d \cos \theta$.

$$\text{Теперь (22.2) примет вид} \quad \dot{s}(t, \theta) = F_t(m) \sum_{n=0}^{N-1} C_n e^{-ink d \cos \theta}.$$

Для управления формой и положением ДН ЦАР в каждый канал СФДН вводятся в виде дополнительного цифрового кода

весовые коэффициенты: амплитудные A_n и фазовые φ_n (см. рис. 22.3). Запишем (22.2) с учетом этих коэффициентов:

$$\dot{s}(t, \theta) = \dot{F}_t(m) \sum_{n=0}^{N-1} (A_n + C_n) e^{-l(n\kappa d \cos \theta + \varphi_n)}. \quad (22.3)$$

Сумма в (22.3) является комплексной ДН ЦАР $\dot{F}(\theta)$ и множителем рассматриваемой решетки. В практически важном случае, когда $A_n + C_n = 1$, а $\varphi_n = \varphi$ сумма в (22.3) представляет собой N членов геометрической прогрессии. Ее решение приводит к известному выражению для нормированного множителя решетки [22.3]:

$$\dot{F}_\Sigma(\theta) = \frac{\sin(N/2)(\kappa d \cos \theta - \varphi)}{N \sin(\kappa d \cos \theta - \varphi)/2}.$$

Функция $\dot{F}(\theta)$ в отличие от аналогичных функций, описывающих ДН непрерывной антенны, является периодической с бесконечными пределами. Ее период равен $2\pi N$. Причина периодичности $\dot{F}(\theta)$ — дискретизация пространственной волны, выполняемая решеткой [22.2]. Конечно, в область видимых углов θ попадает только небольшой участок этой периодической функции. Так, при $d = \lambda/2$ этот участок состоит из одного периода ДН, с одним главным лепестком (один луч).

Теперь, чтобы выполнить в СФДН цифровое формирование ДН ЦАР, необходимо произвести дискретизацию ДН решетки $\dot{F}(\theta)$. Рассмотрим этот процесс. Для простоты примем, что весовые коэффициенты в решетку не введены ($A_n = 0$ и $\varphi_n = 0$) и в области видимых углов решетки находится один луч ($d = \lambda/2$). Тогда показатель степени экспоненты в (22.3) будет равен $n\pi \cos \theta$.

Область видимых углов θ лежит в пределах от 0 до 180° ; $\cos \theta$ в этой области меняется от $+1$ до -1 и общий диапазон его изменений равен двум. Разобьем область видимых углов θ на N дискретных секторов. Можно в качестве дискрета взять $\Delta\theta$. Но следует учесть, что в показатель степени экспоненты входит $\cos \theta$ и ширина дискретного сектора $\Delta\theta$ будет увеличиваться по мере удаления от нормали. Чтобы избежать нелинейности и сохранить ширину дискретного сектора одинаковой во всей области видимых углов, следует взять в качестве дискрета величину $\Delta \cos \theta$. Тогда $\cos \theta = \Delta \cos \theta \cdot k$, где k меняется от 0 до $N-1$. Поскольку общий диапазон изменений $\cos \theta$ равен двум, то $\Delta \cos \theta = 2/N$, а $\cos \theta = 2k/N$. Тогда показатель степени экспоненты в (22.3) можно записать: $n\pi \cos \theta = 2\pi nk/N$.

Теперь (22.2) примет вид: $\dot{s}(t, \theta) = \dot{F}_t(m) \sum_{n=0}^{N-1} C_n e^{\frac{2\pi}{N} nk}$. Сумма в этом выражении является дискретной ДН ЦАР. Обозначим ее через $\dot{F}_\theta(k)$. Выходной сигнал ЦАР в этом случае можно окон-

чательно записать в виде:

$$s(t, \theta) = F_t(m) F_\theta(k). \quad (22.4)$$

Этот сигнал представляет собой последовательность m временных выборок из гармонического колебания с частотой $\omega = 2\pi/T$, следующих с интервалом $\Delta t = T/2$. Такая последовательность формируется в каждом из N каналов решетки. За время интервала Δt СФДН производит суммирование выборок, одновременно пришедших в N каналов, и формирует ДН ЦАР, состоящую из k пространственных (угловых) выборок. Очевидно, что частота сигнала ω определяет быстродействие вычислителя СФДН.

Выражение (22.4) является исходным для формирования алгоритма пространственной обработки сигнала в ЦАР. Однако при его выводе были приняты определенные допущения. Рассмотрим два наиболее важных из них.

В рассмотренном выше случае принимаемый решеткой сигнал являлся монохроматическим. В реальных системах для передачи информации монохроматическая несущая модулируется по амплитуде и (или) фазе. Сигнал при этом занимает на оси частот некоторую полосу. В нашем случае это означает, что колебание, возбуждаемое в n -м излучателе ЦАР падающей волной (22.1), примет вид $u_n(t) = C_n(t) e^{i[\omega t + \psi(t)]}$, а первая сумма в правой части (22.2) станет зависимей от времени. Тогда зависимой от времени станет и ДН ЦАР, превратившись из привычной, статической $F(\theta)$ в динамическую $F(\theta, t)$, форма и положение которой меняются во времени. Подробно эта особенность ДН антенных решеток рассмотрена в [22.4]. Там показано, что влиянием ширины полосы сигнала на изменения ДН во времени можно пренебречь, если выполняется условие $\theta_{0,5} \leq \Omega \operatorname{tg} \theta_{\text{гл}}$, где $\theta_{0,5}$ — ширина луча с учетом его отклонения от нормали, град.; Ω — относительная ширина полосы сигнала, %; $\theta_{\text{гл}}$ — направление главного максимума ДН относительно нормали к раскрытию, град. В большинстве современных радиосистем, использующих АР, это условие выполняется. Поэтому в настоящей главе допустим, что выражение для ДН в (22.5) справедливо не только для монохроматических, но и для модулированных сигналов, имеющих конечную ширину полосы. Однако при проектировании реальных систем необходимо оценивать правильность такого допущения с учетом полосы сигнала и параметров АР.

Другим допущением является отсутствие в (22.4) шумовой компоненты, которая физически всегда присутствует в трактах систем и определяет статистический характер принятого сигнала. Эта компонента в ЦАР состоит из двух частей: временного шума, основным источником которого являются входные каскады приемного устройства и АЦМ* и «пространственного шума»,

* Шум квантования является одной из составляющих временного шума.

который проявляется в виде случайного отклонения амплитуд и фаз сигналов между каналами решетки от заданного закона и вызывается разбросом комплексных коэффициентов передачи трактов, состоящих из АЦМ и излучателей.

22.2. СОСТАВ И ОСНОВНЫЕ ФУНКЦИИ ЦАР

Рассмотрим более подробно состав ЦАР. Решетка излучателей принципиально не отличается от аналогичной решетки для ФАР. Из (22.3) видно, что ДН решетки $F(\theta)$ при заданной λ зависит от A_n , φ_n , d и N . Эти параметры в ЦАР обеспечиваются ее различными составными частями. Параметры A_n и φ_n , определяющие форму и положение ДН, рассчитываются в СФДН в процессе формирования ДН или хранятся в ее памяти в виде цифровых коэффициентов и добавляются к цифровому коду принятого сигнала на выходе каждого АЦМ. В результате при проектировании собственно решетки излучателей необходимо определить только величины N и d , которые обычно выбираются так, чтобы был обеспечен заданный сектор обзора пространства и в нем не появлялись дифракционные лучи. Эти величины также хранятся в памяти СФДН в качестве констант для расчетов.

Аналого-цифровой модуль является, по существу, приемником, выполняющим операции, необходимые для подготовки сигнала к цифровой обработке. Малошумящий усилитель (МШУ), установленный на входе модуля, повышает уровень сигнала, принятого излучателем решетки, до величины, достаточной для его дискретизации. Однако дискретизация данного сигнала в современных радиолокационных и связных системах встречает определенные трудности. Дело в том, что эти системы обычно работают на частотах, составляющих единицы и десятки гигагерц. Следовательно, и частота дискретизации сигнала должна соответствовать этим значениям. А современные АЦП, выполненные в виде микросхем массового применения, имеют частоты дискретизации, не превышающие единиц и десятков мегагерц (табл. 22.1). Поэтому следом за МШУ в АЦМ вводится смеситель, преобразующий сигнал на промежуточную частоту (ПЧ), достаточную для оцифровки сигнала. Затем сигнал усиливается и с помощью фильтра очищается от дополнительных спектральных составляющих, возникших при преобразовании частоты. Теперь его можно превратить в цифровую последовательность. Однако из-за того, что сигнал на временной оси располагается произвольно относительно моментов выборки, следующих через $\Delta t = T_{min}/2$, найдется не мало таких моментов, когда амплитуды выборок будут малы, как показано на рис. 22.4, или даже равны нулю. Чтобы избежать этого эффекта сигнал делят на две квадратурные составляющие — си-

нусную и косинусную, связанные с исходным сигналом соотношением $A \cos(\omega t + \varphi) = B \cos \omega t + C \sin \omega t$, где $B = \cos \varphi$, $C = A \sin \varphi$, а затем оцифровывают амплитуды каждой из этих составляющих.

Операция разделения на две квадратуры осуществляется

Таблица 22.1

Наименование АЦП	Тип ИС	Число разрядов	Время преобразования, мкс (частота, МГц)	Год начала производства
«Реал-2»	572ПВ2	13—14	—	1988
«Робинзон»	Н572ПВ3	8	15	1988
«Реликвия»	572ПВ4	8×8	32 мкс/кан	1988
«Варса-1»	1107ПВ1	6	0,1 (20)	1986
«Варса-3В»	1107ПВ2	8	0,1 (20)	1987
«Варса-5»	1107ПВ3А, Б	6	0,02	1988
«Веда-1В»	1107ПВ4	8	0,03 (100)	1990
«Рыцарь-2»	1108ПВ1А, Б	10	0,9 (1,5)	1987
«Роль»	1108ПВ2	12	2,0	1989
«Варса-10-2»	М1132ПВ1	10	15...16	1989
«Варса-10-2»	М1132ПВ1	6	0,1 (20)	1988

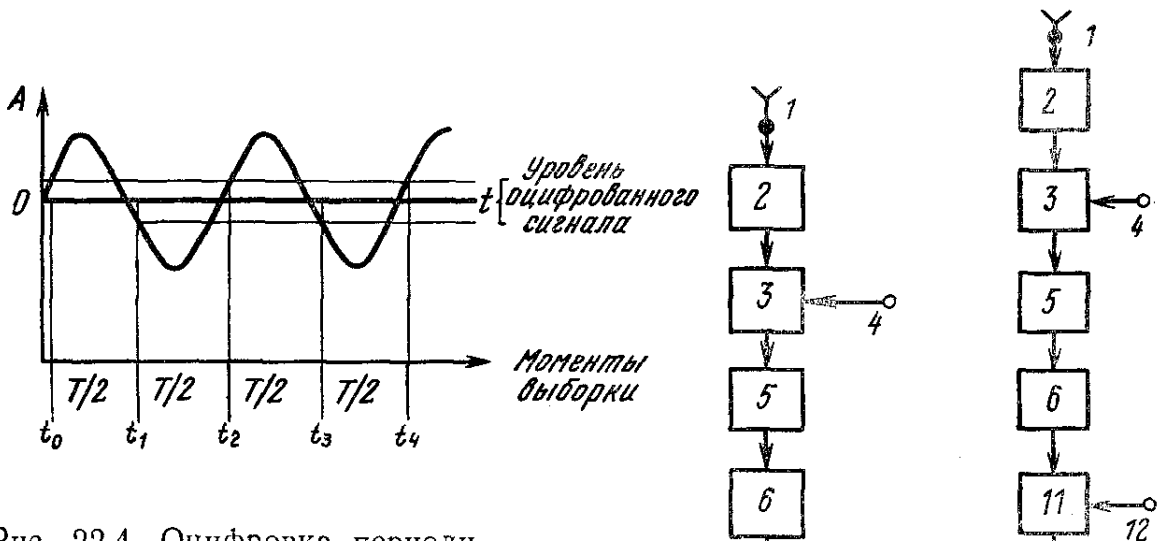


Рис. 22.4. Оцифровка периодического сигнала

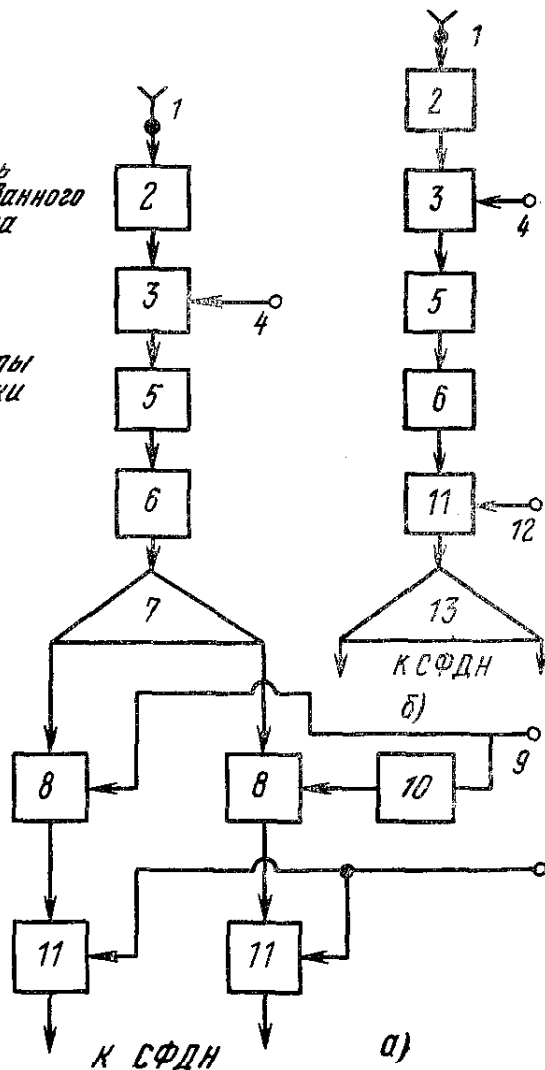


Рис. 22.5. Схема АЦМ:

1 — излучатель; 2 — входной МШУ; 3 — смеситель; 4 — сигнал первого гетеродина; 5 — усилитель ПЧ; 6 — фильтр; 7 — делитель; 8 — синхронный фазовый детектор; 9 — сигнал второго гетеродина; 10 — постоянный фазовращатель на 90°; 11 — АЦП; 12 — сигнал синхронизации; 13 — коммутатор

синхронными фазовыми детекторами, к которым подводятся сигналы второго гетеродина, имеющие частоту, равную частоте основного сигнала, но сдвинутые относительно друг друга по фазе на 90° .

Таким образом, приходим к типичной схеме АЦМ, представленной на рис. 22.5, а.

Если быстродействие АЦП позволяет производить выборки сигнала через четверть периода ПЧ, то АЦМ можно сделать одноканальным (рис. 22.5, б, обозначения аналогичные рис. 22.5, а). Полученные выборки с помощью коммутатора поочередно передаются в синфазный и квадратурный каналы СФДН. В такой схеме модуля исключаются ошибки, вызванные неидентичностью его выходных каналов.

В рассмотренных АЦМ сигнал преобразуется трижды: сначала с СВЧ на ПЧ, затем с ПЧ в видеосигнал и, наконец, из видеосигнала в цифровую форму. С выхода каждого АЦМ на СФДН подаются две числовые последовательности, определяющие амплитуду и фазу колебания, принятого элементарной антенной этого модуля.

Система формирования диаграмм направленности — наиболее сложная и непривычная для специалиста по антенной технике часть ЦАР. Система является специализированной ЭВМ, в которой выполняются операция формирования ДН, перемещения ее в пространстве и изменения ее формы. Напомним, что для выполнения этих операций в других типах антенн с электрическим сканированием луча используются сложные и громоздкие СВЧ устройства. Так, в ФАР для формирования и перемещения луча применяются специальные диаграммообразующие схемы, сотни и тысячи ферритовых или полупроводниковых фазовращателей с разветвленной системой управления. Матрицы Батлера или Бласса, формирующие многолучевые ДН, реализуются с помощью большого числа делителей мощности и фазовращателей с постоянным сдвигом фазы. Линзы Люнеберга, решающие аналогичную задачу, представляют собой сложные диэлектрические или металлопластинчатые электродинамические системы. Для изменения формы ДН, например для формирования провала в направлении на источник мешающего сигнала, в антенную систему вводятся дополнительные апертуры и формируются специальные каналы компенсации. Все эти устройства и системы неизбежно приводят к значительным прямым (омическим) потерям энергии в антенне. По мере усложнения их структур увеличиваются ошибки амплитудного и фазового распределений, что уменьшает КНД в главном луче и тем самым дополнительно ухудшает энергетические характеристики антенны. Растет уровень боковых лепестков ДН.

В СФДН все операции осуществляются программным способом на уровне внутримашинного обмена. Это позволяет без

потерь энергии и при необходимости мгновенно изменять пространственные характеристики антенны, а также формировать такие ДН, реализация которых в традиционных антеннах СВЧ приводит к существенным, а иногда и непреодолимым схемным и конструктивным трудностям.

Система формирования ДН выполняет в ЦАР четыре функции: 1) формирование ДН; 2) перемещение ДН в пространстве; 3) изменение формы ДН; 4) коррекция ДН при отклонении ее формы от заданной.

Формирование ДН. Сумма в (22.3), описывающая ДН решетки, является суммой N членов ряда Фурье в комплексной форме. Известно, что такая сумма имеет наименьшее среднеквадратическое отклонение от аппроксимируемой ею функции (в нашем случае ДН решетки) по сравнению со случаем, когда аппроксимируемая функция представлена бесконечным рядом Фурье. Замена бесконечного ряда на конечную сумму, как показано в [22.2], является допустимой при расчетах ДН решеток, поскольку полученные результаты дают хорошее совпадение с теорией антенн и экспериментом. Наличие в (22.3) конечного числа слагаемых существенно упрощает построение СФДН, так как позволяет уменьшить число операций, выполняемых ЭВМ и повысить ее быстродействие. Таким образом вычисление и формирование ДН в СФДН производятся по правилам преобразования Фурье. Порядок выполнения этих операций в цифровом виде изложен в следующем разделе.

Перемещение ДН в пространстве. Для решения этой задачи цифровой код принятого сигнала в каждом квадратурном канале складывается с цифровым кодом коэффициента, обеспечивающего заданный фазовый сдвиг между каналами ЦАР. Код коэффициентов формируется в СФДН. Там же происходит и сложение кодов.

В зависимости от требований к системе, в которую ЦАР входит в качестве приемной антенны, СФДН может сформировать ДН в любом направлении в пределах рабочего углового сектора решетки. Для обеспечения моноимпульсной работы системы могут быть сформированы пучки диаграмм с разным числом лучей, имеющих различную ширину и различный уровень пересечения. Диаграммами может быть заполнен и весь рабочий сектор.

Обычно увеличение числа лучей, формируемых одной апертурой антенны, приводит к уменьшению КУ в каждом луче. По своему построению ЦАР является активной антенной. Малошумящий усилитель в каждом канале позволяет компенсировать потерю усиления, и поэтому коэффициент усиления каждой ДН ЦАР определяется полной апертурой решетки.

Формирование ДН и перемещение их в пространстве явля-

ются для СФДН однотипными операциями и обычно реализуются в одном процессоре ЭВМ.

Изменение формы ДН. Цифровое управление весовыми коэффициентами в каждом квадратурном канале ЦАР дает возможность формировать ДН необходимой формы. С точки зрения практического использования эта задача является наиболее важной, так как позволяет придать ЦАР качества адаптивной антенны, автоматически подстраивающей форму своей ДН, если изменяется внешняя сигнальная обстановка или состояние самой системы.

В простейшем случае коды специально подобранных амплитудных распределений, хранящиеся в памяти СФДН, позволяют сформировать диаграммы с низким уровнем лепетков в некоторых угловых секторах. Эти коды включаются в тех случаях, когда необходимо снизить уровень сигналов, поступающих из данных секторов. Команда на их включение поступает от аппаратуры обработки сигналов, принятых радиолокационной станцией.

Может быть сформирована и более сложная система управления формой ДН. Так, если по боковому лепестку воздействует сигнал, мешающий приему по главному лучу, то в направлении на источник сигнала формируется дополнительная ДН. С помощью этой диаграммы в данном направлении создается «провал» в основной ДН и таким образом происходит ослабление или устранение мешающего сигнала. Когда мешающих сигналов много, то образуется необходимое число провалов. При изменении положения источников таких сигналов в пространстве, число и направление провалов может меняться. В результате ЦАР становится пространственным фильтром, выделяющим полезный сигнал на фоне мешающих излучений и придающим диаграмме направленности форму, оптимальную для сложившейся ситуации. Теоретические основы пространственной фильтрации сигналов в последние годы активно развиваются [22.5, 22.6] на стыке статистической теории радиолокационного обнаружения сигналов и синтеза антенн с заданными характеристиками.

Коррекция формы ДН при ее отклонении от заданной. По своей реализации эта задача близка к предыдущей. Для ее решения в каналы ЦАР периодически вводится контрольный сигнал. Источник этого сигнала располагается внутри ЦАР или выносится в дальнюю зону. Амплитуда и фаза контрольного сигнала, полученные в каждом канале, сравниваются с эталонами, хранящимися в памяти СФДН, после чего в весовые коэффициенты каждого канала вводятся необходимые поправки. В результате форма и положение ДН ЦАР всегда близки к расчетным. Это значительно повышает точность измерения угловых координат в радиолокаторе, а также позволяет с помощью ЦАР реализовать так называемые многоканальные радиолокационные

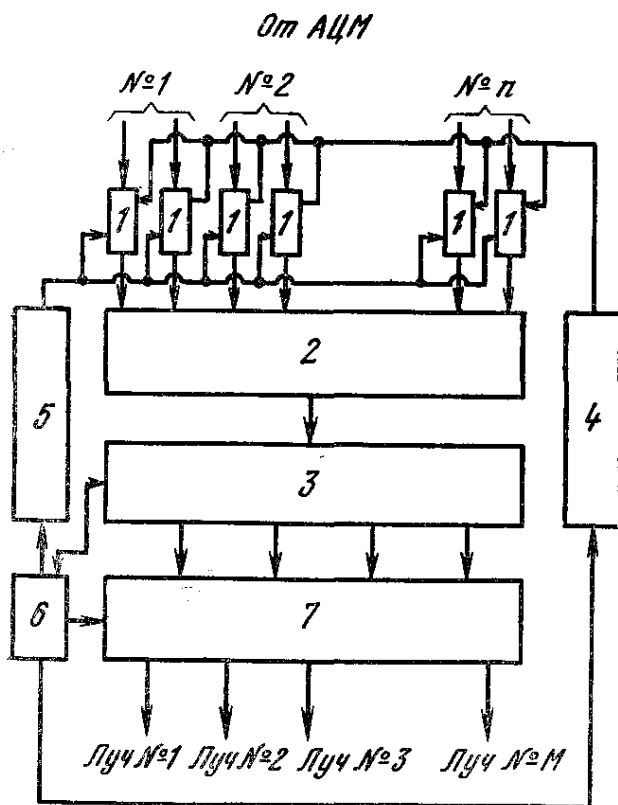


Рис. 22.6. Функциональная схема СФДН

измерители, в которых одновременная обработка сигналов, принятых по нескольким диаграммам, повышает угловую разрешающую способность системы выше рэлеевского предела [22.7]. Система коррекции позволяет обеспечить юстировку ЦАР с учетом перетражений сигнала, возникающих на реальной местности, где установлена РЛС или станция связи. Для этого источник контрольного сигнала необходимо располагать в дальней зоне.

Таким образом, общий алгоритм работы СФДН делится на три составные части: формирование и управление ДН, адаптация ДН, коррекция ДН.

Реализация общего алгоритма показана на функциональной схеме СФДН (рис. 22.6), включающей в себя: устройства управления весовыми коэффициентами каждого АЦМ (1); входное буферное устройство (2); процессор формирования ДН (3); процессор весовых коэффициентов для коррекции ДН (4, 5); управляющее устройство (6); выходное буферное устройство (7). Реальная структура СФДН может отличаться от приведенной схемы. Например, функции устройств 4 и 5 нередко объединяются в одном процессоре. В одном процессоре могут быть объединены и все три части общего алгоритма.

22.3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИСКРЕТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ДН

В разд. 22.1 получено выражение, позволяющее вычислить дискретную ДН ЦАР с помощью дискретного преобразования Фурье (ДПФ) [22.1, 22.8]:

$$\dot{F}_\theta(k) = \sum_{n=0}^{N-1} C_n e^{-i \frac{2\pi}{N} nk}.$$

В цифровой технике принято обозначение $e^{-i \frac{2\pi}{N}} = W_N$. Величина

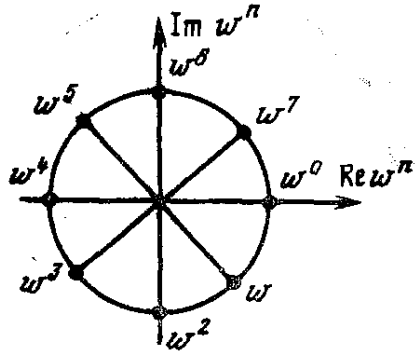
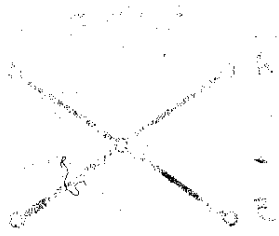


Рис. 22.7. Расположение точек W^n на окружности единичного радиуса

W_N называется поворачивающим множителем. Название понятно из рис. 22.7, где представлена комплексная плоскость, на которой изображена окружность единичного радиуса для $N=8$ и точки $W_N^n = e^{-i\frac{\pi}{4}n}$, находящиеся на этой окружности. Отметим, что точки, расположенные на противоположных концах диаметра, отличаются лишь знаком. Теперь

$$\hat{F}_\theta(k) = \sum_{n=0}^{N-1} C_n W_N^{nk}. \quad (22.5)$$

При $N=2^k$, где k — целое число, вычисление ДПФ удобнее производить методом БПФ, дающим значительную экономию времени при расчетах. В этом случае исходная последовательность из N отсчетов делится на две части по $N/2$ отсчетов, а ее ДПФ выражается через ДПФ обеих частей. Далее каждая последовательность из $N/2$ отсчетов в свою очередь делится на две части по $N/4$ отсчетов, а общее ДПФ вычисляется по ДПФ частей. Продолжая деление числа отсчетов на две части, получим в конечном итоге ДПФ последовательностей из четырех отсчетов через ДПФ последовательностей из двух отсчетов. Таким образом, ДПФ последовательности из N отсчетов можно выразить через ДПФ для двух отсчетов. При этом структура формул остается одинаковой и алгоритм расчета не меняется.

Рассмотрим, как производится разделение N отсчетов на две части по $N/2$ отсчетов. При разделении последних на более мелкие части выполняются аналогичные действия.

Первый способ основан на разделении N отсчетов на группу из $N/2$ четных отсчетов и группу из $N/2$ нечетных отсчетов. Этот способ называется *прореживанием по времени*, хотя в нашем случае он является *прореживанием по раскрытию решетки*. В этом случае коэффициенты C_n первой группы $C_{n1} = C_{2n}$ и коэффициенты C_n второй группы $C_{n2} = C_{2n+1}$ при $n=0, 1, \dots, N/2-1$. Тогда, учитывая, что $W_{N/2} = e^{-i\frac{2\pi}{N} \cdot 2} = W_N^2$, получаем

$$\hat{F}_\theta(k) = \sum_{n=0}^{N/2-1} C_{2n} W_N^{2nk} + \sum_{n=0}^{N/2-1} C_{2n+1} W_N^{(2n+1)k} =$$

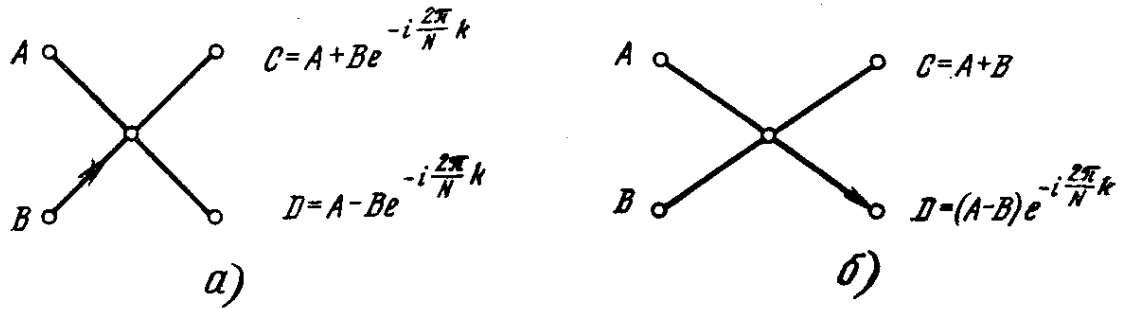


Рис. 22.8. Базовая операция алгоритмов БПФ

$$= \sum_{n=0}^{N/2-1} C_{2n} W_N^{2nk} + W_N^k \sum_{n=0}^{N/2-1} C_{2n+1} W_N^{2nk} = F_{\theta 1}(k) + W_N^k F_{\theta 2}(k).$$

Величина $F_{\theta}(k)$ определена здесь только для значений k от 0 до $N/2-1$. Для нахождения $F_{\theta}(k)$ при k , меняющемся от $N/2$ до $N-1$, используется следующее соотношение:

$$W_N^{k+N/2} = e^{-i \frac{2\pi}{N} (k + \frac{N}{2})} = e^{-i \frac{2\pi}{N} k} e^{-i\pi} = -W_N^k, \text{ так как } e^{-i\pi} = -1.$$

Теперь можно записать:

$$F_{\theta}(k) = \begin{cases} F_{\theta 1}(k) + W_N^k F_{\theta 2}(k) & \text{при } 0 \leq k < N/2 - 1; \\ F_{\theta 1}(k) - W_N^k F_{\theta 2}(k) & \text{при } N/2 \leq k < N - 1. \end{cases}$$

Базовая операция алгоритма БПФ для реализации прореживания по времени представлена в виде графа на рис. 22.8, а.

Второй способ основан на разделении N отсчетов на две группы: от 0 до $N/2-1$ и от $N/2$ до $N-1$. Данный способ называется *прореживанием по частоте*, хотя его лучше назвать *прореживанием по диаграмме направленности*. В этом случае

$$\left. \begin{aligned} C_{n1} &= C_n \\ C_{n2} &= C_{n+N/2} \end{aligned} \right\} \text{при } n=0, 1, \dots, N/2-1.$$

$$\begin{aligned} \text{Тогда } F_{\theta}(k) &= \sum_{n=0}^{N/2-1} C_n W_N^{kn} + \sum_{n=N/2}^{N-1} C_n W_N^{kn} = \sum_{n=0}^{N/2-1} C_{n1} W_N^{kn} + \\ &+ \sum_{n=0}^{N/2-1} C_{n2} W_N^{k(n+N/2)}. \end{aligned}$$

Рассмотрим $F_{\theta}(k)$ отдельно для четных k и нечетных k , обозначив их соответственно $2k$ и $2k+1$ (это и есть прореживание по ДН). Теперь можно записать:

$$F_{\theta}(2k) = \sum_{n=0}^{N/2-1} C_{n1} W_N^{2nk} + \sum_{n=N/2}^{N-1} C_{n2} W_N^{2k(n+N/2)}.$$

Учитывая, что $W_N^{Nn} = 1$, получим:

$$F_{\theta}(2k) = \sum_{n=0}^{N/2-1} (C_{n1} + C_{n2}) W_N^{2nk}.$$

В свою очередь:

$$F_{\theta}(2k+1) = \sum_{n=0}^{N/2-1} C_{n1} W_N^{n(2k+1)} + \sum_{n=0}^{N/2-1} C_{n2} W_N^{(2k+1)(n+N/2)}.$$

Учитывая, что $W_N^{N/2(2k+1)} = -1$, получим

$$F_{\theta}(2k+1) = \sum_{n=0}^{N/2-1} (C_{n1} - C_{n2}) W_N^n W_N^{2nk}.$$

Базовая операция алгоритма БПФ для реализации прореживания по частоте представлена в виде графа на рис. 22.8, б.

Промышленностью выпускается серийно интегральная микросхема, выполняющая четырехточечное БПФ, которое является базовой операцией. Схему называют «бабочкой», она позволяет изготавливать спецпроцессоры БПФ для сигналов с произвольным N .

Функциональная схема «бабочки» и ее условное обозначение показаны на рис. 22.9. Если на ее вход поступают комплексные

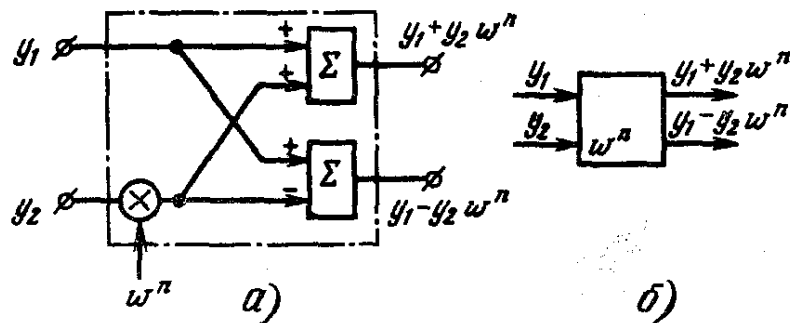


Рис. 22.9. Функциональная схема четырехточечного БПФ — «бабочка» (а) и ее условное обозначение (б)

«числа» y_1 и y_2 , то на выходе формируются «числа» $y_1 + y_2 W^n$ и $y_1 - y_2 W^n$. Поскольку комплексные величины описываются парой чисел (реальные и мнимые части), то практически «бабочка» имеет четыре входа и четыре выхода (рис. 22.10).

На рис. 22.11 приведена схема восьмиточечного процессора БПФ, реализованного с помощью «бабочки».

Алгоритм вычислений ясен из рис. 22.11. Видно, что вся операция предусматривает последовательное выполнение трех этапов. В общем случае для N -точечного БПФ нужно $\log_2 N$

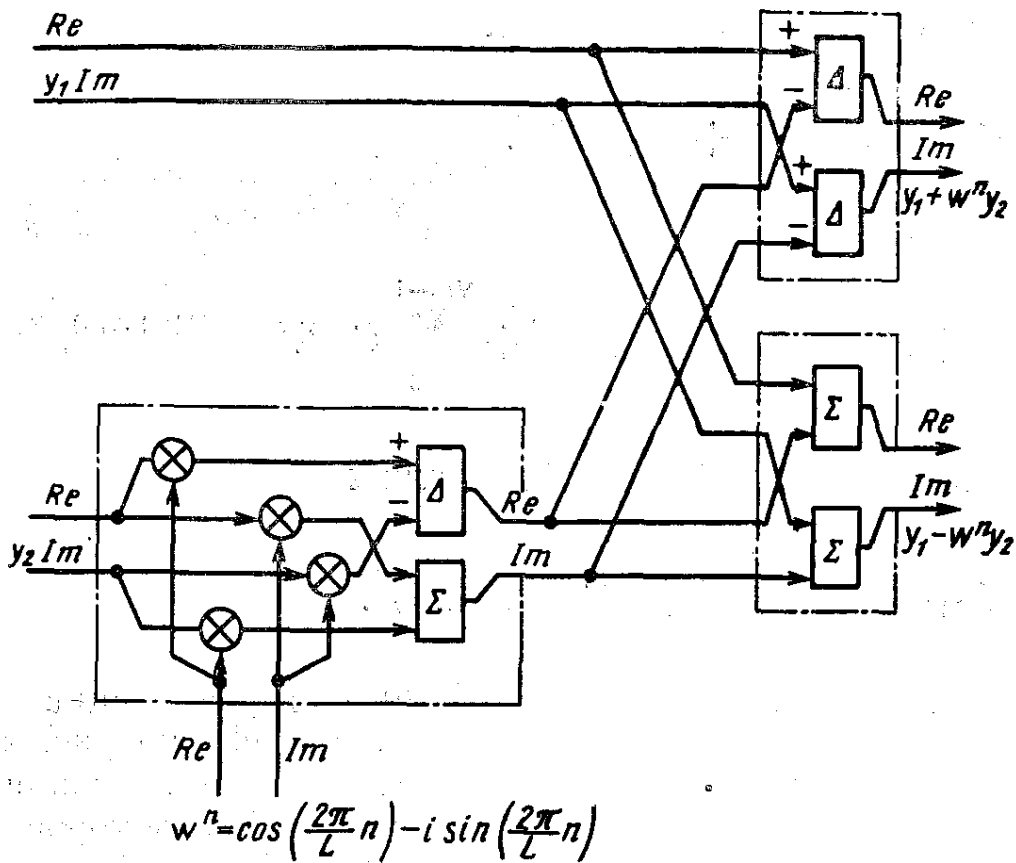


Рис. 22.10. Функциональная схема БПФ, предназначенная для обработки комплексных чисел

этапов. На каждом этапе в общем случае выполняется $N/2$ операции умножения. Таким образом алгоритм БПФ предусматривает всего $(N/2) \log_2 N$ операций умножения.

Общий алгоритм ДПФ (22.5) имеет N^2 операций умножения, поэтому БПФ по сравнению с ДПФ по операциям умножения дает выигрыш в $2N/\log_2 N$ раз (для восьмиточечного преобразования Фурье — примерно в 5 раз).

Некоторые структуры алгоритмов БПФ приведены на рис. 22.12, где нумерация регистров оперативного запоминающего устройства (ОЗУ) подразумевается сверху вниз и на рисунках не указана. Слева отмечены номера элементов преобразуемой

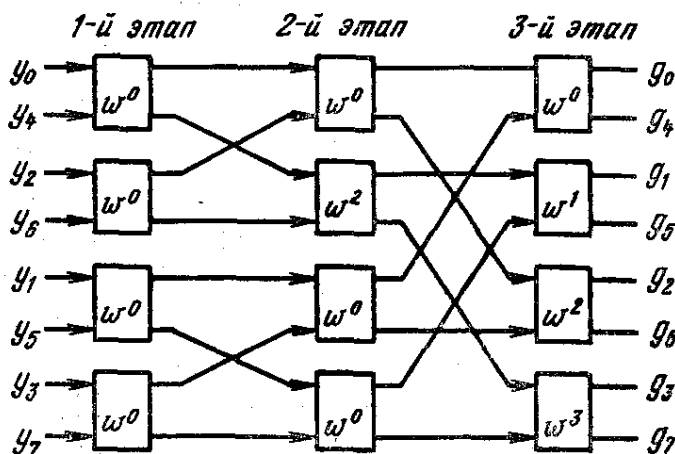


Рис. 22.11. Схема восьмиточечного процессора БПФ на базе «бабочки»

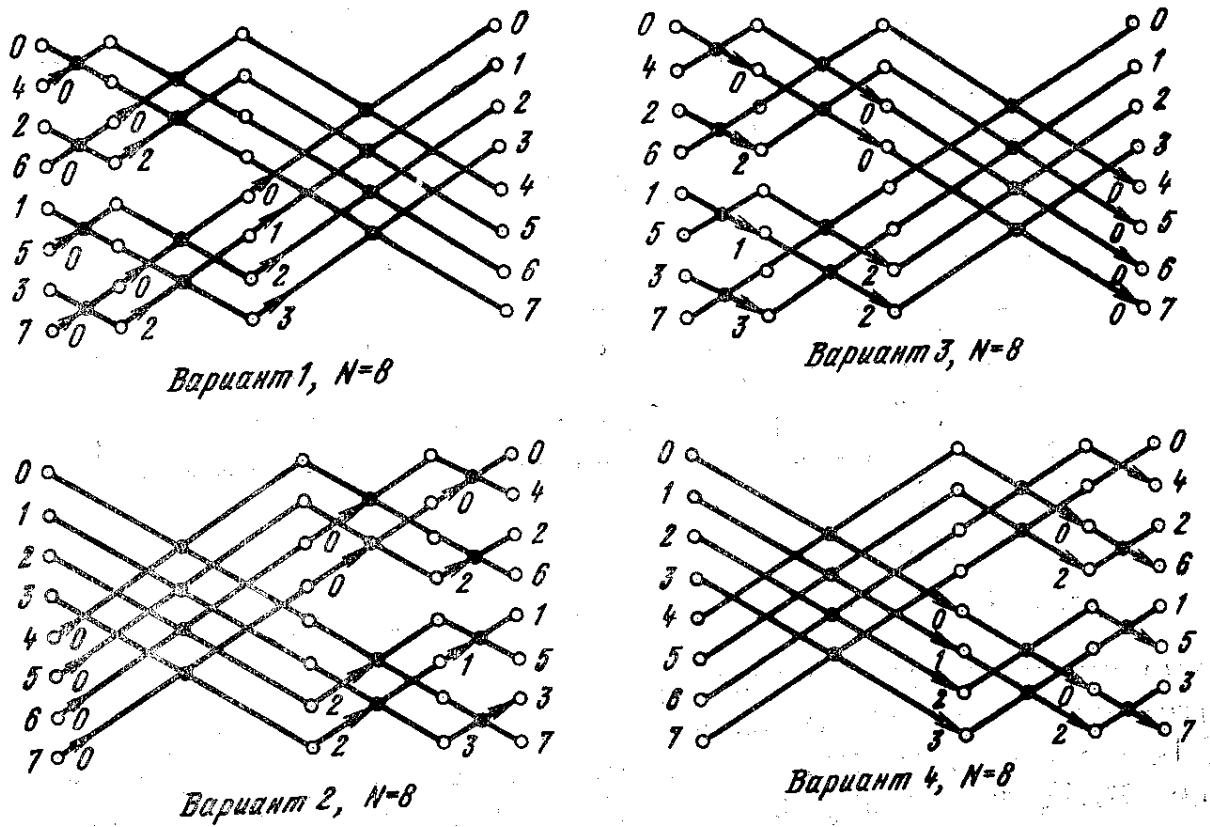


Рис. 22.12. Структуры алгоритмов БПФ

последовательности, справа — номера элементов результатов преобразования. Индексы 0, 1, 2, 3 под стрелками обозначают умножение соответствующей переменной на поворачивающий множитель $e^{-j\pi kh/N}$.

22.4. СХЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ДН В ЦАР

Алгоритм формирования ДН и архитектура процессора, реализующего этот алгоритм, зависят от ряда факторов. Число модулей в решетке и полоса частот сигнала, с которой связана частота выборки, определяют скорость ввода данных в процессор, а количество лучей на выходе ЦАР и полоса частот сигнала — скорость вывода данных. Динамический диапазон сигнала определяет длину числовой последовательности (слова) на входе СФДН.

Если число модулей невелико, а сигнал узкополосный, то можно использовать последовательную схему, показанную на рис. 22.13. В этой схеме данные от всех модулей по каналу временным уплотнением передаются в процессор формирования ДН и обрабатываются последовательно. Весовые коэффициенты, определяющие положение луча, хранятся в ЗУ процессора. Число модулей, обслуживаемых таким процессором определяется отношением интервала выдачи данных с каждого модуля к времени выполнения одной элементарной операции дискретного преобразования Фурье — комплексного умножения и сложения. Если быстродействие процессора недостаточно дл

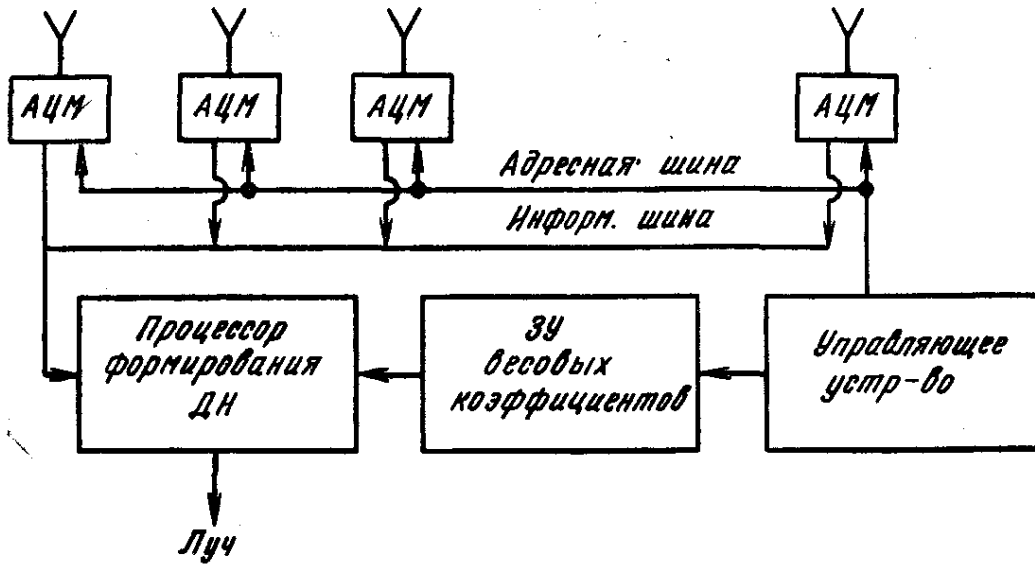


Рис. 22.13. Последовательная схема формирования ДН

обслуживания всех модулей решетки, то используется последовательно-параллельная схема (рис. 22.14). Схемы рис. 22.13 и 22.14 по своим возможностям близки к однолучевым аналоговым ФАР, поскольку в каждый момент времени они формируют один луч.

Если число модулей в ЦАР велико а, сигнал широкополосен, то применяются параллельные схемы, в которых используется принцип: «один процессор на один модуль и один луч».

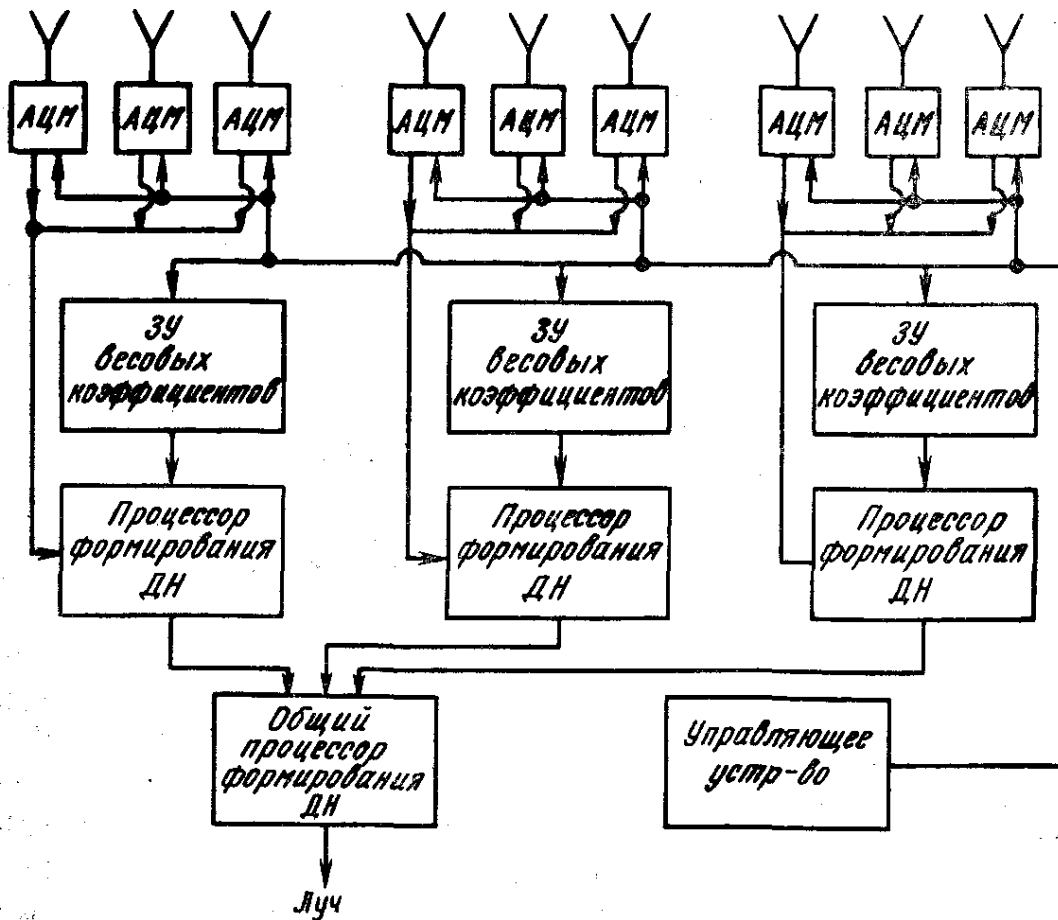


Рис. 22.14. Последовательно-параллельная схема формирования ДН

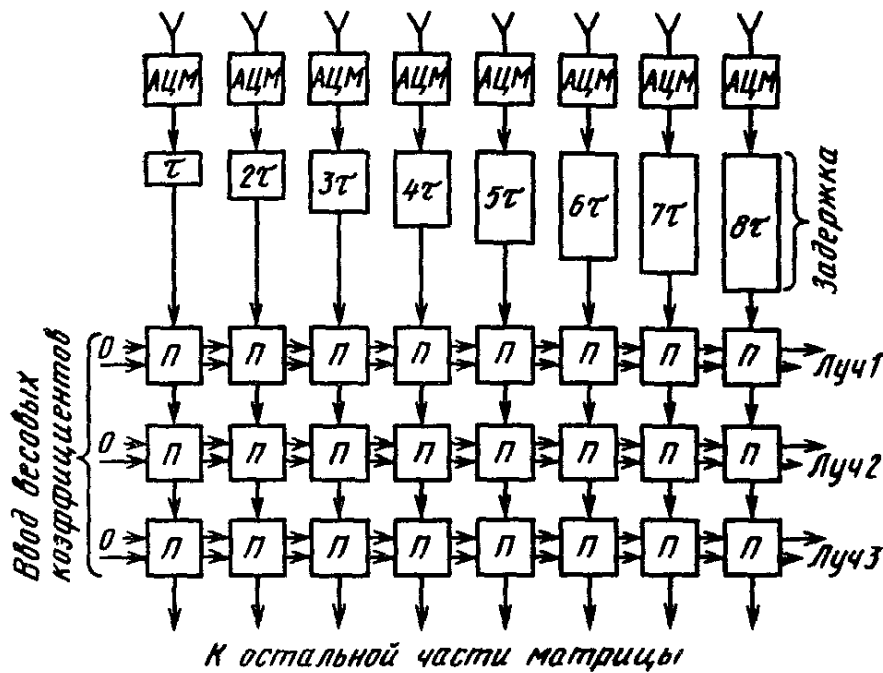


Рис. 22.15. Параллельная схема формирования ДН

Удобную структуру подобного типа для независимого формирования лучей с помощью ДПФ представляет собой, так называемая, систолическая матрица (рис. 22.15), в которой множество одинаковых процессоров связано между собой, с общим ЗУ, где хранятся весовые коэффициенты, и с управляющим устройством. Все процессоры одновременно выполняют одну и ту же команду над разными данными. Данные от модулей подаются с нарастающей задержкой, чтобы скомпенсировать задержки горизонтальной магистрали. Систолическая матрица позволяет формировать многолучевую ДН и независимо управлять относительно небольшим числом лучей.

При увеличении числа лучей, числа модулей в решетке и ширины полосы сигнала реализация алгоритма ДПФ встречает значительные трудности.

Для антенны обычной обзорной РЛС быстродействие процессора приближается к триллиону операций в секунду. Реализация такого быстродействия на известной микропроцессорной технике пока является

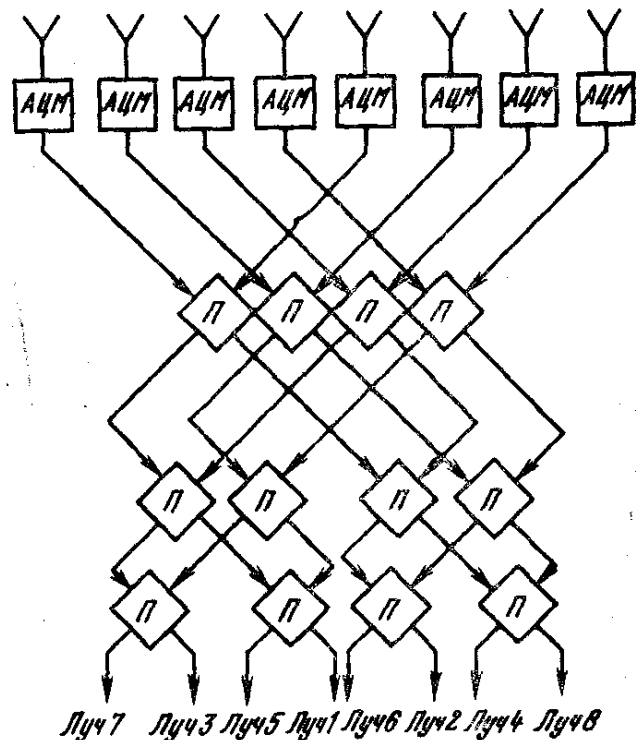


Рис. 22.16. Схема формирования ДН с помощью процессора БПФ

проблематичной. Число операций может быть существенно сокращено при переходе к алгоритму БПФ. Процессор, реализующий этот алгоритм (рис. 22.16), производит частичное поэтапное умножение данных и перекрестное сложение пар сигналов до тех пор, пока на выходе не образуется полный набор всех ДН. Аналогом такого процессора является матрица Батлера. Раздельное управление диаграммами, а также их адаптация и коррекция в этом случае невозможны. Применение алгоритма БПФ требует также существенного увеличения памяти ЗУ.

Указанные особенности алгоритмов ДПФ и БПФ необходимо учитывать при выборе способа формирования ДН, чтобы минимизировать объем аппаратуры СФДН.

Алгоритмы адаптации и коррекции не требуют такого быстрого действия, как алгоритм формирования ДН, поскольку и адаптация и коррекция ДН могут осуществляться с темпом существенно более низким, чем формирование ДН.

22.5. ДОСТОИНСТВА И НЕДОСТАТКИ ЦАР

Использование ЦАР в радиолокационных и связных системах повышает их информационные возможности и улучшает ряд характеристик. К основным достоинствам ЦАР относятся:

формирование в пространстве большого числа ДН и оперативное изменение их характеристик;

цифровая коррекция коэффициентов передачи трактов, позволяющая обеспечить стабильность параметров ДН при относительно нестабильных элементах тракта;

использование узкополосных сигналов, снижающих требования к трактам и АЦП, обеспечение высокого углового разрешения объектов (стабильность ДН) и подавления мешающих сигналов («провалы» в ДН);

Основным недостатком ЦАР является сложность системы, состоящей из десятков или сотен АЦМ и многопроцессорного вычислительного комплекса, к которому предъявляются очень высокие требования по быстродействию. Большой проблемой является разводка по апертуре решетки сигналов гетеродинов и синхронизации при весьма жестких требованиях к одновременности их прихода ко всем модулям ЦАР. К недостаткам ЦАР следует также отнести дополнительные шумы, вызванные дискретностью квантования сигнала и весовых коэффициентов.

22.6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЦАР

Для экспериментальной проверки алгоритмов формирования, адаптации и коррекции ДН, а также для отработки схемотехнических решений по построению АЦМ разработан и испытан ряд макетов ЦАР. В одной из первых

публикаций [22.9] описана решетка, в которой 768 излучателей разделены на 48 подрешеток по 16 излучателей в каждой. Сигнал оцифровывается на выходе каждой подрешетки с частотой 2 МГц. На выходе решетки формируются шесть независимо управляемых лучей. В качестве СФДН использована настольная ЭВМ. На макете проверены алгоритмы адаптации ДН с чебышевским распределением, обеспечивающие различные уровни бокового излучения, а также алгоритмы коррекции ДН.

Наиболее полное исследование ЦАР проведено на специально разработанном стенде [22.10], представляющем собой решетку из 32 излучателей. Модуль, установленный в каждом канале, преобразует принятые сигналы в две квадратуры с частотой 300 Гц. Процессор формирования ДН построен по последовательно-параллельной схеме: каждые восемь каналов обслуживаются отдельным процессором с ЗУ весовых коэффициентов, а выходные сигналы этих процессоров складываются в общем сумматоре. Подробно рассмотрены методы настройки АЦМ и ЦАР в целом, описаны алгоритмы коррекции ДН. На стенде получены диаграммы с требуемым уровнем боковых лепестков и провалами в заданном направлении.

Цифровые методы формирования ДН разработаны около 20 лет назад. Однако создание образцов РЛС с ЦАР до настоящего времени сдерживается сложностью и большим объемом аппаратуры, который необходим для реализации полноразмерных антенн. Поэтому дальнейшее развитие техники решеток с цифровой обработкой зависит, в первую очередь, от прогресса технологии в трех областях: интегральных схем СВЧ диапазона, АЦП и вычислительных средств с высоким быстродействием. В первой области наибольших достижений следует ожидать в создании монокристаллических арсенид-галлиевых ИС, включающих в себя малошумящие усилители, смесители и другие элементы, выполненные на полевых транзисторах [22.11]. Такие ИС позволят на порядок сократить размеры приборов по сравнению с кремниевой технологией, повысить быстродействие, надежность, стойкость к внешним воздействиям. В настоящее время на основе арсенид-галлиевых ИС ведется создание приемных модулей, по своему составу близких к АЦМ.

В области создания АЦП в последние годы ведется активный поиск новых схемных решений, позволяющих повысить быстродействие преобразователей и точность кодирования [22.12, 22.13]. Созданы образцы АЦП на 8—10 разрядов в виде монокристаллических ИС, идущих на замену АЦП, выполненных по гибридной технологии. Для повышения быстродействия АЦП используются приборы с зарядовой связью (ПЗС). По этой технологии созданы АЦП на 10—12 разрядов. С другой стороны, переход к оцифровке сигнала на промежуточной частоте позволяет упростить модуль. Квадратурные составляющие сигнала в этом случае формируются с помощью преобразования Гильберта. Делаются попытки осуществить квантование сигнала и непосредственно на несущей частоте. Реализация этого метода приведет к существенному упрощению приемных модулей.

Повышение быстродействия вычислительных средств, входящих в состав СФДН, достигается за счет разработки и применения сверхскоростных интегральных схем, а также методов конвейерной обработки данных, при использовании которых процессор получает возможность обработки нескольких операций одновременно.

Успешное выполнение работ в каждой из указанных выше областей позволит приступить к внедрению ЦАР в РЛС следующего поколения.

11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100

101
102
103
104
105
106
107
108
109
110
111
112
113
114
115
116
117
118
119
120
121
122
123
124
125
126
127
128
129
130
131
132
133
134
135
136
137
138
139
140
141
142
143
144
145
146
147
148
149
150
151
152
153
154
155
156
157
158
159
160
161
162
163
164
165
166
167
168
169
170
171
172
173
174
175
176
177
178
179
180
181
182
183
184
185
186
187
188
189
190
191
192
193
194
195
196
197
198
199
200

Раздел IV. АКТИВНЫЕ ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Глава 23. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПЕРЕДАЮЩИХ АКТИВНЫХ ФАР

23.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Активная ФАР — многоэлементная сканирующая антенна, в тракт каждого излучателя которой (или группы излучателей) включены активные элементы: усилитель, синхронизируемый генератор, преобразователь частоты на активном приборе [1.2].

Антенное полотно (рис. 23.1, а) состоит из однотипных слаботонаправленных излучателей (вibratorных, щелевых, рупорных,

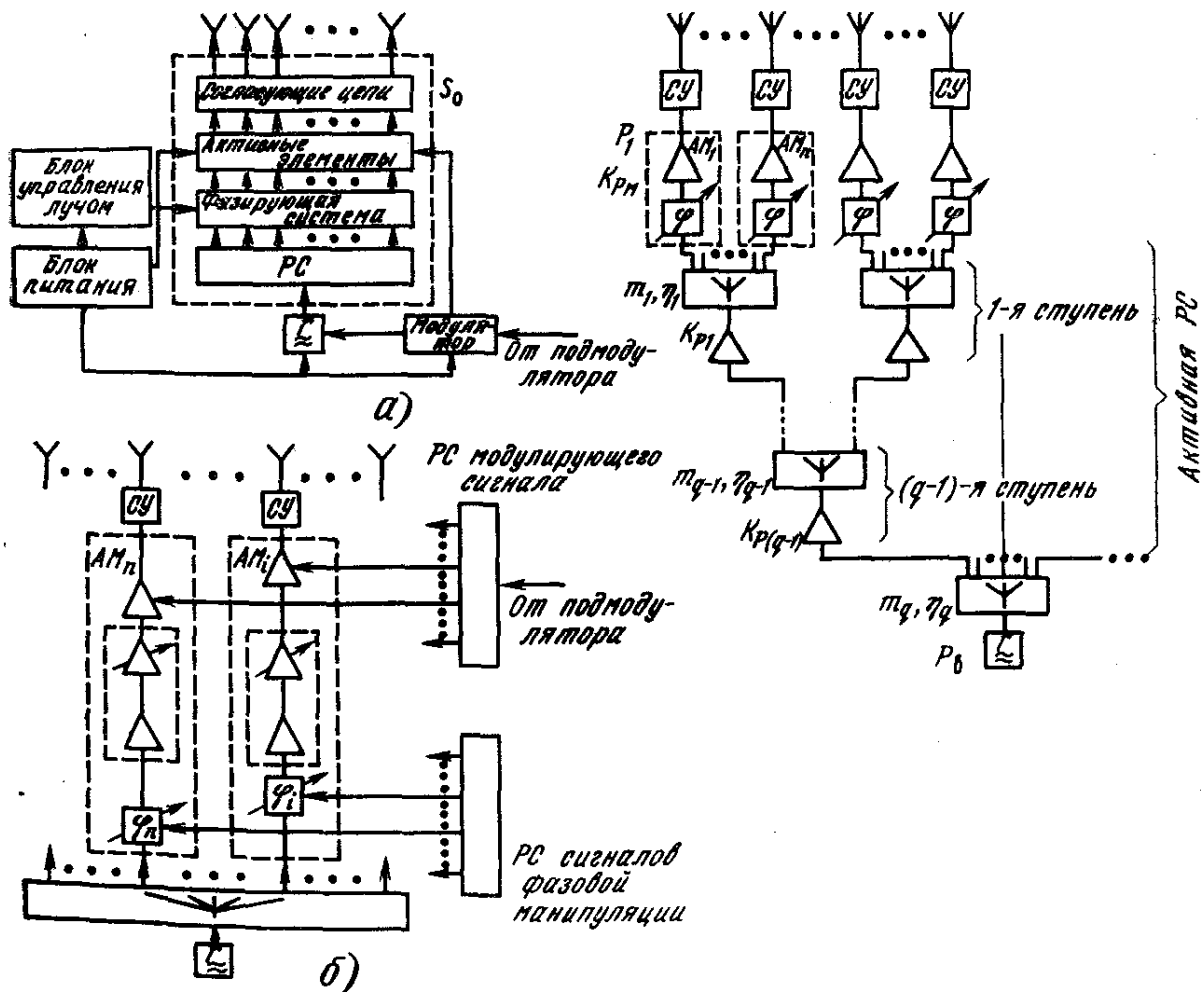


Рис. 23.1. Активные ФАР

Рис. 23.2. Структурная схема АФАР с активной РС

волноводных, спиральных и др.). Требуемый уровень излучаемой мощности и необходимое АФР сигналов, определяющее форму ДН, обеспечиваются диаграммоформирующей схемой S_0 (см. рис. 23.1, а), которая преобразует сигнал возбуждателя Г в совокупность сигналов, поступающих на входы излучателей.

Диаграммоформирующая схема S_0 АФАР состоит из активных элементов, фазирующей и распределительной систем. Элементы S_0 , относящиеся к каналу одного излучателя (или группы), часто конструктивно оформляют в виде единого модуля. В состав модуля могут входить излучатель с согласующими и развязывающими цепями (согласованный излучатель), активные элементы и фазовращатель. Если излучатели АР оформлены в виде самостоятельного узла, они не входят в состав модуля.

Активная часть модуля, или *активный модуль* (АМ), — это цепочка активных элементов. Ими могут быть: усилительные, усилительно-умножительные каскады, синхронизируемые автогенераторы и преобразователи частоты на активных приборах. Модули, выполненные на электровакуумных и твердотельных приборах, располагают непосредственно у излучателя, чтобы исключить необходимость использования ВЧ фидерного тракта на высоком уровне мощности и тем самым существенно уменьшить ВЧ потери. Принципиальные схемы активной части модулей зависят от диапазона частот, уровня мощности, режима работы и других данных. Стабильность амплитудных и фазовых характеристик АФАР обеспечивается высокостабильными элементами, цепями автоматической подстройки фазы и коэффициента усиления каждого модуля или схемотехническими решениями.

Фазирующая система формирует необходимое фазовое распределение возбуждающих сигналов. Обычно она состоит из набора управляемых фазовращателей или линий задержки, которые обеспечивают управление положением ДН.

Распределительная система строится на основе делителей мощности, конкретное выполнение которых зависит от диапазона частот, уровня передаваемой мощности, назначения радиосистемы. Излучаемые АФАР сигналы могут модулироваться в возбуждателях или элементах АМ.

Наряду с перечисленными узлами в состав АФАР входят блоки управления лучом, формой ДН, питания, функционального контроля и ряд других. В основу построения АФАР положено три фактора: место расположения фазовращателей в канале каждого излучателя, число распределительных систем и наличие в АМ каскадов преобразования (умножения) частоты.

В передающей АФАР, построенной по распространенной схеме (рис. 23.1, б), для уменьшения потерь в тракте питания управляемые фазовращатели φ_i включены в цепи с низким уровнем ВЧ мощности. Для уменьшения потерь на отражение от излучателей в режиме сканирования (или изменения формы

ДН) и обеспечения устойчивого режима работы на выходах АМ установлены согласующие устройства (СУ), которыми могут служить трансформаторы сопротивлений и реактивные шлейфы. Для развязки АМ и излучателей могут устанавливаться невзаимные устройства — вентили или циркуляторы.

Распределительная система АФАР бывает пассивной или активной. *Пассивная РС* строится по параллельной, последовательной или другой многоэтажной схеме с использованием различных типов делителей мощности (фидерное возбуждение АР) либо по оптической схеме (пространственное возбуждение). *Активная РС* (рис. 23.2) предполагает включение на разных ее ступенях (этажах) усилительных каскадов. Она применяется в случаях, когда мощность возбудителя недостаточна для возбуждения всех АМ АФАР или когда приходится строить решетку с использованием одних и тех же активных приборов, т. е. унифицировать их.

Включение дополнительных усилителей мощности на разных ступенях РС предъявляет жесткие требования к минимизации их фазовых разбросов. В противном случае появляются постоянные фазовые погрешности в разных группах (секциях) АМ и характеристики АФАР ухудшаются. Поэтому желательно, чтобы РС была пассивной.

Активная передающая ФАР обеспечивает энергетический выигрыш по сравнению с пассивной ФАР, выполненной с теми же излучателями, фазовращателями и РС при том же уровне сигнала в заданном направлении, если потребляемая от первичных источников мощность АФАР $P_0^{(a)}$ меньше, чем у пассивной ФАР, $P_0^{(п)}$, т. е. $P_0^{(a)} < P_0^{(п)}$ или $\eta_m > \eta_{прд}\eta_{ф}$. Отсюда следует, что энергетическая целесообразность использования АФАР средних размеров определяется условием $\eta_m > 0,15 \dots 0,20$ (при $\eta_{прд} = 0,5$; $\eta_r\eta_{ф} = 0,3 \dots 0,4$), где η_m , η_r , $\eta_{ф}$ — КПД активного модуля, распределительной системы и фазовращателя; $\eta_{прд}$ — полный КПД передатчика пассивной ФАР.

Теория АФАР в значительной мере совпадает с теорией ФАР, однако для активной характерен ряд особенностей, связанных с необходимостью учитывать наряду со свойствами излучающего полотна характеристики активных элементов, обычно нелинейные. Другая особенность АФАР по сравнению с ФАР — существенное ослабление взаимной связи между входами излучателей по внутренним цепям СВЧ, что обусловлено невзаимными свойствами усилительных каскадов модулей. Это необходимо учитывать при их проектировании.

Активные ФАР по сравнению с пассивными АР имеют ряд преимуществ:

возможность получения высоких уровней мощности излучения при ограниченной мощности усилителей (генераторов) в каналах излучателей;

значительно более высокое быстродействие из-за возможно-

сти применения маломощных фазовращателей и наличие дополнительной степени свободы для управления уровнем амплитуды на выходе АМ с помощью регулирования коэффициента передачи усилительных каскадов, что позволяет в режиме передачи быстро изменять АФР возбуждающих волн по антенному полотну, а следовательно, и характеристики излучения;

более высокий КПД из-за снижения потерь мощности в РС и фазовращателях;

повышенная эксплуатационная надежность за счет избыточности активных элементов.

23.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АФАР

Активные ФАР описываются теми же характеристиками и параметрами, что и другие антенны: ДН, шириной ее главного лепестка, УБЛ, КНД, коэффициентами отражения элементов и др. Вместо коэффициента усиления, который фактически непригоден для АФАР из-за наличия активных элементов, вводится новая энергетическая характеристика — *потенциал передающей АФАР* [1.2]:

$$P = P_{\Sigma} D, \quad (23.1)$$

где P_{Σ} — полная излучаемая мощность; D — КНД решетки.

При равномерном амплитудном распределении по раскрытию потенциал передающей АФАР связан с общим числом излучателей N (без учета их взаимодействия) соотношением

$$P = P_{\Sigma n} D_{0n} N^2, \quad (23.2)$$

где $P_{\Sigma n} = P_{\Sigma} / N$ — мощность, излучаемая одним (n -м) излучателем; $D_{0n} = D / N$ — КНД одного излучателя.

Для определения энергетических характеристик и характеристик излучения АФАР необходимо знать токи (поля) ее излучателей. Использование строгого электродинамического подхода к их нахождению приводит к сложным выражениям и при большом числе излучателей связано со значительными затратами времени на вычисления, проводимые обычно с использованием ЭВМ. Решение упрощается, если предположить, что взаимодействие между излучателями отсутствует, а их характеристики одинаковые. Тогда комплексная амплитуда тока n -го излучателя $I_n = |I_n| e^{i\varphi_n}$, где φ_n — фаза тока, определяемая фазовращателем n -го канала решетки.

При согласованных невзаимодействующих излучателях и режиме АМ, не зависящем от нагрузки (вентили на выходе АМ),

$$I_n \approx A_n = H a_n, \quad (23.3)$$

где A_n — комплексная нормированная амплитуда волны на входе n -го излучателя [0.6]; H — комплексный коэффициент пере-

дачи АМ; a_n — комплексная нормированная амплитуда волны, падающей на вход n -го АМ.

Считая, что РС представляет собой идеально развязанный делитель мощности [0.6], а фазовращатели идеально согласованы со стороны входа и выхода и вносят потери $L = \sqrt{P_{вх}/P_{вых}}$, не зависящие от фазового сдвига φ_n , получим комплексные амплитуды

$$a_n = A_{в} S_{0n} \exp(i\varphi_n) / L, \quad (23.4)$$

где $A_{в}$ — комплексная амплитуда волны, падающей от возбуждителя на вход РС; $S_{0n} = S_{n0} = \exp(-\alpha_{рс}) \exp(i\varphi_{рс})$ — комплексные коэффициенты передачи от входа делителя до n -го выхода; $\alpha_{рс}$ и $\varphi_{рс}$ — затухание и фазовый сдвиг n -го канала РС.

Поле излучения АФАР и КНД антенного полотна при известных комплексных амплитудах токов излучателей определяются по методике, изложенной в гл. 2.

Зная КНД раскрыва АФАР и полную излучаемую мощность

$$P_{\Sigma} = 0,5 \sum_{n=1}^N |A_n|^2, \text{ можно оценить ее потенциал (23.1).}$$

Мощность излучения, а соответственно и потенциал активной АФАР (23.1) можно уточнить, используя расчетные (или экспериментальные) значения коэффициентов отражения $\Gamma_n(\theta, \varphi)$ от входов излучателей:

$$P_{\Sigma}(\theta, \varphi) = 0,5 \sum_{n=1}^N |A_n|^2 (1 - |\Gamma_n(\theta, \varphi)|^2), \quad (23.5)$$

где θ, φ — углы, отсчитываемые от нормали к антенне в угломестной и азимутальной плоскостях.

Коэффициенты отражения $\Gamma_n(\theta, \varphi)$ из-за взаимного влияния излучателей являются функциями угла сканирования, а их значения зависят от местоположения излучателя в решетке. Для определения $\Gamma_n(\theta, \varphi)$ необходимо решить краевую электродинамическую задачу об излучении АР. Для этого используют высокопроизводительные ЭВМ. Если решетка содержит большое число излучателей, для нахождения коэффициентов отражения используют модель бесконечной излучающей структуры [0.4]. В этом случае во всех излучателях они будут одинаковыми: $\Gamma_n(\theta, \varphi) = \Gamma(\theta, \varphi)$.

Оценку потенциала АФАР можно осуществить вместо (23.1) с помощью выражения, справедливого для конечного участка бесконечной периодической решетки излучателей (в пределах однолучевого сканирования):

$$П(\theta, \varphi) = \frac{4\pi S_1}{\lambda^2} \cos \theta_{гл} \left| \sum_{n=1}^N A_n [1 - \Gamma_n(\theta, \varphi)] \right|^2, \quad (23.6)$$

где S_1 — площадь раскрыва одного элемента решетки.

Коэффициент полезного действия АФАР

$$\eta_a = P_z / P_0 = P_z / (P_{0ф} + P_{0АМ} + P_{0в}), \quad (23.7)$$

где $P_{0ф}$, $P_{0АМ}$, $P_{0в}$ — мощности, потребляемые системой управления положением луча, АМ и возбудителем соответственно (см. (23.13)).

Наличие технологических погрешностей изготовления и настройки отдельных узлов и элементов АФАР приводит к появлению случайных ошибок в АФАР по раскрытию решетки. В результате средняя (по ансамблю однотипных АФАР) ДН отличается от ДН в отсутствие ошибок, уменьшается среднее значение потенциала, возрастает уровень бокового (фонового) излучения.

Среднее значение потенциала как в линейных, так и в плоскостных АФАР при произвольном (но достаточно плавном) амплитудном распределении [23.2]

$$\bar{\Pi} = \Pi_0 \exp(-\alpha_z^2), \quad (23.8)$$

где $\alpha_z^2 = \sigma_a^2 + \sigma_\varphi^2 \leq 0,2 \dots 0,3$; σ_a и σ_φ — дисперсии некоррелированных между собой случайных амплитудных и фазовых ошибок сигналов возбуждения излучателей; Π_0 — значение потенциала при их отсутствии.

Среднее значение УБЛ [23.2]

$$R = R_0 + \Delta\langle R \rangle, \quad (23.9)$$

где R_0 — относительное значение бокового лепестка по мощности при отсутствии ошибок; $\Delta\langle R \rangle \approx \alpha_z^2 / N(1 - \alpha_z^2)$ — добавка к исходному УБЛ, представляющая собой некоторый постоянный фон (при отсутствии взаимодействия излучателей). С увеличением N уровень дополнительного фонового излучения снижается.

Дисперсии фазовых σ_φ^2 и амплитудных σ_a^2 ошибок определяются структурой внутренних цепей АФАР и входящих в нее устройств. В то же время, задаваясь допустимым значением снижения потенциала или возрастания УБЛ, можно сформулировать требования к отклонениям амплитуды и фазы сигналов на выходе АМ, т. е. определить допуски на точность изготовления РС и выходные параметры АМ.

При использовании в АМ серийно выпускаемой элементной базы среднеквадратические отклонения (СКО) амплитуды и фазы сигнала на выходе АМ от номинальных значений достигают соответственно $\sigma_a = 0,2$; $\sigma_\varphi = 45^\circ$ [23.5]. В этом случае, а также при законе распределения случайных величин (амплитуды и фазы сигнала), отличающемся от нормального, допуски на результирующие отклонения сигналов на выходе АМ можно определить методом статистических испытаний с использованием ЭВМ.

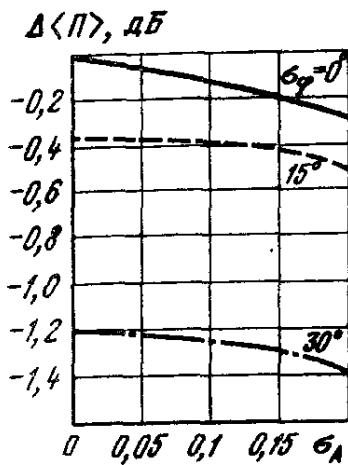


Рис. 23.3. Зависимости изменения потенциала АФАР от СКО амплитудных и фазовых ошибок

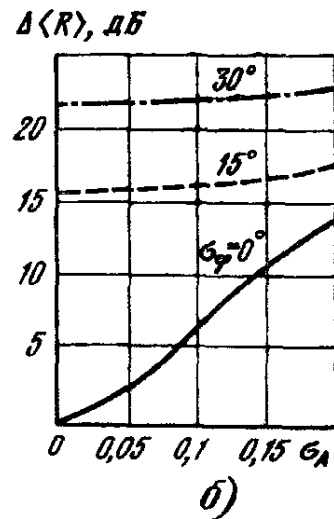
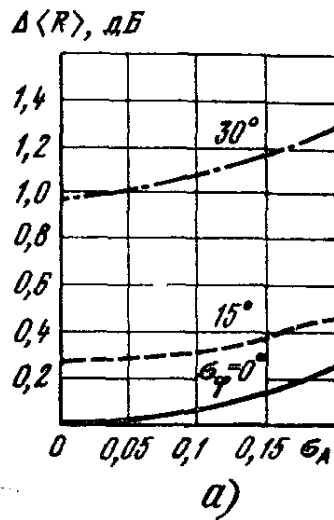


Рис. 23.4. Зависимость увеличения УБЛ от СКО амплитудных и фазовых ошибок при возбуждении излучателей:
а — равномерном; б — дольфчебышевском

Как видно из рис. 23.3, на выходе АМ при нормальном законе распределения ошибок и учете взаимодействия излучателей снижение потенциала практически не зависит от вида амплитудного распределения по раскрытию решетки [23.2]. Увеличение расстояния между излучателями и, следовательно, ослабление взаимной связи мало сказываются на степени уменьшения среднего потенциала АФАР. Разница в снижении этого потенциала с шагами $d=0,3\lambda$ и $d=0,6\lambda$ не превышает 0,05 дБ. Увеличение уровня бокового излучения в АФАР средних размеров соответственно при равномерном и дольф-чебышевском законах возбуждения с заданным значением УБЛ, равным -40 дБ, видно на рис. 23.4, а, б. АР со спадающим амплитудным распределением наиболее чувствительны к ошибкам. Для рассматриваемых значений σ_a и σ_φ при нормальном законе распределения ошибок, шаге решетки $d=0,3 \dots 0,6\lambda$ значения УБЛ увеличиваются в пределах: при равномерном распределении 1,2... 1,4 дБ, при дольф-чебышевском 22... 23 дБ.

23.3. ВЫБОР СХЕМ ПОСТРОЕНИЯ УЗЛОВ АФАР И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ ПАРАМЕТРОВ

Общие сведения. Анализировать характеристики АФАР выбранной структуры (см. § 23.1) с учетом особенностей электродинамических процессов, определяющих ее работу, сложно. Сделать это можно методами математического моделирования на высокопроизводительных ЭВМ, что требует существенных вычислительных затрат. Поэтому на начальных этапах проек-

тирования, для которых характерен перебор большого числа альтернативных вариантов построения АФАР, целесообразно использовать элементарные модели узлов и излучающей системы. Элементарные модели характеризуются рядом упрощений: отказом от учета взаимодействия излучателей, заменой дискретной излучающей системы непрерывным раскрывом, линеаризацией характеристик АМ, предположением об отсутствии потерь в делителе мощности, что в целом позволяет получить аналитические зависимости основных характеристик АФАР от ее конструктивных параметров (формы и геометрических размеров излучающего полотна, числа и структуры расположения излучателей и др.).

На последующих этапах проектирования полученные характеристики АФАР (ДН, коэффициенты отражения от излучателей и др.) уточняются с учетом априорных сведений о влиянии взаимодействия излучателей и режимов работы АМ. На заключительном этапе характеристики спроектированной АФАР можно рассчитывать с использованием математических моделей высокого уровня (электродинамических, матричных и т. д.), что гарантирует точность и достоверность получаемых результатов.

Анализ исходных данных. В зависимости от назначения АФАР и выполняемых ими функций в качестве исходных данных на проектирование в технические задания (ТЗ) включаются различные электрические, массогабаритные, технологические параметры и ограничения. К основным исходным данным, определяющим характер функционирования АФАР и схему ее построения, следует отнести потенциал Π , рабочую частоту f_0 и сектор сканирования главного луча ДН $\theta_{\text{гл}}$.

Требования на характеристики излучения формулируются в ТЗ в виде заданных ширин ДН в двух главных плоскостях $2\theta_{x0,5}$; $2\theta_{y0,5}$ и максимально допустимого УБЛ в секторе сканирования и рабочей полосе частот. В некоторых случаях в ТЗ указывается форма ДН. Поляризационные характеристики поля излучения задаются в виде минимально допустимого коэффициента эллиптичности r_{ε} при вращающейся поляризации или максимально допустимого уровня кроссполяризационной составляющей при линейной поляризации.

Наряду с электрическими параметрами для АФАР, используемой в бортовой аппаратуре, в ТЗ указываются массогабаритные ограничения (например, площадь и форма поверхности, выделяемой для размещения антенного полотна), основные параметры и эксплуатационные характеристики источников питания.

Проектирование излучающей системы. В процессе проектирования излучающей системы АФАР определяют форму и размеры антенного полотна: тип, число и структуру размещения излучателей, закон амплитудного распределения. Форма и линейные размеры антенного полотна АФАР зависят от заданных

значений ширины ДН в главных плоскостях и амплитудного распределения токов возбуждения излучателей, выбор которого в свою очередь зависит от требуемых УБЛ и формы ДН.

Структура распределения излучателей в антенном полотне и расстояние между ними влияют на свойства ДН АФАР при сканировании. При больших расстояниях между излучателями (больше длины волны) в ДН появляются побочные главные максимумы, уровень которых сравним с уровнем основного лепестка ДН. Наличие побочных главных максимумов ДН снижает КНД и излучаемую мощность в основном луче для передающих АФАР, увеличивает мощность шумов в приемных АФАР.

При плотном размещении излучателей в антенном полотне увеличивается их число, а соответственно число компонентов (активных модулей, фазовращателей и др.), масса и стоимость антенной системы. Методика проектирования антенного полотна АФАР и необходимые расчетные соотношения приведены в гл. 2.

В качестве излучателей используются различные типы антенн: вибраторы, директорные антенны, открытые концы волноводов, рупоры, диэлектрические стержневые антенны, спиральные излучатели различной конфигурации, щелевые и печатные антенны. Выбор типа антенн зависит от рабочего диапазона частот, требуемого сектора сканирования, излучаемой мощности, вида поляризации, широкополосности, технологических и массогабаритных ограничений.

При создании АФАР с широким сектором сканирования применяются слабонаправленные излучатели — вибраторные, щелевые, печатные антенны, открытые концы волноводов. Если сектор углов сканирования луча мал (менее $\pm 10^\circ$), предпочтение отдается рупорным, диэлектрическим, спиральным излучателям либо объединению слабонаправленных излучателей в подрешетки. В процессе проектирования АФАР используются следующие характеристики излучателей: ДН, коэффициент эллиптичности, входное сопротивление и его изменение в секторе сканирования и диапазоне частот (основные характеристики вибраторных, волноводных и печатных антенн и особенности их конструктивного исполнения рассмотрены в гл. 7, 8, 11).

Определение параметров АМ. Схема построения АМ и его параметры зависят от потенциала проектируемой АФАР, числа излучателей, диапазона частот, типа распределительной системы, требуемого АФР и т. д.

Полная излучаемая АФАР мощность

$$P_2 = \Pi/D, \quad (23.10)$$

где Π — потенциал, задаваемый в ТЗ; D — КНД антенного полотна.

Приходящаяся на один элемент антенного полотна мощность излучения

$$P_{\Sigma n} = f^2(x_n, y_n) P_{\Sigma} \left/ \sum_{n=1}^N f^2(x_n, y_n), \right. \quad (23.11)$$

где x_n, y_n — координаты n -го излучателя. При равноамплитудном возбуждении $P_{\Sigma n} = P_{\Sigma}/N$.

Исходными величинами для определения параметров усилителя мощности (УМ), входящего в состав АМ (коэффициента усиления по мощности $K_{P\gamma}$ и КПД η_{γ}), являются мощность на выходе модуля $P_{н\text{у}\text{т}\text{а}\text{х}}$ (обычно $P_{н\text{у}\text{т}\text{а}\text{х}} > P_{\Sigma n}$) и рабочая частота f_0 . По значению $P_{н\text{у}\text{т}\text{а}\text{х}}$ выбирают полупроводниковый прибор для выходного каскада, который фактически определяет схему УМ.

В схеме АФАР с пассивным распределителем (см. рис. 23.1, б) в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн используются, как правило, транзисторные усилители, содержащие два—три (реже четыре) каскада и обеспечивающие $K_{P\gamma} \leq \leq 15 \dots 20$ дБ (в перспективе 40 дБ) при $\eta_{\gamma} = 10 \dots 20\%$ (в перспективе 40%). Значение коэффициента усиления активного модуля $K_{P\gamma}$ целесообразно выбирать максимально возможным для снижения потерь в РС и фазовращателях, а также для уменьшения мощности возбуждения.

Если элементная база не позволяет на данной частоте построить АМ в виде усилительных цепей, то его выполняют по схеме усилительно-умножительной цепочки (рис. 23.5). При включении умножительного каскада фазовращатели и делители мощности системы АФР реализуются на пониженной частоте, что приводит к уменьшению потерь в них. Однако общий коэффициент усиления АМ при этом уменьшается. Кроме того, наличие умножителей приводит к увеличению фазовых погрешностей на выходе АМ.

Для активной РС (см. рис. 23.2) в АФАР можно использовать относительно дешевые УМ, содержащие один—два каскада и имеющие $K_{P\gamma} = 5 \dots 7$ дБ, $\eta_{\gamma} = 30\%$.

Сведения о рабочей частоте, выходной мощности и КНД усилителей СВЧ мощности, методика их проектирования, а также технические характеристики зарубежных образцов УМ для АФАР рассматриваются в гл. 24 и [1.2].

Выбор типа и параметров фазовращателя. При использовании АФАР в радиолокационных комплексах и аппаратуре радиосвязи с подвиж-

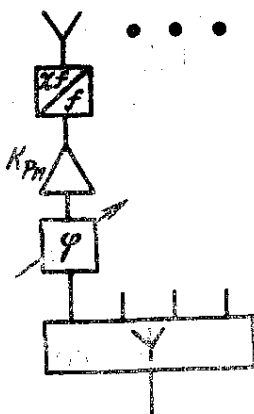


Рис. 23.5. Структурная схема АФАР с умножителем частоты

ными объектами возникает необходимость оперативно управлять формой ДН и, в частности, сканировать, т. е. перемещать, луч в пространстве. Наибольшее распространение получило *электрическое сканирование* с помощью управляемых фазовращателей. Схемы передающих АФАР различаются по месту включения фазовращателя. Если они включены между излучателем и АМ, т. е. работают на высоком уровне мощности, то это приводит к снижению КПД ВЧ тракта и оправдано только для секционированных антенн, когда один АМ работает одновременно на группу излучателей (подрешетку). Влияние потерь существенно уменьшается при включении управляемых фазовращателей в цепи с низким уровнем мощности — между АМ и РС. Если в состав АМ входит умножитель частоты с коэффициентом умножения χ , то фазовращатель, стоящий на входе АМ, работает на пониженной в χ раз частоте. Это облегчает его проектирование в АФАР сантиметрового и миллиметрового диапазонов. При значительной мощности, излучаемой каждым элементом решетки, фазовращатели из-за ограниченной электрической прочности могут устанавливаться только в цепи с пониженным уровнем ВЧ мощности.

В современных АФАР применяются ферритовые и полупроводниковые дискретные фазовращатели. Выбор типа зависит от мощности СВЧ сигнала, скорости переключения, затрат мощности источника питания на управление фазовращателями, а также технологическими и конструктивными особенностями изготовления. При определении разрядности дискретного фазовращателя необходимо учитывать наряду с минимально допустимым перемещением (скачком) луча снижение КНД излучаемого раскрытия и увеличение уровня бокового излучения, обусловленные коммутационным способом сканирования.

Основные параметры ферритовых и волноводных полупроводниковых фазовращателей (минимальный дискрет изменения фазы, вносимые потери, мощность управления), методика их расчета и особенности конструктивного исполнения приведены в гл. 15 и 17.

Печатные полупроводниковые фазовращатели рассматриваются в [17.5].

Расчет распределительной системы АФАР. Назначение РС — подача синхронизирующего сигнала от возбуждателя на входы АМ в соответствии с требуемым законом АФР. В ее состав входят делители мощности и отрезки линий передачи, а также могут включаться усилители мощности. Структура РС, число активных и пассивных узлов, схема делителей мощности зависят от энергетических, системных и массогабаритных параметров АФАР, определяемых в ТЗ, и прежде всего — от потенциала и формы ДН. Рассмотрим методику проектирования пассивной (см. рис. 23.1, б) и активной (см. рис. 23.2) РС.

Расчет энергетических параметров АФАР с пассивной РС

заключается в определении мощности возбудителя (синхронизирующего генератора) P_B и мощности P_0 , потребляемой от источников питания. Для АФАР с равноамплитудным возбуждением

$$P_B = P_{n \text{ у max}} N_y / \eta_\Phi, \quad (23.12)$$

где N_y — число АМ; η_Φ , η_P — КПД фазовращателей и РС соответственно;

$$P_0 = P_B / \eta_B + N_\Phi P_\Phi + N_y P_{n \text{ у max}} / \eta_y, \quad (23.13)$$

где η_B , η_y — КПД возбудителя и АМ; N_Φ , P_Φ — число фазовращателей и мощность, расходуемая на их управление.

Прохождение сигнала от возбудителя до излучателей в АФАР с активной РС (см. рис. 23.2) при равноамплитудном распределении описывается соотношением

$$\frac{P_B \eta_q}{m_q} \frac{K_{P_y (q-1)} \eta_{(q-1)}}{m_{(q-1)}} \dots \frac{K_{P_y 1} \eta_1}{m_1} \eta_\Phi K_{P_y} = P_{n \text{ у max}}, \quad (23.14)$$

где $K_{P_y 1}, \dots, K_{P_y (q-1)}$ — коэффициенты усиления по мощности усилителей 1-й, ..., (q-1)-й ступеней РС, η_1, \dots, η_q ; m_1, \dots, m_q — КПД и коэффициенты делителей мощности соответствующих ступеней.

Полагая, что активная РС состоит из идентичных унифицированных элементов — делителей с коэффициентом деления m и КПД η и усилителей мощности, включая возбудитель, с коэффициентом усиления K_{P_y} , выходной мощностью P_y и КПД η_y , из (23.14) получаем

$$m = E[K_{P_y} \eta (\eta_\Phi)^{1/q}] \approx E[K_{P_y} \eta], \quad (23.15)$$

где операция $E[\cdot]$ — означает взятие целой части числа. При этом необходимое число ступеней q определяется из условия

$$m^q = N. \quad (23.16)$$

Так как m и q — целые числа, то (23.16) выполняется лишь для определенных значений N . В общем случае

$$m^q > N > m^{q-1}. \quad (23.17)$$

Равномерное амплитудное распределение в этом случае можно обеспечить активной РС с q ступенями, соединив свободные (избыточные) выходы делителей мощности последней ступени с согласованными нагрузками (рис. 23.6). При этом часть СВЧ мощности теряется в нагрузках, что уменьшает КПД распределительной системы. Отношение мощности потерь в нагрузках к суммарной мощности на входах излучателей:

$$P_{\text{пот}} / P_\Sigma = (m^q - N) / N K_{P_y} \eta_\Phi. \quad (23.18)$$

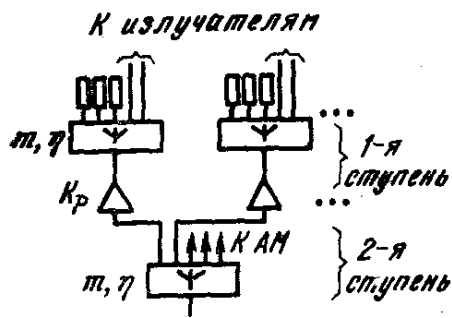


Рис. 23.6. Структурная схема активной РС с полным заполнением первой ступени

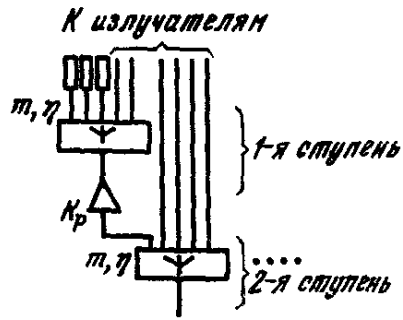


Рис. 23.7. Структурная схема активной РС с неполным заполнением первой ступени

В худшем случае, когда $N = m^{q-1} + 1$,

$$\frac{P_{\text{пот}}}{P_{\Sigma}} = \frac{1}{K_{py}\eta_{\phi}} \left(\frac{m^q}{m^{q-1} + 1} - 1 \right) \approx \frac{m-1}{K_{py}\eta_{\phi}}. \quad (23.19)$$

Доля мощности потерь в нагрузках уменьшается при возрастании N и K_{py} .

Другим способом формирования равноамплитудного распределения при невыполнении (23.16) является неполное заполнение последней ступени делителя мощности (рис. 23.7) и возбуждение части излучателей от УМ предыдущей ступени. При этом потери в нагрузках можно свести к минимуму:

$$P_{\text{пот}}/P_{\Sigma} = (m-2)/NK_{py}\eta_{\phi}. \quad (23.20)$$

При вычислении коэффициента деления m по (23.15) следует иметь в виду, что КПД делителя η зависит от m (уменьшается с ростом коэффициента деления). Для АФАР с активной РС и частичным заполнением последней ступени общее число УМ

$$N_y = Q + (m^q - 1)/(m - 1), \quad (23.21)$$

где $Q = N - m^{q-1} + p$; $p = \tilde{E}[(N - m^{q-1})/(m - 1)]$; оператор $\tilde{E}[\cdot]$ означает округление до большего целого числа.

В случае, когда РС строится с полным заполнением последней ступени или выполняется условие (23.16),

$$N_y = N + (m^q - 1)/(m - 1). \quad (23.22)$$

Потребляемая от источников питания мощность

$$P_0 = N_{\phi} P_{\phi} + N_y P_y / \eta_y. \quad (23.23)$$

Особенностью УМ в передающих АФАР является то, что активные элементы выходных каскадов работают в режимах, обеспечивающих получение максимальной выходной мощности при высоком КПД. В связи с этим регулировка амплитуды сигнала на выходе АМ практически всегда связана с уменьшением

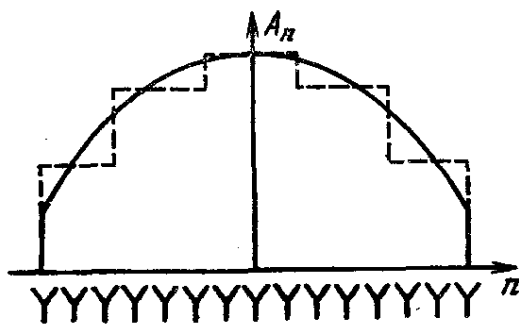


Рис. 23.8. Ступенчатое амплитудное распределение по раскрытию АФАР

КПД усилителей мощности. Поэтому спадающие к краям распределения реализуются схемными методами. Одним из путей получения неравномерного амплитудного распределения является применение набора унифицированных АМ с разной выходной мощностью. В этом случае непрерывное амплитудное распределение заменяется ступенчатым (рис. 23.8).

Необходимость разрабатывать АМ с различными параметрами является недостатком данного метода. Кроме того, характеристики излучения антенной системы с непрерывным и ступенчатым амплитудными распределениями отличаются друг от друга. В частности, для последнего характерен более высокий УБЛ.

Группы излучателей, возбуждаемых одинаковыми по амплитуде сигналами, можно рассматривать как подрешетку с равномерным распределением. Распределительные системы каждой из подрешеток могут быть как пассивными, так и активными, и для их расчета используется методика, изложенная выше. Целесообразность выбора активной или пассивной РС определяется путем сравнения вариантов выполнения АФАР по удовлетворению требованиям ТЗ и ряду других критериев, например массогабаритным, энергетическим (потребляемая мощность источников питания), стоимостным и др. Синтез структуры РС заканчивается выбором способа ее реализации. В зависимости от числа излучателей, характера РС (активной или пассивной), типа возбудителя, диапазона частот применяют фидерное или пространственное возбуждение излучателей. Основные расчетные соотношения, необходимые при проектировании волноводных и полосковых делителей мощности, приведены в гл. 13, 14 и [0.8, 18.2].

23.4. ОПТИМИЗАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АФАР

Основные энергетические параметры АФАР — потенциал (23.1) и КПД (23.7) — определяются выходной мощностью АМ и их КПД, а также диссипативными потерями в пассивных элементах и уровнем согласования отдельных узлов антенны с линиями передачи. В отличие от пассивных антенных решеток

в АФАР от уровня согласования узлов зависят не только потери на отражение от них, но и устойчивость работы АМ. Последнее обусловлено тем, что условия устойчивости работы используемых в АФАР усилительных устройств могут выполняться только в некоторой области изменения комплексного сопротивления нагрузки. Так, для магнетронных усилителей или ЛБВ сопротивления нагрузки АМ, приводящие к КБВ со значением $0,7 \dots 0,9$, являются предельно допустимыми. В метровом и более длинноволновом диапазонах при выполнении АМ на электровакуумных триодах (тетродах) КБВ имеют допустимые значения не менее $0,2 \dots 0,5$.

Область устойчивой работы АМ можно ограничить окружностью на круговой диаграмме полных сопротивлений нагрузки [23.4]. Настройкой (выбором) элементов выходной цепи АМ центр окружности устойчивой работы, как правило, совмещают с точкой нулевого коэффициента отражения, что соответствует равенству активного выходного сопротивления АМ волновому сопротивлению питающей линии ($R_{\text{вых АМ}} = W_{\text{пл}}$).

В АФАР зависимость полных входных сопротивлений излучателей от угла сканирования вызывает изменение потенциала и КПД из-за рассогласования излучателей с АМ и может привести к неустойчивости их работы, что сопровождается существенным ухудшением энергетических характеристик, а многократные переотражения от излучателей и выходов АМ вызывают дополнительное паразитное боковое излучение. Эти нежелательные последствия рассогласования излучателей АФАР при сканировании можно ослабить, применяя согласованные по «внешнему пространству» излучатели или вводя СУ во внутренние цепи АР.

Классификация устройств, используемых для согласования излучателей АФАР, представлена на рис. 23.9. Из диссипативных согласующих цепей наиболее часто применяются вентили, которые удобны, например, в сантиметровом диапазоне, где имеют малые массогабаритные и высокие электрические показатели. При использовании вентиля выражение (23.6) принимает вид

$$П(\theta, \varphi) = \alpha \frac{4\pi S_1}{\lambda^2} \cos \theta_{\text{гл}} \left| \sum_{n=1}^N A_n [1 - \Gamma_n(\theta, \varphi)] \right|^2,$$

где α — коэффициент, учитывающий потери вентиля в прямом направлении. В дециметровом и более длинноволновых диапазонах использование вентиля приводит к существенному увеличению массы и габаритных размеров СУ.

Кроме вентиля для согласования могут использоваться и взаимные диссипативные устройства — аттенюаторы. Коэффициент отражения от аттенюатора связан с коэффициентом отражения от излучателя $\Gamma_a = \exp(-2\alpha_n)\Gamma$, где α_n — коэффициент затухания, Нп. Из-за внесения дополнительных по-

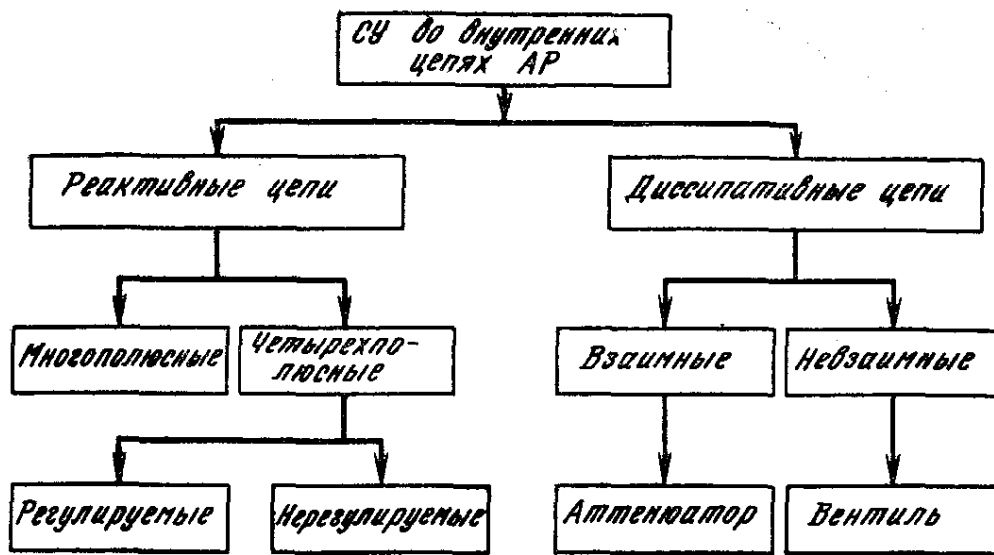


Рис. 23.9. Классификация СУ, используемых в АФАР

терь такой способ можно реализовать в приемных АФАР, где помимо согласования с помощью регулируемых аттенюаторов обеспечивается требуемое амплитудное распределение сигналов на выходе сумматора.

Из недиссипативных устройств, построенных на основе реактивных элементов, наименьший уровень отражения в секторе сканирования обеспечивается автоматически регулируемым СУ, обобщенная структурная схема которых приведена на рис. 23.10. Параметры реактивного регулируемого четырехполюсника для получения низкого коэффициента отражения от его выхода, устанавливаются управляющими воздействиями с блока управления. Эти воздействия формируются из сигналов датчиков модуля и фазы коэффициента отражения.

Хотя при использовании автоматических СУ достигается высокая степень согласования излучателей с АМ, они не получили широкого применения в АФАР из-за дополнительного расхода мощности источника питания на управление и увеличения габаритных размеров и массы по сравнению с неуправляемыми четырехполюсниками, которые во многих случаях обеспечивают вполне приемлемый уровень согласования.

На рис. 23.11 приведена схема АФАР с согласующим реактивным многополюсником с постоянными параметрами и цепями связи между каналами отдельных излучателей. При этом сигнал, появляющийся на входе рассматри-

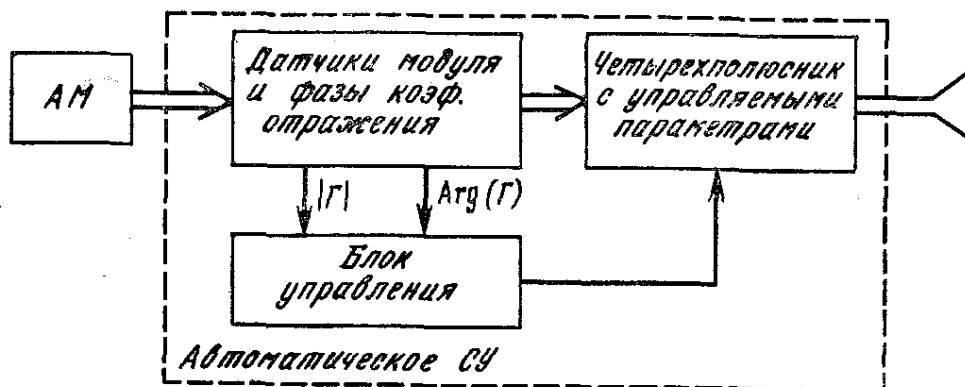


Рис. 23.10. Структурная схема автоматически регулируемого СУ канала АФАР

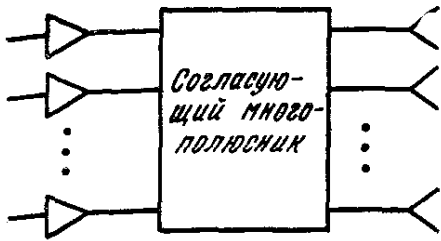


Рис. 23.11. Структурная схема АФАР с многополюсным СУ

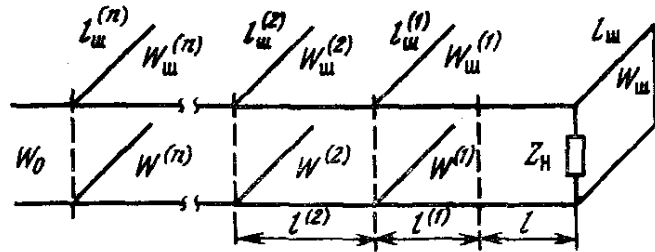


Рис. 23.12. Эквивалентная схема многозвенного СУ

ваемого излучателя из-за взаимной связи по внешнему пространству с другими излучателями решетки, компенсируется сигналом, поступающим по цепям связи (например, с элементами с реактивными проводимостями) между каналами различных излучателей.

Хотя при многополюсных СУ достигается почти идеальное согласование, реализовать их весьма сложно и для многоэлементных АР практически неосуществимо. Поэтому в сканирующих АР обычно используются более простые четырехполюсные СУ, устанавливаемые в канале каждого излучателя. Степень согласования при этом несколько хуже.

В зависимости от рабочего диапазона частот АФАР в СУ используются либо сосредоточенные реактивные элементы (конденсаторы, катушки индуктивности), либо отрезки линий передач. В последнем случае СУ состоит из нескольких параллельных шлейфов (рис. 23.12), разделенных отрезками линий передач, представляющих собой трансформаторы сопротивлений. Длины шлейфов $l_{ш}^{(n)}$ и соединительных линий $l^{(n)}$ такого многозвенного СУ, а также их волновые сопротивления определяются из условия удовлетворения требованиям обеспечения устойчивой работы АМ во всем секторе сканирования и минимизации в секторе сканирования и полосе частот уровня отраженной мощности. Таким образом, уменьшение коэффициентов отражения от излучателей является одним из путей оптимизации энергетических характеристик АФАР.

При определении параметров СУ наибольшее распространение получили численные методы оптимизации [1.2]. Однако в случае СУ, состоящего из параллельного шлейфа и четвертьволнового трансформатора (рис. 23.13), наиболее часто встречающегося в разработках АФАР, его параметры можно найти графоаналитическим методом.

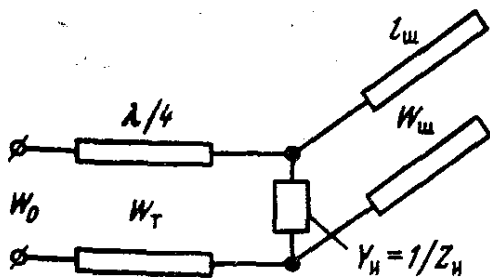


Рис. 23.13. Эквивалентная схема однозвенного СУ

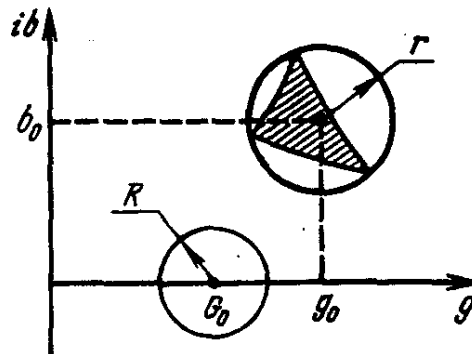


Рис. 23.14. К объяснению принципа согласования излучателей АФАР

Согласующее устройство (одинаковое для всех излучателей) состоит из четвертьволнового трансформатора с волновым сопротивлением W_T и параллельного разомкнутого на конце шлейфа длиной $l_{ш}$ с волновым сопротивлением $W_{ш}$. На рисунке W_0 — выходное сопротивление активного модуля, а $Z_{вх} = 1/Y_{вх}$ — входное сопротивление излучателя. Предположим, что у АМ центр окружности сопротивлений нагрузки, обеспечивающих устойчивую работу, совмещен с точкой нулевого коэффициента отражения, а радиус этой окружности равен модулю коэффициента отражения $|\Gamma_{уст}|$.

Изменение входных сопротивлений излучателей АФАР, являющихся нагрузочными сопротивлениями АМ, в секторе сканирования определяется расчетным путем или экспериментально. Методика расчета $Z_{вх}$ (или $Y_{вх}$) волноводных, микрополосковых и вибраторных излучателей изложена в гл. 7, 8 и 11.

Пусть изменение входных проводимостей излучателей АФАР в секторе сканирования представляет собой область, выделенную на рис. 23.14 штриховыми линиями. По оси абсцисс отложены действительные, а по оси ординат мнимые составляющие входных проводимостей излучателей. На рисунке r — радиус окружности, описывающей область входных проводимостей излучателей решетки, а g_0 и b_0 — координаты ее центра. Выбором параметров СУ (W_T , $l_{ш}$, $W_{ш}$) эту окружность можно трансформировать в окружность радиуса R , центр которой совпадает с точкой диаграммы полных сопротивлений $G_0 = 1/W_0$, т. е. со значением выходной проводимости АМ (соответствует точке нулевого коэффициента отражения от входа СУ). Точкам, лежащим на окружности, соответствует коэффициент отражения $|\Gamma_c| \approx R/2G_0$. Если выполняется неравенство $|\Gamma_c| \leq |\Gamma_{уст}|$, АМ будут работать устойчиво.

Параметры СУ

$$l_{ш} = \frac{1}{k_{ш}} \arctg(-b_0 W_0); \quad W_T = \sqrt{W_0/g_0}, \quad (23.24)$$

где $k_{ш} = 2\pi/\lambda$ — постоянная распространения линии, из которой выполнен шлейф; $W_{ш} = W_0$ (волновое сопротивление шлейфа принято равным выходному сопротивлению АМ). При этом окружность радиуса r трансформируется в окружность радиуса $R = r/W_0 g_0$, а $G_0 = 1/W_0$.

Таким образом, коэффициент отражения от входа СУ не превышает $|\Gamma_c| = R/2G_0 = r/2g_0$. Полученные соотношения справедливы при $|\Gamma_c| < 0,35$.

Если предположить, что входная комплексная проводимость излучателей в секторе сканирования не изменяется, то окружность радиуса r (см. рис. 23.14) стягивается в точку $g_0 + ib_0$ и при СУ с вышеуказанными параметрами входная комплексная проводимость трансформируется в активную, равную волновой (точка G_0 на оси g). В рассмотренном случае в канале каждого излучателя АФАР установлены СУ с одинаковыми параметрами ($l_{ш}$, W_T , $W_{ш}$), значения которых выбраны из условия минимизации коэффициента отражения излучателей в секторе сканирования.

Использование численных методов и ЭВМ позволяет решать задачи оптимизации энергетических характеристик АФАР в более сложной постановке, например определять параметры СУ, максимизирующие потенциал и КПД АФАР в секторе сканирования и заданной полосе частот.

При выборе параметров СУ методами математического программирования

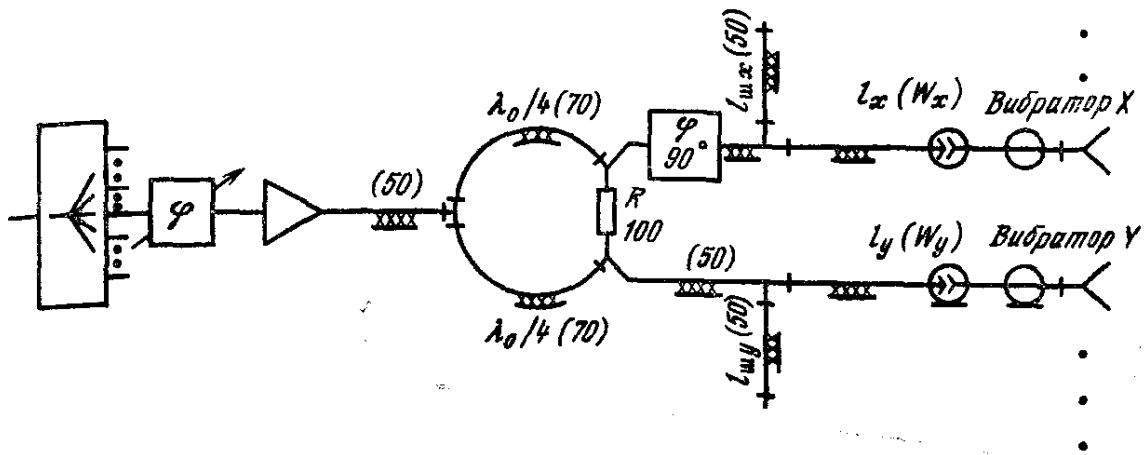


Рис. 23.15. Электрическая схема одного канала АФАР с круговой поляризацией

ция [1.2] первоначально необходимо составить целевую функцию задачи оптимизации, в качестве которой может быть взято, например, среднее значение потенциала АФАР в секторе сканирования и заданной полосе частот $F(x) = \int_{\Delta\omega} \int_{\Omega} \Omega(x, k(\theta, \varphi), \omega) d\Omega d\omega$, где Ω — сектор сканирования; $d\Omega$ — элемент телесного угла; $k(\theta, \varphi)$ — волновой вектор, характеризующий направление луча антенны в пределах сектора Ω ; ω — круговая частота излучаемого сигнала; $\Delta\omega$ — занимаемая полоса частот; θ, φ — углы сферической системы координат; x — вектор варьируемых параметров СУ. Варьируемые параметры определяются конкретным видом СУ. Например, если СУ выполнено на отрезках микрополосковых линий, то составляющими вектора x могут быть длины отрезков и их волновые сопротивления.

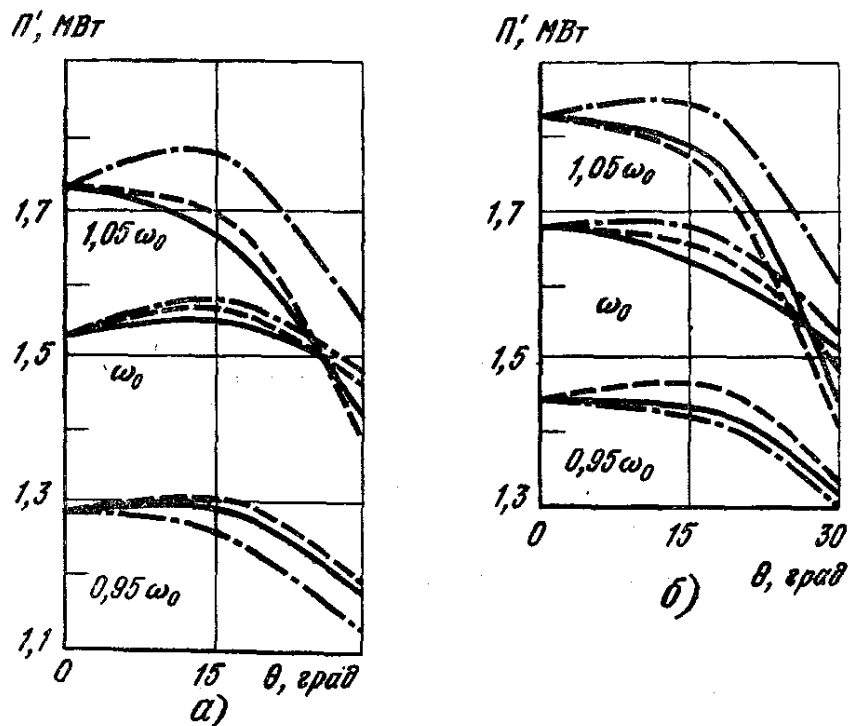


Рис. 23.16. Зависимость потенциала от угла сканирования и полосы частот: — $\varphi=0^\circ$; - - $\varphi=45^\circ$; - · - $\varphi=90^\circ$

Оптимальные параметры СУ x_0 выбирают из условия максимизации целевой функции $F(x)$:

$$F(x_0) = \max_{x \in X} F(x) = \max_{x \in X} \int_{\Delta\omega} \int_{\Omega} \Pi(x, k(\Omega), \omega) d\omega d\Omega. \quad (23.25)$$

Использование метода численной оптимизации показано на примере АФАР, состоящей из 25×25 турникетных излучателей над экраном при высоте подвеса $h = \lambda/4$ и шагах решетки $d_x = d_y = 0,6\lambda$. Структура одного канала приведена на рис. 23.15. Параметрами оптимизации являлись длина шлейфов $l_{шх}$, $l_{шы}$ вибраторов излучателя и трансформаторов сопротивления l_x , l_y , а также волновые сопротивления последних. Результаты расчета потенциала неоптимизированной АФАР в секторе сканирования и полосе частот показаны на рис. 23.16,а. Кривые, иллюстрирующие увеличение потенциала при оптимальных параметрах СУ, одинаковых для всех излучателей, в трех плоскостях сектора сканирования ($\varphi = 0, 45^\circ, 90^\circ$) на трех частотах ω_0 , $\omega_0 \pm 0,05\omega_0$, приведены на рис. 23.16,б. Анализ показывает, что использование среднеквадратического критерия оптимизации при проектировании АФАР позволяет увеличить значения потенциала во всем секторе сканирования.

23.5. РАСЧЕТ АФАР

Исходные данные: центральная рабочая частота f_0 или длина волны λ_0 ; полоса рабочих частот ΔF ; сектор сканирования $\theta_{ск}$; коэффициент эллиптичности поля излучения r_θ (для вращающейся поляризации).

Характеристики излучения в ТЗ могут задаваться по-разному. Для АФАР систем радиосвязи указывается минимально допустимое значение потенциала в секторе сканирования и полосе частот Π_{min} . В этом случае к форме ДН специальные требования не предъявляются.

Для бортовых АФАР радиолокационных комплексов в ТЗ приводятся значения параметров: ширина ДН в главных плоскостях $2\theta_{x, y, 0,5}$; максимально допустимый УБЛ R_{max} . В процессе проектирования добиваются максимального для данного диапазона частот потенциала.

Порядок расчета связанной АФАР с полупроводниковыми АМ:

1. Исходя из заданной рабочей частоты анализируют элементную базу АМ и состояние разработок усилителей СВЧ мощности для определения выходной мощности АМ ($P_{ny \max}$).

2. Ориентировочно рассчитывают излучающее полотно АФАР. Для этого, используя (23.2), предварительно определяют примерное число излучателей $N = \sqrt{\Pi_{min}/P_{ny \max} D_{оп}}$. Применяемые в АФАР с широкоугольным сканированием слабонаправленные излучатели имеют КНД $D_{оп} \approx 3 \dots 5$, а КНД излучающего полотна $D = \Pi_{min} N P_{ny \max}$.

3. Выбирают амплитудное распределение токов возбуждения излучателей (см. гл. 2) и определяют КИП излучающего полотна v . Если к ДН АФАР не предъявляются специальные требования, то выбирают равноамплитудное возбуждение излучателей, которому соответствует $v = 1$.

4. Рассчитывают площадь излучающего полотна с учетом сектора сканирования $\theta_{гл}$ и полосы рабочих частот: $S = D\lambda_{max}/4lv\cos\theta_{гл}$, где λ_{max} —

максимальная длина волны рабочего диапазона. Учитывая рекомендации, приведенные в гл. 8, выбирают форму излучающего полотна и рассчитывают его геометрические размеры.

5. В зависимости от выбранной сетки расположения излучателей по (8.10) или (8.11) рассчитывают расстояния между излучателями с учетом заданной полосы рабочих частот ΔF . Если выбранная структура отличается от прямоугольной или гексагональной, то для определения d_x и d_y следует воспользоваться (8.9).

6. По размерам излучающего полотна и структуре расположения элементов уточняют число излучателей и определяют площадь S_0 , занимаемую одним элементом АФАР.

7. Далее согласно рекомендациям, приведенным в § 22.3, в зависимости от мощности, приходящейся на один излучатель, вида поляризации и назначения радиосистемы выбирают тип излучателя АФАР и рассчитывают характеристики. При невозможности разместить излучатель на выделенной площади S_0 принимают меры по уменьшению его габаритных размеров либо заменяют тип излучателя.

8. Выбирают тип фазовращателя и определяют место его включения в структуре АФАР, рассчитывают дискрет фазовращателя, число разрядов, относительное снижение КНД и среднеквадратический уровень бокового излучения, обусловленные коммутационным способом управления лучом. Находят КНД фазовращателя η_ϕ и мощность источника питания P_ϕ , расходуемую на его управление (см. рекомендации, приведенные в § 23.3).

9. По (23.6) с учетом снижения КНД из-за дискретной работы фазовращателей определяют потенциал АФАР и проверяют выполнение условия $\Pi_{min} < \Pi$. Если потенциал оказывается меньше значения, указанного в ТЗ, то необходимо изменить структуру расположения излучателей с целью увеличения числа N в пределах выделенной площади излучающего полотна. В случае, когда по конструктивным соображениям нельзя плотно разместить излучатели, следует увеличить размеры излучающего полотна.

10. Выбирают тип РС, а затем производят ее расчет согласно методике, приведенной в § 23.3.

11. Определяют область изменения входного сопротивления излучателей в зависимости от изменения частоты и угла сканирования. Для расчета входного сопротивления излучателей пользуются методикой, изложенной в гл. 7, 8 и 11. Далее исходя из необходимости обеспечения устойчивой работы АМ решают вопрос о применении СУ, после чего выбирают их тип. Согласно методике, приведенной в § 23.4, рассчитывают параметры СУ и коэффициенты отражения излучателей после согласования.

12. По формулам § 23.2 рассчитывают характеристики АФАР и определяют запас по потенциалу относительно значения, указанного в ТЗ.

13. Проводят статистический анализ АФАР по (23.8), (23.9) и с использованием графиков на рис. 23.3—23.5, после чего формулируют требования на флуктуации амплитуд и фаз сигналов на выходе АМ исходя из возможного снижения потенциала АФАР.

Если в ТЗ кроме потенциала указаны параметры характеристики направленности (ширина ДН $2\theta_{x, y, 0.5}$, УБЛ, R_{max}), проектирование излучающего полотна начинают с выбора амплитудного распределения токов возбужде-

ния излучателей исходя из заданного УБЛ. При этом можно воспользоваться данными табл. 8.1 и 8.2 и рекомендациями гл. 8. Далее находят линейные размеры излучающего полотна по (8.7) и рассчитывают его КНД по (23.6). Для обеспечения указанных параметров направленности в полосе частот линейные размеры излучающего полотна рассчитывают для нижней точки частотного диапазона $f_{min}(\lambda_{max})$. Дальнейший порядок расчета АФАР совпадает с приведенным выше, начиная с п. 5. Различие заключается в том, что для данного случая пп. 10 и 9 методики расчета меняются местами.

Эффективным средством повышения качества проектирования АФАР и уменьшения сроков ее разработки является использование вычислительных программ, реализующих алгоритмы моделирования различных ее узлов.

Глава 24. МОДУЛИ ПЕРЕДАЮЩИХ АКТИВНЫХ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

24.1. ТРЕБОВАНИЯ К АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТАМ

Структурная схема передающей АФАР, в которой каждый излучатель возбуждается от подключаемого к его входу активного элемента, приведена на рис. 23.1. Часто излучатель, согласующие элементы на его входе, активный элемент (СВЧ генератор), устройство управления колебаниями (модулятор) и фазовращатели (управляемый и юстировочный) конструктивно объединяют в одно устройство, которое называют модулем АФАР (рис. 24.1). Иногда управляемый фазовращатель выполняют в виде отдельного конструктивного узла, присоединяемого к модулю с помощью ВЧ соединителя. Если излучатели реализуются в виде отдельной антенной решетки (узла), то они также не входят в состав модуля. Генератор СВЧ реализуется в виде одного или нескольких (двух—четырех) каскадов усилителей мощности либо комбинации усилителей мощности и преобразователей частоты (например, умножителей). Возможно также применение автогенераторов, причем для обеспечения когерентности колебаний во всех излучателях автогенераторы модулей должны быть синхронизированы. Для модуляции колебаний СВЧ генератора используется модулятор, управляющие колебания к которому подводятся через отдельную РС от общего источника информационного сигнала. Для получения оптимального режима СВЧ генератора применяются элементы согласования его с излучателем.

Основными энергетическими характеристиками модуля АФАР являются: P_m — выходная мощность модуля; K_{PM} — коэффициент усиления по мощности модуля; η_m — КПД модуля.

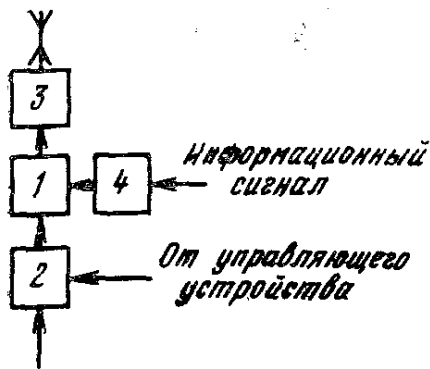


Рис. 24.1. Структурная схема модуля АФАР:

1 — генератор СВЧ; 2 — фазовращатель; 3 — согласующий элемент; 4 — модулятор

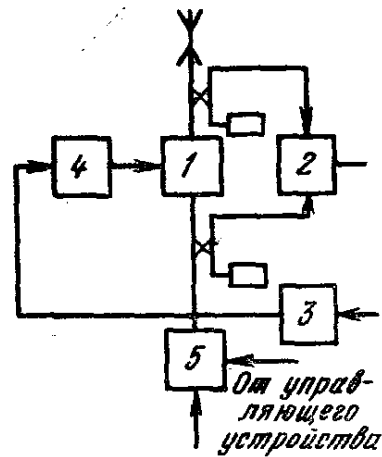


Рис. 24.2. Структурная схема модуля АФАР с генератором, охваченным кольцом ФАП:

1 — генератор СВЧ; 2 — фазовый детектор; 3 — усилитель постоянного тока; 4 — устройство управления фазой выходных колебаний генератора; 5 — фазовращатель

Мощность $P_m = P_\Sigma / N$, где P_Σ — полная мощность излучения АФАР; N — число модулей в антенной решетке. Активные элементы, входящие в состав СВЧ генераторов модулей, в зависимости от требуемого уровня полной мощности излучения и числа модулей должны обеспечивать среднюю мощность от десятых долей и единиц ватта до нескольких сотен ватт и больше.

Коэффициент усиления модуля $K_{PM} = P_m / P_{вх м}$, где $P_{вх м}$ — мощность на входе. Увеличение K_{PM} позволяет уменьшить $P_{вх м}$ при заданной мощности P_m и тем самым снизить мощность потерь в РС, на которую приходится основные потери мощности в решетке. Повышение K_{PM} требует в первую очередь увеличения коэффициента усиления активных элементов модуля, т. е. СВЧ генератора. Так, для модуля, построенного по схеме на рис. 24.1, $K_{PM} = \eta_{фв} K_{рг} \eta_{су} \eta_{изл}$, где $K_{рг} = P_r / P_{вх г}$ — коэффициент усиления по мощности СВЧ генератора; P_r и $P_{вх г}$ — мощности на выходе и входе генератора; $\eta_{фв} = P_{вх г} / P_{вх м}$ — КПД фазовращателя; $\eta_{су} = P_m / P_r$ — КПД согласующего устройства; $\eta_{изл}$ — КПД излучателя. Максимальный $K_{рг}$ ограничивается запасом устойчивости усилителя или синхронного режима автогенератора, входящих в состав СВЧ генератора. Возможны также ограничения, связанные с увеличением фазовой нестабильности модулей при увеличении K_{PM} вследствие роста крутизны фазовой характеристики усилителей. Коэффициент полезного действия модуля $\eta_m = P_m / P_{ом}$, где $P_{ом}$ — мощность, потребляемая модулем от источников питания, в значительной степени определяет КПД АФАР: $\eta_a = P_\Sigma / P_0$, где P_0 — мощность, потребляемая от источников питания модулями и возбудителем. В то же время

η_m может быть определен через КПД фазовращателя $\eta_{фв}$, полный КПД СВЧ генератора $\eta_g = \eta_{вхц} P_g / P_{ог}$, где $P_{ог}$ — мощность подводимая от источника питания к генератору, и $\eta_{вхц}$ — КПД входной согласующей цепи генератора, а также КПД согласующего устройства $\eta_{су}$ и излучателя $\eta_{изл}$, т. е. $\eta_m = \eta_{фв} \eta_g \eta_{су} \eta_{изл}$. Поскольку потери в фазовращателе, согласующем устройстве и излучателе обычно меньше потерь преобразования энергии в СВЧ генераторе, то η_m в основном определяется КПД СВЧ генератора, или, иначе, КПД активных элементов модуля.

Таким образом от η_g будут во многом зависеть тепловые режимы модулей и всей АФАР. Низкий КПД активных элементов может привести к тяжелому тепловому режиму в них и в результате ограничить мощность излучения. Следовательно, активные элементы должны обеспечивать требуемую выходную мощность при достаточно высоких значениях КПД (не менее 40...50%) и коэффициента усиления (более 10...15 дБ) [02]. Для отдельных модулей допустимое отклонение K_{PM} от среднего значения не должно превышать $\pm 1,5$ дБ [24.1].

Одна из важнейших характеристик активного элемента — *нагрузочная характеристика*, представляющая собой зависимость мощности и фазы колебаний на его выходе от сопротивления нагрузки. Для выходного активного элемента СВЧ генератора модуля нагрузкой является полное входное сопротивление излучателя $Z_{вх}$. В АР с широкоугольным сканированием величина $Z_{вх}$ значительно изменяется из-за взаимодействия излучателей, причем законы изменения различные для центральных и периферийных излучателей (см. гл. 23). При изменении $Z_{вх}$ изменяется активная составляющая сопротивления нагрузки активного элемента, что приводит к изменениям выходной мощности, КПД и коэффициента усиления активного элемента, а значит, и всего модуля. Реактивная составляющая вызывает расстройку выходной ВЧ цепи активного элемента относительно частоты возбуждения и соответствующее изменение фазы выходных колебаний. В итоге изменение $Z_{вх}$ излучателя при сканировании приводит к появлению амплитудных и фазовых ошибок на выходе модуля. Одним из способов уменьшения влияния $Z_{вх}$ излучателя на параметры активного элемента является использование невзаимных элементов, например ферритовых вентилях и циркуляторов, включенных между ними (см. § 23.1).

Отметим, что дестабилизирующее влияние на фазу выходных колебаний активных элементов оказывает непостоянство не только нагрузок, но и питающих напряжений и температуры. При жестких требованиях к суммарной фазовой ошибке на выходе модуля с учетом всех дестабилизирующих факторов используют системы фазовой автоподстройки (ФАП). На рис. 24.2 показана структурная схема модуля с СВЧ генератором, охваченным кольцом ФАП.

Конструктивные требования к модулям АФАР во многом определяют выбор типа активных приборов и согласующих цепей СВЧ генератора. Эти требования в основном сводятся к уменьшению массы и размеров модуля, а значит, и его элементов. Важными являются также удобство сопряжения различных элементов модуля между собой, невысокая стоимость и надежность. Большое значение для многоэлементных АФАР имеет взаимозаменяемость модулей, которая во многом зависит от идентичности параметров его активных элементов и возможности нормальной работы при изменении параметров внешней среды. При оптимизации модуля по массе и стоимости удобно пользоваться такими характеристиками активных элементов, как масса на единицу выходной мощности (кг/кВт или г/Вт) и стоимость единицы выходной мощности (руб/Вт), которые позволяют сравнивать массу и стоимости различных активных элементов, обеспечивающих одинаковую выходную мощность [24.1].

Габаритные размеры модулей АФАР определяются возможностью размещения их в антенной решетке, поскольку для исключения побочных максимумов излучения при сканировании шаг решетки не должен значительно превышать $\lambda/2$. Поэтому при разработке модулей АФАР возникает задача их миниатюризации, которая усложняется по мере укорочения длины волны. Пределы миниатюризации электромагнитных систем и активных приборов СВЧ генератора ограничены, с одной стороны, современным уровнем их технологии и производства, а с другой стороны, чрезмерной локализацией тепловыделения, требующей применения эффективных теплоотводов и устройств охлаждения. Основной вид линии передачи, позволяющий миниатюризировать электромагнитные системы и применять интегрально-пленочную технологию, — несимметричная полосковая линия на диэлектрической подложке с большой относительной диэлектрической проницаемостью ϵ (более 7). Однако ее применение в сантиметровом диапазоне волн ограничивают возрастающие потери, что приводит к необходимости перехода на коаксиальные и волноводные линии передачи, имеющие существенно большие размеры. С целью уменьшения размеров волноводных линий передачи в ряде случаев их заполняют диэлектриками с высоким ϵ и малыми потерями. В дециметровом диапазоне для колебательных систем активных элементов на полупроводниковых приборах используют пленочные катушки индуктивности и навесные миниатюрные конденсаторы.

24.2. ТИПЫ АКТИВНЫХ ПРИБОРОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В МОДУЛЯХ АФАР

В зависимости от технических требований активные элементы модулей АФАР могут быть выполнены на электровакуумных (ЭВП) или полупроводниковых (ПП) приборах. Осво-

ными типами ЭВП СВЧ, применяемыми в радиотехнической аппаратуре, являются автогенераторные приборы — магнетроны, митроны, лампы с обратной волной и усилительные приборы — клистроны, лампы с бегущей волной (ЛБВ-0) и усилители типа М (со скрещенными электрическим и магнитным полями), например ЛБВ-М, амплитрон. В ряде случаев в дециметровом и длинноволновой части сантиметрового диапазонов целесообразно применять генераторы на металлокерамических СВЧ триодах и тетродах. К полупроводниковым приборам относятся транзисторы (биполярные и полевые) и диоды СВЧ — варакторы, лавинно-пролетные диоды (ЛПД) и диоды с междолинным переносом электронов (МПД).

На рис. 24.3 и 24.4 приведены соответственно частотные зависимости средней выходной мощности и КПД современных ЭВП и ПП СВЧ. Усилительные ЭВП СВЧ перекрывают весь диапазон СВЧ и обеспечивают высокий уровень выходной мощности. При этом может быть получен КПД приборов в пределах 40...80%. Наибольший КПД имеют усилители типа М (до 85%). Высокие усилительные свойства характерны для клистронов ($K_p \approx 40 \dots 60$ дБ) и ЛБВ=0 ($K_p = 30 \dots 50$ дБ). При этом ЛБВ-0 имеют полосу пропускания десятки процентов и шире. Фазовые характеристики ЭВП СВЧ оцениваются фазовой стабильностью во времени и отклонением фазочастотной характеристики от линейного закона. Наиболее существенно влияют на изменение фазы выходных колебаний ЭВП СВЧ изменения

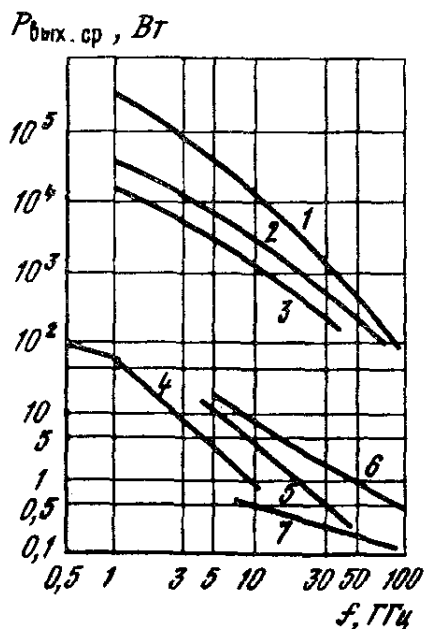


Рис. 24.3. Частотная зависимость средней выходной мощности активных приборов:

1 — клистронов; 2 — ЛБВ; 3 — усилителей типа М; 4 — биполярных транзисторов; 5 — полевых транзисторов; 6 — ЛПД; 7 — МПД

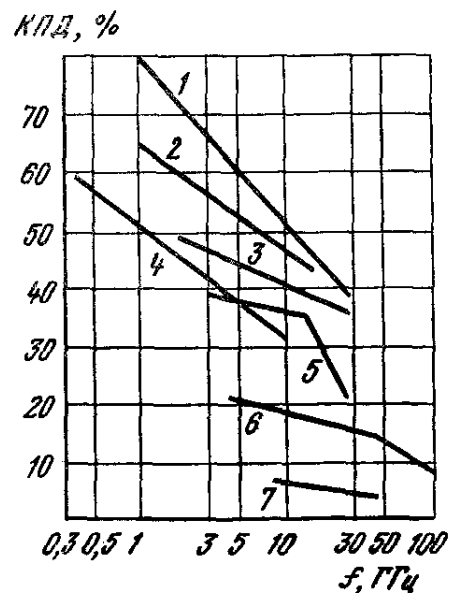


Рис. 24.4. Частотная зависимость КПД активных приборов:

1 — усилитель типа М; 2 — клистронов; 3 — ЛБВ; 4 — биполярных транзисторов; 5 — полевых транзисторов; 6 — ЛПД; 7 — МПД

ускоряющего напряжения и входной мощности прибора. Изменение фазы на 1% изменения напряжения составляет: в клистроне — 5...15°, в ЛБВ-0—30°, в усилителях типа М—0,5...2°. Изменение фазы колебаний при изменении уровня входной мощности на 1 дБ равно 4...6°, а их фазочастотные характеристики отклоняются от линейного закона не более чем на ±4...5° в полосе пропускания прибора. Масса усилительных ЭВП СВЧ сильно зависит от применяемой системы фокусировки. При магнитной периодической фокусировке с использованием самарий-кобальтового сплава в магнитной системе массу усилителя можно уменьшить на порядок. Показатель массы (кг/кВт) ЭВП СВЧ зависит также от уровня средней мощности прибора, имея тенденцию к снижению с ростом выходной мощности. При средней мощности 1...10 кВт [24.1] показатель массы имеет следующие значения, кг/кВт:

Усилитель типа М (амплитрон)	0,1...0,3
Клистрон	1...1,5
ЛБВ	0...3

Габаритные размеры ЭВП СВЧ зависят от рабочей частоты, выходной мощности и K_p прибора. У клистрона и ЛБВ-0 сантиметрового диапазона волн поперечные размеры примерно равны рабочей длине волны. Имеются различные конструктивные решения приборов, позволяющие удовлетворить требованиям разработчиков модулей АФАР. Долговечность ЭВП СВЧ примерно 10 тыс. ч (наибольшая у ЛБВ-0).

Полупроводниковые приборы СВЧ являются конкурентноспособными ЭВП СВЧ в модулях АФАР с уровнем мощности более нескольких десятков ватт только при сложении мощностей нескольких приборов (или усилителей). В дециметровом диапазоне волн наиболее мощными являются биполярные транзисторы. Однако рабочие частоты мощных серийных приборов пока ограничиваются диапазоном 5...7 ГГц. Значения КПД транзисторов на частотах 0,5...1 и 1,5...7 ГГц соответственно равны 50...65 и 40...50%. Коэффициент усиления K_p на частоте 0,5...1 ГГц составляет 7...10 дБ, а на частоте более 1 ГГц снижается до 3,5...8 дБ. Ширина полосы пропускания мощных транзисторных усилителей СВЧ составляет 2...3% [24.2], а при принятии специальных мер до 10%. Расширение полосы частот до 10...20% достигается в модифицированных «внутрисогласованных» транзисторах, имеющих на входе и выходе сопротивления 50 Ом.

В настоящее время разработан специальный тип импульсных транзисторов для применения в модулях АФАР с традиционными для радиолокационных станций длительностью импульса и скважностью. В связи с ограничением по частоте и коэффициенту усиления биполярных транзисторов ведутся раз-

работки мощных полевых транзисторов, которые считаются перспективными для работы на частотах более 8...10 ГГц [24.2; 24.3]. Полевые транзисторы на арсениде галлия с затвором Шотки позволяют изготавливать твердотельные приборы и тем самым конструировать твердотельные модули АФАР. Повышение частоты выходных колебаний модуля, построенного на транзисторных усилителях, может быть достигнуто применением диодных умножителей частоты с нелинейной емкостью $p-n$ -перехода (на варакторах и диодах с накоплением заряда), которые используются как выходные каскады модуля. Выходные частоты варакторных умножителей с закрытым $p-n$ -переходом достигают 30...50 ГГц. Диодные умножители частоты с нелинейной емкостью $p-n$ -перехода не обладают усилением, так как являются пассивными устройствами. Коэффициент преобразования СВЧ мощности у них всегда меньше единицы, и тем меньше, чем выше коэффициент умножения. Повысить частотный диапазон модулей можно также проектированием их на основе генераторов на ЛПД и МПД. Наиболее перспективными для применения в модулях сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн являются генераторы на ЛПД, имеющие лучшие энергетические характеристики, чем генераторы на МПД.

Принцип действия генераторов на ЛПД основан на компенсации активного сопротивления их колебательной системы с учетом сопротивления, вносимого нагрузкой, отрицательной активной составляющей полного сопротивления диода. При полной компенсации потерь в генераторе устанавливается режим автоколебаний. При частичной компенсации потерь происходит регенеративное усиление внешних колебаний. Регенеративные усилители не обладают однонаправленными свойствами и требуют применения невзаимных элементов (циркуляторов).

В настоящее время серьезные трудности при выполнении модулей на таких усилителях связаны с относительно низким КПД ЛПД (до 15%) и необходимостью использования в схеме усилителя циркулятора.

Сравнительная оценка ЭВП и ПП СВЧ по основным энергетическим параметрам показывает, что разные уровни выходной мощности можно получить от одного ЭВП СВЧ, имеющего КПД выше 30...40% и долговечность до 10 тыс. ч. Необходимость высоких напряжений питания ЭВП СВЧ, их значительные габаритные размеры и масса ограничивают применение указанных приборов в модулях АФАР. Полупроводниковые приборы СВЧ позволяют в большей степени, чем ЭВП, миниатюризировать модули АФАР и увеличивать время наработки между отказами. Однако, если необходим высокий уровень выходной мощности, требуются большое число приборов в модуле и сложные схемы суммирования их мощностей. Модули на тран-

зисторах общего применения, без внутрисогласованных цепей и со значительным разбросом значений полных входного и выходного сопротивлений по первой гармонике от экземпляра к экземпляру требуют дополнительной настройки при замене транзисторов, что удорожает модули и усложняет их эксплуатацию. Поэтому одной из проблем, связанных со снижением стоимости АФАР на полупроводниковых элементах, является разработка транзисторов с параметрами, позволяющими обеспечить их взаимозаменяемость. Малые размеры кристаллов ГП СВЧ и ограниченное значение КПД этих приборов (до 35%) приводят к чрезмерной локализации тепловыделения в приборе, а следовательно, возникает проблема теплоотвода. Эти обстоятельства создают дополнительные трудности при разработке АФАР и миниатюризации радиосистем с АФАР.

24.3. КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ АФАР

При заданной мощности излучения P_{Σ} КПД АФАР $\eta_a = P_{\Sigma}/P_0 = 1 - P_{\Pi}/P_0$ определяется мощностью потерь P_{Π} в ее элементах: модулях, РС, возбuditеле.

Оценим КПД и его зависимость от параметров элементов АФАР на примере передающей эквидистантной АР из N излучателей с параллельным возбуждением при равном делении мощности в m раз в каждом делителе мощности (рис. 24.5). Расстояние между излучателями примем равным $\lambda_0/2$ (λ_0 — рабочая длина волны АФАР). Каждый модуль решетки состоит из излучателя, активных элементов (АЭ) — генератора СВЧ (например, одного-трех каскадов усилителей мощности) и управляемого ФВ. Согласующее устройство объединено с АЭ. Все модули идентичны и имеют выходную мощность $P_m = P_{\Sigma}/N$. Так как ФВ модулей обычно включаются до АЭ, то для удобства расчета η_a отнесем их к элементам фидерного тракта РС. Таким образом, входом модуля будет вход генератора СВЧ. Далее считаем, что полное число разветвлений (ступеней деления мощности) фидерного тракта равно q . Номер разветвления

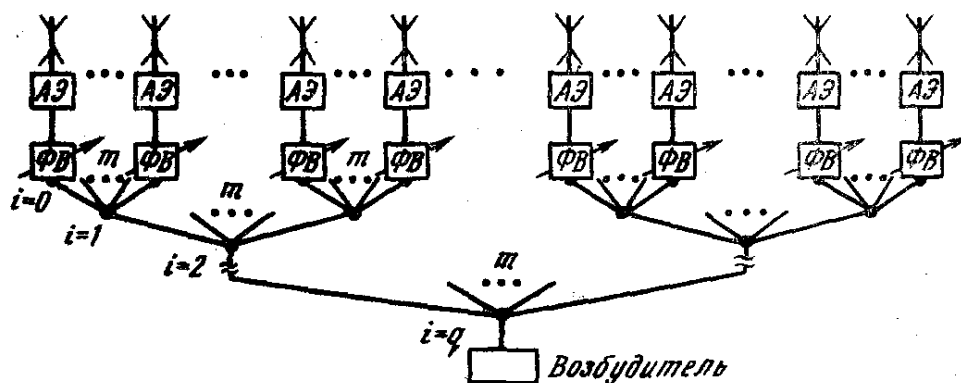


Рис. 24.5. Структурная схема эквидистантной линейной АФАР

i , отсчитываемый от излучателя, изменяется от 0 до q . Величины q , m , N связаны соотношением $m^q = N$. Для рассматриваемой эквидистантной схемы АФАР (при КПД излучателя $\eta_{изл} \approx 1$) [24.4]

$$\eta_a = \eta_m \frac{\eta_\phi K_{PM}}{\eta_\phi K_{PM} + \eta_m / \eta_v} \quad (24.1)$$

Здесь η_m , η_ϕ , η_v — КПД модуля, фидерного тракта и возбуждателя соответственно.

С учетом принятых упрощений для схемы модуля АФАР, приведенной на рис. 24.1, имеем $\eta_m \approx \eta_r$ и $K_{PM} \approx K_{PG}$, где η_r — КПД генератора СВЧ и K_{PM} , K_{PG} — коэффициенты усиления модуля и генератора СВЧ. Тогда (24.1) запишется как

$$\eta_a = \eta_r \frac{\eta_\phi K_{PG}}{\eta_\phi K_{PG} + \eta_r / \eta_v} \quad (24.2)$$

С учетом распределенных потерь в линии передачи α (Нп/м), потерь в делителях мощности β (Нп) и фазовращателях γ (Нп) КПД фидерного тракта

$$\eta_\phi = \exp[-2\beta q - 2\gamma - \alpha \lambda 0,5(m^q - 1)] = \eta_d \eta_{fv} \eta_{lp}, \quad (24.3)$$

где

$$\eta_d = \exp(-2\beta q), \quad \eta_{fv} = \exp(-2\gamma), \quad \eta_{lp} = \exp[-\alpha \lambda \cdot 0,5(m^q - 1)]$$

— КПД делителей, фазовращателей и линии передачи фидерного тракта; λ — рабочая длина волны в фидерном тракте.

Анализируя (24.2), замечаем, что наибольшее значение η_a стремится к η_r , при этом оно будет тем ближе к η_r , чем больше отношение η_r / η_v , т. е. выполняется условие $\eta_\phi K_{PG} \gg \eta_r / \eta_v$. Допустим, что $\eta_\phi K_{PG} \approx 10 \eta_r / \eta_v$, тогда $\eta_a \approx 0,9 \eta_r$. Если известны η_ϕ , η_r , η_v , то можно найти K_{PG} , обеспечивающий это значение КПД АФАР:

$$K_{PG} \approx 10 \eta_r / \eta_v \eta_\phi. \quad (24.4)$$

При выполнении (24.4) η_a будет отличаться от η_r не более чем на 10%. Выражение (24.4) можно считать условием выбора K_{PG} . Если $\eta_r \approx \eta_v$, то $K_{PG} \approx 10 / \eta_\phi$. Зависимость отношения η_a / η_r от K_{PG} для этого случая показана на рис. 24.6.

Таким образом требуемое значение K_{PG} во многом определяется η_ϕ . Поэтому представляют интерес зависимость η_ϕ от применяемого типа линии передачи, диапазона рабочих волн и числа ступеней деления q .

На рис. 24.7 приведены кривые зависимости η_ϕ фидеров на основе волноводной линии (стандартный прямоугольный волновод — СВ) передачи (кривые 1) и микрополосковой линии (МПЛ) передачи (кривые 2), применяемых в дециметровом (сплошные линии) и сантиметровом (штриховые линии) диапазонах волн. Кривые получены для характерных значений $\alpha \lambda$,

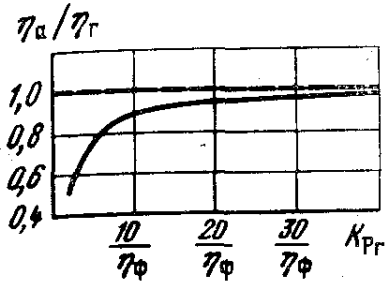


Рис. 24.6. Зависимости отношения η_a/η_r при $\eta_r \approx \eta_b$ от коэффициента усиления K_{PG}

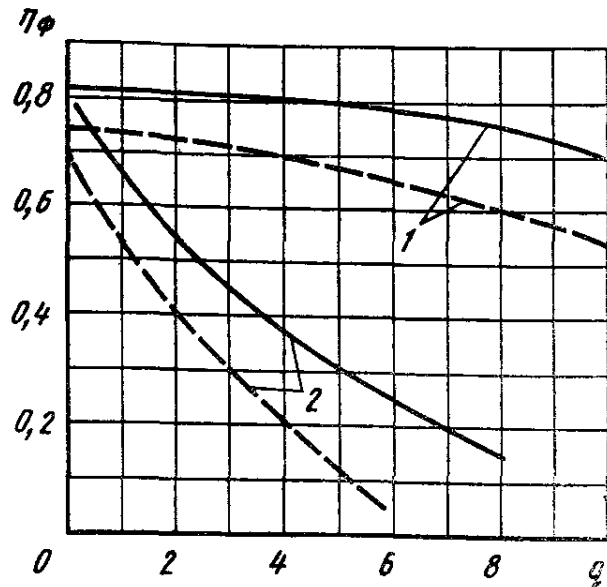


Рис. 24.7. Зависимости КПД фидерного тракта от числа ступеней деления q РС при $m=2$

γ и β в соответствующих диапазонах волн. Как и следовало ожидать, более высокий η_ϕ имеет фидерный тракт на стандартном волноводе. При этом η_ϕ слабо зависит от q . Фидерный тракт на МПЛ имеет низкий и сильно зависящий от q КПД. Однако при ограничении АФАР по массе применение волновода при $q \gg 1$ может быть проблематичным вследствие того, что его масса в сантиметровом диапазоне волн значительно больше массы МПЛ. В фидерном тракте на коаксиальной линии передачи потери в сантиметровом диапазоне волн с ростом q возрастают, однако они будут существенно меньше, чем в тракте на МПЛ.

Если принять, что число излучателей решетки N задано и потери в делителях мощности слабо зависят от индекса деления (если $m \leq 3..4$), то при увеличении m КПД фидера будет возрастать. Это объясняется тем, что при заданном N $\eta_{дл}$ и $\eta_{фв}$ от m не зависят, а число ступеней деления $n = \lg N / \lg m$ с ростом m уменьшается и, значит, делителей мощности требуется меньше. Следовательно, КПД делителей η_d будут увеличиваться. Это следует также из выражения $\eta_d = \exp(-2\beta \lg N / \lg m)$.

Кривые на рис. 24.8 показывают, что выигрыш в КПД делителей с увеличением m становится существенным для больших N ($N > 10^3$). Однако возрастание значения η_d заметно при увеличении m с 2 до 3, при переходе от 3 до 5 оно изменяется мало, в то время как сложность конструкции делителя мощности и его стоимость существенно возрастают.

Выясним, наконец, влияние коэффициента усиления генератора СВЧ K_{PG} на КПД АФАР. Анализ (24.2) показывает, что характер влияния на η_a зависит от КПД фидерного тракта η_ϕ . Чтобы уяснить это, воспользуемся графиком на рис. 24.6, который показывает, что при увеличении K_{PG} величина η_a вначале возрастает быстро, а затем медленно, стремясь при $K_{PG} \rightarrow \infty$ к максимально возможному значению, равному η_r . Если $\eta_\phi > 0,8$,

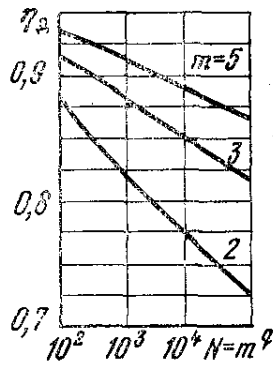


Рис. 24.8. Зависимости КПД делителей от числа излучателей АФАР для $\beta = 0,01$ Нп

то даже небольшое усиление ($K_{\text{рг}} \approx 15$) позволяет получить достаточно высокий η_a . При $\eta_{\text{ф}} < 0,2$ необходимо обеспечить большое усиление в генераторе СВЧ ($K_{\text{рг}} > 100$).

При $K_{\text{рг}}$, выбранном согласно (24.4), КПД возбуждителя $\eta_{\text{в}}$ слабо влияет на η_a . Так, при изменении $\eta_{\text{в}}$ в 2 раза η_a меняется менее чем на 10%. В то же время $\eta_{\text{г}}$, как это следует из (24.2), является определяющим. Итак, для получения высокого η_a следует проектировать модули с высоким $\eta_{\text{г}}$ и коэффициентом усиления $K_{\text{рг}}$ не менее значения, определяемого условием (24.4).

24.4. ТРЕБОВАНИЯ К ФАЗОВЫМ ОШИБКАМ МОДУЛЕЙ АФАР

Эти требования связаны с получением необходимого фазового распределения вдоль решетки. Основное влияние на разброс фаз отдельных модулей будут оказывать фазовые ошибки фазовращателей и разброс фаз активных элементов. Фазовые ошибки фазовращателей возникают из-за неточности их изготовления и отклонения закона изменения управляющего фазовращателями параметра (тока или напряжения) при сканировании, а также изменения размеров элементов фазовращателей при изменении температуры. Разброс фаз активных элементов обусловлен их неидентичностью и влиянием изменения питающих напряжений и температуры окружающей среды на параметры активных приборов, а также наличием отражений электромагнитной волны от излучателей. Фазовый разброс модулей контролируется при их регулировке. Разброс фаз до $\pm 20^\circ$ электрических длин модулей относительно среднего значения не приводит к заметному уменьшению КНД АФАР [24.1]. Для компенсации фазовых ошибок применяются дополнительные фазовращатели, например в виде отрезков линии передачи, диэлектрических вставок в линии передачи и т. д. Однако в процессе эксплуатации АФАР могут появиться случайные (неконтролируемые) фазовые ошибки, которые приведут к дополнительному разбросу фазы ее отдельных модулей. Если требования к допустимым значениям фазовых ошибок жесткие, то применяют фазовую автоподстройку (ФАП).

24.5. РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ВЫБОРУ СХЕМЫ И ПАРАМЕТРОВ МОДУЛЯ

Модуль передающей АФАР разрабатывается исходя из заданной выходной мощности P_m , рабочей длины волны (или частоты), КПД η_m , ширины полосы пропускания, вида и требований к его АЧХ, вида модуляции, изменения фазы колебаний на выходе и ее допустимой ошибки. Кроме того, учитываются конструктивные требования к модулю, допустимые масса и габаритные размеры, высокая надежность, а также специальные и общие требования (условия охлаждения, контроль работы и т. д.). Нередко оговариваются допустимое минимальное значение КПД модуля, которое позволяет обеспечить желаемые тепловой режим АФАР, уровень внеполосных и побочных колебаний по отношению к полезному сигналу, уровень спектральной плотности амплитудных и фазовых шумов. Предполагается, что схема построения АФАР известна (рис. 24.9). Схему модуля (см. рис. 24.1) во многом определяет генератор СВЧ, который может состоять, например, из одного или нескольких каскадов усилителей мощности и преобразователей частоты. Пример структурной схемы генератора СВЧ модуля приведен на рис. 24.10.

Будем считать, что АФАР соответствует схеме, показанной на рис. 24.5. С учетом упрощений в схеме построения модуля (см. § 24.3) его коэффициент усиления по мощности $K_{PM} \approx K_{PG}$, а КПД модуля $\eta_m \approx \eta_g$. Напомним, что в модуле согласующие элементы (см. рис. 24.1), включаемые для уменьшения влияния изменения входного сопротивления излучателя на работу выходного каскада генератора СВЧ, объединены с выходной согласующе-трансформирующей цепью генератора СВЧ. В общем случае они могут быть включены в виде отдельного СВЧ устройства, например вентили, и тогда следует учесть потери в согласующем устройстве дополнительно. Выбор типа согласующего устройства зависит от того, насколько значительны пределы изменения входного сопротивления излучателя при работе АФАР.

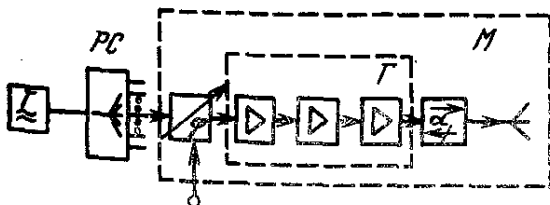


Рис. 24.9. Структурная схема передающей АФАР:
РС — распределительная система; М — модуль; Г — СВЧ генератор

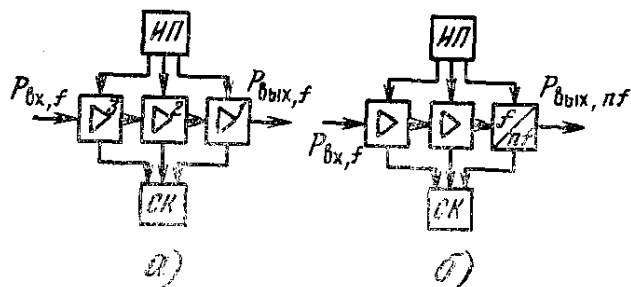


Рис. 24.10. Структурные схемы СВЧ генератора модуля:

а — на базе усилительной цепочки; б — на базе усилительно-умножительной цепочки (ИП — источник питания, СК — система контроля)

Как уже отмечалось, важным энергетическим параметром модуля является K_{PM} . Для выбора $K_{PM} \approx K_{PG}$ воспользуемся условием (24.4), позволяющим получить $\eta_M \approx \eta_G$. Определим η_F ориентировочно по (24.3), используя справочные данные о потерях в линии передачи, делителях мощности и фазовращателях. Если η_B не задан, то можно принять $\eta_B \approx \eta_G$. Следовательно, к уже имеющимся требованиям к модулю добавляем требование получения коэффициента усиления его генератора СВЧ не менее K_{PG} , определяемого в § 24.3. Так как большая часть требований к модулю относится в первую очередь к генератору СВЧ, то его проектирование — очень ответственная задача.

Проектирование генератора СВЧ выполняется по заданным энергетическим параметрам: выходной мощности P_G , КПД η_G и K_{PG} [24.6, 24.7]. С учетом неизбежных потерь в излучателе с некоторым запасом принимаем $P_G \approx 1,2 P_M$, выбираем $\eta_G = \eta_M$, а K_{PG} находим из (24.4).

Схема генератора СВЧ во многом определяется типами активных приборов, которые в нем применяются. Если мощность P_G составляет от ватта до сотен ватт в дециметровом диапазоне волн и от долей ватт до нескольких ватт в сантиметровом, то целесообразно применять полупроводниковые приборы. Выходная мощность генератора может быть увеличена за счет сложения мощности нескольких активных приборов. Применение ЭВП СВЧ более оправдано для модулей с высоким уровнем выходной мощности в сантиметровом диапазоне волн или для АФАР с групповым возбуждением излучателей.

Основным типом полупроводниковых активных элементов дециметрового и верхней части сантиметрового диапазонов являются усилители на биполярных транзисторах, как наиболее мощные и имеющие КПД до 30...50%. Однако коэффициент усиления этих приборов невелик и уменьшается до 2...3 в сантиметровом диапазоне. Поэтому для получения $K_{PG} > 10...15$ необходимо иметь не менее двух-трех усилительных каскадов (рис. 24.10, а). Тогда $K_{PG} = \prod_{i=1}^k K_{Pi}$, где $K_{Pi} = P_{вых i} / P_{вх i}$ — коэффициент усиления i -го каскада; k — число каскадов; $P_{вых i}$ и $P_{вх i}$ — выходная и входная мощности i -го каскада.

Если генератор содержит несколько каскадов, допустим три усилителя мощности, то его КПД

$$\eta_G = \frac{P_G}{P_{ог}} = \eta_1 / \left(1 + \frac{\eta_1}{K_{P1}\eta_2} + \frac{\eta_1}{K_{P1}K_{P2}\eta_3} \right), \quad (24.5)$$

где $P_{ог}$ — суммарная мощность, подводимая от источника питания ко всем усилителям; η_1, η_2, η_3 — КПД усилителей первого — третьего каскадов по выходной цепи активного прибора; K_{P1} и K_{P2} — коэффициенты усиления первого и второго каскадов. Заметим, что если коэффициент усиления выходного каскада

Таблица 24.1

Тип транзи- стора	Схема вклю- чения	f , ГГц	$P_{\text{вых}}$, Вт	K_p , дБ	η , %	U_{k0} , В
2Т606А	ОЭ	0,4	0,8	4	30	28
2Т904А	ОЭ	0,4	3	4	40	28
2Т914А	ОЭ	0,4	3	4	40	28
2Т907А	ОЭ	0,4	8	4,5	40	28
2Т934А	ОЭ	0,4	3	7,5	50	28
2Т934Б	ОЭ	0,4	12	6	50	28
2Т934В	ОЭ	0,4	25	4,5	50	28
2Т930А	ОЭ	0,4	40	7,5	50	28
2Т930Б	ОЭ	0,4	75	6	50	28
2Т970А	ОЭ	0,4	100	6	50	28
2Т960А	ОЭ	0,4	40	6	60	12,6
2Т909А	ОЭ	0,5	17	2,5	45	28
2Т909Б	ОЭ	0,5	35	2,5	45	28
2Т911Б	ОЭ	1	0,8	4,5	40	28
2Т607А-4	ОЭ	1	1	6	45	20
2Т913А	ОЭ	1	3	6	45	28
2Т913Б	ОЭ	1	5	6	45	28
2Т913В	ОЭ	1	10	6	55	28
2Т916А	ОЭ	1	20	6	55	28
2Т946А	ОБ	1	27	6	55	28
2Т962А	ОБ	1	10	6	36	28
2Т962Б	ОБ	1	20	5,5	50	28
2Т962В	ОБ	1	40	4,5	40	28
2Т979А	ОБ	1,3	50	6	50	28
2Т977А	ОБ	1,5	50	—	20	40
			(ИР)			
2Т975А	ОБ	1,5	200	6	30	45
			(ИР)			
2Т975Б	ОБ	1,5	100	6	35	45
			(ИР)			
2Т911А	ОЭ	1,8	0,8	3	30	28
2Т919В	ОБ	2	1	7	25	28
2Т919Б	ОБ	2	2	6	30	28
2Т919А	ОБ	2	4,4	6	33	28
2Т942Б	ОБ	2	7	4	25	28
2Т942А	ОБ	2	9	4	30	28
2Т948Б	ОБ	2	8	4	35	28
2Т948А	ОБ	2	15	4	35	28
2Т637А-2	ОБ	3	0,5	4	25	20
2Т634А-2	ОБ	5	0,45	3,5	23	20
2Т938А-2	ОБ	5	1	3	33	20
2Т937А-2	ОБ	5	2	3	35	21
2Т937Б-2	ОБ	5	4	3	38	21
2Т640А-2	ОБ	7	0,1	6	15	15
2Т643А-2	ОБ	7	0,5	4	37	15
2Т642А-2	ОБ	8	0,1	4	37	12
2Т647А-2	ОБ	10	0,2	3	22	15
2Т963Б-2	ОБ	10	0,5	3	28	12
2Т963А-2	ОБ	10	0,8	3	31	15
2Т648А-2	ОБ	12	0,05	3	8	12

Примечания. 1. Транзисторы работают на нагрузки, при которых имеют максимальное значение K_p .

2. ОБ, ОЭ — общая база, общий эмиттер.

3. ИР — импульсный режим.

$K_{P1} > 10$, то $\eta_r \approx \eta_1$. Если выбраны типы активных приборов, то для оценки КПД и коэффициента усиления каскадов можно использовать справочные данные для параметров биполярных (табл. 24.1) и полевых (табл. 24.2) транзисторов. Активный прибор, например транзистор, выбирают исходя из требуемого значения мощности P_r на рабочей частоте. Выходной каскад генератора СВЧ обычно строится на транзисторе с достаточно высоким КПД. Если коэффициент усиления его мал ($K_P = 5 \dots 10$), то и предыдущий каскад также нужно строить на транзисторе с достаточно большим значением КПД. Чтобы требуемое значение $K_{Pг}$ получить при меньшем числе каскадов, желательно выбирать транзисторы с большим коэффициентом усиления либо в одном из каскадов генератора СВЧ (обычно в самом маломощном) применить линейный режим работы. Согласующе-трансформирующие цепи транзисторных усилителей при частотах до 1 ГГц обычно выполняют на элементах с сосредоточенными параметрами, а при частотах выше 1...2 ГГц — на отрезках несимметричной МПЛ. Помимо полосковых конструкций находят применение отрезки коаксиальных и волноводных линий передачи. Коаксиальные линии используют в основном для соединения активных элементов и элементов СВЧ, выполненных в отдельных корпусах. Волноводные линии передачи используются в конструкциях модулей на достаточно высоких частотах (более 10...15 ГГц), где отрезки полосковых линий становятся слишком малыми, а потери в них недопустимо возрастают. Для уменьшения массы и габаритных размеров волноводных элементов их заполняют диэлектриком с высоким ϵ (более 10...15) и малыми потерями. Все возрастающие требования к уменьшению массы и габаритных размеров при-

Таблица 24.2

Тип транзистора	f , ГГц	$P_{\text{вых}}$, Вт	K_P , дБ	η , %	U_{K0} , В
ЗП602А-2	12	0,18	2,6	25	7
ЗП602Б-2	12	0,1	3	20	7
ЗП602В-2	12	0,05	3	20	7
ЗП602Г-2	10	0,45	2,6	30	7,5
ЗП602Д-2	8	0,5	3	40	7,5
ЗП603А-2	12	0,5	3	20	8
ЗП603Б-2	12	1	3	35	8
ЗП604А-2	18	0,2	3	20	7
ЗП604Б-2	18	0,125	3	15	7
ЗП604В-2	18	0,075	3	25	7
ЗП604Г-2	18	0,05	3	20	7
ЗП910А-2	8	0,5	3	25	7
ЗП910Б-2	8	1	3	25	7
ЗП915А-2	8	5	3	35	7
ЗП915Б-2	8	3	3	22	7

водят к необходимости объединения большого числа элементов модуля в общем корпусе, при этом сокращается число межблочных соединителей, увеличивается плотность упаковки.

Однако с уменьшением размеров конструкции возникают трудности отвода тепла от модуля. Применение эффективных средств охлаждения, например теплоотводящих трубок, усложняет конструкцию АФАР, увеличивает ее стоимость. Последние годы ведется разработка твердотельных модулей, выполненных на полевых транзисторах с затвором Шотки [24.3]. Созданы полупроводниковые интегральные схемы СВЧ на основе этих транзисторов.

С ростом рабочей частоты и мощности транзисторных усилителей уменьшаются полные входное и выходное сопротивления транзистора по первой гармонике, что существенно затрудняет их согласование с внешними СВЧ цепями (нагрузкой на выходе и сопротивлением на входе усилителя). Поэтому желательно применять внутрисогласованные транзисторы. При большом числе модулей в АР транзисторы, содержащиеся в них, должны иметь малый разброс параметров с тем, чтобы обеспечить взаимозаменяемость модулей при выходе из строя. При выборе транзистора необходимо учитывать и их стоимость.

В тех случаях, когда заданную частоту колебаний нельзя обеспечить транзисторами, в модулях применяют диодные умножители частоты (рис. 24.10, б). Варакторный умножитель частоты с коэффициентом умножения 2...4 используется как выходной каскад, возбуждаемый транзисторным усилителем. Выходная мощность такой транзисторно-варакторной цепочки составляет единицы ватт при общем значении КПД около 20%. Недостатком применения такой цепочки является увеличение фазовых ошибок в модулях за счет умножения их в выходном каскаде. Поэтому если имеется возможность обеспечить заданную частоту колебаний без умножителя, то ею следует воспользоваться. Например, при требуемом уровне мощности порядка единиц и долей ватта можно применить усилители на серийно выпускаемых ЛПД, при этом КПД будет равен 10...15%, а коэффициент усиления 3...5 дБ. Для повышения уровня мощности используют устройства сложения мощностей нескольких усилителей. Модуль на ЛПД состоит из усилителя на ЛПД и фазовращателя, разделенных невзаимным элементом, например вентилем или циркулятором.

При выборе схемы осуществления модуляции следует учитывать особенности, связанные с тем, что одновременно модулируются колебания большого числа модулей. Возможны два способа. При первом из них модулятор входит в состав каждого модуля, а управляющее колебание подводится к входам модуляторов. При втором способе от одного достаточно мощного модулятора колебания подводятся ко всем модулям, причем требуется большая мощность модулятора, так как часть ее

расходуется в распределительном устройстве. В обоих случаях распределительное устройство модулирующих колебаний не должно вносить искажений. При эксплуатации АФАР с большим числом модулей (более 100) необходима информация об их нормальной работе. С этой целью либо в каждый модуль включаются датчики информации о его режиме работы (токах, напряжениях и др.) либо контролируется поле излучения АФАР и полученная информация обрабатывается на ЭВМ. Питание генератора СВЧ и модулятора осуществляется от источника питания с требуемыми значениями напряжения и стабильности.

В связи с возможностью выхода из строя активных приборов генератора СВЧ при резком изменении напряжения питания, амплитуды входного колебания или нарушении согласования в выходной цепи предусматриваются устройства защиты. При выборе схемы этого устройства учитываются особенности и условия работы генератора СВЧ в составе модуля. Предпочтение отдается наиболее простому и дешевому устройству, так как число модулей АФАР велико.

24.6. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ ПРИ РАЗРАБОТКЕ МОДУЛЕЙ АФАР

При разработке модулей АФАР в настоящее время широко применяются методы автоматизированного проектирования, что позволяет сократить время разработки и повысить ее качество [24.5]. Наиболее сложным процессом является расчет генератора СВЧ. Если генератор СВЧ выполнен на ЭВП СВЧ, то разработчик получает его с требуемыми параметрами и характеристиками от изготовителя в готовом виде.

Миниатюрные генераторы на полупроводниковых приборах нередко конструктивно объединены с другими СВЧ элементами модуля, поэтому прикладные программы для автоматизированного проектирования модуля включают расчет как активных элементов — автогенераторов, усилителей и умножителей, так и пассивных — фазовращателей, фильтров, вентилях и т. д. В ряде случаев некоторые пассивные СВЧ элементы объединяются с согласующе-трансформирующими СВЧ цепями генераторов.

Проектирование полупроводниковых генераторов СВЧ на первом этапе связано с разработкой многоуровневой физической модели, позволяющей определять их выходные параметры по известным входным. При этом возможен расчет большого числа вариантов режима работы генератора СВЧ. Наиболее приемлемый вариант не обязательно будет оптимальным по энергетическим параметрам: выходной мощности, КПД, коэффици-

енту усиления. Поэтому на следующем этапе приходится оптимизировать режим работы генератора СВЧ, выбрав желаемый параметр оптимизации. Например, если задана выходная мощность, то для выходного каскада генератора СВЧ наиболее важно значение КПД, а для предварительных каскадов — коэффициента усиления.

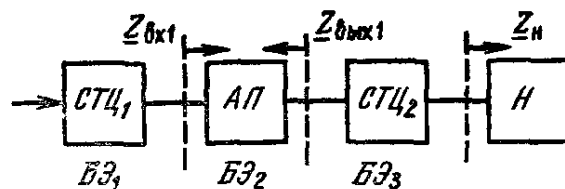
В процессе автоматизированного проектирования модуля или генератора СВЧ бывает удобным применить принцип декомпозиции, т. е. формально расчленить их на более простые составные элементы, называемые базовыми (БЭ). Например, транзисторный генератор расчленяют на БЭ (рис. 24.11): транзистор (АП) и согласующие СВЧ цепи (СТЦ₁ и СТЦ₂). Параметры режима транзистора являются исходными при расчете СТЦ. Применение алгоритма объединения БЭ — транзистора и СТЦ₁, СТЦ₂ — позволяет не только рассчитать генератор, но и оптимизировать его по какому-либо из энергетических параметров. При расчете укрупненные БЭ можно разъединить на простые. Например, СТЦ генератора рассчитать по схемам замещения БЭ, состоящим только из элементов на отрезках линии передачи или на сосредоточенных L , C , R . Такие БЭ удобно характеризовать матрицей их параметров (рассеяния, сопротивлений, проводимостей). Расчет схемы, представляющей объединение двух и более таких элементов, сводится к определению по специальным алгоритмам эквивалентной матрицы параметров, рассчитываемой по уже известным матрицам простейших БЭ. Эффективность расчета зависит от того, в какой мере удастся автоматизировать стандартные операции, например расчета АЧХ СТЦ.

При расчете схемы СТЦ производится ее параметрический синтез. Целевой функцией при оптимизации является коэффициент передачи СТЦ в требуемой полосе частот, т. е. требуемая АЧХ. Имеются пакеты программ, позволяющие производить подобные расчеты на ЭВМ [24.5]. После проведения параметрического синтеза, т. е. определения параметров элементов схемы, можно выполнить допусковый синтез этих элементов по допустимому отклонению АЧХ цепи от требуемой и желаемому допуску на параметры элементов [24.5].

Расчет параметров режима активного полупроводникового прибора с учетом его нелинейности требует сложной физической модели. Поэтому, сохраняя данные об основных деталях физического процесса в приборе, находят ее приближение, что позволяет создавать реализуемый на ЭВМ алгоритм анализа

Рис. 24.11. Представление схемы генератора в виде базовых элементов (декомпозиция схемы генератора на базовые элементы):

СТЦ — согласующе-трансформирующая цепь; АП — активный прибор, Н — нагрузка



его режима. Чем ближе найденное приближение к точной модели, тем полнее отражаются реальные процессы в приборе. Математическая модель, адекватная физической, представляет собой математическое описание физического процесса, протекающего в приборе. Обычно приходится ограничиваться тем или иным приближением к точной модели для получения приемлемой затраты машинного времени на вычисления.

По моделям полупроводниковых приборов — транзисторов и диодов СВЧ [0.2] — можно лишь оценить параметры режима, причем дополнительно к паспортным данным необходимо экспериментально определять ряд электрических параметров приборов.

При проектировании генераторов на биполярных транзисторах часто приходится экспериментально определять входное $Z_{вх1}$ и выходное $Z_{вых1}$ сопротивления транзисторов, необходимые для расчета СТЦ генераторов. Это можно выполнить, применив метод замещения, или измерением S -параметров «большого» сигнала транзисторов. Экспериментальные значения $Z_{вх1}$ и $Z_{вых1}$ связаны с конкретными энергетическими режимами и частотами, при которых они были измерены.

Глава 25. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ТРАНЗИСТОРНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ СВЧ НА ОСНОВЕ S -ПАРАМЕТРОВ ТРАНЗИСТОРА

25.1. ПРИМЕНЕНИЕ МАТРИЧНЫХ МЕТОДОВ К АНАЛИЗУ И РАСЧЕТУ МОЩНЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ СВЧ

В процессе проектирования транзисторного усилителя мощности должен быть определен режим работы транзистора, обеспечивающий заданные энергетические характеристики, а также структура и параметры входных и выходных цепей с определенными трансформирующими и фильтрующими свойствами.

В транзисторных генераторах СВЧ используют режимы работы транзисторов как близкие к линейным, так и нелинейные с отсечкой коллекторного тока. Последние применяются в усилителях мощности с целью увеличения их КПД. Классический способ исследования нелинейных режимов основан на исполь-

зовании гармонического анализа токов или напряжений, действующих на зажимах активного прибора при определенной, заранее известной связи между мгновенными значениями токов и напряжений, устанавливаемой на основе аппроксимации его вольт-амперной или вольт-кулонной характеристики. Однако применение этого способа к транзисторным усилителям СВЧ затруднительно из-за сложного характера взаимодействующих нелинейных, параметрических и инерционных свойств СВЧ транзисторов, а также влияния многочисленных паразитных элементов его конструкции. Эквивалентная схема, учитывающая все эти свойства транзистора, оказывается весьма сложной, а временные зависимости токов и напряжений включают большое число амплитудно- и частотно-зависимых параметров. Исключение части параметров из рассмотрения для упрощения анализа существенно уменьшает точность и сужает границы применимости метода. В то же время учет большого числа параметров, подлежащих, как правило, экспериментальному определению, приводит к тому, что число исходных данных значительно превышает число величин, подлежащих расчету [25.1], а объем и сложность экспериментальных работ по определению исходных данных превосходят объем и сложность экспериментов по прямому измерению искомым величин.

Изложенные обстоятельства — одна из причин применения матричных методов анализа транзисторных усилителей СВЧ. В этом случае транзистор как четырехполюсник определяется матрицей параметров $[p]$, элементы которой являются коэффициентами линейного уравнения, связывающего воздействия $[A]$ и отклики $[B]$ на входах четырехполюсника: $[B] = [p][A]$. Матричный метод позволяет значительно унифицировать анализ линейных и нелинейных режимов работы транзистора. Возможность применения линейного уравнения к описанию нелинейного режима работы транзистора основана на следующих предпосылках. Под элементами матрицы $[p]$ в данном случае понимается отношение амплитуд первых гармоник отклика B_{i1} и воздействия A_{j1} : $p_{ij1} = B_{i1}/A_{j1}$. Кроме того, области применения матричного метода часто ограничиваются режимами, при которых параметры p слабо зависят от амплитуд воздействий на входы транзистора. Параметры, определенные с учетом этих предпосылок, будем обозначать заглавными буквами. Таким образом, транзистор рассматривается как квазилинейный четырехполюсник, описываемый линейными уравнениями.

Применение матричного метода требует выбора подходящих параметров P транзистора и способа их определения. В общем случае может быть выбрана любая система параметров, связывающих токи и напряжения на входах транзистора (Z -, Y -, H - и G -параметры) [25.2], а также система S -параметров, связывающих нормированные амплитуды падающих, отраженных и проходящих волн. Лучше использовать такую систему параметров,

в которой расчетные соотношения упрощаются, а сами параметры имеют ясный физический смысл и их можно достоверно определить.

Для расчета усилителей метрового и длинноволновой части дециметрового диапазонов, входные и выходные цепи которых построены на сосредоточенных элементах, удобнее использовать параметры, связывающие токи и напряжения на входах транзистора, причем для нелинейного режима расчетные соотношения упрощаются, если параметры выбраны с учетом характера возбуждения транзистора [25.3]. Например, применительно к СВЧ усилителям мощности на биполярных транзисторах, обычно используемых в режимах с близким к гармоническому базовым током и коллекторным напряжением, предпочтительно использовать H -параметры.

Транзисторы генераторов дециметрового и сантиметрового диапазонов с выходными и входными цепями на отрезках микроразомкнутых линий удобно описывать S -параметрами. В этом случае требования к согласованию внешних цепей с транзистором и условия устойчивости усилителя выражаются через коэффициенты отражения от входов транзистора.

Параметры транзистора могут быть определены расчетным путем на основе принятой эквивалентной схемы транзистора, а также измерены экспериментально. Последнее более удобно, так как при расчете параметров в нелинейном режиме возникают трудности того же характера, что и при классическом анализе с учетом определения элементов матрицы $[P]$ как отношения первых гармоник отклика и воздействия.

В диапазоне СВЧ токи и напряжения как метрические элементы не вполне приемлемы, а режимы короткого замыкания и холостого хода четырехполюсника нельзя реализовать достаточно точно. Поэтому экспериментально определить Z -, Y -, H - и G -параметры трудно. По этой причине экспериментально определяют S -параметры транзистора, что требует использования режима согласования линии передачи, легко реализуемого в диапазоне СВЧ.

Располагая сведениями о параметрах транзистора, определенных в рабочей полосе частот и заданном интервале мощностей проектируемого усилителя, можно рассчитать входное и выходное сопротивления этого транзистора, рабочий и номинальный коэффициенты усиления, проанализировать устойчивость работы усилителя, а также найти его нагрузочные характеристики.

Отметим также, что пересчет из одной системы параметров в другую, широко применяемый при анализе линейных четырехполюсников, в случае квазилинейных четырехполюсников — транзисторов в нелинейном режиме — можно выполнить лишь приближенно с учетом характера возбуждения транзистора по входу и выходу.

25.2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ВХОДА И ВЫХОДА ТРАНЗИСТОРА. УСЛОВИЯ ДВУСТОРОННЕГО СОГЛАСОВАНИЯ

Обозначим коэффициенты отражения от сечений 1 и 2 входа и выхода транзистора через $\Gamma_1, \Gamma_1', \Gamma_2, \Gamma_2'$ (рис. 25.1). Воспользуемся основным уравнением, связывающим падающие и отраженные волны, полагая, что все величины в уравнениях комплексные:

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11}a_1 + S_{12}a_2, \\ b_2 &= S_{21}a_1 + S_{22}a_2. \end{aligned} \quad (25.1)$$

Полагая также, что коэффициенты отражений от плоскостей 1 и 2 со стороны согласующих цепей $\Gamma_1 = b_1/a_1$ и $\Gamma_2 = b_2/a_2$, получим из (25.1)

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= S_{11} + S_{12}S_{21}\Gamma_2 / (1 - S_{22}\Gamma_2); \\ \Gamma_2' &= S_{22} + S_{12}S_{21}\Gamma_1' / (1 - S_{11}\Gamma_1'). \end{aligned} \quad (25.2)$$

В общем случае коэффициенты передачи S_{12} и S_{21} отличны от нуля, поэтому коэффициенты отражения Γ_1 и Γ_2' взаимосвязаны. В режиме согласования транзистора с входной и выходной СТС выполняются условия комплексной сопряженности $\Gamma_1' = \Gamma_1^*$, $\Gamma_2' = \Gamma_2^*$ и (25.2) можно переписать так [25.4]:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \frac{B_1}{2C_1} \pm \frac{\sqrt{B_1^2 - 4|C_1|^2}}{2C_1}; \\ \Gamma_2' = \Gamma_2^* &= \frac{B_2}{2C_2} \pm \frac{\sqrt{B_2^2 - 4|C_2|^2}}{2C_2}, \end{aligned} \quad (25.3)$$

где $B_i = 1 + |S_{ii}|^2 - |S_{jj}|^2 - |\Delta|^2$; $C_i = S_{ii} - \Delta S_{jj}^*$; $\Delta = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$.

Условия двустороннего согласования заключаются в возможности одновременного нахождения Γ_1 и Γ_2' внутри единичного круга:

$$|\Gamma_1| < 1; \quad |\Gamma_2'| < 1. \quad (25.4)$$

Анализ (25.3) показывает, что условия (25.4) выполняются, если

$$K_s = [1 - |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2] / 2|S_{12}||S_{21}| \geq 1. \quad (25.5)$$

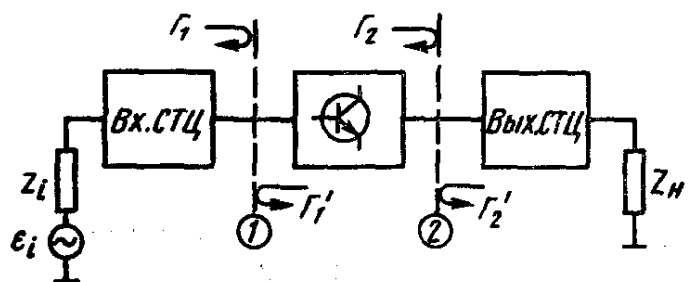


Рис. 25.1. Сечения отсчета коэффициентов отражения от входа и выхода транзистора

Поскольку условия (25.4), как будет показано в дальнейшем, связаны с условиями устойчивой работы усилителя (см. § 25.5), величину K_s называют *коэффициентом устойчивости*.

Отметим, что при весьма малых значениях модуля коэффициента обратной передачи $S_{12} \rightarrow 0$, т. е. при отсутствии обратной связи в транзисторе, $K_s \rightarrow \infty$, а коэффициенты отражения от входов транзистора становятся взаимно независимыми: $\Gamma_1 \approx S_{11}$, $\Gamma_2' \approx S_{22}$. Вторые слагаемые в (25.2) в этом случае пренебрежимо малы. Таким образом, малая взаимная зависимость между коэффициентами отражения Γ_1 и Γ_2' реализуется в транзисторах с выраженными однонаправленными свойствами.

Однако значение Γ_1 зависит не только от коэффициента обратной передачи, но от коэффициентов прямой передачи S_{21} и отражения S_{11} и S_{22} , поэтому однонаправленные свойства транзистора должны определяться выражением, учитывающим все перечисленные факторы. Удобной мерой однонаправленности транзистора является *коэффициент однонаправленности*

$$K_H = |S_{11}S_{12}S_{21}S_{22}| / |(1 - |S_{11}|^2)(1 - |S_{22}|^2)|. \quad (25.6)$$

При $K_H = 0$ транзистор является идеально однонаправленным активным прибором.

25.3. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ПО МОЩНОСТИ

Определим номинальный коэффициент усиления $K_{P \text{ ном}}$ усилителя как отношение мощности в нагрузке усилителя P_H к мощности возбудителя $P_{Г \text{ ном}} = E_1^2 / 8 \operatorname{Re}(z_i)$ в режиме его согласования со входом усилителя (т. е. к номинальной мощности возбудителя): $K_{P \text{ ном}} = P_H / P_{Г \text{ ном}}$.

Обозначим мощности падающих волн в сечениях 0, ..., 3 усилителя, как показано на рис. 25.2, и воспользуемся выраже-

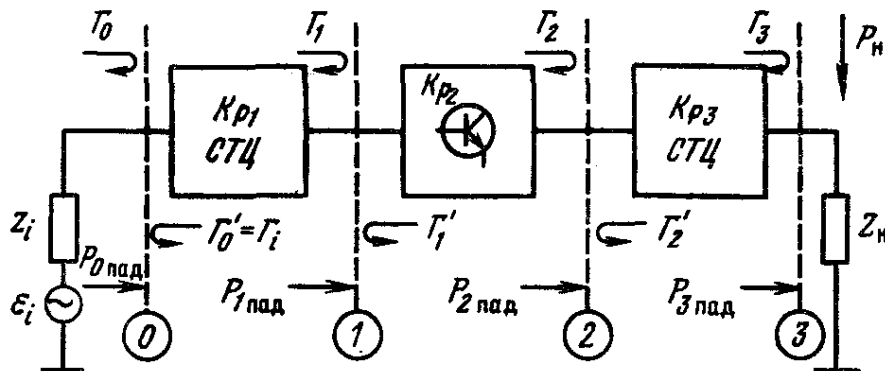


Рис. 25.2. Направление распространения падающей мощности в сечениях структурной схемы усилителя

ниями для отношения этих мощностей, приведенными в [25.5]:

$$P_H/P_{H \text{ пад}} = 1 - |\Gamma_3|^2; \quad P_{H \text{ пад}}/P_{2 \text{ пад}} = (1 - |\Gamma_2|^2)/(1 - |\Gamma_3|^2);$$

$$P_{2 \text{ пад}}/P_{1 \text{ пад}} = |S_{21}|^2/(1 - |S_{22}\Gamma_2|^2); \quad P_{1 \text{ пад}}/P_{0 \text{ пад}} = (1 - |\Gamma_0|^2)/(1 - |\Gamma_2|^2);$$

$$P_{0 \text{ пад}}/P_{\Gamma \text{ ном}} = (1 - |\Gamma_i|^2)/|1 - \Gamma_i\tilde{\Gamma}_0|.$$

Выразим $K_{P \text{ ном}}$ через приведенные отношения:

$$K_{P \text{ ном}} = \frac{P_H}{P_{\Gamma \text{ ном}}} = \frac{P_H}{P_{H \text{ пад}}} \frac{P_{H \text{ пад}}}{P_{2 \text{ пад}}} \frac{P_{2 \text{ пад}}}{P_{1 \text{ пад}}} \frac{P_{1 \text{ пад}}}{P_{0 \text{ пад}}} \frac{P_{0 \text{ пад}}}{P_{\Gamma \text{ ном}}} \frac{1 - |S_{22}|^2}{1 - |S_{22}|^2} =$$

$$= K_{P1} K_{P2} K_{P3}, \quad (25.7)$$

где коэффициент передачи входной СТС

$$K_{P1} = (1 - |\Gamma_0|^2)(1 - |\Gamma_1|^2)/|1 - \Gamma_i\Gamma_0|^2; \quad (25.8)$$

коэффициент усиления транзистора

$$K_{P2} = |S_{21}|^2/(1 - |S_{22}|^2) - (1 - |\Gamma_1|^2) = K_P; \quad (25.9)$$

коэффициент передачи выходной СТС

$$K_{P3} = (1 - |\Gamma_2|^2)(1 - |S_{22}|^2)/|1 - S_{22}\Gamma_2|^2. \quad (25.10)$$

Предполагается, что входная и выходная СТС не имеют потерь и при условии их согласования соответственно со входом транзистора и нагрузкой, т. е. при выполнении условий $\Gamma_2 = S_{22}^*$; $\Gamma_0 = \Gamma_i^*$, коэффициенты передачи входной и выходной цепей равны единице. При учете потерь K_{P1} и K_{P3} совпадают с контурными КПД: $K_{P1} = \eta_{\text{вх}}$; $K_{P3} = \eta_{\text{вых}}$. Таким образом, в режиме согласования СТС с транзистором $K_{P \text{ ном}} = K_P$.

Для однонаправленных транзисторов $\Gamma_1 \rightarrow S_{11}$, поэтому коэффициент усиления

$$K_P = |S_{21}|^2/(1 - |S_{22}|^2)(1 - |S_{11}|^2) \quad (25.11)$$

зависит только от параметров транзистора.

В зависимости от фазы коэффициента обратной передачи S_{12} действительное значение K_P может отличаться от полученного по формуле (25.11) как в большую, так и в меньшую сторону. Предельные значения коэффициента усиления

$$K_{P \text{ min}} = K_P/(1 + K_H)^2; \quad K_{P \text{ max}} = K_P/(1 - K_H)^2. \quad (25.12)$$

Если обратной связью в транзисторе пренебречь нельзя, значение Γ_1 в (25.9) определяется (25.2) и коэффициент усиления K_P становится зависимым от условий двустороннего согласования (25.3) и, следовательно, от коэффициента устойчивости K_S . Подставив в (25.9) Γ_1 из (25.3), получим выражение коэффициента усиления через коэффициент устойчивости:

$$K_P = |S_{21}/S_{12}|(K_S - \sqrt{K_S^2 - 1}). \quad (25.13)$$

Аналогично можно получить выражение для коэффициента обратной передачи:

$$G_{обр} = |S_{12}/S_{21}| (K_s - \sqrt{K_s^2 - 1}). \quad (25.14)$$

25.4. НАГРУЗОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРА

Нагрузочные характеристики генератора СВЧ представляют обычно линиями постоянного значения выходной мощности транзистора в плоскости комплексного коэффициента отражения от нагрузки транзистора. При постоянном значении мощности, возбуждающей транзистор, эти линии совпадают с линиями постоянного значения коэффициента усиления. Как следует из (25.10), при изменении коэффициента отражения от нагрузки изменяется коэффициент передачи выходной СТС. Коэффициент усиления однонаправленного транзистора определяется (25.11) и не зависит от Γ_2 , так же как и коэффициент передачи входной цепи, определяемый (25.8). Таким образом, зависимость коэффициента усиления от Γ_2 определяется выражением (25.10), а нормированное значение коэффициента усиления с учетом того, что в СТС без потерь $K_{P3max} = 1$, также совпадает с (25.10): $k = K_{P1}K_{P2}K_{P3}/K_{P1}K_{P2}K_{P3max} = K_{P3}$.

Располагая, как это сделано в [25.6], Γ_2 по степеням, получим уравнение окружности в полярных координатах комплексного переменного:

$$|\Gamma|^2 - \frac{2(k/a)|S_{22}|\cos(\varphi_2 - \varphi_{S22})}{1 + (k/a)|S_{22}|^2} |\Gamma_2| + \frac{(k/a) - 1}{1 + (k/a)|S_{22}|^2} = 0,$$

где $a = 1 - |S_{22}|^2$; φ_{S22} — фазовый угол S_{22} . Радиус окружности

$$R = \sqrt{1 - (k/a)(1 - |S_{22}|^2)/[1 - (k/a)|S_{22}|^2]}. \quad (25.15)$$

Центр расположен на прямой $0 - S_{22}^*$ (рис. 25.3) на расстоянии

$$\rho = \frac{(k/a)|S_{22}|}{[1 - (k/a)|S_{22}|^2]} \quad (25.16)$$

от центра единичной окружности. Максимальное значение нормированного коэффициента усиления $k = 1$ соответствует точке S_{22}^* .

Отметим, что рассчитанные по (25.15), (25.16) нагрузочные характеристики для неоднаправленных транзисторов (при не слишком малых значениях K_H) совпадут с экспериментальными нагрузочными характеристиками лишь при условии поддержания постоянства проходящей на транзистор мощности возбуждения $P_{прох} = P_{0пад}(1 - |\Gamma_0|^2)$.

Пример расчетной нагрузочной характеристики транзисторного генератора приведен на рис. 25.3. Однако генератор не мо-

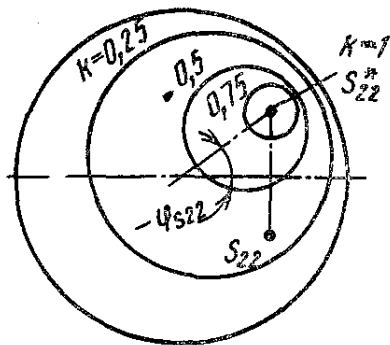


Рис. 25.3. Расчетная нагрузочная характеристика

жет работать в полном интервале изменения коэффициента отражения от нагрузки коллекторной цепи Γ_2 . Области характеристик, примыкающих к режимам холостого хода и короткого замыкания, ограничиваются соответственно пробивным напряжением на коллекторе и допустимой рассеиваемой мощностью на нем. Имеются также ограничения, связанные с невозможностью (в частности, из-за роста потерь) скомпенсировать слишком большие значения реактивных проводимостей нагрузки.

25.5. САМОВОЗБУЖДЕНИЕ И ПАРАЗИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ТРАНЗИСТОРНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ СВЧ

Обеспечение работы транзисторного усилителя СВЧ без самовозбуждения и паразитных автоколебаний является существенной частью его проектирования. Существует целый ряд физических причин, приводящих к неустойчивости усилителя или паразитному возбуждению. Отметим наиболее важные из них.

В любом транзисторе СВЧ элемент матрицы $S_{12} \neq 0$, т. е. имеет место внутритранзисторная обратная связь. Вследствие этого возможно возникновение как самовозбуждения вблизи рабочей частоты усилителя, так и паразитных НЧ (*дроссельных*) или ВЧ колебаний. В мощных транзисторных усилителях СВЧ могут появляться *параметрические автоколебания* на нелинейных емкостях переходов. Накачкой для таких колебаний могут служить как рабочие колебания во входной и выходной цепях усилителя, так и колебания, вызванные самовозбуждением или паразитной генерацией. Таким образом частота параметрических колебаний не обязательно дробно-кратна рабочей частоте усилителя. Нелинейность емкости коллекторного перехода выходных цепей усилителя с выраженными резонансными свойствами может проявиться также в появлении скачков амплитуды и фазы колебаний на выходе усилителя, вызванных явлениями нелинейного резонанса. Наконец, в тяжелых тепловых режимах транзистора, что свойственно усилителям в гибридном исполнении, возникают НЧ (единицы и десятки килогерц) тепловые релаксации. Существуют и другие паразитные колебания, например пролетные.

В силу различных причин самовозбуждения и паразитной генерации в транзисторных усилителях СВЧ, сложного их взаимодействия и зависимости от режима работы транзистора расчет устойчивости усилителя в общем случае не может быть выполнен. Однако при известных внутри некоторой полосы частот параметрах транзистора устойчивость усилителя в пределах этой полосы можно определить на основе имитансного критерия устойчивости. Согласно этому критерию усилитель будет устойчив, если при $|S_{11}| < 1$, $|S_{22}| < 1$ (условия внутренней устойчивости транзистора) модули коэффициентов отражения от входа и выхода транзистора $|\Gamma_1| < 1$ и $|\Gamma_2'| < 1$.

Абсолютная устойчивость, т. е. отсутствие самовозбуждения при независимом изменении $\Gamma_{вх} = \Gamma_1$ и $\Gamma_{вых} = \Gamma_2'$, в полном интервале от 0 до ± 1 достигается согласно [25.4] при $|S_{12}S_{21}| < 1 - |S_{11}|^2$; $|S_{12}S_{21}| < 1 - |S_{22}|^2$; $K_s \geq 1$. Если $K_s < 1$, реализуется *относительная (потенциальная) устойчивость* и для получения, например, значений $\Gamma_1 < 1$ коэффициент отражения от нагрузки Γ_2 должен быть ограничен значением [25.5]

$$|\Gamma_2| \leq |\Gamma_{доп}| = \frac{|S_{12}S_{21}| - \sqrt{|S_{12}S_{21}|^2 - (1 - |S_{11}|^2)(|\Delta|^2 - |S_{22}|^2)}}{|\Delta|^2 - |S_{22}|^2}, \quad (25.17)$$

где $\Delta = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$.

При уменьшении коэффициента устойчивости K_s допустимое значение $|\Gamma_2|$ уменьшается, что усложняет требования к выходной СТЦ и стабильности нагрузки Z_n .

В случае линейного режима усиления имитансный критерий применяется с использованием s -параметров, определенных при малом уровне колебаний. Нелинейный усилитель требует исследования устойчивости как при малой амплитуде колебаний, так и при большой, соответствующей уровню рабочей мощности усилителя.

Отметим, что применение имитанского критерия к существенно нелинейным усилителям мощности (например, в режиме с отсечкой тока) не дает полной информации об устойчивости усилителя, так как из-за немонотонного (жесткого) характера колебательной характеристики эквивалентного автогенератора возможно асинхронное возбуждение автоколебаний рабочими колебаниями усилителя. Иными словами, усилитель устойчив при отсутствии рабочего возбуждения и неустойчив при его наличии [25.3]. При этом, в частности, значения Γ_2 , рассчитанные по формуле (25.17), оказываются приближенными, так как S -параметры при большой амплитуде колебаний, определенные в условиях обычного возбуждения транзистора, не обязательно совпадают с S -параметрами транзистора для бигармонического возбуждения. На практике, как правило, проводят эксперимен-

тальное исследование устойчивости усилителя к самовозбуждению и паразитным колебаниям.

Обычный способ подавления паразитных колебаний заключается в том, что в колебательные цепи эквивалентного автогенератора включаются антипаразитные резисторы. Чаще всего такие резисторы, сопротивления которых определяются экспериментально и составляют единицы и доли ома, включаются в цепь базы транзистора. С этой же целью понижается добротность блокировочных элементов в цепях питания и смещения усилителя. Включение антипаразитных резисторов несколько ухудшает энергетические характеристики усилителя вследствие рассеяния на них полезной мощности.

25.6. ВЫБОР ТРАНЗИСТОРА И РАСЧЕТ УСИЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ

Расчет усилителя мощности, как правило, проводится при заданных значениях колебательной мощности и рабочей частоты. Начинают с выбора транзистора, обеспечивающего эти значения по параметрам типового режима. Если рабочая частота ниже частоты типового режима, то можно рассчитывать на большие значения мощности, КПД и коэффициента усиления по сравнению с типовыми значениями. При повышении частоты параметры усилителя могут ухудшиться. Обычно выбирают значения рабочей частоты, не более чем в 2...2,5 раза отличающиеся от частоты типового режима.

Кроме параметров типового режима принимаются во внимание и другие данные транзистора, например частотная область определения S -параметров, допустимые значения токов и напряжений, рассеиваемая мощность.

После выбора транзистора определяют режим его питания. При этом напряжение питания, постоянную составляющую коллекторного тока и смещение на базу устанавливают по паспорту транзистора или в соответствии со значениями, при которых определены его S -параметры. Как правило, для мощных транзисторов напряжение питания $U_{к0} \approx U_{к доп}/2$, напряжение смещения на базе $U_{Б0} = 0$. Нулевое напряжение смещения обеспечивает режим работы с углом открывания транзистора $\theta < 90^\circ$.

Расчет усилителя следует производить в следующей последовательности:

1. По формуле (25.5) находят коэффициент устойчивости и по (25.6) — коэффициент однонаправленности транзистора.
2. Задаются допустимой точностью расчета коэффициента усиления $\Delta K_{Р доп}$ и определяют $K_{Р max}$ и $K_{Р min}$ по формулам (25.11) и (25.12).
3. Если $\Delta K_{Р} = K_{Р max} - K_{Р min} \leq \Delta K_{Р доп}$, то переходят к последующим пунктам расчета. Если $\Delta K_{Р} > \Delta K_{Р доп}$, вычисляют $K_{Р}$ по

(25.13), используя определенный в п. 1 коэффициент устойчивости K_S .

4. Рассчитывают коэффициенты отражения от входа транзистора Γ_1 и входа выходной СТЦ Γ_2 в согласованном режиме. Если $\Delta K_P \leq \Delta K_{P \text{ доп}}$, то $\Gamma_1 \approx S_{11}$ и $\Gamma_2 \approx S_{22}^*$. Если $\Delta K_{\text{доп}} < \Delta K_P$, то расчет выполняют по формуле (25.3). При необходимости определяют сопротивления, соответствующие коэффициентам отражения Γ_1 и Γ_2 : $Z_{1(2)} = Z_0 [1 + \Gamma_{1(2)}] / [1 - \Gamma_{1(2)}]$, где Z_0 — волновое сопротивление линии, использованной при измерении S-параметров транзистора. Если нет других указаний, то $Z_0 = 50$ Ом.

5. Рассчитывают и строят нагрузочную характеристику усилителя по формулам (25.15) и (25.16).

6. При относительной устойчивости усилителя ($K_S < 1$) определяют допустимый коэффициент отражения от нагрузки Γ_2 по (25.17) и наносят окружность Γ_2 на нагрузочные характеристики.

7. По результатам п. 4 и заданным сопротивлениям возбуждателя и нагрузки усилителя рассчитывают выходную и входную СТЦ.

25.7. ИЗМЕРЕНИЕ S-ПАРАМЕТРОВ МОЩНЫХ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ

Экспериментальное определение S-параметров СВЧ транзистора в режиме, близком к линейному, можно осуществить по схеме, приведенной на рис. 25.4. Здесь обозначено: $a = U / \sqrt{Z_0} = I \sqrt{Z_0}$ — нормированная амплитуда возбуждающей волны; $b = U / \sqrt{Z_0} = I \sqrt{Z_0}$ — то же, проходящих и отраженных волн; Z_0 — волновое сопротивление линий связи с транзистором. Такой способ, связанный с попеременным возбуждением транзистора по входу и выходу, непригоден для измерения значений $S_{22} = b_2 / a_2$ и $S_{12} = b_1 / a_2$ при работе транзистора с отсечкой коллекторного тока, поскольку в данном случае транзистор остается запертым при отсутствии возбуждения или недостаточной амплитуде возбуждения по входу. Параметры S_{22} и S_{12} , измеряемые при возбуждении транзистора по выходу, по этой

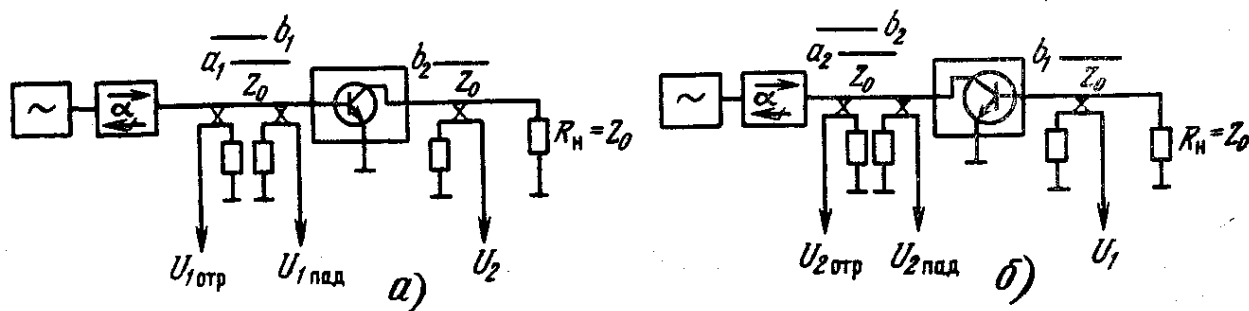


Рис. 25.4. Схемы измерения S-параметров транзистора

причине оказываются измеренными неверно, так как определяются только реактивными токами через транзистор.

Адекватные результаты измерения S -параметров транзистора в режиме с отсечкой тока можно получить с помощью двухсигнальных методов. Один из них заключается в том, что при возбуждении транзистора по выходу на рабочей частоте для определения параметров S_{22} и S_{12} на вход транзистора подается дополнительное возбуждение на вспомогательной частоте, обеспечивающее такую же постоянную составляющую тока коллектора, как и при измерении параметров $S_{11} = b_1/a_1$ и $S_{21} = b_2/a_1$. Влияние дополнительного возбуждения на результаты устраняется фильтрами, настроенными на рабочую частоту и включенными на входе измерителя.

Другой двухсигнальный метод [25.7] основан на одновременном возбуждении транзистора по входу и выходу двумя когерентными колебаниями, что наиболее полно соответствует реальным условиям его работы. Сущность метода состоит в том, что отношение амплитуды отраженной или проходящей волны к падающей определяется суммами:

$$b_1/a_1 = S_{11} + S_{12}a_2/a_1; \quad b_1/a_2 = S_{11}a_1/a_2 + S_{12};$$

$$b_2/a_1 = S_{21} + S_{22}a_2/a_1; \quad b_2/a_2 = S_{21}a_1/a_2 + S_{22}$$

полученными в результате преобразования уравнений

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2; \quad b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2.$$

В плоскости комплексной переменной b_i/a_j при изменении фазового сдвига падающих волн a_1 и a_2 и постоянных значениях амплитуд a_1 и a_2 каждая из четырех приведенных выше сумм образует окружность, положение центра которой соответствует параметру S_{ij} , как показано для S_{11} и S_{22} на рис. 25.5, а, б соответственно. Для определения центров окружностей в плоскости b_i/a_j надо многократно измерять значения b_i , a_j при изменении фазовых сдвигов между a_1 и a_2 в пределах $0 \dots 2\pi$, что трудоемко. Поэтому, чтобы пользоваться этим методом, необходимо автоматизировать процесс измерения.

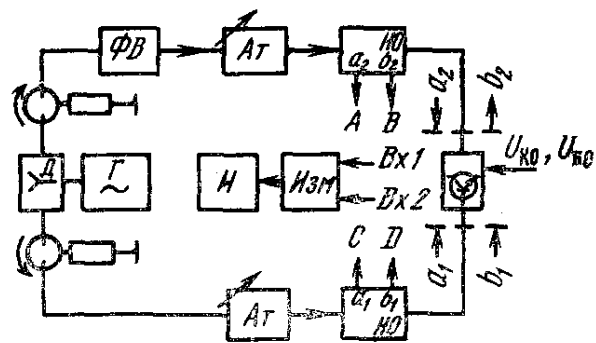
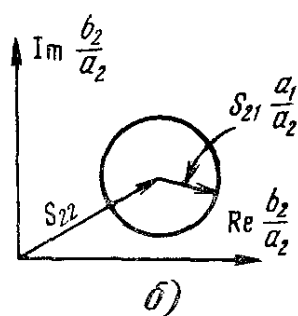
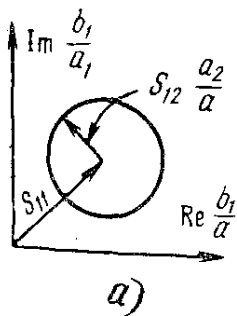


Рис. 25.5. Представление S -параметров векторной суммой

Рис. 25.6. Структурная схема измерительной установки

Структурная схема измерительной установки приведена на рис. 25.6. Исследуемый транзистор VT совместно с подложкой, на которой размещены элементы цепей питания и смещения и участки топологии СВЧ цепей, примыкающие к контактным площадкам подключения транзистора, включен в измерительную установку. Коллекторное напряжение питания $U_{к0}$ и напряжение смещения $U_{б0}$ задаются. Для измерения отношений b_i/a_j выходы направленных ответвителей (НО) попеременно подключают к входам $Vx1$ и $Vx2$ измерителя с индикатором (И) в следующем порядке:

Отношение	b_1/a_1	b_1/a_2	b_2/a_1	b_2/a_2
$Vx1$	C	A	C	A
$Vx2$	D	D	B	B

При каждом подключении фазовый сдвиг между a_1 и a_2 изменяется ФВ в пределах $0 \dots 2\pi$. Для исследования зависимостей S -параметров от амплитуд a_1 и a_2 предусмотрены регулируемые аттенюаторы (Ат). Зависимость S -параметров транзистора от амплитуд колебаний проявляется в эксцентрисности окружностей в плоскости переменной b_i/a_j , измеренных при разных амплитудах, что позволяет оценить точность последующих расчетов на основе проведенных измерений.

25.8. ИЗМЕРЕНИЕ ВХОДНОГО И ВЫХОДНОГО СОПРОТИВЛЕНИЙ ТРАНЗИСТОРА В ВЫБРАННОМ РЕЖИМЕ

Измерение S -параметров мощного СВЧ транзистора, как изложено в предыдущем разделе, требует относительно сложной экспериментальной аппаратуры и является трудоемкой операцией. Поэтому на практике пользуются более простым способом проектирования мощных усилителей СВЧ, основанным на *методе замещения*: согласно этому методу измеряют полное входное и выходное сопротивления транзистора, соответствующие оптимальному режиму работы усилителя. Полученные значения $Z_{вх}$ и $Z_{вых}$ служат исходными данными при проектировании входной и выходной цепи усилителя.

Схема для измерения $Z_{вх}$ и $Z_{вых}$ приведена на рис. 25.7. Так же как и при измерении S -параметров, исследуемый транзистор I устанавливается на подложке, на которой размещены цепи питания, смещения и контактные площадки подключения транзистора, топология которых должна быть в дальнейшем без изменений перенесена в конструкцию генератора. После уста-

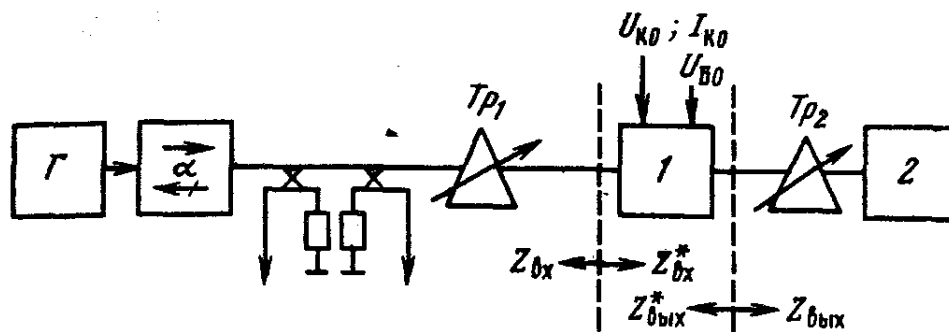


Рис. 25.7. Схема для измерения сопротивлений $Z_{вх}$ и $Z_{вых}$

новки подложки с транзистором в измерительное устройство на транзистор подают напряжение питания, согласовывают транзистор с возбуждающей линией с помощью трансформатора Tr_1 , а затем настраивают трансформатор Tr_2 на максимум мощности в нагрузку, сопротивление которой равно входному сопротивлению измерителя мощности 2. Если при настройке трансформатора Tr_2 входная цепь рассогласуется, процесс настройки трансформаторов повторяют. Отношение измеренной на выходе мощности к мощности возбуждения определяет коэффициент усиления усилителя при выбранных напряжениях питания и смещения. Затем подложку с исследуемым транзистором удаляют и измеряют полные сопротивления $Z_{вх}^*$ и $Z_{вых}^*$ трансформаторов Tr_1 и Tr_2 со стороны включения транзистора.

Сопротивления $Z_{вх}^*$ и $Z_{вых}^*$ будут комплексно-сопряженными по отношению к $Z_{вх}$ и $Z_{вых}$ транзистора. Поскольку последние зависят от частоты и мощности возбуждения транзистора, измерять их следует в интервале частот и мощностей, перекрывающих полосу пропускания и динамический диапазон проектируемого усилителя. Частотные зависимости $Z_{вх}(\omega)$ и $Z_{вых}(\omega)$ являются исходными при проектировании входных и выходных цепей широкополосных усилителей.

Отметим, что метод замещения позволяет одновременно с нахождением величин, необходимых для расчета согласующих цепей усилителя, оценить его устойчивость по отношению к самовозбуждению вблизи рабочей частоты, а также паразитным колебаниям, определяемым блокировочными элементами цепей питания и смещения.

Существенный недостаток рассмотренного метода — возможность выхода транзистора из строя в процессе настройки согласующих трансформаторов из-за превышения допустимых значений напряжения и тока. Введение защиты транзистора по постоянной составляющей тока существенно снижает вероятность выхода транзистора из строя.

В заключение отметим, что существуют транзисторы с внутренним согласованием. В их конструкциях предусмотрены элементы согласования, приводящие значения входных и выходных сопротивлений к стандартному значению $Z_0 = 50$ Ом. При этом внешние электромагнитные цепи усилителя могут быть существенно упрощены. Недостатком транзисторов с внутренним согласованием является то, что стандартные значения сопротивлений обеспечиваются только в определенном, по ряду причин достаточно узком интервале частот, что ограничивает область их использования.

Глава 26. УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ НА ВАРАКТОРАХ В МОДУЛЯХ АФАР

26.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В тех случаях, когда частота выходных колебаний модуля передающей АФАР на полупроводниковых приборах в целое число раз больше, чем входных, в генератор СВЧ модуля вводят диодные умножители частоты, которые позволяют получить колебания на тех частотах, на которых полупроводниковый усилитель мощности уже неработоспособен. Сказанное в наибольшей степени относится к современным биполярным транзисторным усилителям, предельные рабочие частоты которых не превышают 10...12 ГГц (см. табл. 24.1). Поэтому малогабаритные модули АФАР нижней части сантиметрового диапазона волн на полупроводниковых приборах имеют генератор СВЧ, состоящий из транзисторных усилителей мощности и диодного умножителя частоты (см. рис. 24.10, б).

Проектирование генератора СВЧ модуля с умножением частоты начинается с выбора структурной схемы умножителя и предварительного определения числа умножительных каскадов и их элементной базы. После этого выбирается структурная схема усилителя.

Известно, что в СВЧ диапазоне в качестве нелинейных элементов, с помощью которых преобразуют частоту, широко используются диоды с нелинейной емкостью: варакторы и диоды с накоплением заряда (ДНЗ). Умножители на ДНЗ отличаются достаточно высокой эффективностью преобразования, работоспособностью на частотах вплоть до субмиллиметрового диапазона, надежностью, небольшими габаритными размерами и массой, малым потреблением мощности источников постоянного напряжения. Свойства и расчет таких умножителей приведены [0.2, 26.1—26.3].

На частотах свыше 10 ГГц умножители частоты в модулях передающей АФАР реализуются на основе варакторов, работающих в режиме запертого $p-n$ -перехода [0.2]. Ориентировочно можно считать, что КПД генератора СВЧ модуля с умножением частоты η_r определяется КПД выходного каскада транзисторного усилителя η_u и коэффициентом преобразования умножителя $\eta_{уч} = P_{вых}/P_{вх}$, т. е. $\eta_r \approx \eta_u \eta_{уч}$ ($P_{вых}$ и $P_{вх}$ — мощности на выходе и входе умножителя). Если коэффициент умножения $n \leq 3$, то при переходе от $n=2$ к $n=3$ возможно некоторое увеличение η_r , связанное с повышением η_u из-за снижения его рабочей частоты. При $n > 3$ коэффициент η_r уменьшается. Использование умножителей с малым n позволяет получить большие

значения выходной мощности, а также существенно расширить рабочие полосы пропускания умножителей [0.2], что важно при работе модулей с широкополосными сигналами. Если общий коэффициент умножения в генераторе СВЧ $n > 3$, то можно умножитель реализовать в виде нескольких последовательно соединенных каскадов. В ряде случаев это целесообразно, несмотря на то, что размеры модуля возрастают.

Так как коэффициент преобразования $\eta_{\text{уч}}$ варакторных умножителей резко уменьшается с ростом n , то при $n > 2$ для его повышения используют *холостые контуры* (т. е. ненагруженные), настроенные на промежуточные k -е гармоники ($1 < k < n$) и обеспечивающие появление соответствующих гармоник напряжения или тока на варакторе [26.1]. Холостые контуры можно совместить с входными или выходными СВЧ цепями умножителя частоты либо сделать обособленными.

По аналогии с двухконтурными умножителями частоты [26.2] различают умножители частоты с холостыми контурами (ХК) *параллельного* (рис. 26.1, а) и *последовательного* (рис. 26.1, б) типов. При $n=3$ холостой контур настраивается на вторую гармонику входного колебания, обеспечивая дополнительное (рис. 26.1) протекание тока второй гармоники через варактор или наличие на нем напряжения второй гармоники (рис. 26.1, б). Если во входных и выходных СВЧ цепях умножителя частоты используются отрезки микрополосковых линий, то при бескорпусном диоде умножитель выполняется по схеме последовательного типа, при корпусном диоде — по схеме параллельного типа. Если во входных и выходных СВЧ цепях используются отрезки прямоугольного волновода, то умножитель можно выполнять по схеме как параллельного, так и последовательного типа.

Умножители частоты последовательного типа характеризуются несколько большими значениями коэффициента преобразования, чем параллельного типа. При изготовлении этих умножителей на микрополосковых линиях не удастся реализовать максимальные уровни выходной мощности из-за плохого теплоотвода через подложку микрополосковой линии. Такие умножители на волноводах имеют повышенные массогабаритные характеристики. Каждый умножитель частоты помимо параметров n и $\eta_{\text{уч}}$ характеризуется: КПД входной ($\eta_{\text{к вх}}$) и вы-

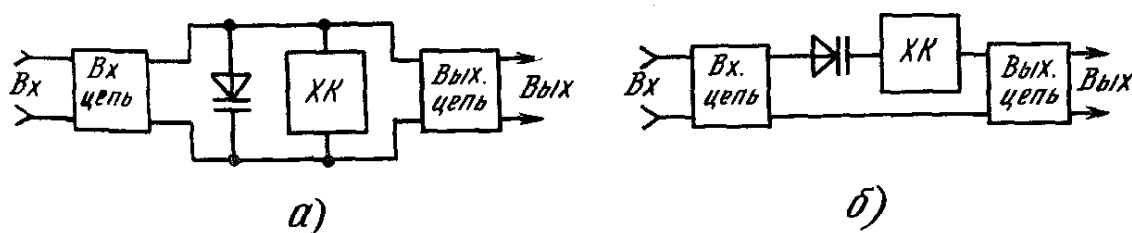


Рис. 26.1. Структурные схемы умножителей частоты с холостыми контурами: а — параллельного типа; б — последовательного типа

ходной ($\eta_{к\text{ вых}}$) цепей; уровнями входной ($P_{вх}$) и выходной ($P_{вых}$) мощностей; входной ($f_{вх}$) и выходной ($f_{вых}$) частотами ($n=f_{вых}/f_{вх}$). Проектирование умножителей осуществляется по известным значениям $P_{вых}$, $f_{вых}$ и $f_{вх}$ и заданным требованиям к массогабаритным параметрам. При этом значения $\eta_{к\text{ вх}}$ и $\eta_{к\text{ вых}}$ также задаются (для микрополосковых умножителей они находятся в пределах 0,7...0,8, а для волноводных умножителей — 0,9...0,95).

26.2. РАСЧЕТ РЕЖИМА РАБОТЫ ВАРАКТОРА В УТРОИТЕЛЕ ЧАСТОТЫ

Утроитель имеет холостой контур, настроенный на вторую гармонику. По заданным значениям $P_{вых}$, $P_{вх}$, $f_{вых}$, $f_{вх}$, $\eta_{к\text{ вх}}$, $\eta_{к\text{ вых}}$ (см. § 26.1) предварительно выбираем варактор с учетом его паспортных параметров: предельной частоты входных колебаний $f_{пред}$ и допустимой рассеиваемой мощности $P_{р\text{ доп}}$. На частоте $f_{пред}$ добротность варактора $Q \approx (f_{пред}/f_{вх}) (U_0/U_{п})^{\gamma} = 1$ при $U_0 = U_{п}$ ($U_{п}$ — паспортное напряжение на $p-n$ -переходе, U_0 — напряжение смещения на варакторе, γ — коэффициент нелинейности).

Поскольку умножитель частоты чаще всего служит выходным каскадом передающего модуля АФАР, то для реализации высокого КПД модуля необходимо обеспечить высокий коэффициент преобразования умножителя частоты. Поэтому варактор выбирают из условия

$$f_{пред} > 20f_{вх}. \quad (26.1)$$

Так как рассеиваемая в варакторе мощность [26.3]

$$P_{р} = P_{вых} (1 - \eta_{вар}) / \eta_{к\text{ вых}} \eta_{вар}, \quad (26.2)$$

где $\eta_{вар}$ — коэффициент преобразования на варакторе, то, учитывая, что для утроителей частоты с холостым контуром типовые значения $\eta_{вар} \approx 0,4 \dots 0,5$, ее значение должно удовлетворять условию

$$P_{р} > (1 \dots 1,5) P_{вых} / \eta_{к\text{ вых}}. \quad (26.3)$$

Для выбранного с учетом соотношений (26.1) и (26.3) варактора становятся известны: $C_{п}$ — емкость $p-n$ -перехода при паспортном напряжении $U_{п}$, коэффициент нелинейности γ ; пробивное напряжение $U_{проб}$, емкость корпуса $C_{к}$, индуктивность выводов $L_{в}$ и сопротивление потерь $R_{п} = 1/2\pi f_{пред} C_{п}$.

Порядок расчета режима работы варактора:

1. Находят требуемую добротность Q варактора. Для этого вычисляют параметр

$$b = \frac{\sqrt{P_{вых} R_{п} / \eta_{к\text{ вых}}}}{U_{п}} (f_{пред} / f_{вх})^{1/\gamma},$$

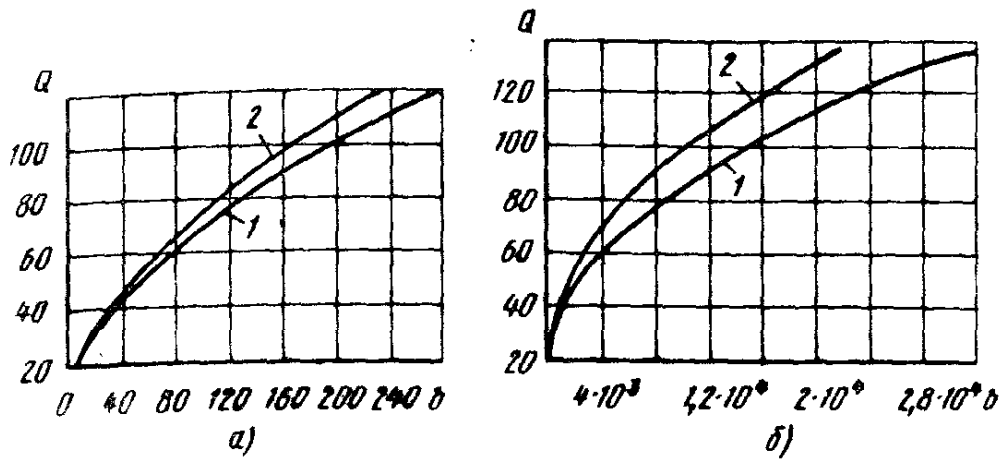


Рис. 26.2. Зависимости добротности варактора Q от параметра b для умножителей последовательного (кривая 1) и параллельного (кривая 2) типов: а — при $\gamma=1/2$; б — при $\gamma=1/3$

где $P_{\text{вых}}$, Вт; $R_{\text{п}}$, Ом, $U_{\text{п}}$, В, и с помощью графиков на рис. 26.2 определяют добротность Q , при которой обеспечивается заданная выходная мощность.

2. Рассчитывают напряжение смещения U_0 на варакторе, при котором реализуется требуемое значение добротности Q :

$$U_0 = U_{\text{п}} (Q f_{\text{вх}} / f_{\text{пред}})^{1/\gamma}.$$

3. Проверяют условие отсутствия пробоя $p-n$ -перехода $U_0 \leq U_{0 \text{ max}}$, где $U_{0 \text{ max}}$ — максимально допустимое напряжение смещения, которое зависит от типа $p-n$ -перехода. Для утроителя последовательного типа независимо от γ $U_{0 \text{ max}} = U_{\text{проб}}/2$, для утроителя параллельного типа при $\gamma = 1/2$ $U_{0 \text{ max}} \approx 0,42 U_{\text{проб}}$, при $\gamma = 1/3$ $U_{0 \text{ max}} \approx 0,47 U_{\text{проб}}$.

Если указанное условие не выполняется, это означает, что выбранный варактор не обеспечивает заданный уровень выходной мощности $P_{\text{вых}}$. Необходимо либо выбрать варактор с увеличенным значением $U_{\text{проб}}$, либо понизить уровень выходной мощности. Так как выходная мощность $P_{\text{вых}}$ задана, то понизить уровень выходной мощности варактора в умножителе частоты можно, либо используя параллельное соединение варакторов, либо суммируя мощности отдельных умножителей частоты. В последнем случае режим работы отдельного варактора рассчитывают на значение $K P_{\text{вых}}/N$, где N — число варакторов; $K = 1,1; \dots; 1,2$ — коэффициент, учитывающий снижение эффективности сложения мощности из-за разброса параметров отдельных варакторов.

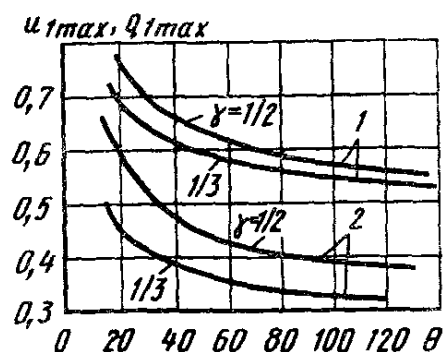


Рис. 26.3. Зависимости максимальных нормированных амплитуд первых гармоник напряжения (кривая 1) и заряда (кривые 2) от добротности варактора

4. Определяют обобщенный параметр преобразования умножителей:

$$a = \begin{cases} \left[\frac{\gamma Q}{4\sqrt{3}(1-\gamma)} q_{1max} \right]^2 & \text{— для параллельного типа,} \\ \left[\frac{\gamma Q}{6\sqrt{2}} u_{1max} \right]^2 & \text{— для последовательного типа,} \end{cases}$$

где q_{1max} и u_{1max} — максимальные значения нормированных амплитуд колебаний первой гармоники заряда и напряжения. Зависимости q_{1max} и u_{1max} от Q приведены на рис. 26.3.

5. Рассчитывают нормированное сопротивление оптимальной нагрузки на выходной частоте R_H , которое будет непосредственно на кристалле варактора, когда реализуется максимум коэффициента преобразования умножителя:

$$R_H = \begin{cases} R_H \sqrt{(1+7a+9a^2)/(1+3a)} & \text{— для параллельного типа,} \\ \frac{Q^2 R_H}{9} \sqrt{(2+9a)/(35a^2+17a+2)} & \text{— для последовательного типа.} \end{cases}$$

6. Определяют коэффициент преобразования на варакторе для умножителя параллельного типа:

$$\eta_{вар} = \frac{6a^2 R_H / R_H}{(1+a+R_H/R_H) + 3a(1+R_H/R_H)(1+2a+R_H/R_H)},$$

последовательного типа:

$$\eta_{вар} = \frac{27a^2 (9R_H/Q^2 R_H)}{2[1+(9R_H/Q^2 R_H)(1+2a)]^2 + 9a[1+a(9R_H/Q^2 R_H)][1+(9R_H/Q^2 R_H)(1+3a)]}$$

7. Определяют мощность, рассеиваемую варактором в виде тепла, пользуясь формулой (26.2):

$$P_P = P_{вых}(1-\eta_{вар})/\eta_{к\text{ вых}}\eta_{вар}.$$

и проверяют выполнение условия $P_P < P_{P\text{ доп}}$. Если оно не выполняется, необходимо либо выбрать варактор с увеличенным значением $P_{P\text{ доп}}$, либо понизить уровень выходной мощности каждого варактора, используя схемы сложения мощностей.

8. Рассчитывают мощность входных колебаний:

$$P_{вх} = P_{вых}/\eta_{к\text{ вых}}\eta_{вар}.$$

Полученное значение используем в дальнейшем для проектирования предыдущего каскада.

9. Определяют эквивалентные параметры полупроводникового кристалла варактора на входной частоте. Для умножителя параллельного типа полное входное сопротивление

$$\dot{Z}_{вх} = R_{вх} - iX_{вх},$$

где

$$R_{вх} = R_H \left[\frac{1+3a(1+R_H/R_H)(1+2a+R_H/R_H)}{(1+a+R_H/R_H)} \right];$$

$$X_{вх} = \frac{(U_0/U_H)^\gamma}{2\pi f_{вх} C (U_H)} \sqrt{1 - \left(\frac{\gamma}{1-\gamma} \right)^2 q_{1max}^2 (1+q_2^2+q_3^2)}.$$

Нормированные значения амплитуд второй (q_2) и третьей (q_3) гармоник заряда, отнесенные к амплитуде первой гармоники, определяются по формулам

$$q_2 = \frac{\sqrt{3a}}{2} \frac{1 + R_H/R_\Pi}{1 + a + R_H/R_\Pi}; \quad q_3 = \frac{a}{1 + a + R_H/R_\Pi}.$$

Для умножителя последовательного типа входная проводимость кристалла

$$Y_{вх} = G_{вх} + iB_{вх},$$

где

$$G_{вх} = \frac{2[1 + (9R_H/Q^2R_\Pi)(1 + 2a)]^2 + 9a[1 + (9R_H/Q^2R_\Pi)][1 + (9R_H/Q^2R_\Pi)(1 + 3a)]}{2R_\Pi[1 + (9R_H/Q^2R_\Pi)(1 + 2a)]^2};$$

$$B_{вх} = 2\pi f_{вх} C(U_\Pi) \left(\frac{U_0}{U_\Pi}\right)^{-\gamma} \left[1 + \frac{\gamma(1 + \gamma)}{8}(1 + 2u_2^2 + 2u_3^2)u_{1max}\right].$$

Нормированные значения амплитуд второй (u_2) и третьей (u_3) гармоник напряжения, отнесенные к амплитуде первой гармоники, определяются по формулам

$$u_2 = \frac{3\sqrt{2}}{4} \frac{\sqrt{a}[1 + (9R_H/Q^2R_\Pi)]}{1 + (9R_H/Q^2R_\Pi)(1 + 2a)}; \quad u_3 = \frac{a(9R_H/Q^2R_\Pi)}{1 + (9R_H/Q^2R_\Pi)(1 + 2a)}.$$

10. Определяют эквивалентные параметры полупроводникового кристалла варактора на выходной частоте. Для умножителя параллельного типа полное выходное сопротивление

$$\dot{Z}_{вых} = R_{вых} - iX_{вых},$$

где

$$R_{вых} = R_\Pi \sqrt{(1 + 5a + 7a^2)/(1 + 3a)}.$$

$$X_{вых} = X_{вх}/3.$$

Для умножителя последовательного типа выходная проводимость

$$Y_{вых} = G_{вых} + iB_{вых},$$

где

$$G_{вых} = \frac{9}{Q^2R_\Pi} \sqrt{(35a^2 + 17a + 2)/(2 + 9a)}; \quad B_{вых} = 3B_{вх}.$$

11. Определяют эквивалентные параметры полупроводникового кристалла на второй гармонике входного колебания, т. е. на частоте $2f_{вх}$:

для умножителя параллельного типа сопротивление $\dot{Z}_2 = -iX_2$, где $X_2 = X_{вх}/2$;

для умножителя последовательного типа проводимость $\dot{Y}_2 = iB_2$, где $B_2 = 2B_{вх}$.

12. С учетом реактивных параметров корпуса вычисляют на частотах $f_{вх}$, $f_{вых}$ и $2f_{вх}$ полное сопротивление варактора

$$Z_{вар} = R_{вар} - iX_{вар},$$

где

$$R_{\text{вар}} = R_i / \{ [1 - 2\pi f_i C_K (-X_i + 2\pi f_i L_B)]^2 + (2\pi f_i C_K R_i)^2 \};$$

$$X_{\text{вар}} = R_i^2 2\pi f_i C_K [1 - 2\pi f_i C_K (2\pi f_i L_B - X_i)] (2\pi f_i L_B - X_i) / \{ [1 - 2\pi f_i C_K (2\pi f_i L_B - X_i)]^2 + (2\pi f_i C_K R_i)^2 \}.$$

Для определения $Z_{\text{вар}}$ на входной частоте подставляет вместо f_i , X_i и R_i соответственно $f_{\text{вх}}$, $X_{\text{вх}}$ и $R_{\text{вх}}$, а на выходной частоте — $f_{\text{вых}}$, $X_{\text{вых}}$ и $R_{\text{вых}}$. На частоте промежуточной гармоники — $2f_{\text{вх}}$, X_2 и 0. Отметим, что для умножителей последовательного типа

$$R_i = G_i / (G_i^2 + B_i^2) \text{ и } X_i = B_i / (G_i^2 + B_i^2),$$

где G_i и B_i — активная и реактивная части проводимости кристалла варактора на соответствующих частотах.

26.3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ И КОНСТРУКТИВНЫЙ РАСЧЕТЫ ЭЛЕМЕНТОВ УМНОЖИТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ

Возможные схемы утроителей частоты с холостным контуром, настроенным на вторую гармонику, приведены на рис. 26.4—26.6. При $f_{\text{вых}} < 30$ ГГц целесообразно использовать схемы, представленные на рис. 26.4, на частотах $10 \text{ ГГц} \leq f_{\text{вх}} \leq 30 \text{ ГГц}$ — схемы на рис. 26.5. Можно использовать и схему на рис. 26.6, в которой входная цепь выполнена из отрезков волноводов, заполненных с целью уменьшения размеров диэлектриком. Утроители частоты с такими входными цепями по технологичности и массогабаритным характеристикам не уступают устройствам на микрополосковых линиях [26.4].

Расчет элементов умножителей частоты, построенных по схеме рис. 26.4, начинают с расчета полосно-пропускающих фильтров (ППФ) по заданным требованиям к подавлению паразитных гармоник на выходе умножителя с частотами $f_{\text{вх}}$ и $2f_{\text{вх}}$. При этом относительные уровни гармоник берутся из

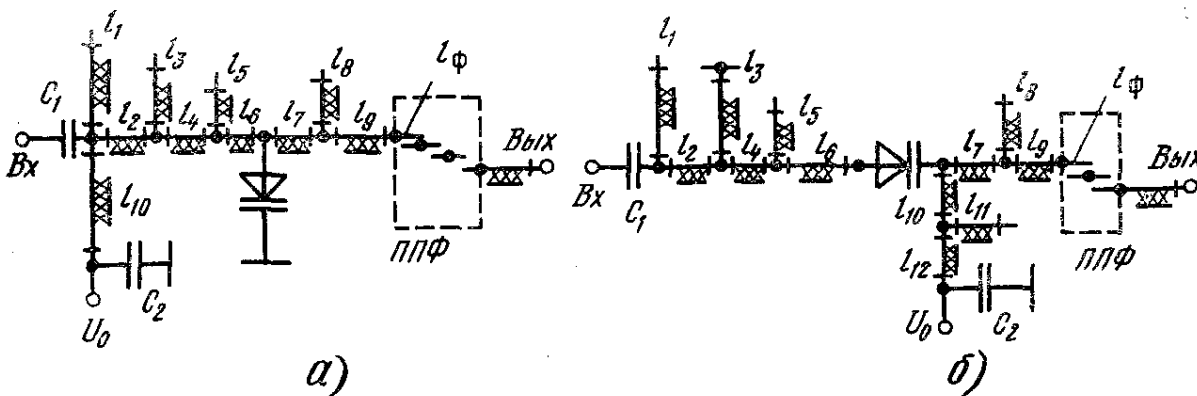


Рис. 26.4. Принципиальные схемы микрополосковых утроителей частоты с холостыми контурами, настроенными на вторую гармонику:

а — параллельного типа; б — последовательного типа

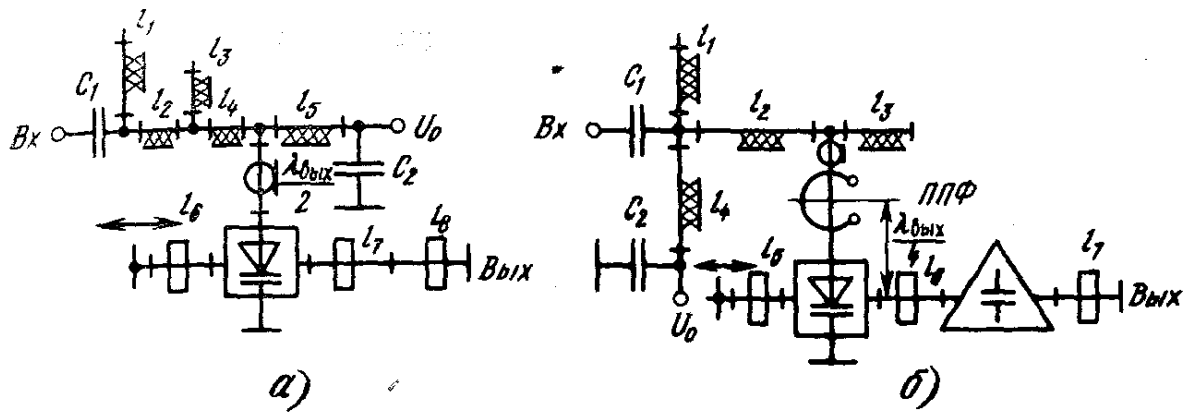


Рис. 26.5. Принципиальные схемы утроителей частоты последовательного типа с холостыми контурами, настроенными на вторую гармонику, входная цепь которых выполнена на отрезках МПЛ, а выходная — на отрезках волновода:
 а — без ППФ; б — с ППФ в виде радиального резонатора

результатов расчета режима работы варактора по п. 9. Методики расчета ППФ изложены в [0.2]. После расчета ППФ на связанных отрезках МПЛ (см. рис. 24.4) становятся известными длина l_Φ и волновое сопротивление ρ_Φ его первого звена, необходимое для определения реактивного сопротивления звена. В умножителях частоты, построенных по схеме на рис. 26.4, отрезки линий l_7 и l_8 служат для согласования полного сопротивления варактора на выходной частоте с волновым сопротивлением выходной линии передачи, значение которого обычно $\rho = 50$ Ом. Следует отметить, что в рассматриваемых схемах умножителей частоты на микрополосковых линиях все отрезки линий, кроме используемых в цепях питания (l_{10} на рис. 26.4, а; l_{10}, l_{11}, l_{12} на рис. 26.4, б; l_4 на рис. 26.5, б), имеют одинаковые волновые сопротивления. Длины отрезков l_7 и l_8 рассчитывают по формулам из [0.2, 26.2, 26.3]. Отрезки l_9 в схемах на рис. 26.4 служат для создания на выводах варактора такого сопротивления выходной цепи, которое не шунтирует

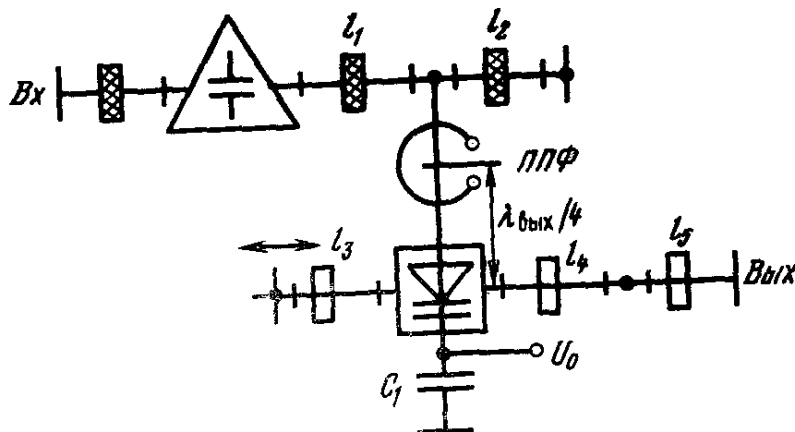


Рис. 26.6. Принципиальная схема волноводного утроителя частоты с холостым контуром, настроенным на вторую гармонику. Во входной цепи отрезки волновода заполнены диэлектриком

его на частоте $f_{\text{вх}}$. Для умножителя по схеме рис. 26.4, а оно должно быть существенно больше $Z_{\text{вх}}$. В соответствии с [26.2] длину l_9 определяют из выражения

$$\operatorname{tg}(2\pi l_9/\lambda_{\text{вх}}) = \frac{1 - X_{\phi, f_{\text{вх}}} \frac{1}{\rho_0} [\operatorname{tg}(2\pi l_7/\lambda_{\text{вх}}) + \operatorname{tg}(2\pi l_8/\lambda_{\text{вх}})]}{(X_{\phi, f_{\text{вх}}}/\rho_0) + \operatorname{tg}(2\pi l_7/\lambda_{\text{вх}}) + \operatorname{tg}(2\pi l_8/\lambda_{\text{вх}})},$$

где $\lambda_{\text{вх}}$ — длина волны входных колебаний в отрезке линии; $X_{\phi, f_{\text{вх}}} = \rho_{\phi}/\operatorname{tg}(2\pi l_{\phi}/\lambda_{\text{вх}})$ — реактивное сопротивление первого звена ППФ на входной частоте.

Сопротивление выходной цепи умножителя по схеме рис. 26.4 на входной частоте должно быть близким к нулю. Поэтому длина определяется из выражения

$$\operatorname{tg}(2\pi l_9/\lambda_{\text{вх}}) = \frac{X_{\phi, f_{\text{вх}}} [1 - \operatorname{tg}(2\pi l_7/\lambda_{\text{вх}}) \operatorname{tg}(2\pi l_8/\lambda_{\text{вх}})] - \rho_0 \operatorname{tg}(2\pi l_7/\lambda_{\text{вх}})}{\rho_0 [1 - \operatorname{tg}(2\pi l_7/\lambda_{\text{вх}}) \operatorname{tg}(2\pi l_8/\lambda_{\text{вх}})] + X_{\phi, f_{\text{вх}}} \operatorname{tg}(2\pi l_7/\lambda_{\text{вх}})}.$$

Отрезок l_5 в схеме на рис. 26.4 осуществляет фильтрацию выходных колебаний во входной цепи умножителя, поэтому $l_5 = \lambda_{\text{вых}}/4 = \lambda_{\text{вх}}/12$. Отрезок l_6 обеспечивает на зажимах варактора такое сопротивление входной цепи, при котором не шунтируется варактор на частоте $f_{\text{вых}}$. В схеме на рис. 26.4, а $l_6 = \lambda_{\text{вых}}/4$, а в схеме рис. 26.4, б $l_6 = \lambda_{\text{вых}}/2 = \lambda_{\text{вх}}/6$. Отрезок l_3 фильтрует колебания на частоте $2f_{\text{вх}}$ во входной цепи. В схеме на рис. 26.4, а $l_3 = \lambda_2/4$, где $\lambda_2 = \lambda_{\text{вх}}/2$. В схеме рис. 26.4, б отрезок $l_3 = \lambda_2/2 = \lambda_{\text{вх}}/4$ и коротко замкнут на конце, что обеспечивает соединение по постоянному току с корпусом одного из выводов варактора. Место подключения отрезка l_3 , т. е. длина отрезка l_4 , выбирается из условия получения резонанса по второй гармонике на зажимах варактора. Для схемы на рис. 26.4, а это условие имеет вид $X_2 = X_{\text{вх}2} X_{\text{вых}2} / (X_{\text{вх}2} + X_{\text{вых}2})$, а для схемы на рис. 26.4, б $X_2 = X_{\text{вх}2} + X_{\text{вых}2}$, где $X_{\text{вх}2}$ и $X_{\text{вых}2}$ — сопротивления входной и выходной цепей на частоте $2f_{\text{вх}}$. Для определения $X_{\text{вх}2}$ и $X_{\text{вых}2}$ используют формулу пересчета сопротивления по линии передачи данной длины l , нагруженной на полное сопротивление Z_k :

$$\dot{Z} = \rho [\dot{Z}_k + i\rho \operatorname{tg}(2\pi l/\lambda)] / [\rho + i\dot{Z}_k \operatorname{tg}(2\pi l/\lambda)], \quad (26.4)$$

где ρ , l — волновое сопротивление и длина линии соответственно; \dot{Z}_k — сопротивление на конце линии. В данном случае

$$\dot{Z} = i\rho [X_k + \rho \operatorname{tg}(2\pi l/\lambda)] / [\rho - X_k \operatorname{tg}(2\pi l/\lambda)],$$

где X_k — реактивная часть сопротивления на конце линии длиной l . Для входной цепи пересчет осуществляется слева направо

во, при этом $X_K=0$, а для выходной — справа налево, при этом $X_K = -X_{\phi, 2f_{\text{вых}}} = -\rho_{\phi}/\text{tg}^2(2\pi l_{\phi}/\lambda_2) = -\rho_{\phi}/\text{tg}(4\pi l_{\phi}/\lambda_{\text{вых}})$.

В умножителях, выполненных по схемам на рис. 26.4, отрезки l_1, l_2 согласуют на входной частоте сопротивление варактора с волновым сопротивлением линии $\rho_0=50$ Ом. Для определения l_1 и l_2 сопротивление варактора на входной частоте с помощью формулы (26.3) пересчитывается к концу отрезка l_2 , а затем используются известные формулы из [0.2, гл. 17].

В умножителе частоты на отрезках волноводов расчет элементов схемы начинается также с расчета выходной цепи. Заметим, что схемы на рис. 26.5 и 26.6 относятся к умножителям последовательного типа, но они позволяют реализовывать предельные энергетические характеристики варактора, поскольку его теплоотводящий электрод всегда может быть соединен с волноводом, служащим теплоотводом. Если заданы или предварительно определены исходя из частоты $f_{\text{вых}}$ высота $b_{\text{вых}}$ и ширина $a_{\text{вых}}$ выходного отрезка волновода, то его волновое сопротивление можно определить по формуле, Ом:

$$\rho_{\text{вых}} = \frac{240\pi b_{\text{вых}}}{a_{\text{вых}}} \frac{1}{\sqrt{1 - (\lambda_{0\text{вых}}/2a_{\text{вых}})^2}}, \quad (26.5)$$

где $\lambda_{0\text{вых}}$ — длина волны выходных колебаний в свободном пространстве, Ом.

Ширину $a_{\text{вых}}$ целесообразно выбирать так, чтобы волновод оказался за предельным как для первой, так и для второй гармоники. Это позволяет исключить в выходной цепи применение специальных фильтров для заданного подавления этих гармоник. Условия запредельности выходного волновода на первой гармонике $\lambda_{0\text{вых}}/2 < a_{\text{вых}} < 3/2\lambda_{0\text{вых}}$, на второй гармонике $\lambda_{0\text{вых}}/2 < a < 3/4\lambda_{0\text{вых}}$. В схеме на рис. 26.5,а длину l_6 выбирают из условия компенсации реактивной составляющей проводимости варактора на выходной частоте. Выходная проводимость варактора

$$Y_{\text{вых вар}} = 1/Z_{\text{вых вар}} = G_{\text{вых вар}} + iB_{\text{вых вар}},$$

где $G_{\text{вых вар}}$ и $B_{\text{вых вар}}$ — активная и реактивная составляющие выходной проводимости. В этом случае $\text{tg}(2\pi/\lambda_{\text{вых}})l_6 = 1/\rho_6 B_{\text{вых вар}}$. Здесь $\lambda_{\text{вых}} = \lambda_{0\text{вых}} \sqrt{1 - (\lambda_{0\text{вых}}/2a_{\text{вых}})^2}$, ρ_6 — волновое сопротивление той части волновода, в которой располагается варактор, причем $\rho_6 = \rho_7$, где ρ_7 — волновое сопротивление отрезка волновода l_7 , которое находится из условия согласования активной составляющей $G_{\text{вых вар}}$ с волновой проводимостью отрезка волновода l_8 . Длина отрезка $l_7 = \lambda_{\text{вых}}/4$, а волновое сопротивление $\rho_7 = \sqrt{\rho_8/G_{\text{вых вар}}}$, где ρ_8 — волновое сопротивление отрезка l_8 на частоте $f_{\text{вых}}$. Полагая размеры широких стенок для всех отрезков одинаковыми, высоту b волноводных отрезков l_6 и l_7 определяют из (26.5) при $\rho_{\text{вых}} = \rho_7$, $b_{\text{вых}} = b_7 = b_6$, $b_7 = (\rho_7/240\pi)a_{\text{вых}} \sqrt{1 - (\lambda_{0\text{вых}}/2a_{\text{вых}})^2}$.

Аналогично можно определить параметры выходной цепи (отрезки l_3 и l_4) в схеме на рис. 26.6. В умножителе частоты на рис. 26.5,б согласование в выходной цепи осуществляется с помощью емкостной диафрагмы. Отрезки l_3 и l_5 (см. рис. 26.5,а) фильтруют вторую и третью гармоники

соответственно, при этом $l_3 = \lambda_2/4$ и $l_5 = \lambda_{\text{вых}}/2$ (в данном случае $\lambda_{\text{вых}}$ — длина волны выходных колебаний в отрезке l_5). Длину l_4 определяют с помощью (26.4) из условия получения резонанса по второй гармонике на зажимах варактора. При этом необходимо учитывать, что запредельный волновод вносит параллельно варактору сопротивление $X_3 = (240\pi b_{\text{вых}}/a_{\text{вых}}) \sqrt{(\lambda_{02}/2a_{\text{вых}})^2 - 1}$, где λ_{02} — длина волны колебаний на второй гармонике. С учетом iX_3 определяются и параметры согласующих отрезков l_1 и l_2 в схемах рис. 26.5.

В схеме рис. 26.5,б отрезок $l_3 = \lambda_2/4$, а место его включения по отношению к зажиму варактора определяют из условия резонанса по второй гармонике. Здесь ППФ, фильтрующий колебания с частотой $f_{\text{вых}}$ во входной цепи, выполнен в виде радиального резонатора, размеры которого определяют из условия запираания колебаний с этой частотой.

В умножителе на рис. 26.6 отрезок $l_2 = \lambda_2/2$ и короткозамкнут на конце. Согласование во входной СВЧ цепи достигается с помощью емкостной диафрагмы. В заполненном диэлектриком волноводе

$$\rho_{\text{в}} = \frac{240\pi b}{a} \sqrt{\varepsilon - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}; \quad \lambda_{\text{в}} = \lambda_0 \sqrt{\varepsilon - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}.$$

Здесь ε — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика, заполняющего волновод.

Элементы цепей питания рассчитывают и конструируют так же, как рекомендовано в [0.2, 26.2, 26.3].

Глава 27. МОДУЛЬ ПЕРЕДАЮЩЕЙ АФАР С АКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ НА ГЕНЕРАТОРНЫХ СВЧ ДИОДАХ

27.1. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Генераторные диоды СВЧ применяются для построения активных элементов модулей передающих АФАР в диапазоне частот примерно от нескольких единиц до нескольких сотен гигагерц. На частотах выше 10...20 ГГц они являются, по существу, единственными полупроводниковыми приборами, способными генерировать и усиливать СВЧ колебания. На практике в основном используются *лавинно-пролетные диоды* (ЛПД) и диоды с *междолинным переносом электронов* (МПД), выпускаемые отечественной промышленностью. *Инжекционно-пролетные* (ИПД), *лавинно-ключевые* (или лавинно-пролетные в режиме с захваченной плазмой) и другие типы диодов находятся в стадии разработки или лабораторных исследований.

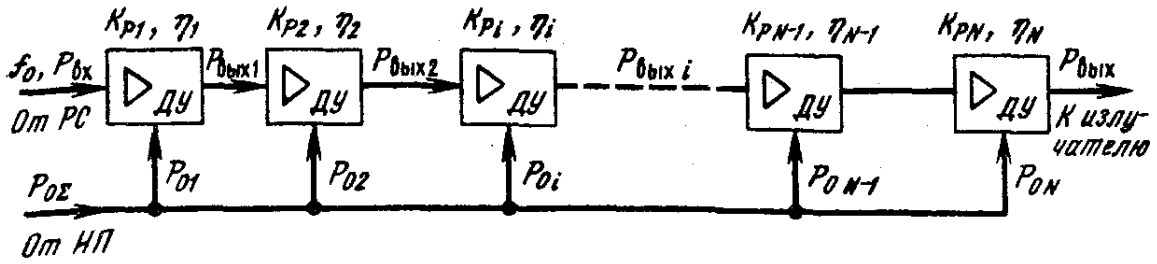


Рис. 27.1. Структурная схема модуля передающей АФАР

Параметры современных ЛПД и МПД приведены в [27.1—27.3].

Генераторная часть модуля передающей АФАР на диодных активных элементах представляет собой каскадное соединение диодных усилителей (ДУ) (рис. 27.1). Каждый каскад ДУ образуется СВЧ резонатором с включенным в него генераторным диодом (ГД), связанным с источником входного сигнала и нагрузкой.

Наиболее распространены *отражательные усилители*, в которых резонатор СВЧ включен по схеме двухполюсника (рис. 27.2, а), а для развязки входа и выхода каскада применены ферритовые циркуляторы (ФЦ). Каскадное соединение таких ДУ показано на рис. 27.2, б.

Физическая модель ДУ (рис. 27.2, в) основана на представлении генераторного диода двухполюсником с полным, усредненным по первой гармонике сопротивлением (для ЛПД) $\dot{z}_д = -r_д + ix_д$ или проводимостью (для МПД) $\dot{y}_д = -g_д + ib_д$, соединенными с внешней цепью, полное сопротивление (или проводимость) которой $\dot{Z} = R + iX$ ($\dot{Y} = G + iB$) должно содержать реактивную составляющую X, B , компенсирующую реактивное сопротивление (или проводимость) диода на рабочей частоте: $X = -x_д$, ($B = -b_д$). При анализе модели генераторный диод представляют двухполюсником с отрицательным сопротивлением (ДОС) (рис. 27.2, г), а внешнюю цепь — эквива-

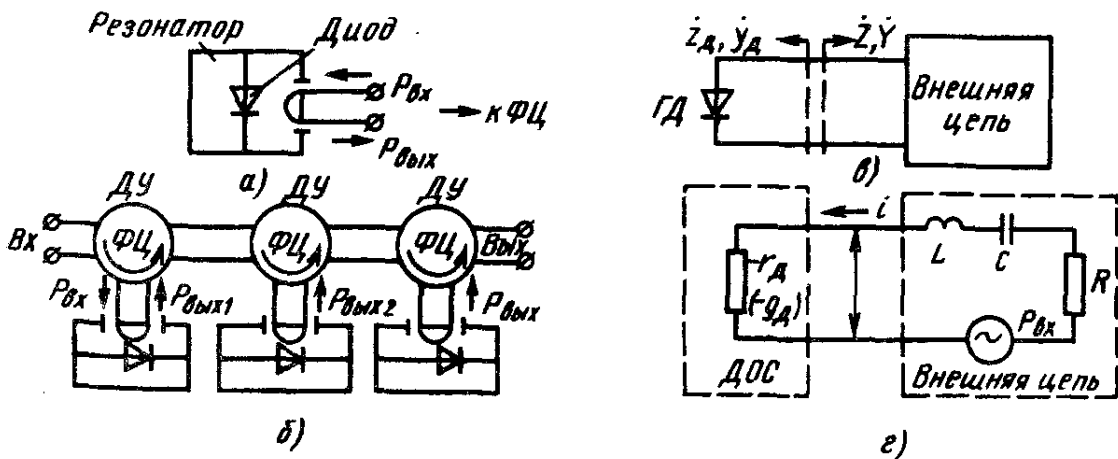


Рис. 27.2. Многокаскадный отражательный усилитель — модуль передающей АФАР:

а — функциональная схема усилителя; б — функциональная схема каскада; в — структурная схема каскада; г — физическая модель каскада ДУ

лентным нагруженным LCR -контуром. При этом под отрицательным сопротивлением (ОС) (отрицательной проводимостью — ОП) понимается модуль активной составляющей полного сопротивления (или проводимости) ГД $r_d(g_d)$ [27.1—27.10]. Реактивные составляющие полного сопротивления (проводимости) ГД условно относят к элементам внешней цепи. Таким образом, один из реактивных элементов эквивалентного контура модели ДУ образован сопротивлением ГД, например $C = (\omega x_d)^{-1}$, а другой — сопротивлением внешней цепи, например $L = X/\omega$. Усиление мощности в ДУ происходит за счет добавления мощности P_d , выделяемой ОС диода в процессе преобразования энергии источника питания в энергию СВЧ колебаний, к мощности источника входного сигнала $P_{вх} : P_{вых} = P_{вх} + P_d \gg \gg P_{вх}$. При этом коэффициент усиления

$$K_P = P_{вых}/P_{вх} = 1 + P_d/P_{вх} \approx P_d/P_{вх}$$

и основные свойства диода как активного элемента ДУ характеризуются мощностью, которая при заданной амплитуде I_1 гармонического тока ($i = I_1 \cos \omega t$), протекающего через ДОС может быть определена как $P_d = 0,5 I_1^2 r_d$, а при заданной амплитуде U_1 гармонического напряжения $u = U_1 \cos(\omega t + \varphi)$ на ДОС $A_d = 0,5 U_1^2 g_d$.

В общем случае z_d и y_d являются функциями постоянного тока I_0 и амплитуды гармонического тока I_1 , протекающего через диод при заданном напряжении (для ЛПД), либо постоянного напряжения U_0 и амплитуды гармонического напряжения U_1 на диоде при заданном токе, протекающем через диод (для МПД), а также частоты и температуры: $z_d = f(I_0, I_1, \omega, T)$; $y_d = f(U_0, U_1, \omega, T)$. Однако при анализе ДУ этими зависимостями для реактивных составляющих x_d и b_d пренебрегают*, полагая их постоянными ($x_d = \text{const}$, $b_d = \text{const}$), а для активных составляющих ОС или ОП пренебрегают (по той же причине) зависимостями от частоты и температуры, полагая

$$r_d = f(I_0, I_1); \quad g_d = f(U_0, U_1). \quad (27.1)$$

При таком рассмотрении модель отражательного ДУ можно изобразить обобщенной эквивалентной схемой, показанной на рис. 27.3, где внешняя цепь представлена трансформирующим четырехполюсником T и ферритовым циркулятором ФЦ. Для этого ДУ $P_{вх} = P_{пад}$, $P_{вых} = P_{отр}$ и $K_P = P_{вых}/P_{вх} = P_{отр}/P_{пад} = |\Gamma_{22}|^2$, где $P_{отр}$, $P_{пад}$ — мощность отраженной и падающей волн на входе циркулятора соответственно (2—2, со стороны усилителя); Γ_{22} — коэффициент отражения на входе 2—2 циркулятора.

*Из-за значительно меньшей крутизны этих зависимостей по сравнению с аналогичными зависимостями ОС (ОП).

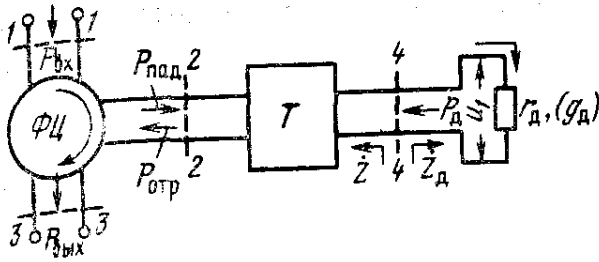


Рис. 27.3

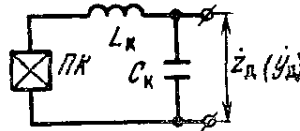


Рис. 27.4

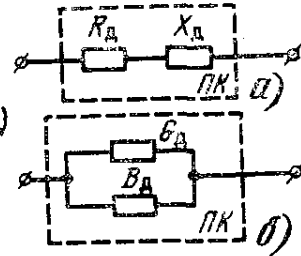


Рис. 27.5

Рис. 27.3. Физическая модель отражательного ДУ

Рис. 27.4. Эквивалентная схема диода в корпусе:

ПК — полупроводниковый кристалл; L_k — индуктивность корпуса; C_k — емкость корпуса

Рис. 27.5. Эквивалентная схема полупроводникового кристалла;

а — для ЛПД; б — для МПД

При отсутствии потерь в трансформирующем четырехполюснике $|\Gamma_{22}| = |\Gamma_d|$, где Γ_d — коэффициент отражения от ОС диода (в плоскости 4—4 на рис. 27.3), и

$$K_P = \left| \frac{\dot{Z} - r_d}{\dot{Z} + r_d} \right|^2 = \frac{(1 + \alpha)^2 + (X_\Sigma/R)^2}{(1 - \alpha)^2 + (X_\Sigma/R)^2}, \quad (27.2)$$

где $\dot{Z} = R + iX$ — полное сопротивление внешней цепи, трансформированное к плоскости 4—4 включения ОС (ОП) диода; $X_\Sigma = X + x_d$ — реактивное сопротивление внешней цепи;

$$\alpha = |r_d|/R; \quad (\alpha = G/|g_d|) \quad (27.3)$$

— коэффициент регенерации.

Составляющие полного сопротивления и проводимости диода (r_d , b_d , g_d , x_d) определяются на основании эквивалентной схемы диода в корпусе (рис. 27.4). Для стандартного керамического корпуса $L_k = 0,2 \dots 0,85$ МГн, $C_k = 0,2 \dots 0,45$ пФ, для нестандартных корпусов значения указанных величин приводятся в паспорте диода; для бескорпусных диодов принимают $C_k = 0$.

Упрощенные эквивалентные схемы полупроводникового кристалла для ЛПД приведены на рис. 27.5, а, для МПД — на рис. 27.5, б.

На основании приведенных эквивалентных схем можно определить активное и реактивное сопротивление ЛПД в корпусе:

$$r_d = r_k X_{CK}^2 / [r_k^2 + (X_d + X_{LK} - X_{CK})^2]; \quad (27.4)$$

$$x_d = - \frac{X_{CK} [r_k^2 + (X_d + X_{LK})(X_d + X_{LK} - X_{CK})]}{r_k^2 + (X_d + X_{LK} - X_{CK})^2}, \quad (27.5)$$

где $X_{CK} = (\omega C_k)^{-1}$, $X_{LK} = \omega L_k$ и $r_k = R_d + R_s$ — реактивные сопротивления элементов корпуса и активное сопротивление полупроводникового кристалла соответственно;

$$R_d = - \frac{1}{\omega C} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad (27.6)$$

— отрицательное сопротивление полупроводникового кристалла ЛПД; R_s — сопротивление потерь диода (включающее сопротивления растекания кристалла и контактной проволоочки — вывода);

$$X_d = \frac{1}{\omega C} \left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2} \frac{\theta - \sin \theta}{\theta} - \frac{1}{1-\beta^2} \right) \quad (27.7)$$

— реактивное сопротивление полупроводникового кристалла ЛПД; C — емкость ПК (приводится в паспорте):

$$\beta^2 = I_0/I_x \quad (27.8)$$

— параметр инжекции;

$$I_x \approx 0,5nCU_0(f/f_{пр})^2 \quad (27.9)$$

— характеристический ток диода; f — рабочая частота;

$$f_{пр} \approx 0,5(f_{max} + f_{min}) \quad (27.10)$$

— пролетная частота; f_{max} , f_{min} — граничные частоты рабочего диапазона диода;

$$\theta = \pi f/f_{пр} \quad (27.11)$$

— пролетный угол.

При расчетах отрицательного сопротивления ЛПД по формулам (27.4) — (27.11) параметр инжекции β^2 определяют для тока, соответствующего заданному значению выходной мощности:

$$I_0 = I_{0\text{ ном}} P_{\text{вых}}/P_{\text{ном}}, \quad (27.12)$$

где $I_{0\text{ ном}}$, $P_{\text{ном}}$ — паспортные значения.

Расчет параметров для МПД производится по формулам

$$g_d = G_d / [(1 - \xi Q_d)^2 + \xi^2]; \quad (27.13)$$

$$b_d = [B_d(1 - \xi Q_d) - \xi |G_d|] / [(1 - \xi Q_d)^2 + \xi^2], \quad (27.14)$$

где $Q_d = B_d / |G_d|$ — добротность диода; $\xi = |G_d| \omega L_k$. Для всех режимов работы МПД, кроме режима ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ), можно принять [27.1, 27.5, 27.7]

$$|G_d| \approx [(10-25)R_0]^{-1}; \quad B_d \approx (2-5)\omega C. \quad (27.15)$$

Для режима ОНОЗ

$$|G_d| \approx [(13-20)R_0]^{-1}; \quad B_d \approx (1,5-2)\omega C. \quad (27.16)$$

Здесь R_0 — сопротивление в слабом поле.

На основании рассмотренной модели ДУ при аппроксимации зависимостей $X_d(I_1)$ и $G_d(U_1)$ (27.1) квадратичной параболой можно сформулировать основные технические характеристики:

1) максимальная выходная мощность и КПД усилителя примерно равны (чуть больше) соответствующим параметрам оптимального генератора, работающего на оптимальную нагрузку, при тех же диоде и токе (или напряжении) питания;

2) максимальная выходная мощность и КПД при заданном

токе (напряжении) питания реализуются при определенном уровне мощности входного сигнала $P_{вх\text{ опт}}$, соответствующем оптимальной амплитуде тока $I_{1\text{ опт}}$ (напряжения $U_{1\text{ опт}}$) на диоде, или режиму «насыщения»;

3) максимальный коэффициент усиления при заданном токе (напряжении) питания реализуется при малом уровне мощности входного сигнала $P_{вх} \ll P_{вх\text{ опт}}$ и называется малосигнальным;

4) коэффициент усиления в режиме насыщения уменьшается в несколько раз относительно малосигнального *:

$$K_{P\text{ опт}} \approx [(3\sqrt{K_{P0}} + 1)/(\sqrt{K_{P0}} + 3)]^2 \quad (27.17)$$

и, как следует из этого выражения не превышает 10 дБ;

5) в линейном режиме усиления при $P_{вх} < P_{вх\text{ опт}}$ выходная мощность ДУ уменьшается относительно своего максимального значения в режиме насыщения $P_{вых} < P_{вых\text{ max}}$, а коэффициент усиления увеличивается *:

$$K_P = \left[\frac{\sqrt{K_{P0}}(3 + \sqrt{1-A}) + (1 - \sqrt{1-A})}{\sqrt{K_{P0}}(1 - \sqrt{1-A}) + (3 + \sqrt{1-A})} \right]^2, \quad (27.18)$$

где $A = P_{вых}/P_{вых\text{ max}}$ — относительный уровень выходной мощности усилителя; $P_{вых\text{ max}}$ — выходная мощность в режиме насыщения при заданном токе или напряжении питания;

6) максимальное значение малосигнального коэффициента усиления ограничено условиями устойчивости усилителя и при использовании трехплечих циркуляторов в реальных условиях работы (для типичной нестабильности источника питания и температуры).

$$K_{P0} \leq 20 \text{ дБ}; \quad (27.19)$$

7) частотная характеристика ДУ определяется структурой согласующего четырехполюсника T (см. рис. 27.3). В простейшем случае — это одиночный колебательный контур, последовательный для ЛПД или параллельный для МПД. Качество одноконтурных усилителей определяется добротностью диода

$$\sqrt{K_P} \Delta f \approx Q_d^{-1}, \quad (27.20)$$

где Δf — полоса пропускания; $Q_d = |X_d/R_d|$ — добротность диода в рабочем режиме.

Для современных диодов $Q_d \geq 10$ и, следовательно, полоса пропускания $\Delta f \leq 1\%$, т. е. одноконтурные усилители весьма узкополосны. При этом так как добротность МПД меньше, чем ЛПД, то усилители на МПД потенциально более широкополос-

* Приведенные выражения приближенные и соответствуют аппроксимации зависимости ОС (или ОП) диода от амплитуды колебаний квадратичной параболой.

ны: для получения одинаковой полосы пропускания коэффициент усиления каскада на ЛПД должен быть примерно на 3 дБ меньше, чем для МПД.

Для широкополосных усилителей с полосой пропускания $\Delta f > (3 \dots 5) \%$ согласующий четырехполюсник выполняется на основе многоконтурных колебательных систем (например, системы связанных резонаторов или сложных согласующих чебышевских фильтров). При этом предельная полоса пропускания ограничена добротностью диода в соответствии с соотношением Фано [27.11]: $\Delta f_{max} \ln \sqrt{K_P} = \pi Q^{-1}_d$.

Из сравнения этого соотношения с (27.20) следует, что применение сложных колебательных систем для расширения полосы пропускания целесообразно только при высоких коэффициентах усиления, т. е. в каскадах предварительного усиления, так как при $K_P \leq 10$ дБ полоса пропускания одноконтурного усилителя приближается к предельной (составляет 70...80% предельной).

Коэффициент шума усилителя зависит от используемого диода и составляет для МПД 15...20, ЛПД из арсенида галлия 26 и ЛПД из кремния 40...60 дБ.

27.2. СТРУКТУРНАЯ СХЕМА МОДУЛЯ

Задача определения структурной схемы, конфигурация которой приведена на рис. 27.1, включает в себя следующие этапы: выбор типа диодов для каждого каскада и определение числа каскадов.

Выбор типа диода начинают с окончного каскада. Диод выбирают по паспортным данным [27.1—27.3] таким образом, чтобы на заданной частоте $f_{min} \leq f_0 \leq f_{max}$ номинальная мощность $P_{ном} \geq P_{вых}$, где $P_{вых}$ — заданное значение выходной мощности модуля. Если это условие не выполняется для всех известных типов диодов, то следует суммировать мощности нескольких диодов. При этом необходимое число диодов $N = P_{вых} / \eta_\Sigma P_{ном}$, где $\eta_\Sigma \approx 0,8 \dots 0,9$ — КПД сумматора (или схемы сложения) [27.1].

Так как с увеличением числа суммируемых диодов значение η_Σ быстро падает, для многодиодного усилителя выбираем наиболее мощные диоды, причем все они должны работать в режиме насыщения.

Оконечный каскад однодиодного усилителя также должен работать в режиме насыщения. При наличии нескольких диодов, работающих в заданном диапазоне частот, выбирают тот, для которого $P_{ном} \approx P_{вых}$. Использование линейного режима усиления при наличии более мощных диодов в выходном каскаде, как правило, нецелесообразно, так как при этом значительно уменьшается КПД модуля и увеличивается его энергоемкость [27.12].

После определения типа диода окончного каскада оценивают его коэффициент усиления K_{PN} по формуле (27.18) для $A=1$, задавая малосигнальное значение коэффициента усиления K_{P0} в соответствии с (27.19) и учитывая конструктивные требования.

Далее производят выбор типа диодов и оценку коэффициентов их усиления для всех остальных каскадов модуля (последовательно переходя от окончного к первому). При этом выходная мощность каждого предыдущего каскада $P_{\text{вых } i}$ определяется с учетом коэффициента усиления последующего $K_{P(i+1)}$, а также потерь в циркуляторах и согласующих цепях, соединяющих каскады [27.13]:

$$P_{\text{вых } i} \approx P_{\text{вых}(i+1)} \{K_{P(i+1)} [1 - 0,5(\text{КСВ}_{\text{ц}} - 1)^2] L_{\text{цп}}^2 L_{\text{т}}^2\}^{-1}, \quad (27.21)$$

где $L_{\text{цп}}$ — прямые потери циркулятора; $L_{\text{т}}$ — потери, вносимые ВЧ трактом межкаскадной согласующей цепи; $\text{КСВ}_{\text{ц}}$ — коэффициент стоячей волны на входе циркулятора.

Коэффициент усиления для каждого каскада K_{P_i} оценивается также, как и для окончного, по (27.18), но для разных значений параметра A (в зависимости от режима работы диода).

При выборе режимов работы любого отдельного каскада модуля при однотипных диодах возможны два варианта построения активной части [27.12]:

1. Выходной каскад работает в режиме насыщения, а все остальные — в линейном режиме при равных токах (напряжениях) питания $I_{01} = I_{02} = \dots = I_{0N}$.

2. Все каскады работают в режиме насыщения, а токи (или напряжения) питания каждого i -го каскада уменьшаются при уменьшении номера каскада по мере продвижения к входу усилительной цепочки (от окончного каскада N к первому):

$$I_{01} < I_{02} < \dots < I_{0N}.$$

Первый вариант оптимален при реализации заданных значений выходной мощности $P_{\text{вых}}$ и коэффициента усиления модуля K_{PM} по минимальному числу каскадов, второй — по максимуму КПД [27.12]. При оценивании коэффициентов усиления каскадов для первого варианта построения можно полагать $A_i \approx (K_{P(i+1)})^{-1}$, для второго варианта $A_1 = A_2 = \dots = A_N = 1$. Число каскадов усилителя определяется на основании соотношения $K_{P\Sigma} =$

$$= \sum_{i=1}^N K_{P_i} \text{ минимальным значением } N, \text{ для которого } K_{P\Sigma} \geq K_{PM}.$$

Далее находят КПД всего модуля:

$$\eta_M = \eta_N \left[1 + \frac{\eta_N}{K_{PN}} \left(\eta_{N-1}^{-1} + \sum_{i=N-2}^1 \prod_{j=N-1}^{i+1} \eta_i^{-1} K_{P_j}^{-1} \right) \right]^{-1}.$$

Если величина η_m меньше заданного минимально допустимого значения: $\eta_m \geq \eta_{m \min}$, необходимо предусмотреть принудительное охлаждение модуля либо перейти к режиму насыщения во всех каскадах.

Модуляция осуществляется, как правило, в выходном каскаде путем коммутации выходного СВЧ тракта модуля специальными импульсными модуляторами — коммутаторами на *pin*-диодах (импульсная модуляция) или фазовыми манипуляторами (фазовая манипуляция [27.1]).

27.3. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ КАСКАДОВ АКТИВНОЙ ЧАСТИ МОДУЛЯ

Общая методика. Исходными данными для проектирования являются: выходная мощность $P_{\text{вых}}$, рабочая частота f_0 (или длина волны λ_0), характеристика выходных сигналов (вид модуляции, ширина спектра, уровень шума и т. п.), а также ряд дополнительных требований, таких, как, например, конструктивные характеристики, вид источника питания, функциональное назначение каскада в схеме и т. д.

Проектирование выполняем в следующем порядке. Сначала рассчитываем электронный режим диода и его полное сопротивление (r_d, x_d) для ЛПД или проводимость (g_d, b_d) для МПД, соответствующие заданным значениям $P_{\text{вых}}$ и f_0 ; сопротивление внешней цепи (R, X) для ЛПД или проводимость (G, B) для МПД; коэффициент усиления K_p и мощность входного сигнала $P_{\text{вх}}$. Далее выбираем варианты конструкций каскада и отдельных его узлов, рассчитываем их геометрические размеры, проводим общее конструктивное оформление устройства.

Расчет электронного режима и полного сопротивления диода (для ЛПД) или проводимости (для МПД) осуществляем для заданного типа диода, который определяется на стадии проектирования структурной схемы модуля.

Электронный режим диода каждого каскада рассчитывается на заданную выходную мощность $P_{\text{вых}i}$. Для этого определяем полное сопротивление (или проводимость) $z_d = -r_d + ix_d$ ($y_d = -g_d + ib_d$) диода и сопротивление или проводимость внешней электромагнитной цепи $Z = R + iX$, ($Y = G + iB$), а также ток или напряжение питания I_0, U_0 .

При расчете многодиодного усилителя предполагаются полная идентичность и взаимная независимость электронных режимов отдельных диодов. При этом каждый диод рассчитывается на выходную мощность $P_{\text{вых}1} = P_{\text{вых}}/N_{\Sigma}$ в порядке, аналогичном для однодиодного усилителя. Величина КПД сумматора задается, как было указано, в пределах $\eta_{\Sigma} \approx 0,8 \dots 0,9$.

Для выходного каскада электронный режим диода рассчитывается исходя из условия обеспечения максимальных значений мощности и КПД (т. е. режима насыщения). Вариант расчета выбирается в зависимости от типа диода и того, какие параметры его определены паспортными данными.

Лавинно-пролетный диод. Вариант 1. Заданы рабочий ток диода $I_{\text{ном}}$, соответствующий определенному уровню выходной мощности $P_{\text{ном}}$, и рабочее напряжение U_0 . Необходимо определить: постоянный ток диода в рабочем режиме I_0 (27.12); характеристический ток I_x по формуле (27.9), где полагают, что $f_{\text{пр}}$ соответствует середине рабочего диапазона диода (27.10); параметр инжекции β^2 (27.8); отрицательное сопротивление p - n -перехода R_d (27.6); реактивное сопротивление p - n -перехода X_d (27.7); полное активное r_d (27.4) и реактивное x_d (27.3) сопротивления диода; подводимую мощность $P_0 = I_0 U_0$; электронный КПД $\eta_e = P_d / P_0$ и полный КПД $\eta = \eta_e \eta_n$, где контурный КПД [27.13, 27.16]

$$\eta_k = L_{\text{цп}}^2 L_{\text{т}}^2 [1 - 0,5(\text{КСВ}_{\text{ц}} - 1)^2]. \quad (27.22)$$

Вариант 2. Заданы рабочее напряжение U_0 и полный КПД η (ток не задан). Требуется определить рабочий ток диода, соответствующий заданному уровню выходной мощности $I_0 = P_{\text{вых}} / U_0 \eta$; характеристический ток I_x (27.9); далее аналогично варианту 1 параметры β^2 (27.8), R_d (27.6), X_d (27.7), r_d (27.4), x_d (27.3), P_0 , η .

Вариант 3. Задано рабочее напряжение U_0 . Надо определить параметр инжекции β^2 , соответствующий заданной мощности $P_{\text{вых}}$, по формуле

$$\beta^2 = (1 - \sqrt{3,6a(3a + 1)}) [2(3a + 1)]^{-1},$$

где $a = \frac{P_{\text{вых}}}{nM}$; $M = 0,08(\omega C)^{-1} [(1 - \cos \theta) / \theta]$ и θ (27.11), полученной при аппроксимации нелинейной зависимости ОС диода $r_d(I_0 I_1)$ квадратичной параболой (27.1), справедливой для $a \leq 0,18$. Если последнее условие не выполняется, то следует перейти к другому варианту расчета. Далее определяются характеристический ток I_x (27.9), рабочий ток диода I_0 (27.8), а затем параметры R_d , X_d , r_d , x_d , η_e , η аналогично варианту 1.

Диод с междолинным переносом электроном. Поскольку точно определить режим работы МПД для конкретных условий трудно, то при заданном пороговом напряжении $U_{\text{пор}}$ и сопротивлении в слабом поле R_0 для всех режимов работы, кроме режима ограниченного накопления объема заряда, определяются: напряжение источника питания $U_0 \approx (1,8 \dots 2,3) U_{\text{пор}}$; оптимальные значения активной и реактивной проводимостей полупроводникового кристалла в режиме насыщения G_d, B_d по формуле (27.15), а для режима ОНОЗ по (27.16) при $U_0 \approx (3 \dots 5) U_{\text{пор}}$. Далее определяются активное и реактивное сопротивления диода в корпусе r_d (27.4), x_d (27.5) либо проводимости g_d (27.13), b_d (27.14).

Дальнейший порядок расчета не зависит от типа диода и одинаков для ЛПД и МПД.

Сопротивление внешней цепи, например для ЛПД, определяется в соответствии (27.3):

$$R = |r_d| (\sqrt{K_{P0}} + 1) / (\sqrt{K_{P0}} - 1), \quad X = -x_d, \quad (27.23)$$

где K_{P0} задается на основании (27.19).

Коэффициент усиления каскада рассчитывается по формуле (27.17). Затем по (27.20) определяют полосу пропускания Δf , соответствующую расчетному значению $K_{P\text{опт}}$, полагая $K_P = K_{P\text{опт}}$, и сравнивают ее с заданным значением $\Delta f_{\text{зад}}$: $\Delta f \geq \Delta f_{\text{зад}}$. Если это условие не выполняется, то по (27.20) находят K_P для $\Delta f = \Delta f_{\text{зад}}$, а затем на основании (27.17) вычисляют малосигнальный коэффициент усиления K_{P0} , соответствующий найденному значению $K_P = K_{P\text{опт}}$, и уточняют значение сопротивления внешней цепи R по (27.23). Далее производится расчет необходимой мощности входного сигнала $P_{\text{вх}} = P_{\text{вых}} / (K_P - 1)$ и выходной мощности предыдущего каскада $P_{\text{вых } i-1} = P_{\text{вых } i} / \eta_k$, где η_k определяется по (27.22).

Особенности расчета каскадов предварительного усиления. Обычно для упрощения конструкции и устройства питания в предварительном усилителе используется тот же тип диода, что и в выходном каскаде, работающий при том же токе питания (см. вариант 1). В этом случае все параметры каскада идентичны соответствующим параметрам выходного каскада, за исключением коэффициента усиления K_P , который определяется по (27.18) либо по графику на рис. 27.12 [27.1] для $A = (K_{P\ i+1})^{-1}$, где $K_{P\ i+1}$ — коэффициент усиления последующего каскада. Найденное значение корректируется в соответствии с условием $\Delta f \geq \Delta f_{\text{зад}}$ аналогично тому, как это делается для выходного усилителя.

27.4. ВЫБОР ВАРИАНТА И РАСЧЕТ РАЗМЕРОВ КОНСТРУКЦИИ

Выбор типа резонатора (волноводный, коаксиальный, плосковый и т. п.) определяется требованиями к диапазону перестройки, диапазону частот, допустимым потерям, габаритным размерам и осуществляется исходя из общих характеристик и примеров конструкции, приведенных, например, в [27.1]. Расчет геометрических размеров выбранной конструкции производится по формулам, приведенным в [27.1, 27.14], в соответствии с изложенной там методикой. Наиболее часто используется гибридно-интегральная конструкция модуля АФАР. При этом проектирование СВЧ электромагнитных цепей усилителя сводится к согласованию полного сопротивления диода Z_d для ЛПД (или проводимости y_d для МПД) с волновым сопротивлением ρ_v (или проводимостью $y_v = (\rho_v)^{-1}$) микрополосковой линии (МПЛ), связывающей усилитель с циркулятором.

На рис. 27.6 приведены принципиальные схемы (слева) и соответствующие варианты выполнения топологии СВЧ цепей (справа), формирующих трансформирующий четырехполюсник T , для узкополосных диодных усилителей. Во всех схемах согласование осуществляется с помощью двух элементов, выполненных в виде отрезков МПЛ-шлейфа: для компенсации ре-

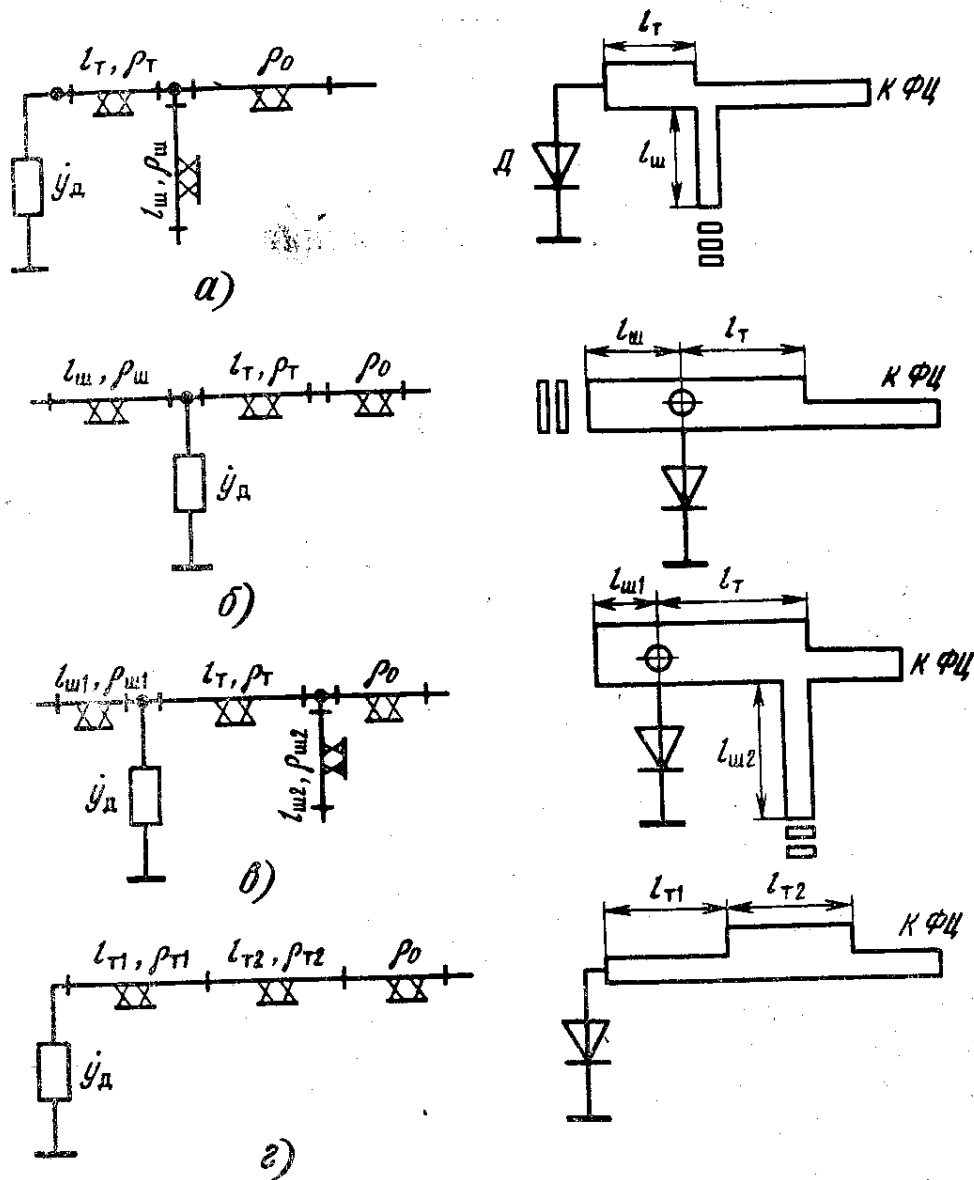


Рис. 27.6. Принципиальные схемы и варианты топологии СВЧ цепей узкополосных ДУ

активного сопротивления (или проводимости) диода и трансформатора для согласования активного сопротивления диода волнового сопротивления ρ_0 соединительной линии. В схемах на рис. 27.6, а—в шлейф выполнен в виде разомкнутого отрезка МПЛ, а на рис. 27.6, г — в виде отрезка, нагруженного низким входным сопротивлением трансформатора.

Геометрические размеры таких цепей рассчитываются на основании теории длинных линий с помощью ЭВМ или круговой диаграммы полных сопротивлений [17.4, 27.13]. Расчет сводится к определению длины l_i и ширины ω_i отрезков МПЛ. Предварительно должны быть заданы параметры подложки — диэлектрическая проницаемость ϵ и толщина h , для которых по графикам или расчетным соотношениям, приведенным в [08, 27.14], находятся эффективная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{эф}$ и длина волны в линии $\lambda_{в}$. Для упрощения расчетов иногда некоторые параметры схемы задаются произвольно (на базе инженерного опыта оптимизации габарито-массовых характери-

стик и обеспечения устойчивости), например: 1) волновое сопротивление линии, соединяющей усилитель с циркулятором, $\rho_0 = 50$ Ом и сопротивление шлейфа $\rho_{ш} = \rho_0$ для схем на рис. 26.7, а, в, г либо $\rho_{ш} = \rho_T$ для схемы на рис. 27.6, б; 2) длина трансформатора $l_T = 0,25 \lambda_B$ (не обязательно для схемы на рис. 27.6, в, г, где $\rho_T = 20 \dots 100$ Ом, а длина l_T рассчитывается).

Используя известные из теории длинных линий выражения для входного сопротивления разомкнутой и нагруженной линий, определяют: для схем на рис. 27.6, а—в длину шлейфа $l_{ш} = \frac{\lambda_B}{2\pi} \arctg(X/\rho) \pm n\lambda_B/2$ и волновое сопротивление трансформатора $\rho_T = \sqrt{R\rho_0}$; для схемы на рис. 27.6, в, г те же параметры, но по формулам (27.3)—(27.5) [27.1]. Для схемы на рис. 27.6, в следует принять $X=0$.

Необходимо отметить, что при некоторых значениях сопротивления или проводимости диода $|g_d| < 3 \cdot 10^3$ Ом⁻¹ и $b_d < < 20$ Ом согласование с помощью рассмотренных схем затруднительно. В этих случаях следует перейти к другой структуре согласующей цепи, которая определяется путем синтеза согласующего четырехполюсника T известными методами [27.16].

Цепи питания содержат обычно одно—два звена ФНЧ, полоса запирающего которого соответствует полосе пропускания усилителя, и стабилизирующую цепь [27.13, 24.6]. Пример топологии цепи питания диодного усилителя на МПД с двухзвенным ФНЧ и стабилизирующей цепочкой показан на рис. 27.7. Индуктивностями фильтра L_Φ являются короткозамкнутые отрезки МПЛ с большим волновым сопротивлением, а емкостями C_Φ — разомкнутые отрезки с малым волновым сопротивлением (или навесные конденсаторы типов К10-9, К10-17). Типичные структуры фильтров и схемы подключения к источнику питания диодных усилителей на МПД и ЛПД показаны на рис. 27.8.

Стабилизирующая цепь используется для подавления самовозбуждения усилителя на низких частотах (меньше половины

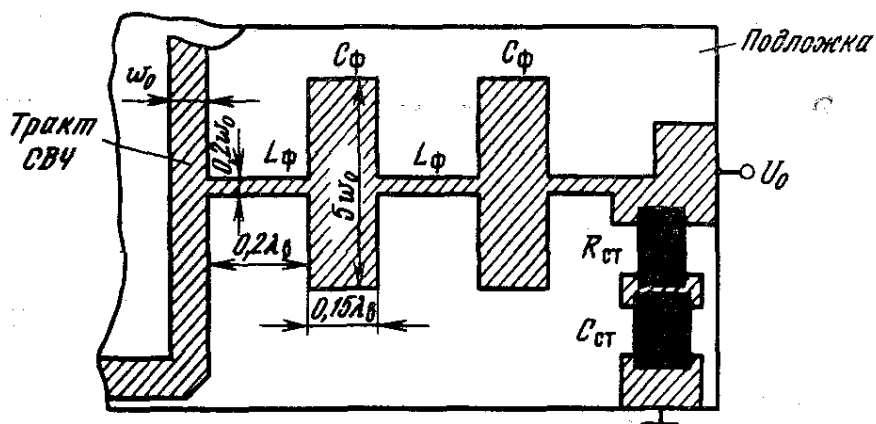


Рис. 27.7. Пример топологии цепи питания на МПД с двухзвенным ФНЧ и стабилизирующей цепочкой

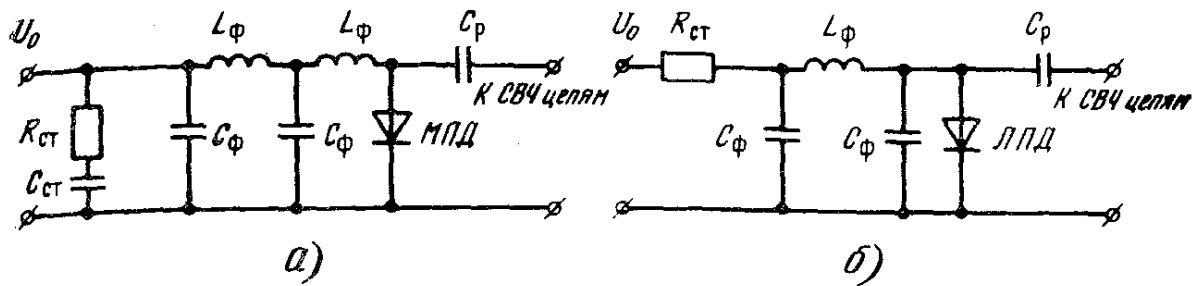


Рис. 27.8. Принципиальные схемы цепей питания ДУ:
 а — на МПД; б — на ЛПД

рабочей частоты), возникающего из-за параметрических эффектов, обусловленных нелинейностью емкости диода, а также для предотвращения теплового пробоя ЛПД. В схеме на рис. 27.8, а она состоит из стабилизирующего резистора $R_{ст}$ и конденсатора $C_{ст}$, включенных параллельно источнику питания (см. рис. 27.8). Сопротивление $R_{ст}$ подбирается экспериментально в пределах $30 \dots 60$ Ом, а емкость — из условия [27.13] $2\pi f_0 R_{ст} C_{ст} \gg 10^2$. В схеме на рис. 27.8, б резистор включается последовательно с источником питания, а его сопротивление выбирается из условия [27.1, 27.4] $R_{ст} \gg R_0 = 200 \dots 500$ Ом, где R_0 — сопротивление диода по постоянному току, определяемое наклоном его вольт-амперной характеристики. В качестве конденсатора используется конденсатор ФНЧ (см. рис. 27.8).

В трехсантиметровом диапазоне в основном применяются керамические подложки на основе двуокиси алюминия (поликор), сапфир ($\epsilon = 9 \dots 10$) и ферриты с $\epsilon = 6 \dots 16$. Ферритовые подложки наиболее удобны, когда циркулятор имеет одну подложку с усилителем. В миллиметровом диапазоне целесообразнее использовать кварцевые подложки с $\epsilon \approx 3,8$.

Ферритовые циркуляторы могут быть выполнены либо на ферритовой подложке, либо керамической с ферритовым вкладышем. Диаметр диска циркулятора [27.13] $D = 176 / f \sqrt{\epsilon_c}$ мм, где f — частота, ГГц. Для согласования циркулятора с усилителем используются три идентичных четвертьволновых трансформатора, включаемых в каждом его плече (рис. 27.9). Параметры согласующих трансформаторов циркулятора: $l_{тц} = 0,25\lambda_{в}$; $\rho_{тц} = \sqrt{150\rho_0 h / D}$ или при $\rho_0 = 50$ Ом $\rho_{тц} = 87 \sqrt{h / D}$ Ом. Постоянное магнитное поле циркулятора создается с помощью миниатюрного цилиндрического магнита (например, самарий-кобальтового) диаметром $D_m \leq 0,8 D$ и высотой $3 \dots 5$ мм, который приклеивается на диск циркулятора (см. рис. 27.9).

Конструктивное оформление модуля зависит от типа резонатора и конструкций вентилях, циркуляторов, фазовращателей и т. п. Обычно это отдельный блок, соединенный с другими блоками системы через стандартизированные соединители и переходы. Гибридные интегральные схемы полосковой кон-

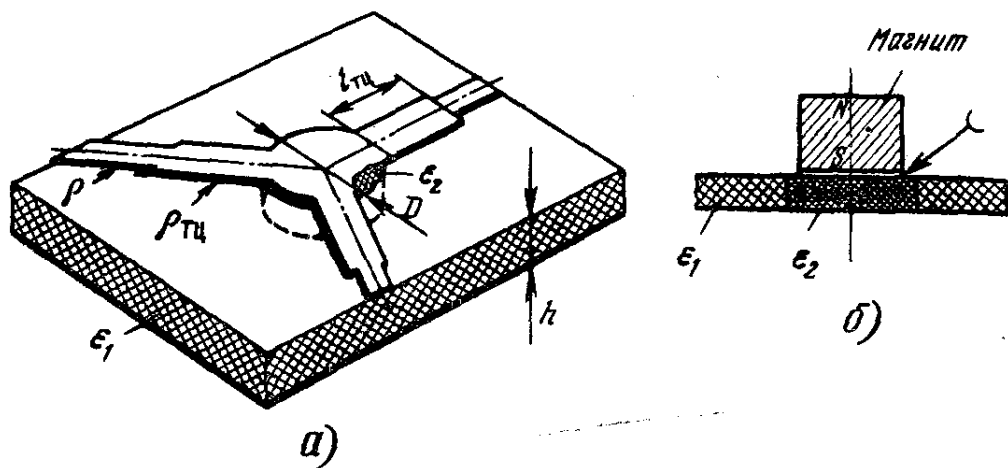


Рис. 27.9. Схема конструкции полоскового трехплечевого ферритового циркулятора

Струкции [27.1, 27.13] выполняются на диэлектрических подложках 1 стандартных размеров [27.14], которые припаиваются к металлическому монтажному основанию 2 (рис. 27.10, а) либо устанавливаются непосредственно в корпусе. Диод впаивается в отверстие монтажного основания или устанавливается в корпусе с помощью гайки-держателя с цанговым зажимом (рис. 27.10, б).

При разработке конструкции модуля необходимо стремиться к миниатюризации массогабаритных характеристик, особенно размеров поперечного сечения корпуса, который ограничен значением 0,5 мм. Конструкция модуля должна обеспечивать эффективный теплоотвод и быть технологичной.

Пример конструктивного выполнения передающего модуля АФАР трехсантиметрового диапазона показан на рис. 27.11. Использован двухкаскадный отражательный усилитель на МПД (диоды D_1, D_2). На входе и выходе усилителя включены развязывающие вентили B_1, B_2 , выполненные на основе согласованных в одном плече ферритовых циркуляторов $\Phi Ц_1$ и $\Phi Ц_2$. На выходе усилителя включен полосно-пропускающий фильтр (ППФ). Все невзаимные элементы (два циркулятора и два вентиля) расположены на одной ферритовой подложке. Дискрет-

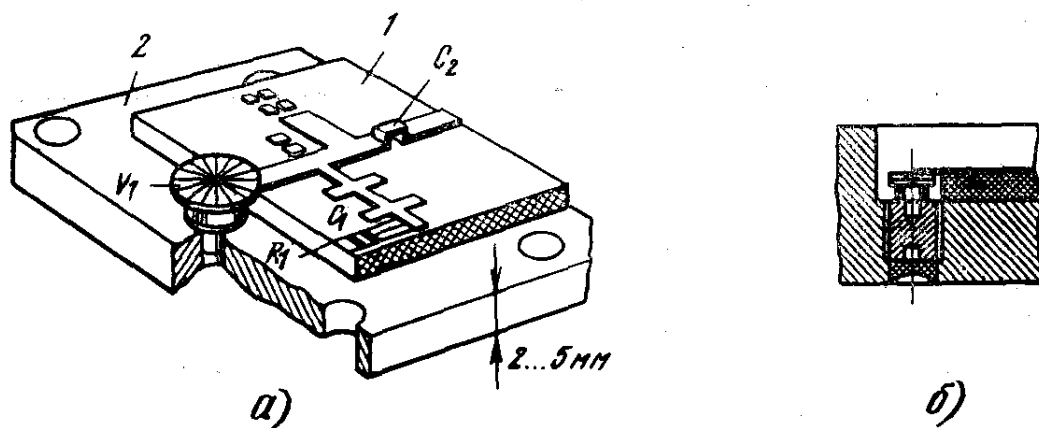


Рис. 27.10. К работе диодного усилителя:

а — пример гибридно-интегральной конструкции; б — элементы крепления диода

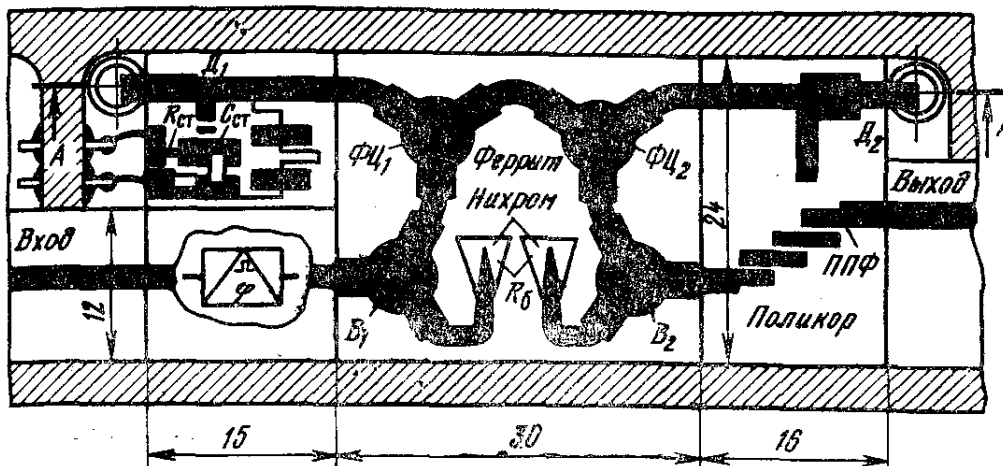


Рис. 27.11. Пример гибридно-интегральной конструкции передающего модуля АФАР

ный фазовращатель (на рис. 27.11 показан условно) собран на отдельной поликоровой подложке. Корпус модуля изготовлен из силумина методом литья. Крышка корпуса (на рис. 27.11 не показана) приклеивается эпоксидным клеем после настройки модуля.

Глава 28. ПРОЕКТИРОВАНИЕ УСИЛИТЕЛЬНОГО КАСКАДА СО СЛОЖЕНИЕМ МОЩНОСТЕЙ АКТИВНЫХ ПРИБОРОВ

28.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

При проектировании передающих модулей АФАР на основе полупроводниковых приборов возникают задачи, когда в выходных каскадах модулей требуется просуммировать мощности отдельных активных приборов (АП) или усилителей. Для этого можно использовать параллельную, последовательную, двухтактную и мостовую схемы.

При параллельной схеме (рис. 28.1) в нагрузке суммируются токи $I_{КН}$ отдельных АП при одинаковом напряжении $U_{КН}$ на них. Поэтому эквивалентная нагрузка каждого АП зависит от режимов работы остальных приборов этой схемы. Взаимное влияние режимов работы АП является недостатком последовательной схемы (рис. 28.2), при которой на общей нагрузке суммируются напряжения $U_{КН}$, действующие на отдельных АП при общем их токе $I_{КН}$. Кроме того, выход из строя одного АП приводит к отказу всего модуля.

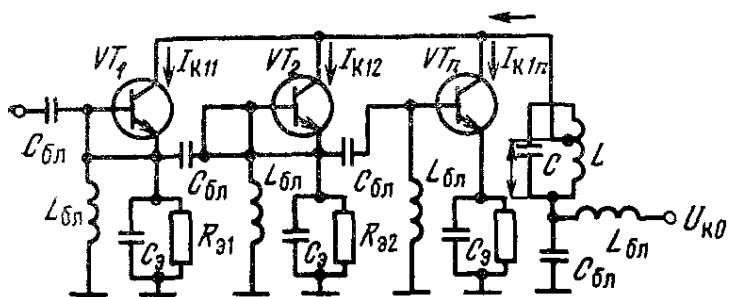


Рис. 28.1. Принципиальная схема с параллельным сложением мощностей АП

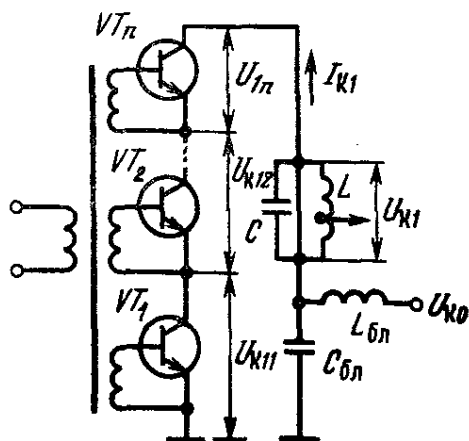


Рис. 28.2. Принципиальная схема с последовательным сложением мощностей АП

В двухтактной схеме, приведенной на рис. 28.3, в результате сложения мощность удваивается. Достоинством этой схемы является хорошая фильтрация четных гармоник, что позволяет снизить требования к фильтрующим свойствам колебательного контура и повысить его КПД. Однако при такой схеме предъявляются повышенные требования к идентичности элементов, так как при нарушении симметрии из-за взаимного влияния АП снижается выходная мощность.

Мостовые схемы сложения мощностей позволяют реализовать взаимную электрическую развязку АП, что повышает надежность каскада, который остается работоспособным даже при отказе одного или нескольких АП. Проблемы, связанные со значительным разбросом параметров полупроводниковых АП, работа их на изменяющуюся нагрузку в модулях

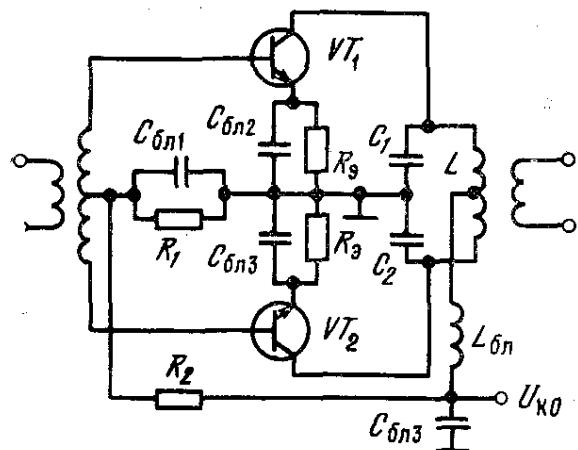


Рис. 28.3. Принципиальная схема с двухтактным сложением мощностей АП

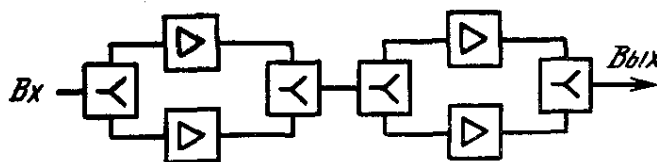


Рис. 28.4. Структурная схема со сложением мощностей на основе двухканальных делителей

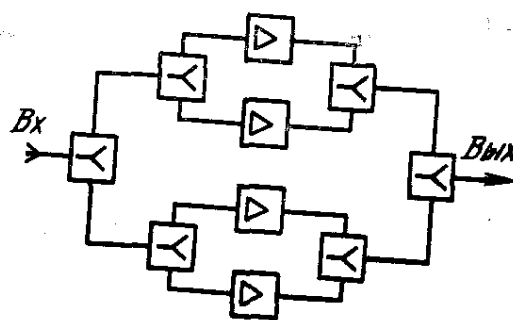


Рис. 28.5. Структурная схема с бинарным сложением мощностей

ДФАР также могут быть решены с помощью мостовых схем сложения мощностей АП.

Реализация многокаскадных усилительных модулей связана со снижением устойчивости схемы. Исключить паразитную межкаскадную взаимосвязь можно, выполнив каждый каскад по схеме с использованием квадратурных мостов. При этом изменение параметров АП в каскаде не будет влиять на его входное сопротивление, нагрузка предыдущего каскада будет неизменной.

При реализации АФАР с неравномерным амплитудным распределением по полотну антенны необходимо обеспечить регулировку выходных мощностей однотипных усилительных модулей в достаточно широких пределах. Динамический диапазон изменения мощности на входе усилительного каскада ограничен, с одной стороны, минимальной мощностью возбуждения АП, а с другой стороны, насыщением АП. Использование мостовой схемы сложения мощностей АП позволяет вдвое расширить динамический диапазон усилительного каскада по сравнению с каскадом на одном АП.

Для реализации схемы следует выбрать конкретный вид разделительно-суммирующей цепи. В диапазоне СВЧ широко применяются двухканальные составные делители (сумматоры) мощности. При использовании разделительно-суммирующая цепь может быть реализована на однотипных устройствах. Число каналов параллельного составного делителя $N=2^M$, где M — число ступеней разветвления цепи. В последовательном составном делителе число каналов может быть произвольным. Для равномерного деления мощности по каналам в двухканальных делителях коэффициенты деления должны быть разными. Поэтому при $N < 5$ последовательный составной делитель используют редко.

Простейшая схема каскада со сложением мощностей усилительных устройств на основе двухканальных делителей (сумматоров) представлена на рис. 28.4. Последовательное соединение таких схем используется в многокаскадных усилительных модулях для предотвращения межкаскадных паразитных связей. Для повышения выходной мощности указанные схемы соединяются параллельно (рис. 28.5) и называются *бинарными*.

28.2. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ МОСТОВЫХ СХЕМ СЛОЖЕНИЯ МОЩНОСТЕЙ

Эффективность мостовых схем сложения мощностей определяется КПД

$$\eta_c = P_{\text{вых}} / \sum_{i=1}^N P_i \quad (28.1)$$

где $P_{\text{вых}}$ — мощность на выходе каскада; P_i — мощность на выходе i -го усилителя; N — число каналов.

При работе устройства сложения имеются факторы, уменьшающие η_c :

1. Отклонения амплитуд и фаз колебаний отдельных усилителей, связанные с разбросом параметров, в частности параметров АП. Этот разброс связан со случайными отклонениями параметров, возникающими как при изготовлении элементов, так и в процессе эксплуатации.

2. Изменения параметров сумматора из-за изменения частоты колебаний в заданном диапазоне. Оптимальным выбором номинальных значений амплитуд колебаний можно уменьшить влияние этих изменений на КПД сумматора.

3. Активные потери в элементах сумматора.

Предположим, что имеется K факторов, уменьшающих значение КПД. При их действии выходная мощность $P_{\text{вых}}$ умень-

шается по сравнению с $\sum_{i=1}^N P_i$ на значение

$$\Delta P_{\text{вых}} = \sum_{k=1}^K \Delta P_k, \quad (28.2)$$

где ΔP_k — уменьшение мощности при действии k -го фактора. При этом

$$\eta_c = \frac{\sum_{i=1}^N P_i - \sum_{k=1}^K \Delta P_k}{\sum_{i=1}^N P_i} = 1 - \frac{\sum_{k=1}^K \Delta P_k}{\sum_{i=1}^N P_i}. \quad (28.3)$$

Введем КПД, характеризующий уменьшение мощности $P_{\text{вых}}$ на ΔP_k под воздействием каждого из факторов по отдельности:

$$\eta_k = 1 - \Delta P_k \left/ \sum_{i=1}^N P_i \right. \quad (28.4)$$

Определим произведение величин:

$$\prod_{k=1}^K \eta_k = \prod_{k=1}^K \left(1 - \Delta P_k \left/ \sum_{i=1}^N P_i \right. \right). \quad (28.5)$$

Высокая эффективность сложения мощностей будет обеспечиваться лишь при условии малости величины $\Delta P_k \left/ \sum_{i=1}^N P_i \right.$

Считая $\Delta P_k / \sum_{i=1}^N P_i \ll 1$ и пренебрегая ими в (28.5), получаем

$$\prod_{k=1}^K \eta_k \approx 1 - \left(\sum_{k=1}^K \Delta P_k \right) / \sum_{i=1}^N P_i. \quad (28.6)$$

Сравнивая (28.3) и (28.6), получаем КПД сумматора

$$\eta_c = \prod_{k=1}^K \eta_k. \quad (28.7)$$

Рассмотрим КПД, соответствующие трем факторам: случайным отклонениям амплитуд и фаз колебаний усилителей η_1 ; отклонению амплитуд и фаз колебаний в сумматоре при изменении частоты колебаний η_2 ; наличию активных потерь в элементах сумматора (кроме потерь в балластных нагрузках) η_3 :

$$\eta_c = \eta_1 \eta_2 \eta_3. \quad (28.8)$$

При сложении мощностей двух усилителей с неравными номинальными выходными мощностями P_1 и $P_2 = lP_1$ [28.3]

$$\eta_1 = [1 + l^2 \delta^2 + 2\delta l \cos \varphi] / (1+l)(1+l\delta^2), \quad (28.9)$$

где δ , φ — отклонения амплитуды и фазы второго усилителя по отношению к первому.

При сложении мощностей N усилителей с одинаковыми номинальными мощностями и фазами

$$\eta_1 = \frac{1}{N \sum_{i=1}^N p_i} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \sqrt{p_i p_j} \cos(\varphi_i - \varphi_j), \quad (28.10)$$

где p_i (p_j) — нормировочные коэффициенты, определяющие отношение мощности i -го (j -го) усилителя к номинальному значению его мощности; φ_i (φ_j) — отклонение фазы колебаний i -го (j -го) усилителя от номинального значения.

Выражения (28.9) и (28.10) получены в [28.2] при пренебрежении активными потерями в элементах сумматора (за исключением потерь в балластных нагрузках) и выполнении условий полной развязки усилителей. Связанный с изменением частоты КПД

$$\eta_2 = \frac{1}{N^2} \left(\sum_{i=1}^N s_i \right)^2, \quad (28.11)$$

где s_i — коэффициент, учитывающий изменения модулей s -параметров сумматора (соответствующих коэффициенту передачи напряжения от усилителей к нагрузке) по отношению к их номинальным значениям. Если значения s -параметров равны номинальным, то $s_i = 1$ и $s_j = 1$.

При работе сумматора в диапазоне частот значения коэффициентов пе-

редачи отклоняются от номинального и, следовательно, η_2 будет уменьшаться. Чтобы $\eta_2 \approx 1$ при работе в диапазоне частот, целесообразно выбирать широкополосные сумматоры. Примеры их схем будут рассмотрены в гл. 29.

Как показывает анализ, можно повысить η_2 , варьируя номинальными значениями амплитуд колебаний в усилителях сумматора. При проектировании широкополосного устройства сложения мощностей можно определить η_2 по методике, изложенной в гл. 29.

Для построенного по бинарной схеме устройства сложения мощностей N усилителей величина η_3 определяется по формуле

$$\eta_3 = \prod_{m=1}^M \eta_{3m}, \quad (28.12)$$

где M — число ступеней с двухканальными сумматорами.

При $\eta_{3j} = \eta_{30}$ выражение (28.12) можно преобразовать к виду

$$\eta_3 = \eta_{30}^M = \eta_{30}^{\log_2 N}. \quad (28.13)$$

Для сумматора мощностей N усилительных каналов, построенного по последовательной схеме, с учетом КПД η_{3i} двухканальных сумматоров, где $1 \leq i \leq N$, выходная мощность определяется выражением

$$P_{\text{вых}} = (P_1 + P_2) \eta_{31} \eta_{32} \dots \eta_{3(N-1)} + \dots + P_i \eta_{3i} \dots \eta_{3(N-1)} + \dots + P_N \eta_{3(N-1)},$$

а КПД

$$\eta_3 = \frac{P_{\text{вых}}}{\sum_{i=1}^N P_i} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N P_i} \left[\sum_{i=3}^N \left(P_i \prod_{j=i-1}^{N-1} \eta_{3j} \right) + (P_1 + P_2) \prod_{j=1}^{N-1} \eta_{3j} \right]. \quad (28.14)$$

Если считать мощности приблизительно одинаковыми, то

$$\eta_3 = \frac{P_{\text{вых}}}{NP} = \frac{1}{N} \left[\sum_{i=3}^N \left(\prod_{j=i-1}^{N-1} \eta_{3j} \right) + 2 \prod_{j=1}^{N-1} \eta_{3j} \right]. \quad (28.15)$$

При $\eta_{3j} = \eta_{30}$ выражение (28.15) может быть преобразовано к виду

$$\eta_3 = \frac{1}{N} \left(\eta_{30} \frac{1 - \eta_{30}^{N-2}}{1 - \eta_{30}} + 2 \eta_{30}^{N-1} \right). \quad (28.16)$$

При проектировании усилителя со сложением мощностей весьма существенным является значение не только КПД сумматора, но и коэффициент усиления

$$K_c = P_{\text{вых}} / P_{\text{воз}} = PN \eta_c \eta_d / P_{\text{вх}} = K_y \eta_c \eta_d, \quad (28.17)$$

где $K_y = PN / P_{\text{вх}}$ — коэффициент усиления усилительного канала; $P_{\text{воз}} = P_{\text{вх}} / \eta_d$ — мощность на входе усилителя со сложением мощностей; $P_{\text{вх}}$ — мощность на входе каждого из N усилительных каналов; η_d — КПД делителя. При $\eta_d = \eta_c$

$$K_c = K_y \eta_c^2. \quad (28.18)$$

Расчеты показывают, что значения η_c и K_c (при одинаковых K_y) для бинарных и последовательных схем сложения мощностей при $\eta_3 = 0,7 \dots 0,98$ и $N = 2 \dots 4$ близки. Однако с увеличением N значения η_c и K_c для последовательной схемы уменьшаются заметнее, чем для бинарной.

28.3. НАДЕЖНОСТЬ МОДУЛЕЙ СО СЛОЖЕНИЕМ МОЩНОСТЕЙ АП

Использование мостовых схем сложения мощностей АП повышает надежность модуля. При отказе q активных приборов из общего их числа n суммарная выходная мощность будет уменьшаться по закону

$$P_{\text{вых}} = P_i n [(n-q)/n]^2, \quad (28.19)$$

где P_i — мощность АП. Соотношение (28.19) позволяет вычислить максимально возможное число отказавших АП при допустимом уровне снижения выходной мощности $\Delta P_{\text{вых}}$ каскада.

В ряде практических задач уровень выходной мощности каскада должен оставаться постоянным. Снижение выходной мощности при отказе нескольких АП компенсируется в таких случаях за счет резервирования. Различают «холодное» и «горячее» резервирование. *Холодное резервирование* предполагает работу всех АП с номинальной выходной мощностью, а при выходе из строя q АП к сумматору подключается такое же число q резервных АП. При *горячем резервировании* не требуются дополнительные АП. В этом случае все АП работают в режиме с пониженной на $\Delta P_i = P_{i \text{ max}} - P_i$ выходной мощностью (относительно максимального значения). При отказе q АП снижение суммарной выходной мощности $\Delta P_{\text{вых}}$ компенсируется увеличением мощности оставшихся работоспособными $(n-q)$ АП. Используя (28.17), можно получить соотношение для вычисления относительного запаса выходной мощности АП в резервном режиме:

$$\Delta P_i / P_{i \text{ max}} = \frac{1}{b/(1-b^2) + 1}, \quad (28.20)$$

где $b = (n-q)/n$.

Зависимость на рис. 28.6 позволяет выбрать параметры резервного режима по уровню выходной мощности АП и характеристикам его надежности. В конечных каскадах модулей АФАР со сложением мощностей АП последние работают в режимах класса С, т. е. с высоким КПД. Поэтому при выборе значений $\Delta P_i / P_{i \text{ max}}$ следует учитывать допустимое снижение КПД АП. Отношение $(n-q)/n$ можно рассматривать как вероятность отказа АП $p(t)$, если известно время t , в течение которого вышли из строя q АП.

28.4. ПРОЕКТИРОВАНИЕ КАСКАДА СО СЛОЖЕНИЕМ МОЩНОСТИ

Исходные данные: выходная мощность каскада $P_{\text{вых}}$, частота f . В ряде случаев задается относительное допустимое число $(n-q)/n$ вышедших из строя АП.

Проектирование производится в следующем порядке:

1. Выбирают тип транзисторов, используемых в усилителе, и определяют мощность P_i на выходе усилительного канала.
2. Определяют число усилительных каналов

$$N \geq P_{\text{вых}}/P_i \eta_c, \quad (28.21)$$

считая $P_{\text{вых}}$ каскада заданным. Число N должно быть минимальным целым. В соответствии с соотношениями, приведенными в § 28.2, определяют КПД η_c . Согласно (28.21) необходимо учесть, что η_c также зависит от N . Расчет можно выполнять методом последовательных приближений. При использовании бинарной схемы сложения число $N=2^M$, где M — число ступеней схемы сложения. Число M определяют как максимальное целое, при котором $2^M > N$, определенного по (28.21).

3. Если при отказе q АП снижение суммарной мощности на выходе каскада не допускается, то по заданным характеристикам надежности $(n-q)/n$ необходимо по графику определить резервный запас выходной мощности $\Delta P_i/P_{i \text{ max}}$ АП (рис. 28.6).

4. Рассчитывают транзисторные усилители на заданную мощность P_i . Если усилитель в каждом из каналов состоит из нескольких каскадов, то производят расчет всей последовательности каскадов.

5. Определяют КПД делителя мощности η_d по аналогии с тем, как это делалось для сумматора мощности.

6. Рассчитывают мощность, требуемую для возбуждения каскада со сложением мощностей по формуле $P_v = NP_{\text{вых}}/\eta_d$.

7. Определяют коэффициент усиления каскада со сложением мощностей

$$K_c = \frac{P_{\text{вых}}}{P_v} = K_y \eta_c \eta_d.$$

8. Рассчитывают параметры сумматора и делителя мощности в соответствии с методикой, приведенной в § 24.3 и гл. 29.

Полученные параметры усилителя являются исходными для проектиро-

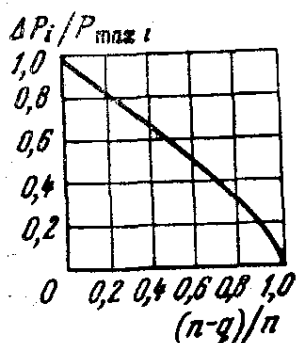


Рис. 28.6. Зависимость относительного запаса выходной мощности от характеристик надежности

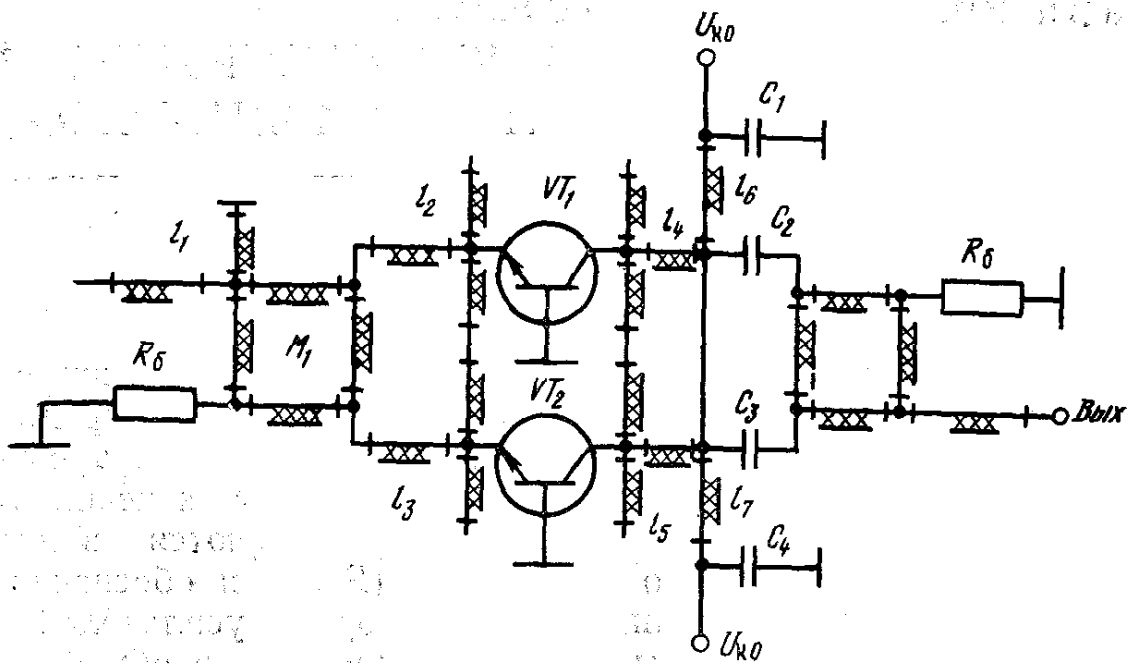


Рис. 28.7. Принципиальная схема устройства сложения мощностей с квадратурными мостами

вания предварительных каскадов модуля и расчета его конструктивных параметров.

В качестве примера на рис. 28.7 приведена электрическая схема каскада со сложением мощностей на двух транзисторах, которая состоит из квадратурных мостов делителя M_1 и сумматора M_2 , четвертьволнового короткозамкнутого шлейфа l_1 , согласующих разомкнутых шлейфов во входной цепи l_2 и l_3 , трансформирующих разомкнутых шлейфов в выходной цепи l_4 и l_5 , четвертьволновых шлейфов в цепях питания l_6 и l_7 , блокировочных конденсаторов C_1 и C_4 , разделительных конденсаторов C_2 и C_3 . Реализация схемы и ее конструктивные особенности показаны на рис. 28.8.

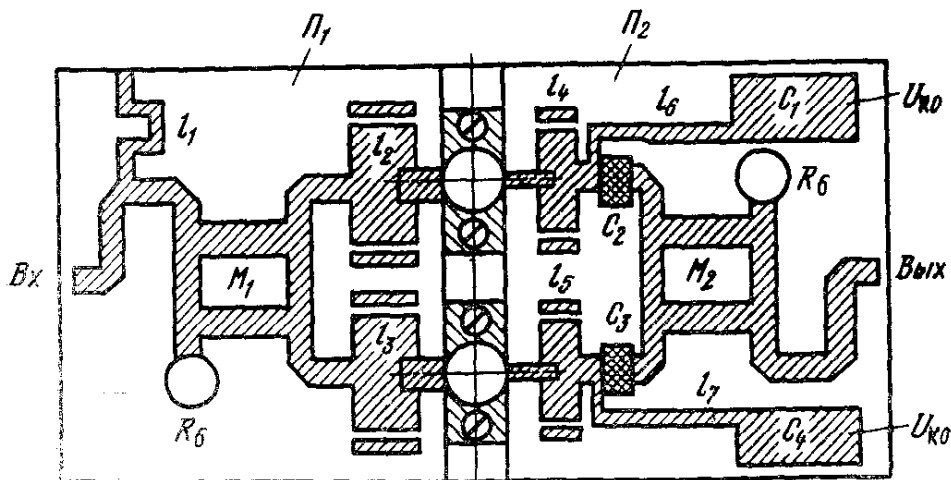


Рис. 28.8. Топология схемы устройства сложения мощностей с квадратурными мостами

Глава 29. ШИРОКОПОЛОСНЫЕ РАЗДЕЛИТЕЛЬНО-СУММИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА ПЕРЕДАЮЩИХ АФАР

29.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Транзисторные генераторы с внешним возбуждением широко применяются в качестве активных элементов модулей передающих АФАР. Отсутствие транзисторов, обеспечивающих требуемый уровень мощности одним прибором, приводит к необходимости применения сумматоров, которые реализуются в виде разделительно-суммирующего устройства (PCY) и обеспечивают возбуждение ряда однотипных транзисторных усилителей и последующее сложение их выходных мощностей в общей нагрузке. Реализация PCY в диапазоне СВЧ с использованием направленных ответвителей (НО) на связанных полосковых (микрорословковых) линиях передачи позволяет обеспечить при распространении в линиях T - (квази- T) волны согласование и развязку между усилителями в полосе частот порядка октавы.

В составе PCY можно выделить два многополюсника (рис. 29.1): делитель (ДМ), который распределяет мощность источника сигнала между $N=2, 3, 4, \dots$ усилителями, и сумматор (СМ), который объединяет их выходные мощности в общей нагрузке R_n . Многополюсники ДМ и СМ имеют группы из $(N-1)$ зажимов каждый для подключения к ним $(N-1)$ балластных резисторов $R_{бд}$ и $R_{бс}$. Представление N -канального делителя (сумматора) $2N$ -плечим реактивным многополюсником без потерь, содержащим отрезки одиночных и связанных линий, позволяет оценить рабочие параметры PCY, описав ДМ (СМ) квадратной блочной матрицей рассеяния:

$$[S_M] = \begin{bmatrix} [S_{II}] & [S_{I II}] \\ [S_{II I}] & [S_{II II}] \end{bmatrix}, \quad (29.1)$$

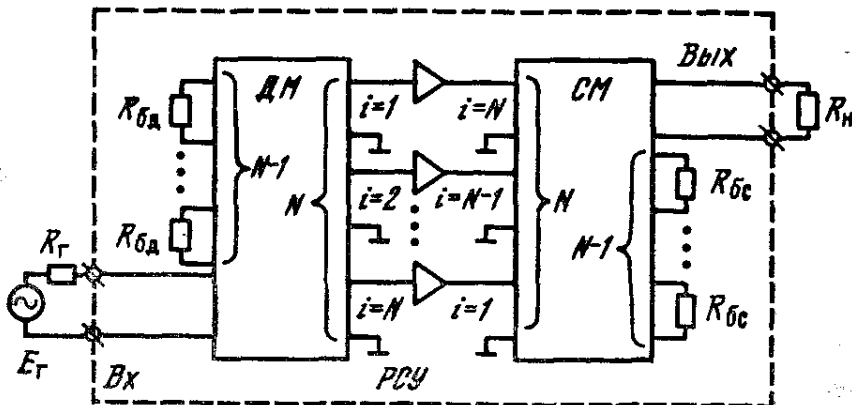


Рис. 29.1. Структурная схема PCY

где $[S_{II}]$ — диагональная матрица рассеяния относительно выходных для ДМ (или входных для СМ) плеч; $[S_{II II}]$ — диагональная матрица рассеяния относительно плеч с балластными резисторами $R_{бд}$ ($R_{бс}$) и внутренним сопротивлением источника сигнала (нагрузкой R_n) при условии, что выходные плечи ДМ (входы СМ) нагружены на согласованные с трактом нагрузки; $[S_{I II}]$, $[S_{II I}]$ — квадратные матрицы, характеризующие связь падающих и отраженных волн выходов ДМ (входов СМ) и плеч с резисторами $R_{бд}$, R_r ($R_{бс}$, R_n) и наоборот.

Элементы матрицы $[S_m]$ и, следовательно, АЧХ и ФЧХ каналов ДМ (СМ) рассчитываются с использованием метода декомпозиции по известным элементам s_{12} и s_{13} матриц рассеяния НО, входящих в ДМ (СМ). При сложении мощностей транзисторных усилителей в общей нагрузке R_n без потерь необходимо выполнить два условия [29.1]: а) сфазировать сигналы в нагрузке; б) обеспечить равенство и противофазность сигналов, приходящих в балластные резисторы $R_{бс}$ сумматора. Оба требования выполняются в указанной полосе частот лишь приближенно из-за неидентичности АЧХ и ФЧХ РСУ, что обуславливает появление разностного напряжения на резисторах $R_{бс}$ и снижение суммарной мощности в нагрузке R_n . Поэтому в приводимой ниже методике проектирования РСУ делитель рассчитывают так, чтобы обеспечить в полосе частот допустимую неравномерность возбуждения транзисторов, а сумматор — исходя из обеспечения минимальной неравномерности их общей выходной мощности. При этом рассчитываются следующие рабочие характеристики РСУ: а) неравномерность деления мощности по каналам; б) распределение фаз между каналами; в) предельно-достижимый коэффициент полезного действия η РСУ. Проектирование РСУ ведется с использованием табулированного и графического материалов.

Соединение НО в ДМ и СМ РСУ можно выполнить по цепочечной или бинарной схеме. Цепочечная схема допускает сложение мощностей $N=2, 3, 4, \dots$ транзисторных усилителей. В этом состоит ее преимущество по сравнению с бинарной, число каналов которой равно 2^r ($r=1, 2, 3, \dots$). В то же время бинарная схема обеспечивает суммирование мощностей с меньшей неравномерностью.

29.2. РАЗДЕЛИТЕЛЬНО-СУММИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА НА ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ НО

Использование четвертьволновых НО на связанных полосковых (микроросконовых) линиях позволяет получить малогабаритные РСУ с рабочей полосой частот, достигающей октавы. Волновые процессы в четвертьволновом НО описываются мат-

рицей рассеяния и переходным ослаблением C_{12} (в децибелах):

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & s_{12} & s_{13} & 0 \\ s_{12} & 0 & 0 & s_{13} \\ s_{13} & 0 & 0 & s_{12} \\ 0 & s_{13} & s_{12} & 0 \end{bmatrix}; \quad C_{12} = 10 \lg (1/|s_{12}|^2),$$

где

$$\begin{aligned} s_{12} &= iK \sin \theta / [V \sqrt{1 - K^2 \cos \theta} + i \sin \theta]; \\ s_{13} &= \sqrt{1 - K^2} / [V \sqrt{1 - K^2 \cos \theta} i \sin \theta]; \end{aligned} \quad (29.2)$$

K — коэффициент связи линии; $\theta = \pi f / 2f_0$ — электрическая длина линий; f , f_0 — текущая и центральная частоты рабочего диапазона.

На рис. 29.2 приведена N -канальная цепочечная РСУ с нумерацией ответвителей в ДМ (СМ) $m=2, 3, \dots, N$. Первый канал ($i=1$), образованный последовательным соединением трактов с первого по третий НО, наиболее удален от входа делителя, в то время как последним, N -м каналом является ближайший к входу. При заданных значениях выходных мощностей P_i , $i=1, 2, \dots, N$, в каналах делителя на центральной частоте переходные ослабления НО

$$(C_{12}^0)_m = 10 \lg (1/K_m^2) = 10 \lg \left[\sum_{i=1}^m (P_i/P_m) \right]. \quad (29.3)$$

При равном делении мощности $P_i = 1/N$ формула (29.3) упрощается: $(C_{12}^0)_m = 10 \lg m$, что приводит к следующему распределению переходных ослаблений вдоль цепочки, дБ:

$$\begin{aligned} (C_{12}^0)_2 &= 3,01; & (C_{12}^0)_3 &= 4,77; & (C_{12}^0)_4 &= 6,02; \\ (C_{12}^0)_5 &= 7,0; & (C_{12}^0)_6 &= 7,78; & (C_{12}^0)_7 &= 8,45; \\ (C_{12}^0)_8 &= 9,03; & (C_{12}^0)_9 &= 9,54. \end{aligned} \quad (29.4)$$

Неравномерность деления мощности. При подключении к полюсам делителя согласованных нагрузок и генератора с ЭДС E_r выходные напряжения $u_i = 0,5 E_r t_i / 2$, где $i=1, 2, \dots, N$. Коэф-

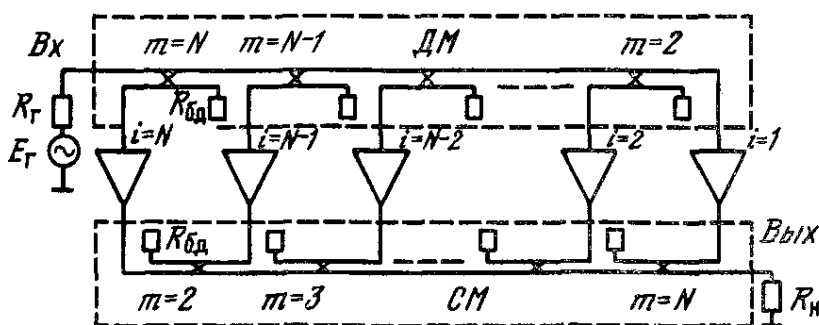


Рис. 29.2. Принципиальная схема цепочечного РСУ на четвертьволновых НО

коэффициенты передачи по напряжению являются элементами первой строки матрицы $[S_{11}]$ (29.1):

$$t_i = (s_{12})_i \prod_{j=i+1}^{N+1} (s_{13})_j, \quad (29.5)$$

где $(s_{12})_i$, $(s_{13})_i$ — элементы матрицы рассеяния НО, причем $(s_{12})_1 = (s_{13})_{N+1} = 1$.

При выборе переходных ослаблений согласно (29.4) на центральной частоте f_0 входная мощность делится поровну между каналами: $|t_i(f=f_0)|^2 = 1/N$. В полосе частот у некоторой части каналов частотные характеристики выходной мощности имеют подъем, а у остальной части — спад (рис. 29.3, а; $N=8$), причем подъем в первом и спад в последнем каналах выражены наиболее ярко. Отношение мощностей этих каналов на нижней (f_n) или верхней (f_b) граничных частотах рабочего диапазона с перекрытием $f = f_b/f_n$ характеризует *неравномерность деления мощности РСУ*, дБ:

$$\delta = 10 \lg \left[\left| \frac{t_1(f^*)}{t_N(f^*)} \right|^2 \right], \quad (29.6)$$

где $f^* = f_n$ или $f^* = f_b$.

Цепочечные делители более узкополосны, чем отдельные НО цепочки. Ориентировочное снижение мощности широкополосного делителя по сравнению с мощностью первого от входа НО (см. рис. 29.2, $m=N$) составляет 30...40%. Графики неравномерностей выходных мощностей δ делителей при условии, что на частоте f_0 мощности в каналах равны, показаны на рис. 29.4, а. Неравномерность деления может быть уменьшена методами параметрической оптимизации на ЭВМ за счет такого уменьшения переходных ослаблений $(C_{12}^0)_m = 10 \lg(1/K_m^2)$, при котором максимальные значения мощностей каждого канала в заданной полосе частот равны (см. рис. 29.3, б; $N=8$; $f=2$) и соответствуют мощности возбуждения транзисторов в критическом режиме [29.1]. Значения оптимальных переходных ослаблений $(C_{12}^0)_m$ НО делителей с числом каналов $N=3...10$ при перекрытии $f=$

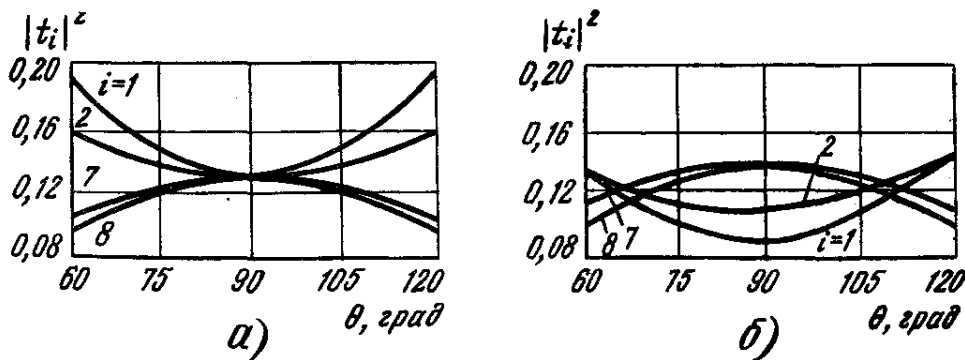


Рис. 29.3. Частотные характеристики коэффициентов передачи РСУ при $N=8$:

а — переходное затухание C_{12} выбрано согласно (29.4); б — максимальные мощности в каналах одинаковы

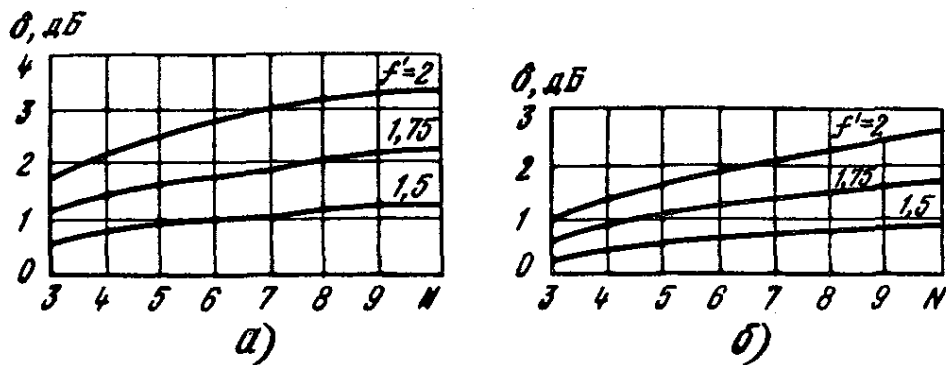


Рис. 29.4. Зависимость неравномерности деления мощности цепочечных РСУ от числа каналов:

а — мощности в каналах на частоте f_0 равны; б — ослабление вдоль цепочки оптимальное

$= 1,5; 1,75$ и 2 найдены методами параметрической оптимизации на ЭВМ и приведены в табл. 29.1. На рис. 29.4, б приведены графики неравномерностей δ при оптимальном распределении ослаблений вдоль цепочки.

Распределение фаз по каналам. Сдвиги фаз выходных напряжений в каналах ДМ относительно входного [29.1]

$$\varphi_i = (\varphi_{12})_i + \sum_{j=i+1}^{N+1} (\varphi_{13})_j. \quad (29.7)$$

Здесь $(\varphi_{12})_1 = (\varphi_{13})_{N+1} = 0$; $(\varphi_{12})_m, (\varphi_{13})_m$ — сдвиги фаз между входным и соответствующими выходными напряжениями четвертьволновых НО, совпадающих с аргументами элементов $(s_{12})_m, (s_{13})_m$ матрицы рассеяния (29.2);

$$\begin{aligned} (\varphi_{12})_m &= \arctg \left(\sqrt{1 - K_m^2} \operatorname{ctg} \theta \right); \\ (\varphi_{13})_m &= -\arctg \left(\operatorname{tg} \theta / \sqrt{1 - K_m^2} \right), \end{aligned} \quad (29.8)$$

где $K_m = 1 / \sqrt{\operatorname{antlg} [(C_{12}^0)_m / 10]}$.

Информация о распределении фаз по каналам ДМ необходима для оценивания фазирования усиленных сигналов в нагрузке РСУ.

Оценивание предельно достижимого КПД. Сумматор мощности относится к линейным многополюсникам, поэтому общее напряжение U_n на нагрузке R_n можно найти как сумму напряжений, подводимых к его входным полюсам, умноженных на соответствующие коэффициенты передачи:

$$\begin{aligned} U_n &= \frac{E_r G}{2} \left[(s_{12})_n \prod_{i=2}^n (s_{13})_i + \right. \\ &+ \sum_{m=2}^{n-1} (s_{12})_m (s_{12})_{n-m+1} \prod_{i=m+1}^n (s_{13})_i \prod_{q=n-m+2}^n (s_{13})_q \left. \right], \end{aligned} \quad (29.9)$$

Таблица 29.1

f	m	Число каналов №								
		3	4	5	6	7	8	9	10	
1,5	2	2,797	2,797	2,797	2,797	2,797	2,797	2,797	2,797	2,797
	3	4,708	4,603	4,544	4,496	4,485	4,485	4,485	4,485	4,485
	4		5,895	5,851	5,817	5,774	5,731	5,697	5,697	5,697
	5			6,850	6,827	6,792	6,761	6,730	6,695	6,695
	6				7,647	7,617	7,592	7,567	7,537	7,537
	7					8,312	8,288	8,268	8,242	8,242
	8						8,887	8,870	8,850	8,850
	9							9,400	9,381	9,381
	10								9,854	9,854
	1,75	2	2,618	2,618	2,618	2,618	2,618	2,618	2,618	2,618
3		4,595	4,457	4,347	4,256	4,231	4,241	4,241	4,241	4,241
4			5,787	5,707	5,640	5,556	5,477	5,419	5,419	5,419
5				6,740	6,687	6,623	6,562	6,503	6,435	6,435
6					7,532	7,478	7,428	7,380	7,309	7,309
7						8,193	8,150	8,107	8,069	8,069
8							8,768	8,719	8,693	8,693
9								9,277	9,244	9,244
10									9,730	9,730
2		2	2,430	2,430	2,430	2,430	2,430	2,430	2,430	2,430
	3	4,439	4,299	4,131	3,992	3,979	3,979	3,979	3,979	3,979
	4		5,661	5,550	5,450	5,318	5,197	5,120	5,120	5,120
	5			6,617	6,540	7,437	6,343	6,252	6,147	6,147
	6				7,408	7,325	7,251	7,176	7,090	7,090
	7					8,063	7,99	7,937	7,867	7,867
	8						8,639	8,585	8,523	8,523
	9							9,150	9,097	9,097
	10								9,601	9,601

где $G = |G| \exp i\varphi$ — коэффициент передачи усиления по напряжению.

Фазирование сигналов в нагрузке оценивается по аргументам составляющих суммарного напряжения (29.9):

$$\begin{aligned} \varphi_{nm} = & \varphi_m + (\varphi_{12})_m + (\varphi_{12})_{n-m+1} + \\ & + \sum_{l=m+1}^{n+1} (\varphi_{13})_l + \sum_{q=n-m+2}^{n+1} (\varphi_{13})_q, \end{aligned} \quad (29.10)$$

где $(\varphi_{12})_1 = (\varphi_{13})_{n+1} = 0$; $(\varphi_{12})_m$, $(\varphi_{13})_m$ определяются согласно (29.8).

Анализ показывает, что на частоте f_0 составляющие суммарного напряжения, найденные по (29.9) синфазны и мощности складываются без потерь в балластных резисторах R_{bc} . В полосе частот пропускания составляющие напряжения в нагрузке расфазированы и происходит изменение их значений, вызванное отличием амплитудных и фазочастотных характеристик НО с

разными переходными ослаблениями $(C_{12}^0)_m$, образующими каналы РСУ. Наибольшие значения разности фаз составляющих соответствуют граничным частотам f_n , f_v и в октавной полосе частот не превышают 10° . Потери из-за расфазирования и разницы в уровнях сигналов сумматора целесообразно оценивать по предельно достижимому значению КПД РСУ, представляющему собой отношение мощности в нагрузке к сумме мощностей, подведенных к входным полюсам сумматора:

$$\eta = |U_n|^2 \left/ \left(E_r^2 \sum_{i=1}^N |t_i|^2 \right) \right/ 4. \quad (29.11)$$

Вычисления показывают, что для РСУ с числом каналов $N=3 \dots 10$ значение η на границах октавной полосы частот равно 0,97 (при $N=3$) и 0,89 (при $N=10$). Значение η можно увеличить за счет минимизации разностных напряжений $U_{bc i}$, $i=2, 3, \dots, N$, на балластных резисторах R_{bc} сумматора при

Таблица 29.2

f	m	Число каналов N							
		3	4	5	6	7	8	9	10
1,5	2	2,717	2,735	2,757	2,768	2,769	2,770	2,770	2,770
	3	4,208	4,295	4,332	4,362	4,391	4,398	4,403	4,413
	4		5,574	5,481	5,426	5,528	5,539	5,550	5,563
	5			6,558	6,423	6,409	6,426	6,447	6,458
	6				7,375	7,182	7,167	7,153	7,210
	7					8,068	7,842	7,831	7,838
	8						8,691	8,418	8,403
	9							9,314	8,921
	10								9,743
	1,75	2	2,461	2,518	2,535	2,561	2,562	2,563	2,565
3		3,808	3,980	3,961	4,032	4,062	4,102	4,131	4,183
4		5,185	5,038	5,015	5,095	5,175	5,203	5,241	5,272
5				6,165	5,955	5,903	5,867	5,821	5,793
6					7,018	6,695	6,662	6,603	6,551
7						7,751	7,358	7,295	7,253
8							8,418	7,905	7,851
9								9,003	8,413
10									9,503
2		2	2,196	2,273	2,229	2,318	2,342	2,357	2,369
	3	3,351	3,470	3,657	3,701	3,558	3,751	3,826	3,936
	4		4,771	4,561	4,482	4,637	4,712	4,781	4,841
	5			5,758	5,442	5,361	5,402	5,502	5,611
	6				6,618	6,162	6,108	6,058	6,003
	7					7,371	6,803	6,741	6,703
	8						8,042	7,351	7,281
	9							8,667	7,858
	10								9,243

сохранении в делителе оптимальных переходных ослаблений НО согласно табл. 29.1. Результаты параметрической оптимизации переходных ослаблений НО сумматора для числа каналов $N=3 \dots 10$ и $f=1,5; 1,75$ и 2 приведены в табл. 29.2 и на рис. 29.5.

В бинарной схеме РСУ на четвертьволновых НО, приведенной на рис. 29.6, $m=1, \dots, (N-1)$ — номер ответвителя; N — число каналов; i — текущий номер канала. Входная мощность делится первым трехдецибелльным НО на центральной частоте пополам. К его выходным плечам подключены группы аналогичных НО, позволяющих произвести дальнейшее деление мощности и получить РСУ с числом каналов $N=2^r$ ($r=1, 2, 3, \dots$).

Деление мощности по каналам. При делении мощности на частоте f_0 последний канал (см. рис. 29.6, $i=N$) имеет наибольший подъем, а первый ($i=1$) — наибольший спад частотной характеристики выходной мощности на границах рабочего диапазона. Неравномерность деления мощности по каналам [29.2], дБ:

$$\delta = 10 \lg \{ N [(1 - K^2)] / [(1 - K^2) \cos^2 \theta^* + \sin^2 \theta^*] \}^{1/\log_2 N}, \quad (29.12)$$

где $\theta^* = \theta_n = \pi f_n / 2f_0$ или $\theta^* = \theta_v = \pi f_v / 2f_0$.

Графики неравномерности выходных мощностей делителей, построенных по бинарной схеме соединения НО, представлены на рис. 29.7, а.

Снизить неравномерность деления мощности бинарным РСУ можно методом параметрической оптимизации переходных ослаблений $(C_{12}^0)_m$ делителя с тем же критерием, что и в цепочечном ДМ, т. е. обеспечив равенство наибольших значений мощностей каждого канала в заданной полосе частот. Результаты оптимизации делителей приведены в табл. 29.3. На

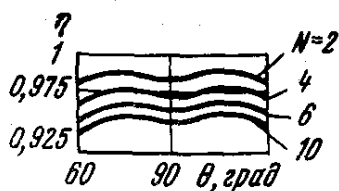


Рис. 29.5. Частотные характеристики КПД цепочечных РСУ

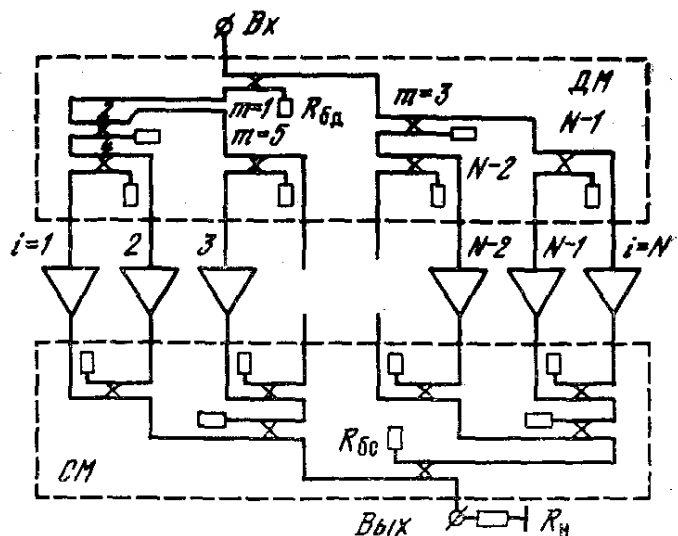


Рис. 29.6. Принципиальная схема бинарного РСУ

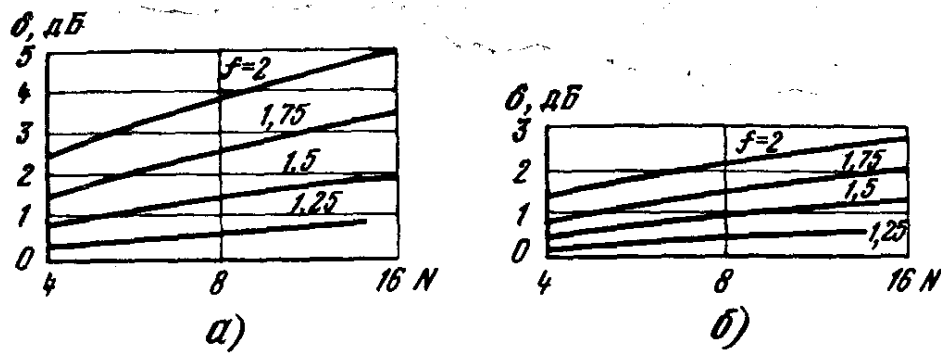


Рис. 29.7. Зависимость неравномерности деления мощности бинарного РСУ от числа каналов

рис. 29.7, б представлены соответствующие графики характеризующие неравномерность выходной мощности.

Распределение фаз по каналам. В бинарных делителях, в отличие от цепочечных ряд каналов имеют одинаковые ФЧХ [29.2]:

$$\varphi_i = \sum_{j=0}^J (\varphi_{12})_j + \sum_{q=0}^Q (\varphi_{13})_q, \quad (29.13)$$

где J, Q — число трактов $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ НО образующих i -й канал ($J, Q = 0, 1, 2, \dots, \log_2 N$); $(\varphi_{12})_0 = (\varphi_{13})_0 = 0$, а значения $(\varphi_{12})_j$ и $(\varphi_{13})_j$ рассчитываются по (29.8).

Оценивание предельно достижимого КПД. При делении входной мощности поровну на частоте f_0 выходные сигналы усилителей суммируются в общей нагрузке R_n без потерь. В полосе частот пропускания появляются потери, достигающие наибольших значений на границах диапазона f_n и f_v (например, в 16-канальном РСУ на краях октавной полосы $\eta = 0,96$). Повышение КПД можно обеспечить, выполнив сумматор аналогич-

Таблица 29.3

$f, \text{Гц}$	N	Номер ответвителя								
		1	2	3	4	5	6	7	8–10, 12	11, 13–15
1,5	4	2,902	3,010	2,797						
	8 16	2,902	2,962	2,842	3,010	2,905	2,903	2,803	3,010	2,797
1,75	4	2,809	3,010	2,619						
	8 16	2,809	2,913	2,707	3,010	2,815	2,805	2,619	3,010	2,619
2,0	4	2,707	3,010	2,430						
	8 16	2,707	2,864	2,555	3,010	2,722	2,699	2,430	3,010	2,430

но делителю с оптимальными переходными ослаблениями $(C_{12}^0)_m$ НО (см. табл. 29.3). В результате $\eta=0,98\dots 0,99$, что свидетельствует о большей широкополосности суммирования бинарных РСУ по сравнению с цепочечными.

29.3. РАЗДЕЛИТЕЛЬНО-СУММИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА НА НЕОДНОРОДНЫХ ЛИНИЯХ

Неравномерность деления мощности в РСУ может быть уменьшена при применении на связанных неоднородных линиях несимметричных НО (ННО) [29.3]. Частотные характеристики выходных мощностей делителя и суммарной мощности в нагрузке будут при этом аperiодическими. Для определения параметров таких РСУ необходимо вначале отметить свойства ННО и изложить методику его синтеза по требуемым значениям переходного ослабления.

Несимметричный НО на неоднородных линиях представляет собой отрезок двух полосковых линий с непрерывно изменяющимися вдоль участка связи L параметрами (рис. 29.8, а). Величина и характер плавно изменяющегося коэффициента связи линий $K(x)$, $0 \leq x \leq L$, определяют среднее значение и неравномерность переходного ослабления C_{12} , частотная характеристика которого (рис. 29.8, б) ограничена со стороны нижних частот и периодически изменяется по мере увеличения частоты [29.3]. Расчет функции $K(x)$ основан на том, что ННО на неоднородных линиях можно рассматривать как предельный случай несимметричных многоступенчатых НО [29.4]. При этом область связи ННО на неоднородных линиях разбивают на n одинаковых по длине участков (подобно секциям многоступенчатого НО). Затем находят коэффициенты связи секций K_j , $j=1, \dots, n$, которые следует рассматривать как ряд значений искомой функции связи $K(x')$, заданной на множестве точек $\{x'\} = \{(2j-1)/2n\}$ нормированной оси $x' = x/L$, соответствующих серединам участков разбиения неоднородных линий.

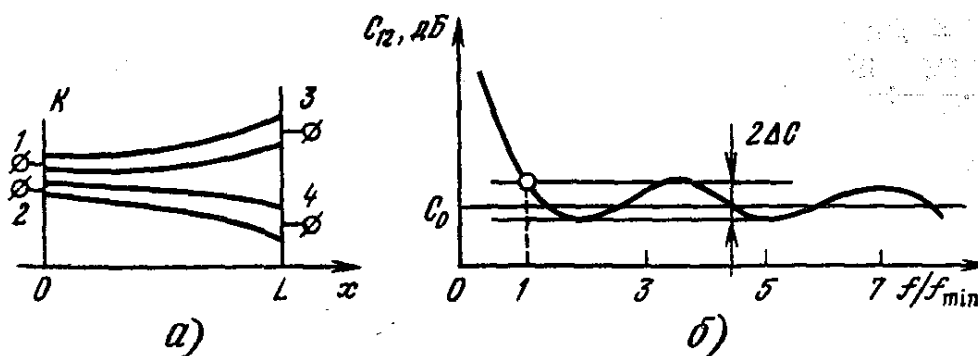


Рис. 29.8. Несимметричный НО на неоднородных линиях:
а — топология НО; б — частотная характеристика переходного затухания

Согласно изложенному синтез ННО на неоднородных линиях выполняют по заданным среднему значению C_0 , дБ, и неравномерности ΔC , дБ, переходного ослабления, частотная характеристика которого чаще всего аппроксимируется полиномом Чебышева первого рода n -го порядка. Синтез производится в следующей последовательности:

1. Вычисляют параметры

$$\begin{aligned} \beta &= \sqrt{1 / (\operatorname{antlg} [(C_0 - \Delta C) / 10])}; \\ \gamma &= \sqrt{\beta^2 - 1 / (\operatorname{antlg} [(C_0 + \Delta C) / 10] - 1)}. \end{aligned} \quad (29.14)$$

2. Записывают комплексный коэффициент передачи тракта $1 \rightarrow 2$ ННО при n четном:

$$s_{12}(p) = \sqrt{Q} \frac{(p - t^{n/2}) (p - t_n)}{(p - \lambda_{n/2}) (p - \lambda_n)} \prod_{k=1}^{n/2-1} \frac{(p - t_k) (p - t_k^*)}{(p - \lambda_k) (p - \lambda_k^*)}, \quad (29.15a)$$

и n нечетном:

$$s_{12}(p) = \sqrt{Q} \frac{(p - t_n)}{(p - \lambda_n)} \prod_{k=1}^{(n-1)/2} \frac{(p - t_k) (p - t_k^*)}{(p - \lambda_k) (p - \lambda_k^*)}, \quad (29.15b)$$

где корни числителя и знаменателя

$$\begin{aligned} t_k^2 &= 1 - \operatorname{ch}^2(J/n) / \operatorname{ch}^2(J/n + ik\pi/n); \quad J = \operatorname{arch}(\beta/\gamma), \\ \lambda_k^2 &= 1 - \operatorname{ch}^2(J/n) / \operatorname{ch}^2(H/n + ik\pi/n); \\ H &= \operatorname{arctg}(\sqrt{1 + \beta^2/\gamma}), \end{aligned} \quad (29.16)$$

а постоянная

$$Q = \begin{cases} \beta^2 / (1 + \beta^2) = [\operatorname{ch}(J) / \operatorname{ch}(H)]^2 & \text{при } n \text{ нечетном,} \\ (\beta^2 - \gamma^2) / (1 + \beta^2 - \gamma^2) = [\operatorname{sh}(J) / \operatorname{sh}(H)]^2 & \text{при } n \text{ четном.} \end{cases} \quad (29.17)$$

Корни (29.16) вещественные или комплексно-сопряженные. При этом $s_{12}(p)$, являющаяся комплексной передаточной функцией, должна быть регулярной в правой половине комплексной плоскости p , т. е. не должна иметь полюсов. Иными словами, необходимо потребовать, чтобы знаки вещественных частей корней λ_k знаменателя $s_{12}(p)$ были отрицательными. При синтезе минимально-фазового ННО отрицательными должны быть также вещественные части корней t_k числителя $s_{12}(p)$. После такой селекции корней передаточная функция $s_{12}(p)$ (29.15) будет представлять собой отношение двух полиномов с вещественными коэффициентами, причем полином знаменателя есть полином Гурвица.

3. Определяют комплексное входное сопротивление эквивалентного синтезируемому ННО ступенчатого аналога, являю-

щегося каскадным соединением n отрезков одинаковой длины L/n с волновыми сопротивлениями ρ_j :

$$Z(p) = [1 + s_{12}(p)] / [1 - s_{12}(p)] = W(p) / V(p). \quad (29.18)$$

Оно представляет собой отношение двух полиномов $W(p)$ и $V(p)$ степени n с вещественными коэффициентами и удовлетворяет необходимым и достаточным условиям реализации. Процедура выделения сопротивлений ρ_j по найденному входному сопротивлению $Z(p)$ включает формирование классической матрицы передачи аналога, обратной матрицы передачи отдельного отрезка и рекуррентный процесс выделения ρ_j отрезков. Подробно она описана в [29.5].

4. Определяют значения K_j функции связи $K(x)$ в серединах участков разбиения:

$$K_j = (\rho_j^2 - 1) / (\rho_j^2 + 1). \quad (29.19)$$

5. Рассчитывают отношение длины L области связи ННО к длине волны λ_{max} , соответствующей частоте f_{min} , ограничивающей снизу полосу частот равномерного переходного ослабления (см. рис. 29.8, б):

$$l / \lambda_{max} = (1 / 2\pi) \operatorname{arch}(\beta / \gamma). \quad (29.20)$$

Изложенная методика синтеза сопровождается значительным объемом вычислений, выполняемых с привлечением ЭВМ по программе, сведения об алгоритме которой приведены в [29.6].

В цепочечной схеме РСУ на неоднородных линиях (рис. 29.9) по-прежнему m — номер НО; i — номер канала; N — число каналов.

Неравномерность деления мощности. В рассматриваемых РСУ длины областной связи L_m всех НО можно сделать одинаковыми; $L_m = L$. В этом случае неравномерность переходного ослабления каждого ННО цепочки разная, а положения максимумов и минимумов на частотной оси совпадают. Максималь-

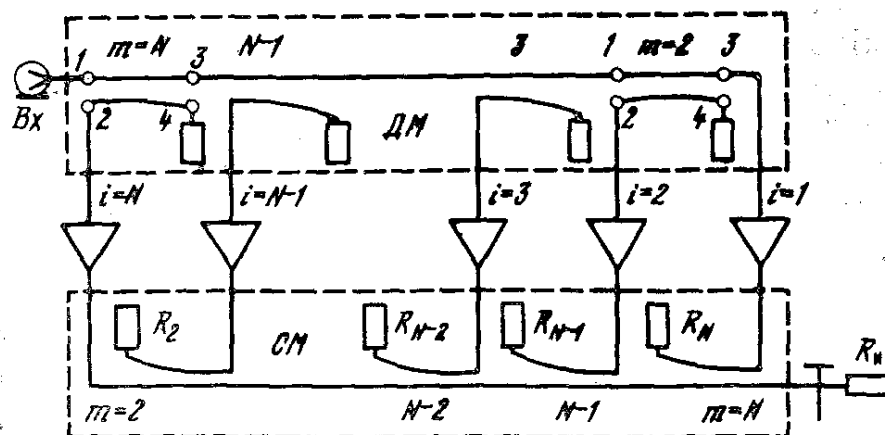


Рис. 29.9. Принципиальная схема цепочечного РСУ на неоднородных линиях

ные $P_i + \Delta P_i$ и минимальные $P_i - \Delta P_i$ значения выходной мощности в каналах делителя вычисляются по среднему значению K_{0m} коэффициента передачи по напряжению каждого ННО и его неравномерности ΔK_m :

$$P_1 \pm \Delta P_1 = \prod_{m=2}^N \{1 - [K_{0m} (1 \mp \Delta K_m)]^2\};$$

$$P_i = \Delta P_i [K_{0i} (1 \pm \Delta K_i)]^2 \prod_{j=i+1}^N \{1 - [K_{0j} (1 \mp \Delta K_j)]^2\}, \quad (19.21)$$

[$j = 2, \dots, (N-1)$;

$$P_N \pm \Delta P_N = [K_{0N} (1 \pm \Delta K_N)]^2,$$

где K_{0m} и ΔK_m связаны с C_{0m} и ΔC_m соотношениями

$$K_{0m} = 1 / \sqrt{\text{antlg} [C_{0m} / 10]};$$

$$\Delta K_m = 0,5 \left[\frac{1}{\sqrt{\text{antlg} [(C_{0m} - \Delta C_m) / 10]}} - \frac{1}{\sqrt{\text{antlg} [(C_{0m} + \Delta C_m) / 10]}} \right]. \quad (29.22)$$

Анализ (29.21) показывает, что максимальную неравномерность выходной мощности имеет первый канал. Неравномерность деления мощности последнего канала определяется только отклонением ΔC_N ослабления $(C_{12})_N$ N -го ответвителя цепочки. Значение неравномерности деления мощностей остальных каналов находится в пределах между значениями неравномерностей первого ΔP_1 и последнего ΔP_N каналов. Таким образом, неравномерность деления мощности по каналам РСУ в целом определяется относительной неравномерностью $\Delta P_1 / P_1$ первого канала и выражается так:

$$\delta = 10 \lg [(1 + \Delta P_1 / P_1) / (1 - \Delta P_1 / P_1)]. \quad (29.23)$$

На основе (29.21), (29.23) методом последовательных приближений, реализованным на ЭВМ в диалоговом режиме, находят необходимые для синтеза ННО значения неравномерности ΔC_m , а значения C_{0m} рассчитывают по (29.4). Так, в табл. 29.4 приведены значения K_{jm} , $j = 1, \dots, 20$; $m = 2 \dots 8$, функций связи $K_m(x)$ ННО в 20 участках разбиения, обеспечивающих при относительной длине $l/\lambda = 0,4$ неравномерность цепочечных ДМ на неоднородных линиях с числом каналов $N = 3, \dots, 8$ $\delta \leq 0,5$ дБ [29.3].

Распределение фаз по каналам. Сдвиги фаз φ_i выходных напряжений в каналах ДМ относительно входного определяются по формуле (29.7), где $(\varphi_{12})_m$, $(\varphi_{13})_m$ представляют собой ФЧХ ННО с соответствующими значениями C_{0m} и ΔC_m . В отличие от четвертьволновых НО, для которых разность фаз

Таблица 29.4

j	Значения K_{jm} при m ; C_0 ; ΔC , равных соответственно						
	$m=2$; $C_0=3,0103$; $\Delta C=0,0278$	3; 4,7712; 0,0370	4; 6,0206; 0,0417	5; 6,9897; 0,0445	6; 7,7815; 0,0563	7; 8,4510; 0,0476	8; 9,0309; 0,0486
1	0,92862	0,84471	0,77559	0,71965	0,67372	0,63532	0,60268
2	0,89215	0,79522	0,72143	0,66412	0,61825	0,58058	0,54897
3	0,84563	0,73860	0,66251	0,60547	0,56081	0,52469	0,49472
4	0,78933	0,67617	0,60029	0,54509	0,50266	0,46878	0,44093
5	0,72450	0,60972	0,53645	0,48444	0,44507	0,41395	0,38858
6	0,65324	0,54133	0,47268	0,42492	0,38919	0,36119	0,33850
7	0,57825	0,47309	0,41058	0,36776	0,33602	0,31131	0,29139
8	0,50241	0,40693	0,35150	0,31398	0,28635	0,26495	0,24776
9	0,42845	0,34445	0,29651	0,26436	0,24075	0,22254	0,20797
10	0,35861	0,28684	0,24633	0,21931	0,19956	0,18435	0,17220
11	0,29455	0,23486	0,20140	0,17917	0,16294	0,150045	0,14051
12	0,23727	0,18892	0,16187	0,14395	0,13087	0,12081	0,11283
13	0,18724	0,14906	0,12769	0,11355	0,10323	0,09527	0,0889
14	0,14449	0,11513	0,09863	0,08773	0,07876	0,07361	0,06878
15	0,10871	0,08677	0,07436	0,06617	0,06018	0,05553	0,05191
16	0,07939	0,06352	0,05446	0,04850	0,04412	0,04071	0,03808
17	0,05589	0,04487	0,03848	0,03430	0,03121	0,02880	0,02697
18	0,03751	0,03024	0,02594	0,02315	0,02108	0,01945	0,01823
19	0,02354	0,01910	0,01636	0,01463	0,01334	0,01230	0,01156
20	0,01329	0,01090	0,00930	0,00835	0,00762	0,00701	0,00662

$(\varphi_{12})_m - (\varphi_{13})_m = 90^\circ$, в ННО на неоднородных линиях эта разность фаз является функцией частоты. На рис. 29.10 приведены ФЧХ ННО с параметрами $C_0 = 3$ дБ, $\Delta C = \pm 0,3$ дБ, рассчитанными по программе, описанной в [29.6]. Наличие изменяющейся разности фаз не является препятствием для фазирования сигналов в нагрузке R_n РСУ, так как после прохождения в сумматоре выходные сигналы усилителей становятся синфазными и суммируются с небольшими потерями.

Оценивание предельно достижимого КПД η . Снижение мощности в нагрузке зависит от неравномерности деления мощности по каналам. Так как неравномерность ДМ определяется величиной ΔP_1 первого канала, а неравномерность в последующих каналах меньше, то мощность в нагрузке будет существенно меньше уровня, соответствующего ΔP_1 . Количественно величину η можно оценить, рассчитав с использованием ЭВМ суммарное напряжение усилителей на нагрузке R_n согласно (29.9). Так, в пятиканальном РСУ при неравномерности деления по каналам $\delta = 0,5$ дБ $\eta \geq 0,95$.

В бинарной РСУ на неоднородных линиях (рис. 29.11) все ННО выбираются идентичными с параметрами $C_0 = 3$ дБ и не-

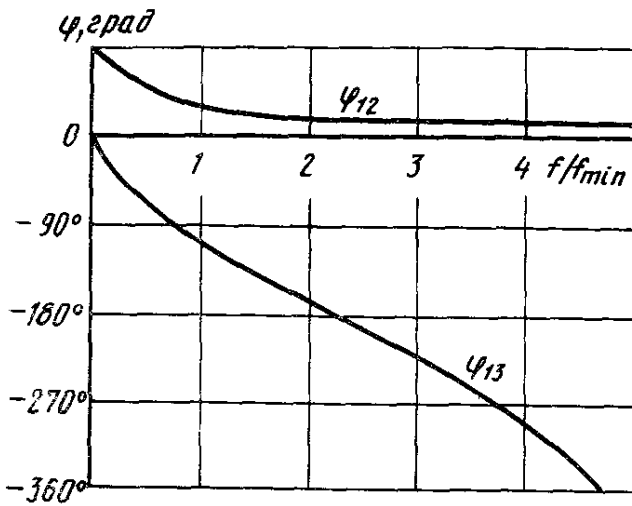


Рис. 29.10. Фазочастотные характеристики ННО

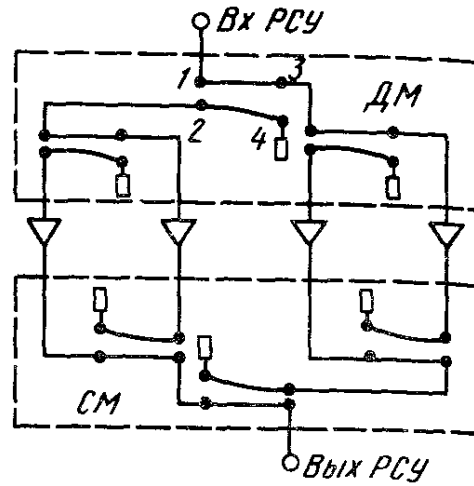


Рис. 29.11. Принципиальная схема бинарного РСУ на неоднородных линиях

равномерностью ΔC , определяемой по требуемой неравномерности δ деления мощности по каналам:

$$\Delta C = \delta / (2 \log_2 N). \quad (29.24)$$

Комплексная оценка параметров бинарных РСУ на неоднородных линиях (неравномерность деления, фазирование сигналов и КПД) может быть получена аналогично тому, как это сделано в § 29.2.

29.4. РЕАЛИЗАЦИЯ РСУ

Микрополосковая реализация. При гибридно-интегральном исполнении модулей передающих АФАР, когда каждый НО и согласующие цепи транзисторных генераторов выполнены методами тонкопленочной технологии на стандартных керамических подложках с относительной диэлектрической проницаемостью, $\epsilon_r \approx 10$, целесообразна микрополосковая реализация. Для реализации четвертьволновых НО лучше использовать встречно-стержневую топологию (рис. 29.12), которая позволяет просто обеспечить переходные ослабления $(C_{12}^0)_m = 3 \dots 6$ дБ за счет электромагнитной связи четырех линий шириной W при расстоянии S между ними. Зависимости геометрических размеров этой структуры, отнесенных к толщине подложки h , и эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{эф}$ от C_{12}^0 изображены на рис. 29.13 [29.7].

Полосковая реализация РСУ возможна в двух вариантах. В первом варианте связанные линии НО выполняются на обеих сторонах фольгированной стандартной пленки толщиной $0,1 \dots \dots 0,3$ мм, например из материала Ф4 МБСФ-2 с требуемым по результатам расчета совмещением. Пленка размещается между листами диэлектрика с близкими значениями ϵ_r , чаще всего ФАФ-4. Во втором варианте каждая линия выполняется на одной из сторон двух образцов фольгированного листового ма-

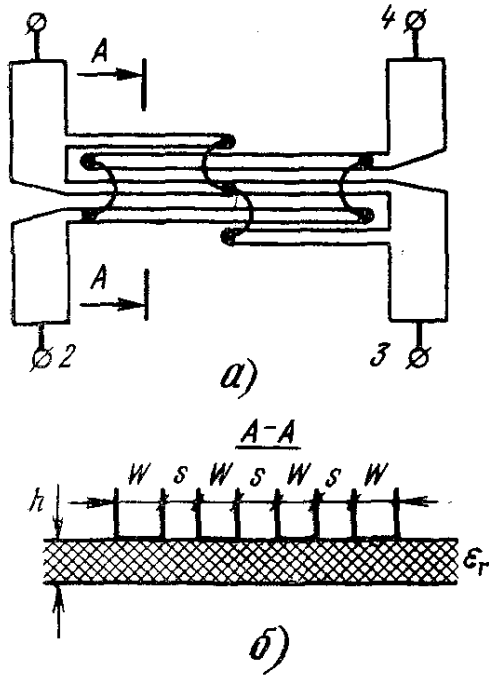


Рис. 29.12. Топология (а) и поперечное сечение (б) многосвязного НО

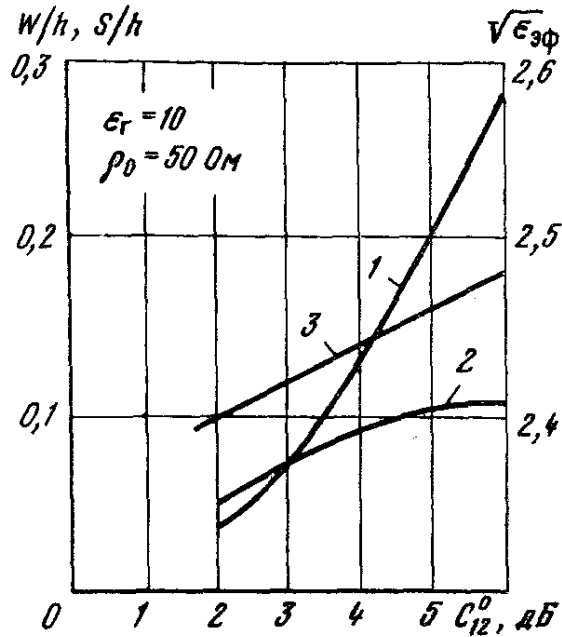


Рис. 29.13. Зависимости $S/h(1)$, $W/h(2)$ и $\sqrt{\epsilon_{эф}}(3)$ от переходного затухания НО с четырьмя линиями.

териала с $\epsilon_r \approx 2 \dots 2,5$ толщиной $1 \dots 3$ мм. Вторые стороны листов прилегают к заземленным пластинам. Образцы накладываются друг на друга с требуемым совмещением сформированных линий, а между образцами помещается тонкий слой диэлектрика с тем же значением ϵ_r , исключающий замыкание участков линий. Чаще всего при этом используются стандартные листовые диэлектрики ФФ-4, ФАФ-4, а также пленки из ФФ-4.

В обоих вариантах используется связь линий за счет частичного или полного наложения их широких сторон, причем толщина фольги считается пренебрежимо малой (рис. 29.14). Изменением перекрытия d и ширины W можно плавно регулировать связь линий, обеспечивая требуемое переходное ослабление, в то время как поперечные размеры d и s остаются неизменными и равными стандартным значениям толщины листового диэлектрика и пленки. Для расчета геометрических размеров W и d по заданным значениям $C_{12}^0 = 10 \lg(1/K^2)$ и выбранным d , s , ϵ_r можно использовать семейство характеристик [29.8], приведенных на рис. 29.15.

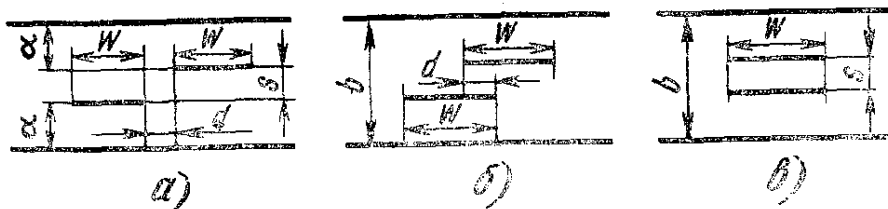


Рис. 29.14. Поперечное сечение НО на симметричных полосковых линиях: а — при $d < 0$ (зазор); б — при $d > 0$ (наложение); в — при $W = d$

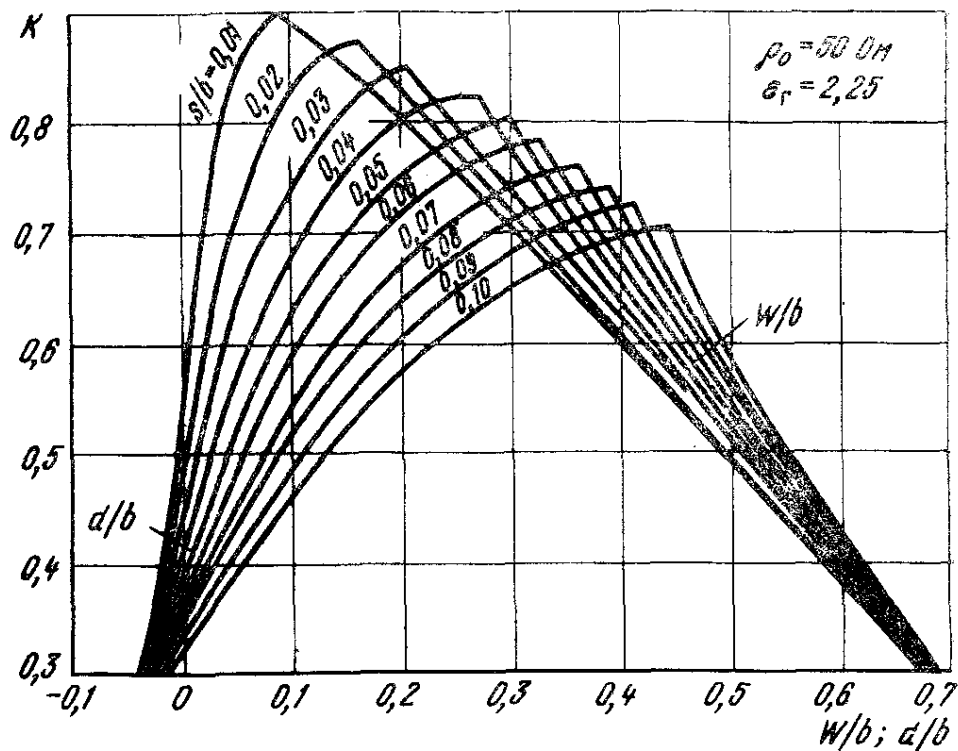


Рис. 29.15. Зависимость коэффициента связи от геометрических размеров линий

Диссипативные потери, развязка и согласование каналов. Наличие диссипативных потерь в проводниках и диэлектрике НО приводит к снижению суммарной мощности из-за затухания складываемых сигналов в отдельных ответвителях. Потери ухудшают развязку и согласование полюсов делителя и сумматора. При использовании листовых фольгированных диэлектриков ФФ-4, ФАФ-4 потери составляют 0,05...0,15 дБ на один четвертьволновый НО [29.9], что приводит к снижению развязки выходных полюсов до 20...25 дБ и возрастанию $K_{стУ}$ до 1,05...1,15, в то время как без учета диссипативных потерь развязка равна бесконечности, а $K_{стУ} = 1$.

При микрополосковой реализации на керамике потери зависят от удельного поверхностного сопротивления токопроводящего слоя, тангенса угла диэлектрических потерь, рабочей частоты и составляют 0,1...0,25 дБ на НО. В результате развязка снижается до 15...20 дБ, а $K_{стУ}$ увеличивается до 1,1...1,2.

Балластные резисторы ДМ и СМ. Указанные резисторы выбирают по мощности рассеивания так, чтобы они могли выдерживать тепловую нагрузку при аварийных режимах работы транзисторного генератора (холостом ходе или коротком замыкании соответствующего канала). Если принять допустимым отказ одного из генераторов, то мощности рассеивания P_d , P_c на балластных резисторах $R_{бд}$, $R_{бс}$ бинарных РСУ должны составлять не менее половины соответственно входной и выходной мощностей одного генератора. В цепочечных РСУ мощность рассеивания зависит от номера m НО в цепочке и изме-

няется от 0,5 ($m=2$) до 0,9 ($m=10$) входной или выходной мощности генератора.

29.5. МЕТОДИКА ПРОЕКТИРОВАНИЯ И ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА РСУ МОДУЛЕЙ ПЕРЕДАЮЩИХ АФАР

Исходными данными при проектировании чаще всего являются: требуемая мощность в нагрузке P_{Σ} ; коэффициент перекрытия диапазона f и центральная частота f_0 ; выходная мощность генератора $P_{Г}$; допустимая неравномерность возбуждения генератора $\delta_{д}$; материал диэлектрика, его ϵ_r , толщина материала α ; волновое сопротивление подводящих линий ρ_0 , Ом.

Порядок расчета следующий:

1. Требуемая выходная мощность ДМ P_{Σ} и известная выходная мощность генератора на входе ДМ $P_{Г}$ определяют число каналов N РСУ: $N \geq P_{\Sigma}/P_{Г}$.

2. По найденному числу каналов N и заданному перекрытию выбирают тип РСУ и определяют неравномерность деления мощности δ по каналам выбранного РСУ.

3. Если $\delta > \delta_{д}$, то следует вернуться к совокупности требований технического задания, изменить некоторые данные и повторить пп. 1 и 2. Если $\delta \leq \delta_{д}$, то переходят к следующему пункту расчета.

4. Из таблиц выписывают соответствующие выбранному в п. 2 типу РСУ электрические параметры НО $[(C_{12}^0)_m, k_m(x)]$ и по заданным значениям $h, \alpha, s, \epsilon_r, \rho_0, f_0$ рассчитывают геометрические параметры полосковых или микрополосковых узлов РСУ.

5. Составляют компоновочную схему РСУ, определяют габаритные размеры, разрабатывают топологию СВЧ узлов, а затем выполняют сборочный чертеж всего РСУ.

Пример 1. Рассчитать микрополосковую конструкцию РСУ на подложках с $\epsilon_r=9,8$ и $h=1$ мм для обеспечения в нагрузке $R_{н}=\rho_0=50$ Ом мощности $P_{\Sigma}=4,5$ Вт в полосе частот с перекрытием $f=1,71$ и центральной частотой f_0 . При этом использовать транзисторный генератор с выходной мощностью $P_{Г}=1$ Вт и неравномерностью возбуждения $\delta_{д}=1,3$ дБ. Этапы расчета следующие:

1. Определяют число каналов $N \geq 4,5/1=4,5$. Выбирают ближайшее большее значение $N=5$.

2. Для $f=1,71$ и $N=5$ выбирают цепочечное РСУ на четвертьволновых НО с оптимальными переходными ослаблениями согласно табл. 29.1 и 29.2. Из графиков на рис. 29.4, б следует, что выбранное РСУ при $f=1,75$ (что несколько больше заданного значения 1.71) имеет неравномерность $\delta=1,2$ дБ.

3. Так как $\delta < \delta_{д}$, переходят к следующему этапу.

4. Из табл. 29.1 и 29.2 выписывают значения $(C_{12}^0)_m$ для $f=1,75$ и с помощью графика на рис. 29.13 определяют геометрические размеры W_m, s_m встречно-стержневых НО, мм:

$$\text{ДМ: } W_2=0,070 \quad W_3=0,095 \quad W_4=0,110 \quad W_5=0,115$$

$$s_2=0,060 \quad s_3=0,155 \quad s_4=0,255 \quad s_5=0,320$$

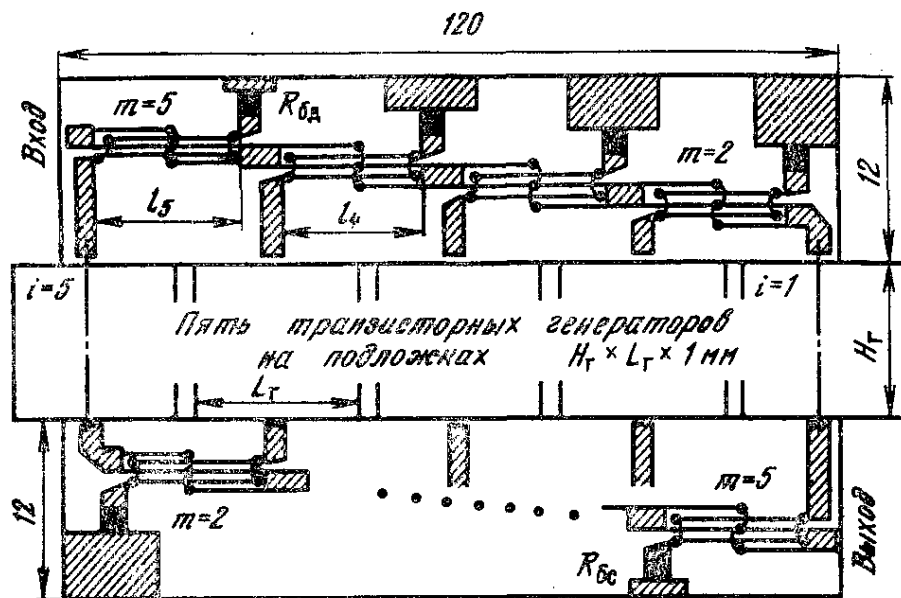


Рис. 29.16. Конструкция РСУ на микрополосковых линиях (ширина линий условно увеличена)

$$\text{СМ: } W_2=0,065 \quad W_3=0,090 \quad W_4=0,105 \quad W_5=0,110 \\ s_2=0,055 \quad s_3=0,130 \quad s_4=0,200 \quad s_5=0,295.$$

Для РСУ, реализованной на двух подложках 60×2 мм (рис. 29.16), длину областей связи НО рассчитывают по формуле $l_m = 3 \cdot 10^8 / (4f_0 \sqrt{S_{эф}})$, а сопротивление балластных резисторов сумматора выбирают по наибольшей мощности рассеивания 0,9 Вт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 0.1. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ.— М.: Высшая школа, 1988.— 432 с.
- 0.2. Антенны и устройства СВЧ (проектирование ФАР) / Под ред. Д. И. Воскресенского.— М.: Радио и связь, 1981.— 432 с.
- 0.3. Проблемы теории и техники антенн / Под ред. Л. Д. Бахраха, Д. И. Воскресенского.— М.: Радио и связь, 1989.— 368 с.
- 0.4. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ ФАР / Пер. с англ.— М.: Мир, 1974.— 455 с.
- 0.5. Антенны (современное состояние и проблемы) / Под ред. Л. Д. Бахраха, Д. И. Воскресенского.— М.: Сов. радио, 1979.— 208 с.
- 0.6. Сазонов Д. М., Гридин А. Н., Мишустин Б. А. Устройства СВЧ.— М.: Высшая школа, 1981.— 295 с.
- 0.7. Автоматизированное проектирование устройств СВЧ / Под ред. В. В. Никольского.— М.: Радио и связь, 1982.— 232 с.
- 0.8. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники.— М.: Сов. радио, 1967.— 651 с.
- 0.9. Автоматизированное проектирование антенн и устройств СВЧ / Д. И. Воскресенский, С. Д. Кременецкий, А. Ю. Гринев, Ю. В. Котов.— М.: Радио и связь, 1988.— 240 с.
- 1.1. Вычислительные методы в электродинамике / Пер. с англ.; Под ред. Р. Митры.— М.: Мир; 1977.— 485 с.
- 1.2. Гостюхин В. Л., Гринева К. И., Трусов В. Н. Вопросы проектирования активных ФАР с использованием ЭВМ / Под ред. В. Л. Гостюхина.— М.: Радио и связь, 1983.— 248 с.
- 1.3. Решетки и антенны. ГОСТ 2382—78.
- 1.4. Монзинго Р. А., Миллер Т. У. Адаптивные антенные решетки: Пер. с англ.— М.: Радио и связь, 1986.— 446 с.

- 1.5. **Самойленко В. И., Шитов Ю. А.** Управление фазированными антенными решетками / Под ред. Г. Г. Бубнова.— М.: Радио и связь, 1983.— 238 с.
- 1.6. **Антенны** / Под ред. Д. И. Воскресенского.— М.: Радио и связь, 1985.— Вып. 32.— 160 с.
- 1.7. **Воскресенский Д. И., Гринев А. Ю., Воронин Е. Н.** Радиооптические антенные решетки.— М.: Радио и связь, 1986.— 240 с.
- 1.8. **Воскресенский Д. И., Пономарев Л. И., Филиппов В. С.** Выпуклые сканирующие антенны.— М.: Сов. радио, 1978.— 301 с.
- 1.9. **Зелкин Е. Г., Соколов В. Г.** Методы синтеза антенн: Фазированные антенные решетки и антенны с непрерывным раскрытием.— М.: Сов. радио, 1980.— 296 с.
- 1.10. **Вуд П. Дж.** Анализ и проектирование зеркальных антенн / Пер. с англ. Г. Б. Звороно; Под ред. О. П. Фролова.— М.: Радио и связь, 1984.— 207 с.
- 1.11. **Пригода Б. А., Кокунько В. С.** Антенны летательных аппаратов.— М.: Воениздат, 1979.— 160 с.
- 1.12. **Шатранов Ю. Г., Рывкин М. И., Цыбаев Г. Г.** Самолетные антенные системы.— М.: Машиностроение, 1979.— 184 с.
- 1.13. **Вершков М. В.** Судовые антенны.— М.: Судостроение, 1979.— 272 с.
- 1.14. **Цыбаев Б. Г., Романов Б. С.** Антенны-усилители.— М.: Сов. радио, 1980.— 240 с.
- 1.15. **Методы измерения характеристик антенн СВЧ** / Под ред. Н. М. Цейтлина.— М.: Радио и связь, 1985.— 368 с.
- 2.1. **Phased array antennas** / Ed. by A. Oliner, O. N. Knittel.— Dedham, Artech house, 1972.
- 3.1. **Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н.** Антенны УКВ.— М.: Связь, 1977.— Т. 1.— 381 с.
- 3.2. **Бахрах Л. Д., Галимов Г. К.** Зеркальные сканирующие антенны.— М.: Наука, 1981.— 302 с.
- 3.3. **Нарбут В. П., Хмель В. Ф.** Поляризация излучения зеркальных антенн.— Киев: Вища школа, 1978.— 279 с.
- 3.4. **Боровиков В. А., Кинбер Б. Е.** Геометрическая теория дифракции.— М.: Связь, 1978.— 247 с.
- 3.5. **Ямпольский В. Г., Фролов О. П.** Антенны и ЭМС.— М.: Радио и связь, 1983.— 272 с.
- 3.6. **Вуд П.** Анализ и проектирование зеркальных антенн / Пер. с англ.— М.: Радио и связь, 1984.— 207 с.
- 3.7. **Расчет антенн СВЧ. Пособие к курсовому проектированию** / Под ред. Д. И. Воскресенского.— М.: МАИ, 1973.— Ч. II.— 124 с.
- 3.8. **Высокоэффективные зеркальные СВЧ-антенны: Обзор** / П. Дж. Б. Клэр-рикоутс, Дж. Т. Поултон // ТИИЭР.— 1977.— Т. 65, № 10.— С. 7—25.
- 3.9. **Мейлукс Р. Дж.** Теория и техника фазированных антенных решеток // ТИИЭР.— 1982.— Т. 70, № 3.— С. 5—63.
- 3.10. **Асимптотическая теория сканирующих гибридных зеркальных антенн** / Л. И. Алимова, Б. Е. Кинбер и др. // Сб. Научно-методических статей по прикладной электродинамике.— 1983.— Вып. 6.— С. 258—290.
- 4.1. **Воскресенский Д. И., Пономарев Л. И.** Многочастотные сканирующие антенные решетки // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника.— 1981.— Т. 24.— № 2.— С. 4—15.
- 4.2. **Nailloux R. J., Steyskal H.** Analysis of a dualfrequency array technique // IEEE Trans.— 1979.— AP-27, № 2.— P. 130—136.
- 4.3. **Анализ сканирующих многочастотных совмещенных вибраторных антенных решеток** / А. С. Ильинский, Л. И. Пономарев, Л. В. Гордиенко, А. В. Шаталов // Радиотехника и электроника АН СССР.— 1986.— Т. 31, № 2.— С. 241—248.
- 4.4. **Пономарев Л. И., Степаненко В. И.** Результаты анализа и оптимизации двухчастотной совмещенной волноводной ФАР // Антенны / Под ред. А. А. Пистолькорса.— 1986.— Вып. 34.— С. 68—84.
- 4.5. **Bond K., Shelley M. W.** Dual frequency antenna integration using invisible grating structures // IEE Proc.— 1986.— Н. 133, № 2.— P. 137—142.

- 5.1. Sureau J. C., Hessel A. Element pattern for circular arrays of waveguide — fed axial on large conducting cylinders // Trans. IEEE.— 1971.— Vol. AP-19, № 1.— P. 64—75.
- 5.2. Применение ЭЦВМ при курсовом проектировании по антеннам и устройствам СВЧ / Под ред. Д. И. Воскресенского.— М.: МАИ, 1980.— 105.
- 5.3. Микроэлектронные устройства СВЧ / Под ред. Г. И. Веселова.— М.: Высшая школа, 1988.— 380 с.
- 5.4. Гольберг Б. Х., Попов В. В. Конструирование фидерных устройств.— М.: МАИ, 1988.— 120 с.
- 6.1. Жук М. С., Молочков Ю. Б. Проектирование антенно-фидерных устройств.— М.: Энергия, 1966.—431 с.
- 6.2. Марков Г. Т., Петров Б. М., Грудинская Г. П. Электродинамика и распространение радиоволн.— М.: Сов. радио, 1979.— 368 с.
- 6.3. Янкс Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции.— М.: Наука, 1968.— 342 с.
- 6.4. Филиппов В. С. Математическая модель и результаты исследования характеристик печатных излучателей // Антенны / Под ред. Д. И. Воскресенского.— 1985.— Вып. 32.— С. 17—63.
- 7.1. Панченко Б. А., Нефедов Е. И. Микрополосковые антенны.— М.: Радио и связь, 1986.— 143 с.
- 9.1. Пистолькорс А. А. Общая теория дифракционных антенн // ЖТФ.— 1944.— Т. 14, № 12.— С. 693—702; 1946.— Т. 16, № 1.— С. 3—10.
- 9.2. Пособие по курсовому проектированию антенн / Под ред. А. Б. Иванова.— М.: ВЗЭИС.— 1967.— 107 с.
- 9.3. Яцук Л. П., Смирнова Н. В. Внутренние проводимости нерезонансных щелей в прямоугольном волноводе // Изв. вузов СССР. Сер. Радиотехника.— 1967.— Т. 40, № 4.— С. 359—369.
- 9.4. Вешникова И. Е. Теория согласованных щелевых излучателей // Радиотехника и электроника.— 1965.— Т. 10, № 7.— С. 1181—1189.
- 9.5. Евстропов Г. А., Царапкин С. А. Исследование волноводно-щелевых антенн с идентичными резонансными излучателями // Радиотехника и электроника.— 1965.— Т. 10.— № 9.— С. 1663—1671.
- 9.6. Евстропов Г. А., Царапкин С. А. Расчет волноводно-щелевых антенн с учетом взаимодействия излучателей по основной волне // Радиотехника и электроника.— 1966.— Т. 11, № 5.— С. 822—830.
- 9.7. Шубарин Ю. В. Антенны сверхвысоких частот.— Харьков: ХГУ, 1960.— 308 с.
- 9.8. Ширман Я. Д. Радиоволноводы и объемные резонаторы.— М.: Связь, 1959.— 283 с.
- 9.9. Резников Г. Б. Самолетные антенны.— М.: Сов. радио, 1962.
- 10.1. Сканирующие антенные системы СВЧ.: Пер. с англ. / Под ред. Р. Хансена.— М.: Сов. радио, 1966—1970.— Т. 1—3.
- 10.2. Сушкевич В. И. Нерегулярные линейные волноводные системы.— М.: Сов. радио, 1967.— 280 с.
- 10.3. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р. Синтез четырехполюсников и восьми-полюсников на СВЧ.— М.: Связь, 1971.— 196 с.
- 11.1. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны.— М.: Энергия, 1975.
- 11.2. Сазонов Д. М. Основы матричной теории антенных решеток // Сб. научно-методических статей по прикладной электродинамике.— М.: Высшая школа, 1983.— Вып. 6.— С. 111—162.
- 11.3. Лавров Г. А. Взаимное влияние линейных вибраторных антенн.— М.: Связь, 1975.— 160 с.
- 11.4. Кюн Р. Микроволновые антенны.— М.: Судостроение, 1967.
- 11.5. Расчет характеристик излучения вибраторных фазированных решеток с учетом влияния опорных стоек / А. И. Богомяков, В. В. Бодров, Г. Т. Марков, Б. А. Старостенко // Сб. статей по прикладной электродинамике.— М.: Высшая школа, 1980.— Вып. 4.— С. 161—207.
- 11.6. Пономарев Л. И. Математическое моделирование антенной решетки из Н-образных вибраторов // Элементы активных фазированных антенных решеток.— М.: МАИ, 1983.— С. 3—14.

- 11.7. Чаплин А. Ф. Анализ и синтез антенных решеток.— Львов: ЛГУ, 1987.— 180 с.
- 11.8. Ильинский А. С., Бережная И. С. Исследование распределения тока в системе произвольно расположенных вибраторов // Вычислительные методы и программирование.— М.: МГУ, 1973.— Вып. 20.— С. 142—155.
- 12.1. Жук М. С. и Молочков Ю. Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств.— М.: Энергия, 1973.— С. 177—182.
- 12.2. Бушминский И. П., Морозов Г. В. Технология гибридных интегральных схем СВЧ.— М.: Высшая школа, 1980.— С. 285.
- 12.3. Куртис В. Л. Спиральные антенны // Сверхширокополосные антенны / Пер. с англ.; Под ред. Л. С. Бененсона.— М.: Мир, 1964.— С. 175—193.
- 12.4. Чебышев В. В. Метод численного исследования спирального излучателя в печатном исполнении в составе фазированной антенной решетки // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника.— 1983.— Т. 26, № 2.— С. 57—63.
- 12.5. Дмитриев В. И., Чебышев В. В. Диффракция плоской волны на периодической решетке из нагруженных полосковых спиралей // Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика.— 1988.— Т. 31, № 2.— С. 18—24.
- 12.6. Чебышев В. В. Излучение полукольцевой печатной спирали // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника.— 1988.— Т. 31, № 2.— С. 30—33.
- 13.1. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов.— М.: Мир, 1974.— 328 с.
- 14.1. Микроэлектронные устройства СВЧ / Н. Т. Бова, Ю. Г. Ефремов, В. В. Конин и др.— Киев: Техника, 1984.— 183 с.
- 15.1. Диэлектрические интегральные схемы КВЧ. Ч. 1. Направления и перспективы развития / В. Ф. Взятыхшев, Т. Н. Нарытник, Б. А. Рябов и др. // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ.— 1985.— Вып. 13 (1140).— 42 с.
- 15.2. Диэлектрические интегральные схемы миллиметрового диапазона. Ч. 2. Фрикционные устройства / В. Ф. Взятыхшев, Т. Н. Нарытник, Б. А. Рябов и др. // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ.— 1986.— Вып. 13 (1140).— 73 с.
- 15.3. Вапнэ Г. М., Глаголев Б. С. Перспективные линии передачи КВЧ диапазона // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ.— 1986.— Вып. 11 (1200).— 136 с.
- 15.4. Взятыхшев В. Ф. Диэлектрические волноводы.— М.: Сов. радио, 1970.— 216 с.
- 15.5. Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах.— М.: Наука, 1989.— 191 с.
- 15.6. Knox R. M., Toullos P. P. Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range // Proc. Symp. Submillimeter Waves.— New York, 1970, March.— April 1 and 2.— P. 497—526.
- 15.7. Jring J., Mittra R. Coupling characteristics of planar dielectric waveguides of rectangular cross section // IEEE Trans.— 1981.— Vol. MTT-29, № 9.— P. 875—880.
- 15.8. Васильев Е. Н., Солодухов В. В. Численные методы в задачах расчета диэлектрических волноводов, диэлектрических резонаторов и устройств на их основе // Межведомствен. сб. трудов.— М.: МЭИ, 1983.— № 19.— С. 68—78.
- 15.9. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами.— М.: Изд-во АН СССР, 1961.— 320 с.
- 15.10. Миллер С. Теория связанных волн и ее применение к волноводам // Волноводные линии передачи с малыми потерями: Пер. с англ. / Под ред. В. Б. Штейншлейгера.— М.: ИЛ.— 1960.— С. 139—199.
- 15.11. Синфазное направленное ответвление электромагнитной энергии в линиях с замедленными волнами / Д. И. Мирвицкий, В. Ф. Дубровин, В. Ф. Взятыхшев и др. // Радиотехника и электроника.— 1971.— Т. 16, № 2.— С. 37—40.
- 15.12. Взятыхшев В. Ф., Подковырин С. И. Преобразование размерности по-

- верхностных волн // ЖГФ.— 1981.— Т. 7.— Вып. 18.— С. 1106—1109.
- 15.13. Альтман Дж. Устройства СВЧ: Пер. с англ.— М.: Мир, 1968.— 487 с.
- 15.14. Фокс А. Волновая связь с использованием деформированных нормальных волн // Волноводные линии передачи с малыми потерями: Пер. с англ. / Под ред. В. Б. Штейншлейгера.— М.: ИЛ, 1960.— С. 200—227.
- 16.1. Вапне Г. М. Антенны с электрическим сканированием для многофункциональных РЛС (зарубежные разработки) // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ.— 1982.— Вып. 5 (874).
- 16.2. Пузаков А. Н., Милевский Н. П. Схемы управления быстродействующими ферритовыми фазовращателями // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ.— 1980.— Вып. 7 (711).— 80 с.
- 16.3. Справочник по радиолокации: Пер. с англ. / Под ред. М. Сколника.— М.: Сов. радио, 1977.— Т. 2.— 380 с.
- 16.4. Воробьев В. В. Ферритовые фазовращатели для фазированных антенных решеток (Обзор) // Зарубежная радиоэлектроника.— 1977.— № 2.— 320 с.
- 17.1. Воскресенский Д. И., Гостюхин В. Л. Устройства сверхвысоких частот бортовых и наземных комплексов.— М.: МАИ, 1977.— С. 21—42.
- 17.2. Бова Н. Т., Стукало П. А., Храмов В. А. Управляющие устройства СВЧ.— Киев: Техника, 1973.— 163 с.
- 17.3. Вайсблат А. В. Коммутационные устройства СВЧ на полупроводниковых диодах.— М.: Радио и связь, 1987.— С. 47—48.
- 17.4. СВЧ устройства на полупроводниковых диодах. Проектирование и расчет / Под ред. И. В. Мальского и Б. В. Сестрорецкого.— М.: Сов. радио, 1969.— 580 с.
- 17.5. Хижа Г. С., Вендик И. Б., Серебрякова Е. А. СВЧ фазовращатели на *pin*-диодах в интегральном исполнении.— М.: Радио и связь, 1984.— 184 с.
- 18.1. Хансен Р. С. Сканирующие антенные системы СВЧ: Пер. с англ. / Под ред. Г. Т. Маркова и А. Ф. Чаплина.— М.: Сов. радио, 1971.— Т. 3.— 464 с.
- 18.2. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств / С. И. Бахарев, В. И. Вольман, Ю. Н. Либ и др.; Под ред. В. И. Вольмана.— М.: Радио и связь, 1982.— 328 с.
- 18.3. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы.— М.: Сов. радио, 1967.— 216 с.
- 18.4. Полосковые линии и устройства сверхвысоких частот / Под ред. В. М. Седых.— Киев: Вища школа, 1974.— 275 с.
- 19.1. Обработка сигналов в многоканальных РЛС / А. П. Лукошкин, С. С. Каринский, А. А. Шаталов и др.; Под ред. А. П. Лукошкина.— М.: Радио и связь, 1983.— 328 с.
- 19.2. Кулаков С. В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов.— Л.: Наука, 1978.— 144 с.
- 19.3. Кочемасов В. Н., Долбня Е. В., Соболев Н. В. Акустоэлектронные фурье-процессоры.— М.: Радио и связь, 1987.— 168 с.
- 19.4. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике: Пер. с англ. / Под ред. В. И. Алексеева.— М.: Мир, 1971.— 495 с.
- 19.5. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов: Пер. с франц. / Под ред. В. В. Леманова.— М.: Наука, 1982.— 380 с.
- 19.6. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики.— М.: Радио и связь, 1985.— 280 с.
- 19.7. Егоров Ю. В., Наумов К. П., Ушаков В. Н. Акустооптические процессоры.— М.: Радио и связь, 1991.— 160 с.
- 19.8. Магдич Л. М., Молчанов В. Я. Акустооптические устройства и их применение.— М.: Сов. радио, 1978.— 144 с.

- 19.9. Гусев О. Б., Клуздин В. М. Акустооптические измерения.— М.: Радио и связь, 1987.— 240 с.
- 19.10. Бондаренко В. С., Зоренко В. П., Чкалова В. В. Акустооптические модуляторы света.— М.: Радио и связь, 1988.— 136 с.
- 19.11. Проектирование оптических систем: Пер. с англ. / Под ред. Р. Шемона, Дж. Вайанта.— М.: Мир, 1983.— 432 с.
- 19.12. Морозов А. И., Проклов В. В., Станковский Б. А. Пьезоэлектрические преобразователи для радиоэлектронных устройств.— М.: Радио и связь, 1981.— 182 с.
- 19.13. Пресс Ф. П. Формирователи видеосигнала на приборах с зарядовой связью.— М.: Радио и связь, 1981.— 136 с.
- 19.14. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография: Пер. с англ. / Под ред. Ю. И. Островского.— М.: Мир, 1973.— 686 с.
- 19.15. Передача и обработка информации голографическими методами / Под ред. С. Б. Гуревича.— М.: Сов. радио, 1978.— 304 с.
- 21.1. Кондратенков Г. С., Потехин В. А., Реутов А. П., Феоктистов Ю. А. Радиолокационные станции обзора земли.— М.: Радио и связь, 1983.— 272 с.
- 21.2. Караваев В. В., Сазонов В. В. Основы теории синтезированных антенн.— М.: Сов. радио, 1974.— 168 с.
- 21.3. Ellis A. В. E. The processing of synthetic aperture radar signals // The Radio and Electronic Engineer.— 1983.— Vol. 53, № 3.— P. 107—114.
- 21.4. Радиолокационные станции воздушной разведки / А. А. Лавров, Г. С. Кондратенков, А. А. Комаров и др.; Под ред. Г. С. Кондратенкова.— М.: Воениздат, 1982.— 197 с.
- 22.1. Евстропов Г. А., Иммореев И. Я. Цифровые методы формирования диаграмм направленности приемных антенных решеток // Проблемы антенной техники / Под ред. Л. Д. Бахраха, Д. И. Воскресенского.— М.: Радио и связь, 1989.— 386 с.
- 22.2. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы.— М.: Радио и связь, 1986.— 512 с.
- 22.3. Горелик Г. С. Колебания и волны.— М.: ГИФМЛ, 1959.— 572 с.
- 22.4. Иммореев И. Я. Широкополосность фазированных антенных решеток // Проблемы антенной техники / Под ред. Л. Д. Бахраха и Д. И. Воскресенского.— М.: Радио и связь, 1989.— 368 с.
- 22.5. Журавлев А. К., Лукошкин А. П., Поддубный С. С. Обработка сигналов в адаптивных антенных решетках.— Л., 1983.— 239 с.
- 22.6. Монзиго Р. А., Миллер Т. Ц. Адаптивные антенные решетки. Введение в теорию.— М.: Радио и связь, 1986.— 446 с.
- 22.7. Царьков М. Н. Многоканальные радиолокационные измерители.— М.: Сов. радио, 1980.— 185 с.
- 22.8. Залманзон Л. А. Преобразование Фурье, Уолша, Хаара. М.: Наука, 1989.— 496 с.
- 22.9. Sander W. Experimental phased-array radar ELRA: antenna system // JEE Proceedings.— 1980.— Vol. 127, pt. F.— № 4.— P. 285—289.
- 22.10. Wardrop В. The role of digital processing in radar beamforming // The GEC Journal of Research.— 1985.— Vol. 3.— № 1.— P. 34—35.
- 22.11. Южаков В. В. Перспективы применения СВЧ полевых транзисторов в фазированных антенных решетках // Зарубежная радиоэлектроника.— 1983.— № 2.— С. 45—62.
- 22.12. Bursky D. Digital-signal-processing chips move off the designer's with list and into every day use // Electronic Design.— 1984.— Vol. 32.— № 10.— P. 100—122.
- 22.13. Наивысшие параметры основных классов изделий электронной техники, достигнутые к 1988 г. / В. И. Генкин, Т. Г. Грачева, Т. М. Калякина и др. // Зарубежная электронная техника.— М., 1988.— Вып. 7.— С. 27—28.
- 23.1. Радиопередающие устройства / Под ред. М. В. Благовещенского, Г. М. Уткина.— М.: Радио и связь, 1982.— 408 с.

- 23.2. Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антенн.— М.: Сов. радио, 1970.— 384 с.
- 23.3. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны.— М.: Энергия, 1975.— 528 с.
- 23.4. Хелзайн Дж. Пассивные и активные цепи СВЧ: Пер. с англ. / Под ред. А. С. Галина.— М.: Радио и связь, 1981.— 200 с.
- 23.5. Потехин С. К., Яковенко В. А. Статистический анализ чувствительности характеристик мощного СВЧ транзистора к разбросу его параметров // Радиотехника.— 1985.— № 3.— С. 35—37.
- 24.1. Грановская Р. А., Кузьмина Г. А. Мощные усилители СВЧ в активных антенных решетках // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника.— 1981.— Т. 4, № 2.— С. 86—88.
- 24.2. Зайцев А. А., Савельев Ю. Н. Генераторные СВЧ транзисторы.— М.: Радио и связь, 1985.— С. 47.
- 24.3. Данилин В. Н., Кушниренко А. И., Петров Г. В. Аналоговые полупроводниковые интегральные схемы СВЧ.— М.: Радио и связь, 1985.— 192 с.
- 24.4. Грановская Р. А., Кузьмина Г. А. Сравнительная оценка схем построения передающих ФАР по КПД // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника.— 1983.— Т. 26, № 2.— С. 30—34.
- 24.5. Схемотехническое проектирование транзисторных генераторов СВЧ при помощи ЭВМ / Под ред. Р. А. Грановской.— М.: МАИ, 1982.— 50 с.
- 24.6. Проектирование активных элементов модулей АФАР сантиметрового диапазона / Под ред. Р. А. Грановской.— М.: МАИ, 1980.— 66 с.
- 24.7. Проектирование активных элементов модулей АФАР дециметрового диапазона / Под ред. Р. А. Грановской.— М.: МАИ, 1980.— 51 с.
- 25.1. Проектирование радиопередающих устройств СВЧ / Под ред. Г. М. Уткина.— М.: Сов. радио, 1979.— 320 с.
- 25.2. Лосев А. К. Линейные радиотехнические цепи.— М.: Высшая школа, 1971.— 560 с.
- 25.3. Богачев В. М., Никифоров В. В. Транзисторные усилители мощности.— М.: Энергия, 1978.— 308 с.
- 25.4. Шварц. Линейные транзисторные усилители СВЧ.— М.: Сов. радио, 1980.— 280 с.
- 25.5. Каганов В. И. СВЧ полупроводниковые передатчики.— М.: Радио и связь, 1981.— 188 с.
- 25.6. Каганов В. И. Транзисторные радиопередатчики.— М.: Энергия, 1976.— 208 с.
- 25.7. Shawsur R., Mazunder R., P. Dvan der Puije. Two — Signal method of measuring the large — signal S — parameters. of transistors // IEEE Transactions on microwave theory and techique.— 1978.— Vol. MTT-26.— № 6.— P. 417—419.
- 26.1. Визель А. А., Пильдон В. Н. Методы расчета оптимальных параметров умножителей частоты на нелинейной емкости полупроводниковых диодов / Электроника и ее применение.— 1974.— Т. 5, Вып. 7.— С. 173—213.
- 26.2. Макарова Л. В., Шкаликов В. Н. Проектирование умножителей частоты на диодах с нелинейной емкостью $p-n$ перехода.— Куйбышев: КуАИ, 1981.— С. 65.
- 26.3. Данюшевский Ю. З., Шкаликов В. Н. Фазовые манипуляторы отражательного типа на волноводе, заполненном диэлектриком // Радиотехника.— 1980.— Т. 35,— № 2.— С. 75—77.
- 27.1. Давыдова Н. С., Данюшевский Ю. З. Диодные генераторы и усилители СВЧ.— М.: Радио и связь, 1986.— 182 с.
- 27.2. Полупроводниковые приборы. Диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы / Под ред. Н. Н. Горюнова.— М.: Энергоиздат, 1982.— 743 с.
- 27.3. Гусятинер М. С., Горбачев А. И. Полупроводниковые СВЧ диоды.— М.: Радио и связь.— 1983.— 234 с.
- 27.4. Тагер А. С., Валь-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ.— М.: Сов. радио, 1968.— 480 с.

- 27.5. Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна / Под ред. С. М. Рывкина.— М.: Сов. радио, 1975.— 288 с.
- 27.6. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ: Пер. с англ. / Под ред. М. Хауэрса и Д. Моргана.— М.: Мир, 1979.— 444 с.
- 27.7. Царапкин Д. П. Генераторы СВЧ на диодах Ганна.— М.: Радио и связь, 1982.— 112 с.
- 27.8. СВЧ полупроводниковые приборы и их применение: Пер. с англ. / Под ред. Г. Уотсона.— М.: Мир, 1972.— 660 с.
- 27.9. Полупроводниковые приборы СВЧ: Пер. с англ. / Под ред. Р. Брэнда.— М.: Мир, 1972.— 146 с.
- 27.10. Кэррол Дж. СВЧ генераторы на горячих электронах: Пер. с англ. / Под ред. Б. Л. Гельмонта.— М.: Мир, 1972.— 381 с.
- 27.11. Фано Р. Теоретические ограничения полосы согласования произвольных импедансов: Пер. с англ.— М.: Сов. радио, 1965.— 71 с.
- 27.12. Давыдова Н. С. Анализ структуры модуля АФАР сантиметрового диапазона на ЛПД // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника.— 1971.— № 2.— С. 88—90.
- 27.13. Трепаков В. К. Проектирование радиопередающих миниатюрных устройств.— М.: МАИ, 1982.— 56 с.
- 27.14. Грановская Р. А., Петров С. Б. Проектирование СВЧ цепей транзисторных генераторов с внешним возбуждением, выполняемых в виде гибридных интегральных схем.— М.: МАИ, 1977.— 87 с.
- 27.15. Малорацкий Л. Г., Явич Л. Р. Проектирование и расчет СВЧ элементов на полосковых линиях.— М.: Сов. радио, 1972.— С. 45—112.
- 27.16. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р. Синтез четырехполюсников и восьмиполусников на СВЧ.— М.: Связь, 1971.— 388 с.
- 28.1. Каганов В. И. СВЧ полупроводниковые радиопередатчики.— М.: Радио и связь, 1981.— 208 с.
- 28.2. Устройства сложения и распределения мощностей высокочастотных колебаний / Под ред. З. И. Моделя.— М.: Сов. радио, 1980.— 186 с.
- 29.1. Горбачев А. П., Романов А. Н. Широкополосные разделительно-суммирующие устройства для сложения мощностей диапазона СВЧ // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника.— 1975.— № 2.— С. 93—95.
- 29.2. Горбачев А. П., Романов А. Н. Широкополосные устройства сложения мощностей диапазона СВЧ // Радиотехника.— 1976.— Т. 31, № 2.— С. 89—91.
- 29.3. Горбачев А. П., Неверов С. Г., Романов А. Н. Широкополосные разделительно-суммирующие устройства на неоднородных линиях // Радиотехника и электроника.— 1983.— Т. 28, № 1.— С. 190—193.
- 29.4. Фельдштейн А. Л. Синтез ступенчатых направленных ответвителей // Радиотехника и электроника.— 1961.— Т. 6, № 2.— С. 234—240.
- 29.5. Levy R. General synthesis of asymmetric multi — element coupled — transmission — line directional couplers // IEEE. Trans.— 1963.— Vol. MTT-11, № 7.— P. 226—237.
- 29.6. Горбачев А. П., Романов А. Н. Машинное проектирование ответвителей на связанных несимметричных неоднородных линиях // Исследования по радиотехнике.— Новосибирск: НЭИ, 1975.— Вып. 8.— С. 75—77.
- 29.7. Presser A. In terdigital microstrip coupler design // IEEE, Trans.— 1978.— Vol. MTT-26, № 10.— P. 801—805.
- 29.8. Горбачев А. П., Машарский Е. И., Романов А. Н. Расчет и конструирование устройств широкополосного сложения и деления мощности СВЧ.— Новосибирск: НЭИ, 1977.— 48 с.
- 29.9. Горбачев В. П., Мякишев Б. Я., Романов А. Н. Расчет и конструирование многоканальных разделительно-суммирующих устройств на четвертьволновых направленных ответвителях: Методич. указания к курсовому и дипломному проектированию.— Новосибирск: НЭИ, 1986.— 32 с.
- 29.10. Справочник по элементам полосковой техники / Под ред. А. Л. Фельдштейна.— М.: Связь, 1979.— 336 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
РАЗДЕЛ I. ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ	5
Глава 1. Проектирование антенн сверхвысоких частот	5
1.1. Антенны для современных радиотехнических систем	5
1.2. Антенны с обработкой сигнала	8
1.3. Типы антенных решеток	14
1.4. Характеристики антенных систем	18
1.5. Антенны с электрическим сканированием	20
1.6. Активные антенные решетки	25
1.7. Проектирование антенн	28
Глава 2. Характеристики фазированных антенных решеток	30
2.1. Определение геометрических характеристик ФАР	30
2.2. Взаимное влияние излучателей	39
2.3. Связь между характеристиками направленности излучателя и полностью возбужденной решетки	42
2.4. Излучатели ФАР	44
2.5. Широкоугольное согласование ФАР	52
2.6. Схемы построения	56
2.7. Полоса пропускания	64
2.8. Коммутационное сканирование	71
2.9. Коммутационные фазовращатели	72
2.10. Дискретные фазовращатели и подавление коммутационных лепестков	74
2.11. Скачки луча коммутационной решетки	77
2.12. Расчет ФАР	78
Глава 3. Проектирование зеркальных антенн	79
3.1. Основные типы зеркальных антенн	79
3.2. Параболические зеркальные антенны	81
3.3. Облучатели	91
3.4. Разновидности зеркальных антенн	100
3.5. Конструирование	104
3.6. Расчет зеркальных антенн	105
Глава 4. Совмещенные двухчастотные ФАР	106
4.1. Схемы построения	106
4.2. Расчет характеристик	110
4.3. Вибраторно-вибраторные совмещенные ФАР	117
4.4. Волноводно-волноводные совмещенные ФАР	122
Глава 5. Цилиндрические и кольцевые ФАР с электрическим скани- рованием	126
5.1. Общие сведения	126
5.2. Схемы построения	128
5.3. Направленность остронаправленных цилиндрических и кольце- вых решеток	133
5.4. Расчет и проектирование	144

Глава 6. Отражательные ФАР	146
6.1. Общие положения	146
6.2. Геометрия отражательных ФАР	149
6.3. Поле облучателя	150
6.4. Управляемый отражатель	153
6.5. Диаграмма направленности отражательной ФАР	155
6.6. Обобщенный метод последовательных отражений	159
Глава 7. Печатные излучатели	166
7.1. Конструкция и принципы действия	166
7.2. Эквивалентная схема	169
7.3. Направленность прямоугольных печатных излучателей	172
7.4. Коэффициент полезного действия	173
7.5. Прямоугольный печатный излучатель радиоволн с линейной поляризацией	174
7.6. Двухчастотный печатный излучатель ФАР	176
7.7. Прямоугольный печатный излучатель радиоволн с круговой поляризацией	177
7.8. Широкополосное согласование	178
Глава 8. Волноводные ФАР	180
8.1. Назначение и особенности	180
8.2. Проектирование антенного полотна	184
8.3. Расчет характеристик	188
8.4. Электродинамическая модель конечной ФАР	199
8.5. Расчет волноводных ФАР	202
Глава 9. Волноводно-щелевые решетки	203
9.1. Назначение и особенности	203
9.2. Основные параметры щели в волноводе	204
9.3. Разновидности волноводно-щелевых решеток	208
9.4. Расчет волноводно-щелевых решеток	211
9.5. Согласование ВЩР с питающим волноводом	217
9.6. Направленные свойства волноводно-щелевых решеток	218
9.7. Волноводно-щелевая решетка с частотным сканированием	223
9.8. Схемы построения волноводно-щелевых решеток. Примеры конструкций	226
9.9. Расчет несканирующих волноводно-щелевых решеток	229
9.10. Расчет линейной волноводно-щелевой решетки с частотным сканированием	230
Глава 10. Широкоугольное согласование волноводных излучателей плоских ФАР	235
10.1. Модель волноводного излучателя	235
10.2. Методы согласования волноводных излучателей плоских ФАР	238
Глава 11. Вибраторные ФАР и частотно-селективные структуры	248
11.1. Общие сведения	248
11.2. Расчет характеристик вибраторных ФАР	252
11.3. Расчет характеристик вибраторных ЧСС	262
11.4. Порядок расчета вибраторных ФАР	266
Глава 12. Плоские спиральные антенны	267
12.1. Назначение. Принцип действия	267
12.2. Основные соотношения для плоских спиралей	269
12.3. Примеры реализации спиральных антенн	271
12.4. Анализ характеристик спирального излучателя в составе ФАР	272
12.5. Дифракция на решетке из плоских спиралей	278
12.6. Расчет спирального излучателя в плоской ФАР	279
12.7. Разновидности плоских спиральных структур	280

РАЗДЕЛ II. УСТРОЙСТВА СВЧ	282
Глава 13. Волноводно-щелевые делители мощности СВЧ	282
13.1. Характеристики делителей мощности СВЧ	282
13.2. Типы волноводно-щелевых делителей мощности	285
13.3. Расчет волноводно-щелевых делителей мощности	292
13.4. Примеры проектирования волноводно-щелевых делителей мощности	293
13.5. Электродинамический анализ волноводно-щелевых ДМ	294
Глава 14. Полосковые делители мощности СВЧ	297
14.1. Основы теории и расчетные соотношения	297
14.2. Методика проектирования полосковых делителей мощности	305
14.3. Примеры расчета ПДМ	307
Глава 15. Волноводные диэлектрические структуры	309
15.1. Общие сведения	309
15.2. Механизмы распространения волн в диэлектрических структурах	311
15.3. Конструкции диэлектрических волноводов	312
15.4. Возможности анализа диэлектрических волноводов	313
15.5. Свойства диэлектрических волноводов	314
15.6. Многоплечные устройства с распределенной связью	321
Глава 16. Ферритовые фазовращатели	329
16.1. Общие сведения	329
16.2. Управляющие устройства ферритовых фазовращателей	333
16.3. Невзаимные фазовращатели	335
16.4. Взаимные фазовращатели	339
16.5. Основные расчетные соотношения	343
16.6. Перспективы совершенствования и применение ферритовых фазовращателей	347
Глава 17. Полупроводниковые фазовращатели	348
17.1. Общие сведения	348
17.2. Отражательные фазовращатели СВЧ	349
17.3. Проходные фазовращатели	350
17.4. Рекомендации по выбору полупроводникового фазовращателя	355
РАЗДЕЛ III. АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ С ОБРАБОТКОЙ СИГНАЛА	357
Глава 18. Многолучевые антенные решетки	357
18.1. Классификация и схемы построения	357
18.2. Основные характеристики	362
18.3. Проектирование излучающей части многолучевой АР	366
18.4. Многолучевые антенные решетки на основе параллельной ДОС	367
18.5. Многолучевые антенные решетки на основе последовательной ДОС	370
18.6. Антенны на многомодовых волноводах	374
18.7. Расчет многолучевой антенной решетки	376
Глава 19. Радиооптические антенные решетки	377
19.1. Возможности АР с гибридными оптико-электронными процессорами сигналов	377
19.2. Обобщенная структурная схема радиооптической АР	379
19.3. Линейные радиооптические АР с многоканальными АОМ	382
19.4. Параметры и характеристики КОП с многоканальным АОМ	396

82	Глава 20. Элементная база и вопросы конструирования радиооптических антенных решеток	403
82	20.1. Параметры и характеристики многоканальных акустооптических модуляторов света	403
82	20.2. Пьезопреобразователи для возбуждения акустических волн в многоканальных АОМ	407
85	20.3. Электрическое широкополосное согласование пьезопреобразователей АОМ	413
32	20.4. Расчет энергетической эффективности многоканального АОМ	416
33	20.5. Многоэлементные фотоприемники на основе приборов с зарядовой связью	417
34	20.6. Конструирование когерентных оптических процессоров радиооптических АР	421
17	20.7. Конструкции многоканальных акустооптических модуляторов	424
17	20.8. Конструкции процессоров	426
5	20.9. Проектирование линейной радиооптической АР с многоканальным АОМ	429
7		
9		
9		
1	Глава 21. Антенны с синтезированной апертурой	431
2	21.1. Общие сведения	431
3	21.2. Диаграмма направленности антенны с синтезированной апертурой	437
4	21.3. Формирование раскрыва антенны	441
5	21.4. Синтезированные антенные решетки	443
6	21.5. Форма ДН с учетом нестабильностей системы СА	444
7	21.6. Энергетические характеристики антенны с синтезированной апертурой	446
8	21.7. Проектирование антенны с синтезированной апертурой самолетного радиолокатора	447
9		
1	Глава 22. Цифровые антенные решетки	452
2	22.1. Устройство и принцип работы	452
3	22.2. Состав и основные функции ЦАР	459
4	22.3. Использование дискретных преобразований для формирования ДН	464
5	22.4. Схемы формирования ДН в ЦАР	469
6	22.5. Достоинства и недостатки ЦАР	472
7	22.6. Экспериментальные результаты и перспективы развития ЦАР	472
8		
9		
1	РАЗДЕЛ IV. АКТИВНЫЕ ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РШЕТКИ	475
2	Глава 23. Проектирование передающих активных ФАР	475
3	23.1. Общие сведения	475
4	23.2. Основные характеристики АФАР	478
5	23.3. Выбор схем построения узлов АФАР и определение их параметров	481
6	23.4. Оптимизация энергетических параметров АФАР	488
7	23.5. Расчет АФАР	494
8		
9	Глава 24. Модули передающих активных фазированных антенных решеток	496
1	24.1. Требования к активным элементам	496
2	24.2. Типы активных приборов, применяемых в модулях АФАР	499
3	24.3. Коэффициент полезного действия АФАР	503
4	24.4. Требования к фазовым ошибкам модулей АФАР	506
5	24.5. Рекомендации по выбору схемы и параметров модуля	507
6		
7		
8		
9		
1		591

24.6. Применение методов автоматизированного проектирования при разработке модулей АФАР	512
Глава 25. Проектирование транзисторных усилителей СВЧ на основе S-параметров транзистора	514
25.1. Применение матричных методов к анализу и расчету мощных транзисторных усилителей СВЧ	514
25.2. Коэффициенты отражения от входа и выхода транзистора. Условия двустороннего согласования	517
25.3. Коэффициент усиления по мощности	518
25.4. Нагрузочные характеристики генератора	520
25.5. Самовозбуждение и паразитные колебания в транзисторных усилителях СВЧ	521
25.6. Выбор транзистора и расчет усилителя мощности	523
25.7. Измерение S-параметров мощных СВЧ транзисторов	524
25.8. Измерение входного и выходного сопротивлений транзистора в выбранном режиме	526
Глава 26. Умножители частоты на варакторах в модулях АФАР	528
26.1. Общие сведения	528
26.2. Расчет режима работы варактора в утроителе частоты	530
26.3. Электрический и конструктивный расчеты элементов умножителей частоты	534
Глава 27. Модуль передающей АФАР с активными элементами на генераторных СВЧ диодах	538
27.1. Общие характеристики	538
27.2. Структурная схема модуля	544
27.3. Проектирование отдельных каскадов активной части модуля	546
27.4. Выбор варианта и расчет размеров конструкции	548
Глава 28. Проектирование усилительного каскада со сложением мощностей активных приборов	553
28.1. Общие сведения	553
28.2. Оценка эффективности мостовых схем сложения мощностей	555
28.3. Надежность модулей со сложением мощностей АП	559
28.4. Проектирование каскада со сложением мощности	560
Глава 29. Широкополосные разделительно-суммирующие устройства передающих АФАР	562
29.1. Общие сведения	562
29.2. Разделительно-суммирующие устройства на четвертьволновых НО	563
29.3. Разделительно-суммирующие устройства на неоднородных линиях	571
29.4. Реализация РСУ	576
29.5. Методика проектирования и примеры расчета РСУ модулей передающих АФАР	579
Список литературы	580