

Учебно-методический комплекс дисциплины:

Учебное пособие по курсу лекций
дисциплины «Устройства СВЧ и антенны»

Авторский коллектив:

Саломатов Юрий Петрович, т. 250-90-76;
Копылов Алексей Филиппович, т. 254-39-85;
Сержантов Алексей Михайлович;
Волошин Александр Сергеевич;
Былкова Галина Кирилловна.

Красноярск 2008

Министерство образования и науки РФ
ФГОУ ВПО Сибирский Федеральный Университет

АНТЕННЫ И УСТРОЙСТВА СВЧ

Учебное пособие по курсу лекций
дисциплины «Устройства СВЧ и антенны»

Красноярск 2008

УДК 621.396.677

Антенны и устройства СВЧ. Конспект лекций. Сост. Ю.П. Саломатов, А.Ф. Копылов, А.М. Сержантов, А.С. Волошин, Г.К. Былкова, 2008.

Рассмотрены основные разделы теории устройств и антенн СВЧ диапазона. В первой части конспекта рассматриваются антенны, основное внимание уделяется характеристикам и параметрам антенн, методам их расчета и представления. Рассмотрение материала в этой части основано на теории линейных излучающих систем непрерывного и дискретного типов.

Во второй части конспекта освещены принципы работы основных СВЧ устройств, изложение этого раздела основано на знании характеристик линий передачи различных типов. Большое внимание в конспекте уделено волновой матрице рассеяния, ее свойствам и параметрам.

Издание предназначено для всех форм обучения направления 210300.62 «Радиотехника» при подготовке бакалавров.

ВВЕДЕНИЕ

Конспект лекций является пособием по теоретическому материалу по дисциплине «Устройства СВЧ и антенны» и предназначен для студентов радиотехнического направления. Изложение материала ведется с учетом того, что студент владеет необходимым материалом из высшей математики и физики в объеме курсов технических университетов, изучил такие дисциплины как основы теории цепей, радиотехнические цепи и сигналы, электродинамика и распространение радиоволн.

Основное внимание в конспекте уделяется изучению антенн и устройств СВЧ диапазона, то есть для частот выше 300 МГц и ниже 3 ТГц. Поскольку курс рассчитан на радиоинженеров различной специализации, основное внимание в курсе уделяется расчету и измерению основных характеристик антенн, формам их представления. Теория приемных антенн рассматривается в объеме, позволяющем также понять основные параметры антенн в режиме приема, связать между собой параметры антенн в режимах передачи и приема.

Основное внимание в теории расчета параметров антенн уделяется непрерывным и дискретным линейным излучающим системам. Предполагается, что знание этого раздела позволит студенту при необходимости самостоятельно изучить необходимые разделы, связанные с особенностями расчета конкретного типа антенны.

Вторая часть курса основана на знаниях, полученных студентом в курсе основы электродинамики или ему подобному. В этой части рассматриваются различные типы линий передачи, являющихся основой для создания устройств СВЧ, большое внимание уделяется волновой матрице рассеяния, ее свойствам, физическому смыслу ее элементов, методам измерения параметров. Матрица рассеяния позволяет с единых позиций подходить к изучению свойств устройств СВЧ различного назначения.

Конспект лекций разбит на две части (антенны СВЧ – первая часть, устройства СВЧ – вторая часть). Эти части тесно между собой связаны, хотя их изучение может происходить в любой последовательности, исходя из целесообразности при изучении всех составных элементов курса- курсовой работы, лабораторного практикума. В частности, если курсовая работа направлена в основном на разработку антенн, то рекомендуется начинать изучение курса с первой части.

Модуль 1 Антенны

Раздел 1.1 История развития антенной техники и общая теория антенных устройств

Тема 1.1.1 История развития антенной техники и общая теория антенных устройств

К радиоволнам относят электромагнитные колебания от частот 3 Гц до 3×10^{12} Гц. Условно их разделяют на диапазоны по десятичному принципу от декаметровых до субмиллиметровых волн. Диапазон от 3×10^7 Гц до 3×10^{12} Гц относят к ультракоротким волнам. Внутри этого диапазона область от 300 МГц до 3 ТГц относят к СВЧ диапазону. Этот участок диапазона радиоволн и рассматривается в курсе Устройства СВЧ и антенны.

При определении характеристик антенн и устройств СВЧ необходимо знать структуру электромагнитного поля в рассматриваемом объеме пространства. Для расчета электромагнитного поля в каждом конкретном случае решается соответствующая электродинамическая задача.

Можно выделить два класса задач электродинамики, которые называются прямыми и обратными. Прямые задачи электродинамики, называемые задачами анализа, состоят в определении электромагнитного поля, которое создается в рассматриваемом объеме под воздействием известных (заданных) источников. Обратные задачи электродинамики, называемые задачами синтеза, состоят в определении источников поля, которые создают заданное электромагнитное поле, имеющее необходимую структуру [1].

Любую задачу электродинамики можно решить, задав граничные условия на поверхностях структур, входящих в рассматриваемую систему (включая граничные условия на бесконечности), используя уравнения Максвелла в той или иной форме. Однако найти такое решение достаточно сложно. Строгие аналитические решения известны только для нескольких достаточно простых структур (тонкий симметричный вибратор, излучение круглых волноводов, поле бесконечного параболоида вращения). С другой стороны, результаты, основанные на численных методах решения уравнений Максвелла, могут использоваться на практике уже достаточно образованным специалистом в этой области, поскольку связь между особенностями решаемой задачи и результатами расчетов, как правило, не очевидна.

В связи с тем, что строгое аналитическое решение найти трудно, порой и невозможно, а численные решения особенно при изучении антенн и устройств СВЧ мало информативны, задача о нахождении поля излучения антенны разбивается на две самостоятельные задачи – внутреннюю и внешнюю задачи электродинамики. Причем это относится как к прямым, так и обратным задачам электродинамики, то есть к задачам анализа и синтеза.

Внутренняя задача электродинамики состоит в определении амплитуд и фаз токов в антенне, либо амплитуд и фаз поля на замкнутой поверхности, охватывающей антенну (объем, в котором находятся источники поля).

Внешняя задача электродинамики состоит в определении поля излучения антенны по заданному амплитудно-фазовому распределению токов или полей в антенне (найденными в результате решения внутренней задачи электродинамики).

Возможность разбиения общей задачи электродинамики на две самостоятельные (внутреннюю и внешнюю) основана на том, что влияние излучаемого антенной электромагнитного поля на распределение токов и полей в самой антенне невелико. Это и дает возможность пренебречь указанным влиянием и разбить единую задачу на две. В строгом же смысле необходимо решать так называемую самоспряженную задачу, в которой учитывается влияние поля, создаваемое антенной на ток или поле в ней самой.

Как правило, внутренняя задача электродинамики решается приближенно, для каждого класса антенн по-своему на основании достаточно большого опыта, существующего в настоящее время. Единого подхода к решению этого класса задач нет. Даже численные методы зависят от типа (формы) анализируемых антенн, поскольку в них используются различные системы координат и координатных поверхностей для упрощения получающихся уравнений, что, в конечном счете, приводит к увеличению скорости вычислений, а значит и к возможности рассмотрения более сложных антенн.

Общая теория антенных устройств

Радиолиния любого назначения состоит, как правило, из двух устройств – передающего и приёмного, связь между которыми осуществляется при помощи электромагнитных волн, распространяющихся в свободном пространстве.

Структурная схема простейшей радиолинии показана на рис. 1.1.

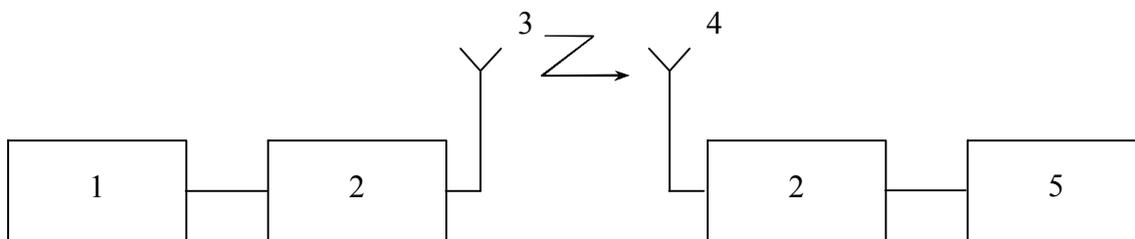


Рис. 1.1. Структурная схема линии радиосвязи:
1 – передатчик, 2 – фидерный тракт, 3 – передающая антенна,
4 – приёмная антенна, 5 – приёмник

Передатчик (1) генерирует электромагнитные колебания, распространяющиеся в фидерном тракте (2), при помощи которого они передаются в

устройство (3), называемое передающей антенной. Антенна преобразует токи, протекающие в ней в энергию электромагнитных колебаний, распространяющихся в свободном пространстве. Эти электромагнитные колебания достигают устройство (4), называемое приёмной антенной, в которой происходит обратное преобразование энергии свободно распространяющихся электромагнитных колебаний в энергию токов, протекающих в фидерном тракте (линии передачи), при помощи которого они поступают в приёмное устройство (5).

Таким образом, антенну можно рассматривать как некий трансформатор, либо преобразующий направляемые линией передачи электромагнитные колебания в свободно распространяющиеся электромагнитные волны, либо выполняющий обратное преобразование свободно распространяющихся электромагнитных колебаний в волны (токи), передаваемые линией передачи.

В большинстве антенн эти функции обратимы, то есть одна антенна может работать как на приём, так и на передачу. Такие антенны называют приёмно-передающими.

Преобразование энергии токов высокой или сверхвысокой частоты в режиме передачи или обратное преобразование в режиме приёма является первой функцией антенны.

В настоящее время существует множество различных типов антенн. Каждая антенна может характеризоваться определенным набором параметров. Значение этих параметров обычно определяются при электродинамическом анализе антенны, либо при экспериментальном её исследовании. Эти параметры должны позволять качественно и количественно оценивать свойства антенн, сопоставлять различные типы антенн между собой, производить выбор необходимой антенны из множества существующих.

Из вышеизложенного ясно, что можно рассматривать параметры антенн как в режиме передачи, так и в режиме приёма. Как будет показано далее, параметры антенны в режиме приёма можно, в соответствии с теоремой взаимности, найти по параметрам её в режиме передачи. Поскольку с математической точки зрения рассмотрение параметров антенны в режиме передачи более простое, то, как правило, в этом режиме и выполняется определение характеристик антенн.

Поле произвольной антенны с заданными токами (внешняя задача электродинамики) можно определить, решая уравнения Максвелла при определенных граничных условиях. Однако, можно поступить по-другому, используя принцип суперпозиции, вытекающий из линейности уравнений Максвелла.

Предположим, что в некотором объеме V задано произвольное распределение токов $\vec{I}(x, y, z)$ (рис. 1.2).

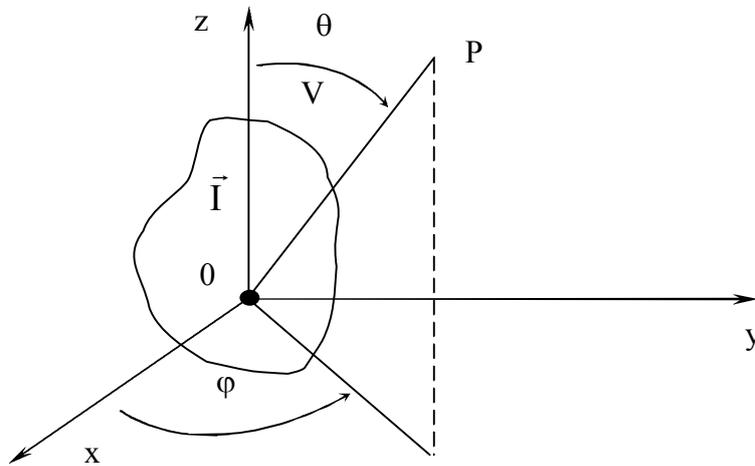


Рис. 1.2. Токи \vec{I} в произвольном объеме V :
 P – точка наблюдения поля; θ, φ – координаты точки наблюдения сферической системы координат

Разделим каждый из участков тока, протекающего в объеме V , на короткие, по сравнению с длиной волны, участки. Каждый из этих участков можно рассматривать как элементарный электрический вибратор с известной ориентацией в пространстве и известным значением тока. Общее поле антенны находится при помощи принципа суперпозиции, согласно которому поле сколь угодно сложной системы токов может быть определено в виде суммы полей отдельных источников, входящих в эту сложную систему. Таким образом, поле находится в виде суммы полей, создаваемых всеми элементарными электрическими вибраторами.

$$\vec{E} = \sum_n \vec{E}_n, \quad (1.1)$$

где \vec{E}_n – поле « n »-го элементарного электрического диполя.

Как известно из курса электродинамики, на различных расстояниях от источника поле имеет различный характер зависимости от расстояния. В курсе антенн, как правило, интересуются электромагнитным полем антенны в так называемой дальней зоне, где амплитуда поля обратно пропорциональна расстоянию от источника поля.

Поле произвольного элементарного электрического излучателя в дальней (волновой) зоне можно записать в следующем виде:

$$\vec{E}_n = i \frac{60\pi \dot{I}_n \Delta l_n}{\lambda r_n} \sin \theta_n e^{i(\omega t - kr_n)} \vec{e}_{\theta_n}, \quad (1.2)$$

где \dot{I}_n – комплексная амплитуда тока n -го излучателя,

Δl_n – длина n -го излучателя,

λ – длина волны,

k – волновое число свободного пространства,

r_n – расстояние от излучателя до точки наблюдения P (рис. 1.2).

Выражение (1.2) записано для произвольной ориентации электромагнитных излучателей. Любой ток произвольного направления может быть представлен в виде суммы трех составляющих, направленных по осям декартовой системы координат. Поэтому можно рассмотреть отдельно поля, создаваемые отдельными составляющими тока, а затем просуммировать их. Таким образом, без потери общности можно рассмотреть поля излучателей, направленных вдоль оси OZ , для которых выражение (1.2) может быть записано в следующем виде:

$$\vec{E}_n = i \frac{60\pi \dot{I}_n \Delta l_n}{\lambda} \sin \theta \vec{e}_\theta \frac{e^{i(\omega t - kr_n)}}{r_n}, \quad (1.3)$$

где \vec{e}_θ – орт сферической системы координат.

Как видно из выражения (1.3) зависимость поля от времени принята здесь в виде $e^{i\omega t}$, что обусловило отрицательный знак перед слагаемым kr_n . Временной множитель можно из рассмотрения в дальнейшем опустить, если не интересоваться изменением поля во времени.

Таким образом, без временного множителя $e^{i\omega t}$ поле элементарного электрического излучателя – диполя Герца, может быть записано в виде:

$$\vec{E}_0 = i \frac{60\pi \dot{I}_0 \Delta l_0}{\lambda} \sin \theta \vec{e}_\theta \frac{e^{-ikr_0}}{r_0}. \quad (1.4)$$

Как и в большинстве радиотехнических курсах, в курсе «Устройства СВЧ и антенны» рассматриваются монохроматические поля. При необходимости рассмотрения широкополосных сигналов используют преобразования Фурье, предварительно определив параметры устройств и антенн в монохроматическом режиме для всей рассматриваемой полосы частот.

Выражение (1.1), учитывая (1.4), можно записать в следующем виде:

$$\vec{E} = i \frac{60\pi \dot{I}_0}{\lambda} \sin \theta \vec{e}_\theta \sum_n \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_0} l_n \frac{e^{-ikr_n}}{r_n}, \quad (1.5)$$

где \dot{I}_0 – значение тока в какой либо точке антенны, а временной множитель $e^{i\omega t}$ опущен.

Длины элементарных излучателей (Δl_n), входящих в систему, выбираются с целью наиболее точного представления реального распределения тока в антенне. Не умаляя точности можно выбрать длины всех излучателей равными длине самого короткого из излучателей, что позволит переписать выражение (1.5) в виде:

$$\vec{E} = i \frac{60\pi \dot{I}_0 \Delta l_0}{\lambda} \sin \theta \vec{e}_\theta \sum_n \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_0} \frac{e^{-ikr_n}}{r_n} . \quad (1.6)$$

Если точка наблюдения (P) находится достаточно далеко от антенны, то радиус векторы от каждой точки антенны в точку наблюдения можно считать коллинеарными, то есть лучи, идущие из любых точек антенны в точку P, можно считать параллельными. Область пространства, в которой лучи, идущие из любой точки антенны в точку наблюдения, можно считать параллельными, называется дальней или френгоферовой зоной антенны.

Определим расстояние до дальней зоны антенны, имеющей максимальный линейный размер L. Найдем критерий, при выполнении которого лучи, проведенные из крайних точек антенны в точку P будут параллельны (рис. 1.3).

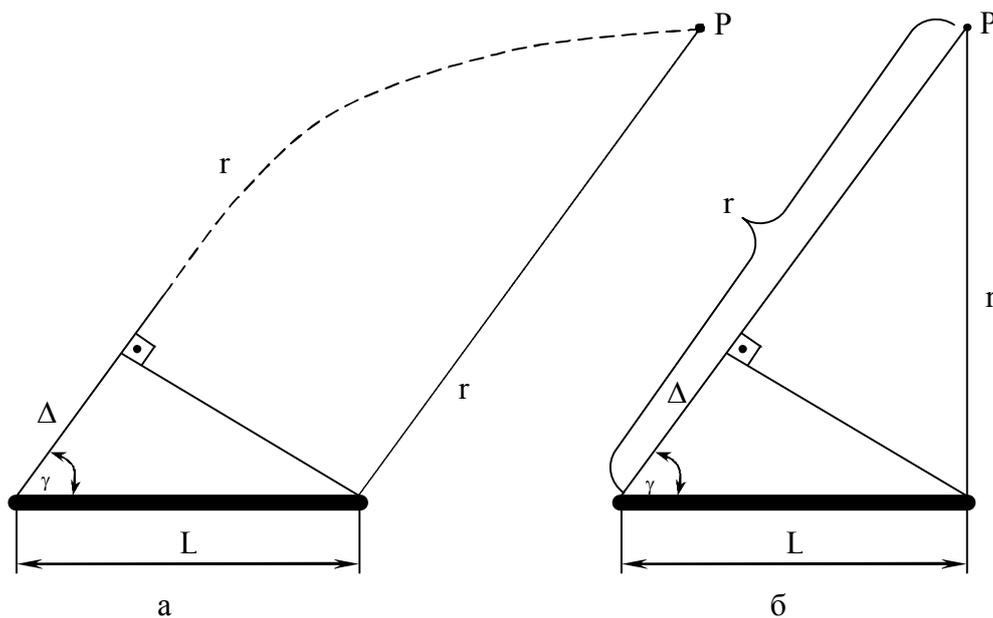


Рис. 1.3. Определение критерия дальней зоны:
 а – идеальный случай дальней зоны;
 б – реальная ситуация

Если радиус векторы (r_0 и r_1), соединяющие крайние точки антенны с точкой наблюдения P параллельны, то разность этих радиус векторов будет равна:

$$\Delta r = r_1 - r_0 = L \cos(\gamma), \quad (1.7)$$

где γ – угол между нормалью к антенне и радиус вектором в точку наблюдения Р.

Истинная разность радиус векторов r_0 и r_1 будет равна (рис. 1.4, б):

$$\Delta r = \sqrt{r_0^2 - L^2 \sin^2(\gamma)} + L \cos(\gamma) - r_0 \quad (1.8)$$

Учитывая, что размер антенны $L \ll r_0$, выражение (1.8) можно записать в виде:

$$\Delta r \cong r_0 \left(1 - \frac{L^2 \sin^2(\gamma)}{2r_0^2} \right) + L \cos(\gamma) - r_0$$

или

$$(1.9)$$

$$\Delta r \cong L \cos(\gamma) - \frac{L^2 \sin^2(\gamma)}{2r_0}$$

Выражение (1.8) может быть заменено выражением (1.7) при условии, что разность этих выражений, определяющая разность фаз колебаний, достигающих точку наблюдения, должна быть много меньше $\lambda/2$. таким образом, должно выполняться условие:

$$\frac{L^2 \sin^2(\gamma)}{2r_0} \ll \frac{\lambda}{2}.$$

Поскольку $|\sin(\gamma) \leq 1|$, то заменяя синус угла единицей, получим следующий критерий, определяющий границу дальней зоны:

$$r_0 \gg \frac{L^2}{\lambda}. \quad (1.10)$$

Рассмотрим теперь выражение (1.6), считая, что точка наблюдения находится в дальней зоне, что даст нам возможность записать:

$$r_n = r_0 + \rho_n \cos(\gamma_n), \quad (1.11)$$

где ρ_n – значение радиус вектора «п»-го элементарного диполя, γ_n – угол между радиус вектором \vec{r}_n и радиус вектором, направленным в точку наблюдения (Р).

Значение $\rho_n \ll r_0$, поэтому в амплитудном множителе под знаком суммы выражения (1.5) значением $\rho_n \cos(\gamma_n)$ можно пренебречь и окончательно записать:

$$\vec{E} = \frac{i60\pi\dot{I}_0\Delta l_0}{\lambda} \sin\theta\vec{e}_\theta \frac{e^{-ikr_0}}{r_0} \sum_n \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_0} e^{-ik\rho_n \cos(\gamma_n)} \quad (1.12)$$

В выражении (1.12), как и ранее в выражении для поля диполя Герца (1.4) присутствует множитель вида $\frac{e^{-ikr_0}}{r_0}$, который называется множителем сферической волны. Из выражения (1.12) следует, что поле сколько угодно сложной антенной системы будет представлять собою в дальней зоне, как и поле элементарного диполя, сферическую волну. Это дает основание при рассмотрении характеристик антенны опускать множитель сферической волны (как ранее был опущен временной множитель). Этот множитель необходимо всегда дописывать в окончательное выражение, если будет нужна зависимость поля от расстояния r .

Сравнивая выражения (1.4) и (1.12) можно сделать вывод, что поле любой антенны в дальней зоне можно представить в виде:

$$\vec{E} = \vec{f}(\theta, \varphi) \frac{e^{-ikr_0}}{r_0}, \quad (1.13)$$

где $\vec{f}(\theta, \varphi)$ – векторная комплексная функция, вид которой зависит от антенной системы.

Функция $\vec{f}(\theta, \varphi)$ определяет зависимость поля от углов сферической системы координат при фиксированном значении расстояния до антенны (r_0), то есть на сфере радиуса r_0 . Эта функция носит название векторной комплексной характеристикой направленности. Как видно из выражения (1.12) эта функция зависит от абсолютного значения тока, протекающего в антенне (\dot{I}_0), другими словами – от мощности, проводимой к антенне, что не всегда удобно на практике. Поэтому эту функцию, как правило, нормируют относительно максимального её значения

$$\vec{F}(\theta, \varphi) = \frac{\vec{E}(\theta, \varphi)}{|\vec{E}_{\max}(\theta_m, \varphi_m)|}, \quad (1.14)$$

Функцию $\vec{F}(\theta, \varphi)$ называют векторной комплексной нормированной характеристикой направленности антенны. Она является наиболее полной характеристикой антенны. Функция $\vec{F}(\theta, \varphi)$ является векторной, то есть может иметь, по крайней мере, две составляющих, каждая из которых будет иметь свою амплитуду и фазу, а так же будет зависеть от двух параметров θ и φ . Такую функцию сложно представить. Поэтому для упрощения и наглядности $\vec{F}(\theta, \varphi)$ представляют в следующем виде:

$$\vec{F}(\theta, \varphi) = |\vec{F}(\theta, \varphi)| \times \vec{P}(\theta, \varphi) e^{i\Phi(\theta, \varphi)}, \quad (1.15)$$

где $|\vec{F}(\theta, \varphi)|$ – амплитудная характеристика направленности,

$\vec{P}(\theta, \varphi)$ – поляризационная характеристика направленности,

$\Phi(\theta, \varphi)$ – фазовая характеристика направленности.

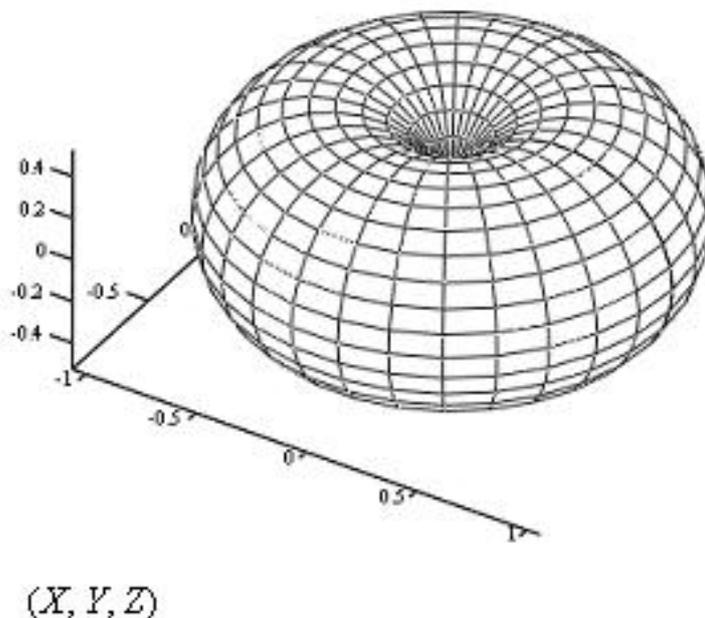


Рис. 1.4. Амплитудная характеристика направленности диполя Герца

Каждая из трех функций, входящих в качестве сомножителей в выражение (1.15), имеет два параметра – угловые переменные θ и φ . Модуль каждой функции не превышает единицу. При представлении, например, $|\vec{F}(\theta, \varphi)|$ необходимо посмотреть трехмерную фигуру, которая будет наглядной, но практически бесполезной при попытке извлечь из неё числовую информацию (рис. 1.4). Поэтому и эти функции также упрощают.

Характеристика направленности

Наиболее часто используют на практике амплитудную характеристику направленности

$$F(\theta, \varphi) = |\vec{F}(\theta, \varphi)| \quad (1.16)$$

Сечения этой характеристики направленности (фигура объемная) какой-либо плоскостью называют диаграммой направленности (ДН) и это уже двухмерная фигура, которую можно изобразить на бумаге и считать с неё необходимую информацию. На рис. 1.5 показана ДН диполя Герца в плоскости Е.

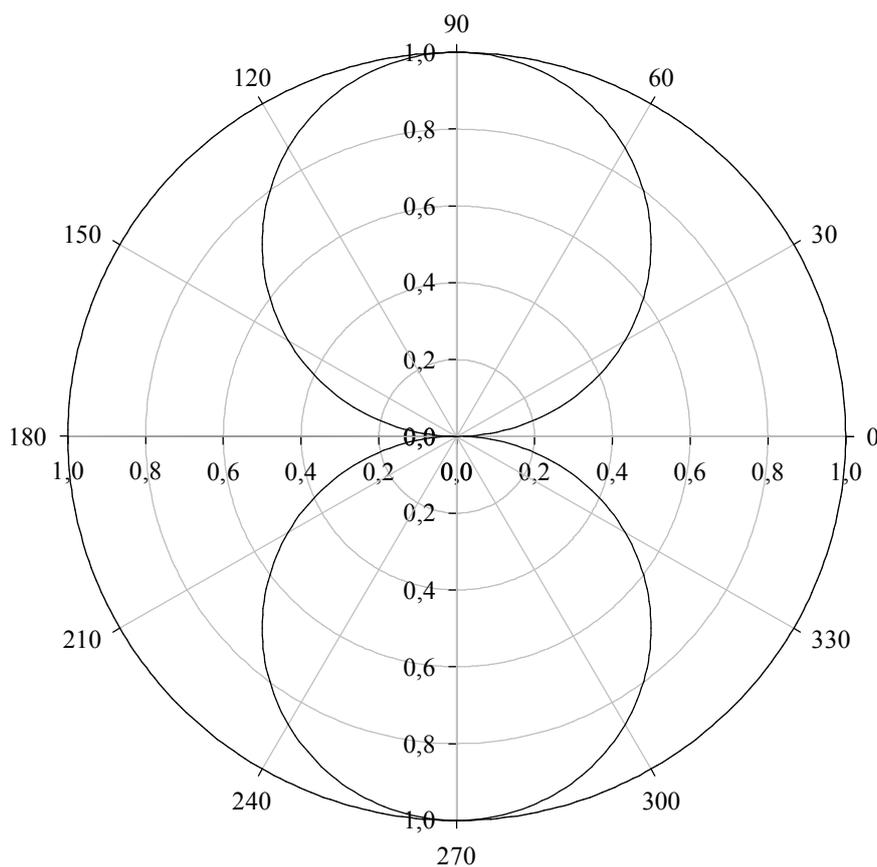


Рис. 1.5. ДН диполя Герца в плоскости Е

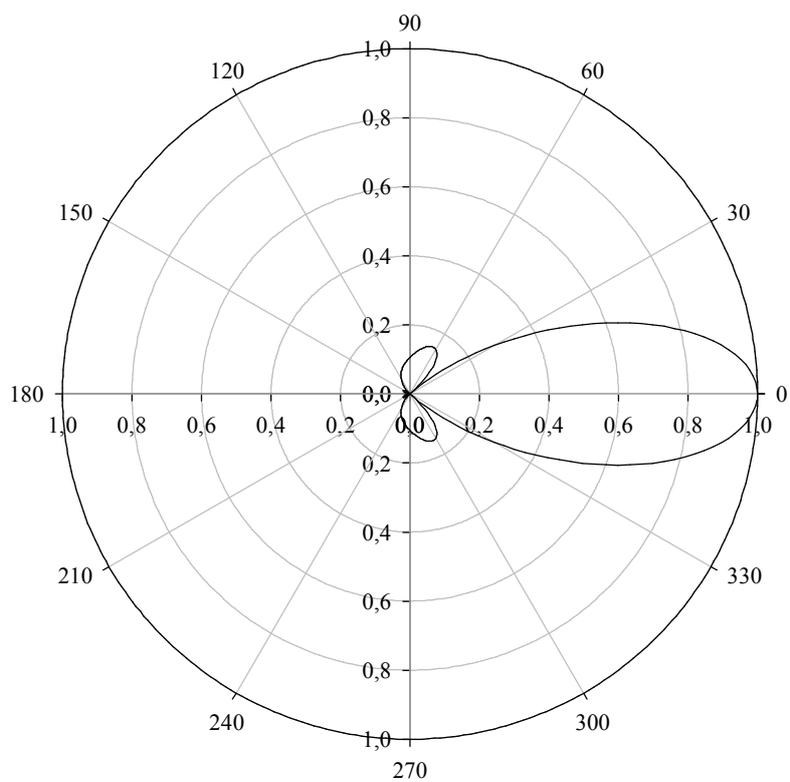


Рис. 1.6. ДН антенны в полярной системе координат, относительный масштаб по радиусу

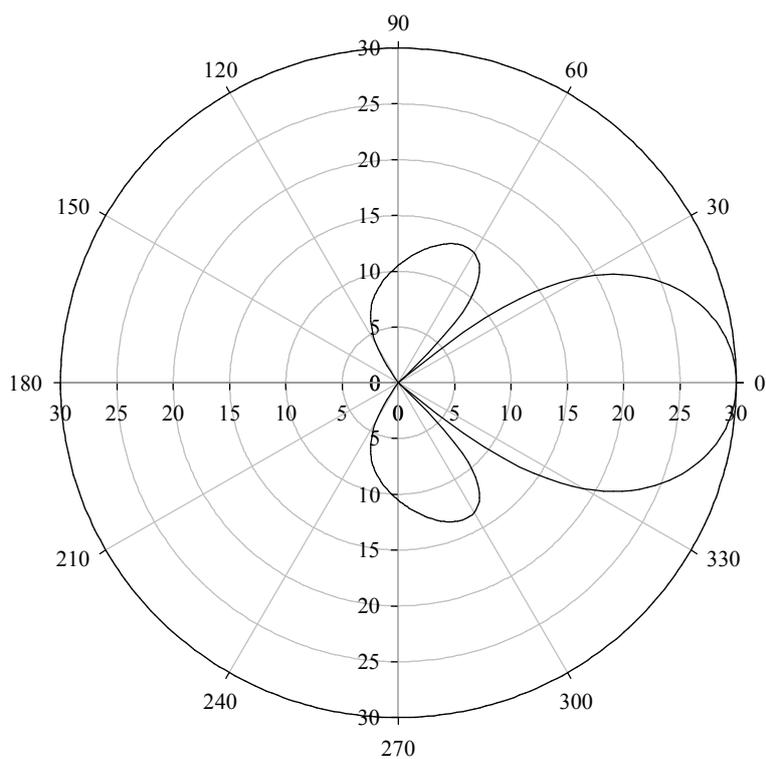


Рис. 1.7. ДН антенны в полярной системе координат, логарифмический масштаб по радиусу

На рис. 1.7 показана ДН, ранее изображенная на рис. 1.6. Из сравнения рисунков видно, что во втором случае можно получить более детальное представление о структуре бокового и основного лепестков при небольшом значении.

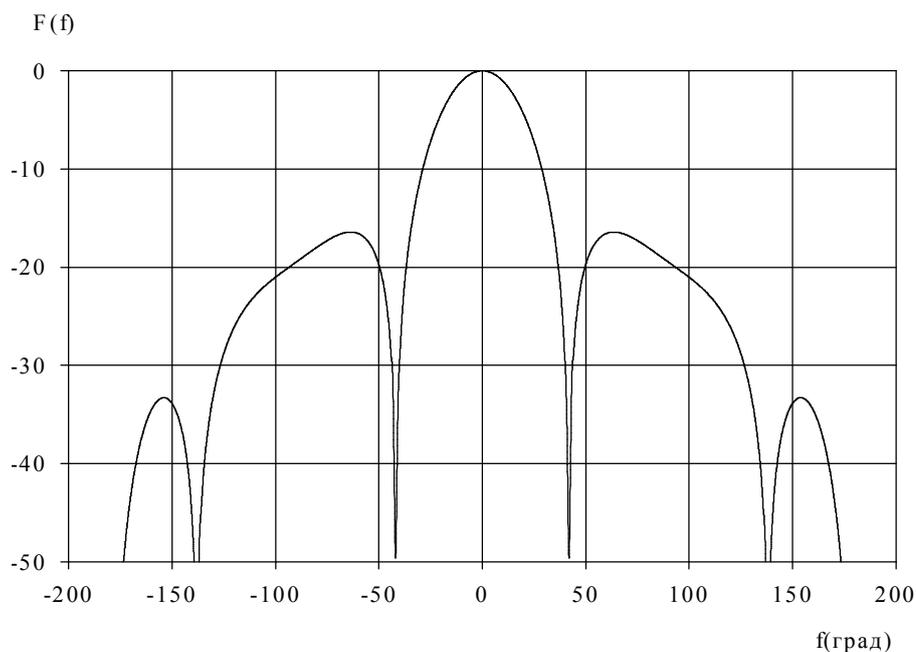


Рис. 1.8. ДН в декартовой системе координат, логарифмический масштаб по ординате

На рис. 1.8 изображена та же ДН в декартовой системе координат, масштаб по ординате логарифмический. Структура основного и боковых лепестков здесь наиболее информативна.

На рис. 1.5 – рис. 1.8 показаны ДН в различных системах координат и с различным масштабом представления ДН. Полярная система координат наиболее наглядна, но не всегда удобна для представления узких ДН. Логарифмический масштаб используется, если необходимо изучение ДН при малых её уровнях.

Фазовая ДН

Фазовой ДН (фазовой ХН) антенны $\Phi(\theta, \varphi)$ называется зависимость начальной фазы поля от пространственных углов θ и φ при фиксированном расстоянии от начала координат и неизменных условиях возбуждения антенны.

Эквифазная поверхность (фронт волны) представляет собою поверхность в пространстве во всех точках которые в данный момент времени фаза поля одинакова.

$$E = I_0 f(\theta, \varphi) \frac{e^{-ikr_0}}{r_0} = E e^{i[\Phi(\theta, \varphi) - kr_0 + \Phi_0]},$$

где Φ_0 – начальная фаза.

Полагая $\Phi(\theta, \varphi) - kr_0 + \Phi_0 = C$,

где C – некоторая константа, находим уравнение эквифазной поверхности:

$$kr_0(\theta, \varphi) = \frac{\Phi(\theta, \varphi) + \Phi_0 - C}{k}.$$

В отличие от амплитудной ДН, фазовая ДН зависит от положения начала координат на антенне. Если сместить начало координат на величину \vec{r} , то в новой системе координат фазовая ДН будет иметь вид:

$$\Phi'(\varphi, \theta) = \Phi(\theta, \varphi) - kr \cos \gamma$$

Если можно найти такое положение начала координат, относительно которого $\Phi(\theta, \varphi) = \text{const}$, или меняется скачком на π при переходе от одного лепестка ДН к другому, то такое начало координат называется фазовым центром.

При расчете в волновой зоне как амплитудных, так и фазовых диаграмм направленности точку наблюдения обычно предполагают столь удаленной от излучателей, что все лучи, идущие в эту точку от элементов, образующих антенну, можно считать параллельными. Вследствие этого вид амплитудной ДН не зависит от выбора центра системы координат относительно антенной системы, к которому отнесена функция $f(\theta, \varphi)$, вид же фазовой ДН ($\psi(\theta, \varphi)$) зависит от выбора начала координат.

Объясняется это тем, что при переносе начала координат на величину, малую по сравнению с расстоянием r_0 от начала координат до точки наблюдения, можно пренебречь изменением амплитуды поля от отдельных элементов антенны. При определении фазовой диаграммы антенны возникающую при таком переносе дополнительную “разность хода” лучей нельзя опустить.

Таким образом, вследствие зависимости вида фазовой диаграммы от выбора начала отсчета в общем случае не очевидно, почему фазовая диаграмма зависит от угловых координат θ и φ – по причине ли отсутствия фазового центра или вследствие смещения центра системы координат относительно фазового центра.

Пусть антенна занимает в пространстве некоторый объем V и пусть точка O есть условное начало координат. Для дальней зоны выражение для одной из составляющих вектора E будет иметь вид:

$$E = \frac{60I_0}{r_0} f(\theta, \varphi) e^{i[\Phi(\theta, \varphi) - kr_0]} \quad (1.17)$$

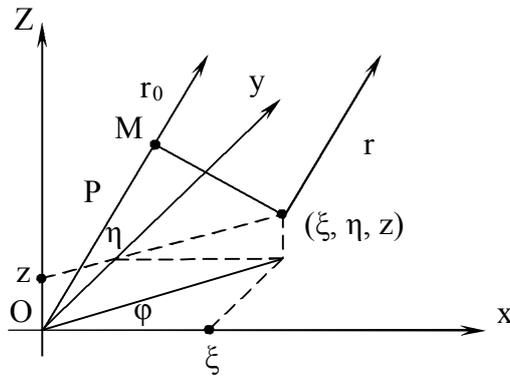


Рис. 1.9. Перенос центра системы координат

Возьмем относительно выбранного начала координат, некую точку с координатами ξ (пси), η (эта), z (дзэта) и примем расстояние от неё до точки наблюдения равным r . Причем r ввиду удаленности точки наблюдения параллельно r_0 .

Перенесем теперь начало координат в точку (ξ, η, z) . Тогда разность хода лучей от прежнего начала координат определится отрезком OM радиуса-вектора r_0 , перпендикулярным к некоторой плоскости, проходящей через точку (ξ, η, z) . Обозначим длину этого отрезка P .

Из нормального уравнения плоскости для величины P имеем:

$$P = \xi \cos \theta \cos \varphi + \eta \cos \theta \sin \varphi + z \sin \theta$$

так как $r_0 = P + r$, то выражение для фазы поля в (1.17) при таком переносе примет вид:

$$\Phi(\theta, \varphi) - k(\xi \cos \theta \cos \varphi + \eta \cos \theta \sin \varphi + z \sin \theta) - kr \quad (1.18)$$

Если антенна имеет фазовый центр, то при любых θ и φ можно найти такую не зависящую от θ и φ точку (ξ, η, z) , для которой

$$\Phi(\theta, \varphi) - k(\xi \cos \theta \cos \varphi + \eta \cos \theta \sin \varphi + z \sin \theta) = \text{const} = \Phi_0, \quad (1.19)$$

где Φ_0 – постоянная, не зависящая от θ и φ .

В этом случае фаза поля (1.18) принимает постоянное значение $\Phi_0 - kr$ и выбранная таким образом точка отсчета является фазовым центром.

Для выполнения соотношения (1.19) необходимо определить аналитическую форму фазовой диаграммы. Из структуры соотношения (1.19) видно, что оно имеет место, если выражение для фазовой диаграммы в общем случае имеет вид:

$$\Phi(\theta, \varphi) = A \cos \theta \cos \varphi + B \cos \theta \sin \varphi + C \sin \theta + D, \quad (1.20)$$

где A, B, C, D – постоянные

Таким образом, форма выражения (1.20) для фазовой диаграммы является общим условием существования фазового центра. Для координат фазового центра находим значения:

$$\xi = \frac{A}{k}, \eta = \frac{B}{k}, z = \frac{C}{k}, \Phi_0 = D$$

Рассмотрение проводилось для одной составляющей. Если имеются обе составляющие, то каждую из них надо рассматривать в отдельности.

Коэффициент направленного действия (КНД)

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P_{\Sigma_0}}{P_0} \quad \text{при} \quad E(\theta, \varphi) = E_0,$$

т. е. КНД показывает, во сколько раз мощность P_{Σ_0} , излучаемая изотропной антенной, должна быть больше мощности P_{Σ} , излучаемой рассматриваемой антенной, при условии равенства возбуждаемых ими в направлении θ, φ полей.

$$D(\theta, \varphi) = \frac{S(\theta, \varphi)}{S_{\text{ср}}} = \frac{E^2(\theta, \varphi)}{E_0^2},$$

При условии $P_{\Sigma_0} = P_0$ КНД показывает во сколько раз плотность потока мощности излучаемой антенной в направлении θ, φ , больше плотности потока мощности, излучаемой изотропной антенной, при условии равенства мощностей, излучаемых обеими антеннами в окружающее пространство

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P_{\Sigma_0}}{P_0} = \frac{4\pi r_0^2 S(\theta, \varphi)}{\iint_{S_{\text{ср}}} S(\theta, \varphi) dS}.$$

Выполним интегрирование, определив элемент площади dS :

$$dS = r^2 \sin\theta d\theta d\varphi,$$

Плотность потока мощности пропорциональна квадрату амплитудной характеристики направленности

$$S(\theta, \varphi) \sim F^2(\theta, \varphi)$$

Поскольку $S(\theta, \varphi)$ есть в числителе и знаменателе, то коэффициент пропорциональности не влияет на результат. Окончательно получим:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi F^2(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}$$

Максимальное значение КНД будет равно:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}$$

Для эскизных расчетов можно считать, что

$$F(\theta, \varphi) = \begin{cases} 1 & \text{в пределах угла } \Omega; \\ 0 & \text{вне угла } \Omega, \end{cases}$$

где Ω – телесный угол, занимаемый ДН.

Интегрируя, получим:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\Omega}$$

Выражая 4π стерадиан в градусах, получим:

$$4\pi \approx 4\pi \times 57.3 \times 57.3 = 41200 \text{ (град)}^2$$

Откуда следует, что при известной ширине ДН в двух плоскостях можно записать:

$$D_{\max} \approx \beta \frac{41200}{2\Delta\theta_{0.5} 2\Delta\varphi_{0.5}},$$

где коэффициент β – учитывает УБЛ $\sim (0,6 \div 0,7)$ и неравномерность основного лепестка.

Запишем выражение для плотности потока мощности плоской волны, распространяющейся в свободном пространстве

$$S = \frac{1}{2} EH = \frac{1}{2} \frac{E^2}{120\pi},$$

где учтено, что $H = \frac{E}{120\pi}$. Учитывая определение КНД, можно записать:

$$E^2(\theta, \varphi) = E_0^2 D(\theta, \varphi) = 240\pi S_0 D(\theta, \varphi) = \frac{P_\Sigma D(\theta, \varphi)}{r_0^2}$$

где E_0 – напряженность поля, создаваемая изотропным излучателем. отсюда получим формулу идеальной радиопередачи:

$$E(\theta, \varphi) = \frac{\sqrt{60P_\Sigma D(\theta, \varphi)}}{r_0} = \frac{\sqrt{60P_\Sigma D_{\max}}}{r_0} F(\theta, \varphi).$$

Для антенн используется также понятие коэффициента усиления:

$$G(\theta, \varphi) = D(\theta, \varphi)\eta,$$

где η – КПД антенны.

Сопротивление излучения

Обычно вводится для проволочных антенн сопротивление излучения (R_Σ) это коэффициент, с помощью которого, зная ток в антенне, можно определить излучаемую мощность P_Σ по обычной формуле теории цепей:

$$P_\Sigma = \frac{I^2 R_\Sigma}{2}.$$

Для мощности излучения можно записать:

$$P_\Sigma = \int_{S_{\text{ср}}} S(\theta, \varphi) dS = \int_{S_{\text{ср}}} \frac{E^2(\theta, \varphi)}{240\pi} dS.$$

или:

$$P_\Sigma = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{I^2 f^2(\theta, \varphi)}{240\pi} \sin\theta d\theta d\varphi = \frac{I^2}{2} \frac{1}{120\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi f^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi,$$

Откуда получим:

$$R_{\Sigma} = \frac{1}{120\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi.$$

Учитывая определение КНД:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi f^2(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi},$$

получим:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{f^2(\theta, \varphi)}{30R_{\Sigma}}.$$

Поляризациянная диаграмма антенны

Для антенны, имеющей произвольное направление вектора напряженности электрического поля, можно записать:

$$\vec{E} = E_{\theta} \vec{e}_{\theta} + E_{\varphi} \vec{e}_{\varphi} = I_0 \left[\dot{f}_{\theta}(\theta, \varphi) \vec{e}_{\theta} + \dot{f}_{\varphi}(\theta, \varphi) \vec{e}_{\varphi} \right] \frac{e^{-ikr_0}}{r_0},$$

где $\vec{f}(\theta, \varphi) = \dot{f}_{\theta}(\theta, \varphi) \vec{e}_{\theta} + \dot{f}_{\varphi}(\theta, \varphi) \vec{e}_{\varphi}$

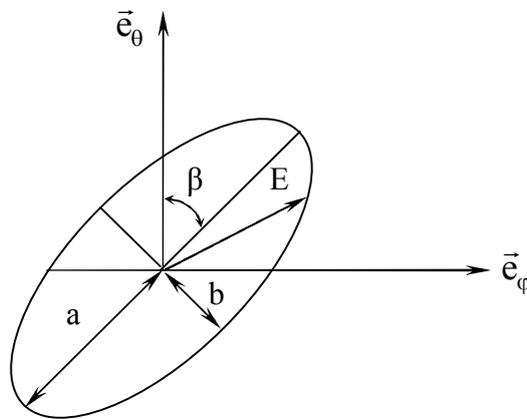


Рис. 1.10. Эллиптически поляризованное поле

$\dot{f}_{\theta,\varphi}(\theta, \varphi)$ – комплексные характеристики направленности по составляющим E_θ и E_φ .

Таким образом, для составляющих вектора напряженности электрического поля можно записать:

$$E_{\theta,\varphi} = I_0 f_{\theta,\varphi}(\theta, \varphi) \frac{e^{-ikr_0}}{r_0}.$$

В общем случае поле антенны поляризовано эллиптически – конец вектора напряженности электрического поля описывает за период высокой частоты эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярно направлению распространению (картинной плоскости).

Поляризационный эллипс определяется следующими параметрами:

– коэффициентом равномерности (эллиптичности, поляризации)

$$P = \frac{a}{b} \leq 1;$$

– углом наклона большой полуоси эллипса β ;

– направлением вращения вектора \vec{E} (если смотреть вслед уходящей волне и увидеть при этом вектор \vec{E} вращающимся по часовой стрелке, то поле будет иметь эллиптическую поляризацию правого вращения $P > 0$).

При переходе от одной точки пространства к другой параметры поляризационного эллипса изменяются.

Зависимость коэффициента равномерности поляризационного эллипса от пространственных углов θ и φ называют поляризационной диаграммой антенны.

Для антенн с эллиптической поляризацией амплитудные и фазовые ДН строятся отдельно для каждой из составляющих E_θ и E_φ . Для ДН по мощности учитываются обе составляющие поля:

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{S}{S_{\max}} = \frac{E_\theta^2 + E_\varphi^2}{|E_\theta^2 + E_\varphi^2|_{\max}} = \frac{f_\theta^2(\theta, \varphi) + f_\varphi^2(\theta, \varphi)}{(f_\theta^2 + f_\varphi^2)_{\max}}.$$

В общем случае амплитудные (и фазовые) ДН для составляющих поля E_θ и E_φ различны. Поэтому ДН по мощности может по формуле значительно отличаться от ДН по полю для каждой из составляющих. Для КНД можно записать:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi F^2(\theta, \varphi)}{\int_{4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega} = \frac{4\pi f_{\theta}^2(\theta, \varphi)}{\int_{4\pi} [f_{\theta}^2(\theta, \varphi) + f_{\varphi}^2(\theta, \varphi)] d\Omega} + \frac{4\pi f_{\varphi}^2(\theta, \varphi)}{\int_{4\pi} [f_{\theta}^2(\theta, \varphi) + f_{\varphi}^2(\theta, \varphi)] d\Omega}.$$

Рабочий диапазон частот антенны

Интервал частот (Δf), в котором заданные параметры антенны не выходят из заданных границ, называется рабочим диапазоном частот антенны (полосой пропускания). Полоса частот антенны может определяться, исходя из различных параметров антенны:

1. КСВ (для наземных РЛС ≤ 1.5 ,
для самолётных РЛС ≤ 1.2);
2. КНД;
3. $2\Delta\theta_{0.5}$, УБЛ;
4. Р (для антенн с эллиптической поляризацией);

В зависимости от ширины рабочего диапазона частот, различают несколько типов антенн:

$$\frac{\Delta f}{f_0} < 0.1 \text{ – узкополосные антенны;}$$

$$0.1 < \frac{\Delta f}{f_0} < 0.5 \text{ – широкополосные антенны;}$$

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} > 2 \text{ – диапазонные антенны;}$$

$$\frac{f_{\max}}{f_{\min}} > 5 \text{ – частотно-независимые антенны;}$$

Допустимая величина излучаемой мощности определяется максимально допустимым значением амплитуды вектора напряженности электромагнитного поля. Обычно в 2÷3 раза меньше предельно-допустимой мощности (для воздуха пробивная напряженность электрического поля равна $30 \frac{\hat{A}}{\hat{n}}$ в точке максимальной напряженности поля вблизи поверхности антенны). Обычно определяют экспериментально.

Тема 1.1.2 Теория приёмных антенн

Приёмная антенна является устройством, которое преобразует энергию радиоволн в энергию токов СВЧ. Таким образом, по отношению к приёмнику она является генератором переменного тока, нагрузкой которого служит входное сопротивление приёмника.

Определив тем или иным способом ЭДС в приёмной антенне и, зная сопротивление антенны в точках подключения её к приёмнику, можно вычислить ток во входной цепи приёмника, напряжение на его зажимах и мощность, отдаваемую антенной приёмнику. Величина отдаваемой приёмнику мощности зависит не только от величины ЭДС приёмной антенны, но и от соотношения сопротивлений антенны и входной цепи приёмника.

Процесс возбуждения ЭДС в приёмной антенне является достаточно сложным физическим явлением.

Приёмная антенна, как и передающая, обладает направленными свойствами, т. е. способностью создавать различные ЭДС в зависимости от направления перехода электромагнитной волны. Действительно, при изменении этого направления соотношения между амплитудами и фазами токов, возбуждаемых на различных участках антенны, изменятся, произойдет перераспределение тока по антенне, и изменится ток на входе приёмника.

Таким образом, для излучения свойств антенны в режиме приёма необходимо уметь находить параметры её эквивалентной схемы, уметь рассчитывать ЭДС в зависимости от величины и направления перехода электромагнитной волны.

Как отмечалось ранее, непосредственное теоретическое исследование приёмных антенн представляет собой более трудную задачу, чем исследование работы передающих антенн. Трудности непосредственного исследования приёмных антенн можно, определяя параметра антенн в режиме приёма из рассмотрения её свойств в режиме передачи, используя известные из теории четырехполюсников теоремы.

Антенна является линейной системой. Поэтому соотношения между токами и напряжениями в различных участках антенны должны подчиняться из теории линейных электрических цепей основным теоремам: принципу суперпозиции, теореме об эквивалентном генераторе и теореме взаимности.

При рассмотрении приёмной антенны нас будут интересовать следующие вопросы:

- 1) Какова величина ЭДС и тока в приёмной антенне при заданной напряженности поля радиоволн, падающих на антенну;
- 2) Как зависят эти величины от направления прихода и поляризации падающей на антенну волны;
- 3) Какова величина сопротивления приёмной антенны, играющего роль внутреннего сопротивления генератора;
- 4) Какова величина мощности, отдаваемой приёмной антенной приёмнику

Для определения параметров антенны в режиме приёма пользуются, как правило, принципом взаимности.

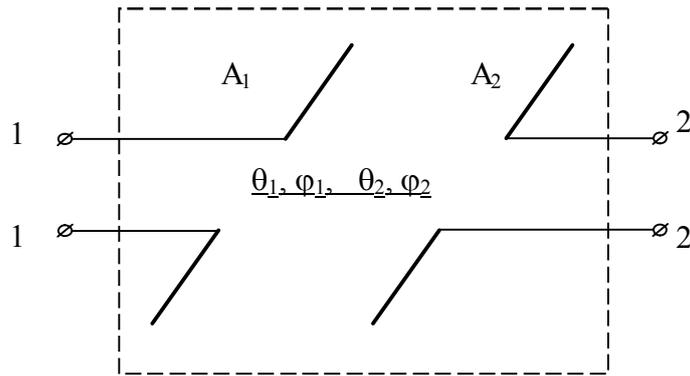


Рис. 1.11. Представление системы двух антенн в виде четырехполюсника:
 A_1 – передающая антенна; A_2 – приёмная антенна

Рассмотрим две антенны A_1 и A_2 (рис. 1.11). Промежуточная среда считается линейной (её параметры не зависят от величины напряженности поля) и изотропной (её параметры не зависят от направления распространения волны). Следовательно, исключаются случаи распространения радиоволн в плазме или какой-нибудь другой анизотропной среде (например, в феррите и ионосфере). Систему из двух антенн можно рассматривать как линейный, пассивный четырехполюсник с зажимами 1 – 1 и 2 – 2. Рассмотрим токи па входе и выходе такого четырехполюсника для двух случаев.

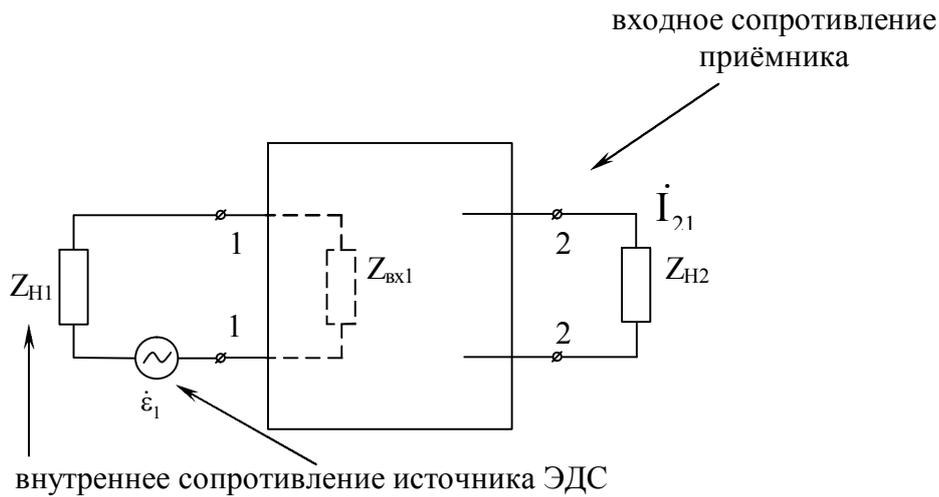


Рис. 1.12. Первый опыт, генератор присоединен к первой антенне

1) A_1 – передающая антенна; A_2 - приёмная (рис. 1.12). На входе и выходе включены дополнительные сопротивления $Z_{Н1}$ и $Z_{Н2}$, которые можно рассматривать как внутреннее сопротивление источника ЭДС и сопротивление нагрузки (входное сопротивление приёмника) соответственно. Пусть в этом

случае при ЭДС $\dot{\varepsilon}_1$ ток на выходе четырехполюсника (ток в нагрузке) будет \dot{I}_{21} .

2) A_2 – передающая антенна; A_1 – приёмная (рис. 1.13). Не изменяя взаимного положения антенн и величин дополнительных сопротивлений, поменяем местами источник ЭДС и приёмник. Величину ЭДС в этом случае положим равной $\dot{\varepsilon}_2$. При такой схеме величину Z_{H2} можно рассматривать как внутреннее сопротивление источника ЭДС, а Z_{H1} как нагрузку приёмной антенны. Теперь при ЭДС равной $\dot{\varepsilon}_2$ ток в нагрузке будет \dot{I}_{12} .

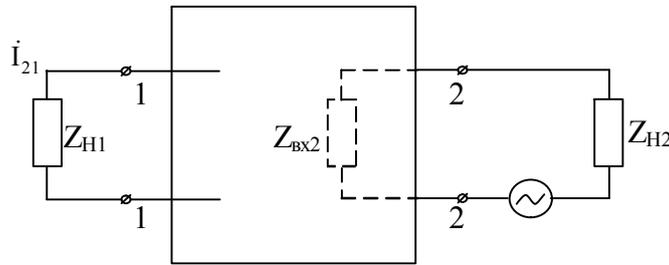


Рис. 1.13. Второй опыт, генератор присоединен ко второй антенне

Принцип взаимности утверждает, что

$$\frac{\dot{I}_{21}}{\dot{\varepsilon}_1} = \frac{\dot{I}_{12}}{\dot{\varepsilon}_2}.$$

Это соотношение справедливо для любых расстояний между антеннами и любой поляризации излучаемых ими в режиме передачи полей. Для амплитуд токов и ЭДС будем иметь:

$$\frac{\dot{I}_{21}}{\varepsilon_1} = \frac{I_{12}}{\varepsilon_2}. \quad (1.21)$$

Рассмотрим антенны с линейной поляризацией. Будем считать параметры этих антенн в режиме передачи известными $F(\theta, \varphi)$, D_{\max} , R_{Σ} , $Z_{\text{вх}}$.

Пусть антенна A_1 – передающая, тогда амплитуда поля, возбуждаемая A_1 у антенны A_2 , в соответствии с формулой идеальной радиопередачи будет равна:

$$E_{21} = \frac{\sqrt{60P_{\Sigma 1} D_{\max 1}}}{r} F_1(\theta_1, \varphi_1), \quad (1.22)$$

где $P_{\Sigma 1}$ – мощность излучения.

Используя определение сопротивления излучения, можно записать

$$P_{\Sigma_1} = \frac{I_1^2 R_{\Sigma_1}}{2},$$

Причем, как следует из рис. 1.12 ток на входе может быть представлен в виде:

$$I_1 = \frac{\varepsilon_1}{|Z_{H_1} + Z_{Bx_1}|},$$

При этом выражение для E_{21} может быть записано в виде:

$$E_{21} = \frac{\varepsilon_1 \sqrt{30 R_{\Sigma_1} D_{\max_1}}}{|Z_{H_1} + Z_{Bx_1}| r} F_1(\theta_1, \varphi_1).$$

Отсюда можно определить ε_1 :

$$\varepsilon_1 = \frac{r |Z_{H_1} + Z_{Bx_1}| F_{21}}{\sqrt{30 R_{\Sigma_1} D_{\max_1}} F_1(\theta_1, \varphi_1)}. \quad (1.23)$$

Если антенна A_2 работает на передачу, то аналогично получаем:

$$\varepsilon_2 = \frac{r |Z_{H_2} + Z_{Bx_2}| E_{12}}{\sqrt{30 R_{\Sigma_2} D_{\max_2}} F_2(\theta_2, \varphi_2)}. \quad (1.24)$$

В соответствии с принципом взаимности, подставляя выражения (1.23) и (1.24) в (1.21), получим:

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{r |Z_{H_2} + Z_{Bx_2}| E_{21} \sqrt{30 R_{\Sigma_1} D_{\max_1}} F_1(\theta_1, \varphi_1)}{\sqrt{30 R_{\Sigma_2} D_{\max_2}} F_2(\theta_2, \varphi_2) r |Z_{H_1} + Z_{Bx_1}| E_{21}} = \frac{I_{12}}{I_{21}}.$$

После несложных преобразований будем иметь:

$$\frac{|Z_{H_2} + Z_{Bx_2}| \sqrt{R_{\Sigma_1} D_{\max_1}} F_1(\theta_1, \varphi_1) E_{12}}{|Z_{H_1} + Z_{Bx_1}| \sqrt{R_{\Sigma_2} D_{\max_2}} F_2(\theta_2, \varphi_2) E_{21}} = \frac{I_{12}}{I_{21}}.$$

Группируя все параметры первой антенны в левой части, а параметры второй антенны в правой, получим:

$$\frac{\sqrt{R_{\Sigma 1} D_{\max 1}} F_1(\theta_1, \varphi_1) E_{12}}{|Z_{H_1} + Z_{Bx_1}| I_{12}} = \frac{\sqrt{R_{\Sigma 2} D_{\max 2}} F_2(\theta_2, \varphi_2) E_{21}}{|Z_{H_2} + Z_{Bx_2}| I_{21}}. \quad (1.25)$$

В проводимых нами «опытах» в соответствии с рис. 1.12 и рис. 1.13 антенны A_1 и A_2 выбирались произвольно. Если теперь вместо антенны A_2 взять какую-либо антенну A_2 , то можно записать:

$$\frac{\sqrt{R_{\Sigma 1} D_{\max 1}} F_1(\theta_1, \varphi_1) E_{12}}{|Z_{H_1} + Z_{Bx_1}| I_{12}} = \frac{\sqrt{R_{\Sigma 3} D_{\max 3}} F_3(\theta_3, \varphi_3) E_{31}}{|Z_{H_3} + Z_{Bx_3}| I_{31}}.$$

Сравнивая это выражение с выражением с выражением (1.25), можно сделать вывод, что для любой антенны должно выполняться соотношение:

$$\frac{\sqrt{R_{\Sigma 1} D_{\max 1}} F_1(\theta_1, \varphi_1) E}{|Z_{H_1} + Z_{Bx_1}| I} = N = \text{const.}$$

Отсюда будем иметь для амплитуды тока в приёмной антенне:

$$I = \frac{1}{N} \cdot \frac{E \sqrt{R_{\Sigma 1} D_{\max 1}} F_1(\theta_1, \varphi_1)}{|Z_{H_1} + Z_{Bx_1}|} = \frac{\varepsilon}{|Z_H + Z_{Bx}|}. \quad (1.26)$$

Это соотношение показывает, что приёмную антенну можно рассматривать как генератор с ЭДС равной следующему значению:

$$\varepsilon = \frac{1}{N} E \sqrt{R_{\Sigma} D_{\max}} F(\theta, \varphi). \quad (1.27)$$

и внутренним сопротивлением, равным входному сопротивлению этой антенны в режиме передачи. Таким образом, входные сопротивления в режиме приёма и передачи совпадают.

В соответствии с выражением (1.26) можно представить эквивалентную схему приёмной антенны (рис. 1.14)

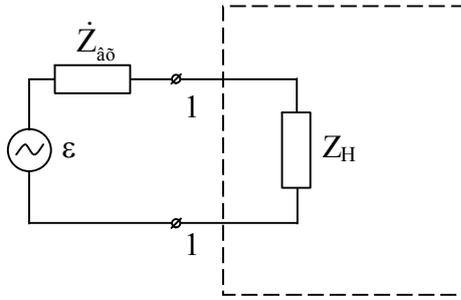


Рис. 1.14. Эквивалентная схема антенны в режиме приёма

Для определения значения постоянной N в выражениях (1.26) и (1.27) рассмотрим элементарный электрический излучатель (рис. 1.15).

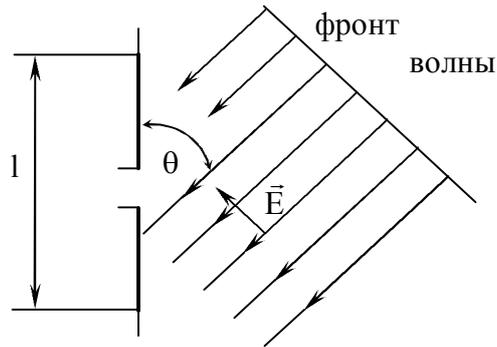


Рис. 1.15. Падение плоской волны на элементарный излучатель

ЭДС, наведенная на элементарном электрическом вибраторе длиной l , будет определяться из выражения:

$$\varepsilon = \int_l (\vec{E}, d\vec{l}).$$

Предполагая, что вектор напряженности электрического поля \vec{E} и диполь Герца лежат в одной плоскости, получим значение ЭДС:

$$\varepsilon = El \sin \theta \quad (1.28)$$

Другое выражение для ЭДС можно получить, используя выражение (1.27). В это выражение необходимо подставить значения R , D_{\max} и $F(\theta, \varphi)$, известные из электродинамики:

$$R_{\Sigma} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2, \quad D_{\max} = 1.5, \quad F(\theta, \varphi) = \sin \theta.$$

После подстановки получим еще одно выражение для ε :

$$\varepsilon = \frac{1}{N} E \sqrt{R_{\Sigma} D_{\max}} F(\theta, \varphi) = \frac{E}{N} \frac{\pi l}{\lambda} \sqrt{120} \sin \theta. \quad (1.29)$$

Естественно предположить, что значения, определяемые выражениями (1.28) и (1.29) равны друг другу.

$$\frac{E}{N} \frac{\pi l}{\lambda} \sqrt{120} \sin \theta = E l \sin \theta \rightarrow N = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{120}. \quad (1.30)$$

Таким образом, амплитуда тока в приёмной антенне в соответствии с выражениями (1.26) и (1.30) будет равна:

$$I = \frac{\lambda}{\pi |Z_{\text{H}} + Z_{\text{вх}}|} \frac{E}{\sqrt{120}} \sqrt{R_{\Sigma} D_{\max}} F(\theta, \varphi), \quad (1.31)$$

а ЭДС

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{\pi} E \sqrt{\frac{R_{\Sigma} D_{\max}}{120}} F(\theta, \varphi). \quad (1.32)$$

При выводе этих соотношений предполагалось, что плоскости поляризации антенн совпадают, иначе в выражения (1.31) и (1.32) необходимо добавить множитель $\cos \chi$, где χ – угол между плоскостями поляризации приёмной антенны и проходящей волны.

Из выражений (1.31) и (1.32) видно, что ток и ЭДС в приёмной антенне зависят от направления прихода электромагнитной волны и эта зависимость совпадает с зависимостью амплитуды напряженности электрического поля от направления «излучения» электромагнитной волны при работе антенны на передачу.

Зависимость амплитуды тока (или ЭДС) в приёмной антенне от углов θ и φ сферической системы координат, характеризующих направление прихода плоской электромагнитной волны постоянной амплитуды, нормированная относительно максимального значения, называется амплитудной характеристикой направленности приёмной антенны.

Теперь совершенно очевидно, что амплитудные характеристики антенн в режиме передачи и приёма совпадают. Можно также показать, что и фазовые характеристики антенн в режимах передачи и приёма также совпадают.

Поскольку антенну с произвольной эллиптической (круговой) поляризацией можно представить в виде суперпозиции двух антенн с линейными поляризациями, то можно сделать вывод, что параметры и характеристики

антенн в режимах передачи и приёма совпадают у антенн с любой поляризацией.

Определим мощность сигнала, выделяемую на активной части входного сопротивления приёмника, равно $Z_H = R_H + iX_H$

$$P_H = \frac{I^2 R_H}{2} = \frac{\varepsilon^2}{|Z_H + Z_{вх}|^2} \frac{R_H}{2}.$$

Будем рассматривать случай согласованной нагрузки. В этом случае:

$$Z_{вх} = Z_H, R_{вх} = R_H, X_{вх} = -X_H.$$

При этом $Z_H + Z_{вх} = 2R_{вх}$, а мощность сигнала, поступающего на вход согласованного приёмника с учётом (1.32) будет иметь вид:

$$P_H = \frac{\varepsilon^2}{8R_{вх}} = \frac{E^2 \lambda^2 R_\Sigma D_{\max} F^2(\theta, \varphi)}{960\pi^2 R_{вх}}.$$

Учитывая, что активную часть входного сопротивления антенны можно представить в виде $R_{вх} = R_\Sigma + R_{пот}$, где $R_{пот}$ – сопротивление, характеризующее необратимые тепловые потери в антенне,

$$\frac{R_\Sigma}{R_{вх}} = \eta, \quad D_{\max} F^2(\theta, \varphi) = D(\theta, \varphi), \quad \eta \times D(\theta, \varphi) = G(\theta, \varphi),$$

где η – КПД

Окончательно получим:

$$P_H = \frac{E^2}{240\pi} \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi). \quad (1.30)$$

Это выражение можно записать в следующем виде:

$$P_H = \Pi A_{эф}(\theta, \varphi),$$

где Π – плотность потока мощности сигнала;

$A_{эф} = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi)$, $A_{эф}$ имеет размерность площади и называется эффективной поверхностью антенны. Можно ввести понятие коэффициента использования поверхности (КИП) антенны:

$$\text{КИП} = \frac{A_{\text{эф max}}}{A_{\text{геом}}},$$

где $A_{\text{геом}}$ – площадь поверхности антенны.

Как правило, $\text{КИП} < 1$ и может составлять $0.5 \div 0.8$.

Эффективная площадь антенны представляет собою такую площадку, которая, будучи умноженной на плотность потока мощности приходящей волны, дает мощность, отдаваемую антенной согласованной нагрузке при условии, что поляризации антенны и падающей волны совпадают

Соотношение

$$A_{\text{эф}}(\theta, \varphi) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi). \quad (1.34)$$

является одним из важнейших в теории антенн. Оно связывает эффективную площадь – параметр, удобный в режиме приёма, с коэффициентом усиления – параметром, использование которого естественно в режиме передачи. Соотношение (1.34) пригодно для антенны любой конструкции без всяких ограничений.

Следует отметить, что величина $A_{\text{эф}}$ определяется только величиной коэффициента усиления.

Обычно, когда говорят об $A_{\text{эф}}$ антенны, то имеют ввиду значение $A_{\text{эф max}}$, соответствующее направлению главного максимума.

КНД приёмной антенны

КНД приёмной антенны в направлении θ, φ называется отношение мощности, поступающей на вход приёмника при приёме с направления θ, φ к среднему, при приёме по всем направлениям, значению мощности, поступающей на вход приёмника.

Значение мощности сигнала на входе согласованного приёмника будет равно:

$$P_{\text{H}} = \Pi \frac{\lambda^2}{4\pi} \eta D(\theta, \varphi). \quad (1.35)$$

Если бы антенна не имела потерь ($R_{\text{пот}} = 0, R_{\text{вх}} = R_{\Sigma}$), то

$$P_0 = \Pi \frac{\lambda^2}{4\pi} D(\theta, \varphi).$$

Таким образом, коэффициент полезного действия будет равен: $\eta = \frac{P_H}{P_0}$.

Коэффициентом усиления приёмной антенны называется отношение мощности, поступающей на вход приёмника при приёме на данной антенне, к мощности, поступающей на вход приёмника при приёме на ненаправленной антенне. При этом предполагается, что данная антенна и ненаправленная антенна согласованы с приёмником и что направленная антенна имеет КПД, равный единице.

КНД приёмной антенны называется отношение мощности, поступающей на вход приёмника при приёме на данной антенне, к мощности, поступающей на вход приёмника при приёме на ненаправленной антенне. При этом предполагается, что данная антенна и ненаправленная антенна согласованы с приёмником и что обе антенны имеют равный КПД.

Различие определений для КУ и КНД сводится к следующему. В первом случае предполагается, что ненаправленная антенна имеет КПД, равный единице, во втором – что обе антенны имеют одинаковый КПД.

Нетрудно показать, что второе определение КНД приёмной антенны тождественно приведенному выше определению.

Шумовая температура антенны

Шумы антенны складываются из двух составляющих – шума, обусловленного потерями в антенне (собственный шум антенны) и шума за счет внешних источников.

Собственный шум антенны определяется её физической температурой T_0 и сопротивлением потерь $R_{пот}$. В соответствии с формулой Найквиста средний квадрат шумового напряжения:

$$U_{ш_{пот}}^2 = 4kT_0R_{пот}\Delta f, \quad (1.36)$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ дж/град (постоянная Больцмана),
 Δf – полоса частот приёмника.

Для характеристики внешнего шума, принимаемого антенной, используется формула такого же вид, но этот шум относят к сопротивлению излучения антенны R_Σ :

$$U_{ш_\Sigma}^2 = 4kT_\Sigma R_\Sigma \Delta f,$$

где T_Σ – коэффициент пропорциональности, который представляет собою такую температуру сопротивления излучения, при которой его тепловой шум равен внешнему шуму, принимаемому антенной.

Величина T_{Σ} – называется эквивалентной шумовой температурой сопротивления излучения R_{Σ} . Так как собственные и внешние шумы статистически независимы, поскольку они вызваны совершенно различными причинами, то суммарный шум будет равен:

$$\bar{U}_{ш_A}^2 = \bar{U}_{ш_{пот}}^2 + \bar{U}_{ш_{\Sigma}}^2 = 4kT_A \Delta f (R_{пот} + R_{\Sigma}), \quad (1.37)$$

где $R_{вх} = R_{\Sigma} + R_{пот}$ – активная часть входного сопротивления антенны. Выражение (1.37) можно записать:

$$\bar{U}_{ш_A}^2 = 4kR_{вх} T_A \Delta f,$$

где $T_A = T_{\Sigma} \frac{R_{\Sigma}}{R_{пот} + R_{\Sigma}} + T_0 \frac{R_{пот}}{R_{пот} + R_{\Sigma}} = \eta T_{\Sigma} + (1 - \eta) T_0$.

T_A – эквивалентная шумовая температура антенны, такая температура входного сопротивления ($R_{вх}$), при которой его тепловой шум равен суммарному шуму антенны.

Мощность шумов антенны, подводимая к согласованному приёмнику в полосе частот можно определить из эквивалентной схемы (рис. 1.16) и выражения (1.36).

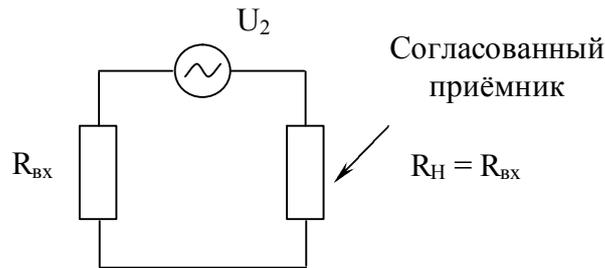


Рис. 1.16. Определение мощности шумов, подводимой к приёмнику

Окончательно можно записать:

$$P_{ш_A} = kT_A \Delta f \quad (1.38)$$

Определим шумовую температуру, обусловленную приёмом внешних шумов. Будем считать, что внешние шумы определяются тепловым радиоизлучением замкнутой вокруг антенны поверхности, например, сферы большого радиуса, превышающего расстояние до дальней зоны.

Если стенки такой сферы равномерно нагреты до яркостной температуры $T_{я}$, то плоскость потока излученной электромагнитной мощности на длине

волны λ в полосе частот Δf , приходящаяся на единицу телесного угла, (на основании основного закона Релея-Джинса) равна:

$$S_{ш} = \frac{2kT_{я}\Delta f}{\lambda^2}. \quad (1.39)$$

Шумовая мощность, выделяемая в согласованной нагрузке антенны, помещенной в центре такой сферы, может быть найдена из следующих предположений.

Считаем, что шумы в отличие от сигнала поступают на антенну со всех направлений. Плотность потока мощности шумов, приходящих с какого-либо направления, будет определяться яркостной температурой в этом направлении. Таким образом, необходимо просуммировать шумы, приходящие на антенну со всех направлений. В итоге можно получить:

$$P_{ш\Sigma} = \oint_{4\pi} \frac{1}{2} S_{ш}(\theta, \varphi) A_{эф} \eta F^2(\theta, \varphi) d\Omega,$$

в этом выражении коэффициент $1/2$ учитывает случайность поляризации теплового излучения. В случае, если $T_{я}(\theta, \varphi) = T_{я} = \text{const}$, получим:

$$P_{ш\Sigma} = \oint_{4\pi} \frac{1}{2} \frac{2kT_{я}\Delta f \lambda^2 D_m}{\lambda^2 4\pi} \eta F^2(\theta, \varphi) d\Omega.$$

После несложных преобразований можно записать: $kT_{я}\Delta f\eta$.

Таким образом, при равномерном распределении яркостной температуры шумовая температура антенны не зависит от формы Д.Н. и определяется только яркостной температурой и К.П.Д. антенны.

Если яркостная температура распределена по поверхности «сферы» неравномерно, то плотность потока падающей на антенну электромагнитной шумовой мощности также окажется зависящей от углов θ, φ ($S_{ш} = S_{ш}(\theta, \varphi)$). В этом случае можно записать:

$$P_{ш\Sigma} = \frac{k\Delta f D_m \eta}{4\pi} \oint_{4\pi} T_{я}(\theta, \varphi) F^2(\theta, \varphi) d\Omega.$$

Учитывая, что $P_{ш\Sigma} = kT_{\Sigma}\Delta f$, получим выражение для определения эквивалентной шумовой температуры сопротивления излучения:

$$T_{\Sigma} = \frac{D_m \eta}{4\pi} \int_{4\pi} T_{\text{я}}(\theta, \varphi) F^2(\theta, \varphi) d\Omega.$$

Таким образом, шумовая температура антенны без потерь представляет собою усредненную яркостную температуру окружающего пространства с учетом направленности антенны.

Основными источниками внешних шумов являются:

- тепловое радиоизлучение земной атмосферы;
- космическое радиоизлучение, включая радиоизлучение планет и звезд;
- тепловое радиоизлучение земли и предметов, расположенных вблизи антенны.

В метровом диапазоне космическое радиоизлучение весьма существенно. С укорочением длины волны оно уменьшается и в сантиметровом диапазоне становится очень малым.

Большее значение в этом диапазоне волн приобретают шумы атмосферы. Эти шумы растут с уменьшением угла места, поскольку растет толщина слоя атмосферы, участвующего в создании шумов.

При расчете шумовой температуры необходимо учитывать также тот факт, что на общем фоне более или менее равномерного космического радиоизлучения наблюдается множество «ярких» дискретных источников радиоизлучения – радиозвезд.

Все боковые и задние лепестки ДН антенны, так же как и главный лепесток, вносят вклад в её шумовую температуру. Для большинства целей достаточно предположить, что боковые лепестки при угле места меньше -10° «видят» землю при температуре 290 К, между -10° и 0° температура может быть принята 150 К, между -10° и 0° – 50°К и между 10° и 90° – 10°К (рис. 1.17).

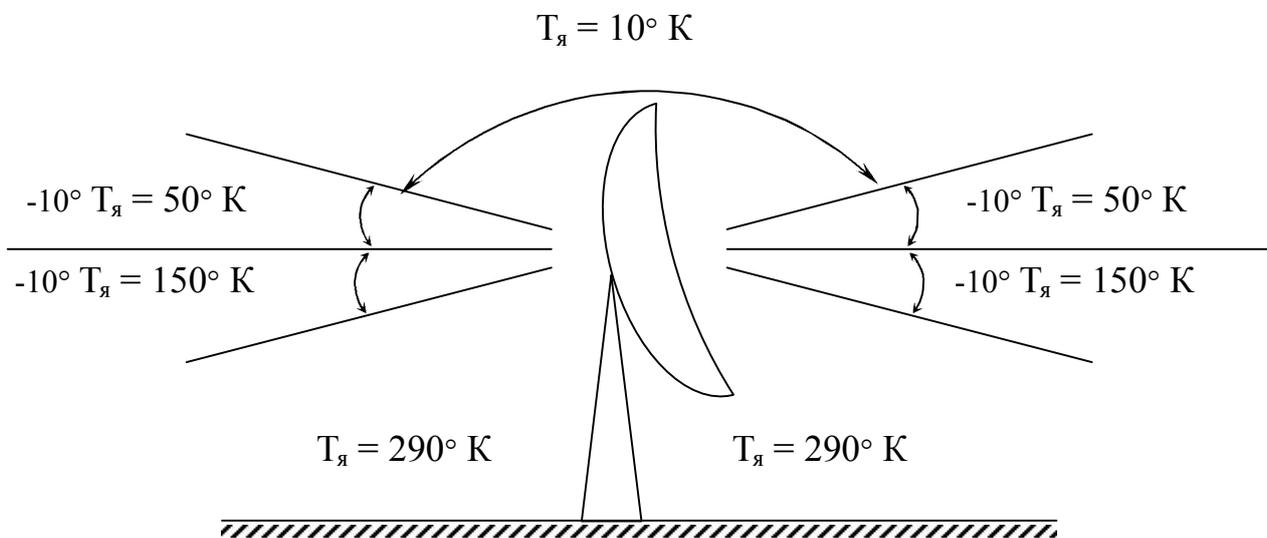


Рис. 1.17. Определение эквивалентной шумовой температуры сопротивления излучения

Качество приёмной антенны определяется отношением мощности полезного сигнала к мощности шумов:

$$\frac{С}{Ш} = \frac{П A_{эф}}{P_{ш пр} + P_{ш А}} = \frac{П \frac{\lambda^2}{4\pi} \eta D}{k\Delta f [T_{пр} + \eta T_{\Sigma} + T_0 (1 - \eta)]} = \frac{П \frac{\lambda^2}{4\pi} \left(\frac{G}{T}\right)}{k\Delta f}. \quad (1.40)$$

Коэффициент шума F_n связан с входной шумовой температурой приёмника T_e при помощи следующего выражения:

$$T_e = T_0 (F_n - 1),$$

$$T_0 = 200\text{К}.$$

Наглядным показателем работы системы является коэффициент шумовой добротности, определяемый как:

$$\frac{G}{T} = 10 \lg \left[\frac{G}{T(\text{К})} \right],$$

T – шумовая температура системы.

Коэффициент усиления антенны и шумовая температура системы обычно приводятся ко входу малошумящего приёмника.

В настоящее время шумовая температура приёмных устройств уже сравнялась с шумовой температурой антенны, а в некоторых случаях стала существенно меньше, и шумы антенны становятся основным источником тепловых шумов, ограничивающих чувствительность приёмной системы.

Главными источниками тепловых шумов, принимаемых антенной, является атмосфера, земная поверхность, крупногабаритные постройки, расположенные в непосредственной близости к антенне и элементы ландшафта.

В зависимости от ориентации антенны её шумовая температура изменяется. Для того, чтобы иметь возможность сравнивать по шумовой температуре разные антенны, условились характеризовать шумовую температуру антенны значением её при ориентации антенны в зенит.

Диаметр антенны	Диапазон частот	Ку (дБ)	КИП	$T_a(\text{К})$
Ø19м	11/15 гГц	65	0,62	81
Ø11,5м	20/30 гГц	66	0,72	15
Ø2,5м	3,6 гГц	35	0,61	70
Ø2,5м	12 гГц	48,5	0,7	45
Ø7м	4/6		0,7	50 К

Из выражения (1.40) видно, что для увеличения отношения сигнал/шум, нужно не только обеспечивать высокий КНД антенны (что важно и для передающих антенн), но и снижать шумовую температуру приёмного и антенного устройств.

Для обычных приёмников в сантиметровом диапазоне волн шумовая температура приёмника значительно превосходит температуру антенны. В этом случае для увеличения отношения сигнал/шум одинаково важно увеличивать как КНД антенны, так и КПД её.

Для малозумящих приёмников основную роль начинает играть шумовая температура антенны. В этом случае нет необходимости при построении приёмной антенны заботиться о её высоком КПД, что значительно удешевляет её конструкцию. Потери в антенне в равной мере уменьшают сигнал и помехи и их отношение сохраняется неизменным.

Если же принять специальные меры к уменьшению внешних шумов антенны, то большую роль приобретают собственные шумы антенны. Для их уменьшения нужно повышать КПД антенно-фидерного тракта. В этом случае конструктивные различия между передающими и приёмными антеннами уменьшаются.

Теорема перемножения

При определении электромагнитного поля произвольной излучающей системы было получено выражение для вектора напряжённости электрического поля в дальней зоне в виде произведения множителя сферической волны на векторную комплексную характеристику направленности (1.13). Очевидно, что множитель сферической волны будет присутствовать в виде коэффициента у поля любой антенны и поэтому при анализе характеристик антенн его можно не рассматривать.

Как следует из сравнения выражений (1.12) и (1.13) векторная комплексная характеристика направленности антенной системы, состоящей из одинаковых излучателей, в данном случае – из элементарных электрических излучателей, будет иметь вид:

$$\vec{f}(\theta, \varphi) = i \frac{60\pi \dot{I}_0 \Delta l_0}{\lambda} \sin \theta \vec{e}_0 \sum_n \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_0} e^{-ik\rho_n \cos(\gamma_n)} \quad (1.41)$$

Аналогично можно записать также и выражение для векторной комплексной характеристики направленности диполя Герца, сравнивая выражения (1.4) и (1.13) (по сути, отбрасывая множитель сферической волны у поля диполя Герца):

$$\vec{f}_e(\theta, \varphi) = i \frac{60\pi \dot{I}_0 \Delta l_0}{\lambda} \sin \theta \vec{e}_0. \quad (1.42)$$

Сравнивая выражения (1.41) и (1.42) можно сделать вывод, что векторная характеристика направленности системы одинаковых излучателей может быть представлена в виде:

$$\vec{f}(\theta, \varphi) = \vec{f}_e(\theta, \varphi) \cdot f_\Sigma(\theta, \varphi), \quad (1.43)$$

где $\vec{f}_e(\theta, \varphi)$ – векторная комплексная характеристика направленности элементарного излучателя, а выражение

$$f_\Sigma(\theta, \varphi) = \sum_n \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_0} e^{-ik\rho_n \cos \gamma_n} \quad (1.44)$$

носит название множителя антенной системы.

При получении выражения (1.41) предполагалось, что излучающая система состоит из одинаковых излучателей (антенн), являющиеся в данном случае элементарными электрическими излучателями. Если предположить, что излучающая система состоит из каких-либо других излучателей, имеющих другую характеристику направленности, например, из элементарных магнитных излучателей, то, совершенно очевидно, что ход получения выражения для поля всей системы не изменился бы, и мы получили бы выражения, аналогичные (1.41) и (1.43). В этих выражениях изменился бы первый сомножитель – характеристика направленности отдельного излучателя, из которых состоит вся система.

Отсюда можно сделать вывод, что выражение (1.43) имеет общий характер. Другими словами – характеристика направленности системы одинаковых излучателей может быть представлена в виде произведения характеристики направленности отдельного излучателя на множитель системы. Это заключение называется теоремой перемножения и является одним из важных положений теории антенн.

Следует отметить, что согласно теореме перемножения (1.43) поляризация антенны, состоящей из одинаковых излучателей, определяется поляризацией отдельного излучателя.

Исходя из выражения для множителя системы (1.44), он зависит от распределения амплитуды и фазы тока в излучателях $\left(\frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_0}\right)$ и от геометрии, в частности от размеров, антенны $(e^{-ik\rho_n \cos \gamma_n})$ эта зависимость скрыта в коэффи-

циентах ρ_n , который определяет размеры антенны, и γ_n – определяющий геометрию антенны.

Если ввести в рассмотрение гипотетический изотропный излучатель, характеристика направленности которого не зависит от направления излучения (углов сферической системы координат), то выражение (1.44) представляет собой характеристику направленности системы, состоящей из изотропных излучателей.

Раздел 1.2 Линейные излучающие системы

Тема 1.2.1 Линейные излучающие системы

Изучение остронаправленных антенн, имеющих узкую ДН, начнем с рассмотрения простейших остронаправленных систем – линейных излучателей. Говоря о линейном излучателе, мы будем иметь ввиду непрерывное или дискретное распределение одинаковых источников электромагнитного излучения вдоль отрезка заданной прямой. Причем для остронаправленных антенн длина этого отрезка, как правило, много больше длины волны, а поперечные размеры меньше или соизмеримы с длиной волны.

В курсе Устройства СВЧ и антенны раздел «Линейные излучающие системы» имеет фундаментальный характер. На примере этих антенн изучаются основные свойства излучающих систем, особенности формирования ДН антенн различными амплитудно-фазовыми распределениями, влияние размеров антенны на её параметры.

Как будет позже, многое из теории линейных антенн можно применить для анализа или синтеза плоских излучающих систем, используя метод эквивалентного линейного излучателя. При анализе линейных излучающих систем будем предполагать известной:

- Комплексную векторную нормированную характеристику направленности отдельных излучателей, причем эта характеристика будет считаться одинаковой для всех элементов $\vec{f}_e(\theta, \varphi)$;
- Место расположения излучателей вдоль отрезка прямой;
- Закон распределения комплексных коэффициентов возбуждения отдельных излучателей. Поскольку коэффициенты комплексные, то будет известна их амплитуда и фаза. Поэтому это распределение называется амплитудно-фазовым распределением (АФР).

Из теоремы перемножения (1.43) следует, что ХН линейной излучающей системы может быть представлена в виде:

$$\vec{f}(\theta, \varphi) = \vec{f}_e(\theta, \varphi) f_\Sigma(\theta, \varphi),$$

где $f_\Sigma(\theta, \varphi)$ – множитель системы (1.44).

На рис. 1.18 изображена система дискретных излучателей, расположенных вдоль отрезка прямой линии. Такая система называется линейной антенной решеткой (АР).

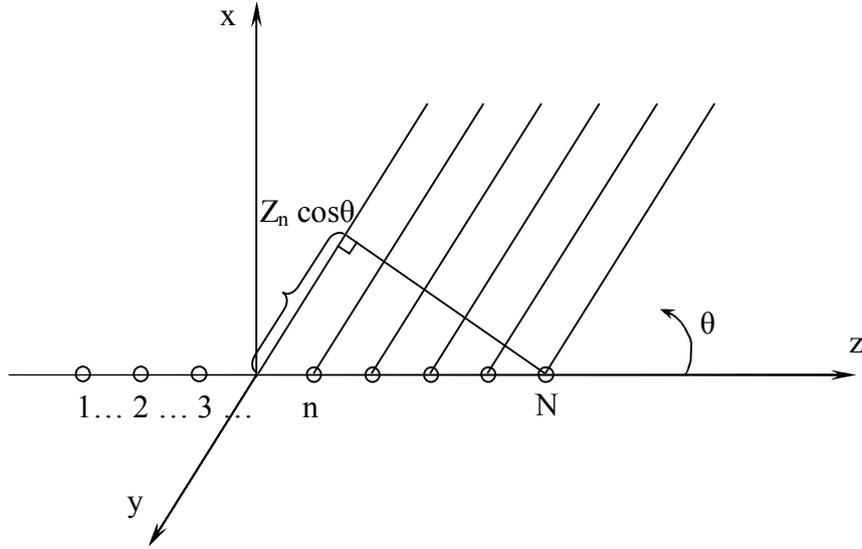


Рис. 1.18. Линейная дискретная излучающая система

Множитель системы такой антенны может быть представлен в следующем виде:

$$f_{\Sigma}(\theta) = \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{ikZ_n \cos\theta}, \quad (1.45)$$

где

$$\dot{I}_n = |\dot{I}_n| e^{i\varphi_n} \quad (1.46)$$

и является амплитудно-фазовым распределением.

Непрерывная линейная излучающая система или для краткости просто линейный излучатель (рис. 1.19) может рассматриваться как предельный случай линейной антенной решетки с числом элементов на интервале от $-L/2$ до $L/2$, стремящимся к бесконечности. Тогда суммирование в (1.45) заменяется интегрированием, $N \rightarrow \infty$, $Z_{n+1} - Z_n \rightarrow 0$, дискретная излучающая система переходит в непрерывную линейную излучающую систему. При этом множитель системы будет иметь вид:

$$f_{\Sigma}(\theta) = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \dot{I}(z) e^{ikz \cos\theta} dz, \quad (1.47)$$

$$I(z) = |\dot{I}(z)| e^{i\varphi(z)} - \text{АФР}, \quad (1.48)$$

где L – длина антенны;

$|I(z)|$ – амплитудное распределение;

$\varphi(z)$ – фазовое распределение.

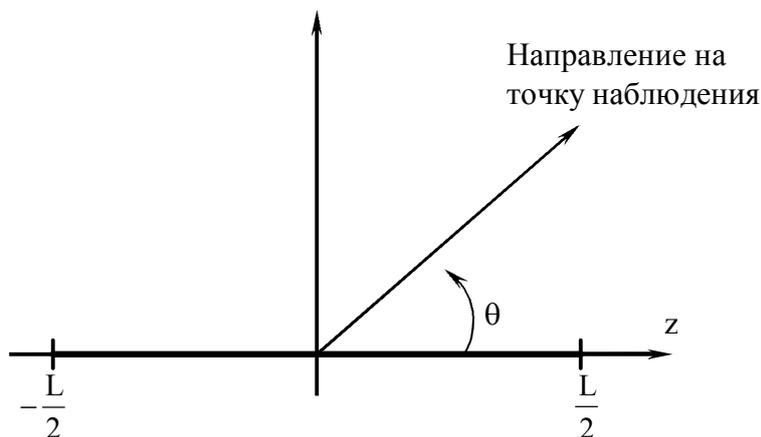


Рис. 1.19. Линейный излучатель

В физическом отношении множители направленности (1.45) и (1.47) описывают интерференцию сферических волн, возбуждаемых отдельными элементами системы. При создании остронаправленных антенн обычно стремятся, чтобы в заданном направлении излучаемые поля отдельных элементов складывались синфазно или почти синфазно, а в других направлениях эти поля должны в возможно большей степени компенсировать друг друга.

При рассмотрении линейных излучателей основное внимание уделяется свойствам множителя решетки, т.к. обычно ДН одного элемента широкая и не оказывает влияния на ДН всей системы за исключением специальных случаев, о которых мы будем говорить особо.

Рассмотрение множителя решетки начнем с непрерывного линейного распределения, т.к. свойства множителя направленности при этом оказываются более простыми.

Будем считать, что:

$$I(z) = I_0 e^{i \cdot k \cdot \xi \cdot z}, \quad (1.49)$$

I_0 – амплитудное распределение;

$k \xi z$ – фазовое распределение.

То есть, используем равномерное амплитудное распределение и линейное фазовое распределение. В соответствии с законом (1.49) амплитуда возбуждения в пределах длины излучателя L не зависит от продольной координаты z и равна постоянной величине (рис.1.20). Фаза возбуждения меняется вдоль излучателя по линейному закону (рис. 1.21), характерному для

бегущей волны, распространяющейся в направлении положительных значений координаты z .

Вид этих распределений показан на рис. 1.20 и рис. 1.21.

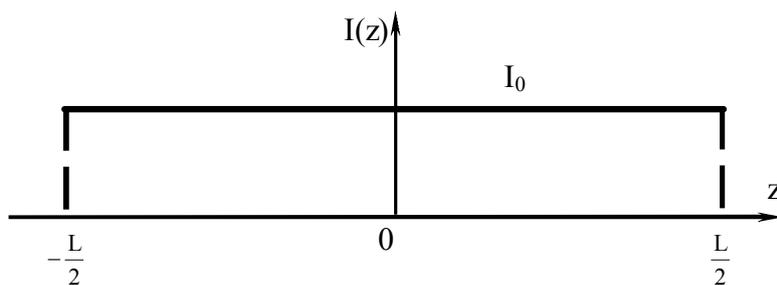


Рис. 1.20. Равномерное амплитудное распределение

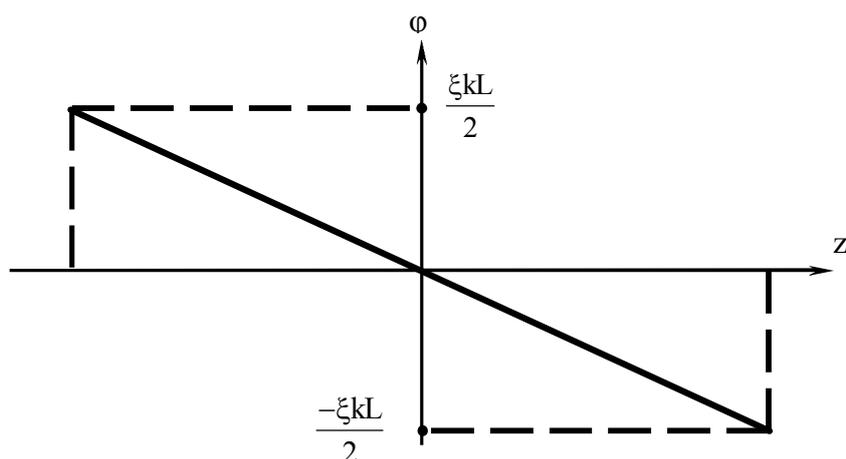


Рис. 1.21. Линейное фазовое распределение

В выражении для линейного фазового распределения присутствует безразмерная константа ξ , определим её физический смысл. Для этого найдем полную фазу тока возбуждения, помножив АФР на множитель $e^{i\omega t}$, опущенный ранее $e^{-i\xi kz} e^{i\omega t} = e^{i(\omega t - \xi kz)}$ полная фаза тока возбуждения $\varphi = \omega t - \xi kz$.

Найдем фазовую скорость волны тока возбуждения. Фазовая скорость – это скорость перемещения постоянной фазы вдоль антенны (вдоль координаты z). Приравняв полную фазу тока возбуждения константе, получим:

$$\omega t - \xi kz = \text{const.}$$

Дифференцируем это выражение по времени и используя определение фазовой скорости, волнового числа и скорости распространения электромагнитной волны в свободном пространстве (c), получим:

$$\begin{aligned}\omega - \xi k \frac{dz}{dt} &= 0, \\ \frac{dz}{dt} &= V_{\Phi} = \frac{\omega}{\xi k}, \\ k &= \omega \sqrt{\mu \varepsilon}, \\ V_{\Phi} &= \frac{1}{\xi \sqrt{\mu \varepsilon}}, \\ \sqrt{\mu \varepsilon} &= \frac{1}{c},\end{aligned}$$

Из выкладок следует, что $\xi = \frac{c}{V_{\Phi}}$ – коэффициент замедления волны тока, вдоль антенны.

При $\xi = 0$ фаза возбуждения постоянна вдоль длины антенны, что соответствует бесконечной скорости распространения возбуждения, и мы имеем случай так называемого идеального синфазного излучателя. При $|\xi| < 1$ фазовая скорость возбуждения превышает скорость света в окружающем антенну пространстве. При $|\xi| = 1$ фазовая скорость возбуждения точно равна фазовой скорости света и, наконец, при $|\xi| > 1$ имеет место случай возбуждения идеального линейного источника замедленной бегущей волной. Во всех случаях положительной величине ξ соответствует движение волны возбуждения в сторону положительных значений z , а отрицательной величине ξ – движение в сторону отрицательных z .

Таким образом, можно записать:

- $\xi = 0$ – «бесконечная» фазовая скорость – синфазный излучатель;
- $\xi > 1$ – возбуждение замедленной волной;
- $\xi < 1$ – возбуждение ускоренной волной.

Линейный излучатель с распределением возбуждения по закону (1.49) может быть назван идеальным линейным излучателем. Такой источник электромагнитных волн является своеобразным эталоном, относительно которого в теории антенн оцениваются свойства и параметры линейных излучателей с другими видами амплитудно-фазового распределения.

Определим множитель решетки для данного АФР. Выполняя интегрирование в выражении (1.47), получим:

$$f_{\Sigma}(\theta) = I_0 \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} e^{[kz(\cos\theta - \xi)]} dz = \frac{I_0}{i k(\cos\theta - \xi)} e^{ikz(\cos\theta - \xi)} \Bigg|_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}}.$$

Используя формулу Эйлера для экспоненты с мнимым показателем, получим:

$$f_{\Sigma}(\theta) = \frac{2I_0 \sin\left[\frac{kL}{2}(\cos\theta - \xi)\right]}{k(\cos\theta - \xi)}.$$

Это выражение после преобразования будет иметь вид:

$$f_{\Sigma}(\theta) = I_0 L \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\cos\theta - \xi)\right]}{\frac{kL}{2}(\cos\theta - \xi)}.$$

Нас будет интересовать нормированная ХН, поэтому можно записать:

$$F_{\Sigma}(U) = \frac{\sin U}{U}, \quad (1.50)$$

где $U = \frac{kL}{2}(\cos\theta - \xi)$ и носит название обобщенной угловой переменной (координаты).

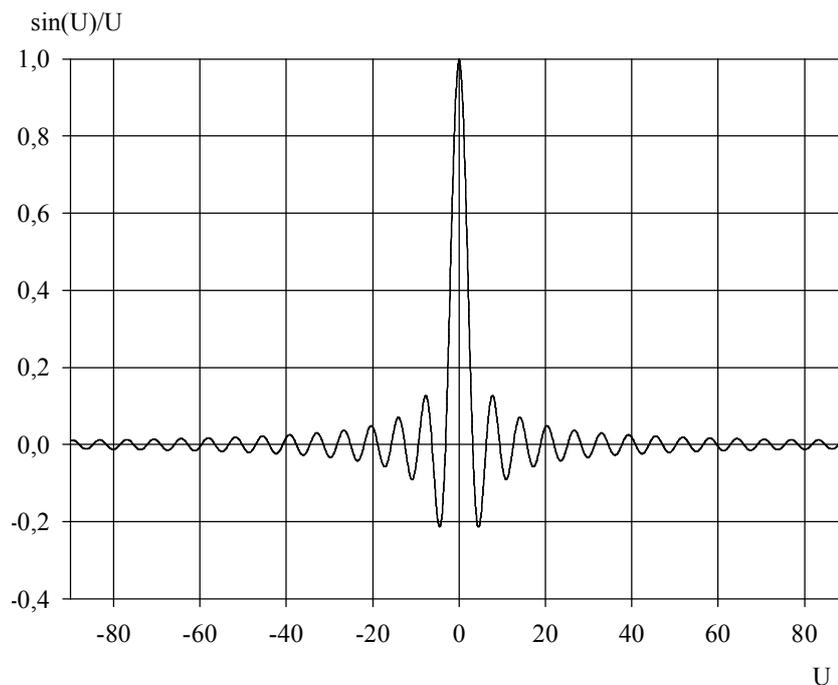


Рис. 1.22. Характеристика направленности непрерывного линейного излучателя

Множитель направленности идеального линейного излучателя (1.50) представляет собой вещественную функцию и, следовательно, поверхности равных фаз в дальней зоне имеют вид сфер с центром в начале координат, т. е. в средней точке антенны. Таким образом, линейный излучатель с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением независимо от величины коэффициента замедления фазовой скорости имеет фазовый центр, совпадающий с серединой излучателя.

Следует отметить, что если при интегрировании выбрать центр системы координат не в центре антенны, а где-то в другом месте, то в окончательном выражении появится множитель, представляющий собой фазовую характеристику направленности, вид которой будет зависеть от выбора центра системы координат. Для определения координат фазового центра при этом могут быть использованы выражения (1.19) – (1.20).

На рис. 1.22 показан модуль функции (1.50).

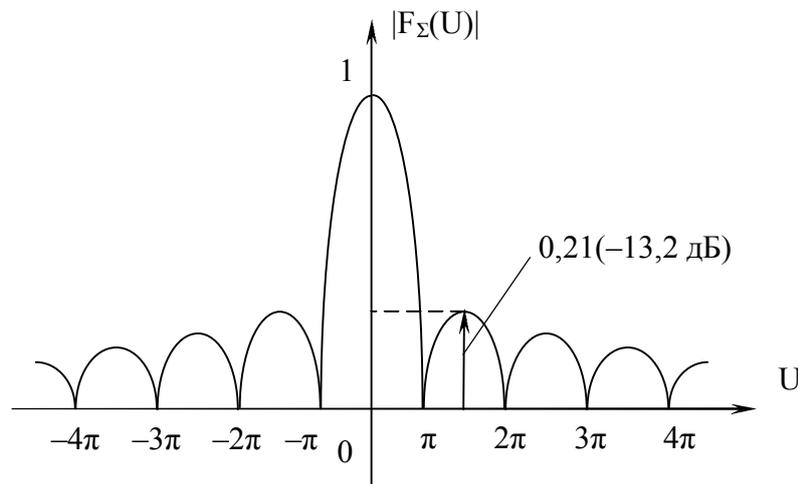


Рис. 1.23. Амплитудная характеристика направленности непрерывного линейного излучателя с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением

Положение нулей характеристики направленности определяется значением $U = n\pi$, $n = 1, 2, 3 \dots$, а положение максимумов определяется из условия:

$$\frac{dF_{\Sigma}}{dU} = 0$$

Выполняя дифференцирование выражения (1.50), получим:

$$\frac{U \cos U - \sin U}{U^2} = 0.$$

Это уравнение после преобразований можно записать в следующем виде:

$$U = \text{tg}U. \quad (1.51)$$

Таким образом, положения максимумов ДН (1.50) могут быть найдены из решения трансцендентного уравнения (1.51).

Приближенными решениями уравнения (1.51) могут служить значения $U = n\pi + \pi/2$, представляющие собой середины боковых лепестков (эти значения тем более точны, чем больше значения n). Отсюда могут быть получены уровни дальних боковых лепестков $\frac{1}{n\pi + \frac{\pi}{2}} = \frac{2}{(2n+1)\pi}$.

Функция $\frac{\sin U}{U}$ имеет максимум при $U = 0$ и этот максимум равен единице (первый замечательный предел), отсюда направление главного лепестка (θ_0) можно определить из условия:

$$\begin{aligned} \cos(\theta_0) - \xi &= 0 \\ \theta_0 &= \arccos \xi, \quad |\xi| \leq 1 \end{aligned}$$

При $|\xi| = 0$, т. е. при синфазном возбуждении, угловое положение главного максимума $\theta_0 = \pi/2$ перпендикулярно оси антенны и имеет место режим поперечного излучения. При $0 < |\xi| < 1$ главный лепесток множителя направленности отклоняется от нормали к оси антенны в сторону движения волны возбуждения. Это так называемый режим наклонного излучения. Таким образом, при изменении коэффициента замедления в пределах интервала $(-1, 1)$ направление максимума главного лепестка множителя направленности линейного излучателя изменяется в пределах $180^\circ > \theta_0 > 0$.

При $|\xi| = 1$ главный максимум характеристики направленности оказывается ориентированным точно в направлении оси антенны. Это режим осевого излучения, наблюдаемый при фазовой скорости возбуждения, равной скорости света в окружающем антенну пространстве.

Мы видим, что изменением ξ можно получить различное положение максимума ДН в пространстве. Изменение положения главного лепестка ДН в пространстве называют сканированием.

Таким образом, в зависимости от значения ξ можно различить три режима:

- I. Режим поперечного излучения $\xi = 0, \theta_0 = \pi/2$;
- II. Режим наклонного излучения $0 < \xi < 1, 0 < \theta < \pi/2$;
- III. Режим осевого излучения $\xi = 1, \theta = 0$.

Реальный угол θ изменяется в пределах $0 < \theta < \pi/2$ (рис. 19). При этом значение обобщенной угловой координаты U изменяется в пределах

$-\frac{\pi L}{\lambda} < U < \frac{\pi L}{\lambda}$. Поэтому, хотя функция $\frac{\sin U}{U}$ формально задана для любых значений U , практический интерес при определении ДН антенны представляет только этот участок изменения U . Этот участок:

$$-\frac{\pi L}{\lambda} < U < \frac{\pi L}{\lambda} \quad (1.52)$$

называется областью реальных (вещественных) углов. Иногда этот участок называют также областью видимых углов. Область $|U| > \frac{\pi L}{\lambda}$ – называется областью мнимых углов, это обусловлено тем, что этим значениям U соответствуют значения $1 < |\cos(\theta)|$, которые в соответствии с формулой Эйлера можно интерпретировать как косинусы мнимых углов θ .

Функция $\frac{\sin U}{U}$ имеет смысл на всем интервале изменения U от $-\infty$ до $+\infty$. Определим максимальное и минимальное значение U для реальной антенны.

$$U_{\max} = \frac{kL}{2}(1 - \xi),$$

$$U_{\min} = -\frac{kL}{2}(1 + \xi).$$

Длина всего участка

$$U_{\max} - U_{\min} = kL = 2\pi \left(\frac{L}{\lambda} \right).$$

Чем больше $\left(\frac{L}{\lambda} \right)$, тем больше боковых лепестков попадает в область между U_{\max} и U_{\min} . Эту область называют областью реальных или вещественных углов, либо областью видимости.

Вне этого участка $|\cos\theta| > 1$. Это можно представить как косинусы мнимых углов:

$$\cos\theta = \frac{e^{i\theta} + e^{-i\theta}}{2} - \text{модуль косинуса для вещественных углов} \leq 1,$$

$$\cos i\theta = \frac{e^{-\theta} + e^{\theta}}{2} - \text{модуль косинуса для мнимых углов как угодно велик.}$$

Значения характеристики направленности в области мнимых углов характеризуют реактивное поле антенны в её ближней зоне. В зависимости от длины антенны ширина зоны вещественных углов (зоны видимости) будет изменяться.

Таким образом, при изменении коэффициента замедления в пределах интервала $(-1, 1)$ главный лепесток множителя направленности линейного излучателя сканирует в пределах $180^\circ > \theta > 0$.

При приближении величины U к единице главный лепесток начинает «уходить» за границу области видимости и при $|U| = 1$ главный максимум функции оказывается ориентированным точно в направлении оси антенны. Это режим осевого излучения, наблюдаемый при фазовой скорости возбуждения, равной скорости света в окружающем антенну пространстве. Если $|U| > 1$, то главный максимум функции оказывается уже за пределами области реальных углов. Здесь при значениях $|U|$ близких к единице, вначале сохраняется режим осевого излучения с замедленной фазовой скоростью пока остающаяся в области видимости часть главного лепестка характеристики направленности превышает по величине уровень первого бокового лепестка. При дальнейшем увеличении $|U|$ в области реальных углов остаются только боковые лепестки характеристики направленности и в пространстве не будет ни одного направления, в котором излучение всех элементов было бы синфазным. Это означает, что волны, излучаемые «отдельными» элементами антенны, в значительной степени компенсируют друг друга и антенна оказывается неэффективной. Поэтому линейные излучатели с большим замедлением фазовой скорости возбуждения не представляют особого интереса для дальнейшего анализа.

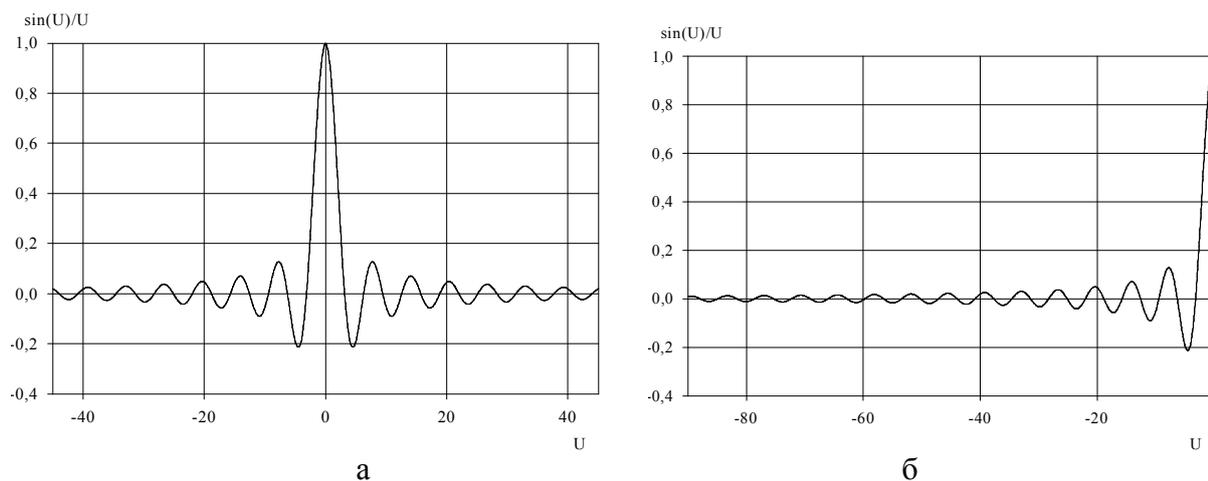


Рис. 1.24. Характеристика направленности непрерывного линейного излучателя при различных положениях зоны видимости: а – режим синфазного излучения $\xi = 0$;
б – режим осевого излучения $\xi = 1$

На рис. 1.24 показаны виды характеристики направленности при различных значениях коэффициента замедления, причем на рисунках показана

только зона видимости. Размер зоны видимости в данном случае равен 10. Видно, что при сканировании изменяется положение зоны видимости, сама же характеристика направленности не изменяет своего вида (при фиксированной длине антенны).

Следовательно, при $|\xi| > 1$ будем иметь сначала режим осевого излучения с замедленной фазовой скоростью, граница зоны видимости на рис. 1.24 сместится влево в область основного лепестка и его амплитуда уменьшится, затем амплитуда основного лепестка станет равной боковому лепестку, и вся характеристика будет представлять набор примерно равных лепестков. Антенна практически перестает выполнять свою основную функцию – концентрировать излучение в каком либо преимущественном направлении.

Поскольку угол наблюдения θ связан с обобщенной угловой переменной U нелинейной зависимостью $U = \frac{kL}{2}(\cos\theta - \xi)$, то ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности оказывается непостоянной в процессе сканирования и резко меняется при переходе к режиму осевого излучения.

Для обобщенной угловой переменной можно представить зависимость обобщенной угловой переменной в виде функциональной зависимости $U = f(\theta)$. В таком случае для малых изменений переменных можно записать $\Delta U = f'_\theta(\theta)\Delta\theta$, где $f'_\theta(\theta)$ – производная функции U по переменной θ . Для ширины ДН по уровню половинной мощности получим $\Delta\theta = \frac{\Delta U}{\left(\frac{\partial U}{\partial \theta}\right)}$ при $\theta = \theta_0$

(θ_0 – направление главного максимума ДН). ΔU – интервал изменения обобщенной угловой переменной при изменении амплитуды ДН в $\sqrt{2}$ раз. Из рис. 1.25 можно определить, что ширина ДН в обобщенных угловых координатах равна $\Delta U = 2.78$. Откуда следует:

$$\Delta\theta \approx \frac{2.78\lambda}{\pi L \sin \theta_0}. \quad (1.53)$$

В этом выражении ширина ДН определяется в радианах, что не всегда удобно. Можно записать значение ширины ДН по уровню половинной мощности в градусах:

$$\Delta\theta \approx \frac{50.7^\circ \lambda}{\pi L \sin \theta_0}.$$

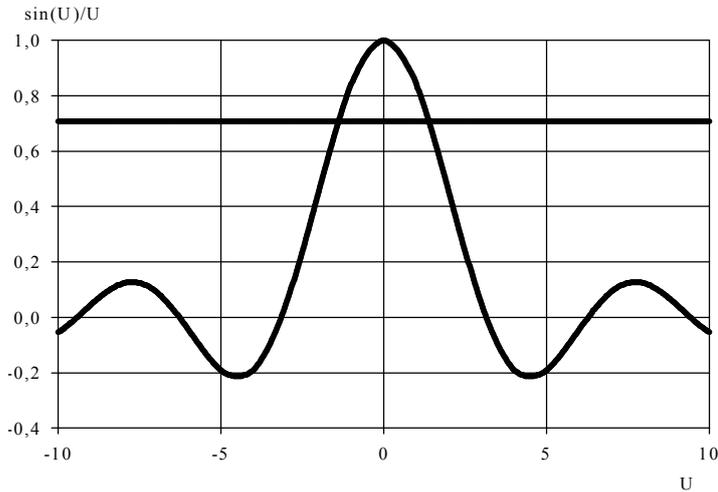


Рис. 1.25. К определению ширины ДН по уровню половинной мощности в режимах поперечного и наклонного излучений

Иногда используют понятие ширины ДН по «нулям», как легко понять, при этом получим

$$\Delta\theta_0 = \frac{2\pi}{\left(\frac{\partial U}{\partial \theta}\right)} = \frac{2\pi}{\frac{kL}{\theta} \sin \theta} \quad (1.54)$$

при $\theta = \theta_0$.

Для размеров антенны более пяти длин волн формула (1.53) дает ошибку менее 0.2% при поперечном излучении. При наклонном излучении ошибка может возрасти до 4%, когда луч подходит к оси антенны на угол, равный его удвоенной ширине.

В режиме осевого излучения как видно из рис. 1.25 при определении ширины ДН необходимо решить уравнение вида

$$-1.39 = \frac{\pi L}{\lambda} \left(\cos \frac{\Delta\theta}{2} - 1 \right), \quad (1.55)$$

где $\Delta\theta$ – ширина ДН. Как правило, ширина ДН является небольшой величиной и можно использовать для косинуса следующее приближение $\cos x \cong 1 - \frac{x^2}{2} + \dots$, что позволяет получить после несложных выкладок выражение для ширины ДН в режиме осевого излучения:

$$\Delta\theta = 2\sqrt{\frac{2.78\lambda}{\pi L}}. \quad (1.56)$$

Как отмечалось выше, при дальнейшем увеличении ξ основной лепесток начинает переходить в зону мнимых углов. Из рис. 1.24 можно понять, что при этом будет, с одной стороны, уменьшаться ширина ДН антенны, а, с другой – будет возрастать относительный уровень боковых лепестков (из-за уменьшения уровня основного лепестка). Первый процесс должен приводить к увеличению концентрации излучения антенны, а второй, наоборот – к уменьшению. Как правило, при наличии двух противоположно направленных процессов должны существовать оптимальные параметры, приводящие к некоторому максимуму концентрации излучения. Действительно, оказывается, что такое оптимальное значение коэффициента замедления ξ существует и оно равно $|\xi_{\text{opt}}| \approx 1 + \frac{\lambda}{2L}$. Такой режим получил название режима оптимального осевого излучения. На рис. 1.26 показано определение ширины ДН излучателя в таком режиме. Оказывается, что значение максимума ДН уменьшается при этом до 0.637, что соответствует значению $U = -\frac{\pi}{2}$. Значение ДН при уровне половинной мощности равно $\sqrt{2} * 0.637 = 0.45$, что соответствует значению $U = -2.01$

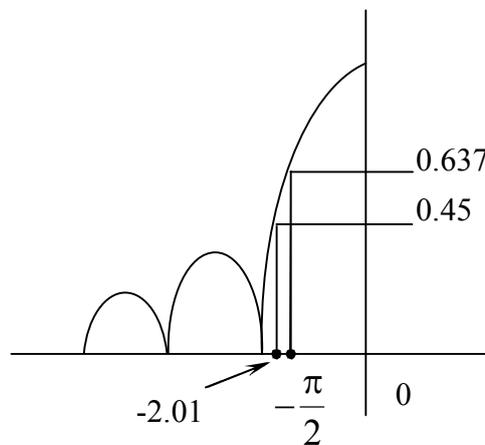


Рис. 1.26. К определению ширины ДН по уровню половинной мощности в режиме оптимального осевого излучения

Ширина ДН при этом в отличие от выражения (1.55) будет определяться выражением:

$$-2.01 = \frac{\pi L}{\lambda} \left(\cos \frac{\Delta\theta_{\text{opt}}}{2} - \xi_{\text{opt}} \right),$$

что дает следующее значение:

$$\Delta\theta_{\text{opt}} = 2 \sqrt{\frac{0.96\lambda}{\pi L}}. \quad (1.57)$$

Видно, что это значение существенно меньше ширины ДН в режиме «обычного» осевого излучения (1.56).

Как отмечалось выше, при этом происходит рост уровня боковых лепестков, он достигает значения

$$\text{ОАЭ} = \frac{1}{3}(-9.54 \text{ дБ}).$$

КНД непрерывного линейного излучателя

По определению КНД равен отношению плотности потока мощности в данном направлении к средней плотности потока мощности:

$$D = \frac{S_{\max}}{S_{\text{ср}}}.$$

При известной нормированной амплитудной характеристике направленности $F^2(\theta, \varphi)$ можно записать $S_{\max} \sim \frac{F^2}{R^2}$, при этом:

$$S_{\text{ср}} = \frac{1}{R^2 4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) R^2 \sin \theta d\theta d\varphi,$$

где $4\pi R^2$ – площадь сферы, окружающей антенну.

Таким образом, как показано выше, можно записать:

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) R^2 \sin \theta d\theta d\varphi}.$$

Для определения КНД непрерывного линейного излучателя с равномерным амплитудным распределением в эту формулу необходимо подставить выражение для нормированной характеристики направленности, которое мы определяли на прошлой лекции.

При этом мы по-прежнему будем считать, что излучающие элементы линейного излучателя изотропны, т.е. подставлять в выражение для КНД только множитель направленности антенны.

Если нам известна ненормированная характеристика направленности $f^2(\theta, \varphi)$, то нормированная будет определяться из выражения

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{f^2(\theta, \varphi)}{f^2(\theta_0, \varphi_0)},$$

θ_0, φ_0 – направления максимального излучения, тогда

$$D = \frac{4\pi f^2(\theta_0, \varphi_0)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}.$$

Для линейного излучателя множитель направленности не зависит от угла φ , поэтому

$$D = \frac{2 f^2(\theta_0)}{\int_0^\pi f^2(\theta) \sin \theta d\theta}. \quad (1.58)$$

В этом выражении диаграмма направленности может быть представлена в виде:

$$f(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi) \right]}{\frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi)}.$$

Перейдем к переменной U для выполнения интегрирования в выражении (1.58). Поскольку $U = \frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi)$, то $dU = -\frac{kL}{2} \sin \theta d\theta$. Тогда окончательно получим:

$$D = \frac{f^2(\theta_0) kL}{\frac{kL}{2} \int_0^\pi f^2(\theta) \sin \theta d\theta} = \frac{kL f^2(\theta_0)}{\int_{U_{\min}}^{U_{\max}} f^2(U) du}.$$

Ранее было определено, что $U_{\max} = \frac{kL}{2} (1 - \xi)$, а $U_{\min} = \frac{kL}{2} (1 + \xi)$. Интеграл в знаменателе выражения может быть записан в виде:

$$\int_{U_{\min}}^{U_{\max}} f^2(U) du = \frac{\sin^2 U_{\min}}{U_{\min}} - \frac{\sin^2 U_{\max}}{U_{\max}} + S_i(2U_{\max}) - S_i(2U_{\min}),$$

где $S_i(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt$ – интегральный синус.

Таким образом, может быть получено выражение для КНД:

$$D = \frac{kL f^2(\theta_0)}{\frac{\sin^2 U_{\min}}{U_{\min}} - \frac{\sin^2 U_{\max}}{U_{\max}} + S_i(2U_{\max}) - S_i(2U_{\min})}. \quad (1.59)$$

При этом

$$f^2(\theta_0) = \begin{cases} 1.0, & |\xi| \leq 1 \\ \frac{\sin^2 \left[\frac{kL}{2} (\cos \theta_0 - \xi) \right]}{\left[\frac{kL}{2} (\cos \theta_0 - \xi) \right]^2}, & |\xi| > 1 \end{cases}$$

Первый случай для поперечного, наклонного или осевого излучения, когда максимум излучения антенны находится в области видимости или в области реальных углов. Второй случай для осевого излучения, тогда максимум излучения находится в области мнимых углов.

Рассмотрим случай, когда главный лепесток полностью находится в зоне видимости, т.е. ограничимся наклонным и поперечным излучениями. При этом

$$U \geq \pi \rightarrow \frac{kL}{2} (1 - |\xi|) \geq \pi$$

$$|\xi| \leq 1 - \frac{\lambda}{L}$$

$$U_{\max} = \pi, U_{\min} = -\pi,$$

$S_i(x) = -S_i(x)$ это следует из определения функции интегрального синуса.

$$D = \frac{kL}{2S_i(2\pi)} \approx \frac{2L}{\lambda} 1.11$$

Предположим теперь, что $\frac{\sin^2 U_{\min}}{U_{\min}} \rightarrow 0$, $\frac{\sin^2 U_{\max}}{U_{\max}} \rightarrow 0$,

$$S_i(2U_{\min}) \rightarrow -\frac{\pi}{2}, \quad S_i(2U_{\max}) \rightarrow \frac{\pi}{2}, \quad S_i(x) \rightarrow \frac{\pi}{2}, \quad \text{при } x \rightarrow \infty.$$

Тогда для оценки КНД получим выражение:

$$D = \frac{kL}{\pi} = \frac{2L}{\lambda}. \quad (1.60)$$

В первой оценке мы не учитывали бокового излучения, т.е. мощности рассеиваемой боковыми лепестками. Видно, что эта мощность для линейного излучателя не превышает 10%.

Интересным на первый взгляд покажется то, что КНД не зависит от угла сканирования. Мы знаем, что при отклонении от нормали луч расширяется, т.е. концентрация излучения падает, кажется, что должен бы и уменьшаться КНД, однако этого не происходит благодаря тому, что телесный угол, занимаемый основным лепестком ДН, уменьшается.

В режиме осевого излучения $|\xi| = 1$, $U_{\max} = 0$ и оценки коэффициента направленного действия будут иметь вид:

$$D = \frac{kL}{-S_i(2\pi)} = \frac{4L}{\lambda} 1.11, \quad (1.61)$$

$$D = \frac{kL}{-S_i(\infty)} = \frac{4L}{\lambda}.$$

В этом режиме КНД в два раза увеличился, а рассеяние в боковые лепестки по-прежнему не превышает 10%.

В режиме осевого излучения при $|\xi| > 1$ получаем следующие оценки:

$$D = \frac{kL \left(\frac{\sin U_{\max}}{U_{\max}} \right)^2}{\left[S_i(2\pi) + S_i(2U_{\max}) - \frac{\sin U_{\max}}{U_{\max}} \right]},$$

$$D = \frac{kL \left(\frac{\sin U_{\max}}{U_{\max}} \right)^2}{\left[\frac{\pi}{2} + S_i(2U_{\max}) - \frac{\sin^2 U_{\max}}{U_{\max}} \right]}.$$

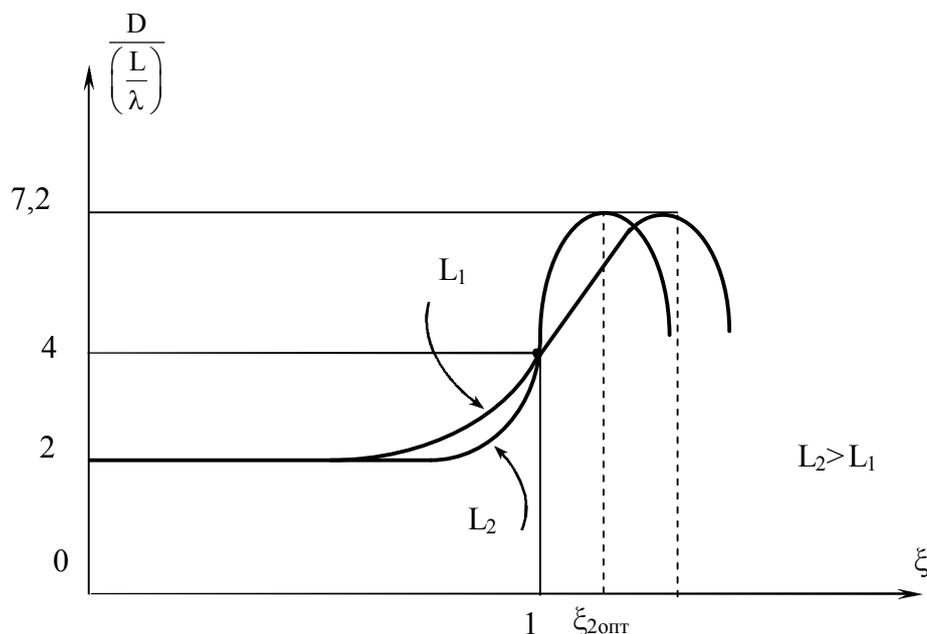


Рис. 1.27. Зависимость КНД от коэффициента замедления

Оптимальные значения коэффициента замедления на рис. 1.27 определяются из выражения:

$$\xi_{\text{opt}} = 1 + \frac{\lambda}{2L}.$$

Влияние амплитудного распределения на параметры ДН

Как было определено ранее, излучатель с равномерным амплитудным распределением имеет уровень боковых лепестков УБЛ ~ -13.2 дБ. Для большинства практических применений такой уровень боковых лепестков оказывается неприемлемо большим. Он может привести к проблемам по обеспечению электромагнитной совместимости различной радиоэлектронной аппаратуры. Поэтому необходимо выяснить, что влияет на уровень бокового излучения антенн и как можно уменьшить этот уровень.

Рассмотрим синфазное амплитудное распределение следующего вида:

$$I(z) = P + \Delta \cos \frac{2\pi Z}{L}, \quad (1.62)$$

где $-\frac{L}{2} < Z < \frac{L}{2}$.

Это амплитудное распределение носит название «косинус на пьедестале», либо «растянутый косинус на пьедестале» [1]. Форма амплитудного распределения зависит от величины «пьедестала» - P. При $\Delta = 0$ будем иметь равномерное амплитудное распределение, а при $P = 0$ – косинусоидальное амплитудное распределение. На рис. 1.28 показан вид данного амплитудного распределения при различных соотношениях между P и Δ .

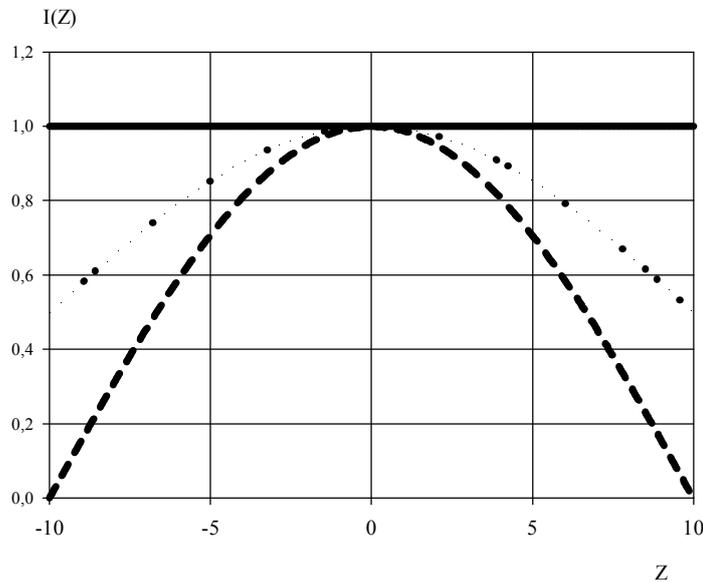


Рис. 1.28. Вид амплитудного распределения «косинус на пьедестале» при различных значениях Δ и P в соответствии с выражением (1.62)

Для упрощения выкладок необходимо представить данное амплитудное распределение в следующем виде:

$$I(z) = P + \frac{\Delta}{2} e^{-i\xi kz} + \frac{\Delta}{2} e^{i\xi kz}, \quad (1.63)$$

где $\xi = \frac{\lambda}{2L}$.

Запись амплитудного распределения в форме (1.63) позволяет сразу найти выражение для характеристики направленности, поскольку для получения выражений при интегрировании (1.63) можно использовать результаты, полученные при интегрировании выражения (1.49). При этом получим выражение для ненормированного множителя направленности в следующем виде:

$$f(\theta) = P \frac{\sin\left(\frac{kL}{2} \cos\theta\right)}{\frac{kL}{2} \cos\theta} + \frac{\Delta}{2} \frac{\sin\frac{kL}{2}\left(\cos\theta - \frac{\lambda}{2L}\right)}{\frac{kL}{2}\left(\cos\theta - \frac{\lambda}{2L}\right)} + \frac{\Delta}{2} \frac{\sin\frac{kL}{2}\left(\cos\theta + \frac{\lambda}{2L}\right)}{\frac{kL}{2}\left(\cos\theta + \frac{\lambda}{2L}\right)}. \quad (1.64)$$

Как видно из выражения (1.64), характеристика направленности в этом случае состоит из суммы трех функций вида $\frac{\sin U}{U}$, каждая из которых расположена в различных точках оси U , причем их положение на этой оси, как видно из сравнения выражений (1.63) и (1.64), определяется значением коэффициента замедления ξ в выражении (1.63).

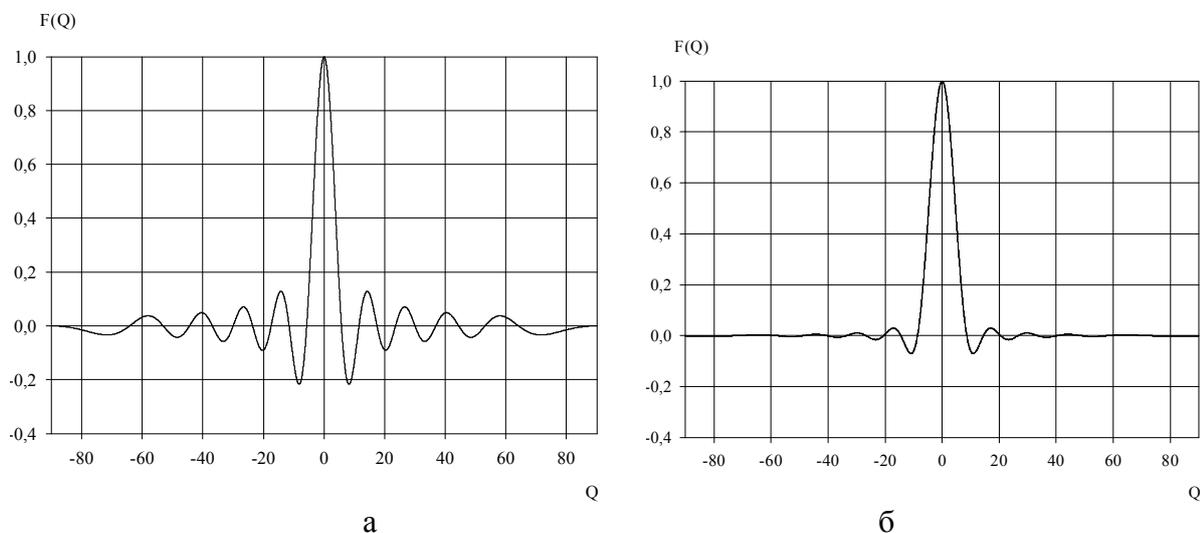


Рис. 1.29. Вид ДН для амплитудного распределения «косинус на пьедестале» при различных значениях Δ и P : а – $\Delta = 0$; б – $P = 0$

На рис. 1.29 показаны ДН амплитудного распределения типа «косинус на пьедестале» для двух предельных случаев параметров, входящих в это амплитудное распределение. Видно, что переход от равномерного амплитудного распределения к косинусоидальному приводит к уменьшению уровня боковых лепестков, а также к расширению ДН.

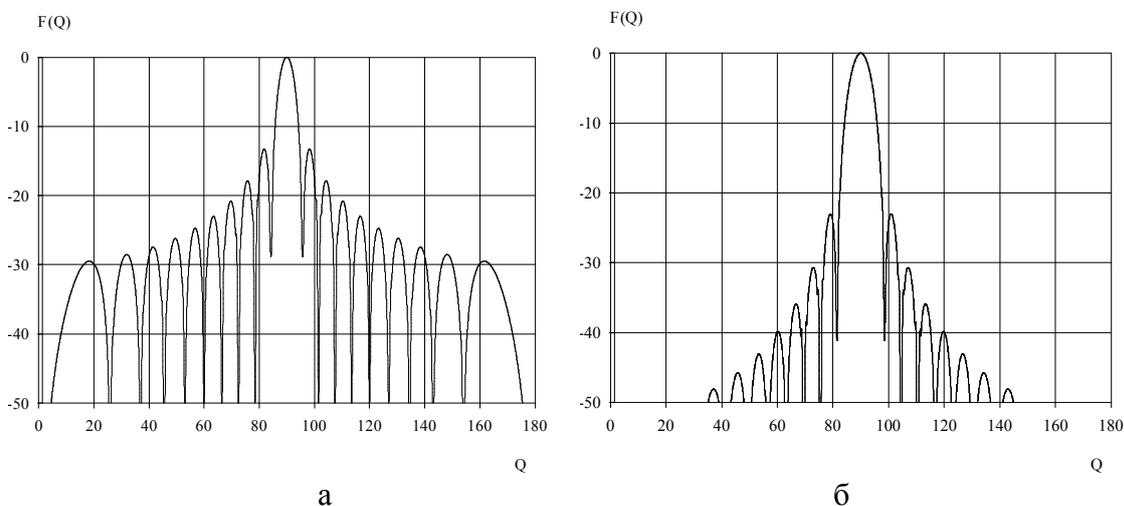


Рис. 1.30. Вид ДН в логарифмическом масштабе для амплитудного распределения «косинус на пьедестале» при различных значениях Δ и P : а – $\Delta = 0$; б – $P = 0$

Для наглядности и лучшего сравнения этих ДН они приведены также на рис. 1.30 в логарифмическом масштабе, в котором более явно видна зависимость уровня боковых лепестков от формы амплитудного распределения. Видно, что переход от равномерного амплитудного распределения к косинусоидальному приводит к уменьшению уровня первого бокового лепестка от -13.2 дБ до -23 дБ. Одновременно значительно уменьшается уровень дальних боковых лепестков. Платой за уменьшение уровня боковых лепестков, как видно из рис. 1.29 и рис. 1.30, является увеличение ширины ДН. Для получения прежней ширины ДН необходимо увеличить размеры антенны.

Значение ширины ДН по уровню половинной мощности для косинусоидального амплитудного распределения определяется из выражения:

$$\Delta\theta \approx \frac{68.4^\circ \lambda}{\pi L \sin \theta_0}. \quad (1.65)$$

В общем случае любое амплитудное распределение может быть разложено в ряд Фурье. Если амплитудное распределение симметричное, то в ряде Фурье будут присутствовать только косинусоидальные составляющие, если же амплитудное распределение будет несимметричным, то появятся синусоидальные составляющие. Количество этих составляющих будет зависеть от формы амплитудного распределения, если амплитудное распределение «гладкое» и не возрастает к краям, то количество гармоник Фурье будет ограничено, а их амплитуда с увеличением номера гармоники будет уменьшаться. Если же амплитудное распределение не будет монотонным, то появятся гармоники с большим номером и имеющие значительную амплитуду. В соответствии с изложенными ранее выводами характеристика направленности в этом случае может быть представлена в следующем виде:

$$f(u) = \sum_{n=-N}^N a_n \frac{\sin(U - n\pi)}{U - n\pi}. \quad (1.66)$$

В этом выражении уже не используются так называемые «растянутые косинусоиды». Таким образом, в общем случае характеристика направленности произвольного амплитудного распределения может быть представлена в виде суммы характеристик направленности вида $\frac{\sin(U - n\pi)}{U - n\pi}$. Такие характеристики направленности для линейного излучателя носят название парциальных характеристик направленностей (парциальных ДН). Совершенно очевидно, что, поскольку в соответствии с теорией разложения в ряды Фурье, любая функция может быть разложена в такой ряд, то и любая диаграмма направленности может быть представлена в виде суммы парциальных ДН. Ис-

пользуя ранее примененный подход можно записать выражение для КНД таких амплитудных распределений:

$$D = \frac{2}{\int_0^\pi \left| \sum_{n=-N}^N a_n \frac{\sin(U - n\pi)}{U - n\pi} \right|^2 \sin \theta d\theta}. \quad (1.67)$$

Это выражение может быть записано в следующем виде:

$$D = \frac{kL}{\sum_{p=-N}^N \sum_{n=-N}^N \int_{U_{\min}}^{U_{\max}} a_n a_p^* \frac{\sin(U - n\pi)}{U - n\pi} \frac{\sin(U - p\pi)}{U - p\pi} dU}, \quad (1.68)$$

где «звездочка» означает комплексное сопряжение.

В частности для амплитудного распределения типа косинус на пьедестале получим следующие выражения:

$$D = \frac{\frac{2L}{\lambda}}{\sum_{n=-1}^1 |a_n|^2} = \frac{D_0}{1 + \frac{\Delta^2}{2}}, \quad (1.69)$$

где D_0 – КНД линейного излучателя, имеющего равномерное амплитудное распределение.

Из выражений (1.68) и (1.69) следует, что синфазные линейные антенны с равномерным амплитудным распределением имеют наибольшую величину КНД по сравнению с любым распределением, для антенн, имеющих фиксированную длину.

Для оценки величины уменьшения КНД в сравнении с максимально достижимым значениям вводят понятие коэффициента использования поверхности антенны, как отношение КНД реальной антенны к КНД антенны таких же размеров, но с равномерным амплитудным распределением:

$$\text{КИП} = \frac{D}{D_0}. \quad (1.70)$$

Это определение может быть использовано для антенн любого типа и вида.

Из выражения (1.66) совершенно очевидно следует, что возрастающие к краям антенны амплитудные распределения будут иметь повышенный уровень боковых лепестков, причем, что особенно неприятно, дальних боковых

лепестков, в которых может содержаться значительный уровень излучаемой мощности, поскольку они занимают большой телесный угол, в отличие от ближних боковых лепестков.

Как известно из литературы, существуют так называемые оптимальные и квазиоптимальные амплитудные распределения, имеющие оптимальное, по некоторому критерию, соотношение между уровнем боковых лепестков и шириной диаграммы направленности.

Влияние фазовых искажений на параметры ДН

Рассматривая влияние фазовых распределений на параметры ДН, как правило, говорят о фазовых искажениях, в отличие от рассмотрения влияния амплитудных распределений на параметры ДН. Связано это с тем, что, как правило, на практике используются только линейные фазовые распределения. При рассмотрении же амплитудных распределений на практике применяют очень широкий класс распределений.

Как правило, фазовые искажения вызваны неточностью изготовления или установки антенных систем или их отдельных элементов. Они могут быть следствием нарушения технологии изготовления антенн или вызваны различными условиями в окружающей среде: температурные колебания, наличие или отсутствие осадков и пр.

Различают детерминированные и случайные фазовые искажения. Фазовые распределения для детерминированных фазовых искажений обычно представляют в форме степенного ряда [1]. Запишем амплитудно-фазовое распределение в следующем виде:

$$I(z) = |I(z)| \exp j(\Phi(z) - k\xi z), \quad (1.71)$$

где функция $\Phi(z)$ представляет собой фазовые искажения. Она описывает отличие фазового распределения в раскрыве антенны от линейного фазового распределения.

Фазовые искажения удобно записать в следующем виде:

$$\Phi(z) = \Phi_1 \left(\frac{2z}{L} \right) + \Phi_2 \left(\frac{2z}{L} \right)^2 + \Phi_3 \left(\frac{2z}{L} \right)^3 + \dots \quad (1.72)$$

В этом случае величины $\Phi_i (i = 1, 2, 3 \dots)$ представляют собой максимальные значения фазовой ошибки степени i на краю антенного раскрыва, то есть при $z = L/2$.

В случае линейных фазовых искажений в соответствии с выражением (1.71) фазовое распределение в равенстве антенна может быть представлено в виде:

$$\varphi(z) = -kz \left(\xi - \frac{2\Phi}{kL} \right),$$

что может быть интегрировано как изменение коэффициента замедления ξ на другое значение $\xi_{\text{ЭКВ}}$:

$$\xi_{\text{ЭКВ}} = \xi - \frac{2\Phi_1}{kL}. \quad (1.73)$$

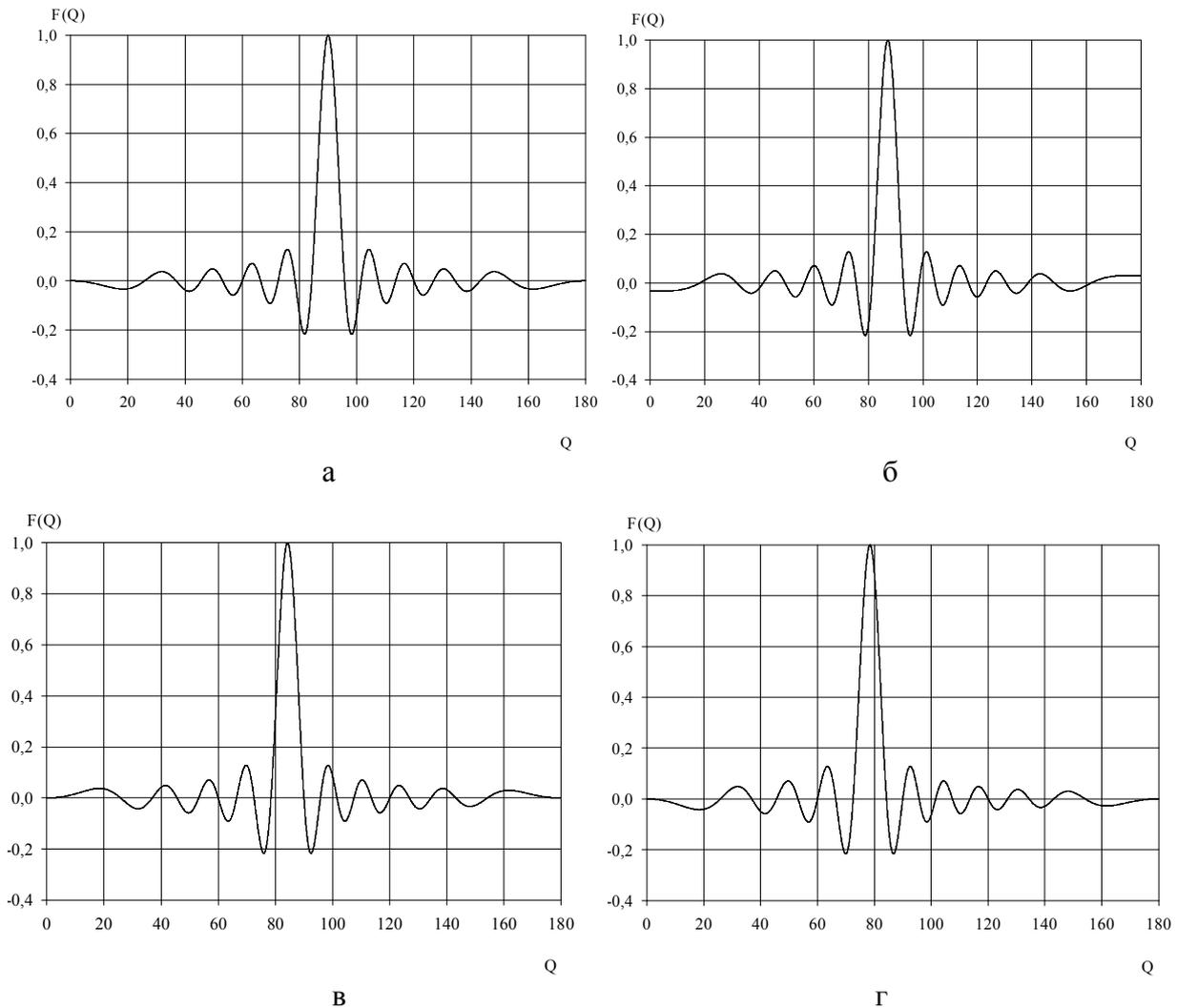


Рис. 1.31. Влияние линейных фазовых искажений на ДН при различных значениях Φ_1 (а – $\Phi_1 = 0$, б – $\Phi_1 = \pi/2$, в – $\Phi_1 = \pi$, г – $\Phi_1 = 2\pi$). Амплитудное распределение равномерное

На рис. 1.31 показаны ДН антенны при различных значениях линейных фазовых искажений на краю её раскрыва, видно, что ДН перемещается в пространстве, не изменяя своей формы. Учесть влияние таких искажений достаточно просто при юстировке антенны.

Квадратичные фазовые искажения при различных значениях фаза тока на краях раскрыва показаны на рис. 1.32.

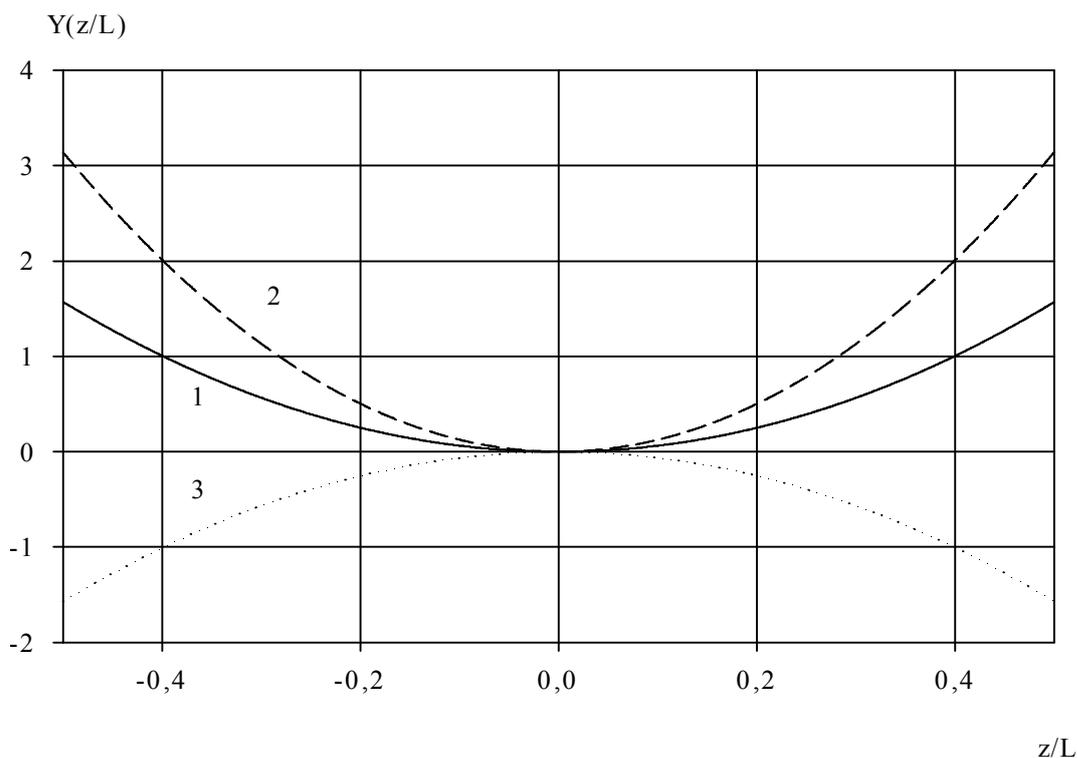


Рис. 1.32. Квадратичное фазовое распределение при различных его значениях на краю раскрыва 1 – $\Phi_2 = \frac{\pi}{2}$; 2 – $\Phi_2 = \pi$; 3 – $\Phi_2 = -\frac{\pi}{2}$

На рис. 1.33 и рис. 1.34 показаны рассчитанные численно ДН при квадратичных фазовых распределениях для двух типов амплитудных распределений. На этих рисунках ДН нормированы относительно ДН антенн с синфазным раскрывом для сравнения значений КНД.

Характеристика направленности при квадратичных фазовых искажениях рассчитывается по формуле:

$$f(\theta) = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} |\dot{I}(z)| e^{i \left[kz(\cos\theta - \xi) + \Phi_2 \left(\frac{2z}{L} \right)^2 \right]} dz. \quad (1.74)$$

Это выражение не может быть записано в элементарных функциях и поэтому анализируется численными методами.

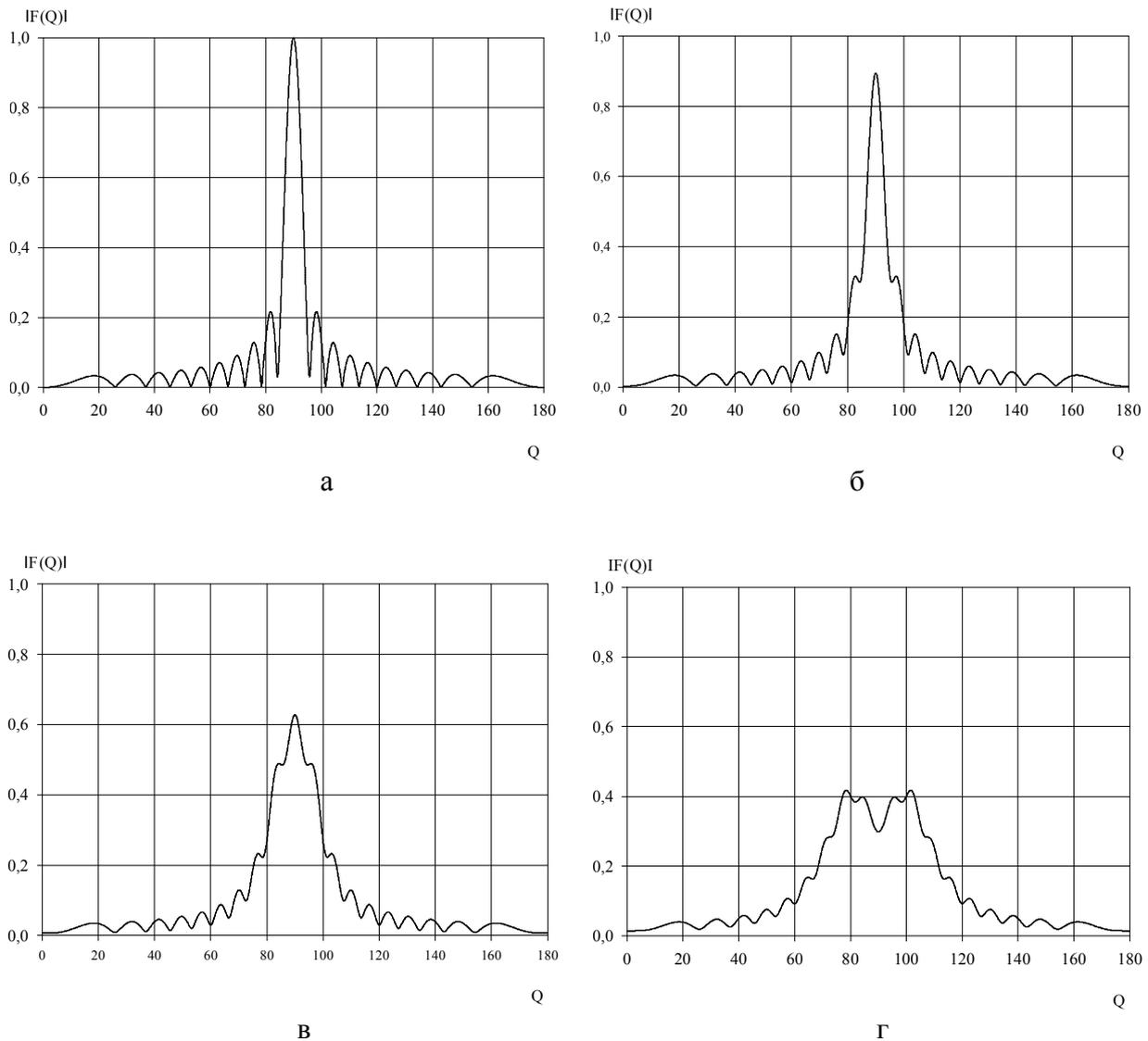


Рис. 1.33. Влияние квадратичных фазовых искажений на ДН при различных значениях Φ_2 (а – $\Phi_2 = 0$, б – $\Phi_1 = \pi/2$, $\Phi_1 = \pi$, $\Phi_1 = 2\pi$). Амплитудное распределение равномерное

Из рис. 1.33 видно, что квадратичные фазовые искажения приводят к расширению ДН, увеличению уровня боковых лепестков, «заплыванию» нулей ДН, снижению КНД. При больших фазовых искажениях ДН «разваливается» (рис. 1.33, г).

Из сравнения рис. 1.33 и рис. 1.34 видно, что фазовые искажения при косинусоидальном амплитудном распределении оказывают меньше влияния на ДН. Объясняется это тем, что в зоне наибольших фазовых искажений значение амплитуды тока минимальное, а значит и влияние этого участка антенны на ДН уменьшается.

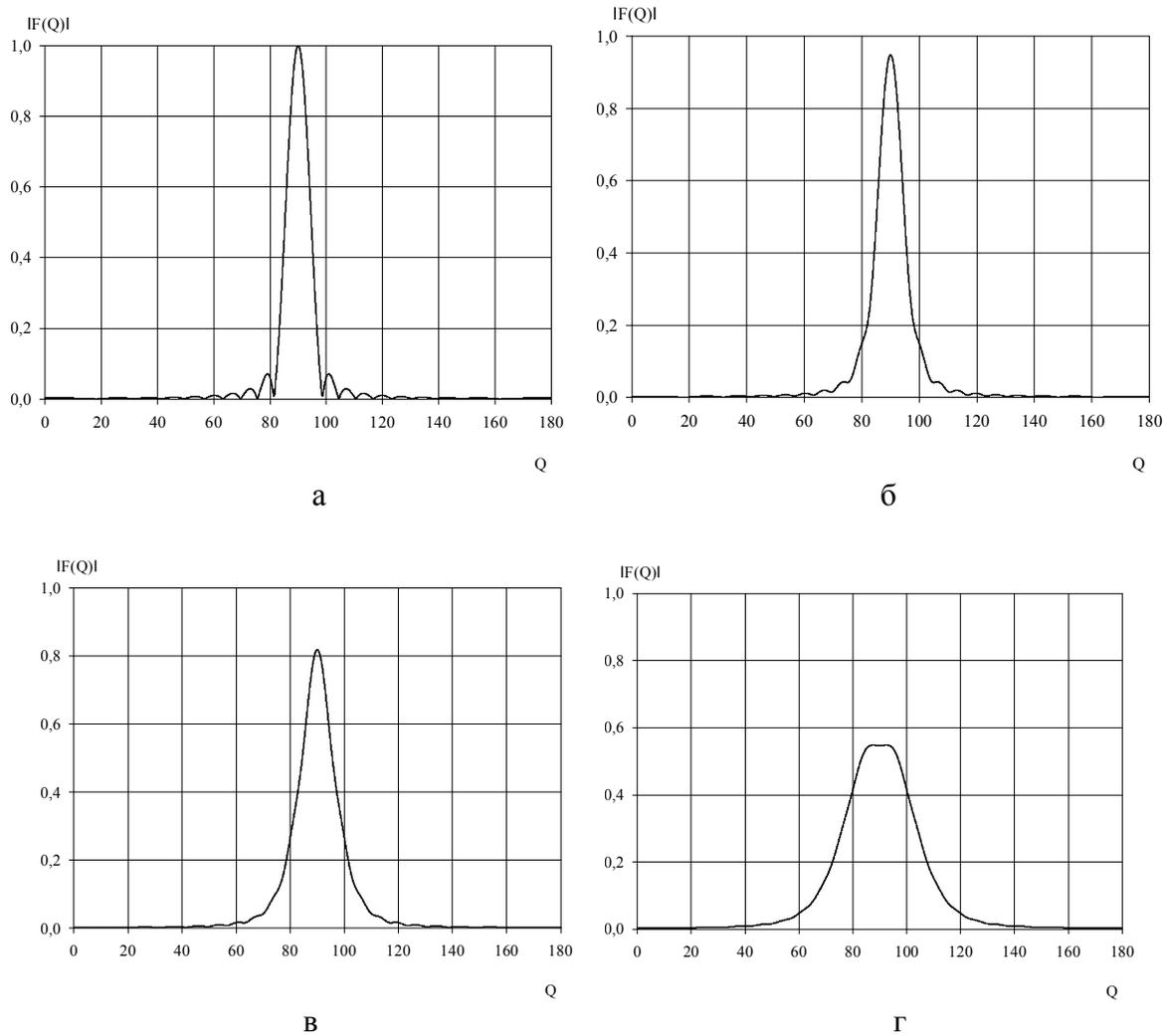


Рис. 1.34. Влияние квадратичных фазовых искажений на ДН при различных значениях Φ_2 (а - $\Phi_2 = 0$, б - $\Phi_2 = \pi/2$, $\Phi_1 = \pi$, $\Phi_2 = 2\pi$).
Амплитудное распределение косинусоидальное

Квадратичные фазовые искажения могут иметь разный знак (рис. 1.32 кривая 1 и кривая 2).

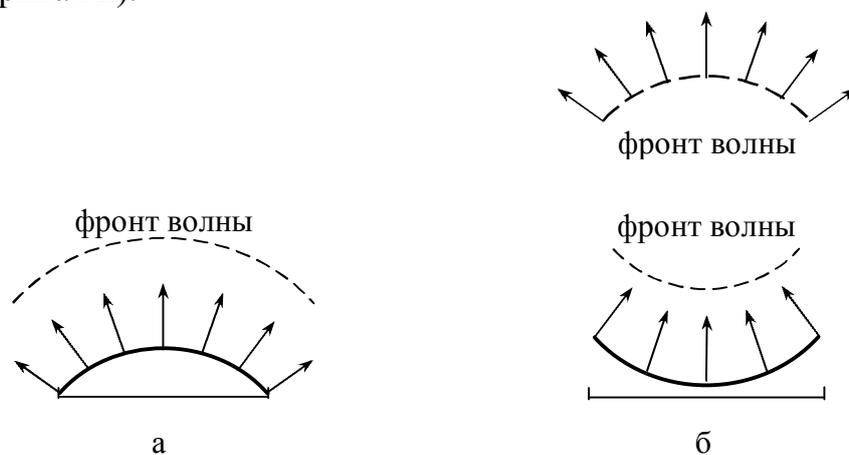


Рис. 1.35. «Рассеивающей» (а) и «фокусирующей» (б) фазовые распределения

При этом поле может «рассеиваться» (рис. 1.35, а) или «фокусироваться» (рис. 1.35, б). в дальней же зоне поле в любом случае будет «рассеиваться» и изменение ДН не зависит от квадратичного фазового распределения.

Кубические фазовые искажения показаны на рис. 1.36. Из рисунка видно, что при небольших Φ_3 эти фазовые искажения мало отличаются от линейных.

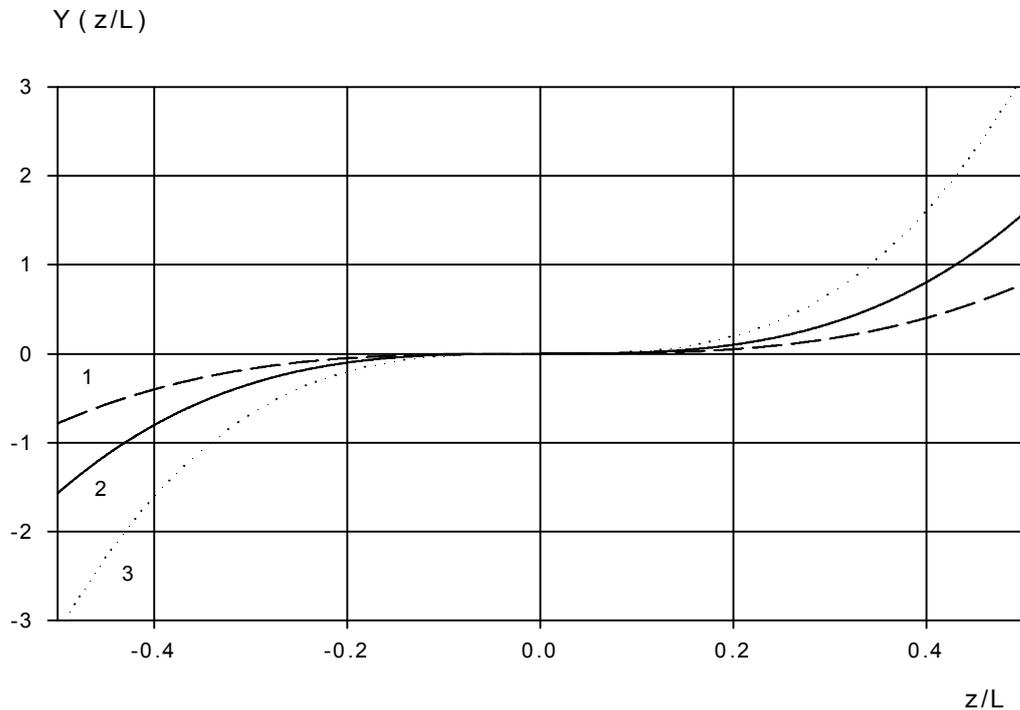


Рис. 1.36. Кубическое фазовое распределение при различных его значениях

$$\text{на краю раскрытия } 1 - \Phi_3 = \frac{\pi}{4}; 2 - \Phi_3 = \frac{\pi}{2}; 3 - \Phi_3 = \pi$$

Выражение для характеристики направленности при наличии кубических искажений может быть представлено в следующем виде:

$$f(\theta) = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} |\dot{I}(z)| e^{i \left[kZ(\cos\theta - \xi) + \Phi_3 \left(\frac{2Z}{L} \right)^3 \right]} dz. \quad (1.75)$$

Оно также не может быть записано в виде элементарных функций и его необходимо анализировать численно.

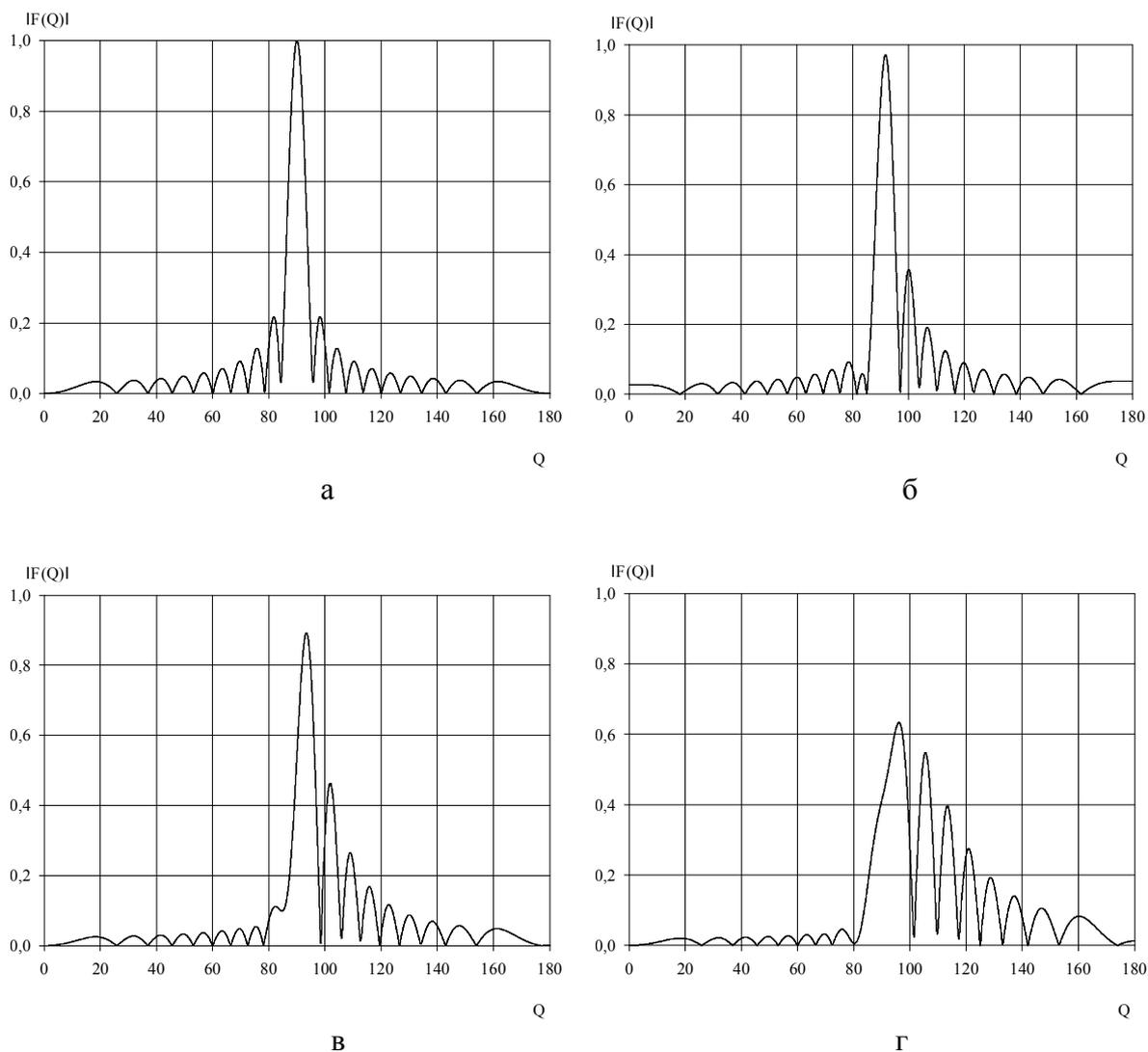


Рис. 1.37. Влияние кубических фазовых искажений на ДН при различных значениях Φ_2 (а – $\Phi_2 = 0$, б – $\Phi_1 = \pi/2$, $\Phi_1 = \pi$, $\Phi_1 = 2\pi$). Амплитудное распределение равномерное

На рис. 1.37 и рис.1.38 показаны рассчитанные численно ДН линейного излучателя при кубических фазовых искажениях. При расчете ДН на рис. 1.37 использовались равномерное амплитудное распределение, а на рис. 1.38 – косинусоидальное. ДН также нормированы относительно ДН антенн, имеющих синфазное распределение.

Как видно из рисунков, кубические фазовые искажения также приводят к расширению ДН, увеличению уровня боковых лепестков, снижению КНД. Менее отчетливо проявляется «заплывание» нулей ДН. Дополнительно появляется смещение максимума ДН, что вызвано несимметричностью фазовой характеристики. Причем при небольших величинах искажений (рис. 1.37, б) смещение ДН не сопровождается снижением КНД и ростом боковых лепестков и может быть использовано для сканирования ДН.

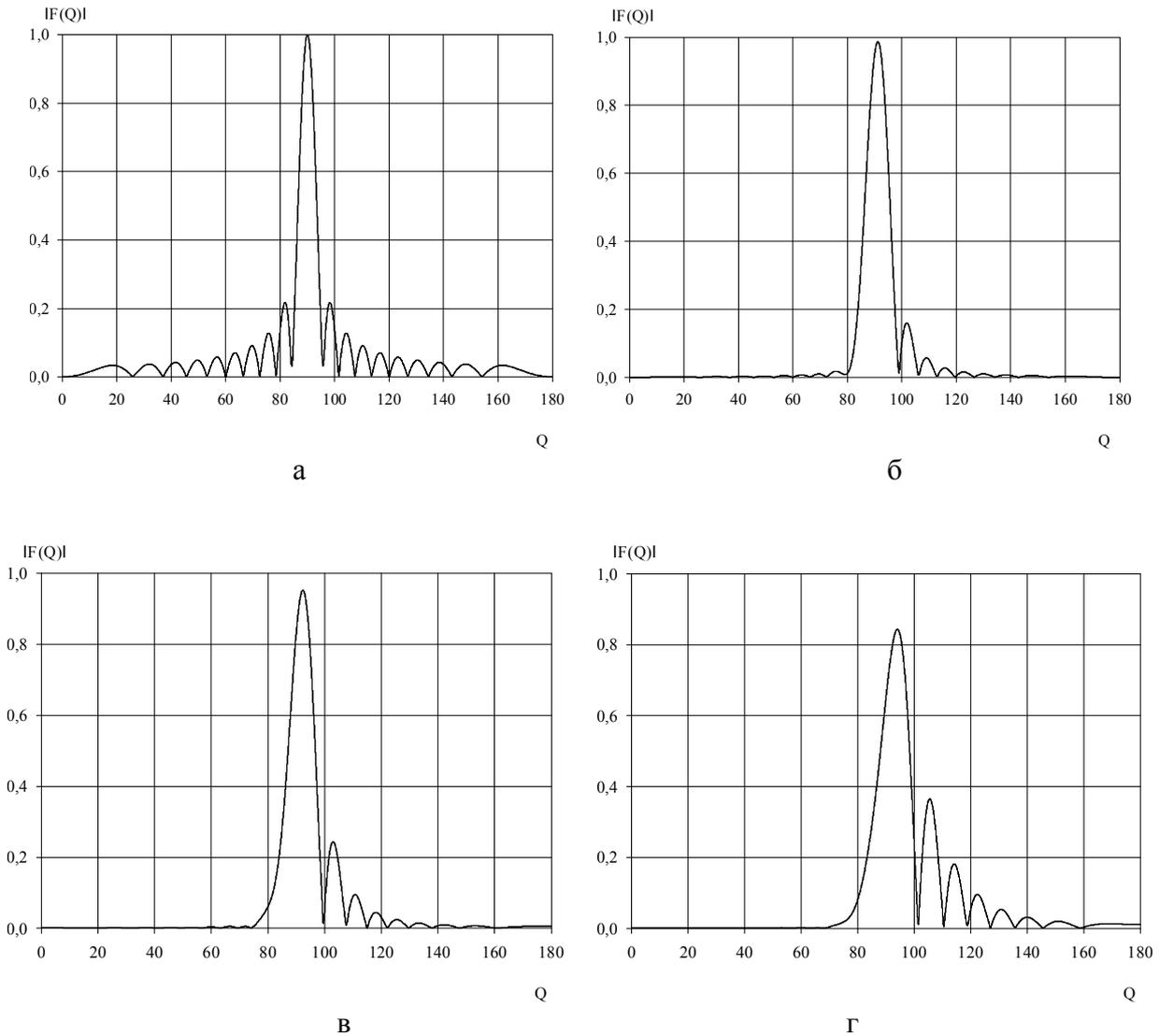


Рис. 1.38. Влияние кубических фазовых искажений на ДН при различных значениях Φ_2 (а – $\Phi_2 = 0$, б – $\Phi_2 = \pi/2$, $\Phi_1 = \pi$, $\Phi_2 = 2\pi$). Амплитудное распределение косинусоидальное

В отличие от квадратичных фазовых искажений появляется несимметричность в главном лепестке и в характеристике изменения уровня боковых лепестков ДН.

Антенная решётка

До сих пор мы рассматривали линейные излучающие системы в виде непрерывных источников. Перейдем к изучению линейных излучающих систем, состоящих из ряда дискретных источников - иначе линейных антенных решёток (АР). Это простейший вид АР. О разнообразии АР можно судить по их названиям: линейные, плоские, криволинейные, конформные, фазирован-

ные АР, многолучевые, многорежимные, многофункциональные, адаптивные. Это, конечно, не полный перечень.

Начнем рассмотрение с простейшего вида АР - эквидистантной линейной АР. Эквидистантной в том смысле, что смежные излучатели находятся на равном расстоянии друг от друга. Существуют также неэквидистантные АР, когда расстояния между соседними излучателями не равны друг другу. От неэквидистантных АР следует отличать АР со случайным расположением излучателей.

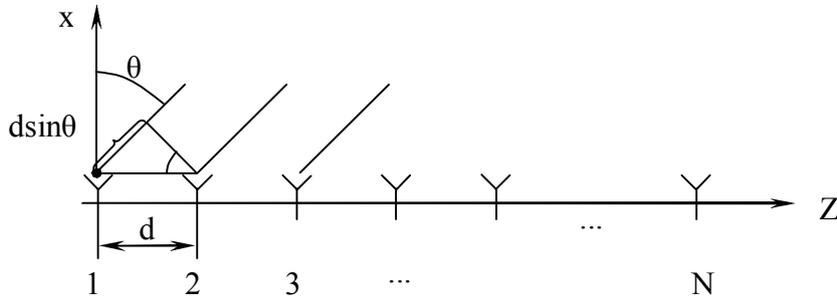


Рис. 1.39. Эквидистантная антенная решётка

Будем считать амплитудное распределение равномерным, а фазовое – линейным

$$\begin{aligned} |\dot{I}_n| &= I_0, \\ \dot{I}_n &= I_0 e^{-i(n-1)\Delta\Psi}, \\ n &= 1, 2, \dots, N, \end{aligned} \quad (1.76)$$

где N – количество излучателей, $\Delta\Psi$ – разность фаз между любыми двумя смежными излучателями.

Тогда множитель направленности системы в соответствии с выражением (1.45) может быть представлен в виде:

$$f_{\Sigma}(\theta) = \sum_{n=1}^N I_0 e^{i(kd \sin \theta - \Delta\Psi)(n-1)}, \quad (1.77)$$

Следует отметить, что здесь угол θ отсчитывается от нормали (рис. 1.39). Определим коэффициент замедления фазовой скорости возбуждения АР, аналогично непрерывному линейному излучателю.

Обозначив через Δt – время, за которое фаза тока изменяется на величину $\Delta\Psi$, можно записать:

$$-\Delta\Psi + \Delta t \omega = 0,$$

откуда получим:

$$v_{\Phi} = \frac{d}{\Delta t} = \frac{\omega d}{\Delta \Psi}.$$

Тогда коэффициент замедления:

$$\xi = \frac{c}{v_{\Phi}} = \lambda \cdot f \cdot \frac{\Delta \Psi}{\omega d},$$

откуда получим:

$$\xi = \frac{\Delta \Psi}{kd}. \quad (1.78)$$

Таким образом, в случае АР коэффициент замедления зависит от разности фаз колебаний тока соседних излучателей и от расстояния между излучателями.

Теперь выражение для множителя системы АР можно записать в следующем виде:

$$f_{\Sigma}(\theta) = \sum_{n=1}^N I_0 e^{ikd(n-1)(\sin\theta - \xi)} = I_0 \sum_{n=1}^N e^{i(n-1)kd(\sin\theta - \xi)} \quad (1.79)$$

Сумма представляет собой геометрическую прогрессию, которую можно записать:

$$S = 1 + q + q^2 + \dots + q^{N-1},$$

где $q = e^{ikd(\sin\theta - \xi)}$.

Как известно:

$$S = \frac{1 - q^N}{1 - q}.$$

Поэтому можно записать:

$$f_{\Sigma}(\theta) = I_0 \frac{1 - e^{iNkd(\sin\theta - \xi)}}{1 - e^{ikd(\sin\theta - \xi)}}.$$

Вынося за скобку экспоненту с половинным показателем и в числителе и в знаменателе получим:

$$f_{\Sigma}(\theta) = I_0 \frac{e^{i \frac{Nkd}{2}(\sin \theta - \xi)}}{e^{i \frac{kd}{2}(\sin \theta - \xi)}} \frac{\begin{bmatrix} e^{-i \frac{Nkd}{2}(\sin \theta - \xi)} & -e^{+i \frac{Nkd}{2}(\sin \theta - \xi)} \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} e^{-i \frac{kd}{2}(\sin \theta - \xi)} & -e^{+i \frac{kd}{2}(\sin \theta - \xi)} \end{bmatrix}}.$$

Или, используя формулу Эйлера:

$$f_{\Sigma}(\theta) = I_0 \frac{e^{i \frac{Nkd}{2}(\sin \theta - \xi)} \left[\sin \frac{Nkd}{2}(\sin \theta - \xi) \right]}{e^{i \frac{kd}{2}(\sin \theta - \xi)} \sin \left[\frac{kd}{2}(\sin \theta - \xi) \right]}.$$

Первый сомножитель в данном выражении представляет собой фазовую характеристику направленности и, как мы знаем, он зависит от выбора центра системы координат. Если выбрать центр системы координат в центре антенны, то этот множитель будет равен единице.

Введем обобщенную угловую переменную:

$$u = \frac{Nkd}{2}(\sin \theta - \xi), \quad (1.80)$$

и выполнив нормировку, получим:

$$F_{\Sigma}(u) = \frac{\sin(u)}{N \sin\left(\frac{u}{N}\right)}, \quad (1.81)$$

Предположим, что N велико, тогда при ограниченных значениях u — $\sin\left(\frac{u}{N}\right) \cong \frac{u}{N}$ è $F_{\Sigma}(u) = \frac{\sin u}{u}$, что полностью совпадает с выражением (1.49) при условии $L = Nd$. Таким образом, множитель направленности линейной АР в области, лежащей у главного максимума излучения $\sin \theta_0 - \xi \ll 1$ совпадает с характеристикой направленности линейной излучающей системы с непрерывным распределением. Следует отметить, что обе системы имеют одинаковое распределение — равномерное.

Разница между этими характеристиками направленности заключается в том, что множитель направленности линейной АР является периодической функцией. Действительно, при $\frac{U}{N} = M\pi$, $M = \pm 1, \pm 2, \dots$ знаменатель и числитель

обращаются в нуль одновременно, а функция $\frac{\sin(u)}{N\left(\sin\frac{u}{N}\right)}$ обращается в

единицу. Этим математически объясняется появление так называемых побочных или дифракционных лепестков, уровень которых равен уровню главного лепестка (рис. 1.40, рис 1.41).

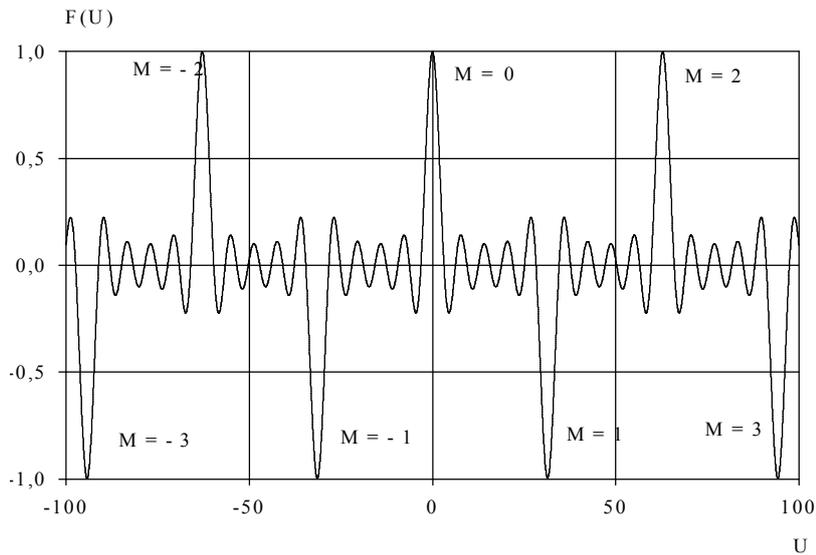


Рис. 1.40. Появление дифракционных максимумов в ДН эквидистантной АР (N - четное)

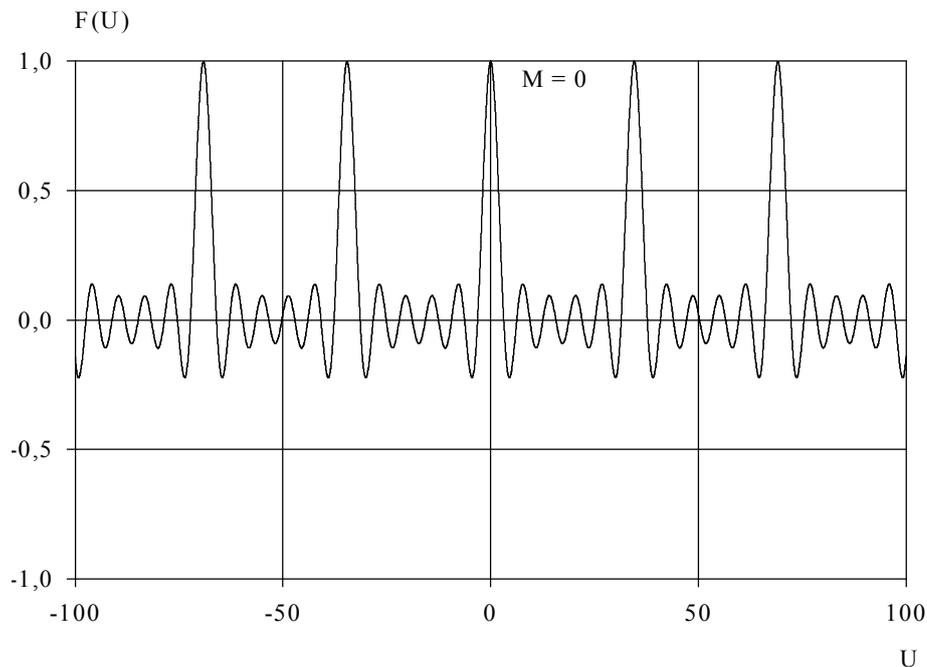


Рис. 1.41. Появление дифракционных максимумов в ДН эквидистантной АР (N - нечетное)

Из сравнения рис. 1.40, рис 1.41 видно, что фаза дифракционных лепестков зависит от их количества. При четком количестве излучателей фаза нечетных побочных максимумов изменяются на 180° .

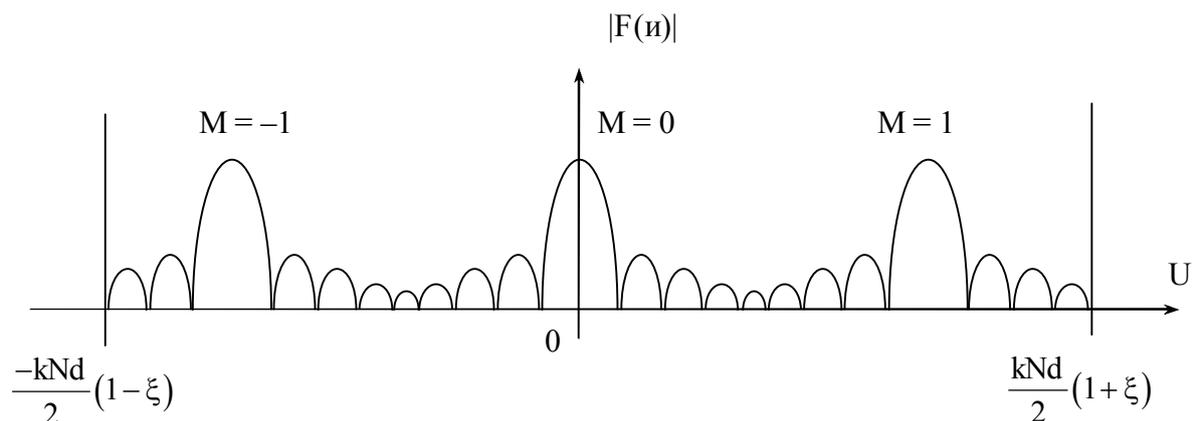


Рис. 1.42. Положение зоны видимости в ДН эквидистантной АР

Как и в случае непрерывного линейного излучателя можно ввести зоны видимых углов и мнимых углов. В случае сканирующей антенны условие (1.52) может быть записано в следующем виде:

$$-\frac{kNd}{2}(1-\xi) < u < \frac{kNd}{2}(1+\xi). \quad (1.82)$$

В зависимости от значения коэффициента замедления ξ положение зоны видимости будет изменяться.

Положение побочных лепестков определяются из решения уравнения:

$$u = NM\pi. \quad (1.83)$$

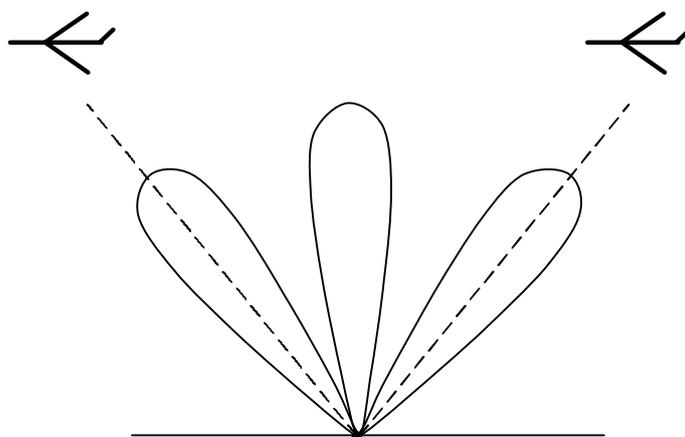


Рис. 1.43. Появление неоднозначности в определении направления на цель при наличии дифракционных лепестков в ДН

В большинстве случаев появление побочных максимумов нежелательно – во-первых, падает КНД антенны, т.к. излучение теперь распределяется в более широком секторе углов и, во-вторых, появляется необходимость в определении направления прихода сигнала, что приводит к неоднозначности в определении местоположения цели (рис. 1.43).

На практике стараются избежать подобной ситуации. Делается это тремя способами.

Первый способ – ограничение расстояния d между элементами АР. Предположим, что область видимости ограничена значениями

$$-(N-1)\pi \leq U \leq (N-1)\pi, \quad (1.84)$$

тогда в отсутствие сканирования ($\xi = 0$) побочных лепестков в области видимости не будет (1.83) рис. 1.44.

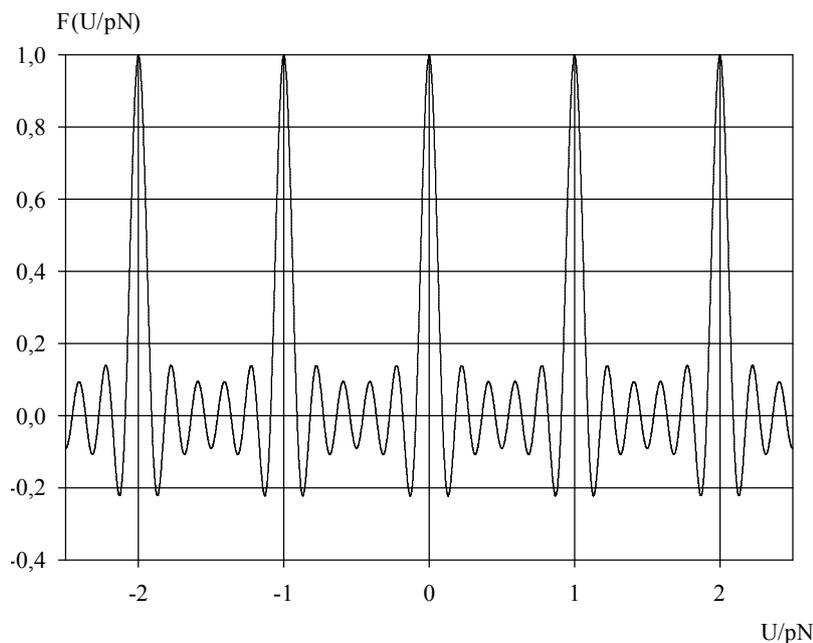


Рис. 1.44. Положения побочных максимумов на оси $\frac{U}{\pi N}$

Поскольку для реальных углов $|\cos\theta| \leq 1$, то учитывая (1.84) можно записать:

$$U_{\min} = \frac{Nkd}{2}(-1 - \xi) > -(N-1)\pi,$$

$$U_{\max} = \frac{Nkd}{2}(-1 - \xi) < (N-1)\pi.$$

Откуда получаем необходимые условия для выбора расстояния d :

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{N-1}{N(1+\xi)},$$

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{N-1}{N(1-\xi)}.$$

Из полученных двух значений выбираем меньшую величину

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{N-1}{N} \frac{1}{1+|\xi|}. \quad (1.85)$$

При сканировании в секторе углов от $-\theta_0$ до $+\theta_0$ получим $-\sin\theta_0 \leq \xi \leq \sin\theta_0$ и условие (1.85) запишется в виде:

$$d_{\max} = \frac{N-1}{N} \frac{\lambda}{1+|\sin\theta_0|}. \quad (1.86)$$

Для обеспечения спадающего в зоне видимости уровня боковых лепестков необходимо вместо условия (1.84) выбрать

$$-\frac{N\pi}{2} \leq U \leq \frac{N\pi}{2}.$$

Откуда получим более «жесткое» условие ограничения расстояний между излучателями эквидистантной АР:

$$d \leq \frac{\lambda}{2(1+|\sin\theta_0|)}. \quad (1.87)$$

Второй способ подавления дифракционных максимумов – это применение в качестве излучателей АР направленных элементов.

Действительно, при получении выражения для характеристики направленности (1.81) предполагалось, что излучатели АР имеют изотропную ДН ($F_3(\theta) = 1$). Реально же ДН АР в соответствии с теоремой перемножения (1.43) должна быть помножена на ДН отдельного элемента $f_e(\theta)$. Получающаяся при этом ДН уже не будет содержать дифракционных максимумов в зоне видимости.

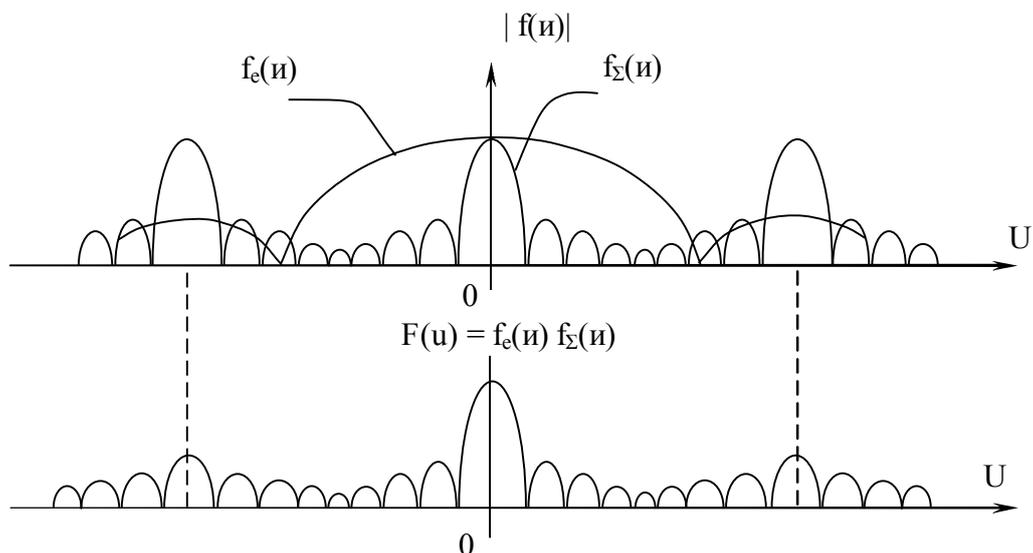


Рис. 1.45. Подавление дифракционных лепестков при помощи использования узконаправленных излучающих элементов в составе АР

Совершенно очевидно, что чем уже ДН отдельного элемента, тем на большее расстояние можно разнести элементы АР. Следует отметить, что применение направленных элементов ограничивает сектор сканирования антенны, поскольку при сканировании происходит падение КНД.

Третий способ подавления дифракционных максимумов – это неэквидистантное расположение излучающих элементов в АР.

Появление побочных максимумов в АР объясняется тем, что существует несколько направлений, сигнала с которых после приёма излучателями складываются в фазе. Эти направления можно определить из выражения (1.83).

$$\frac{Nkd}{2} (\sin \theta_M - \xi) = NM\pi,$$

Откуда получим выражение для определения направлений максимумов излучения θ_M :

$$\sin \theta_M = \frac{M\lambda}{d} + \xi.$$

Видно, что направление главного максимума ($M = 0$) зависит от ξ , и не зависит от d . Направление же побочных максимумов зависят от расстояния между элементами. Если выбрать d различным для каждой пары смежных излучателей, тогда направление побочного максимума для каждой пары излучателей окажется различным, что приведет к размыванию общего дифракционного лепестка. Мы получим так называемую неэквидистантную линейную

АР. Характеристика направленности её определяется из общей формулы (1.45), хотя при симметричном расположении элементов возможно упрощение.

КНД линейной АР

При определении КНД линейной АР используется аналогия между ДН непрерывного линейного излучателя и АР. При этом предполагается, что дифракционные максимумы отсутствуют.

В режиме поперечного и наклонного излучений КНД непрерывного линейного излучателя определилось из формулы (1.60). Используя понятие эквивалентной длины АР $L = ND$, получим:

$$D \cong 2 \frac{L}{\lambda} \approx 2N \frac{d}{\lambda}. \quad (1.88)$$

В режиме осевого излучения при $|\xi| = 1$:

$$D \cong 4 \frac{L}{\lambda} \approx 4N \frac{d}{\lambda}. \quad (1.89)$$

В режиме осевого излучения при $|\xi| = \xi_{\text{опт}}$:

$$D \cong 7,2 \frac{L}{\lambda} \approx 7,2N \frac{d}{\lambda}. \quad (1.90)$$

При этом предполагается, что выполняются неравенства, обеспечивающие отсутствия побочных максимумов. При их появлении, КНД АР падает и может быть определено приближенно из выражения:

$$D = D_0 \frac{1}{2E\left(\frac{d}{\lambda}\right) + 1},$$

где $E(x)$ – целое число от x , D_0 определяется из выражений (1.88) – (1.90)

Раздел 1.3 Синтез антенн. Широкополосные антенны

Тема 1.3.1 Синтез антенн. Широкополосные антенны

Во всех предыдущих лекциях мы проводили расчет характеристики направленности антенн, считая, что нам задано амплитудно-фазовое распреде-

ление вдоль излучателя непрерывного, либо дискретного. Подобный подход можно назвать анализом антенных систем.

На практике дело обстоит как раз наоборот. Проектировщику антенны задаются требования к характеристикам направленности, либо к диаграммам направленности. По ним он должен определить необходимое амплитудно-фазовое распределение - это уже задача синтеза в простейшей постановке.

Задачу синтеза антенн можно разделить на две части:

- определение АФР по заданным требованиям к ДН
- определение структуры антенны, обеспечивающей получение синтезированных АФР.

Остановимся подробнее на первой части, касаясь в основном линейных излучающих систем. Хотя позже мы увидим, что методы синтеза линейных излучающих систем могут быть успешно применены для синтеза апертурных антенн.

Вторая часть задачи синтеза антенн не имеет общего решения. Даже в частных случаях она решается, исходя из опыта создания реальных антенных систем, основываясь в основном на знаниях и практике.

Первую часть задачи синтеза антенн делят на пять классов:

- синтез криволинейных излучающих систем по векторной ДН;
- синтез излучающих систем по заданным требованиям к амплитудной ДН;
- смешанные задачи синтеза, в которых заданы требования к амплитудной или фазовой ДН и амплитудное или фазовое распределение;
- задачи оптимизации КНД;
- задачи оптимизации геометрии антенных систем.

Мы ограничимся рассмотрением второй и третьей задач синтеза, представляющих наибольший практический интерес. В этих задачах геометрия антенны считается заданной. В нашем случае это будет линейный излучатель, криволинейный, прямоугольный, круглый.

Для непрерывного линейного излучателя (рис. 1.46) характеристика направленности может быть представлена в виде:

$$f(\theta) = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} i(z) e^{ikz \sin \theta} dz. \quad (1.91)$$

Согласно второй задаче синтеза антенн по заданной амплитудной ДН ($f(\theta)$) необходимо определить распределение тока $I(z)$.

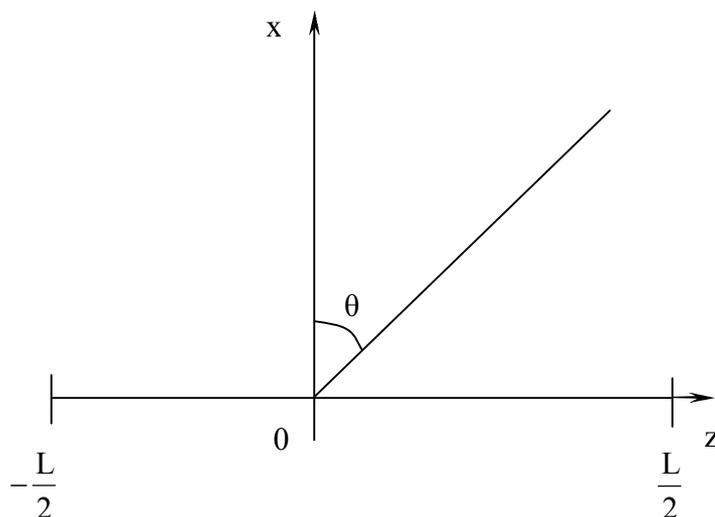


Рис. 1.46. Непрерывный линейный излучатель длиной L , к синтезу линейного излучателя

Мы видим, что неизвестная функция стоит под знаком интеграла, т.е. задача синтеза антенны сводится к решению интегрального уравнения. Это интегральное уравнение называется интегральным уравнением Фредгольма первого рода. Известно, что интегральное уравнение Фредгольма является некорректной задачей. Это значит, что можно получить множество решений, отличающихся на сколь угодно большую величину, не дающих сколь угодно близкие ДН. Физически и математически это можно легко показать.

Рассмотрим амплитудно-фазовое распределение $\dot{I}(z)$ и соответствующую ему ДН. Предположим, что они имеют вид, показанный на рис. 1.47.

Если теперь к току с АФР $\dot{I}(z)$ добавить некоторое значение тока в соответствии с рис. 1.48, а ток, что суммарный ток в линейном излучателе станет равным:

$$\dot{I}_{\Sigma}(z) = \dot{I}(z) + Ae^{ik\xi_g z},$$

то в соответствии с принципом суперпозиции к характеристике направленности $f(u)$ линейного излучателя (рис. 1.47, б) добавится слагаемое, определяемое $\dot{I}_g(z)$.

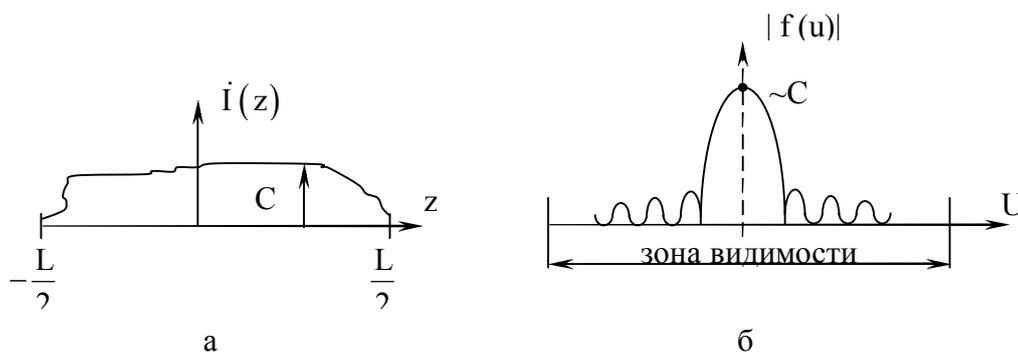


Рис. 1.47. Амплитудное распределение $I(z)$ – а, и соответствующая ему ДН – б

Выбирая коэффициент распределения ξ_g для этого добавочного тока очень большим, можно сдвинуть максимум наращиваемой характеристики направленности этой добавки на сколь угодно большое расстояние в зону мнимых углов. При этом характеристика направленности в зоне реальных углов будет отличаться от характеристики направленности первоначального распределения $\dot{I}(z)$ на сколь угодно малую величину (рис. 1.48, б). Ясно, что таких комбинаций $\dot{I}(z)$ и $\dot{I}_g(z)$ можно найти сколь угодно много.

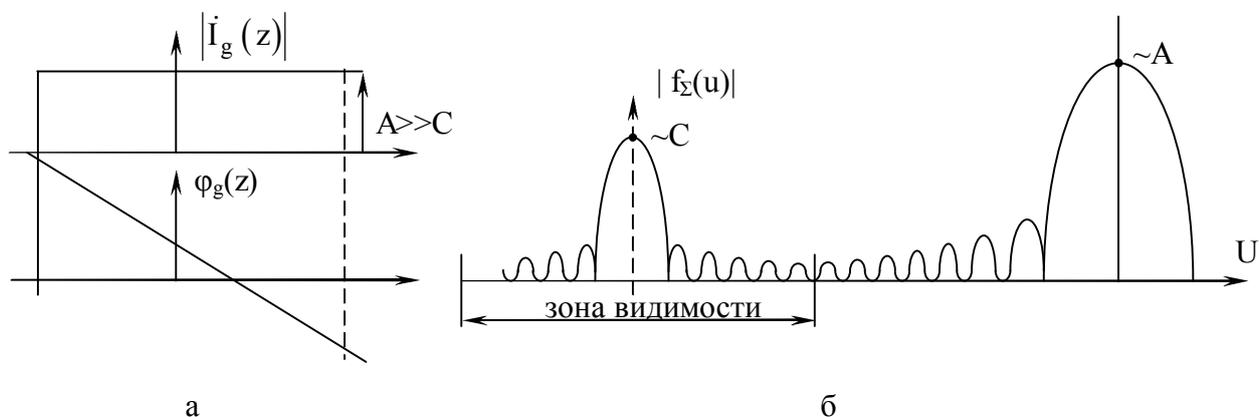


Рис. 1.48. Дополнительное распределение $\dot{I}(z)$ – а, и результирующая ДН – б, к пояснению некорректности постановки задачи синтеза излучающих систем

Все задачи синтеза относятся к некорректно поставленным и поэтому используют различные приёмы, позволяющие избежать многозначности. Можно, например, ограничивать мощность излучения

$$\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} |\dot{I}(z)|^2 dz \leq P, \quad (1.92)$$

либо величину, производной тока по длине антенны

$$\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left| \frac{d\dot{I}(z)}{dz} \right|^2 dz \ll \alpha P, \quad (1.93)$$

что эквивалентно тому, чтобы в ДН не было составляющих, имеющих большие величины в области мнимых углов.

Решение интегрального уравнения (1.91) может быть теперь выполнено с использованием метода регуляризации Тихонова.

Сделаем замены переменных в выражении (1.91)

$$t = k \sin \theta, \quad \frac{L}{2} = 1, \quad t = z.$$

Тогда выражение (1.91) может быть записано в виде:

$$f(t) = \int_{-1}^1 I(z) e^{izt} dz,$$

причем $f(t)$ задается в области $-k \leq t \leq k$ – область видимости.

Видно, что $f(t)$ является преобразованием Фурье функции $I(z)$. Полагая, что

$$I(z) = \begin{cases} I(z), & |z| \leq 1; \\ 0, & |z| > 1. \end{cases}$$

Можно записать:

$$F(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} I(z) e^{izt} dz$$

и находить решение в виде обратного преобразования Фурье

$$I_c(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-izt} dt.$$

Трудность здесь в том, что $f(t)$ мы знаем только на ограниченном отрезке оси t , т.е. только в области видимости.

Обходят эту трудность двумя способами:

- определяют аналитическое продолжение $f(t)$ в область мнимых углов. Этот метод слишком трудоемкий и не дает никаких гарантий в нахождении хорошего решения.
- второй способ, полагают $f(t)$ равной $f(t) = \begin{cases} f(t), & -k \leq t \leq k, \\ 0, & |t| > k. \end{cases}$

и определяют $I(z)$. Но теперь уже $I(z)$ не будет ограничено интервалом $|z| \leq 1$, а будет «размазано» по всей оси Z . Ограничивают $I_c(z)$ какой-то длиной, тогда синтезированная ДН будет иметь вид:

$$f_c^0(t) = \int_{-1}^1 I_c^0(z) e^{izt} dz. \quad (1.94)$$

Эта ДН уже будет отличаться от заданной ДН.

Определим среднеквадратичную ошибку синтезирования по формуле:

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |F_c - F_c^0|^2 dt. \quad (1.95)$$

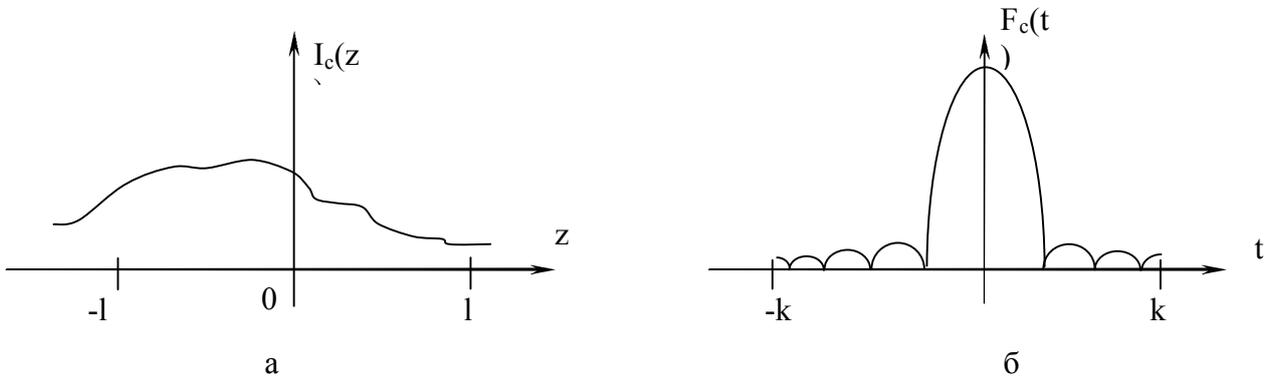


Рис. 1.49. Синтезированное амплитудное распределение – а, и соответствующая ему ДН – б

На рис. 1.49. показана заданная в зоне видимости ДН $F_c(t)$ и синтезированное амплитудное распределение $I_c(z)$ в соответствии с выражением (1.94) заменяя $I_c(z)$ на $I_c^0(z)$ (рис. 1.50, а), получим уже другую ДН $F_c^0(t)$ (рис. 1.50, б).

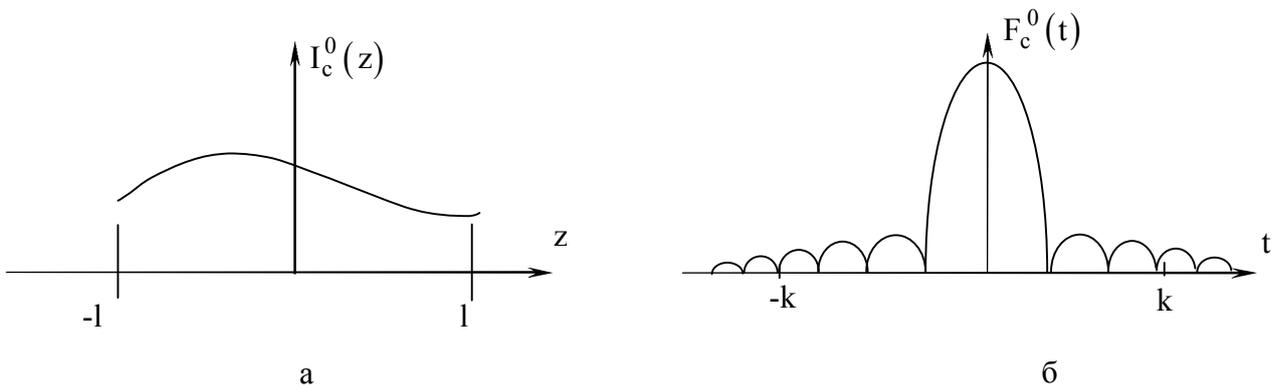


Рис. 1.47. Ограниченное по длине амплитудное распределение $I_c^0(z)$ – а, и соответствующая ему ДН – б

При определении ошибки синтезирования в соответствии с выражением (1.95) будем использовать равенство Парсеваля. Если две функции $f(t)$ и $i(\omega)$ связаны между собой преобразованием Фурье:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} i(\omega) e^{i\omega t} d\omega,$$

$$i(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt,$$

то выполняется равенство Парсеваля:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |i(\omega)|^2 d\omega = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt. \quad (1.96)$$

Физически это соответствует равенству мощностей тока и поля излучения. Подставляя в выражение (96) соответствующие выражения $I_c(z)$ и $I_c^0(z)$ можно получить:

$$\sigma^2 = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |I_c(z) - I_c^0(z)|^2 dz = 2\pi \int_{-1}^1 |I_c(z) - I_c^0(z)|^2 dz + \left(\int_{-\infty}^{-1} + \int_1^{\infty} \right) |I_c(z)|^2 dz.$$

Поскольку первое слагаемое справа в этом выражении равно нулю, так как совпадают на участке $-1 \leq z \leq 1$, то окончательно получим:

$$\sigma^2 = \left(\int_{-\infty}^{-1} + \int_1^{\infty} \right) |I_c(z)|^2 dz. \quad (1.97)$$

Таким образом, метод дает решение задачи синтеза при минимуме среднеквадратичной ошибке. Видно, что величину среднеквадратичной ошибки можно регулировать изменением длины антенны. Если среднеквадратичная ошибка задана, то просто необходимо по ней определить минимальную длину антенны. При этом мы избегаем некорректных решений, поскольку малость σ^2 обеспечивает небольшой уровень ХН в области мнимых углов.

Изложенный метод, широко используемый на практике, называется методом интеграла Фурье, который был предложен в 1941г. советским ученым Вольманом.

Мы рассмотрели метод интеграла Фурье для линейной непрерывной излучающей системы. Если задача синтеза двумерная, то аналогом будет двумерное преобразование Фурье, которое, впрочем, редко используется.

Метод интеграла Фурье применим также и для синтеза антенных решёток. Легко видно, что в этом случае мы будем иметь дискретное преобразование Фурье. Можно получить соответствующие формулы самостоятельно, заменяя интегрирование суммированием.

Рассмотрим решение одной из смешанных задач синтеза. Будем предполагать, что для криволинейной антенны, форма которой описывается функцией $f(x)$, расположенной вдоль оси Ox задано амплитудное распределение $T(x)$ (рис. 51). Будем считать заданной амплитудную характеристику направленности. Квадрат этой функции определит распределение мощности поля в пространстве $F^2(\gamma)$.

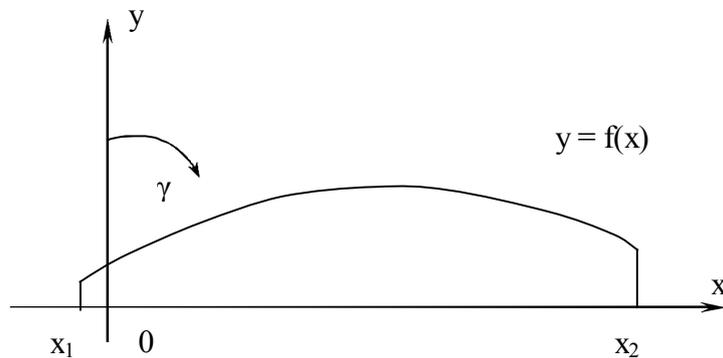


Рис. 1.51. Форма криволинейной антенны. Синтез излучающих систем. Метод геометрической оптики

Распределение мощности тока возбуждения будет пропорционально функции $P(x)$:

$$P(x) = |I(x)|^2.$$

Вводя понятия длины дуги вдоль функции $f(x)$:

$$S(x) = \int_{x_1}^x \sqrt{1 + (f')^2} dx,$$

где $ds = \sqrt{1 + (f')^2} dx$, $f' = \frac{df}{dx}$, можно определить распределение мощности тока возбуждения по антенне $P(s)$.

С точки зрения законов геометрической оптики мощность, излучаемая участком антенны длиной ds , распределяется в секторе углов $d\gamma$. При этом считается, что обмена энергией между соседними пучками лучей не происходит. При этих условиях можно записать закон сохранения мощности:

$$\beta P(s) ds = F^2(\gamma) d\gamma,$$

где коэффициент β может быть определен из равенства:

$$\beta = \frac{\int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \theta(\gamma) d\gamma}{\int_{S_{x1}}^{S_{x2}} P(s) ds}.$$

Можно также записать закон сохранения мощности и в следующем виде:

$$\beta P(x) \sqrt{1 + (f')^2} dx = F^2(\gamma) d\gamma. \quad (1.98)$$

Получим дифференциальное уравнение, решение которого даст закон $\gamma(x)$, который определит, под какими углами должен излучать каждый участок антенны, чтобы обеспечить ДН $F(\gamma)$.

На рис. 1.52 показан участок криволинейной антенны и фронт излучаемой этим участком.

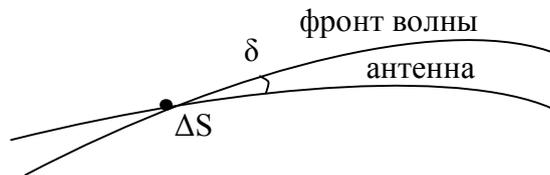


Рис 1.52. Излучающий участок антенны.

Метод геометрической оптики, получение основного уравнения

На участке антенны длиной ΔS происходит запаздывание фазы на величину $\Delta\Psi$. Можно записать:

$$\frac{\Delta\Psi}{\Delta S} = \frac{k\delta}{\Delta S}, \quad (1.99)$$

где k – волновое число; δ – разность расстояний между фронтом волны и участком антенны длиной ΔS .

Устремляя длину участка антенны к нулю и переходя к пределу, получим:

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\delta}{\Delta S} = \sin(\gamma - \gamma_f),$$

где γ_f – направление нормали к антенне, поскольку угол между двумя кривыми равен углу между нормальями к ним.

Это выражение может быть подставлено в (1.99), что дает:

$$\frac{d\Psi}{ds} = k \sin[\gamma(s) - \gamma_f], \quad (1.100)$$

где $\gamma(s)$ определяется из закона сохранения энергии, а угол γ_f определится из соотношения:

$$\operatorname{tg}(\gamma_f) = \frac{df}{dx}.$$

Решение дифференциального уравнения (1.100) может быть записано в виде:

$$\Psi(s) = k \int_{s_{x1}}^s \sin[\gamma(s) - \gamma_f(s)] ds + C,$$

где C – произвольная постоянная.

Используя тригонометрические равенства:

$$\begin{aligned} \sin(A - B) &= \sin A \cos B - \cos A \sin B, \\ \cos A &= \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 A}}, \quad \dots \quad \sin A = \frac{\operatorname{tg} A}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 A}}, \end{aligned}$$

и полагая:

$$\operatorname{tg} B = \operatorname{tg}(\gamma_f), \quad A = \gamma \quad \text{получим:}$$

$$\frac{d\Psi}{dx} = k \left(\sin \gamma - \frac{df}{dx} \cos \gamma \right). \quad (1.101)$$

Для линейной антенны $\frac{df}{dx} = 0$, поэтому можно записать:

$$\frac{d\Psi}{dx} = k \sin \gamma(x). \quad (1.102)$$

Таким образом, решение может быть записано в виде:

$$\Psi(x) = k \int_{x_1}^x \left[\sin \gamma(x) - \frac{df}{dx} \cos \gamma(x) \right] dx + C \quad (1.103)$$

Для того, чтобы создать излучение в одном направлении заданном углом γ^0 , фазовое распределение должно иметь вид:

$$\Psi(x) = k \{ x \sin \gamma^0 - f(x) \cos \gamma^0 \} + C.$$

При $f(x) = 0$ (линейная антенна) получим очевидный результат $\Psi(x) = k\xi x$, где $\xi = \sin \gamma^0$.

Излучение прямоугольной площадки

Рассмотрим выражение для векторной характеристики направленности произвольной антенной системы (1.44). В общем случае «объёмной» антенны это выражение может быть записано в следующем виде:

$$\vec{f}_\Sigma(\theta, \varphi) = \sum_n \frac{\vec{I}_n}{I_0} e^{-ik\rho_n \cos \gamma_n},$$

где ρ_n – амплитудное значение радиус вектора расположения «п»-ого участка тока;

γ_n – угол между радиус вектором $\vec{\rho}_n$ и единичным радиус вектором, направленным из центра системы координат в точку наблюдения.

Используя определение скалярного произведения двух векторов, можно записать:

$$\rho_n \cos \gamma_n = (\vec{\rho}_n, \vec{e}_n),$$

где \vec{e}_n – единичный вектор, направленный в точку наблюдения из «п»-ого участка тока.

В сферической системе координат направление в точку наблюдения характеризуются углами θ и φ . Для расстояний во много раз превышающих размеры антенны можно считать, что все векторы, направленные в точку наблюдения параллельны, поэтому можно записать: $\vec{e}_n = \vec{e}_0$,

$$\vec{e}_0 = \sin \theta \cos \varphi \vec{e}_x + \sin \theta \sin \varphi \vec{e}_y + \cos \theta \vec{e}_z. \quad (1.104)$$

где $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – орты декартовой системы координат.

Радиус вектор «п»-ого участка тока, имеющего координаты x_n, y_n, z_n , может быть записан в виде:

$$\vec{\rho}_n = x_n \vec{e}_x + y_n \vec{e}_y + z_n \vec{e}_z,$$

Таким образом, можно записать:

$$\left(\overrightarrow{\rho_n}, \overrightarrow{e_0}\right) = x_n \sin \theta \cos \varphi + y_n \sin \theta \sin \varphi + z_n \cos \theta, \quad (1.105)$$

тогда выражение для векторной комплексной характеристики направленности примет вид:

$$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \dot{A} \sum_n \dot{I}_n e^{ik(x_n \sin \theta \cos \varphi + y_n \sin \theta \sin \varphi + z_n \cos \theta)}, \quad (1.106)$$

где \dot{A} – комплексная постоянная.

Здесь так же, как и для линейного излучателя, можно выполнить предельный переход, увеличивая до бесконечности количество излучающих участков тока и уменьшая расстояние между ними, оставляя распределение тока в заданном объёме неизменным. Таким образом, для непрерывного распределения тока в некотором объёме V может быть получено следующее выражение для векторной комплексной характеристики направленности (ненормированной):

$$f(\theta, \varphi) = \dot{A} \int_V \dot{I}_n(x, y, z) e^{ik(x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta)} dx dy dz. \quad (1.107)$$

Это выражение, как и исходное, получено для одной из трех возможных составляющей тока, если ток имеет несколько составляющих, то полная характеристика направленности может быть записана в виде векторной суммы.

Как правило, на практике используются антенны, представляющие собой некоторые поверхности, по которым протекают токи. В случае если такие поверхности являются плоскими, общее выражение для $f(\theta, \varphi)$ может быть упрощено. Не теряя общности, можно предположить, что излучающая поверхность лежит в плоскости $z = 0$. В этом случае:

$$f(\theta, \varphi) = \dot{A} \int_S \dot{I}(x, y) e^{ik(x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi)} dx dy. \quad (1.108)$$

Из общего выражения для комплексной характеристики направленности может быть также получено выражение для характеристики направленности непрерывного линейного излучателя. Для этого достаточно положить $x = y = 0$. При этом получим выражение, совпадающее с (1.47).

Как видно из выражения для комплексной характеристики направленности плоского раскрыва, она определяется амплитудно-фазовым распределением тока – $\dot{I}(x, y)$, а также формой раскрыва (от формы зависят пределы интегрирования).

Выше отмечалось, что ввиду сложности анализа комплексной характеристики направленности, на практике используют её сечение – ДН. Сечения (ДН) могут быть заданы значением угла φ . Наиболее часто используют значения $\varphi = 0$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Для $\varphi = 0$, получим:

$$f(\theta)_{/\varphi=0} = \dot{A} \int_S \dot{I}(x, y) e^{ikx \sin \theta} dy dx. \quad (1.109)$$

Введем обозначение

$$\dot{I}_{\text{экв}}(x) = \int_{g_b(x)}^{g_h(x)} \dot{I}(x, y) dy, \quad (1.110)$$

где $g_b(x)$ и $g_h(x)$ – функции, описывающие границы плоской излучающей системы (рис.1.53).

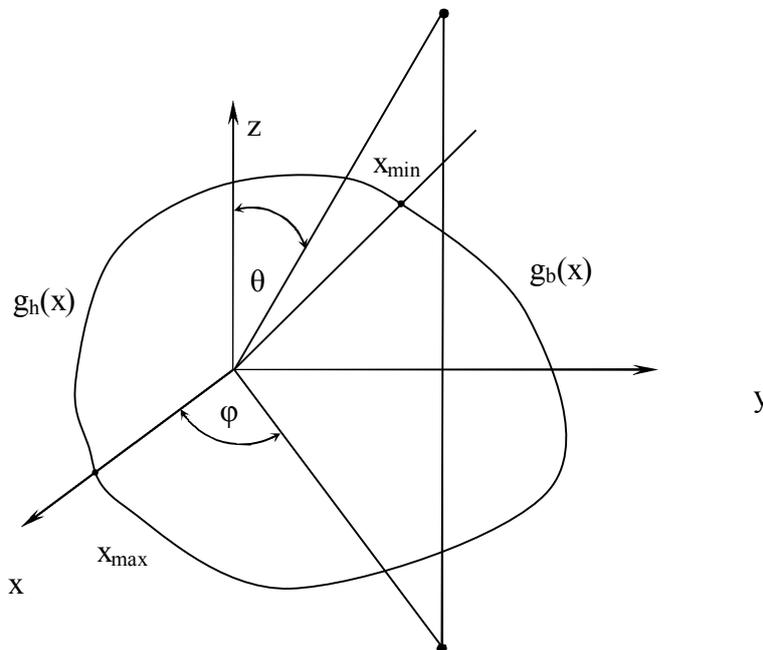


Рис. 1.53. Нахождение распределения в эквивалентном линейном излучателе

В таком случае ДН плоского излучателя может быть представлена в виде:

$$f(\theta) = \dot{A} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \dot{I}_{\text{экв}}(x) e^{ikx \sin \theta} dx, \quad (1.111)$$

что совпадает с выражением для ДН линейного излучателя (1.47) с тем отличием, что в показателе экспоненты выражения (1.47) содержится $\cos\theta$, а в полученном выражении – $\sin\theta$. Объясняется это тем, что угол θ в этих выражениях отсчитываются от разных осей. В первом – от оси антенны, а во втором – от нормали к ней.

Полученное выражение для ДН плоского раскрыва позволяет свести анализ ДН плоской антенны к анализу ДН некоторого эквивалентного линейного излучателя, амплитудно-фазовое распределение в котором будет определяться не только АФР в антенне, но и формой границ антенны. Этим и объясняется важность изучения раздела «Линейные излучающие системы».

На практике используется достаточно ограниченный набор форм поверхностей: прямоугольная, круглая, эллиптическая формы.

В случае прямоугольной площадки размерами $a \times b$ выражение для комплексной характеристики направленности может быть представлено в виде:

$$f(\theta, \varphi) = \dot{A} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \dot{I}(x, y) e^{ik \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} dy dx,$$

Полагая $\dot{I}(x, y) = I_0$, получим

$$f(\theta, \varphi) = \dot{A} I_0 \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \dot{I}(x, y) e^{ik \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} dy dx.$$

Либо для ДН в двух плоскостях $\varphi = 0, \varphi = \frac{\pi}{2}$:

$$f(\theta, 0) = \dot{A} I_0 ab \frac{\sin\left(\frac{ak}{2} \sin \theta\right)}{\frac{ak}{2} \sin \theta},$$

$$f\left(\theta, \frac{\pi}{2}\right) = \dot{A} I_0 ab \frac{\sin\left(\frac{bk}{2} \sin \theta\right)}{\frac{bk}{2} \sin \theta}.$$

После нормировки эти выражения полностью совпадают с ранее полученным выражением для ДН линейного излучателя с равномерным распреде-

лением (49) при $\zeta = 0$. это значит, что ширина ДН прямоугольной антенны с равномерным распределением в двух плоскостях будет определяться из формулы:

$$\Delta\theta_{/\varphi=\frac{\pi}{2}} = 50.7^\circ \frac{\lambda}{b},$$

$$\Delta\theta_{/\varphi=0} = 50.7^\circ \frac{\lambda}{a}.$$

Уровень боковых лепестков, как и для линейного излучателя будет равен 0.21 или -13.2 дБ.

На практике важное значение имеют, так называемые, разделяющиеся амплитудные распределения, когда:

$$I(x,y) = I_x(x) \times I_y(y).$$

Рассмотрим случай, когда:

$$I(x,y) = I_0 \cos \frac{\pi x}{a}.$$

Тогда ДН в плоскости $\varphi = \frac{\pi}{2}$ может быть найдена следующим образом:

$$f\left(\theta, \frac{\pi}{2}\right) = I \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos \frac{\pi x}{a} dx \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{iky \sin \theta} dy = I \frac{2a}{\pi} \frac{2 \sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta\right)}{k \sin \theta} = \frac{2Iab}{\pi} \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta\right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta}$$

Или после нормировки:

$$F(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta\right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta}.$$

Для плоскости $\varphi = 0$, получим:

$$\begin{aligned}
f(\theta, 0) &= I_b \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos \frac{\pi x}{a} e^{ikx \sin \theta} dx = \\
&= \frac{I_b}{2} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \left\{ e^{i \left(k \sin \theta + \frac{\pi}{2} \right) x} + e^{i \left(k \sin \theta - \frac{\pi}{2} \right) x} \right\} dx = \\
&= \frac{I_b}{2} \left\{ \frac{\sin \frac{a}{2} \left(k \sin \theta + \frac{\pi}{2} \right) = \cos \frac{a}{2} k \sin \theta}{k \sin \theta + \frac{\pi}{2}} + \frac{\sin \frac{a}{2} \left(k \sin \theta - \frac{\pi}{2} \right) = \cos \frac{a}{2} k \sin \theta}{k \sin \theta - \frac{\pi}{2}} \right\} = \\
&= I_b \frac{\cos \left(\frac{a}{2} k \sin \theta \right) \left(-\frac{2\pi}{a} \right)}{k^2 \sin^2 \theta - \frac{\pi^2}{a^2}} = I_b \frac{a^2 \cos \left(\frac{a}{2} k \sin \theta \right)}{\pi \left(1 - \left(\frac{2a}{\lambda} \sin \theta \right)^2 \right)}
\end{aligned}$$

Или после нормировки:

$$F(\theta) = \frac{\cos \left(\frac{a}{2} k \sin \theta \right)}{1 - \left(\frac{2a}{\lambda} \sin \theta \right)^2}.$$

При этом уровень боковых лепестков равен -23.1 дБ, а ширина ДН:

$$\Delta\theta = \frac{68^\circ \lambda}{a}.$$

Часто на практике используется круглый раскрыв, имеющий радиус R. Для такого раскрыва можно записать в соответствие с ранее полученными выражениями распределение в эквивалентном линейном излучателе:

$$\dot{I}_{y\hat{e}\hat{a}}(x) = 2 \int_0^{\sqrt{R^2 - x^2}} \dot{I}(x, y) dy.$$

Это выражение может быть использовано для получения ДН круглых раскрывов. На практике поступают иначе.

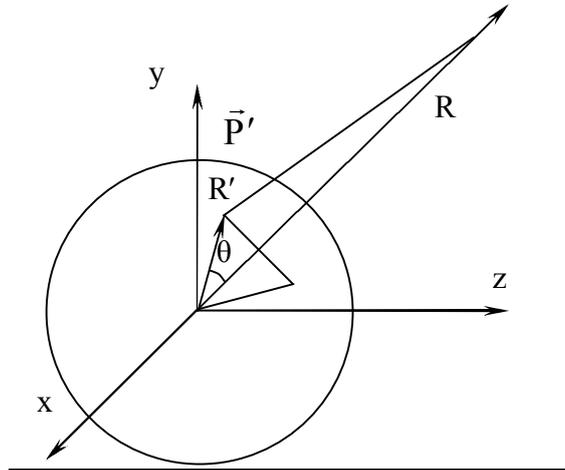


Рис. 1.54. Излучение круглой площадки

Распределение тока в этом случае записывают в виде:

$$\dot{I}(x, y) = \dot{I}(r', \varphi')$$

Часто амплитудные распределения на круглых раскрывах имеют осевую симметрию:

$$\dot{I}(r', \varphi') = \dot{I}(r'),$$

где r', φ' – координаты точки интегрирования, лежащие на поверхности антенны.

Косинус угла γ между радиус вектором точки интегрирования (излучающего участка антенны) и направлением на точку наблюдения можно записать в виде:

$$\cos \gamma = \sin \theta \cos(\varphi - \varphi'),$$

где φ, θ – углы сферической системы координат.

Действительно, в данном случае радиус вектор «п»-го участка тока может быть записан в следующем виде:

$$\vec{\rho}_n = r' \cos \varphi' \vec{e}_x + r' \sin \varphi' \vec{e}_y,$$

r', φ' – координаты «п»-го участка тока $z_n = 0$, поскольку рассматривается круглый раскрыв антенны, лежащей в этой плоскости.

При этом получим:

$$\left(\vec{\rho}_n, \vec{e}_0\right) = r' \sin \theta (\cos \varphi' \sin \varphi + \sin \varphi' \sin \varphi),$$

что, учитывая тригонометрическое равенство:

$$\cos(A - B) = \cos A \cos B + \sin A \sin B,$$

может быть записано в виде:

$$\left(\vec{\rho}_n, \vec{e}_n\right) = r' \sin \theta \cos(\varphi - \varphi').$$

Это позволяет записать сразу выражение для комплексной характеристики направленности круглой площадки:

$$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \int_0^R \int_0^{2\pi} \dot{I}(r', \varphi') e^{ikr' \sin \theta \cos(\varphi' - \varphi)} r' d\varphi' dr', \quad (1.112)$$

поскольку элемент площади (dS) на круглом раскрыве может быть представлен в виде:

$$dS = r' dr' d\varphi'.$$

В случае осесимметричного амплитудного распределения:

$$\dot{I}(r', \varphi') = \dot{I}(r'),$$

получим:

$$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \int_0^R \dot{I}(r) r' \left(\int_0^{2\pi} e^{ikr' \sin \theta \cos(\varphi' - \varphi)} d\varphi' \right) dr'.$$

Далее используем интегральное представление функции Бесселя $J_n(z)$ нулевого порядка

$$J_n(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-ni\theta + iz \sin \theta} d\theta,$$

при $n = 0$.

При этом векторная комплексная характеристика направленности осесимметричного амплитудного распределения запишется в виде:

$$f_{\Sigma}(\theta) = 2\pi \dot{A} \int_0^R \dot{I}(r') J_0(kr' \sin \theta) r' dr', \quad (1.113)$$

где $J_0(kr' \sin \theta)$ – функция Бесселя нулевого порядка.

Как и для линейного излучателя, здесь также можно ввести понятие обобщенной угловой переменной u :

$$u = kr' \sin \theta.$$

Как видно из выражения для $f_{\Sigma}(\theta)$, характеристика направленности круглого раскрыва представляется в виде одномерного интеграла. Снижение размерности интегрирования произошло благодаря осевой симметрии излучающей структуры.

При анализе антенн часто используют нормированные амплитудные распределения следующего вида:

$$I(r') = (1 - \Delta) + \Delta \left[1 - \left(\frac{r'}{R} \right)^2 \right]^n, \quad (1.114)$$

где $(1 - \Delta)$ – уровень поля на краю раскрыва (пьедестал).

Амплитудные распределения этого вида показаны на рис. 1.55 для $\Delta = 0.5$

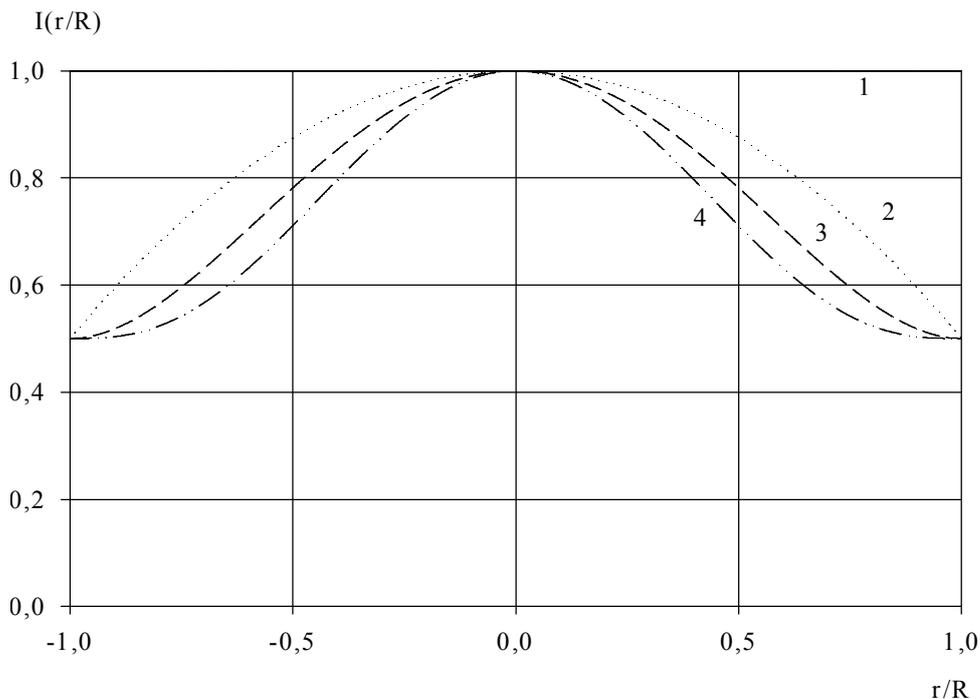


Рис. 1.55. Амплитудные распределения вида (1.101):
1 – $n = 0$; 2 – $n = 1$; 3 – $n = 2$; 4 – $n = 3$

В этом случае комплексная характеристика направленности может быть записана в виде:

$$f_{\Sigma}(\theta) = 2\pi \dot{A} \int_0^R \left\{ (1 - \Delta) + \Delta \left[1 - \left(\frac{r'}{R} \right)^2 \right]^n \right\} J_0(kr' \sin \theta) r' dr'.$$

Используя определение Лямбда-функции:

$$\Lambda_n(u) = \frac{n!}{\left(\frac{u}{2}\right)^n} J_n(u),$$

можно записать:

$$f_{\Sigma}(u) = 2\pi \dot{A} R^2 \left[(1 - \Delta) \Lambda_1(u) + \frac{\Delta}{n+1} \Lambda_{n+1}(u) \right]. \quad (1.115)$$

При равномерном амплитудном распределении ($\Delta=0$) характеристика направленности записывается в виде:

$$f_{\Sigma}(\theta) = 2\pi \dot{A} \int_0^R J_0(kr' \sin \theta) r' dr'.$$

Данный интеграл является табличным. После нормировки можно записать выражение для нормированной характеристики направленности:

$$F(\theta) = \frac{2J_1(kR \sin \theta)}{kR \sin \theta}. \quad (1.116)$$

Диаграмма направленности этого вида амплитудного распределения показана на рис. 1.56.

Обычным путём обычно определить ширину ДН по уровню половинной мощности:

$$\Delta\theta = \frac{59^\circ \lambda}{2R},$$

при этом уровень боковых лепестков составляет -17,6 дБ.

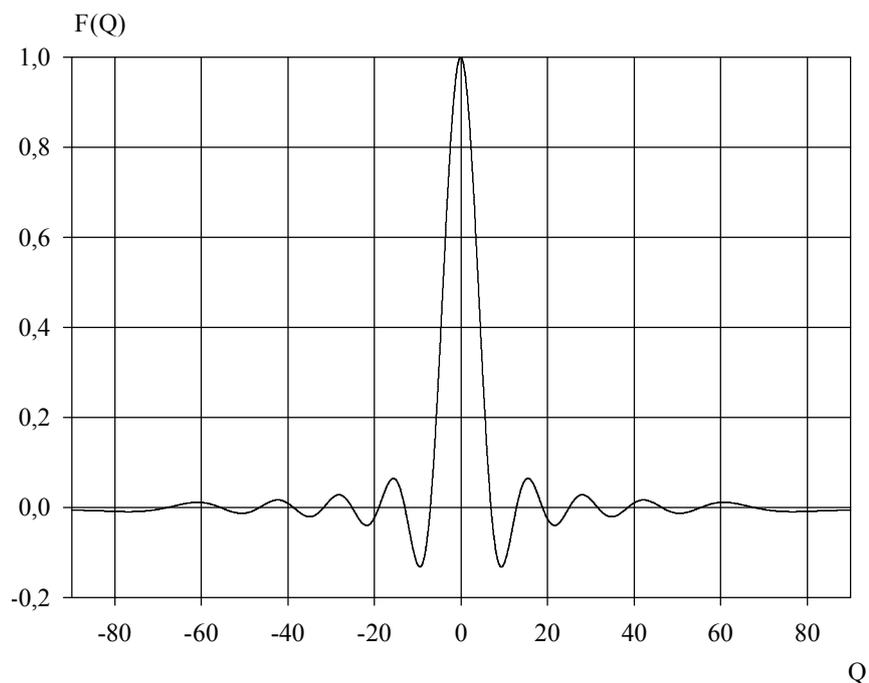


Рис. 1.56. ДН равномерного амплитудного распределения на круглом раскрыве

Сравнивая значения ширины ДН и уровня боковых лепестков круглой антенны с равномерным амплитудным распределением и прямоугольной антенны с таким же амплитудным распределением, можно заметить, что ДН расширяется, а уровень боковых лепестков уменьшается. Связано это с тем, что в эквивалентном линейном излучателе в случае круглого раскрыва получим следующее амплитудное распределение:

$$I_x(x) = \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{2R},$$

которое является спадающим к краям, что, как отмечалось ранее, приводит к расширению ДН и снижению уровня боковых лепестков.

Для спадающих к краям амплитудных распределений

$$I(r') = \left[1 - \left(\frac{r'}{R} \right)^2 \right]^n$$

можно записать:

$$F(\theta) = \frac{\Lambda_{n+1}(kR \sin \theta)}{n+1}.$$

$$n = 0 - \Delta\theta = \frac{59^\circ\lambda}{2R}, \quad \text{ÓÁË} = -17,6 \text{ ¨Á};$$

$$n = 1 - \Delta\theta = \frac{73^\circ\lambda}{2R}, \quad \text{ÓÁË} = -24,6 \text{ ¨Á};$$

$$n = 2 - \Delta\theta = \frac{84^\circ\lambda}{2R}, \quad \text{ÓÁË} = -30,6 \text{ ¨Á}.$$

Раздел 1.4 Апертурные антенны

Тема 1.4.1 Апертурные антенны

Волноводные и рупорные излучатели

Элементарным волноводным излучателем является открытый конец волновода. При переходе от волновода к свободному пространству происходит резкое изменение условий распространения электромагнитных волн, что приводит к появлению высших типов волн в волноводе, и к большим отражениям (достигающим 0,6).

Действительно, в волноводе распространяются плоские электромагнитные волны типов ТЕ или ТН, в то время, как в свободном пространстве распространяется сферическая волна типа ТЕМ. Структуры этих волн существенно отличаются друг от друга.

Кроме того, размеры волновода обычно меньше или сравнимы с длиной волны. Как известно, ширина ДН антенны определяется отношением длины волны к размеру антенны. Таким образом, открытый конец волновода будет иметь широкую ДН. Из-за этих причин обычно эти антенны либо не используются, либо используются ограниченно в составе каких либо более сложных антенных систем, например антенных решёток или в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн.

Для уменьшения коэффициента отражения необходимо каким-либо образом плавно изменить условия распространения электромагнитных волн, изменяя структуру электромагнитной волны от волноводного типа к структуре, аналогичной волне, распространяющейся в свободном пространстве. Для реализации этих целей используют различного типа рупоры

- секториальные рупоры;
- пирамидальные рупоры;
- конические рупоры.

Секториальные и пирамидальные рупорные антенны являются «продолжением» прямоугольного волновода, а конические рупорные антенны – круглого.

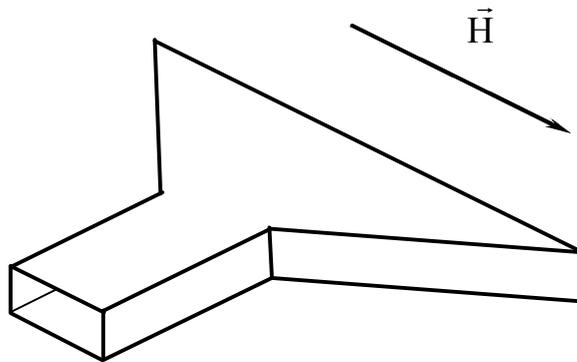


Рис. 1.57. H – секториальный рупор

Различают два типа секториальных рупорных антенн: H секториальный рупор и E секториальный рупор. В H секториальном рупоре происходит увеличение размеров волновода в H плоскости, а в E секториальном рупоре – в E плоскости.

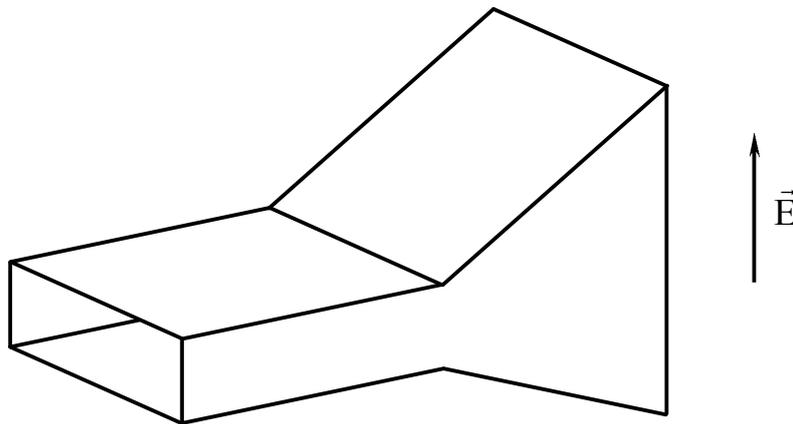


Рис. 1.58. E – секториальный рупор

При этом предполагается, что в прямоугольном волноводе распространяется волна основного типа H_{01} .

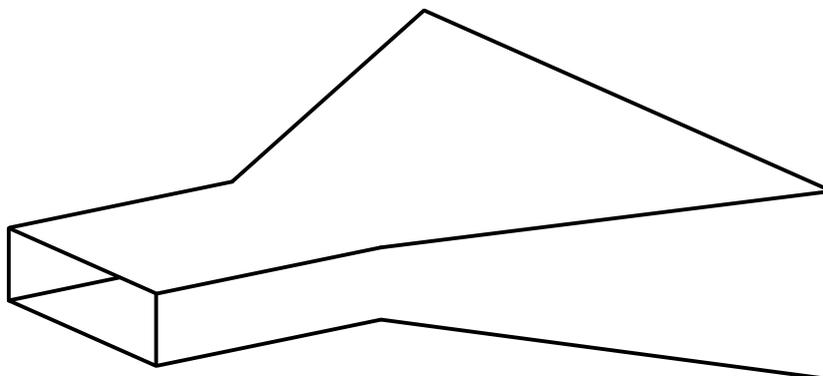


Рис. 1.59. Пирамидальный рупор

Пирамидальный рупор представляет собой расширение волновода одновременно в двух плоскостях Е и Н (рис. 1.59).

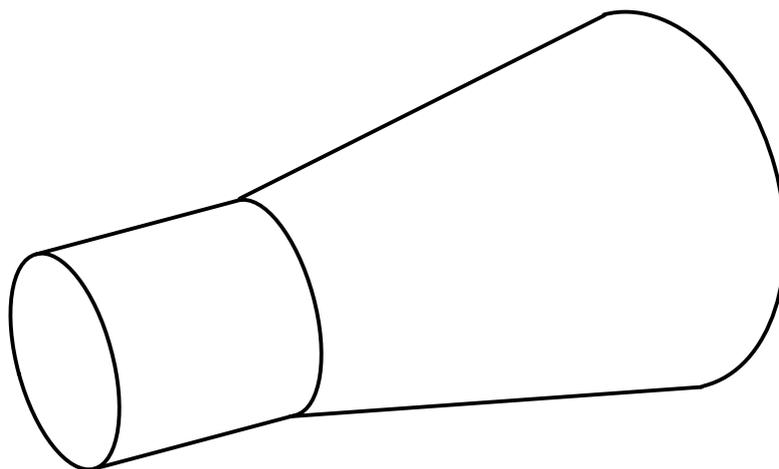


Рис. 1.60. Конический рупор

Конический рупор, как видно из рис. 1.60 представляет собой равномерное симметричное расширение круглого волновода.

Поле в рупоре имеет также сложный характер. Расчеты и эксперименты показали, что при большой длине рупора можно использовать приближенную теорию то есть, считать, что структура электромагнитного поля в рупоре соответствует структуре электромагнитной волны, распространяющейся в волноводе.

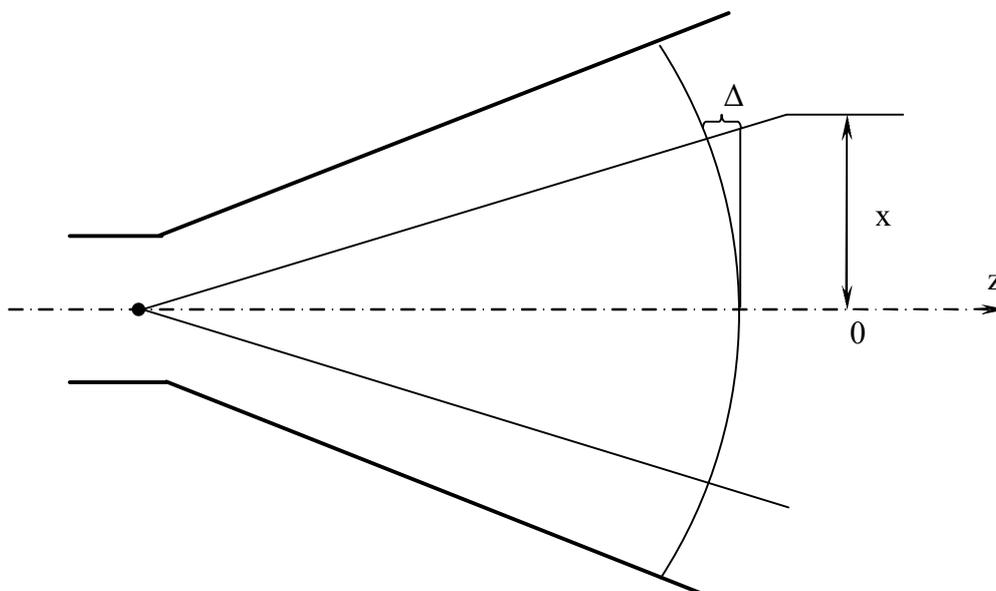


Рис. 1.61. К определению фазового распределения в раскрыве рупорной антенны

Предполагая, что в «горловине» рупора происходит трансформация плоской волны в цилиндрическую или сферическую (в зависимости от типа рупора), для разности путей от «центра» рупора до плоскости его раскрыва можно записать:

$$\Delta = \sqrt{R^2 + x^2} - R,$$

или, считая, что $x \ll R$

$$\Delta \approx R \left(1 + \frac{x^2}{2R^2} \right) - R = \frac{x^2}{2R}.$$

Считая, что постоянная распространения в рупоре равна волновому числу свободного пространства, можно записать выражение для фазового распределения в раскрыве рупора:

$$\varphi(x) = \frac{\pi x^2}{\lambda R}. \quad (1.117)$$

Этим выражением можно пользоваться при длине рупора большем половине его раскрыва и угле раскрыва рупора $\angle 45^\circ$.

Амплитудно-фазовое распределение поля в раскрыве E секториального рупора может быть представлено в следующем виде:

$$E(x) = I_0 e^{-i \frac{\pi x^2}{\lambda R}},$$

А распределение поля в раскрыве H секториального рупора может быть представлено в следующем виде:

$$E(x) = I_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-i \frac{\pi x^2}{\lambda R}},$$

где R – длина рупора;

a – размер рупора в плоскости H.

Поскольку амплитудное распределение волны H_{10} в волноводе в плоскости E – равномерное, а в плоскости H – косинусоидальное, в раскрыве пирамидального рупора распределение поля в соответствующих плоскостях поле также будет иметь аналогичный характер. В коническом рупоре, очевидно,

фазовое распределение также будет квадратичным, а амплитудное будет определяться типом волны, распространяющейся в круглом волноводе.

Ранее было отмечено, что квадратичные фазовые искажения в раскрытии антенны приводят к увеличению уровня боковых лепестков, «заплыванию» нулей ДН, расширению основного лепестка. Все эти явления, естественно приведут к снижению КНД антенны.

Рассмотрим несколько модификаций рупорной антенны при её фиксированной длине (R) и возрастающем размере раскрытия (рис. 1.62).

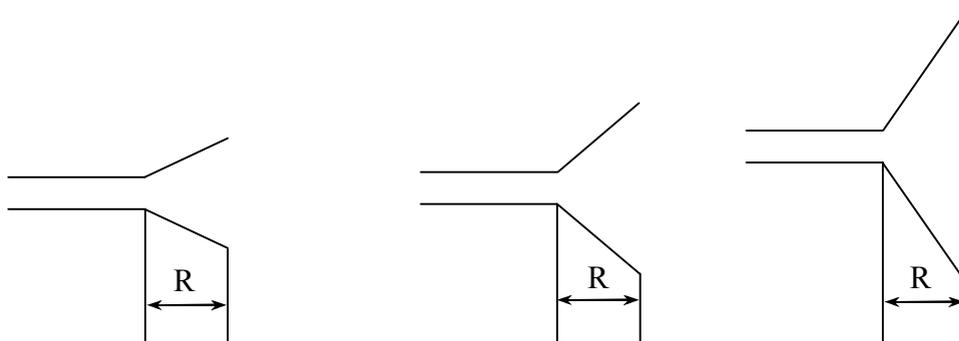


Рис. 1.62. Рупорная антенна с увеличивающимся раскрытием и постоянной длиной R

Как известно, увеличение раскрытия антенны приведет к снижению ДН и увеличению КНД при любом амплитудном распределении. С другой стороны, в данном случае, при этом возрастают фазовые искажения, что приведет, наоборот, к расширению ДН и уменьшению КНД. Налицо два противоположно направленных процесса. Как правило, в таких условиях может появиться некоторый оптимум. Действительно, расчеты показывают, что такой оптимум существует. Для плоскости E фазовые искажения на краях рупора, соответствующей оптимальному соотношению между длиной рупора и его раскрытием равным $\frac{\pi}{2}$, а в плоскости H – $\frac{3\pi}{4}$. Различие в данных значениях объясняются различием амплитудных распределений в данных плоскостях. Как было показано ранее при равномерном амплитудном распределении (плоскость E) влияние фазовых искажений на параметры ДН проявляются больше, чем при косинусоидальном амплитудном распределении (плоскость H). Если фазовые искажения на краях раскрытия будут меньше указанных значений, то КНД увеличится.

Таким образом, можно записать для E плоскости

$$\frac{\pi b_p^2}{4\lambda R_E} \leq \frac{\pi}{2},$$

а для H плоскости

$$\frac{\pi a_p^2}{4\lambda R_H} \leq \frac{3\pi}{4}$$

где R_E, R_H – длины рупоров, соответственно в Е и Н плоскостях;

b_p – размер рупора в Е плоскости;

a_p – размер рупора в Н плоскости.

Отсюда можно получить выражения для длин рупоров в соответствующих плоскостях:

$$\begin{aligned} R_E &\geq \frac{b_p^2}{2\lambda}, \\ R_H &\geq \frac{a_p^2}{2\lambda}. \end{aligned} \tag{1.118}$$

Знак равенства в этих выражениях соответствует так называемой оптимальной длине рупора. Следует отметить, что при длине рупора больше оптимальной параметры ДН улучшаются, но при этом возрастают габариты рупорной антенны. Из формул для длин рупоров видно, что в плоскости Н рупор может выполняться более коротким, чем в плоскости Е. Это является следствием того, что в плоскости Н рупора амплитудное распределение косинусоидальное, а плоскости Е – равномерное.

При заданной ширине ДН рупора в двух плоскостях (Е и Н) расчет рупорной антенны выполняется следующим образом. Исходя из выражений для ширины ДН двух типов амплитудных распределений, определяют размеры рупорной антенны в двух плоскостях:

$$\begin{aligned} b_p &= \frac{51^\circ\lambda}{\Delta\theta_E}, \\ a_p &= \frac{68^\circ\lambda}{\Delta\theta_H}, \end{aligned}$$

где $\Delta\theta_E, \Delta\theta_H$ – заданные ширины ДН рупорной антенны в Е и Н плоскостях, соответственно.

Далее по выше приведенным формулам определяют длины рупоров в соответствующих плоскостях R_E и R_H . Из двух полученных значений для длины рупора выбирают максимальное значение. ДН рупорной антенны, исходя из амплитудных распределений рассчитываются по следующим формулам:

$$F_E(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{kb_p \sin \theta}{2}\right)}{\frac{kb_p \sin \theta}{2}},$$

$$F_H(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{ka_p \sin \theta}{2}\right)}{1 - \left(\frac{2a_p \sin \theta}{\lambda}\right)^2}.$$

В этих выражениях угол θ отсчитывается от нормали к раскрытию рупора, причем $-90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$. Указанные выражения могут быть помножены на ДН плоского элементарного излучателя – элемента Гюйгенса:

$$F(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2}.$$

Это выражение при больших размерах раскрытия рупора окажет влияние только на дальние лепестки. Как показывает теория и эксперимент, изложенная инженерная методика расчета рупорных антенн действительна для зоны основного лепестка и ближайших к нему боковых лепестков. На дальние боковые лепестки, а тем более на заднее излучение окажут влияние токи, протекающие по внешней стороне рупорной антенны, которые здесь никак не учитываются. Поэтому при расчетах, особенно эскизных можно пользоваться простыми выражениями.

Длина рупорной антенны может быть уменьшена относительно оптимальной длины. При этом в раскрытие рупора необходимо будет установить устройство, которое устраним фазовые искажения – это так называемые линзовые антенны.

Линзовые антенны

Линзовые антенны относятся к апертурным антеннам. В линзовых антеннах используются методы геометрической оптики. Такой метод возможен в том случае, если размеры антенны много больше длины волны. Линзовые антенны используются в основном в сантиметровом или миллиметровом диапазонах длин волн. Антенны в виде линз, как и линзы в оптике, служат для преобразования цилиндрического или сферического фронта волны в плоский фронт при передаче и для преобразования плоского фазового фронта в цилиндрический или сферический при приёме. Обычно излучающая поверхность линзы является плоской и благодаря возникающему плоскому фазово-

му фронту, антенна имеет узконаправленное излучение, так называемые одноповерхностные линзы.

Существуют, однако, линзы со сложной выходной поверхностью для формирования ДН специальной формы. Так называемые двухповерхностные линзы.

Линзовая антенна состоит из двух частей: собственно линзы и облучателя. Принцип действия собственно линзы основан на замедлении, либо на ускорении скорости распространения электромагнитных волн. В соответствии с этим, линзы бывают либо ускоряющими, либо замедляющими. В отличие от оптики, где существуют только замедляющие линзы.

Материал, из которого выполнены линзы, характеризуется коэффициентом преломления (замедления):

$$n = \frac{c}{V_{\Phi}}, \quad (1.119)$$

где c – скорость распространения волны в свободном пространстве;

V_{Φ} – фазовая скорость волны в материале, из которого выполнена линза.

Для ускоряющих линз $n < 1$, для замедляющих линз $n > 1$.

Различают три вида материалов, соответственно которым существует три вида линзовых антенн:

- диэлектрические, которые изготовлены из диэлектрика $n = \sqrt{\varepsilon}$, если по объему линзы $n = \text{const.}$, то линза называется однородной, при $n \neq \text{const}$ – неоднородной (ε – относительная диэлектрическая проницаемость);
- металлодиэлектрические, которые изготовлены из так называемого искусственного диэлектрика, представляющего собой взвесь металлических включений в объеме легкого диэлектрического материала;
- металлопластинчатые линзы или волноводные линзы, изготовленные либо из металлических пластин, либо из волноводов, обычно это ускоряющие линзы, хотя существуют и замедляющие линзы, если в волноводах применяют замедляющие структуры типа встречных стержней.

Существуют такие геодезические линзы $V_{\Phi} = c$ условие фокусировки волны, в которых выполняется путем выравнивания геометрических путей от облучателя до раскрытия.

В качестве облучателей линз используют слабонаправленные излучатели, такие как открытый конец волновода, рупоры или их систему, вибратор с рефлектором и т.п.

Определим уравнение профиля диэлектрической линзы, имеющей облучатель со сферическим фазовым фронтом и создающей на излучающей плоской поверхности плоский фазовый фронт, то есть, фазовый фронт, сфо-

кусированный на бесконечном расстоянии. Это условие в соответствии с рис. 1.63 можно записать в виде:

$$\rho = f + n(\rho \cos \theta - f).$$

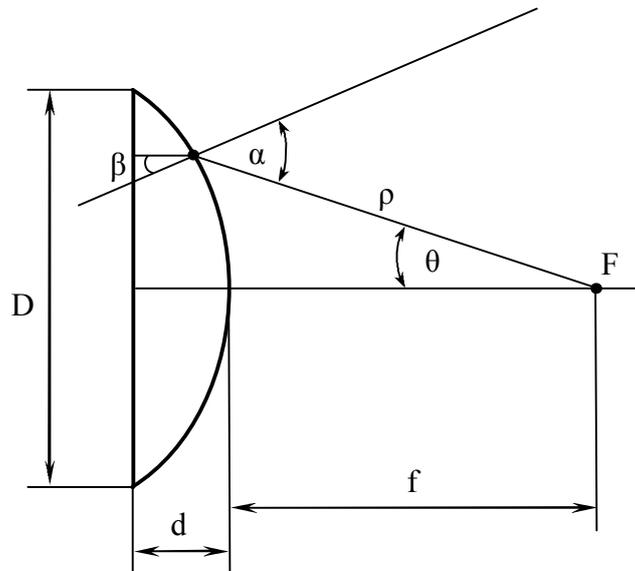


Рис. 1.63. Получение профиля линзовой антенны

Откуда получим уравнение профиля линзы

$$\rho(\theta) = \frac{(n-1)f}{n \cos \theta - 1}.$$

При $n > 1$ – получим уравнение гиперболы, а при $n < 1$ – эллипса с эксцентриситетом равным n и центром полярной системы координат (ρ, θ) , совпадающим с дальним фронтом гиперболы или эллипса.

Толщина линзы определяется из условия равенства оптического пути на краю линзы и в её центре. Это условие можно записать в следующей форме:

$$\frac{D}{2 \sin \theta_{\max}} = f + nd,$$

где $2\theta_{\max}$ – угол раскрытия линзы.

Откуда получим толщину линзы:

$$d = \frac{1}{n} \left(\frac{D}{2 \sin \theta_{\max}} - f \right).$$

Благодаря тому, что излучающая поверхность является плоской, её характеристики рассчитываются, как характеристики плоского синфазного раскрыва, которые мы уже умеем определять. Несмотря на то, что диэлектрическая линза является широкополосной, используется она редко из-за большого веса.

Сказанное относится и к металлодиэлектрическим антеннам, которые к тому же менее широкополосные и трудны в изготовлении.

Наибольшее распространение получили металлопластинчатые линзы. Такие линзы состояются из пластин, расположенных на некотором расстоянии друг от друга. Облучатель при этом должен иметь линейную поляризацию, совпадающую с направлением пластин.

Если облучатель имеет круговую поляризацию, то необходимы две системы параллельных пластин, ортогональные друг другу.

Металлопластинчатые линзы могут использоваться не только для получения узконаправленного излучения, но и для одновременного преобразования линейной поляризации в круговую или эллиптическую или преобразование круговой поляризации в линейную. Принцип работы таких линз мы рассмотрим ниже.

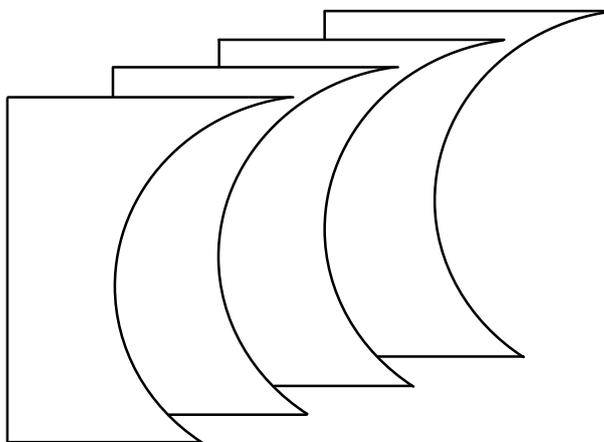


Рис. 1.64. Профиль металлопластинчатой линзы

Фазовая скорость распространения электромагнитных волн между пластинами определяется из выражения

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}},$$

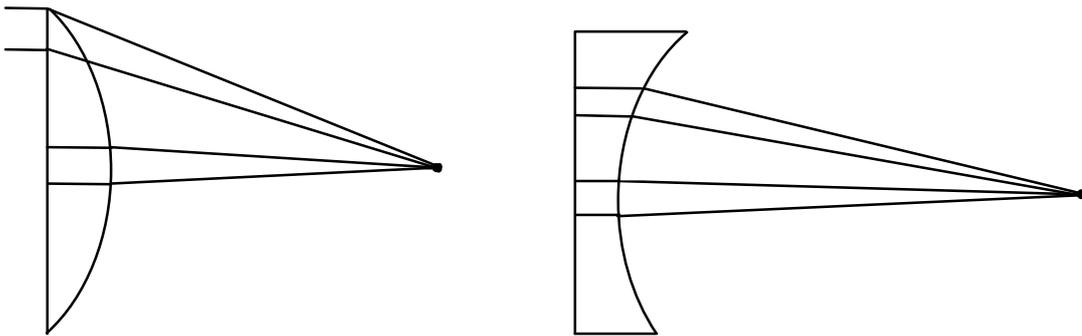
где a – расстояние между пластинами.

Отсюда коэффициент преломления $n = \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}$.

Для того чтобы электромагнитные волны распространялись между пластинами, необходимо выполнение условия $a > \frac{\lambda}{2}$, а чтобы существовал один тип волны – условия $a < \lambda$.

Уравнение профиля линзы совпадает с ранее полученным, следует только учесть, что $n < 1$. Толщина линзы определяется из тех же соображений и равна $d = \frac{1}{n} \left(f - \frac{D}{2 \sin \theta_{\max}} \right) + \Delta$. Величина Δ выбирается, исходя из конструктивных соображений, в принципе может быть равна нулю.

Для облегчения веса линзы используют зонирование, то есть вырезание участков пластин, набег фазы на которых равен 2π .



Замедляющая линза дает более спадающее к краям излучение

Ускоряющая линза дает возрастающее к краям излучение

Рис. 1.65. Влияние типа линзовой антенны на изменение амплитудного распределения в раскрыве антенны

Амплитудные распределения, формируемые ускоряющими и замедляющими линзами при одном и том же облучателе различны, хотя все же основную роль в формировании амплитудного распределения в линзовой антенне играет ДН облучателя.

Рассмотрим применение линз для получения круговой поляризации из линейной.

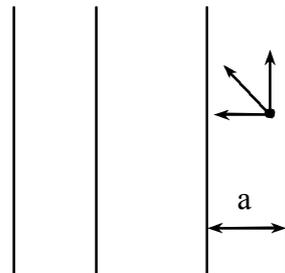


Рис. 1.66. К объяснению принципа действия поляризатора из параллельных металлических пластин

При известном a выбирают толщину пластин так, чтобы набег фазы для одной из составляющих был больше на $\frac{\pi}{2}$ по сравнению с другой. Тогда на выходе будем иметь две ортогональные линейные поляризации со сдвигом фаз на $\frac{\pi}{2}$ – а это, нам известно, дает круговую поляризацию. Эта же система может быть использована и для обратного преобразования.

Зеркальные антенны

Наибольшее распространение СВЧ диапазоне нашли зеркальные антенны, благодаря простоте конструкции, относительной легкости расчета, технологичности и дешевизне. Эти антенны мы рассмотрим кратко. Значительная часть курсовых проектов будет по расчетам зеркальных антенн. Поэтому мы будем рассматривать их на практических занятиях. Зеркальная антенна представляет собой выгнутую металлическую поверхность, перед которой располагается облучатель (рис. 1.67).

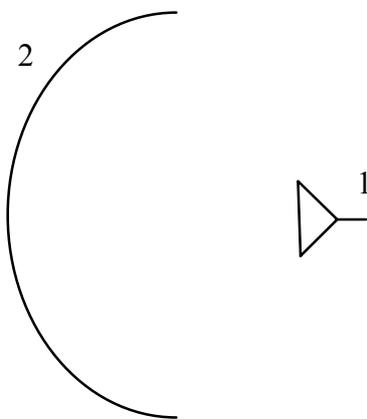


Рис. 1.67. Зеркальная антенна: 1 – облучатель; 2 – зеркало антенны

Зеркала, как и линзы, служат для преобразования сферического, либо цилиндрического фазового фронта облучателя в плоский фазовый фронт или, в некоторых случаях, в фазовый фронт специального вида для получения ДН специальной формы, например, косекансной или секторной.

Зеркальные антенны являются одним из классов поверхностных антенн, для расчета которых используется несколько методов. Для иллюстрации методов расчета зеркальных антенн рассмотрим зеркальную антенну с рупорным облучателем (рис. 1.68).

В режиме передачи антенны мощность к рупорному облучателю подводится при помощи волновода, излучается рупором в пространство, далее отражается от зеркала и с определенным распределением попадает в свободное пространство. Задача состоит в том, чтобы по известному распределению тока или поля в каком-либо поперечном сечении пути распространения элек-

тромагнитной волны от генератора до свободного пространства определить характеристики антенны.

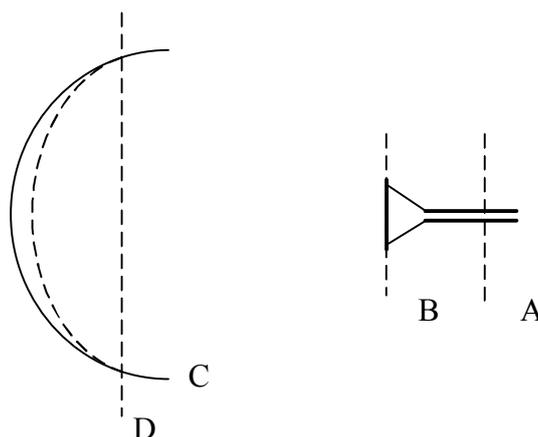


Рис. 1.68. Выбор места сечения, при расчете зеркальных антенн

Методы расчета как раз и отличаются в основном выбором этого поперечного сечения (рис. 1.68):

- распределение поля в сечении А может считаться достаточно точно известным. Предположив стенки рупора и зеркала идеально проводящими, в принципе, можно рассчитать антенну, исходя из распределения поля в сечении А. Однако, это слишком сложно;

- распределение в сечении В рупора там же может быть достаточно известно, однако и это еще слишком сложно для инженерных расчетов;

- распределение в сечении С определяется уже менее точно, но все характеристики антенны могут быть достаточно хорошо рассчитаны без учета влияния элементов конструкции и самого облучателя. Этот часто используемый метод расчета называется методом расчета по распределению тока. При этом распределение тока на поверхности зеркала рассчитывается исходя из граничных условий:

$$\vec{j} = [\vec{n}, \vec{H}], \quad (1.120)$$

где \vec{n} – нормаль к поверхности зеркала; \vec{H} – распределение вектора напряженности магнитного поля на поверхности зеркала.

Распределение вектора напряженности магнитного поля на поверхности зеркала рассчитывается приближенно по законам геометрической оптики, в соответствии с которыми предполагается, что:

- 1) первичный облучатель точечный;
- 2) распределение тока можно рассчитать, зная ДН облучателя и профиль зеркала;
- 3) поверхность зеркала считается идеально проводящей;
- 4) токи на теневой стороне зеркала отсутствуют;

Наименее точно определяется распределение поля в апертуре антенны. Апертурой антенны называется минимальная плоская поверхность, через которую проходит основная часть излучения. Поле в апертуре рассчитывается по законам геометрической оптики, то есть все предположения для расчета по распределению тока по поверхности зеркала считаются выполненными. Эти же законы используются и для расчета поля в апертуре антенны. Следует отметить, что этот метод уже не даст точной информации о поляризации антенны.

Поле излучения определяется чисто с точки зрения геометрической оптики. Этот метод обычно используется для расчета антенн с ДН специальной формы. Метод, естественно не дает информации как о поляризации, так и структуре о бокового излучения.

В инженерных расчетах, особенно на этапе эскизного проектирования, наиболее часто используется апертурный метод, который мы наиболее подробно и рассмотрим.

Параболические зеркальные антенны

Наиболее распространенным типом зеркальных антенн являются параболические антенны, уравнение профиля которых может быть записано в виде:

$$x^2 + y^2 = 4fz. \quad (1.121)$$

Параболическое зеркало обладает тем свойством, что все попадающие на него лучи, выходящие из фокуса, отражаются от зеркала параллельно оси OZ (рис. 1.69):

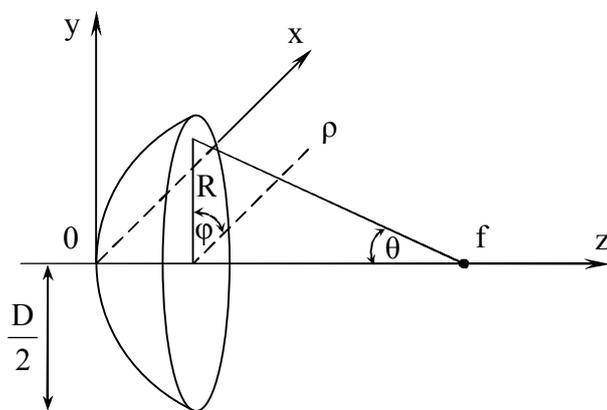


Рис. 1.69. Параболическая зеркальная антенна

Записав выражения для декартовых координат поверхности зеркала в следующем виде:

$$\begin{aligned}x &= \rho \cos(\varphi) \sin(\theta), \\y &= \rho \sin(\varphi) \sin(\theta), \\z &= f - \rho \cos(\theta),\end{aligned}$$

и подставив x, y, z в формулу для параболоида вращения (1.121), мы получим квадратное уравнение относительно ρ , решив которое, будем иметь формулу для параболоида вращения в сферической системе координат:

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos\theta}. \quad (1.122)$$

В соответствии с выражением для плотности поверхностного тока (1.120) направление тока на поверхности зеркала определяется как поляризацией падающего электромагнитного поля, так и геометрией антенны. Действительно, в векторное произведение (1.120) входит вектор напряжённости магнитного поля (\vec{H}) падающего поля. Этот вектор полностью определяется поляризацией падающей волны. Вторым сомножителем является нормаль к поверхности зеркала (\vec{n}). Нормаль к поверхности «зеркала» будет постоянной величиной только, если зеркало плоское. Таким образом, при плоском зеркале токи по его поверхности будут полностью определяться только поляризацией падающей волны (без учёта влияния границ зеркала). В случае, если поверхность зеркала криволинейная (рис. 1.68), направление нормали к нему будет зависеть от координат поверхности зеркала, что приведет к появлению в поверхностных токах на зеркале составляющих, не совпадающих с поляризацией падающей электромагнитной волны.

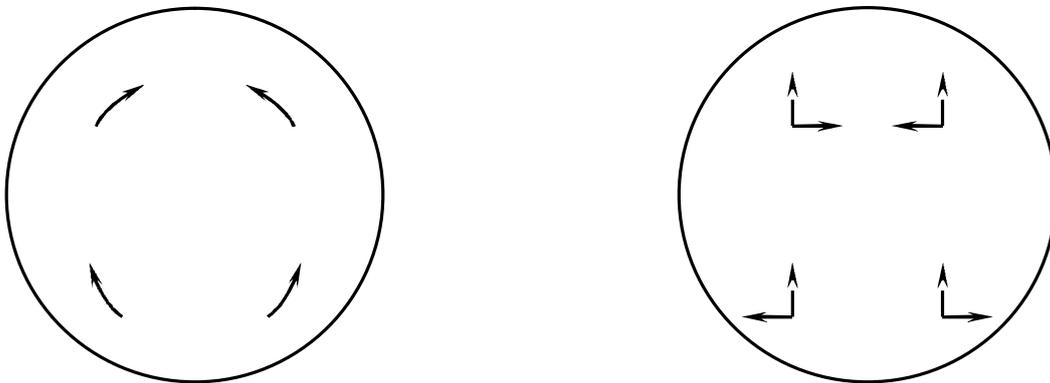


Рис. 1.70. К объяснению принципа подавления кроссполяризации на оси параболической зеркальной антенны

В случае если поляризация падающего поля линейная, появятся ортогональные ей составляющие, называемые кроссполяризационными или паразитными. На рис. 1.70 качественно показано появление горизонтальных со-

ставляющих поверхностного тока, текущих по поверхности зеркала в виде параболоида вращения. При этом предполагается, что облучатель имеет вертикальную поляризацию. Благодаря симметрии зеркала на его фокальной оси влияние появившихся кроссполяризационных составляющих проявляться не будет. Их влияние будет проявляться при направлениях отличных от направления фокальной оси. Появление кроссполяризации уменьшает усиление антенны (часть мощности расходуется на создание кроссполяризационных составляющих).

При одной и той же величине раскрыва зеркала, оно может иметь различные фокусные расстояния. Различают короткофокусные и длиннофокусные зеркала. Длиннофокусные зеркала наименее вогнуты, имеют меньший угол раскрыва, меньший уровень кроссполяризации.

Порядок расчета параболической зеркальной антенны апертурным методом

В соответствии с ранееизложенным, поле в апертуре антенны находится по законам оптики. Считается, что облучатель создает сферический фазовый фронт, который при отражении от параболического зеркала преобразуется в плоский. Этот плоский фронт (амплитуда плоской волны не зависит от расстояния) достигает апертуры антенны. Таким образом поле в апертуре антенны рассчитывается следующим образом (рис. 1.71).

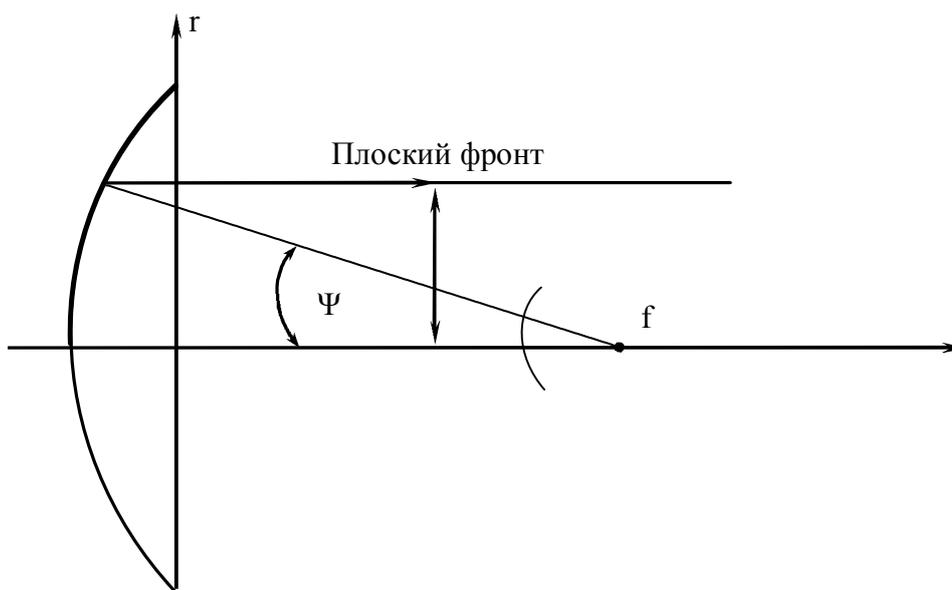


Рис. 1.71. Апертурный метод расчета

$$I(\theta) = \frac{F_0(\Psi)}{\rho(\Psi)}, \quad (1.123)$$

где $F_0(\Psi)$ – ДН облучателя; $\rho(\Psi)$ – уравнение профиля зеркала.

Учитывая выражение для профиля зеркала (1.122), выражение для поля в апертуре может быть записано в виде:

$$I(\Psi) = \frac{1 + \cos \Psi}{2f} F_0(\Psi).$$

Поскольку

$$\sin \Psi = \frac{r}{\rho} = \frac{1 + \cos \Psi}{2f} r, \text{ то}$$

$$r = 2f \operatorname{tg}\left(\frac{\Psi}{2}\right).$$

Это выражение позволит определить распределение поля в апертуре зеркала в виде функции $I(r)$. Далее это поле может быть представлено (аппроксимировано) в виде выражения

$$I(r) = 1 - \Delta + \Delta \left[1 - \left(\frac{2r}{D} \right)^2 \right]^n,$$

где D – диаметр зеркала; $(1 - \Delta)$ – значение поля на краю зеркала.

ДН такого амплитудного распределения имеет вид:

$$F(u) = \frac{\pi D^2}{2} \left[(1 - \Delta) \lambda_1(u) + \frac{\Delta}{n+1} \lambda_{n+1}(u) \right],$$

где $u = \frac{kD \sin \theta}{2}$.

В этом выражении угол θ уже является углом сферической системы координат, с центром, совмещенным с центром апертуры антенны.

Облучатели зеркальных антенн

К облучателю предъявляются следующие требования:

- Характеристика направленности облучателя должна обеспечивать необходимое АФР в раскрыве зеркала и иметь минимальное значение вне угла раскрыва антенны;

- Фазовая характеристика облучателя должна иметь фазовый центр, совмещенный с фокусом зеркала;
- Облучатель должен иметь достаточную электрическую прочность;
- Полоса частот облучателя должна соответствовать полосе частот антенны;
- Облучатель должен иметь минимальные размеры;
- Конструкция облучателя должна быть механически устойчивой.

В коротковолновой части СВЧ диапазона наиболее часто используется рупорные облучатели. Эти антенны рассмотрены отдельно.

Используются также вибраторные облучатели, питаемые волноводом

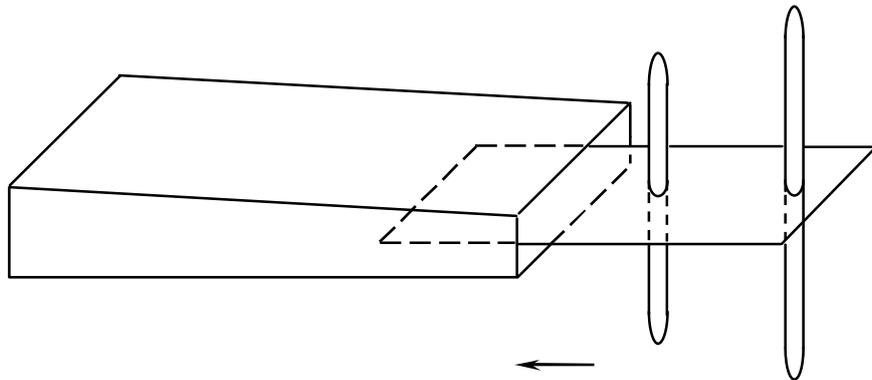


Рис. 1.72. Двухвибраторный облучатель

Облучатель с круговой симметрией

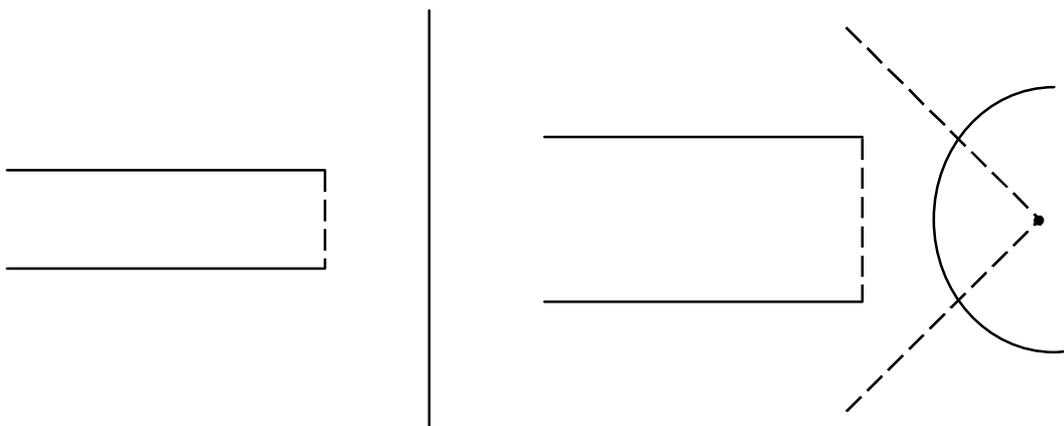


Рис. 1.73. Облучатели в виде открытого конца волновода с отражателем

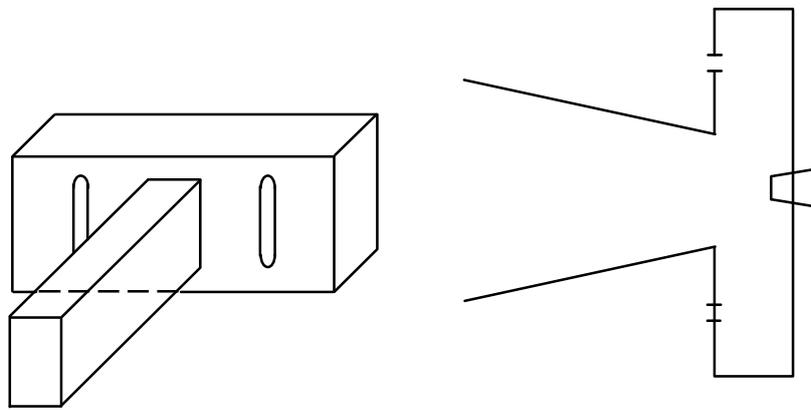


Рис. 1.74. Двухщелевой облучатель

Важнейшим типом облучателей являются диполи с отражателем

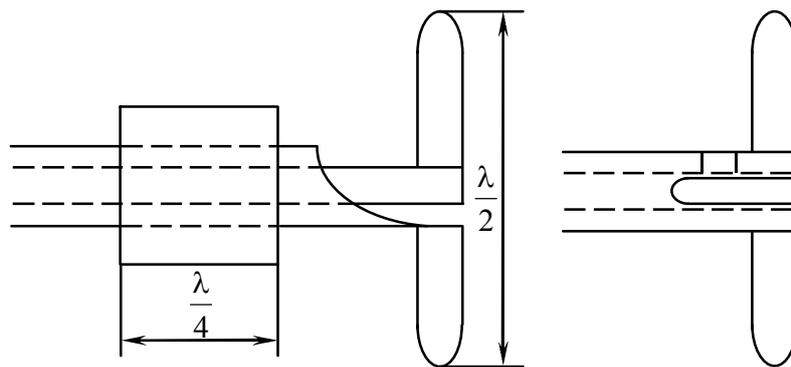


Рис. 1.75. Схемы возбуждения симметричного вибратора

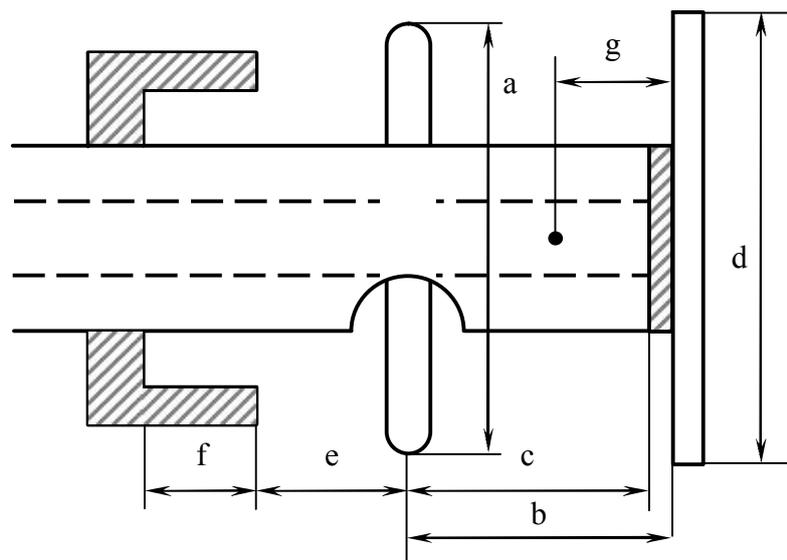


Рис. 1.76. Практическая конструкция двухвибраторного облучателя

a	b	c	d	e	f	g
0.472	0.25	0.188	0.825	0.167	0.237	0.1

Для получения круговой поляризации используется также спиральные облучатели.

Часть мощности, отраженной от зеркала попадает на облучатель. Это вызывает дополнительные отражения в питающем фидере. Для устранения этого эффекта используется несколько способов.

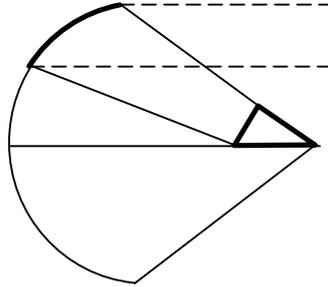


Рис. 1.77. К пояснению выноса облучателя из поля зеркала

Один из них показан на рис. 1.77. где в качестве зеркала используется только часть параболоида вращения так, чтобы облучатель не попадал в отраженное от зеркала поле. Для излучателя с круговой поляризацией эти отражения роли не играют так как при отражении от зеркала направление вращения вектора \vec{E} изменяется и облучатель не воспринимает отраженную мощность.

Для облучателя с линейной поляризацией используют поворот плоскости поляризации на 90° .

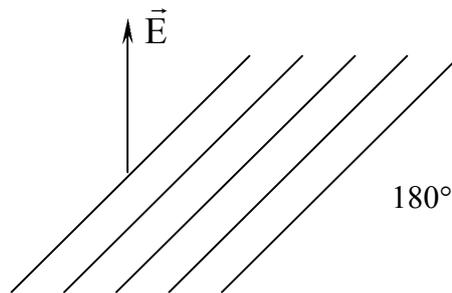


Рис. 1.78. Поляризатор. Поворот плоскости поляризации для устранения влияния зеркала на облучатель

Влияние зеркала на облучатель может быть устранено, если поместить перед вершиной зеркала металлическую пластину рис (1.79).

$$r_s \cong \sqrt{\frac{f\lambda}{3}}$$

$$t_s = (2n+1)\frac{\lambda}{4} - \frac{5\lambda}{2n}, \quad (n = 0,1,2)$$

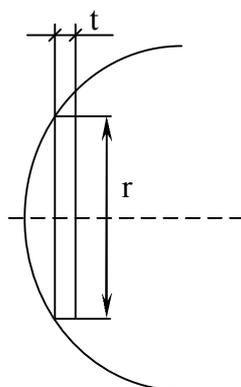


Рис. 1.79. Применение пластины в вершине зеркала для устранения реакции зеркала на облучатель

При этом часть отраженного поля попадает в облучатель в противофазе с полем, отраженным от основного зеркала. При этом происходит подавление отражаемого сигнала в линии передачи.

Учет затенения

Затенение зеркала облучателем приводит к тому, что в эквивалентном распределении появляется провал (рис. 79, а)

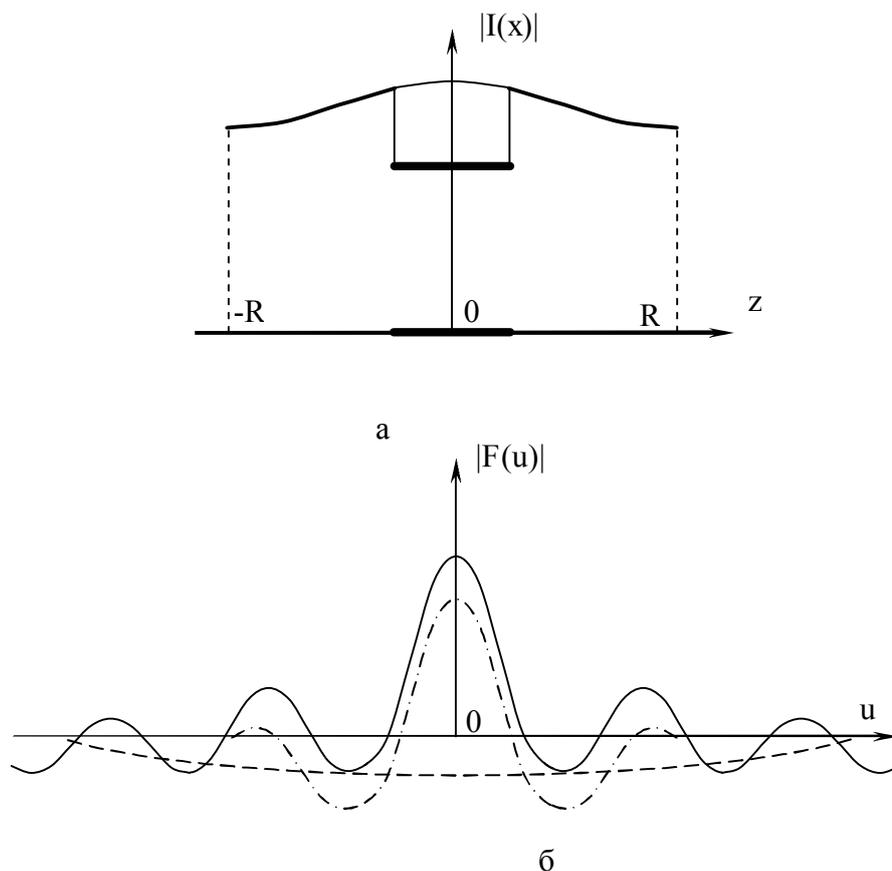


Рис. 1.80. Влияние затенения зеркала облучателем на ДН антенны

Используя принцип суперпозиции можно показать, что АПИ этом снизится КНД антенны и увеличится уровень боковых лепестков (рис. 80, б)

Разновидности зеркальных антенн

Однозеркальная параболическая антенна зачастую имеет большую ометаемую поверхность. Также в ней сложно регулировать амплитудное распределение.

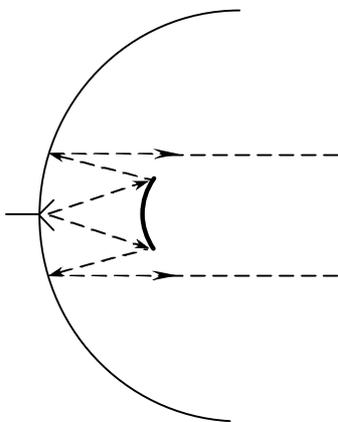


Рис. 1.81. Двухзеркальная антенная система

Для устранения этих недостатков используют двухзеркальные антенны, один из вариантов которой показан на рис. 1.80.

В данном случае показано выпуклое вспомогательное зеркало в виде параболической гиперboloиды вращения. Размер вспомогательного зеркала выбирается из условия минимального затенения. При этом достигается укорочение фидерного тракта, а также получают более высокий КИП (0,6-0,65).

В некоторых случаях используют рупорно параболическую антенну, представляющую собой комбинацию пирамидального рупора и вырезки из параболоида вращения.

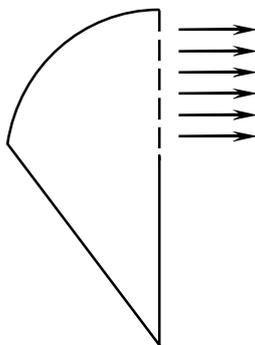


Рис. 1.82. Рупорнопараболическая антенна

На рис. 1.82 показана такая антенна. Она имеет пониженный уровень заднего излучения и используется в радиорелейных линиях.

С целью увеличения сектора электромеханического сканирования используют сферические зеркала (рис. 1.83). Уравнение сферической поверхности имеет вид:

$$x^2 + (R - z)^2 = R^2$$

Преобразуем это выражение следующим образом:

$$x^2 = 2Rz \left(1 - \frac{z}{2R} \right).$$

Тогда можно записать:

$$x^2 = 4fz, \text{ при выполненном условии } \frac{z}{2R} \ll 1.$$

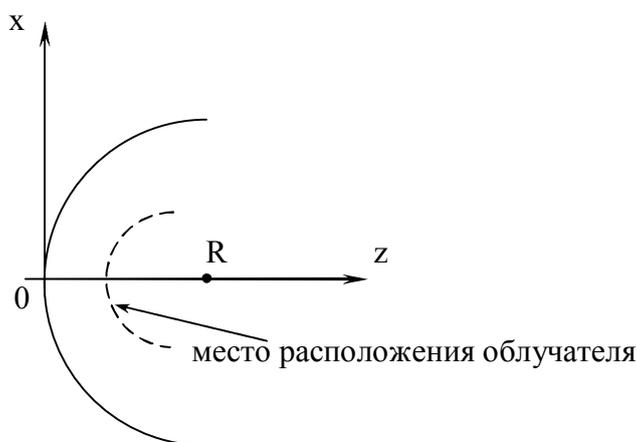


Рис. 1.83. Сферическая зеркальная антенная система

Это означает, что сферический отражатель можно рассматривать, как параболоид вращения с эквивалентным фокусным расстоянием $f_y = \frac{R}{2}$. Таким образом можно осуществлять сканирование ДН антенны, перемещая облучатель по сфере половинного радиуса.

На практике используют также антенны с зеркалом специальной формы, для получения ДН специальной формы например, косекансной ДН.

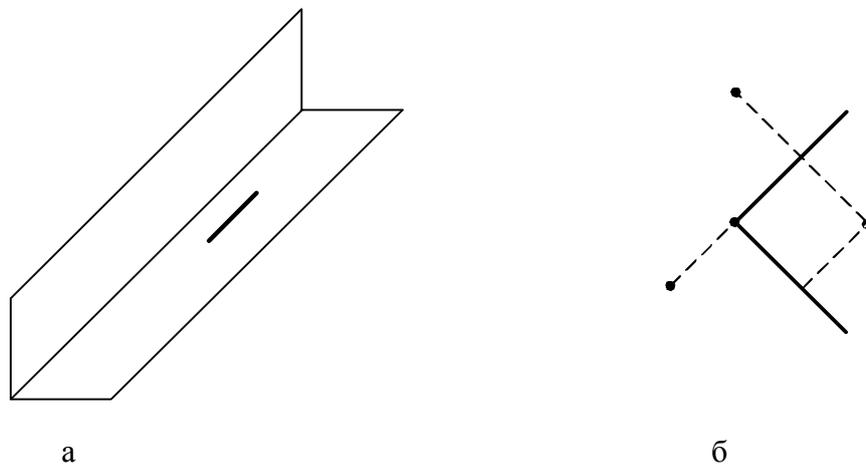


Рис. 1.84. Угловая зеркальная антенна

На практике находят применение угловые отражатели (рис. 1.84), ДН которых зависит от угла отражателя.

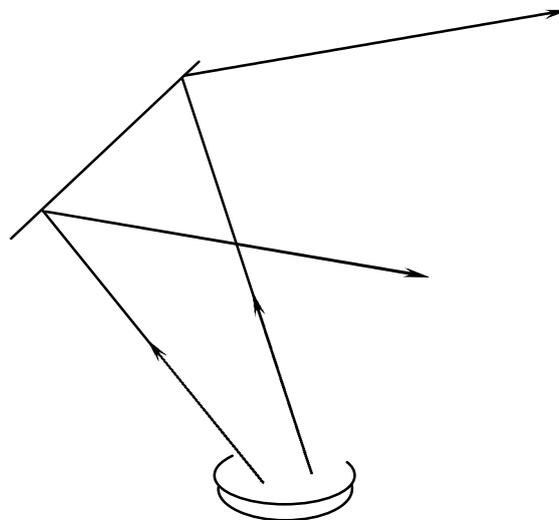


Рис. 1.85. Плоская зеркальная антенна

Плоские зеркальные антенны находят применение для изменения направления излучателя (рис. 1.85).

Раздел 1.5 Сканирующие антенны

Тема 1.5.1 Сканирующие антенны

Управление направлением излучения зеркальной антенны путем выноса облучателя из фокуса

Для небольшого поворота ДН облучатель может быть вынесен из фокуса на некоторое расстояние Δl (рис. 1.86), что приводит к смещению макси-

муна ДН на угол α в соответствии с выражением $\alpha = \text{arctg} \frac{\Delta l}{f}$, где f – фокусное расстояние антенны.

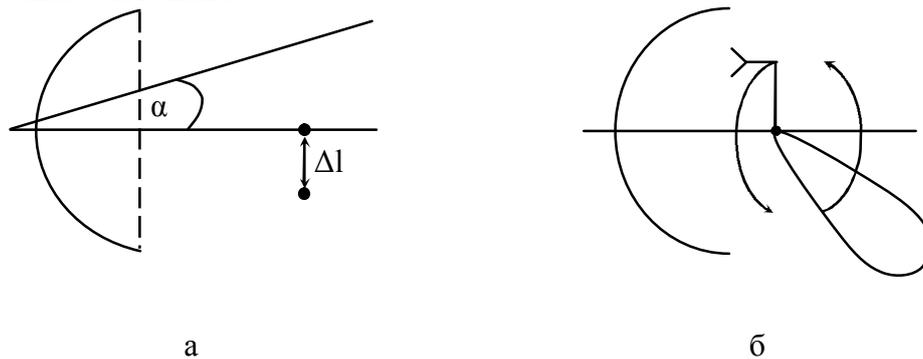


Рис. 1.86. Вынос облучателя зеркальной антенны из фокуса перпендикулярно фокальной оси

При этом появляются дополнительные кубические фазовые искажения, которые при $\alpha < 2\theta_{0,5}$ малы и на практике не учитываются. Данный метод используется при моноимпульсном сопровождении цели в РЛС (рис. 1.86, б).

Эффективность апертурных антенн часто определяется при помощи так называемого коэффициента использования поверхности (КИП), который равен отношению КНД антенны к КНД этой же антенны, если бы она имела равномерное амплитудное распределение

$$\hat{E} \hat{E} \hat{I} \hat{a} = \frac{D}{D_0} = \frac{\left| \int_S E(x, y) ds \right|^2}{S \int_S |E(x, y)|^2 ds}. \quad (1.124)$$

Из выражения (1.124) видно, что при равномерном амплитудном распределении $\text{КИП} = 1$.

Для зеркальных антенн вводятся несколько дополнительных коэффициентов использования поверхности

- КИП_3 определяется по выше приведенной формуле (1.124).
- $\text{КИП}_{\text{обл}}$, КИП облучателя, определяется по формуле:

$$\hat{E} \hat{E} \hat{I} \hat{a} \hat{e} = \frac{\int_0^{\Psi_m} F^2(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi} F^2(\theta) \sin \theta d\theta}. \quad (1.125)$$

где $2\Psi_T$ – угол раскрытия зеркала

Формула наиболее точна при равномерном распределении, реально эта величина меньше;

- уменьшение КИП за счет ответвления токов на теневую сторону зеркала (рассчитывается методом теории дифракции);
- уменьшение КИП за счет кроссполяризации;
- уменьшение КИП за счет фазовых ошибок в распределении эквивалентных поверхностных токов в раскрыве антенны - неточность изготовления, неточность установки облучателя, несферичность фазовой характеристики направленности облучателя;
- уменьшение КИП за счет омических потерь при протекании тока по поверхности зеркала.

Антенны СВЧ практически не используются с неподвижной диаграммой направленности. В большинстве случаев ДН должна перемещаться в пространстве. Процесс перемещения ДН в пространстве носит название сканирование, а антенны называются сканирующими или сканерами.

Существует три основных метода сканирования

- механическое, это перемещение всей антенны по угловым координатам, например, зеркальные антенны РЛС;
- электромеханическое – это перемещение некоторых элементов антенны, которое приводит к наклону фазового фронта излучаемой волны, например, смещение облучателя из фокуса параболического зеркала, примеры смещение облучателя сферического зеркала, а также линза Люниберга;
- электрическое сканирование, ранее называемое немеханическим. Это наиболее быстрый способ сканирования осуществляется изменением токов или напряжений в управляющих устройствах, приводящих к изменению АФР в раскрыве антенны.

Принципы электрического сканирования были известны в 20^х годах прошлого столетия. В эти годы было запатентовано несколько устройств для осуществления электронного сканирования, как у нас, так и за рубежом.

Практическое осуществление идей электрического сканирования началось в конце 50^х, начале 60^х годов. Такое отставание объясняется тем, что потребность в электрическом сканировании в 30^е годы была невелика, кроме того уровень разработок СВЧ устройств был низок.

В начале 60^х появились высокоскоростные летательные аппараты, самолеты, ракеты.

Одновременно были разработаны управляющие ферритовые, и полупроводниковые устройства, ЭВМ и микропроцессоры.

Методы электрического сканирования наиболее хорошо приспособлены для многоэлементных антенных решёток, которые в этом случае называются фазированными антенными решётками (ФАР).

В учебниках встречается перечень трех видов электрического сканирования

- Фазовый – регулировка только фазовых характеристик;

- Амплитудный - регулировка амплитуд возбуждения;
- Частотный - регулировка фазовых сдвигов путем изменения частоты.

В настоящее время можно назвать еще один способ, название которого еще не установилось, но чаще всего его называют внутриимпульсным.

Все способы сводятся, в конце концов, к изменению фазового распределения в раскрыве АР.

Теоретические вопросы фазового сканирования были ранее рассмотрены в разделе по дискретным излучающим системам. С учетом этого можно отметить, что осталось рассмотреть способы изменения фазового распределения в раскрыве АР. Направление максимума ДН может быть найдено из выражения:

$$\frac{kN}{2}(\sin \theta_M - \xi) = \pm MN\pi,$$

где: $\xi = \frac{\Delta\Psi}{kd}$, $\Delta\Psi$ – разность фаз колебаний смежных излучателей, M – номер дифракционного лепестка.

Все АР работают только с главным лепестком, так как в противном случае появляется неоднозначность в определении направления на цель то есть окончательно ($M = 0$).

$$\sin \theta_M = \xi.$$

Для получения спадающего уровня боковых лепестков расстояние между элементами АР должно удовлетворять условию:

$$d \leq \frac{\lambda}{2(1 + |\sin \theta_0|)} \quad (1.126)$$

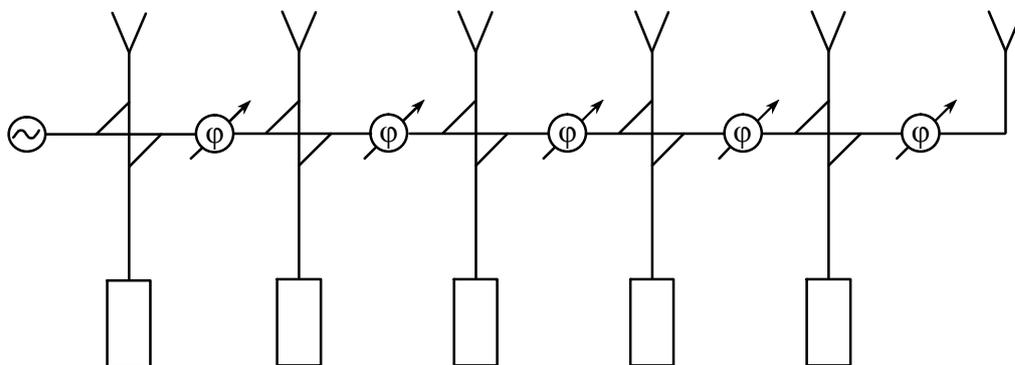
при сканировании ДН в секторе углов $-\theta_0 \div +\theta_0$.

Рассмотрим фазовый способ сканирования ДН. Каждая ФАР должна иметь устройство, обеспечивающее необходимое распределение амплитуд и фаз токов возбуждения каждого излучателя. Поскольку АФР обеспечивает получение необходимой ДН, то такие устройства называют диаграммообразующими схемами (ДОС). Существует несколько разновидностей ДОС для ФАР. Рассмотрим ДОС для линейных ФАР.

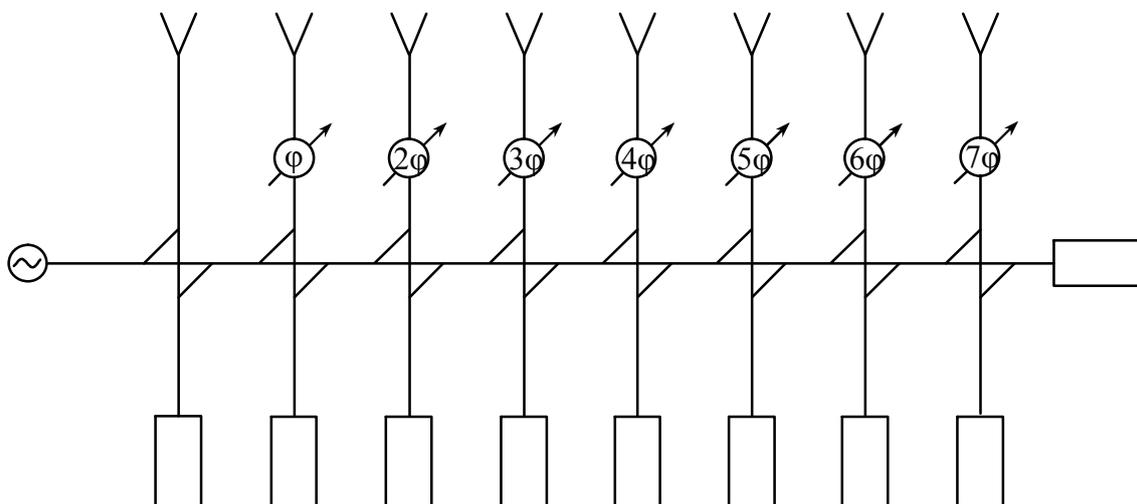
На рис. 1.89, а и б показаны варианты выполнения так называемой последовательной ДОС. Недостаток схемы на рис. 1.89, а – это многообразие управляющих сигналов для фазовращателей, поскольку все фазовращатели имеют различные состояния.

От этого недостатка свободна ДОС на рис. 1.89, б, где все фазовращатели имеют одинаковое состояние. В этой схеме предъявляются повышенные требования к уровню максимально допустимой мощности в фазовращателе.

Схемы последовательного возбуждения в классическом виде имеют ограничение по диапазону частот, поскольку физические расстояния от генератора (приёмника) для каждого излучателя различны, что приводит к изменению электрических расстояний при изменении частоты.



а



б

Рис. 1.89. Варианты выполнения последовательной ДОС

Параллельные ДОС свободны от этого недостатка. На рис. 1.90, а – в показаны варианты выполнения параллельных ДОС ФАР. Отличаются эти схемы также различным количеством фазовращателей и их состоянием (количеством управляющих сигналов).

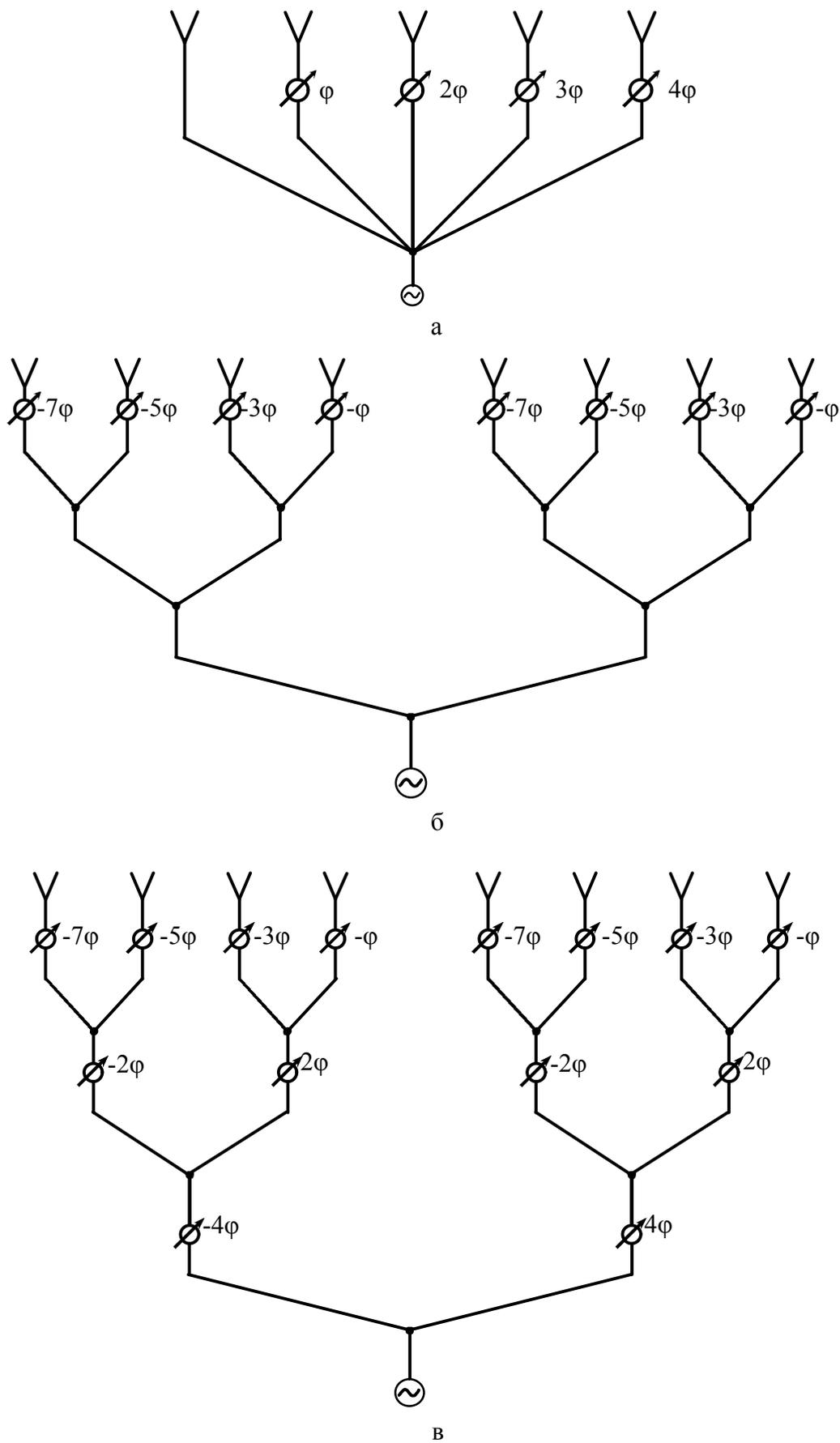


Рис. 1.90 Варианты выполнения параллельной ДЭС

Вышеописанные варианты ДОС относятся к схемам закрытого типа. В этих схемах мощность от источника сигнала распределяется по излучателям при помощи линий передачи, делителей мощности... В высокочастотной части СВЧ диапазона такое распределение, кроме сложности в изготовлении, может привести к большим потерям.

От этого недостатка свободны ДОС открытого (оптического) типов, показанные на рис. 1.91, а и б. По сути эти схемы являются аналогами линзовых и зеркальных антенн, в которых линза или зеркало заменяются искусственной средой, осуществляющей не только фокусировку, но и сканирование ДН в пространстве.

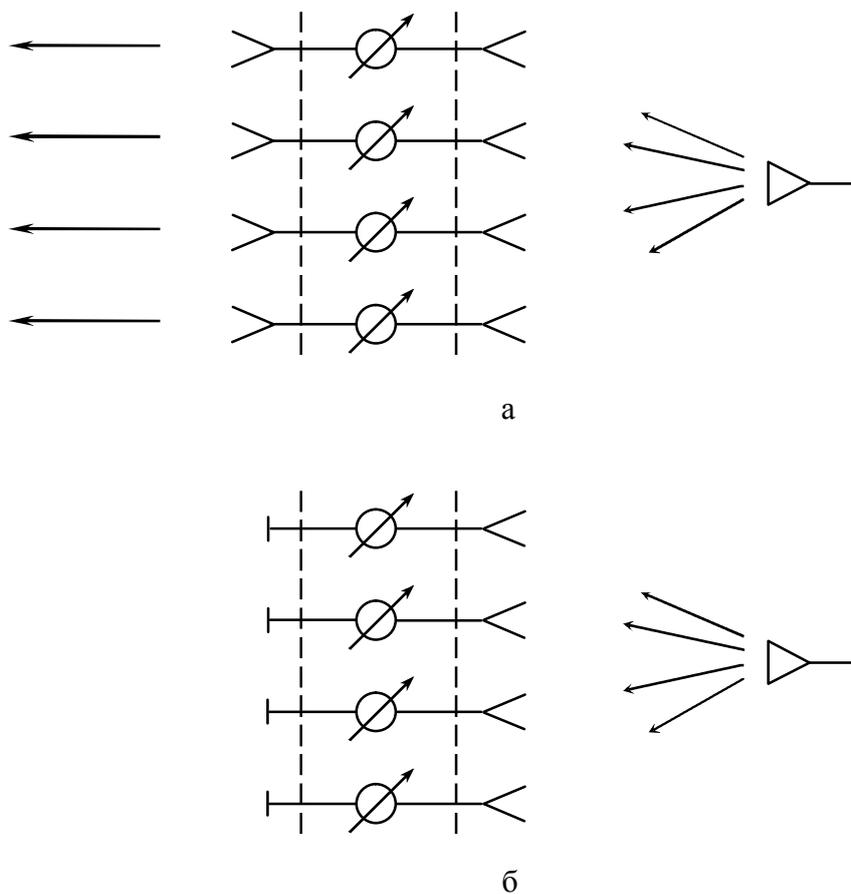


Рис. 1.91. ДОС оптического (открытого) возбуждения:
а – переходная; б – отражательная

Существуют также так называемые купольные ФАР, сочетающие в себе комбинацию ФАР с закрытой ДОС и «линзу». Только в этом случае фазовращатели в куполе ФАР не управляются (фазодвигатели). Сканирование осуществляется плоской ФАР с закрытой ДОС. Купол лишь изменяет направление максимума ДН.

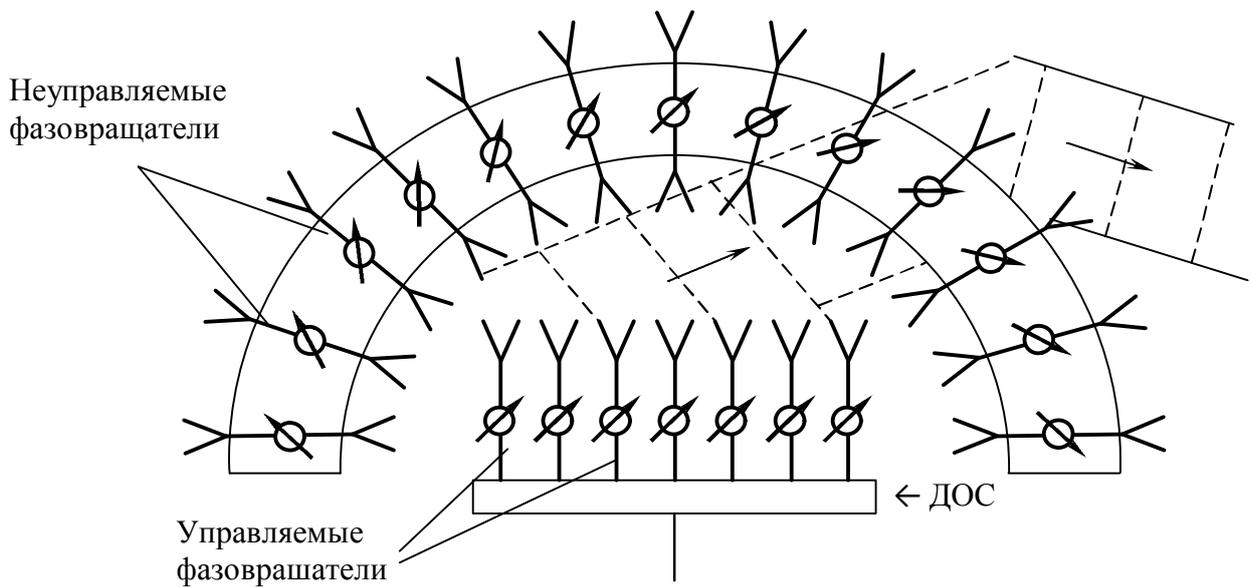
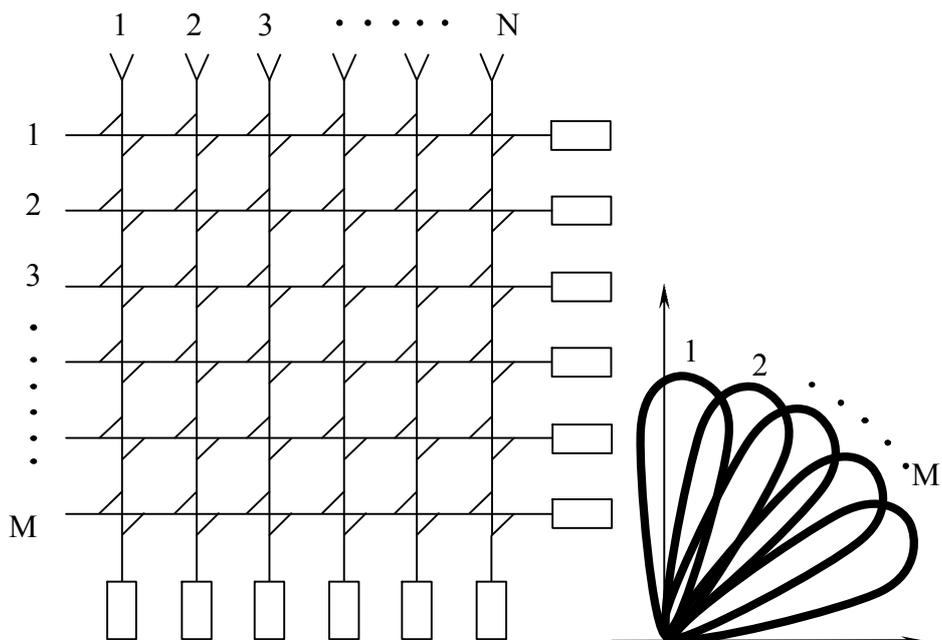


Рис. 1.92. Купольная ФАР

Амплитудный способ сканирования

Амплитудный способ сканирования подразумевает дискретное переключение амплитуд возбуждения отдельных входов некоторой ДРОС. При этом происходит изменение направления максимума ДН. Обычно такие антенны называют многолучевыми антеннами.



N – количество излучателей
 M – количество лучей

Рис. 1.93. Последовательная ДРОС многократного возбуждения

В качестве многолучевой антенны может использоваться зеркальная антенна, имеющая несколько облучателей. Такая антенна имеет, как правило небольшое количество «лучей» (ДН) в узком секторе.

Возможно создание большого количества «лучей» в широком секторе углов при помощи многолучевых антенных решёток (МАР). Существует два типа ДОС МАР. Одна из таких схем показана на рис. 1.93. Это ДОС многократного последовательного возбуждения. Можно показать, что эта схема реализует дискретные преобразования Фурье по классическому алгоритму. Напомним, что ДН антенны является преобразованием Фурье амплитудного распределения в антенне. Как известно, дискретное преобразование по классическому алгоритму имеет ряд недостатков. Один из них приводит, как видно из рис. 1.93 к большому числу направленных ответвителей, причём параметры всех ответвителей различны.

От этого недостатка свободная параллельная ДОС (матрица Батлера), показана на рис. 1.94. Эта ДОС реализует в СВЧ диапазоне алгоритм быстрого преобразования Фурье. В этой схеме количество направленных ответвителей существенно меньше, чем у матрицы Бласса. Кроме того, все ответвители имеют одинаковые параметры. Недостатком параллельной схемы является ограничение на количество «лучей» и элементов МАР, которое должно быть равно целой степени числа 2. В параллельной ДОС, как видно из рис. 1.94, имеются пересечения линий передачи, что не всегда легко реализуется в СВЧ диапазоне.

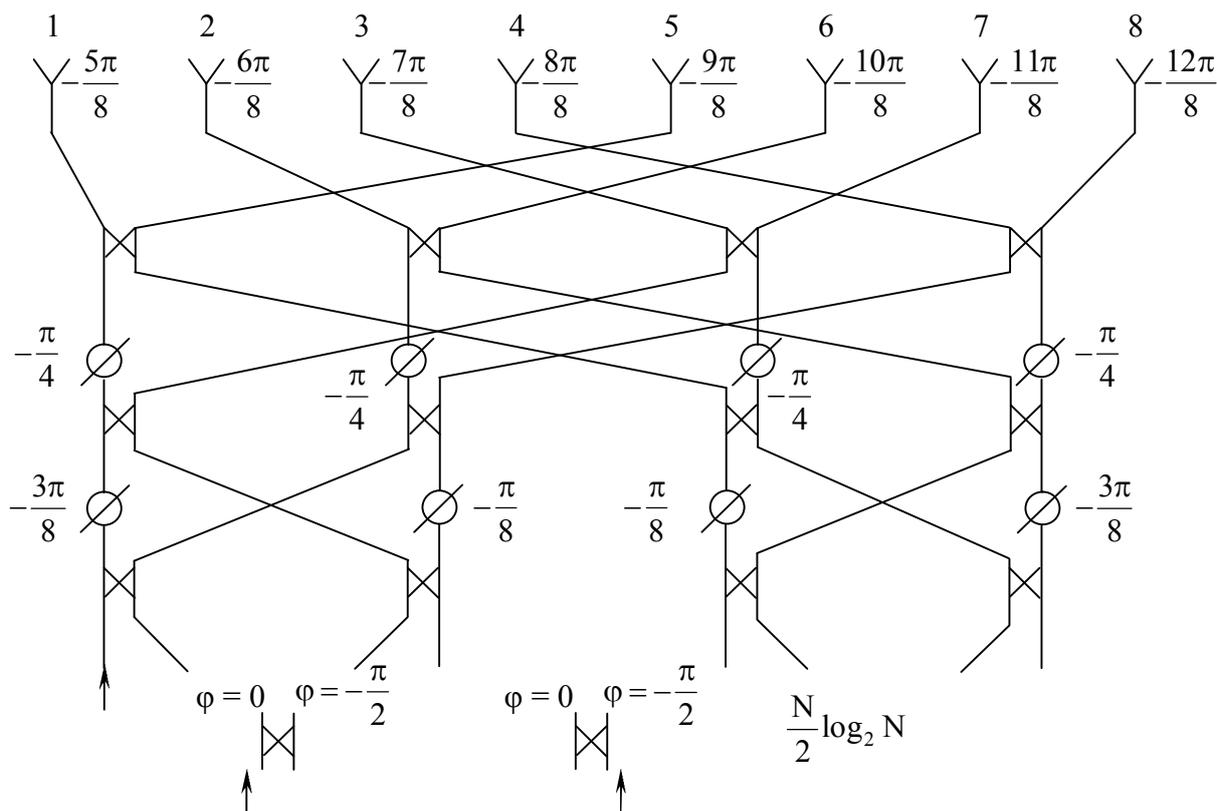


Рис. 1.94. Параллельная ДОС многолучевой АР

Частотное сканирование

Для осуществления частотного сканирования Схема может быть использована такая же ДОС, как и при фазовом сканировании, только без фазовращателей (рис. 1.95).

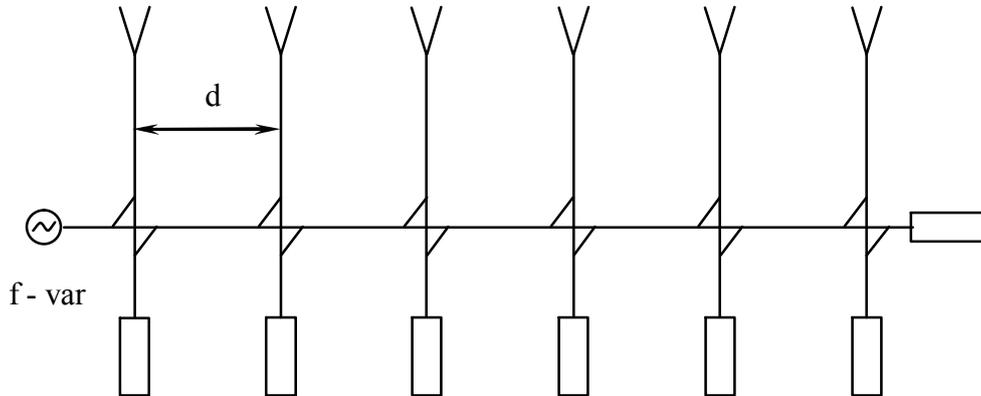


Рис. 1. 95. Диаграммообразующая схема антенной решетки с частотным сканированием

Расстояние между элементами должно удовлетворять неравенству:

$$d < \frac{\lambda_{\min}}{2(1 + |\sin \theta_{\max}|)}$$

Разность фаз колебаний смежных излучателей равно:

$$\Delta\Phi = \beta(\omega)l = \frac{\omega}{V_{\Phi}(\omega)}l,$$

где l – расстояние между направленными ответвителями.

В общем случае $l \neq d$. Направление максимума излучения определяется из формулы:

$$k d \sin \theta(\omega) = \beta(\omega)l + 2\pi M, \quad M = 0, 1, 2, \dots$$

Как правило, $M = 0$

Входной импеданс АР

Входное сопротивление АР может быть определено в простейшем случае при помощи метода наводимых ЭДС.

$$[U] = [Z][I],$$

$$[U] = \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \vdots \\ U_N \end{bmatrix}, \quad [I] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix}, \quad [Z] = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & Z_{13} & \cdots & Z_{1N} \\ Z_{21} & Z_{22} & Z_{23} & \cdots & Z_{2N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{N1} & Z_{N2} & Z_{N3} & \cdots & Z_{NN} \end{bmatrix},$$

Z_{ii} – собственные импедансы излучателей;

Z_{ij} – взаимные импедансы излучателей.

Для напряжений на излучателях можно получить:

$$U_i = \sum_{j=1}^N Z_{ij} I_j.$$

Откуда найдём входное сопротивление каждого элемента ФАР:

$$Z_{a\delta} = \frac{U_i}{I_i} = \sum_{j=1}^N Z_{ij} \frac{I_j}{I_i}$$

$Z_{ij} \frac{I_j}{I_i}$ при $i \neq j$ – Выражение называют вносимыми импедансами излучателей.

Из выражения видно, что входные импедансы излучателей меняются при сканировании, т.к. при этом меняется отношение токов. Изменение входных импедансов при сканировании приводит к тому, что согласовать сканирующую АР можно только для одного угла. В этом заключается одна из трудностей применения ФАР.

Обтекатели

Обтекатели антенны – обеспечивают её защиту от внешнего воздействия. В идеальном случае обтекатель не ухудшает характеристики антенны, может и улучшить.

Обтекатели имеют следующие электрические параметры:

- угол преломления луча;
- уровень искажения ДН;
- потери мощности при прохождении обтекателя;
- мощность, отражаемая обтекателем;
- возрастание шумовой температуры;
- явление деполяризации.

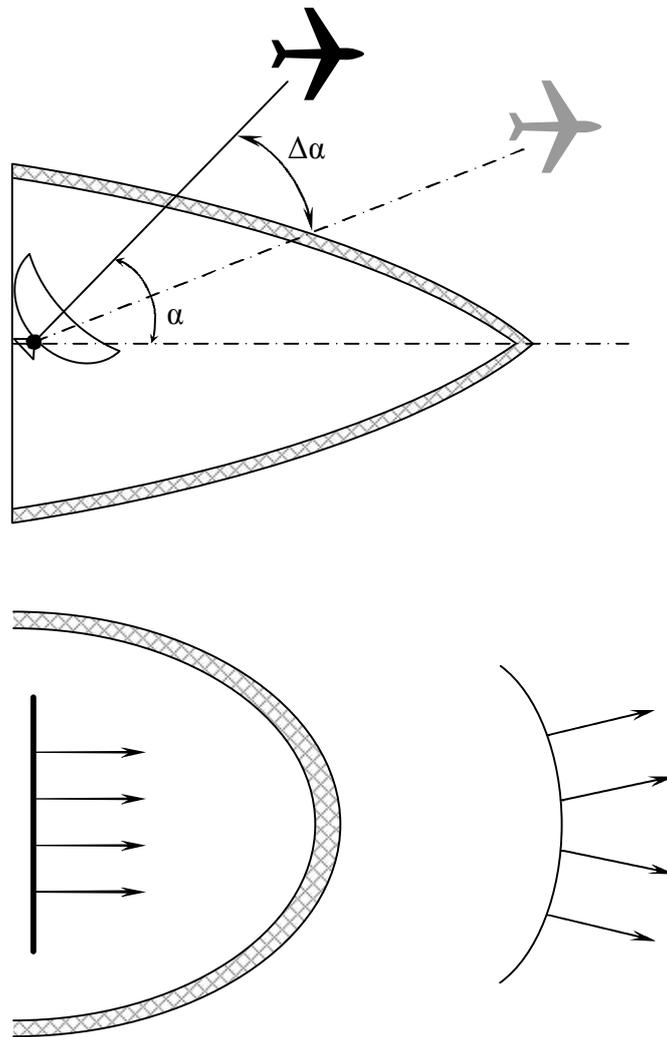


Рис. 1.96. Обтекатель антенны

Угол преломления луча или ошибка установки луча представляет собой сдвиг направления оси ДН обусловленный наличием обтекателя. Для РЛС сопровождения угол преломления соответствует отклонению равносигнального направления относительно положения, которое оно занимает в отсутствии обтекателя.

Потери мощности при прохождении обтекателя соответствуют потерям мощности за счет поглощения и отражения волн. В отдельных случаях частичное уменьшение КНД антенны обусловлено изменением фазы вносимой обтекателем. При этом уменьшается дальность действия РЛС.

Указанные причины изменяют ДН, уменьшают глубину «нулевых провалов», увеличивают уровень боковых лепестков.

Окружающая среда обуславливает возникновение температурных и ветровых нагрузок. Атмосферные явления: дождь, снег, гроза, обледенение, грозовые разряды, а также вибрация влияет на механические и электрические характеристики обтекателей.

Существует два типа обтекателей – самолётные и наземные. Наземные обтекатели могут быть надувными или жёсткой конструкции.

Самолётные обтекатели могут быть нескольких типов:

1. Группа носовых обтекателей. Хорошая радиопрозрачность, малая величина угловых ошибок и градиента ошибок.
2. Обтекатели нижней части фюзеляжа, в основном для защиты навигационных антенн. Малые искажения ДН при работе на нескольких частотах.
3. Плоские или слабоизогнутые обтекатели, закрывающие выходы в фюзеляже самолета.

Проектирование обтекателей выполняется в несколько этапов:

- в соответствии с требованиями конструкции и температурными свойствами выбирается тип обтекателя;
- оцениваются углы падения в соответствии с направлениями излучения апертуры антенны;
- измеряются диэлектрические свойства материалов;
- проводится теоретический расчет обтекателя для плоских панелей и для сложной формы;
- проводятся измерения и вносятся необходимые коррективы.

Типовые требования к обтекателям:

1. Коэффициент передачи ~ 85-90 %
2. Коэффициент отражения ~ 2 %
3. Ошибка установки луча 2-4 мрад
4. Градиент ошибки установки луча 0.5-1 мрад/град
5. Изменение ширины луча 10 %
6. ΔУБЛ на уровне –20 дБ –3 дБ

Применение антенных обтекателей диктуется не только защитой от внешних воздействий, но и следующими факторами:

- упрощение конструкции антенной системы;
- уменьшение веса антенной системы;
- уменьшение мощности привода поворотных устройств;
- обеспечение плавности и равномерности вращения;
- повышение точности наведения луча;
- увеличение ресурса работоспособности подшипников и системы привода;
- меньшие потребности в ремонте и обслуживании;
- облегчение производства ремонтных операций;
- возможность использования системы при любых погодных условиях.

Модуль 2 СВЧ устройства

Раздел 2.1 Линии передачи сверхвысоких частот

Тема 2.1.1 Линии передачи сверхвысоких частот

Линии передачи и их технические характеристики

Будем называть линией передачи (ЛП) протяжённую область пространства, направляющую поток электромагнитной энергии и пространственно ограничивающую электромагнитное поле волны (рис. 2.1). Если поперечное сечение линии не изменяется вдоль продольной оси z , то такая линия называется регулярной.

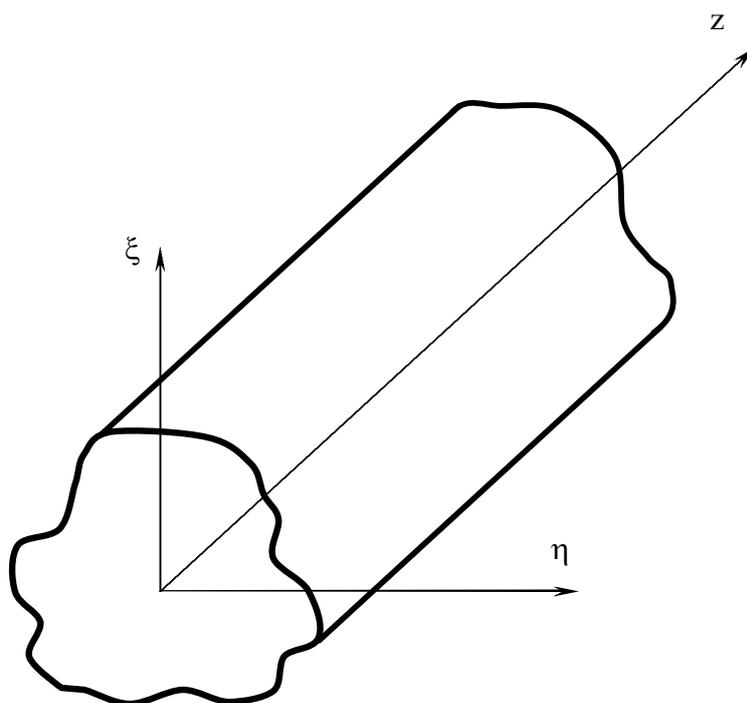


Рис. 2.1. Обобщённая линия передачи

Линии передачи используют для передачи мощности от генераторов к потребителям, для образования резонансных систем – объемных резонаторов и колебательных контуров с распределенными параметрами, а также для трансформации (преобразования) полных сопротивлений нагрузок. Отрезки линий передачи применяют и для объединения отдельных СВЧ-устройств в единый тракт.

Линии передачи могут содержать проводники и диэлектрическое заполнение различного характера, форма самих линий передачи может быть совершенно различной и при этом она может также изменяться в направлении распространения электромагнитной энергии. Если проводники в поперечном

сечении линии могут быть нарисованы без отрыва карандаша от бумаги, то говорят об односвязной системе. Многосвязную систему нельзя начертить, не отрывая карандаша от бумаги, она содержит как минимум два проводника. Для характеристик этих отличий вводится понятие порядка связности линии передачи. При этом ЛП условно подразделяют на регулярные и нерегулярные, а в зависимости от свойств заполняющих их сред – на однородные и неоднородные.

Порядок связности линии передачи – это характеристика поперечного сечения ЛП, определяемая числом проводящих поверхностей. В зависимости от количества проводящих поверхностей, линии передачи подразделяют на односвязные линии, двухсвязные, трехсвязные и многосвязные. Примерами односвязных линий передачи являются металлические и круглые волноводы, двухсвязных – двухпроводные ЛП, коаксиальные кабели, а также несимметричные полосковые линии передачи. Трехсвязными и многосвязными могут быть те же многопроводные линии передачи. Помимо этого существуют линии нулевой связности – это линии передачи, не имеющие проводящих поверхностей. К ним относят диэлектрические ЛП.

Регулярная линия передачи – это линия, у которой в направлении передачи СВЧ-энергии неизменны поперечное сечение и электромагнитные свойства заполняющих сред. Если у линии передачи отсутствует хотя бы одно из условий регулярности, то такая линия называется нерегулярной. Так несимметричная полосковая линия, выполненная на монолитной подложке с неизменной шириной полоскового проводника на протяжении всей ее длины, называется регулярной. Если хотя бы на одном из ее участков в направлении распространения электромагнитной волны изменена ширина полоскового проводника или один из ее отрезков выполнен на другой подложке, такая линия передачи уже будет нерегулярной.

Однородной линией передачи называют линию, заполненную средой с неизменными электромагнитными свойствами в каждой точке объема, который она заполняет. Наоборот, неоднородная линия передачи – это линия, заполненная неоднородной средой, то есть средой, в которой существуют две или более области, имеющие разные электромагнитные свойства. Линию передачи без диэлектрического заполнения называют воздушной.

По типу конструкции линия передачи может быть как открытой, так и экранированной. В открытой линии передачи электромагнитное поле волны находится не только внутри линии, но и вблизи нее. В экранированной ЛП выходу электромагнитного поля за ее пределы препятствует металлический экран. Это в частности актуально для полосковых и несимметричных полосковых линий передачи.

Выбор конкретного типа линии определяется назначением и параметрами радиосистемы, условиями ее работы и решающим образом зависит от используемого диапазона длин волн и передаваемой мощности. Наиболее распространенные

типы линий передачи для различных диапазонов длин волн представлены на рис 2.2.

В любой линии передачи можно возбуждать различные типы гармонических волн, отличающиеся структурой электромагнитного поля в поперечном сечении. Бегущей волной называют электромагнитную волну определенного типа, распространяющуюся в линии передачи только в одном направлении.

Для каждой из бегущих волн существует своя критическая частота $\omega_{кр}$, ниже которой она распространяться не может, а лишь локализуется вблизи своего источника. Критическую частоту $\omega_{кр}$ называют еще частотой отсечки.

Электромагнитная волна, имеющая наименьшую критическую частоту в данной линии передачи, называется волной основного типа или основной волной. Как правило, линии передачи используются в режиме волны основного типа. Диапазон частот, в котором возможно распространение волн основного типа без распространения волн высших типов называют основным диапазоном частот линии передачи. Однако в некоторых применениях преимущество отдается волнам высших типов. Волной высшего типа называют волну, критическая частота которой выше критической частоты основной волны.

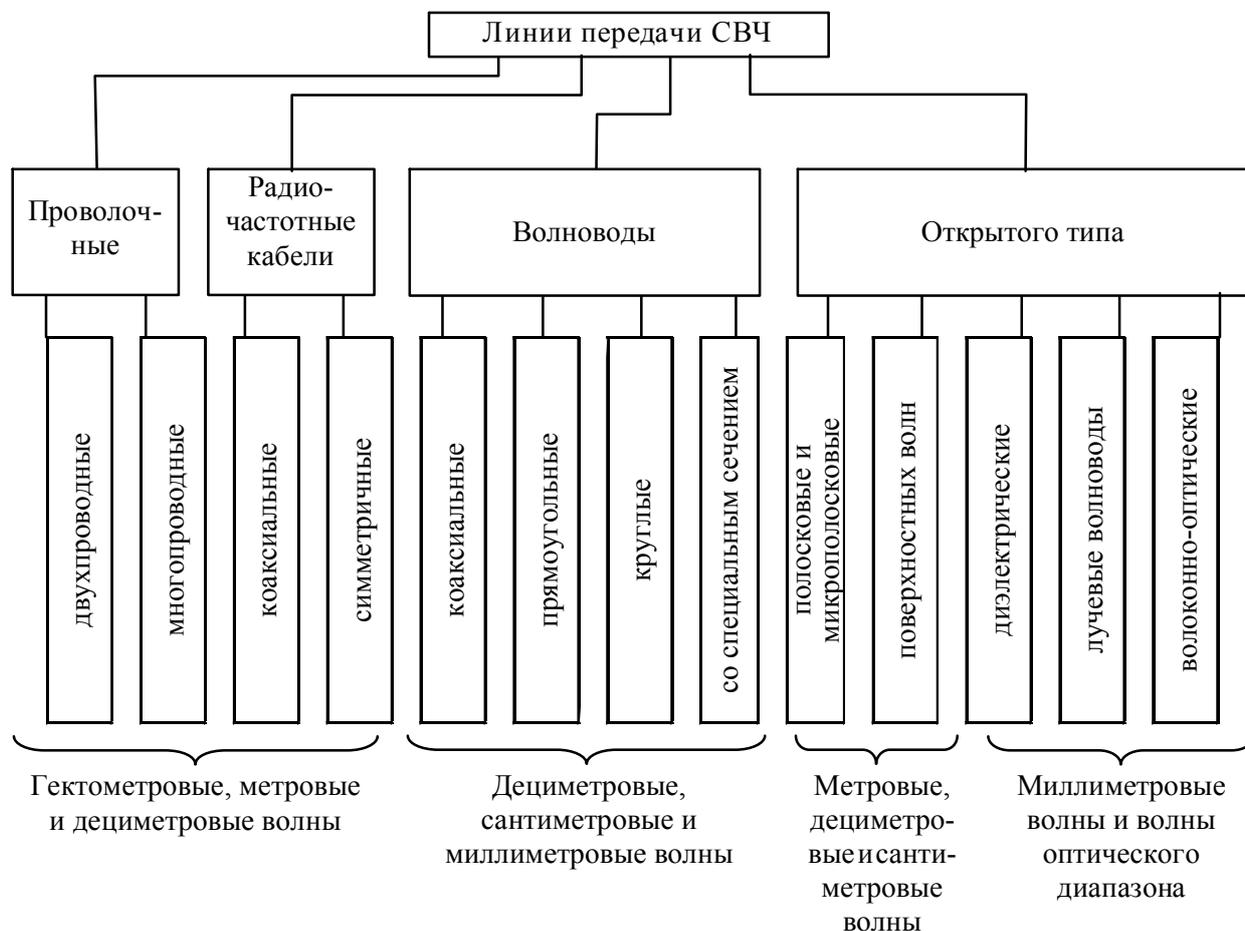


Рис. 2.2. Типы линий передачи для различных диапазонов волн

Основные отличия линий передачи друг от друга определяются типом электромагнитных волн, распространяющихся вдоль ЛП. Различают следующие типы волн:

а) поперечные электромагнитные волны (Т- или ТЕМ-волны) – волны, не содержащие продольных составляющих электромагнитного поля ($E_z = 0$, $H_z = 0$);

б) электрические волны (Е-волны) – волны, не имеющие продольной составляющей магнитного поля ($H_z = 0$);

в) магнитные волны (Н-волны) – волны, не имеющие продольной составляющей электрического поля ($E_z = 0$);

г) гибридные волны (НЕ-волны или ЕН-волны) – электромагнитные волны, векторы напряженности электрического и магнитного поля которых имеют отличные от нуля поперечные и продольные составляющие.

Поперечные волны существуют только в линиях передачи имеющих порядок связности не менее двух. Иначе говоря, они существуют только в линиях передачи, имеющих не менее двух изолированных проводников (то есть в двухпроводных и многопроводных ЛП, коаксиальных и полосковых линиях передачи). Критическая частота для Т-волн равна нулю;

Как Н-, так и Е-волны характерны для волноводов с однородным диэлектрическим заполнением. Критические частоты Н- и Е-волн отличны от нуля и зависят от формы и размеров поперечного сечения, а также от параметров заполняющего диэлектрика. Для волноводов с правильной формой поперечного сечения (прямоугольник, круг и др.) существуют точные формулы расчета критической частоты или критической длины волны.

Гибридные волны, типы которых различаются двумя индексами, как правило, существуют в линиях передачи с неоднородным диэлектрическим заполнением. Критические частоты гибридных волн сложным образом зависят от формы и размеров поперечного сечения линий передачи, в которых они распространяются, а также от параметров заполняющих их диэлектрических сред. Для некоторых типов гибридных волн критические частоты могут асимптотически стремиться к нулю. Одной из главных особенностей гибридных волн является наличие дисперсии.

Важнейшим параметром любой бегущей гармонической волны является волновое число k_z , описывающее зависимость напряженностей E и H электромагнитного поля от продольной координаты z в линии передачи:

$$E(x, y, z, t) = E(x, y)e^{ik_z z - i\omega t}, \quad H(x, y, z, t) = H(x, y)e^{ik_z z - i\omega t} \quad (2.1)$$

Волновое число k_z также называют постоянной распространения. В общем случае k_z является комплексной функцией частоты ω , то есть $k_z(\omega) = k_z' + i \cdot k_z''$, где k_z' и k_z'' – вещественные функции частоты.

Величину k_z' называют коэффициентом фазы, а величину k_z'' – коэффициентом затухания. В отсутствие поглощения энергии, то есть при вещественной диэлектрической и магнитной проницаемости заполняющей среды, мнимая часть волнового числа $k_z'' = 0$, если частота волны $\omega > \omega_{кр}$, и $k_z'' > 0$, если $\omega < \omega_{кр}$. Часто вместо волнового числа k_z часто используют коэффициент распространения γ , определяемый формулой $\gamma = i \cdot k_z = i \cdot (k_z' + i \cdot k_z'') = \alpha + i \cdot \beta$. В такой записи коэффициентом затухания (постоянной затухания) выступает величина α , соответственно равная $\alpha = -k_z''$, характеризующая погонные потери в рассматриваемой линии передачи и измеряемая в единицах дБ/м. Постоянной распространения здесь является величина β , абсолютно равная k_z' .

Фазовой скоростью гармонической электромагнитной волны называется скорость изменения ее фазы. Фазовая скорость связана с вещественной частью волнового числа соотношением:

$$v_{\Phi} = \frac{\omega}{k_z'} \quad (2.2)$$

Скорость передачи сигналов в линии передачи называют групповой скоростью $v_{Г}$. Эта скорость может отличаться от фазовой скорости v_{Φ} , если линия обладает дисперсией. Групповая скорость связана с волновым числом k' формулой:

$$v = \frac{d\omega}{dk_z'} \quad (2.3)$$

Отметим, что произведение фазовой и групповой скорости для любых линий передачи дает постоянную величину, равную скорости света в квадрате: $c^2 = v_{\Phi} v_{Г}$, при этом фазовая скорость не может превышать скорость света, а групповая, наоборот, не может быть меньше скорости света. Как правило, в связи с тем, что все известные линии передачи в общем случае обладают дисперсией, групповая скорость всегда больше скорости света.

Дисперсией называется зависимость фазовой скорости волны в линии передачи от частоты, а дисперсионная характеристика представляет собой конкретный вид этой зависимости, задаваемый формулой или графиком. Дисперсия заметно влияет на частотные характеристики устройств, построенных на отрезках линий передачи, и должна приниматься во внимание при проектировании таких устройств.

Линии передачи с Т-волнами не имеют дисперсии, и фазовая скорость в них на любой частоте равна скорости распространения плоской электромагнитной волны в среде, заполняющей линию передачи: $v_{\Phi} = c(\epsilon_r \mu_r)^{-1/2}$,

где c – скорость света в вакууме; ϵ_r и μ_r – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика, заполняющего линию передачи.

Фазовые скорости Н- и Е-волн в полых волноводах зависят от частоты и превышают скорость света для среды, заполняющей волновод. Дисперсионная зависимость в любом однородном волноводе определяется формулой:

$$v_{\Phi} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2 \right]}},$$

где $\lambda_{кр}$ – критическая длина волны с учетом диэлектрического заполнения; λ_0 – длина волны колебаний в вакууме. Соответственно длина волны в полном волноводе с Н- и Е-волнами равна:

$$\lambda_{в} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{з}} \right)^2 \right]}}$$

Одной из характеристик электромагнитного поля бегущей волны является характеристическое сопротивление. Им называют отношение:

$$Z_c = \frac{E_{\tau}}{H_{\tau}},$$

где E_{τ} и H_{τ} – поперечные составляющие напряженностей электрического и магнитного поля бегущей волны. Эту величину не следует путать с волновым сопротивлением.

Волновое сопротивление линии передачи есть отношение:

$$W = \frac{U_{пад}}{I_{пад}},$$

где $U_{пад}$ и $I_{пад}$ – напряжение и ток падающей волны.

Входное сопротивление линии передачи есть отношение:

$$Z(x) = \frac{U(x)}{I(x)},$$

где $U(x)$ и $I(x)$ – комплексные амплитуды напряжения и тока в сечении линии передачи, заданном координатой x . Очевидно, что входное сопротивление будет совпадать с волновым сопротивлением только при отсутствии отраженной волны.

Максимальная пропускаемая мощность ограничивается электрическим пробоем или перегревом проводников и изоляторов линии передачи. При работе в импульсном режиме с высокой скважностью более опасен электрический пробой, а при передаче больших мощностей в непрерывном режиме возникает опасность и теплового разрушения линий передачи.

Допустимую мощность в линии передачи обычно принимают равной 25–30% от максимальной пропускаемой мощности, которую еще называют критической мощностью. Примерно трехкратный коэффициент запаса учитывает возможное снижение электрической прочности из-за влияния различных нерегулярностей и рассогласования тракта.

При укорочении рабочей длины волны размеры поперечного сечения линии передачи приходится уменьшать, чтобы не допустить распространения волн высших типов. Уменьшение поперечного сечения увеличивает концентрацию поля в линии передачи и вызывает соответствующее снижение пропускаемой мощности. При укорочении длины волны, как уже отмечалось, возрастает коэффициент затухания, и в сочетании с затрудненным теплоотводом при меньшем поперечном сечении это также уменьшает максимальную пропускаемую мощность из-за возможности перегрева.

В устройствах диапазона СВЧ в полной мере проявляются волновые свойства электромагнитных колебаний. Здесь уже перестают работать уравнения электро- и магнитостатики и вытекающее из них правило Кирхгофа для замкнутого контура, используемые в теории цепей радиодиапазона, но еще не начали работать законы геометрической оптики. Это связано с тем, что схемы диапазона СВЧ содержат элементы, размеры которых могут быть соизмеримы с длиной волны. Поэтому строгое описание схем диапазона СВЧ возможно только на основе электродинамических уравнений Максвелла.

Электрические схемы радиодиапазона содержат в основном элементы с сосредоточенными параметрами, которые можно считать точечными по сравнению с длиной волны. Это могут быть конденсаторы, дроссели, резисторы, соединительные проводники и т. д. Для схем СВЧ характерно наличие элементов с распределенными параметрами. К ним относятся отрезки линий передачи, резонаторы и другие протяженные элементы. Физические свойства таких объектов обычно характеризуют погонными параметрами – величинами, отнесенными на единицу длины или на единицу площади. В частности, наиболее употребляемыми здесь являются: погонная емкость C_1 , погонная индуктивность L_1 и погонные потери R_1 . Через погонные параметры фазовую скорость можно выразить следующим образом:

$$v_{\Phi} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{L_1 \cdot C_1}}.$$

Для волнового сопротивления аналогично можно получить выражение:

$$W = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

В диапазоне СВЧ емкость и индуктивность проводников часто нельзя рассматривать одну без другой. В связи с этим для одного и того же отрезка линии передачи через погонные параметры можно определить эквивалентную емкость и индуктивность. Физический эквивалент рассматриваемого участка линии передачи определяется рабочей частотой, величиной и характером нагрузки, находящейся на конце линии передачи, а также положением рассматриваемого участка относительно нагрузки.

Величины погонных параметров различных линий передач определяются исключительно через их конструктивные параметры (поперечные размеры токонесущих поверхностей и электромагнитные свойства заполняющих ЛП сред, т. е. ϵ и μ). При этом помимо строгих электродинамических методов расчета используются и приближенные. Так для микрополосковых и полосковых линий передачи иногда наиболее эффективным оказывается расчет в квазистатическом приближении, когда поперечные размеры линии гораздо меньше длины волны, и уравнения Гельмгольца в таком случае переходят в уравнения электро- и магнитостатики [7].

Типы линий передачи

Требования к ЛП

- ЛП должна преобразовывать заданную импульсную мощность без пробоя;
- ЛП должна передавать заданную непрерывную мощность без перегрева;
- ЛП не должна излучать или принимать электромагнитные волны, т. е. при этом возникают паразитные связи, Φ потери, Φ шумы;
- ЛП должна передавать сигнал в заданной полосе частот без искажения;
- ЛП должна иметь минимальные размеры и достаточную механическую прочность;

При выборе типа ЛП стремятся по возможности удовлетворить противоречивым требованиям: малые потери, большая мощность, простота конструкции и дешевизна. Очевидно, ни одна из передающих линий не может отвечать всем этим требованиям, поэтому неизбежен компромисс.

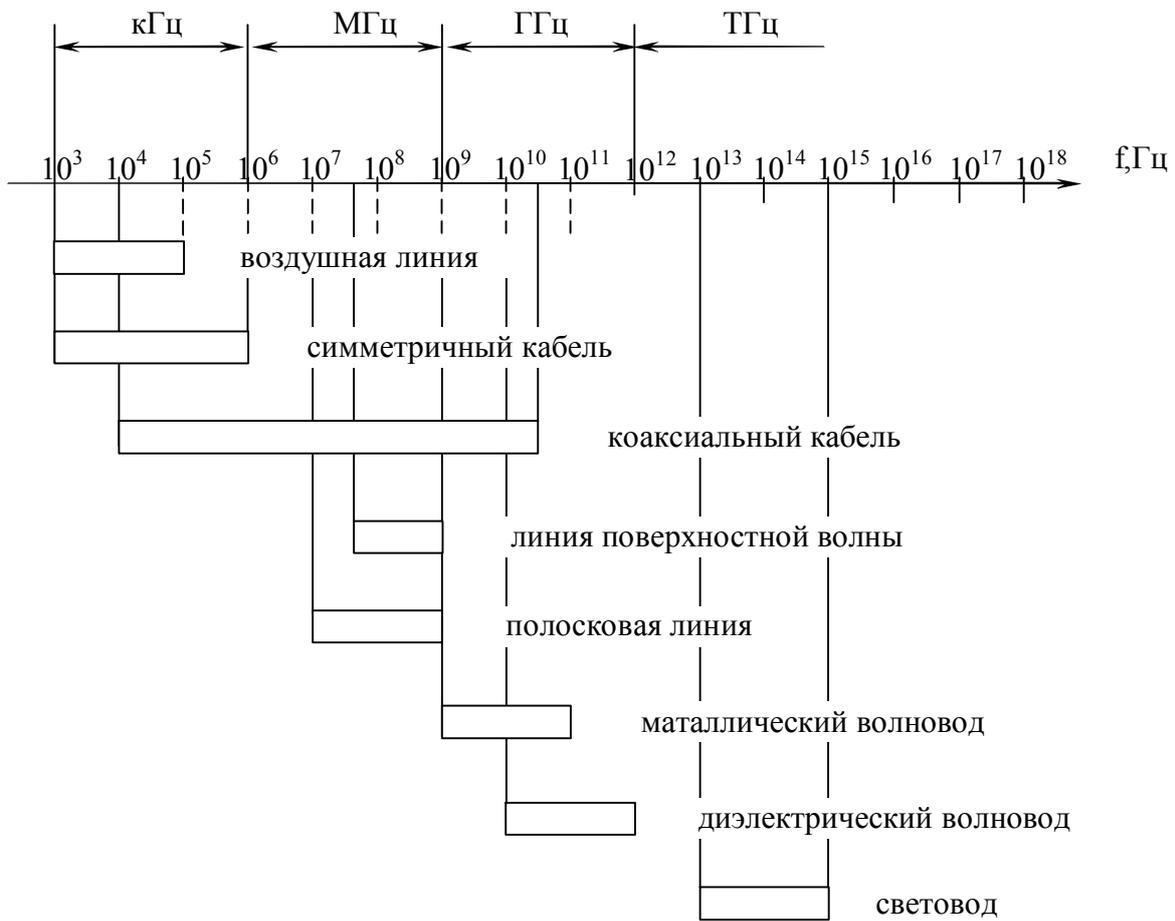


Рис. 2.3. Частотные диапазоны различных линий передачи

По функциональному назначению ЛП можно разделить на два класса – ЛП, используемые как канализирующие системы, и ЛП, используемые как элементы различных СВЧ устройств. В первом случае ЛП должна иметь минимальные потери и, если это передающий тракт, способность выдерживать большие мощности. Для второго класса ЛП потери не столь существенны, ибо протяженность трактов небольшая, здесь более важны простота конструкции, технологичность, возможность сопряжения с другими типами линий и с сосредоточенными элементами (диоды, транзисторы).

Различные типы ЛП оптимальны в определённом диапазоне частот. Схема, показывающая использование различных типов линий во всём радиодиапазоне, представлена на рис.2.3, а более подробная для диапазона КВЧ – на рис.2.4.

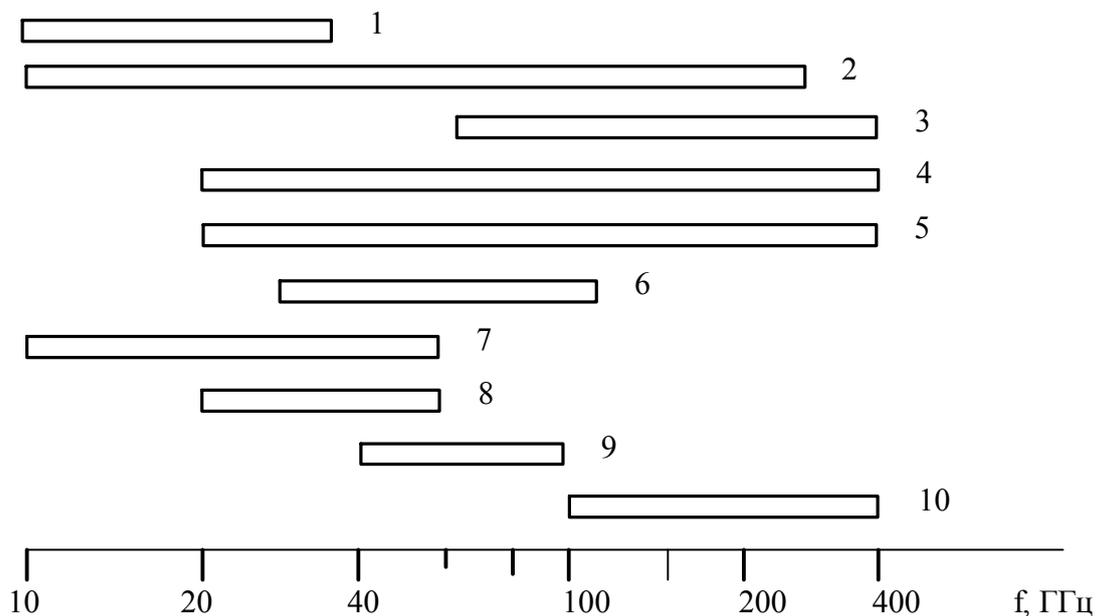


Рис.2.4. Применение разных типов линий в диапазоне КВЧ:

- 1 – коаксиальная линия; 2 – прямоугольный металлический волновод;
- 3 – сверхразмерный волновод; 4 – Н-волновод; 5 – желобковый волновод;
- 6 – ограждающий волновод; 7 – несимметричная полосковая ЛП;
- 8 – щелевая ЛП, волноводно щелевая ЛП; 9 – диэлектрический волновод;
- 10 – квазиоптическая ЛП

Передающие линии используются в качестве канализирующих систем – фидеров и как основа для создания функциональных устройств. Коаксиальные линии в подавляющем большинстве случаев используются в качестве канализирующих систем. Металлические волноводы используются и в качестве фидеров и в качестве основы для построения устройств. Полосковые линии находят применение исключительно только для построения функциональных устройств.

Особенности ЛП с волнами типа TEM

Особенность заключается в том, что линии напряженности электрических и магнитных полей не имеют продольных составляющих. Картина поля в любом поперечном сечении имеет квазистатический характер. Поэтому для этих линий можно смело пользоваться такими понятиями, как напряжение и ток.

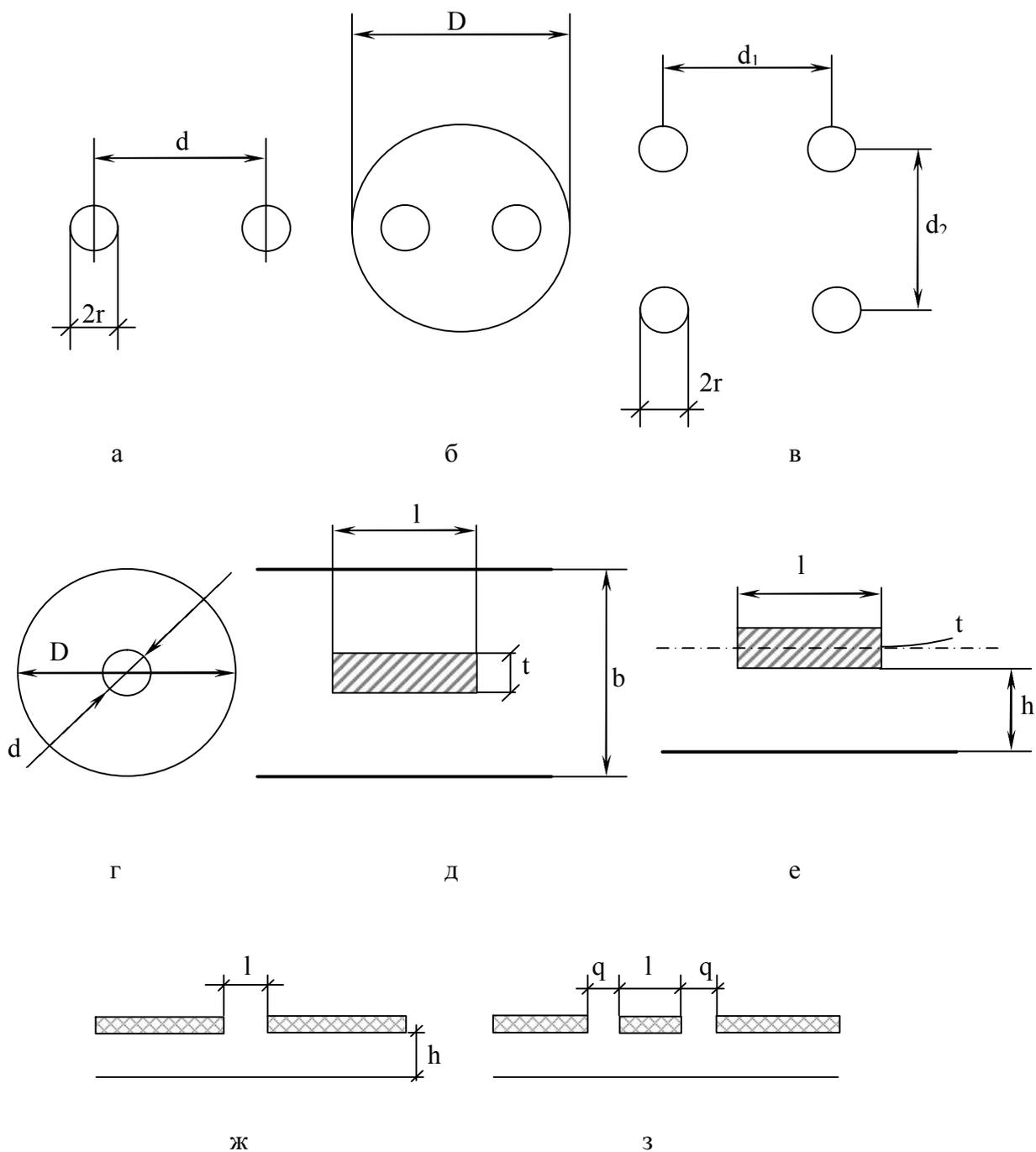


Рис. 2.5. ЛП с волнами типа ТЕМ и квази-ТЕМ

Двухпроводные ЛП используются в нижней части СВЧ диапазона. Недостаток линий – наличие излучения в свободное пространство, интенсивность которого с увеличением частоты возрастает. Двухпроводная линия имеет большое волновое сопротивление (рис. 2.5, а):

$$W = \frac{120}{\sqrt{\epsilon}} n \frac{d}{r},$$

$$\lambda = \lambda_0$$

Технологически такая линия хорошо реализуется при волновом сопротивлении 400-600 Ом.

Для уменьшения волнового сопротивления используют четырехпроводную ЛП (рис. 2.5, в). Ее волновое сопротивление рассчитывается по формуле:

$$W = \frac{138}{\sqrt{\epsilon}} \lg \left[\frac{d_1}{r} \sqrt{1 + \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^2} \right],$$

$$\lambda = \lambda_0.$$

Технологически она хорошо реализуется при волновом сопротивлении 200-300 Ом.

Потери в линиях передачи открытого типа обуславливаются:

- излучением в свободное пространство;
- потерями в металле проводников;
- потерями в изоляторах подвески и распорках.

Двухпроводная экранированная ЛП (рис. 2.5, б) не имеет потерь на излучении, но возникают дополнительные потери в металле и в диэлектрике, заполняющим линию, ее волновое сопротивление рассчитывается по формуле:

$$W = \frac{276}{\sqrt{\epsilon}} \lg \left[\frac{d}{r} \cdot \frac{D^2 - d^2}{D^2 + d^2} \right],$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}}.$$

Коаксиальная линия представляет собой два концентрических проводника с воздушным или диэлектрическим заполнением (рис. 2.5, г). Основной тип колебаний – поперечная Т – волна (рис. 2.6).

Волновое сопротивление коаксиальной ЛП равно:

$$Z_w = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{D}{d} = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \lg \frac{D}{d}. \quad (2.4)$$

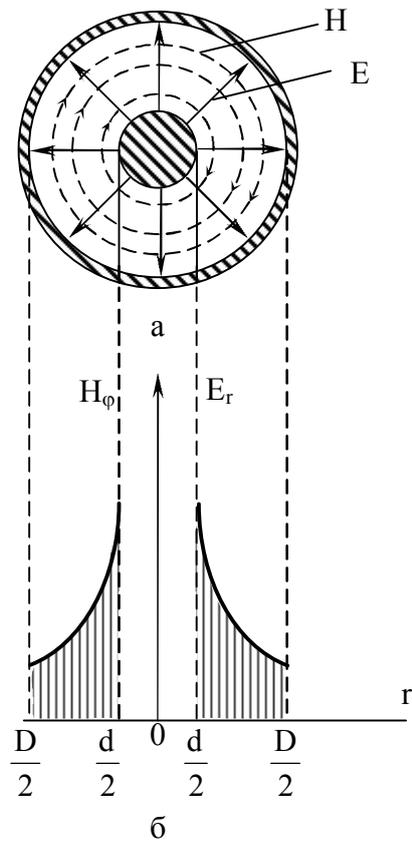


Рис. 2.6. Коаксиальная линия: а – распределение поля Т-волны; б – эюры поля

Конструктивно такая линия хорошо реализуется при волновом сопротивлении 50-110 Ом.

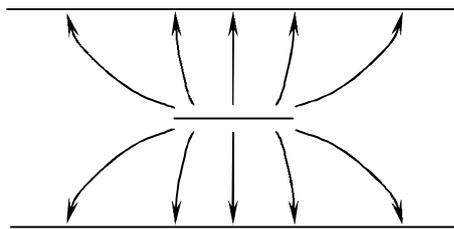


Рис. 2.7. Симметричная полосковая линия

Симметричная полосковая линия (рис. 2.7). Волновое сопротивление рассчитывается по формуле:

$$\sqrt{\varepsilon}W = \frac{200}{1 + \frac{2l}{b-t}} \quad t \approx 0,$$

где t – толщина центрального проводника (рис. 2.5, д).

$$\sqrt{\varepsilon}W = \frac{200}{1 + \frac{2l}{b-3t}} \quad \frac{2l}{b-t} > 2$$

$$\sqrt{\varepsilon}W = \frac{200(b-3t)}{b-t+2l} \quad \frac{2l}{b-t} < 2$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}}$$

Несимметричная полосковая линия передачи (микроросовковая ЛП).
Волновое сопротивление рассчитывается по формуле (рис. 2.8):

$$W = 60 \ln \left(\frac{8h}{1} + \frac{1}{4h} \right) \quad \frac{1}{h} \leq 1$$

$$W = \frac{120\pi}{\frac{1}{h} + 2.42 - 0.44 \frac{h}{1} + \left(1 - \frac{h}{1}\right)^6} \quad \frac{W}{h} \geq 1$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_{\text{эТМ}}}} \quad \varepsilon_{\text{эТМ}} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} - \frac{\varepsilon_r - 1}{2 \left(1 + 10 \frac{h}{1}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

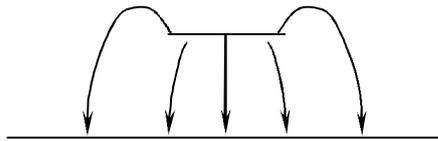


Рис.2.8. Структура электрического поля в несимметричной полосковой ЛП

Щелевая линия передачи показана на рис. 2.5, ж, а структура поля в ней на рис. 2.7.

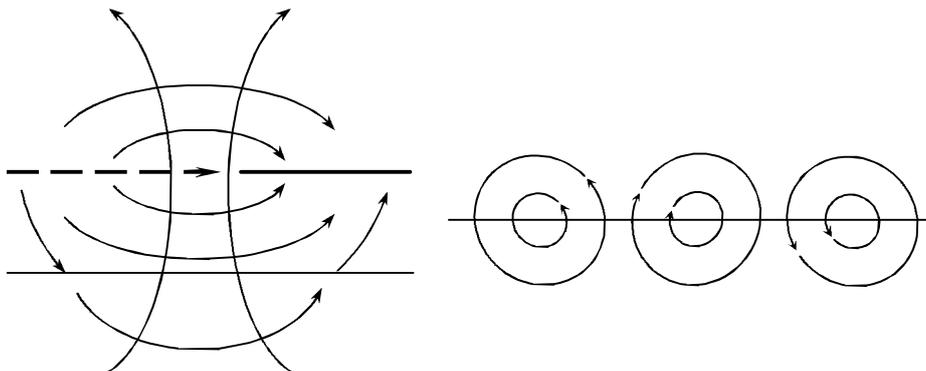


Рис. 2.9. Структура поля в щелевой ЛП

Особенности волноводных линий передачи

Основная особенность волноводных линий передачи заключается в том, что их электромагнитные поля имеют продольную составляющую электрических или магнитных полей. Наиболее распространенными являются волноводы прямоугольного и круглого сечений. Прямоугольные волноводы (рис. 2.10) нашли самое широкое распространение, благодаря устойчивости типов поля.

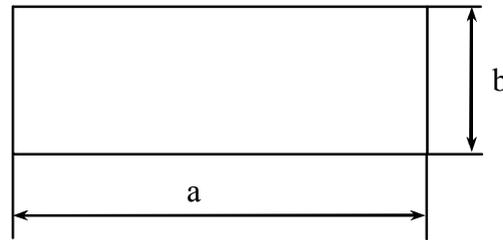


Рис. 2.10. Прямоугольный волновод ($a > b$).

Низший тип волны H_{10} , критическая длина волны $\lambda_{кр} = 2a$. Фазовая скорость распространения:

$$V_{\text{тм}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}, \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}$$

Для того чтобы по волноводу распространялась только волна типа H_{10} , необходимо выполнение следующих условий:

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda, \quad b < \frac{\lambda}{2}.$$

Как уже отмечалось, волновое сопротивление в волноводах определяется неоднозначно. Может быть использовано несколько определений для волнового сопротивления:

$$W_{\text{PI}} = \frac{2P}{I^2} = \frac{\pi^2 b}{8 a} W_0,$$

$$W_{\text{PU}} = \frac{U^2}{2P} = 2 \frac{b}{a} W_0,$$

$$W_{\text{UI}} = \frac{U}{I} = \frac{\pi b}{2 a} W_0,$$

где $W_0 = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$.

Мощность, передаваемая по волноводу рассчитывается по формуле:

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_{x=0}^a \int_{y=0}^b E_y H_x dx dy = \frac{E_{y\max}^2 a \cdot b}{4W_0}.$$

Откуда получим выражение для предельной мощности (кВт):

$$P_{\text{пред}} = 66,3ab \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2},$$

где a и b выражено в см, а предельная мощность

соответствует $E_{\max} = 30 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$. Величина допустимой мощности будет равна:

$$P_{\text{доп}} = \left(\frac{1}{3} \div \frac{1}{5}\right) P_{\text{пред}}.$$

Затухание волн в волноводу вызвано потерями энергии в стенках волновода и в среде, заполняющей волновод:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \frac{\left[1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2\right]}{120\pi b \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}, \quad \frac{\text{Нп}}{\text{м}}$$

где σ – удельная проводимость стенок волновода.

Круглые волноводы, находят меньшее применение из-за возможности поворота плоскости поляризации электромагнитной волны при распространении. Применяются они в основном во вращающихся сочленениях, в устройствах для получения волн с вращающейся поляризацией, в качестве линий передачи на большие расстояния.

Основной тип волны в круглом волноводу H_{11} (рис. 2.11)

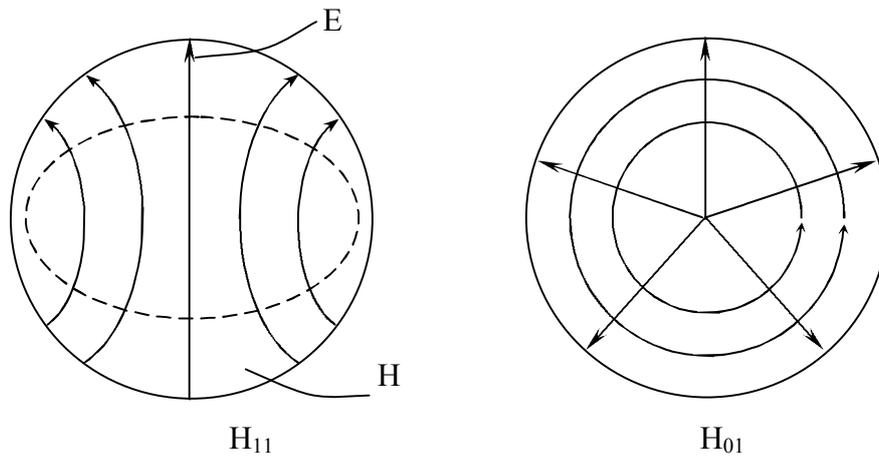


Рис. 2.11. Структура электромагнитного поля в круглом волноводе для волн двух типов

Коэффициент затухания волны H_{11}

$$\alpha = \frac{\sqrt{\omega\mu}}{r120\pi} 0,42 \left\{ \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2} + 3,38 \frac{\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \right\}$$

$$P_{доп} = 200r^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}, \text{ (кВт)}$$

$$\lambda_{кр} = 3,413 \cdot r \quad (r - \text{радиус}).$$

Коэффициент затухания волны H_{01}

$$\alpha = \frac{\sqrt{\omega\mu}}{r120\pi} \frac{\left(\frac{\lambda}{\lambda_{пр}}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{пр}}\right)^2}}.$$

Из выражения видно, что с увеличением частоты затухание уменьшается. Это свойство используется для передачи сигналов на большие расстояния. На рис. 2.12. показаны области возникновения высших типов волн в круглом волноводе. Из этого рисунка ясно, что при использовании волн типа H_{01} необходимо предусматривать меры для подавления других типов волн.

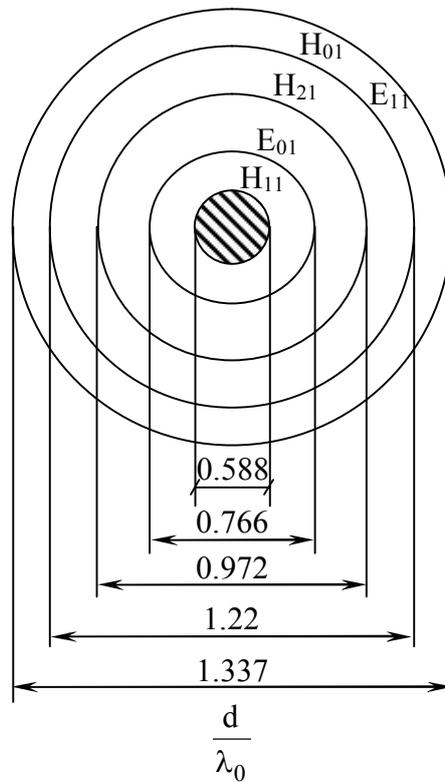


Рис. 2.12. Области возникновения различных типов волн в круглом волноводе

В технике СВЧ используют также волноводы, имеющие сечения вида Н – П. Эти волноводы имеют меньшие размеры (по сравнению с прямоугольным волноводом), большую полосу частот, но меньшую электрическую прочность, и большее затухание.

Электромагнитную волну, распространяющуюся в произвольной линии передачи, например, в двухпроводной ЛП, можно представить в следующем виде:

$$\dot{A}(x) = \dot{A}_{\text{пад}}(x) + \dot{A}_{\text{отр}}(x) = \dot{A}_{\text{пад}} e^{\gamma x} + \dot{A}_{\text{отр}} e^{-\gamma x}, \quad (2.5)$$

где $\dot{A}_{\text{пад}}$ – комплексная амплитуда падающей волны, $\dot{A}_{\text{отр}}$ – комплексная амплитуда отраженной волны, $\gamma = \alpha + i\beta$ – коэффициент распространения, α – постоянная затухания, β – фазовая постоянная (волновое число).

Вид записи зависит от того, какой временной множитель мы используем $e^{i\omega t}$ либо $e^{-i\omega t}$ и от какой точки отсчитывается координата x . Для нашей записи временной множитель принят в виде $e^{+i\omega t}$, а координата x отсчитывается от нагрузки, как показано на рис. 2.12.

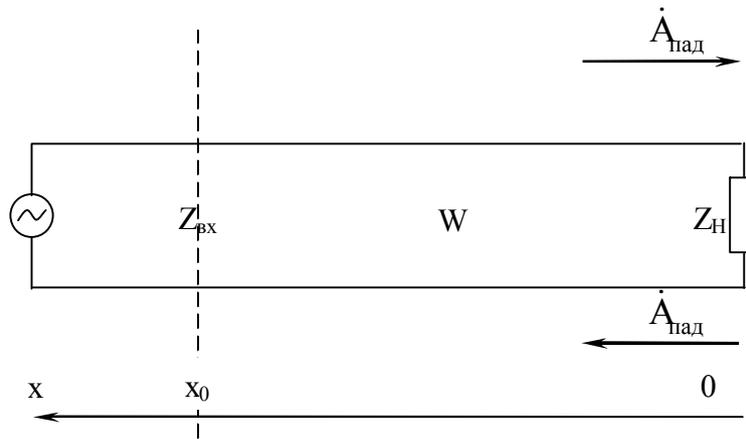


Рис. 2.13. Падающая и отраженная волны в двухпроводной ЛП

Коэффициент отражения в линии передачи равен:

$$\Gamma = \frac{\dot{A}_{\text{отр}}}{\dot{A}_{\text{пад}}} = \Gamma_{\text{H}} \cdot e^{i\varphi_{\text{H}}}, \quad (2.6)$$

где Γ_{H} – коэффициент отражения от нагрузки, φ_{H} – набег фазы в рассматриваемом сечении линии, отсчитываемый от сечения нагрузки.

На расстоянии x от нагрузки коэффициент отражения можно вычислить по формуле:

$$\Gamma(x) = \Gamma_{\text{H}} e^{-2\gamma x}. \quad (2.7)$$

С учетом этого входное сопротивление ЛП на любом расстоянии x_0 от нагрузки можно определить из соотношения:

$$Z_{\text{вх}} = W \cdot \frac{1 + \Gamma_{x_0}}{1 - \Gamma_{x_0}}, \quad (2.8)$$

где W – волновое сопротивление линии передачи (рис. 2.13).

Аналогично, сопротивление в нагрузке можно рассчитать по формуле:

$$Z_{\text{H}} = W \cdot \frac{1 + \Gamma_{\text{H}}}{1 - \Gamma_{\text{H}}}, \quad (2.9)$$

откуда коэффициент отражения от нагрузки при известных волновых сопротивлениях нагрузки и линии передачи можно выразить следующим образом:

$$\Gamma_H = \frac{Z_H - W}{Z_H + W}. \quad (2.10)$$

Для линии передачи без потерь ($\alpha = 0$) справедливы соотношения:

$$Z_{\hat{a}\hat{o}} = W \cdot \frac{1 + \Gamma_H e^{-i2\beta x}}{1 - \Gamma_H e^{-i2\beta x}}. \quad (2.11)$$

Выразим входное сопротивление через волновое сопротивление нагрузки и линии передачи, используя выражение (2.10):

$$Z_{\hat{a}\hat{o}} = W \cdot \frac{1 + \frac{Z_H - W}{Z_H + W} \cdot e^{-i2\beta x}}{1 - \frac{Z_H - W}{Z_H + W} \cdot e^{-i2\beta x}} = W \cdot \frac{Z_H + W + (Z_H - W) \cdot e^{-i2\beta x}}{Z_H + W - (Z_H - W) \cdot e^{-i2\beta x}},$$

далее помножим числитель и знаменатель полученной дроби на множитель $e^{i\beta x}$ и преобразуем выражения экспонент по формулам Эйлера:

$$Z_{\hat{a}\hat{o}} = W \frac{(Z_H + W)e^{i\beta x} + (Z_H - W)e^{-i\beta x}}{(Z_H + W)e^{i\beta x} - (Z_H - W)e^{-i\beta x}},$$

$$Z_{\hat{a}\hat{o}} = W \frac{(Z_H + W)(\cos(\beta x) + i\sin(\beta x)) + (Z_H - W)(\cos(\beta x) - i\sin(\beta x))}{(Z_H + W)(\cos(\beta x) + i\sin(\beta x)) - (Z_H - W)(\cos(\beta x) - i\sin(\beta x))},$$

$$Z_{\hat{a}\hat{o}} = W \frac{Z_i \cos(\beta x) + iW\sin(\beta x)}{iZ_i \sin(\beta x) + W \cos(\beta x)}.$$

В итоге, поделив числитель и знаменатель в получившемся выражении на $\sin(\beta x)$, получим формулу, позволяющую вычислить входное волновое сопротивление в любом сечении линии передачи с волновым сопротивлением W на расстоянии x от нагрузки с волновым сопротивлением Z_H :

$$Z_{\hat{a}\hat{o}} = W \frac{Z_i + iW\operatorname{tg}(\beta x)}{W + iZ_i \operatorname{tg}(\beta x)} \quad (2.12)$$

В литературе эту формулу часто называют формулой трансформации сопротивления в линии передачи.

В общем случае волновые сопротивления ЛП и нагрузки не равны друг другу (в этом случае говорят, что линия передачи не согласована с нагрузкой), и от нагрузки появляется отраженная волна, которую характеризует коэффициент отражения (2.10). В линии устанавливается смешанный режим,

при котором ток и напряжение принимают максимальные и минимальные значения. В этом случае наряду с коэффициентом отражения вводят коэффициент стоячей волны $K_{св}$ и коэффициент бегущей волны $K_{бв}$:

$$K_{\hat{n}\hat{a}} = \frac{U_{\max}}{U_{\min}} = \frac{1 + |\tilde{A}_f|}{1 - |\tilde{A}_f|} \geq 1,$$

$$K_{\hat{a}\hat{a}} = \frac{U_{\max}}{U_{\min}} = \frac{1 - |\tilde{A}_f|}{1 + |\tilde{A}_f|} \leq 1.$$

Для характеристики эффективности работы линии передачи, как и любой физической системы, вводят понятие коэффициента полезного действия линии передачи.

Коэффициент полезного действия (КПД) линии передачи равен отношению активной мощности P_2 , выделяемой в нагрузке к активной мощности P_1 , подводимой к нагрузке.

При согласованной нагрузке, когда $R_H = W$, в линии устанавливается режим бегущей волны. В этом случае выражения соотношения напряжений и токов в генераторе (U_1, I_1) и в нагрузке (U_2, I_2) будут следующими:

$$\dot{U}_2 = \dot{U}_1 e^{-\dot{\gamma}x} = \dot{U}_1 e^{-\alpha z} e^{-i\beta x},$$

$$\dot{I}_2 = \dot{I}_1 e^{-\dot{\gamma}x} = \dot{I}_1 e^{-\alpha z} e^{-i\beta x}.$$

С учетом этих выражений КПД линии передачи примет вид:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{\dot{U}_2 \dot{I}_2}{\dot{U}_1 \dot{I}_1} = \frac{\dot{U}_1 e^{-\alpha x} e^{-i\beta x} \cdot \dot{I}_1 e^{-\alpha x} e^{-i\beta x}}{\dot{U}_1 \dot{I}_1}.$$

Окончательный вид для КПД линии передачи будет следующим:

$$\eta = e^{-2\alpha x} \approx 1 - 2\alpha x.$$

Здесь упрощение сделано для случая, когда произведение αx мало в связи с малым значением коэффициента затухания α в линии передачи. Именно такие ЛП и используются на практике.

В согласованной линии передачи напряжение равно: $U = \sqrt{2PW}$.

Если линия не согласована, то максимуму напряжения будет соответствовать минимум тока, поэтому можно записать:

$$P = \frac{U_{\max} \cdot I_{\min}}{2},$$

$$I_{\min} = I_{\text{н}} - I_0 = \frac{U_{\text{н}} - U_0}{W} = \frac{U_{\min}}{W},$$

$$P = \frac{U_{\max} U_{\min}}{2W}.$$

Далее, поскольку $K_{\text{св}} = U_{\max}/U_{\min}$, то можно записать:

$$P = \frac{U_{\max}^2}{2WK_{\text{н}}},$$

$$U_{\max} = \sqrt{2PK_{\text{н}}}.$$

Если максимальное напряжение соответствует напряжению пробоя $U_{\text{пр}}$, то выражение для допустимой импульсной мощности примет вид:

$$P_{\text{д}} = \frac{U_{\text{пр}}^2}{2WK_{\text{н}}}.$$

Часто для передачи электромагнитных волн от источника к нагрузке используют линии передачи разных типов, соединенных друг с другом с помощью соответствующих конструкций переходов. Совокупность линий передачи и устройств переходов образует СВЧ-тракт. Для характеристики свойств СВЧ-тракта вводят понятие шумовой температуры.

Шумовая температура тракта $T_{\text{ш}}$ зависит от физической температуры среды T_0 , в котором помещен тракт и от КПД линии передачи, т.е. от длины линии l [м], величины КСВ и затухания β [дБ/м] в ней.

$$T_{\text{ш}} = T_0(1 - \eta) = T_0 \left(\frac{0,115\beta l}{\frac{K_{\text{н}}}{1 + K_{\text{н}}^2} + 0,115\beta l} \right).$$

Круговая диаграмма сопротивлений и проводимостей

Основу для построения круговой номограммы составляют формулы (2.8) для коэффициента отражения и (2.12) для трансформации сопротивлений.

Диаграмма полных сопротивлений строится в координатах

$$U + iv = \dot{\Gamma}(-1) = \frac{Z_{H-1}}{Z_{H+1}} e^{-i2kl}$$

тогда

$$Z_{\text{вх}} = R + iX = \frac{1 + U + iv}{1 - (U + iv)},$$

или

$$Z_{\text{вх}} = \frac{(1 - U^2) - v^2 + i2v}{(1 - U^2) + v^2}.$$

После преобразований получим:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{(1 - U^2) - v^2 + i2v}{(1 - U^2) + v^2}.$$

Найдем линии постоянного значения R и X. Для линий постоянного R получим:

$$R = \frac{1 - U^2 - v^2}{(1 - U)^2 + v^2}.$$

Выполнив преобразования:

$$\begin{aligned} (1 + U)^2 + R + Rv^2 &= 1 - U^2 - v^2, \\ R - 2RU + RU^2 + v(1 + R) &= 1, \\ U^2(1 + R) - 2UR + v^2(1 + R) &= 1 - R \end{aligned}$$

Окончательно получим:

$$\left(U - \frac{R}{1 + R} \right)^2 + v^2 = \frac{1}{(1 + R)^2}$$

Таким образом, линии постоянного R представляют собой окружности, радиуса $\frac{1}{1+R}$ центры которых расположены в точках с координатами

$$U = \frac{R}{1+R}, \quad v = 0.$$

Для линий постоянного X получим:

$$X = \frac{2v}{(1-U)^2 + v^2}$$

Выполнив следующие преобразования:

$$(1-U^2)X - v^2X = \pm 2v,$$

$$(1-U^2) + v^2 - \frac{2v}{X} = 0,$$

окончательно получим:

$$(1-U)^2 + \left(v - \frac{1}{X}\right)^2 = \frac{1}{X^2}$$

Таким образом, линии постоянного X представляют собой окружности, радиуса $\frac{1}{X}$ и положением центра в точке с координатами $U = 1, \quad v = \frac{1}{X}$.

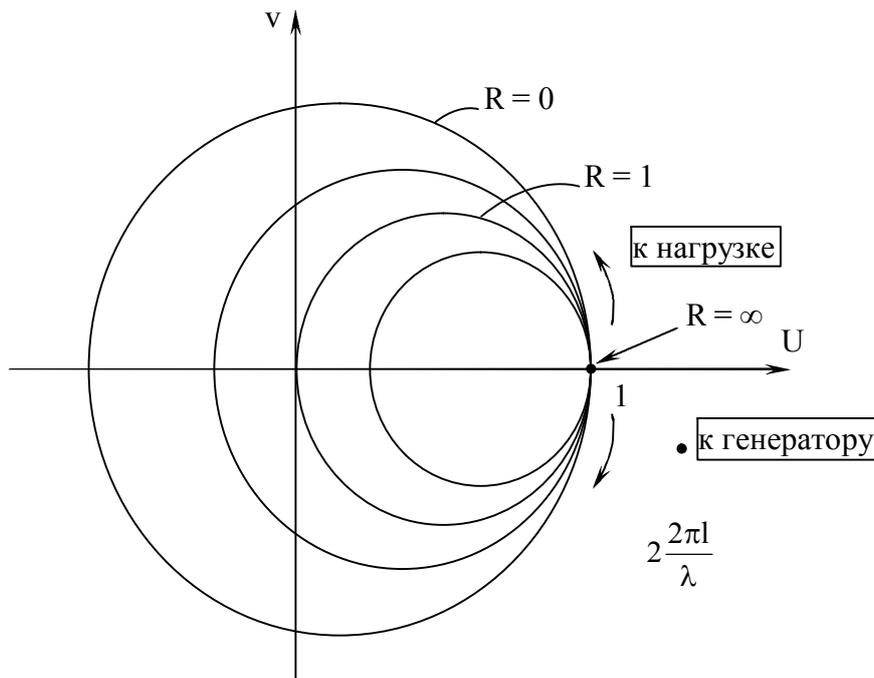


Рис. 2.14. Линии постоянного R

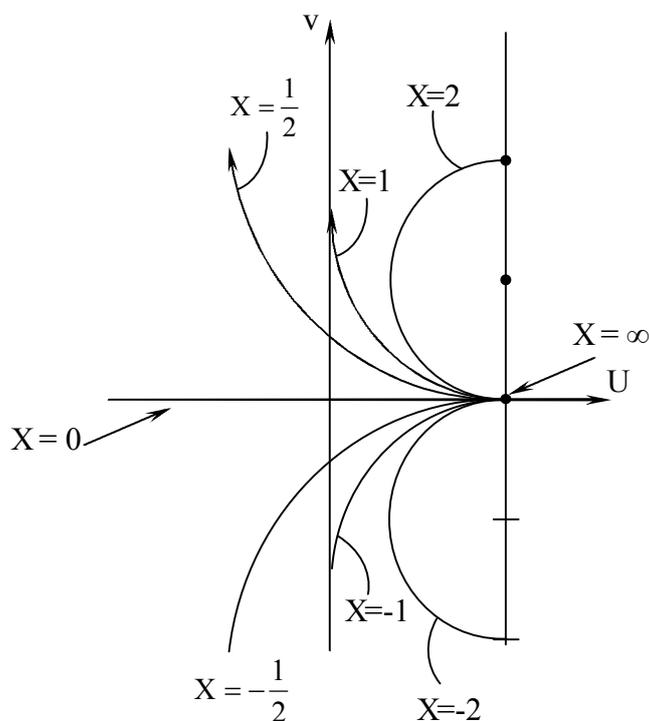


Рис. 2.15. Линии постоянного X

Теперь вспомним, что U и v – это вещественная и мнимая части коэффициента отражения. Таким образом, в центре номограммы коэффициент отражения равен нулю.

Раздел 2.2 Матричная теория многополюсников СВЧ

Тема 2.2.1 Матричная теория многополюсников СВЧ

Матрицы рассеяния СВЧ-устройств и методы их измерения. Волновые матрицы СВЧ-устройств

Общепринятым подходом к теоретическому и экспериментальному исследованию сложных устройств является их разбиение на более простые блоки. Степень разбиения задают, исходя из возможности относительно простого определения параметров блоков. При определении параметров блоков применяют как теоретические расчетные методы (электродинамический анализ, методы теории цепей, численное моделирование), так и экспериментальные. После этого характеристики всего сложного устройства рассчитывают методами теории цепей с использованием алгоритмов объединения блоков, например, матричными методами.

Устройство СВЧ в обобщенном виде можно представить в виде многополюсника. Многополюсник состоит обычно из нескольких компонентов, соединенных определенным образом между собой с помощью отрезков линий

передачи. Такие схемы могут описываться напряжениями и токами на входах устройства или нормированными волновыми переменными.

Большинство СВЧ компонентов имеют один вход и один выход, то есть являются четырехполюсниками. Каскадное соединение четырехполюсников (см. рис. 2.16) удобно описывать с помощью классической матрицы передачи, которую также называют цепной матрицей. Для четырехполюсника ABCD-параметры определяются равенством:

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_2 \\ I_2 \end{bmatrix}. \quad (2.13)$$

Они связывают напряжение U_1 и ток I_1 на входе четырехполюсника с напряжением U_2 и током I_2 на выходе.

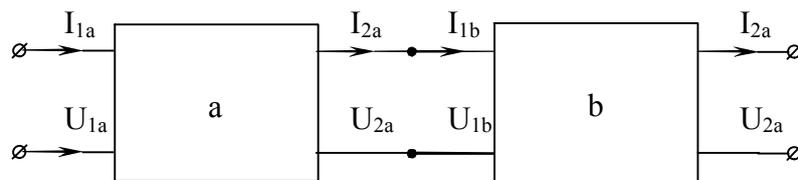


Рис. 2.16. Каскадное соединение четырехполюсников а и б

При каскадном соединении четырехполюсников (рис. 2.16) вытекающий из четырехполюсника а ток I_{2a} является втекающим током I_{1b} четырехполюсника б. Поэтому ABCD-матрица каскадного соединения четырехполюсников а и б выражается формулой

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_a \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_b \quad (2.14)$$

Из ABCD-матрицы могут быть найдены различные характеристики схемы. Входное сопротивление

$$Z_{\hat{a}\hat{o}} = \frac{(AZ_{i\hat{a}\hat{a}} + \hat{A})}{(CZ_{i\hat{a}\hat{a}} + D)},$$

где сопротивление нагрузки $Z_{\text{наг}} = U_2/I_2$. Выходное сопротивление

$$Z_{\hat{a}\hat{u}\hat{o}} = \frac{(DZ_{\hat{e}\hat{n}\hat{o}} + B)}{(CZ_{\hat{e}\hat{n}\hat{o}} + A)},$$

где внутреннее сопротивление источника $Z_{\text{ист}} = (C_{\text{ист}} - U_1)/I_1$.

Отметим, что отрезок линии передачи длиной l с волновым сопротивлением Z имеет матрицу передачи

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -iZ \sin \theta \\ -iZ^{-1} \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix},$$

где $\theta = k_z l$ – электрическая длина отрезка линии передачи.

Матрицу передачи используют и для описания $4n$ -полюсников, содержащих n входов и n выходов (см. рис. 2.17). В этом случае у $4n$ -полюсника будут n входных токов и n выходных токов. Обозначая совокупности входных и выходных токов n -мерными векторами I_1 и I_2 , а отвечающие им совокупности напряжений n -мерными векторами U_1 и U_2 , определение матрицы передачи $4n$ -полюсника можно записать в виде:

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_2 \\ I_2 \end{bmatrix},$$

где матричные элементы A, B, C и D являются матрицами размерности $n \times n$.

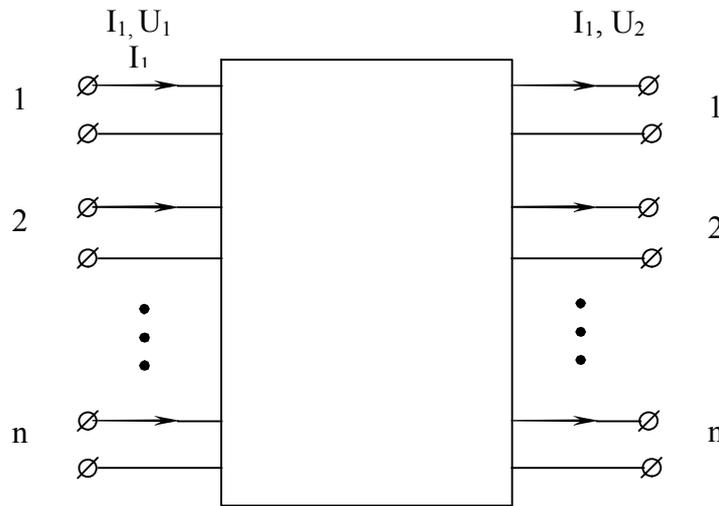


Рис. 2.17. Токи и напряжения в $4n$ -полюснике

Классические матрицы передачи удобны при описании каскадных соединений $4n$ -полюсников и, в частности, четырехполюсников. При описании на СВЧ иных соединений или более сложных многополюсников преимущество ABCD-матриц теряется.

При последовательном соединении многополюсников удобно пользоваться матрицей сопротивлений, или Z -матрицей. Эта матрица описывает связь между напряжениями U_i и втекающими токами I_i на всех входах многополюсника ($i = 1, 2, \dots, n$), выражаемую формулой:

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \vdots \\ U_n \end{bmatrix} = [Z] \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix}$$

Матрица сопротивлений многополюсника, полученного последовательным соединением двух одностипных многополюсников А и В, есть

$$[Z] = [Z]_A + [Z]_B, \quad (2.15)$$

где $[Z]_A$ и $[Z]_B$ – матрицы сопротивлений исходных многополюсников.

При параллельном соединении многополюсников удобно пользоваться матрицей проводимостей, или Y-матрицей. Эта матрица описывает связь между напряжениями U_i и втекающими токами I_i на всех входах многополюсника ($i=1,2,\dots,n$), выражаемую формулой

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix} = [Y] \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \vdots \\ U_n \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

Матрица проводимостей многополюсника, полученного параллельным соединением двух одностипных многополюсников А и В, есть

$$[Y] = [Y]_A + [Y]_B,$$

где $[Y]_A$ и $[Y]_B$ – матрицы проводимостей исходных многополюсников.

В технике СВЧ-устройство разбивается на блоки, соединенные между собой отрезками однородных линий передачи (коаксиальных, волноводных и пр.). Вместо токов и напряжений, как в низкочастотной теории электрических цепей, вводят понятие волн напряжений и токов, отношение которых равно волновому сопротивлению линии передачи:

$$a_i = \frac{U_i^+}{\sqrt{Z_i}}, \quad b_i = \frac{U_i^-}{\sqrt{Z_i}},$$

где U_i^+ и U_i^- – напряжения входящей и выходящей волны на i -й паре полюсов, Z_i – волновое сопротивление линии передачи, соединенной с i -й парой полюсов. Таким образом, размерность квадратов нормированных напряжений

a_i и b_i равна размерности мощности $P_{i\text{äi}} = \frac{1}{2} a_i x a_i^*$, $P_{i\text{öi}} = \frac{1}{2} b_i x b_i^*$. Это устраняет неоднозначность при использовании различных типов линий передачи на входах устройства. Размерность амплитуды волны в этом случае есть $[V/\sqrt{\text{Ом}}]$, что следует из уравнения для мощности волны. Нормированные напряжения a_i и b_i называют также волновыми переменными.

Взаимодействие между блоками осуществляется двумя волнами. По отношению к исследуемому блоку их называют падающей (поступающей на блок) и отраженной (распространяющейся от блока) волнами. Эти волны имеют одинаковую структуру поля, гармонический закон изменения во времени и отличаются только комплексными амплитудами и направлением распространения.

Таким образом, для нормировки амплитуды волны требуется знать волновое сопротивление линии передачи, которое определяется при электродинамическом анализе линии передачи и зависит от геометрии поперечного сечения и параметров материала заполнения линии.

Известно, что для линий с поперечными типами волн (Т-волны) этот параметр определяют электродинамическим расчетом разности потенциалов между проводниками и полного тока по одному из них. Результат не зависит от выбора точек отсчета потенциалов и контура определения полного тока, а мощность волны равна произведению напряжения и тока, что согласуется с теорией цепей. Более сложная ситуация в случае волноводных линий передачи с Н- и Е-волнами, имеющими продольные составляющие магнитного и электрического полей. Здесь величина волнового сопротивления волновода зависит от заранее выбранного способа задания напряжения и тока. Так, для прямоугольного волновода размером $a \times b$ с основной волной TE_{10} волновое сопротивление часто вводят как отношение разности потенциалов между широкими стенками волновода в его центре к полному продольному току в одной из широких стенок.

Однако мощность волны, передаваемая по волноводу, не равна произведению выбранных таким способом напряжения и тока. Поэтому используют и другие определения, согласно которым волновое сопротивление волновода вводят через напряжение и мощность волны или ток и мощность волны. Все эти определения отличаются друг от друга постоянным множителем. На практике выбор того или иного способа задания волнового сопротивления не имеет большого значения. Важно, чтобы способ был бы одинаковым для всего исследуемого устройства.

Другим важным параметром соединительного отрезка линии передачи является ее электрическая длина, которая равна фазовому набегу волны в этом отрезке. Она пропорциональна физической длине и определяется постоянной распространения волны (продольным волновым числом) $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, где λ –

длина волны в линии передачи. Для волноводных линий постоянная распространения зависит от частоты, а длина волны в линии не равна длине волны в свободном пространстве. Соответственно, электрическая длина будет зависеть от частоты нелинейно.

Отрезки линий подключаются к блокам через входы. Под входом блока понимают выделенную плоскость элемента связи блока и линии, имеющее заданный тип волны и поперечное сечение линии передачи. В классической теории цепей каждому входу и выходу блока приписывают пару полюсов, а его самого называют многополюсником. В технике СВЧ полюсы выделить в явном виде обычно не представляется возможным, но традиционно название «многополюсник» сохраняют. Иногда используют наименование «(2N-полюсник)» для обозначения блока, содержащего N входов и соединенного с N линиями передачи. В литературе используют и более точное обозначение – многопортовое или многовходовое устройство – по количеству входов или портов, участвующих в соединениях блоков. На практике большинство блоков являются устройствами с одним входом и одним выходом, т.е. являются четырехполюсниками. Блок с одним входом (двухполюсник) называют СВЧ-нагрузкой.

Свойства линейных и квазилинейных СВЧ-устройств чаще всего описывают в терминах волновых матриц рассеяния. Их используют как для описания отдельных блоков, так и для параметров всего сложного устройства.

Матрица рассеяния связывает комплексные амплитуды падающих и отраженных (рассеянных) волн напряжения на входах устройства. Таким образом, матричное описание определяет внешние характеристики устройств. Особенности внутренней структуры, электродинамические свойства его компонентов здесь остаются скрытыми.

Падающая от генератора волна порождает отраженные (рассеянные) волны. В случае четырехполюсника ($i = 1, 2$) S-матрица, или матрица рассеяния, следующим образом связывает нормированные напряжения b_i и a_i

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11}a_1 + S_{12}a_2, \\ b_2 &= S_{21}a_1 + S_{22}a_2. \end{aligned} \quad (2.17)$$

В общем случае для схемы с n парами полюсов имеем

$$[b] = [S][a], \quad (2.18)$$

где [S] – матрица размером $n \times n$, называемая матрицей рассеяния. Свойства отдельных блоков измеряют либо рассчитывают, а общую матрицу рассеяния всего устройства получают методами цепей СВЧ. В волновом представлении сигналов различие входа и выхода устройства теряет смысл. Поэтому в волновых методах описания СВЧ-устройств часто используется понятия «порт»,

который может быть и входом и выходом в зависимости от подключения генератора и нагрузки. Ниже показаны примеры получения элементов матрицы рассеяния простых устройств.

На рис. 2.19 показано последовательное включение сопротивления Z в линию передачи

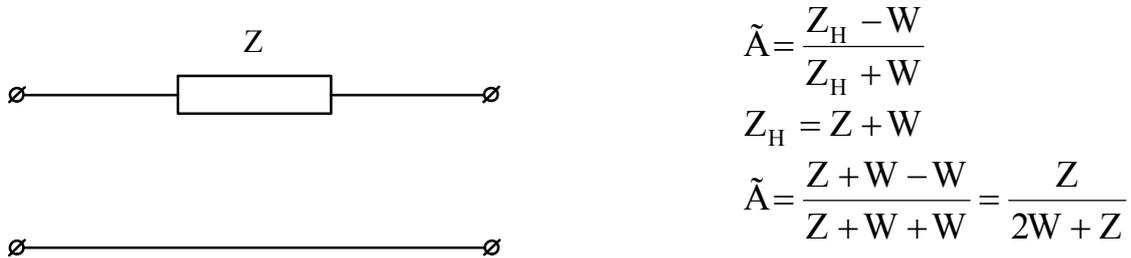


Рис. 2.19. Последовательное включение сопротивления в ЛП

Элементы матрицы рассеяния для такой схемы будут иметь вид:

$$S_{11} = S_{22} = \frac{Z}{2W + Z},$$

$$S_{12} = S_{21} = \frac{2W}{2W + Z},$$

$$S_{11} = S_{22} = \frac{Z'}{2 + Z'},$$

$$S_{12} = S_{21} = \frac{2}{2 + Z'}.$$

На рис. 2.20 показано параллельное включение проводимости Y в линию передачи

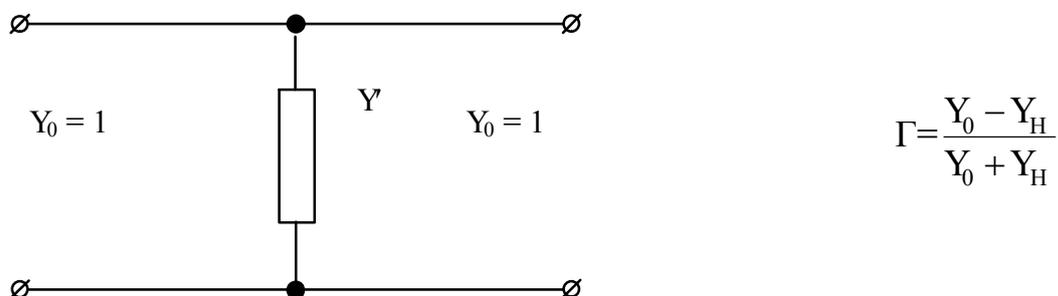


Рис. 20. Параллельное включение проводимости в ЛП

Элементы матрицы рассеяния для такой схемы будут иметь вид:

$$[S] = \begin{bmatrix} -\frac{y'}{2+y'} & \frac{y'}{2+y} \\ \frac{y'}{2+y'} & -\frac{y'}{2+y'} \end{bmatrix}$$

Матрица рассеяния многополюсника СВЧ связывает столбцы комплексных амплитуд падающих $[a]$ и отраженных $[b]$ волн на его входах. Наиболее часто в измерительной практике приходится иметь дело с устройствами, имеющими два входа (четыреполюсниками). Матрица такого узла имеет размерность 2×2 . На рис. 21 показаны падающие и отраженные волн на входах такого устройства

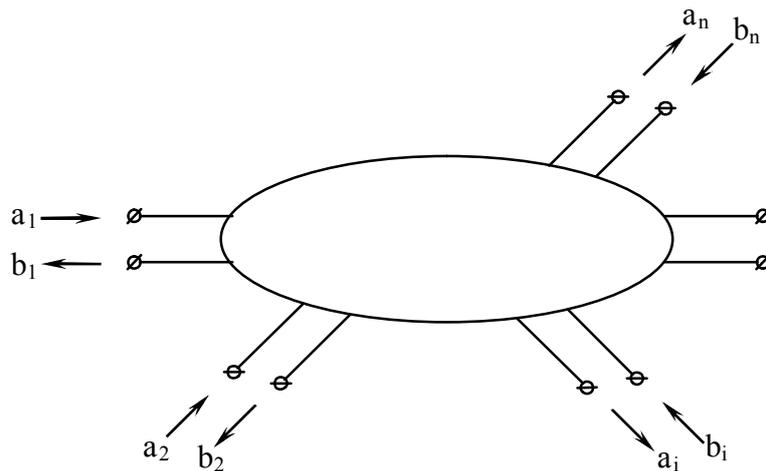


Рис. 2.21. Обозначения падающих и отраженных волн на входах СВЧ-устройства

Амплитуды волн на входах связаны между собой системой линейных уравнений. Свойства четырехполюсника могут быть описаны двумя уравнениями, выражающими амплитуду отраженных волн через амплитуду падающих волн (2.17) или в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

Отраженные волны характеризуются вектор – столбцом отраженных волн.

Падающие волны характеризуются вектор – столбцом падающих волн.

Отраженные и падающие волны связаны через элементы матрицы рассеяния $[S]$:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}, \text{ i } \delta \text{ e } a_2 = 0 \quad S_{12} = \frac{b_1}{a_2}, \text{ i } \delta \text{ e } a_1 = 0;$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1}, \text{ i } \delta \text{ e } a_2 = 0 \quad S_{22} = \frac{b_2}{a_2}, \text{ i } \delta \text{ e } a_1 = 0.$$

Отсюда виден физический смысл элементов матрицы рассеяния. При отсутствии волн, падающих на вход 2 ($a_2 = 0$), коэффициент S_{11} является коэффициентом отражения устройства по входу 1, а коэффициент S_{21} является коэффициентом передачи волны из плеча 1 в плечо 2. Аналогичный смысл имеют и коэффициенты S_{22} и S_{12} . Для входа 2 – это коэффициент отражения по входу 2 и коэффициент передачи из плеча 2 в плечо 1.

Для измерения этих параметров необходимо определить отношение комплексных амплитуд отраженных и падающих волн при отсутствии перерождений в подводящих линиях, т.е. для измерения S_{11} и S_{21} надо установить согласованную нагрузку на вход 2, чтобы обеспечить $a_2 = 0$ и подать сигнал падающей волны a_x на вход 1 от согласованного генератора. Для измерения S_{22} и S_{12} надо согласованную нагрузку подключить на вход 1, а согласованный генератор – на вход 2.

Приведенные соображения можно распространить и на СВЧ-многополюсники с большим количеством входов. Диагональные элементы матрицы рассеяния представляют собой коэффициенты отражения на соответствующих входах, недиагональные – коэффициенты передачи между входами. Все эти параметры измеряются как отношение комплексных амплитуд соответствующих волн при согласовании всех подводящих линий передачи.

Отметим, что, как правило, измерить амплитуды волн на входах устройства не удастся. Сложно разместить измерительные приборы в непосредственной близости от входов устройства. Поэтому измерение амплитуд волн проводят на некоторых расстояниях от входов.

Сечения линий, где проводятся измерения, называют отсчетными плоскостями и выбор их определяет дополнительные фазовые набег. Эти фазовые набег являются электрическими длинами соответствующих отрезков линий. Связь между матрицей устройства и измеренной матрицей устанавливается следующим образом: диагональные коэффициенты S_{ii} , измеренные на расстоянии l_i от входа, надо домножить на фазовый коэффициент $\exp(i2\theta_i)$, недиагональные коэффициенты S_{ij} – на $\exp(i(\theta_i + \theta_j))$. Модули коэффициентов рассеяния при этом не меняются. В результате получаем волновые параметры устройства, отнесенные к точкам их входов.

Рассмотрим свойства матриц рассеяния, позволяющие сократить количество измерений и упростить их методику. Например, для четырехполюсника в общем случае надо определить 8 вещественных чисел – 4 модуля и 4 фазы для двух коэффициентов отражения и двух коэффициентов передачи.

Свойства матрицы рассеяния

Если пассивный многополюсник без потерь, выполнен на основе изотропных материалов, то он взаимный, а элементы матрицы рассеяния удовлетворяют условию: $S_{ij} = S_{ji}$.

Тогда матрица S будет симметричной $[S] = [\tilde{S}]$, где \sim – знак транспонирования.

Для доказательства необходимо использовать лемму Лоренца:

$$\operatorname{div}([\vec{E}_1, \vec{H}_2] - [\vec{E}_2, \vec{H}_1]) = 0,$$

которая в интегральном виде записывается следующим образом:

$$\iint_S ([\vec{E}_1, \vec{H}_2] - [\vec{E}_2, \vec{H}_1], d\vec{S}) = 0 \quad (2.22)$$

Пусть имеется некоторый многополюсник выполненный на основе пассивных и изотропных материалов. Во всех его плечах за исключением i и j стоят согласованные нагрузки, тогда

$$a_p = 0, \quad p \neq i, \quad p \neq j.$$

Чтобы применить лемму Лоренца, рассмотрим замкнутую поверхность, образованную плоскостями отсчета P_i и P_j и поверхностью Σ , охватывающей весь многополюсник (рис. 2.22). Тогда при интегрировании остаются только интегралы по плоскостям отсчета.

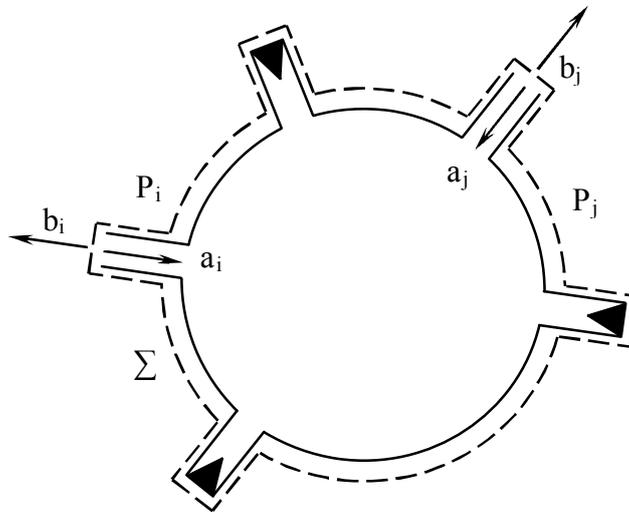


Рис. 2.22. К выводу условия симметричности матрицы рассеяния

$$\int_{P_i} (E_{\perp i}^1 H_{\perp i}^2 - E_{\perp i}^2 H_{\perp i}^1) dS + \int_{P_j} (E_{\perp j}^1 H_{\perp j}^2 - E_{\perp j}^2 H_{\perp j}^1) dS = 0,$$

где $\vec{E}_{\perp i}^i$, $\vec{H}_{\perp i}^i$ – поперечные составляющие электромагнитного поля.

$$\vec{E}_{\perp i}^i = (a_i^1 + b_i^1) \vec{e}_{\perp i},$$

$$\vec{H}_{\perp i}^i = (a_i^1 + b_i^1) \vec{h}_{\perp i},$$

$$\begin{aligned} & \left[(a_j^1 + b_j^1)(a_j^2 - b_j^2) - (a_j^2 + b_j^2)(a_j^1 - b_j^1) \right] \int_{P_i} (\vec{e}_i \vec{h}_i, d\vec{S}) + \\ & + \left[(a_i^1 + b_i^1)(a_i^2 - b_i^2) - (a_i^2 + b_i^2)(a_i^1 - b_i^1) \right] \int_{P_j} (\vec{e}_j \vec{h}_j, d\vec{S}) = 0 \end{aligned}$$

Поскольку $\int_{P_i} (\vec{e}_i, \vec{h}_i, d\vec{S}) = 1$, получим:

$$(b_i^1 a_i^2 - a_i^1 b_i^2) + (b_j^1 a_j^2 - a_j^1 b_j^2) = 0$$

Выражая амплитуды отраженных волн через амплитуды падающих и элементы матрицы рассеяния, после преобразований получим:

$$(a_j^1 a_i^2 - a_j^2 a_i^1)(S_{ij} - S_{ji}) = 0.$$

Поскольку полученный результат справедлив для любых амплитуд волн, то это равенство будет выполнено только при выполнении условия: $S_{ij} = S_{ji}$, то есть при условии симметричности матрицы рассеяния.

Матрица рассеяния многополюсника без потерь унитарна

$$[\tilde{S}]^* [S] = E,$$

где E – единичная матрица, $*$ – знак комплексного сопряжения.

При отсутствии потерь суммарная мощность, проходящая через плоскости отсчета в положительном направлении, равна мощности, проходящей в отрицательном направлении

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n a_i a_i^* = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n b_i b_i^*,$$

что является выражением закона сохранения мощности. Это выражение в матричной форме будет иметь вид:

$$[\tilde{a}]^* [a] = [\tilde{b}]^* [b].$$

Поскольку $[b] = [S][a]$ и $[\tilde{b}] = [\tilde{a}][\tilde{S}]$, то окончательно получим:

$$[\tilde{a}]^* [a] = [\tilde{a}]^* \left([\tilde{S}]^* [S] \right) [a].$$

Это равенство будет выполняться только тогда, когда

$$\left([\tilde{S}]^* [S] \right) = E. \quad (2.23)$$

Для характеристики свойств СВЧ-устройств используют рабочие параметры, связанные с параметрами рассеяния. Двухполюсное устройство-СВЧ нагрузка – описывается комплексным коэффициентом отражения S_{11} – единственному элементу в матрице рассеяния. Для СВЧ-нагрузок часто используют эквивалентное нормированное сопротивление Z_H (или проводимость Y_H) нагрузки, которые связаны с коэффициентом отражения соотношением:

$$Z_H = \frac{1}{Y_H} = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}}.$$

Этот параметр является в общем случае комплексным, поэтому его называют полным сопротивлением (проводимостью) нагрузки.

Широко используют другой рабочий параметр нагрузки, называемый коэффициентом стоячей волны (КСВ или КСВН – коэффициент стоячей волны напряжения). Применяют и обратную ему величину – коэффициент бегущей волны (КБВ). Эти параметры характеризуют качество согласования нагрузки; они связаны с модулем коэффициента отражения простым соотношением:

$$\text{КСВ} = \frac{1 + |S_{11}|}{1 - |S_{11}|}$$

Для расчета передачи мощности через устройство с входа i на вход j широко используют ослабление – логарифмический параметр, связанный с модулем коэффициента передачи $A = -20 \lg(|S_{ig}|)$.

В заключение отметим преимущества волнового описания СВЧ-устройств по сравнению с классическими матрицами сопротивлений и проводимостей, упрощающие их измерение:

- параметры рассеяния имеют ясный физический смысл и для измерений требуют только определения отношения волн;
- S-параметры измеряются при установке на входы согласованной нагрузки, что достаточно просто реализовать;
- параметры измеряются в линиях передачи на некотором расстоянии от входов устройства, но модули параметров рассеяния при сдвиге отсчетных плоскостей остаются постоянными. Меняются только аргументы;
- при смене направления распространения сигнала в матрице рассеяния устройства меняются только индексы, а величины и знаки коэффициентов остаются неизменными. Это устраняет неоднозначность выбора «входа» и «выхода» устройства – они не связаны с заданным заранее направлением передачи;

К недостаткам волновых методов описания следует отнести сложность выделения сигналов падающих и отраженных волн в подводящих линиях передачи.

Метод зеркальных изображений для симметричных «4-n» полюсников (метод синфазных противофазных волн)

На рис. 2.23 изображено 4-n полюсное устройство, имеющее плоскость симметрии.

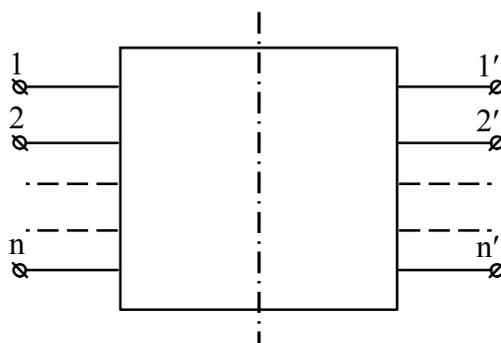


Рис. 2.23. Симметричное 4-n полюсное устройство

Если какие либо симметричные пары, например i и i' , возбудить синфазно, то в плоскости симметрии будет узел тока и пучность напряжения. Иначе говоря, в этой плоскости будем иметь режим холостого хода или совершенно проводящую магнитную стенку.

Если же эти самые пары возбудить противофазно, то в плоскости симметрии будет иметь узел напряжения или пучность тока. То есть в этой плоскости будем иметь режим короткого замыкания или совершенно проводящую электрическую стенку.

В обоих случаях предполагается что оставшиеся входы не возбуждаются (т.е. согласованы).

Рассмотрим отдельно два «2-п» полюсника, получающимся из «4-п» полюсника, разделением его пополам в плоскости симметрии, при создании режима холостого хода в этой плоскости для одного из них и режима короткого замыкания для другого. Эти «п» полюсники будут иметь свои матрицы рассеяния

$$[S]^{++} = \begin{bmatrix} S_{11}^{++} & S_{12}^{++} & \cdots & S_{1n}^{++} \\ S_{21}^{++} & S_{22}^{++} & \cdots & S_{2n}^{++} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{n1}^{++} & S_{n2}^{++} & \cdots & S_{nn}^{++} \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

$$[S]^{+-} = \begin{bmatrix} S_{11}^{+-} & S_{12}^{+-} & \cdots & S_{1n}^{+-} \\ S_{21}^{+-} & S_{22}^{+-} & \cdots & S_{2n}^{+-} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{n1}^{+-} & S_{n2}^{+-} & \cdots & S_{nn}^{+-} \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Коэффициенты этих матриц зависят только от режима, создаваемого в плоскости симметрии. Как указывалось, упомянутые режимы могут возникнуть при синфазном и противофазном возбуждениях любых двух симметричных полюсов (рис. 2.23).

Оставшиеся полюса можно считать не возбужденными.

Коэффициенты матриц $[S]^{++}$ и $[S]^{+-}$ получены, естественно, при единичной амплитуде возбуждения соответствующих входов.

Запишем коэффициенты матрицы исходного «4-п» полюсника.

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1n} \\ S_{21} & S_{22} & \cdots & S_{2n} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{2n1} & S_{2n2} & \cdots & S_{2n2n} \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

Коэффициент S_{ii} (2.25) определяется при возбуждении i полюса единичной амплитудой при невозбужденных остальных входах. Этот режим создается суммой двух режимов: синфазного и противофазного. Учитывая, что на вход i полюса необходимо подавать единичное напряжение, получим:

$$S_{ii} = \frac{1}{2}(S_{ii}^{++} + S_{ii}^{+-}), \quad i < n \quad (2.26)$$

Оставшиеся коэффициенты ($i > n$) определяются из условия симметрии.

Для определения коэффициентов связи между j и k линиями необходимо на j линию подать с единичной амплитудой при нулевых амплитудах на оставшихся. Если $j, k \leq n$, то есть эти полосы находятся по одну сторону симметричного «4- n » полюсника, то соответствующий элемент матрицы рассеяния будет равен:

$$S_{jk} = \frac{1}{2}(S_{jk}^{++} + S_{jk}^{+-}), \quad j, k \leq n. \quad (2.27)$$

Эта формула включает в себя и ранее приведенную.

Рассмотрим теперь случаи, когда j или k' больше « n ». Случай, когда j или k' больше « n », в следствии симметрии приводится к первому случаю.

Если $j \vee k' > n$, то для нахождения коэффициента S'_{jk} необходимо на полюсе k' создать единичную амплитуду. Этого можно достичь разницей двух вышеописанных режимов. Таким образом если полюс симметричный k' имеет номер k , то

$$S_{jk'} = \frac{1}{2}(S_{jk}^{++} - S_{jk}^{+-}) \quad (2.28)$$

Тем самым определены все возможные случаи.

Преимущества и недостатки матрицы рассеяния [S]

- элементы матрицы [S], могут быть непосредственно измерены. Для матриц [Z] и [Y] аналогичных измерений привести нельзя;

- свойство унитарности матрицы рассеяния позволяет легко проверить условие баланса мощностей для устройств без потерь. При использовании матриц [Z] и [Y] это свойство проверить затруднительно;

- при определенных условиях физической симметрии можно определить матрицу рассеяния исходя только из геометрических соображений.

Недостатки: матрица рассеяния определяет внешние свойства многополюсника как некоторого «черного ящика», никак не отражая его внутренние свойства. Она дает незначительную информацию о реально существующих полях внутри устройства.

Число параметров многополюсника без потерь

Общее число параметров		Общее число физических параметров	параметры	
			независимого	взаимного
Многополюсник с «n» плечами	$2n^2$	$2n^2 - n$	$n(n-1)$	$n(n-1)/2$
n=4	32	28	12	6
n=3	18	15	6	3
n=2	8	6	2	1

Схема любого радиотехнического тракта, в том числе, и СВЧ диапазона, может быть представлена в виде, показанном на рис. 2.26. На этой схеме изображены в обобщенном виде приемная и передающая СВЧ системы.

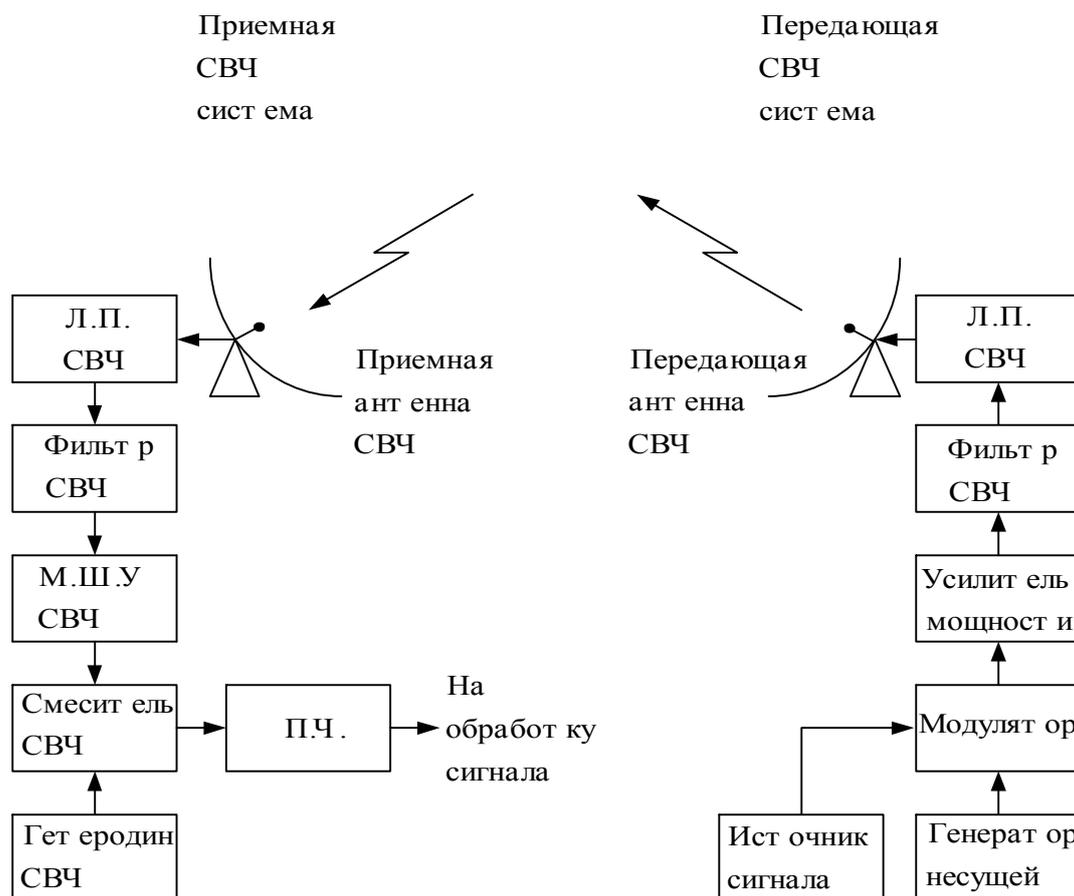


Рис. 2.26. Обобщенная схема радиотехнического СВЧ тракта

Эта схема СВЧ тракта не является единственно возможной. Это один из вариантов, показанный для наилучшего понимания места и роли СВЧ устройств в радиотехнических системах.

Весь процесс канализации (передачи) СВЧ энергии между блоками радиоаппаратуры, устройствами, а также внутри них, преобразования сигналов и частот, той или иной их обработки (фильтрации, регулировки их амплитудных, амплитудно-частотных, фазочастотных и иных характеристик) осуществляется устройствами СВЧ.

Устройства СВЧ могут быть классифицированы по следующим признакам:

- по функциональному назначению (в соответствии с выполняемой функцией, например: фильтры – для выделения требуемого диапазона частот из более широкого диапазона; фазовращатели – для управления величиной фазового набега прошедшего через устройство СВЧ сигнала; аттенюаторы – для управления величиной амплитуды прошедшего через устройство СВЧ сигнала и так далее);

- по диапазону рабочих частот (например, устройства метрового, сантиметрового, миллиметрового длин волн, квазиоптического и оптического диапазонов);

- по принципу построения (например, СВЧ устройства на различных эффектах в полупроводниковых материалах; ферритовые устройства на основе тех или иных физических явлений в магнитных материалах; электронно-вакуумные устройства – огромный класс устройств, которые изучают специальные курсы радиотехники и электроники);

- по элементной базе (например, СВЧ устройства на полупроводниковых диодах, транзисторах; с использованием в качестве линий передачи в устройствах и между ними микрополосковых линий, волноводов, коаксиальных линий передачи и так далее);

- по схемотехническому исполнению (в зависимости от того, какие принципы схемного построения в совокупности с конструктивно-технологическим выполнением использованы в том или ином СВЧ устройстве);

- по конструктивно-технологическому исполнению (в зависимости от того, какие конструктивно-технологические принципы построения и реализации СВЧ устройств использованы).

Следует заметить, что все виды классификации достаточно условны, так как каждое СВЧ устройство попадает одновременно в несколько категорий или классов (например, волноводный фильтр диапазона миллиметровых волн относится к фильтрующим СВЧ устройствам, волноводным СВЧ устройствам, СВЧ устройствам миллиметрового диапазона длин волн).

В свою очередь, каждый из указанных выше классов СВЧ устройств подразделяется на целый ряд дополнительных подклассов и типов устройств. На рис. 2.27 для наглядности показана схема классификации СВЧ устройств по функциональному назначению. Она включает ряд основных известных в настоящее время устройств СВЧ, на основе которых строятся все узлы и системы СВЧ.

Нерегулярности в линиях передачи различных типов представляют собой изменения геометрии в том или ином измерении линии передачи. Они предназначены для реализации емкостных или индуктивных реактивных элементов, включенных последовательно или параллельно в линию передачи. Реализация этих реактивных элементов позволяет создавать необходимые частотоизбирательные и согласующие цепи для различных СВЧ устройств.

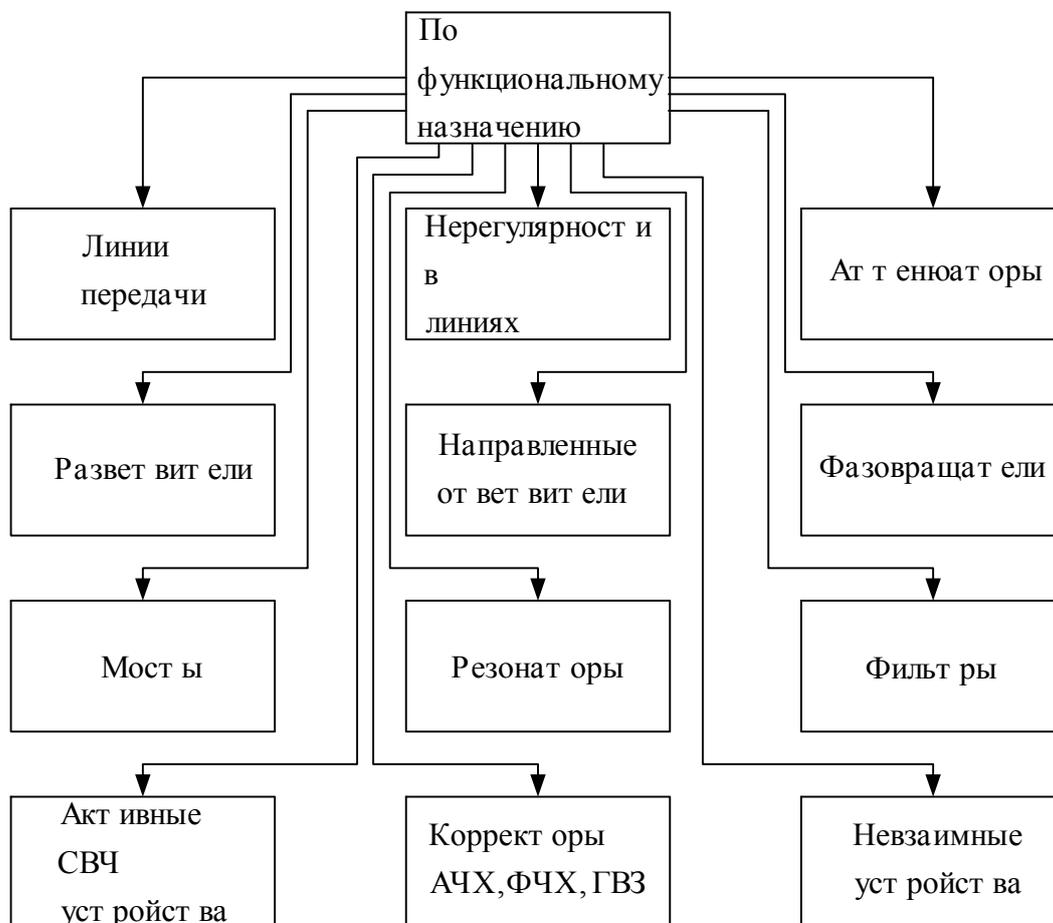


Рис. 2.27. Классификация СВЧ устройств по функциональному назначению

Аттенюаторы – устройства, предназначенные для введения некоторого затухания в устройствах и системах СВЧ (например, для регулировки уровней сигналов в фазированных антенных решетках – ФАР, корректирующих устройствах и так далее).

Разветвители – устройства СВЧ, предназначенные для разделения мощности сигналов СВЧ или их суммирования в разные линии передачи (в разные каналы).

Направленные ответвители – устройства, предназначенные для разделения падающих и отраженных волн в различных СВЧ устройствах. Они разделяют волны, идущие в различных направлениях в линиях передачи и позволяют развязать СВЧ устройства между собой. Направленные ответвители можно ещё отнести к так называемым невзаимным устройствам СВЧ, типич-

ным примером которых являются вентили и циркуляторы (ферритовые не-
взаимные устройства).

Фазовращатели – устройства, предназначенные для введения некоторо-
го фазового сдвига в устройствах и системах СВЧ (например, для регулиров-
ки фазовых характеристик в фазированных антенных решетках – ФАР, кор-
ректирующих ФЧХ и ГВЗ устройствах и так далее). Фактически является
аналогом аттенуаторов, но в отношении фазового сдвига в СВЧ трактах.

Мосты – устройства СВЧ, предназначенные для разделения мощности
сигналов СВЧ или их суммирования в разные линии передачи (в разные кана-
лы). Являются в определенной степени аналогами разветвителей, но облада-
ют важнейшим дополнительным свойством – мостовые схемы, как правило,
невзаимны и обеспечивают существенную развязку между нагрузками, вклю-
ченными в различные плечи моста.

Резонаторы – большой класс устройств СВЧ, обеспечивающий селек-
цию сигналов (выделение некоторой, как правило, узкой, частотной области в
достаточно широкой общей полосе частот сигнала СВЧ). Основным требова-
нием к резонаторам является, как правило, высокая добротность.

Фильтры – так же, как и резонаторы, класс устройств СВЧ, обеспечи-
вающий селекцию сигналов, однако, в отличие от резонаторов, фильтры про-
ектируются на пропускание существенно более широких частотных полос и
намного большие значения крутизны скатов АЧХ.

Корректоры АЧХ, ФЧХ, ГВЗ – устройства СВЧ, предназначенные для
изменения (коррекции) АЧХ, ФЧХ, ГВЗ в различных СВЧ устройствах, как
правило, активных (усилителях, умножителях и смесителях частот), либо в
пассивных трактах СВЧ. Корректоры необходимы для исправления неравно-
мерностей АЧХ, ФЧХ, ГВЗ или формирования каких-либо особых характери-
стик.

Невзаимные устройства – класс устройств, предназначенных для раз-
вязки между собой нескольких (от двух и более) нагрузок, или генератора и
нагрузки. Эти устройства используются в тех случаях, когда необходимо
обеспечить малые величины коэффициентов отражения между каналами и, в
то же время, невозможно осуществить согласование между этими каналами.

Активные СВЧ устройства – в нашей классификации мы отнесем к это-
му классу устройств, все устройства, осуществляющие генерацию, усиление и
преобразование сигналов СВЧ как в приемных, так и в передающих СВЧ сис-
темах. Одновременно заметим, что ряд СВЧ устройств из других функцио-
нальных классов, например, аттенуаторы, фазовращатели, корректоры, также
могут быть отнесены к активным устройствам, так как в их составе исполь-
зуются различные активные СВЧ элементы (например, диоды и транзисторы).

Заметим, что все описанные выше устройства СВЧ различного функ-
ционального назначения, в то же самое время выполняются с использованием
определенных типов линий передачи, определенных схемотехнических и
конструкторско-технологических решений на определенной элементной базе

и для определенного диапазона частот и работа их основана на определенных физических принципах. Таким образом, эти же устройства относятся в системе классификации одновременно ко всем другим соответствующим разделам – подразделяются по типу линий передачи, использованных при их построении, по схемотехническому построению, по конструкторско-технологическому исполнению, по элементной базе, использованной при их реализации, по диапазону рабочих частот, по принципам работы, заложенным в них.

СВЧ устройства метрового диапазона длин волн – реализуются на базе двухпроводных, коаксиальных линий (гибкие), а также линий передачи полоскового типов. Из-за большой длины волны λ в этом диапазоне применение волноводов, а также оптоволоконных и диэлектрических линий передачи практически невозможно. В связи с большой длиной волны СВЧ колебаний в метровом диапазоне, особенно длинноволновой его части, чрезвычайно затруднено использование принципов и подходов реализации устройств на основе линий с распределенными параметрами (длинных линий). В связи с этим, в диапазоне метровых волн используют элементы с сосредоточенными или квази-сосредоточенными параметрами.

СВЧ устройства сантиметрового диапазона длин волн. В длинноволновой части метрового диапазона СВЧ устройства реализуются на базе двухпроводных (имеются в виду линии с распределенными параметрами типа «витая пара») и коаксиальных линий передачи (гибкие и жесткие коаксиалы). В средневолновой и коротковолновой частях удачно применяются волноводные (в случае необходимости обеспечения пропускания высокого уровня мощности в передающих трактах, для обеспечения малых потерь при передаче в приемных СВЧ трактах, для обеспечения условий вакуумной плотности канала передачи сигнала в космических аппаратах), полосковые линии передачи самых различных типов (для создания различных типов и видов СВЧ устройств обработки сигналов виде гибридных СВЧ аналоговых схем), а также в ряде специфических случаев щелевые, копланарные и иные модифицированные полосковые линии передачи (они оказываются очень удачными для мостов, направленных ответвителей, фильтров и иных СВЧ устройств, требующих в своем составе элементов, обеспечивающих связь между проводниками линий передачи посредством электромагнитной связи через зазоры, щели, слои).

СВЧ устройства миллиметрового диапазона длин волн. Из-за малой длины волны в миллиметровом диапазоне становится практически невозможным использование двухпроводных линий передачи; иногда используют жесткие коаксиальные ЛП (как правило, для осуществления передачи СВЧ сигналов на очень короткие расстояния внутри СВЧ блоков). Широко используются в длинноволновой части миллиметрового диапазона полосковые линии. Наиболее предпочтительны во всем миллиметровом диапазоне волноводные линии передачи и устройства на их основе. В средневолновой части милли-

метрового диапазона используют полосковые (на подложках с низким значением диэлектрической проницаемости) линии, волноводные, иногда на малые расстояния жесткие коаксиальные ЛП, волноводно-щелевые линии передачи. Последние имеют важное преимущество – их можно использовать до самых высоких частот до тех пор, пока возможно использование волноводов. Также в средневолновой и коротковолновой части миллиметрового диапазона используют диэлектрические волноводы и квазиоптические линии передачи. В коротковолновой части миллиметрового диапазона используются волноводы, волноводно-щелевые линии, диэлектрические волноводы и квазиоптические линии и устройства на их основе. В качестве активных элементов для реализации мощных усилительных и генераторных устройств в этом диапазоне используют клистроны, магнетроны, лампы бегущей волны, лампы обратной волны и их модификации.

В оптическом диапазоне длин волн СВЧ в настоящее время используют так называемые линии поверхностных волн. Такие волны распространяются в диэлектрических волноводах и волоконно-оптических линиях передачи (модификации диэлектрических волноводов).

Раздел 2.3 Элементы и узлы СВЧ устройств

Тема 2.3.1 Элементы и узлы СВЧ устройств

Делители мощности и балансные устройства СВЧ

Тройники являются простейшими делителями мощности для разделения энергии из одного тракта в два.

Если плоскость разветвляется совпадает с плоскостью, в которой лежат линии напряженности магнитного поля, то тройник называется Н тройником.

Если плоскость разветвляется совпадает с плоскостью в которой лежат линии напряженности электрического поля, то тройник называется Е тройником.

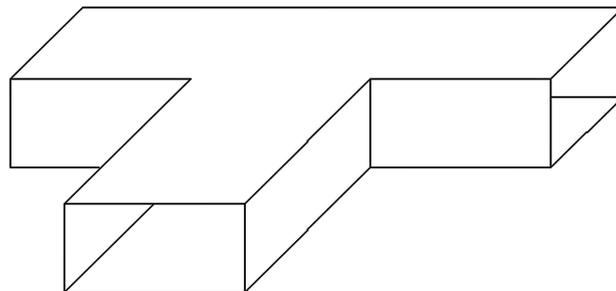


Рис. 2.28. Н – тройник волноводного типа

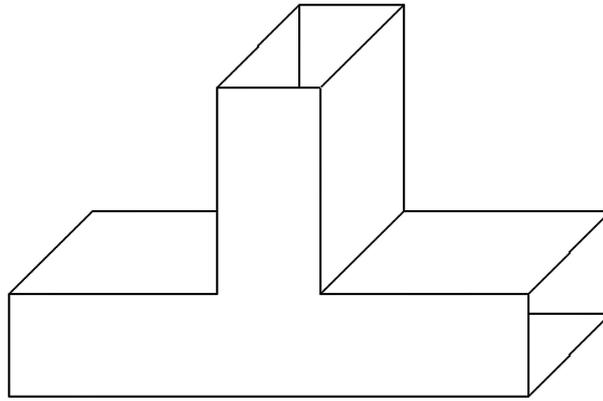


Рис. 2.29. E – тройник волноводного типа

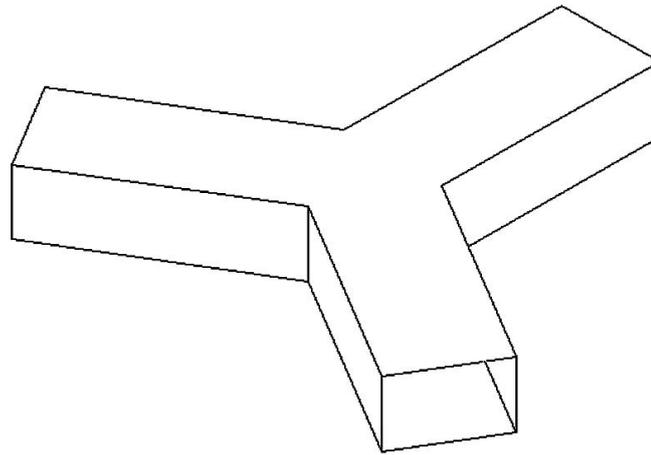


Рис. 2.30 Y– тройник волноводного типа

Двойной Т – мост

Двойной Т – мост можно рассматривать как восьмиполусное устройство образованное E и H – мостами. Матрица рассеяния этого восьмиполусника имеет вид:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix}.$$

Матрица рассеяния этого устройства содержит в общем случае 16 неизвестных комплексных коэффициентов или с учетом фаз – 32 неизвестных вещественных величин. При рассмотрении устройства будем предполагать, что его плечах могут распространяться только волны низшего типа H_{10} .

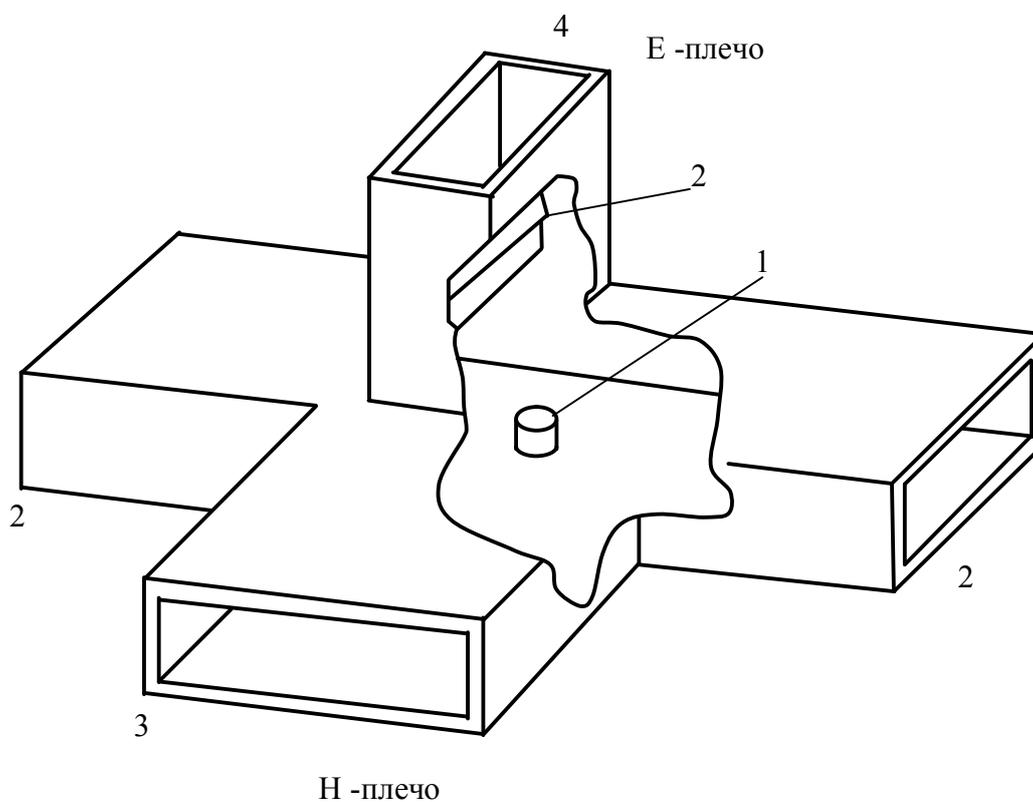


Рис.2.31. Волноводный двойной Т– мост: 1 – согласующий штырь; 2 – диафрагма

Тройник заполнен изотропным веществом – воздухом, кроме того можно считать, что потерь внутри устройства нет. В соответствии с этим матрица рассеяния такого устройства будет симметричной, то есть будет содержать 10 неизвестных:

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{13} & S_{23} & S_{33} & S_{34} \\ S_{14} & S_{24} & S_{34} & S_{44} \end{bmatrix}.$$

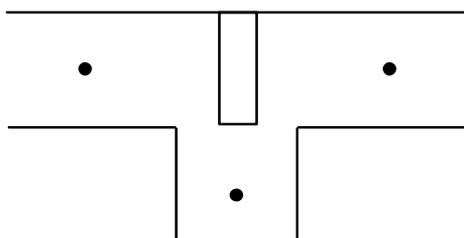


Рис. 2.32. Рассмотрение двойного Т– моста в плоскости E

Предположим, что к симметричным плечам 1 и 2 присоединены одинаковые нагрузки. Если при этом генератор соединен с плечом 3, то электрические поля в плечах 1 и 2 являются зеркальными отображениями друг друга т.е. они имеют одинаковые фазы и амплитуды $S_{13} = S_{23}$.

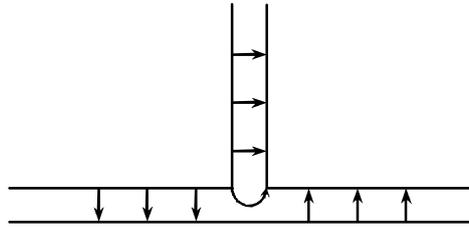


Рис. 2.33. Рассмотрение двойного Т – моста в плоскости Н

Если генератор соединен с плечом 4, то сигнал из него в плече 1,2 будет передаваться в противофазе, имея одинаковую амплитуду, т.е. $S_{14} = -S_{24}$.

Из условия геометрической симметрии получаем: $S_{11}=S_{22}$. Так как плоскости поляризации волн H_{10} в плечах 3 и 4 взаимноортогональны, то эти плечи будут развязаны: $S_{34} = 0$.

Окончательно получаем матрицу, в которой имеется всего 6 неизвестных комплексных коэффициентов:

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{11} & S_{13} & -S_{14} \\ S_{13} & S_{13} & S_{33} & 0 \\ S_{14} & -S_{14} & 0 & S_{44} \end{bmatrix}.$$

Наиболее часто на практике используются тройники, у которых плечи с номерами 3 и 4 согласованы ($S_{33} = S_{44} = 0$). Добиваются этого, вводя реактивности в плече 3 и 4 (элементы 1 и 2 на рис. 31). При этом S_{33} и S_{44} регулируются совершенно не зависимо друг от друга, т.к. эти плечи развязаны

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{11} & S_{13} & -S_{14} \\ S_{13} & S_{13} & 0 & 0 \\ S_{14} & -S_{14} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Теперь применим условие унитарности, которое в этом случае можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
|S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 + |S_{13}|^2 + |S_{14}|^2 &= 1, \\
2|S_{13}|^2 &= 1, \\
2|S_{14}|^2 &= 1.
\end{aligned}$$

Из второй строчки получим: $\rightarrow S_{13} = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{i\varphi}$, а из третьей – аналогично:

$$\rightarrow S_{14} = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{i\psi}.$$

Это позволяет записать:

$$|S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 = 0$$

Поскольку каждое из слагаемых либо положительно, либо равно нулю, то их сумма равна нулю только в том случае, если $S_{11} = S_{12} = 0$. Теперь запишем окончательно матрицу рассеяния двойного Т – моста:

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & e^{i\varphi} & e^{i\psi} \\ 0 & 0 & e^{i\varphi} & -e^{i\psi} \\ e^{i\varphi} & e^{i\varphi} & 0 & 0 \\ e^{i\psi} & -e^{i\psi} & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.29)$$

Гибридное кольцо и волноводный щелевой мост

Гибридное кольцо представляет собой свернутую в кольцо линию передачи (волновод, коаксиальную ЛП, микрополосковую ЛП) длиной $1,5\lambda$, и от кольца отходят 4 ответвления, расположенные друг от друга на расстояниях $\frac{\lambda}{4}$.

Волноводные кольца бывают Н и Е кольцами в зависимости от плоскости разветвления волноводов. Рассмотрим кольцо Н – типа.

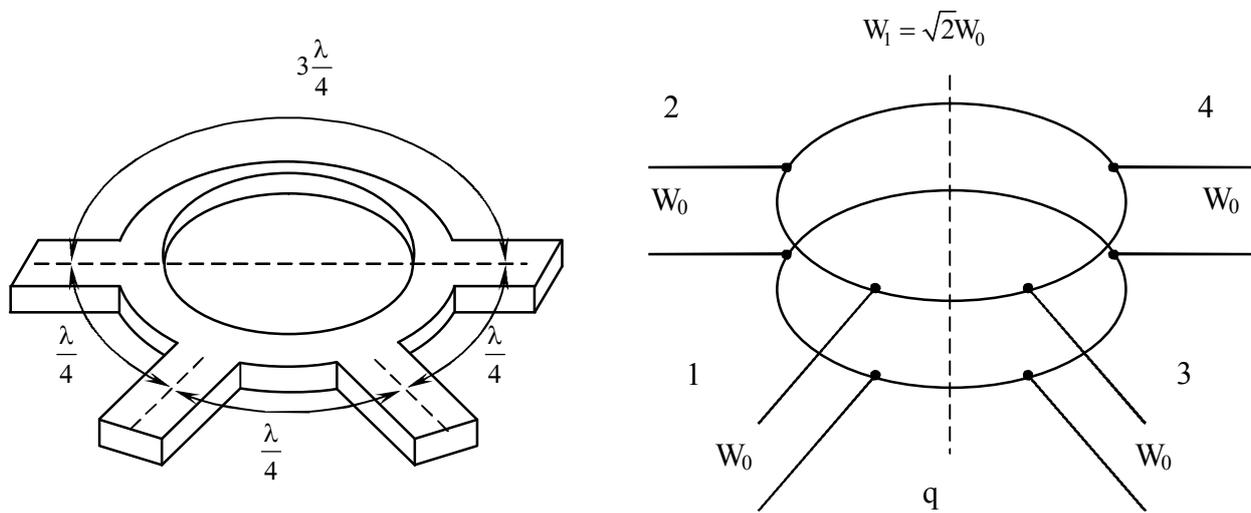


Рис. 2.34. Гибридное Н - кольцо и его эквивалентная схема

Определим матрицу рассеяния гибридного кольца. Это устройство является симметричным относительно сечения а – а. Поэтому можно использовать метод зеркальных изображений. Матрица рассеяния этого восьмиполюсника имеет вид:

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix}.$$

Исходя из условия симметричности матрицы рассеяния, а также используя геометрическую симметрию устройства, можно записать:

$$\begin{aligned} S_{11} &= S_{33}, \\ S_{22} &= S_{44}, \\ S_{12} &= S_{21} = S_{43} = S_{34}, \\ S_{13} &= S_{31}; S_{24} = S_{42}, \\ S_{23} &= S_{32} = S_{14} = S_{41}. \end{aligned}$$

Далее необходимо применить метод зеркальных изображений, в соответствии с которым анализ кольца сведется к анализу нагруженной линии передачи, когда две реактивные нагрузки включены на расстоянии четверти длины волны друг от друга.

Общие принципы согласования нагрузки с линией передачи

Линия передачи считается идеально согласованной с нагрузкой, подключенной к ее концу, если амплитуда отраженной волны в линии равна нулю. Согласование имеет место, когда линия нагружена на сопротивление, равное ее волновому сопротивлению.

При отсутствии согласования по линии распространяется не только падающая, но и отраженная волна. В результате возрастают тепловые потери в линии, снижается ее коэффициент полезного действия. Предположим, что потери в линии пренебрежимо малы и в нагрузку поступает заданная мощность. Тогда при наличии отраженной волны напряженность электрического поля в пучности напряженности электрического поля превышает напряженность электрического поля в линии, работающей в режиме бегущей волны, в $\frac{1}{\sqrt{K_{\text{дд}}}}$ раз. Действительно, в этом случае мощность, поступающая в нагрузку ($P_{\text{н}}$), равна мощности, отдаваемой передатчиком ($P_{\text{ген}}$), и равна разности между мощностями, переносимыми падающей ($P_{\text{пад}}$) и отраженной ($P_{\text{отр}}$) волнами:

$$P_{\text{дд}} = P_{\text{г}} = P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}} = P_{\text{пад}} (1 - |\tilde{A}|^2)$$

При $|\tilde{A}| = 0$, $P_{\text{ген}} = P_{\text{н}} = P_{\text{пад}}$. Таким образом, в общем случае мощность падающей волны равна

$$P_{\text{пад}} = \frac{P_{\text{г}}}{1 - |\tilde{A}|^2} \quad (2.30)$$

Максимальная напряженность электрического поля имеет место в пучности напряженности, где $E_{\text{макс}} = E_{\text{пад}} + E_{\text{отр}}$. Напряженность электрического поля падающей и отраженной волн пропорциональна корню квадратному из соответствующих мощностей. Поэтому

$$E_{\text{дд}} \propto \sqrt{P_{\text{пад}}} + \sqrt{P_{\text{отр}}} = \sqrt{P_{\text{пад}}} (1 + |\tilde{A}|) \quad (2.31)$$

Подставляя в (2.31) вместо $P_{\text{пад}}$ его значение из (2.30), получаем

$$E_{\text{дд}} \propto \sqrt{P_{\text{г}}} \sqrt{\frac{(1 + |\tilde{A}|)}{(1 - |\tilde{A}|)}} = \sqrt{\frac{P_{\text{г}}}{K_{\text{дд}}}}$$

Соответственно допустимая мощность, которую можно передать по линии, уменьшается в $\frac{1}{\sqrt{K_{\text{об}}}}$ раз.

В линиях передачи СВЧ на выходе передатчика часто включают специальные элементы (вентили), поглощающие отраженную волну. При этом $P_{\text{ген}} = P_{\text{пад}} = P_{\text{н}} + P_{\text{отр}}$. Как следует из этого выражения, при заданном уровне мощности, передаваемой в нагрузку, мощность генератора должна быть увеличена в $(1 + |\tilde{\Gamma}|^2)$ раз по сравнению со случаем, когда отраженная волна не поглощается. Соответственно напряженность электрического поля в линии возрастает в

$\frac{1}{\sqrt{1 + |\tilde{A}|^2} \sqrt{K_{\text{аа}}}}$ раз, то есть:

$$\tilde{A}_{\text{аа}} \approx \frac{\sqrt{P_i}}{\sqrt{1 + |\tilde{A}|^2} \sqrt{K_{\text{аа}}}}, \quad (2.32)$$

а допустимая мощность уменьшается в $\frac{1}{(1 + |\tilde{A}|^2) K_{\text{аа}}}$ раз по сравнению с ре-

жимом бегущей волны. Следует отметить, что выражение (2.32) верно, если пренебречь всеми потерями в линии, кроме потерь, связанных с поглощением отраженной волны.

В широкополосных системах связи рассогласование линии с нагрузкой может вызвать искажения передаваемой информации, значительное увеличение уровня шумов в тракте. Поэтому в радиорелейных и других аналогичных широкополосных системах связи, предназначенных для передачи большого объема информации в единицу времени, предъявляются весьма жесткие требования к согласованию. Коэффициент отражения в таких системах обычно не превышает $0.02 \div 0.05$ ($K_{\text{св}} = 1.04 \div 1.1$) во всей рабочей полосе частот системы. Во многих случаях нарушается нормальная работа генераторов и усилителей, если коэффициент стоячей волны в линии превышает $1.1 \div 1.5$.

Из приведенных данных следует, что требования к согласованию зависят от назначения и условий работы линии передачи. Независимо от характера и типа согласующего устройства, а также полосы частот, в пределах которой сохраняется согласование, схема согласования имеет вид, показанный на рис. 2.35. Назначение согласующего устройства – устранить отраженную от нагрузки волну. Эту задачу решают двумя различными методами:

- путем поглощения отраженной волны в согласующем устройстве. При этом падающая волна проходит через согласующее устройство без потерь либо с очень малыми потерями;

- путем создания в линии передачи с помощью согласующего устройства еще одной отраженной волны, амплитуда, которой равна амплитуде волны, отраженной от нагрузки. Фазы обеих отраженных волн отличаются на 180° . В результате отраженные волны компенсируют друг друга.

В том случае, когда передача максимальной мощности в нагрузку не столь важна, как наличие малого коэффициента отражения, используют невзаимные ферритовые устройства – вентили и циркуляторы. Такой подход часто встречается при проектировании устройств с активными элементами – вакуумными приборами в передатчиках, транзисторами и диодами. Уменьшение коэффициента отражения на выходе прибора уменьшает возможность возбуждения и снижает искажения сигнала, особенно фазовые.



Рис. 2.35. Включение согласующей цепи без потерь

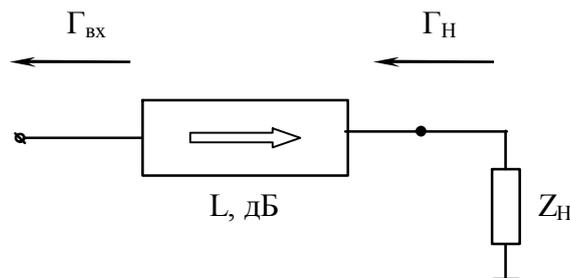


Рис. 2.36. Включение в линию невзаимного устройства

Первый метод согласования основан на применении невзаимных устройств: вентилях или циркуляторах. Подробно эти устройства рассмотрены далее. Отметим только, что способность вентиля поглощать отраженную волну не зависит от характера нагрузки. Поэтому создание широкополосных вентилях практически полностью решило задачу широкополосного согласования произвольных нагрузок. Недостатком вентилях являются относительно большие потери падающей волны, чем в согласующих устройствах второго типа, а также то, что энергия отраженной волны полностью теряется в венти́ле. Это приводит к снижению коэффициента полезного действия линии передачи.

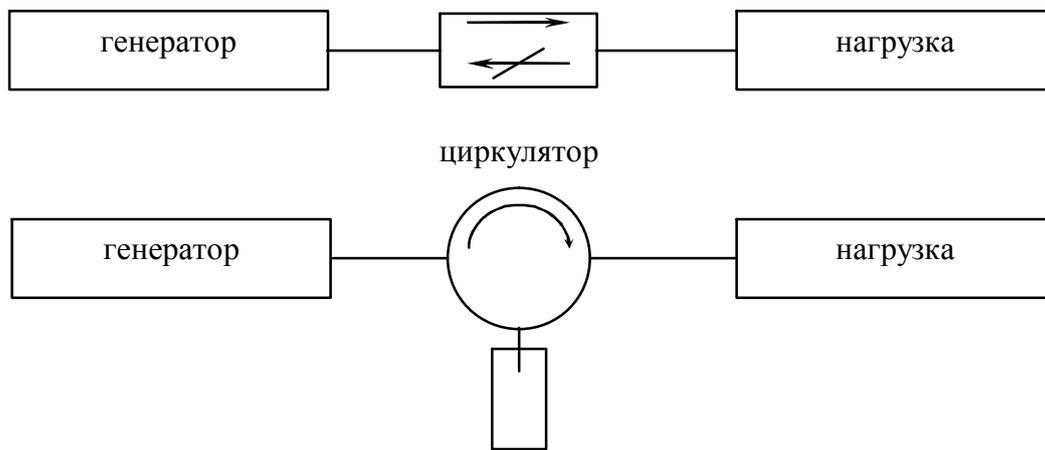


Рис. 2.37. Варианты включения невзаимных устройств

Согласующее устройство второго типа обычно состоит из реактивных элементов и, при надлежащем выполнении, практически не вносит потерь. Отраженная от нагрузки волна не поглощается, как в случае вентилях, а отражается согласующими элементами обратно к нагрузке и снова частично в ней поглощается. В результате многократного отражения от нагрузки и согласующих элементов практически вся мощность из линии передачи поступает в нагрузку. Следовательно, согласующее устройство необходимо включать ближе к нагрузке, чтобы отрезок линии, в котором сохраняется отраженная волна, был как можно короче. При этом обычно достигается также наибольшая полоса частот, в пределах которой удерживается заданное согласование.

Согласующее устройство из реактивных элементов можно рассматривать как трансформатор без потерь, который должен трансформировать во всей заданной полосе согласования сопротивление нагрузки в сопротивление, с требуемой степенью точности, близкое к волновому сопротивлению линии, подключенной ко входу согласующего устройства. Однако, как показывает анализ, возможности подобного преобразования ограничены. Если заданы сопротивление нагрузки и максимально допустимый уровень отражений, то существует, зависящая от этих требований максимальная достижимая полоса согласования. Причем, чем слабее требования к качеству согласования, тем шире полоса частот, в пределах которой удерживается заданный уровень отражений. При разработке согласующих устройств, следует иметь в виду, что ширина полосы частот, в пределах которой не превышает допустимый уровень отражений, сужается, если на отдельных частотах полосы коэффициент отражения значительно меньше допустимого или равен нулю.

Указанные выше ограничения можно несколько ослабить, если ввести в согласующее устройство элементы с потерями. Однако при этом возникает весьма сложная задача построения согласующего устройства с минимальными потерями в полосе согласования. Когда сопротивление нагрузки чисто активное и не зависит от частоты, принципиальные ограничения на достижимую полосу согласования отсутствуют.

Узкополосное согласование

Методика узкополосного согласования заключается в следующем. Проводимость нагрузки

$$Y_L = G_L + iB_L, \quad (2.33)$$

где $G_L \neq 0$, с помощью отрезка линии длиной l (рис. 2.33) трансформируется в проводимость Y_1 , активная часть которой равна волновой проводимости линии, то есть

$$Y_1 = G_{e1} + iB_1 \quad (2.34)$$

Реактивную часть проводимости Y_1 компенсируют путем параллельного включения в линию (рис. 2.38) равной по величине и противоположной по знаку реактивной проводимости ($-iB_1$). В результате входная проводимость нагрузки на зажимах А (рис. 2.38) становится чисто активной и равной волновой проводимости линии, то есть линия нагружается на сопротивление, равное ее волновому сопротивлению, что соответствует идеальному согласованию.

Заменяя везде термины «проводимость» на «сопротивление», можно прийти к схеме согласования, где компенсирующее реактивное сопротивление ($-iX_2$) включено в линию последовательно.

Для расчета согласующего элемента и трансформирующего отрезка линии можно применять круговую диаграмму полных сопротивлений.

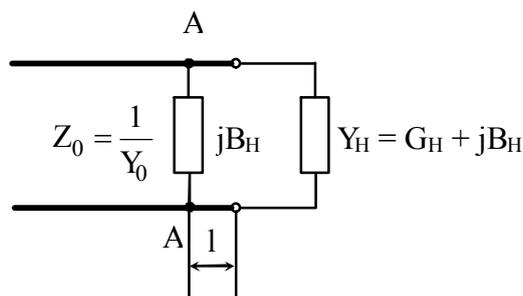


Рис. 2.38. Согласование при помощи реактивного элемента

В качестве компенсирующих сопротивлений широко применяются реактивные штыри и диафрагмы, а также короткозамкнутые отрезки линий передачи.

Трансформаторы сопротивлений

При соединении двух линий передачи с разными волновыми сопротивлениями для передачи энергии без потерь между ними включается согласую-

щее устройство. Отсюда понятно, что согласующее устройство – трансформатор – должно состоять из чисто реактивных элементов.

При соединении генератора с внутренним сопротивлением Z_{Γ} и нагрузки Z_{H} коэффициент отражения равен:

$$\Gamma = \frac{Z_{\text{H}} - Z_{\bar{\Lambda}}}{Z_{\text{H}} + Z_{\bar{\Lambda}}} \quad (2.35)$$

Считаем, что эти сопротивления R_{Γ} и R_{H} чисто активные. В этом случае КСВ равен:

$$K_{\text{сдU}} = \frac{R_{\bar{\Lambda}}}{R_{\Gamma}} \quad \text{èèè} \quad K_{\text{сдU}} = \frac{R_{\Gamma}}{R_{\bar{\Lambda}}} \quad (2.36)$$

В формуле большее сопротивление стоит в числителе.

Рабочим параметром согласующего устройства является КСВ в заданной полосе частот. Для реальных устройств, имеющих конечные потери, более общим параметром является затухание.

Существуют трансформаторы на сосредоточенных L – С элементах и на отрезках обобщённых двухпроводных линий, нагрузками которых являются активные сопротивления. Схемы на сосредоточенных элементах могут служить прототипами для создания цепей на отрезках линий. Вопросы реализации на конкретных типах линий обсуждаются далее.

Трансформаторы на сосредоточенных элементах

На низких частотах для согласования сопротивлений применяют цепи, составленные из элементов с сосредоточенными параметрами.

Простейшей согласующей цепью является Г-образное звено (рис. 2.39). Условием согласования является равенство сопротивлений слева и справа в точках А и С или комплексное сопряжение полных сопротивлений слева и справа в средней точке В.

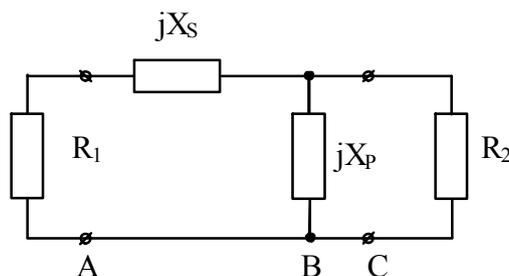


Рис. 2.39. Согласование Г-образным звеном

Сопротивления слева и справа в точке В

$$Z_{B1} = R_1 + jX_S ;$$

$$Z_{B2} = \frac{1}{Y_{B2}} = \frac{R_2 X_P^2 + jR_2^2 X_P}{R_2^2 + X_P^2} .$$

Приравняем $Z_{B1} = Z_{B2}^*$. Отсюда находим параллельное реактивное сопротивление:

$$X_P = \pm R_2 \sqrt{\frac{R_1}{R_2 - R_1}} ,$$

последовательное реактивное сопротивление:

$$X_S = \mp \sqrt{R_1 (R_2 - R_1)}$$

Видно, что параллельная реактивность должна примыкать к большему сопротивлению, т. е. $R_2 > R_1$, а реактивности X_P и X_S должны иметь разные знаки.

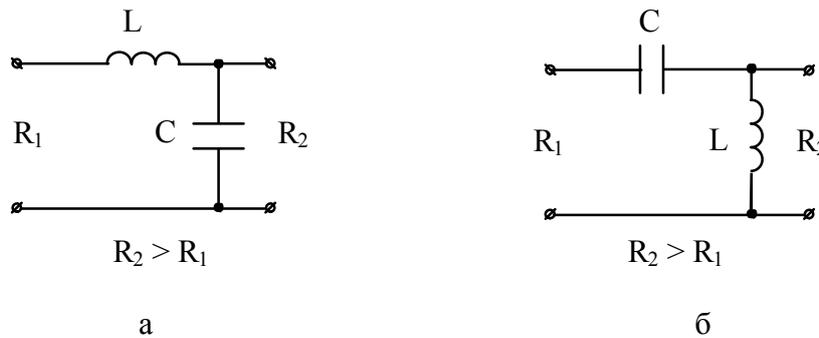


Рис. 2.40. Г-образные согласующие звенья

Варианты реализации Г-образного звена показаны на рис. 2.40.

Значения реактивностей определяются по формулам при $R_2 > R_1$: для схемы рис.2.40, а:

$$\omega L = \sqrt{R_1 R_2 - R_1^2} ; \omega \tilde{N} = \frac{1}{R_2} \sqrt{\frac{R_2 - R_1}{R_1}}$$

для схемы рис. 2.40, б:

$$\omega C = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 - R_1^2}}; \quad \omega L = R_2 \sqrt{\frac{R_2}{R_2 - R_1}};$$

фазовый сдвиг

$$\theta = \arccos \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}.$$

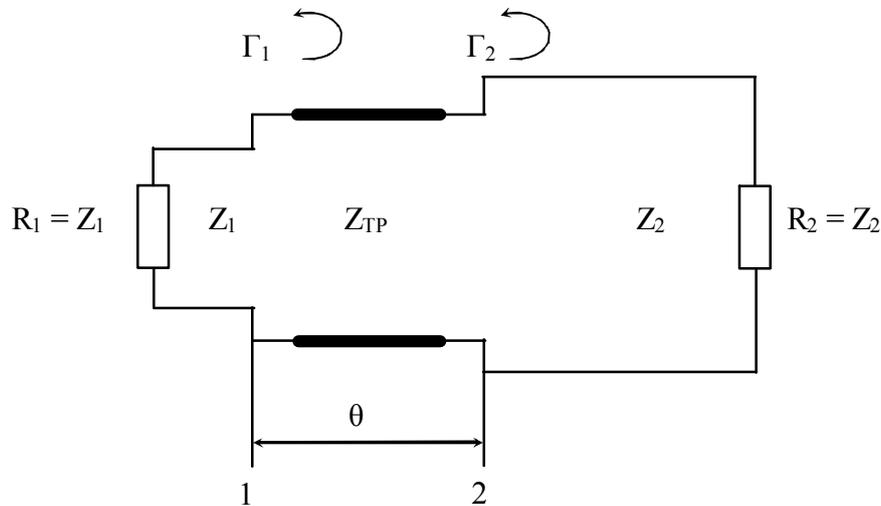


Рис. 2.41. Включение линии между активными сопротивлениями

Четвертьволновый трансформатор является самым распространенным случаем согласующих устройств на отрезках линии. Если согласованию подлежат два активных сопротивления R_1 и R_2 (рис. 2.41), то параметры трансформирующего отрезка равны:

$$Z_{\text{ТР}} = \sqrt{R_1 R_2}; \quad \theta = \frac{2\pi l}{\Lambda_0} = \frac{\pi}{2}.$$

В дециметровом, а тем более в метровом диапазоне четвертьволновый трансформатор имеет большую длину. Уменьшить её позволяют укорачивающие ёмкости. При этом трансформатор представляется в виде Т- или П-образной схемы ФНЧ (рис. 2.42). Роль индуктивностей выполняет отрезок линии с высоким волновым сопротивлением $Z_{\text{ТР}}$.

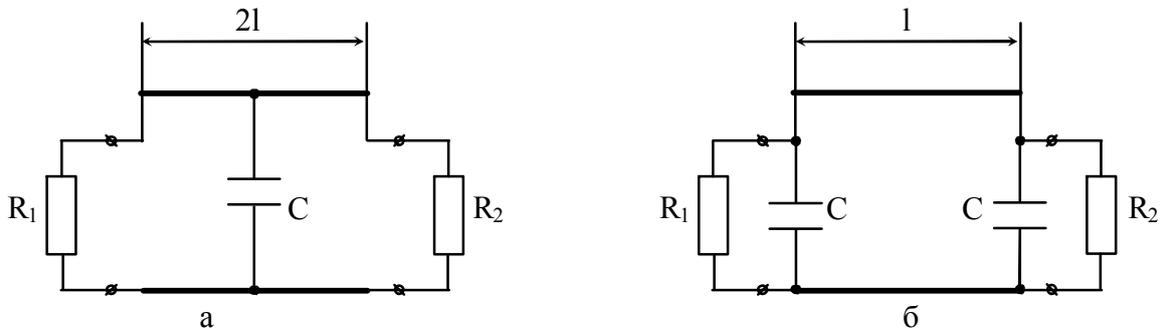


Рис. 2.42. Четвертьволновые трансформаторы с укорачивающими ёмкостями: а – Т-образная схема; б – П-образная схема

Расчётные формулы для емкости:

$$C = \frac{\sqrt{2}}{\omega_p \sqrt{R_1 R_2}} - \frac{2\sqrt{2}}{Z_{\text{ОД}} \omega_p} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2},$$

$$l = \frac{v}{\omega_p} \arcsin \frac{\sqrt{2R_1 R_2}}{Z_{\text{ОД}}}.$$

Здесь $\omega_p = \omega_0 \sqrt{2}$ – частота среза звена ФНЧ, где ω_0 – средняя частота рабочего диапазона;

$\theta = \frac{2\pi}{\Lambda}$ – электрическая длина трансформатора без учета ёмкостей;

$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$ – скорость распространения волны в линии, c – скорость света.

Частотная зависимость КСВН таких трансформаторов имеет вид:

$$\frac{(K_{\text{н\text{O}U}} + 1)^2}{K_{\text{н\text{O}U}}} = \left(1 - 2 \frac{\omega^2}{\omega_p^2}\right)^2 \left(r^2 + \frac{1}{r^2}\right)^2 + 4 \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \left(\frac{3}{\sqrt{2}} - \sqrt{2} \frac{\omega^2}{\omega_p^2}\right)^2,$$

где ω – текущая круговая частота.

Коэффициент трансформации четвертьволнового трансформатора можно изменять в небольших пределах с помощью сосредоточенных реактивных элементов, как показано на рис. 2.43.

Место включения подстроечного элемента выбирается так, чтобы перемещение изображающей точки сопротивления на круговой диаграмме Вольперта-Смита происходило по возможности в радиальном направлении. Величина реактивности подстроечного элемента может быть определена графически или экспериментально.

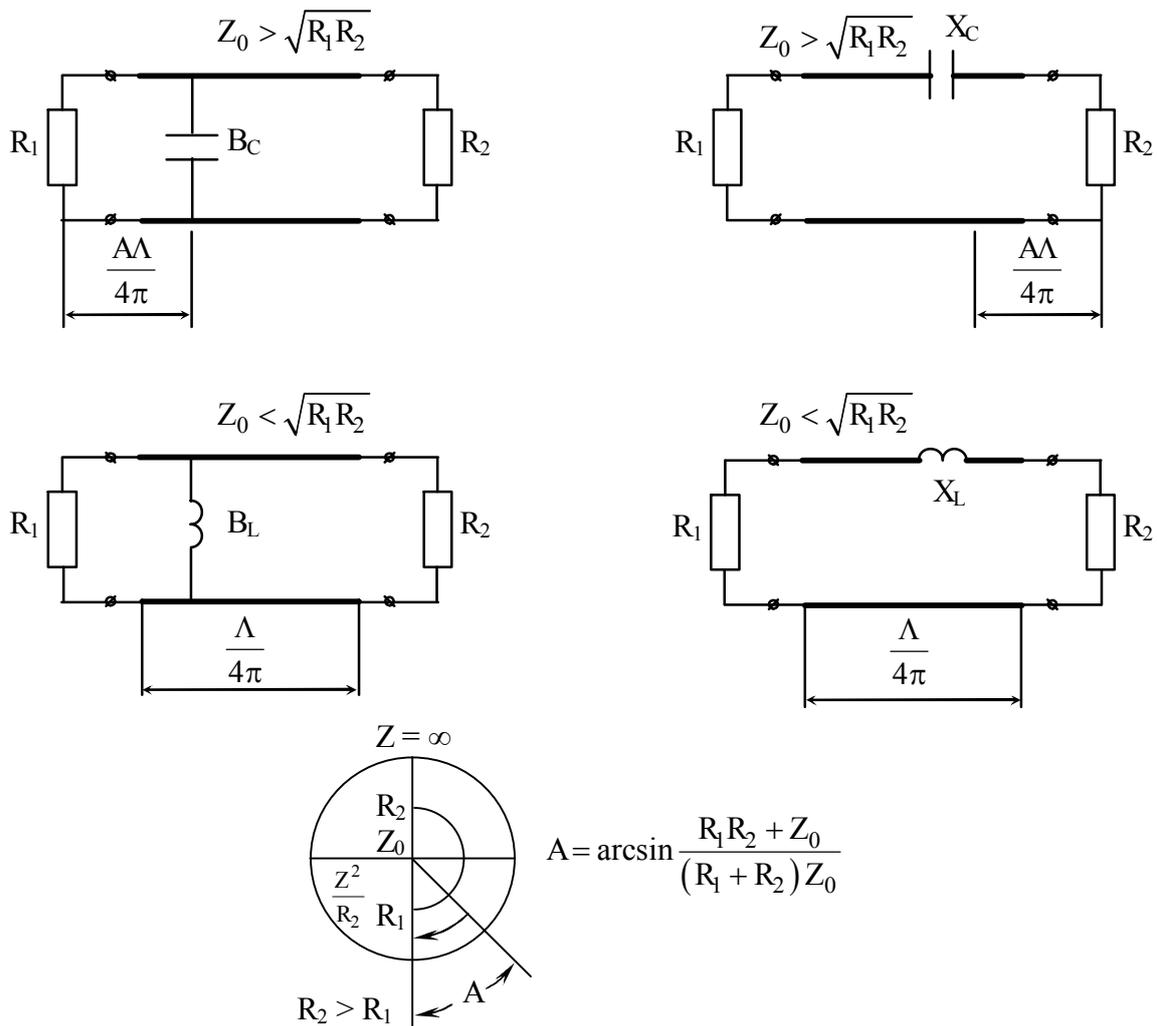


Рис. 2.43. Включение подстроечных элементов в четвертьволновый трансформатор. Внизу – иллюстрация трансформации на круговой диаграмме Вольперта – Смита

Существенное расширение диапазоновых свойств четвертьволновых трансформаторов дают многозвенные трансформаторы (ступенчатые переходы). Для согласования волновое сопротивление может изменяться монотонно или немонотонно. Монотонные переходы называются многозвенными четвертьволновыми трансформаторами (рис. 2.44).

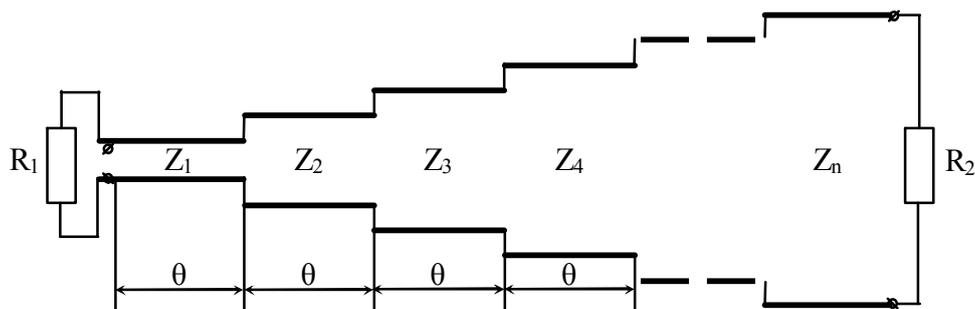


Рис. 2.44. Многозвенный четвертьволновый трансформатор

Согласование в полосе частот достигается за счёт взаимной компенсации парциальных коэффициентов отражения от ступенек Γ_i . Длины всех отрезков одинаковы и равны:

$$\theta = \frac{2\pi l}{\Lambda} = \frac{\pi}{2}.$$

При небольших скачках волновых сопротивлений на ступеньках парциальные коэффициенты отражения

$$\Gamma_i = \frac{Z_i - Z_{i-1}}{Z_i + Z_{i-1}} = \frac{\Delta Z}{2Z_{cp}} \approx \frac{1}{2} \ln \frac{Z_i}{Z_{i-1}}.$$

В теории первого приближения не учитываются вторичные отражения. При таком предположении общий коэффициент отражения на входе равен сумме парциальных коэффициентов отражения

$$\dot{\Gamma} = \Sigma \dot{\Gamma}_i e^{-j2\theta}$$

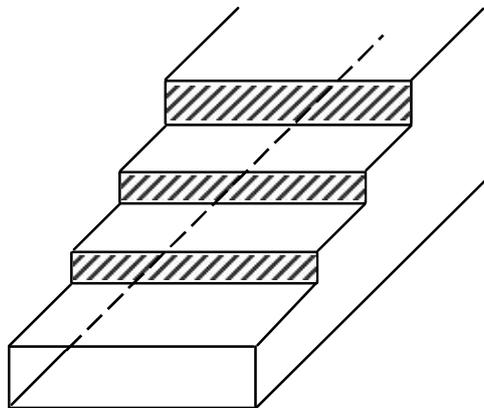


Рис.2.45. Волноводный многоступенчатый трансформатор

На рис. 2.45 показан пример выполнения многоступенчатого трансформатора на волноводной линии передачи.

Плавные переходы

В плавном переходе, в отличие от ступенчатого, волновое сопротивление линии меняется не скачками, а непрерывно вдоль всей длины перехода, т. е. плавный переход, по существу, является неоднородной линией передачи, в которой волновое сопротивление $Z_B(z)$ является функцией продольной координаты. Плавный переход рассматривается как предельный случай ступенчатого перехода со ступеньками бесконечно малой длины и высоты.

Плавные переходы (рис. 2.46) имеют характеристики фильтра верхних частот с чередованием нулей и всплесков коэффициента отражения.

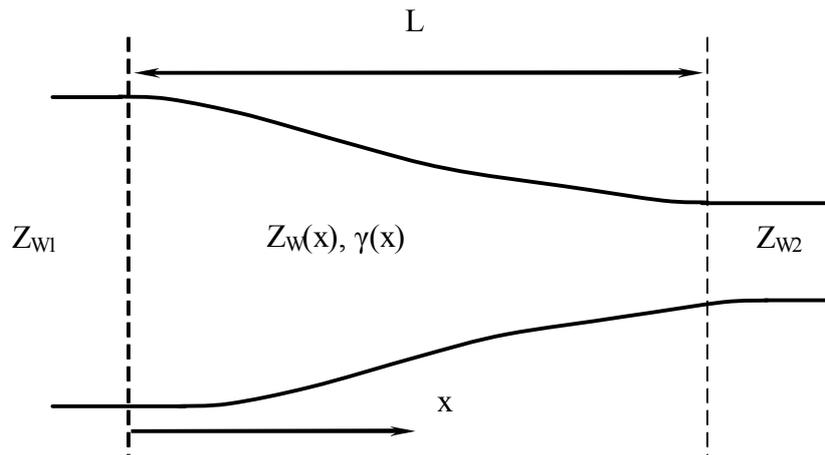


Рис. 2.46. Плавный переход

Чем длиннее переход, тем меньше всплески. При заданном перепаде волновых сопротивлений $r = \frac{Z_{w2}}{Z_{w1}}$, и выбранной длине перехода L_0 критическая

длина волны (на нижней граничной частоте) равна $\lambda_{cr} = \frac{4\pi L_0}{\ln r}$.

У экспоненциального перехода волновое сопротивление изменяется по закону

$$Z_w(x) = Z_w(0) \exp\left[\left(\ln r\right) \frac{x}{L_0}\right].$$

Коэффициент отражения экспоненциального перехода

$$|\Gamma| = \left| \frac{\ln r}{2\alpha l} \operatorname{sh}(\alpha l) \left[\operatorname{ch}(\alpha l) + \frac{\gamma l}{\alpha l} \operatorname{sh}(\alpha l) \right]^{-1} \right|,$$

где

$$\alpha l = \sqrt{\left(\frac{\ln r}{2}\right)^2 - (\beta l)^2}, \quad \beta = \frac{2\pi}{\Lambda};$$

Λ – длина волны в линии, γ – постоянная распространения;
 β – коэффициент фазы; для линии без потерь $\gamma = \beta$.

Частотная характеристика имеет уменьшающееся с ростом частоты затухание (рис. 2.47).

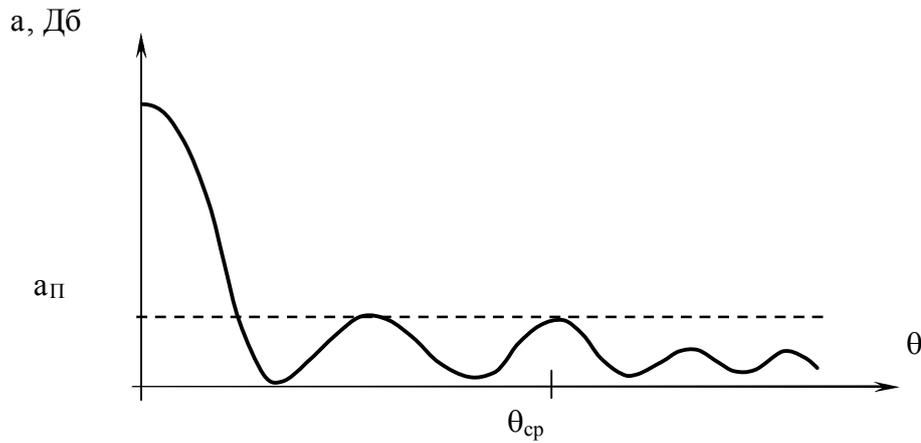


Рис. 2.47. Частотные характеристики экспоненциального перехода

Экспоненциальный переход имеет простую конфигурацию (для коаксиальной линии – практически совпадает с линейным переходом), но невысокие характеристики.

В компенсированном экспоненциальном переходе осуществляется компенсация отражений от концов перехода. Волновое сопротивление изменяется в нём по закону:

при $2 \frac{|\Gamma|_{\max}}{\ln r} \leq 0,005$

$$\frac{Z_w(x)}{Z_w(0)} = \exp \left[\ln r \left(\frac{x}{L_0} - 0,133 \sin \frac{2\pi x}{L_0} \right) \right];$$

при $2 \frac{|\Gamma|_{\max}}{\ln r} \leq 0,03$

$$\frac{Z_w(x)}{Z_w(0)} = \exp \left[\ln r \left(\frac{x}{L_0} - 0,1 \sin \frac{2\pi x}{l_0} \right) \right]$$

Для первого случая длина перехода $\frac{L_0}{\Lambda_{-p}} = 1$, для второго $\frac{L_0}{\Lambda_{-p}} = 0.75$

(для сравнения – у обычного экспоненциального перехода при этом $\frac{L_0}{\Lambda_{-p}} = 12.5$).

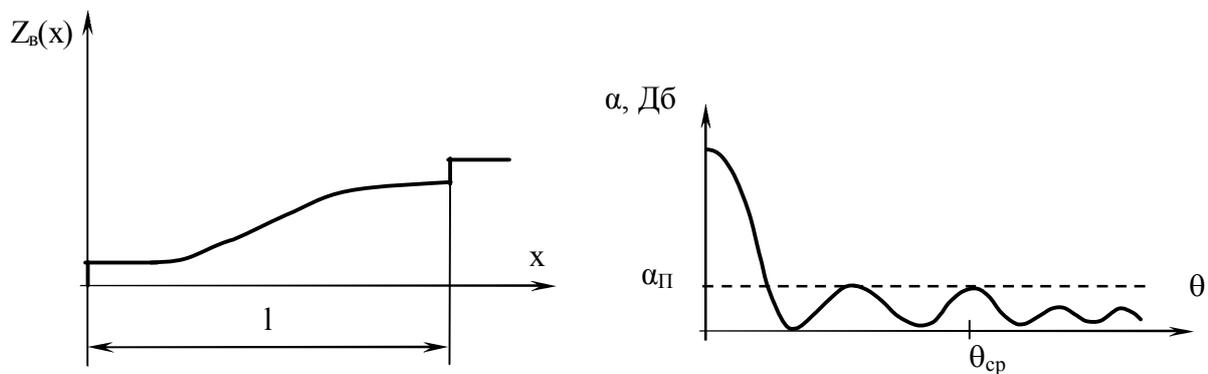


Рис. 2.48. Чебышевский плавный переход и его характеристика затухания

Наименьшую длину при заданном $|\Gamma|_{\max}$ или минимальный $|\Gamma|_{\max}$ при одной и той же длине имеет чебышевский переход, который является предельным случаем ступенчатого перехода при безграничном сокращении длины ступенек (рис. 2.48).

Как и в случае ступенчатых переходов, чебышевский плавный переход является самым коротким из всех плавных переходов при заданном значении ρ_{\max} и перепаде волновых сопротивлений. Сравнение чебышевского и компенсированного экспоненциального переходов показывает, что последний лишь незначительно длиннее чебышевского. Например, при $Z_B^{(12)} = e^2$ и $\rho_{\max} \leq 0,03$ у чебышевского перехода $l/\Lambda_0 = 0,7$, а у компенсированного $l/\Lambda_0 = 0,75$.

Представляет интерес сравнить плавные и ступенчатые переходы с точки зрения их длины. Если сопоставить частотные характеристики переходов то легко заметить, что в плавных переходах по мере укорочения рабочей длины волны коэффициент отражения непрерывно уменьшается. Следовательно, плавный переход обеспечивает хорошее согласование в значительно более широкой полосе частот, чем это требуется. Поэтому плавный переход всегда длиннее, чем ступенчатый, при заданном значении $|\Gamma|_{\max}$ и $Z_B^{(12)}$.

Широкополосное согласование частотно-зависимых нагрузок

Для согласования комплексных нагрузок применяют фильтры отражающего типа, в которых последним элементом является реактивная часть сопротивления нагрузки. Полоса пропускания полученного таким образом фильтра является полосой согласования.

Существует теорема Фано, определяющая минимально достижимые коэффициенты отражения для двух типов комплексных нагрузок: для индуктивной нагрузки (последовательные R и L)

$$\int_0^{\infty} \ln \frac{1}{|\Gamma|_{\max}} d\omega = \pi \frac{R_H}{L_H}; \quad (2.37)$$

для ёмкостной нагрузки (параллельные R и C)

$$\int_0^{\infty} \ln \frac{1}{|\Gamma|_{\max}} d\omega = \frac{\pi}{R_H C_H} \quad (2.38)$$

где $|\Gamma|_{\max}$ – максимальный коэффициент отражения.

Практически требуется получить согласование в заданной полосе частот $\Delta\omega = \omega_{+p} - \omega_{-p}$.

Интегралы в (2.38) и (2.39) равны площади под кривой $|\Gamma|_{\max}$. На рис. 2.49 показано, что одной и той же площади соответствуют две характеристики $1/|\Gamma|_{\max}$: в более узкой полосе можно получить лучшее согласование; в пределе на одной частоте ($\Delta\omega \rightarrow 0$) получается идеальное согласование.

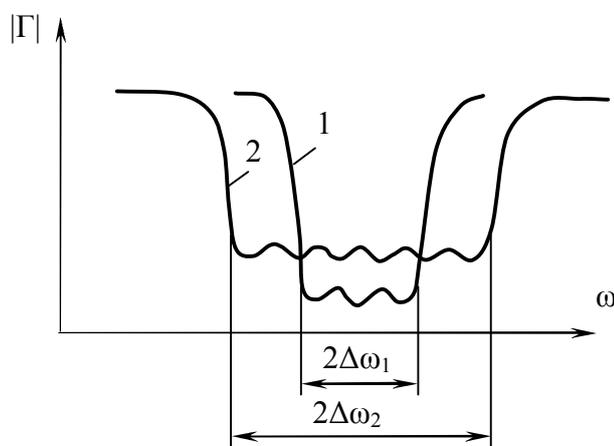


Рис. 2.49. Два типа частотных характеристик согласующих цепей

Максимальный коэффициент отражения

$$|\Gamma|_{\max} = \exp\left(-\frac{\pi}{Q_H}\right),$$

где нормированная добротность:

$$Q_H' = \frac{Q_H \omega_0}{\Delta\omega}.$$

При широкополосном согласовании используются многозвенные структуры. Ниже рассматриваются трансформирующие ФНЧ, построенные по ле-

стничной схеме (рис. 2.50). По сути такие ФНЧ представляют собой каскадное соединение Г-образных звеньев. Трансформаторы, имеющие максимально-плоскую характеристику, могут иметь чётное или нечётное число элементов. Трансформаторы с чебышевской характеристикой имеют только чётное число элементов. При этом параллельная ёмкость прилегает к большему сопротивлению.

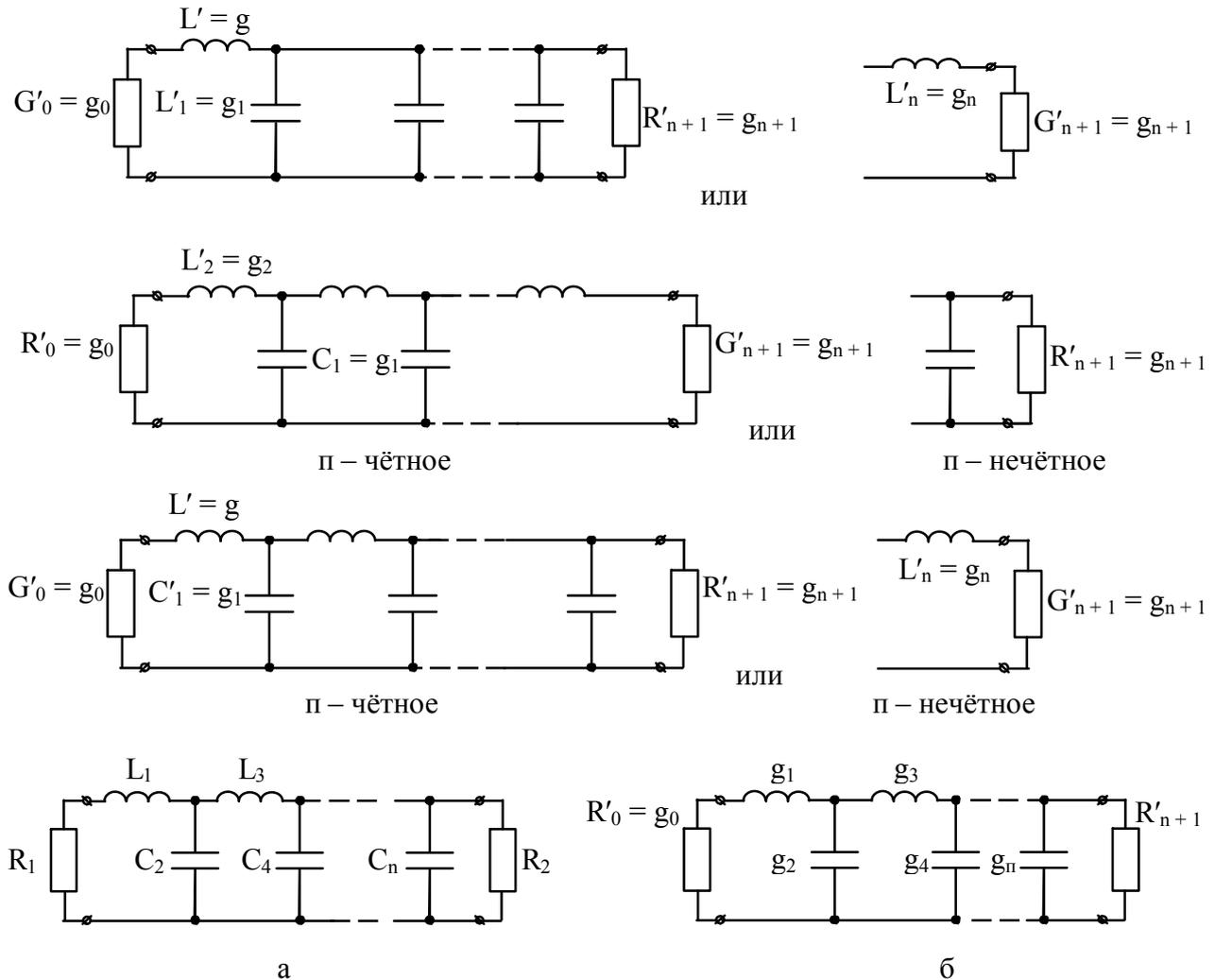


Рис. 2.50: ФНЧ-трансформатор (а) и его нормированный прототип (б)

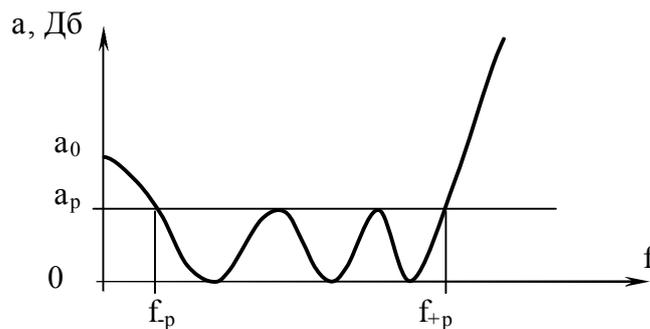


Рис. 2.51. Частотная характеристика чебышевского ФНЧ - трансформатора

Как видно из рис.2 51, такие трансформаторы имеют всплеск затухания на нулевой частоте.

Введём обозначения: n – число реактивных элементов ФНЧ – трансформатора, a_p [дБ] – максимальное значение затухания в полосе пропускания; коэффициент трансформации сопротивления:

$$r = \frac{R_{n+1}}{R_0} = \frac{g_{n+1}}{g_0};$$

относительная полоса пропускания:

$$w = 2 \frac{f_{+p} - f_{-p}}{f_{+p} + f_{-p}},$$

где f_{-p} , f_{+p} – нижняя и верхняя граничные частоты полосы пропускания по уровню a_p [дБ].

Затухание на нулевой частоте равно:

$$a_0 = 10 \lg \frac{(r+1)^2}{4r} [\text{дБ}].$$

Затухание в полосе пропускания ($f_{-p} \leq f \leq f_{+p}$):

$$a [\text{дБ}] = 10 \lg \left\{ 1 + \left(\text{antilg} \frac{a_p}{10} - 1 \right) \cos^2 \left[\frac{n}{2} \arccos \frac{2(f^2 - f_m^2)}{(f_{+p}^2 - f_{-p}^2)} \right] \right\},$$

где $f_m = \sqrt{\frac{f_p^2 + f_{-p}^2}{2}}$.

Затухание в полосе заграждения ($0 \leq f \leq f_{-p}$ или $f_p \leq f \leq \infty$):

$$a [\text{дБ}] = 10 \lg \left\{ 1 + \left(\text{antilg} \frac{a_p}{10} - 1 \right) \left[\frac{n}{2} \text{Arch} \frac{2(f^2 - f_m^2)}{f_{+p}^2 - f_{-p}^2} \right] \right\}.$$

Обобщённые параметры реактивностей равны:

- чётные элементы – индуктивности $g_i = \frac{\omega_0 L_i}{R_0}$;
- нечётные элементы – ёмкости $g_j = \omega_0 C_j R_0$.

Параметры g_k определяются на среднеарифметической частоте $\omega_0 = 2\pi f_0$:

$$f_0 = \frac{f_{+p} + f_{-p}}{2}$$

Нумерация параметров идёт от меньшего из нагрузочных сопротивлений R'_0 . Расчёт ФНЧ – трансформатора проводится в такой последовательности. Рассчитываем $r = \frac{R_2}{R_1} > 1$. По заданным f_p и f_{+p} из (2.39) находится относительная полоса пропускания w . По заданному выбирается ФНЧ с требуемым числом элементов n . Нагрузочные сопротивления прототипа равны: $R'_0 = g_0$ и $R'_{n+1} = r$.

Раздел 2.4 Фильтры СВЧ

Тема 2.4.1 Фильтры СВЧ

Фильтрами СВЧ называют четырехполюсники, осуществляющие передачу колебаний СВЧ от источника (генератора) в согласованную нагрузку в соответствии с заданной частотной характеристикой. Частотная характеристика включает в себя амплитудную и фазовую характеристики. Амплитудно-частотная характеристика описывается функцией затухания $L(\omega)$ и функцией потерь на отражение $L_r(\omega)$.

Затухание определяется формулой:

$$L = 10 \lg \left(\frac{P_{in}}{P_{out}} \right) = -20 \lg |S_{21}|, \quad (2.40)$$

где P_{in} и P_{out} – мощности на входе и выходе фильтра; S – матрица рассеяния фильтра; 1, 2 – номера входного и выходного портов фильтра.

Потери на отражение определяются формулой:

$$L_r = 10 \lg \left(\frac{P_{in}}{P_r} \right) = -20 \lg |S_{11}|, \quad (2.41)$$

где P_r – отраженная от фильтра мощность.

Величины L и L_r , определяемые формулами (2.40), (2.41), положительны, если фильтры не содержат усилителей.

Фазочастотная характеристика (ФЧХ) описывается функцией сдвига фазы $\varphi(\omega)$. Сдвиг фазы выражается формулой $\varphi = \varphi_{out} - \varphi_{in} = \arg(S_{21})$, где φ_{in} и

φ_{out} – фазы напряжения сигнала на входе и выходе фильтра. С функцией сдвига фазы тесно связано групповое время запаздывания $\tau = d\varphi/d\omega$.

Весь частотный диапазон фильтра СВЧ условно разделяют на полосы пропускания и полосы заграждения, между которыми располагаются переходные области. В полосе пропускания затухание фильтра минимально, а в полосе заграждения – максимально. С точки зрения минимизации фазовых искажений сигнала, групповое время $\tau(\omega)$ должно быть максимально постоянным, то есть должно иметь минимальную неравномерность $\Delta\tau$ в полосе пропускания. Высокое затухание сигнала в полосе заграждения достигается за счет сильного отражения на входе фильтра.

По типу взаимного расположения полос пропускания и заграждения фильтры СВЧ разделяются на фильтры нижних частот (ФНЧ), фильтры верхних частот (ФВЧ), полосно-пропускающие фильтры (ППФ), или полосовые фильтры (ПФ), и полосно-заграждающие фильтры (ПЗФ), или режекторные фильтры (РФ).

Основной характеристикой фильтров является зависимость затухания (L) от частоты (ω). В определении рабочего затухания входит сопротивление генератора и нагрузки, что на практике не удобно. Только в том случае, если $r_r = r_{\Pi} = W$ и фильтр не имеет основных потерь, фильтр можно характеризовать зависимостью модуля коэффициента передачи четырехполюсника S_{21} от частоты, т. е. элементом матрицы рассеяния.

Обычно для облегчения синтеза полагают $r_r = r_{\Pi} = W$, считая что в противном случае можно использовать трансформацию сопротивлений, а сам фильтр предполагают состоящим из реактивных сопротивлений.

Идеальным фильтром называется четырехполюсник, рабочее затухание которого равно нулю в заданной полосе частот (полоса пропускания) и равно бесконечности вне этой полосы (полоса затухания).

В зависимости от вида частотной характеристики определяют следующие виды фильтров:

1. ФНЧ – это фильтр у которого полоса пропускания занимает область частот от $\omega = 0$ до $\omega = \omega_{\Pi}$, называемой граничной частотой полосы пропускания (частотой среза), а к полосе заграждения относят все частоты $\omega > \omega_{\Pi}$

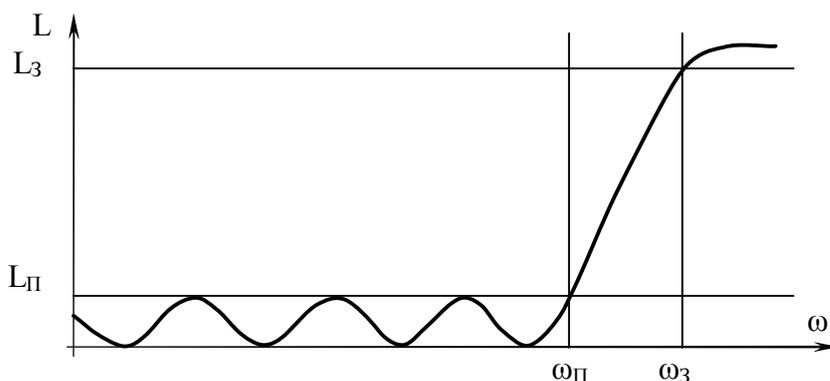


Рис. 2.52. Амплитудно частотная характеристика ФНЧ

Однако такой идеальный фильтр может быть реализован только схемой с бесконечным числом элементов. Реальный фильтр имеет частотную характеристику, которую достаточно полно описывают четыре параметра:

- ω_{Π} – граничная частота полосы пропускания;
- ω_3 – граничная частота полосы заграждения;
- L_{Π} – допустимый уровень потерь в полосе пропускания;
- L_3 – допустимый уровень потерь в полосе заграждения;

У идеального фильтра: $\omega_{\Pi} = \omega_3$, $L_{\Pi} = 0$, $L_3 = \infty$.

2. ФВЧ – это фильтр у которого полоса пропускания занимает область частот от $\omega = \omega_{\Pi}$ до $\omega = \infty$, а к полосе заграждения относят все частоты $\omega < \omega_3$.

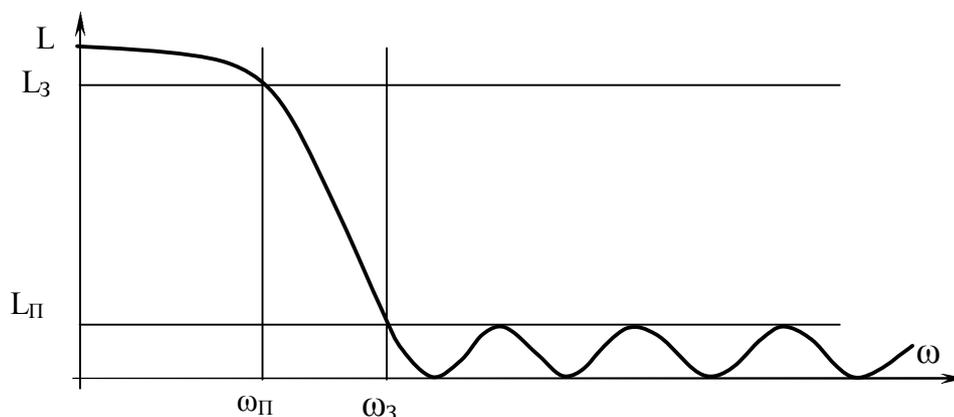


Рис. 2.53. Амплитудно частотная характеристика ФВЧ.

У фильтров высокого качества область перехода $\omega_{\Pi} - \omega_3$ очень узка.

3. Полосно-пропускающий фильтр (ППФ) или полосовой.

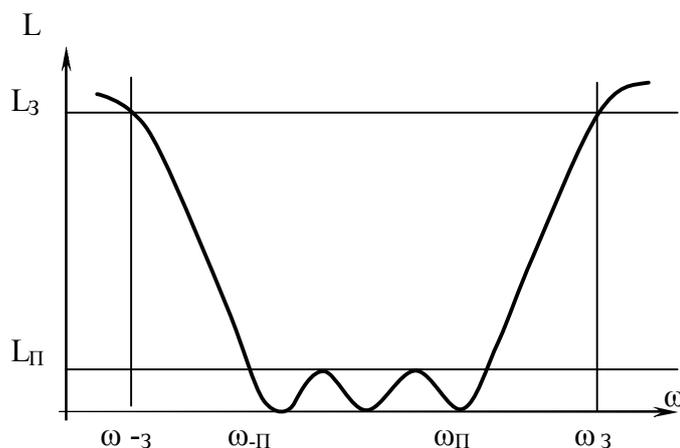


Рис. 2.54. Амплитудно частотная характеристика ППФ.

Характеристика реального фильтра описывается шестью параметрами: ω_{-3} , $\omega_{-Π}$, ω_3 , $\omega_{Π}$, $L_{Π}$, L_3 (рис. 2.54)

4. Полосно-заграждающий фильтр (ПЗФ) или режекторный.

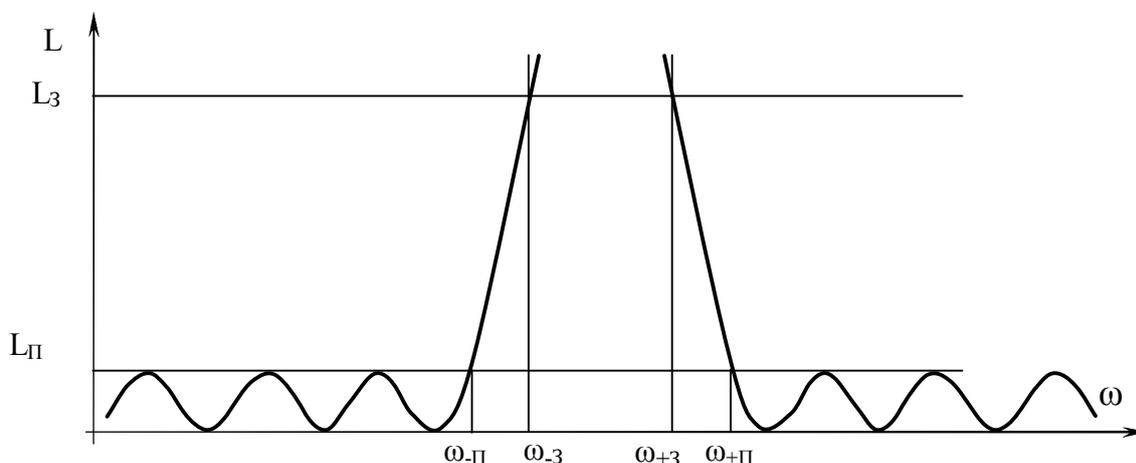


Рис. 2.55. Амплитудно-частотная характеристика ПЗФ

Параметры реального фильтра имеют описание аналогичные предыдущему.

Синтезом фильтра СВЧ называют проектирование фильтра СВЧ с заданной АЧХ и другими заданными характеристиками. Синтез выполняется в два этапа. На первом этапе осуществляется структурный синтез. Его задачей является выбор элементной базы, состава и структуры устройства СВЧ. Решение этой задачи зависит от накопленного опыта проектировщика. На втором этапе осуществляется параметрический синтез, задачей которого является определение значений параметров конструктивных элементов выбранной структуры, обеспечивающих заданную частотную характеристику.

Параметрический синтез, в свою очередь, бывает оптимизационным и прямым. При оптимизационном синтезе оптимальные значения конструктивных параметров, обеспечивающих заданные АЧХ, находятся последовательными приближениями. Сначала, исходя из имеющегося опыта, задаются начальные значения параметров элементов конструкции. Затем на каждой итерации определяется АЧХ, отвечающая текущим значениям конструктивных параметров. Эта АЧХ сравнивается с требуемой АЧХ и по результатам сравнения уточняются текущие значения конструктивных параметров. Итерации прекращаются, когда расхождение текущей и требуемой АЧХ не будет превышать допустимые пределы.

Определение частотных характеристик по заданным значениям конструктивных параметров называют анализом фильтра СВЧ. Анализ может быть выполнен как экспериментально, так и теоретически. Точность теоретического анализа и его продолжительность в значительной мере зависят от выбранной математической модели фильтра СВЧ.

При нахождении поправок к текущим значениям конструктивных параметров используются различные методы оптимизации. Сущность последних заключается в нахождении положения глобального минимума скалярной целевой функции в пространстве всех допустимых значений конструктивных

параметров. Целевая функция есть функционал текущей АЧХ, характеризующий степень ее отклонения от заданной АЧХ в контрольных точках. Ее можно задать различными формулами. Однако она должна быть всегда положительной и обращаться в нуль лишь при совпадении текущей и требуемой АЧХ в контрольных точках. Заметим, что как сама возможность достижения глобального минимума целевой функции, так и количество требуемых для этого итераций в значительной степени зависят от того, насколько близки будут начальные значения конструктивных параметров к значениям параметров в точке глобального минимума.

При прямом параметрическом синтезе значения конструктивных параметров фильтров СВЧ вычисляются по формулам, как правило, приближенным. Такие формулы получают сравнением электрических параметров составляющих фильтр СВЧ элементов с эквивалентными схемами на сосредоточенных элементах, то есть на L- и C-элементах. При этом значения электрических параметров эквивалентных схем получают из фильтров-прототипов на сосредоточенных элементах. Схемы называют эквивалентными, если они имеют одинаковые электрические параметры вблизи рассматриваемой частоты. В данном случае это центральная частота полосы пропускания. Фильтрами-прототипами называют фильтры на сосредоточенных элементах, имеющие АЧХ с заданными параметрами полосы пропускания. Параметром малости приближенных формул прямого синтеза является относительная ширина полосы пропускания. Чем она уже, тем выше точность формул. Как правило, в формулах прямого синтеза не учитывается влияние потерь энергии СВЧ.

Таким образом, прямой параметрический синтез возможен лишь для тех конструкций фильтров СВЧ, для которых получены соответствующие формулы. Этот синтез не требует больших затрат времени. Он также не предполагает высокую квалификацию проектировщика и наличие у него большого опыта. Нередко синтезированные фильтры требуют последующей подстройки.

Оптимизационный параметрический синтез применим к любым конструкциям фильтров СВЧ. В отсутствие высокоинтеллектуальных САПР (узкоспециализированных экспертных систем) он предполагает высокую квалификацию проектировщика и наличие у него большого опыта. Оптимизационный параметрический синтез – это длительный процесс. Он обеспечивает высокую точность, которая при использовании теоретического анализа.

В теории цепей СВЧ показывается, что для того чтобы четырехполюсник был физически реализуем, то есть не имел отрицательных емкостей, индуктивностей и сопротивлений его функция рабочего затухания должна описываться аналитической функцией частоты:

$$L = |\Gamma|^2 = 1 + \frac{P(\omega^2)}{Q(\omega^2)},$$

где P и Q – полиномы некоторой степени n .

Общая закономерность заключается в том, что, чем выше степень полиномов n , тем ближе частотная характеристика приближается к идеальной. Но в тоже время число n равно числу звеньев в схеме фильтра, значит оно не может быть слишком велико.

Расчет фильтра любого типа легко выполняется, если известна схема и величины элементов ФНЧ с граничной полосой пропускания $\omega = 1$, нагруженного на сопротивление со стороны входа и выхода $r_r = r_{\Pi} = 1$, называемого фильтром прототипом. Это достигается в результате проведения следующих нормализаций при расчете фильтров-прототипов.

Нормализация сопротивлений фильтра

Пусть рассчитаем фильтр-прототип, нагруженный на сопротивление r_0 . Он состоит из индуктивностей L_0 и емкостей C_0 . Ясно, что если активные и реактивные сопротивления увеличить в одно и тоже число раз, то частотная характеристика фильтра не изменится. Поэтому для того, чтобы получить фильтр с частотной прототипа, при некоторой нагрузке $r = k r_0$, следует заменить фильтр в соответствии с соотношением: $L = k L_0$, $C = C_0 / k$, $r = k r_0$, где k некоторое число.

Таким образом достаточно провести расчет фильтра лишь при одном значении нагрузочного сопротивления и из него может быть получен фильтр, нагруженный на любое сопротивление. Обычно фильтр прототип рассчитывается на $r_0 = 1$ Ом.

Нормализация частоты

Предположим, что рассчитывается фильтр прототип, состоящий из элементов L_0 , C_0 , r_0 и имеющий частотную характеристику $L(\omega)$. Не теряя общности можно считать, что это фильтр нижних частот с граничной частотой ω_{Π} .

Пусть требуется построить фильтр с другой граничной частотой: $\omega'_{\Pi} = k_1 \cdot \omega_{\Pi}$.

При расчете фильтра частота входит лишь в качестве множителя при индуктивности, емкости, взаимоиндуктивности. Поэтому достаточно заменить реактивные элементы фильтра прототипа на элементы в соответствии с соотношением: $L = L_0 / k_1$; $C = C_0 / k_1$.

При этом получим фильтр на новую граничную частоту ω'_{Π} . Обычно фильтр-прототип рассчитывается на $\omega'_{\Pi} = 1$.

Нормализация полосы пропускания

Пусть имеется ФНЧ, имеющий частотную характеристику. Элементы этого фильтра L_0, C_0, r_0 , а граничная частота ω_{Π} .

а). Требуется рассчитать ФВЧ с граничной частотой ω'_{Π} .

Рассмотрим замену частоты по формуле: $\omega' = k_2/\omega$, так, что $\omega'_{\Pi} = k_2/\omega_{\Pi}$. Ясно, что эта замена переводит характеристику ФНЧ в характеристику ФВЧ. Поэтому, если заменить емкости ФНЧ C_0 на индуктивности L , и индуктивности ФНЧ L_0 , на емкости C в соответствии с соотношениями:

$$L = \frac{1}{\omega_{\Pi} \omega'_1 C_0}, \quad C = \frac{1}{\omega_{\Pi} \omega'_1 L_0},$$

то получится требуемый фильтр верхних частот с граничной частотой ω'_{Π} . При $k_2 = \omega_{\Pi}^2$ получим $\omega_{\Pi} = \omega'_{\Pi}$.

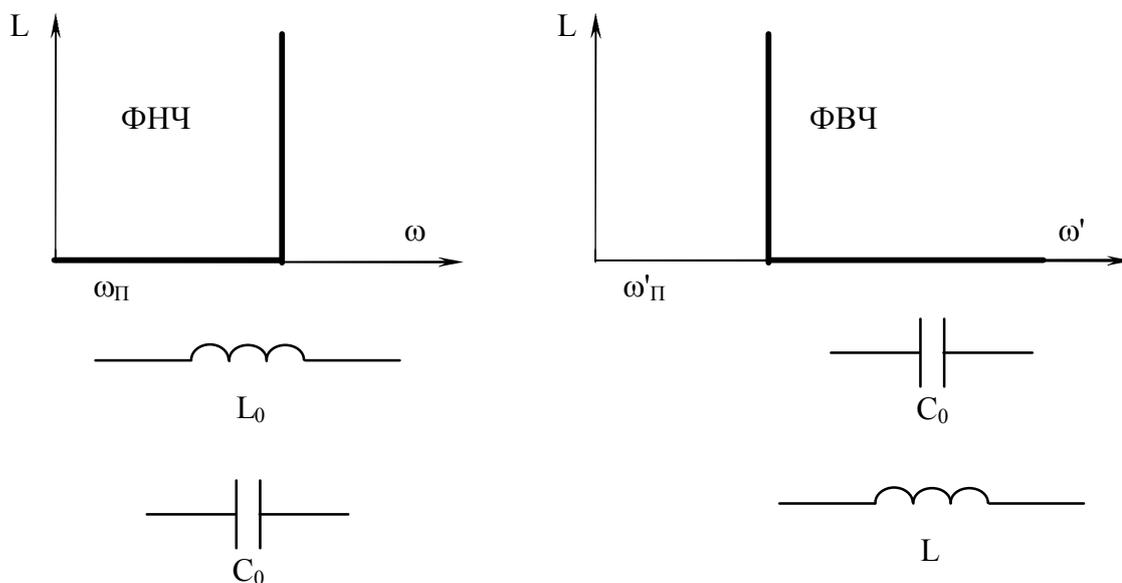


Рис. 2.56. Преобразование элементов ФНЧ в элементы фильтра ФНЧ

б). Требуется рассчитать ППФ с граничными частотами $\omega'_{\Pi-}$ и $\omega'_{\Pi+}$. Ширина полосы пропускания такого фильтра $2\Delta \omega' = \omega'_{\Pi+} - \omega'_{\Pi-}$, и среднюю геометрическую частоту обозначим $\omega'_0 = \sqrt{\omega'_{\Pi+} \omega'_{\Pi-}}$.

Рассмотрим замену переменной: $\omega = k_s \omega'_0 \left(\frac{\omega'}{\omega'_0} - \frac{\omega'_0}{\omega'} \right)$, где k_s – нелинейная действительная постоянная. Если ее внести в соответствии с соотношением: $k_s = \omega'/2\Delta\omega'$, то замена переведет характеристику ФНЧ в характеристику ППФ.

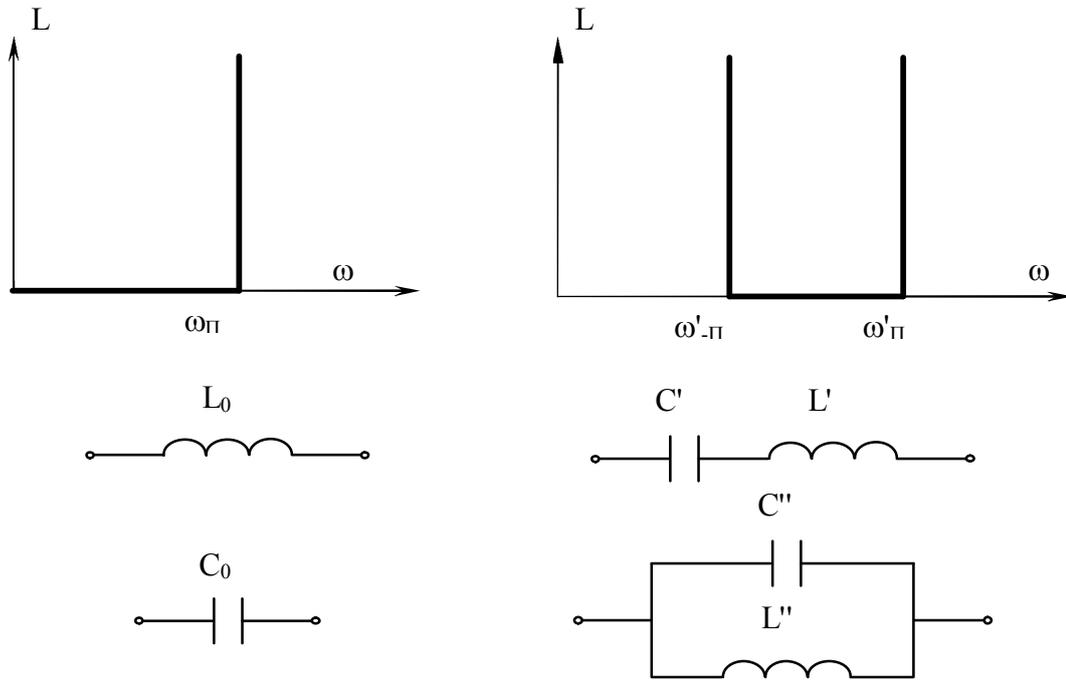


Рис. 2.57. Преобразование элементов ФНЧ в элементы ППФ.

При этом следует учесть, что $L(\omega) = L(-\omega)$.

Индуктивное сопротивление элементов ФНЧ в результате замены переменной можно записать в виде: $\omega L_0 = k_s \omega'_0 L_0 \left(\frac{\omega'}{\omega'_0} - \frac{\omega'_0}{\omega'} \right) = \omega' L' - \frac{1}{\omega' C'}$,

$L' = k_s L_0$; $C' = \frac{1}{k_s L_0 (\omega'_0)^2}$, а емкостную проводимость элементов ФНЧ:

$$\omega C_0 = k_s \omega'_0 C_0 \left(\frac{\omega'}{\omega'_0} - \frac{\omega'_0}{\omega'} \right) = \omega' C'' - \frac{1}{\omega' L''}, \quad C'' = k_s C'; \quad L'' = \frac{1}{k_s C_0 (\omega'_0)^2}.$$

Это означает, что если индуктивность ФНЧ L_0 заменить последовательными контурами с элементами L' , C' , а емкости C_0 параллельными контурами с L'' , C'' , то получим требуемый ППФ с заданными частотами $\omega'_{\text{а-}}$ и $\omega'_{\text{а}}$.

в). Если требуется рассчитать ПЗФ то сначала с помощью замены $\omega' = k_2/\omega$ следует перейти от ФНЧ к ФВЧ, а затем используя замену, полученную для ППФ, получить частотную характеристику и элементы ПЗФ.

Таким образом, фильтр любого типа может быть построен на основе одного прототипа – ФНЧ.

Фильтр-прототип

Прямой синтез полосно-пропускающего фильтра на связанных резонаторах СВЧ начинается с определения параметров фильтра-прототипа нижних частот. Две возможные схемы такого фильтра приведены на

рис. 2.58. Эти схемы дуальны одна другой. На схемах R_0 – входное сопротивление генератора, G_0 – его проводимость, R_{n+1} – сопротивление нагрузки, G_{n+1} – ее проводимость, L_i – величины индуктивных и емкостных элементов фильтра ($i = 1, 2, \dots, n$). Величины g_i поясняются на рис. 2.58. Их использование позволяет описывать обе схемы одновременно.

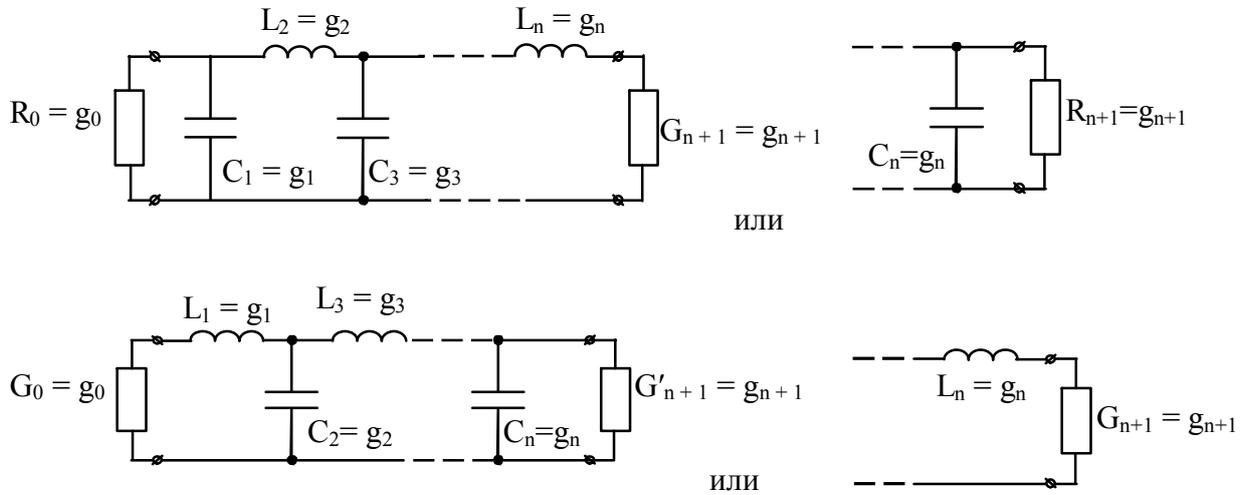


Рис. 2.58. Фильтры-прототипы нижних частот

Функция передачи мощности для схем, приведенных на рис. 2.58, всегда является полиномом степени n относительно квадрата частоты (Ω^2). Конкретный вид полинома зависит от значений параметров g_i . Функцию передачи мощности можно аппроксимировать различными многочленами. Часто выбирают многочлены Чебышева

$$T_n(x) = \begin{cases} \cos(n \arccos x) & \text{if } |x| \leq 1, \\ \text{ch}(n \operatorname{arch} x) & \text{if } |x| \geq 1, \end{cases} \quad (2.42)$$

которые обеспечивают равноотклоняющуюся функцию передачи в полосе пропускания ($T_n(x) \leq 1$ при $|x| \leq 1$). В этом случае функция затухания фильтра имеет вид

$$L(\Omega) = 10 \lg \left[1 + \eta T_n^2 \left(\frac{\Omega}{\Omega_1} \right) \right],$$

где Ω_1 – граничная частота полосы пропускания; η – параметр, связанный с неравномерностью затухания в полосе пропускания ΔL и минимальными потерями на отражение L_r формулой

$$\eta = 10^{\frac{\Delta L}{L_T}} - 1 = \frac{1}{10^{\frac{L_T}{\Delta L}} - 1}. \quad (2.43)$$

Согласно формулам (2.42)–(2.43) решение обратной задачи о нахождении суммарного числа индуктивных и емкостных элементов по заданному затуханию $L(\Omega)$ имеет вид:

$$n \geq \frac{\operatorname{arch} \sqrt{\frac{L(\Omega)}{10^{\frac{L_T}{\Delta L}} - 1}}}{\operatorname{arch} \left(\frac{\Omega}{\Omega_1} \right)}.$$

Чебышевскую характеристику называют также равноволновой характеристикой. График ее функции затухания представлен на рис. 2.59. Видно, что на границе полосы пропускания Ω_1 затухание L равно ΔL .

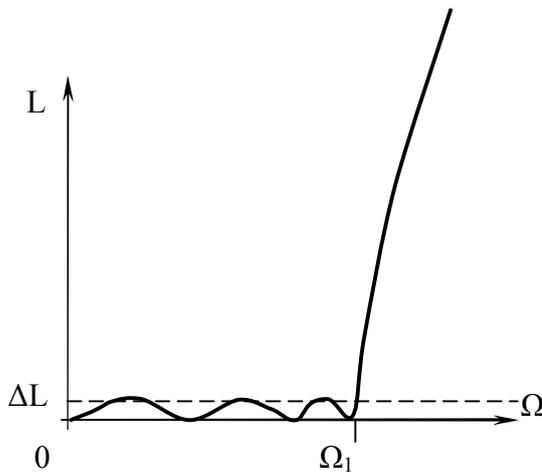


Рис. 2.59. Чебышевская характеристика ($n = 7$)

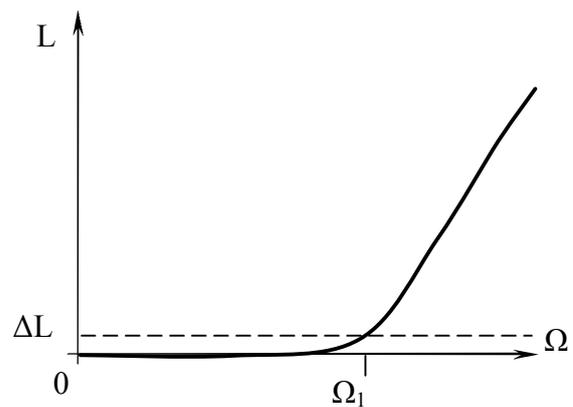


Рис. 2.60. Максимально плоская характеристика ($n = 7$)

Обычно рассматривают нормированный фильтр-прототип, в котором $g_0 = 1$ Ом, $\Omega_1 = 1$ рад/с.

Зная параметры g_i нормированного фильтра, параметры соответствующего ненормированного фильтра можно вычислить по формулам:

$$L_i = \frac{g_i R_0}{\Omega_1}, \quad C_i = \frac{g_i}{R_0 \Omega_1}$$

Нормированные параметры g_i чебышевского фильтра-прототипа нижних частот вычисляются по формулам:

$$g_0 = 1, \quad g_1 = \frac{2a_1}{\gamma};$$

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

$$g_{n+1} = \begin{cases} 1, & \text{если } n \text{ нечетно;} \\ \operatorname{cth}^2\left(\frac{\beta}{4}\right), & \text{если } n \text{ четно.} \end{cases}$$

Здесь использованы вспомогательные параметры:

$$\beta = 2 \operatorname{arth} \sqrt{10^{-\frac{\Delta L}{10}}} = 2 \operatorname{arth} \sqrt{1 - 10^{-\frac{L_r}{10}}}, \quad \gamma = \operatorname{sh}\left(\frac{\beta}{2n}\right),$$

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

Предельным случаем чебышевской характеристики является максимально плоская характеристика. Эту характеристику называют также характеристикой Баттерворта. Её функция затухания описывается формулой

$$L(\Omega) = 10 \lg \left[1 + \eta \left(\frac{\Omega}{\Omega_1} \right)^{2n} \right], \quad (2.44)$$

где Ω_1 – граничная частота полосы пропускания; η – параметр, связанный с неравномерностью затухания ΔL и минимальными потерями на отражение L_r в полосе пропускания формулами (2.43). Функция затухания (2.44) в отличие от функции (2.42) не имеет осцилляций. Она монотонно возрастающая. Её график приведен на рис. 2.60.

Согласно (2.44) решение обратной задачи о нахождении суммарного числа индуктивных и емкостных элементов по заданному затуханию $L(\Omega)$ имеет вид

$$n \geq \frac{\lg \sqrt{\begin{bmatrix} \frac{L(\Omega)}{10^{10} - 1} \end{bmatrix}}}{\lg \left(\frac{\Omega}{\Omega_1} \right)}. \quad (2.45)$$

Нормированные параметры g_i баттервортовского фильтра-прототипа нижних частот при $\eta = 1$ вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} g_0 &= 1, \\ g_{n+1} &= 1, \\ g_k &= 2 \sin \frac{(2k-1)\pi}{2n}, \quad k = 1, 2, 3, \dots, n. \end{aligned} \quad (2.46)$$

Любую из двух дуальных схем ФНЧ, приведенных на рис. 2.58, можно преобразовать в соответствующую эквивалентную схему, заменяя в ней все параллельные емкости на последовательные индуктивности либо, наоборот, все последовательные индуктивности на параллельные емкости. Так как замена параллельной емкости на последовательную индуктивность и наоборот сопровождается инверсией комплексного сопротивления ($i\Omega^{-1}C^{-1} \square -i\Omega L$), для компенсации такой инверсии необходимо включать в схему инверторы сопротивления.

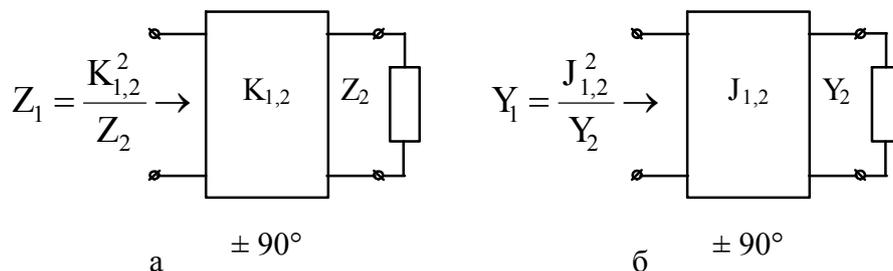


Рис. 2.61. Идеальные инверторы сопротивлений (а) и проводимости (б)

Инвертор сопротивления – это четырехполюсник, который ведет себя на всех частотах подобно четвертьволновому ($\theta = \pm\pi/2, \pm3\pi/2, \dots$) отрезку линии с волновым сопротивлением K . Поэтому, если инвертор сопротивления нагружен на одном входе на сопротивление Z_2 , то его сопротивление на другом входе будет $Z_1 = K^2 / Z_2$ (см. рис. 2.61, а). Аналогично работает инвертор проводимости (см. рис. 2.61, б). Инвертор сопротивления (проводимости) при $\theta = -\pi/2$ имеет матрицу передачи

$$[A_{inv}] = \begin{bmatrix} 0 & iK \\ iK^{-1} & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & iJ^{-1} \\ iJ & 0 \end{bmatrix}.$$

Существует несколько схем практической реализации инверторов сопротивлений. На рис. 2.62 изображена одна из них. Она содержит три индуктивности, соединенные по Т-схеме. Две из этих индуктивностей, расположенные горизонтально, имеют отрицательные значения. На практике отрицательная величина индуктивности реализуется соответствующим уменьшением последовательной индуктивности нагрузки на входе и выходе инвертора.

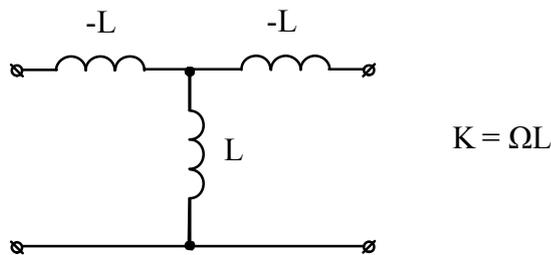


Рис. 2.62. Вариант практической реализации инвертора сопротивлений

Схемы ФНЧ, получающиеся заменой в схемах на рис. 2.58 параллельных емкостей на последовательные индуктивности и обратной заменой, изображены на рис. 2.63.

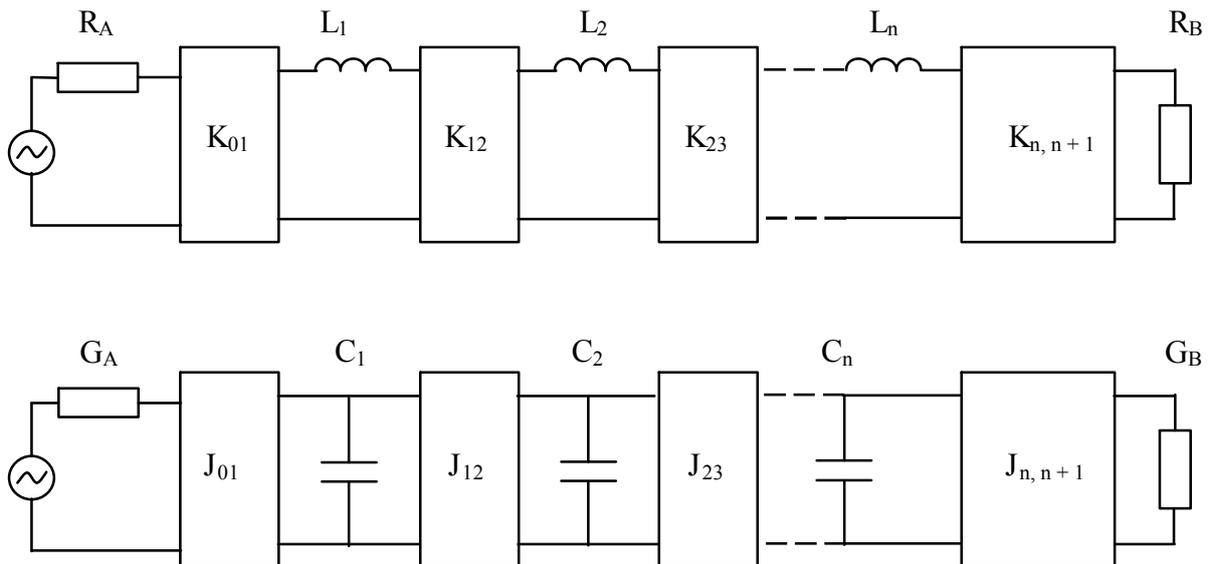


Рис.2.63. Фильтры прототипы нижних частот с инверторами сопротивлений

Вводя в схему фильтра инверторы сопротивлений или проводимостей, значения последовательных индуктивностей L_i и параллельных емкостей C_i ($i = 1, 2, \dots, n$), а также значения сопротивления и проводимости генератора

R_A , G_A и нагрузки R_B , G_B , можно задавать произвольно, если параметры инверторов будут следующими:

$$\begin{aligned} K_{01} &= \sqrt{\frac{R_A L_1}{g_0 g_1}}, & K_{i,i+1} &= \sqrt{\frac{L_i L_{i+1}}{g_i g_{i+1}}}, & K_{n,n+1} &= \sqrt{\frac{L_n R_B}{g_n g_{n+1}}}, \\ J_{01} &= \sqrt{\frac{G_A C_1}{g_0 g_1}}, & J_{i,i+1} &= \sqrt{\frac{C_i C_{i+1}}{g_i g_{i+1}}}, & J_{n,n+1} &= \sqrt{\frac{C_n G_B}{g_n g_{n+1}}}. \end{aligned} \quad (2.47)$$

Докажем справедливость формул для параметра $K_{i,i+1}$. Для этого на схеме ФНЧ, приведенной на рис. 2.63, выделим звено, содержащее две последовательные индуктивности L_i и L_{i+1} , соединенные инвертором сопротивления $K_{i,i+1}$, и изобразим его на рис. 2.64, где также представим соответствующие ему LC-звенья двух дуальных схем, приведенных на рис. 2.58.

Сравним значения входных сопротивлений звеньев, изображенных на рис. 2.64, а и б. Для определенности будем считать, что правое плечо LC-звена на рис. 2.64, б разомкнуто. Тогда дуальное ему LC-зveno на рис. 2.64, в будет иметь короткозамкнутое правое плечо. А значит, и звено на рис. 2.64, а, образованное последовательными индуктивностями и К-инвертором, также будет иметь короткозамкнутое правое плечо.

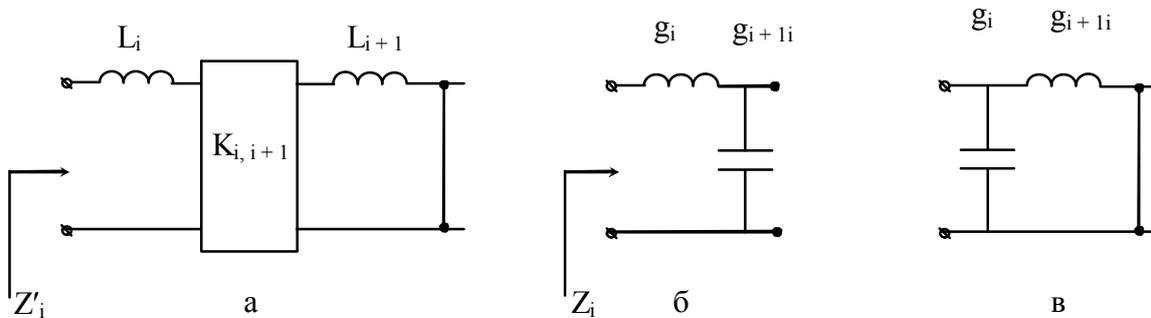


Рис. 2.64. К выводу формул (2.47)

Согласно схемам на рис. 2.64, а и б для входных сопротивлений имеем:

$$Z'_i = -i \Omega L_i + \frac{K_{i,i+1}^2}{-i \Omega L_{i+1}}, \quad (2.48)$$

$$Z_i = -i \Omega g_i + \frac{1}{-i \Omega g_{i+1}}. \quad (2.49)$$

Сопроотивления Z'_i и Z_i должны совпадать на любой частоте Ω с точностью до постоянного множителя L_i/g_i , характеризующего изменение уровня сопротивления. Поэтому отношение вторых слагаемых в формулах (2.48), (2.49) должно равняться отношению первых слагаемых. Отсюда получаем значение для параметра $K_{i, i+1}$, выражаемое формулой (6.38). Аналогичным образом получают значения для остальных параметров в формуле (2.46).

Реализация и применение фильтров на СВЧ

Реализация фильтров на СВЧ подразумевает техническое выполнение в этом диапазоне звеньев фильтра в виде индуктивностей, контуров и соединении их в рассчитываемую схему.

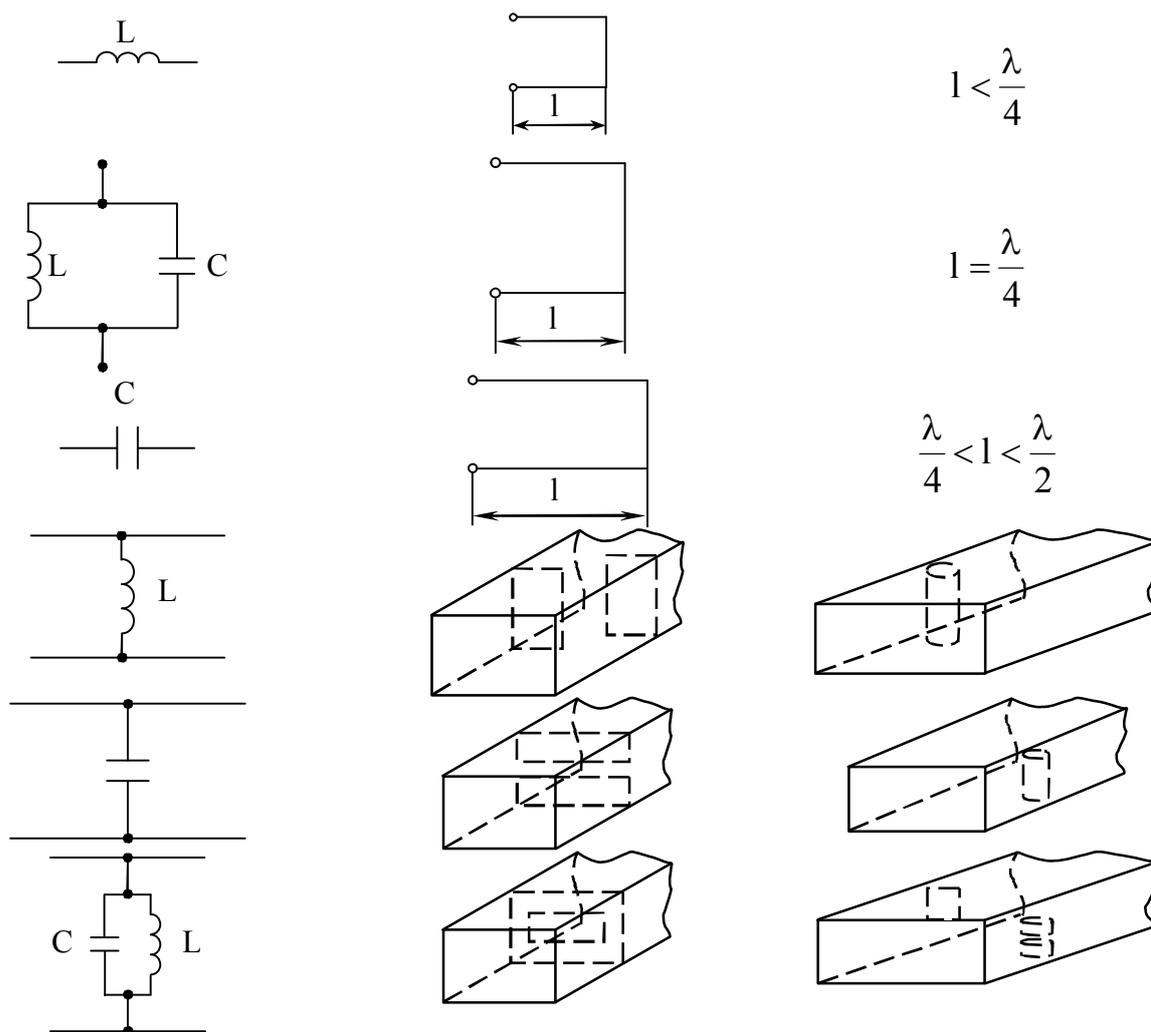


Рис. 2.65. Создание реактивных элементов в различных ЛП

Выполнение фильтров на СВЧ по лестничной схеме с использованием реактивных элементов не является единственно возможным. Ступенчатые и плавные переходы, используемые для широкополосного согласования актив-

ных сопротивлений, могут рассматриваться как полосно-пропускающие фильтры СВЧ.

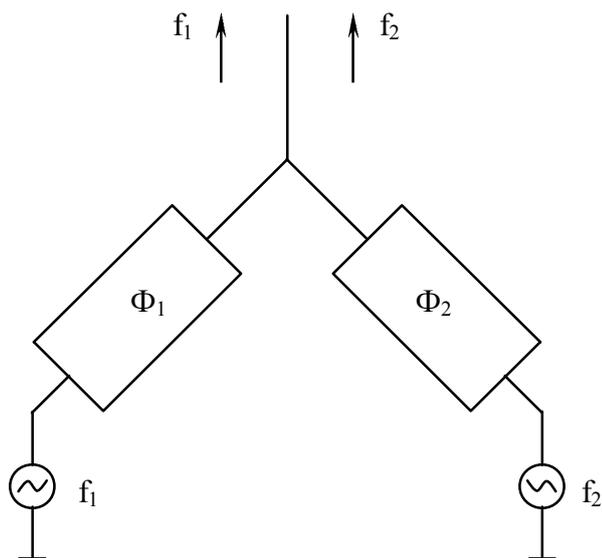


Рис. 2.66. Схема диплексора с использованием двух ППФ

Существует также большой класс фильтров, конструируемых на основе связанных линий.

Наиболее широкое применение фильтры СВЧ нашли в частотных суммарно-разделительных устройствах многоканальных систем. Применение фильтров необходимо при работе нескольких передатчиков с разными частотами на одну систему или при работе одной системы на несколько приемников. Для систем, состоящих из различных устройств, одна и та же система может быть использована как в режиме суммирования, так и в режиме разделения.

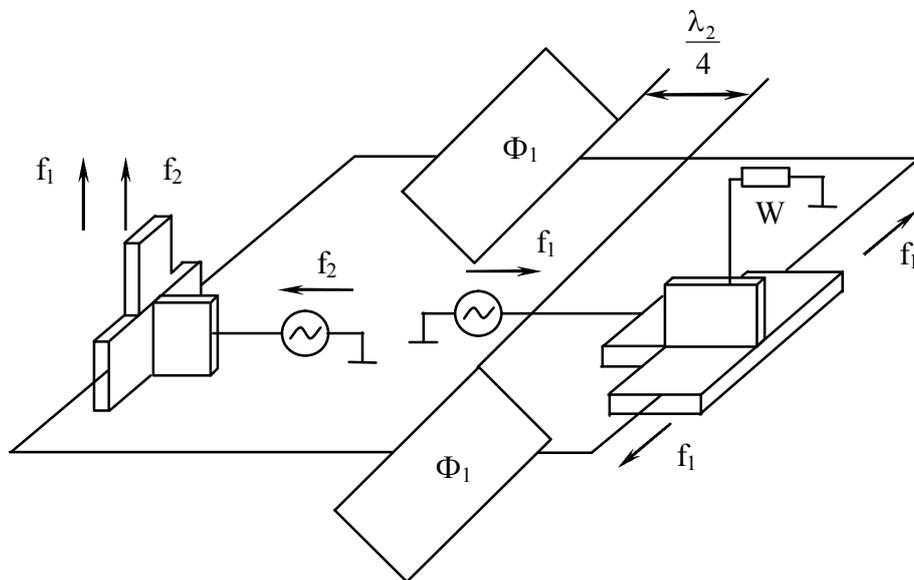


Рис. 2.67. Схема диплексора с использованием мостовых устройств и ППФ.

По такой же схеме могут быть построены мультиплексоры. Недостатком системы тройникового типа являются наличие значительных потерь из-за влияния передатчиков друг на друга. Кроме того фильтры Φ_1 и Φ_2 настраиваются на разные частоты, то есть требуется применение двух различных фильтров.

Таких недостатков лишены системы балансного типа, состоящие из мостов и фильтров.

На рис. 2.67. показан сумматор на двойных волноводных тройниках с полосно-пропускающими фильтрами, настроенными на частоту f_1 . Для другой частоты f_2 эти фильтры являются заграждающими.

Раздел 2.5 Независимые устройства СВЧ и устройства с управляемыми характеристиками

Тема 2.5.1 Независимые устройства СВЧ и устройства с управляемыми характеристиками

Устройства с намагниченными ферритами. Волны в намагниченной ферритовой среде

В технике СВЧ нашли широкое применение ферриты – ферромагнитные полупроводники, находящиеся под действием постоянного магнитного поля. С макроскопической точки зрения безграничный феррит в постоянном магнитном поле \vec{H}_0 является однородной анизотропной средой, которая для переменного электромагнитного поля с векторами напряженности магнитного поля \vec{H} и магнитной индукцией \vec{B} описывается тензором магнитной проницаемости $\vec{\mu}$

$$\vec{B} = \vec{\mu}\vec{H}. \quad (2.50)$$

Предположим, что система координат выстроена так, что направление постоянного подмагничивающего поля \vec{H}_0 совпадает с осью OZ , то есть $\vec{H}_0 = H_0 \vec{e}_z$. Тогда тензор магнитной проницаемости имеет вид:

$$\vec{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -j\alpha & 0 \\ j\alpha & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix}. \quad (2.51)$$

Вектор магнитной индукции может быть записан в виде:

$$\begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu & -j\alpha & 0 \\ j\alpha & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix},$$

где элементы тензора $\bar{\mu}$ являются комплексными $\mu = \mu' - j\mu''$; $\alpha = \alpha' - j\alpha''$; $\mu_z = \mu'_z - j\mu''_z$, зависящие от величины напряженности постоянного магнитного поля $\vec{H}_=$. Изменение направления подмагничивающего поля на обратное $\vec{H}_= = -\vec{e}_z H_=$ приводит к изменению знака α . Если поле направлено вдоль оси $OY(\vec{H}_= = -\vec{e}_y H_=)$, то тензор магнитной проницаемости имеет вид:

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & 0 & j\alpha \\ 0 & \mu_y & 0 \\ -j\alpha & 0 & \mu \end{bmatrix}. \quad (2.52)$$

На рис. 2.68 качественно показаны зависимости элементов тензора $\bar{\mu}$ от величины подмагничивающего поля.

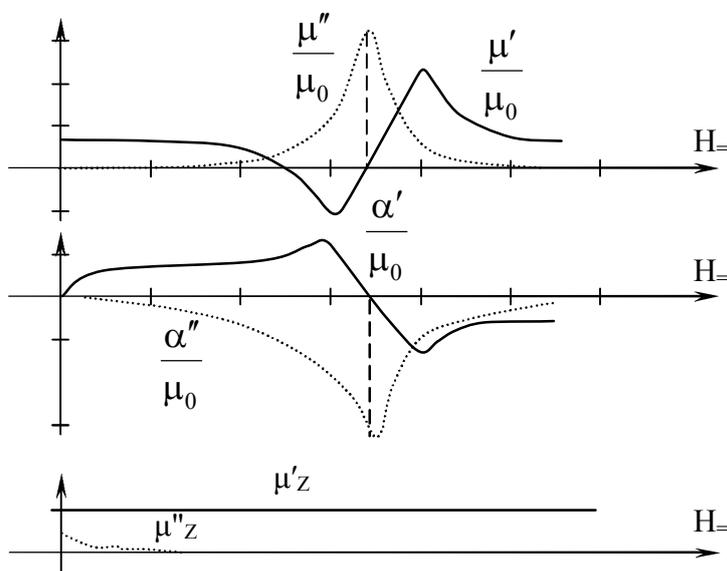


Рис. 2.68. Зависимость элементов тензора от величины подмагничивающего поля

Из рис. 2.68 видно, что в отсутствии подмагничивания $\vec{H}_= = 0$ феррит имеет тензор магнитной проницаемости с элементами:

$$\begin{aligned} \mu' &= \mu'_z = 1, \\ \mu'' &= \mu''_z = 0, \\ \alpha' &= \alpha'' = 0. \end{aligned}$$

Таким образом, феррит в этом случае представляет собой изотропную среду с магнитной проницаемостью $\mu = \mu_0$. Предположим, что подмагничивающее поле направлено вдоль оси OZ , тогда можем записать:

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \vec{H} &= j\omega\epsilon\vec{E}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -j\omega\vec{H}.\end{aligned}$$

Первое уравнение может быть записано в виде:

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= j\omega\epsilon E_x, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= j\omega\epsilon E_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= j\omega\epsilon E_z.\end{aligned}\tag{2.53}$$

А второе – с учетом выражений (2.50) и (2.51) в виде:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -j\omega(\mu H_x - j\alpha H_y), \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -j\omega(\mu H_x + \mu H_y), \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -j\omega\mu_z H_z.\end{aligned}\tag{2.54}$$

Волны, распространяющиеся в безграничной ферритовой среде и удовлетворяющие данным системам уравнений называются нормальными или собственными волнами ферритовой среды. Поскольку среда однородна, в ней возможно существование плоских волн, распространяющихся в произвольных направлениях.

Распространение электромагнитных волн в продольно намагниченной ферритовой среде

Предположим, что электромагнитная волна распространяется в ферритовой среде в направлении, совпадающим с направлением подмагничивающего поля \vec{H}_0 , то есть среда намагничена продольно

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \beta z)}, \quad \vec{H} = \vec{H}_0 e^{j(\omega t - \beta z)}.$$

Будем считать поле поперечным и однородным, то есть $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$, $E_z = H_z = 0$.

Тогда $\vec{E} = (\vec{e}_x E_x + \vec{e}_y E_y) e^{j(\omega t - \beta z)}$, $\vec{H} = (\vec{e}_x H_x + \vec{e}_y H_y) e^{j(\omega t - \beta z)}$.

При этом из шести уравнений (2.53) и (2.54) останутся четыре. Подставляя эти соотношения в оставшиеся четыре уравнения

$$\begin{aligned} \beta H_y &= \omega \varepsilon E_x; & \beta E_y &= -\omega(\mu H_x - j\alpha H_y); \\ \beta H_x &= -\omega \varepsilon E_y; & \beta E_x &= \omega(j\alpha H_x + \mu H_y); \end{aligned}$$

и исключая из равенств E_x и E_y , получим уравнение $\beta^2 = \omega^2 \varepsilon(\mu \pm \alpha)$, решение которого имеет вид: $\beta_+ = \omega \sqrt{\varepsilon(\mu + \alpha)}$, $\beta_- = \omega \sqrt{\varepsilon(\mu - \alpha)}$. Это означает, что в направлении оси z могут распространяться независимо друг от друга две плоские волны, имеющие разные постоянные распространения и разные составляющие полей. Для каждой из этих волн ферритовая среда имеет соответственно магнитные проницаемости

$$\mu_+ = \mu + \alpha, \quad \mu_- = \mu - \alpha,$$

называемые эффективными магнитными проницаемостями.

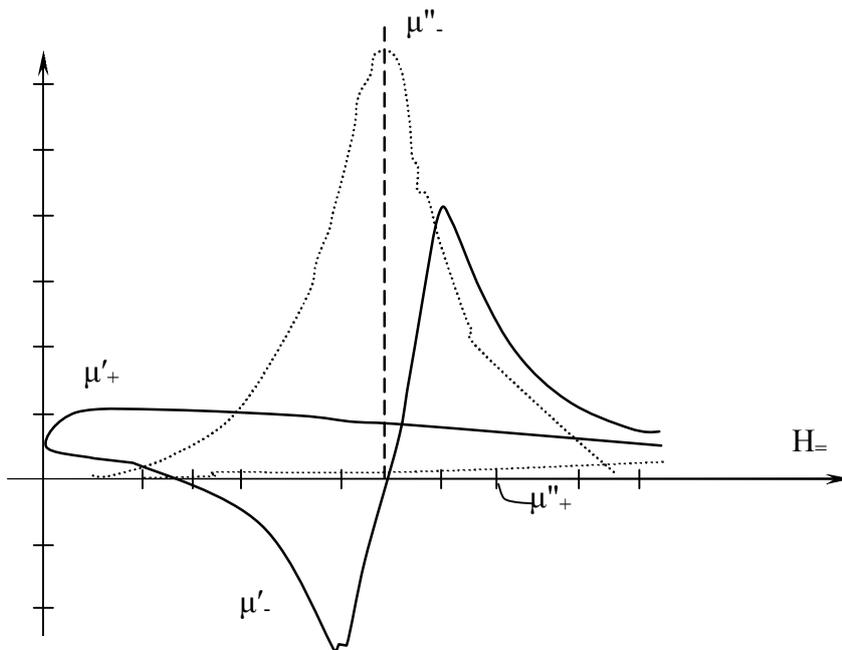


Рис. 2.69. Эффективные магнитные проницаемости для продольно намагниченной среды

Составляющие магнитного поля могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} H_y &= jH_x \text{äëÿ } \beta_+, \\ H_y &= -jH_x \text{äëÿ } \beta_- \end{aligned}$$

Эти соотношения показывают, что нормальные волны в продольно намагниченном феррите имеют в поперечной плоскости круговую поляризацию магнитного поля \vec{H} .

Эффект Фарадея

Предположим, что на «входе» среды поляризация магнитного поля линейная, тогда ее можно представить в виде суперпозиции двух составляющих, имеющих круговую поляризацию:

$$\vec{H}(0) = \vec{e}_x H(0) = \frac{1}{2} \vec{H}^+(0) + \frac{1}{2} \vec{H}^-(0).$$

Скорость распространения этих волн различна, поскольку

$$\delta_+ = \frac{1}{\sqrt{\mu_+ \varepsilon}}, \quad \delta_- = \frac{1}{\sqrt{\mu_- \varepsilon}}.$$

На расстоянии l от «входа» будем иметь:

$$\begin{aligned} \vec{H}(l) &= \frac{1}{2} \vec{H}^+(l) + \frac{1}{2} \vec{H}^-(l), \\ \vec{H}(l) &= \frac{1}{2} H_0 (\vec{e}_x + j\vec{e}_y) e^{-j\beta_+ l} + \frac{1}{2} H_0 (\vec{e}_x + j\vec{e}_y) e^{-j\beta_- l} = \\ &= H_0 \left[\vec{e}_x \frac{e^{-j\beta_+ l} + e^{-j\beta_- l}}{2} + \vec{e}_y \frac{e^{-j\beta_+ l} + e^{-j\beta_- l}}{2j} \right] = \\ &= H_0 e^{-j\beta_0 l} \left[\vec{e}_x \cos \frac{\beta_+ - \beta_-}{2} l + \vec{e}_y \sin \frac{\beta_+ - \beta_-}{2} l \right], \end{aligned}$$

где $\beta_0 = \frac{\beta_+ + \beta_-}{2}$.

Таким образом, на «выходе» такой среды вектор напряженности магнитного поля повернется на некоторый угол, величина которого определится длиной пути распространения l :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{H_y}{H_x} = \operatorname{tg} \frac{\beta_+ - \beta_-}{2},$$

$$\theta = \frac{\beta_+ - \beta_-}{2}.$$

То есть линейно поляризованная волна в продольном намагниченном феррите распространяется с вращением плоскости поляризации. Это явление называется эффектом Фарадея, коэффициент

$R = \frac{\beta_+ - \beta_-}{2} = \frac{\omega\sqrt{\varepsilon}}{2}(\sqrt{\mu + \alpha} - \sqrt{\mu - \alpha})$ называется постоянной Фарадея, а среда называется гиротропной.

Продольный феррорезонанс

Для продольно намагниченной среды $\mu = \mu' - j\mu''$. Записывая выражение для постоянной распространения $\beta = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} = \omega\sqrt{\varepsilon(\mu' - j\mu'')} = \beta' - j\beta''$, получим:

$$\beta' = \omega \sqrt{\frac{\mu'\varepsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\mu''}{\mu'}\right)^2} + 1 \right)},$$

$$\beta'' = \omega \sqrt{\frac{\mu'\varepsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\mu''}{\mu'}\right)^2} - 1 \right)}.$$

Из рис.2.69. видно, что некотором значении подмагничивающего поля возникает явление резкого поглощения энергии левовращающейся волны. Это явление (H_-^0) носит название продольного ферромагнитного резонанса. Частота колебаний, на которой имеет место феррорезонанс, через резонансное значение поля:

$$f^0 = \gamma H_-^0, \quad \gamma = 0.035 \text{ МГц}/(\alpha \cdot \text{м}^{-1}).$$

Эффект смещения поля

При некотором значении поля H_- эффективная магнитная проницаемость $\mu_- < 0$. Поэтому даже при отсутствии потерь волна с левовращающейся поляризацией в феррите не распространяется. Если феррит имеет конечные

размеры, то электромагнитное поле с левовращающейся поляризацией вытесняется из него.

Распространение электромагнитных волн в поперечно намагниченной ферритовой среде

Если постоянное магнитное поле направлено ортогонально направлению распространения волны (вдоль оси OZ) то есть $\vec{H}_0 = \vec{e}_y H_0$, то векторы поля могут быть записаны в виде: $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \beta z)}$, $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{j(\omega t - \beta z)}$.

При этом выражения (2.53) и (2.54) с учетом (2.52) могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\epsilon E_x, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\epsilon E_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\epsilon E_z. \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega(\mu H_x + j\alpha H_z), \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = -j\omega\mu_y H_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega(-j\alpha H_x + \mu H_z). \end{cases}$$

Полагая как и прежде $\vec{E} = \vec{e}_y E_y$, $E_x = E_z = 0$, и считая волну однородной в поперечном направлении $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$, получим:

$$\begin{aligned} \beta H_x &= -\omega\epsilon E_y, \\ \beta E_y &= -\omega(\mu H_x + j\alpha H_z), \\ \mu H_z &= j\alpha H_x, \\ H_y &= 0 \end{aligned}$$

Явления в продольно намагниченной ферритовой среде

При распространении электромагнитных волн в продольно намагниченной ферритовой среде происходят следующие явления:

1. Эффект Фарадея. Эффект заключается в том что волны круговой поляризации с левым и правым вращением имеют разные постоянные распространения. Это приводит к тому, что линейно поляризованная волна в продольно намагниченном феррите распространяется с вращением поляризации.

$$R = \frac{\beta_+ - \beta_-}{2} = \frac{\omega\sqrt{\epsilon}}{2} (\sqrt{\mu + \alpha} - \sqrt{\mu - \alpha}).$$

Величина, выражающая угол поворота плоскости поляризации на единицу длины пути, называется постоянной Фарадея, а среды, в которых проявляется эффект Фарадея гиротропной.

Угол поворота плоскости поляризации зависит от направления распространения волны. То есть эффект Фарадея не взаимен, поле в намагниченном феррите не удовлетворяет теории взаимности.

2. Продольный феррорезонанс. При распространении правовращающейся волны в продольно намагниченном феррите затухание отсутствует. Левовращающаяся волна имеет сильное затухание. Явление резкого поглощения энергии левовращающейся волны носит название продольного ферромагнитного резонанса. Частота колебаний, при которой имеет место феррорезонанс, определяется по формуле $f^0 = \gamma N_-^0$, где $\gamma = 0.035$ МГц/($\alpha \cdot \text{м}^{-1}$).

3. Эффект смещения поля. При некоторых значениях постоянного поля эффективная магнитная проницаемость для волны с левым вращением отрицательна. Поэтому даже при отсутствии потерь волна в феррите не распространяется, т.к. действительная величина постоянной распространения становится мнимой величиной. Если феррит имеет конечные размеры, то электромагнитное поле с левовращающейся поляризацией вытесняется из него. Волна же с правовращающейся поляризацией поля распространяется в феррите обычным образом.

Явления в поперечно намагниченной ферритовой среде

В данном случае рассматривают также два типа волн – необыкновенную, у которой направление вектора E совпадает с направлением подмагничивания и обыкновенную, когда вектор E направлен перпендикулярно направлению подмагничивающего поля.

1. Эффект двойного лучепреломления. Необыкновенная и обыкновенная волны имеют различные коэффициенты распространения. Это приводит к тому, что при распространении меняется поляризация электрического поля.

2. Поперечный ферромагнитный резонанс. Поперечным ферромагнитным резонансом – называется явление резкого поглощения энергии необыкновенной волны в поперечно намагниченном феррите.

3. Смещение поля. При некоторых значениях подмагничивающего поля постоянные распространения необыкновенной волны является мнимой величиной и процесса распространения электромагнитной волны нет. Если бы феррит имел ограниченные размеры, то распространяющаяся волна могла существовать только вне феррита, то есть имел бы место эффект смещения поля.

Ферритовые фазовращатели

Фазовращатель – это четырехполюсное устройство, создающее некоторый фазовый сдвиг поля на выходе относительно поля на входе. Существуют плавные и дискретные фазовращатели.

Фазовращатели могут быть взаимными и невзаимными. Во взаимном фазовращателе приращение фазы, даваемое им, не зависит от направления передачи мощности

$$S_{12} = |S_{12}| e^{j\varphi_{12}} = S_{21},$$

$$|S_{12}| = |S_{21}|.$$

Для невзаимного фазовращателя $\varphi_{12} \neq \varphi_{21}$.

Вентили

Вентили – это невзаимное четырехполюсное устройство, пропускающее без потерь электромагнитную волну в прямом направлении и поглощающее ее в обратном.

Матрица рассеяния идеального вентиля имеет вид:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Неидеальный вентиль характеризуется значением прямых потерь:

$$L_{\tau\delta} = 20 \lg |S_{21}|, \quad \text{дБ}$$

а также значением обратных потерь:

$$L_{\tau\delta} = 20 \lg |S_{12}|, \quad \text{дБ}$$

Разность этих величин определяет так называемое вентильное отношение:

$$B = L_{\dot{\gamma} \delta} - L_{\dot{\gamma} \acute{\alpha} \delta} = 20 \lg \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right|$$

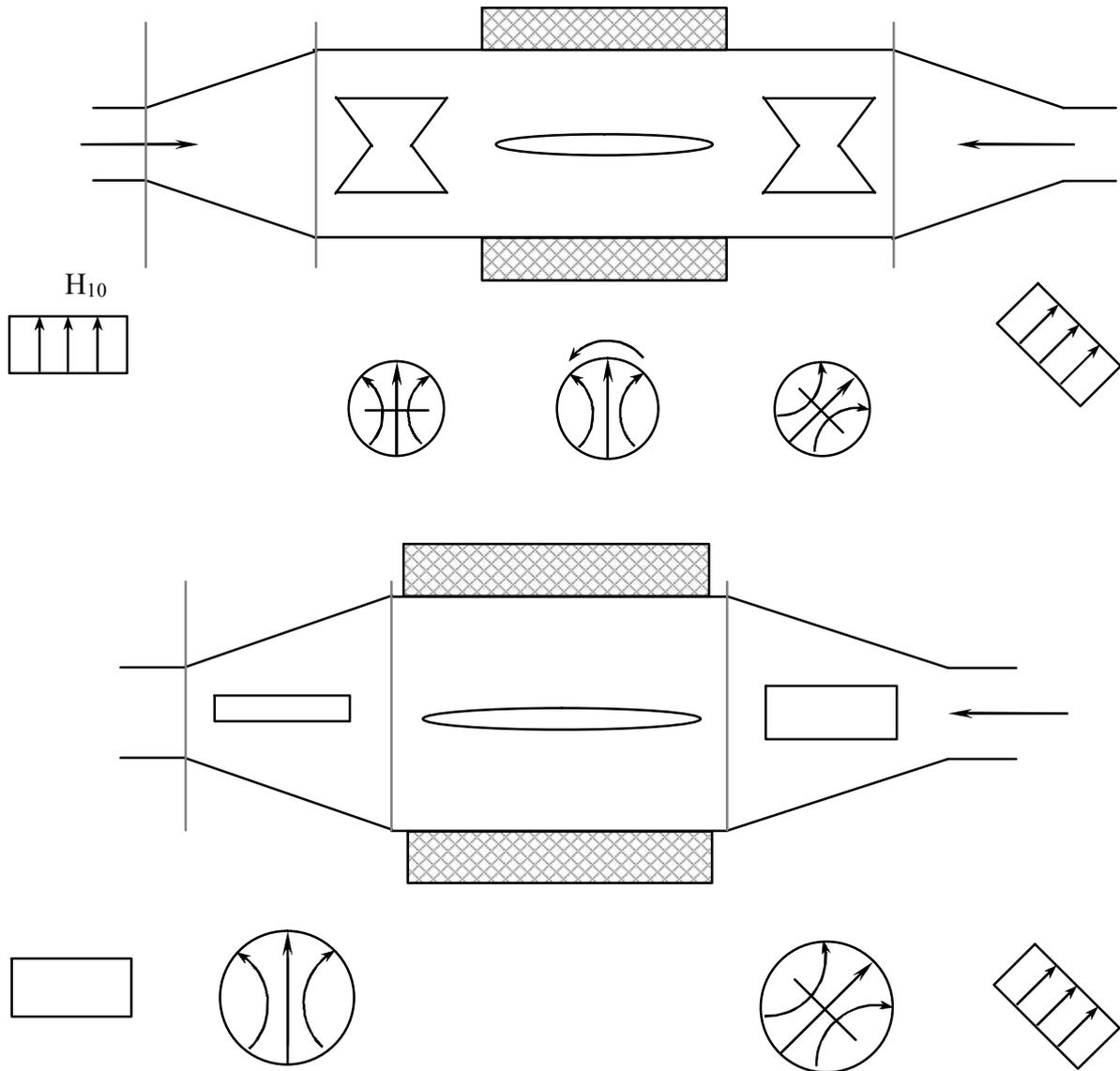


Рис. 2.70. Принцип работы вентиля на эффекте Фарадея

Циркуляторы

Циркулятор представляет собой невзаимное многополюсное устройство, характеризуемое, тем что при подаче энергии на один из входов она проходит на соседние.

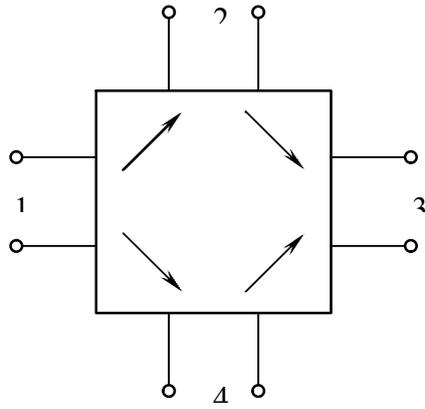


Рис. 2.71. Схематическое изображение работы циркулятора

Матрица рассеяния циркулятора, показанного на рис. 2.71 будет иметь вид:

$$S = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

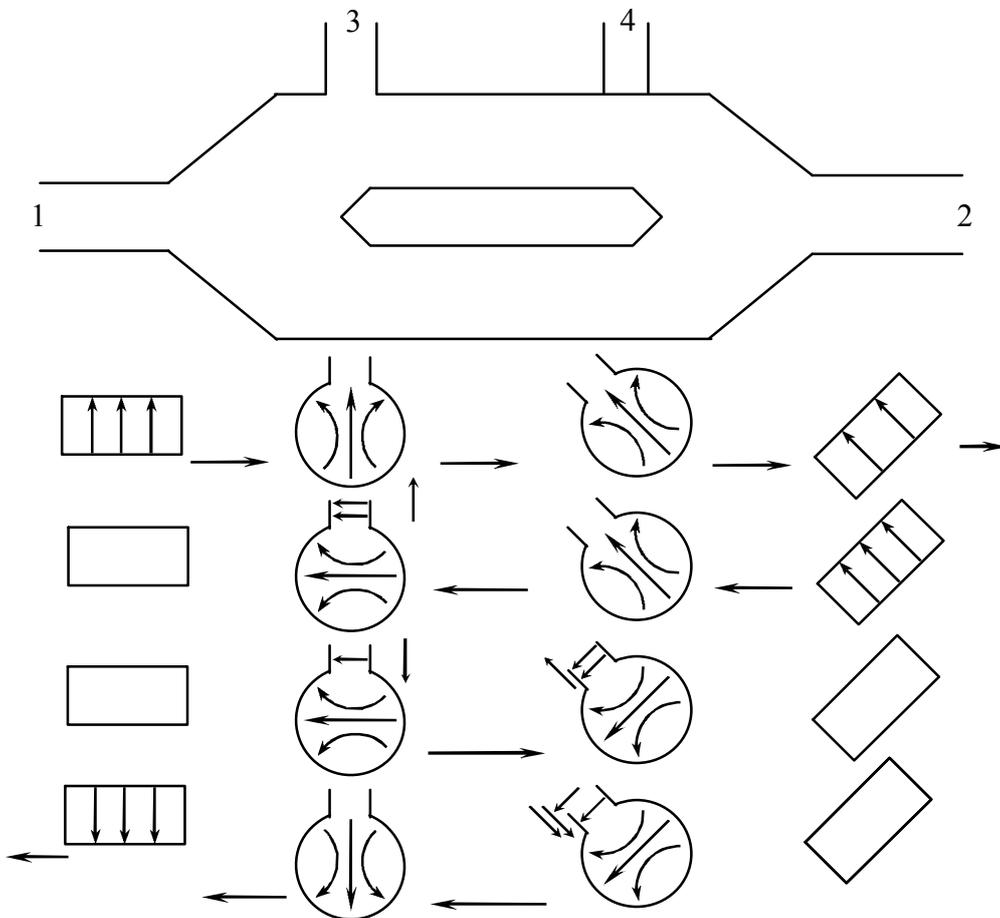


Рис. 2.72. К объяснению принципа работы циркулятора на эффекте Фарадея

Регулируемые аттенюаторы

Регулируемый аттенюатор, использующий эффект Фарадея, состоит из ферритового элемента в круговом волноводе с выходными поглощающими пластинами, расположенными под углом 90° друг к другу. При наложении магнитного поля вносимые потери снижаются до минимума, который наступает, когда угол вращения равен 90° . На рис. 2.73. показан аттенюатор вентиль, управляемый по току, наряду с некоторыми изолирующими свойствами создает регулируемое затухание для сигналов сверхвысоких частот, распространяющихся в одном направлении.

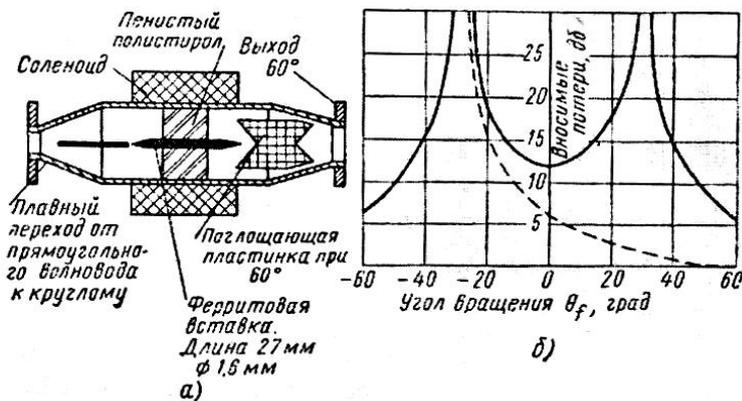


Рис. 2.73. Аттенюатор-изолятор

Если угол φ – между входным и выходным волноводами, то прямые потери, выраженные в децибелах составят $L_f = 20 \lg \sec(\varphi - \theta_F)$. Тогда как обратные потери будут $L_b = 20 \lg \sec(\varphi + \theta_F)$. Общие потери для сигнала, проходящего устройство дважды, по одному разу в каждом направлении

$$L_f + L_b = 20 \lg [\sec(\varphi - \theta_F) \sec(\varphi + \theta_F)]$$

Эта теоритическая характеристика показана на рис. 2.73, б для $\varphi = 60^\circ$. При изменении θ_F от $+44^\circ$ до -30° прямые потери возрастают от 0,3 дБ до бесконечности.

Переключатели

Переключатели используются в СВЧ для изменения направления постоянного магнитного поля. Рассмотрим несколько применений переключателей.

В схеме переключателя на два направления рис. 2.74. плечу 1 переключателя подключают источник электромагнитной энергии Γ , а к плечам 2 и 4

нагрузки. При одном направлении подмагничивающего поля передача энергии идет из плеча 1 в плечо 2. При изменении направления подмагничивающего поля передача поля идет из плеча 1 в плечо 4. Так в фазовых переключателях подмагничивающее поле имеет не большую величину, то переключение можно осуществлять с большой скоростью.

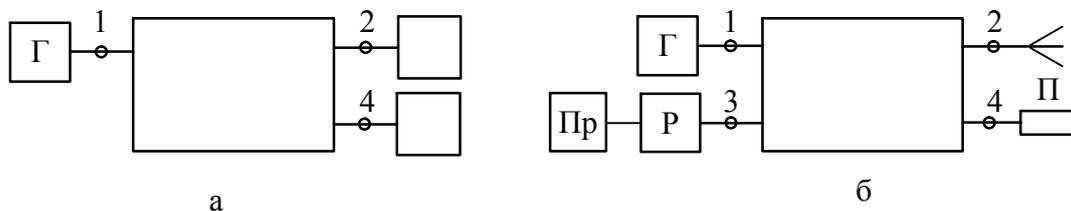


Рис. 2.74. Коммутатор на основе циркулятора:
а – схема включения; б – антенный переключатель

Антенный переключатель схемотехнически показан на рис. 2.74, б. Направление магнитного поля имеет последовательность 1-2-3-4. В режиме передачи сигналов от генератора Г, подключенного к плечу 1, попадает в антенну, подключенную к плечу 2. В режиме приема сигнала с антенны электромагнитная энергия попадает к приемнику подключенному к плечу 3 и не поступает к генератору. К плечу 4 подключается поглощающая нагрузка П, которая поглощает остатки энергии.

Полупроводниковые диоды в СВЧ диапазоне

Основными параметрами полупроводниковых диодов в диапазоне СВЧ является: Критическая частота $f_{кр}$, время прерключения τ , коэффициент качества К, емкость С, прямое и обратное сопротивление $R_{пр}$, $R_{об}$, пробивное напряжение $U_{пр}$, максимально допустимый ток $J_{пр.макс}$, обратный ток $J_{обр}$, максимально допустимый уровень импульсной мощности $P_{макс}$, максимально допустимая мощность рассеяния $P_{макс}$, максимальное обратное напряжение $U_{обр.макс}$, Критическая частота $f_{кр}$ является обобщенным параметром диода. Она равна рабочей частоте, на которой коэффициент качества диода равен единице.

$$f_{эд} = \frac{1}{2\pi C \sqrt{R_{г\delta} R_{г\delta\delta}}} = f \sqrt{K}.$$

Коэффициент качества, или качество диода, К характеризует эффективность переключающих свойств диода:

$$K = \frac{1}{\omega^2 C^2 R_{\gamma\delta} R_{i\alpha\delta}}$$

Максимально допустимая мощность $P_{\text{макс}}$ определяется электрическим пробоем перехода кристалла полупроводника, его нагревом, выделяющемся на нем СВЧ мощностью.

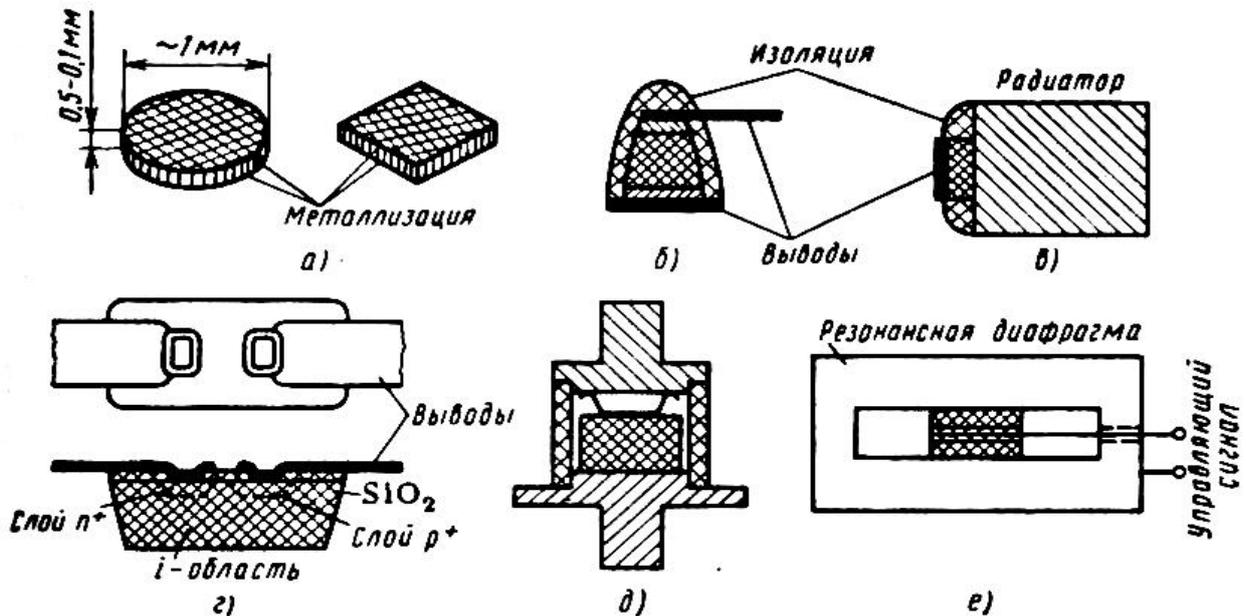


Рис. 2.75. Разновидности p-i-n диодов:
 а, б – бескорпусные диоды; в – диод с металлическим радиатором;
 г – поверхностно ориентированный диод; д – в металлическом корпусе;
 е – двойной диод в резонансной диаграмме

Коммутационные диоды

Коммутационные диоды позволяют управлять прохождением колебаний в трактах СВЧ при импульсной мощности до 100 кВт и при средней мощности до 1 кВт. В наиболее распространенных p-i-n-диодах сильнолегированные торцевые p- и n-слои. Полупроводниковой пластинки разделены высокоомной областью с электропроводностью собственного типа (эту область обычно называют базой диода). Торцевые поверхности диода диаметром около 1 мм, прилегающие к p- и n-слоям, металлизуют и используют в качестве выводов. При нулевом или обратном напряжении Смещения на диоде контактные разности потенциалов p-i- и i-n-переходов препятствуют проникновению свободных носителей заряда из p- и n-областей в базу диода и диод обладает большим сопротивлением (единицы или десятки кОм). Вследствие значительной толщины базы (несколько сотен микрон) диод оказывает-

ся инерционным элементом. При подаче колебаний СВЧ на закрытый р-і-п-диод не наблюдается эффекта выпрямления, так как за положительный полупериод колебаний в базе диода не успевают накопить свободные носители заряда.

Инерционность р-і-п-диодов ограничивает их быстродействие по управлению. Время включения диода, определяемое скоростью заполнения і-слоя носителями заряда, составляет 0,1 – 1 мкс. Время перехода диода в закрытое состояние, обусловленное вытягиванием запасенного заряда из і-слоя, значительно больше. Изготавливают такие диоды из монокристаллического кремния методом диффузии примесей или их внесением методом ионной бомбардировки. Примеры конструктивного оформления р-і-п-диодов показаны на рис. 2.75.

Схемы отражательных и проходных дискретных фазовращателей на коммутационных диодах

Среди полупроводниковых фазовращателей различают проходные и отражательные фазовращатели. Фазовращатель отражательного типа состоит из развязывающего устройства и отражательных ячеек. Развязывающее устройство, функцию которого может выполнять циркулятор, 3-децибелный НО или мостовое соединение, предназначено для разделения падающей и отраженной волны от отражательной ячейки. Последняя представляет собой линейный согласованный по входу двухполюсник, в котором воздействие управляющего сигнала на р-і-п-диоды приводит к дискретному изменению фазы отраженной электромагнитной волны. В данном случае ключ, который последовательно или параллельно включен в полосковую линию передачи, представляют собой выключатель, имеющий два различных состояния, в одном из которых он является пропускающим, а во втором отражающим.

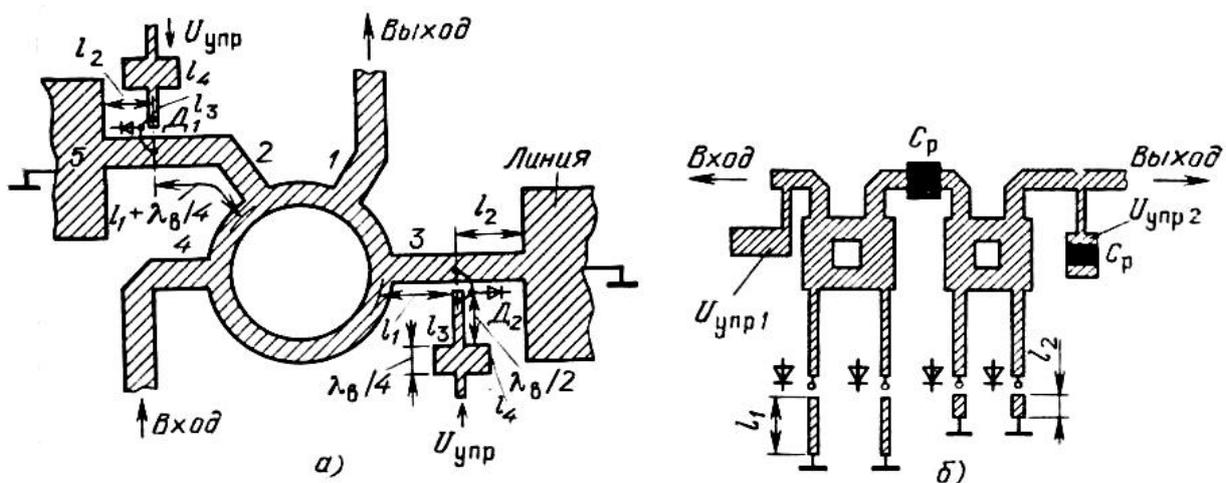


Рис. 2.76. Фазовращатели отражательного типа:
а – на базе мостового устройства; б – на базе направленных ответвителей

На рис. 2.76, а. приведена топологическая схема полоскового фазовращателя отражательного типа. Для разделения падающей и отраженных волн в нем использован кольцевой мост. Входной сигнал, поступающий в плечо 4, отражаясь от плеч 2 и 3 (либо от плоскости включения диодов, либо от заземленных плоскостей а зависимости от состояния переключающих диодов – режима «Запираания» или «Пропускаания»), проходит в плечо 1. При изменении состояния диодов D_4 и D_2 под действием управляющего сигнала фазовый сдвиг выходного сигнала изменяется дискретно назначение, соответствующее удвоенной длине l_2 . Дополнительный отрезок $\lambda/4$ в плече 2 обеспечивает синфазность отраженных сигналов в плечах 2 и 3 и суммирование их в плече 1. Напряжение смещения к диодам подводится через фильтр, состоящий из полуволновой линии l_3 с большим сопротивлением (100 Ом), и четвертьволновые линии l с малым волновым сопротивлением (10 Ом), обеспечивающие малое сопротивление в области подключения диодов D_1 и D_2 . По-существу, диоды работают, как выключатели, а изменение фазы определяется различием в расположении фактического короткозамыкателя в линии и короткого замыкания в области диода.

На рис. 2.76, б. представлена схема фазовращателя с использованием двухшлейфных 3-децибельных НО. Длины короткозамкнутых шлейфов l_1 и l_2 выбраны из условия 180° и 90° фазовых сдвигов. В фазовращателе изменяются плоскости отражения в зависимости от того, какая пара диодов работает в режиме «Пропускаания» или «Запираания»; при этом обеспечиваются дискретные изменения $0^\circ-90^\circ-180^\circ-270^\circ$.

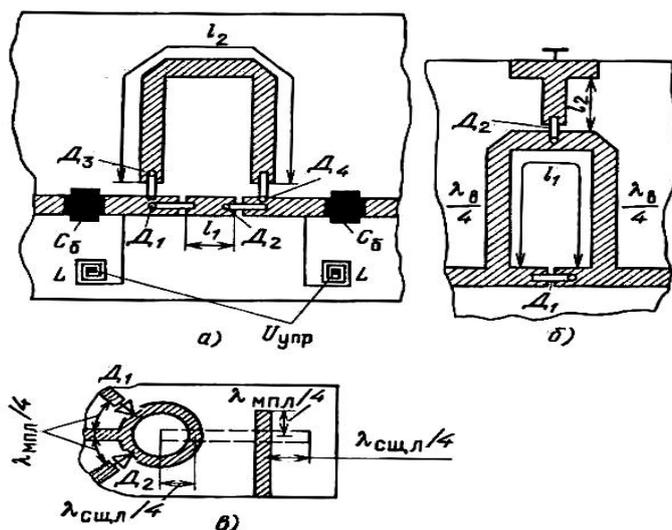


Рис. 2.77. Фазовращатели проходного типа: а – с четырьмя диодами; б и в – с двумя диодами

Прходной фазовращатель с меньшим числом диодов схмотехнически представлен на рис. 2.77, б. Длина канала задержки l_1 выбирается из условия получения требуемого изменения фазы $\Delta\varphi$. Например для $\Delta\varphi = 180^\circ$ $l_1 = \lambda_B/2$

длина короткозамкнутого шлейфа l_2 равна нулю. Когда диоды D_1 и D_2 открыты СВЧ сигнал распространяется по опорному каналу, а канал задержки образует два короткозамкнутых четвертьволновых шлейфа, не влияющих на прохождение сигнала по опорному каналу. Когда диоды D_1 и D_2 заперты, СВЧ сигнал распространяется по каналу задержки.

Устройства СВЧ использующие варакторные диоды

В настоящее время для быстродействующих переключателей СВЧ применяются емкости специальных диодов – варакторов (варикапов). Характеристиками СВЧ быстродействия переключателей определяется параметрами параметрического диода (ПД) – диода с управляемой емкостью (варикапа). Эквивалентная схема показана на рис. 2.77, где $C(u) = dq/d_u$ – барьерная дифференциальная емкость р-п перехода; q – заряд на емкости; r_n – последовательное сопротивление потерь диода; $C_{кор}$ – емкость контура; L_B – индуктивность выводов. Примерная зависимость барьерной емкости $C(u)$ от напряжения u на р-п переходе, для чего от специального источника напряжения на него подается отрицательное смещение $U_{см}$.

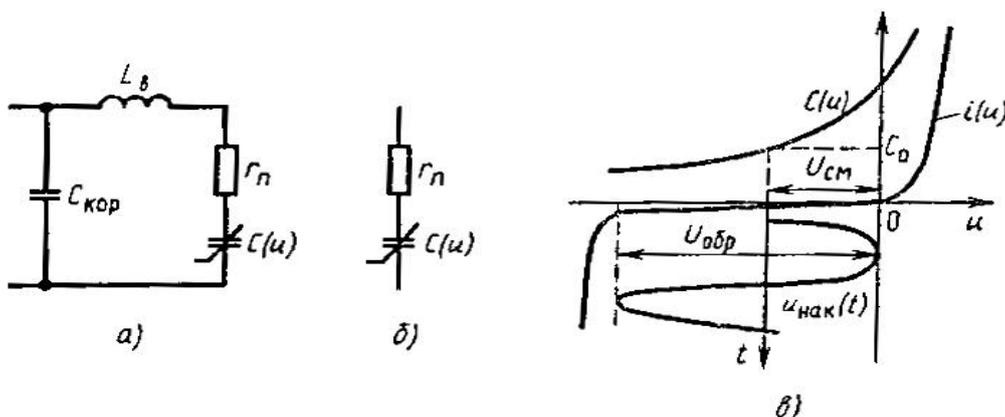


Рис. 2.78. Полная (а), упрощенная (б) эквивалентные схемы. Вольтамперная и вольт-фарадная характеристики (в) параметрического диода

Барьерная емкость зависит от напряжения на переходе нелинейно:

$$\tilde{N}_{(u)} = C(0)^n \sqrt{\frac{\Phi_{\tilde{e}}}{\Phi_{\tilde{e}} - u}},$$

здесь $C(0)$ – барьерная емкость при $u = 0$; Φ_k – контактная разность потенциалов ($\Phi_k = 0,7$ В для кремния и 1.2 В для арсенида галлия); n -параметр, зависящий от типа перехода ($n = 3$ для диодов с плавным р-п переходом, $n = 3$ для диодов с резким переходом).

Наиболее широкое распространение получили диоды Шоттки из арсенида галлия. Емкость корпуса современных диодов снижена до $0.1 \dots 0.15$ пФ, а индуктивность выводов до 0.1 нГн. На рисунке представлены конструкции параметрических диодов.

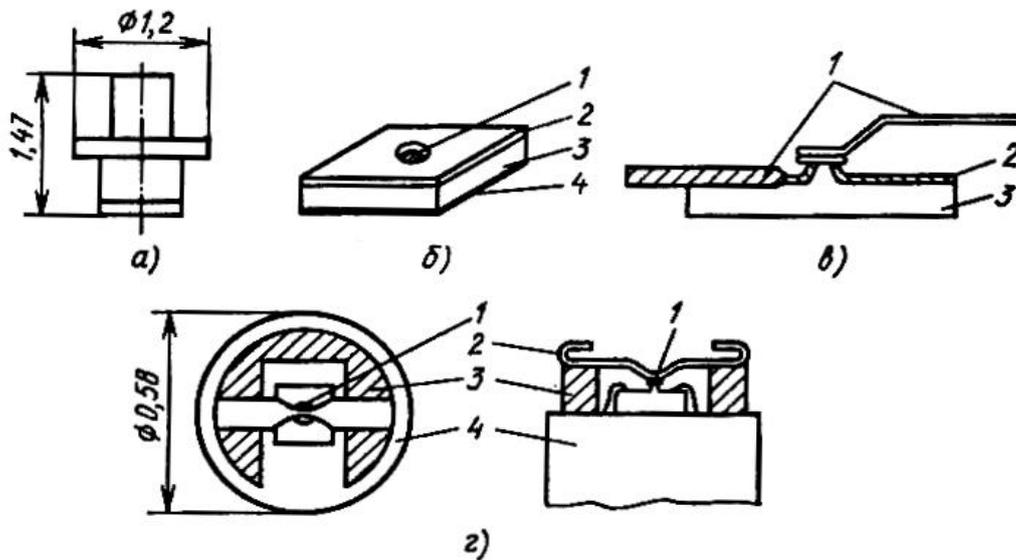


Рис. 2.79. Конструкции параметрических диодов

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задачей изучения студентами дисциплины устройства СВЧ и антенны является создание у студентов представлений о классе СВЧ устройств и антенн, предназначенном для передачи СВЧ сигналов в различных структурах, включая свободное пространство, о формировании полей излучения антенных систем. Поэтому основное внимание в конспекте лекций уделено расчету и измерению характеристик антенн СВЧ, изучению свойств линейных излучателей, рассмотрение которых позволяет понять особенности формирования полей излучения произвольной антенной. В результате изучения курса студенты должны получить представление об эскизных методах расчета наиболее широко используемых антенн, об основных характеристиках антенн, формах их представления и измерения.

Достаточно большой объем материала посвящен линейным излучающим структурам различного типа, на основе которых, а также на методе эквивалентного линейного излучателя у студентов появляется возможность изучения свойств антенн произвольного вида. Изложенная теория приемных антенн позволит применить знания, полученные при изучении антенн в режиме передачи к антеннам, выполняющим функции приема сигналов, рассчитать параметры разрабатываемых линий радиосвязи или радиолокации.

Наиболее общим подходом, использованным в курсе лекций при рассмотрении устройств СВЧ, является применение волновых матриц рассеяния. В конспекте показаны основные свойства матриц рассеяния, аргументирующие их широкое использование при рассмотрении устройств СВЧ.

Изучение данного теоретического курса должно быть подкреплено выполнением студентами лабораторных работ, где студенты должны овладеть практическими методами исследования СВЧ антенн и устройств, познакомиться с измерительной аппаратурой в области СВЧ диапазона.

В рамках изучения дисциплины Устройства СВЧ и антенны предусмотрен курсовой проект, направленный на эскизное проектирование какой либо антенны, в состав которой входит поиск аналогов разрабатываемой антенны в патентной и технической литературе, расчет СВЧ элемента, разработка методов измерения параметров рассчитываемой антенны.

Все эти элементы изучения дисциплины должны дать студентам необходимое представление об антеннах и устройствах СВЧ, познакомить их с существующим уровнем техники в данной области и подготовить к самостоятельному изучению дополнительных разделов в этой области.

Библиографический список

1. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. – М.: Энергия, 1975. – 528 с.
2. Шифрин М.С. Антенны. – М.: ВИРТА, 1976. – 407 с.
3. Бова Н.Т., Резников Г.Б. Антенны и устройства СВЧ. – Минск: Вища школа, 1977. – 260 с.
4. Сазонов Д.С., Гридин А.Н., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ. – М.: Высш. школа, 1981. – 295 с.
5. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высш. школа, 1988. – 432 с.
6. Неганов В.А., Яровой Г.П. Теория и применение устройств СВЧ. – М.: Радио и связь, 2006. – 720 с.
7. Устройства СВЧ и антенны / Д.И. Воскресенский, В.Л. Гостюхин, В.М. Максимов, Л.И. Пономарёв. – М.: Радиотехника, 2008. – 384 с.
8. Техническая электродинамика / Воскресенский Д.И., Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцов А.Д. М.: – Радио и связь, 2002. – 536 с.
9. Гостюхин В.М., Максимов В.М., Пономарев Л.И. Антенны и устройства СВЧ. – М., МАИ, 1999г., 526 с.
10. Тюрнев В.В. Теория цепей СВЧ. – Красноярск: КГТУ, 2003г. – 195 с.

Диапазоны радиочастот

Диапазоны радиочастот принято классифицировать по десятичному принципу. В таблице 1 приведены диапазоны частот и длин волн.

В литературе встречается и иное деление на диапазоны. Диапазон МВ называется УКВ – ультракороткими волнами; часто сверхвысокими частотами (СВЧ) называют интервал от 300 МГц до 30 ГГц, за рубежом используют термин микроволны (microwaves). Диапазон от 30 до 100 ГГц относят к крайне высоким частотам (КВЧ), а от 100 до 1000 ГГц – к гипервысоким частотам (ГВЧ). Весь диапазон КВЧ обычно делят на три интервала: 30 – 100 ГГц, 100 – 200 ГГц и более 200 ГГц. Гипервысокие частоты называют субмиллиметровыми.

Таблица 1

Диапазоны радиочастот

Радиочастоты		Радиоволны	
Название	диапазон	Название	диапазон
Крайне низкие (КНЧ)	3–30 Гц	Декамегаметровые	100 000–10 000 км
Сверхнизкие (СНЧ)	30–300 Гц	Мегаметровые	10 000–1 000 км
Инфранизкие (ИНЧ)	300–3000 Гц	Гектокилометровые	1000–100 км
Очень низкие (ОНЧ – VLF)	3–30 кГц	Мириаметровые	100–10 км
Низкие (НЧ – LF)	30–300 кГц	Километровые	10–1 км
Средние (СЧ – MF)	300–3000 кГц	Гектометровые	1000–100 м
Высокие (ВЧ – HF)	3–30 МГц	Декаметровые	100–10 м
Очень высокие (ОВЧ – VHF)	30–300 МГц	Метровые	10–1 м
Ультравысокие (УВЧ – UHF)	300–3000 МГц	Дециметровые	100–10 см
Сверхвысокие (СВЧ – SHF)	3–30 ГГц	Сантиметровые	10–1 см
Крайне высокие (КВЧ – EHF)	30–300 ГГц	Миллиметровые	10–1 мм
Гипервысокие (ГВЧ – NHF)	300–3000 ГГц	Децимиллиметровые	1–0,1 мм

За рубежом принято буквенное обозначение СВЧ диапазонов, причём используется несколько систем буквенных обозначений.

В таблице 2 приведена одна из наиболее распространённых старых (до 1970 г.) систем обозначения диапазонов, а в таблице 3 – новая система обозначений

Таблица 2

Буквенные обозначения диапазонов

Обозначение диапазона	Частота ГГц	Обозначение диапазона	Частота ГГц
J	0,35 – 0,53	Y	12,4 – 18,0
L	1,12 – 1,70	K	18,0 – 26,5
R	1,70 – 2,60	U	26,5 – 40,0

S	2,60 – 3,95	Q	33,0 – 50,0
H	3,95 – 5,85	M	50,0 – 75,0
C	5,85 – 8,20	E	60,0 – 90,0
W	7,05 – 10,0	F	90,0 – 140,0
X	8,20 – 12,4	G	140,0 – 220,0

В таблице 4 дано буквенное обозначение диапазонов КВЧ и ГВЧ.

Таблица 3

Новая система обозначения, принятая в США

Новое обозначение		Старое обозначение	
Буква	Частоты, ГГц	Буква	Частоты, ГГц
A	до 0,25	I	0,1 – 0,15
B	0,25 – 0,5	G	0,15 – 0,225
C	0,5 – 1,0	P	0,225 – 0,39
D	1,0 – 2,0	L	0,39 – 1,55
E	2,0 – 3,0	S	1,55 – 5,2
F	3,0 – 4,0	C	3,9 – 6,2
G	4,0 – 6,0	X	5,2 – 10,9
H	6,0 – 8,0	K	10,9 – 36,0
I	8,0 – 10,0	Q	36,0 – 46,0
J	10,0 – 20,0	V	46,0 – 56,0
K	20,0 – 40,0		
L	40,0 – 60,0		

Таблица 4

Буквенное обозначение диапазонов КВЧ и ГВЧ

Частота, ГГц	США 1980 г.	США	Англия	ФРГ	Watkins Johnson 1971 г.	TRG 1971 г.	Baytron 1975 г.	Hughes 1979 г.
		1960-1970 гг.						
26.5	K	K _a	Q	K _a	K _a	A	K _a	K _a
27.0								
33.0								
36.0								
40	L	mm	V	Q	K _a	B	B	Q
46								
50								
56								
60	M	mm	O	W	K _a	U	Q	V
75								
90								
100								
110					K _a	E	W	R
140								
170								
220								
260					K _a	F	N	T
325								
							D	Y

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	3
Модуль 1 Антенны	7
Раздел 1.1 История развития антенной техники и общая теория антенных устройств	7
Тема 1.1.1 История развития антенной техники и общая теория антенных устройств	7
Тема 1.1.2 Теория приёмных антенн	27
Раздел 1.2 Линейные излучающие системы	43
Тема 1.2.1 Линейные излучающие системы.....	43
Раздел 1.3 Синтез антенн. Широкополосные антенны	81
Тема 1.3.1 Синтез антенн. Широкополосные антенны.....	81
Раздел 1.4 Апертурные антенны	102
Тема 1.4.1 Апертурные антенны	102
Раздел 1.5 Сканирующие антенны	125
Тема 1.5.1 Сканирующие антенны.....	125
Модуль 2 СВЧ устройства	139
Раздел 2.1 Линии передачи сверхвысоких частот	139
Тема 2.1.1 Линии передачи сверхвысоких частот	139
Раздел 2.2 Матричная теория многополюсников СВЧ.....	163
Тема 2.2.1 Матричная теория многополюсников СВЧ	163
Раздел 2.3 Элементы и узлы СВЧ устройств	183
Тема 2.3.1 Элементы и узлы СВЧ устройств	183
Раздел 2.4 Фильтры СВЧ	206
Тема 2.4.1 Фильтры СВЧ.....	206
Раздел 2.5 Независимые устройства СВЧ и устройства с управляемыми характеристиками.....	222
Тема 2.5.1 Независимые устройства СВЧ и устройства с управляемыми характеристиками	222
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	240
Библиографический список.....	241
Приложение	242