

Հայ - Ռուսական Համալսարան

Մարտիրոսյան Անդրանիկ Արմենի

Շարժական կապի համուղղորդված անտեսաների մշակում և
հետազոտում

Անտեսախոսություն

տեսնիկական գիտությունների թեկնածուի գիտական

աստիճանի հայցման համար

Ե.12.01 – “Ռադիոտեսնիկա, ռադիոհաճախականային սարքավորումներ,
համակարգեր, տեսնուկագիտություն” մասնագիտությամբ

Գիտական ղեկավար՝

տ.գ.դ., պրոֆեսոր

Վ.Յ. Ավետիսյան

Երևան - 2018

Российско-Армянский Университет

Мартirosян Андраник Арменович

Разработка и исследование всенаправленных антенн для подвижной связи

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата технических наук

по специальности 05.12.01 – “Радиотехника, радиочастотные устройства,
системы, технологии”

Научный руководитель

д.т.н., профессор

В.Г. Аветисян

Ереван – 2018

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

.....5

ГЛАВА 1. ОБЗОР И СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЩЕЛЕВЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ
СТРУКТУР НА СВЧ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

§1. Подход к решению задачи излучения щели.....	11
§2. Волноводные щелевые излучающие структуры на основе прямоугольного волновода.....	17
§3. Коаксиальные щелевые излучающие структуры.....	26
§4. Сравнительный анализ щелевых излучающих СВЧ структур и постановка задачи.....	40
Выводы.....	..44
ГЛАВА 2. РАСЧЁТ, ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЧЕБЫШЕВСКОГО ВОЗБУДИТЕЛЯ ВОЛНЫ ОСНОВНОЙ МОДЫ КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА	
§1. Краткий обзор возбуждателей основной моды H_{11}^0 в круглом волноводе.....	46
§2. Расчёт ступенчатого возбуждателя моды H_{11}^0 в круглом волноводе.....	51
§3. Конструкции возбуждателя моды H_{11}^0 , вспомогательных узлов и их исследование.....	59
Выводы.....	..67
ГЛАВА 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ВЫРОЖДЕНИЯ МОДЫ H_{11}^0 В КРУГЛЫХ ВОЛНОВОДАХ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ ВСЕНАПРАВЛЕННЫХ АНТЕННЫХ ЩЕЛЕВЫХ СТРУКТУР	
§1. Теоретические основы явления поляризационного вырождения моды H_{11}^0 круглого волновода.....	68
§2. Принцип использования явления поляризационного вырождения моды H_{11}^0 для реализации всенаправленных излучающих структур круглого волновода.....	76

§3. Построение спаренных излучающих структур круглого волновода	83
Выводы	87
ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ АЗИМУТАЛЬНЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТЕЙ	
ЩЕЛЕВЫХ СТРУКТУР НА КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ С ВОЛНОЙ МОДЫ H_{11}^0	
§1. Исследования азимутальных диаграмм направленностей одноярусной щелевой структуры с фронтальной щелью и одноярусных спаренных щелевых структур	88
§2. Исследования азимутальных диаграмм направленностей двухярусной щелевой структуры с фронтальными щелями и двухярусных спаренных щелевых структур	93
§3. Исследования азимутальных диаграмм направленностей сочетания двухярусной щелевой структуры с фронтальными щелями и двухярусных спаренных щелевых структур с различными углами разноса между спаренными щелями	95
§4. Оценка некоторых параметров выбранного сочетания щелевых структур в качестве всенаправленной антенны СВЧ диапазона	98
Выводы	100
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	101
ЛИТЕРАТУРА	103

ВВЕДЕНИЕ

Теория щелевых излучателей начала развиваться в 40-х годах прошлого столетия. После второй мировой войны они нашли широкое практическое применение во многих радиотехнических системах гражданского и военного назначений. Антенны с щелевыми структурами (ЩС) применяются в телекоммуникационных системах и устройствах, системах радиолокации и радионавигации СВЧ диапазонов. Широта их применения обусловлена простотой изготовления и удобством использования в ряде практических задач связи различного назначения [1 - 4]. Например, для обеспечения связи с воздушным судном, ЩС прорезаются прямо на обшивке самолета, не ухудшая его аэродинамических характеристик. Указанная особенность имеет особенно большое значение при переходе к большим скоростям полета в пределах земной атмосферы. Щелевые антенны применяются в качестве облучателей зеркальных антенн в виде параболоидов вращения. В составе многоэлементной линейной системы щелей они используются в качестве облучателей зеркальных параболических цилиндров. Вместе с этим щелевые излучатели в виде волноводно-щелевых антенн используются при построении антенных остронаправленных решеток радиолокационных и радионавигационных систем. При этом с изменением сдвига фаз поля между соседними щелями осуществляется возможность управления лучом диаграммы направленности решетки. Такое изменение фазы возбуждения между щелями реализуется, например, качанием частоты их возбуждения, что приводит качанию луча решетки в обозреваемом пространстве. Благодаря простоте реализации, ЩС на коаксиальных волноводах могут выполнять роль антенн базовых станций подвижной связи различного предназначения, будь то различного рода охранные системы, транспортные службы и т.д. Во всех случаях подвижной воздушной и наземной связи существенен вопрос всенаправленности щелевых

антенн при осуществлении связи с объектом, азимутальные координаты которого могут быть в любом из направлений в пределах от 0° до 360° [5 - 8].

При конструировании таких антенн большое внимание уделяется вопросам надежности их работы в естественных условиях (влажность, температура, ветер) и вопросу их дешевизны. Настоящая работа посвящена разработке и исследованию излучающих всенаправленных ЩС на основе круглой волноводной СВЧ линии. При этом сделана попытка решения вышеперечисленных вопросов, возникающих в процессе их конструирования и изготовления.

Актуальность проблемы

В современных условиях интенсивного повышения обмена информацией неопределима роль сетей подвижной связи различного назначения, предназначенных для мобильной связи между людьми, для охраны объектов и т.д. Огромное количество таких сетей требует наличия простых и недорогих антенн, параметры которых устойчивы к воздействиям окружающей среды. Отсюда следует и актуальность решения проблемы создания таких антенн с вышеотмеченными параметрами.

Цель диссертационной работы – создание относительно простой и дешевой в изготовлении, надежной в работе при естественных условиях всенаправленной щелевой антенны СВЧ диапазона для сетей подвижной связи.

Научная новизна.

1. Разработаны возбуждатель волны основной моды в круглом волноводе в виде трехступенчатого овального перехода от прямоугольного волновода с волной его основной моды и согласованная нагрузка с поглощающими прутками для проводимых в работе исследований.
2. Предложена необычная щелевая приемо-передающая структура со спаренными щелями в поперечном сечении круглого волновода в режиме его работы на основной моде.
3. Исследованы азимутальные диаграммы направленностей одноярусных и двухярусных различных предложенных щелевых структур, отличающихся углом разноса средин спаренных щелей.
4. Предложено устройство щелевой антенны, построенной на сочетании двухярусной щелевой структуры с противоположными фронтальными щелями и двух структур со спаренными противоположными щелями с отличающимися

в парах углами разноса щелей, обладающей перепадом уровней в азимутальной диаграмме направленности менее 3дБ .

Методы исследования. Для решения поставленной задачи в диссертационной работе использованы методы теории электродинамики, методы расчета и техники построения СВЧ узлов и устройств, а также метод антенных измерений по дальнему полю.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Проектирование и построение возбuditеля волны основной моды в круглом волноводе и согласованной нагрузки с ферроэпоксидными поглощающими прутками.
2. Обоснование использования явления поляризационного вырождения для построения предложенных щелевых структур со спаренными щелями в поперечном сечении круглого волновода в режиме его работы на основной моде.
3. Обоснование возможности синтеза всенаправленной азимутальной диаграммы направленности посредством применения щелевых структур со спаренными щелями.
4. Метод построения всенаправленной приемо-передающей щелевой антенны на круглом волноводе путем сочетания двухъярусной щелевой структуры с противоположными фронтальными щелями и двухъярусных структур со спаренными противоположными щелями с отличающимися углами разноса щелей в паре.
5. Результаты экспериментального исследования щелевых антенн на круглом волноводе, являющихся сочетанием различных щелевых структур.

Апробация диссертационной работы. Основные положения и результаты работы представлены на:

- годичной 11-ой научной конференции Российско-Армянского университета (РАУ, Ереван, декабрь 2016г.)
- совместных научных семинарах Ереванского НИИ средств связи и базовой кафедры “Телекоммуникации” Российско-Армянского университета.

Публикации. По теме диссертации опубликованы пять научных работ, в том числе один патент на изобретение.

Практическая ценность. Огромное количество систем подвижной связи различного назначения для оказания разного рода услуг (охрана объектов, скорая

помощь, служба такси и т.д) требует наличия в их базовых станциях простых и недорогих антенн, параметры которых устойчивы к воздействиям окружающей среды. Разработанные в диссертации щелевые антенны открывают возможности снижения стоимости и повышения надежности работы таких систем телекоммуникаций.

Внедрение результатов работы. Разработанные и изготовленные устройства внедрены и используются в лабораторно-демонстрационном оборудовании Учебного Центра Ереванского НИИ средств связи для проведения учебных курсов по дисциплинам «Физические основы техники СВЧ» и «Антенно-фидерные устройства».

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой научной литературы из 62 наименований. Общий объем диссертации составляет 107 страниц, включая 71 рисунок. Диссертация написана на русском языке.

Во введении приведены сведения о щелевых антеннах, применяемых в радиотехнических системах связи, радиолокации и радионавигации. Отмечены основные требования при конструировании щелевых антенн и направление работ, выполненных по теме представленной диссертации, обосновывается актуальность ее темы, сформулирована конкретная цель диссертационной работы, научная новизна, выносимые на защиту научные положения, практическая ценность выполненной работы и примененные методы исследования при ее выполнении.

В первой главе приведен общий подход к решению задачи излучения щели с применением принципа двойственности уравнений электродинамики. Выполнен краткий обзор по щелевым антеннам на основе различных линий передачи. Проведен их сравнительный анализ с точки зрения применения таких антенн в сетях подвижной связи по признакам поляризации излучаемой волны и степени обеспечения всенаправленности в азимутальной плоскости. Выполнен анализ конструктивных особенностей щелевых антенных систем такого рода и обозначена постановка задачи, решаемой в данной диссертационной работе, а именно: формирование и возбуждение относительно простых щелевых антенн на основе волновода круглого сечения с достаточной всенаправленностью их излучения в азимутальной плоскости при вертикальной поляризации волны.

Во второй главе разрабатываются вспомогательные узлы для выполнения намеченных исследований. Для этого выполнен краткий обзор возбудителей моды

H_{11}^0 в круглом волноводе, их анализ и выбор типа возбудителя. Приведен метод проектирования возбудителя со ступенчатым переходом от прямоугольного волновода с модой H_{10} к круглому волноводу с модой H_{11}^0 , простой согласованной нагрузки и короткозамыкателя для круглого волновода. Предложена относительно простая технология их изготовления и приводятся результаты экспериментального определения параметров этих вспомогательных изготовленных устройств.

В третьей главе рассмотрены теоретические основы явления поляризационного вырождения распространяющейся в круглом волноводе волны основной моды H_{11}^0 и примеры различных поляризационных устройств. На основе этого обоснована возможность использования явления поляризационного вырождения для образования необычных излучающих ЩС на круглом волноводе. Они являются спаренными поперечными полуволновыми щелями, расположенными на одном ярусе в поперечном сечении круглого волновода и симметрично относительно диаметральной линии волновода вдоль направления поляризации его основной моды H_{11}^0 . Рассмотрены конструктивные особенности образования таких ЩС, а также двухярусных ЩС такого типа. Предложена возможность синтеза всенаправленной диаграммы направленности (ДН) щелевой антенны путем применения предложенных ЩС.

В четвертой главе описан стенд для исследования азимутальных ДН изготовленных ЩС, реализующий метод антенных измерений по дальнему полю. Приведен состав контрольно-измерительной аппаратуры и описан процесс взаимной юстировки передающей и приемной антенн для обеспечения измерений. Исследованы азимутальные ДН изготовленных одноярусных и двухярусных ЩС. На основе анализа измеренных ДН предложена возможность синтеза всенаправленной ДН щелевой антенны путем применения предложенных ЩС. С целью выявления волноводной щелевой всенаправленной антенны с малыми перепадами уровней ее ДН в горизонтальной плоскости исследованы азимутальные ДН различных комбинаций таких ЩС. При рабочей частоте $f_c = 1$ ГГц, примыкающей к нижней границе СВЧ диапазона, когда размеры выявленной щелевой антенны окажутся сравнительно большими, оценены ее весогабаритные параметры.

ГЛАВА 1. ОБЗОР И СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЩЕЛЕВЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР НА СВЧ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

§1. Подход к решению задачи излучения щели

В работе исследуются излучающие ЩС на круглых волноводах. Однако, прежде приведем подход к решению задачи излучения элементарной щели, прорезанной в хорошо проводящей плоскости бесконечных размеров. Элементарная щель, возбуждаемая токами сверхвысоких частот (СВЧ), является излучающим элементом, входящим в состав разнообразных антенных систем. Подход к решению задачи излучения элементарные щели основан на принципе двойственности уравнений электродинамики - уравнений Максвелла [9 - 12]. Принцип двойственности позволяет применить решение задачи излучения элементарного электрического вибратора к задаче излучения элементарной щели. Итак, допустим, что в хорошо проводящей поверхности (экране) проделано отверстие щелевой формы, поперек который возбуждено электромагнитное поле высокой частоты. Это щель излучает электромагнитные волны, и она превращается в своеобразную антенну. Такие антенны называются дифракционными или щелевыми. Первое название связано с явлением дифракции на этой щели. Второе название связано с формой самой щели. Приведенное ниже относится, главным образом, к ЩА диапазона СВЧ, где они и находят широкое практическое

применение, хотя, в принципе, они могут использоваться и на более низких частотах.

Принцип двойственности может быть использован, строго говоря, для изучения ЩА только идеализированного типа в виде щели (или системы щелей) на неограниченной бесконечно тонкой идеально проводящей плоскости. Электромагнитное поле такой ЩА сравнивается с полем соответствующего металлического аналога, под которым подразумевается бесконечно тонкая металлическая пластина, форма и размеры которой совпадают с формой и размерами щели. При одинаковых граничных условиях для электрического поля ЩА и магнитного поля металлического аналога по известному полю металлической антенны во внешнем пространстве определяется поле ЩА. Приведем применение принципа двойственности на примере определения параметров узкой прямоугольной щели на бесконечно тонкой идеально проводящей плоскости, изображенной на рис. 1 [13, 14].

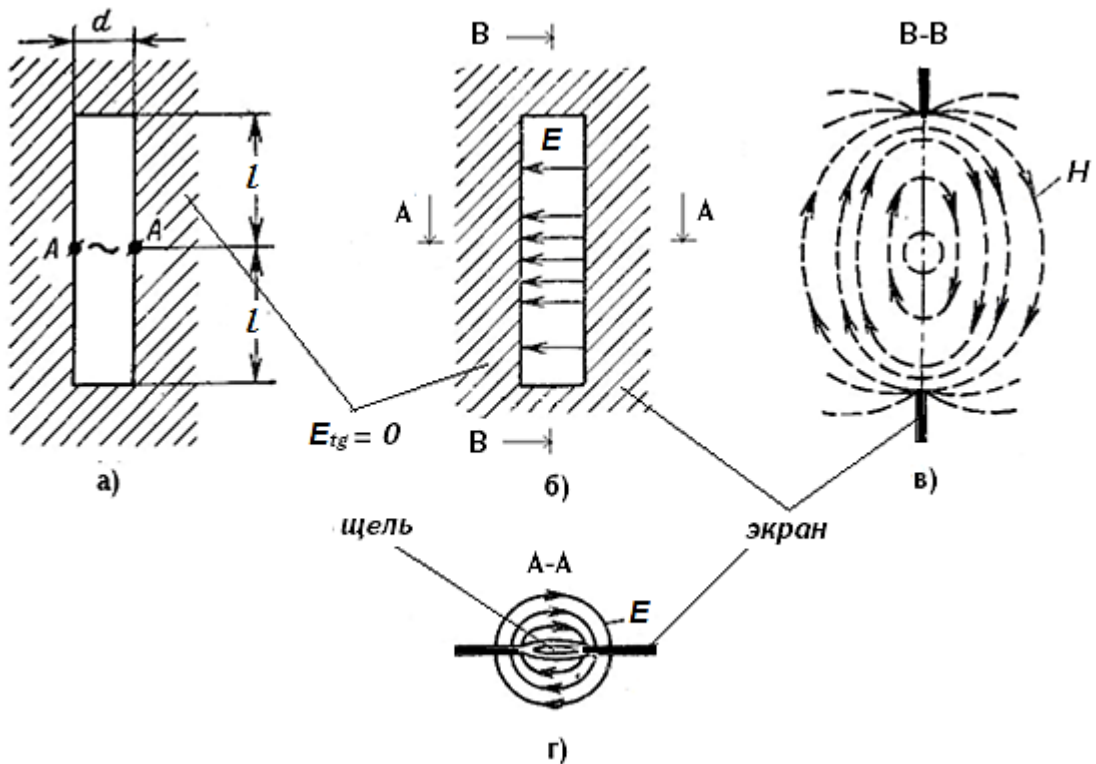


Рис. 1. Прямоугольная щель в плоском идеально проводящем экране:

- а) - прямоугольная щелевая антенна в плоском экране, возбуждаемая источником переменной э.д.с. в средних точках; б) – силовые линии электрического поля на щели; в) – силовые линии магнитного поля в плоскости, проходящей через

продольную ось щели перпендикулярно экрану; г) – силовые линии электрического поля в плоскости, перпендикулярной оси щели.

Щель имеет длину $2l$ и ширину d и возбуждается источником э.д.с., присоединенным к средним точкам АА (см. рис. 1а). На рис. 1б, 1в, 1г, показана конфигурация электромагнитного поля указанной ЩА в ее различных плоскостях, а рис. 2 показана конфигурация поля соответствующего металлического аналога в виде тонкой идеально проводящей пластины также длиной $2l$ и шириной d , возбуждаемой также в средних точках источником переменной э.д.с.

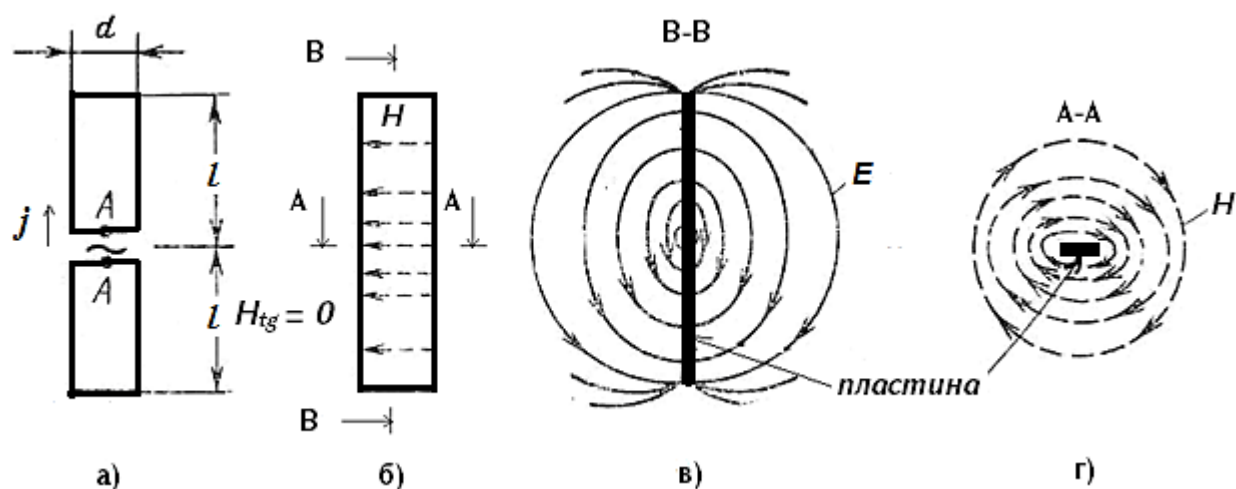


Рис. 2. Симметричный вибратор в свободном пространстве:

а) - симметричный вибратор в виде металлической пластины; б) - конфигурация магнитного поля в плоскости пластины; в) - конфигурация электрического поля в плоскости, проходящей через продольную ось перпендикулярно пластине; г) - конфигурация магнитного поля в плоскости, перпендикулярной продольной оси пластины.

Легко убедиться, что граничные условия для электрического поля E рассматриваемой ЩА совпадают с граничными условиями для магнитного поля H металлической пластины. В качестве замкнутой поверхности S , на которой задаются тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей, в первом случае можно принять бесконечную плоскость, совпадающую с плоскостью экрана, в котором вырезана щель, а во втором случае - плоскость, совпадающую с плоскостью пластины. Указанная поверхность, которую можно считать замкнутой на бесконечности, ограничивает объем полупространства. На плоскости экрана

повсюду, на исключением щели, тангенциальная составляющая E_{tg} вектора электрического поля равна нулю, как на идеальном проводнике. Линии электрического поля \vec{E} на щели направлены от одного края к другому. Распределение поля по длине щели ($E_{tg} = E_{щ}$) можно приближенно считать синусоидальным с узлами на концах как в двухпроводной линии, короткозамкнутой с двух сторон, питаемой в середине от источника э. д. с. Такая линия как бы образуется краями щели. Таким образом, граничные условия для щелевой антенны записываются следующим образом: $E_{tg} = E_{щ}$ - в области щели; $E_{tg} = 0$ - на остальной части плоскости.

Точно такие же граничные условия, но для магнитного поля, справедливы и для металлического вибратора (см. рис. 2). На плоскости, проходящей через металлическую пластину, повсюду, на исключением самой пластины, тангенциальная составляющая напряженности магнитного поля равна нулю, так как линии магнитного поля \mathbf{H} охватывают пластину кольцами. На поверхности металлической пластины, вдоль которой течет ток, линии магнитного поля имеют поперечное направление, а распределение этого поля по длине пластины совпадает с распределением тока и приближенно может быть принято синусоидальным с узлами на концах.

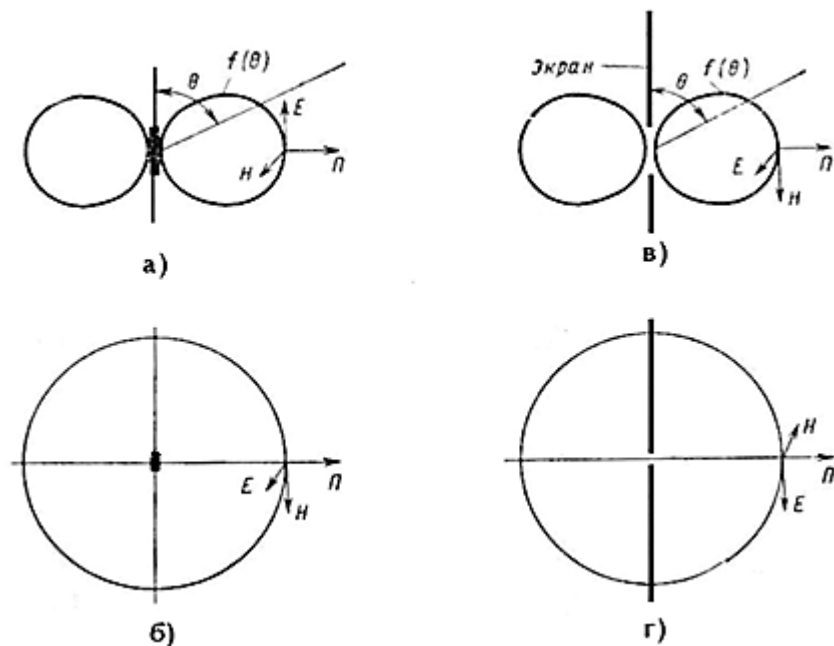


Рис. 3. Диаграммы направленности металлического вибратора и соответствующего щелевого излучателя в безграничном экране: а) – в плоскости

вибратора; б) – в плоскости, перпендикулярной оси вибратора; в) – в плоскости, проходящей через ось щели, в том числе и в плоскости экрана или в плоскости, перпендикулярной экрану; г) – в плоскости, перпендикулярной оси щели.

Диаграмма направленности (ДН) у ЩА такая же, как у соответствующего металлического вибратора. При этом следует помнить, что векторы электрического и магнитного полей (силовые линии ***E*** и ***H***) меняются местами. В качестве примера на рис. 3 изображены диаграммы направленности полуволнового вибратора и соответствующей идеализированной ЩА. Там же показана ориентация в пространстве векторов поля ***E*** и ***H***. Принцип двойственности и получение с его помощью выражений поля точно справедливы лишь для щелей в плоских безграничных идеально проводящих экранах.

Размеры экрана по-разному влияют на различные параметры ЩА. Так, например, реактивное сопротивление антенн, определяемое электромагнитным полем в ближней зоне, при достаточно больших, но ограниченных размерах экрана (когда расстояние от щели до краев экрана не меньше длины λ рабочей волны), получается примерно таким же, как в бесконечном экране. Активное же сопротивление антенны уже сильно отличается в двух указанных случаях. ДН щели в ограниченном экране, хотя бы и больших размеров, имеет существенные отличия от диаграммы той же щели в безграничном экране.

В [15] предложен метод приближенного расчета поля в дальней зоне прямоугольной щели, прорезанной в плоском прямоугольном экране ограниченных размеров. Вычисления показали, что размеры экрана в направлении, перпендикулярном от оси щели, оказывают заметное влияние на диаграмму, в то время как размеры экрана в направлении оси щели мало влияют на ее направленные свойства.

В заключение рассмотрим несколько примеров практического устройства ЩА в плоских экранах [13, 17]. На рис. 4а показана схема питания щели коаксиальным фидером; оболочка кабеля соединена с экраном. Токи проводимости на поверхности экрана протекают, как показано изогнутыми стрелками, и замыкаются через щель в виде токов смещения. Входное сопротивление полуволновой щели в средних точках значительно больше волнового сопротивления кабеля. Поэтому для лучшего согласования сопротивлений целесообразно точки питания отодвинуть от центра, как показано на рис. 4б. Для 50-Ом кабеля расстояние S должно быть примерно

$\lambda/20$. На рис. 4в и 4г показаны примеры щелевых антенн с двухсторонним излучением, питаемых указанным образом. Антенна с горизонтальной щелью (рис. 4в) обеспечивает вертикальную поляризацию, а антенна с вертикальной щелью (рис. 4г) – горизонтальную.

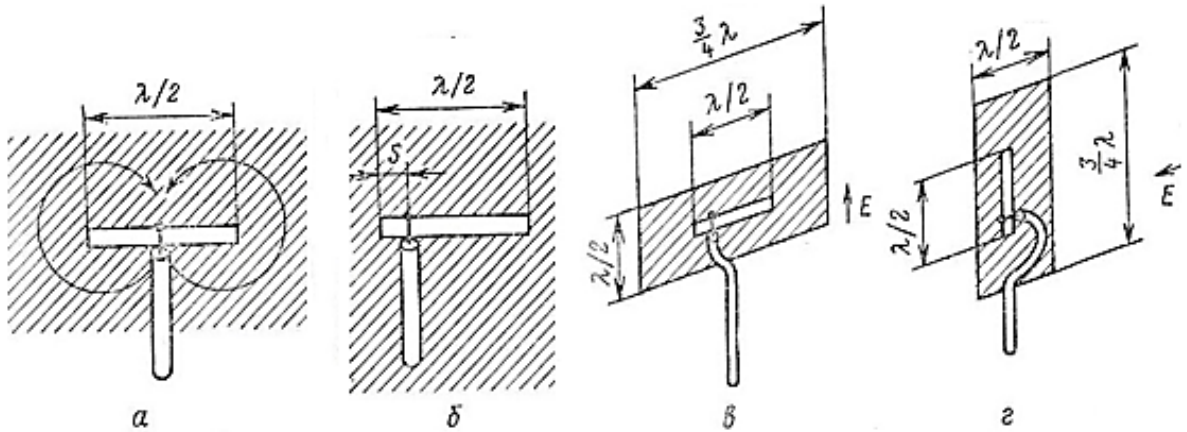


Рис. 4. Щелевые антенны в плоских экранах, питаемые коаксиальным фидером.

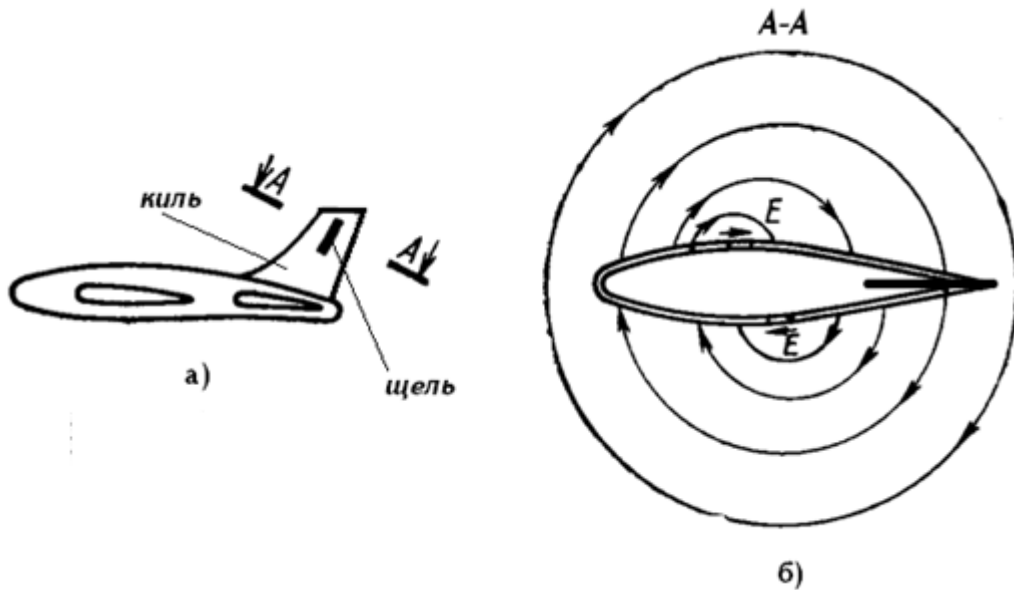


Рис. 5. Двухщелевая антенна самолета: а) - две щели с обеих сторон килля самолета; б) - примерная картина поля вблизи антенны.

На рис. 5 показана двухщелевая антенна на киле самолета, выполненная в виде двух вертикальных щелей, прорезанных на обеих сторонах килля и являющаяся антенной с горизонтальной поляризацией поля. Щели возбуждаются экранированным симметричным фидером в противофазе, что приводит к появлению на поверхности килля синфазных токов горизонтального направления. В результате

диаграмма направленности в горизонтальной плоскости получается близкой к круговой.

§2. Волноводные щелевые излучающие структуры на основе прямоугольного волновода

Рассмотрим вопрос возбуждения щелей, прорезанных в стенках металлических волноводов [13, 14, 16 - 18], представляющих собой полую проводящую трубу. При распространении волны в волноводе на его внутренних стенках образуются поверхностные токи. Если щель пересекает линии распространения поверхностных токов, то она возбуждается. На рис. 6 показан характер распределения поверхностных токов проводимости j вокруг щели и электрического поля E в ней для случая, когда щель расположена нормально направлению распространения тока j .

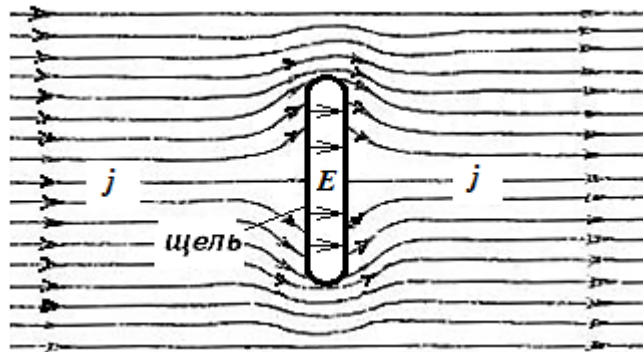


Рис. 6. Распределение поверхностных токов вокруг щели.

Поверхностный ток, текущий по стенкам волновода, частично огибает щель и частично продолжает течь в прежнем направлении через нее в виде тока смещения, соответствующего электрическому полю между кромками щели. Закон распределения поля вдоль щели близок к синусоидальному.

Наиболее часто применяются волноводы прямоугольного сечения, работающие на основной волне типа H_{10} . Такой одномодовый волновод имеет размер широкой стенки $a \approx (0.9 - 0.8)\lambda$, а размер узкой стенки $b \approx \lambda/2$. В этом прямоугольном волноводе, возбужденном волной H_{10} , магнитное поле имеет две составляющие – H_x и H_z . Распределение поля волны H_{10} в сечениях 1, 2, и 3 показано на рис. 7. Соответственно на внутренней стенках волновода текут поверхностные продольные ($j_{S_{II}}$) и поперечные ($j_{S_{IP}}$) электрические токи.

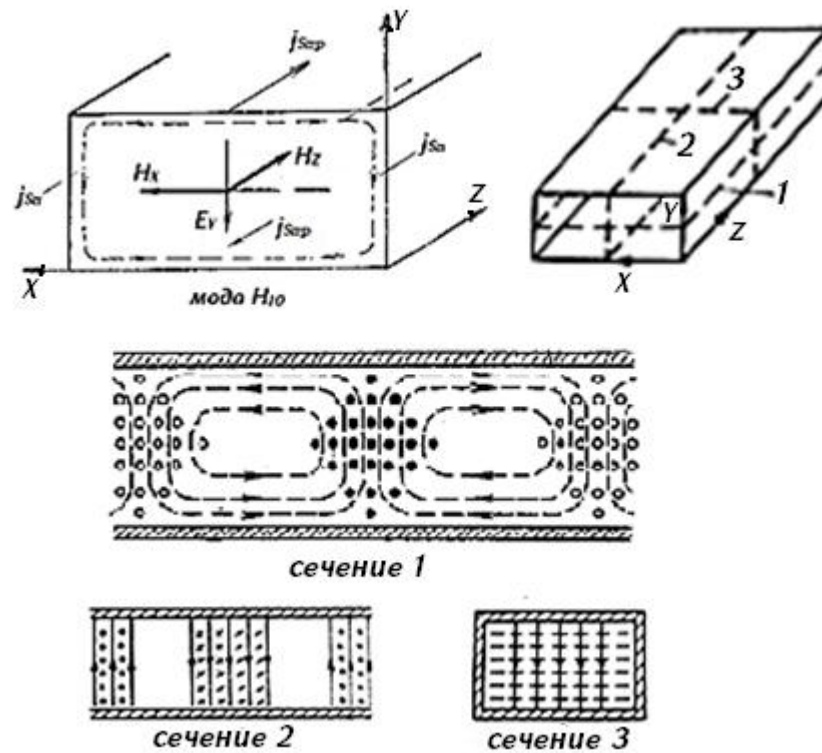


Рис. 7. Распределение поля волны моды H_{10} и поверхностных токов на внутренних стенках в прямоугольном волноводе: сплошные линии – линии поля E , пунктирные линии – линии поля H .

Продольные токи текут только на широких стенках волновода, поперечные – как на широких, так и на узких стенках волновода (см. рис. 8). Соответственно токам ($j_{S_{пр}}$) и ($j_{S_{п}}$) применяются поперечные и продольные щели. Поперечные щели располагаются на широких стенках волновода. Продольные щели могут помещаться как на широких, так и на узких стенках волновода. В общем случае при произвольной ориентировке щели на широкой стенке волновода возбуждение щели происходит как за счет продольных, так и за счет поперечных токов.

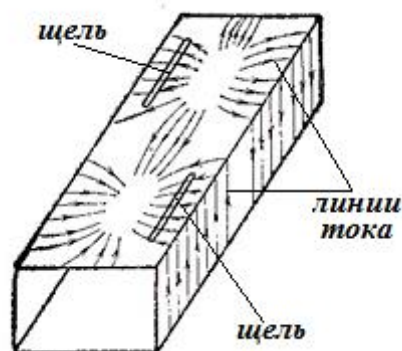


Рис. 8. Распределение поверхностных токов на внутренних стенках в прямоугольном волноводе с модой H_{10} .

Интенсивность возбуждения щели зависит от плотности перерезаемых ею токов и длины проекции щели на направление, нормальное линиям тока. Поэтому интенсивность возбуждения продольной щели на широкой стенке волновода возрастает с увеличением смещения щели от средней линии. Интенсивность возбуждения поперечной щели на широкой стенке волновода уменьшается при смещении ее центра от средней линии волновода, так как при этом уменьшается плотность перерезаемых щелью продольных токов. Существует три основных вида ЩА: *резонансные, нерезонансные и с согласованными щелями.*

Резонансные антенны

Резонансными называются антенны, у которых расстояние между соседними щелями равно $\lambda_B/2$ (λ_B - длина волны в волноводе). Такая антенна может быть хорошо согласована только в узкой полосе частот. Возбуждение щелей получается синфазным независимо от нагрузки на конце антенны. Соответственно направление максимального излучения нормально оси антенны. На конце резонансной антенны может быть помещен короткозамыкающий поршень.

На рис. 9 показана схема синфазной резонансной антенны с продольными щелями. Щели смещены относительно средней линии широкой стенки волновода, так как на средней линии отсутствуют поперечные токи. Синфазное возбуждение щелей, расположенных по одну сторону от средней линии, обеспечивается тем, что расстояние между ними выбирается равным длине волны в волноводе λ_B . Синфазность возбуждения щелей, расположенных по обе стороны от средней линии, обеспечивается тем, что расстояние между соседними щелями равно $\lambda_B/2$. Это создает сдвиг фаз в 180° . Дополнительный сдвиг фаз в 180° создается благодаря тому, что поперечные токи имеют противоположные направления по обеим сторонам от средней линии на расстоянии X_1 (см. рис.8). Таким образом обеспечивается синфазное возбуждение щелей.

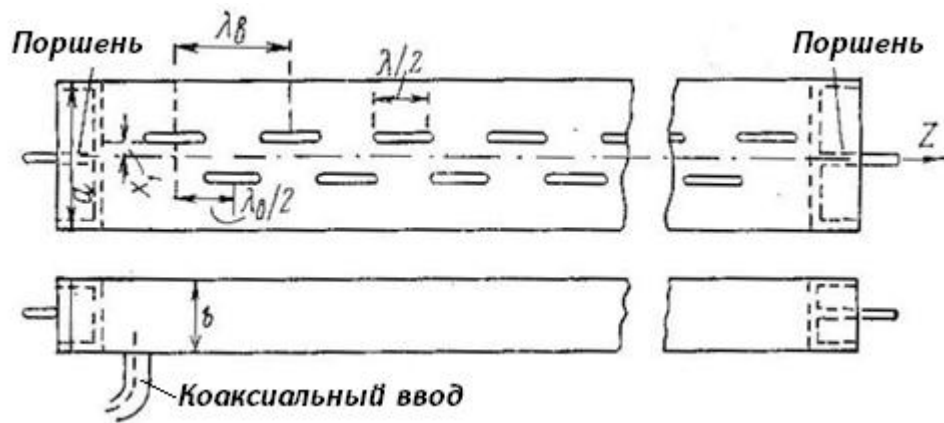


Рис. 9. Синфазная резонансная антенна с продольными щелями.

На рис. 10 показана схема синфазной резонансной волноводной ЩА с поперечными щелями. Синфазность возбуждения щелей обеспечивается тем, что расстояние между ними берется равным λ_B .

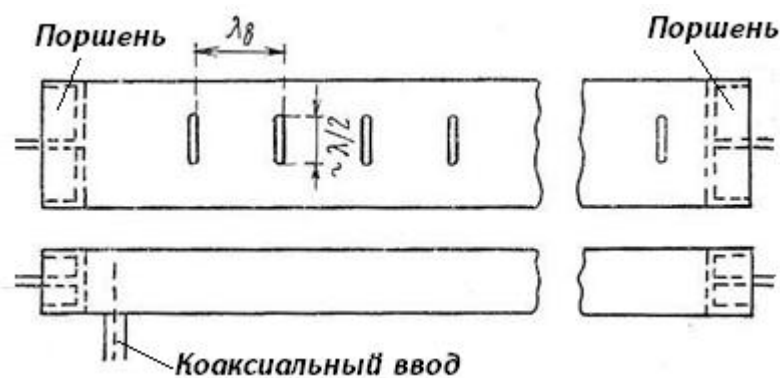


Рис. 10. Синфазная резонансная антенна с поперечными щелями.

В случае применения поперечных щелей их число при заданной длине волновода оказывается в 2 раза меньше, чем в случае применения продольных щелей. Это является недостатком антенны с поперечными щелями, выполненными указанным образом, так как значительное расстояние между соседними щелями приводит к увеличению боковых лепестков.

На рис. 11 приведена схема антенны с продольными щелями, возбуждаемыми так называемыми реактивными вибраторами. Реактивный вибратор представляет собой металлический стержень, ввинченный в волновод.

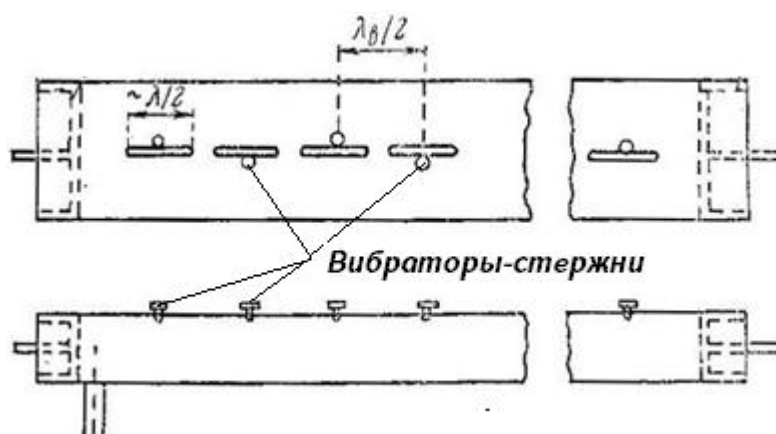


Рис. 11. Антенна с продольными щелями, возбуждаемыми реактивными вибраторами.

Как видно из рис. 11, щели расположены вдоль средней линии широкой стенки волновода, где поперечные токи отсутствуют. Благодаря реактивным вибраторам поперечные токи появляются на средней линии. Действие реактивных вибраторов может быть объяснено следующим образом. Ось реактивного вибратора внутри волновода параллельна вектору \vec{E} , поэтому вибратор возбуждается. На вибраторе появляется ток, который продолжается у его основания на внутренней стенке волновода в виде системы радиальных токов. Эти токи имеют поперечную составляющую, возбуждающую щель. Направление поперечных токов, пересекающих продольную щель, меняется в зависимости от того, по какую сторону от нее помещен вибратор (см. рис. 12). Изменение местоположения реактивных вибраторов у соседних щелей относительно средней линии создает сдвиг фаз, равный 180° , между полями в этих щелях. Это, если учесть дополнительный сдвиг фаз в 180° , обусловленный выбором расстояния между щелями $\lambda_g/2$, обеспечивает синфазность возбуждения щелей (см. рис. 12).

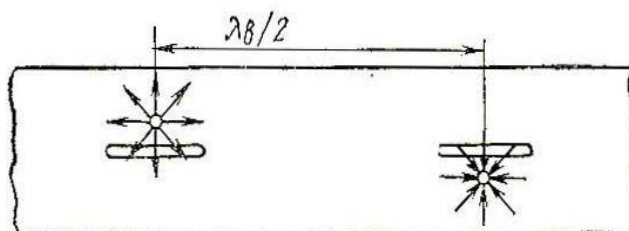


Рис. 12. Картина радиальных токов на внутренней стенке волновода.

На рис. 13 показана схема возбуждения поперечных щелей, прорезанных в узкой стенке волновода, реактивными вибраторами. При отсутствии реактивных вибраторов поперечные щели, помещенные на узкой стенке волновода, не возбуждаются, так как на узких стенках отсутствуют продольные токи. Если концы реактивных вибраторов загнуть вверх или вниз так, чтобы они оказались параллельны вектору напряженности электрического поля, у основания вибратора появляются радиальные токи, имеющие продольную составляющую, возбуждающую поперечную щель.

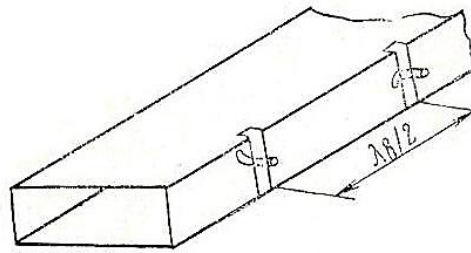


Рис. 13. Схема возбуждения поперечных щелей, прорезанных в узкой стенке волновода, реактивными вибраторами.

В зависимости от того, куда загнуты концы реактивных вибраторов (вверх или вниз), меняется направление радиальных токов и соответственно меняется на 180° фаза поля, возбужденного в поперечной щели. Чередование направления изгиба вибраторов при расстоянии между соседними щелями $\lambda_B/2$ обеспечивает синфазное возбуждение щелей. Применение реактивных вибраторов позволяет устранить указанный выше недостаток антенн с поперечными щелями (большое расстояние между щелями). Кроме этого, можно осуществить индивидуальную регулировку интенсивности возбуждения отдельных щелей путем изменения глубины погружения вибраторов в волновод. Интенсивность возбуждения поперечных щелей может также регулироваться изменением угла между направлением вектора \vec{E} и загнутой частью вибратора.

На рис. 14 приведена схема антенны с наклонными щелями, прорезанными в узкой стенке. Оси щелей образуют некоторый угол с направлением поперечных токов. Благодаря наклону щелей поперечные токи возбуждают в них электрическое поле. Щели прорезаны через $\lambda_B/2$, что создает сдвиг фаз на 180° . Дополнительный сдвиг фаз на 180° обеспечивается изменением знака угла γ . Интенсивность возбуждения щели зависит от величины этого угла.

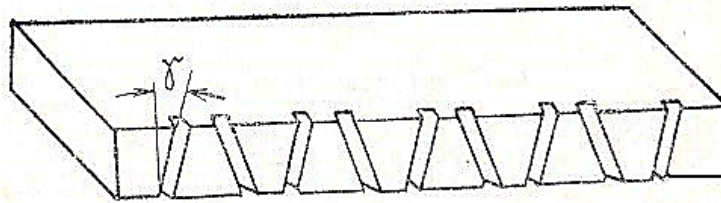


Рис. 14. Антенна с наклонными щелями, прорезанными в узкой стенке.

Для настройки резонансных антенн часто используется короткозамыкающий поршень, помещенный на конце антенны. Отметим, что их недостатком является весьма резкое изменение согласования антенны при изменении частоты. Причем при изменении частоты меняется не только согласование антенны, но и другие ее параметры. На частотах, отличных от резонансной, расстояние между излучателями не равно $\lambda_B/2$, и поэтому щели в антенне возбуждаются неравномерно и несинфазно, что приводит к искажению ДН. Однако эти изменения практически не ограничивают рабочую полосу частот антенн, так как в той узкой полосе частот, в которой сохраняется удовлетворительное согласование, искажения ДН получаются незначительными.

Нерезонансные антенны

На рис. 15 приведены схемы нерезонансных антенн с продольными щелями. На рис. 16 приведены схемы нерезонансной антенны с поперечными щелями. Нерезонансными называются антенны, у которых расстояние между соседними щелями в пределах рабочей полосы несколько больше или несколько меньше $\lambda/2$.

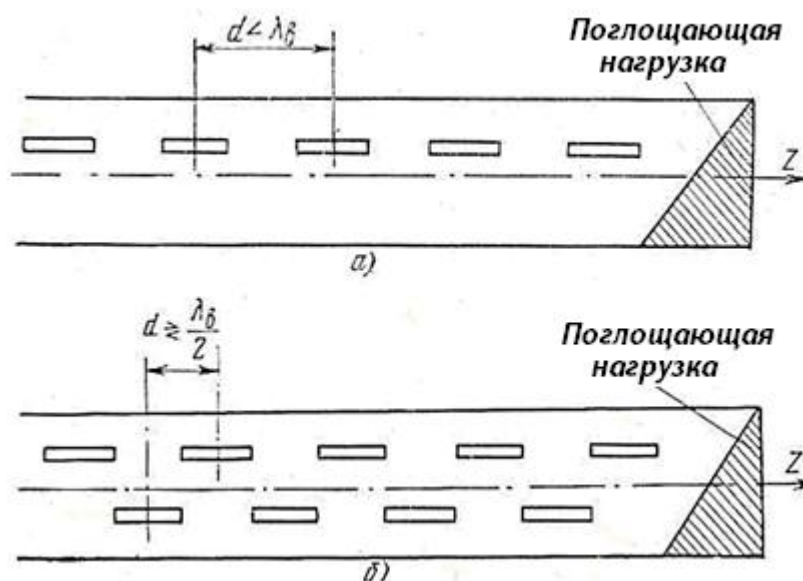


Рис. 15. Нерезонансные антенны с продольными щелями.

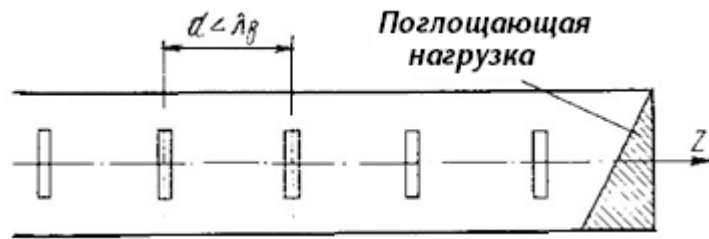


Рис. 16. Нерезонансная антенна с поперечными щелями.

Характерной особенностью нерезонансных антенн является более широкая полоса, в пределах которой получается хорошее согласование. Отличие расстояния между соседними щелями от значения $\lambda_B/2$ приводит к несинфазному возбуждению щелей падающей волной. В результате вдоль антенны получается линейное изменение фазы, что вызывает отклонение направления максимального излучения от нормали к оси. В нерезонансных антеннах нежелательно появление отражения от конца антенны. Если главный максимум диаграммы, обусловленный падающей волной, составляет угол $+\theta$ с нормалью к оси антенны, то наличие отраженной волны приводит к появлению лепестка, составляющего угол $-\theta$ с нормалью. Для устранения этого лепестка антенна обычно снабжается поглощающей нагрузкой. В антеннах нерезонансного типа щели располагаются вдоль волновода на расстояниях, отличных на $\lambda_B/2$. Щели возбуждаются бегущей волной, режим которой обеспечивается поглощающей нагрузкой на конце антенны. Нерезонансные антенны могут быть также возбуждены с помощью реактивных вибраторов или по схеме рис. 14.

Как было указано выше, благодаря несинфазному возбуждению щелей направление максимального излучения нерезонансной антенны образует некоторый угол с нормалью к оси волновода. Угол наклона фазового фронта, т. е. поверхности равных фаз, и соответственно направление максимального излучения зависят от соотношения длины волны в воздухе и волноводе. Угол наклона, отсчитываемый от нормали к оси волновода, определяется выражением

$$\theta_0 = \arcsin \frac{\psi_0}{\phi} = \arcsin \frac{\psi_0 \lambda}{2\pi d}, \quad (1)$$

где ψ_0 - разность фаз между соседними щелями; d - расстояние между соседними щелями, $\phi = kd = \frac{2\pi}{\lambda}d$ - фазовый набег волны в воздухе на расстоянии d .

Благодаря повышенной фазовой скорости волны в волноводе имеем

$$\psi_0 < \phi. \quad (2)$$

Для уменьшения разности фаз между соседними щелями и соответствующего уменьшения угла θ_0 антенна выполняется таким образом, что каждая последующая щель получает дополнительный сдвиг по фазе на 180° относительно предыдущей щели. В этом случае новая разность фаз между соседними щелями равна $\psi'_0 = \psi_0 + \pi$. За счет дополнительного сдвига фаз в 180° можно свести разность фаз между соседними щелями до весьма малой величины. Например, при расстоянии между щелями, большем $\lambda_B/2$, соответствующем разности фаз 200° ($d = 0,56\lambda_B$), дополнительный фазовый сдвиг в 180° уменьшает разность фаз между соседними щелями до 20° . Такое же уменьшение разности фаз возможно и при расстояниях между щелями, меньших $\lambda_B/2$. Отличие заключается лишь в том, что во втором случае разность фаз будет иметь другой знак. В соответствии с этим направление максимального излучения в первом случае будем отклоняться от нормали к оси антенны в сторону, противоположную генератору, во втором – в сторону генератора. Расстояние между соседними щелями в нерезонансных антеннах выбираются обычно в пределах от $0,25\lambda$ до $0,8\lambda$. При этом следует иметь в виду, что во избежание больших боковых лепестков расстояние между соседними щелями не должно значительно превышать величину $\lambda/2$. Дополнительный сдвиг фаз в 180° может быть достигнут прорезыванием щелей по разные стороны от средней линии широкой стенки волновода, размещением возбуждающих зондов по разные стороны щели и т. п. Характерной особенностью нерезонансных антенн является хорошее согласование их в относительно широкой полосе частот.

Антенны с согласованными щелями

Особую группу составляют антенны с согласованными щелями. Щели в таких антеннах располагаются обычно на расстояниях, равных $\lambda_B/2$. В антеннах с согласованными щелями отраженные волны отсутствуют. Распределение поля в раскрыве антенны получается синфазным. Направление максимального излучения

на основной волне совпадает с нормалью к оси антенны. Однако с изменением частоты это направление, как и в случае нерезонансных антенн, изменяется.

§3 Коаксиальные щелевые излучающие структуры

Коаксиальная линия передачи представляет собой два металлических проводника цилиндрической формы, расположенных один внутри другого так, что их оси совпадают [19, 20]. Внутренний проводник обычно сделан из сплошного металла или состоит из нескольких более тонких проводников, соприкасающихся друг с другом (в коаксиальных кабелях). Наружный проводник имеет вид металлической трубки, которая может быть сплошной трубкой или сплетена из тонких проволок в виде цилиндрической металлической оплетки (в коаксиальных кабелях). Коаксиальная линия и связанная с ней цилиндрическая система координат показаны на рис. 17. Электромагнитное поле в коаксиальной линии заключено в пространстве между внутренним, т.е. центральным проводником, и наружным проводником, который называют еще внешним проводником или оболочкой. При передаче по коаксиальной линии высокочастотной энергии по проводникам ее текут переменные токи, которые благодаря поверхностному эффекту сосредоточены в очень тонком слое металла. Они текут по наружному слою центрального проводника и по внутреннему слою оболочки. Благодаря этому свойству коаксиальная линия является полностью экранированной линией передачи электромагнитных волн. В качестве волны основного типа в коаксиальной линии применяется ТЕМ волна. Структура поля волны ТЕМ показана на рис. 18.

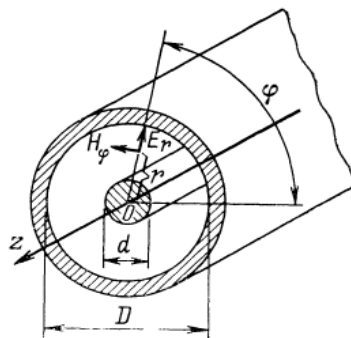


Рис. 17. Коаксиальная линия и цилиндрическая система координат.

Электрические силовые линии представляют собой прямые линии, идущие по радиусам, т. е. вектор \vec{E} в цилиндрической системе координат (рис. 17 и 18) имеет только одну компоненту E_r . Другие две компоненты E_ϕ и E_z равны нулю.

Магнитные силовые линии имеют вид концентрических окружностей, т. е. из трех составляющих вектора \vec{H} в цилиндрической системе координат не равна нулю только одна компонента H_ϕ . Вблизи центрального проводника напряженность электрического и магнитного полей значительно больше, чем у наружного проводника. По мере удаления от поверхности центрального проводника напряженность поля уменьшается обратно пропорционально r , если диэлектрик между проводниками линии однороден.

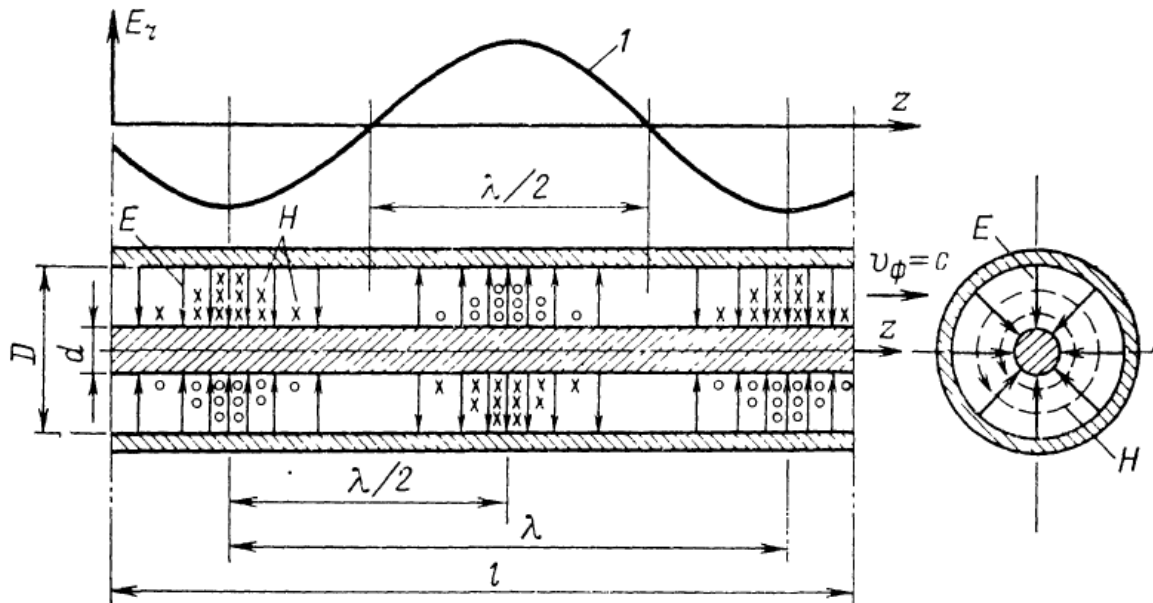


Рис. 18. Структура электрического и магнитного полей бегущей волны типа ТЕМ в коаксиальной линии. 1 – распределение напряженности электрического поля вдоль длины линии (по синусоидальному закону) для фиксированного момента времени t .

Таким образом, вблизи центрального проводника коаксиальной линии напряженность электрического и магнитного полей больше, чем у наружного, в D/d раз. Высокочастотные токи в стенках коаксиальной линии при распространении волны ТЕМ текут строго параллельно продольной оси z . Если прорезать тонкие сквозные продольные щели в наружном проводнике, то линии тока не будут перерезаны щелями, и через такие щели не будет эффективного излучения электромагнитной энергии. Плотность высокочастотного тока на поверхности идеального проводника, а практически во всех металлах, численно равна напряженности магнитного поля у его поверхности. Например, если $H_\phi = 2A/cm$ у

поверхности центрального проводника, то плотность тока на нем составит 2 А на 1см его периметра в поперечном сечении.

Геометрическими параметрами коаксиальной линии, которые определяют ее электрические свойства, являются: диаметр центрального проводника d , внутренний диаметр оболочки D и длина l (рис. 18). Центральный проводник отделен от оболочки слоем диэлектрика толщиной $(D-d)/2$ или диэлектрическими шайбами. В качестве диэлектрика обычно применяется полиэтилен или фторопласт. Их относительная диэлектрическая проницаемость ε в зависимости от частоты сигнала и марки может быть равна от 2,0 до 2,8.

Чтобы дать определение электрических параметров коаксиальной линии, рассмотрим ее отрезок длиной l (рис. 18), разомкнутый с обоих концов. В этом случае оболочка и центральный проводник изолированы друг от друга слоем диэлектрика. Другими словами, мы имеем цилиндрический конденсатор. Его емкость можно подсчитать по формуле [10].

$$C = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{\ln D/d} \quad (3)$$

где C – емкость в фарадах; l - длина в метрах; ε - относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика; ε_0 - электрическая постоянная. В практической Международной системе единиц СИ имеем для $\varepsilon_0 = 0.886 \times 10^{11} \Phi / м$.

Важным параметром коаксиальной линии является ее так называемая погонная емкость C_0 , т.е. емкость цилиндрического конденсатора, приходящаяся на единицу его длины. Если выразить C в пикофарадах ($1 п\Phi = 10^{-12} \Phi$), а длину в метрах, то из (3) для C_0 ($п\Phi / м$) можно получить:

$$C_0 = 24,2 \frac{\varepsilon}{\lg D/d} \quad (4)$$

Другим электрическим параметром коаксиальной линии является ее погонная индуктивность L_0 , которая представляет собой сумму индуктивностей наружного и центрального проводников, приходящихся на единицу длины линии. Погонная индуктивность измеряется в $Гн / м$.

Так как любой металлический проводник имеет хотя и малое, но конечное сопротивление, то это сопротивление применительно к коаксиальной линии удобно

выражать через погонное активное сопротивление обеих токопроводящих жил R_0 , измеряемое в $Ом/м$ (Ом на метр). Погонное сопротивление R_0 характеризует тепловые потери в металлических проводниках коаксиальной линии. Наконец, диэлектрик между проводниками, если это не вакуум или воздух, не является идеальным, и его погонную проводимость обозначают G_0 и называют проводимостью изоляции. Величина G_0 выражается в Сим/м (сиemens/метр). Напомним, что $1Сим = 1/Ом$. Погонная проводимость G_0 характеризует тепловые потери передаваемой по линии высокочастотной энергии в диэлектрической изоляции между проводниками коаксиальной линии. Подчеркнем, что проводимость G_0 не является обратной величиной R_0 и не зависит от нее. Эквивалентную схему коаксиальной линии можно представить как последовательное соединение ячеек длиной Δz , имеющих соответственные емкости, индуктивности, сопротивления и проводимости $C = C_0 \Delta z$, $L = L_0 \Delta z$, $R = R_0 \Delta z$ и $G = G_0 \Delta z$ (рис. 19а), а Δz - очень маленький отрезок линии, например, в десятки или сотни раз меньший длины волны передаваемого сигнала, т.е. $\Delta z \ll \lambda$.

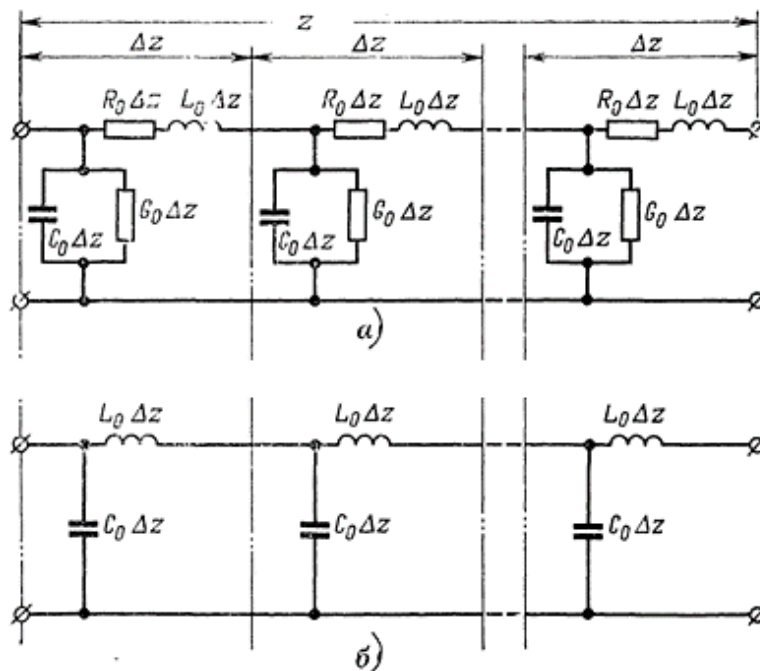


Рис. 19. Эквивалентные схемы коаксиальных линий. а) – с учетом потерь; б) – без учета потерь.

Обычно проводники коаксиальных линий медные или посеребренные, так что их активное сопротивление $R = R_0 \Delta z$, приходящееся на одну ячейку эквивалентной схемы, изображенной на рис. 19а, много меньше индуктивного сопротивления $X_L = \omega L_0 \Delta z$. А если изоляция между проводниками – воздух или вакуум, то потерями в изоляции, определяемыми G_0 , можно пренебречь. В этом случае $G = C_0 \Delta z$ много меньше реактивной емкостной проводимости $Y_C = \omega C_0 \Delta z$ и эквивалентную схему можно упростить. Тогда она будет иметь вид, изображенный на рис. 19 б. Из-за того, что в каждой ячейке ток, текущий через сопротивление $R = R_0 \Delta z$ и $X_L = \omega L_0 \Delta z$, частично ответвляется в параллельно соединенные проводимости $G = G_0 \Delta z$ и $Y_C = \omega C_0 \Delta z$, вдоль линии непрерывно меняются как ток, так и напряжение между проводниками.

Электрические параметры коаксиальной линии C_0, L_0, R_0 и G_0 называются первичными параметрами, так как они определяются геометрическими размерами линии, ее конструкцией и применяемыми материалами. Другие электрические параметры, называемые вторичными и играющие важную роль в характеристике передачи электромагнитных волн по коаксиальной линии, выражаются через эти первичные параметры.

Волновое сопротивление Z_c - это сопротивление, выражаемое в Ом-ах, которое встречает бегущая по линии от генератора к нагрузке электромагнитная волна, причем включенная в конце линии нагрузка имеет чисто активное сопротивление, равное этому же волновому сопротивлению. Анализируя процесс распространения волн по коаксиальной линии, можно показать, что в наиболее часто встречающихся на практике случаях, когда можно пренебречь потерями в линии, т. е. когда применима эквивалентная схема, изображенная на рис. 19б, волновое сопротивление равно [19, 20]

$$Z_c = \sqrt{L_0 C_0} = \frac{138}{\sqrt{\epsilon}} \lg \frac{D}{d} = 60 \ln \frac{D}{d}, \text{ Ом} \quad (5)$$

Наибольшее распространение на практике получили коаксиальные линии с волновым сопротивлением 50 Ом. Пятидесятиомные линии применяются обычно в диапазоне волн короче 15–20 см. В более длинноволновом диапазоне, т. е. на дециметровых и метровых волнах, до последнего времени наиболее часто

применялись коаксиальные линии с волновым сопротивлением 75 Ом . Это связано с тем, что широко распространенные в метровом и дециметровом диапазонах волн антенны или их элементы в виде полуволновых вибраторов имеют входное сопротивление около 75 Ом . При питании этих антенн через 75-омную коаксиальную линию не требуется применения устройств для согласования входного сопротивления антенны и волнового сопротивления кабеля. Однако недостатком 75-омной линии по сравнению с 50-омной является ее большие потери на единицу длины, так как при одном и том же диаметре D наружного проводника диаметр d внутреннего проводника 75-омной линии в полтора раза меньше диаметра центрального проводника 50-омной линии. С другой стороны, центральный проводник наиболее распространенных кабелей и разъемов у 75-омной линии весьма тонкий и недостаточно прочный по сравнению с 50-омной линией. Поэтому в последнее время 75-омные линии применяют все реже и реже. Более того, их не рекомендуют применять в новых разработках СВЧ устройств.

Унификация волновых сопротивлений, т. е. всеобщее применение 50-омных линий, позволит получить существенную экономию материальных затрат за счет уменьшения номенклатуры деталей и элементов коаксиальных трактов. Другие значения волновых сопротивлений применяются фактически лишь в отдельных случаях и на очень коротких участках коаксиальных линий порядка четверти длины волны, например, в согласующих трансформаторах. Из формулы для Z_c видно, что для заданных значений Z_c и ϵ постоянной величиной является отношение D/d . С другой стороны, для наиболее распространенных 50- и 70-омных линий стандартизированы и значения размеров D и d . Так, в случае воздушного заполнения наиболее часто применяются следующие значения D и d : для 50-омных линий - $D/d = 2,3$, для 75-омных линий - $D/d = 3,5$.

Высшие типы волн в коаксиальной линии

При определенных условиях могут распространяться H - и E -волны, очень похожие по своим свойствам на соответствующие H - и E -волны в волноводе круглого сечения. Главным из этих условий является то, чтобы рабочая длина волны была меньше критической длины волны для интересующего нас типа волны.

Как и в волноводе круглого сечения, эти волны обозначают H_{ni} и E_{ni} , где индекс n по-прежнему означает число максимумов поля по азимуту, т. е. в

направлении угла ϕ цилиндрической системы координат (рис. 17), а i - число максимумов поля по радиусу r . Интересно, что структуры полей первых высших H - типов волн в коаксиальной линии H_{11} и H_{01} схожи со структурой аналогичных волн в круглом волноводе, а структура волны E_{01} в коаксиальной линии очень напоминает структуру поля волны E_{01} в волноводе круглого сечения. Чтобы убедиться в этом, полезно привести картины полей высших типов волн в коаксиальной линии, изображенных на рис. 20.

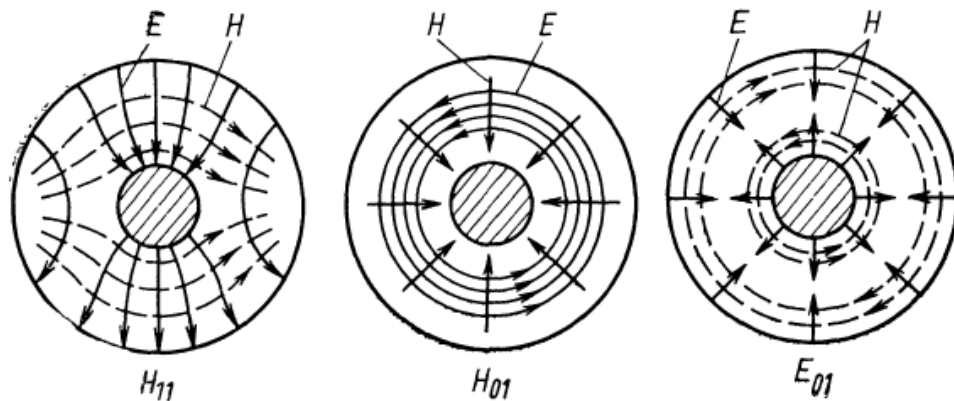


Рис. 20. Структуры полей высших типов электромагнитных волн H_{11} , H_{01} и E_{01} в поперечном сечении коаксиальной линии.

Высшие типы волн в коаксиальной линии имеют свои критические длины, связанные с геометрическими размерами поперечного сечения коаксиальной линии. Как и в волноводе круглого сечения, наибольшую критическую длину волны в коаксиальной линии имеет волна H_{11} . При отношении D/d от 2 до 5, т. е. для наиболее распространенных значений волновых сопротивлений порядка 50-100 Ом, с достаточной для практики точностью критическая длина волны моды H_{11} равна [10, 11, 19]

$$\lambda_{кр}^{H_{11}} \approx \frac{\pi}{2}(D+d) \quad (6)$$

При этом погрешность в сторону увеличения $\lambda_{кр}$ не превышает 4%. Чтобы в коаксиальной линии не могли распространяться никакие высшие типы волн, рабочая длина волны должна быть больше $\lambda_{кр}^{H_{11}}$. Определить значение $\lambda_{кр}^{H_{11}}$ можно из

следующих физических соображений. Рассмотрим волновод прямоугольного сечения, по которому распространяется волна H_{10} . Свернем его в полукольцо, как показано на рис. 21.

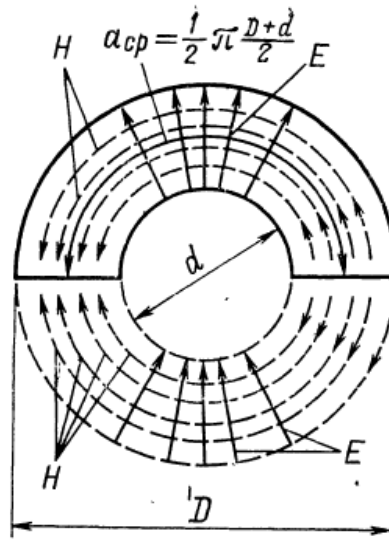


Рис. 21. Структура

поля низшего типа волны H_{10} в волноводе с поперечным сечением в виде полукольца.

Нетрудно видеть, что критическая длина волны в таком волноводе в первом приближении определяется средним размером широких стенок и равна $a_{cp} = \frac{1}{2} \pi \frac{D+d}{2}$. Если сложить с этим волноводом второй такой же волновод с синфазно возбужденной волной H_{10} , изображенной на рис. 21 пунктиром, то вблизи общих стенок в поперечном сечении магнитные силовые линии будут направлены навстречу друг другу, а в продольном сечении вблизи общих стенок – в одном и том же направлении. Если теперь эти общие стенки убрать, то структура поля в каждой половине коаксиальной линии не изменится, а это значит, что критическая длина для волны H_{11} в коаксиальной линии будет равна $2a_{cp}$, т. е. будет по-прежнему определяться по формуле для $\lambda_{кр}^{H_{11}}$. Критические длины волн для следующих типов волн в коаксиальной линии H_{01} и E_{01} одинаковы и определяются по формуле [11, 19]

$$\lambda_{кр}^{H_{01}} = \lambda_{кр}^{E_{01}} = D - d. \quad (7)$$

На практике высшие типы волн почти не используются. Это связано с тем, что если D и d столь велики, что эти волны могут распространяться, то в линии возможны паразитные резонансы, которые могут вызвать пробой в линии при передаче больших мощностей, а при передаче малых мощностей на отдельных частотах рабочего диапазона могут быть неожиданно большие величины ослабления сигнала порядка 10 – 30 дБ на весьма коротких участках коаксиального тракта.

Выше мы отметили о неизлучательном характере тонких продольных щелей в коаксиальной линии. Совсем иная ситуация возникает в случае поперечных щелей, прорезанных на внешнем проводнике. Очевидно, что такие щели будут излучать, поскольку перерезают токи проводимости. Такое решение было предложено в [21]. В [22], применяя теорию передающих линий, теоретически исследованы два типа линейных коаксиальных антенн с поперечными щелями – коаксиально-коллинеарные и щелевые коаксиальные антенны. Цель исследования заключалась в их возможном применении в базовых станциях систем персональной связи в качестве антенн, обладающих достаточным коэффициентом усиления и равномерной ДН в горизонтальной плоскости.

Коаксиально-коллинеарная антенна, изображенная на рис. 22, содержит несколько отдельных полуволновых отрезков коаксиального кабеля, где внутренний проводник одного отрезка электрически соединен по постоянному току с внешним проводником смежного отрезка с помощью соединяющего проводника. Цель – иметь поперек сплошных окружных щелей (между отрезками) синфазные возбуждающие напряжения с равными амплитудами так, чтобы получить синфазную линейную решетку щелей, обеспечивающей достаточный коэффициент усиления в вертикальной плоскости (Е-плоскости) в направлении перпендикуляра от оси антенны.

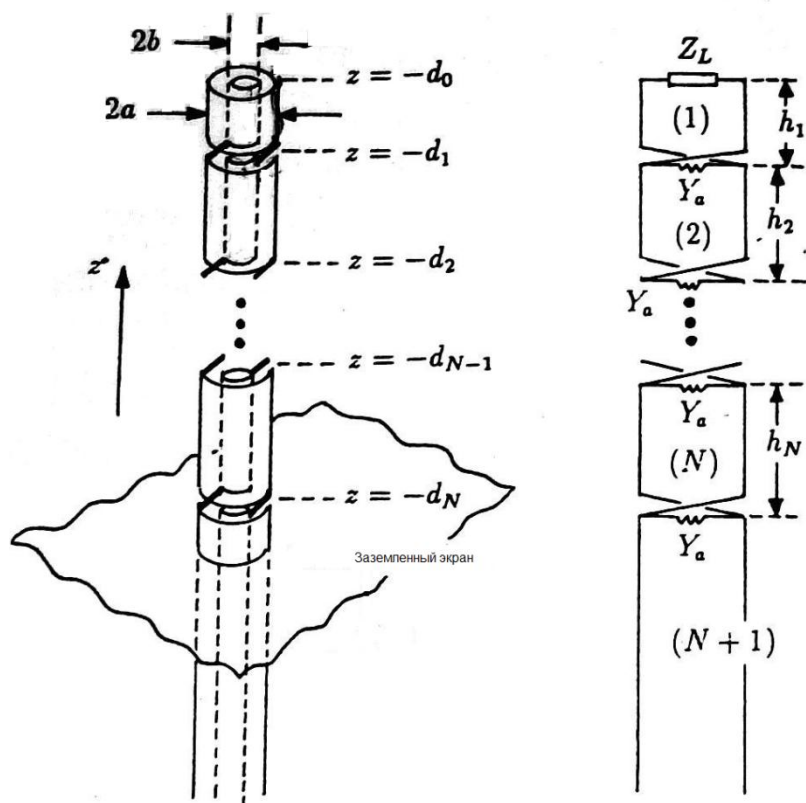


Рис. 22. Коаксиально-колинеарная антенна и ее эквивалентная схема.

Синфазность обеспечивается сдвигом фаз на 180° из-за полуволновых длин отрезков линии и дополнительным сдвигом на 180° из-за электрического соединения по постоянному току внутреннего проводника одного отрезка с внешним проводником смежного отрезка.

Щелевая коаксиальная антенна, изображенная на рис. 23, имеет сплошной внутренний проводник и поперечные сплошные окружные щели на внешнем проводнике через расстояния в одну длину волны. Ясно, что отмеченные длины, таким образом образованных отрезков коаксиальной линии, обеспечивают синфазность излучения щелей приведенной линейной щелевой антенной решеткой.

Приведенные коаксиальные антенны [21, 22] с кольцевыми поперечными щелями вдоль длины коаксиальной линии, работают на основной моде ТЕМ и на волне с линейной поляризацией, совпадающей по направлению с продольной осью линии.

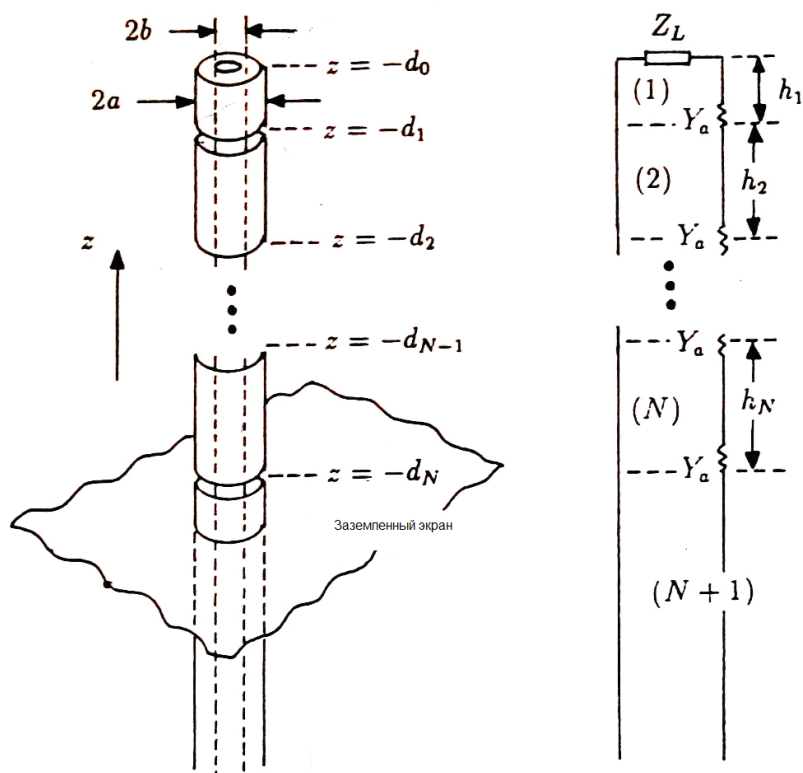


Рис. 23. Щелевая коаксиальная антенна и ее эквивалентная схема.

В коаксиальной колинеарной антенне конструкция антенны, как отмечалось выше, состоит из ряда цилиндрических, полуволновых по длине, металлических стаканов внешнего проводника коаксиальной линии и соответствующих, равных по длине, цилиндрических отрезков внутреннего проводника. Для соблюдения соосности между соответствующими отрезками внешних и внутренних проводников коаксиальной линии обычно используются диэлектрические концентрические шайбы [21]. Роль шайб в такой антенне состоит также в электрической изоляции по постоянному току смежных стаканов внешнего проводника и смежных отрезков внутреннего проводника. Другая роль шайб заключается в выдержке размеров ширины кольцевых щелей.

В коаксиальной щелевой антенне с рядами кольцевых щелей ([22]), внутренний проводник коаксиальной линии является сплошным и кольцевые щели имеет только внешний проводник. Однако и здесь требуется наличие концентрических диэлектрических шайб для выполнения тех же функций. Примерная сборка конструкции такой антенны изображена на рис. 24.

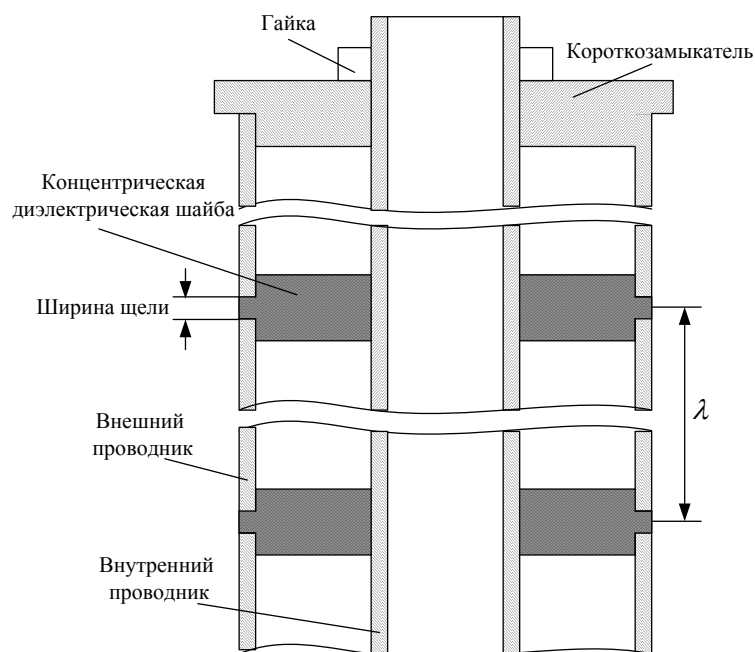


Рис. 24. Конструкция коаксиальной щелевой антенны.

В [23, 24], с целью удешевления и упрощения такой коаксиальной антенны, предложена конструкция, изображенная схематически на рис. 25.

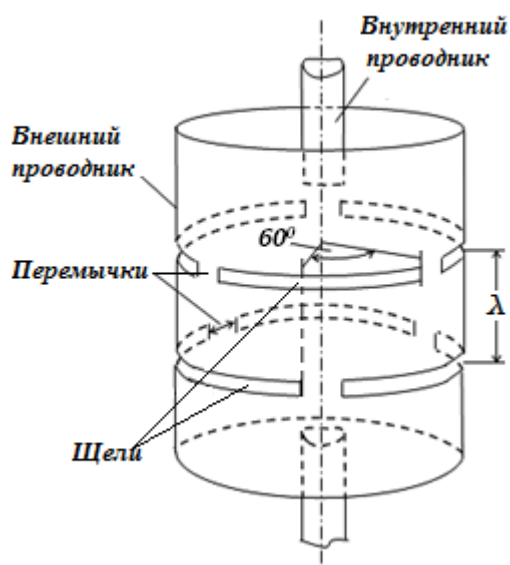


Рис. 25. Коаксиальная щелевая антенна с рядами сегментных щелей.

Суть в следующем. В качестве внутреннего проводника используется металлическая трубка с толщиной стенок (1,5..2) мм и внешним диаметром $d \geq 10$ мм. В качестве внешнего проводника выбрана металлическая трубка той же толщины, но с внутренним диаметром D , удовлетворяющим условию распространения только основной моды ТЕМ. Заполнением такой коаксиальной

линии является воздух. Каждая кольцевая щель на внешнем проводнике заменена тремя сегментными щелями равных длин, разделенных тремя равными по длине перемычками, общая длина которых равна четверти длины окружности с внутренним диаметром внешнего проводника, что обеспечивает достаточную механическую прочность внешнего проводника. При этом каждый смежный ряд щелей смещен относительно предыдущего на угол в 60° в поперечной плоскости расположения сегментных щелей. На конце антенны, (см. Рис. 26) противоположным ее питающему входу, на резьбовое окончание 2 внутреннего проводника 1 навинчена концентрическая металлическая втулка 3 с центральным резьбовым отверстием.

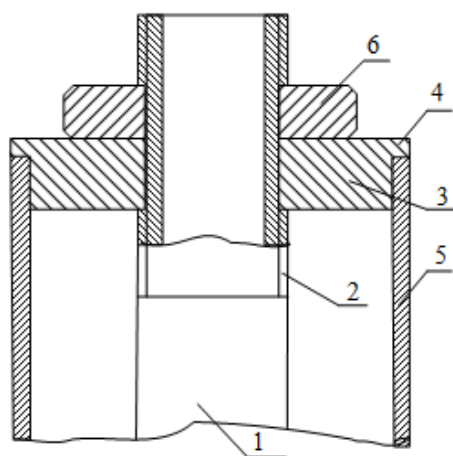


Рис. 26. Конструкция окончания коаксиальной щелевой антенны: 1 – внутренний проводник; 2 – резьбовое окончание внутреннего проводника; 3 – концентрическая металлическая втулка; 4 – упорный концентрический выступ; 5 – внешний проводник; 6 – фиксирующая контргайка.

Втулка центрирует конец внутреннего проводника относительно внешнего и имеет концентрический выступ 4, упирающийся во внешний проводник 5. Посредством дополнительного поворота втулки относительно внутреннего проводника по его резьбовой части осуществляется легкий натяг внутреннего проводника, который фиксируется контргайкой 6. Одновременно металлическая втулка выполняет роль короткозамыкателя коаксиальной линии, либо на втулке крепится оконечная поглощающая нагрузка.

Смещение одного ряда из трех сегментных щелей относительно смежного ряда на угол в 60° в азимутальной плоскости обеспечивает равномерность ДН антенны в

этой плоскости. Из-за сегментности щелей на внешнем проводнике он является цельной, достаточно прочной трубой, а не набором цилиндрических трубных стаканов как в исходной конструкции на рис. 24. При этом отпадает надобность применения также и диэлектрических шайб для выдержки размеров ширины щелей внешнего проводника. Шайбы не нужны также и для поддержания соосности проводников коаксиальной линии, поскольку их соосность обеспечивается центрированием внутреннего проводника относительно внешнего на обоих концах антенны и легким натягом трубки внутреннего проводника посредством введенной упорной металлической втулки.

Таким образом, в последней конструкции исключены диэлектрические шайбы, изготовление которых требует определенных затрат как на материал, так и на придание им определенных форм. Конструкция антенны является более прочной и дешевой в реализации.

§4. Сравнительный анализ щелевых излучающих СВЧ структур и постановка задачи

Обычно системы наземной подвижной связи работают на волнах вертикальной поляризации. Пример тому мобильная наземная связь, подвижные службы для различных гражданских услуг (такси, скорая помощь и т.д.). Отчасти это объясняется работой наземного телевидения, работающего на волнах горизонтальной поляризации, что создает условия для электромагнитной совместимости при работе с другими наземными службами [25, 26]. Таким образом, антенну наземной подвижной связи желательно проектировать для работы на вертикальной поляризации.

Следующим требованием является ее всенаправленность в азимутальной (горизонтальной) плоскости, поскольку абонент подвижной связи может находиться в любой угловой координате по азимуту относительно базовой станции, где и устанавливается ее всенаправленная антенна.

По дальности обеспечения связи наземные системы подвижной связи обычно проектируют на максимальные расстояния до 20...30 км. Для обеспечения связи на такие расстояния, как показывает практика, достаточно мощность до 50 Вт.

С точки зрения излучаемых мощностей таких величин щелевые антенны вполне пригодны. Ширина щели выбирается из условия обеспечения необходимой электрической прочности щели. Иными словами, при выбранной ширине щели и

заданной излучаемой мощности должен обеспечиваться двух или трехкратный запас по пробивному значению напряженности поля для середины щели, где между ее краями напряженность поля $E_{щ}$ максимальная. Эта величина должна удовлетворять соотношению [18, 27, 28]

$$E_{щ} = U_{щ} \frac{U_{щ}}{\delta} \leq E_{пр} / 2...3 \quad (8)$$

где $U_{щ}$ - амплитуда напряжения в пучности, $E_{пр}$ - предельное значение напряженности поля, при которой наступает электрический пробой. При воздушном заполнении щели $E_{пр} = 30 \text{ кВ/см}$. Для описанных выше волноводных и коаксиальных щелевых излучателей ширина щели около 2 мм и более и, как показывает практика, с избытком удовлетворяет приведенному соотношению при мощности излучения до 50 Вт.

С точки зрения всенаправленности в азимутальной плоскости и обеспечения вертикальной поляризации излучаемой волны, удобны коаксиальные щелевые антенны, описанные в предыдущем параграфе. На рис. 27 изображена установка коаксиальной антенны. Антенна 1, покрытая радиопрозрачным материалом 2, устанавливается вертикально на опоре 3 и запитывается через согласующий коаксиальный переход 4 с помощью фидера 5. Антенна закрепляется оттяжками 6 с ее верхнего окончания 7.

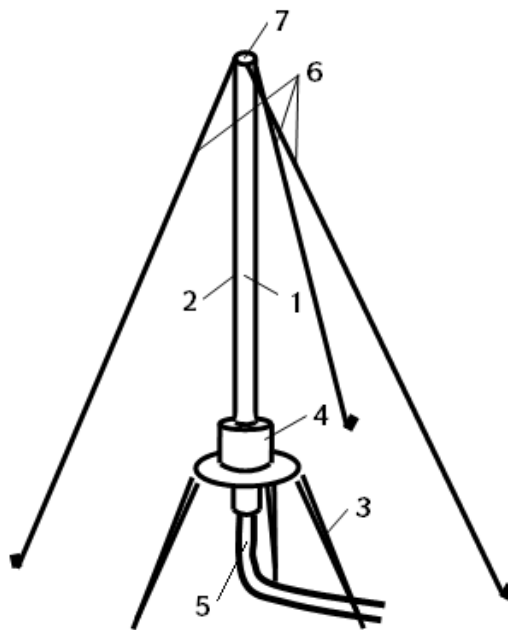


Рис. 27. 1 – антенна, 2 – радиопрозрачное покрытие, 3 – опора, 4 – согласующий переход, 5 – питающий фидер, 6 – оттяжки, 7 – окончание антенны.

Согласно [24], внутренний проводник антенны (см. Рис. 26) представляет собой трубку или пруток из хорошо проводящего металла (медь, алюминий, латунь) с диаметром d . Внешний проводник является трубкой из хорошо проводящего металла с внутренним диаметром D . Размеры d и D должны удовлетворять условиям

$$60 \ln(D+d) \approx 50 \quad (9)$$

$$\pi(D+d)/2 = \lambda_{кр}^{H_{11}} < \lambda_0, \quad (10)$$

где λ_0 - длина волны наивысшей рабочей частоты системы подвижной связи.

Первое условие обеспечивает входное сопротивление линии около 50 Ом , а второе условие обеспечивает одномодовую работу на основной моде ТЕМ без распространения в линии ближайшей паразитной моды H_{11} [11]. Узость ДН в вертикальной плоскости (по углу места) определяется количеством рядов кольцевых поперечных щелей, расположенных в азимутальных плоскостях вдоль длины коаксиальной антенны.

Поскольку антенна работает на ТЕМ моде коаксиальной линии, то наличие внутреннего проводника неизбежно, а для прочности антенны и обеспечения соосности внутреннего и внешнего проводников необходим узел, находящийся в окончании антенны (см. рис. 26). Эти оба обстоятельства приводят к усложнению конструкции антенны. Интуитивно напрашивается применение антенны на полый волноводной линии передачи, не имеющей внутреннего проводника и исключающей уже требование на соосность и закрепление внутреннего проводника.

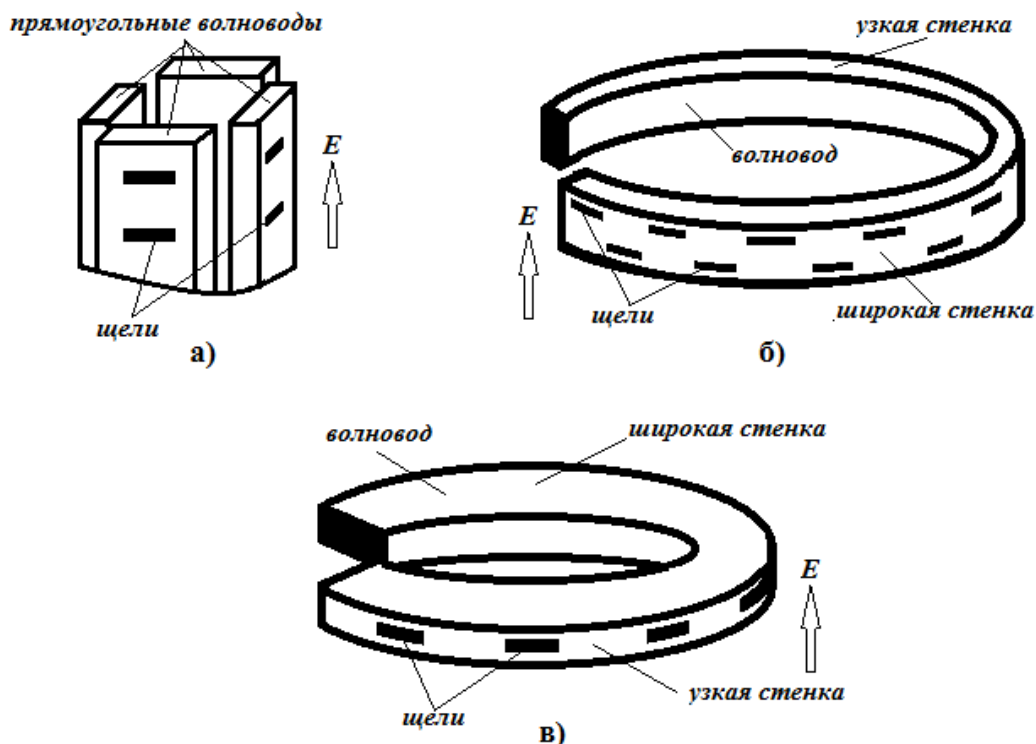


Рис. 28. а) – система из четырех, установленных вертикально, прямоугольных волноводов с поперечными щелями на широких стенках; б) изогнутый по узкой стенке в окружность прямоугольный волновод с продольными щелями на широкой стенке;
в) изогнутый по широкой стенке в окружность прямоугольный волновод с поперечными щелями на узкой стенке.

Как следует из приведенного выше обзора излучающих ЩС на прямоугольных волноводах, обеспечение вертикальной поляризации излучения ЩС и обеспечение одновременно их всенаправленности в азимутальной (горизонтальной) плоскости является практически трудной и дорогостоящей задачей. К примеру, можно представить антенную систему с прямоугольными волноводными ЩС с одновременным совмещением обоих требований в конструкциях, изображенных на рис. 28. Из приведенных конструкций очевидны и сложность в изготовлении и дороговизна таких антенных систем.

Однако, нам известна другая волноводная линия передачи, имеющая аксиальную симметрию, подобно коаксиальной линии передачи. Такой волноводной линией передачи является круглый волновод. Причем, при его работе на волне основной моды H_{11} , возникают поверхностные токи на внутренней стороне стенки волновода также в направлении его продольной оси волновода. Тогда,

установленный вертикально круглый волновод с поперечной щелью будет излучать волну вертикальной поляризации и будет решен вопрос обеспечения излучения вертикально– поляризованной волны.

Таким образом выявляется следующая задача, подлежащая решению. Она состоит в обеспечении достаточной всенаправленности излучения ЩА в азимутальной плоскости путем применения относительно простых ЩС на круглом волноводе. Способы формирования и возбуждения таких ЩС, исследование их излучательных способностей и синтез искомой ДН ЩА на волноводе круглого сечения изложены в последующих главах.

ВЫВОДЫ

Приведен общий подход к решению задачи излучения щели с применением принципа двойственности уравнений электродинамики. Выполнен краткий обзор по щелевым антеннам на основе коаксиальных и волноводных линий передачи. Отмечены их преимущества и недостатки. Проведен их сравнительный анализ с точки зрения применения таких антенн в сетях подвижной связи по признакам поляризации излучаемой волны и степени обеспечения всенаправленности в азимутальной плоскости. Выполнен анализ конструктивных особенностей щелевых антенных систем такого рода.

Обозначена постановка задачи, решаемой в данной диссертационной работе. Задача состоит в формировании и возбуждении относительно простых ЩС на основе волновода круглого сечения, с помощью которых можно синтезировать желаемую ДН волноводной ЩА. При этом желаемая ДН должна обладать достаточной всенаправленностью в азимутальной плоскости при вертикально– поляризованном излучении ЩА.

ГЛАВА 2. РАСЧЁТ, ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЧЕБЫШЕВСКОГО ВОЗБУДИТЕЛЯ ВОЛНЫ ОСНОВНОЙ МОДЫ КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА

§1. Краткий обзор возбудителей основной моды H_{11}^0 в круглом волноводе

Для проведения последующих исследований по поставленной задаче необходимо иметь возбудитель моды H_{11}^0 в круглом волноводе. Рассмотрим кратко способы возбуждения этой моды. Для возбуждения волны моды H_{11}^0 нужно создать в начале круглого волновода электромагнитное поле соответствующей конфигурации. Конфигурация поля моды H_{11}^0 в круглом волноводе приведена на рис. 29.

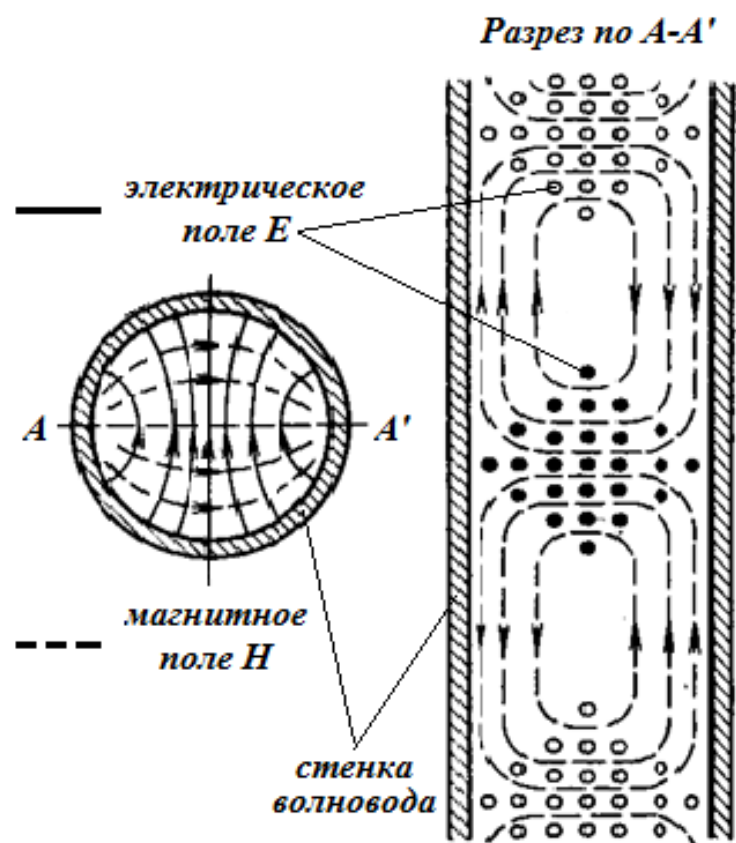


Рис. 29. Картина строения поля моды H_{11}^0 в круглом волноводе:

сплошные линии – силовые линии электрического поля;

пунктирные линии – силовые линии магнитного поля.

С точки зрения теории, нужно задать такое распределение системы сторонних электрических и магнитных полей в волноводе, чтобы с наибольшей эффективностью возбудить моду H_{11}^0 и не создавать волны нежелательных типов. Например, возбуждение с помощью двух симметричных и параллельно включенных петель, показанное на рис. 30а, или возбуждение с помощью штыря (см. рис. 30б) неэффективны, поскольку появляются, кроме моды H_{11}^0 , также и моды высших типов [12, 29]. При выборе определенного радиуса волновода, когда критические частоты высших типов окажутся больше частоты сторонней э.д.с., возбуждающей основную моду H_{11}^0 , высшие типы волн приобретают эванесцентный характер, т.е. экспоненциально затухают и не способны распространяться. Однако в этом случае у возбуждающего элемента (петли или штыря) создается реактивное поле, которое обменивается энергией с источником сторонней э.д.с., что приводит к рассогласованию с источником и дополнительным потерям его энергии.

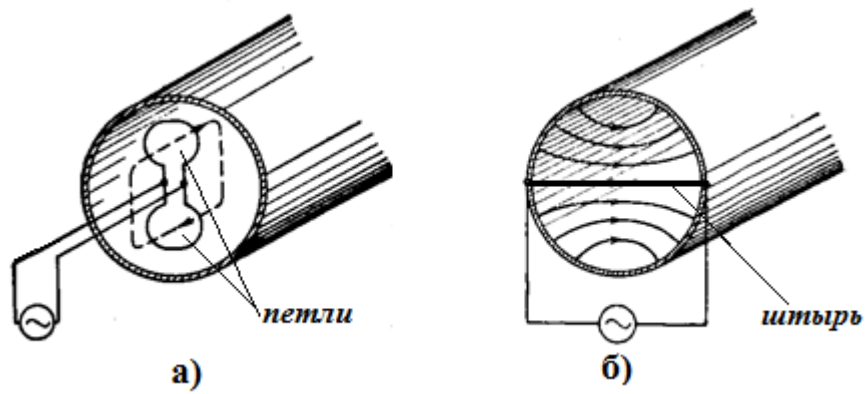


Рис. 30. Способы возбуждения моды H_{11}^0 в круглом волноводе:
 а) – с помощью проводящих петель связи по магнитному полю; б) – с помощью проводящего штыря по электрическому полю.

В [30] приведены различные конструкции возбуждателей моды H_{11}^0 . На рис. 31 изображен возбуждатель моды H_{11}^0 в круглом волноводе путем его соединения под прямым углом с прямоугольным волноводом с модой H_{10} в Е-плоскости.

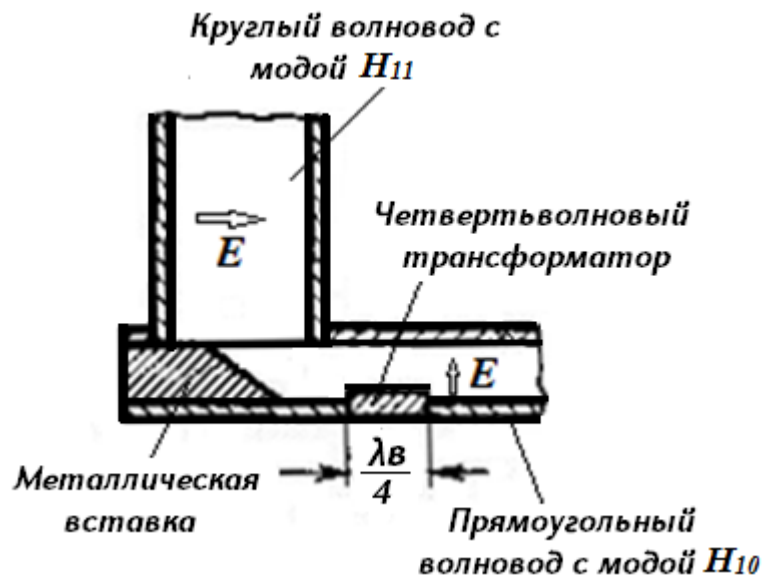


Рис. 31. Возбудитель моды H_{11}^0 в круглом волноводе с помощью его соединения в Е-плоскости с прямоугольным волноводом с модой H_{10} .

На рис. 32 изображен возбуждатель моды H_{11}^0 в круглом волноводе путем соединения под прямым углом прямоугольного волновода с модой H_{10} с круглым волноводом в Н-плоскости.

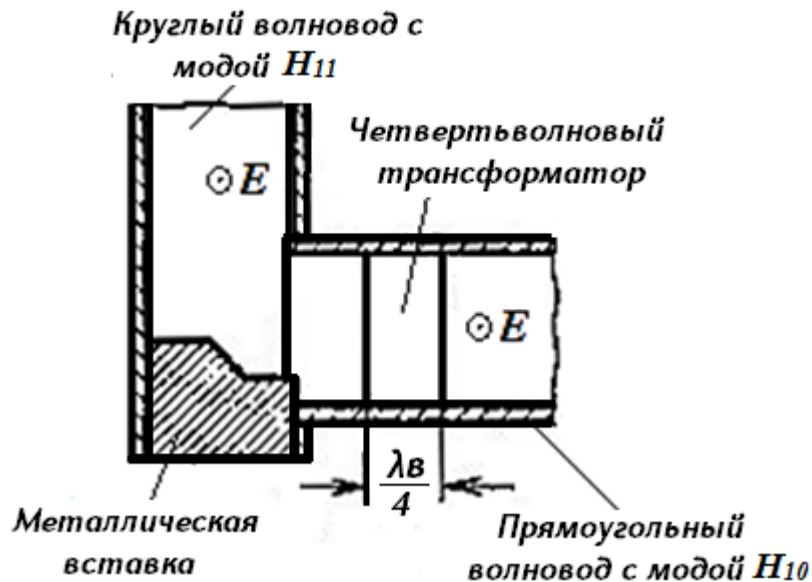


Рис. 32. Возбуждатель моды H_{11}^0 в круглом волноводе с помощью соединения в Н-плоскости прямоугольного волновода с модой H_{10} .

Согласование достигается в основном выбором формы и расположения клинообразной металлической вставки. Окончательная доводка согласования осуществляется либо расположением в окрестности соединения волноводов индуктивной диафрагмы, либо четвертьволновыми трансформаторами, показанными на рис. 31 и 32. Такие возбуждатели имеют в 3 % полосе частот коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) менее 1,1.

В [31, 32] предложен возбуждатель на основе прямого стыка прямоугольного волновода с модой H_{10} с круглым волноводом. На рис. 33 изображен такой возбуждатель моды H_{11}^0 .

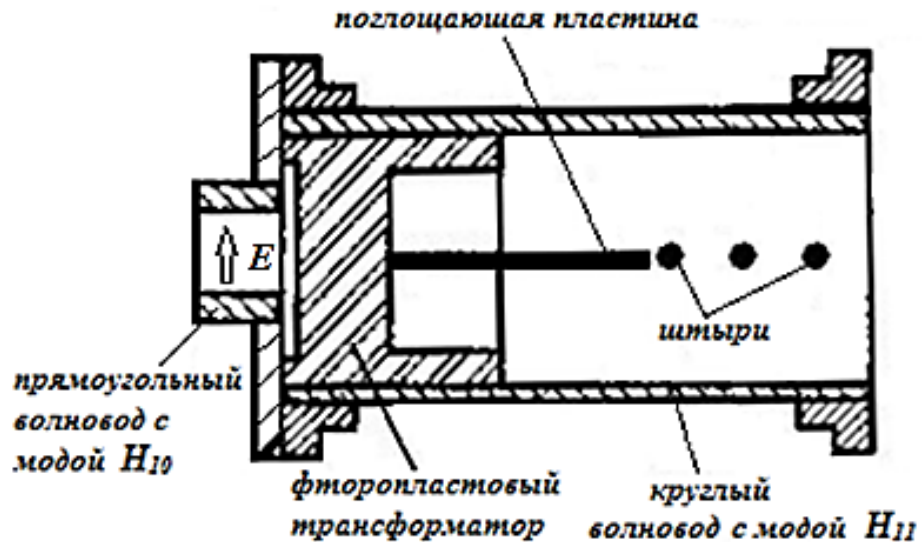


Рис. 33. Возбудитель моды H_{11}^0 в круглом волноводе с помощью фторопластового трансформатора.

Согласование в этом случае осуществляется с помощью фторопластового трансформатора, а возникшая мода H_{11}^0 ортогональной поляризации подавляется отражением от штырей и поглощением в пластине. Такой возбудитель для диапазона 8,6 – 9,6 ГГц имел КСВН менее 1,15.

На рис. 34 представлен возбудитель моды H_{11}^0 Робертсона [33, 34], основанный на “плавниковом” переходе моды H_{10} прямоугольного волновода к моде H_{11}^0 в круглом волноводе.

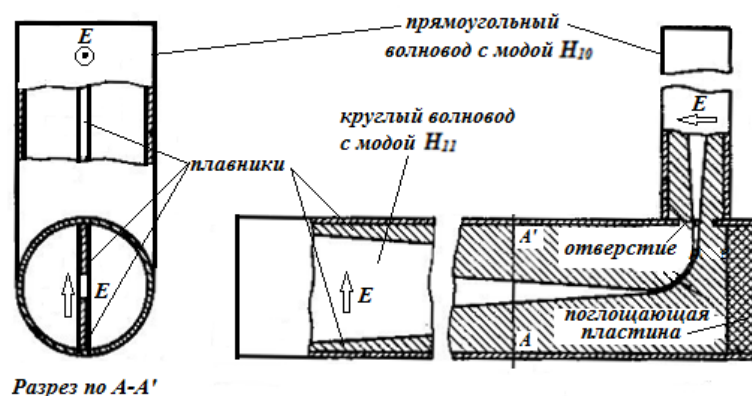


Рис. 34. Плавниковый возбудитель моды H_{11}^0 в круглом волноводе.

Плавники находятся в диаметральной плоскости круглого волновода. Ширина обоих плавников увеличивается постепенно до тех пор, пока они не образуют узкий зазор в центре круглого волновода. Затем этот узкий зазор продолжается до выхода прямоугольного волновода. В нем они расположены в плоскости, перпендикулярной широкой стенке прямоугольного волновода и расположенной в ее середине. КСВН такого возбуждателя моды H_{11}^0 не превышает значение 1,2 в широкой полосе частот. Недостаток такого возбуждателя в узости зазора и, поэтому, в его возможном электрическом пробое в случае передачи относительно больших мощностей.

С точки зрения прохождения больших мощностей, а так же полосы частот хорошим возбуждателем моды H_{11}^0 является плавный переход по сечению от прямоугольного волновода с основной модой H_{10} к круглому волноводу, изображенный на рис. 35.

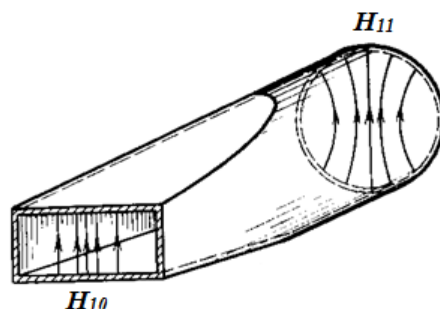


Рис. 35. Возбудитель моды H_{11}^0 в круглом волноводу путем

плавного перехода по сечению от прямоугольного волновода с модой H_{10} к круглому.

Такой возбуждатель довольно широкополосен и имеет малое значение КСВН < 1,1. Однако длина его должна быть не менее 2...3 длин волны в волноводу. Его изготавливают с помощью гальванопластики путем электролитического осаждения меди на тщательно изготовленную металлическую оправку. Такой метод изготовления является трудоемким и требующим много времени [35].

§2. Расчёт ступенчатого возбуждателя моды H_{11}^0 в круглом волноводу

Из приведенного в предыдущем параграфе обзора возбуждателей моды H_{11}^0 следует, что наилучшим является плавный переход, изображенный на рис. 35. Однако он не компактен и трудоемок в изготовлении. Компактность переходов можно обеспечить ступенчатыми переходами, когда и волновое сопротивление перехода, а следовательно, и его поперечные размеры, изменяются ступенчатым

образом [11, 30, 36, 37]. Преимущество ступенчатых переходов (при одинаковых допусках на рассогласование, перепадах волновых сопротивлений и граничной длине волны) по сравнению с плавными заключается в сравнительно меньшей длине первых. Физический смысл этой закономерности состоит в том, что с помощью ступенчатого перехода заданные технические требования выполняются более экономно, чем с помощью плавного перехода. В практических случаях обычно требуемая полоса частот в согласовании, как правило, ограничена с двух сторон и нет нужды превышать эти требования. В случае же монотонного плавного перехода запас по полосе частот неизбежен, что и приводит к увеличению длины такого перехода по сравнению с ступенчатым переходом [37].

Приведем общее определение ступенчатого перехода [36 - 38]. Он представляет собой каскадное соединение отрезков передающей линии – “ступенек”, имеющих одинаковую длину l и различные волновые сопротивления $\tilde{\rho}_i$. Причем число ступенек в переходе на единицу меньше числа скачков волнового сопротивления. При этом предполагается отсутствие активных потерь в ступенчатых линиях передачи [36].

Частотной характеристикой перехода называют зависимость функции рабочего затухания L , вызванного рассогласованием, от параметра $\theta = 2\pi l / \Lambda$, где Λ - длина волны в передающей линии. Это зависимость всегда полиномиально и равна [38]

$$L = 1 + P^2(\cos \theta) \quad (11)$$

Обычно применяют две разновидности полиномов $P(\cos \theta)$. Это полином Чебышева или полином Баттерворса. Переходы, рассчитанные на основе полинома Чебышева носят названия чебышевский. Переходы на основе полинома Баттерворса называют переходами с максимально плоской характеристикой. У первых характеристика затухания в полосе частот имеет колебания волнистого характера, число которых на единицу меньше количества ступенек, т.е. $n-1$. Переходы Баттерворса таких колебаний не имеют и, с точки зрения фазо-частотной характеристики, они более линейны, т.е. обладают меньшей дисперсией. Однако, по длине чебышевские переходы более короче.

Исходя из наличия контрольно-измерительного оборудования, предполагались исследования ЩС в диапазоне частот около 4 ГГц. Поэтому возбудитель моды H_{11}^0 в круглом волноводе проектировался для этого диапазона.

Однако приведенный ниже подход к построению возбуждителя такого типа пригоден при его реализации в любом участке диапазона СВЧ.

В качестве возбуждителя волны моды H_{10} в прямоугольном волноводе использовался стандартный коаксиально-волноводный переход (КВП) с внутренним сечением прямоугольного волновода $58\text{ мм} \times 25\text{ мм}$ с полосой частот $3,25\text{ ГГц}$ до 5 ГГц [37]. Для центральной частоты $f = 4,1\text{ ГГц}$ был выбран круглый волновод с внутренним диаметром $D = 54\text{ мм}$ из алюминия. Конструкция возбуждителя волны моды H_{11}^0 в круглом волноводе представлена на рис. 36 [39, 40].

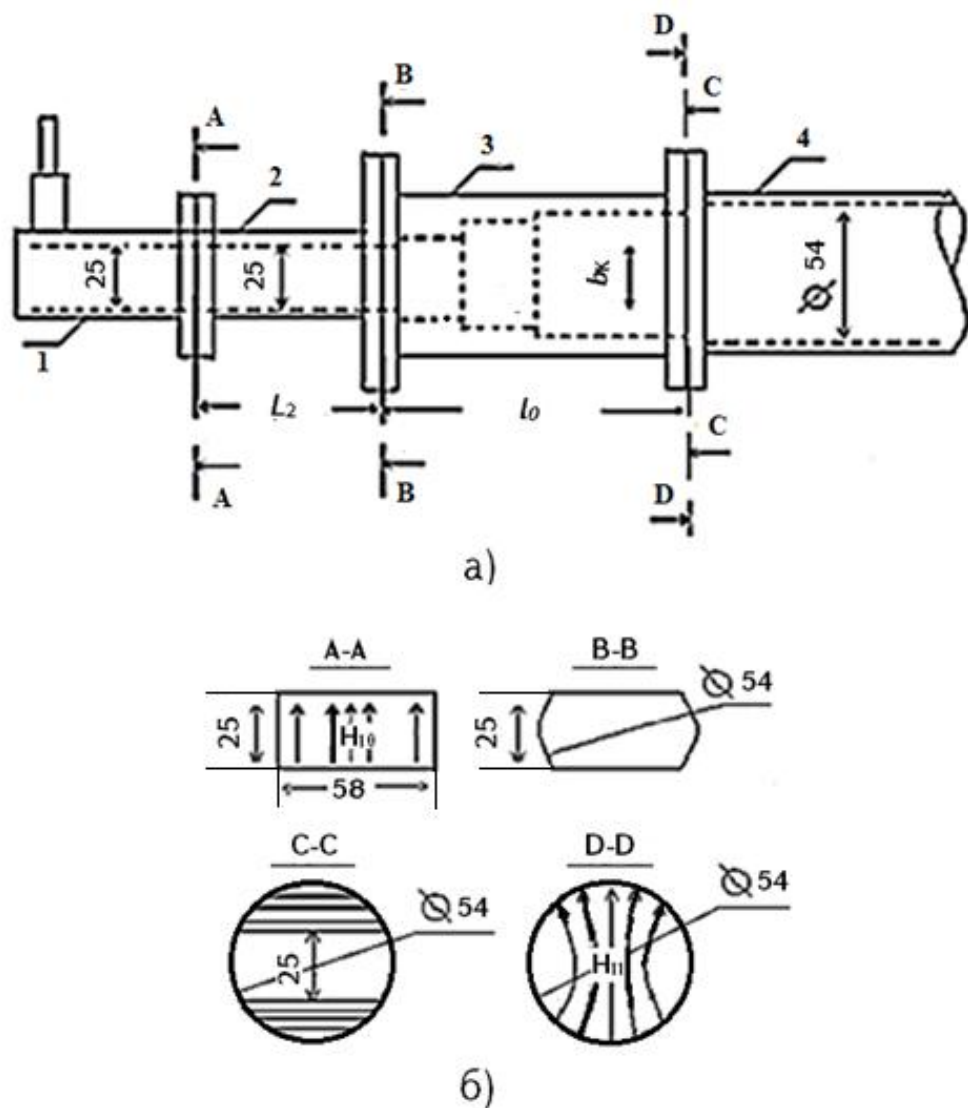


Рис. 36. Возбудитель волны H_{11}^0 а) последовательные секции возбуждителя: секция 1 - КВП; секция 2 - переход от прямоугольного волновода к овалному;

секция 3 - трехступенчатый овалный чебышевский переход; секция 4 - круглый волновод; пунктирными линиями в последовательных секциях 1,2,3 и 4 показаны контуры внутренних размеров; б) виды в различных сечениях возбуждителя.

Возбудитель состоит из 4-х последовательных секций. (см. рис 36а): КВП – секция 1 с вышеуказанным внутренним сечением $58\text{ мм} \times 25\text{ мм}$, секция 2 в виде перехода от этого сечения к овалному волноводу с высотой $b = 25\text{ мм}$ и диаметром овала $D = 54\text{ мм}$ и секция 3 в виде трехступенчатого перехода от овалного волновода с начальной высотой $b = 25\text{ мм}$ к овалному волноводу с конечной высотой b_k , который стыкуется с последующей секцией 4 на волноводе круглого сечения с внутренним диаметром $D = 54\text{ мм}$.

Секция 2 - переход от прямоугольного волновода с внутренним сечением $58\text{ мм} \times 25\text{ мм}$ (см. вид А - А рис. 36 б) с рабочей модой H_{10}^{\square} к овалному сечению с высотой $b = 25\text{ мм}$ и диаметром овала $D = 54\text{ мм}$ (см. вид В - В рис. 36б), был изготовлен в два этапа. Первый этап - изготовление перехода от сечения $58\text{ мм} \times 25\text{ мм}$ к сечению $a_1(\text{мм}) \times 25\text{ мм}$ (см. рис. 37).

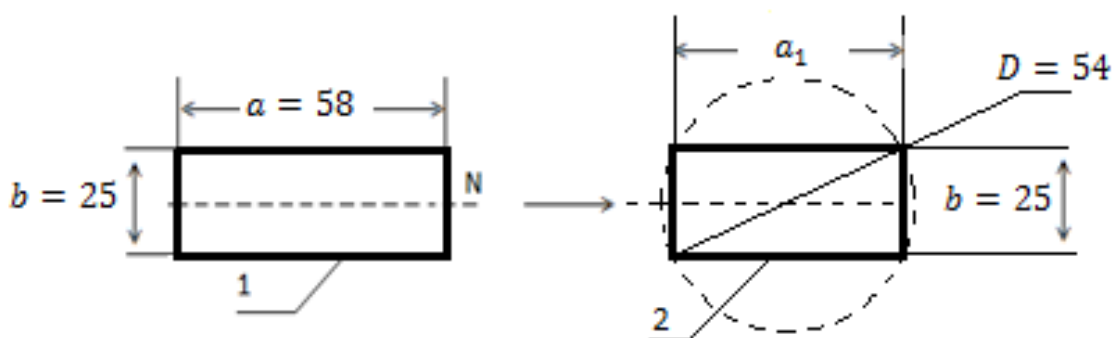


Рис. 37. Сечения перехода: 1 - входное сечение; 2 - выходное сечение.

Из рис. 37 очевидно соотношение $a_1 = \sqrt{D^2 - b^2} = 47,9\text{ мм}$. Эта секция была изготовлена из двух половинок, стыкующихся штифтами и винтами по срединной плоскости N, указанной на рис. 37.

На втором этапе такой переход со стороны выходного сечения $47,9\text{ мм} \times 25\text{ мм}$ фрезеровался концевой фрезой по узким стенкам перехода до придания овалного сечения с диаметром овала $D = 54\text{ мм}$ (см. рис. 38).

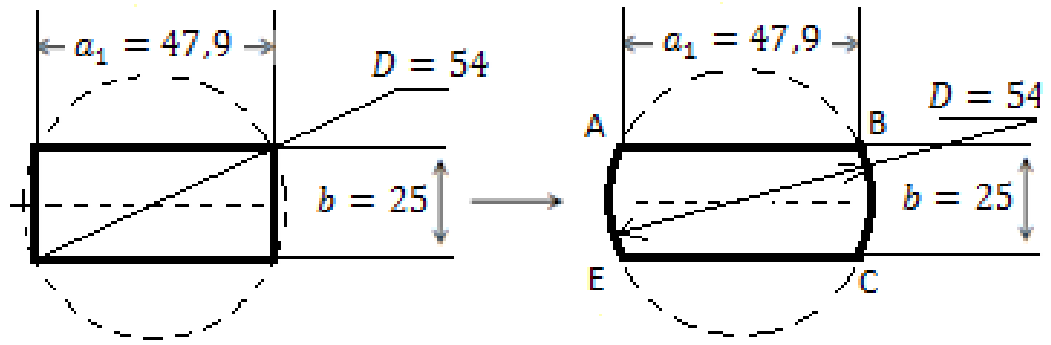


Рис. 38. Преобразование выходного прямоугольного сечения в овальное.

Фотография переходной секции 2 приведена на рис 39.

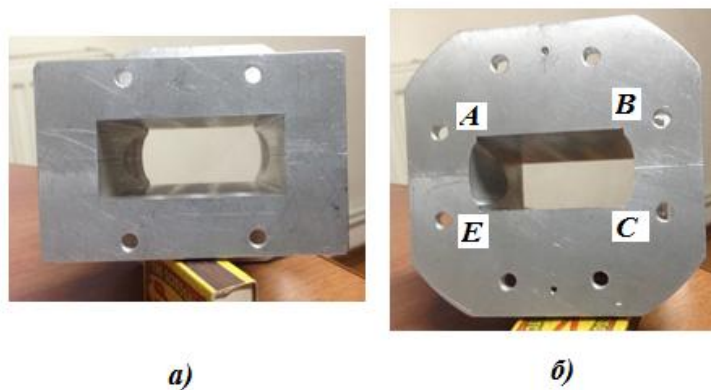


Рис. 39. Фотографии переходной секции 2: а) со стороны входного сечения; б) со стороны выходного сечения.

Из-за конечности диаметра фрезы (диаметр $d = 8 \text{ мм}$) в вершинах овала А, В, С и Е оставались маленькие ступеньки (см. рис. 39), которые не были сточены исходя из принятого приближения в конструкции возбуждителя. Суть приближения и основа для него приведены в следующем параграфе.

Длина этого перехода - секции 2, определялась из следующих соображений. Полоса его рабочих частот была выбрана от $f_{-П} = 4 \text{ ГГц}$ до $f_{П} = 4.7 \text{ ГГц}$. Соответственно, длины волн λ будут лежать в интервале

$$\lambda_{П} = 64 \text{ мм} \leq \lambda \leq 75 \text{ мм} = \lambda_{-П}, \quad (12)$$

а полоса пропускания равна

$$(\lambda_{-П} - \lambda_{\Lambda}) / \lambda_{cp} = 16\%. \quad (13)$$

где $\lambda_{cp} = (\lambda_{-П} + \lambda_{\Lambda}) / 2 = 69.5 \text{ мм}$. Средний размер a_{cp} широкой стенки сечения 2 определим как полусумму широкой стенки $a_{квн}$ волновода КВП и широкой стенки $a_{об}$ овального выходного сечения сечения 2, т.е.

$$a_{cp} = (a_{квн} + a_{об}) / 2 = (58 + 54) / 2 = 56 \text{ (мм)} \quad (14)$$

Соответствующие длины волн $\Lambda_{B1}, \Lambda_{B2}$ для моды H_{10} при $\lambda_{П} = 64 \text{ мм}$ и $\lambda_{-П} = 75 \text{ мм}$ в прямоугольном волноводе с широкой стенкой a_{cp} равны

$$\Lambda_{B1} = \frac{\lambda_{П}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{П}}{2a_{cp}}\right)^2}} = \frac{64}{\sqrt{1 - \left(\frac{64}{2 \times 56}\right)^2}} \approx 78 \text{ мм} \quad (15)$$

$$\Lambda_{B2} = \frac{\lambda_{-П}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{-П}}{2a_{cp}}\right)^2}} = \frac{75}{\sqrt{1 - \left(\frac{75}{2 \times 56}\right)^2}} \approx 101 \text{ мм} \quad (16)$$

Определим Λ_{Bcp} для $\lambda_{cp} = (\lambda_{-П} + \lambda_{\Lambda}) / 2 = 69.5 \text{ мм}$

$$\Lambda_{Bcp} = \frac{\lambda_{cp}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{cp}}{2a_{cp}}\right)^2}} = \frac{69.5}{\sqrt{1 - \left(\frac{69.5}{2 \times 56}\right)^2}} \approx 88.63 \text{ мм} \quad (17)$$

Длина сечения 2 - перехода к овальному волноводу, рассчитывалась с учетом (15) - (17), согласно выражению [37]

$$L_2 = 0.16(\Lambda_{B1} + \Lambda_{B2}) + 0.67\Lambda_{Bcp} \approx 88 \text{ мм} \quad (18)$$

Секция 3 – трехступенчатый овальный чебышевский переход, проектировался на основе следующих соображений. За основу расчета такого трехступенчатого овального перехода был принят расчет трехступенчатого перехода от прямоугольного одномодового волновода (с модой H_{10}) С-диапазона с внутренним сечением $54 \text{ мм} \times 25 \text{ мм}$ к квадратному волноводу с сечением $54 \text{ мм} \times 54 \text{ мм}$. Таким образом, была использована методика расчета ступенчатого перехода между двумя прямоугольными волноводами одинаковой ширины $a = 54 \text{ мм}$ и разных высот $b_H = 25 \text{ мм}$ и $b_K = 54 \text{ мм}$. Согласно [36], перепад R волновых сопротивлений составит

$$R = \frac{b_K}{b_H} = \frac{54}{25} = 2.16 \quad (19)$$

Второй этап расчета заключен в определении длин волн Λ_{Π} и $\Lambda_{-\Pi}$ в этих волноводах при граничных длинах волн полосы пропускания, т.е. при $\lambda_{\Pi} = 64\text{мм}$ $\lambda_{-\Pi} = 75\text{мм}$.

$$\Lambda_{\Pi} = \frac{\lambda_{\Pi}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\Pi}}{2a}\right)^2}} = \frac{64}{\sqrt{1 - \left(\frac{64}{2 \times 54}\right)^2}} = 79.4\text{мм} \quad (20)$$

$$\Lambda_{-\Pi} = \frac{\lambda_{-\Pi}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{-\Pi}}{2a}\right)^2}} = \frac{75}{\sqrt{1 - \left(\frac{75}{2 \times 54}\right)^2}} = 104.2\text{мм} \quad (21)$$

С учетом (20) и (21) требуемая величина перекрытия диапазона составляет

$$\frac{\Lambda_{-\Pi}}{\Lambda_{\Pi}} \geq \frac{104.2}{79.4} = 1.3 \quad (22)$$

Из таблицы 6.3 [36], при коэффициенте отражения $/\Gamma_{\text{макс}}/ = 0.005$ (что соответствует значению КСВН 1,01) при трех ступеньках $n = 3$ по округленному значению $R = 2.2$ и величине перекрытия $\Lambda_{-\Pi} / \Lambda_{\Pi} = 1.637$, определяются значения $\rho_i (i = 1, 2, 3, \text{ так как } n = 3)$ волновых сопротивлений, приведенных к волновому сопротивлению ρ_H подводящего волновода с волной моды H_{10} и с высотой $b_H = 25\text{мм}$. Значения приведенных волновых сопротивлений для трех ступенек следующие

$$\rho_1 = \frac{\tilde{\rho}_1}{\rho_H} = 1.115; \rho_2 = \frac{\tilde{\rho}_2}{\rho_H} = 1.483; \rho_3 = \frac{\tilde{\rho}_3}{\rho_H} = 1.973 \quad (23)$$

Высоты b_1, b_2 и b_3 ступенек определяются следующими соотношениями [36]

$$b_1 = b_H \cdot \rho_1 = 25 \times 1.115 = 27.875(\text{мм}) \quad (24)$$

$$b_2 = b_H \cdot \rho_2 = 25 \times 1.483 = 37.075(\text{мм}) \quad (25)$$

$$b_3 = b_H \cdot \rho_3 = 25 \times 1.973 = 49.325(\text{мм}) \quad (26)$$

Из той же таблицы при исходных данных находим отношение длины перехода l_0 к $\Lambda_{-\Pi}$

$$l_0 / \Lambda_{-\Pi} = 0.577 \quad (27)$$

Учитывая значение Λ_{-II} из (21) получаем для длины перехода

$$l_0 = 104.2 \times 0.577 = 60 \text{ мм} \quad (28)$$

Длина каждой из трех равных ступенек равна

$$l_c = l_0 / 3 = 20 \text{ мм} \quad (29)$$

Следующий этап – коррекция длин ступенек, которая производится для компенсации возникающих паразитных емкостей за счет местных возмущений поля на стыках ступенек. Примеры коррекции длин ступенек, приведенные в [36], показывают, что коррекция длины составляет от 1% до 3% длины ступеньки. Причем, когда перепад волнового сопротивления происходит за счет скачка по узкой стенке волновода, то длины ступенек с учетом коррекции уменьшаются, и наименьшей по длине является последняя 3-ая ступенька. Поэтому длина 3-ей ступеньки была уменьшена на 3%, длина 2-ой ступеньки – на 2%, а длина 1-ой ступеньки – на 1%.

На рис. 40 схематически изображен рассчитанный переход от прямоугольного волновода с $b_H = 25 \text{ мм}$ к квадратному с $b_K = 54 \text{ мм}$, имеющий $n = 3$ ступенек, каждая длиной $l_0 / 3 = 20 \text{ мм}$

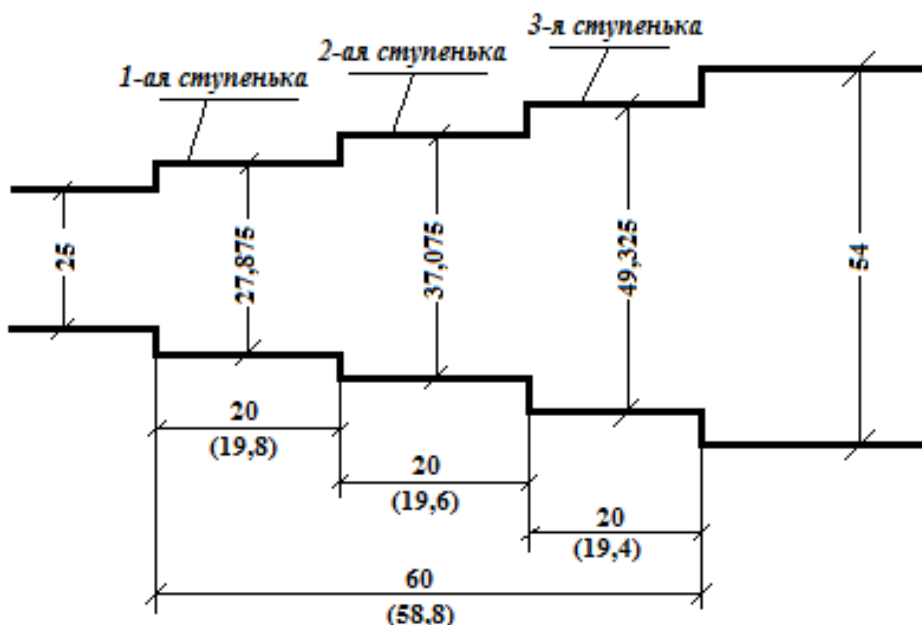


Рис. 40. Схематическое изображение рассчитанного перехода; в скобках указаны скорректированные длины ступенек и общая длина перехода.

§3. Конструкции возбуждателя моды H_{11}^0 , вспомогательных узлов и их исследование

Конструкция возбуждателя моды H_{11}^0

В конструкции перехода для возбуждения волны H_{11}^0 в круглом волноводе сделано следующее приближение, о котором упоминалось в предыдущем параграфе. Оно состоит в предположении, что в возбуждателе овальный переход с высотами и длинами ступенек, соответствующих рассчитанному выше трехступенчатому чебышевскому переходу от прямоугольного волновода к квадратному волноводу, обеспечит приемлемое значение КСВН возбуждателя. Фактически, рассчитанный выше чебышевский переход с прямоугольными волноводами заменяется на трехступенчатый переход с овальными волноводами одинакового диаметра, но с теми же ступеньками по высоте. При этом окончательный квадратный волновод рассчитанного выше чебышевского перехода с сечением $54 \text{ мм} \times 54 \text{ мм}$ заменяется круглым волноводом с диаметром 54 мм .

В основе принятия такого приближения лежит тот факт, что поле в областях точек А, В, С и Е (см. рис. 38 и 39) намного мало по сравнению с полем в средней части овального волновода. Это и позволяет надеяться на приемлемое значение КСВН возбуждателя в районе значений 1,5.

Конструкция секции 2 - перехода от прямоугольного волновода с внутренним сечением $58 \text{ мм} \times 25 \text{ мм}$ (см. вид А - А рис. 36 б) с рабочей модой H_{10}^{\square} к овальному сечению с высотой в $b = 25 \text{ мм}$ и диаметром овала $D = 54 \text{ мм}$ (см. вид В - В рис. 36 б) приведена на рис. 41. Опираясь на факт о незначительности поля в областях точек А, В, С и Е (см. рис. 38 и 39), маленькие ступеньки в углах овального волновода, обусловленные конечностью фрезы, были оставлены. Овальный трехступенчатый переход был изготовлен из заготовки круглой дюралюминиевой болванки, которая затем фрезеровалась для получения необходимых ступенек. Вид полученной детали приведен на рис. 42.

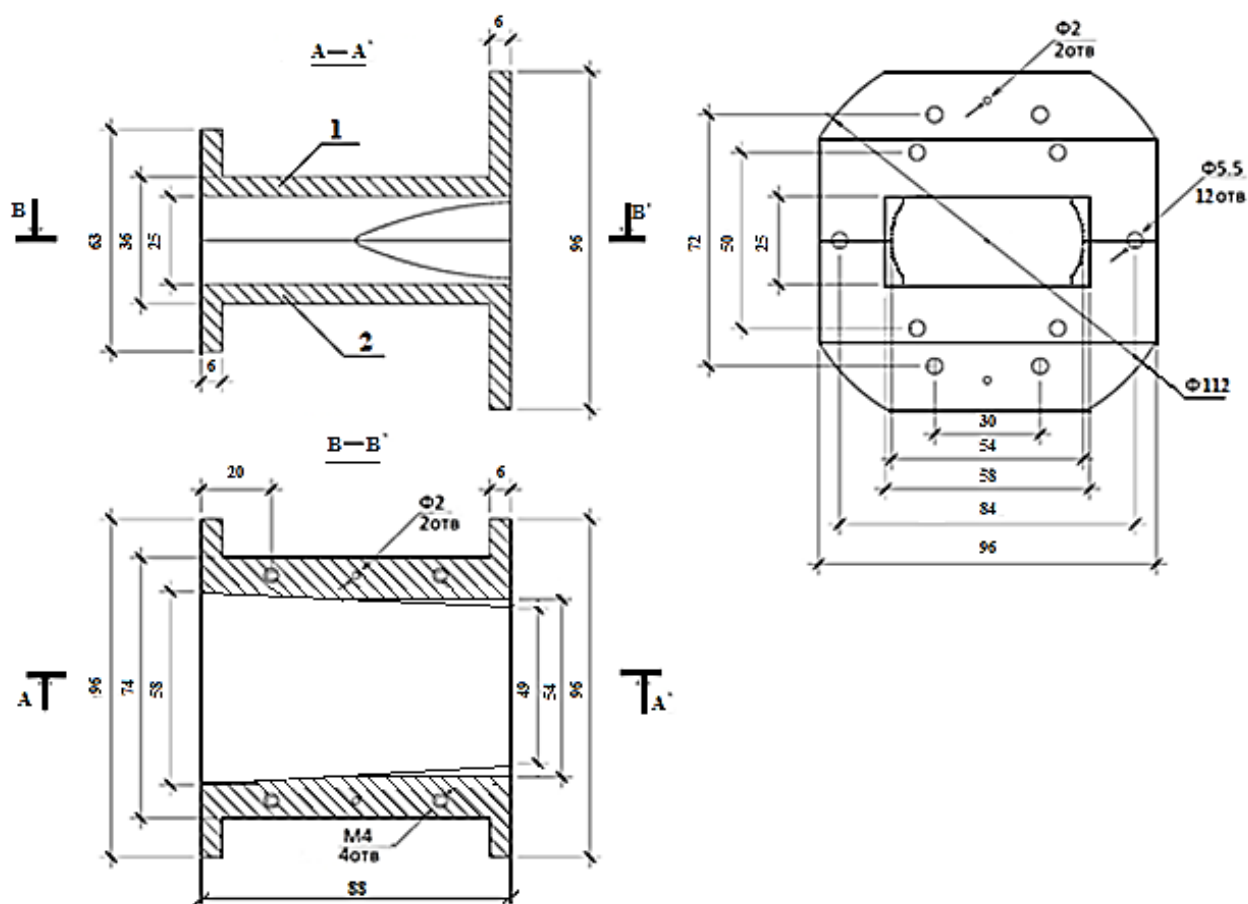


Рис. 41. Эскиз секции 2 в сборке: 1 – верхняя половина; 2 – нижняя половина.

Опираясь на факт о незначительности поля в областях точек А, В, С и Е (см. рис. 38 и 39), маленькие ступеньки в углах овального волновода, обусловленные конечностью фрезы, были оставлены. Овальный трехступенчатый переход был изготовлен из заготовки круглой дюралюминиевой болванки, которая затем фрезеровалась для получения необходимых ступенек. Вид полученной детали приведен на рис. 42. На описанную деталь насаживалась, до упора с ее фланцем 2, вторая деталь, представляющая отрезок круглого волновода со своим фланцем. Чертеж второй детали приведен на рис. 43. Отрезок круглого волновода второй детали скреплялся со ступеньками первой детали винтами. С целью обеспечения надежного электрического контакта алюминиевые детали перехода гальванически покрывались последовательно тонкими слоями (10...20 мкм) меди и покрытия «олово-висмут» для окончательной пайки легкоплавким припоем.

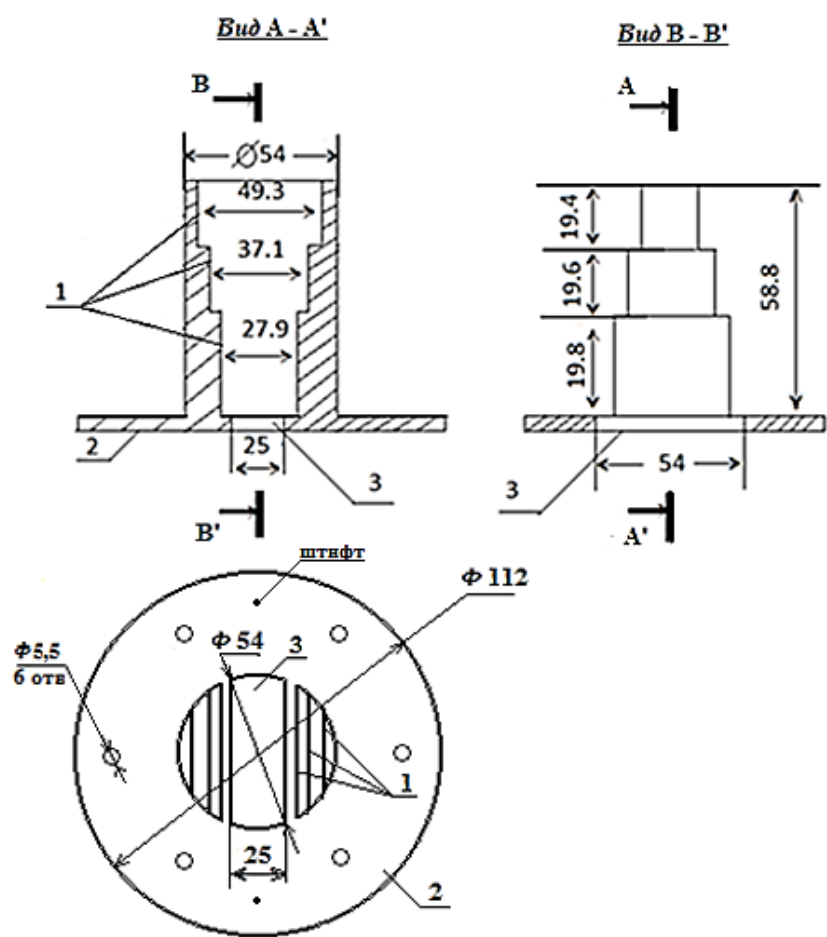


Рис. 42. Деталь овального трехступенчатого перехода с фланцем: 1 - ступеньки; 2 - фланец; 3 - входной овальный волновод.

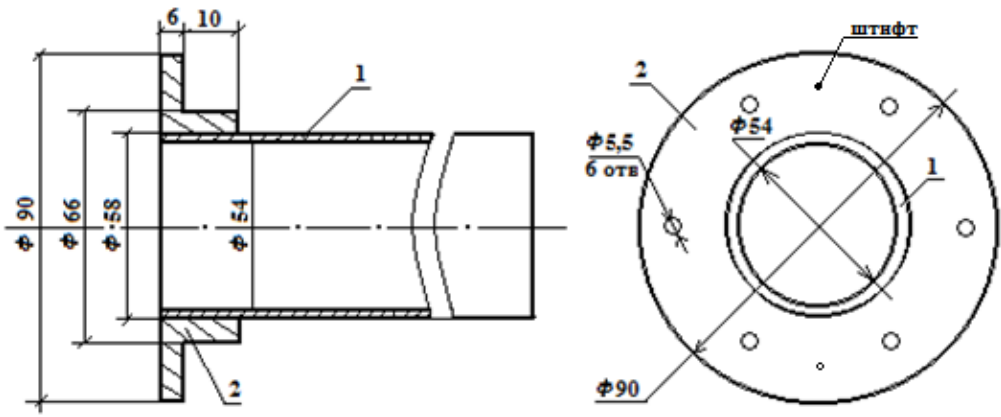
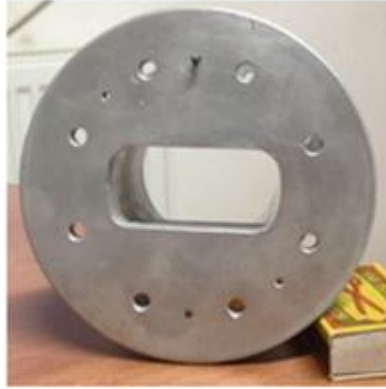


Рис. 43. Вторая деталь – круглый волновод с фланцем: 1 - круглый волновод; 2 - фланец.

На рис. 44 приведены фотографии с входной и выходной сторон овального трехступенчатого перехода.



а)



б)

Рис. 44. Фотографии овального трехступенчатого перехода:
а) со стороны входного сечения; б) со стороны выходного сечения.

Фотография сборки изготовленного возбуждателя волны типа H_{11}^0 в круглом волноводе приведена на рис. 45.

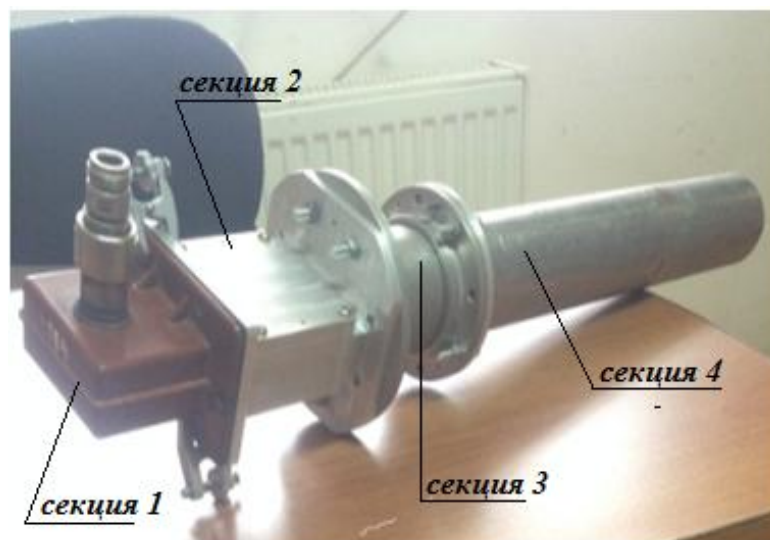


Рис. 45. Фотография возбуждателя волны моды H_{11}^0 в круглом волноводе;
секция 1 - КВП; секция 2 - переход от прямоугольного волновода к овальному;
секция 3 - трехступенчатый овальный чебышевский переход;
секция 4 - круглый волновод.

Для последующих исследований ЩС на круглом волноводе были изготовлены также согласованная нагрузка (СН) короткозамыкатель (КЗ).

Конструкция СН

Изготовленная СН для моды H_{11}^0 в круглом одномодовом волноводе с внутренним диаметром 54 мм представляет собой пенопластовый цилиндр того же диаметра. Цилиндр имеет длину 130 мм и переднее конусное окончанием, чьей стороной СН вставляется в круглый волновод. Фото СН представлено на рис. 46.



Рис. 46. Фото согласованной нагрузки.

Фото СН с ее задней стороны представлено на рис. 47. С этой стороны в пенопластовом цилиндре СН проделаны 7 глухих отверстий диаметром 12 мм. В эти отверстия вставлены прутки соответствующего размера из поглощающего материала – феррооксида [41]. Они имеют одинаковую длину, равную 60 мм. Прутки вставлены в отверстия до их упора.



Рис. 47. Фото согласованной нагрузки с задней стороны.

Три поглощающих феррооксидных прутка – центральные прутки, расположены в диаметральной плоскости волновода. Четыре других прутка – боковые прутки, расположены в отверстиях нагрузки таким образом, что передние торцы этих прутков (из-за разности в 30 мм глубин глухих отверстий центральных и боковых прутков) смещены относительно центральных. Смещения на длину в

30 мм вдоль оси круглого волновода равно четверти длины волны в волноводе на центральной частоте в 4,1 ГГц и обеспечивают компенсацию отражений от прутков. СН вставляется в волновод так, что поглощающие прутки, расположенные по диаметральной линии, показанной на рис. 47, находились бы в плоскости, совпадающей с плоскостью поляризации возбуждаемой в волноводе моды H_{11}^0 .

Конструкция КЗ

Фото изготовленного КЗ представлено на рис. 48.



Рис. 48. Фото короткозамыкателя.

Пружинящие контакты изготовлены из листовой пластины берилловой бронзы толщиной в 0,2 мм. Пачка пластин из такой листовой бронзы фрезеровалась фрезой толщиной в 0,3 мм на расстояние в 10 мм через каждые 2 мм ширины одного пружинящего контакта. Затем каждая фрезерованная пластина помещалась в специально изготовленную простую форму, где с помощью ударного сближения двух половинок формы образовывался необходимый овальный изгиб контактов. Радиус изгиба около 2,5 мм. После окончательной доводки пластин и контактов по размерам три такие пластины скреплялись по периметру корпуса КЗ на его передней выточке винтами М2. Корпус КЗ изготовлен из дюралюминия. Пластины с пружинящими контактами и корпус гальванически покрывались последовательно тонкими слоями (10...20 мкм) меди и покрытием «олово-висмут» для окончательной пайки пластин контактов к корпусу легкоплавким припоем. Конечная конструкция КЗ такова (см. рис. 49), что при помещении КЗ в круглый волновод возбуждителя моды H_{11}^0 , корпус КЗ (после плоскости контакта пружинящих контактов с волноводом) образует с волноводом узкий зазор (до 1 мм), представляющий отрезок разомкнутой

линии вдоль длины волновода длиной в четверть волны в свободном пространстве на центральной частоте. Этот разомкнутый четвертьволновой отрезок нагружен на последующий за ним короткозамкнутый отрезок такой же длины, выполненный в виде выточенной дроссельной канавки шириной 3 мм в поперечном сечении корпуса КЗ. Таким образом осуществляется дроссельный КЗ, описанный, например, в [11], который обладает лучшей способностью короткого замыкания.

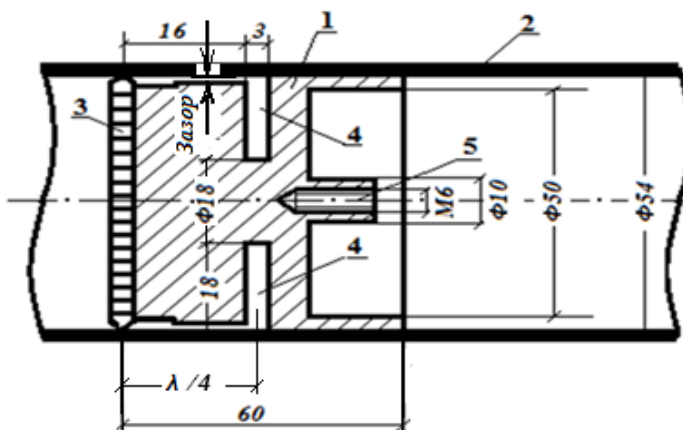


Рис. 49. Короткозамыкатель в круглом волноводе: 1 – корпус КЗ; 2 – стенка волновода; 3 – пружинящие контакты; 4 – выточенная дроссельная канавка; 5 – резьбовое отверстие для штока КЗ.

Исследование вспомогательных узлов и возбуждителя моды H_{11}^0

КСВН СН измерялся по блок-схеме, приведенной на рис. 50 [42].

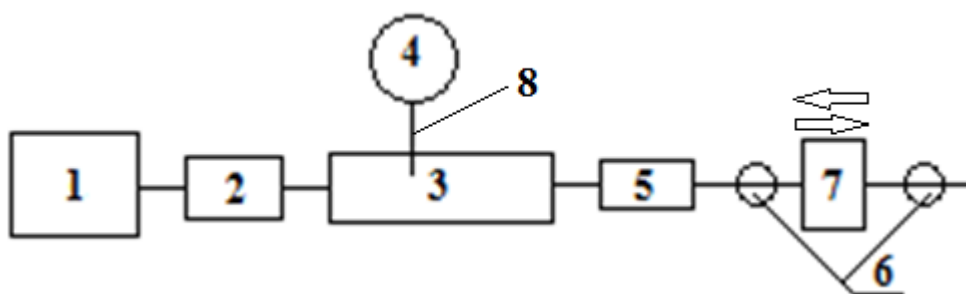


Рис. 50. Блок-схема измерения КСВН согласованной нагрузки: 1 – генератор Г4-81; 2 – вентиль; 3 – измерительная линия Р1-18; 4 – индикатор; 5 – возбуждатель моды H_{11}^0 ; 6 – круглый волновод; 7 - согласованная нагрузка; 8 – зонд измерительной линии.

Измерения по приведенной блок-схеме производились на стенде при неподвижном зонде 8 измерительной линии 3 методом регистрации показаний

индикатора 4 максимумов и минимумов в измерительной линии 3 при перемещения СН 7 в круглом волноводе 6 возбуждателя 5 моды H_{11}^0 . Этот метод известен в литературе под названием метода подвижной нагрузки [42 - 44]. В диапазоне частот 3,9...4,3 ГГц измеренный КСВН не превышал значения 1,3.

Измерения КСВН КЗ производились на том же стенде, описанном для случая измерений СН, и по той же методике. Измеренные значения КСВН КЗ без дросселя в 3...4 раза были меньше КСВН КЗ с дроссельным соединением, КСВН которого был в пределах 48...60 в полосе частот 3,9...4,3 ГГц [46].

Исследовались параметру составного узла, изображенного на рис. 45. Измерения КСВН выполнялись как на упомянутом выше стенде с применением измерительной линии, так и на стенде с применением панорамного измерителя P2-54/1. Измеренные значения КСВН узла, нагруженного на изготовленной СН, не превышали значение 1,7 в отмеченной выше полосе частот при измерениях на стенде с измерительной линией. При измерениях на стенде с панорамным измерителем в той же полосе частот максимальный КСВН около 1,6.

Оценка активных потерь узла в отмеченной полосе частот выполнялась по методике измерения КСВН этого узла, нагруженного на изготовленный КЗ. Согласно методике, потери α узла в децибелах вычисляются по значению измеренного КСВН

- K , по соотношению [45]

$$\alpha = 10 \lg \frac{K-1}{K+1} \quad (30)$$

Значения КСВН в полосе частот 3,9...4,3 ГГц оказались равными $K = 22 \dots 30$.

Согласно выполненным оценкам по соотношению (30), потери не превышают значения 0,4 дБ.

ВЫВОДЫ

Выполнен краткий обзор возбуждателей моды H_{11}^0 в круглом волноводе. В результате их анализа сделан выбор в пользу возбуждателя со ступенчатым переходом от прямоугольного волновода с модой H_{10} к круглому волноводу с модой H_{11}^0 . Такой выбор обусловлен компактностью перехода по длине и его

надежностью. В основе проектирования перехода возбуждителя предложено приближение, заключающее в замене рассчитанного трехступенчатого перехода с прямоугольными волноводами на трехступенчатый переход с овальными волноводами одинакового диаметра, но с теми же рассчитанными ступеньками. Предложена относительно простая технология изготовления перехода. Для дальнейших исследований ЩС на круглом волноводе изготовлены СН и КЗ, отличающиеся простотой их конструкции. При упомянутом выше приближении и предложенных конструкциях изготовленных узлов, полученные результаты при определении параметров СН, КЗ и возбуждителя моды H_{11}^0 в круглом волноводе оказались вполне пригодными для дальнейших разработок.

ГЛАВА 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ВЫРОЖДЕНИЯ МОДЫ H_{11}^0 В КРУГЛЫХ ВОЛНОВОДАХ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ ВСЕНАПРАВЛЕННЫХ АНТЕННЫХ ЩЕЛЕВЫХ СТРУКТУР

§1. Теоретические основы явления поляризационного вырождения

моды H_{11}^0 круглого волновода

Теоретическое рассмотрение строения полей и видов плоских неоднородных волн в круглом волноводе основано на решении волновых дифференциальных уравнений, вытекающих из уравнений Максвелла. Эти дифференциальные уравнения известны как волновые уравнения Гельмгольца. При их решении электромагнитный процесс в круглом волноводе ищется в виде свободной гармонической волны, распространяющейся вдоль оси Z – продольной оси волновода. Искомая гармоническая, или монохроматическая, волна имеет поле с электрической \vec{E}_k и магнитной \vec{H}_k комплексными напряженностями [9 - 12]

$$\vec{E}_k = \vec{E}_m e^{i\omega t}, H_k = \vec{H}_m e^{i\omega t} \quad (31)$$

где ω представляет частоту изменения процесса во времени t , а \vec{E}_m и \vec{H}_m - комплексные амплитуды. Уравнения Максвелла для случая такого свободного (т.е. сторонний ток $\vec{j}_{\text{ст}} = 0$) монохроматического комплексного поля (31) приводятся к виду

$$\text{rot} \vec{H}_m = i\omega \varepsilon_a \vec{E}_m \quad (32)$$

$$\text{rot} \vec{E}_m = -i\omega \mu_a \vec{H}_m \quad (33)$$

где ε_a и μ_a - диэлектрическая и магнитная проницаемости заполняющей волновод среды. Принимается, что вдоль продольной оси круглый волновод однороден, т.е. не изменяются его физические свойства: форма и размер, а также параметры заполняющей его среды. При этом комплексные амплитуды \vec{E}_m и \vec{H}_m имеют вид

$$\vec{E}_m = \vec{E}(r, \alpha) e^{-i\beta z} \quad (34)$$

$$\vec{H}_m = \vec{H}(r, \alpha) e^{-i\beta z} \quad (35)$$

где β - постоянная распространения в направлении оси Z или иначе β называют продольным волновым числом. В общем случае β является комплексной величиной и имеет вещественную и отрицательную мнимую части. Последняя характеризует затухание волны при ее распространении в волноводе, вызванные тепловыми потерями Джоуля при протекании токов по внутренним стенкам волновода, некоторой малой проводимостью, заполняющей волновод среды и процессами ее переполаризации или перемагничивания. Далее будем считать, и это близко к реальности, что потери ничтожны и мнимая часть β намного мала по сравнению с вещественной, т.е. величина β практически вещественна. Вещественная часть β определяет длину волны Λ пространственного периода процесса вдоль продольной оси Z волновода и они связаны соотношением $\beta = 2\pi/\Lambda = \omega/v_{\Phi}$, где v_{Φ} - фазовая скорость волны в волноводе.

Функции $\vec{E}(r, \alpha)$ и $\vec{H}(r, \alpha)$, входящие в выражения (34) и (35), характеризуют распределения полей в поперечном сечении круглого волновода в зависимости от координат r и α цилиндрической системы координат, приведенной на рис. 51.

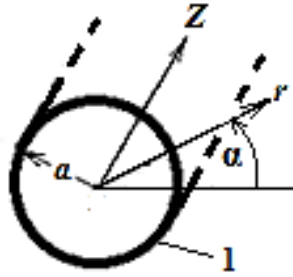


Рис. 51. Цилиндрическая система координат: 1 – стенка круглого волновода;
 a – радиус волновода.

В случае цилиндрических координат имеем $\vec{E}(r, \alpha) = \vec{r}_0 E_r + \vec{\alpha}_0 E_\alpha + \vec{z}_0 E_z$ и $\vec{H}(r, \alpha) = \vec{r}_0 H_r + \vec{\alpha}_0 H_\alpha + \vec{z}_0 H_z$, где \vec{r}_0 , $\vec{\alpha}_0$, \vec{z}_0 - единичные векторы по осям цилиндрической системы координат. Из уравнений Максвелла (32) и (33) следуют однородные волновые уравнения Гельмгольца

$$\nabla^2 \vec{E}_m + k^2 \vec{E}_m = 0 \quad (36)$$

$$\nabla^2 \vec{H}_m + k^2 \vec{H}_m = 0 \quad (37)$$

где $k = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a}$ - волновое число и, при принятых предположениях относительно ничтожности потерь в заполняющей волновод среде, ее диэлектрическая ϵ_a и магнитная μ_a проницаемости вещественны, а значит вещественно и k .

Выражение ∇^2 известно как оператор Лапласа и в цилиндрической системе координат его скалярный вид выражается соотношением [9].

$$\nabla^2 \psi \equiv \text{divgrad} \psi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \quad (38)$$

где ψ – любая из компонент полей \vec{E}_m и \vec{H}_m . Учитывая зависимость этих полей от координаты z в выражениях (32) и (33), для их любой компоненты имеем $\partial^2 \psi / \partial z^2 = -\beta^2 \psi$. Тогда выражение (38) приводится к виду

$$\nabla^2 \psi = \nabla_{\perp}^2 \psi - \beta^2 \psi \quad (39)$$

где ∇_{\perp}^2 - двумерный оператор Лапласа выражаемый соотношением

$$\nabla_{\perp}^2 \psi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \alpha^2} \quad (40)$$

Подстановка искомым $\vec{E}_m = \vec{E}(r, \alpha)e^{-i\beta z}$ и $\vec{H}_m = \vec{H}(r, \alpha)e^{-i\beta z}$ в волновые уравнения (36) и (37), с учетом (39) и (40), дает пару следующих двумерных дифференциальных уравнений

$$\nabla_{\perp}^2 \vec{E} + \chi^2 \vec{E} = 0 \quad (41)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \vec{H} + \chi^2 \vec{H} = 0 \quad (42)$$

где $\chi = \sqrt{k^2 - \beta^2}$ - так называемое поперечное волновое число, которое определяет критическую длину волны $\lambda_{кр} = 2\pi/\chi$ и область тех длин волн $\lambda > \lambda_{кр}$, которые не могут распространяться в волноводе. При этом, учитывая выражения $k = \omega\sqrt{\varepsilon_a\mu_a}$, $\beta = 2\pi/\Lambda = \omega/v_{\phi}$ и $\lambda_{кр} = 2\pi/\chi$, следуют соотношения

$$\Lambda = \lambda/\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2} = \lambda/\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2} \quad (43)$$

$$v_{\phi} = v/\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2} = v/\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2}. \quad (44)$$

Уравнения (41) и (42) в проекциях на ось Z позволяют сформулировать граничную задачу для продольных компонент \dot{E}_z и \dot{H}_z .

В частности для H -волн, у которых $\dot{H}_z \neq 0$, а поле \vec{E} имеет только поперечные компоненты, т.е $\dot{E}_z = 0$, граничная задача для \dot{H}_z формулируется в виде [9 - 13]

$$\nabla^2 \dot{H}_z + \chi^2 \dot{H}_z = 0 \text{ при } \left\{ \begin{array}{l} 0 \leq r < a \\ 0 \leq \alpha \leq 2\pi \end{array} \right\} \text{ и } \dot{H}_z(\alpha) = \dot{H}_z(\alpha + 2\pi) \quad (45)$$

с граничным условием

$$\frac{\partial \dot{H}_z}{\partial r} = 0 \text{ при } r = a \quad (46)$$

С другой стороны, известна однозначная связь между поперечными составляющими $\vec{E}_{\perp} = \vec{r}_0 \dot{E}_r + \vec{\alpha}_0 \dot{E}_{\alpha}$ и $\vec{H}_{\perp} = \vec{r}_0 \dot{H}_r + \vec{\alpha}_0 \dot{H}_{\alpha}$ полей $\vec{E}(r, \alpha)$ и $\vec{H}(r, \alpha)$ и их продольными составляющими \dot{E}_z и \dot{H}_z в направляющих системах. Она следует из уравнений Максвелла (32) и (33) в виде определенных соотношений.

В случае H -волн эти соотношения следующие

$$\vec{E}_{\perp} = -\frac{i\omega\mu a}{\chi^2} \left[\text{grad}_{\perp} \dot{H}_z \times \vec{z}_0 \right] \quad (47)$$

$$\vec{H}_\perp = -\frac{\beta}{\chi^2} \text{grad}_\perp \dot{H}_z \quad (48)$$

где grad_\perp - поперечный градиент равен

$$\text{grad}_\perp = \vec{r}_0 \frac{\partial}{\partial r} + \vec{\alpha}_0 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \alpha} \quad (49)$$

Таким образом, общий путь определения полей $\vec{E}(r, \alpha)$ и $\vec{H}(r, \alpha)$, а, следовательно, комплексных амплитуд \vec{E}_m , \vec{H}_m и полей $\vec{E}_k = \vec{E}_m e^{i\omega t}$, $H_k = \vec{H}_m e^{i\omega t}$, заключается в решении граничной задачи по выражениям (45) и (46) для отыскания \dot{H}_z и последующего определения остальных компонент полей по выражениям (47) и (48).

Для E -волн, у которых $\dot{E}_z \neq 0$ и магнитное поле поперечно, т.е. $\dot{H}_z = 0$, граничная задача формулируется в виде

$$\nabla_\perp^2 \dot{E}_z + \chi^2 \dot{E}_z = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} 0 \leq r < a \\ 0 \leq \alpha \leq 2\pi \end{array} \right\} \quad \text{и} \quad \dot{E}_z(\alpha) = \dot{E}_z(\alpha + 2\pi), \quad (50)$$

с граничным условием

$$\dot{E}_z = 0 \quad \text{при} \quad r = a, \quad (51)$$

а связи между поперечными составляющими полей $\vec{E}(r, \alpha)$ и $\vec{H}(r, \alpha)$ и продольной составляющей \dot{E}_z определяются выражениями

$$\vec{E}_\perp = -\frac{\beta}{\chi^2} \text{grad}_\perp \dot{E}_z \quad (52)$$

$$\vec{H}_\perp = \frac{i\omega \varepsilon a}{\chi^2} [\text{grad}_\perp \dot{E}_z \times \vec{z}_0] \quad (53)$$

Дифференциальные уравнения (45) и (50) решаются методом разделения переменных, известным как метод Фурье. При этом искомые функции $\dot{H}_z(r, \alpha)$ и $\dot{E}_z(r, \alpha)$ рассматриваются как произведение двух функций. Одна зависит только от координаты r , а другая функция зависит только от полярного угла α .

Для случая H -волн имеем

$$\dot{H}_z(r, \alpha) = R^H(r) A^H(\alpha) \quad (54)$$

Для случая E -волн имеем.

$$\dot{E}_z(r, \alpha) = R^E(r) A^E(\alpha) \quad (55)$$

При подстановке выражений (54) и (55) соответственно в уравнения (45) и (50), их решения для \dot{H}_z и \dot{E}_z образуют бесконечное множество решений $(\dot{H}_z)_{nm}$ и $(\dot{E}_z)_{nm}$. Причем каждому решению соответствует определенное значение $\chi = \chi_{nm}$, удовлетворяющее условию $\chi_{nm}^2 > 0$.

Для H -волн решения получаются в виде

$$\dot{H}_z(r, \alpha) = R^H(r)A^H(\alpha) = J_n(\chi_{nm}r)(\dot{C} \cos n\alpha + \dot{D} \sin n\alpha) \quad (56)$$

где $\chi = \chi_{nm}^H = v'_{nm} / a$; a - радиус волновода, а v'_{nm} - m -ый экстремум функции Бесселя n -го порядка $J_n(\chi r)$, или корень уравнения $J'_n(\chi r) = 0$ ($n = 0, 1, 2, \dots, m = 1, 2, \dots$), а \dot{C} и \dot{D} - комплексные постоянные.

Для E -волн решения имеют тот же вид

$$\dot{E}_z(r, \alpha) = R^E(r)A^E(\alpha) = J_n(\chi_{nm}r)(\dot{C} \cos n\alpha + \dot{D} \sin n\alpha) \quad (57)$$

но с отличием, истекающим из отличия граничных условий для \dot{E}_z и \dot{H}_z . Для E -волн значения χ другие. В этом случае $\chi = \chi_{nm}^E = v_{nm} / a$, где v_{nm} - m -ый корень функции Бесселя n -го порядка $J_n(\chi r)$, или корень уравнения $J_n(\chi r) = 0$ ($n = 0, 1, 2, \dots, m = 1, 2, \dots$). Для H -волн и E -волн имеем следующие критические длины волн и частот.

$$\lambda_{кр}^{H_{nm}} = \frac{2\pi a}{v'_{nm}}; f_{кр}^{H_{nm}} = \frac{v}{2\pi a} v'_{nm} \quad (58)$$

$$\lambda_{кр}^{E_{nm}} = \frac{2\pi a}{v_{nm}}; f_{кр}^{E_{nm}} = \frac{v}{2\pi a} v_{nm} \quad (59)$$

В результате, для поля монохроматической волны с частотой ω и модой H_{11}^0 в круглом волноводе получаются пять комплексных компонент [9 - 12]

$$\dot{H}_z = \dot{H}_0 J_1(\chi r) A(\alpha) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (60)$$

$$\dot{H}_r = -\frac{\beta}{\chi} \dot{H}_0 J'_1(\chi r) A(\alpha) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (61)$$

$$\dot{H}_\alpha = -\frac{i\beta}{\chi^2 r} \dot{H}_0 J_1(\chi r) A'(\alpha) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (62)$$

$$\dot{E}_r = -\frac{ikZ_w}{\chi^2 r} \dot{H}_0 J_1(\chi r) A'(\alpha) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (63)$$

$$\dot{E}_\alpha = \frac{ikZ_w}{\chi} \dot{H}_0 J_1'(\chi r) A(\alpha) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (64)$$

где: $A(\alpha) = \dot{C} \cos n\alpha + \dot{D} \sin n\alpha = \dot{C} \cos \alpha + \dot{D} \sin \alpha$ и для моды H_{11}^0 имеем $n = m = 1$; $J_1(\chi r)$ – функция Бесселя 1-го порядка; $\chi = v'_{11}/a$, а $v'_{11} = 1,8412$ – первый корень уравнения $J_1'(\chi r) = 0$; $Z_w = \sqrt{\mu_a/\epsilon_a}$ – волновое сопротивление заполняющей волновод среды.

При $A(\alpha) = \dot{C} \cos \alpha$ (случай $\dot{D} = 0$) поле волны моды H_{11}^0 отображено на рис. 29 и на рис. 52, а на последнем из них также отображена картина протекания токов проводимости на внутренних стенках круглого волновода.

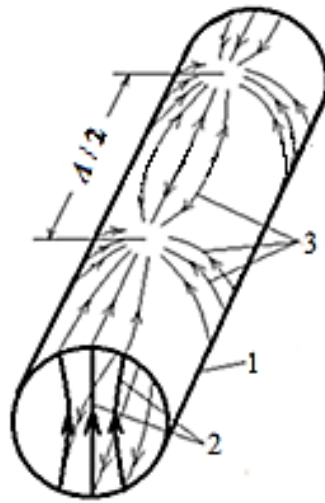


Рис. 52. Круглый волновод с волной моды H_{11}^0 и картина протекания токов проводимости на его внутренних стенках: 1 – волновод; 2 - силовые линии электрического поля \mathbf{E} моды H_{11}^0 ; 3 – линии токов проводимости на внутренней стенке волновода; Λ – длина рабочей волны в волноводе.

Из анализа выражений (60) – (64) следует, что, изображенная на рис. 29 и рис. 52 волна моды H_{11} , имеет вырождение по индексам n и m , равным в данном случае 1.

Вырожденной волной является волна моды H_{11}^0 при $A(\alpha) = \dot{D} \sin \alpha$ (случай $\dot{C} = 0$), поле которой повернуто в поперечном сечении круглого волновода на 90° . В случае синфазных или противофазных и не равных нулю \dot{C} и \dot{D} (случай $\dot{C} \neq 0, \dot{D} \neq 0, \arg \dot{C} = \arg \dot{D}$ или $\arg \dot{D} = \arg \dot{C} \pm \pi$) опять же существует вырожденная волна моды H_{11}^0 , повернутая в поперечном сечении на некоторый угол

$\xi = \arctan(\dot{D}/\dot{C})$. Таким образом, возможна произвольная ориентация волны моды H_{11}^0 относительно начала цилиндрической системы координат, что естественно при аксиальной симметрии круглого волновода. Это явление одновременного существования в волноводе волн с однопольными полями с различной ориентацией принято называть поляризационным вырождением [11]. На рис. 53 в поперечном сечении волновода изображены ориентации поля волны моды H_{11}^0 для приведенных случаев.

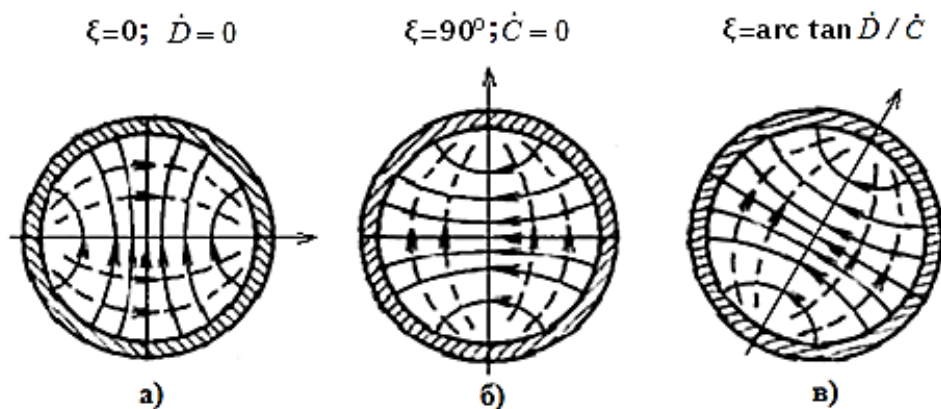


Рис. 53. Поле волны моды H_{11}^0 в круглом волноводе: а) – случай $\dot{D} = 0$; б) – случай $\dot{C} = 0$; в) – случай синфазных или противофазных и не равных нулю \dot{C} и \dot{D} ; (сплошные линии – силовые линии электрического поля \mathbf{E} , пунктирные линии – силовые линии магнитного поля \mathbf{H}).

Известно вредное влияние явления поляризационного вырождения при передаче СВЧ мощности по круглому волноводу на моде H_{11}^0 . Допустим имеем ориентацию поля моды, например, показанной на рис 53а. На нерегулярностях линии передачи с круглым волноводом (изгиб линии передачи, стыки волноводных отрезков и т.д.) часть мощности этой волны переходит в мощность волны этой же моды, но ориентации, показанной на рис. 53б. Поскольку обе волны имеют одинаковую скорость распространения, они на нерегулярностях эффективно обмениваются энергией [11]. В результате, на приемном конце возникает значительная паразитная волна ориентации (рис. 53 б), т.е. происходит отбор мощности от волны исходной ориентации (рис. 53а). Кроме этого, поскольку обмен энергии происходит на случайных нерегулярностях линии передачи, происходит также случайное изменение фазы волны исходной ориентации.

Для устранения таких последствий, вызванных поляризационным вырождением, круглому волноводу придают определенную эллиптичность. При этом происходит расхождение критических частот этих волн различных поляризаций, а отношение их критических частот равно отношению полуосей эллиптического волновода, вдоль ориентации которых распространяются эти волны соответственно. Это расхождение критических частот используется для передачи моды H_{11}^0 только одной ориентации, т.е. реализуется одномодовый режим работы волновода при передаче СВЧ мощности на этой моде. Круглые волноводы, изготавливаемые по их стандартной технологии, всегда имеют некоторую эллиптичность. Путем стыковки отрезков тракта с учетом направления полуосей эллиптичности его отрезков и тщательной сборки волноводного тракта, при его длине в 50 м можно достичь уменьшения паразитной моды по сравнению с основной исходной модой более чем на 20 дБ.

§2. Принцип использования явления поляризационного вырождения

моды H_{11}^0 для реализации всенаправленных
излучающих структур круглого волновода

В этом параграфе будут рассмотрены устройства на такой линии передачи, построенные на ее коротких отрезках, основным назначением которых не является передача энергии. Речь пойдет об устройствах, преобразующих поляризацию волны моды H_{11}^0 , принцип работы которых основан на явлении поляризационного вырождения. Далее на их примере будет обосновано использование этого явления для построения антенных излучающих ЩС на круглом волноводе с волной моды H_{11}^0 .

Известно много устройств, в которых успешно используется явление поляризационного вырождения. Для того, чтобы ясно понять суть использования поляризационного вырождения как в этих устройствах, так и в настоящей работе, снова обратимся к выражениям (60) - (64) компонент поля волны моды H_{11}^0 . Из анализа выражений (63) и (64) следует, что, для приведенного на рис. 52 и рис. 53а случая ($A(\alpha) = \dot{C} \cos \alpha$ и $\dot{D} = 0$), электрическое поле \mathbf{E} при $\alpha = 90^\circ$ имеет только диаметральную компоненту E_r . При отклонении от этого направления на угол $\pm \Delta\alpha$

возникает также компонента E_α , амплитуда которой пропорциональна $\cos[(\pi/2) - \Delta\alpha]$. Это отличает поле волны моды H_{11}^0 в круглом волноводе по поляризационному признаку от волны моды H_{10} в прямоугольном волноводе, электрическое поле которой чисто линейно. Однако, электрическое поле \mathbf{E} моды H_{11}^0 сконцентрировано, в основном, в окрестности диаметральной плоскости волновода при $\Delta\alpha \ll 1$, где ориентация вектора \mathbf{E} направлена почти в диаметральной направлении, так как из (63) и (64) следует $E_\alpha \ll E_r$, и не меняется при распространении волны вдоль продольной оси Z волновода. Это позволяет с некоторым приближением интерпретировать такую волну как волну с линейной поляризацией. Поэтому ее принято называть волной линейно-поляризованной моды H_{11}^0 [48]. При $\dot{D} = \pm i\dot{C} = \dot{C}e^{\pm i(\pi/2)}$ поле волны моды H_{11}^0 вращается вокруг оси волновода с круговой частотой ω , что отождествляется с волной моды H_{11}^0 круговой поляризации. Причем направление круговой поляризации волны, левое или правое, зависит от знака в показателе фазового множителя в приведенном соотношении между \dot{D} и \dot{C} . При их же комплексных значениях, отличных от рассмотренных выше случаев а), б) и в) на рис. 53 и круговой поляризации, волна отождествляется с волной моды H_{11}^0 эллиптической поляризации. Соотношение полуосей эллипса поляризации и его ориентация зависят от соотношения модулей и фаз величин \dot{D} , и \dot{C} . Такие отождествления во многом оправданы, поскольку с их использованием построено множество различных СВЧ узлов: преобразователи и разделители поляризации волн, фазовые модуляторы, многочастотные облучатели с поляризационным разделением каналов и т. д. [30, 47 - 52].

Рассмотрим некоторые из них, принцип работы которых основан на принятых отождествлениях волны моды H_{11}^0 . Наипростейшим и ярким примером является механический вращатель плоскости поляризации волны с использованием полуволновой диэлектрической пластины, осуществляющей задержку по фазе в 180° (на половину длины волны). Он предложен на заре развития СВЧ волноводной техники и с успехом применяется до сих пор [50]. Принцип работы вращателя поясняется посредством рис. 54.

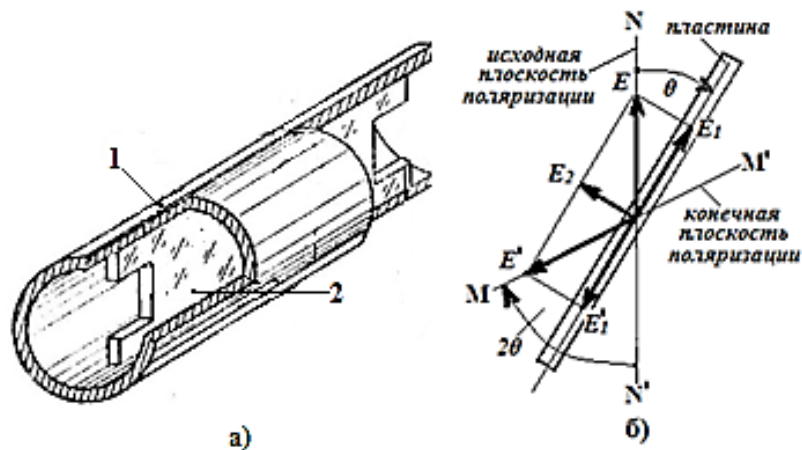


Рис. 54. Устройство вращателя плоскости поляризации волны с полуволновой диэлектрической пластиной: а) 1 - круглый волновод; 2 - полуволновая диэлектрическая пластина; б) – диаграмма векторов.

Пусть в волновод поступает исходная линейно-поляризованная волна моды H_{11}^0 , поляризация которой параллельна плоскости полуволновой пластины и направлена вдоль направления вектора E в плоскости N-N'. Если повернуть волновод с пластиной на угол θ по часовой стрелке, то вектор E волны исходной поляризации можно представить как сумму векторов E_1 и E_2 двух волн, вырожденных по поляризации и ортогональных друг к другу (см. рис. 54 б). Поляризация одной волны направлена вдоль пластины, а другой – перпендикулярно пластине. Волна с направлением поляризации вдоль пластины претерпевает дополнительную задержку фазы на 180° и ее исходный вектор E_1 после прохождения пластины станет противоположным вектором E_1' . Волна с направлением поляризации, перпендикулярной пластине, не претерпевает дополнительную задержку фазы и ее вектор после прохождения этой волной пластины будет таким же как исходный E_2 . Суммарный вектор E' после пластины лежит в плоскости M-M' поляризации выходящей волны. Как следует из рис. 54 б, плоскость поляризации выходящей волны поворачивается относительно плоскости N-N' поляризации исходной волны на угол 2θ по часовой стрелке.

Другим ярким примером использования одного из вышеупомянутых отождествлений является ферритовый вращатель плоскости поляризации [52]. Он изображен на рис. 55.

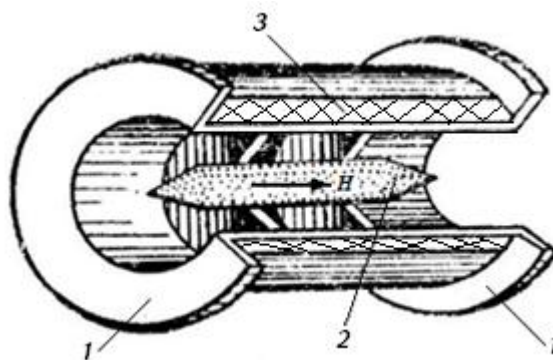


Рис. 55. Устройство ферритового вращателя плоскости поляризации волны: 1 – фланец круглого волновода; 2 – ферритовый стержень; 3 – катушка с током для создания продольного магнитного поля.

Это отрезок круглого волновода, в центральной части которого помещен ферритовый стержень, расположенный по оси продольного магнитного поля H катушки с током, намотанной с внешней стороны волновода. С одной стороны круглый волновод оканчивается фланцевым соединением, к которому подсоединяется переход с прямоугольного сечения на круглое так, чтобы волна моды H_{10} , распространяющаяся в прямоугольном волноводе, перешла в волну моды H_{11} круглого волновода. При распространении линейно-поляризованной волны моды H_{11} по круглому волноводу с продольно намагниченным ферритом, волна расщепляется на две поляризованные по кругу составляющие. Эти ортогонально поляризованные по кругу волны будут иметь одинаковые амплитуды. При прохождении через продольно намагниченный феррит (при отсутствии потерь в феррите) каждая из составляющих на выходе секции с ферритом будет иметь неизменную амплитуду и окажется задержанной по фазе на различную величину в соответствии с постоянной распространения. В результате, на выходе феррита волна является также линейно-поляризованной, однако с плоскостью поляризации, повернутой на определенный угол. Величина поворота плоскости поляризации, естественно, зависит от длины пути, который проходит волна в намагниченный ферритовой среде, и угол θ_0 поворота плоскости поляризации на единицу длины феррита определяется формулой

$$\theta_0 = \frac{1}{2}(\gamma_l - \gamma_n) \quad (65)$$

где γ_n и γ_d - постоянные распространения составляющих с круговыми поляризациями правого и левого направления вращения векторов поля соответственно.

Следующим наглядным примером использования принятых отождествлений является известное устройство для разделения волны на ортогональные линейно-поляризованные компоненты. Для разделения в общем случае эллиптически поляризованной волны на две ортогональные линейно-поляризованные компоненты в основном применяются различного рода тройниковые переходы с волновода круглого сечения на два ортогонально расположенных прямоугольных волновода. На рис. 56 представлено устройство тройникового перехода с волновода круглого сечения на два ортогонально расположенных волновода прямоугольного сечения.

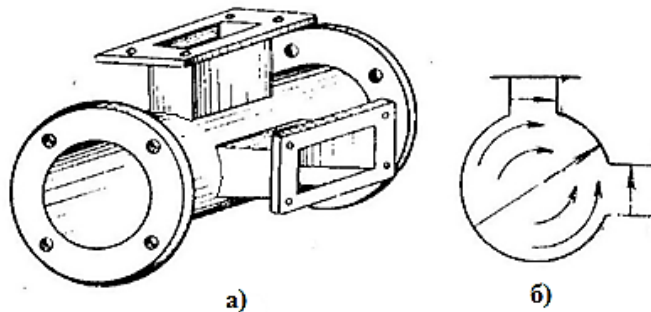


Рис. 56. Разделитель поляризации на линейные ортогонально-поляризованные компоненты: а) – устройство; б) – вид поля моды H_{11} в поперечном сечении разделителя.

Разделение волны происходит следующим образом. В круглом волноводе имеет место волна моды H_{11}^0 , силовые линии электрического поля которой в общем случае распределяются в поперечном сечении тройника, как показано на рис. 56 б. На входе прямоугольных волноводов силовые линии оказываются ориентированными вдоль узкой стенки прямоугольных волноводов, вследствие чего будет обеспечено условие возбуждения волны моды H_{10} в обоих волноводах. В частности, если в круглом волноводе распространяется линейно-поляризованная волна моды H_{11}^0 с углом поляризации $\theta = 45^\circ$, то мощность этой волны будет делиться поровну между ортогональными каналами. Такой же результат будет иметь место при распространении в круглом волноводе поляризованной по кругу волны.

При разложении произвольно поляризованной волны мощности в ортогональных каналах определяются отношением амплитуд соответствующих компонент.

Теперь обратимся к принципу использования явления поляризационного вырождения моды H_{11}^0 в настоящей работе [61]. На этом принципе основана реализация всенаправленных антенных излучающих структур круглого волновода, разработанных в ней. На рис. 57 представлен круглый волновод с волной основной моды H_{11}^0 с прорезанной полуволновой щелью.

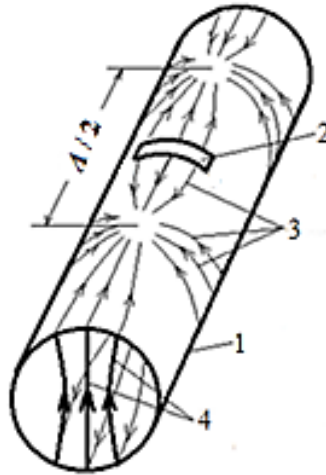


Рис. 57. Круглый волновод с волной основной моды H_{11}^0 с прорезанной полуволновой щелью: 1 – волновод; 2 – полуволновая щель; 3 – линии токов проводимости на внутренней стенке волновода; 4 – силовые линии электрического поля E моды H_{11}^0 ;
 λ – длина рабочей волны в волноводе.

Щель, прорезанная перпендикулярно линиям тока проводимости в круглом волноводе на рис. 57, является излучающей. На рис. 58а изображено поперечное сечение волновода по середине ширины этой щели. Ее середина пересекает максимум тока проводимости, а соединяющий края щели отрезок АВ перпендикулярен диаметру NM, вдоль которого направлена поляризация исходной волны моды H_{11}^0 . Чтобы по ориентации отличать эту щель в поперечном сечении волновода от рассматриваемых ниже, назовем ее фронтальной.

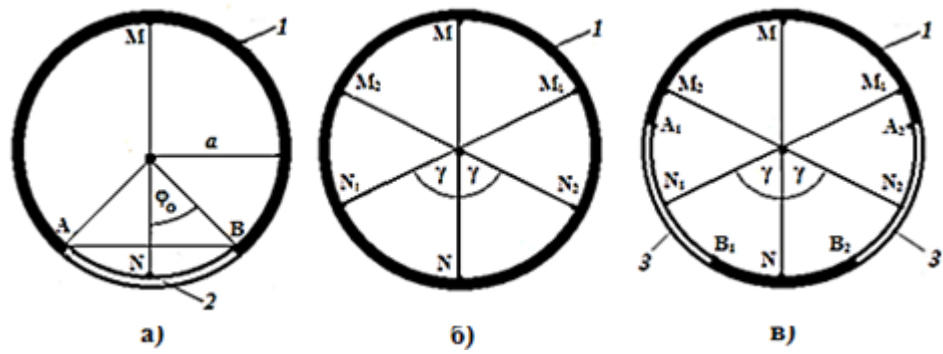


Рис. 58. а) - поперечное сечение круглого волновода по середине ширины фронтальной полуволновой щели: 1 – стенка волновода; 2 – полуволновая фронтальная щель; φ_0 – центральный угол, соответствующий половине длины полуволновой щели; б) - поперечное сечение круглого волновода: NM, N_1M_1 и N_2M_2 – диаметральные линии вдоль поляризаций исходной и составляющих волн с модой H_{11}^0 ; γ – угол отклонения направлений поляризации составляющих волн относительно направления поляризации исходной волны; в) - поперечное сечение круглого волновода в плоскости двух прорезанных спаренных полуволновых щелей: 3 – спаренные полуволновые щели A_1B_1 и A_2B_2 .

При принятых отождествлениях относительно поляризации волны моды H_{11}^0 , исходную линейно-поляризованную волну моды H_{11}^0 с направлением поляризации вдоль диаметра NM (рис. 58б) можно представить как наложение двух линейно-поляризованных волн с модой H_{11}^0 и с поляризациями вдоль диаметров N_1M_1 и N_2M_2 , отстоящих на угол $\pm\gamma$ от направления NM. Иначе говоря, исходную линейно-поляризованную волну моды H_{11}^0 в волноводе можно представить как суперпозицию двух поляризационно-вырожденных синфазных волн с модами H_{11}^0 линейных поляризаций, направления которых составляют угол $\pm\gamma$ с направлением поляризации исходной волны. Выбор поляризации этих волн, т. е. угол $\pm\gamma$, определяет мощность каждой из синфазных составляющих волн при заданной мощности исходной волны. Соответствующие им образованные спаренные щели в поперечном сечении волновода будут излучающими с интенсивностью, зависящей от угла γ . При этом предполагалось, что и форма диаграммы направленности пары

таких щелей на одном ярусе поперечного сечения будет также зависима от этого угла.

Теперь для каждой из составляющих волн прорежем в поперечном сечении круглого волновода пару симметричных относительно NM полуволновых щелей A_1B_1 и A_2B_2 так, чтобы их середины находились в точках N_1 и N_2 , как показано на рис. 58в. Таким образом, середины спаренных щелей разнесены от середины фронтальной щели на центральный угол $\pm \gamma$. Прорезанные щели для соответствующих составляющих волн будут излучающими, подобно фронтальной щели АВ для исходной волны. Одной из дальнейших задач является экспериментальное исследование ДН такой пары прорезанных полуволновых щелей в зависимости от угла γ . Конечной же целью является комбинация ЩС из фронтальных щелей круглого волновода с ЩС со спаренными щелями для получения антенной ЩС, обладающей достаточной всенаправленностью в азимутальной (горизонтальной) плоскости вертикально расположенного волновода.

§3. Построение спаренных излучающих структур круглого волновода

Для реализации подобных ЩС оценим минимальный, практически реализуемый, угол разноса γ_{min} при образовании отмеченных выше спаренных полуволновых щелей предлагаемым способом в условиях одномодового режима работы круглом волноводе с волной моды H_{11}^0 [61]. Из рис. 58 следует, что должны иметь условие $\gamma > \gamma_{min} = \varphi_0$. При $\gamma_{min} = \varphi_0$ точки B_1 и B_2 краёв щелей совместятся и будем иметь вместо пары полуволновых щелей одну щель длиной в λ . Если мы предполагаем одномодовый режим работы круглого волновода с основной модой H_{11}^0 , то частоты f рабочих волн должны, при допустимых затухании и дисперсии, удовлетворять соотношению [11]

$$1,25f_{CR}^{H_{11}^0} = f_L < f < f_U = f_{CR}^{E_{01}^0}, \quad (66)$$

где: f_L – нижняя частота одномодового диапазона частот, f_U - верхняя частота этого диапазона, $f_{CR}^{H_{11}^0}$ - критическая частота моды H_{11}^0 в круглом волноводе, $f_{CR}^{E_{01}^0}$ – критическая частота ближайшей возбуждаемой моды E_{01}^0 .

Согласно [11], для круглого волновода с радиусом a имеем соотношения

$$f_{CR}^{E_{01}} \times a = 11,4743, \text{ ГГц см,} \quad (67)$$

$$f_{CR}^{H_{11}^0} \times a = 8,7849, \text{ ГГц см; } \lambda_{CR}^{H_{11}^0} = 3,415 \times a, \text{ см} \quad (68)$$

Для центральной частоты f_c одномодового диапазона частот, с учётом (66) и (68), получим

$$f_c = 11,2277 / a, \text{ ГГц.} \quad (69)$$

Соответствующая длина волны λ_c волны в свободном пространстве определится выражением

$$\lambda_c = c / f_c = 30 a / 11,2277 = 2.67 a, \text{ см.} \quad (70)$$

Для полуволновой щели её длина $l_s \approx \lambda_c / 2 \approx 1.335 a$ и углу $\varphi_0 = \gamma_{min}$ соответствует дуга (см. рис. 58) длиной $l = l_s / 2 \approx \lambda_c / 4 \approx 0.67 a$. Для угла γ_{min} в градусах получаем

$$\gamma_{min} = \varphi_0 \approx 57.3^0 \times 0.67 \approx 38,4^0 \quad (71)$$

Таким образом, для образования предложенной спаренной ЩС угол γ разноса средин щелей должен удовлетворять (с некоторым запасом для изображенному на рис. 58 металлического промежутка $B_1 B_2$ между парой щелей,) условию

$$\gamma > 40^0 \quad (72)$$

Теоретический расчёт для определения ДН описанных выше ЩС является сложной задачей уже для определения фронтальной щели, изображённой на рис. 57 [17]. Поэтому выполнялись экспериментальные исследования приведённых ЩС с целью определения их ДН. Для этого в качестве круглого волновода была выбрана алюминиевая труба с внутренним радиусом $a = 27 \text{ мм}$ и толщиной стенок 2 мм . Для такого волновода при одномодовом режиме его работы с основной модой H_{11}^0 , согласно (66) и (67), получаем - $f_L = 4.067 \text{ ГГц}$, $f_U = 4.25 \text{ ГГц}$, а центральная частота f_c , согласно (69), равна $f_c = 4.16 \text{ ГГц}$. Соответствующие длины волн в свободном пространстве - $\lambda_L = 73.77 \text{ мм}$, $\lambda_B = 55.58 \text{ мм}$, $\lambda_c = 72 \text{ мм}$. В качестве рабочей частоты была выбрана частота $f_0 = 4.1 \text{ ГГц}$ ($\lambda_0 = 73.2 \text{ мм}$). Расчётная длина волны Λ_0 в волноводе на рабочей частоте, исходя из соотношения (43) и (68) для критической частоты $f_{CR}^{H_{11}^0}$, оказалась равной $\Lambda_0 = 120 \text{ мм}$. Ширина щелей, исходя из лёгкости их фрезерования, была выбрана $b_s = 4 \text{ мм}$, а длина полуволновой щели $l_s = \lambda_c / 2$ укорачивалась рекомендованным в [27]

соотношением в соответствии с шириной щели и составила величину $l_5 = 30.5 \text{ мм}$. На рис. 59 схематически изображен отрезок круглого волновода с изготовленными ЩС.

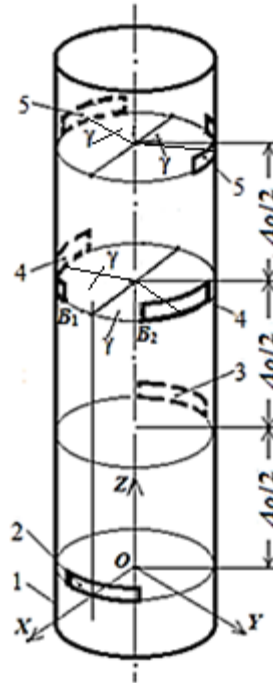


Рис. 59. Схематическое изображение отрезка круглого волновода с изготовленными ЩС: 1 – волновод; 2, 3 – фронтальные щели первого и второго ярусов соответственно; 4, 5 – спаренные щели третьего и четвертого ярусов соответственно; B_1B_2 - металлический промежуток между спаренными щелями;

Λ_0 - длина волны рабочей частоты в волноводе; γ - угол разноса средин каждой из спаренных щелей относительно середины фронтальной щели.

Отрезок представляет собой сочетание двухярусной ЩС с фронтальными щелями и одной двухярусной ЩС со спаренными щелями. Щели ярусов в каждой из двухярусных ЩС находятся на противоположных сторонах волновода. Вдоль оси Z каждый ярус отстоит от предыдущего на расстоянии $\Lambda_0/2$. Два круглых волновода для экспериментального исследования содержали по восемь ярусов. В одном волноводе двухярусная ЩС с фронтальными щелями и три двухярусных ЩС со спаренными щелями при значениях γ равных 45° , 55° и 72° , в другом волноводе четыре двухярусных ЩС со спаренными щелями с γ - 45° , 55° , 65° и 72° . Общая длина каждой из антенных волноводных ЩС равна $L = 60 \text{ см}$. Середина

фронтальной щели первого яруса и середины металлических промежутков B_1B_2 первых ярусов двухярусных ЩС со спаренными щелями лежат на одной вертикальной прямой. На рис. 60 представлены фотографии изготовленного круглого волновода с прорезанными щелями.

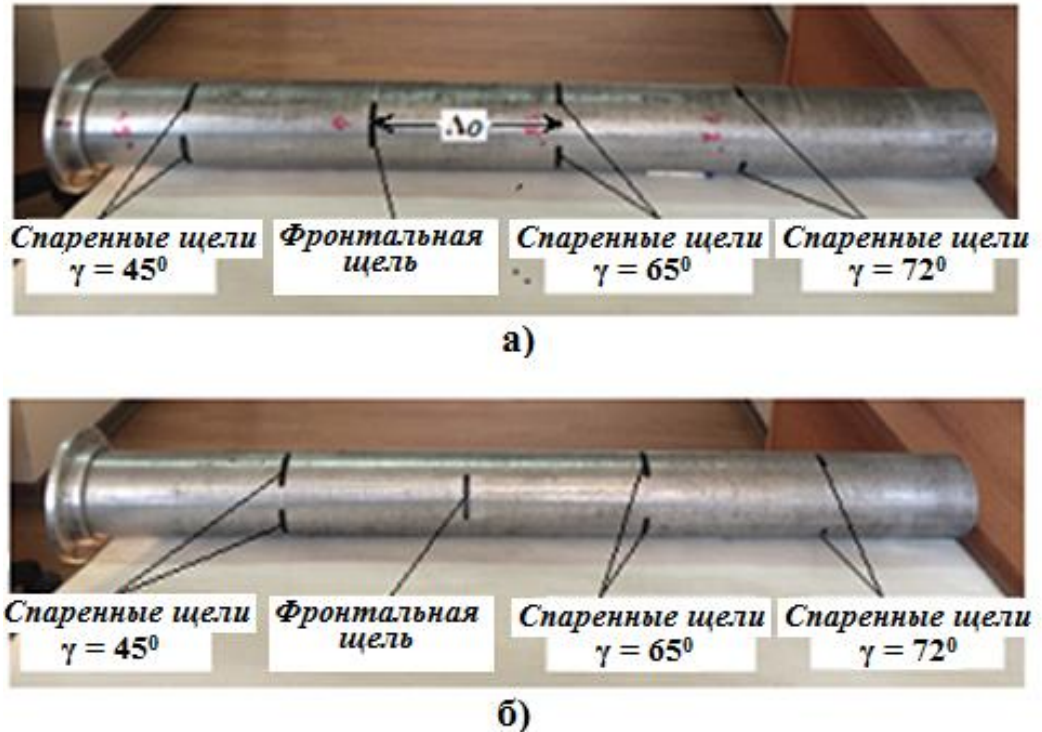


Рис. 60. Фото прорезанного щелями круглого волновода:

а) – передняя сторона; б) – задняя сторона.

ВЫВОДЫ

На основе рассмотрения теоретических основ явления поляризационного вырождения распространяющейся в круглом волноводе волны основной моды H_{11}^0 и примеров различных поляризационных устройств обоснована возможность использования явления для изготовления необычных излучающих ЩС. Предложенные ЩС являются спаренными поперечными полуволновыми щелями, расположенными на одном ярусе в поперечном сечении круглого волновода. Середины каждой из спаренных щелей расположены симметрично относительно диаметральной линии волновода вдоль направления поляризации его основной моды H_{11}^0 и разнесены на центральный угол γ от отмеченной диаметральной линии. Рассмотрены конструктивные особенности образования таких ЩС. Изготовлены двухярусные ЩС такого типа, в которых ярусы отстоят друг от друга на расстояние в

половину рабочей длины волны в волноводе вдоль его продольной оси. При этом спаренные щели ярусов лежат на противоположных сторонах круглого волновода. Система таких ЩС предназначена для исследования и создания антенной ЩС, обладающей достаточной всенаправленностью в азимутальной (горизонтальной) плоскости вертикально расположенного круглого волновода.

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ АЗИМУТАЛЬНЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТЕЙ ЩЕЛЕВЫХ СТРУКТУР НА КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ С ВОЛНОЙ МОДЫ H_{11}^0

§1. Исследования азимутальных диаграмм направленностей одноярусной щелевой структуры с фронтальной щелью и одноярусных спаренных щелевых структур

Исследования азимутальных ДН антенных излучающих ЩС производились посредством экспериментальных измерений на измерительной площадке с помощью метода антенных измерений по дальнему полю [53 – 57]. Исходя из удобства измерений и конфигурации измерительной площадки измерения выполнялись в режиме приёма антенной ЩС, поскольку исследуемые ЩС являются взаимными устройствами [58]. На рис. 61 схематически представлен стенд для измерения ДН исследуемых ЩС.

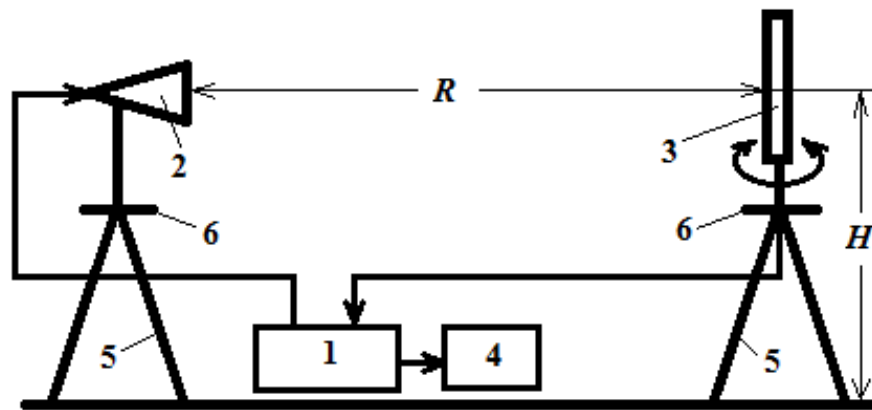


Рис. 61. Схематическое изображение стенда измерений азимутальных ДН:
 1 – контрольно-измерительная аппаратура; 2 – передающая эталонная антенна; 3 -
 приемная исследуемая антенная ЩС; 4 – компьютер; 5 – тренога; 6 – поворотный
 стол.

При измерениях использована контрольно-измерительная аппаратура 1 фирмы “National Instruments” марки PXI-1075 [59], а передающей антенной 2 являлся волноводный эталонный прямоугольный рупор П6-23А с размерами апертуры 35 мм×25 мм[60]. Приёмная исследуемая антенная ЩС 3 на круглом волноводе, с максимальным расстоянием $L_{\max} = 50\text{см}$ между крайними щелями, укреплялась на ось треноги 5 с помощью специально изготовленного узла. Расстояние R между антеннами около 8 м. Оно удовлетворяло условию дальней зоны [53 – 57]

$$R \geq R_{\min} = 2 \frac{L_{\max}^2}{\lambda} \quad (72)$$

где L_{\max} – наибольший из размеров антенн стенда. При длине $L_{\max} = 50\text{см}$ между крайними ярусами антенной ЩС на круглом волноводе и $\lambda = \lambda_0 = 7,32\text{ см}$ имеем $R_{\min} = 2L^2/\lambda_0 = 6,83\text{ м}$. На рис. 62 представлено фото измерительной площадки.



Рис. 62. Фото измерительной площадки с установленными на ней антеннами.

До измерений выполнялась взаимная юстировка передающей и приемной антенн. Этап грубой юстировки антенн по отношению к друг другу заключался в следующем. Путем регулировки раздвижных ножек треноги 5, на которой закреплялась исследуемая антенная ЩС, устанавливалась вертикальность продольной оси круглого волновода антенной ЩС. Таким же образом устанавливалась вертикальность оси треноги, на которой установлен передающий эталонный рупор П6-23А. Затем продольная ось рупора устанавливалась в горизонтальное положение с помощью соответствующего механизма его треноги и механизмом поднятия оси этой треноги устанавливалась высота H центра раскрыва рупора, равная $H = 1,8$ м. Аналогичным способом на ту же высоту устанавливалась середина круглого волновода антенной ЩС. Далее она, с помощью ее поворотного стола 3, выставлялась по азимуту таким образом, чтобы направление поляризации волны возбуждаемой моды H_{11}^0 , лежащее в горизонтальной плоскости, совпадало бы с азимутальным направлением воображаемой линии, соединяющей оси треног обеих антенн. После этого осуществлялась конечная юстировка. По максимуму показаний сигнала приемной антенной ЩС устанавливалось согласование по

вертикальной поляризации обеих антенн путем поворота эталонного рупора вокруг его горизонтальной оси с помощью соответствующего механизма его треноги. Затем опять же по максимуму показаний сигнала окончательно юстировалось положение рупора по азимуту и углу места.

В процессе измерений азимутальной ДН антенной ЩС вертикальная ось треноги исследуемой антенной ЩС поворачивалась в горизонтальной плоскости на шаг дискретизации измерений 10° и производилась регистрация сигнала приемной исследуемой антенной ЩС 3 с монитора компьютера 4. Показания регистрировались при повороте оси треноги по часовой стрелке на 180° и обратно с отмеченным шагом дискретизации измерений. Аналогичная процедура выполнялась при повороте оси треноги против часовой стрелки опять же на 180° . Таким образом осуществлялось измерение азимутальной ДН антенной ЩС в интервале углов $0^{\circ} \dots 360^{\circ}$. Измерения производились на частоте $f_0 = 4,1$ ГГц ($\lambda_0 = 7,32$ см). Прорезанные щели антенной ЩС закрывались липкой алюминиевой фольгой и при измерениях открывались необходимые щели.

На последующих рисунках представлены в полярных координатах измеренные азимутальные ДН разных одноярусных ЩС [61]. На рис. 63 приведена ДН одноярусной ЩС с одиночной фронтальной щелью. Из рис. 63 следует, что разность между уровнем максимума ДН фронтальной щели в направлении поляризации исходной моды H_{11}^0 (направление 0°) и уровнями ДН в направлениях $\pm(120^{\circ} \div 130^{\circ})$ составляет около 20 дБ.

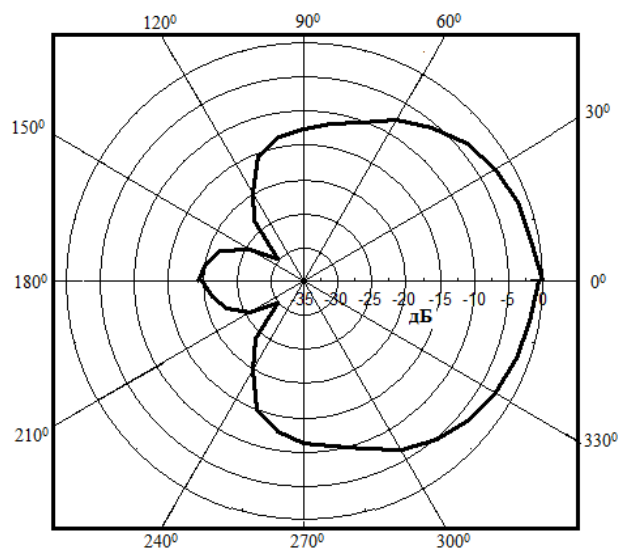


Рис.63. Азимутальная ДН в полярных координатах одноярусной ЩС с одиночной фронтальной щелью.

На рис. 64 и рис. 65 приведены измеренные азимутальные ДН одноярусных спаренных щелей с различными значениями углов разноса, в которых γ равно 45° , 55° , 65° и 72° .

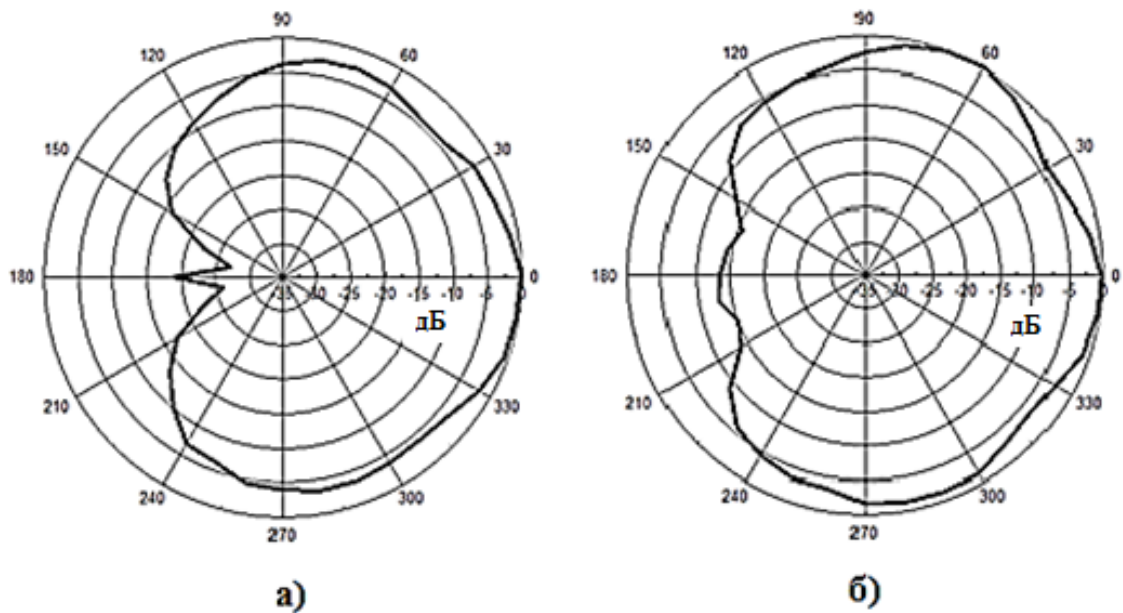


Рис. 64. Азимутальные ДН в полярных координатах одноярусных спаренных щелей: а) – спаренные щели при $\gamma = 45^\circ$; б) – спаренные щели при $\gamma = 55^\circ$.

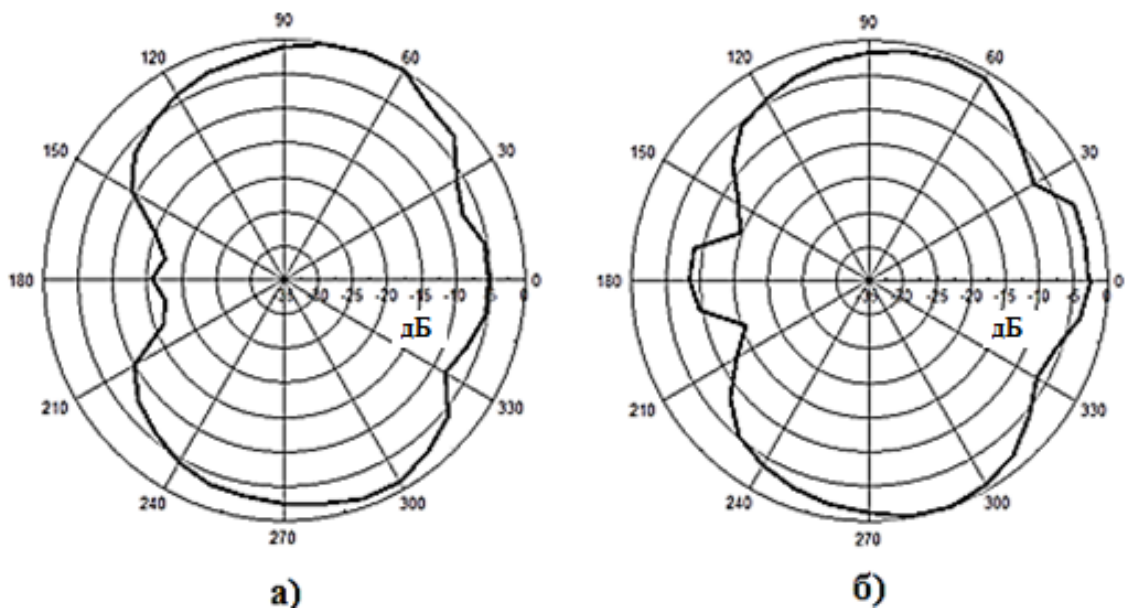


Рис. 65. Азимутальные ДН в полярных координатах одноярусных спаренных щелей:

а) – спаренные щели при $\gamma = 65^\circ$; б) – спаренные щели при $\gamma = 72^\circ$.

Из анализа рис. 64 и рис. 65 следует, что разность уровней ДН по этим же направлениям (направления 0° и $\pm(120^\circ \div 130^\circ)$), при $\gamma = 45^\circ$ составляет около 9дБ , при $\gamma = 55^\circ$ составляет около 6дБ , при $\gamma = 65^\circ$ – около 0дБ , а при $\gamma = 72^\circ$ – около 3дБ . Такое изменение разности уровней ДН можно объяснить интерференцией полей уже спаренных щелей, которые возбуждаются синфазно поляризационно-вырожденными составляющими волнами моды H_{11}^0 . С изменением угла γ , при неизменной поляризации исходной моды H_{11}^0 изменяется как расстояние между центрами щелей в паре, так и плотности распределения токов смещения вдоль длины щели в каждой паре. В результате изменяются и амплитуды, и фазы излучаемых волн в конкретно выбранных направлениях, что и приводит к изменению интерференционной картины в дальнем поле. Это приводит, как и предполагалось, к образованию ДН, отличающихся существенно как друг от друга, так и от ДН фронтальной щели.

§2. Исследования азимутальных диаграмм направленностей двухярусной щелевой структуры с фронтальными щелями и двухярусных спаренных щелевых структур

По той же методике и на том же стенде, описанными в предыдущем параграфе, производились измерения азимутальных ДН диаграмм направленностей двухярусных антенных ЩС на круглом волноводе. На рис. 66 приведена измеренная ДН двухярусной ЩС с фронтальной щелью на каждом ярусе [61].

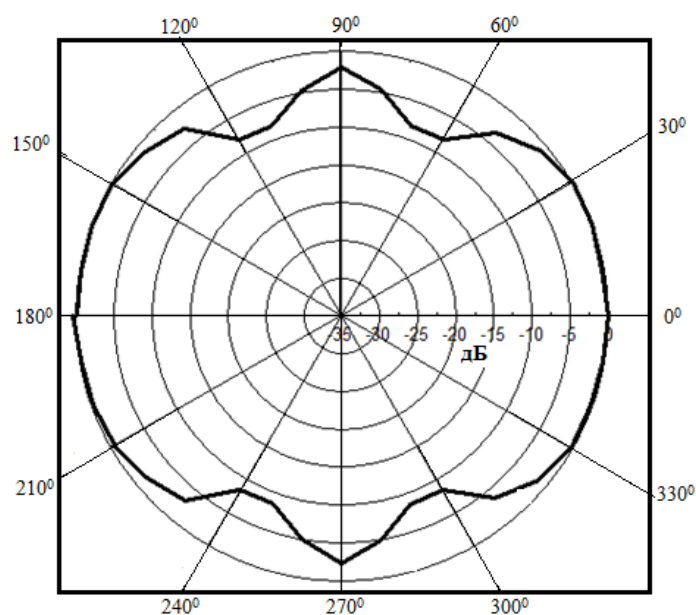


Рис. 66. Азимутальная ДН в полярных координатах двухярусной ЩС с фронтальной щелью на каждом ярусе.

На рис. 67 и рис. 68 приведены измеренные азимутальные ДН двухярусных ЩС со спаренными щелями на каждом ярусе при различных значениях углов разноса в ЩС: γ равно 45° , 55° , 65° и 72° . Некоторая асимметрия измеренных ДН, относительно вертикальной и горизонтальной осей полярной системы координат, может являться следствием эллиптичности алюминиевой трубы волновода (разность диаметров до 0.7 мм) и разбросом в длине металлического промежутка B_1B_2 (до 1.0 мм). Из рассмотрения ДН двухярусной структуры с фронтальной щелью на каждом ярусе (рис. 66) следует, что неравномерность ДН в азимутальной плоскости составляет около 8 дБ и впадины ДН сосредоточены в районе направлений $\pm(50^\circ \div 80^\circ)$ от направления вдоль линии $180^\circ \rightarrow 0^\circ$.

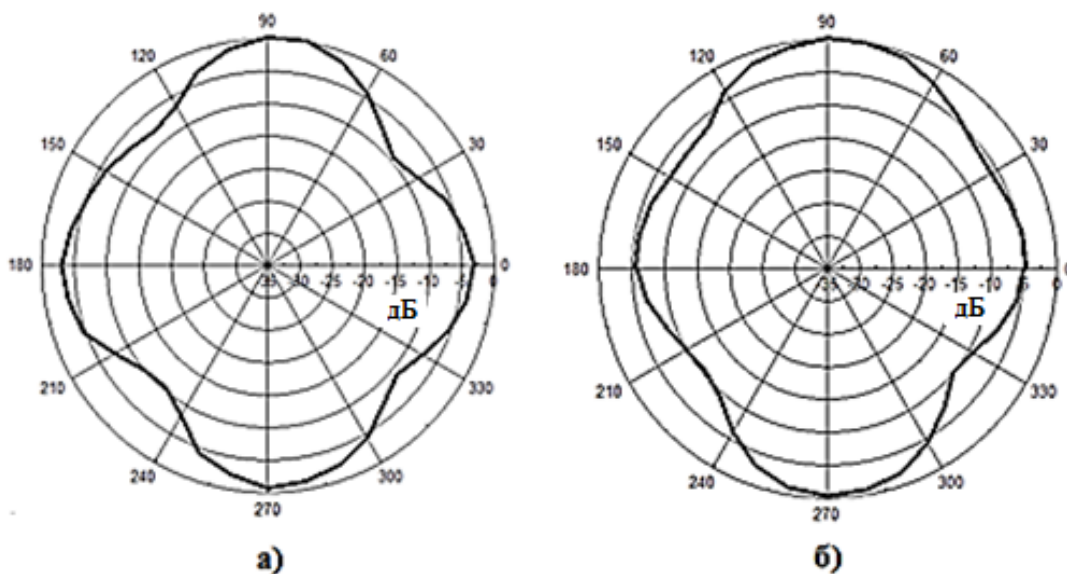


Рис. 67. Азимутальные ДН в полярных координатах двухрусных ЩС со спаренными щелями: а) – спаренные щели при $\gamma = 45^\circ$;
 б) – спаренные щели при $\gamma = 55^\circ$.

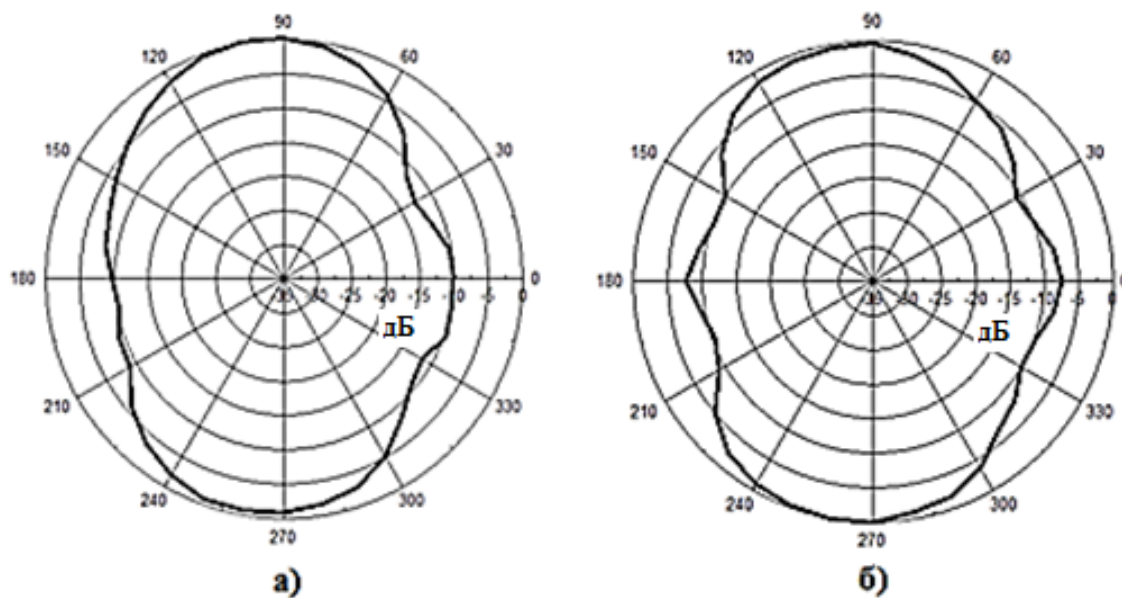


Рис. 68. Азимутальные ДН в полярных координатах двухрусных ЩС со спаренными щелями: а) – спаренные щели при $\gamma = 65^\circ$;
 б) – спаренные щели при $\gamma = 72^\circ$.

С другой стороны, из рис. 67 и рис. 68 следует, что впадины этих ДН сосредоточены в смежных районах направлений. Это различие и было использовано для возможности снижения перепадов синтезированной ДН,

являющейся результатом совместного действия сочетания исследованных двурусных ЩС. Подчеркнутое обстоятельство, позволяющее повысить всенаправленность антенной излучающей ЩС, стало предметом исследования ДН различных сочетаний двурусных ЩС.

§3. Исследования азимутальных диаграмм направленностей сочетания двурусной щелевой структуры с фронтальными щелями и двурусных спаренных щелевых структур с различными углами разноса между спаренными щелями

Ниже представлены результаты исследования азимутальных ДН различных сочетаний ЩС, выполненных на круглом волноводе. На рис. 69 приведены азимутальные ДН сочетания двурусной ЩС с фронтальными щелями и двурусных спаренных ЩС с углами разноса в 45° и 55° .

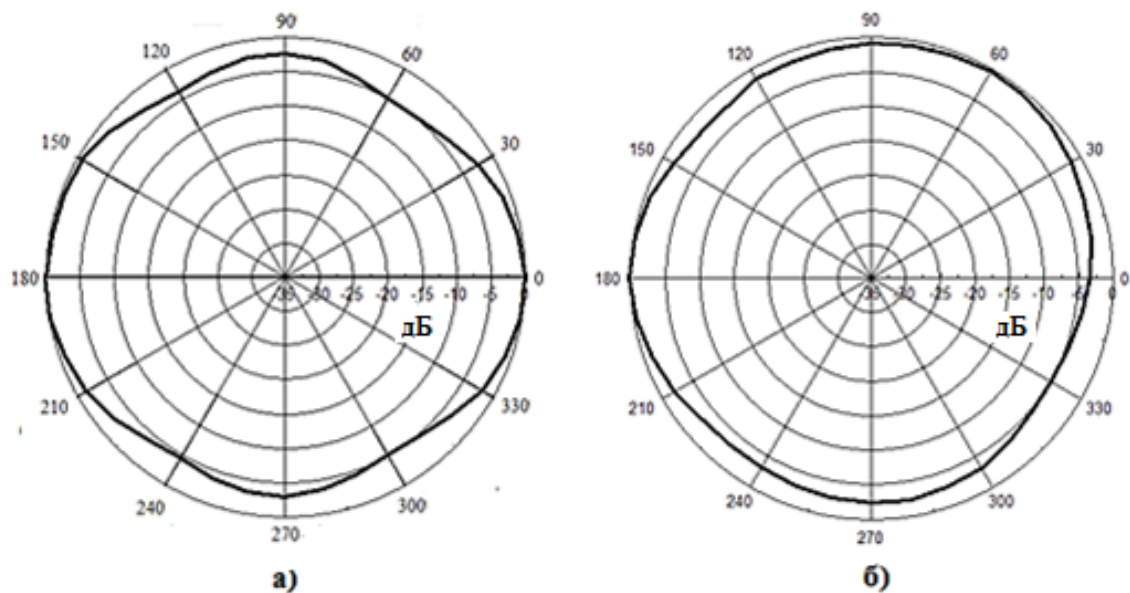


Рис. 69. Азимутальные ДН в полярных координатах сочетания двурусной ЩС с фронтальными щелями: а) - с двурусной ЩС со спаренными щелями при $\gamma = 45^{\circ}$; б) – с двурусной ЩС со спаренными щелями при $\gamma = 55^{\circ}$.

Из показанных на рис. 69 ДН видно, что перепады уровней ДН примерно равны 5 дБ , что в абсолютном значении соответствует почти 3-х разовому перепаду.

На рис. 70 приведены азимутальные ДН сочетания двурусной ЩС с фронтальными щелями и двух двурусных спаренных ЩС с отличающимися углами разноса.

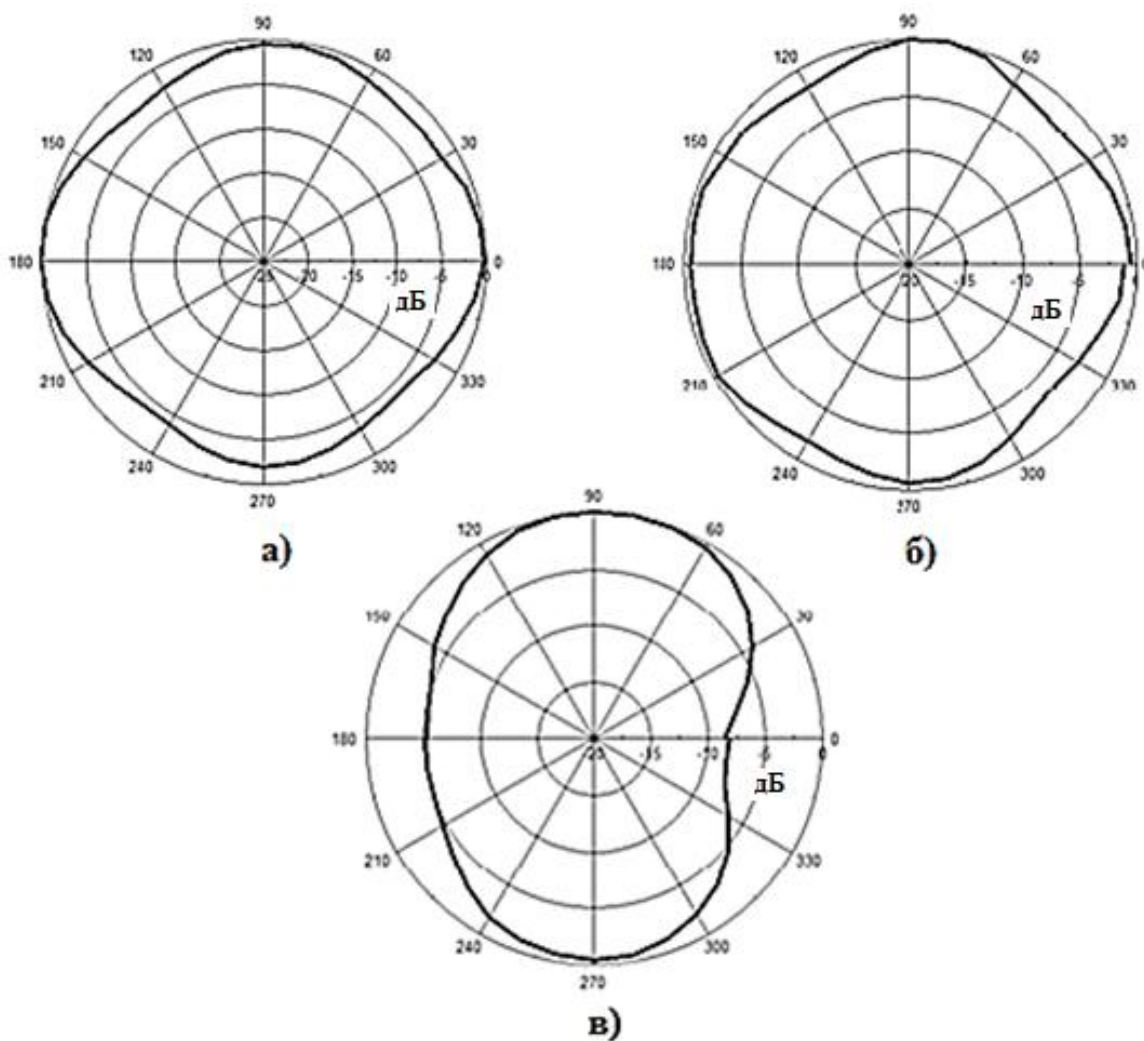


Рис. 70. Азимутальные ДН в полярных координатах сочетания двухярусной ЩС с фронтальными щелями: а) – с двухярусной ЩС при $\gamma = 45^\circ$ и двухярусной ЩС при $\gamma = 55^\circ$; б) – с двухярусной ЩС при $\gamma = 45^\circ$ и двухярусной ЩС при $\gamma = 72^\circ$; в) – с двухярусной ЩС при $\gamma = 55^\circ$ и двухярусной ЩС при $\gamma = 72^\circ$.

На рис. 70а перепад уровней ДН около 4 дБ, для случая б) около 3 дБ, а для случая в) имеем около 8 дБ. Таким образом наилучшее сочетание соответствует случаю б), соответствующему сочетанию двухярусной ЩС с фронтальными щелями с двухярусной ЩС, в которой угол разноса спаренных щелей в ярусах равен $\gamma = 45^\circ$ и двухярусной ЩС, у которой $\gamma = 72^\circ$. При этом имеем 2-х разовый перепад уровней ДН [62].

На рис. 71 приведена азимутальная ДН сочетания двухярусной ЩС с фронтальными щелями и трех двухярусных спаренных ЩС с отличающимися углами разноса.

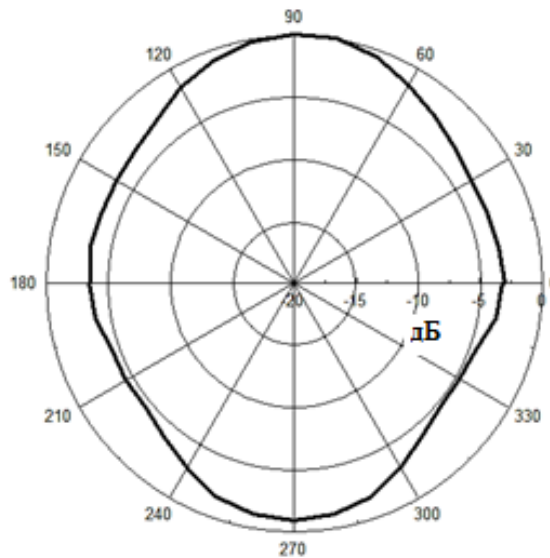


Рис. 71. Азимутальные ДН в полярных координатах сочетания двухъярусной ЩС с фронтальными щелями с тремя двухъярусными ЩС со спаренными щелями с углами разноса $\gamma = 45^\circ$, $\gamma = 55^\circ$ и $\gamma = 72^\circ$.

Из рис. 71 следует, что добавление еще одной ЩС со спаренными щелями при $\gamma = 55^\circ$ ухудшает ДН и перепады уровней составляют 5 дБ . Однако результаты исследований указывают на то, что подбором угла γ в сочетаниях типа – двухъярусная ЩС с фронтальными щелями и две двухъярусные спаренные ЩС с отличающимися углами разноса γ , можно достичь всенаправленности антенной ЩС с перепадом уровней ДН, меньшим чем в 2 раза.

В конце отметим следующее. Измеренный с помощью прибора “Agilent” КСВН в полосе частот $3,9 \dots 4,2 \text{ ГГц}$ не превышал значения 1,8. Измерение коэффициента усиления G вышеотмеченных сочетаний ЩС не производилось, поскольку для каждого варианта сочетания ЩС в щелевой антенне он отличается и зависит от числа ярусов в ней. Однако можно дать, например, приближенную оценку коэффициента усиления щелевой антенны в сочетании из 6-и ярусов ЩС. В [13, 17] приведено приближенное соотношение для оценки коэффициента направленного действия D линейной щелевой структуры

$$D = 3,2n \quad (73)$$

где n – число щелей.

В нашем случае 6-и ярусной ЩС число n будет определяться тремя рядами поперечных щелей, т.е. имеем значение $n=3$, поскольку три противоположные щели

на соответствующих ярусах участвуют в основном в обеспечении всенаправленности антенной ЩС. Учитывая, что коэффициент полезного действия при большом количестве щелей не ниже значения $\eta = 0,9$, можно ожидать значение коэффициента усиления $G = \eta D$, с учетом (73), равное $G = 8,64$ (9,4дБ).

§4. Оценка некоторых параметров выбранного сочетания щелевых структур в качестве всенаправленной антенны СВЧ диапазона

Анализ сочетаний двухярусной ЩС с фронтальными щелями с двухярусными ЩС со спаренными щелями привел к следующему выводу. Наилучшим сочетанием из исследованных сочетаний двухярусных ЩС с точки зрения всенаправленности оказалось сочетание с азимутальной ДН, изображенной на рис. 70б. Таким является сочетание двухярусной ЩС с фронтальными щелями с двумя двухярусными ЩС со спаренными щелями. В одной из ЩС со спаренными щелями угол разноса в паре щелей равен 45° , а в другой - 72° .

Оценим некоторые параметры антенной ЩС, построенной на вышеотмеченном сочетании двухярусных ЩС на частоте, примыкающей к нижней границе СВЧ диапазона, где размеры антенны будут наибольшими. В качестве центральной рабочей частоты выберем частоту $f_c = 1$ ГГц ($\lambda_c = 30$ см). Определим габаритные размеры такой антенной ЩС на круглом волноводе. Соотношение (70) определяет радиус a волновода при одномодовом режиме его работы с модой H_{11}^0 . При $\lambda_c = 30$ см из (70) получаем следующее значение радиуса

$$a = \lambda_c / 2.67 \approx 11.25 \text{ см} \quad (74)$$

Ориентировочное значение длины щелей равно

$$l_s \approx \lambda_c / 2 = 15 \text{ см} \quad (75)$$

Длина волны в волноводе Λ_B определится выражением (43) и равна

$$\Lambda_B = \frac{\lambda_c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_{CR}^{H_{11}^0}}\right)^2}} = \frac{30}{\sqrt{1 - \left(\frac{30}{3.415 \cdot 11.25}\right)^2}} \approx 48 \text{ см} \quad (76)$$

Таким образом, диаметр круглого волновода равен $D_B = 2a = 22.5$ см, а расстояние между ярусами равно $L_{Я} = \Lambda_B / 2 = 24$ см. Учитывая, что в данном случае щелевая антенна на круглом волноводе имеет 6 ярусов, расстояние между

крайними ярусами составит $L_1 = 5L_2 = 120\text{см} = 1,2\text{ м}$. Добавляя около 40 см до начала первого яруса антенны для нормального режима возбуждения моды H_{11}^0 и 40 см после последнего яруса для размещения на конце волновода либо КЗ, либо СН, получим общую длину круглого волновода $L_0 = 2\text{ м}$. При достаточной толщине стенки около 2,5 мм, даже при варианте изготовления круглого волновода из алюминия (плотность $2,8\text{ г/см}^3$) с такими диаметром и длиной, вес такой трубы не превышает 10 кг. Вертикальная установка такой щелевой антенны, подобно приведенной на рис. 27 установке, не представляет особых затруднений. Более того, с применением современных технологий, такую щелевую антенну можно сделать из полых круглых состыкованных пластиковых (плотность $0,97\dots 1,4\text{ г/см}^3$) отрезков с металлическим хорошо проводящим внутренним покрытием. При этом получим значительное снижение стоимости конструкции такой всенаправленной простой антенной ЩС, создание которой и являлось целью настоящей работы.

ВЫВОДЫ

Для исследования азимутальных ДН изготовленных ЩС круглого волновода использован стенд, реализующий метод антенных измерений по дальнему полю. Приведен состав контрольно-измерительной аппаратуры и описан процесс взаимной юстировки передающей и приемной антенн для обеспечения измерений.

Исследованы азимутальные ДН одноярусных и двухярусных ЩС круглого волновода с фронтальными щелями, а также таких же ЩС со спаренными щелями. На основе анализа измеренных ДН предложен способ синтеза более всенаправленной ДН антенной ЩС на круглом волноводе путем комбинации двухярусной ЩС с фронтальными щелями с двухярусными ЩС со спаренными щелями. Исследованы различные комбинации такого рода. Определена комбинация вышеупомянутых сочетаний двухярусных ЩС, азимутальная ДН которой обладает всенаправленностью с перепадом уровней ДН менее 3 дБ (2-х раз) в диапазоне углов $0^\circ \dots 360^\circ$. Такой комбинированной всенаправленной антенной ЩС на круглом волноводе оказалась щелевая антенна в виде сочетания двухярусной ЩС с

фронтальными щелями и двух двухярусных ЩС со спаренными щелями. В одной из них угол разноса спаренных щелей составляет 45° , а в другой - 72° . При рабочей частоте $f_c = 1$ ГГц, примыкающей к нижней границе СВЧ диапазона, когда размеры щелевой антенны являются сравнительно большими, оценены ее весогабаритные параметры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы.

Приведен общий подход к решению задачи излучения щели с применением принципа двойственности уравнений электродинамики. Выполнен краткий обзор по щелевым антеннам на основе коаксиальных и волноводных линий передачи. Отмечены их преимущества и недостатки. Проведен их сравнительный анализ с точки зрения применения таких антенн в сетях подвижной связи по признакам поляризации излучаемой волны, степени обеспечения всенаправленности в азимутальной плоскости и конструктивных особенностей щелевых антенных систем такого рода.

На основе анализа сформулирована подлежащая решению задача – разработка и исследование относительно простых ЩС на основе волновода круглого сечения и построение на их основе СВЧ щелевой антенны. Она должна обладать достаточной всенаправленностью ДН в азимутальной плоскости при вертикально–поляризованном излучении. Для реализации намеченной задачи

разработаны и изготовлены вспомогательные узлы - возбудитель основной моды H_{11}^0 в круглом волноводе, согласованная нагрузка и короткозамыкатель, обладающие по габаритам, согласованию и потерям приемлемыми параметрами для дальнейших исследований.

Рассмотрены и обсуждены теоретические основы явления поляризационного вырождения распространяющейся в круглом волноводе волны основной моды H_{11}^0 и приведены примеры различных устройств использования этого явления. Обоснована возможность использования явления поляризационного вырождения для образования необычных излучающих ЩС для достижения достаточной всенаправленности антенных ЩС на круглом волноводе с волной моды H_{11}^0 . Предложены необычные ЩС, являющиеся спаренными поперечными полуволновыми щелями, расположенными на одном ярусе в поперечном сечении круглого волновода. Середины каждой из спаренных щелей расположены симметрично относительно диаметральной линии волновода вдоль направления поляризации его основной моды H_{11}^0 и разнесены на центральный угол γ от отмеченной диаметральной линии.

Рассмотрены конструктивные особенности образования таких ЩС. Изготовлены двухярусные ЩС такого типа, в которых ярусы отстоят друг от друга на расстоянии полуволны в волноводе вдоль его продольной оси. При этом спаренные щели ярусов лежат на противоположных сторонах круглого волновода. Система таких ЩС предназначалась для создания всенаправленной, относительно простой антенной приемо-передающей ЩС, обладающей достаточной всенаправленностью ДН в азимутальной (горизонтальной) плоскости вертикально расположенного круглого волновода.

Экспериментально исследованы азимутальные ДН – одноярусной ЩС с фронтальной щелью, одноярусных спаренных ЩС, двухярусной ЩС с фронтальными щелями и двухярусных спаренных ЩС, а также сочетания двухярусной ЩС с фронтальными щелями и двухярусных спаренных ЩС с различными углами разноса между спаренными щелями. Выявлено наилучшее сочетание, соответствующее сочетанию двухярусной ЩС с фронтальными щелями с двумя двухярусными ЩС со спаренными щелями. В первой – угол разноса спаренных щелей в ярусах равен 45° , а во второй – 72° . При этом обеспечивается 2-х разовый (3 дБ) перепад уровней азимутальной ДН в диапазоне углов $0^\circ \dots 360^\circ$.

На основе выявленного сочетания ЩС приведен пример реализации простой по конструкции приемо-передающей щелевой антенны.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.I. Skolnik. Introduction to Radar Systems. 3-rd edition, McGraw-Hill Co., 2002.
2. Т.Н. Нарытник и др. Микроволновые технологии в телекоммуникационных системах. Киев: Техника, 2000г.
3. S. Vaughan, R. Andersen, J.B. Channels, Propagation and Antennas for Mobile Communications. IEEE, 2003.
4. L.S. Godara. Handbook of Antennas in Wireless Applications, CRC Press, 2001.
5. Y.T. Lo, S.W. Lee. Antenna Handbook. Theory, Applications and Design. Springer, Boston, 1998.
6. A. Harmouch etc. On the miniaturization of Cylindrical Omnidirectional slotted waveguide antennas. // Digital Information Networking and Wireless Communications / Third international Conference, pp. 44-48, 2015.
7. A.J. Sangstar, H. Wang. Resonance properties of omnidirectional slot doublet in rectangular waveguide // Electronic letters, vol., 29, No 1, pp. 1618-1624, 1993.
8. J.M. Fernandez, M. Sierra-Perez. Omnidirectional circularly polarized slot antenna fed by a cylindrical waveguide in millimeter band // Microwave and Optical Thechnology Letters, pp. 638-642. March 2007.
9. В.В. Никольский, Т.И. Никольская. Электродинамика и распространение радиоволн. М: Наука, 1989г.
10. В.И. Вольман, Ю.В. Пименов. А.Д. Муравцов. Техническая электродинамика. М: Изд. Радио и связь, 2000г.
11. Н.А. Семёнов. Техническая электродинамика. М: Изд. Связь, 1983г.

12. А.Д. Григорьев. Электродинамика и микроволновая техника. Санкт-Петербург, Лань, 2007.
13. А.Л. Драбкин, В.Л. Зузенко, Ф.Г. Кислов. Антенно-фидерные устройства. М: Изд. Сов. Радио, 1974г.
14. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн. Под ред. Г.А. Ерохина. М: Изд. Радио и связь, 1996г.
15. Г.И. Кочержевский. Антенно-фидерные устройства. М: Связь, 1972г.
16. А.З. Фрадин. Антенно-фидерные устройства. М: Изд. Связь, 1977г.
17. Г.З. Айзенберг, В.Г. Ямпольский, О.Н. Терешин. Антенны УКВ. Ч 2. М: Изд. Связь, 1977г.
18. Антенны и устройства СВЧ. Под ред. Воскресенского Д.И. М: Изд. Сов. радио 1972г.
19. Т.И. Изюмова, В.Т. Свиридов. Волноводы, коаксиальные и полосковые линии. М; Изд. Энергия, 1977г.
20. И.Е. Ефимов. Радиочастотные линии передачи. М: Изд. Связь, 1970г.
21. Патент Российской Федерации №2071156, МПК H01Q 13/20, 1996г.
22. J.F. Kiang. "Analysis of linear coaxial antennas"/ IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 46, pp. 636-642, May 1998.
23. М.В. Маркосян, В.Г. Аветисян, С.Р. Габриелян. "Коаксиальная всенаправленная антенна с поперечными сегментными щелями для систем персональной связи"/ 5-ая годовичная научная конференция РАУ, стр. 61-66. 2010г.
24. Վ.Հ. Ավետիսյան, Մ.Վ. Մարկոսյան, Ս.Ռ. Գաբրիելյան: Համառոտ ներքային անոննա: Հայաստանի Հանրապետություն արտոնագիր №2523A, , ՄԱԴ H01Q 13/20, 2011թ:
25. В.Г. Аветисян. Межобъектная электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств. Ереван: Изд. РАУ, 2016г.
26. Управление радиочастотным спектром и электромагнитная совместимость радиосистем. Под. ред. М.А. Быховского. М: Эко Трендз, 2006г.
27. Ю.В. Шубарин. Антенны сверхвысоких яастот. Харьков: Изд. ХГУ, 1960г.
28. А.М. Сомов, В.В. Старостин, Р.В. Кабетов. Антенно-фидерные устройства. Москва: Горячая линия Телеком, 2014г.
29. А.А. Харкевич. Основа радиотехники. М: Радио и связь, 1962г.
30. А.Ф. Харвей. Техника сверхвысоких частот. Том 1. М: Сов. Радио, 1965г.

31. R.D. Tompkins. A Broad-Band Dual-Mode Circular Waveguide Transducer. Proc. IRE, 1956 MTT-4.
32. I.D. Olin. Dielectric Transformers for X-Band Waveguide, Electronics, 1955. December
33. S.D. Robertson. The Ultra-Bandwidth Finline Coupler. Proc. IRE 1955 MTT-3
34. S.D. Robertson. Recent Advances in Finline Circuits. Proc. IRE 1956 MTT-4
35. А.Ф. Харвей. Техника сверхвысоких частот. Том 2. М: Сов. Радио 1965г.
36. А.Л. Фельдштейн, Л.Р. Явич, В.П. Смирнов. Справочник по элементам волноводной техники. М: Сов. Радио, 1967г.
37. Справочник конструктора РЭА. Компоненты, механизмы, надежность. Под. ред. Р.Г. Варламова. М: Радио и связь, 1985г.
38. А.Л. Фельдштейн, Л.Р. Явич. Синтез четырехполюсников и восьмиполюсников на СВЧ. М: Связь, 1965г.
39. В.Г. Аветисян, А.А. Мартиросян. Расчет и конструкция возбуждителя волны типа H_{11}^0 в круглом волноводе // Вестник НПУА, Информационные технологии, электроника, радиотехника. №1, с 64-69, 2017г.
40. В.Г. Аветисян А.А. Мартиросян. Конструкция чебышевского перехода от одномодового прямоугольного волновода к круглому с волной типа H_{11}^0 // Сборник статей 11-ой годичной научной конференции РАУ. Ереван, декабрь 5-9, 2016г.
41. С.М. Клич. Проектирование СВЧ устройств радиолокационных приемников. М: Сов. Радио, 1973г.
42. Ф. Тишер. Техника измерений на сверхвысоких частотах. М: ГИФМЛ, 1963г.
43. В.Д. Стариков. Методы измерений на СВЧ с применением измерительных линий. М: Сов. Радио, 1974г.
44. Р.А. Валитов, В.Н. Стретенский. Радиотехнические измерения. М: Сов. Радио, 1980г.
45. Волноводные линии с малыми потерями. Под ред. В.Б. Штейншлегера. М: И.Л. 1970г.
46. А.А. Мартиросян. Согласованная нагрузка и короткозамыкатель для круглого волновода, возбуждатель моды H_{11}^0 и их исследование // Вестник НПУА, Информационные технологии, электроника, радиотехника, №2, 127-132, 2017г.
47. Д.Б. Канарейкин, Н.Ф. Павлов, В.А. Потехин. Поляризация радиолокационных сигналов. М: Сов. радио, 1966г.

48. Д.Б. Канарейкин, В.А. Потехин, И.Ф. Шишкин. Морская поляриметрия. Ленинград: Судостроение, 1968г.
49. А.М. Модель. Фильтры СВЧ в радиорелейных системах. М: Связь, 1967г.
50. Дж.К. Саусворт. Принципы и применения волноводной передачи. М: Сов.Радио. 1956г.
51. Ю.В. Крылов. Способ уменьшения поперечного размера ортомодового селектора частотно-поляризационного устройства облучателя зеркальных антенн космических аппаратов // Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Доклады ТУСУРа, т. 20, вып. 1, с.18-22, 2017г.
52. А.Л. Микаэлян. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М: Госэнергоиздат, 1963г.
53. Н.М. Цейтлин, Л.Н. Захарьев, А.А. Леманский, В.И. Турчин, К.С. Щеглов. Методы измерения характеристик антенн СВЧ. М: Радио и связь, 1985г.
54. А.З. Фрадин, Е.В. Рыжков. Измерение параметров антенно-фидерных устройств. М: Связьиздат, 1962г.
55. Методы измерения характеристик антенно-фидерных устройств. Под ред. Б.В. Сосунова. Ленинград: ВАС, 1990г.
56. Д. М. Сазонов Антенны и устройства СВЧ. М: Высшая шк., 1988г.
57. С.А. Balanis. Antenna Theory, Analisis and Design. New Jersey: John Wiley and Sons, 2005.
58. Д.М. Сазонов. Матричная теория антенных решеток. Таганрог: Изд-во ЮФУ, 2013г.
59. <http://www.ni.com/ru-ru/shop/pxi.html>
60. <http://printsip.ru/radioizmeritelnye-pribory/antenny-i-pribory-dlya-izmereniya-napryavlennosti-polya>
61. М.В. Маркосян, А.А. Мартиросян, А.К. Агаронян, В.Г. Аветисян. Исследование излучающих щелевых структур, использующих поляризационное вырождение основной моды круглого волновода // Известия НАН Армении, Физика, т., 53, №. 3, с. 257-267, 2018г.
62. Մ.Վ. Մարկոսյան, Ա.Ա. Մարտիրոսյան Ա.Կ. Ահարոնյան, Վ.Գ. Ավետիսյան: Համոլդղորդված ճեղքային անտենա: Հայաստանի Հանրապետության արտոնագիր, ՄԱԴ Н01Q 13/20, 2018թ: