

В.Б. Витевский,
Э.А. Павловская

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ТЕХНИКЕ СВЯЗИ

*Рекомендовано
Министерством связи Российской Федерации
в качестве учебного пособия,
для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по специальностям
«Радиосвязь, радиовещание и телевидение»,
«Многоканальные телекоммуникационные системы»,
«Средства связи с подвижными объектами»
и по направлению «Телекоммуникации».*



Москва
«Радио и связь»
1995

ББК 32.88
В 54
УДК 538.3(075.8)

Рецензенты: С. В. Томашевич, А. А. Гоголь, В. П. Кубанов

Витевский В. Б., Павловская Э. А.

В 54 Электромагнитные волны в технике связи: Учеб. пособие для вузов. — М.: Радио и связь, 1955. — 120 с.: ил.
ISBN 5-256-01238-X.

Излагаются кратко теоретические вопросы электродинамики, подробно описываются электромагнитные волны в направляющих структурах и волновые процессы в высокочастотных волноводных трактах. Приводятся сведения о методах анализа, технических характеристиках и конструктивных особенностях элементов и устройств высокочастотных трактов.

Для студентов и специалистов в области телекоммуникаций.

В 2303020000-017 Без объявл. **ББК 32.88**
046(01)-95

Учебное издание

Витевский Владимир Борисович, Павловская Эмилия Абрамовна

Электромагнитные волны в технике связи

Учебное пособие

Заведующий редакцией *В. Н. Вальцев*. Редактор *Е. В. Комарова*.
Художественный и технический редактор *Л. А. Горшкова*. Корректор *Н. В. Козлова*

ИБ № 2648

ЛР № 010164 от 04.01.92

Сдано в набор 16.11.94

Подписано в печать 23.02.95

Формат 60×84 1/16

Бумага офсетная № 2

Гарнитура литературная

Печать высокая

Усл. печ. л. 6,97

Усл. кр.-отт. 7,32

Уч.-изд. л. 7,38

Тираж 1500 экз.

Изд. № 23888

Зак. № 86

С-017

Издательство «Радио и связь». 101000, Москва, Почтамт, а/я 693

Типография издательства «Радио и связь». 101000, Москва, Почтамт, а/я 693

ISBN 5-256-01238-X

© Витевский В. Б., Павловская Э. А., 1995





ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	4
Введение	5
Глава 1. Свойства электромагнитных волн	9
1.1. Основные уравнения электродинамики	9
1.2. Плоская однородная электромагнитная волна. Параметры волны	10
1.3. Поглощение электромагнитных волн	12
1.4. Поляризация электромагнитных волн	12
1.5. Излучение электромагнитных волн	15
1.6. Отражение и преломление плоской электромагнитной волны	19
1.7. Направляемая и поверхностная волны	22
1.8. Дифракция электромагнитных волн	25
Глава 2. Электромагнитные волны в регулярных направляющих структурах	33
2.1. Общие сведения о регулярных линиях передачи	33
2.2. Полые металлические волноводы	42
2.3. Линии передачи с T -волной	60
2.4. Линии передачи поверхностной волны	64
Глава 3. Электромагнитные волны в элементах и устройствах волноводного тракта	72
3.1. Состав фидерного тракта и особенности конструкций его элементов	72
3.2. Волновые явления в нерегулярной линии передачи	73
3.3. Технические характеристики СВЧ устройств	74
3.4. Методы анализа нерегулярной линии передачи	75
3.5. Элементы волноводного тракта	81
3.6. Атенюаторы	88
3.7. Объемные резонаторы	91
3.8. Согласующие трансформаторы	96
3.9. Фильтры СВЧ	100
3.10. Направленные ответвители	103
3.11. Мосты СВЧ	105
3.12. Фазовращатели	110
3.13. Поляризационные устройства	110
3.14. Невзаимные устройства	112
3.15. Направление микроминиатюризации трактов СВЧ	119
Список литературы	121

ПРЕДИСЛОВИЕ

Цикл электродинамических дисциплин для разных специальностей включает курсы «Техническая электродинамика» (спец. Радиосвязь, радиовещание и телевидение); «Электродинамика и распространение радиоволн» и «Устройства СВЧ и антенны» (спец. Радиотехника); «Электродинамика» (спец. Многоканальная электросвязь). Программа базового высшего образования по подготовке бакалавров технических наук (направление «Телекоммуникация») содержит курс «Электромагнитные поля и волны» в цикле общетехнических дисциплин и предполагает курс «Устройства СВЧ» в цикле специальных дисциплин, устанавливаемых вузом.

Содержание настоящего учебного пособия ориентировано на указанные программы. В соответствии с названием книги авторы уделили основное внимание принципам и механизмам распространения электромагнитных волн в безграничных средах, направляющих структурах, элементах и устройствах трактов СВЧ, а также практическому применению волновых явлений. Ряд вопросов теории электромагнитного поля, теорема единственности, электродинамические потенциалы и некоторые другие в данном учебном пособии не рассматривались. Необходимость такого сокращения диктуется прикладной направленностью пособия. Некоторые понятия и положения, необходимые читателю для работы с настоящей книгой, кратко изложены во введении.

Главная цель учебного пособия — познакомить студента с основными идеями волновых явлений, включающими: понятие и признак волны; условия, при которых возбуждаются различные по характеру, структуре и свойствам волны; особенности свободно распространяющихся, направляемых, поверхностных, дифракционных, стоячих волн; методы описания и анализа электромагнитных явлений.

Эти идеи помогают построить достаточно наглядные модели волновых процессов в безграничном однородном пространстве, на плоской границе раздела разнородных сред, вблизи металлических тел сложной формы, в линиях передачи различной конфигурации. Принцип действия устройств определенного функциональ-

ного назначения объясняется на основе анализа преобразования пространственной структуры волнового поля, возбуждения новых волн, изменения амплитуд и фаз волн различного происхождения и их интерференции, дифракции электромагнитных волн в сложных конструкциях. При рассмотрении некоторых высокочастотных волноводных узлов применяется аналогия с процессами в линейных электрических цепях.

Структура и содержание учебного пособия позволяют, по мнению авторов, решить две задачи: 1) помочь студенту овладеть основами знаний по электродинамике; 2) стимулировать и облегчить самостоятельную работу студента с учебной, справочной и научной литературой.

Выполненные в предлагаемой книге отбор и систематизация учебного материала, принятая методика изложения и большой объем иллюстративного материала позволяют также использовать ее в «высокотехнологичных» формах обучения, таких как ускоренное обучение в вузе на базе среднетехнического образования в связи с созданием объединений институт-колледж и обучение без отрыва от производства.

В основу учебного пособия положены лекционные курсы, читаемые авторами в Поволжском институте информатики, радиотехники и связи.

ВВЕДЕНИЕ

В радиотехнических системах и системах связи в качестве переносчиков информации используются электромагнитные поля. Электромагнитное поле является особым видом материи и проявляется посредством сил, действующих на заряженные частицы вещества. При решении инженерных задач интерес представляют электромагнитные процессы, наблюдаемые в макроскопических масштабах, т. е. в масштабах, которые велики по сравнению с расстояниями между атомами и молекулами вещества. В условиях макроскопических наблюдений электромагнитное поле и вещество могут быть взаимопроницаемыми, занимать один и тот же объем, влиять друг на друга. Электромагнитное поле обнаруживает два проявления: электрическое поле, оказывающее силовое воздействие на неподвижные заряды, и магнитное поле, действующее на движущиеся заряженные частицы и тела.

Так как силовое поле обладает направленным действием, то для его описания используют векторные величины. Для исследования векторных полей применяют методы, положения и теоремы векторного анализа.

Электромагнитное поле в каждый момент времени в любой точке пространства характеризуется четырьмя векторами:

E — вектор напряженности электрического поля, В/м;

D — вектор электрического смещения, К/м²;

H — вектор напряженности магнитного поля, А/м;

B — вектор магнитной индукции, Т.

Определение электромагнитного поля в некоторой области сводится к указанию значения и направления каждого вектора в любой ее точке. Собственно, возможность задания электрических и магнитных векторов в каждой точке пространства и объясняет использование понятия «поле». Этот термин применяют для обозначения физического процесса, принимающего разные значения в разных точках пространства, например поле температур, давления и др.

Для векторов электромагнитного поля в вакууме справедливы соотношения

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}; \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H},$$

где $\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$, Ф/м — электрическая постоянная; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, Гн/м — магнитная постоянная.

Среды, в которых распространяются электромагнитные волны, принято характеризовать макроскопическими параметрами, к которым относятся: ϵ_a — абсолютная диэлектрическая проницаемость; μ_a — абсолютная магнитная проницаемость; σ — удельная проводимость. Для удобства сравнения свойств реальных сред с вакуумом вводят относительные проницаемости $\epsilon = \epsilon_a/\epsilon_0$ и $\mu = \mu_a/\mu_0$.

Источниками электромагнитного поля являются свободные заряды и токи. *Свободными* считаются заряды, способные под воздействием электрического поля перемещаться на макроскопические расстояния (электроны в металлах, заряженные частицы в вакууме, ионы в плазме и электролитах). Распределение свободных зарядов в некотором объеме характеризуют *объемной плотностью заряда* $\rho = dq/dV$, К/м³, где dq — заряд элементарного объема dV . Заряд q в объеме V определяется из соотношения, К:

$$q = \int_V \rho dV.$$

Электрические токи, рассматриваемые в качестве источников электромагнитного поля, разделяют на два вида: ток проводимости и ток смещения. *Ток проводимости* I представляет собой упорядоченное движение свободных зарядов под действием электрического поля в проводящих материалах: $I = -dq/dt$, А. Здесь dq — заряд, переносимый заряженными частицами через некоторую

поверхность S в течение времени dt . Для оценки интенсивности и направления движения зарядов вводят понятие «вектор плотности тока проводимости \mathbf{j} ». Его величина $j = dI/dS$, А/м², а направление совпадает с направлением тока. Ток через поверхность S определяется как поток вектора \mathbf{j} , т. е. $I = \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S}$, А.

Под *током смещения* $I_{\text{см}}$ понимают процесс изменения во времени электрического поля: $I_{\text{см}} = \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} d\mathbf{S}$, А. Плотность тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}} = \partial \mathbf{D} / \partial t$, А/м².

При исследовании электромагнитных полей и решении задач электродинамики применяют аналитический и графический способы описания поля. *Аналитическое описание* состоит в представлении векторов поля в виде функций времени и координат. *Графическое описание* сводится к построению картин силовых линий. *Силовая линия* — это линия, касательная в каждой точке к которой совпадает с направлением вектора в этой точке. Об относительной величине векторов электромагнитного поля судят по густоте или разреженности силовых линий в отдельных участках исследуемой области. Картины силовых линий электромагнитного поля обеспечивают высокую степень наглядности его пространственного распределения.

Для аналитического описания и графического представления применяют системы координат, выбор которых обусловлен конфигурацией области, где исследуется электромагнитное поле, или формой заряженных тел, являющихся источниками поля. Каждой системе ортогональных координат соответствует тройка единичных векторов-ортов: \mathbf{x}^0 , \mathbf{y}^0 , \mathbf{z}^0 — орты декартовой системы координат; \mathbf{r}^0 , $\boldsymbol{\theta}^0$, $\boldsymbol{\varphi}^0$ — орты сферической и \mathbf{r}^0 , $\boldsymbol{\varphi}^0$, \mathbf{z}^0 — орты цилиндрической систем координат.

Предметом электродинамики является изучение переменных электромагнитных полей, среди которых важную роль играют гармонические (мономатрические) поля. Речь идет о полях, изменяющихся во времени по косинусоидальному закону с определенной частотой. Их роль обусловлена тем, что все реальные электромагнитные процессы, применяемые в радиотехнике и связи, с помощью ряда или интеграла Фурье можно представить в виде суммы или непрерывного спектра гармонических колебаний. Термин «гармоническое поле» связан с косинусоидальным характером зависимости мгновенного значения вектора поля от времени, например

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{x}^0 E_m \cos(\omega t - \varphi), \quad (\text{В.1})$$

где E_m — амплитуда; ω — циклическая частота; φ — начальная фаза.

Определение «монохроматическое поле» отражает факт колебания значения вектора с одной частотой. Для анализа монохроматических полей в линейных средах применяется метод комплексных амплитуд, который состоит в следующем. С помощью формулы Эйлера $e^{i(\omega t - \varphi)} = \cos(\omega t - \varphi) + i \sin(\omega t - \varphi)$ гармонический вектор (В.1) представляется в виде реальной части некоторого комплексного вектора

$$\dot{\mathbf{E}} = x^0 E_m e^{i(\omega t - \varphi)}, \quad (\text{В.2})$$

т. е. $\mathbf{E} = \text{Re} \dot{\mathbf{E}}$. В свою очередь, в выражении (В.2) выделяется временной множитель $e^{i\omega t}$. Оставшаяся величина

$$\dot{\mathbf{E}}_m = x^0 E_m e^{-i\varphi} \quad (\text{В.3})$$

содержит информацию об амплитуде и начальной фазе гармонического вектора и называется *комплексной амплитудой*. С учетом (В.2) и (В.3) гармонический вектор выражается через комплексную амплитуду:

$$\mathbf{E}(t) = \text{Re} \{ \dot{\mathbf{E}}_m e^{i\omega t} \}. \quad (\text{В.4})$$

Такое представление позволяет во всех векторных величинах, описывающих физически реальное гармоническое поле, опустить одинаковый для них множитель $e^{i\omega t}$, а все операции выполнять над комплексными амплитудами.

Метод комплексных амплитуд существенно упрощает технику решения основных уравнений электродинамики, так как уравнения для комплексных амплитуд не содержат зависимости от времени. Последнее объясняется тем, что дифференцирование комплексной функции (В.2) по времени эквивалентно умножению ее на $i\omega$:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \{ \dot{\mathbf{E}}_m e^{i\omega t} \} = i\omega \dot{\mathbf{E}}_m e^{i\omega t} = i\omega \dot{\mathbf{E}}.$$

Большинство задач электродинамики решается для гармонических полей. Материал настоящего учебного пособия излагается с использованием метода комплексных амплитуд.

При построении пространственной структуры электромагнитного поля с помощью картин силовых линий использованы общепринятые обозначения: сплошные линии соответствуют электрическому полю \mathbf{E} , а штриховые — магнитному \mathbf{H} .

Для характеристики плотности потока энергии электромагнитной волны вводят вектор Пойнтинга $\mathbf{\Pi} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$. Его величина равна энергии, переносимой за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению движения энергии. Направление $\mathbf{\Pi}$ совпадает с направлением распространения волны.

Глава 1. СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

1.1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Электромагнитные поля, наблюдаемые в природе и применяемые в технике, подчиняются уравнениям Максвелла. Дифференциальная формулировка системы уравнений Максвелла имеет вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \partial \mathbf{D} / \partial t; \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t; \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho; \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Система уравнений Максвелла описывает основные свойства электромагнитного поля:

электрический ток любого вида сопровождается возникновением вихревого магнитного поля;

переменное магнитное поле порождает вихревое электрическое поле;

источниками электрического поля являются также заряды;

магнитное поле всегда имеет вихревой характер;

электрическое поле может быть вихревым и потенциальным;

силовые линии вихревого поля непрерывны, а потенциальное поле имеет истоки и стоки.

Система уравнений Максвелла дополняется уравнениями

$$\mathbf{D} = \epsilon_a \mathbf{E}; \quad \mathbf{B} = \mu_a \mathbf{H}; \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad (1.2)$$

называемыми *материальными уравнениями среды*.

Непосредственное решение системы уравнений (1.1) с учетом (1.2) для нахождения векторов поля затруднено тем, что в первые два уравнения входят оба неизвестных вектора \mathbf{E} и \mathbf{H} . Обычно систему преобразуют к дифференциальным уравнениям, составленным для каждого вектора в отдельности. Такие уравнения называются *волновыми*. Уравнения для гармонических полей формулируются для комплексных амплитуд. В случае непроводящих сред ($\sigma=0$) они имеют вид

$$\nabla^2 \mathbf{E}_m + k^2 \mathbf{E}_m = 0; \quad \nabla^2 \mathbf{H}_m + k^2 \mathbf{H}_m = 0. \quad (1.3)$$

Уравнения (1.3) справедливы для области, в которой отсутствуют сторонние источники, и называются *однородными волновыми уравнениями Гельмгольца*. В них принято обозначение

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon_a \mu_a \quad \text{или} \quad k = \omega \sqrt{\varepsilon_a \mu_a}. \quad (1.4)$$

1.2. ПЛОСКАЯ ОДНОРОДНАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА. ПАРАМЕТРЫ ВОЛНЫ

Понятие волны, или волнового процесса, включает в себя перемещение электромагнитного поля, в результате которого происходит передача энергии в пространстве. Волна называется *однородной*, если амплитуды векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} не зависят от поперечных координат. Пусть волновой процесс в декартовой системе координат распространяется вдоль оси z . Тогда поперечными по отношению к направлению распространения являются координаты x , y и условие однородности волны задается равенством $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$. Так как оператор $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$, то уравнения (1.3) для однородных волн преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \partial^2 \dot{\mathbf{E}}_m / \partial z^2 + k^2 \dot{\mathbf{E}}_m &= 0; \\ \partial^2 \dot{\mathbf{H}}_m / \partial z^2 + k^2 \dot{\mathbf{H}}_m &= 0. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Решениями дифференциальных уравнений (1.5) являются функции

$$\dot{\mathbf{E}}_m = \dot{\mathbf{E}}_0 e^{-ikz}, \quad \dot{\mathbf{H}}_m = \dot{\mathbf{H}}_0 e^{-ikz}. \quad (1.6)$$

Комплексным амплитудам (1.6) соответствуют мгновенные значения векторов

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_1); \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_2). \end{aligned} \quad (1.7)$$

На рис. 1.1 изображено пространственное распределение величины одного из векторов (1.7) для двух моментов времени: t_1 и $t_2 = t_1 + \Delta t$. Пространственное распределение представляет собой ко-

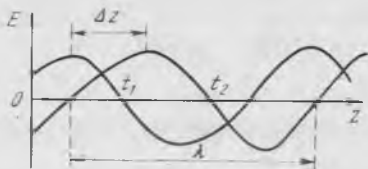


Рис. 1.1

синусоиду, которая в момент t_2 оказалась смещенной на расстояние Δz относительно своего положения в момент t_1 . Скорость этого перемещения v , называемая *фазовой*, определяется из условия равенства фаз двух косинусоид $\omega t_1 - kz = \omega t_1 + \omega \Delta t - kz - k \Delta z$, откуда $\omega \Delta t - k \Delta z = 0$ и $v = \Delta z / \Delta t = \omega / k$. Учитывая (1.4), окончательно получаем

$$v = 1 / \sqrt{\epsilon_a \mu_a}, \quad (1.8)$$

т. е. фазовая скорость зависит только от свойств среды. В вакууме $v = c = 1 / \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 3 \cdot 10^8$, м/с, а в среде с проницаемостью ϵ и μ $v = c / \sqrt{\epsilon \mu}$.

Пространственный период λ (см. рис. 1.1), т. е. расстояние, при прохождении которого волна изменяет свою фазу на 2π , называется *длиной волны* и определяется из равенства $k(z + \lambda) - kz = 2\pi$. Отсюда

$$\lambda = 2\pi / k = 2\pi v / \omega = v / f. \quad (1.9)$$

Параметр

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a} = 2\pi / \lambda = \omega / v \quad (1.10)$$

называется *волновым числом* или *постоянной распространения волны* в безграничной среде.

При рассмотрении волновых процессов вводится понятие фронта волны как поверхности равных фаз. Постоянство фаз поля (1.7) обеспечивается в плоскости $z = \text{const}$. Следовательно, фронтом этой волны является плоскость, а волна называется *плоской*.

Гармоническое поле, перемещающееся в пространстве со скоростью v , называется *бегущей волной*. Признаком бегущей волны является линейное изменение фазы вдоль оси распространения

$$\varphi = \omega t - kz.$$

В частности, если волна движется в противоположном положительной оси z направлении, то ее поле описывается косинусоидой вида $\cos(\omega t + kz)$.

Разновидностью волновых процессов является *стоячая волна*, возникающая при наложении двух волн, распространяющихся навстречу друг другу. Сложим поля таких волн:

$$E = E_1 + E_2 = E_{01} \cos(\omega t - kz + \varphi_1) + E_{02} \cos(\omega t + kz + \varphi_2).$$

Если $E_{01} = E_{02} = E_0$ и $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$, то

$$E = 2E_0 \cos kz \cos(\omega t + \varphi). \quad (1.11)$$

Поле (1.11) характеризуется тем, что в каждый момент времени пространственное косинусоидальное распределение остается неподвижным. Процесс называется *стоячей волной*, хотя по существу является установившейся волновой картиной.

1.3. ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

В реальных средах с отличной от нуля электропроводностью ($\sigma \neq 0$) при распространении электромагнитной волны под действием ее электрического поля возбуждаются токи проводимости, так как $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$. В результате появляются тепловые потери, для количественной оценки которых используют комплексную диэлектрическую проницаемость среды $\tilde{\epsilon}_a = \epsilon_a - i\sigma/\omega$. Волновое число (1.10) также оказывается комплексным:

$$\tilde{k} = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_a \mu_a} = \omega \sqrt{(\epsilon_a - i\sigma/\omega) \mu_a} = \beta - i\alpha. \quad (1.12)$$

Подстановка (1.12) в (1.6) приводит к выражению

$$\dot{E}_m = E_0 e^{-i(\beta - i\alpha)z} = E_0 e^{-\alpha z} e^{-i\beta z},$$

которое соответствует мгновенному значению напряженности электрического поля вида

$$\mathbf{E} = E_0 e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z). \quad (1.13)$$

Из (1.13) следует, что амплитуда поля $E_m = E_0 e^{-\alpha z}$ экспоненциально затухает по мере распространения волны. Коэффициент $\alpha = \text{Im } \tilde{k}$ называется *коэффициентом ослабления*. Величина $\beta = \text{Re } \tilde{k}$ характеризует пространственное изменение фазы и называется *коэффициентом фазы*.

Ослабление A , испытываемое волной при прохождении некоторого расстояния l , определяется из соотношения

$$A = E_m(z)/E_m(z+l) = e^{\alpha l}.$$

Ослабление принято выражать в логарифмическом масштабе в неперах [Нп] или в децибелах [дБ]:

$$A[\text{Нп}] = \ln[E_m(z)/E_m(z+l)] = \alpha l;$$

$$A[\text{дБ}] = 20 \lg[E_m(z)/E_m(z+l)] = 20 \lg e^{\alpha l} = 8,69 \alpha l.$$

1.4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Поляризация характеризует пространственно-временную ориентацию вектора напряженности электрического поля \mathbf{E} . Плоскость, проходящую через вектор \mathbf{E} и направление распространения волны, называют *плоскостью поляризации*.

Рассмотрим плоскую волну, распространяющуюся в положительном направлении оси z . Вектор \mathbf{E} такой волны лежит в пло-

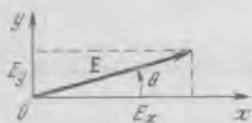


Рис. 1.2

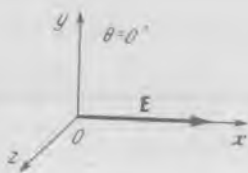


Рис. 1.3



Рис. 1.4

скости x_0y и в общем случае может иметь две проекции, сдвинутые по фазе на величину φ :

$$E = x^0 E_{0x} \cos(\omega t - kz) + y^0 E_{0y} \cos(\omega t - kz - \varphi). \quad (1.14)$$

Ориентацию вектора E в пространстве удобно задавать углом

$$\theta = \arctg(E_y/E_x) \quad (1.15)$$

между вектором E и плоскостью xoz , которую условимся считать горизонтальной.

В зависимости от значений E_{0x} , E_{0y} и φ в (1.14) можно выделить несколько видов поляризации волны:

1. Пусть $\varphi = 0$ и $E_{0x} \neq E_{0y}$. Согласно (1.14) и (1.15) $\theta = \arctg(E_{0y}/E_{0x})$. При этом вектор E лежит в плоскости, наклоненной под углом θ к горизонтальной плоскости (рис. 1.2). Поляризация называется *плоской* или *линейной*.

В частных случаях, когда $\theta = 0$ (рис. 1.3) или $\theta = 90^\circ$ (рис. 1.4), линейная поляризация называется *горизонтальной* и *вертикальной* соответственно.

2. Пусть $\varphi = 90^\circ$ и $E_{0x} = E_{0y} = E_0$. В этом случае

$$\begin{aligned} \theta &= \arctg \frac{E_y}{E_x} = \arctg \frac{E_0 \cos(\omega t - kz - 90^\circ)}{E_0 \cos(\omega t - kz)} = \arctg \frac{\sin(\omega t - kz)}{\cos(\omega t - kz)} = \\ &= \omega t - kz. \end{aligned}$$

Угол θ изменяется во времени и пространстве, а плоскость поляризации вращается. При $z = \text{const}$ вектор E вращается с угловой частотой ω , а его величина остается неизменной и равной

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = E_0.$$

Конец вектора E описывает на плоскости $z = \text{const}$ окружность (рис. 1.5, а, б), а в пространстве — круговую спираль (рис. 1.5, в). Поляризация называется *круговой*. Различают два вида круговой поляризации: правую, характеризующуюся вращением вектора E по часовой стрелке относительно направления распространения волны (рис. 1.5, а), и левую — вектор E вращается против часовой стрелки (рис. 1.5, б). Обычно волну с правой поляризацией обо-

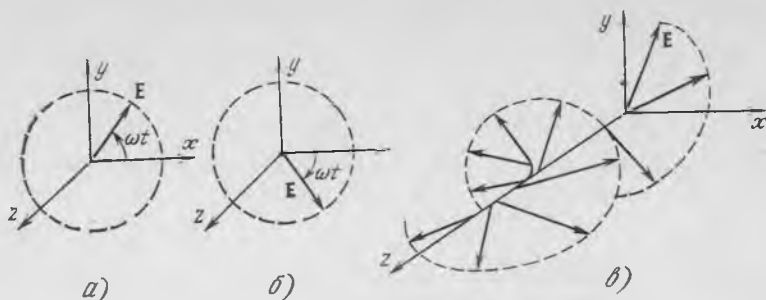


Рис. 1.5

значают через E^+ , а с левой — через E^- . Вращение правое происходит при $\varphi = 90^\circ$, левое — при $\varphi = -90^\circ$.

3. Если $\varphi = \pm 90^\circ$ и $E_{0x} \neq E_{0y}$, вектор E вращается в плоскости $z = \text{const}$, но его длина при этом изменяется. В результате конец вектора E описывает эллипс, а поляризация называется *эллиптической* (рис. 1.6). При произвольном сдвиге фаз волна также оказывается эллиптически поляризованной, но ось эллипса повернута относительно оси x на угол γ (рис. 1.7), который находится по формуле

$$\operatorname{tg} 2\gamma = [2E_{0x}E_{0y}/(E_{0x}^2 - E_{0y}^2)] \cos \varphi. \quad (1.16)$$

Волны круговой поляризации широко применяются в радиотехнике и связи. Для возбуждения волны круговой поляризации следует учитывать, что такая волна является результатом сложения двух линейно поляризованных волн, векторы E которых ортогональны в пространстве, равны по амплитуде и сдвинуты по фазе на 90° .

В свою очередь, линейно поляризованную волну можно представить как суперпозицию двух волн круговой поляризации с противоположными направлениями вращения и одинаковыми амплитудами вектора E . Векторные диаграммы на рис. 1.8, соответ-

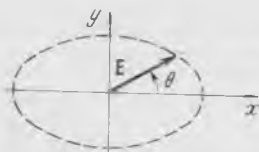


Рис. 1.6

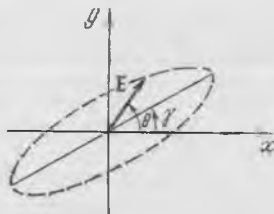


Рис. 1.7

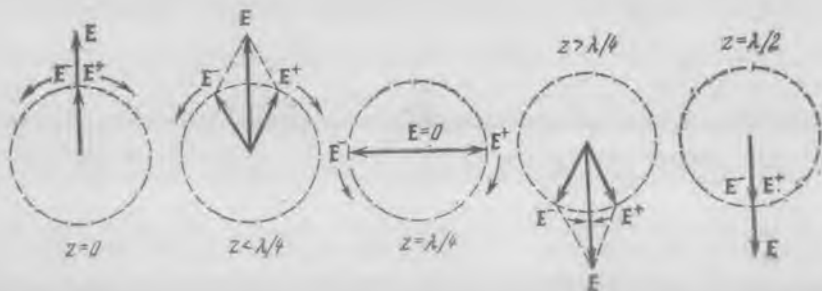


Рис. 1.8

ствующие разным положениям на оси распространения волны, иллюстрируют этот вывод.

1.5. ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Постановка задачи. Под *излучением* понимается перенос энергии электромагнитного поля от источника в пространстве. Способность электромагнитного поля перемещаться в пространстве является одним из важных его свойств, следующих из закона сохранения энергии. Ответвление электромагнитной энергии от источника происходит благодаря току смещения, который может существовать в диэлектрике и вакууме. Поэтому любой сторонний источник, способный создавать в пространстве ток смещения, является излучателем электромагнитных волн.

Задача излучения состоит в нахождении векторов излученного электромагнитного поля по известному распределению сторонних токов и решается обычно для элементарных излучателей. Элементарные излучатели являются идеализированными моделями, удобными для теоретического анализа.

Элементарным электрическим излучателем (ЭЭИ) называется малый по сравнению с длиной волны линейный элемент переменного тока, т. е. отрезок l (рис. 1.9, а), вдоль которого течет ток $I^{ct} = I_m^{ct} \cos \omega t$, распределение амплитуды и фазы которого вдоль излучателя полагается неизменным.

Элементарным магнитным излучателем (ЭМИ) считают малый по сравнению с длиной волны виток (рамку) с переменным током (рис. 1.9, б).

Элементарный участок dS фронта распространяющейся волны (рис. 1.9, в) называют *элементом Гюйгенса*.

Поле излучения ЭЭИ. Анализ поля излучения ЭЭИ удобно выполнять в сферической системе координат, в центр которой поме-

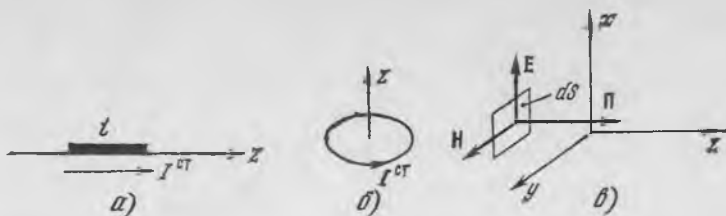


Рис. 1.9

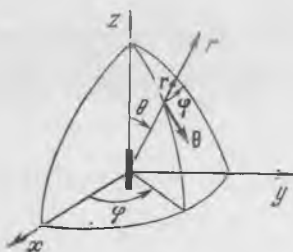


Рис. 1.10

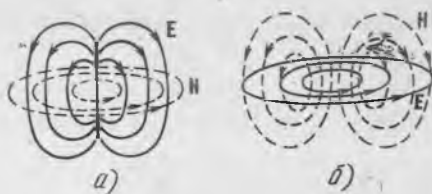


Рис. 1.11

щен излучатель (рис. 1.10). Векторы электромагнитного поля излучения имеют три проекции:

$$\begin{aligned}
 E_r &= \frac{klI_m^{\text{CT}}}{2\pi\omega\epsilon_0 r^2} \left[\frac{1}{kr} \sin(\omega t - kr) + \cos(\omega t - kr) \right] \cos\theta; \\
 E_\theta &= \frac{k^2 l I_m^{\text{CT}}}{4\pi\omega\epsilon_0 r} \left[\frac{1}{kr} \cos(\omega t - kr) + \left(\frac{1}{k^2 r^2} - 1 \right) \sin(\omega t - kr) \right] \sin\theta; \\
 H_\varphi &= \frac{k l I_m^{\text{CT}}}{4\pi r} \left[\frac{1}{kr} \cos(\omega t - kr) - \sin(\omega t - kr) \right] \sin\theta; \\
 E_\varphi &= H_r = H_\theta = 0.
 \end{aligned} \tag{1.17}$$

Формулы (1.17) описывают поле гармонической электромагнитной волны, распространяющейся в радиальном направлении и имеющей сложную пространственную структуру.

Так как отдельные компоненты поля имеют различную зависимость от расстояния r , то для облегчения исследования поля все пространство принято разделять на три зоны:

- 1) ближнюю, соответствующую расстояниям, для которых $kr \ll 1$;
- 2) промежуточную — $kr \approx 1$;
- 3) дальнюю — $kr \gg 1$.

Пренебрегая малыми членами в (1.17), можно получить приближенные соотношения, характеризующие поле в ближней и дальней зонах. В ближней зоне ($kr \ll 1$) поле описывается выражениями

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{I I_m^{\text{ст}}}{2\pi\omega\epsilon_a r^3} \cos\theta \sin\omega t; \\ E_\theta &= \frac{I I_m^{\text{ст}}}{4\pi\omega\epsilon_a r^3} \sin\theta \sin\omega t; \\ H_\varphi &= \frac{I I_m^{\text{ст}}}{4\pi r^2} \sin\theta \cos\omega t, \end{aligned} \quad (1.18)$$

анализ которых приводит к выводу, что поле в ближней зоне не имеет волнового характера (фазы напряженностей электрического и магнитного полей не зависят от пространственных координат). Векторы $\mathbf{E} = r^\circ E_r + \theta E_\theta$ и $\mathbf{H} = \varphi H_\varphi$ сдвинуты по фазе на 90° . Из этого следует, что плотность потока энергии

$$\tilde{\Pi} = -\frac{1}{2} \dot{E}_m^* \dot{H}_m = \frac{1}{2} E_m e^{-i\omega t} H_m = -i\Pi$$

имеет реактивный характер, а средний поток энергии отсутствует, так как $\Pi_{\text{ср}} = \text{Re}\tilde{\Pi} = 0$. Это означает, что в ближней зоне поля, запасаящие энергию, преобладают над излучающими полями, вкладом которых пренебрегли при переходе от (1.17) к (1.18). Ближняя зона называется *областью реактивного ближнего поля*.

Промежуточную зону, в которой поле описывается полными формулами (1.17), иногда называют *областью излучаемого ближнего поля* или *зоной дифракции Френеля*. Поле в дальней зоне имеет вид

$$E_\theta = \frac{k^2 I I_m^{\text{ст}}}{4\pi\omega\epsilon_a r} \sin\theta \sin(\omega t - kr); \quad (1.19)$$

$$H_\varphi = \frac{k I I_m^{\text{ст}}}{4\pi r} \sin\theta \sin(\omega t - kr).$$

В (1.19) $E_r \approx 0$, так как эта составляющая вектора \mathbf{E} в дальней зоне на порядок меньше составляющей E_θ .

Поле (1.19) представляет собой сферическую волну, поскольку ее фронтом является сфера $r = \text{const}$. Силовые линии поля излучения ЭИ в дальней зоне представлены на рис. 1.11, а. Анализ соотношений (1.19) позволяет установить свойства сферической волны в дальней зоне ЭИ:

векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} взаимно перпендикулярны, так как $\mathbf{E} = \theta E_\theta$, $\mathbf{H} = \varphi H_\varphi$;

векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} ортогональны направлению распространения волны, так как волна распространяется в радиальном направлении, а векторы не содержат радиальных составляющих ($E_r = H_r = 0$);

векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} синфазны;

отношение амплитуд векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} зависит только от свойств среды:

$$\frac{E_m}{H_m} = \frac{k^2 l I_m^{\text{сг}}}{4\pi \omega \varepsilon_a r} \frac{4\pi r}{k l I_m^{\text{сг}}} = \frac{k}{\omega \varepsilon_a} = \frac{\omega \sqrt{\mu_a \mu_a}}{\omega \varepsilon_a} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} = Z_c, \text{ Ом.}$$

Параметр Z_c называется *характеристическим сопротивлением* волны в неограниченной среде. Для вакуума и свободного пространства $Z_c = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = \sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 36\pi/10^9} = 120\pi \approx 377$, Ом.

Поле ЭМИ в дальней зоне имеет составляющие E_φ и H_θ и отличается от поля излучения ЭЭИ ориентацией (рис. 1.11, б).

Диаграмма направленности. Из формул (1.19) следует, что амплитуды E_m и H_m зависят от координат θ и r :

$$E_m = k^2 l I_m^{\text{сг}} / 4\pi \omega \varepsilon_a r \sin \theta, \quad H_m = k l I_m^{\text{сг}} / 4\pi r \sin \theta.$$

При $\theta = 0$ $E_m = H_m = 0$, при $\theta = 90^\circ$ E_m и H_m принимают максимальные значения. Это означает, что поле излучения ЭЭИ обладает направленностью, для характеристики которой вводится понятие диаграммы направленности (ДН).

Диаграмма направленности любого излучателя — это график зависимости амплитуд E_m или H_m от направления при фиксированном расстоянии ($r = \text{const}$). В сферической системе координат (см. рис. 1.10) направление на точку наблюдения задается двумя угловыми координатами θ и φ . Обычно используют понятие *нормированной*, т. е. отнесенной к максимальной амплитуде, ДН. Функция

$$F(\theta, \varphi) = E_m(\theta, \varphi) / E_{m \max} = \sin \theta$$

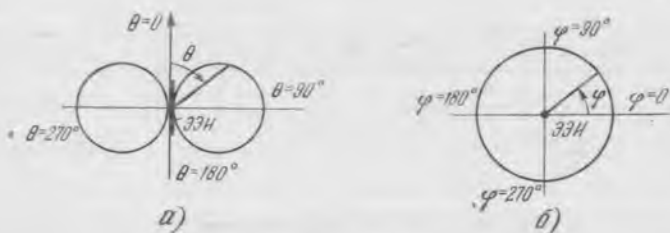


Рис. 1.12

называется *нормированной характеристикой направленности*. Из полученной формулы следует, что поле ЭИ зависит только от меридионального угла θ и не зависит от азимутального угла φ . Графики $F(\theta, \varphi)$ в меридиональной ($\varphi = \text{const}$) и азимутальной ($\theta = \text{const}$) плоскостях построены на рис. 1.12, *а* и *б* соответственно. Для построения ДН использована полярная система координат, в центре которой помещен ЭИ.

1.6. ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Лучевая модель волнового процесса на плоской границе раздела сред. При падении волны на границу раздела двух различных сред появляется отраженная волна, распространяющаяся в первой среде. Неотразившаяся часть энергии проходит во вторую среду в виде преломленной волны, направление распространения которой отличается от направления падающей волны.

Анализ волновых процессов на границе раздела сред сводится к определению направлений движения отраженной и преломленной волн и их полей по известным характеристикам падающей волны и параметрам сред. Для упрощения анализа и его наглядности используют лучевые модели, применяемые в геометрической оптике. Волна в однородной изотропной среде представляется в виде прямолинейного луча, совпадающего с направлением распространения волны, т. е. нормального волновому фронту.

Плоскость, проходящую через нормаль к границе раздела и направление распространения падающей волны, называют *плоскостью падения*. Для удобства анализа вектор \mathbf{E} , произвольно ориентированный относительно плоскости падения, раскладывают на две составляющие: нормальную и параллельную плоскости падения. В соответствии с этим вводят понятия нормальной и параллельной поляризаций. Схемы распространения падающей на плоскую границу раздела, отраженной и преломленной волн и ориентация векторов поля для нормальной и параллельной поляризаций представлены на рис. 1.13, *а* и *б* соответственно. На рис. 1.13 приняты обозначения: φ — угол падения, φ' — угол отражения, θ — угол преломления.

Связь направлений распространения волн устанавливается первым и вторым законами Снеллиуса:

$$\varphi = \pi - \psi = \varphi'; \quad \sin \theta / \sin \varphi = n_1 / n_2, \quad (1.20)$$

где $n_1 = \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$, $n_2 = \sqrt{\epsilon_2 \mu_2}$ — показатели преломления первой и второй сред.

Обращаясь к представлению поля плоской волны с помощью выражений (1.6) или (1.7), получим соотношения для векторов

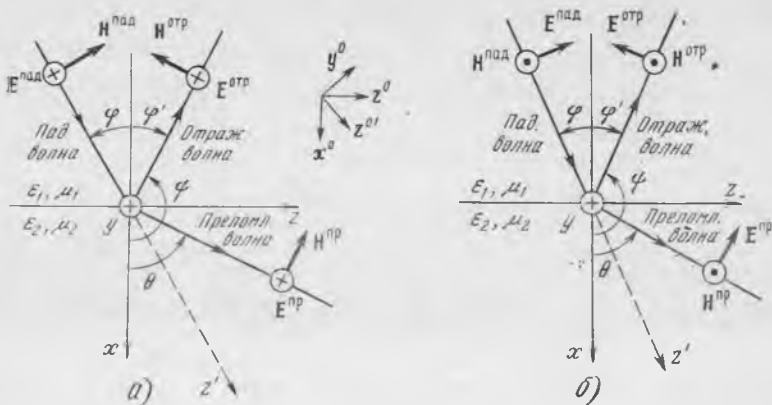


Рис. 1.13

поля падающей, отраженной и преломленной волн в выбранной системе координат x, y, z . В качестве примера рассмотрим случай нормальной поляризации (рис. 1.13, а) и ограничимся записью выражения для вектора \mathbf{E} . Процедура формирования аналитического описания векторов поля для случая параллельной поляризации, в том числе и для векторов \mathbf{H} , аналогична.

Падающая волна распространяется в направлении оси z' , т. е. $\mathbf{E}_m^{\text{пад}} = \mathbf{E}_0 e^{-ikz'}$. Направление оси z' не совпадает ни с одной из координатных осей. Переход к координатам x, y, z осуществляется через направляющие косинусы по формулам преобразования:

$$z' = x \cos \alpha_x + y \cos \alpha_y + z \cos \alpha_z,$$

где углы между осью z' и осями x, y, z соответственно равны $\alpha_x = \varphi, \alpha_y = 90^\circ, \alpha_z = 90^\circ - \varphi$.

С учетом этого получаем

$$\mathbf{E}_m^{\text{пад}} = y^0 E_0 e^{-ik_1(x \cos \varphi + z \sin \varphi)}. \quad (1.21)$$

Из граничных условий на поверхности раздела следует, что направления всех трех волн лежат в плоскости падения, зависимость полей этих волн от координат аналогична. Следовательно, поле отраженной волны записывается в виде

$$\mathbf{E}_m^{\text{отр}} = y^0 E_0^{\text{отр}} e^{-ik_1(x \cos \psi + z \sin \psi)}.$$

С учетом 1-го закона Снеллиуса $\psi = \pi - \varphi' = \pi - \varphi$. Поэтому

$$\mathbf{E}_m^{\text{отр}} = y^0 E_0^{\text{отр}} e^{-ik_1(-x \cos \varphi + z \sin \varphi)}. \quad (1.22)$$

По аналогии поле преломленной волны имеет вид

$$\mathbf{E}_m^{\text{пр}} = y^0 E_0^{\text{пр}} e^{-ik_2(x \cos \theta + z \sin \theta)}. \quad (1.23)$$

Для инженерной практики важен вопрос о соотношении мощностей, переносимых падающей, отраженной и преломленной волнами. Для его решения вводят понятия коэффициентов отражения Γ и прохождения τ , определяемых через амплитуды полей на границе раздела ($x=0$):

$$\tilde{\Gamma} = \frac{\tilde{E}_m^{\text{отр}}(x=0)}{\tilde{E}_m^{\text{пад}}(x=0)}; \quad \tilde{\tau} = \frac{\tilde{E}_m^{\text{пр}}(x=0)}{\tilde{E}_m^{\text{пад}}(x=0)}.$$

Коэффициенты Γ и τ зависят от типа поляризации падающей волны, угла падения и параметров сред. В случае нормальной поляризации

$$\Gamma_{\perp} = \frac{Z_{c2} \cos \varphi - Z_{c1} \cos \theta}{Z_{c2} \cos \varphi + Z_{c1} \cos \theta}, \quad \tau_{\perp} = \frac{2Z_{c2} \cos \varphi}{Z_{c2} \cos \varphi + Z_{c1} \cos \theta}, \quad (1.24a)$$

для параллельной поляризации

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{Z_{c1} \cos \varphi - Z_{c2} \cos \theta}{Z_{c1} \cos \varphi + Z_{c2} \cos \theta}, \quad \tau_{\parallel} = \frac{2Z_{c2} \cos \varphi}{Z_{c1} \cos \varphi + Z_{c2} \cos \theta}, \quad (1.24b)$$

Выражения (1.24) называются *формулами Френеля*.

В частном случае нормального падения волны положение плоскости падения становится неопределенным, различие между нормальной и параллельной поляризациями исчезает, углы $\varphi=0$ и $\theta=0$, а формулы Френеля упрощаются:

$$\Gamma = (Z_{c2} - Z_{c1}) / (Z_{c2} + Z_{c1}); \quad \tau = 2Z_{c2} / (Z_{c1} + Z_{c2}).$$

Соотношения (1.20) и (1.24) непосредственно применимы к анализу волн на границе раздела двух идеальных диэлектриков.

Преломленная волна в поглощающей среде. В случае, если одна из сред является поглощающей ($\sigma \neq 0$), диэлектрическая проницаемость и характеристическое сопротивление, а следовательно, и коэффициенты Френеля Γ и τ становятся комплексными. Модуль Γ комплексного коэффициента отражения $\tilde{\Gamma} = \Gamma e^{-i\psi}$ определяет соотношение амплитуд полей отраженной и падающей волн, а аргумент ψ — сдвиг фаз полей этих волн в точке отражения.

Практический интерес представляет случай, когда поглощающей является вторая среда. Согласно (1.20) $\sin \theta$ при этом оказывается комплексной величиной при любых углах падения φ . Это означает, что в подобной ситуации θ теряет смысл геометрического угла, 2-й закон Снеллиуса неприменим, но существует действительный угол преломления θ_d , характеризующий направление распространения преломленной волны. Этот угол определяется по формуле

$$\operatorname{tg} \theta_d = k_1 \sin \varphi / \operatorname{Re} \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \varphi}. \quad (1.25)$$

К числу поглощающих сред относятся металлы. Если волна падает на поверхность металла, у которого $\sigma \gg \omega \epsilon_a$, то в силу этого неравенства $|k_2| \approx \sqrt{\omega \sigma \mu_{a2}}$ и $|k_2| \gg k_1$. Из формулы (1.25) следует, что при этом $\operatorname{tg} \theta_d \approx 0$ или $\theta_d \approx 0$. Это означает, что при любом угле падения φ на металлическую поверхность преломленная волна распространяется в металле практически в направлении нормали к его поверхности.

1.7. НАПРАВЛЯЕМАЯ И ПОВЕРХНОСТНАЯ ВОЛНЫ

Явление полного отражения. На практике широко используется явление полного отражения электромагнитных волн от границы двух диэлектриков или идеально проводящей поверхности, так как такие границы способны направлять электромагнитную энергию. Установим условия, при которых наблюдается полное отражение, и исследуем свойства возникающих при этом волновых процессов.

Полное отражение связано с исчезновением преломленной волны. Из рис. 1.13 видно, что угол преломления изменяется от 0 до 90° , причем значение $\theta = 90^\circ$ является предельным. Угол падения, соответствующий $\theta = 90^\circ$, принято называть *граничным* или *критическим* ($\varphi_{кр}$). Из 2-го закона Снеллиуса (1.20) следует, что $\sin \varphi_{кр} = n_2/n_1$. Поскольку $\sin \varphi_{кр} < 1$, то полученное равенство возможно, если в случае двух диэлектриков $n_2 < n_1$, т. е. вторая среда является оптически менее плотной, чем первая. Если $\varphi > \varphi_{кр}$, величина $\sin \theta = (n_1/n_2) \sin \varphi$ превышает единицу, теряет смысл функции геометрического угла и может рассматриваться как некоторый параметр исследуемого процесса. Для нахождения коэффициентов отражения по формулам Френеля определим

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \sqrt{1 - \sin^2 \theta} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \varphi\right)^2} = \\ &= \pm i \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \varphi\right)^2 - 1} = \pm i |\cos \theta|, \end{aligned} \quad (1.26)$$

который становится чисто мнимой величиной. Подстановка полученного значения в (1.24) приводит к следующим результатам:

$$\Gamma_{\perp} = \frac{Z_{c2} \cos \varphi \mp i Z_{c1} |\cos \theta|}{Z_{c2} \cos \varphi \pm i Z_{c1} |\cos \theta|}; \quad \Gamma_{\parallel} = \frac{Z_{c1} \cos \varphi \mp i Z_{c2} |\cos \theta|}{Z_{c1} \cos \varphi \pm i Z_{c2} |\cos \theta|}.$$

Так как в числителе и знаменателе каждой из этих формул находятся комплексно-сопряженные выражения, модули которых равны, то $|\Gamma_{\perp}| = |\Gamma_{\parallel}| = 1$, что свидетельствует о полном отражении волны от исследуемой границы раздела.

Таким образом, полное отражение электромагнитной волны от границы раздела двух диэлектриков возможно, во-первых, при углах падения, превышающих $\varphi_{кр}$, а во-вторых, если вторая среда является оптически менее плотной, чем первая.

Волна испытывает полное отражение также от границы идеального проводника. Это следует из (1.24), поскольку характеристическое сопротивление при $\sigma_2 = \infty$

$$Z_{c2} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2 - i\sigma_2/\omega}} = 0 \quad \text{и} \quad \Gamma_{\perp} = -\Gamma_{\parallel} = -1.$$

Практический интерес представляет не только факт полного отражения, но и возникающие при этом волновые процессы. Установим характер этих процессов. С этой целью выполним анализ поля в первой и во второй средах, ограничиваясь случаем нормальной поляризации. При параллельной поляризации основные особенности поля аналогичны.

Поле в первой среде. Поле в первой среде E_1 определяется как суперпозиция полей падающей и отраженной волн. Так как $\vec{E}_m^{отр} = \vec{E}_m^{пад} \bar{\Gamma}$ и $\bar{\Gamma}_{\perp} = |\Gamma_{\perp}| e^{i\psi_{\perp}}$, то с учетом (1.21) и (1.22) поле в первой среде записывается в виде

$$\vec{E}_{m1} = \vec{E}_m^{пад} + \vec{E}_m^{отр} = y^0 E_0 \{ e^{-ik_1(x \cos \varphi + z \sin \varphi)} + e^{-i[k_1(-x \cos \varphi + z \sin \varphi) - \psi_{\perp}/2]} \}.$$

Вынося за скобки общий множитель $e^{-ik_1 z \sin \varphi}$, а также $e^{i\psi_{\perp}/2}$ и применяя формулу Эйлера к оставшимся слагаемым, находим

$$\vec{E}_{m1} = y^0 \cdot 2E_0 \cos(k_1 x \cos \varphi + \psi_{\perp}/2) e^{-i(k_1 z \sin \varphi - \psi_{\perp}/2)}.$$

Переходя к мгновенному значению

$$E_1 = y^0 2E_0 \cos(k_1 x \cos \varphi + \psi_{\perp}/2) \cos(\omega t - k_1 z \sin \varphi + \psi_{\perp}/2), \quad (1.27)$$

получаем, что поле в первой среде является плоской волной, распространяющейся в направлении оси z , т. е. вдоль границы раздела с волновым числом $\beta = k_1 \sin \varphi$.

Амплитуда поля $E_m = 2E_0 \cos(k_1 x \cos \varphi + \psi_{\perp}/2)$ изменяется в поперечной плоскости (вдоль оси x) по закону стоячей волны с волновым числом

$$\gamma_{\perp} = k_1 \cos \varphi.$$

Зависимость амплитуды поля от поперечных координат является признаком неоднородной волны.

Таким образом, в первой среде вдоль границы раздела распространяется плоская неоднородная волна. Такая волна называется *направляемой*.

Поле во второй среде. Рассмотрим поле во второй среде. С этой целью воспользуемся выражением (1.23), которое представим так:

$$\dot{E}_{m2} = y^0 E_0 \tau_{\perp} e^{-ik_2(x \cos \theta + z \sin \theta)}.$$

Выбирая в (1.26) соответствующий физическому смыслу знак «—», обозначим $k_2 \cos \theta = -ik_2 |\cos \theta| = -i\alpha$. Из 2-го закона Снеллиуса следует, что $k_2 \sin \theta = k_1 \sin \varphi = \beta$. С учетом этого

$$\dot{E}_{m2} = y^0 E_0 \tau_{\perp} e^{-\alpha x} e^{-i\beta z} \text{ или}$$

$$E_2 = y^0 E_0 \tau_{\perp} e^{-\alpha x} \cos(\omega t - \beta z). \quad (1.28)$$

Последнее выражение описывает поле плоской волны, распространяющейся во второй среде вдоль границы раздела с волновым числом β . Особенностью этой волны является экспоненциальное затухание амплитуды поля в направлении нормали к границе раздела*. Это означает, что поле практически не проникает в глубь второй среды и оказывается сосредоточенным в некотором слое вблизи поверхности раздела. Такую волну называют *поверхностной*. Равенство волновых чисел β направляемой и поверхностной волн свидетельствует о равенстве их фазовых скоростей.

Распределение поверхностной волны иногда характеризуют граничным расстоянием Δ^0 , на котором ослабление волны составляет $A = 1$ Нп (поле затухает в e раз). Так как $A = \alpha \Delta^0 = 1$ Нп, то $\Delta^0 = 1/\alpha$. При полном отражении от идеального проводника поверхностная волна отсутствует.

Пространственная структура поля направляемой и поверхностной волн. Согласно соотношениям (1.27) и (1.28) перенос энергии осуществляется направляемой и поверхностной волнами с одинаковой скоростью в одном направлении. Однако пространственное распределение полей E_1 и E_2 существенно различается. На рис. 1.14, а построена эпюра распределения $E_{my}(x)$ в обеих средах. Из рис. 1.14, а видно, что стоячая волна в первой среде переходит в поверхностную волну во второй среде, причем на границе раздела ($x=0$) поле согласно граничным условиям остается непрерывным. Поверхностная волна поддерживается процессом в первой среде, поэтому ее существование необходимо учитывать при построении направляющих систем, имеющих границу раздела двух диэлектриков (диэлектрический волновод, световоды и др.).

Эпюра распределения $E_{my}(x)$ при полном отражении от идеального проводника изображена на рис. 1.14, б. В соответствии с граничным условием $E_{my}(x=0) = 0$.

* Выбор знака «+» в (1.26) привел бы к появлению множителя $e^{\alpha x}$ в (1.28), наличие которого свидетельствовало бы о неограниченном возрастании амплитуды поля вдоль нормали к границе раздела, что физически нереально.

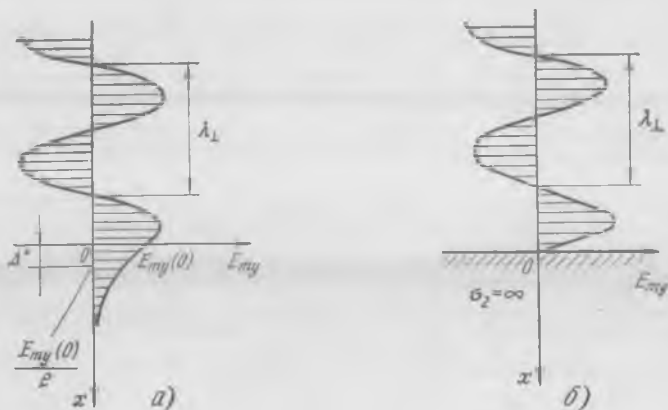


Рис. 1.14

На рис. 1.14 через $\lambda_{\perp} = 2\pi/\gamma_{\perp}$ обозначен пространственный период стоячей волны; на рис. 1.14, а показано также граничное расстояние Δ^0 поверхностной волны.

1.8. ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Постановка задачи дифракции. Методы решения. При анализе волновых процессов на границе раздела двух сред рассматривалась бесконечно протяженная плоская граница. Выводы, полученные в разд. 1.7, оказываются, как правило, справедливыми и при падении волны на объекты и тела, имеющие хотя и ограниченные, но весьма значительные по сравнению с длиной волны размеры. Когда же размеры препятствия, расположенного на пути распространения волны, сравнимы с длиной волны, поля внутри и вне этого препятствия не соответствуют найденным ранее преломленной и отраженной волнам, так как в этом случае имеет место более сложный волновой процесс, называемый *дифракцией*. Термин «дифракция» имеет широкое толкование: огибание волнами препятствий либо изменение направления распространения волн в результате встречи с преградой. Поля, возбуждаемые при падении волны на тело ограниченных размеров, имеют сложную пространственную структуру и называются *дифракционными*.

Задача дифракции состоит в определении внутреннего и внешнего дифракционных полей. В случае металлического препятствия его для упрощения анализа считают идеально проводящим. Внутреннее поле при этом не возбуждается, а внешнее — является по-

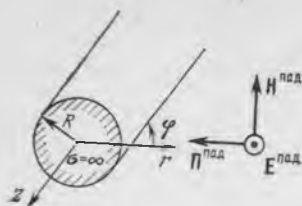


Рис. 1.15

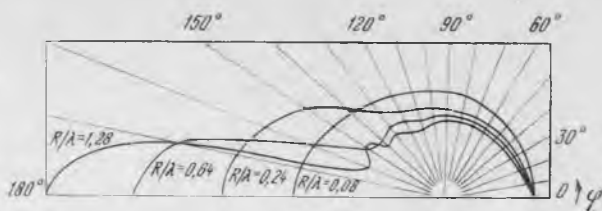


Рис. 1.16

лем рассеяния. В случае падения гармонической электромагнитной волны на идеально проводящее тело поле рассеяния удовлетворяет однородным волновым уравнениям Гельмгольца (1.3). Строгое решение задачи дифракции при этом сводится к нахождению решения уравнений (1.3), удовлетворяющего граничному условию на поверхности дифрагирующего тела и условию излучения. Физический смысл условия излучения состоит в требовании, чтобы при $r \rightarrow \infty$ поле рассеяния представляло собой волну, распространяющуюся от тела, и не имело составляющих, распространяющихся в обратном направлении, т. е. из бесконечности к дифрагирующему телу.

Примером строгого решения задачи дифракции является дифракция плоской волны на круговом цилиндре. Рисунок 1.15 иллюстрирует постановку задачи. На идеально проводящий цилиндр плоская волна падает в направлении, перпендикулярном оси цилиндра, а вектор $E^{\text{пад}}$ параллелен его оси, т. е. оси z .

На рис. 1.16 представлена диаграмма направленности поля, рассеянного цилиндром, для нескольких значений относительного радиуса цилиндра R/λ^* . Ввиду симметрии ДН относительно направления $\varphi=0$ на рис. 1.16 изображена половина графика $F(\varphi)$.

Из рис. 1.16 видно, что поле рассеяния имеет максимум интенсивности за телом ($\varphi=180^\circ$), т. е. в области тени падающей волны. Наличие поля в области тени свидетельствует о дифракции волны.

Следует отметить, что строгое решение задачи дифракции можно получить только для тел, поверхность которых совпадает с одной из координатных поверхностей системы координат, а именно для цилиндров кругового и эллиптического, сферы, конуса, эллипсоида вращения и др. В случае тел, не удовлетворяющих этому условию, используются приближенные методы, каждый из которых применим к определенному классу задач дифракции. Классы задач дифракции выделяются в зависимости от конфигурации рассеивающего тела.

* Графики заимствованы из [17].

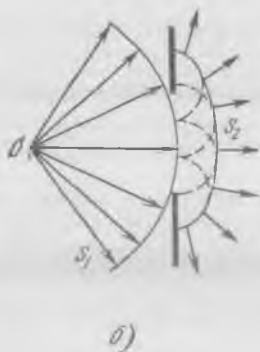
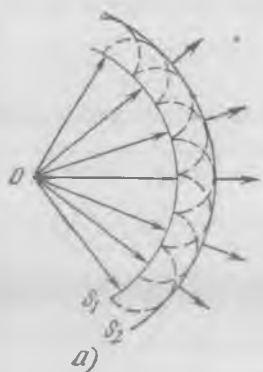


Рис. 1.17

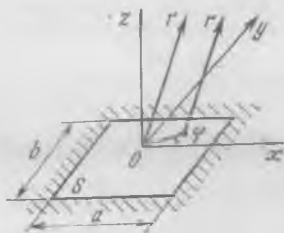


Рис. 1.18

Рассмотрим несколько задач дифракции, решаемых приближенными методами.

Дифракция на отверстии в экране. Задача решается методом физической оптики. Метод основан на применении принципа Гюйгенса-Кирхгофа, который заключается в следующем. Пусть в точке O (рис. 1.17, а) находится источник сферической волны, фронт которой в момент t_1 совпадает со сферической поверхностью S_1 . Каждый элемент этой волновой поверхности является вторичным источником, излучающим элементарную сферическую волну. Огибающая элементарных фронтов S_2 также имеет форму сферы и совпадает с фронтом волны в более поздний момент времени t_2 . Если на пути сферической волны поместить металлический экран с отверстием (рис. 1.17, б), то фронт S_2 волны, прошедшей через отверстие, по форме отличается от фронта S_1 падающей волны. Это означает, что направление распространения волны за экраном отличается от направления распространения падающей на экран волны, что свидетельствует о дифракции.

Дифракционное поле зависит от формы и размеров отверстия. Например, поле излучения из прямоугольного отверстия с размерами $a \times b$ в плоском металлическом экране (рис. 1.18), возбужденного плоской однородной волной, описывается функцией вида

$$F(\theta, \varphi) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \left| \frac{\sin u}{u} \right| \left| \frac{\sin v}{v} \right|, \quad (1.29)$$

$$\text{где } u = \frac{ka \sin \theta}{2} \cos \varphi; \quad v = \frac{kb \sin \theta}{2} \sin \varphi.$$

Первый множитель в (1.29) является характеристикой направленности элемента Гюйгенса, второй и третий характеризуют результат интерференции волн, создаваемых всеми элементами Гюй-

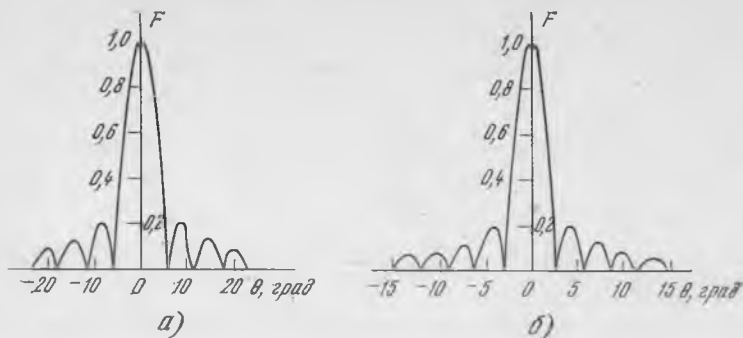


Рис. 1.19

генса на отверстии S , и называются *интерференционными*. Соотношение (1.29) справедливо для дальней зоны излучающего отверстия, т. е. для расстояний

$$r > 2a^2/\lambda \text{ и } r > 2b^2/\lambda. \quad (1.30)$$

Функция $F(\theta, \varphi)$ является нормированной характеристикой направленности излучающего отверстия S в дальней зоне. На рис. 1.19, *а* и *б* построены графики $F(\theta)$ в одной из координатных плоскостей ($\varphi=0$) соответственно для двух значений $a/\lambda=10$ и 20 . Анализ графиков свидетельствует о наличии резко выраженной интерференции в дальней зоне излучающего отверстия, приводящей к появлению главного и боковых лепестков ДН и образованию глубоких минимумов. Увеличение размера отверстия относительно длины волны приводит к сужению главного лепестка ДН.

Поле в зоне дифракции Френеля, для которой не выполняются условия (1.30), имеет более сложное аналитическое описание. Примеры диаграмм $F(\theta)$ для отверстия с размером $a/\lambda=10$ приведены на рис. 1.20, где $x=r/\frac{2a^2}{\lambda}$ — относительное расстояние. Как

следует из рис. 1.20, в области излучаемого ближнего поля (зона дифракции Френеля) $F(\theta)$ зависит от расстояния, не имеет глубоких минимумов, ее главный лепесток шире, чем в дальней зоне, и сливается с соседними боковыми лепестками. На очень близких расстояниях ($x < 0,1$) главный лепесток раздваивается и принимает вид двугорбой кривой (на рис. 1.20 представлена половина графика $F(\theta)$). Указанные особенности ДН объясняются тем, что вблизи отверстия из-за квадратичного изменения фазы поля нет сильной интерференции.

Дифракция на телах с ребрами. Одним из эффективных методов анализа рассеяния волновых полей на телах, имеющих острия

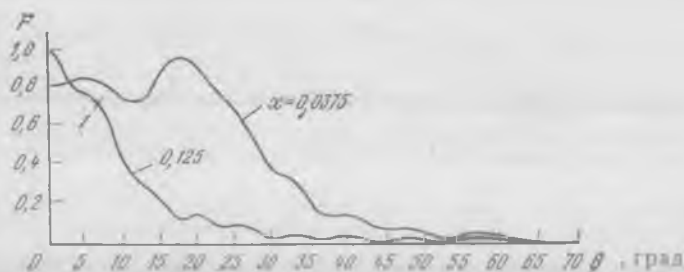


Рис. 1.20

и ребра, является геометрическая теория дифракции (ГТД), основанная на лучевой трактовке волновых явлений.

На рис. 1.21 представлен находящийся в точке A элементарный электрический излучатель, расположенный на некотором удалении d от середины грани бесконечно протяженной идеально проводящей четырехгранной призмы (а) или полосы (б). В общем случае в точку M в дальней зоне излучателя могут попасть излученный из точки A , отраженный от грани призмы (полосы) и дифрагировавшие на ребрах лучи. Первые из названных лучей соответствуют падающей и отраженной волнам, подчиняются законам геометрической оптики и описаны в разд. 1.6.

Дифракционные лучи подчиняются законам, сформулированным в ГТД, смысл которых сводится к следующим постулатам:

1. Дифракционные лучи возбуждаются не всеми падающими лучами, а только теми из них, которые попадают на неоднородные

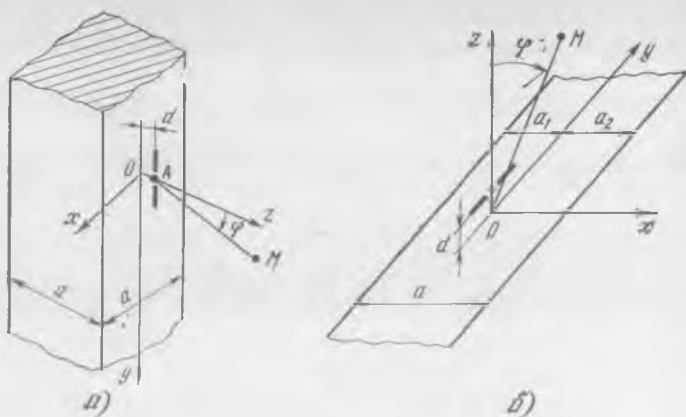


Рис. 1.21

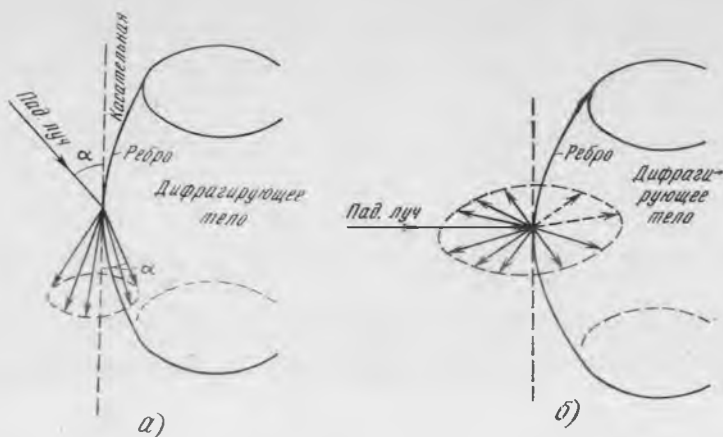


Рис. 1.22

участки тела — острия, ребра, линии разрывов кривизны, — или лучами, касающимися поверхности тела.

2. Каждый падающий луч, удовлетворяющий указанному условию, возбуждает бесчисленное множество дифракционных лучей. При падении луча на острие дифракционные лучи распространяются во всех направлениях от него как от точечного источника. При падении на ребро возникает пучок дифракционных лучей, образующих конус. Вершина конуса, называемая *точкой дифракции*, совпадает с точкой на ребре, в которую упал падающий луч. Осью конуса является касательная к ребру в точке дифракции, а угол раствора конуса равен углу между падающим лучом и касательной к ребру (рис. 1.22, а). Если луч падает на ребро под углом 90° к касательной, конус превращается в плоскость (рис. 1.22, б).

3. Амплитуды дифракционных лучей пропорциональны амплитуде падающего луча в точке дифракции.

4. Коэффициенты пропорциональности, называемые *коэффициентами дифракции*, зависят от формы тела, угла падения луча на ребро и вида поляризации падающей волны.

Таким образом, согласно ГТД искомое поле в точке M (см. рис. 1.21) можно представить в виде суммы полей лучевого типа:

$$\vec{E}_m(M) = \sum_{j=1}^n \vec{E}_{mj}(M). \quad (1.31)$$

Одно из слагаемых в (1.31) является известным первичным полем ЭИ. Остальные слагаемые соответствуют отраженной от

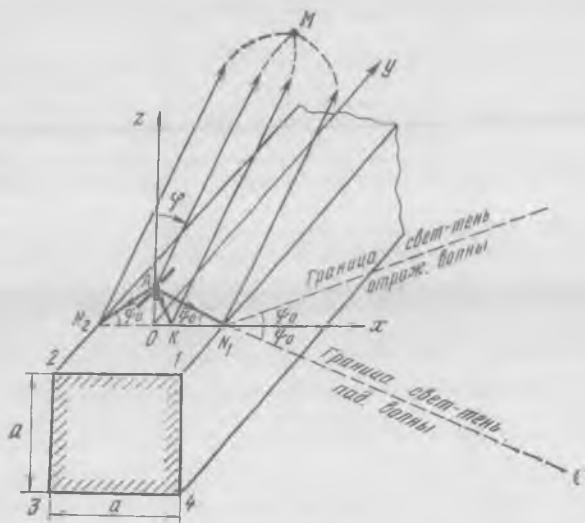


Рис. 1.23

границы и рассеянным на ребрах волнам. Каждое из полей $\dot{E}_m(M)$ отлично от нуля в области, границами которой являются поверхность тела и границы свет-тень соответствующей волны.

На рис. 1.23 в плоскости xOz четырехгранной призмы построена система лучей, позволяющая определять ДН излучателя в плоскости вектора \mathbf{H} . На рис. 1.23 через N_1 и N_2 обозначены точки дифракции на ребрах 1 и 2 соответственно, K — точка отражения луча от грани. Из рисунка следует, что при $90^\circ - \psi_0 \leq \varphi \leq 270^\circ + \psi_0$ поле $E_m^{\text{отр}}(M) = 0$, а при $90^\circ + \psi_0 \leq \varphi \leq 270^\circ - \psi_0$ поле $E_m^{\text{пад}}(M) = 0$.

Кроме первичной дифракции в точках N_1 и N_2 ГТД позволяет учесть многократную дифракцию. Поясним механизм многократной дифракции. Из множества дифракционных лучей, образовавшихся при падении в точку N_1 волны, есть луч $N_1 N_2$, распространяющийся вдоль грани призмы. Попадая в точку N_2 , этот луч возбуждает новое множество дифракционных лучей. Один из новых лучей попадает в точку наблюдения M и соответствует полю вторичной дифракции. Аналогично происходит многократная дифракция как сложная цепь последовательных дифракций. Однако интенсивность таких лучей обычно мала и в расчетах многократную дифракцию, порядок которой больше двух, не учитывают.

На рис. 1.24 построены рассчитанные методом ГТД диаграммы направленности в плоскости вектора \mathbf{H} (плоскость xOz) ЭЭИ, расположенного у грани призмы, как показано на рис. 1.21, а. Графики $F(\varphi)$ на рис. 1.24 иллюстрируют влияние расстояния

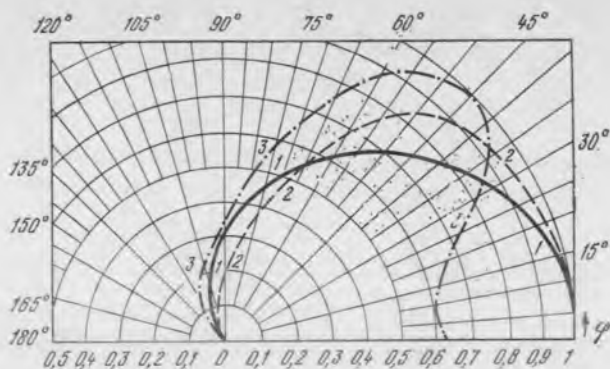


Рис. 1.24

d/λ от излучателя до дифрагирующего тела и размера тела a/λ на рассеянное поле (кривая 1 — $a/\lambda = 1$, $d/\lambda = 0,25$; кривая 2 — $a/\lambda = 5$, $d/\lambda = 0,25$; кривая 3 — $a/\lambda = 3$, $d/\lambda = 0,4$).

На рис. 1.25 изображены рассчитанные методом ГТД диаграммы направленности в плоскости вектора \mathbf{H} ЭЭИ, расположенного у полосы (см. рис. 1.21, б). Штриховая линия на рис. 1.25 соответствует расположению излучателя в середине полосы ($a_1 = a_2$), сплошные линии — несимметричному расположению ЭЭИ относительно средней линии ($a_1 \neq a_2$). Очевидно, что в области углов $180^\circ < \varphi < 360^\circ$ кривые 2 и 3 меняются местами, а кривая 1 остается неизменной ($d/\lambda = 0,25$; $a/\lambda = 1$; 1 — $a_1/\lambda = 0,5$; 2 — $a_1/\lambda = 0,25$; 3 — $a_1/\lambda = 0,75$).

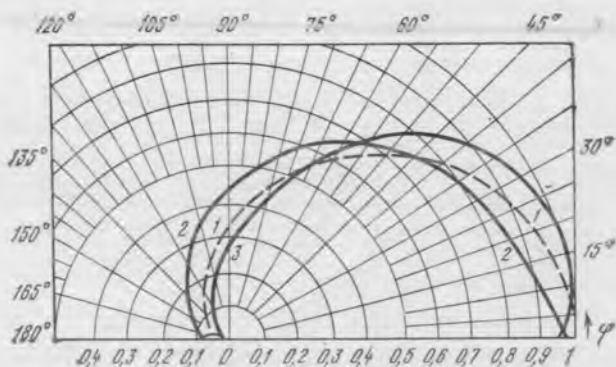


Рис. 1.25

Геометрическая теория дифракции применима к телам, размеры которых удовлетворяют условию $ks > 1$, где s — расстояние от излучателя до точки дифракции.

Глава 2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В РЕГУЛЯРНЫХ НАПРАВЛЯЮЩИХ СТРУКТУРАХ

2.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О РЕГУЛЯРНЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

Направляемые электромагнитные волны. Типы линий передачи. Устройство, ограничивающее область распространения электромагнитных колебаний и направляющее поток электромагнитной энергии в заданном направлении, называется *линией передачи*. Эти линии используются для передачи энергии от источника к получателю, например от передатчика к излучающей антенне, от приемной антенны ко входу приемника и т. д. Простейшим направителем электромагнитной энергии является плоская граница раздела двух сред, обеспечивающая полное отражение падающей волны. Направляемая волна следует вдоль направляющей границы и в случае, если последняя изогнута под некоторым углом или деформирована в определенных пределах. Рассматривая для простоты в качестве направляющей идеально проводящую поверхность, процесс направления волны этой поверхностью можно объяснить связью токов и зарядов в проводнике с электрическим и магнитным полями волны вне его. Изменение формы проводника (например, изгиб) приводит не к исчезновению тока, а к изменению его пути. Ток, протекающий по новому пути, вызывает появление волны, направление движения которой отлично от первоначального направления. Возможная схема образования металлического и диэлектрического волноводов круглого сечения показана на рис. 2.1.

Целесообразно выделить две группы линий передачи: открытые линии передачи и волноводы. *Волновод* — это линия передачи, имеющая одну или несколько проводящих поверхностей с поперечным сечением в виде замкнутого проводящего контура, охватывающего область распространения электромагнитной энергии.

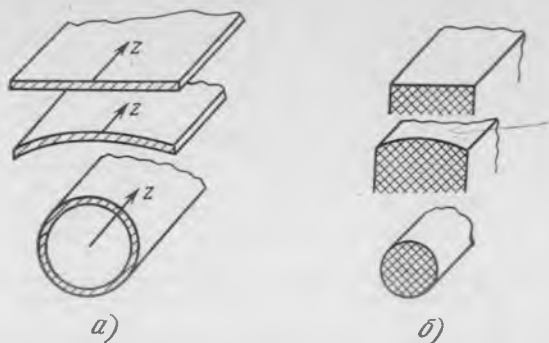


Рис. 2.1

Поле волновода экранировано его внешней оболочкой. Поле в открытых линиях не экранировано снаружи и существует в пространстве, окружающем линию.

В технике связи применяются (рис. 2.2) двухпроводная (а), полосковая (б), однопроводная (в), диэлектрическая (г) линии, а также коаксиальный (д), прямоугольный (е), круглый (ж), эллиптический (з), квадратный (и), П-образный (к), Н-образный

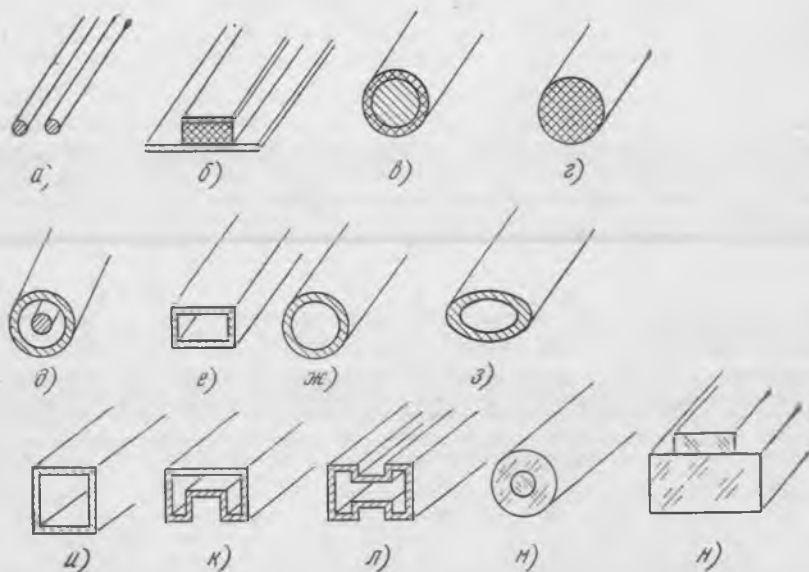


Рис. 2.2

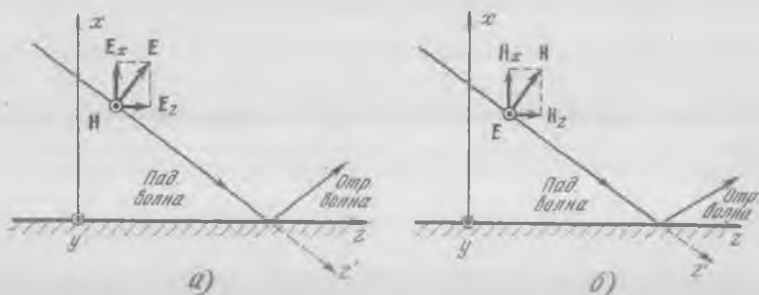


Рис. 2.3

(л) волноводы, световоды волоконный (м) и плоский (н). Многообразие линий передачи связано с использованием их в различных частотных диапазонах.

В гл. 2 изучаются регулярные линии передачи, т. е. линии, у которых в продольном направлении неизменны поперечное сечение и электромагнитные свойства заполняющих сред. Все реальные линии передачи нерегулярны, их изучению посвящена гл. 3.

Классификация направляемых волн. В отличие от свободно распространяющейся плоской волны направляемая волна имеет продольные составляющие поля E_z или H_z , причина и возможность появления которых иллюстрируются рис. 2.3.

Падающая на идеально проводящую плоскость волна поперечна, ее векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} перпендикулярны направлению распространения — оси z' . Направляемая волна распространяется вдоль оси z . Если она образуется при отражении параллельно-поляризованной волны (рис. 2.3, а), то вектор \mathbf{E} имеет проекцию E_z , а в случае нормальной поляризации (рис. 2.3, б) продольную составляющую H_z имеет вектор \mathbf{H} . Наличие или отсутствие продольных составляющих поля является признаком, по которому классифицируются направляемые волны. Различают четыре класса направляемых волн:

1. Поперечная электромагнитная волна, векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} которой лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, т. е. $E_z=0$, $H_z=0$. Обозначение: T -волна (T — первая буква английского слова transvers — поперечный).

2. Электрическая E -волна, вектор \mathbf{E} которой имеет поперечную и продольную составляющие, а вектор \mathbf{H} лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения: $E_z \neq 0$, $H_z=0$.

3. Магнитная H -волна, вектор \mathbf{H} которой имеет поперечную и продольную составляющие, а вектор \mathbf{E} лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения: $E_z=0$, $H_z \neq 0$.



Рис. 2.4

4. Гибридная (смешанная) волна, векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} которой имеют поперечные и продольные составляющие: $E_z \neq 0$, $H_z \neq 0$. Обозначение: HE -волна и EH -волна.

По структуре T -волны похожи на поперечные плоские волны, свободно распространяющиеся в безграничной среде. Они могут существовать только в линиях передачи, конструкция которых состоит из двух пространственно разнесенных металлических элементов: двухпроводной, коаксиальной, полосковой.

В полых металлических волноводах T -волна существовать не может. Докажем это на примере волновода круглого сечения. Силовые линии магнитного поля всегда замкнуты, касательны к идеально проводящим стенкам волновода и поперечны в случае T -волны. Этим условиям удовлетворяют только концентрические окружности с центрами на оси волновода (рис. 2.4, а). Эти окружности не охватывают ток проводимости, так как внутри волновода нет продольного проводника, как в случае коаксиального волновода (рис. 2.4, б). Тогда должен быть продольный ток смещения, т. е. продольное переменное электрическое поле. У T -волны $E_z = 0$, значит, магнитные линии не охватывают и ток смещения. Поэтому согласно первому уравнению Максвелла подобное магнитное поле в отсутствие E_z существовать не может. Однако оно возможно при наличии продольного тока смещения, т. е. при $E_z = 0$, что соответствует E -волнам (рис. 2.4, в, г). E - и H -волны могут существовать во всех линиях передачи и в световодах.

Среди E -, H - и гибридных волн существует большое многообразие типов волн, различающихся структурой поля, значениями параметров и условиями распространения. Типы волн иногда называют модами и обозначают E_{mn} , H_{mn} , HE_{mn} , EH_{mn} . Смысл индексов в обозначении типов волн будет пояснен при анализе каждой конкретной линии передачи.

Общий метод исследования поля в регулярной линии передачи. Задача исследования поля в линии передачи состоит в определении структуры поля, установлении условий распространения различных типов направляемых волн и нахождении их параметров.

При отсутствии сторонних источников и свободных зарядов векторы напряженности монохроматического поля удовлетворяют

однородным волновым уравнениям Гельмгольца. Решения этих уравнений для неоднородной направляемой волны, бегущей вдоль регулярной линии передачи, можно представить в виде

$$\dot{E}_m = \dot{E}_m(x, y) e^{-i\beta z}; \quad \dot{H}_m = \dot{H}_m(x, y) e^{-i\beta z} \quad (2.1 \text{ а})$$

в декартовой системе координат x, y, z и

$$\dot{E}_m = \dot{E}_m(r, \varphi) e^{-i\beta z}; \quad \dot{H}_m = \dot{H}_m(r, \varphi) e^{-i\beta z} \quad (2.1 \text{ б})$$

в цилиндрической системе координат r, φ, z .

Множитель $e^{-i\beta z}$ соответствует волне, бегущей в положительном направлении оси z , совпадающей с осью линии передачи. Запись $\dot{E}_m(x, y)$ и $\dot{E}_m(r, \varphi)$ означает зависимость амплитуды напряженности электрического поля от поперечных координат, что характерно для неоднородной волны.

Оператор Лапласа можно представить в виде $\nabla^2 = \nabla_{\perp}^2 + \partial^2/\partial z^2$, где ∇_{\perp}^2 — оператор Лапласа по поперечным координатам.

Дифференцирование функции $e^{-i\beta z}$ по z эквивалентно ее умножению на $-i\beta$. С учетом этого уравнения Гельмгольца принимают вид

$$\nabla_{\perp}^2 \dot{E}_m + (k^2 - \beta^2) \dot{E}_m = 0; \quad \nabla_{\perp}^2 \dot{H}_m + (k^2 - \beta^2) \dot{H}_m = 0 \quad (2.2)$$

или

$$\nabla_{\perp}^2 \dot{E}_m + \gamma_{\perp}^2 \dot{E}_m = 0; \quad \nabla_{\perp}^2 \dot{H}_m + \gamma_{\perp}^2 \dot{H}_m = 0,$$

так как

$$k^2 - \beta^2 = \gamma_{\perp}^2. \quad (2.3)$$

Векторные уравнения (2.2) можно представить в виде шести скалярных уравнений. Обычно решают уравнения для продольных составляющих поля:

$$\nabla_{\perp}^2 \dot{E}_{mz} + \gamma_{\perp}^2 \dot{E}_{mz} = 0; \quad (2.4 \text{ а})$$

$$\nabla_{\perp}^2 \dot{H}_{mz} + \gamma_{\perp}^2 \dot{H}_{mz} = 0, \quad (2.4 \text{ б})$$

а поперечные составляющие находят через продольные с помощью соотношений связи, вытекающих из уравнений Максвелла в дифференциальной форме, которые в прямоугольной системе координат имеют вид

$$\dot{E}_{mx} \gamma_{\perp}^2 = -i\beta \left(\frac{\partial \dot{E}_{mz}}{\partial x} + \frac{\omega \mu_0}{\beta} \frac{\partial \dot{H}_{mz}}{\partial y} \right);$$

$$\dot{E}_{my} \gamma_{\perp}^2 = -i\beta \left(\frac{\partial \dot{E}_{mz}}{\partial y} - \frac{\omega \mu_0}{\beta} \frac{\partial \dot{H}_{mz}}{\partial x} \right);$$

$$\begin{aligned}\dot{H}_{mx}\gamma_{\perp}^2 &= -i\beta \left(\frac{\partial \dot{H}_{mz}}{\partial x} - \frac{\omega \varepsilon_a}{\beta} \frac{\partial \dot{E}_{mz}}{\partial y} \right); \\ \dot{H}_{my}\gamma_{\perp}^2 &= -i\beta \left(\frac{\partial \dot{H}_{mz}}{\partial y} + \frac{\omega \varepsilon_a}{\beta} \frac{\partial \dot{E}_{mz}}{\partial x} \right).\end{aligned}\quad (2.5)$$

Уравнения (2.4) решаются методом разделения переменных, согласно которому искомое решение представляется в виде функций, зависящих только от одной координаты, т. е.

$$\dot{E}_{mz} = E_1(x) E_2(y) e^{-i\beta z} \quad (2.6 а)$$

или

$$\dot{E}_{mz} = E_1(r) E_2(\varphi) e^{-i\beta z} \quad (2.6 б)$$

— в зависимости от используемой системы координат.

Выражения типа (2.6) описывают общее решение уравнений (2.4). Из общего решения необходимо выделить только те частные решения, которые удовлетворяют граничным условиям на стенках конкретной линии передачи. Эти частные решения соответствуют реальному физическому полю в линии передачи заданных размеров и конфигурации.

Уравнения (2.4) для E -волн и H -волн решаются отдельно.

Параметры направляемых волн. К основным параметрам направляемых волн относятся: критическая длина волны, критическая частота, коэффициент фазы, фазовая и групповая скорости, длина направляемой волны и характеристическое сопротивление.

1. *Критическая длина волны* определяется по формуле

$$\lambda_{кр} = 2\pi/\gamma_{\perp}. \quad (2.7)$$

Ей соответствует *критическая частота*

$$f_{кр} = v/\lambda_{кр}.$$

Значения $\lambda_{кр}$ и $f_{кр}$ зависят от формы и размеров поперечного сечения линии передачи, класса и типа поля, параметров среды, заполняющей линию. Термин «критическая» будет пояснен ниже.

2. *Коэффициент фазы* (продольное волновое число) с учетом (2.3) и (2.7) имеет вид

$$\beta = \sqrt{k^2 - \gamma_{\perp}^2} = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2 - (2\pi/\lambda_{кр})^2} = k \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}. \quad (2.8)$$

3. *Фазовая скорость* с учетом (2.8) и того, что $\beta = \omega/v_{\phi}$ и $k = \omega/v$, определяется по формуле

$$v_{\phi} = \frac{v}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}. \quad (2.9)$$

4. *Длина направляемой волны* (длина волны в волноводе) определяется из формулы связи длины волны и волнового числа: $\beta = 2\pi/\Lambda$. Отсюда

$$\Lambda = 2\pi/\beta = \lambda/\sqrt{1-(\lambda/\lambda_{кр})^2}. \quad (2.10)$$

5. *Характеристическое сопротивление*, под которым понимается отношение поперечных составляющих напряженностей электрического и магнитного поля бегущей волны:

$$Z_c = E_{m\perp}/H_{m\perp}.$$

Для E - и H -волн справедливы соотношения:

$$Z_c^E = \frac{\beta}{\omega\epsilon_0} = Z_c \sqrt{1-(\lambda/\lambda_{кр})^2}, \quad Z_c^H = \frac{\omega\mu_0}{\beta} = \frac{Z_c}{\sqrt{1-(\lambda/\lambda_{кр})^2}}. \quad (2.11)$$

6. Реальные сигналы, переносящие информацию, не являются монохроматическими, а обладают спектром, т. е. состоят из конечного либо бесконечного числа монохроматических волн с различными частотами и характеризуются *групповой скоростью распространения*. Под групповой скоростью $v_{гр}$ понимают скорость перемещения максимума огибающей группы монохроматических волн, близких по частоте. В линиях передачи

$$v_{гр} = v \sqrt{1-(\lambda/\lambda_{кр})^2}. \quad (2.12)$$

Особенности направляемых волн. Основными особенностями являются:

1. Дисперсия направляемых волн. Из формул (2.8)–(2.12) следует, что параметры направляемых волн зависят от длины волны λ , а следовательно, от частоты f . Это значит, что в линиях передачи имеет место *дисперсия*. С ростом f длина волны λ уменьшается и дисперсия ослабевает. В пределе при $f \rightarrow \infty$ $\lambda \rightarrow 0$ и $\beta \approx k$, $\Lambda \approx \lambda$, $v_{ф} \approx v_{гр} \approx v$, $Z_c^E, H \approx Z_c$.

2. Условие распространения. При $\lambda > \lambda_{кр}$ коэффициент фазы становится чисто мнимой величиной, так как

$$\beta = k \sqrt{1-(\lambda/\lambda_{кр})^2} = \pm ik \sqrt{(\lambda/\lambda_{кр})^2 - 1} = \pm i\alpha. \quad (2.13)$$

В связи с этим фазовый множитель в (2.1) превращается в экспоненту

$$e^{-i\beta z} = e^{-i(-i\alpha)z} = e^{-\alpha z} \quad \text{и} \quad \dot{E}_m = \dot{E}_m(x, y) e^{-\alpha z}; \quad \dot{H}_m = \dot{H}_m(x, y) e^{-\alpha z}.$$

Это означает, что при $\lambda > \lambda_{кр}$ поле в линии передачи теряет характер бегущей волны и экспоненциально затухает. Следовательно, условием распространения направляемой волны является неравенство

$$\lambda < \lambda_{кр} \quad \text{или} \quad f > f_{кр}. \quad (2.14)$$

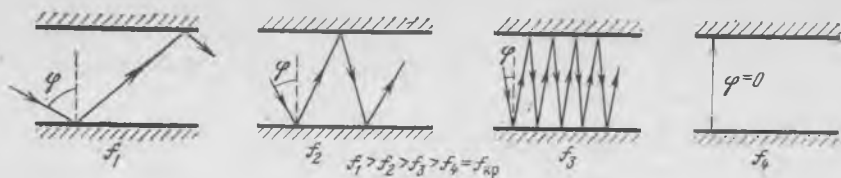


Рис. 2.5

Таким образом, $\lambda_{кр}$ — это длина волны, начиная с которой дальнейший ее рост приводит к невозможности распространения направляемой волны в линии передачи.

Режим, при котором $\lambda \geq \lambda_{кр}$, называется *режимом отсечки*, а волновод — *запредельным*. Запредельные волноводы применяются в различных СВЧ устройствах (разд. 3.6, 3.7, 3.9). Режим отсечки важен для понимания процессов при нарушениях однородности волновода. В результате таких нарушений возникают волны высших типов, для которых условие распространения (2.14) не выполняется. Из формулы (2.11) видно, что характеристическое сопротивление при этом становится мнимой величиной, так что волновод действует на источник как реактивное сопротивление, отражающее всю энергию обратно к источнику. Следовательно, затухание волн при $f < f_{кр}$ вызвано не поглощением энергии, а отражением.

3. Концепция парциальных волн. Установим связь между условием распространения направляемой волны (2.14) и углом падения φ однородной волны на идеально проводящую стенку волновода (рис. 2.5).

Из соотношения $v_{\perp} = k \cos \varphi$ следует, что $\cos \varphi = v_{\perp} / k = \lambda / \lambda_{кр} = f_{кр} / f$. При $f = f_{кр}$ $\cos \varphi = 1$ и $\varphi = 0$. Всем остальным углам соответствует значение $\cos \varphi < 1$ и $f > f_{кр}$.

Следовательно, распространение направляемой волны прекращается при падении исходной плоской волны в направлении нормали к стенкам волновода. Рисунок 2.5 иллюстрирует возможность представления процесса распространения направляемых волн в виде многократного отражения плоских однородных волн от стенок направляющей системы и зависимость числа отражений на заданном участке линии передачи от частоты. Такое представление лежит в основе концепции парциальных волн, впервые предложенной Бриллюэном применительно к частному случаю распространения волны H_{10} в прямоугольном волноводе. Поэтому иногда используется термин «концепция Бриллюэна». Парциальной считается при этом плоская однородная волна, распространяющаяся вдоль оси z' (см. рис. 2.3) и испытывающая полное отражение от стенок волновода. Сопоставляя рис. 2.3 и 2.5, можно утверждать,

что T -волне соответствует угол $\varphi = 90^\circ$, так как при этом направлении z' совпадает с осью линии передачи z и поэтому $E_z = H_z = 0$.

Концепция парциальных волн позволяет достаточно наглядно представить сложные процессы в линии передачи и объяснить полученные соотношения для параметров направляемых волн.

Все параметры направляемых волн, как следует из (2.8) — (2.12), отличаются по величине от соответствующих параметров волн, свободно распространяющихся в неограниченной среде с теми же макроскопическими параметрами ϵ_a, μ_a , что и среда, заполняющая линию передачи. При $\lambda < \lambda_{кр}$ ($f > f_{кр}$) $v_\phi > v$, $v_{гр} < v$, $\Lambda > \lambda$, $Z_c^H > Z_c$, $Z_c^E < Z_c$.

Установим причины последних неравенств. Фазовая скорость направляемой волны превышает скорость света. Этот «парадокс» объясняется тем, что фазовая скорость, определяемая как скорость перемещения фазового фронта, не связана с движением материальной точки. Для наглядности подобного объяснения можно рассмотреть следующий пример.

Пусть некоторый материальный объект, например корабль, движется к берегу со скоростью света c (рис. 2.6). На рисунке линия, проходящая через точки M и N , изображает фронт волны, возбужденной на морской поверхности кораблем (точка N находится на корабле). Все точки фронта волны имеют скорость v_ϕ . Обе точки (M и N) попадут в точку K на берегу одновременно. При этом точка M , двигаясь со скоростью v_ϕ , проходит путь MK , а точка N при скорости c — путь NK . Так как $MK > NK$, то $v_\phi > c$.

Рассмотрим рис. 2.7, на котором: ось z соответствует направлению распространения направляемой волны, т. е. является осью линии передачи, ось z' — направлению падающей волны; φ — угол падения. Фронт падающей волны перемещается с фазовой скоростью вдоль оси z' . Через время, равное периоду колебаний T , фронт падающей волны переместится вдоль оси z' на расстояние ab , равное длине волны λ . Путь, пройденный фронтом вдоль оси z , оказывается большим и равным cd . Соответственно длина волны вдоль оси z $\Lambda = \lambda / \sin \varphi$, т. е. $\Lambda > \lambda$.

Фазовая скорость волны вдоль оси z определяется по формуле $v_\phi = \Lambda / T = \lambda / T \sin \varphi = v / \sin \varphi$, т. е. $v_\phi > v$.



Рис. 2.6

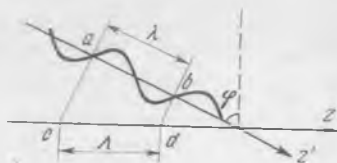


Рис. 2.7

Обращаясь к рис. 2.3, а, нетрудно установить, что $E_x < E$, $H_y = H$ и $Z_c^E = E_x/H_y < E/H = Z_c$.

Из рис. 2.3, б следует, что $Z_c^H = E_y/H_x > E/H = Z_c$.

Выполненный анализ имеет общий характер и относится к волнам со сложной структурой поля, т. е. к E - и H -волнам.

4. Параметры T -волны. Установим условие существования T -волны. С этой целью обратимся к соотношениям (2.5). Полагая в них $E_{mz} = H_{mz} = 0$, получаем, что $\dot{E}_{m\perp} \gamma_{\perp}^2 = 0$ и $\dot{H}_{m\perp} \gamma_{\perp}^2 = 0$. Эти равенства справедливы при отличных от нуля поперечных составляющих поля T -волны, если $\gamma_{\perp} = 0$. При этом условии согласно (2.7) $\lambda_{кр} = \infty$ и $f_{кр} = 0$. Из (2.14) следует, что в линиях передачи, допускающих существование T -волны, эта волна может распространяться на любой частоте.

Параметры T -волны не зависят от частоты:

$$\beta = k; \quad v_{\phi} = v = 1/\sqrt{\epsilon_a \mu_a}; \quad \Lambda = \lambda; \quad Z_c = \sqrt{\mu_a/\epsilon_a}. \quad (2.15)$$

Дисперсия в линиях передачи с T -волной отсутствует.

2.2. ПОЛЫЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ

Волны в прямоугольном волноводе. Исследование волн в полых металлических волноводах выполняется при следующих предположениях: 1) стенки волновода идеально проводящие ($\sigma = \infty$); 2) внутри волновода имеет место вакуум. Эти ограничения существенно упрощают анализ поля, не нарушая общности задачи, так как реальные волноводы выполняются из металлов с высокой удельной электропроводностью, а воздух, заполняющий волновод, по электрическим параметрам идентичен вакууму.

Полый металлический волновод прямоугольного сечения изображен в декартовой системе координат на рис. 2.8. Размеры поперечного сечения всегда выбираются так, что $a > b$.

E -волны ($H_z = 0$). Частными решениями волнового уравнения (2.4а) являются соотношения

$$\dot{E}_{mz} = E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\beta z};$$

$$\dot{E}_{mx} = -i \frac{m\pi\beta}{a\gamma_{\perp}^2} E_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\beta z};$$

$$\dot{E}_{my} = -i \frac{n\pi\beta}{b\gamma_{\perp}^2} E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\beta z};$$

$$\dot{H}_{mx} = i \frac{n\pi\beta}{bZ_c^E\gamma_{\perp}^2} E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\beta z};$$

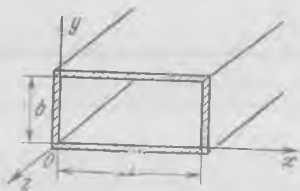


Рис. 2.8

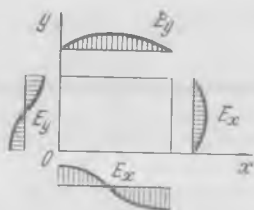


Рис. 2.9

$$H_{my} = -i \frac{m\pi\beta}{a\gamma_{\perp}^2 Z_c^E} E_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\beta z}, \quad (2.16)$$

где E_0 — амплитуда продольной составляющей электрического поля; $m=1, 2, 3, \dots$; $n=1, 2, 3, \dots$;

$$\gamma_{\perp} = \sqrt{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2}. \quad (2.17)$$

С помощью (2.7) и (2.17) находим

$$\lambda_{кр} = 2 / \sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}. \quad (2.18)$$

Из выражений (2.16) следует, что структура поля в плоскости поперечного сечения волновода соответствует стоячим волнам, причем m определяет число стоячих полуволн, укладываемых вдоль стенки длиной a , n — число стоячих полуволн, укладываемых вдоль стенки размером b . В зависимости от значений чисел m и n изменяются γ_{\perp} , $\lambda_{кр}$ и, следовательно, все параметры волны. Поэтому числа m и n однозначно определяют тип волны, который обозначается E_{mn} .

H-волны ($E_z=0$). H-волны в прямоугольном волноводе обозначаются H_{mn} . Смысл индексов m и n тот же, что и в случае E-волн. Составляющие поля волн H_{mn} описываются выражениями

$$\begin{aligned} H_{mx} &= H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\beta z}; \\ H_{mx} &= i \frac{m\pi\beta}{a\gamma_{\perp}^2} H_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\beta z}; \\ H_{my} &= i \frac{n\pi\beta}{b\gamma_{\perp}^2} H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\beta z}; \\ \dot{E}_{mx} &= i Z_c^H \frac{n\pi\beta}{b\gamma_{\perp}^2} H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\beta z}; \\ \dot{E}_{my} &= -i Z_c^H \frac{m\pi\beta}{a\gamma_{\perp}^2} H_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-i\beta z}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Один из индексов волны H_{mn} может быть нулевым, так как при $m=0$ или $n=0$ H_{mz} отлична от нуля.

Критическая длина волны H_{mn} определяется по формуле (2.18). При индексах m и n , отличных от нуля, значения $\lambda_{кр}$ для волн E_{mn} и H_{mn} с равными индексами оказываются одинаковыми. Следовательно, все параметры также равны. В результате условия распространения волн E_{mn} и H_{mn} с равными индексами оказываются идентичными. Такие волны являются вырожденными. В прямоугольном волноводе имеет место двукратное вырождение.

Структура поля волн в прямоугольном волноводе. Структура полей волн E_{mn} и H_{mn} различна. Наглядное представление о структуре электромагнитного поля дает графическое описание с помощью силовых линий. Каждому вектору поля в рассматриваемом сечении ставится в соответствие семейство линий, которые проводятся так, чтобы их касательные совпадали с направлением векторов поля в каждой точке. Густота линий должна соответствовать абсолютному значению векторов. Построим структуру поля волны E_{11} , которая описывается соотношениями (2.16) при $m=1$ и $n=1$:

$$\dot{E}_{mz} = \dot{E}_0 \sin(\pi x/a) \sin(\pi y/b);$$

$$\dot{E}_{mx} = -i \frac{\beta\pi}{a\gamma_{11}^2} \dot{E}_0 \cos(\pi x/a) \sin(\pi y/b);$$

$$\dot{E}_{my} = -i \frac{\beta\pi}{b\gamma_{11}^2} \dot{E}_0 \sin(\pi x/a) \cos(\pi y/b);$$

$$\dot{H}_{mx} = i \frac{\beta\pi}{Z_c^E b\gamma_{11}^2} \dot{E}_0 \sin(\pi x/a) \cos(\pi y/b);$$

$$\dot{H}_{my} = -i \frac{\beta\pi}{Z_c^E a\gamma_{11}^2} \dot{E}_0 \cos(\pi x/a) \sin(\pi y/b). \quad (2.20)$$

Фазовый множитель $e^{-i\beta z}$ в (2.20) внесен в \dot{E}_0 .

Построение структуры поля удобно начинать с линий электрического поля. На рис. 2.9 согласно (2.20) изображены эпюры распределения E_{mx} и E_{my} вдоль осей Ox и Oy . Горизонтальная составляющая E_{mx} вдоль оси Ox изменяется по закону $\cos(\pi x/a)$, а по оси Oy — $\sin(\pi y/b)$. Поэтому она максимальна при $x=0$, $y=b/2$ и $x=a$, $y=b/2$. Силовые линии, соответствующие положению максимумов E_{mx} , показаны на рис. 2.10, а, а весь пучок силовых линий E_{mx} — на рис. 2.10, б. На рис. 2.10, б учтено, что $E_{mx}=0$ при $x=a/2$, $y=0$, $y=b$.

Вертикальная составляющая E_{my} максимальна при $x=a/2$, $y=0$ и $y=b$ (рис. 2.10, в). Вдоль оси Ox E_{my} изменяется по зако-

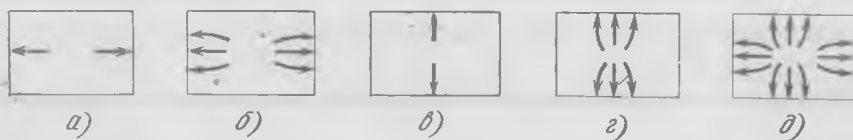


Рис. 2.10

ну $\sin(\pi x/a)$, которому соответствует пучок силовых линий на рис. 2.10, г. Общая картина силовых линий электрического поля волны E_{11} в поперечной плоскости волновода представлена на рис. 2.10, д. При построении структуры силовых линий вектора E учтены граничные условия, согласно которым линии E нормальны идеально проводящим стенкам.

Аналогичный анализ необходимо провести для построения структуры магнитного поля в поперечном сечении волновода. Однако задача существенно упрощается, если воспользоваться следующими положениями:

1. Магнитные силовые линии перпендикулярны электрическим силовым линиям.

2. Для E -волн $H_{mz}=0$, т. е. магнитные силовые линии лежат в плоскости поперечного сечения.

3. Согласно четвертому уравнению Максвелла линии магнитного поля всегда замкнуты.

С учетом этого на рис. 2.11 изображены силовые линии в поперечном и продольном сечениях волновода. В продольных сечениях магнитные силовые линии отсутствуют, а электрические линии E_{mz} являются продолжением линий E_{mx} и E_{ny} .

Направление электрических и магнитных силовых линий должно быть таким, чтобы в любой точке волновода вектор Пойнтинга,

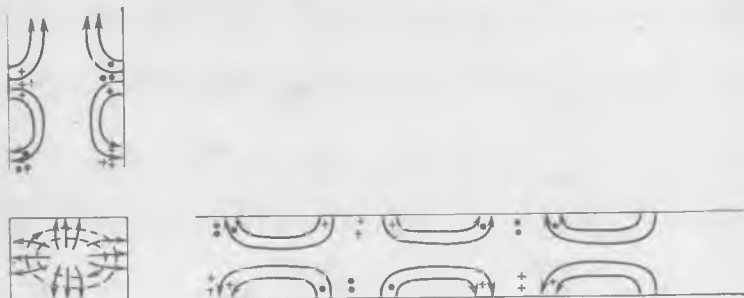


Рис. 2.11

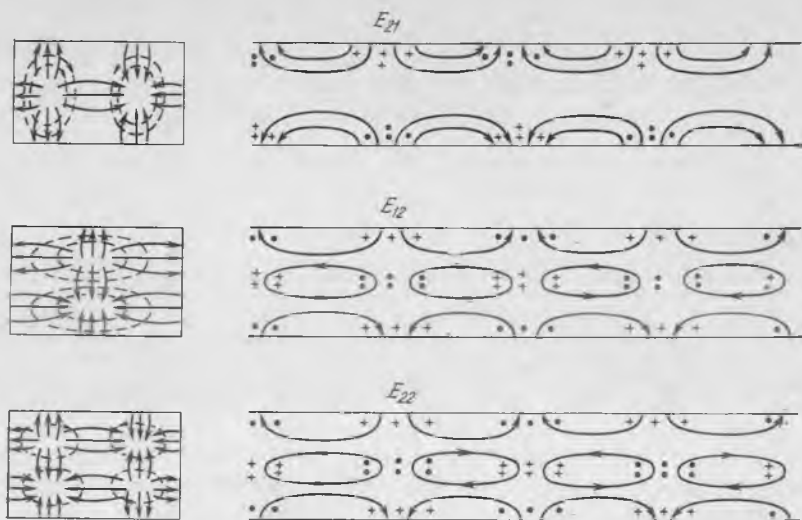


Рис. 2.12

определяемый по формуле $\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$, имел одно и то же направление, совпадающее с положительным направлением оси z .

Для построения структуры полей E -волн высших порядков можно воспользоваться картиной волны E_{11} в поперечной плоскости, повторив ее изображение вдоль оси x столько раз, сколько единиц содержит индекс m , а вдоль оси y — сколько единиц содержит индекс n с учетом фаз соседних максимумов поля. Для построения структуры поля в продольных плоскостях нужно воспользоваться указанными выше правилами. На рис. 2.12 изображены структуры полей волн E_{21} , E_{12} , E_{22} в прямоугольном волноводе.

Для построения структуры полей волн H_{mn} нужно провести анализ соотношений (2.19). Так как H -волны не имеют продольных составляющих электрического поля, то электрические силовые линии всегда лежат в плоскости поперечного сечения, в то время как магнитные линии образуют замкнутые контуры в продольной плоскости. Волны H_{mn} , имеющие один нулевой индекс, не содержат вариаций поля вдоль одной из поперечных координатных осей, т. е. поле вдоль указанной оси однородно. На рис. 2.13 изображены структуры полей некоторых типов H -волн. На этом же рисунке показаны эпюры распределений поперечных составляющих электрического поля вдоль осей x и y .

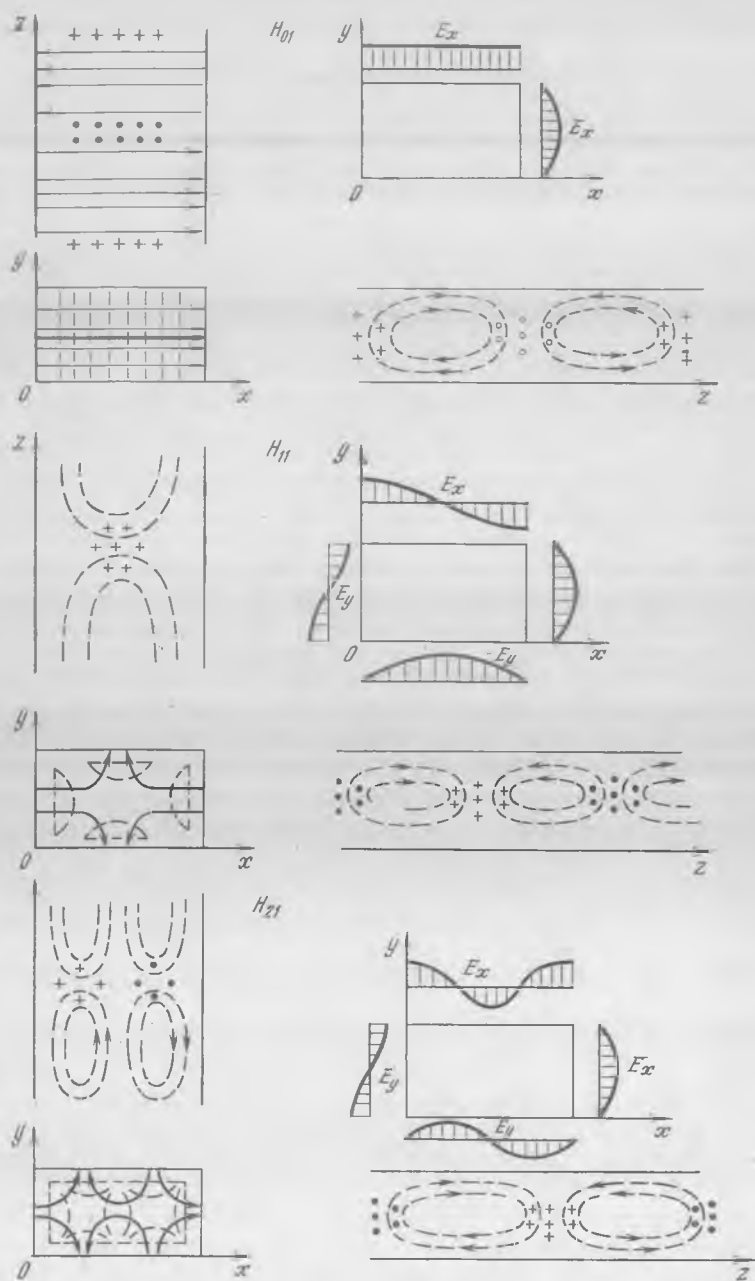


Рис. 2.13

Основная волна прямоугольного волновода. В волноводе может распространяться большое число типов волн, отличающихся структурой поля, критическими длинами волн и другими параметрами. Однако одновременное распространение нескольких типов волн (многоволновый режим) в волноводе отрицательно сказывается на его технико-эксплуатационных показателях. Это объясняется главным образом тем, что при передаче сигнала по волноводу с помощью нескольких типов волн, скорости которых различны, в точку приема приходят сигналы с разными фазами вследствие различного временного запаздывания отдельных типов волн. В результате интерференции этих сигналов возникают искажения принимаемого сигнала и повышается уровень шумов. Характер и степень искажений зависят от способа модуляции, частоты, вида информации и других факторов.

Поскольку структура поля у разных типов волн различна, то в многоволновом режиме невозможно получить желаемый вид поляризации. В силу этих причин к волноводу предъявляется требование обеспечения одноволнового режима. Одноволновый режим проще всего осуществить при использовании волны, обладающей максимальной критической длиной волны.

Волна, имеющая наибольшую критическую длину, называется *основной*, а остальные типы волн — *вышними*. Так как $a > b$, то, как следует из (2.18), основной волной прямоугольного волновода является H_{10} , для которой $\lambda_{кр}^{H_{10}} = 2a$.

Подставляя в (2.19) $m=1$ и $n=0$, получаем соотношения для составляющих поля волны H_{10} :

$$\begin{aligned} \dot{H}_{mz} &= \dot{H}_0 \cos(\pi x/a); \\ \dot{H}_{mx} &= i \frac{\beta a}{\pi} \dot{H}_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \\ \dot{E}_{my} &= -i Z_c^H \frac{\beta a}{\pi} \dot{H}_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \\ \dot{H}_{my} &= \dot{E}_{mx} = \dot{E}_{mz} = 0. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Основные параметры волны H_{10} определяются по формулам

$$\begin{aligned} \beta &= k \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}; \quad \Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}; \quad Z_c^H = \frac{Z_c}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}; \\ v_\phi &= \frac{v}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}; \quad v_{гр} = v \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}. \end{aligned}$$

Структура поля, соответствующая (2.21), изображена на рис. 2.14.

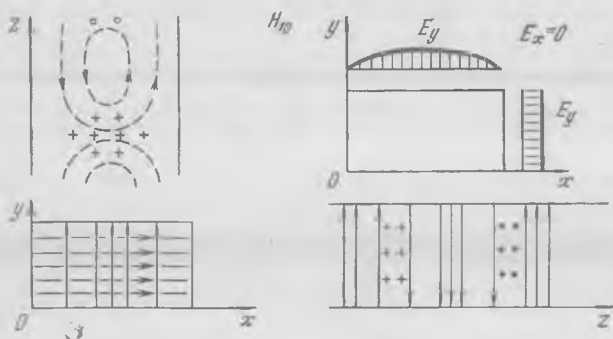


Рис. 2.14

Волна H_{10} имеет наибольшую $\lambda_{кр}$, поэтому размеры поперечного сечения волновода, при которых возможна передача энергии на заданной частоте, для этой волны будут наименьшими. Использование волны H_{10} позволяет уменьшить габариты и массу волновода, а следовательно, и его стоимость.

Поляризация электрического поля волны H_{10} линейна и строго фиксирована, что обычно требуется для работы ряда устройств и систем СВЧ тракта.

Благодаря этим и указанным выше достоинствам основная волна прямоугольного волновода H_{10} имеет большое значение для технического применения. Прямоугольный волновод с волной H_{10} широко используется в качестве фидерных линий в радиорелейных, радиолокационных и других системах сантиметрового диапазона длин волн.

Поверхностные токи в стенках волновода. Каждому полю в волноводе соответствует структура поверхностных токов на идеально проводящих стенках. Плотность поверхностного тока определяется по формуле

$$j_s = n^0 \times H = H \times n^{01}, \quad (2.22)$$

где n^0, n^{01} — внешняя и внутренняя нормали к поверхности волновода. Используя эту формулу и известное распределение магнитного поля, можно построить структуру поверхностных токов для любого типа волны в волноводе.

В случае E -волн $H_z = 0$ и поверхностный ток имеет только продольные составляющие. В стенках волновода с H -волной существуют и поперечный, и продольный токи. На рис. 2.15 изображены распределения поверхностных токов для волн E_{11}, E_{21} и H_{10} , построенные с помощью (2.22). Направления H и n^{01} показаны на рис. 2.15.

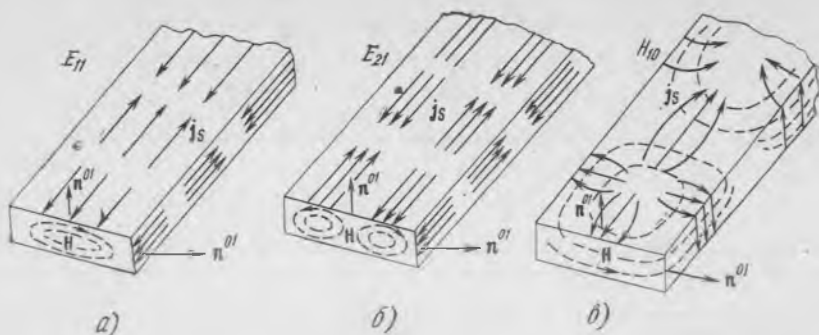


Рис. 2.15

Знание распределения поверхностного тока имеет большое практическое значение. Структура j_s учитывается при выполнении отверстий и щелей в стенках волновода, применяемых для его возбуждения, а также в качестве элементов связи в различных устройствах и излучающих элементов щелевых антенн.

Щель излучает максимально, если она прорезана перпендикулярно линиям поверхностного тока в его максимуме. Если щель (или отверстие) прорезается для введения зондов, она должна быть неизлучающей.

Электрическая прочность волновода. Повышение уровня мощности, переносимой волной по волноводу, приводит к увеличению напряженности электрического поля. В результате может наступить электрический или тепловой пробой. Если волновод заполнен газом, то под действием электрического поля большой величины происходит ионизация газа и возникает газовый разряд. Разряд носит прерывистый (искровой) характер. Пробой воздуха при нормальном атмосферном давлении наступает при предельной напряженности $E_{\text{пред}} = 30$ кВ/см. В месте электрического разряда происходит интенсивное выделение тепла, сопровождающееся окислением металла. Опасность электрического пробоя объясняется еще тем, что в разрядном промежутке резко возрастает плотность электронов, что эквивалентно короткому замыканию волновода в месте пробоя. Нормальная передача энергии при этом прекращается, появляется отраженная волна, которая может нарушить нормальную работу и даже вывести из строя генератор и некоторые элементы волноводного тракта из-за резкой смены режима их работы.

Передача больших мощностей по волноводу может вызвать также тепловой пробой, т. е. недопустимое нагревание диэлектрика, приводящее к его разрушению. Для характеристики электри-

ческой прочности волновода и других линий передачи вводят понятия предельной и допустимой мощностей.

Предельной называется мощность $P_{\text{пред}}$, при которой напряженность электрического поля в режиме бегущей волны достигает значения $E_{\text{пред}}$. Электрическая прочность возрастает при понижении давления воздуха или при заполнении волновода диэлектриком с более совершенными электрическими свойствами, например специальными газами (элегаз) или некоторыми жидкими диэлектриками, у которых $E_{\text{пред}} > 100$ кВ/см.

Допустимая или *рабочая* мощность должна быть значительно меньше предельной, чтобы обеспечить запас электрической прочности. Значение допустимой мощности обычно принимается не более 20 ... 30% от предельной, т. е. $P_{\text{доп}} = (0,2 \dots 0,3) P_{\text{пред}}$.

Предельная мощность прямоугольного волновода с волной H_{10} рассчитывается по формуле

$$P_{H_{10}} = \frac{E_{\text{пред}}^2}{4Z_c^H \text{КСВ}} ab, \quad (2.23)$$

где КСВ — коэффициент стоячей волны.

Из формулы (2.23) видно, что так как при значениях λ , близких к $\lambda_{\text{кр}}$, Z_c^H увеличивается, то с ростом λ мощность $P_{\text{пред}}$ уменьшается. Это следует учитывать при выборе частотного диапазона, в котором будет использоваться волновод. Отсутствие согласования волновода с нагрузкой ($\text{КСВ} > 1$) также неблагоприятно сказывается на электрической прочности волновода. С величиной $P_{\text{пред}}$ связан выбор размеров поперечного сечения волновода.

Ослабление волн при распространении в волноводе. До сих пор рассматривались электромагнитные волны в волноводах, стенки которых обладают бесконечно большой проводимостью, а внутреннее пространство заполнено идеальным диэлектриком. В таких волноводах волны распространяются без затухания.

В реальных условиях часть электромагнитной энергии волны расходуется на нагревание стенок и теряется в диэлектрике. Вследствие этого амплитуды поля уменьшаются вдоль направления распространения, т. е. волна затухает. Затухание поля происходит по экспоненциальному закону:

$$E_m(z) = E_m(0) e^{-\alpha z},$$

коэффициент ослабления $\alpha = \alpha_d + \alpha_{\text{пр}}$, где α_d — коэффициент ослабления в диэлектрике, определяемый по формуле

$$\alpha_d = \frac{1}{2} \frac{k^2}{\beta} \text{tg } \delta, \quad (2.24)$$

а $\alpha_{\text{пр}}$ — коэффициент ослабления в проводящих стенках волновода. В полых металлических волноводах $\alpha_d \ll \alpha_{\text{пр}}$, поэтому $\alpha \approx \alpha_{\text{пр}}$.

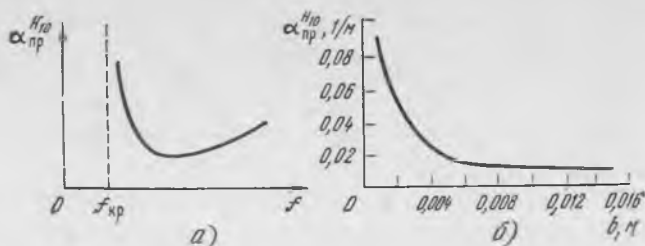


Рис. 2.16

Волна H_{10} в прямоугольном волноводе характеризуется коэффициентом ослабления

$$\alpha_{\text{пр}}^{H_{10}} = \frac{R_s [1 + 2ba^{-1} (\lambda/2a)^2]}{Z_c b \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}, \quad (2.25)$$

где R_s — поверхностное сопротивление. Для медного волновода со стандартными размерами может быть использована приближенная формула $\alpha_{\text{пр}}^{H_{10}} \approx \frac{0,7}{\lambda \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}} \cdot 10^{-3}$, дБ/м.

График зависимости $\alpha_{\text{пр}}^{H_{10}}$ от частоты изображен на рис. 2.16, а, из которого следует, что потери в металлических стенках волновода резко возрастают с уменьшением частоты и приближением ее к $f_{\text{кр}}$. Эта особенность может быть объяснена с помощью концепции парциальных волн. Обращаясь к рис. 2.5, видим, что на частотах, близких к $f_{\text{кр}}$, угол φ мал, а число отражений парциальных волн на некотором отрезке линии передачи велико. При каждом отражении от стенок реального волновода часть энергии теряется из-за конечной проводимости металла в виде преломленной волны, входящей в стенки волновода. Увеличение частоты относительно $f_{\text{кр}}$ приводит соответственно к уменьшению $\alpha_{\text{пр}}$ до некоторого минимального значения, после которого начинается его возрастание. Рост $\alpha_{\text{пр}}$ на частотах $f \gg f_{\text{кр}}$ объясняется усилением поверхностного эффекта в металлических стенках. Это ограничивает применение металлических волноводов на очень высоких частотах, в частности в диапазоне миллиметровых и более коротких длин волн. На волнах $\lambda < 1$ см применение металлических волноводов целесообразно только в виде коротких отрезков.

Из формулы (2.25) видно, что $\alpha_{\text{пр}}^{H_{10}}$ зависит от высоты волновода b . На рис. 2.16, б изображен график зависимости $\alpha_{\text{пр}}^{H_{10}}$ от b для полого медного волновода с параметрами $\lambda = 3$ см; $a = 23$ мм; $\sigma = 57$ МСм/м. С увеличением высоты волновода b $\alpha_{\text{пр}}$ уменьшается. Это необходимо учитывать при проектировании волновода.

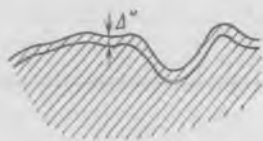


Рис. 2.17

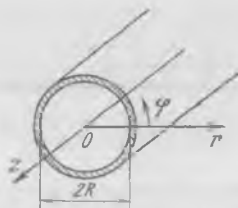


Рис. 2.18

На величину коэффициента ослабления $\alpha_{\text{пр}}$ влияет качество обработки внутренней поверхности стенок волновода. В сантиметровом диапазоне волн глубина проникновения тока в проводник Δ° составляет доли микрометра. Поэтому даже при самой тщательной обработке шероховатость внутренних поверхностей волновода оказывается больше Δ° (рис. 2.17), что приводит к увеличению пути поверхностного тока по сравнению с идеально гладкой поверхностью. В результате увеличивается поверхностное сопротивление R_s . Шероховатость стенок обычно учитывается введением коэффициента $k_{\text{ш}}$, величина которого в диапазоне сантиметровых волн находится в пределах $k_{\text{ш}} = 1,1 \dots 1,5$, а $R_s = k_{\text{ш}} / \sigma \Delta^\circ$.

В целях уменьшения затухания при изготовлении волноводов кроме тщательной шлифовки применяются серебрение и покрытие лаком для защиты от коррозии.

Выбор размеров поперечного сечения волновода. К линии передачи любого типа предъявляются следующие требования: обеспечение одноволнового режима работы; высокая электрическая прочность; малое затухание волны; минимальные размеры поперечного сечения и масса. Выполнение этих требований обеспечивается правильным выбором размеров поперечного сечения.

Условие распространения волны H_{10} имеет вид $\lambda < \lambda_{\text{кр}}^{H_{10}} = 2a$. Ближайшими высшими типами волн, как следует из (2.18), являются H_{01} или H_{20} . Избежать их появления можно, если $\lambda > \lambda_{\text{кр}}^{H_{01}} = 2b$ и $\lambda > \lambda_{\text{кр}}^{H_{20}} = a$. Все остальные типы волн обладают меньшими значениями критических длин волн, поэтому указанные неравенства автоматически являются условиями их нераспространения в волноводе. Таким образом, условие одноволновой передачи обеспечивается, если

$$\lambda/2 < a < \lambda; \quad b < \lambda/2. \quad (2.26)$$

При выполнении (2.26) дальнейшее уменьшение размера узкой стенки b не влияет на распространение волны H_{10} , и он может быть выбран сколь угодно малым. Однако при уменьшении

Таблица 2.1

Тип волны	H_{11}	E_{01}	H_{21}	H_{01}	E_{11}	H_{31}	E_{21}	H_{41}	H_{12}	E_{02}
$\lambda_{кр}/R$	3,413	2,613	2,06	1,64	1,64	1,5	1,223	1,182	1,178	1,138

b существенно возрастает напряженность электрического поля в волноводе (см. рис. 2.14), что приводит к снижению уровня допустимой мощности. Кроме того, уменьшение b сопровождается ростом ослабления волны (см. рис. 2.16). Обычно выбирают $b = (0,5 \dots 0,7)a$. Размеры поперечного сечения прямоугольных волноводов стандартизованы. Так как они соизмеримы с длиной волны, волноводы применяются в сантиметровом, а иногда в миллиметровом диапазонах длин волн.

Волновод круглого сечения. Круглый волновод в цилиндрической системе координат r, φ, z изображен на рис. 2.18. Волны в круглом волноводе обозначаются E_{mn}, H_{mn} . Их поля имеют более сложную зависимость от поперечных координат по сравнению с волнами в прямоугольном волноводе. Радиальная зависимость поля описывается функциями Бесселя $J_m(\gamma_{\perp} r)$ и их первыми производными $J'_m(\gamma_{\perp} r)$. Индексы m и n в обозначении волн имеют следующий смысл: m — число целых стоячих волн, укладывающихся по окружности волновода, а также порядок функции Бесселя; n характеризует распределение поля стоячей волны вдоль радиуса волновода. Значения $\lambda_{кр}$ для волн H_{mn} и E_{mn} в порядке убывания представлены в табл. 2.1.

Волны H_{01} и E_{11} имеют одинаковые значения $\lambda_{кр}$. Эти волны, а также H_{02} и E_{12} , H_{03} и E_{13} и т. д. являются вырожденными. Это означает, что в круглом волноводе имеет место двукратное вырождение.

Основной волной круглого волновода является волна H_{11} . Структура ее поля изображена на рис. 2.19, а, а распределение поверхностных токов показано на рис. 2.19, б.

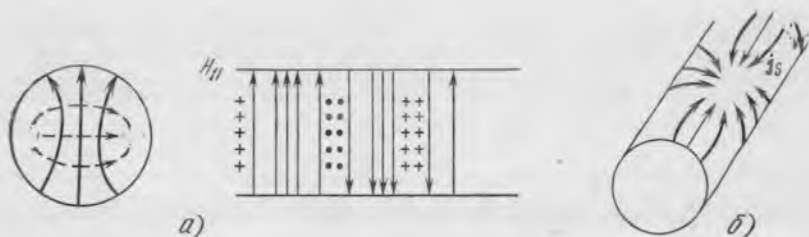


Рис. 2.19

Условие одноволновой передачи, как видно из табл. 2.1, имеет вид $2,613R < \lambda < 3,413R$, поэтому радиус волновода нужно выбирать из соотношения $0,293\lambda < R < 0,383\lambda$.

Предельная мощность волновода, работающего на волне H_{11} , определяется по формуле

$$P_{H_{11}}^{\text{пред}} = 0,75 \frac{E_{\text{пред}}^2}{Z_c^H \text{КСВ}} R^2,$$

коэффициент ослабления

$$\alpha_{H_{11}}^{\text{пр}} = \frac{R_g [0,418 + (\lambda/3,413R)^2]}{Z_c R \sqrt{1 - (\lambda/3,413R)^2}}.$$

Графики зависимости $\alpha_{\text{пр}}$ от частоты для волн H_{11} , E_{01} и H_{01} круглого волновода представлены на рис. 2.20. Применение круглых волноводов с волной H_{11} в качестве протяженных фидерных трактов ограничивается ее поляризационной неустойчивостью. Эта особенность волны H_{11} состоит в появлении составляющей поля с паразитной ортогональной поляризацией, которая возникает из-за эллиптичности поперечного сечения, вызванной неточностью изготовления, деформацией и изгибами волновода. Но из коротких отрезков волновода с волной H_{11} выполняются различные устройства СВЧ тракта: поляризаторы, фазовращатели, циркуляторы и др. Отрезки круглых волноводов с волной E_{01} , обладающей осесимметричной структурой поля (рис. 2.21, а), используются во вращающихся сочленениях волноводов.

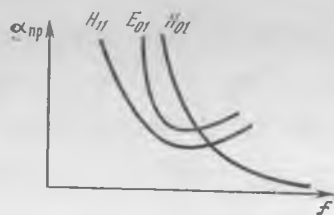


Рис. 2.20

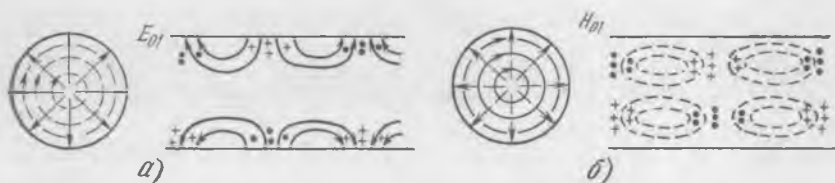


Рис. 2.21

Большой практический интерес представляет осесимметричная волна H_{01} (рис. 2.21, б), коэффициент ослабления которой с ростом частоты неограниченно падает (см. рис. 2.20). Специфическая зависимость $\alpha_{\text{пр}}^{H_{01}}(f)$ свидетельствует о том, что волна H_{01} способна с малыми потерями переносить энергию на большие расстояния. Практическое использование волны H_{01} связано со значительными трудностями. Она весьма чувствительна к деформации волновода, так как асимметрия стенок приводит к появлению других типов волн — низших, а на очень высоких частотах — и высших типов. При этом аномальные свойства частотной зависимости потерь в волноводе могут быть утрачены. Кроме того, эти типы волн образуют попутный поток, наличие которого приводит к искажениям сигнала.

Для исключения появления паразитных типов волн или их ослабления необходимо повышать точность изготовления волновода и не допускать нарушения однородности в процессе его эксплуатации. В местах изгибов, поворотов и других неоднородностей используют отрезки специальных фильтрующих волноводов.

На рис. 2.22 изображено распределение j_z на стенках круглого волновода с волной H_{01} . Отсутствие продольных составляющих поверхностных токов создает предпосылки для создания волноводов, не пропускающих паразитные типы волн. Конструкция таких волноводов показана на рис. 2.23 (1 — диэлектрическая оболочка, 2 — медные кольца, 3 — металлический провод). Оба волновода — кольцевой металлодиэлектрический (рис. 2.23, а) и спиральный (рис. 2.23, б) за счет отсутствия продольной непрерывности металлической оболочки не пропускают любые несимметричные волны, для которых путь оказывается прерванным. Волна H_{01} распространяется по таким волноводам беспрепятственно, так как для ее токов (см. рис. 2.22) не требуется продольная целостность волновода.

Волноводы сложной формы. Волноводы П- и Н-образной формы поперечного сечения представлены на рис. 2.2, к, л. Основные волны этих волноводов являются аналогами волны H_{10} в прямоугольном волноводе, структура их показана на рис. 2.24.

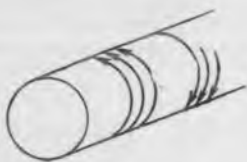


Рис. 2.22

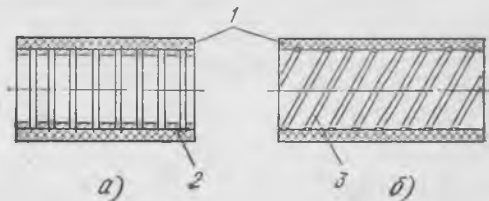


Рис. 2.23

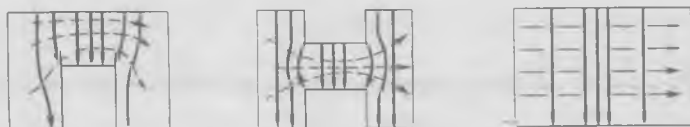


Рис. 2.24

Критические частоты основных волн в П- и Н-волноводах оказываются существенно меньшими, чем в прямоугольном волноводе с теми же габаритными размерами. В результате П- и Н-волноводы могут использоваться на более низких частотах, имеют более широкую по сравнению с прямоугольным волноводом тех же габаритных размеров полосу частот, свободную от высших типов волн, и более низкое характеристическое сопротивление. В сравнении со стандартными волноводами, рассчитанными на ту же рабочую частоту, П- и Н-волноводы имеют меньшие габаритные размеры. Недостатками таких волноводов являются увеличение коэффициента ослабления и снижение электрической прочности, обусловленное концентрацией электрического поля на выступах. Работают П- и Н-волноводы аналогично. Выбор типа определяется чисто конструктивными соображениями. При большой протяженности волноводной линии предпочтительнее Н-образные волноводы, имеющие вдвое меньшие высоты выступов, чем П-волноводы, что облегчает изготовление и соблюдение допусков. Поскольку при одинаковых габаритных размерах П- и Н-волноводы имеют более низкое характеристическое сопротивление по сравнению с прямоугольным волноводом, то отрезки этих волноводов могут использоваться в качестве согласующих элементов, элементов фильтров СВЧ и для других целей.

Эллиптический волновод (см. рис. 2.2, з) можно рассматривать как результат деформации волновода круглого сечения. При этом поля волны H_{11} с взаимно ортогональными поляризациями преобразуются в волны H_{11}^c и H_{11}^s эллиптического волновода (рис. 2.25).



Рис. 2.25

Основной волной является волна H_{11}^c . Критические длины волн H_{11}^c и H_{11}^s различны, причем различие растет с увеличением эксцентриситета эллипса $e = \sqrt{1 - (b/a)^2}$. Для получения достаточно широкой полосы частот одноволнового режима работы соотношение полуосей эллипса выбирают равным $b/a \approx 0,5 \dots 0,6$. Волна H_{11}^c обладает устойчивостью поляризации подобно волне H_{10} прямоугольного волновода и имеет похожую структуру, благодаря чему эллиптические волноводы соединяются со стандартными прямоугольными волноводами с помощью плавных переходов.

Способы возбуждения волноводов. В качестве элементов возбуждения волн в линиях передачи обычно используют элементарные излучатели: электрический и магнитный диполи Герца, щель или отверстия. Излучатель располагается таким образом, чтобы создаваемое им поле имело компоненты подлежащей возбуждению волны.

Электрический диполь (штырь) располагается в максимуме напряженности электрического поля и ориентируется параллельно вектору E возбуждаемой волны. Магнитный диполь (петля) помещается в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям в максимуме напряженности магнитного поля. При этом петля ориентируется так, чтобы она охватывала магнитные силовые линии. Щель прорезается так, чтобы она пересекала путь поверхностного тока под прямым углом. Силовые линии электриче-

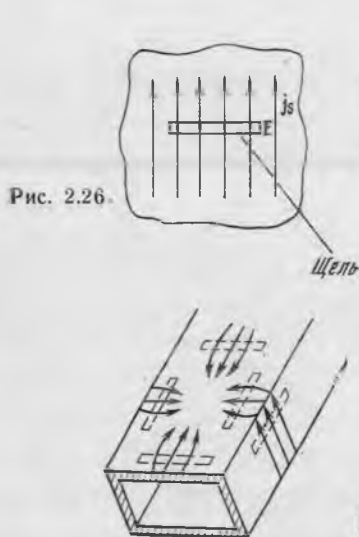


Рис. 2.26

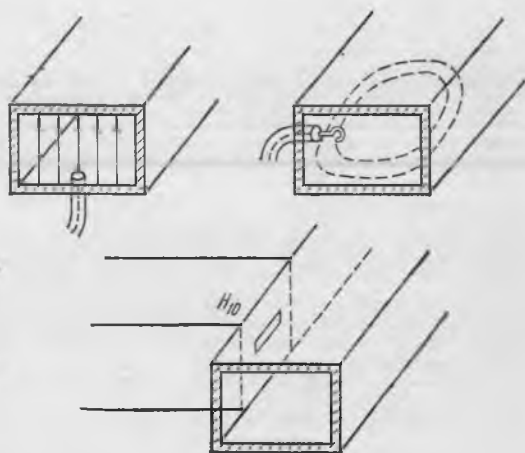


Рис. 2.28

Рис. 2.27

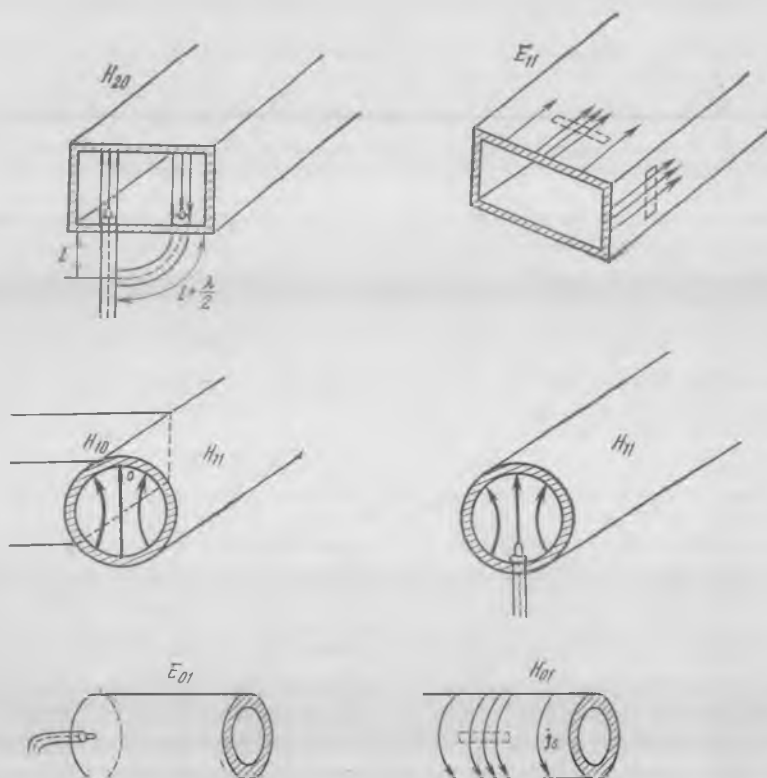


Рис. 2.29

ского поля в щели являются продолжением линий тока (рис. 2.26). Отверстие действует аналогично щели.

В качестве линии питания штырь и петля используются коаксиальный кабель, причем штырь и петля являются продолжением внутреннего проводника кабеля. Щель и отверстие возбуждаются волноводом. Возбуждение волны H_{10} в прямоугольном волновode с помощью штыря, петли и щели показано на рис. 2.27. На рис. 2.28 изображены другие возможные положения щели и распределение поверхностных токов на стенках прямоугольного волновода с волной H_{10} . Способы возбуждения некоторых других типов волн представлены на рис. 2.29.

2.3. ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ С Т-ВОЛНОЙ

Коаксиальный волновод. На рис. 2.30 коаксиальный волновод изображен в цилиндрической системе координат. Волны в коаксиальном волноводе обозначаются E_{mn} и H_{mn} , причем смысл индексов m и n тот же, что и у волн в круглом волноводе. Наличие внутреннего проводника приводит к существованию T -волны, которая является основной, так как $\lambda_{\text{вп}}^T = \infty$. Структура T -волны показана на рис. 2.31, из которого видно, что поле T -волны имеет только две компоненты: E_r и H_φ .

Амплитуды векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} , выраженные через амплитуду токов I_m в проводниках коаксиального волновода, определяются по формулам

$$E_m = r Z_c \frac{I_m}{2\pi r}, \quad H_m = \Phi \frac{I_m}{2\pi r}.$$

Одним из важнейших параметров коаксиального волновода является волновое сопротивление, определяемое как отношение амплитуды напряжения между проводниками U_m к амплитуде тока I_m :

$$Z_b = U_m / I_m. \quad (2.27)$$

Волновое сопротивление зависит от размеров волновода. В случае диэлектрического заполнения

$$Z_b = \frac{Z_c}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1},$$

для воздушного заполнения

$$Z_b = 60 \ln (R_2 / R_1).$$

Остальные параметры определяются по формулам

$$R_{\text{пред}}^T = \frac{\pi E_{\text{пред}}^2}{Z_c} R_1^2 \ln \frac{R_2}{R_1};$$

$$\alpha_{\text{пр}}^T = \frac{R_s}{2Z_c \ln R_2 / R_1} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

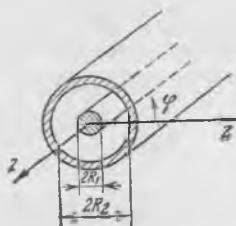


Рис. 2.30

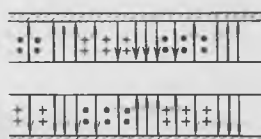


Рис. 2.31

Выбор размеров R_1 и R_2 осуществляется из условия одноволновой передачи

$$\lambda > \lambda_{кр}^H \approx \pi(R_1 + R_2)$$

и требований к значениям $P_{\text{пред}}$ и $\alpha_{\text{пр}}$. Максимальному значению $P_{\text{пред}}$ соответствует значение $R_2/R_1 \approx 1,65$, а минимальному $\alpha_{\text{пр}}$ — $R_2/R_1 \approx 3,59$. Обычно выбирают $R_2/R_1 = 3,59$, уровень допустимой мощности при этом остается достаточно высоким. При проектировании мощных передающих кабелей размеры выбираются в соотношении $R_2/R_1 = 1,65$.

Коаксиальный кабель в основном используется в диапазоне УКВ. При $\lambda < 10$ см значительно возрастают потери в проводниках и изоляторах и превышают потери в металлических волноводах. Поэтому в сантиметровом диапазоне длин волн применяют лишь короткие отрезки коаксиального кабеля.

Симметричная двухпроводная линия передачи. Основной волной двухпроводной линии передачи (рис. 2.32) является T -волна. Структура T -волны представлена на рис. 2.33. На этой волне отсутствуют излучение и дисперсия. Волновое сопротивление двухпроводной линии

$$Z_w = \frac{Z_c}{\pi} \ln \frac{d}{R},$$

коэффициент ослабления

$$\alpha_{\text{пр}} = \frac{R_s}{2\pi R Z_c} \frac{d}{\sqrt{d^2 - 4R^2}}.$$

Основным преимуществом двухпроводной линии являются простота конструкции и удобство соединения с симметричными нагрузками. К недостаткам линии относятся: потери энергии в проводах и изоляторах; индукционные потери за счет того, что поле линии наводит токи в находящихся поблизости металлических

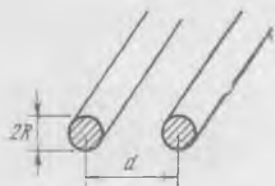


Рис. 2.32

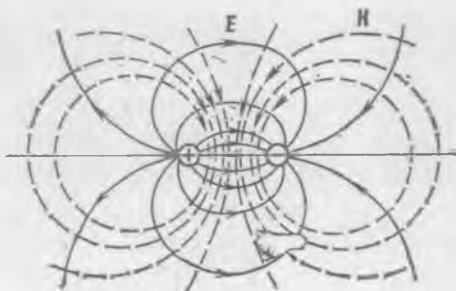


Рис. 2.33

предметах; потери на излучение или антенный эффект. Последний снижает помехозащищенность линии передачи и делает ее самой источником помех. Для устранения антенного эффекта двухпроводные линии выполняются в виде экранированного симметричного кабеля. Но в этом кабеле появляются дополнительные потери на поляризацию диэлектрика и вихревые токи, наводимые в экране.

К симметричным линиям относятся также четырехпроводные открытые (воздушные) фидеры, которые характеризуются слабым антенным эффектом. Ослабление излучения вызвано тем, что направление токов на каждой паре проводов встречное. Вторым достоинством четырехпроводной линии является возможность передачи более высокого, чем по двухпроводной линии, уровня мощности. Повышение $R_{\text{доп}}$ связано с тем, что четырехпроводные линии имеют меньшее волновое сопротивление, чем двухпроводные. Поэтому четырехпроводные линии применяются в качестве приемных фидеров на магистральных линиях радиосвязи и передающих фидеров на мощных радиостанциях.

Полосковая линия передачи. Полосковая линия выполняется из проводов плоской конструкции. Различают симметричные (рис. 2.34, а) и несимметричные (рис. 2.34, б) полосковые линии.

Линия состоит из диэлектрической платы (подложки) и металлических проводников: заземленного основания и узкой полоски. Основной является T -волна. Ее поле сосредоточено в пространстве между проводниками. Структура поля изображена на рис. 2.35.

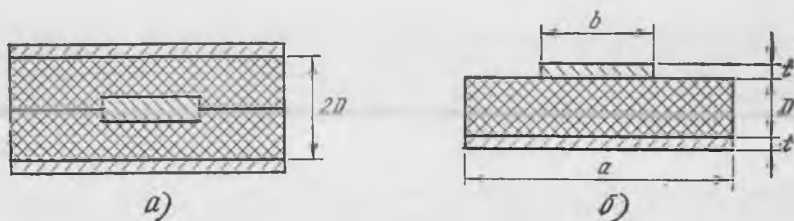


Рис. 2.34

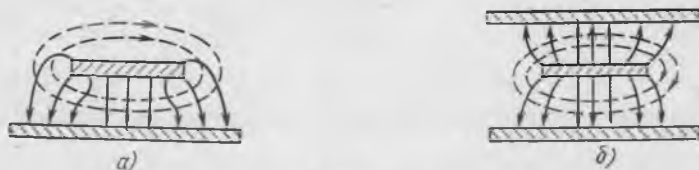


Рис. 2.35

Несимметричная линия конструктивно проще и технологичнее, но имеет существенный недостаток: часть поля распространяется в воздухе (рис. 2.35, а) и вызывает нежелательные связи с другими элементами схемы. Симметричная линия практически полностью экранирована (рис. 2.35, б).

Коэффициент ослабления поля в полосковой линии со сплошным диэлектриком определяется в основном потерями в диэлектрике и вычисляется по формуле (2.24). Поэтому обычно выбирают диэлектрик, у которого $\lg \delta \approx 10^{-3} \dots 10^{-4}$. Толщина проводников t должна быть больше $(3 \dots 5)\Delta^\circ$.

Для обеспечения одноволнового режима узкий проводник строго центрируют, а размеры выбирают из условий $D < \lambda/2$, $b < \lambda/2$; $l \ll D$. Полосковая линия является открытой, поэтому она обладает антенным эффектом, который может быть снижен, если $a = (2,5 \dots 3)b$. Потери на излучение уменьшаются также, если в качестве подложки использовать диэлектрик с $\epsilon \geq 10$, поскольку в этом случае поле концентрируется в диэлектрике. Для устранения взаимных помех между двумя полосковыми линиями их достаточно разнести на расстояние порядка $3D$.

Волновое сопротивление полосковой линии определяется с помощью приближенных соотношений: для симметричной линии

$$Z_{\text{в}} = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon}} \ln \left(\frac{1+b/2D}{b/2D+t/2D} \right);$$

для несимметричной линии

$$Z_{\text{в}} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} [\ln(8D/b) + b^2/(32D^2)] \quad (\text{при } b/D < 2),$$

$$Z_{\text{в}} = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon}} \{b/4D + (1/2\pi) \ln[17,08(b/2D + 0,92)]\}^{-1} \quad (\text{при } b/D > 2).$$

Коэффициент ослабления

$$\alpha_{\text{пр}} \approx R^s/2Z_{\text{в}}(b+t),$$

предельная мощность

$$P_{\text{пред}} \approx E_{\text{пред}}^2 tD/4,5\epsilon^2 Z_{\text{в}} \cdot \text{КСВ}.$$

Если несимметричная полосковая линия не экранирована (рис. 2.34, б), то вводят дополнительный коэффициент ослабления

$$\alpha_{\text{н}} = \frac{36,8}{Z_{\text{в}}} \left(\frac{\pi D}{\lambda^2} \right)^2,$$

характеризующий потери на излучение.

Полосковые линии широко применяются в диапазоне сантиметровых и миллиметровых длин волн. Так как эти линии работают с T -волной, то они более широкополосны, чем металлические

волноводы. Полосковые линии имеют малые габаритные размеры, просты в изготовлении, экономичны. Они выполняются из фольги и металла (чаще всего методом печатного монтажа). Недостатком полосковой линии является низкая электрическая прочность. Поэтому применяются они в системах малой мощности при конструировании компактных узлов СВЧ, где решающую роль играют малые габаритные размеры и масса. Разновидностью полосковых линий являются микрополосковые.

2.4. ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ

Однопроводная линия передачи. Однопроводная линия передачи или линия поверхностной волны (ЛПВ) представляет собой одиночный металлический провод, покрытый тонким слоем диэлектрика (рис. 2.36). Иногда в качестве диэлектрического покрытия используется тонкая окисная пленка, образующаяся на поверхности металла и имеющая низкую электропроводность.

Принцип действия ЛПВ основан на явлении полного отражения от границ «диэлектрик—воздух» и от поверхности провода. В результате в диэлектрическом слое образуется направляемая волна, а в воздухе — поверхностная волна. Основными в этих линиях являются две волны: E_{00} и HE_{11} , имеющие $\lambda_{кр} = \infty$. Наибольший практический интерес представляет волна E_{00} , обладающая малым коэффициентом ослабления. Структура поля этой волны и способ ее возбуждения с помощью коаксиального волновода, внешний проводник которого переходит в конический рупор, показаны на рис. 2.37.

К достоинствам ЛПВ относятся широкополосность, высокая электрическая прочность, простота конструкции и экономичность. Поскольку линия открытая, она имеет следующие недостатки: низкая помехозащищенность из-за существования внешнего поля, наличие индукционных потерь, нарушение условия полного отражения от внешней поверхности и потери на излучение под действием атмосферных осадков.

Применяются ЛПВ в диапазонах сантиметровых волн в качестве фидеров и метровых волн для передачи телевизионных



Рис. 2.36

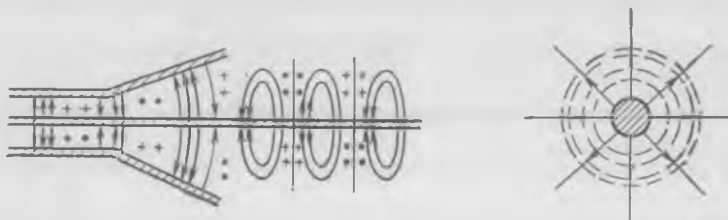


Рис. 2.37

программ на расстояния порядка 50 ... 100 км при необходимости ответвления от магистральных кабельных или радиорелейных линий связи. При этом линия подвешивается на столбах проводной связи с помощью изоляторов. Наиболее целесообразно ее использовать на дециметровых волнах. Возможность быстрой прокладки такой линии делает перспективным ее применение в различных подвижных системах передачи.

Диэлектрический волновод круглого сечения. Такой волновод изображен в цилиндрической системе координат r, φ, z на рис. 2.38. Принцип действия волновода основан на полном отражении волны от границы «диэлектрик—воздух». Диэлектрическая проницаемость диэлектрика ϵ_1 , воздуха — ϵ_2 . Перенос энергии вдоль отражающей границы осуществляется двумя волнами: направляемой, распространяющейся внутри диэлектрического стержня, и поверхностной, распространяющейся в воздухе. Как в круглом металлическом волноводе, так и в диэлектрическом могут существовать волны E_{mn} и H_{mn} . Однако различие граничных условий на поверхности диэлектрического и стенках металлического волноводов приводит к тому, что в диэлектрическом волноводе только волны с симметричной структурой поля (E_{0n} и H_{0n}) могут существовать раздельно. Несимметричные волны E_{mn} и H_{mn} ($m \geq 1$) об-

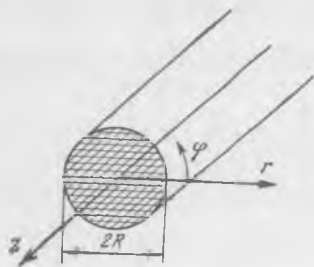


Рис. 2.38

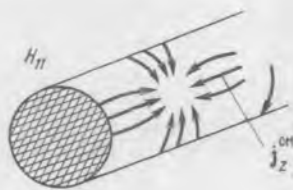


Рис. 2.39

разуют смешанные или гибридные волны HE_{mn} или EH_{mn} . Если $H_z > E_z$, волна обозначается HE_{mn} , если $E_z > H_z$ — EH_{mn} .

Физически существование гибридных волн можно объяснить, используя аналогию с металлическим волноводом. В полом металлическом волноводов круглого сечения при возбуждении несимметричных волн поверхностные токи проводимости \mathbf{j}_s на стенках волновода содержат поперечные и продольные составляющие. Например, структура \mathbf{j}_s волны H_{11} показана на рис. 2.19, б. При возбуждении волны H_{11} в диэлектрическом волноводов на его поверхности возникают поверхностные токи смещения с аналогичной структурой (рис. 2.39).

По определению продольная составляющая плотности тока смещения

$$j_z^{cm} = \varepsilon_a \frac{\partial E_z}{\partial t}.$$

Наличие j_z^{cm} свидетельствует о том, что $E_z \neq 0$ при возбуждении волны H_{11} , т. е. о появлении гибридной волны. Волна HE_{11} является основной, так как $\lambda_{кр}^{HE_{11}} = \infty$. Ее структура изображена на рис. 2.40. Условие одноволновой передачи имеет вид

$$R < 1,2025\lambda/\pi \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}.$$

Режим работы диэлектрического волновода зависит от соотношения $f_{кр}/f$. При $f = f_{кр}$ нарушается условие полного отражения, направляемая волна перестает существовать, а ее энергия в виде преломленной волны рассеивается в радиальном направлении. На частотах $f > f_{кр}$, но близких к $f_{кр}$, основная доля энергии переносится поверхностной волной в воздухе с фазовой скоростью, $v \approx 3 \cdot 10^8$ м/с. Структура поля волны HE_{11} при этом близка к структуре поля T -волны, затухание мало, но велики индукционные потери и низка помехозащищенность волновода. На частотах $f \gg f_{кр}$ почти вся энергия концентрируется внутри стержня и переносится направляемой волной, условия распространения которой прибли-

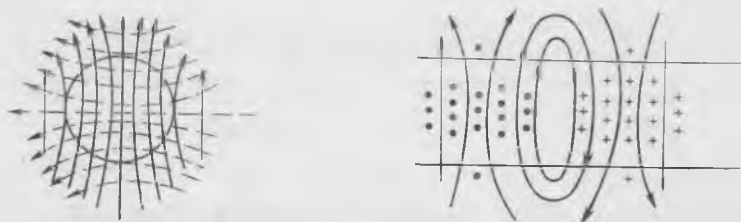


Рис. 2.40

жаются к условиям распространения плоских однородных волн в диэлектрической среде с теми же параметрами, что и материал, из которого изготовлен волновод ($v_{\phi} \approx c/\sqrt{\epsilon_1}$).

Достоинства диэлектрического волновода:

простота конструкции, дешевая технология изготовления, менее жесткие требования к допускам на размеры по сравнению с металлическими волноводами;

при использовании высококачественных диэлектриков (полистирол, полиэтилен, фторопласт и др.) затухание мало: на сантиметровых волнах коэффициент ослабления соизмерим с коэффициентом ослабления в полом металлическом волноводе, а на миллиметровых волнах оказывается значительно меньше;

высокая электрическая прочность.

Диэлектрические волноводы целесообразно применять в диапазоне миллиметровых и более коротких волн, так как использование в этих диапазонах металлических волноводов сопряжено с трудностью обеспечения высокой точности при их изготовлении, ростом потерь энергии в стенках волновода вследствие усиления поверхностного эффекта, снижением электрической прочности из-за уменьшения размеров.

К недостаткам диэлектрического волновода относятся:

наличие открытого внешнего поля, приводящего к потерям, и в частности к излучению на изгибах и поворотах волновода; для устранения такого излучения необходимо обеспечивать радиус поворота не менее $(10 \dots 20)\lambda$;

сложность крепления диэлектрического стержня, поскольку в местах крепления могут нарушаться условия полного отражения.

Диэлектрический волновод обычно возбуждают с помощью круглого металлического волновода с волной типа H_{11} . Схема возбуждения представлена на рис. 2.41 (1 — металлический волновод, 2 — диэлектрический волновод).

Диэлектрические волноводы применяются в качестве фидеров малой протяженности в диапазоне миллиметровых длин волн и антенн осевого излучения на сантиметровых и дециметровых волнах. Наиболее широкое применение диэлектрические волноводы нашли в оптическом диапазоне волн. Такие волноводы получили название *световодов*.

Волоконный световод. Оптическим считается диапазон волн $\lambda = 0,3 \dots 30$ мкм, соответствующий частотам $f = 10^{13} \dots 10^{15}$ Гц. *Волоконный световод* представляет собой диэлектрический волновод круглого сечения. Однако на практике обычно применяются двухслойные световоды (рис. 2.42), состоящие из сердцевины (1) и оболочки (2) из материала с меньшим показателем преломления: $n_1 > n_2 > n_3$. На границе «сердцевина—оболочка» обеспечивается полное отражение волн. Наличие оболочки позволяет опти-

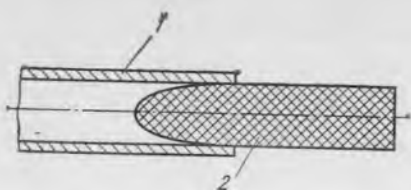


Рис. 2.41

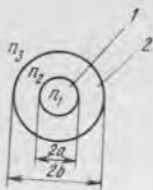


Рис. 2.42

чески изолировать отдельные волокна в пучке от соседних волокон, так как поверхностная волна в оболочке практически не достигает границы с воздухом.

В волоконном световоде раздельно могут существовать волны (моды) E_{0n} , H_{0n} , обладающие осесимметричной структурой поля. Несимметричные моды ($m \geq 1$) являются гибридными: HE_{mn} и EH_{mn} .

Критическая длина волны определяется по формуле

$$\lambda_{кр}^{mn} = 2\pi a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} / \gamma_{mn}, \quad (2.28)$$

где γ_{mn} — корни функций Бесселя, значения которых для разных типов волн приведены в табл. 2.2.

Анализ формулы (2.28) и значений γ_{mn} позволяет утверждать, что основной волной волоконного световода является HE_{11} , так как она имеет $\lambda_{кр} = \infty$ и, следовательно, может распространяться при любых частотах и радиусах сердечника подобно T -волне в коаксиальной линии.

Избежать существования симметричных волн E_{0n} и H_{0n} легко, если $\lambda > \lambda_{кр}^{01}$. Ближайшей среди гибридных волн является HE_{21} . Поскольку $v_{21} > v_{01}$, условие одноволновой передачи определяется неравенством

$$\lambda > 2\pi a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} / 2,405 = 2,61a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (2.29)$$

Из соотношения (2.29) следует, что радиус сердцевинки зависит от n_1/n_2 . Чем ближе к единице n_1/n_2 , тем при большем радиусе

Таблица 2.2

Тип волны	m	n		
		1	2	3
E, H	0	2,405	5,520	8,654
HE	1	0	3,832	7,016
EH	1	3,832	7,016	10,173
HE	2	2,455	5,538	8,665
EH	2	5,136	8,417	11,620

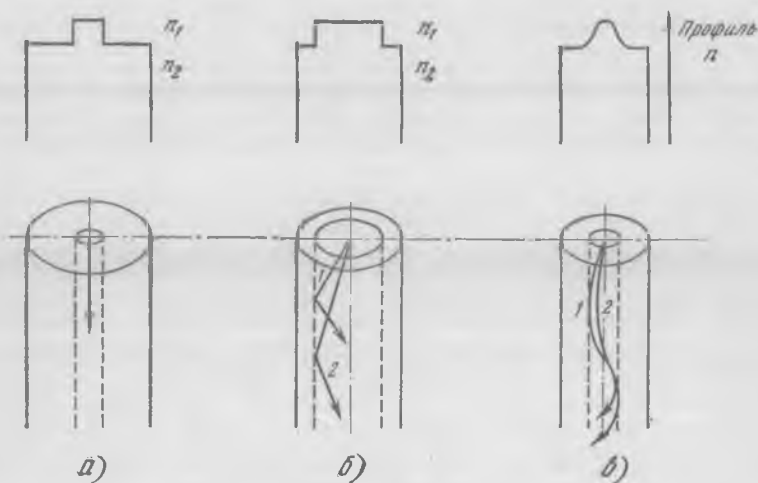


Рис. 2.43

се сердцевины сохраняется одноволновая передача. Трудности изготовления оптического волокна возрастают с уменьшением радиуса сердцевины. Поэтому обычно волокна выполняют из материалов с относительной разностью $(n_1 - n_2)/n_1$ порядка $10^{-2} \dots 10^{-3}$.

Световод, в котором обеспечен одноволновый режим, называется *одномодовым*.

Типы волоконных световодов. В настоящее время широкое применение получили несколько типов волоконных световодов.

Одномодовый световод (рис. 2.43, а) обладает минимальной дисперсией и, следовательно, максимальной шириной полосы пропускания. Но так как оптические волокна являются очень дешевой передающей средой, они представляют интерес и с точки зрения работы в более узкой полосе частот. Это приводит к применению многомодовых световодов. На рис. 2.43, б показан многомодовый световод со ступенчатым профилем показателя преломления. По такому световоду может распространяться большое число мод. На рис. 2.43, в изображены траектории двух мод (лучи 1 и 2). Различие в групповых скоростях отдельных мод (межмодовая дисперсия) приводит к искажениям сигнала и уменьшению полосы пропускания световода. Тем не менее многомодовый световод имеет ряд преимуществ перед одномодовым. Если диаметр сердцевины одномодовых световодов порядка $2 \dots 8$ мкм, что существенно усложняет технологию изготовления, то многомодовые световоды со ступенчатым профилем показателя преломления

имеют диаметр сердцевины порядка 50 мкм. Большой диаметр сердцевины удешевляет изготовление световода, позволяет работать с некогерентными оптическими источниками и предъявляет менее жесткие требования к устройствам соединения световодов.

Малой межмодовой дисперсией обладает градиентный световод, характеризующийся плавным изменением показателя преломления n от центра к периферии волокна (рис. 2.43, в). Градиентный световод также является многомодовым, но плавный профиль показателя преломления минимизирует разность групповых скоростей различных мод. Это объясняется тем, что световые лучи следуют по искривленным траекториям (лучи 1 и 2 на рис. 2.43, в). Луч 2, распространяющийся близко к оси световода, проходит меньший путь, чем луч 1, и должен иметь большую скорость. Но он распространяется в области с большим показателем преломления (более плотная среда), что компенсирует разность скоростей. Градиентные многомодовые световоды более широкополосны, чем многомодовые со ступенчатым профилем n , но технология их изготовления сложнее и дороже.

Практическая конструкция волоконного световода представлена на рис. 2.44.

Сердцевина (1) и оболочка (2) изготавливаются из высокочистых стекол во избежание потерь из-за примесного поглощения. Толщина оболочки примерно в 10 раз должна превышать радиус сердцевины. Наружный слой (3) может быть менее чистым и иметь тот же показатель преломления, что и оболочка. Его назначение — увеличить диаметр световода для удобства работы с ним.

Многомодовые световоды со ступенчатым профилем показателя преломления могут иметь более простую конструкцию:

световод с пластиковой оболочкой, не требующий наружного слоя;

полимерный световод, который не требует особых мер предосторожности при работе с ним и поэтому не имеет наружного слоя и защитного покрытия (4).

Такие световоды узкополосны, но весьма экономичны.

Волоконные световоды, пучки которых конструктивно выполняются в виде кабеля, применяются в качестве линий дальней связи.

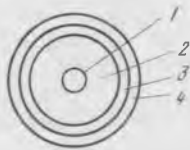


Рис. 2.44

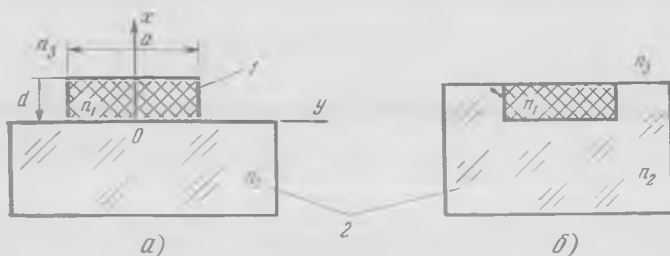


Рис. 2.45

Плоские световоды. Плоский световод представляет собой диэлектрический волновод прямоугольного сечения. Различают две конструкции плоских световодов: планарный или пленочный (рис. 2.45, а); каналный (рис. 2.45, б). Принцип действия этих световодов одинаковый. Пленка (1) и подложка (2) выполняются из оптически прозрачных диэлектриков с разными показателями преломления: $n_1 > n_2 > n_3$. Обычно $a \gg d$ (см. рис. 2.45, а), поэтому поле вдоль оси Oy практически однородно, и волны в таких световодах обозначаются E_{m0} , H_{m0} (m — число полных стоячих полуwave поля вдоль оси x). В отличие от металлических волноводов поле на границе пленки ($x=0$ и $x=d$) не равно нулю, так как на границе пленки существует поверхностная волна. В плоских световодах могут существовать волны E_{00} и H_{00} , у которых вдоль размера d укладывается неполная стоячая полуwave и $m=0$. Эпюра распределения поля волны H_{00} вдоль оси x показана на рис. 2.46. «Хвосты» в распределении поля за пределами пленки ($x < 0$, $x > d$) соответствуют поверхностной волне, поле которой экспоненциально убывает в направлении нормали к границе раздела.

Для характеристики режима работы световода вводится понятие *критической толщины пленки* $d_{кр}$, соответствующей значению $\lambda_{кр}$. Для волн E_{m0} и H_{m0}

$$d_{кр}^{E_{m0}} = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \left[m\pi + \arctg \frac{n_1^2}{n_3^2} \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} \right],$$

$$d_{кр}^{H_{m0}} = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \left[m\pi + \arctg \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} \right],$$

а число типов волн (мод) $N = 2d\lambda^{-1} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$. В плоских световодах $d_{кр}^{E_{m0}} > d_{кр}^{H_{m0}}$. Основной является волна H_{00} , обладающая максимальной $\lambda_{кр}$ и минимальной $d_{кр}$.

Расчеты показывают, что одномодовый режим обеспечивается при очень малой толщине пленки, которую технологически труд-



Рис. 2.46

но реализовать. Эту трудность можно преодолеть следующим образом. С увеличением индекса m на единицу $d_{кр}$ возрастает на величину $\Delta d = \lambda/2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, откуда следует, что при $n_1 \rightarrow n_2$ Δd увеличивается. Обычно используют материалы с относительной разностью показателей преломления порядка $10^{-2} \dots 10^{-3}$. При этом легко отфильтровываются волны H_{10}, E_{10}, H_{20} и т. д. Для устранения волны E_{00} поверхность пленки металлизуют. Металлическое покрытие вызывает ослабление волны E_{00} . Все эти меры приводят к тому, что при толщине пленки, соответствующей многомодовому режиму, в световоде распространяется только основная волна в широком диапазоне частот.

Плоские световоды являются основой почти всех устройств интегральной оптики: модуляторов, переключателей, фильтров, направленных ответвителей, соединителей, устройств сопряжения волоконных световодов с источниками (лазерами) и приемниками световых волн (фотодиодами), которые обычно имеют плоскую конструкцию.

Глава 3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ЭЛЕМЕНТАХ И УСТРОЙСТВАХ ВОЛНОВОДНОГО ТРАКТА

3.1. СОСТАВ ФИДЕРНОГО ТРАКТА И ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ ЕГО ЭЛЕМЕНТОВ

Фидерные тракты радиотехнических систем или тракты СВЧ предназначены для передачи электромагнитной энергии от приемопередающего оборудования к антенне. Трaкт СВЧ — это сово-

купность устройств, сочлененных определенным образом и выполняющих следующие функции:

- канализацию (передачу) электромагнитной энергии;
- обеспечение правильного режима выходных цепей передатчика и входных цепей приемника;
- частотную и поляризационную фильтрацию сигнала;
- распределение энергии между несколькими волноводами;
- преобразование или коррекцию поляризации;
- контроль параметров и характеристик системы связи и т. д.

Под *узлом СВЧ* понимают устройство, выполняющее одну или несколько функций и имеющее конкретное конструктивное и схемное исполнение.

Устройства СВЧ различного назначения строятся на качественно новых принципах в сравнении с их низкочастотными аналогами и анализируются с помощью теории поля как системы с распределенными и полураспределенными параметрами. Характерной особенностью СВЧ устройств является соизмеримость геометрических размеров с длиной волны. Этим обусловлены специфические особенности конструкций элементов и узлов тракта СВЧ и требования, предъявляемые к их изготовлению.

Так как принцип действия и параметры СВЧ устройств определяются структурой электромагнитного поля, необходимо обеспечить условия существования волн заданного типа.

Электрические характеристики линий передачи и устройств СВЧ непосредственно связаны с их геометрическими размерами, поэтому необходимо предъявлять жесткие требования к допускам и качеству обработки внутренних поверхностей. К ухудшению электрических параметров ведут нарушение однородности и загрязнение заполняющей тракт среды, бороться с которыми необходимо путем тщательной герметизации соединительных элементов.

В диапазоне СВЧ усиливается способность щелей, отверстий, зазоров в конструкциях к интенсивному излучению. Излучение является паразитным, поскольку оказывает вредное биологическое воздействие и приводит к потерям энергии. Следовательно, необходимо предъявлять особо жесткие требования к электрогерметичности.

3.2. ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НЕРЕГУЛЯРНОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

При анализе нерегулярного тракта СВЧ будем рассматривать пассивные линейные устройства. Свойство пассивности означает отсутствие усиления или генерации СВЧ мощности внутри ус-

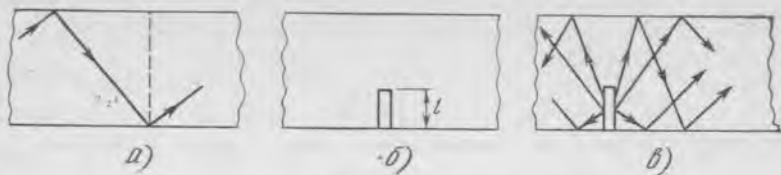


Рис. 3.1

ройства. *Линейным* называется устройство, параметры которого не зависят от уровня подводимой мощности.

Все устройства, а также участки скачкообразного изменения поперечного сечения волноводов, изгибы, скрутки, повороты, разветвления, штыри, зонды, диафрагмы, отверстия и щели в стенках волновода являются неоднородностями. Наличие неоднородностей приводит к изменению граничных условий в местах их включения в регулярную линию. В результате изменяются структура поля в линии передачи и режим ее работы. Проиллюстрируем это на примере.

На рис. 3.1, а представлена схема распространения электромагнитной волны в однородном волноводе с основной волной (одноволновый режим). Пусть в волновод введен металлический штырь (см. рис. 3.1, б), длина которого l мала в сравнении с длиной волны λ . Электрическое поле распространяющейся в волноводе волны наводит в штыре электрический ток проводимости. Штырь становится излучателем вторичных волн. С учетом формы диаграммы направленности элементарного излучателя ($l \ll \lambda$) на рис. 3.1, в схематически показаны траектории волн, переизлученных под разными углами и отраженных от стенок волновода. Каждая траектория соответствует определенному типу волны. Это означает, что при введении штыря в волновод образуется множество типов направляемых волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях. В стандартном волноводе высшие типы волн быстро затухают, так как для них не выполняются условия распространения, а основная волна распространяется в виде прямой и отраженной волн. Поэтому влияние штыря на режим работы волновода удобно характеризовать коэффициентами отражения и передачи.

3.3. ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЧ УСТРОЙСТВ

1. *Коэффициент отражения* характеризует отношение напряженностей электрического поля отраженной и падающей волн:

$$\bar{\Gamma} = E^{\text{отр}} / E^{\text{пад}}.$$

Коэффициент $\bar{\Gamma}$ можно определить через напряженности магнитного поля или напряжения в линии передачи. Поскольку отразиться может лишь часть энергии падающей волны, то $|\bar{\Gamma}| < 1$. В предельном случае для неоднородности в виде идеального отражателя в линии без потерь $|\bar{\Gamma}| = 1$.

2. Коэффициент стоячей волны (КСВ) определяется по формуле

$$\text{КСВ} = (1 + |\bar{\Gamma}|) / (1 - |\bar{\Gamma}|). \quad (3.1)$$

Отсюда $|\bar{\Gamma}| = (\text{КСВ} - 1) / (\text{КСВ} + 1)$. Введение КСВ обусловлено доступностью его измерения, тогда как измерение коэффициента отражения сопряжено с определенными трудностями, связанными с необходимостью разделения полей падающей и отраженной волн. КСВ изменяется в пределах от 1 до ∞ . Иногда пользуются понятием *коэффициента бегущей волны*: КБВ = $1/\text{КСВ}$, пределы изменения которого 0...1. Величина КСВ (КБВ) характеризует степень согласования тракта с нагрузкой (неоднородностью).

3. Ослабление между двумя плечами любого устройства, дБ:

$$A = 10 \lg (P_{\text{вх}} / P_{\text{вых}}),$$

где $P_{\text{вх}}$, $P_{\text{вых}}$ — мощности на входе и выходе устройства соответственно.

Этот параметр иногда называют *функцией рабочего затухания* или *развязкой* применительно к многоплечевым устройствам.

4. Рабочий диапазон частот, в котором характеристики устройства не выходят за пределы, определяемые техническими условиями.

5. Электрическая прочность тракта СВЧ оценивается допустимой мощностью $P_{\text{доп}}$.

3.4. МЕТОДЫ АНАЛИЗА НЕРЕГУЛЯРНОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Строгие и полные решения волновых уравнений для нерегулярного волновода даже с самыми простейшими неоднородностями типа штыря, диафрагмы или скачка поперечных размеров приводят к очень сложным картинам электромагнитных полей, а для большинства неоднородностей строгие решения получить невозможно. В большинстве практических случаев нет необходимости точно знать и строго учитывать все изменения электромагнитного поля. Вполне достаточно иметь реакцию тракта СВЧ, его элементов и устройств на внешние воздействия. Это позволяет для описания и анализа устройств СВЧ применять приближенные методы теории линейных цепей СВЧ. В рамках этой теории влияние не-

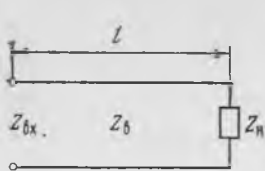


Рис. 3.2

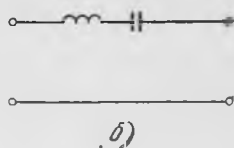
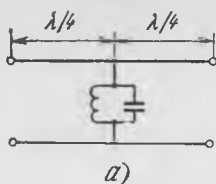


Рис. 3.3

однородностей тракта СВЧ на распространение электромагнитных волн описывают с помощью эквивалентных схем, являющихся аналогами низкочастотных электрических цепей. Параметры схем находят либо из решения уравнений электродинамики, либо экспериментальным путем, либо в ходе качественного анализа работы устройства.

Если волноводный тракт содержит несколько неоднородностей, то на основании принципа декомпозиции его расчленяют на простейшие цепи, каждая из которых допускает независимый анализ и замещается эквивалентной схемой. В случае сложных устройств также осуществляется их декомпозиция на более простые базовые элементы. Декомпозиция существенно упрощает анализ сложных трактов и узлов, который сводится к проводимому по специальным алгоритмам расчету характеристик соединения двух и более базовых элементов.

Метод электрической цепи. Этот метод применяется в случае включения в регулярную линию передачи простейших неоднородностей, позволяющих использовать эквивалентную схему, изображенную на рис. 3.2, где приняты обозначения: l — длина отрезка регулярной линии передачи с волновым сопротивлением Z_0 ; Z_n — сопротивление нагрузки; $Z_{вх}$ — входное сопротивление. Роль Z_n играет исследуемая неоднородность, а волновое сопротивление определяется по формуле (2.27). Этот параметр широко используется при анализе линий передачи с T -волной, где понятия напряжения и тока имеют четкий физический смысл. В случае волноводных трактов понятие волнового сопротивления Z_0 оказывается неоднозначным и применимым лишь к прямоугольному волноводу с волной H_{10} . Учитывая структуру поля волны H_{10} (см. рис. 2.14) и распределение поверхностных токов на стенках волновода (см. рис. 2.15, в), можно условно в качестве U_m рассматривать разность потенциалов между серединами широких стенок, а под I_m понимать продольные составляющие токов, текущих по широким стенкам в противоположных направлениях. Волновое сопротивление прямоугольного волновода с волной H_{10}

$$Z_{H_{10}} = \frac{b}{a} \frac{Z_c}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}} = \frac{b}{a} Z_c^{H_{10}} \quad (3.2)$$

Анализ влияния неоднородности сводится к определению входного сопротивления эквивалентной цепи с помощью формулы трансформации сопротивлений:

$$Z_{\text{вх}} = Z_{\text{н}} \frac{Z_{\text{н}} + iZ_{\text{в}} \operatorname{tg} \beta l}{Z_{\text{в}} + iZ_{\text{н}} \operatorname{tg} \beta l} \quad (3.3)$$

Выражение (3.3) является основным расчетным соотношением метода. Из (3.3) следует, что в общем случае $Z_{\text{вх}}$ не совпадает с $Z_{\text{н}}$. Поэтому конечный отрезок линии передачи выполняет функцию трансформации сопротивлений. Это свойство широко применяется в технике СВЧ.

Формула (3.3) включает зависимость $Z_{\text{вх}}$ от частоты, причем

$$\frac{dZ_{\text{вх}}}{d\omega} = \frac{dZ_{\text{вх}}}{d(\beta l)} \frac{d(\beta l)}{d\omega} = \frac{dZ_{\text{вх}}}{d(\beta l)} \frac{l}{v_{\text{ф}}},$$

т. е. частотная зависимость входного сопротивления тем заметнее, чем больше длина линии. Это явление называется *эффектом длинной линии* и должно учитываться при конструировании трактов широкополосных систем СВЧ.

В качестве примеров применения метода электрической цепи проанализируем некоторые неоднородности:

1. Реактивные шлейфы, представляющие собой короткозамкнутые или разомкнутые отрезки линий передачи различной длины. Входное сопротивление короткозамкнутого шлейфа получается из (3.3) при $Z_{\text{н}}=0$:

$$Z_{\text{вх}} = iZ_{\text{в}} \operatorname{tg} \beta l, \quad (3.4)$$

разомкнутого шлейфа — при $Z_{\text{н}}=\infty$:

$$Z_{\text{вх}} = Z_{\text{в}} \frac{Z_{\text{н}}}{iZ_{\text{н}} \operatorname{tg} \beta l} = -iZ_{\text{в}} \operatorname{ctg} \beta l. \quad (3.5)$$

Из выражений (3.4) и (3.5) следует, что величина входной реактивности зависит от длины шлейфа l и может быть регулируемой.

Реактивные шлейфы на основе разомкнутых отрезков применяются в микрополосковых устройствах СВЧ, так как они легко реализуются технологически. В волноводных трактах предпочтение отдают короткозамкнутым шлейфам, не создающим паразитного излучения. Применяют шлейфы в качестве согласующих элементов.

2. Четвертьволновый трансформатор — отрезок линии передачи длиной $l = (2n+1)\Lambda/4$ ($n=0, 1, 2, \dots$). В этом случае

$$\operatorname{tg} \beta l = \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\Lambda} (2n+1) \frac{\Lambda}{4} = \operatorname{tg} (2n+1) \frac{\pi}{2} = \infty.$$

Пренебрегая в (3.3) малыми членами, имеем

$$Z_{\text{вх}}\left(\frac{\Lambda}{4}\right) = Z_{\text{н}} \frac{iZ_{\text{н}} \operatorname{tg} \beta l}{iZ_{\text{н}} \operatorname{tg} \beta l} = \frac{Z_{\text{н}}^2}{Z_{\text{н}}} \quad (3.6)$$

Таким образом, $Z_{\text{вх}}$ четвертьволнового отрезка обратно пропорционально $Z_{\text{н}}$. Например, при $Z_{\text{н}}=0$ $Z_{\text{вх}}(\Lambda/4)=\infty$; при $Z_{\text{н}}=\infty$ $Z_{\text{вх}}(\Lambda/4)=0$; при $Z_{\text{н}}=\pm iX$ $Z_{\text{вх}}(\Lambda/4)=\mp i \frac{Z_{\text{н}}^2}{X}$. Эти результаты позволяют заключить, что четвертьволновый отрезок трансформирует короткое замыкание в холостой ход, индуктивность в емкость и обратно.

Аналогично можно доказать, что подключение к параллельному резонансному контуру четвертьволновых отрезков, как показано на рис. 3.3, а, обеспечивает входные сопротивления, соответствующие последовательному контуру, включенному в линию последовательно (рис. 3.3, б).

Четвертьволновые отрезки применяются в качестве согласующих элементов, в фильтрах СВЧ, мостовых соединениях и т. д.

3. Полуволновый трансформатор — отрезок линии передачи длиной $l=n\Lambda/2$ ($n=1, 2, 3, \dots$). Поскольку $\operatorname{tg} \beta l = \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot n \frac{\Lambda}{2} = \operatorname{tg} n\pi = 0$, то $Z_{\text{вх}}(\Lambda/2) = Z_{\text{н}}$. Следовательно, полуволновый отрезок не трансформирует сопротивлений, т. е. изменение длины тракта на целое число полуволн не нарушает режима его работы.

Одним из важных технических применений полуволновых отрезков является их использование в качестве дросселя для обеспечения надежного электрического контакта при отсутствии гальванического контакта. На рис. 3.4 показан волновод с волновым сопротивлением Z_0 , в стенках которого между точками aa' имеется разрыв. Подключение полуволновой короткозамкнутой дроссельной линии abv эквивалентно электрическому контакту в точках aa' , так как $Z_{\text{вх}}^{aa'}=0$. Эпюра распределения тока свидетельствует о том, что $Z_{\text{вх}}^{aa'}$ не зависит от сопротивления в точках bb' , поскольку они находятся в узле тока.

В заключение отметим, что применение метода электрической цепи ограничивается линиями передачи, допускающими возмож-

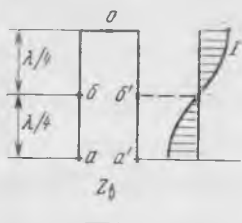


Рис. 3.4



Рис. 3.5

ность введения понятия волнового сопротивления в смысле (2.27), и участками трактов, которые могут быть заменены схемой, изображенной на рис. 3.2.

Матричный метод. При анализе сложных волноводных трактов и устройств используют схемы замещения в виде эквивалентных многополюсников. При выборе эквивалентного многополюсника число пар полюсов определяется количеством реальных входов (выходов), связанных с рассматриваемым устройством, и числом типов волн, распространяющихся на рабочей частоте. Двухплечевое волноводное устройство заменяется эквивалентным четырехполюсником (рис. 3.5). Сечения 1 и 2 называются *плоскостями отсчета фаз*. Их положение выбирается так, чтобы поля высших типов волн, возникающих в месте включения устройства в линию, были бы в этих плоскостях пренебрежимо малы.

В качестве единой меры интенсивности электромагнитного поля в любой линии передачи принята нормированная волна, определяемая через мощность. Мощность в линии передачи может быть представлена следующим образом:

$$P = U^2/Z_B.$$

Принимая $Z_B = 1$, получаем нормированную волну, имеющую размерность корня из мощности, т. е. $|U| = \sqrt{P}$, Вт^{1/2}. Входящие в четырехполюсник волны обозначаются \dot{U}^+ (падающая волна), а выходящие — \dot{U}^- (отраженная от четырехполюсника или рассеянная им волна).

Замена реального устройства эквивалентным многополюсником позволяет применить к его анализу хорошо разработанный аппарат матричного исчисления, обеспечивающий высокий уровень формализации задач, а именно описание работы сложного устройства с помощью набора параметров. Это дает возможность применять ЭВМ для расчета и проектирования и создавать на их базе системы автоматического проектирования (САПР) устройств СВЧ. Автоматизированные методы проектирования не только экономят время инженера, но и обеспечивают повышенную точность расчетов, исключаящую необходимость дорогостоящих экспериментальных проверок, что повышает экономичность проектных работ.

В отличие от низкочастотных цепей устройства СВЧ описываются волновыми матрицами рассеяния и передачи. Волновая матрица рассеяния связывает волны, рассеянные многополюсником, с волнами, падающими на него. Четырехполюсник (см. рис. 3.5) описывается матрицей рассеяния 2-го порядка:

$$\dot{U}_1^- = s_{11}\dot{U}_1^+ + s_{12}\dot{U}_2^+,$$

$$\dot{U}_2^- = s_{21}\dot{U}_1^+ + s_{22}\dot{U}_2^+.$$

Матрица рассеяния

$$[S] = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix}$$

универсальна в том смысле, что ее элементы s_{ik} полностью определяются конструкцией волноводного узла и не зависят от нагрузок и источников, подключенных к нему.

Для установления физического смысла элементов матрицы $[S]$ рассмотрим воздействие на вход 1 при согласованном выходе 2 (см. рис. 3.5). При этом $\dot{U}_2^+ = 0$ и $s_{11} = \dot{U}_1^- / \dot{U}_1^+$, $s_{21} = \dot{U}_2^- / \dot{U}_1^+$. Очевидно, что s_{11} — комплексный коэффициент отражения от входа 1 при согласованном выходе 2; s_{21} — коэффициент передачи из плеча 1 в плечо 2. Смысл коэффициентов s_{22} и s_{12} аналогичен и определяется при обратном направлении передачи.

Если узел имеет n входов, то эквивалентный многополюсник содержит $2n$ полюсов, а матрица — n^2 элементов, причем s_{ii} — коэффициенты отражения от i -го входа, а s_{ij} — коэффициенты передачи из j -го в i -е плечо.

Волновая матрица передачи связывает падающую и отраженную волны на входе с падающей и отраженной волнами на выходе четырехполюсника:

$$\dot{U}_1^+ = t_{11} \dot{U}_2^- + t_{12} \dot{U}_2^+,$$

$$\dot{U}_1^- = t_{21} \dot{U}_2^- + t_{22} \dot{U}_2^+,$$

где $[T] = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix}$ — волновая матрица передачи. Если волна падает на вход 1, а выход 2 нагружен на согласованную нагрузку ($\dot{U}_2^+ = 0$), то

$$t_{11} = \dot{U}_1^+ / \dot{U}_2^-, \quad t_{21} = \dot{U}_1^- / \dot{U}_2^-,$$

т. е. t_{11} — коэффициент передачи четырехполюсника; t_{21} — функция фильтрации. Последний термин связан с тем, что в частотных фильтрах отражающего типа без потерь коэффициент t_{21} соответствует отношению волн, — отраженной от фильтра и пропущенной им. При обратном направлении передачи устанавливаются параметры t_{22} и t_{12} , которые четкого физического смысла не имеют.

При анализе устройств СВЧ предпочтение отдают волновой матрице рассеяния. Однако волновая матрица передачи оказывается удобнее при анализе или синтезе каскадного соединения четырехполюсников, поскольку матрица передачи последовательно соединения определяется как произведение матриц передачи всех его звеньев.

3.5. ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОДНОГО ТРАКТА

Сочленения волноводов. Волноводные тракты с целью упрощения производства, монтажа, ремонта и транспортировки делаются разборными. К сочленениям волноводов предъявляются требования обеспечения малого сопротивления продольным токам, сохранения согласования и электрической прочности тракта, минимального ослабления мощности, отсутствия паразитного излучения и искрения. Сочленения бывают неподвижные и вращающиеся.

Неподвижные сочленения волноводов выполняются в виде контактных и дроссельных фланцев. Контактные фланцы представляют собой плоскую металлическую пластину, которая припаивается к концевой части волновода (рис. 3.6). Контактные фланцы двух соединяемых волноводов стягиваются между собой болтами, для которых выполняются специальные отверстия. Притертый фланец при тщательной обработке и строгой параллельности контактирующих поверхностей обеспечивает высокое качество сочленения в широкой полосе частот. Для улучшения качества контакта между фланцами помещают иногда бронзовые прокладки. Для герметизации волновода в специальную канавку вводится резиновая прокладка. Недостатки контактных фланцев: качество контакта значительно ухудшается при окислении поверхностей и при многократных сборках и разборках из-за деформации фланцев; высокая стоимость, обусловленная жесткими требованиями к точности изготовления.

Свободны от этих недостатков дроссельные соединения (рис. 3.7), в которых используются два фланца: плоский 1 и дроссельный 2. В конструкции дроссельного фланца предусмотрены зазор ab и радиальная канавка $бв$, образующие короткозамкнутую полуволновую полость, входное сопротивление которой в точке a равно нулю на средней длине волны λ_0 (см. рис. 3.4). В результате между торцами соединяемых волноводов имеет место электрический контакт. Механическое соединение фланцев осуществляется в точке $б$, которая попадает в узел тока, так как отстоит от места короткого замыкания (точка $в$) на расстоянии $\lambda_0/4$. Поэтому качество механического контакта в точке $б$ не влияет на качество электрического контакта в точке a .

Для герметизации соединения применяют прокладку, для введения которой служит дополнительная концентрическая канавка с радиусом, большим, чем у канавки $бв$ (на рис. 3.7 не показана).

Вращающиеся сочленения в трактах СВЧ

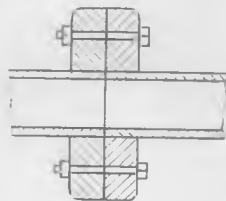


Рис. 3.6

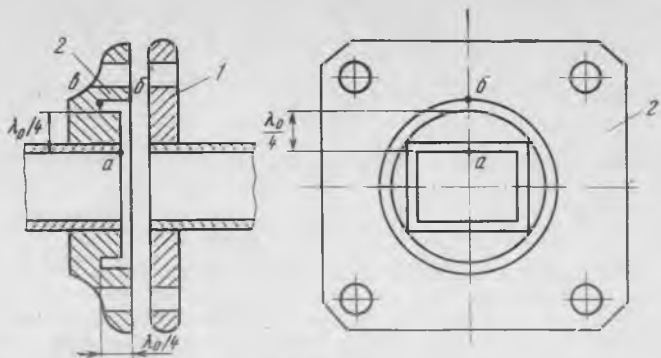


Рис. 3.7

служат для поворота одной части тракта относительно другой без нарушения электрического контакта и качества согласования. Чтобы при вращении уровень мощности не изменялся, вращающиеся соединения выполняются на осесимметричных линиях передачи с волнами, структура поля которых обладает осевой симметрией. Этому требованию удовлетворяют коаксиальный волновод с T -волной и круглый волновод с волной E_{01} . Вращающиеся соединения с трущимися контактирующими поверхностями ненадежны при непрерывном вращении и высоком уровне мощности. Более надежный электрический контакт обеспечивают дроссельные соединения (рис. 3.8). Дроссель abv представляет собой короткозамкнутый полуволновый шлейф, входное сопротивление которого в точке a равно нулю, т. е. между соединяемыми волноводами имеет место электрический контакт. Наличие механического контакта в точке b необязательно, так как в этой точке находится узел продольного тока.

Дроссельное соединение узкополосно: при изменении частоты относительно средней $Z_{вх}^a$ становится отличным от нуля. Его можно вычислить по формуле (3.3). Улучшение диапазонных свойств дроссельного сочленения достигается подбором волновых сопро-

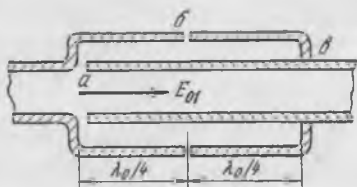


Рис. 3.8

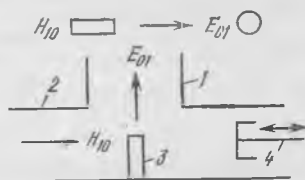


Рис. 3.9

тивлений участков коаксиальных линий ab и $bв$, их выгодно брать неодинаковыми.

Трансформаторы типов волн (волноводные переходы). Включение вращающегося сочленения (рис. 3.8) в волноводный тракт, выполненный из прямоугольного волновода с волной H_{10} , требует специальных переходов. В данном случае волноводный переход должен трансформировать волну H_{10} в прямоугольном волноводе в волну E_{01} в круглом волноводе (рис. 3.9). Круглый волновод (1), размеры которого выбираются из условия распространения волны E_{01} , соединяется с прямоугольным (2) через круглое отверстие, вырезанное на широкой верхней стенке волновода. В нижнюю стенку вводится штырь (3), расположенный аксиально по отношению к круглому волноводу. Для компенсации волн, отраженных от штыря и отверстия, служит согласующий короткозамыкающий поршень (4), положение которого подбирается путем настройки на бегущую волну.

Трансформация волны H_{10} в прямоугольном волноводе в волну H_{11} в круглом волноводе может осуществляться с помощью соосного плавного перехода (рис. 3.10). Постепенная деформация формы поперечного сечения от прямоугольной к круглой обеспечивает требуемое преобразование волн. Для достижения хорошего согласования в широкой полосе частот длина перехода должна превышать длину волны.

Коаксиально-волноводный переход (КВП), служащий для соединения коаксиального и прямоугольного волноводов с преобразованием T -волны в волну H_{10} , изображен на рис. 3.11. Основным элементом КВП является штырь, роль которого выполняет внутренний проводник коаксиала, введенный в полость прямоугольного волновода. Согласование осуществляется путем выбора геометрических размеров штыря и места его включения в волновод. Кроме того, используются и другие согласующие элементы: диафрагмы, ступенчатые переходы и т. д. Конструкции КВП в за-

$H_{10} \square \rightarrow H_{11} \bigcirc$

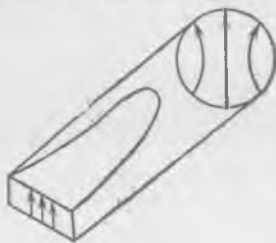


Рис. 3.10

$T \bigcirc \rightarrow H_{10} \square$

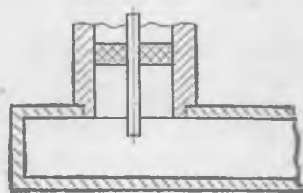


Рис. 3.11

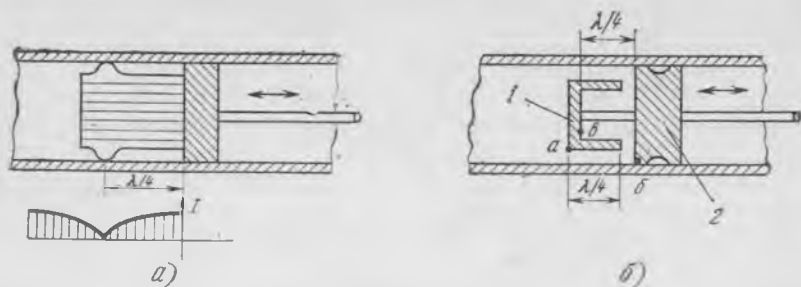


Рис. 3.12

висимости от требований к электрической прочности, диапазонности, согласованию весьма разнообразны.

Короткозамыкающие поршни. Назначение поршня — обеспечить перемещение в линии передачи плоскости короткого замыкания. Основным требованием, предъявляемым к поршню, является получение чисто стоячей волны при коэффициенте отражения, близком к единице. Следовательно, потери при движении поршня должны быть минимальными. Качество контакта не должно ухудшаться в процессе эксплуатации поршня. Недопустимо также искрение в месте контакта при работе с большими уровнями мощности. Контактный поршень, выполненный в виде пластины, повторяющей форму и размеры поперечного сечения волновода и обеспечивающей механический контакт по всему периметру поршня, распространения не получил из-за жестких требований к допускам на размеры и чистоте обработки, а также из-за быстрого срабатывания контактирующих поверхностей.

Лучшими электрическими характеристиками обладает поршень с пружинящими контактными лепестками (рис. 3.12, а). Контакт обеспечивается за счет упругости лепестков, причем место контакта вынесено на расстояние $\lambda/4$ от плоскости короткого замыкания в узел продольного тока. Недостатки лепесткового поршня — постепенное срабатывание лепестков, непостоянство контакта при перемещении, искрение при больших мощностях — обусловлены наличием механического контакта поршня с волноводом.

Эти недостатки устраняются при использовании электрического контакта, реализуемого в дроссельном поршне. Способ обеспечения контакта такой же, как в дроссельном фланце. Одна из конструкций дроссельного поршня представлена на рис. 3.12, б. Металлический колпачок 1 крепится к металлическому сухарю 2. Продольный размер колпачка и глубина его внутренней полости равны $\lambda/4$. В результате образуется полуволновая короткозамкнутая линия ab , входное сопротивление которой в точке a $Z_{вх} =$

$=0$, т. е. между торцевой плоскостью колпачка и стенками волновода имеет место электрический контакт. Качество механического контакта между сухарем и волноводом не влияет на $Z_{вх}^{II}$, так как точка контакта b находится в узле продольного тока.

Дроссельный поршень принципиально узкополосен. Улучшения диапозонных свойств можно достичь путем подбора размеров зазора между колпачком и волноводом. Несмотря на сложность конструкции, дроссельные поршни широко применяются в технике СВЧ в качестве согласующих и настроечных элементов.

Исключение составляет круглый волновод с волной H_{01} , у которой отсутствуют продольные токи на стенках волновода (см. рис. 2.22). Контакт в этом случае необязателен, что позволяет применять как контактные, так бесконтактные плоские поршни.

Диафрагмы в волноводе. Диафрагма представляет собой тонкую металлическую пластинку, помещенную поперек волновода. Ее толщина d выбирается значительно меньше длины волны, ограничивается механической прочностью пластины, но должна значительно превышать глубину проникновения Δ^o .

На рис. 3.13 показано несколько конструкций диафрагм. Сравнивая конструкцию каждой диафрагмы со структурой поля волны H_{10} в поперечном сечении волновода (см. рис. 2.14), можно прийти к следующим выводам. Диафрагма, уменьшающая расстояние между узкими стенками волновода (рис. 3.13, *a*), способствует концентрации магнитного поля в промежутке с размером a' , что эквивалентно индуктивности, шунтирующей линию передачи. Диафрагма, уменьшающая расстояние между широкими стенками волновода (рис. 3.13, *б*), увеличивает напряженность электрического поля в промежутке b' , т. е. действует как емкость. На рис. 3.13, *a, б* показаны симметричные индуктивная и емкостная диафрагмы, которые могут быть и несимметричными, т. е. выполняться из одной пластины или двух пластин с разными размерами.

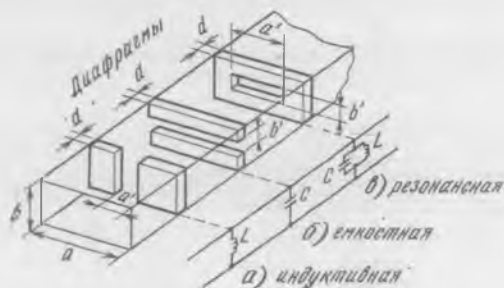


Рис. 3.13

Комбинированная диафрагма (рис. 3.13, б), сочетающая индуктивную и емкостную диафрагмы, называется *резонансной диафрагмой* или *резонансным окном*. Ее эквивалентной схемой является параллельный колебательный контур.

Анализ диафрагм может быть выполнен методом электрической цепи (см. выше), позволяющим определять тип реактивности, ее величину и частотную зависимость параметров через размеры и форму диафрагмы.

Диафрагмы в качестве отражающих элементов служат для согласования, применяются в фильтрах СВЧ для реализации реактивных элементов и резонансных контуров. При выборе диафрагмы следует учитывать, что емкостные и комбинированные (рис. 3.13, б, в) диафрагмы снижают электрическую прочность волновода и не рекомендуются к применению в трактах с высоким уровнем мощности.

Резонансные окна широко применяются в электровакуумных приборах СВЧ, в резонансных разрядниках и для герметизации СВЧ трактов. В этих случаях диафрагма соединяет вакуумную и невакуумную части волновода. Выполнена она в виде металлической рамки, в которую впаяна тонкая диэлектрическая герметизирующая пластина из материала с малыми потерями. Эквивалентная проводимость рамки (диафрагмы) (рис. 3.13, в) равна нулю, поэтому она не оказывает влияния на распространение волны. Резонансному окну, применяемому в электровакуумных приборах СВЧ, обычно придают специальную форму, удобную с точки зрения получения вакуумноплотных спаев. Размеры окна выбирают из условия обеспечения резонанса на заданной частоте и минимального снижения электрической прочности.

Штыри в волноводе. Настроечный штырь выполняется в виде винта, глубина погружения которого в волновод может регулироваться (рис. 3.14, а). Штырь вводится в волновод через широкую стенку параллельно электрическим силовым линиям. Короткий штырь ($h < \lambda/4$) увеличивает местное электрическое поле (рис. 3.14, б) и действует как емкость (рис. 3.15, а). Область максимальной концентрации поля совпадает с вершиной штыря. Электрическая прочность волновода при этом падает. Некоторого рос-

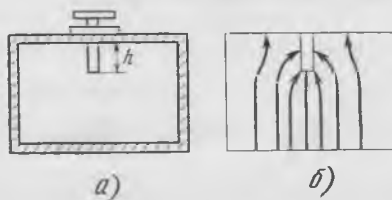


Рис. 3.14

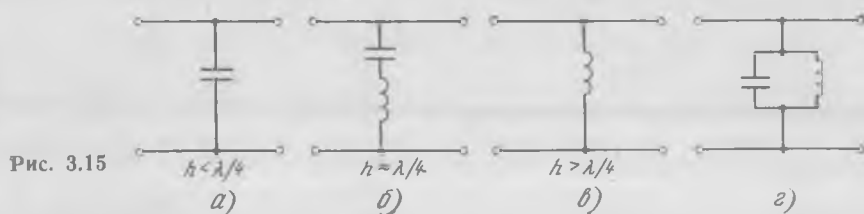


Рис. 3.15

та электрической прочности волновода со штырем можно достичь закруглением торца штыря.

По мере увеличения глубины погружения штыря в нем наводятся токи проводимости, индуцирующие дополнительное магнитное поле, т. е. начинает сказываться индуктивный характер проводимости штыря. При $h \approx \lambda/4$ проводимость принимает бесконечно большое значение и шунтирует волновод. Штырь в этом случае эквивалентен последовательному резонансному контуру (см. рис. 3.15, б) и действует как короткое замыкание. При $h > \lambda/4$ преобладающей становится индуктивная проводимость штыря (см. рис. 3.15, в). Штырь, выполненный в виде стержня, соединяющего обе широкие стенки волновода, не имеет емкостного действия и является индуктивным (рис. 3.16, а). Индуктивный стержень практически не снижает электрическую прочность волновода и является одним из основных средств реализации реактивных отражающих элементов в трактах с высоким уровнем мощности.

Несколько индуктивных стержней (рис. 3.16, б, в) образуют индуктивную решетчатую диафрагму, проводимость которой зависит от числа стержней, их диаметра и места расположения. Такие диафрагмы получили широкое применение в проходных резонаторах, фильтрах СВЧ, в качестве согласующих элементов и т. д.

Для реализации параллельного резонансного контура (см. рис. 3.15, г) можно использовать сочетание индуктивной диафрагмы пластинчатого типа (см. рис. 3.13, а) и емкостного штыря (рис. 3.14, б). Электрическая прочность такого соединения несколько выше, чем у резонансной диафрагмы (см. рис. 3.13, в).

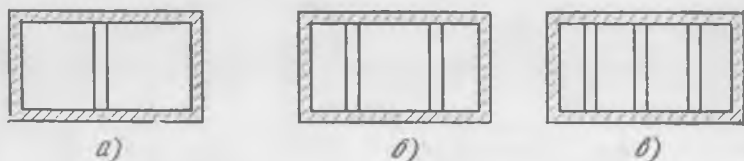


Рис. 3.16

3.6. АТТЕНЮАТОРЫ

Устройства, предназначенные для ослабления и регулировки мощности сигнала, проходящего по тракту СВЧ, называются *ослабителями* или *аттенюаторами*. В технике в основном используется последнее название.

Аттенюаторы применяются в измерительной технике, для развязки генератора и тракта СВЧ, согласования и т. д.

По характеру вносимого ослабления различают переменные и постоянные аттенюаторы, по принципу действия — поглощающие и предельные.

Аттенюаторы поглощающего типа. Для выяснения принципа действия регулируемого поглощающего аттенюатора обратимся к теореме Пойнтинга и рассмотрим выражение для мощности тепловых потерь в веществе:

$$P_n = \int_V \mathbf{j} \mathbf{E} dV = \int_V \sigma E^2 dV. \quad (3.7)$$

Как следует из (3.7), P_n зависит от электропроводности σ , напряженности электрического поля \mathbf{E} и объема V , в котором поле испытывает поглощение. Поэтому для создания аттенюатора поглощающего типа необходимо ввести в полость волновода поглощающий элемент, выполненный из материала с высокой удельной электропроводностью σ . Под действием электрического поля \mathbf{E} волны в поглощающем элементе будет индуцироваться ток проводимости, плотность которого $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$. Величина \mathbf{j} зависит от σ и \mathbf{E} и, в свою очередь, определяет мощность потерь P_n , т. е. уровень вносимого ослабления, поскольку $P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} - P_n$.

Регулировка ослабления осуществляется изменением величины P_n , что достигается либо перемещением поглощающего элемента в направлении изменения напряженности электрического поля в волноводе, либо изменением объема или площади рассеяния поглощающего элемента.

На рис. 3.17 представлены наиболее характерные конструкции поглощающих аттенюаторов. Поглощающая пластина (1) изготовляется путем нанесения на диэлектрическую основу тонкого слоя графита или окиси олова либо напылением на нее металла, например пластины.

Профиль пластины (скосы на рис. 3.17, а; ножевая форма на рис. 3.17, б) выбирается из условия минимизации отражений. Регулировка ослабления в конструкции на рис. 3.17, а обеспечивается перемещением пластины от боковой стенки, где у волны H_{10} $E_m = 0$, к центру волновода, т. е. в область наибольшего значения $E_m = E_{m \text{ max}}$. В конструкции на рис. 3.17, б поглощающая пластина погружается в волновод через продольную щель, прорезанную

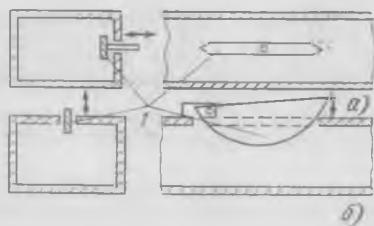


Рис. 3.17

в центре широкой стенки волновода, где $E_m = E_{m \max}$. При углублении пластины увеличивается площадь, участвующая в рассеянии энергии волны, и соответственно растет ослабление.

Поглощающие аттенюаторы имеют пределы изменения ослабления от 0 до 40 дБ при КСВ $\leq 1,1 \dots 1,2$.

Предельные аттенюаторы. Для создания аттенюатора предельного типа используется волновод в режиме отсечки (запредельный волновод), поле в котором затухает по закону $e^{-\alpha z}$ с коэффициентом ослабления (2.13):

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \sqrt{1 - (\lambda_{кр}/\lambda)^2}.$$

Чтобы ослабление поля не зависело от частоты, размеры волновода достаточно выбрать так, чтобы $\lambda \gg \lambda_{кр}$. Тогда $\alpha \approx 2\pi/\lambda_{кр}$.

Конструктивно предельные аттенюаторы выполняются из отрезков волновода, ввод и вывод энергии из которых осуществляются специальными элементами связи (зондами). Наиболее широкое распространение получили аттенюаторы на круглом волноводе (рис. 3.18). В аттенюаторе, изображенном на рис. 3.18, а, в волноводе возбуждается волна E_{01} с помощью емкостного зонда, а в конструкции на рис. 3.18, б — волна H_{11} с помощью петли связи. В обоих вариантах круглый волновод на входе и выходе соединен с коаксиальными волноводами. Ослабление пропорционально длине запредельного волновода l_0 , изменение которой реализуется перемещением выходного коаксиального волновода.

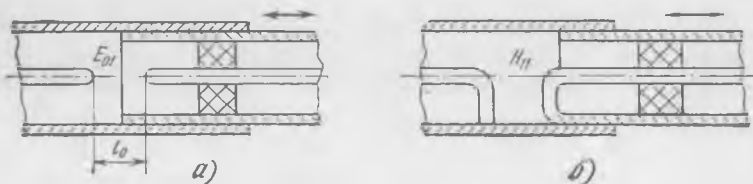


Рис. 3.18

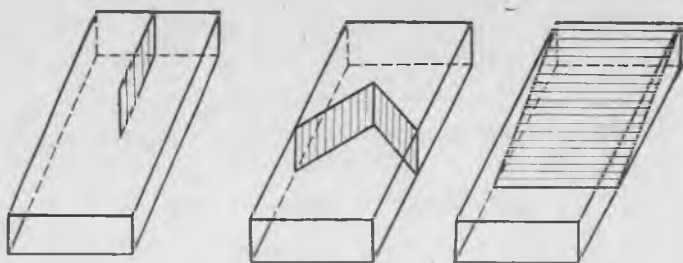


Рис. 3.19

Широкого применения предельные аттенюаторы не получили из-за значительного начального ослабления. Нижний предел затухания имеет порядок 20...25 дБ. Используют эти аттенюаторы, когда требуется регулировка ослабления в широких пределах — до 100...120 дБ и более.

Существенный недостаток предельных аттенюаторов — чисто реактивное входное сопротивление, вызывающее их рассогласование с трактами. Для подавления отраженных от входа и выхода запредельного волновода волн применяют различные поглотители.

Поглощающие (согласованные) нагрузки. Одним из наиболее распространенных элементов трактов СВЧ являются согласованные нагрузки, предназначенные для полного поглощения передаваемой по тракту мощности. Поглощающую нагрузку можно рассматривать как разновидность поглощающего аттенюатора. Отличие состоит в том, что поглощающая нагрузка является окончательным устройством высокочастотного тракта.

Конструктивно нагрузки выполняются из короткозамкнутого волновода, в который введены поглощающие вставки (рис. 3.19). Поглотители профилируются так, чтобы отражения были минимальными. Обычно нагрузки характеризуются величиной КСВ не выше 1,02...1,05 в полосе порядка 30% средней частоты; возможно получение нагрузок с КСВ не более 1,01 в той же полосе.

Различают поглощающие нагрузки низкого (менее 1 Вт) и высокого (более 1 Вт) уровней поглощаемой мощности. В конструкциях нагрузок, служащих для поглощения больших уровней мощности, предусматриваются специальные меры для отвода тепла: ребристые радиаторы на наружном корпусе нагрузки, водяное охлаждение внутри поглотителя и др.

3.7. ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Принцип построения. Резонансные контуры, составленные из сосредоточенных индуктивности и емкости, в диапазоне СВЧ не применимы. Это связано с тем, что с ростом резонансной частоты $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ уменьшаются значения индуктивности L и емкости C . Снижение L и C влечет за собой уменьшение размеров катушки и конденсатора, которые становятся соизмеримыми с длиной волны. При этом возрастают потери на излучение, контур теряет способность запасать энергию, его добротность падает, а резонансная кривая сглаживается. Поэтому в диапазоне СВЧ резонансные системы строят на линиях с распределенными параметрами. Свойство запасать энергию при колебательном характере ее движения реализуется с помощью закороченных с двух сторон отрезков линий передачи.

На рис. 3.20 показана произвольная линия передачи, соосная оси z . В сечениях $z=0$ и $z=l$ введены идеально проводящие поперечные плоскости. Докажем, что образовавшийся объем V_0 обладает резонансными свойствами, и установим условия резонанса.

Введение идеально проводящих полностью отражающих ($\Gamma = -1$) поверхностей приводит к появлению отраженной волны, распространяющейся в направлении, противоположном направлению движения возбужденной в линии направляемой волны. Ограничиваясь рассмотрением поперечной составляющей напряженности электрического поля $\vec{E}_{m\perp}$ этих волн, определим суммарное поле $\vec{E}_{m\perp}^0$ в объеме V_0 :

$$\vec{E}_{m\perp}^0 = \vec{E}_{m\perp}^{\text{пал}} + \vec{E}_{m\perp}^{\text{отр}} = E_{m\perp}^{\text{пал}} (e^{-i\beta z} - e^{i\beta z}) = 2iE_{m\perp}^{\text{пал}} \sin \beta z, \quad (3.8)$$

где $\vec{E}_{m\perp}^{\text{отр}} = \Gamma E_{m\perp}^{\text{пал}}$.

Поперечная составляющая $\vec{E}_{m\perp}^0$ является касательной к плоскостям $z=0$ и $z=l$. Согласно граничным условиям касательные составляющие электрического поля на поверхности идеального проводника отсутствуют. Следовательно,

$$\vec{E}_{m\perp}^0 = 0 \quad \text{при} \quad \begin{cases} z=0, \\ z=l. \end{cases} \quad (3.9a)$$

$$(3.9b)$$

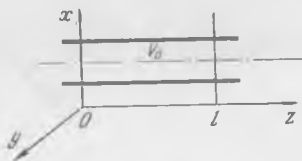


Рис. 3.20

Очевидно, что условие (3.9а) выполняется при любых значениях β , а условие (3.9б) — при

$$\beta = p \frac{\pi}{l}, \quad (3.10 \text{ а})$$

где $p=1, 2, 3, \dots$. Отсюда

$$l = p \frac{\pi}{\beta} = p \frac{\pi \Lambda}{2\pi} = p \frac{\Lambda}{2}. \quad (3.10 \text{ б})$$

Выражение (3.8) свидетельствует о колебательном характере изменения поля вдоль оси z (стоячая волна), а (3.10) является условием существования колебаний.

Воспользовавшись известными соотношениями $k_0^2 = \gamma_{\perp}^2 + \beta^2$ и $k_0 = \omega_0/v$, находим

$$\omega_0 = v \sqrt{\gamma_{\perp}^2 + \beta^2}. \quad (3.11)$$

Индексы «0» соответствуют параметрам поля в объеме V_0 . Поскольку β принимает только ряд дискретных значений (3.10а), то и значения частот, на которых может существовать поле в объеме V_0 , также дискретны. Иными словами, объем V_0 обладает избирательными (резонансными) свойствами и называется *объемным резонатором*. Эквивалентная схема объемного резонатора совпадает со схемой на рис. 3.15, г. Формула (3.11) определяет *собственную резонансную частоту* объемного резонатора.

Типы объемных резонаторов. Короткозамкнутые резонаторы могут выполняться из отрезков различных линий передачи. Для них справедливо общее условие резонанса (3.10), где p — число стоячих полуволн, укладывающихся вдоль длины l резонатора.

В *прямоугольном* (рис. 3.21, а) и *цилиндрическом* (рис. 3.21, б) резонаторах колебания обозначаются H_{mnp} и E_{mnp} . В качестве основного колебания резонатора выбирают поле с минимальной резонансной частотой.

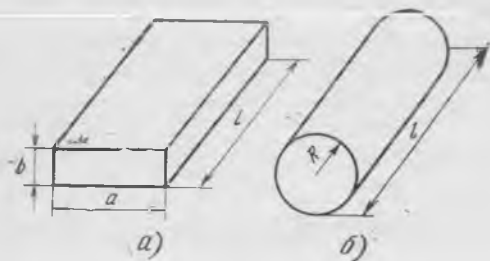


Рис. 3.21

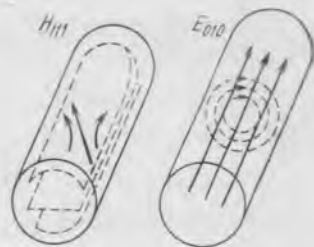


Рис. 3.22

В прямоугольном резонаторе в соответствии с (3.11) и (2.17)

$$\omega_0 = \frac{\pi}{V \epsilon_a \mu_a} \sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2 + (p/l)^2},$$

а резонансная длина волны

$$\lambda_0 = \frac{v 2\pi}{\omega_0} = \frac{2}{\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2 + (p/l)^2}}.$$

Основным является колебание H_{101} , так как размер b обычно выбирается наименьшим.

Выбор основного колебания цилиндрического резонатора неоднозначен. Анализ показывает, что в случае «короткого» резонатора ($l/R < 2,03$) основным является колебание E_{010} , а для «длинного» резонатора ($l/R > 2,03$) — H_{111} . Окончательный выбор определяется структурой поля (рис. 3.22). Особый интерес представляет цилиндрический резонатор с колебаниями H_{01p} , обладающий малыми потерями и имеющий высокую добротность. В таком резонаторе одну из торцевых стенок можно выполнить в виде бесконтактного поршня, служащего для настройки резонатора. Поперечная щель не приводит к потерям энергии, поскольку колебание H_{01p} , как и волна H_{01} в круглом волноводе, не возбуждает продольных токов на стенках.

Коаксиальные резонаторы имеют несколько модификаций. На рис. 3.23, а изображен *полуволновый* резонатор, который действует аналогично волноводному резонатору (см. рис. 3.21).

Если один из концов коаксиального волновода замкнут ($\Gamma = -1$), а другой разомкнут ($\Gamma = 1$), условие резонанса изменяется и принимает вид $l = (2p-1)\lambda/4$, где $p = 1, 2, 3, \dots$

Резонаторы, закороченные с одного конца и разомкнутые с другого, у которых $l = \lambda/4$, называются *четвертьволновыми* (рис. 3.23, б). Основным их достоинством являются малые габаритные размеры, что особенно важно в длинноволновой части СВЧ диапазона, а недостатком — излучение из открытого конца. Свободен от этого недостатка резонатор, нагруженный на емкость (рис. 3.23, в). Зазор d между торцом внутреннего проводника и

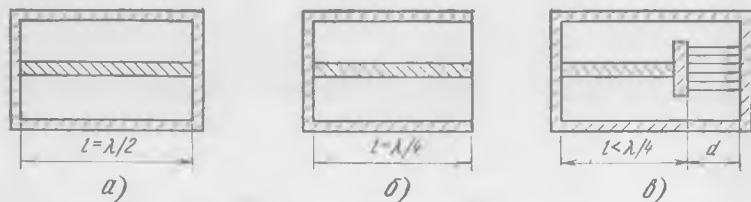


Рис. 3.23

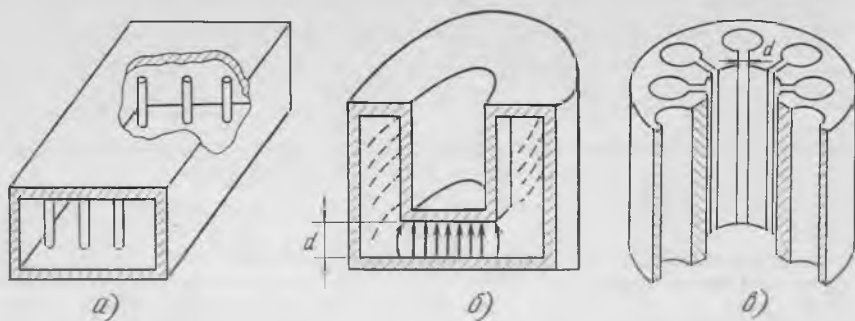


Рис. 3.24

металлической стенкой представляет собой отрезок запердельного волновода ($\lambda > \lambda_{кр}$), поле в котором быстро затухает. Концентрация электрического поля в зазоре при $d \ll \lambda$ эквивалентна действию конденсатора, включение которого оказывает укорачивающее действие, поэтому $l < \lambda/4$. Подобная конструкция существенно упрощает настройку резонатора. Резонатор перестраивается путем изменения зазора d (изменяется емкость). Для этих целей правая стенка резонатора выполняется в виде поршня.

Резонаторы на короткозамкнутых отрезках линий передачи применяют в качестве волномеров, отсчет длин волн в которых производится путем измерения резонансной длины резонатора. Такие волномеры имеют простую конструкцию и не нуждаются в предварительной калибровке.

В волноводных фильтрах СВЧ применяются проходные резонаторы (рис. 3.24, а), в которых вместо сплошных торцевых стенок используются решетки из индуктивных штырей. Решетка обеспечивает связь резонатора с волноводным трактом.

Особое место занимают *квазистационарные* или неволноводные резонаторы, применяемые в электронных приборах СВЧ. Малое расстояние $d \ll \lambda$ между стенками *тороидального* резонатора (рис. 3.24, б), которые являются продолжением электродов электронного прибора, дает возможность уменьшить отношение времени пролета электронов через резонатор к периоду колебаний. Это обеспечивает эффективное их торможение переменным электрическим полем в полупериод, а значит, и отдачу энергии полю. Тороидальный резонатор является частью клистрона. В магнетронах применяются *магнетронные* резонаторы (рис. 3.24, в), в которых электроны движутся по кругу. Особенностью квазистационарных резонаторов является резко выраженное пространственное разделение в них электрического и магнитного полей, что позволяет рассматривать такие резонаторы как соединение сосредото-

ченных емкости и индуктивности, расчет которых больших трудностей не представляет. Роль емкости играет плоский зазор, а замыкающий к нему объем (тороид на рис. 3.24, б и ячейки на рис. 3.24, в) выполняет роль индуктивности.

Добротность объемного резонатора. Одним из важнейших параметров резонатора является его добротность. Под *добротностью* понимают отношение запасенной энергии W к средней энергии потерь $W_{\text{п}}$ за период T :

$$Q = 2\pi \frac{W}{W_{\text{п}}} = \omega_0 \frac{W}{P_{\text{п ср}}},$$

где $W_{\text{п}} = P_{\text{п ср}} T = P_{\text{п ср}} \frac{2\pi}{\omega_0}$.

Полная мощность потерь складывается из мощностей потерь в металлических стенках резонатора $P_{\text{м}}$, заполняющей резонатор диэлектрической среде $P_{\text{д}}$ и элементах связи резонатора с высокочастотным трактом и другими внешними устройствами P_{Σ} , т. е.

$$P_{\text{п ср}} = P_{\text{м}} + P_{\text{д}} + P_{\Sigma}. \quad (3.12)$$

Следовательно, полная добротность $Q_{\text{н}}$, называемая *нагруженной*, может быть определена через частичные добротности:

$$1/Q_{\text{н}} = 1/Q_{\text{м}} + 1/Q_{\text{д}} + 1/Q_{\Sigma}. \quad (3.13)$$

Здесь $Q_{\text{м}} = \omega_0 W / P_{\text{м}}$, $Q_{\text{д}} = \omega_0 W / P_{\text{д}}$, $Q_{\Sigma} = \omega_0 W / P_{\Sigma}$. Величина $Q_0 = (1/Q_{\text{м}} + 1/Q_{\text{д}})^{-1}$ определяет добротность ненагруженного резонатора и называется *собственной добротностью*, а Q_{Σ} — *внешней добротностью*.

Строгий расчет $P_{\text{п ср}}$ в резонаторе связан со значительными трудностями. Поэтому обычно используют приближенные подходы к оценке нагруженной добротности, основанные на предположении равенства запасенной энергии в резонаторе с малыми потерями и без потерь и независимости различных видов потерь.

Наибольшей из всех частичных добротностей оказывается $Q_{\text{д}}$, так как $Q_{\text{д}} = 1/\text{tg}\delta$. При воздушном заполнении она имеет порядок $10^5 \dots 10^6$ и может в расчете (3.13) не учитываться. Величина $Q_{\text{м}}$ зависит от размеров и формы резонатора, типа колебания и структуры его поля, частоты, материала стенок и качества обработки внутренних поверхностей. Для большинства резонаторов получены формулы для $Q_{\text{м}}$, значение которой составляет обычно десятки тысяч единиц. Внешняя добротность зависит от типа элементов связи и определяется из соотношения (3.13) по рассчитанным $Q_{\text{м}}$ и $Q_{\text{д}}$ и измеренной $Q_{\text{н}}$. Методы измерения нагруженной добротности несложны. В случае проходного резонатора $Q_{\text{н}}$ может быть получена расчетным путем, ее величина зависит от диаметра штырей и их числа.

Анализ показывает, что собственная добротность закрытых резонаторов и нагруженная добротность проходного резонатора увеличиваются по мере роста длины l . Это означает, что одним из способов повышения добротности является использование колебаний $H_{\text{тлр}}$ или $E_{\text{тлр}}$, у которых $p > 1$.

В квазистационарных резонаторах к росту добротности приводит увеличение индуктивного объема, являющегося своеобразным «резервуаром» энергии.

3.8. СОГЛАСУЮЩИЕ ТРАНСФОРМАТОРЫ

Общие положения. Согласование тракта СВЧ — это комплекс мер по созданию условий передачи наибольшей мощности от источника в нагрузку. В технике СВЧ в качестве критерия согласования принимают минимум отраженной волны, т. е. режим бегущей волны. Коэффициент отражения от нагрузки (рис. 3.2) равен нулю при условии

$$Z_{\text{в}} = Z_{\text{н}}. \quad (3.14)$$

Наличие отраженной волны в тракте СВЧ приводит к потерям мощности, снижению электрической прочности, уменьшению полосы частот, передаваемых по тракту, неустойчивой работе генератора как по мощности, так и по частоте.

В функцию согласующих устройств входит либо поглощение, либо компенсация отраженной волны. Поглощение реализуется с помощью аттенюатора, вентиля или циркулятора. Недостатком этого метода являются большие потери энергии, т. е. низкий КПД. Наиболее широкое распространение получили устройства компенсационного типа, называемые *согласующими трансформаторами*.

Среди способов согласования различают *узкополосное* согласование, при котором КСВ не превышает допустимого значения в полосе частот $\Delta f \leq (5 \dots 10) \%$ средней частоты f_0 . Если полоса превышает указанное значение, то согласование считается широкополосным.

Допустимое значение $\text{КСВ}_{\text{доп}}$ определяется назначением тракта СВЧ и для большинства систем связи составляет 1,1. В широкополосных радиорелейных системах $\text{КСВ}_{\text{доп}} \leq 1,04 \dots 1,1$; в измерительной аппаратуре $\text{КСВ}_{\text{доп}} \leq 1,02 \dots 1,05$.

Принцип действия согласующих трансформаторов компенсационного типа состоит в создании в тракте дополнительных отраженных волн, суммарная амплитуда которых равна амплитуде волны, отраженной от нагрузки и подлежащей устранению, а фаза отличается на 180° . Дополнительные отражения вызывают путем введения в тракт неоднородностей.

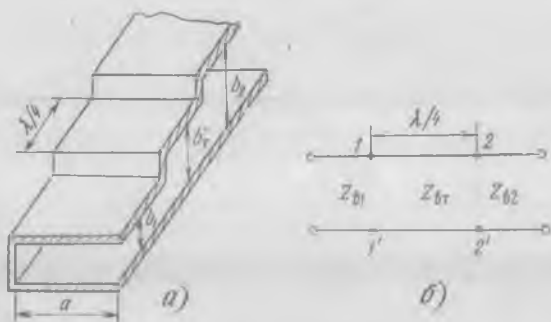


Рис. 3.25

Узкополосные согласующие устройства. Четвертьволновый трансформатор — отрезок линии передачи длиной $\lambda/4$ (см. разд. 3.4) — включается между двумя линиями с разными волновыми сопротивлениями (рис. 3.25, а). Эквивалентная схема соединения показана на рис. 3.25, б.

Непосредственное соединение двух линий передачи с волновыми сопротивлениями $Z_{в1} \neq Z_{в2}$ вызывает отраженную от ступенчатого соединения волну. Включение дополнительного отрезка создает две ступеньки и соответственно две отраженные волны. Разность фаз этих волн обусловлена разностью хода $\Delta l = 2\lambda/4 = \lambda/2$ и равна 180° , а равенство амплитуд обеспечивается выбором размера b_t , зависящего от $Z_{вт}$.

Определим $Z_{вт}$ методом электрической цепи (см. разд. 3.4). Входное сопротивление четвертьволнового трансформатора рассчитывается по формуле (3.6). Так как в схеме на рис. 3.25, б роль Z_n играет волновод с сопротивлением $Z_{в2}$, то $Z_{вх}^{11'} = Z_{вт}^2 / Z_{в2}$. Условие согласования (3.14) для волновода с трансформатором, как видно из рис. 3.25, б, приобретает вид $Z_{в1} = Z_{вх}^{11'}$ или $Z_{в1} = Z_{вт}^2 / Z_{в2}$, откуда $Z_{вт} = \sqrt{Z_{в1} Z_{в2}}$. С учетом (3.2) имеем $b_t = \sqrt{b_1 b_2}$. Если вместо второго волновода включить активную нагрузку R_n , то $Z_{вт} = \sqrt{Z_{в1} R_n}$.

При необходимости согласования линии передачи с комплексной нагрузкой Z_n (рис. 3.26) четвертьволновый трансформатор подключается к сечению 2—2', удаленному от нагрузки на расстояние l . Назначение отрезка l — трансформировать комплексное сопротивление Z_n в чисто активное сопротивление $R_{2-2'}$. Тогда $Z_{вт} = \sqrt{Z_{в1} R_{2-2'}}$. Для унификации отрезок l выполняется из волновода с сопротивлением $Z_{в1}$, его длина обычно $l < \lambda/4$.

Штыревой и шлейфовый трансформаторы служат для согласования линии передачи с комплексной нагрузкой и представляют собой параллельные реактивности, включаемые в линию (рис. 3.27).

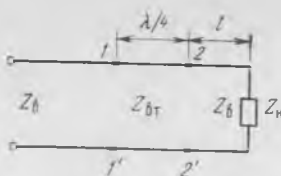


Рис. 3.26

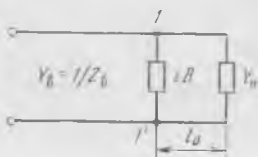


Рис. 3.27

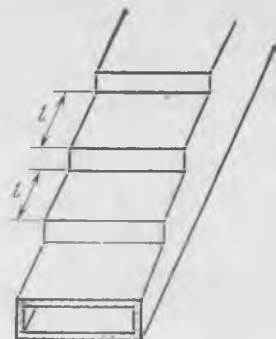


Рис. 3.28

Сечение 1—1' подбирается так, чтобы комплексная проводимость в этом сечении имела активную составляющую, равную волновой проводимости $Y_1 = Y_v + iB_1$. Возможность существования такого сечения следует из трансформирующих свойств линии передачи и формулы трансформации сопротивлений (3.3).

Если в сечение 1—1' поместить реактивный элемент с проводимостью $B = -B_1$, то полная проводимость в этом сечении

$$Y_1 = Y_v + iB_1 + iB = Y_v + iB_1 - iB_1 = Y_v.$$

Линия в результате оказывается нагруженной на волновую проводимость, что удовлетворяет условию согласования (3.14) на участке от генератора до сечения 1—1'. На отрезке l_0 согласование отсутствует, поэтому его длина должна быть минимальной.

В волноводах в качестве реактивной проводимости используют настраиваемый штырь (штыревой трансформатор), резе — диафрагмы. В двухпроводных линиях применяются подвижные настраиваемые короткозамкнутые шлейфы, в коаксиальных волноводах — неподвижные настраиваемые короткозамкнутые шлейфы.

Широкополосные согласующие устройства. *Ступенчатые переходы* между двумя линиями передачи представляют собой каскадное соединение четвертьволновых трансформаторов с различными волновыми сопротивлениями (рис. 3.28) и служат для согласования этих линий в широкой полосе частот. Широкополосность ступенчатых переходов обусловлена двумя факторами:

уменьшением с ростом числа ступеней n коэффициентов отражения от каждой ступени за счет снижения перепада волновых сопротивлений;

увеличением с ростом n числа отраженных волн, что обеспечивает их компенсацию на разных частотах.

Классификация ступенчатых переходов с монотонным изменением волновых сопротивлений по длине осуществляется по виду частотной характеристики, а именно по типу полинома, аппроксимирующего зависимость функции рабочего затухания от частоты. Наиболее широкое распространение получили биномиальный переход с характеристикой вида

$$A = 1 + h^2 x^{2n} \quad (3.15)$$

и чебышевский переход с характеристикой вида

$$A = 1 + h^2 T_n^2(x), \quad (3.16)$$

где

$$h = |\Gamma_{\text{доп}}| / \sqrt{1 - |\Gamma_{\text{доп}}|^2}; \quad (3.17)$$

$\Gamma_{\text{доп}}$ — максимально допустимый в заданной полосе частот коэффициент отражения от входа перехода; $x = \cos \frac{2\pi l}{\Lambda_1} / \cos \frac{2\pi l}{\Lambda_2}$ — частотная переменная; Λ_1, Λ_2 — границы диапазона длин волн; $T_n(x)$ — полином Чебышева первого рода n -го порядка.

Графики частотных характеристик (3.15) и (3.16) представлены на рис. 3.29, а, б соответственно. Из рис. 3.29 видно, что с увеличением числа ступеней n полоса согласования расширяется. Биномиальный переход имеет максимально плоскую характеристику, чебышевский — осциллирующую в полосе пропускания характеристику при большей крутизне фронтов. Сравнительный анализ переходов показывает, что при равных технических условиях (допуск на рассогласование, перепад сопротивлений, полоса частот) чебышевский переход имеет меньшую длину, чем биномиальный, а при равных длинах он обеспечивает более широкую полосу частот. Недостатком чебышевского перехода является наличие

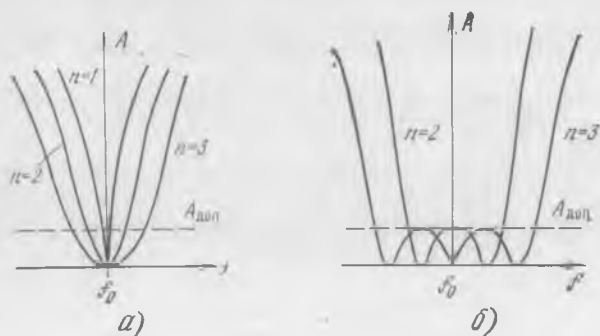


Рис. 3.29

колебаний ослабления в полосе. Это может отрицательно сказываться на работе ряда устройств, входящих в тракт. В этих случаях предпочитают применять биномиальные переходы. Если тракт СВЧ не критичен к колебаниям частотной характеристики, то оптимальным является чебышевский переход.

Плавные переходы представляют собой нерегулярные линии, в которых в отличие от ступенчатого перехода волновое сопротивление изменяется не скачкообразно, а непрерывно вдоль линии. Наибольшее распространение получили экспоненциальный переход, волновое сопротивление вдоль которого изменяется по экспоненциальному закону, и предельные чебышевский и биномиальный переходы. Предельные переходы можно рассматривать как предельные случаи соответствующих ступенчатых переходов при неограниченном увеличении числа ступеней ($n \rightarrow \infty$) и уменьшении их длины ($l \rightarrow 0$).

Сравнительная оценка ступенчатых и плавных переходов приводит к следующим выводам:

электрическая прочность плавного перехода выше, чем у ступенчатого, поэтому в трактах с высоким уровнем мощности предпочтительнее плавные переходы;

если требуемое перекрытие по частоте составляет несколько октав, то ступенчатый переход должен содержать 15—20 ступеней (практически это уже плавный переход);

при одинаковых допуске на рассогласование, перепаде волновых сопротивлений и полосе частот длина плавного перехода всегда больше, чем ступенчатого;

ступенчатый переход можно выполнить с большей степенью точности, чем плавный, что улучшает его электрические параметры.

3.9. ФИЛЬТРЫ СВЧ

Основные определения. Фильтрами СВЧ называются четырехполюсники, пропускающие в согласованную нагрузку электромагнитные волны в соответствии с заданной частотной характеристикой.

По назначению различают фильтры нижних частот (ФНЧ), верхних частот (ФВЧ), полосовые (ПФ) и режекторные (РФ). Их частотные характеристики изображены на рис. 3.30, где приняты обозначения: A_n — максимальное затухание в полосе пропускания; A_z — минимальное затухание в полосе заграждения; f_{-n} и f_n — граничные частоты полосы пропускания; f_{-z} и f_z — граничные частоты полосы заграждения. При проектировании фильтра СВЧ эти шесть параметров задаются в качестве технических условий.

По принципу действия фильтры делятся на поглощающие и отражающие. Наиболее распространенными являются отражающие

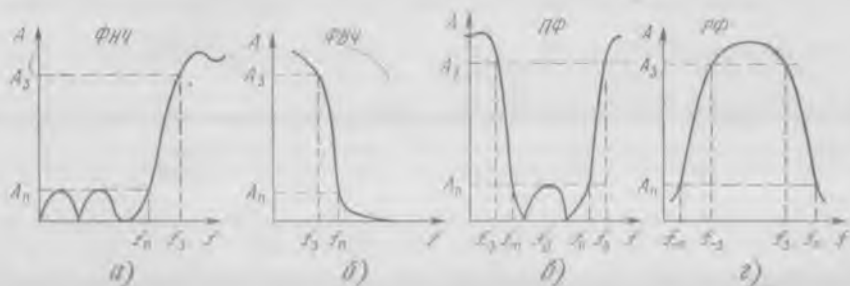


Рис. 3.30

фильтры с максимально плоской (рис. 3.30, б, г) или чебышевской (рис. 3.30, а, в) частотными характеристиками рабочего затухания, описываемыми выражениями (3.15) и (3.16) соответственно. Частотная переменная в (3.15) и (3.16) имеет вид $x = v/v_n$, где $v = f/f_0 - f_0/f$, $v_n = f_n/f_0 - f_0/f_n$.

Расчет фильтра СВЧ сводится к синтезу эквивалентной схемы (низкочастотного прототипа), удовлетворяющей выбранной частотной характеристике с заданными параметрами.

Реализация фильтра СВЧ. При конструировании отражающих волноводных фильтров СВЧ широко применяются реактивные штыри и диафрагмы, проходные резонаторы и четвертьволновые трансформаторы. На рис. 3.31, а представлена схема прототипа одного звена полосового фильтра СВЧ.

В качестве параллельных контуров 1 и 3 могут применяться резонансные диафрагмы (см. рис. 3.13, в), индуктивные диафрагмы (см. рис. 3.13, а) с емкостными штырями (см. рис. 3.14) или проходные резонаторы (см. рис. 3.24, а). Последовательный резонансный контур 2 может быть образован путем подключения к параллельному контуру четвертьволновых отрезков, называемых в теории фильтров *инверторами сопротивлений* (см. рис. 3.3). Применение четвертьволновых инверторов дает возможность унифици-

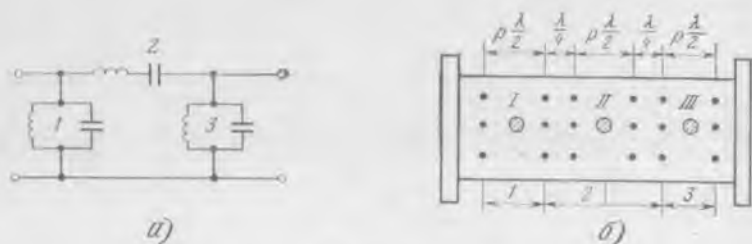


Рис. 3.31

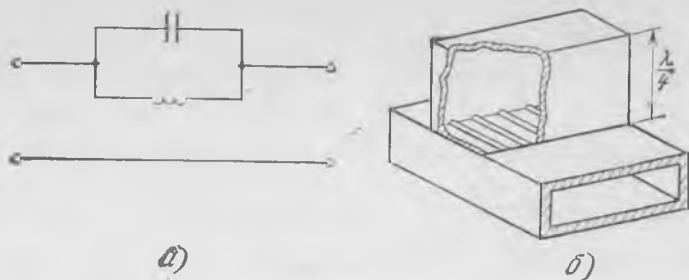


Рис. 3.32

ровать конструкцию фильтра за счет использования одностипных элементов. На рис. 3.31, б показана конструкция полосового фильтра СВЧ, соответствующая схеме на рис. 3.31, а и использующая проходные резонаторы. В центре каждого из проходных резонаторов введены емкостные подстроечные винты (I—III).

Для реализации в последовательной ветви (рис. 3.32, а) параллельного контура, входящего в эквивалентную схему режекторного фильтра, используют короткозамкнутые четвертьволновые отрезки, подключаемые к широкой стенке волновода либо непосредственно, либо с помощью индуктивной стержневой диафрагмы (рис. 3.32, б).

Принцип действия описанных фильтров основан на отражении волны от реактивных элементов (диафрагм, штырей, решеток штырей в проходном резонаторе), расположенных так, что отраженные волны, приходящие на вход фильтра, компенсируют друг друга на всех частотах полосы пропускания. В результате входное сопротивление фильтра чисто активно и близко к волновому сопротивлению тракта. На частотах полосы заграждения компенсация отсутствует, входное сопротивление реактивно, волна практически полностью отражается от входа фильтра.

Фильтры гармоник. Данные фильтры предназначены для подавления паразитного излучения передатчика. Паразитное излучение сосредоточено вблизи частот, кратных несущей частоте сигнала, т. е. вблизи гармоник сигнала. Если полезный сигнал занимает полосу частот $(f_n - f_v)$, то паразитными гармониками являются полосы $2(f_n - f_v)$, $3(f_n - f_v)$ и т. д.

В качестве фильтра гармоник используются отражающие и поглощающие фильтры. Среди фильтров отражающего типа функцию фильтра гармоник могут выполнять ФНЧ и РФ. Применение ФНЧ будет эффективным, если $f_3 < 2f_n$ (см. рис. 3.30, а). Режекторные фильтры должны иметь либо широкую полосу заграждения (см. рис. 3.30, з), перекрывающую подлежащие подавлению

гармоники, либо состоять из последовательного соединения узкополосных РФ, каждый из которых настроен на соответствующую гармонику. В технике СВЧ применяются и другие специальные конструкции отражающих фильтров гармоник. Общим недостатком этих фильтров является возвращение в передатчик паразитных излучений, что отрицательно сказывается на режиме его работы. Поэтому более перспективны поглощающие фильтры гармоник.

Конструкция поглощающего фильтра представляет собой прямоугольный волновод, ко всем стенкам которого при помощи щелей подключены вспомогательные волноводы, имеющие уменьшенные размеры поперечного сечения и содержащие поглощающие элементы. Размеры этих волноводов выбираются согласно неравенству $f_{в} < f_{кр}^{H_{10}} < 2f_{в}$, обеспечивающему выполнение условий распространения волны H_{10} на частотах гармоник и нераспространения на частотах полосы полезного сигнала. Это способствует ответвлению и поглощению полей гармоник во вспомогательных волноводах при беспрепятственном прохождении полезного сигнала по основному волноводу. Степень подавления гармоник определяется количеством вспомогательных волноводов.

3.10. НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ

Направленным ответвителем (НО) называется четырехплечевое устройство, служащее для ответвления из основного высокочастотного тракта части мощности либо падающей, либо отраженной волн. Необходимость в НО возникает при построении разветвленных трактов СВЧ и в измерительной технике.

Конструктивно НО представляет собой две связанные линии передачи. В качестве элементов связи волноводных НО применяются отверстия и щели. На рис. 3.33 изображен двухдырочный НО. Расстояние между отверстиями равно $\lambda/4$, поэтому волны, ответвляющиеся через них из основного волновода, приходят в плечо 4 в противофазе (штриховые линии) и компенсируют друг друга. В плече 3 фазы ответвленных волн одинаковы и их энергия складывается. В плечо 2 проходит вся неотвечленная мощность. В плечо 4 находится поглощающая нагрузка.

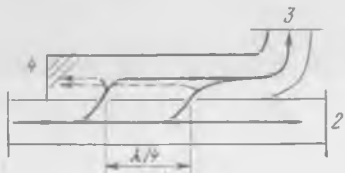


Рис. 3.33

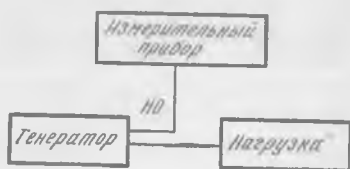


Рис. 3.34

Реальный НО характеризуется следующими параметрами: переходным ослаблением $C=10\lg(P_1/P_3)$, направленностью $D=10\lg(P_3/P_4)$, развязкой $A=10\lg(P_1/P_4)$. Из этих соотношений следует, что C характеризует долю ответвленной мощности; D определяет качество НО; A — долю мощности, просачивающейся в нерабочее плечо НО.

Параметры НО зависят от конструкции, типа, размеров и числа элементов связи, качества изготовления и других факторов.

Двухдырочные НО имеют переходное ослабление порядка 20 ... 30 дБ. Значения $C < 10$ дБ не применяют, для увеличения C ограничений нет. Направленность обычно не превышает 20 ... 25 дБ. Двухдырочный НО узкополосен. Для расширения полосы частот применяют многодырочные НО. Наилучшими диапазонными свойствами обладают НО, размеры отверстий в которых выбираются такими, чтобы закон изменения амплитуд ответвленных волн от отверстия к отверстию соответствовал биномиальному или чебышевскому разложению. Такие НО имеют высокую направленность.

Модификаций НО очень много. Существуют НО с одним отверстием круглой или эллиптической формы. Отсутствие поля в нерабочем плече достигается либо положением отверстия, либо его размером и формой, либо выбором фиксированной частоты, в окрестности которой устройство является НО. Двухдырочные НО иногда выполняются на скрещенных под прямым углом волноводах.

Кроме волноводных НО, применяемых в сантиметровом диапазоне длин волн, создаются ответвители на двухпроводных, коаксиальных и полосковых линиях, используемые в дециметровом и даже в метровом диапазонах. Для миллиметрового диапазона НО строят на микрополосковых линиях, в оптическом диапазоне — на плоских световодах.

Направленные ответвители применяются в качестве делителей мощности, в системах коллективного приема кабельного телевидения, в измерительной технике. Измерение уровня проходящей мощности с помощью НО обеспечивает значительно меньшую погрешность по сравнению с другими методами. Согласно схеме измерений, приведенной на рис. 3.34, НО ответвляет малую часть мощности, что позволяет производить измерения в работающем тракте, причем показания прибора не зависят от степени согласования тракта, поскольку ответвляется только падающая волна. По измеренной ответвленной мощности и известному переходному ослаблению C определяется значение мощности в основном тракте. Аналогично осуществляется контроль других параметров сигнала.

В трактах с высоким уровнем мощности, где использование измерительной линии нежелательно, НО применяются для измерения КСВ. Схема, называемая рефлектометром, содержит два НО

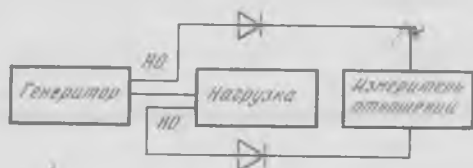


Рис. 3.35

(рис. 3.35). Один НО ответвляет падающую, другой — отраженную волны. Показания измерителя отношений соответствуют коэффициенту отражения, однако его обычно калибруют с помощью (3.1) в единицах КСВ. Диапазон измерений КСВ ограничивается направленностью, которая должна превышать 40 дБ.

На основе НО изготавливают фиксированные аттенюаторы путем включения в плечо 2 поглощающей нагрузки (см. рис. 3.33). Последние применяют в качестве широкополосных развязывающих устройств с ослаблением $A = 10 \dots 30$ дБ.

3.11. МОСТЫ СВЧ

Мостом называется четырехплечевое устройство, осуществляющее деление поступающей во входное плечо мощности поровну между двумя другими плечами. Четвертое плечо оказывается развязанным с входным плечом. В технике СВЧ применяют мосты различной конфигурации. Рассмотрим некоторые из них.

Волноводный щелевой мост. Мост (рис. 3.36, а) выполнен из стандартных волноводов, в которых может распространяться только волна H_{10} , так как $\lambda/2 < a < \lambda$, $b < \lambda/2$. В общей для обоих волноводов узкой стенке на всю ее высоту прорезана щель. Щель обра-

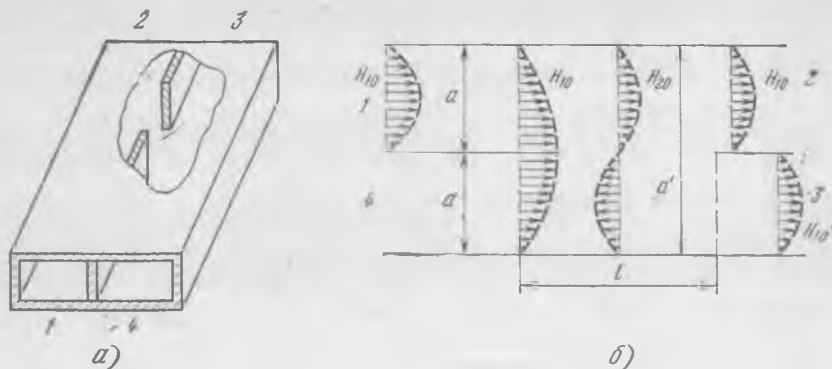


Рис. 3.36

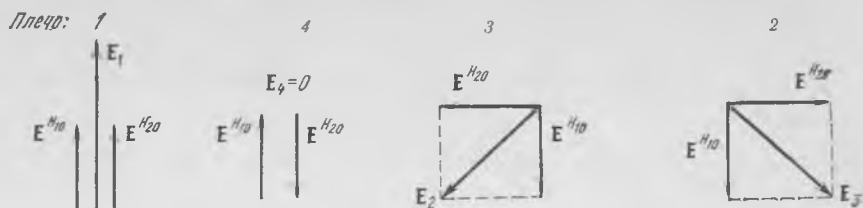


Рис. 3.37

зует отрезок волновода, размер широкой стенки которого $a' = 2a$ (рис. 3.36, б). Переход из волновода 1, где возбуждается волна H_{10} , в область щели является неоднородностью, возбуждающей высшие типы волн. Условие распространения выполняется только для волн H_{10} и H_{20} , поскольку $\lambda < \lambda_{кр}^{H_{10}} = 2a' = 4a$, $\lambda < \lambda_{кр}^{H_{20}} = a' = 2a$.

На схеме моста (рис. 3.36, б) показаны эпюры распределения электрического поля волн H_{10} и H_{20} в начале щели. Эти волны синфазны со стороны плеча 1, так как волна H_{10} является возбудителем волны H_{20} , и противофазны со стороны плеча 4. Фазовые скорости волн H_{10} и H_{20} различны ($v_{ф}^{H_{20}} > v_{ф}^{H_{10}}$), поэтому по мере распространения этих волн возрастает фазовый сдвиг между ними. Длина щели l подбирается так, чтобы в конце щели разность фаз составила 90° , например волна H_{10} приобретает набег фаз 180° , а волна H_{20} — 270° .

На рис. 3.37 построены векторные диаграммы электрического поля в начале и конце щели со стороны всех плеч с учетом эпюр (рис. 3.36, б) и указанных фазовых соотношений. Амплитуды результирующих электрических полей на входах плеч 2 и 3 оказались равными, а на входе плеча 4 $E_4 = 0$.

Таким образом, мощность волны, поступающей на вход 1, разделилась поровну между плечами 2 и 3. Поле в плече 3 опережает по фазе на 90° поле в плече 2, что является характерной особенностью щелевого моста.

Щелевой мост обеспечивает развязку $A_{14} > 20$ дБ при КСВ 1,1 ... 1,2 в полосе частот до 20% средней частоты. Для согласования моста в центр щели вводится настроечный винт.

Двойной волноводный Т-образный мост. Этот мост (рис. 3.38, а) является конструктивным соединением двух волноводных Т-образных разветвлений: Н-тройника (рис. 3.38, б) и Е-тройника (рис. 3.38, в). Мост выполняется из стандартных волноводов, способных пропускать только волну H_{10} . Плечо 1 называют Н-плечом, поскольку оно является разветвлением волновода в плоскости вектора Н волны H_{10} , плечо 4 — Е-плечом.

Принцип действия Т-моста легко объяснить, прослеживая ориентацию вектора Е волны H_{10} . Волна, поступающая на вход плеча 1,

разветвляется в H -тройнике, ее мощность поровну делится между плечами 2 и 3, волны в которых синфазны (рис. 3.39, a). В плечо 4 волна попасть не может, так как вектор E в месте разветвления ориентирован параллельно продольной оси плеча 4 и способен возбудить в нем E -волну, на распространение которой волновод не рассчитан. Волна, подаваемая в плечо 4, разветвляется в E -тройнике. Ее мощность делится поровну между плечами 2 и 3, волны на выходе которых оказываются противофазными (рис. 3.39, b). Передача энергии в H -плечо при этом отсутствует, поскольку на входе плеча 1 результирующий вектор E параллелен широкой стенке (рис. 3.39, $в$), что соответствует возбуждению волны высшего типа H_{01} . Таким образом, мост делит мощность, подаваемую либо в H -плечо, либо в E -плечо, пополам между боковыми плечами. Плечи E и H развязаны.

Для согласования моста применяются диафрагмы, настроечные винты, пирамиды, помещаемые в область разветвления. Для широкополосного согласования E - и H -плечи выполняют в виде ступенчатых переходов внутри волноводов. Согласованный T -образный мост называют «магическим T ». Развязка его может достигать 35...50 дБ при $KCB < 1,2$ в полосе порядка 10% средней частоты.

Кольцевой мост. Данный мост представляет собой свернутый в кольцо прямоугольный волновод, к которому либо в плоскости E (рис. 3.40, a), либо в плоскости H (рис. 3.40, b) подключены четыре ответвления. Длина кольца вдоль оси составляет $3\lambda/2$ (рис. 3.40, $в$).

Соединение плеч моста с кольцевым волноводом представляет собой E -тройник в конструкции на рис. 3.40, a и H -тройник — на рис. 3.40, b . Соответственно этому от каждого плеча моста, к которому подключается источник, по кольцу распространяются две волны, движущиеся в противоположных направлениях. В начале пути эти волны противофазны в E -тройнике или синфазны в H -тройнике. Соответствующее соотношение фаз данных волн на входе других плеч является условием сложения мощностей этих волн. Это позволяет рассматривать принцип действия кольцевого моста независимо от его конструкции, анализируя дополнительные фазовые сдвиги волн, приобретаемые ими при распространении по кольцу.

Пусть возбуждается плечо 1. Обозначим фазу волны, движущейся по часовой стрелке, через φ^+ , а против часовой стрелки — φ^- . На входе плеча 2 волны приобретают дополнительные сдвиги фаз, равные $\varphi_{12}^+ = 90^\circ$, $\varphi_{12}^- = 450^\circ$. Разность фаз $\varphi_{12}^- - \varphi_{12}^+ = 360^\circ$ соответствует сложению мощностей этих волн. Аналогичное сложение имеет место у входа плеча 3, так как $\varphi_{13}^+ = 450^\circ$, $\varphi_{13}^- = 90^\circ$ и $\varphi_{13}^+ - \varphi_{13}^- = 360^\circ$.

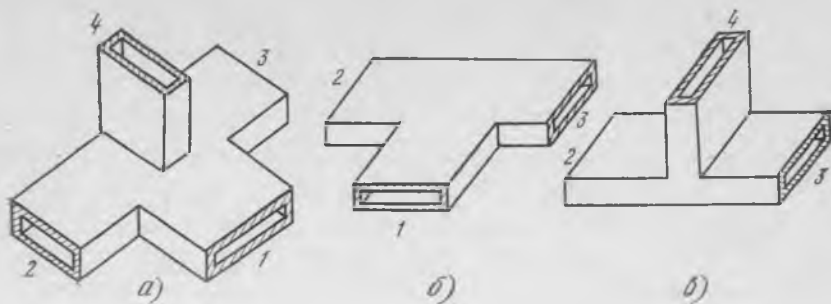


Рис. 3.38

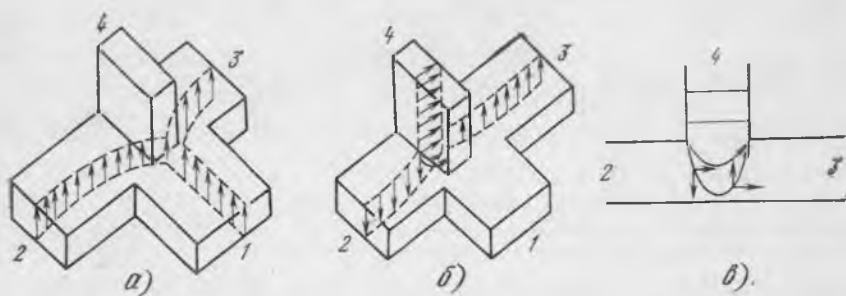


Рис. 3.39

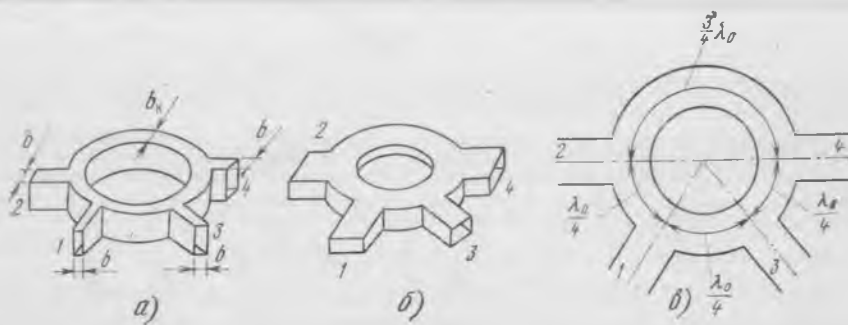


Рис. 3.40



Рис. 3.41

На входе плеча 4 $\varphi_{14}^+ = 360^\circ$, $\varphi_{14}^- = 180^\circ$, $\varphi_{14}^+ - \varphi_{14}^- = 180^\circ$, т. е. волны противофазны и компенсируют друг друга. Итак, мощность, подводимая к плечу 1, разделяется поровну между плечами 2 и 3, плечи 1 и 4 развязаны. При возбуждении любого другого плеча мощность делится поровну между соседними плечами и не проходит в противоположное плечо.

Наличие разветвлений приводит к появлению отражений от каждого из них. Найдем условие согласования кольцевого моста со стороны любого из плеч.

Энергия из плеча 1 в плечо 4 не поступает, поэтому кольцевой мост можно заменить эквивалентной схемой, изображенной на рис. 3.41. Здесь волноводы 2 и 3 с волновыми сопротивлениями $Z_{в2}$ и $Z_{в3}$ представлены в виде сосредоточенных сопротивлений, а $Z_{вк}$ — волновое сопротивление кольцевого волновода. Все плечи выполнены из одинаковых волноводов, поэтому

$$Z_{в1} = Z_{в2} = Z_{в3} = Z_{в}. \quad (3.18)$$

Условие согласования (3.14) плеча 1 с кольцевым волноводом, как следует из рис. 3.41, имеет вид

$$Z_{в1} = Z_{вк}^{mn}, \quad (3.19)$$

где $Z_{вк}^{mn} = Z_{вк}^{mp} + Z_{вк}^{pn}$.

По формуле (3.6) находим

$$Z_{вк}^{mp} = Z_{вк}^2 / Z_{в2}, \quad Z_{вк}^{pn} = Z_{вк}^2 / Z_{в3}. \quad (3.20)$$

Подставляя (3.20) в (3.19) с учетом (3.18), имеем $Z_{в} = 2Z_{вк}^2 / Z_{в}$ или $Z_{вк} = Z_{в} / \sqrt{2}$.

Таким образом, для согласования кольцевого моста достаточно уменьшить, как следует из (3.2), размер узкой стенки кольцевого волновода в $\sqrt{2}$ раз, т. е. $b_{к} = b / \sqrt{2}$ (обозначения на рис. 3.40, а). Недостатками кольцевого моста являются узкополосность и неудобство компоновки узлов, содержащих мосты. Преимуществом перед

другими мостами является возможность построения кольцевого моста на коаксиальных и полосковых линиях, применяемых в длинноволновой части СВЧ диапазона.

3.12. ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

Фазовращателем называется устройство, обеспечивающее изменение фазы проходящей через него волны. Фазовращатели не должны вносить потерь и вызывать отражения.

Разность фаз между входом и выходом отрезка волновода длиной l определяется выражением $\Delta\varphi = \beta l = 2\pi l/\Lambda$. Значит, изменить $\Delta\varphi$ можно путем изменения длины фазовращателя l или длины волны Λ . Фазовращатели, принцип действия которых основан на изменении геометрической длины, содержат перемещающиеся тем или иным способом отрезки волноводов. Фазовращатели, основанные на изменении Λ , используют зависимость длины волны от параметров заполняющей среды.

Конструктивно такие фазовращатели выполняются аналогично attenuatorам (см. рис. 3.17), поглощающая пластина в которых заменяется диэлектрической. В качестве диэлектрика применяются материалы с малым $\operatorname{tg}\delta$ и большим ϵ . Диэлектрическая пластина, введенная в волновод, является фазовращателем, так как фазовая скорость волны в диэлектрике и воздухе различна. Диэлектрические фазовращатели обеспечивают фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ до нескольких сотен градусов.

3.13. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ УСТРОЙСТВА

Поляризационные устройства служат для коррекции и преобразования поляризации, а также для разделения сигналов различной поляризации.

Поляризационный корректор. Назначение корректора — восстановить положение плоскости поляризации линейно поляризованной волны в случае ее деполяризации. Выполняется из отрезка круглого волновода с волной H_{11} , в который вводится диэлектрический фазовращатель (рис. 3.42, а). Наличие пластины приводит к разложению $E_{\text{вх}}$ на волны двух ортогональных поляризаций — $E_{\text{вх}}^{\perp}$ и $E_{\text{вх}}^{\parallel}$ (рис. 3.42, б). Электрическое поле волны с поляризацией E^{\parallel} сосредоточено в диэлектрике, а E^{\perp} — в воздухе. Поэтому фазовые скорости этих волн различны. Пройдя участок волновода с пластиной, эти волны приобретают сдвиг фаз $\Delta\varphi_{\text{вых}}$. Материал пластины и ее длину l подбирают так, чтобы $\varphi^{\perp}(l) = 360^\circ$, а $\varphi^{\parallel}(l) = 180^\circ$ (рис. 3.42, в). Тогда $\Delta\varphi_{\text{вых}} = 180^\circ$ и результирующий вектор поля $E_{\text{вых}}$ на выходе волновода с пластиной оказывается повернутым

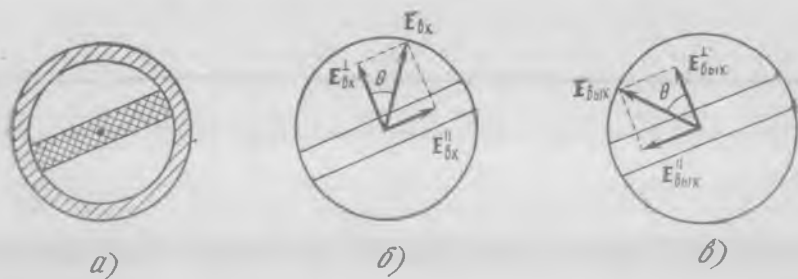


Рис. 3.42

относительно $E_{вх}$ на угол 2θ . Изменяя угол θ от 0 до 90° , можно обеспечить поворот плоскости поляризации в пределах $0 \dots 180^\circ$. Изменение θ реализуется вращением волноводной секции с пластиной относительно продольной оси.

Преобразователь линейной поляризации в круговую. Условием круговой поляризации является наличие двух ортогональных в пространстве составляющих векторов поля, равных по величине и отличающихся по фазе на 90° . Для реализации этого условия достаточно в конструкции корректора (рис. 3.42) зафиксировать положение пластины под углом $\theta=45^\circ$ к $E_{вх}$ и выбрать длину и материал пластины так, чтобы $\Delta\varphi_{вых}=90^\circ$.

Поляризационный селектор (фильтр). Назначение селектора (рис. 3.43) — разделение ортогонально-поляризованных сигналов и развязка цепей передатчика (1) и приемника (2). Поле с поляризацией E_1 из передатчика не попадает на вход приемника из-за наличия металлической пластины (3), параллельной E_1 , и излу-

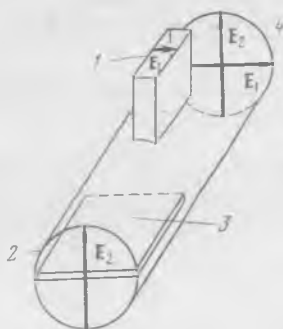


Рис. 3.43

чается антенной (4). Принимаемый сигнал с поляризацией E_2 беспрепятственно проходит в приемник, не отвлекаясь в канал передатчика, так как вектор E_2 в прямоугольном волноводе может возбудить только E -волну, являющуюся для него высшим типом.

3.14. НЕВЗАИМНЫЕ УСТРОЙСТВА

Невзаимными называются устройства, свойства и параметры которых зависят от направления движения и поляризации волны. В состав невзаимных устройств входят намагниченные ферриты.

Свойства ферритов на СВЧ. Ферриты — это вещества, обладающие электрическими свойствами диэлектрика ($\epsilon = 5 \dots 15$, $\text{tg} \delta \approx 10^{-4}$) и магнитными свойствами ферромагнетика. В отличие от других материалов ферромагнетики состоят из микроскопических областей, называемых *доменами*, в которых спиновые магнитные моменты электронов, обусловленные их вращением вокруг собственной оси, оказываются нескомпенсированными. Намагниченность доменов характеризуется вектором M , причем векторы намагниченности в разных доменах ориентированы хаотически и суммарный магнитный момент феррита равен нулю.

Под действием внешнего постоянного магнитного поля H_0 векторы M отдельных доменов начинают вращаться вокруг H_0 . Это вращение, подобное движению гироскопа, называется *прецессией* и образует с вектором H_0 правовинтовую систему (рис. 3.44, а). Частота свободной прецессии $\omega_0 = \gamma H_0$, где $\gamma = 7\pi \cdot 10^{-4}$ м/Ас. Из-за потерь в феррите свободная прецессия за время порядка 10^{-8} затухает, и все магнитные моменты доменов M устанавливаются вдоль H_0 . Феррит в этом состоянии характеризуется намагниченностью M_0 (рис. 3.44, б).

Если через намагниченный феррит распространяется переменное СВЧ поле $H_z = H_m \cos(\omega t - \beta z)$, то между суммарным внешним полем $H_z = H_0 + H_z$ и вектором M_0 появляется угол θ (рис. 3.44, в), изменяющийся с частотой ω . В результате возник-

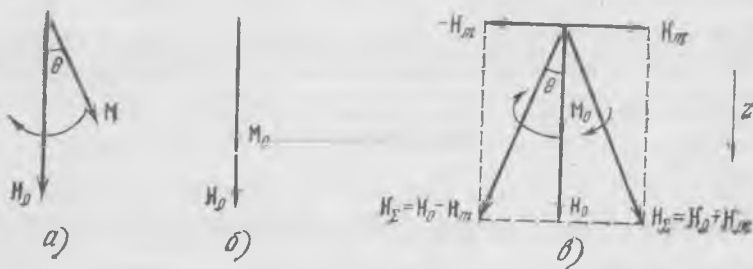


Рис. 3.44

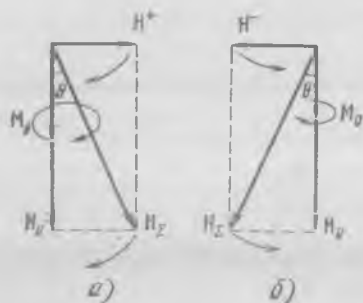


Рис. 3.45

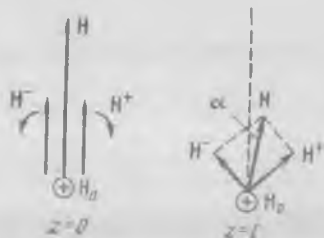


Рис. 3.46

кает незатухающая прецессия вектора намагниченности феррита M_0 с частотой переменного поля ω , т. е. феррит обладает гиротропными свойствами.

Если СВЧ поле имеет круговую поляризацию, то характер взаимодействия феррита с полем зависит от направления вращения H_{\sim} . В случае правовращающейся круговой поляризации вращение вектора H^- совпадает с направлением прецессии M_0 (рис. 3.45, а), и амплитуда вынужденной прецессии возрастает. Возрастающая амплитуда препятствует магнитным потерям в феррите. В результате внешнее магнитное СВЧ поле H^+ теряет свою энергию. При $\omega = \omega_0$ поле H^+ стремится увеличить амплитуду прецессии, т. е. отклонение вектора M_0 от H_0 . Наступает равновесие между энергией, рассеиваемой в феррите, и энергией, теряемой волной. Явление взаимодействия волны с поляризацией H^+ с намагниченным ферритом при $\omega = \omega_0$, сопровождающееся интенсивным поглощением энергии поля, называется *ферромагнитным резонансом*. Значение H_0 , обеспечивающее равенство $\omega_0 = \omega$, называется *резонансным* и обозначается $H_{\text{рез}}$.

В случае левовращающейся поляризации магнитного поля волны H^- взаимодействия ее с ферритом не происходит, так как направления вращений H_{\pm} и M_0 противоположны (рис. 3.45, б).

Гиротропный феррит является *анизотропной средой*, характеризующейся тензором магнитной проницаемости. Но для волн с круговой поляризацией магнитная проницаемость оказывается скалярной величиной, различной для полей H^+ и H^- :

$$\mu_a^+ = \mu_0 + \gamma M_0 / (\omega_0 - \omega), \quad \mu_a^- = \mu_0 + \gamma M_0 / (\omega_0 + \omega). \quad (3.21)$$

Различием μ_a^+ и μ_a^- объясняется эффект Фарадея, состоящий в повороте плоскости поляризации линейно поляризованной волны в продольно намагниченном феррите при $H \ll H_{\text{рез}}$. Фазовые ско-

рости волн \mathbf{H}^+ и \mathbf{H}^- и их постоянные распространения β^+ и β^- различны, поскольку

$$v_{\Phi}^{\pm} = 1/\sqrt{\epsilon_a \mu_a^{\pm}}, \quad \beta^{\pm} = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a^{\pm}}, \quad (3.22)$$

причем согласно (3.21) $\mu_a^+ > \mu_a^-$.

Представляя поле \mathbf{H} в виде суперпозиции двух полей с правой \mathbf{H}^+ и левой \mathbf{H}^- круговыми поляризациями (рис. 3.46), можно обнаружить, что после прохождения волнами пути $z=l$ в феррите вектор \mathbf{H}^+ отклоняется на больший угол от первоначального положения, чем \mathbf{H}^- . Результирующий вектор \mathbf{H} оказывается повернутым на угол $\alpha = (\beta^+ - \beta^-)l/2$ (рад). Вращение плоскости поляризации происходит по часовой стрелке относительно направления \mathbf{H}_0 . Эффект необратим, так как направление вращения плоскости поляризации не зависит от направления движения волны. Если $H_0 \geq H_{\text{рез}}$, поле \mathbf{H}^+ испытывает ослабление за счет резонанса и угол α либо меньше расчетного значения, либо даже принимает отрицательное значение.

При значениях внешнего постоянного магнитного поля

$$H_0 > (H_{\text{рез}} - M_0) \quad (3.23)$$

наблюдается явление, называемое эффектом *смещения поля*. Это явление состоит в том, что при условии (3.23) $\mu_a^+ < 0$ и коэффициент фазы (3.22) волны с поляризацией \mathbf{H}^+ становится мнимой величиной. По аналогии с запердечным волноводом волна в этом случае распространяться в феррите не может, и ее поле экспоненциально затухает. Если ферритовая среда занимает малый объем, то волна вытесняется из феррита и распространяется вне его.

Прямоугольный волновод с поперечно-намагниченным ферритом. Рассмотрим волну H_{10} в прямоугольном волноводе, вектор \mathbf{H} которой имеет две составляющие:

$$\dot{H}_{mx} = i \frac{\beta a}{\pi} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-i\beta z}, \quad \dot{H}_{mz} = H_0 \cos \frac{\pi x}{a} e^{-i\beta z}.$$

На рис. 3.47 показаны эпюры распределения $H_{mx}(x)$ и $H_{mz}(x)$. В сечениях $x_1 \approx a/4$ и $x_2 \approx 3a/4$ $H_{mx} = H_{mz}$, а фазовый сдвиг между этими составляющими $|\varphi_x - \varphi_z| = 90^\circ$. Из этого следует, что в указанных сечениях выполняются условия круговой поляризации магнитного поля волны H_{10} .

Выделим продольную плоскость в сечении $x = x_1$ (заштрихованная плоскость на рис. 3.48, а) и определим направление вращения вектора \mathbf{H} . При движении волны по волноводу в направлении «от нас» происходит перемещение структуры поля, в результате которого положение вектора \mathbf{H} в фиксированной точке А (рис. 3.48, а) изменяется. На рис. 3.48, б показаны положения век-



Рис. 3.47

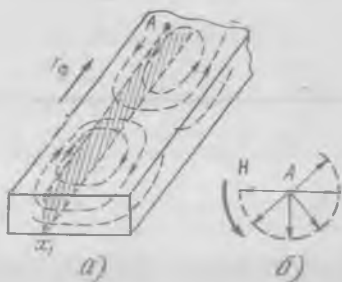


Рис. 3.48

тора \mathbf{H} в точке A через дискретные промежутки времени. Вектор \mathbf{H} вращается против часовой стрелки, если смотреть сверху, т. е. поляризация круговая левовращающаяся \mathbf{H}^- . Легко убедиться, что в сечении $x=x_2$ вращение противоположное (\mathbf{H}^+), так как направления \mathbf{H} в сечениях x_1 и x_2 противоположны. Наличие в сечениях $x=x_1$ и $x=x_2$ круговой поляризации магнитного поля волны H_{10} позволяет создавать невзаимные устройства путем помещения в эти сечения поперечно-намагниченной ферритовой пластины. Функциональные особенности таких устройств зависят от величины H_0 .

Вентили. Устройство, пропускающее волну в одном направлении практически без затухания и поглощающее энергию волны противоположного направления, называется *вентилем*.

1. *Резонансный вентиль* выполняется из отрезка прямоугольного волновода с поперечно-намагниченной ферритовой пластиной (рис. 3.49). Постоянный магнит создает поле H_0 , величина которого должна обеспечить условие ферромагнитного резонанса, т. е. $\omega = \omega_0$. При расположении пластины и ориентации полюсов магнита, показанных на рис. 3.49, поглощаться будет волна, движущаяся «к нам», так как она имеет поляризацию \mathbf{H}^- и при $H_0 = H_{\text{рез}}$ испытывает резонанс (обратное направление передачи). Волна, движущаяся «от нас», имеет поляризацию \mathbf{H}^+ (см.

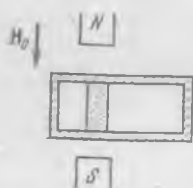


Рис. 3.49

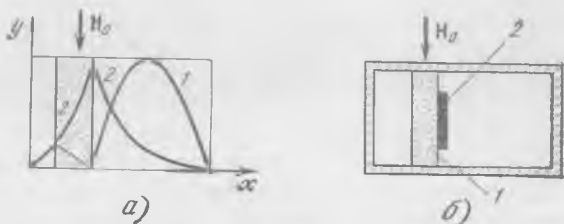


Рис. 3.50

рис. 3.48), с ферритом не взаимодействует и проходит через вентиль практически без потерь (прямое направление передачи).

Ослабление волны в прямом направлении у реальных вентилях не превышает 0,5 дБ, в обратном направлении — 20 дБ при КСВ = 1,08 ... 1,1 в полосе частот $\Delta f = 10 \dots 15\%$.

2. Вентиль на «смещении поля» имеет конструкцию, аналогичную изображенной на рис. 3.49. Величина H_0 выбирается из условия (3.23), обеспечивающего при определенных размерах ферритовой пластины и диэлектрической проницаемости феррита распределение напряженности электрического поля $E_y(x)$ волны H_{10} , показанное на рис. 3.50, а. Кривая 1 соответствует эпюре $E_y(x)$ волны с поляризацией H^+ , поле которой вытесняется из феррита и распространяется вне его. Для волны с поляризацией H^- феррит является диэлектриком с высокой проницаемостью ϵ_a , концентрирующим электрическое поле (кривая 2 на рис. 3.50, а). Достаточно нанести на ферритовую пластину (1) поглощающую пленку (2) (рис. 3.50, б) и энергия волны H^- будет интенсивно ею поглощаться, так как электрическое поле сконцентрировано в месте расположения пленки. Потери волны с поляризацией H^+ невелики, поскольку напряженность электрического поля вблизи пленки очень мала.

Таким образом, волна, движущаяся «от нас», затухает, а волна противоположного направления передается практически без потерь. Для изменения направления передачи достаточно поменять полюса магнита или при сохранении направления H_0 поместить феррит в сечение $x_2 \approx 3a/4$.

Этот вентиль по сравнению с резонансным имеет лучшие диапазонные свойства ($\Delta f = 20 \dots 25\%$), малые габаритные размеры и массу магнита, поскольку $H_0 < H_{\text{рез}}$. Наличие поглощающей пленки ограничивает допустимый уровень мощности, при котором может работать вентиль. В современных системах вентиль на «смещении поля» практически вытеснил резонансный вентиль малого и среднего уровней мощности.

Циркуляторы. Циркулятором называется трех- или четырехплечное устройство, энергия в котором передается только от одного плеча к другому в строго определенном направлении.

1. Фазовый циркулятор основан на сочетании волноводных мостов с невзаимными фазовращателями. Невзаимным фазовращателем является конструкция, показанная на рис. 3.49, при $H_0 < H_{\text{рез}}$. Невзаимный фазовый сдвиг $\Delta\varphi = |\varphi^- - \varphi^+|$ между волнами противоположных направлений обусловлен различием их фазовых скоростей. Значение $\Delta\varphi$ зависит от H_0 и размеров ферритовой пластины. На рис. 3.51 представлен фазовый циркулятор, построенный на двух щелевых мостах (I). Параметры ферритовой пластины (II) подбираются так, чтобы $\varphi^+ = \omega t - \beta^+ l_n = \varphi_0$, $\varphi^- = \omega t - \beta^- l_n = \pi + \varphi_0$,

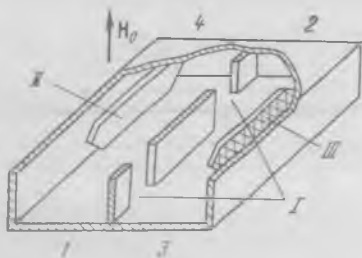


Рис. 3.51

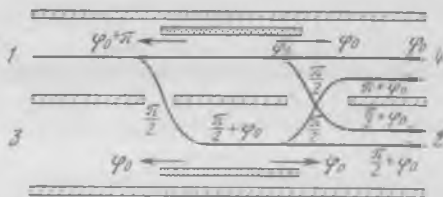


Рис. 3.52

где l_n — длина пластины. Диэлектрическая пластина III вносит фазовый сдвиг φ_0 .

В схеме циркулятора, приведенной на рис. 3.52, показаны траектории волн, возникающих при возбуждении плеча 1. В плечо 3 энергия не проходит по свойству щелевого моста и делится поровну между противоположными плечами, волны в которых сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Аналогичное разделение происходит в щели второго моста. Проходя области нахождения фазовращателей, волны приобретают дополнительные фазовые сдвиги, значения которых для соответствующих направлений движения волн указаны на рис. 3.52.

В плечо 2 приходят две синфазные волны, энергия которых складывается; в плече 4 волны противофазны и компенсируют друг друга. В результате вся энергия из плеча 1 передается в плечо 2. При возбуждении последнего энергия поступает только в плечо 3 и т. д. Таким образом, передача энергии в циркуляторе осуществляется по схеме $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$.

Аналогично работают фазовые циркуляторы на других мостах.

2. *Циркулятор на эффекте Фарадея* представляет собой сложное волноводное соединение (рис. 3.53) с продольно-подмагниченным ферритовым стержнем (I). Продольное магнитное поле H_0 создается внешним соленоидом (II). Ферритовый стержень укрепляется в круглом волноводе с помощью диэлектрической втулки (III), изготовленной из пенопласта или при повышенных уровнях мощности из фторопласта. Плечи 1 и 2 развернуты относительно друг друга на 45° . Плечи 3 и 4 ориентированы так, чтобы принимать волны, вектор E которых параллелен широким стенкам волноводов 1 и 2. Волноводы 3 и 4 не отвечают волнам, вектор E которых перпендикулярен широким стенкам волноводов 1 и 2, и поэтому не препятствуют распространению этих волн по круглому волноводу.

Волна H_{10} , поступающая на вход 1, преобразуется плавным переходом в волну H_{11} в круглом волноводе. Плоскость поляри-

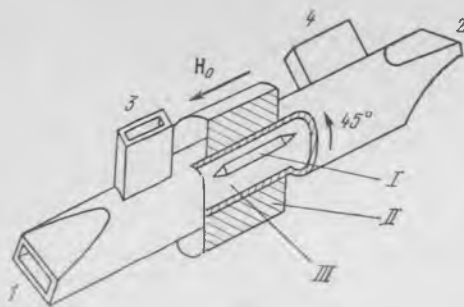


Рис. 3.53

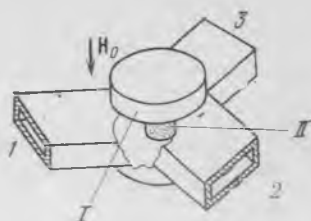


Рис. 3.54

зации волны H_{11} поворачивается на 45° при прохождении области с намагниченным ферритом и оказывается перпендикулярной широким стенкам прямоугольного волновода 2. Поэтому, не отвлекаясь в плечо 4, волна H_{11} преобразуется плавным переходом в волну H_{10} и полностью проходит в плечо 2. При возбуждении плеча 2 плоскость поляризации волны, распространяющейся по круглому волноводу с ферритом, также поворачивается на 45° и оказывается перпендикулярной широким стенкам плеча 3. Это обеспечивает полную передачу энергии из плеча 2 в плечо 3. Аналогично можно доказать, что из плеча 3 энергия передается только в плечо 4, а из плеча 4 — в плечо 1.

Фарадеевский циркулятор иногда называют поляризационным, так как пропускание энергии в одно из плеч и запираание других выходов обеспечиваются благодаря повороту плоскости поляризации волны ферритом и применению в конструкции поляризационных ответвителей 3 и 4.

3. *Волноводный Y-циркулятор* (рис. 3.54) представляет собой симметричный тройник, в центре которого расположен поперечно-намагниченный магнитом (I) ферритовый цилиндр (II). Волна, поступающая на вход циркулятора, испытывает дифракцию на ферритовом цилиндре. Магнитная проницаемость анизотропного феррита различна для волн, огибающих цилиндр в противоположных направлениях, что приводит к различию фазовых скоростей этих волн. Размеры ферритового цилиндра, его параметры и значение H_0 подбираются так, чтобы эти волны приходили на вход 2 в фазе, а на вход 3 — в противофазе. Это обеспечивает передачу энергии из плеча 1 только в плечо 2.

Поскольку Y-циркулятор обладает центральной симметрией, то при возбуждении плеча 2 энергия будет передаваться в плечо 3, а из 3 — в плечо 1. Для расширения рабочей полосы частот ферритовый стержень помещают в диэлектрическую втулку цилиндри-

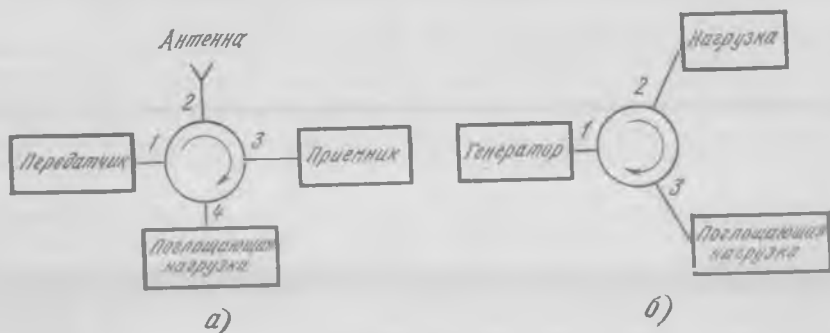


Рис. 3.55

ческой формы, а также используют различные подстроечные элементы.

Рассмотренный циркулятор малогабаритен, компактен и широкополосен. Он имеет потери в направлении передачи (прямые потери) 0,1 ... 0,5 дБ, развязку между плечами 20 ... 30 дБ при КСВ не более 1,04. Полоса рабочих частот достигает 20, а иногда и 30 %. Важным достоинством Y-циркулятора является возможность выполнения на коаксиальных, полосковых и микрополосковых линиях передачи.

Циркуляторы применяются в качестве антенных переключателей при работе антенны на передачу и прием (рис. 3.55, а), а также для развязки мощного генератора с плохо согласованной нагрузкой (рис. 3.55, б), когда вентиль неприменим из-за неспособности поглотить большую мощность отраженной волны.

3.15. НАПРАВЛЕНИЯ МИКРОМИНИАТЮРИЗАЦИИ ТРАКТОВ СВЧ

Проблемы уменьшения размеров и массы радиоэлектронной аппаратуры, повышения ее надежности и экономичности решаются созданием миниатюрных линий передачи и устройств СВЧ. Рассмотрим некоторые пути уменьшения габаритов линий передачи.

Прямоугольный металлический волновод с диэлектрическим заполнением. Размеры поперечного сечения волновода (рис. 3.56) выбираются из условия (2.26), т. е. размеры a и b соизмеримы с длиной волны λ . Не изменяя частотного диапазона работы волновода ($f = \text{const}$), можно уменьшить λ с помощью заполнения из диэлектрика с большой диэлектрической проницаемостью ϵ , так как $\lambda = v/f$, $v = 1/\sqrt{\epsilon_a \mu_a} = c/\sqrt{\epsilon}$.

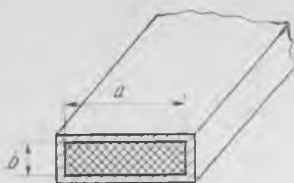


Рис. 3.56

Если $\epsilon = 10 \dots 100$, то размеры уменьшаются соответственно в $3 \dots 10$ раз. При этом во избежание роста потерь следует выбирать материал заполнения с $\operatorname{tg} \delta \leq \leq 10^{-4} \dots 10^{-5}$, например двуокись титана ($\epsilon = 100$), титанат бария ($\epsilon = 1200$). Технология изготовления волноводов достаточно проста: из диэлектрика штампуются прямоугольный стержень, внешняя поверхность которого металлизирована путем напыления. Получается гибкий вол-

новод, что важно для удобства монтажа.

Коэффициент ослабления такого волновода всегда превышает коэффициент ослабления полого волновода. В целях снижения полных потерь в тракте его длину существенно уменьшают, для чего компактную малогабаритную приемопередающую аппаратуру располагают на мачте вблизи антенны.

Полосковая линия. Поперечные размеры полосковой линии (см. рис. 2.34, б) всегда меньше размеров полого металлического волновода при работе в одном и том же частотном диапазоне. Это обусловлено в основном двумя факторами:

наличием диэлектрического заполнения в полосковых линиях, связанного с технологией изготовления;

работой на T -волне, существование которой в одноволновом режиме возможно при условиях $b < \lambda/2$, $D < \lambda/2$, $a/b = 2,5 \dots 3$.

Уменьшение размеров ограничивается только требуемой электрической прочностью линии.

Микрополосковая линия (МПЛ). Разновидностью несимметричной полосковой линии (см. рис. 2.34, б) является МПЛ. Она отличается от полосковой линии только технологией изготовления. Размеры МПЛ: ширина центрального проводника $b = 0,05 \dots 0,1$ мм, толщина диэлектрической подложки $D = 0,5$ мм.

На базе МПЛ строятся микрополосковые устройства различного назначения. Например, Y -циркулятор на МПЛ имеет следующую конструкцию. Подложка выполняется из феррита, на который напыляются медные полоски, образующие разветвление под углом 120° друг к другу. В центре разветвления напыляется диск, на него помещается магнит, диаметр которого несколько превышает диаметр диска. В такой конструкции намагничивается только часть ферритовой подложки, находящаяся в месте разветвления микрополосковых линий. Остальная часть подложки играет роль диэлектрического заполнения МПЛ.

Экономичность микроминиатюрной аппаратуры и тракта передачи обусловлена экономией цветных металлов, незначительным энергопотреблением и малыми затратами на эксплуатацию.