

Министерство образования и науки Украины
Севастопольский национальный технический университет

Кафедра радиотехники и телекоммуникаций



КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

по дисциплине «Устройства СВЧ и антенны»

Составитель:
к.т.н., доц. Головин В.В.

Севастополь

2013 г.

Содержание

	Стр.
Лекция № 1	3
Лекция № 2	17
Лекция № 3	24
Лекция № 4	34
Лекция № 5	40
Лекция № 6	45
Лекция № 7	63
Лекция № 8	67
Лекция № 9	74
Лекция № 10	82
Лекция № 11	87
Лекция № 12	95
Лекция № 13	100
Лекция № 14	108
Лекция № 15	114
Лекция № 16	125
Лекция № 17	139
Библиографический список	148
Приложение 1. Основные положения теории приемных антенн	149
Приложение 2. Метод наводимых ЭДС	153
Приложение 3. Анализ диаграммы направленности двухэлементной решетки симметричных вибраторов	158

Лекция № 1

Введение. Классификация линий передачи. Основные требования. Параметры и характеристики линий передачи.

1.1. Классификация линий передачи СВЧ

В соответствии с ГОСТ линией передачи СВЧ называется устройство, ограничивающее область распространения электромагнитных колебаний и направляющее поток электромагнитной энергии в заданном направлении. Направление распространения определяется взаимным расположением источника электромагнитных колебаний и нагрузки в линии передачи. Источником электромагнитных колебаний может служить, например, генератор, подключенный к линии передачи, приемная антенна или устройство возбуждения линии передачи, отбирающее часть электромагнитной энергии от другой линии передачи или какого-либо устройства СВЧ. Нагрузкой линии передачи может служить устройство, преобразующее электромагнитную энергию (например, в тепло), излучающая (передающая) антенна, входные цепи приемника и т.п.

К СВЧ-устройствам относятся линии передачи и преобразователи СВЧ-энергии, ответвители, фильтры, вентили и т.д. Совокупность СВЧ-устройств, сочлененных определенным образом, образует тракт СВЧ.

Различают регулярные и нерегулярные линии передачи. У регулярной линии передачи в продольном направлении неизменны поперечное сечение и электромагнитные свойства заполняющих сред. Если одно из условий регулярности отсутствует, то такая линия является нерегулярной.

Линия передачи, заполненная однородной средой, называется однородной. В противном случае — неоднородной.

Линии передачи классифицируются по диапазонам частот.

Принята и закреплена ГОСТами терминология (табл. 1.1), определяющая длины волн и частоты электромагнитных колебаний. Приведенная терминология ограничена диапазоном частот от 3 кГц до 3000 ГГц ($2 \text{ ГГц} = 10^9 \text{ Гц}$). Такая классификация обусловлена особенностями распространения радиоволн в различных диапазонах частот. В табл. 1.1 диапазон СВЧ соответствует сантиметровым волнам. Однако на практике этим термином определяют диапазон с более широкими границами, который включает в себя волны от метровых до миллиметровых.

Таблица 1.1 — Диапазоны частот

Длина волны	Термин	Частота	Термин
100...10 км	Мириаметровые волны	3...30 кГц	Очень низкие частоты (ОНЧ)
10...1 км	Километровые волны	30...300 кГц	Низкие частоты (НЧ)
1000...100 м	Гектометровые волны	300...3000 кГц	Средние частоты (СЧ)
100...10 м	Декаметровые волны	3...30 МГц	Высокие частоты (ВЧ)
10...1 м	Метровые волны	30...300 МГц	Очень высокие частоты (ОВЧ)
100...10 см	Дециметровые волны	300...3000 МГц	Ультравысокие частоты (УВЧ)
10...1 см	Сантиметровые волны	3...30 ГГц	Сверхвысокие частоты (СВЧ)
10...1 мм	Миллиметровые волны	30...300 ГГц	Крайневысокие частоты (КВЧ)
1...0,1 мм	Децимиллиметровый диапазон	300...3000 ГГц	Гипервысокие частоты (ГВЧ)

Линии передачи классифицируются по типам используемых волн: линии передачи с поперечной электромагнитной волной (*T*-волной); линии передачи с магнитной волной (*H*-волной); линии передачи с электрической волной (*E*-волной); линии передачи с гибридной волной.

Направив ось *Z* прямоугольной системы координат вдоль линии передачи, каждый тип волны можно определить условиями, представленными в табл. 1.2 и накладываемыми на

продольные E_z и H_z составляющие векторов электрического и магнитного полей соответственно.

Таблица 1.2 — Типы волн

Типы волн	Условия на продольные составляющие полей
T -волны	$E_z = 0, H_z = 0$
H -волны	$E_z = 0, H_z \neq 0$
E -волны	$E_z \neq 0, H_z = 0$
Гибридные волны	$E_z \neq 0, H_z \neq 0$

Из табл. 1.2 следует, что в T -волне векторы напряженности электрического и магнитного полей лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения; в H -волне вектор напряженности магнитного поля имеет продольную и поперечную составляющие, а вектор напряженности электрического поля имеет только поперечную составляющую; в E -волне вектор напряженности электрического поля имеет продольную и поперечную составляющие, а вектор напряженности магнитного поля лежит в плоскости поперечного сечения линии передачи; в гибридной волне векторы напряженности электрического и магнитного полей имеют и продольные, и поперечные составляющие.

Классификация линий передачи по видам представлена на рис. 1.1. Линия передачи, конструкция которой не допускает упругого или пластичного изгиба, называется жесткой; в противном случае — гибкой. Волноводом называется линия передачи, имеющая одну или несколько проводящих поверхностей, с поперечным сечением в виде замкнутого проводящего контура, охватывающего область распространения электромагнитной энергии. Если такой проводящий контур отсутствует, то линия передачи называется открытой.

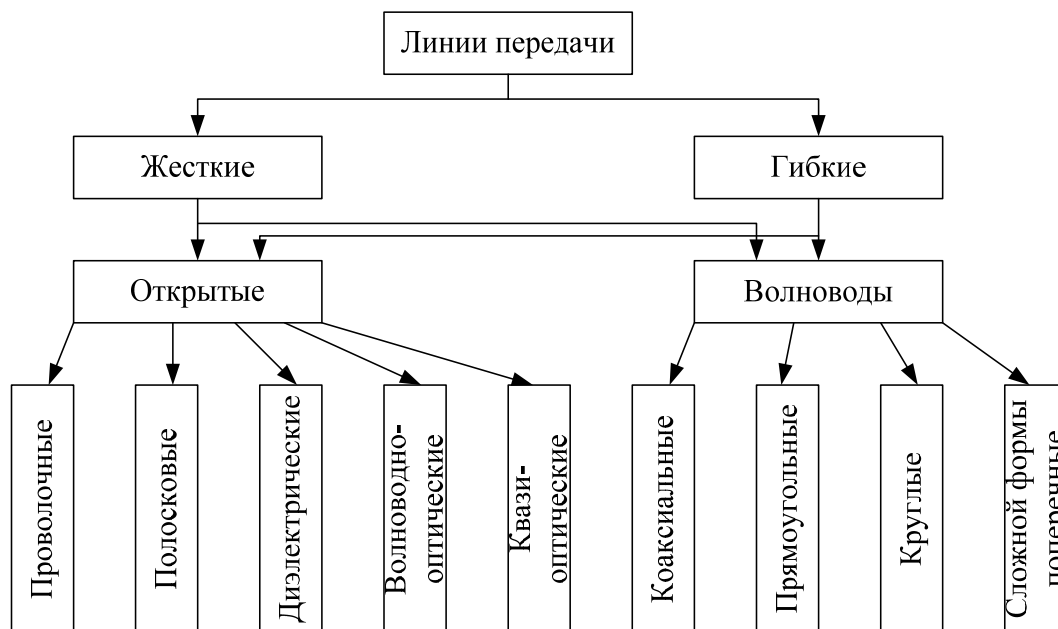


Рис. 1.1 — Классификация линий передачи

К проволочным линиям передачи относятся воздушные двухпроводные и четырехпроводные линии передачи. На рис. 1.2 представлены поперечные сечения таких линий передачи. Проводники линии могут быть покрыты диэлектриком. Основным типом волны в них является T -волна. В четырехпроводных линиях возбуждаются попарно соединенные проводники, например вертикальные, горизонтальные или диагональные.

Такие линии передачи используются в диапазонах гектометровых, дециметровых и метровых волн. К полосковым линиям передачи относятся несимметричная и симметричная полосковые линии, щелевая и копланарная линии. Поперечные сечения таких линий и структура полей в них представлены на рис 1.3. Они применяются в диапазонах дециметровых, сантиметровых и длинноволновой части миллиметровых волн. Основной волной несимметричной и симметричной полосковых линий является T -волна. В щелевой и копланарной линиях основной является H -волна.

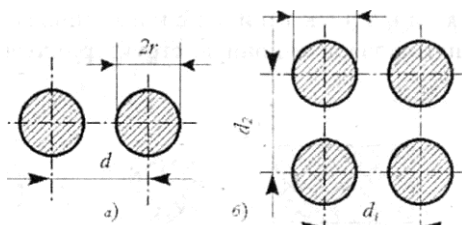


Рис. 1.2 — Поперечные сечения проволочных линий:
а — двухпроводной; б - четырехпроводной

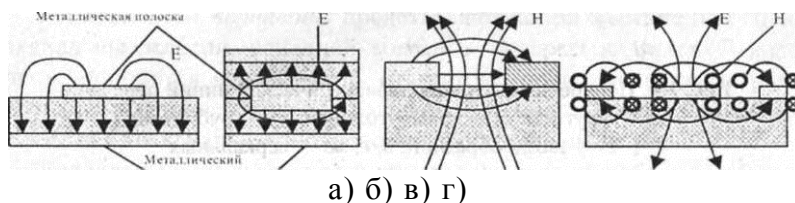


Рис. 1.3 — Поперечные сечения полосковых линий передачи: а) несимметричной; б) симметричной; в) щелевой; г) копланарной

Различают также микрополосковые линии передачи. К ним относятся полосковые линии, у которых диэлектрическая пластина (подложка) имеет большую относительную диэлектрическую проницаемость ϵ_r (более 10) и малые потери. Вследствие этого геометрические размеры устройств, выполненных на основе таких линий, уменьшаются в $\sqrt{\epsilon}$ раз. В качестве диэлектрической подложки микрополосковых линий используются поликор, ситалл, кремний, сапфир и др. Для уменьшения потерь в полосковых линиях в качестве диэлектрика используется воздух. Такие линии называются воздушными или высокочастотными полосковыми линиями.

Диэлектрические линии передачи классифицируются в зависимости от формы поперечного сечения. Некоторые из них представлены на рис. 1.4. Такие линии используются в диапазоне миллиметровых волн. Основным типом волны является гибридная HE -волна.

При удалении от диэлектрика амплитуда волны, распространяющейся по линии, быстро убывает. Наличие металлического экрана в зеркальных диэлектрических линиях (рис. 1.4, д, е, ж) позволяет сохранять поляризационную структуру поля распространяющейся волны.

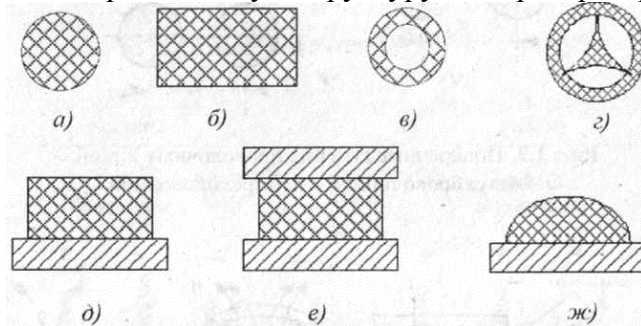


Рис. 1.4 — Поперечные сечения диэлектрических линий передачи: а) круглой; б) прямоугольной; в) трубчатой; г) звездообразной; д, е, ж — зеркальных

Волоконно-оптические линии передачи используются в децимиллиметровом (субмиллиметровом) и оптическом диапазонах. Они представляют диэлектрическую линию круглого поперечного сечения, выполненную из кварца, с несколькими одновременно распространяющимися типами волн. Линия передачи, в которой на данной частоте могут распространяться одновременно несколько типов волн (мод), называется многомодовой. Диаметр круглого волокна составляет несколько длин волн электромагнитных колебаний. Распространение волн в волоконно-оптических линиях передачи основано на эффекте полного внутреннего отражения от границы диэлектрик-воздух. Для уменьшения тепловых потерь в таких линиях используют волокна с изменяющимся в поперечном сечении коэффициентом преломления. Это приводит к уменьшению геометрического пути, который проходит луч на единицу длины линии передачи.

Квазиоптические (лучевые) линии передачи представляют собой нерегулярные линии, принцип работы которых основан на использовании оптических свойств радиоволн. На рис. 1.5 схематично представлены варианты построения таких линий. Они используются в диапазонах миллиметровых и субмиллиметровых волн.

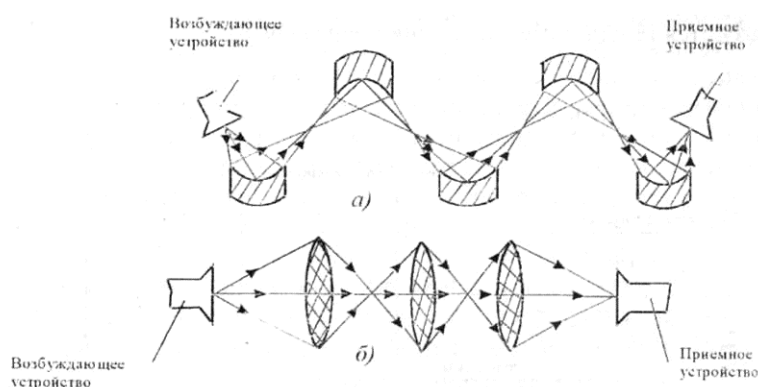


Рис.1.5 — Лучевые линии передачи: а) отражательного типа; б) линзового типа

Коаксиальные волноводы представляют собой жесткие или гибкие коаксиальные кабели, основной волной в которых является T -волна. Они используются в диапазонах от гектометровых до сантиметровых волн включительно. Поперечные сечения наиболее распространенных на практике коаксиальных волноводов представлены на рис. 1.6.

Волноводы прямоугольного, круглого и более сложного поперечных сечений представляют собой металлические трубы соответствующих поперечных сечений (рис. 1.7). Основной волной в таких линиях передачи является низшая H -волна. Металлические волноводы используются в диапазонах от коротковолновой части дециметровых до миллиметровых волн.

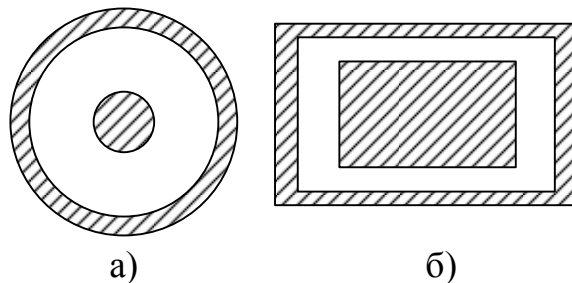


Рис. 1.6 — Поперечные сечения коаксиальных волноводов: а) круглого; б) прямоугольного

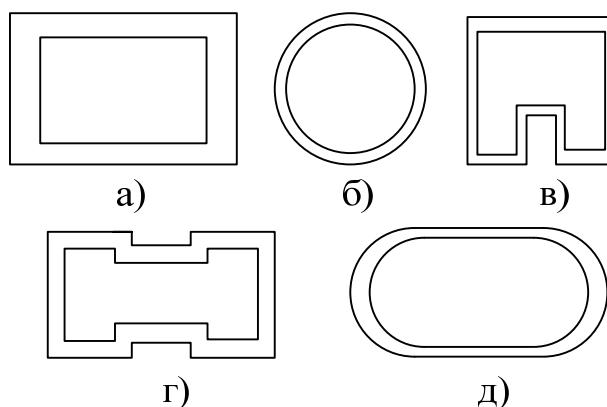


Рис. 1.7 — Поперечные сечения металлических волноводов: а) прямоугольного; б) круглого; в) П-образного; г) Н-образного; д) эллиптического

Линии передачи могут быть классифицированы по порядку связности их поперечного сечения. Порядок связности является геометрической характеристикой поперечного сечения линии и определяется числом проводящих поверхностей. В зависимости от количества проводящих поверхностей линии передачи разделяют на односвязные, двухсвязные, трехсвязные, многосвязные и нулевой связности при отсутствии проводящих поверхностей. Например, металлические волноводы являются односвязными линиями передачи, коаксиальные волноводы — двухсвязными, а диэлектрические линии передачи (см. рис. 1.4, а, б, в, г) имеют нулевую связность поперечного сечения.

1.2. Характеристики линий передачи

На практике наибольшее распространение получили отрезки регулярных линий передачи той или иной длины. Если длина регулярной линии передачи существенно превышает длину волны в линии λ_d , то такая линия называется длинной.

Из электродинамики известно, что линия передачи может быть охарактеризована ее погонными параметрами: ρ — волновое сопротивление; R_1 — погонное сопротивление, Ом/м; G_1 — погонная проводимость, 1/Ом·м; L_1 — погонная индуктивность, Гн/м; C_1 — погонная емкость, Ф/м. Погонные сопротивление R_1 и проводимость G_1 зависят от проводимости материала проводов и качества диэлектрика, окружающего эти провода, соответственно. Чем меньше тепловые потери в металле проводов и в диэлектрике, тем меньше, соответственно, R_1 и G_1 . Погонные индуктивность L_1 и емкость C_1 определяются формой и размерами поперечного сечения проводов, а также расстоянием между ними.

Коэффициент распространения волны в линии γ в общем случае является величиной комплексной и может быть представлен следующим выражением

$$\gamma = \sqrt{(R_1 + j\omega L_1)(G_1 + j\omega C_1)} = \alpha + jk,$$

где α — коэффициент затухания волны в линии; k — коэффициент фазы.

Требования к линиям передачи:

- минимальные потери энергии при распространении;
- линия передачи не должна излучать;
- линия передачи должна быть согласована на входе и в нагрузке.

Волновое сопротивление двухпроводной линии передачи определяется по формуле

$$\rho = \frac{276}{\sqrt{\epsilon_r}} \lg\left(\frac{d}{r}\right),$$

где ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика; r — радиус проводников; d — расстояние между проводниками.

Волновое сопротивление коаксиальной линии передачи определяется по формуле

$$\rho = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \lg\left(\frac{r_1}{r_2}\right),$$

где r_1 — радиус внешнего проводника (оплетки); r_2 — радиус внутреннего проводника (центральной жилы).

1.3. Первая система телеграфных уравнений

Рассмотрим эквивалентную схему линии передачи, представленную на рис. 1.8.

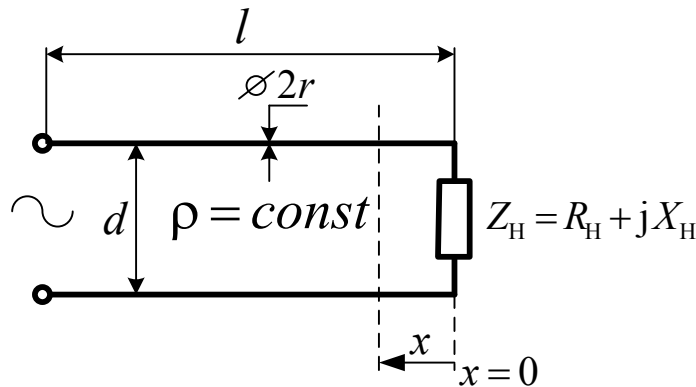


Рис. 1.8 — Модель двухпроводной линии передачи

Распределение напряжения в сечениях линии и тока вдоль проводников определяется в общем виде на основе системы уравнений:

$$\begin{cases} u(x) = U_H \operatorname{ch}(\gamma x) + I_H \rho \operatorname{sh}(\gamma x); \\ i(x) = I_H \operatorname{ch}(\gamma x) + \frac{U_H}{\rho} \operatorname{sh}(\gamma x), \end{cases} \quad (1.1)$$

где $U_H = I_H Z_H$ — граничное условие.

Рассмотрим двухпроводную линию без потерь. В этом случае погонные параметры $R_1 = 0$ и $G_1 = 0$, тогда коэффициент распространения γ и волновое сопротивление ρ определяются выражениями:

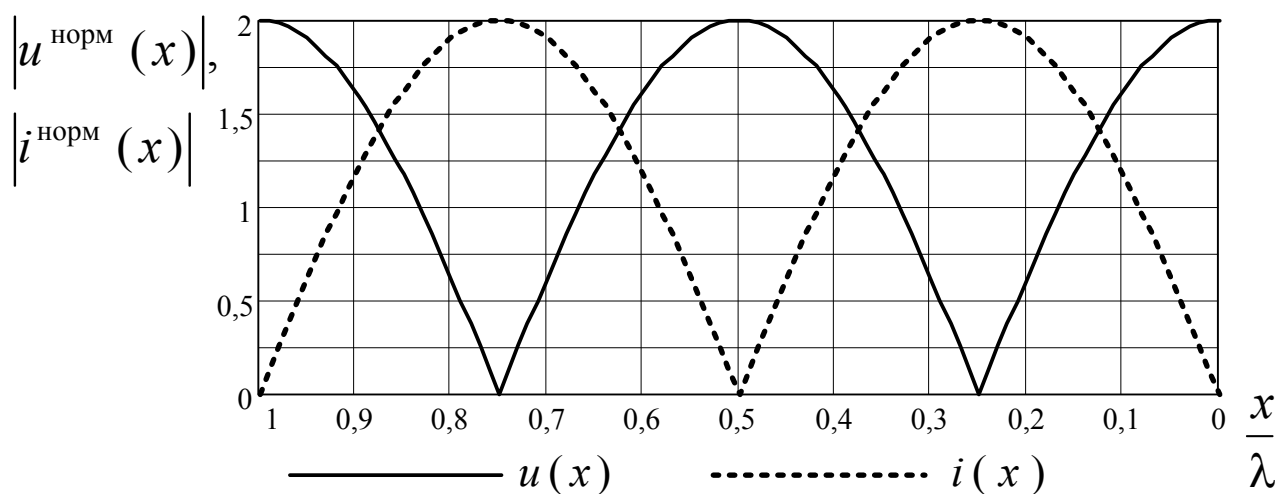
$$\gamma = j\omega\sqrt{L_1 C_1};$$

$$\alpha = 0, \quad k = \omega\sqrt{L_1 C_1} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{д}}}, \quad \rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

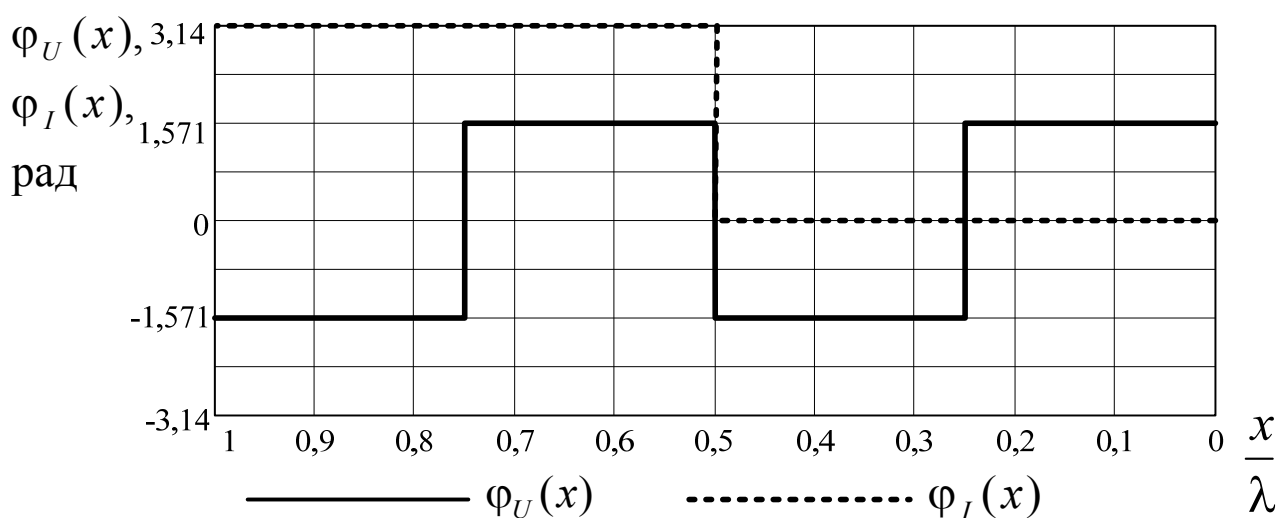
Тогда система уравнений (2.1) может быть представлена в виде:

$$\begin{cases} u(x) = U_H \cos(kx) + j I_H \rho \sin(kx); \\ i(x) = I_H \cos(kx) + j \frac{U_H}{\rho} \sin(kx). \end{cases} \quad (1.2)$$

Значение сопротивления нагрузки $Z_H = \infty$, при этом $I_H = 0$ — холостой ход. Распределения амплитуды напряжения и тока представлены на рис. 1.9, а. Распределение фазы напряжения и тока представлены на рис. 1.9, б.



а)



б)

Рис. 1.9 — Распределение напряжения и тока вдоль линии передачи

Значение сопротивления нагрузки $Z_{\text{н}} = 0$, при этом $U_{\text{н}} = 0$ — короткое замыкание. Распределения амплитуды напряжения и тока представлены на рис. 1.10.

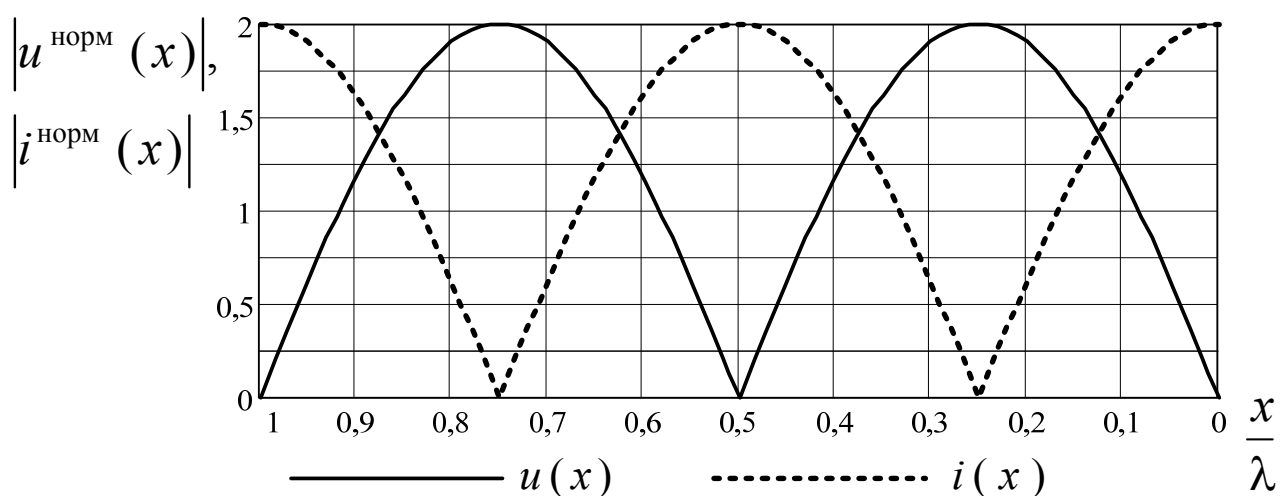


Рис. 1.10 — Распределение нормированной амплитуды напряжения и тока вдоль линии передачи

Значение сопротивления нагрузки $Z_H = jX_H$, имеющей чисто реактивный характер. Распределения амплитуды напряжения и тока представлены на рис. 1.11, когда $Z_H = j\rho$.

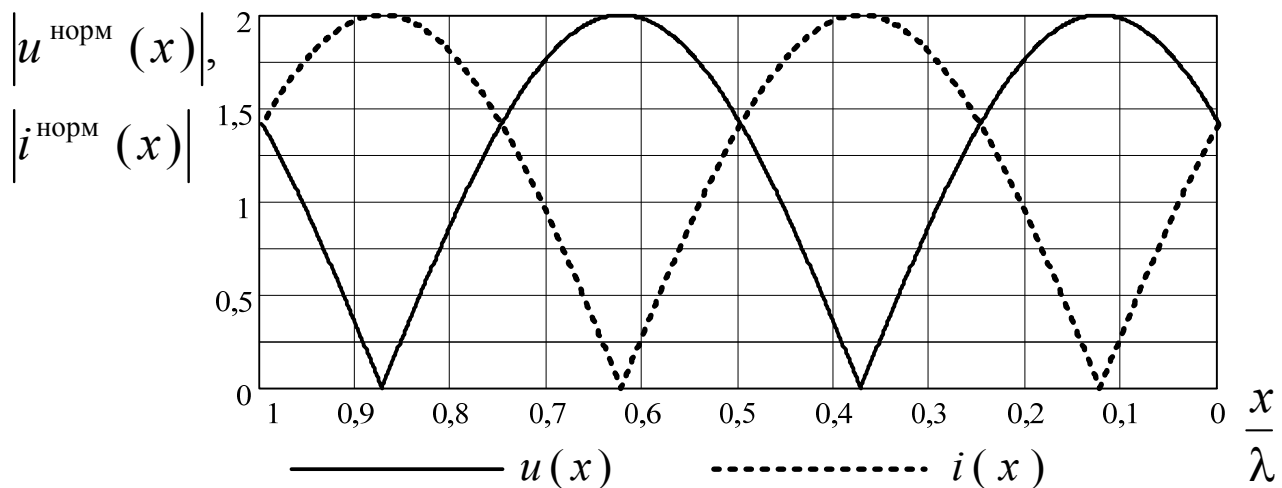


Рис. 1.11 — Распределение нормированной амплитуды напряжения и тока вдоль линии передачи

Значение сопротивления нагрузки $Z_H = R_H$, имеющей чисто активный характер. При этом нормированное распределение напряжения определяется из (1.2) по формуле

$$|u^{\text{норм}}(x)| = \sqrt{\cos^2(kx) + \left(\frac{\rho}{R_H}\right)^2 \sin^2(kx)}.$$

Распределения амплитуды напряжения и тока представлены на рис. 1.12 для случая, когда $Z_H = 2\rho$.

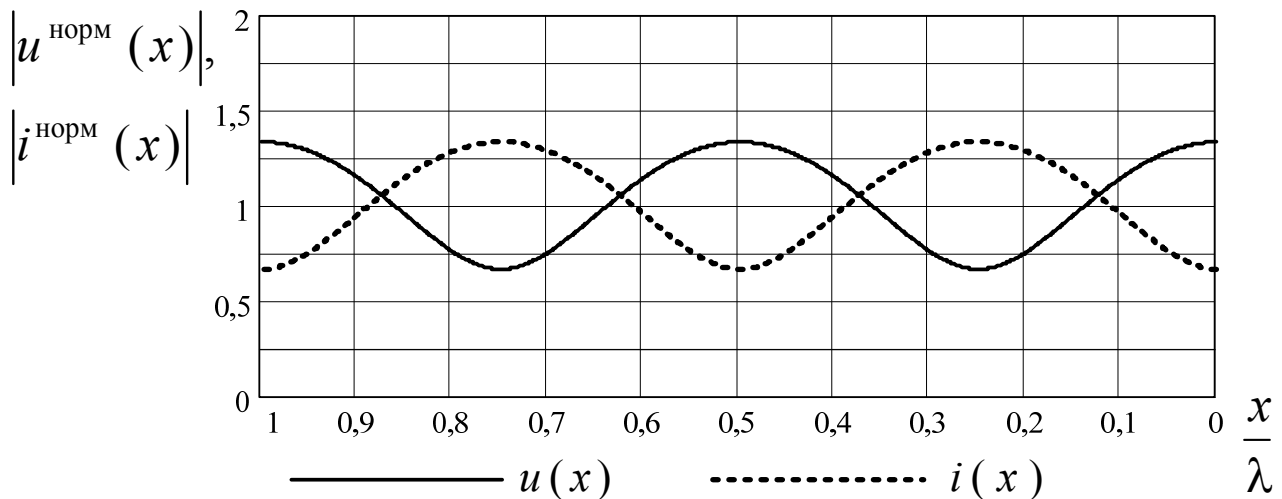


Рис. 1.12 — Распределение нормированной амплитуды напряжения и тока вдоль линии передачи

При активной нагрузке $Z_H > \rho$ максимум амплитуды напряжения находится в месте подключения нагрузки, минимум смещен на расстояние равное четверти длины волны. При $Z_H < \rho$ в месте подключения нагрузки находится минимум напряжения, а максимум — на расстоянии четверти длины волны от него.

Значение сопротивления нагрузки $Z_H = R_H = \rho$, равное волновому сопротивлению

линии передачи. Распределения амплитуды напряжения и тока представлены на рис. 1.13. Этот режим работы линии передачи называется режимом бегущих волн и характеризуется постоянным значением амплитуды напряжения и тока вдоль линии передачи. При этом фаза тока и напряжения изменяется по линейному закону.

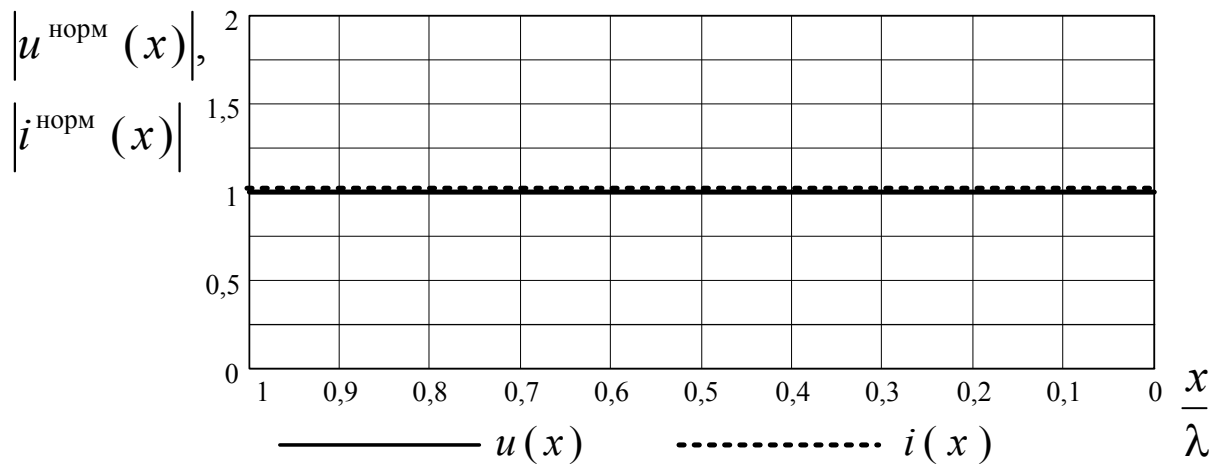


Рис. 1.13 — Распределение нормированной амплитуды напряжения и тока вдоль линии передачи

1.4. Вторая система телеграфных уравнений

Характерной особенностью длинных линий является возможность существования в них двух волн, распространяющихся навстречу друг другу. Одна из этих волн образуется подключенным к линии генератором электромагнитных колебаний и называется *падающей*. Другая волна образуется из-за отражения падающей волны от нагрузки, подключенной к противоположному концу линии, и называется *отраженной*. Отраженная волна распространяется в направлении, обратном падающей волне. Все разнообразие процессов, происходящих в длинной линии, определяется амплитудно-фазовыми соотношениями между падающей и отраженной волнами.

Рассмотрим линию передачи без потерь, нагруженную комплексным сопротивлением Z_H — см. рис. 1.14. Распределение напряжения и тока вдоль линии передачи можно описать с помощью системы уравнений:

$$\begin{cases} u(x) = U_{\text{пад}}(x) + U_{\text{отр}}(x); \\ i(x) = I_{\text{пад}}(x) + I_{\text{отр}}(x). \end{cases} \quad (1.3)$$

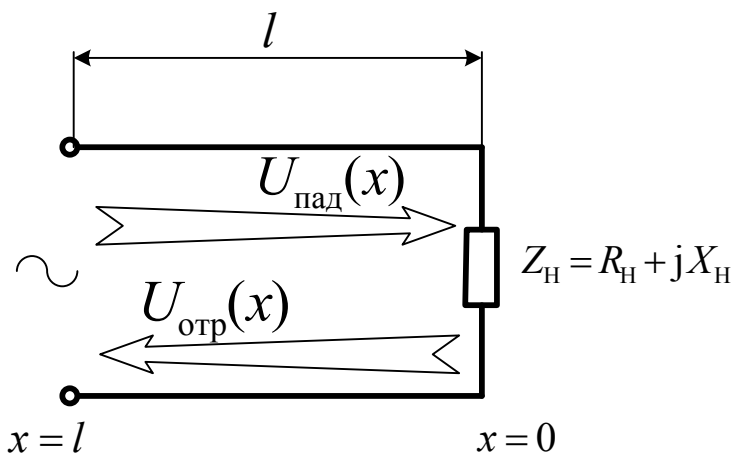


Рис. 1.14 — Модель распространения волн в линии передачи

Падающая и отраженная волна напряжения описывается выражениями

$$\begin{cases} U_{\text{пад}}(x) = U_{\text{пад}}(0)e^{jkx}; \\ U_{\text{отр}}(x) = U_{\text{отр}}(0)e^{-jkx}. \end{cases} \quad (1.4)$$

Введем понятие коэффициента отражения по напряжению $\Gamma(x)$, который определяется по формуле

$$\Gamma(x) = \frac{U_{\text{отр}}(x)}{U_{\text{пад}}(x)}. \quad (1.5)$$

Коэффициент отражения по току $\Gamma_1(x) = -\Gamma(x)$.

Из (1.4) и (1.5) определим значение $\Gamma(x)$

$$\Gamma(x) = \Gamma_n e^{-j2kx}, \quad (1.6)$$

где $\Gamma_n = \Gamma(0) = \Gamma_0 e^{j\Psi_0}$; Γ_0 , Ψ_0 — модуль и фаза коэффициента отражения в точке подключения нагрузки.

После подстановки (1.5) и (1.6) в (1.3) получив выражения для определения распределения напряжения и тока вдоль линии передачи:

$$\begin{cases} u(x) = U_{\text{пад}}(x)(1 + \Gamma_0 \exp(j(\Psi_0 - 2kx))); \\ i(x) = I_{\text{пад}}(x)(1 - \Gamma_0 \exp(j(\Psi_0 - 2kx))). \end{cases} \quad (1.7)$$

Из (1.7) получим выражения для расчета распределения амплитуд напряжения и тока вдоль линии передачи:

$$\begin{cases} |u(x)| = U_{\text{пад}} \sqrt{1 + \Gamma_0^2 + 2\Gamma_0 \cos(\Psi_0 - 2kx)}; \\ |i(x)| = I_{\text{пад}} \sqrt{1 + \Gamma_0^2 - 2\Gamma_0 \cos(\Psi_0 - 2kx)}. \end{cases} \quad (1.8)$$

Нормированное распределение напряжения определяется по формуле

$$|u^{\text{норм}}(x)| = \sqrt{1 + \Gamma_0^2 + 2\Gamma_0 \cos(\Psi_0 - 2kx)}. \quad (1.9)$$

Максимальное и минимальное значение напряжения определяется по формулам:

$$\begin{cases} U_{\text{max}} = U_{\text{пад}}(0)(1 + \Gamma_0); \\ U_{\text{min}} = U_{\text{пад}}(0)(1 - \Gamma_0). \end{cases} \quad (1.10)$$

Координата местоположения первого со стороны нагрузки максимума напряжения x_{max} связана с фазой коэффициента отражения в нагрузке Ψ_0 формулой

$$x_{\text{max}} = \frac{\Psi_0}{2k}. \quad (1.11)$$

Координата местоположения первого со стороны нагрузки минимума напряжения x_{min} определяется по формуле

$$x_{\text{min}} = x_{\text{max}} \pm \frac{\lambda}{4}. \quad (1.12)$$

Коэффициент отражения связан с сопротивлением излучения и волновым сопротивлением линии передачи соотношениями:

$$\Gamma_n = \frac{Z_n - \rho}{Z_n + \rho}; \quad (1.13)$$

$$Z_n = \rho \frac{1 + \Gamma_n}{1 - \Gamma_n}. \quad (1.14)$$

Формулы (1.8) — (1.14) позволяют рассчитать распределение амплитуды напряжения и тока вдоль проводников двухпроводной линии передачи.

Пример. Для линии передачи с характеристиками $l = \lambda$, $\rho = 75$ Ом построить нормированные распределения напряжения и тока для нагрузки $Z_n = 100 \pm j150$ Ом.

Проведем расчеты для нагрузки $Z_H = 100 + j150$.

Коэффициент отражения в нагрузке по формуле (2.13): $\Gamma_0 = 0,66$, $\Psi_0 = 40^\circ$.

Местоположение максимумов и минимумов напряжения по формуле (1.11) и (1.12): $x_{\max} = 0,055$, $x_{\min} = 0,305$.

Максимальное и минимальное значение нормированного напряжения и тока по формулам (1.10): $U_{\max}^{\text{норм}} = 1,66$, $U_{\min}^{\text{норм}} = 0,34$.

По формулам (1.8) и (1.9) строим распределения напряжения и тока — см. рис. 1.15.

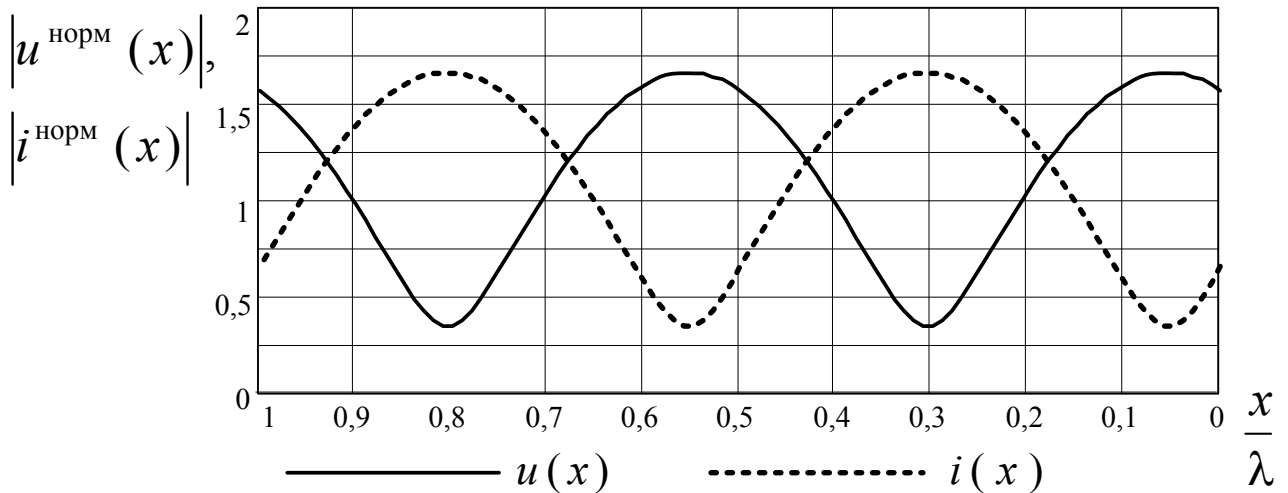


Рис. 1.15 — Распределение нормированной амплитуды напряжения и тока вдоль линии передачи

Проведем расчеты для нагрузки $Z_H = 100 - j150$.

Коэффициент отражения в нагрузке по формуле (1.13): $\Gamma_0 = 0,66$, $\Psi_0 = 320^\circ$.

Местоположение максимумов и минимумов напряжения по формуле (1.11) и (1.12): $x_{\max} = 0,445$, $x_{\min} = 0,195$.

Максимальное и минимальное значение нормированного напряжения и тока по формулам (1.10): $U_{\max}^{\text{норм}} = 1,66$, $U_{\min}^{\text{норм}} = 0,34$.

По формулам (1.8) и (1.9) строим распределения напряжения и тока — см. рис. 1.16.

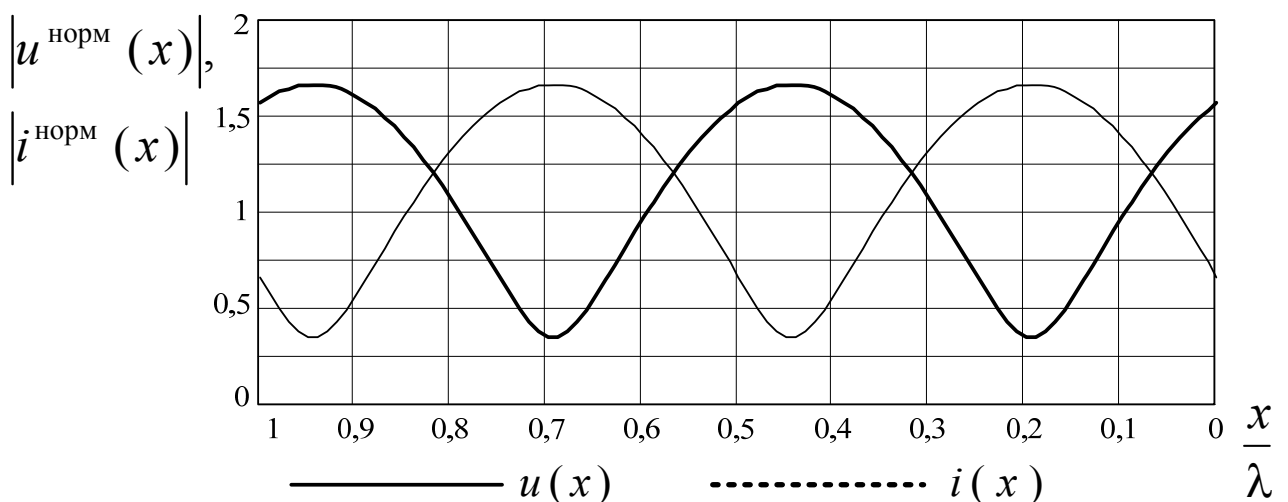


Рис. 1.16 — Распределение нормированной амплитуды напряжения и тока вдоль линии передачи

Если характер нагрузки индуктивный, то первым со стороны нагрузки будет максимум напряжения, расположенный на расстоянии не более $\frac{\lambda}{4}$ от нагрузки. Если характер реактивности Z_H емкостной, то первым от нагрузки будет располагаться минимум напряжения.

Расстояние между минимумами и максимумами напряжения составляет четверть длины волны.

1.3. Анализ распределения сопротивления вдоль линии передачи

В любом сечении линии передачи эквивалентное сопротивление определяется по формуле, которую на основании первой системы уравнений можно записать в виде

$$Z(x) = \frac{u(x)}{i(x)} = \frac{U_H \cos(kx) + jI_H \rho \sin(kx)}{I_H \cos(kx) + j \frac{U_H}{\rho} \sin(kx)}. \quad (1.15)$$

После преобразований (1.15) получим выражения для $Z(x)$ в виде

$$Z(x) = \rho \frac{Z_H + j\rho \operatorname{tg}(kx)}{\rho + jZ_H \operatorname{tg}(kx)}, \quad (1.16)$$

которую можно также записать в виде

$$Z(x) = \rho \frac{\rho - jZ_H \operatorname{ctg}(kx)}{Z_H - j\rho \operatorname{ctg}(kx)}. \quad (1.17)$$

Пример. Построим распределение сопротивления вдоль разомкнутой линии передачи ($Z_H = \infty$ — режим холостого хода) и замкнутой линии передачи ($Z_H = 0$ — режим короткого замыкания). Из (1.16) для разомкнутой линии передачи получим выражение

$$Z(x) = -j\rho \operatorname{ctg}(kx). \quad (1.18)$$

Для замкнутой линии передачи получим выражение

$$Z(x) = j\rho \operatorname{tg}(kx). \quad (1.19)$$

На основании (1.18) и (1.19) построим распределения эквивалентного сопротивления вдоль линии передачи, разомкнутой и замкнутой накоротко в нагрузке — см. рис. 1.17.

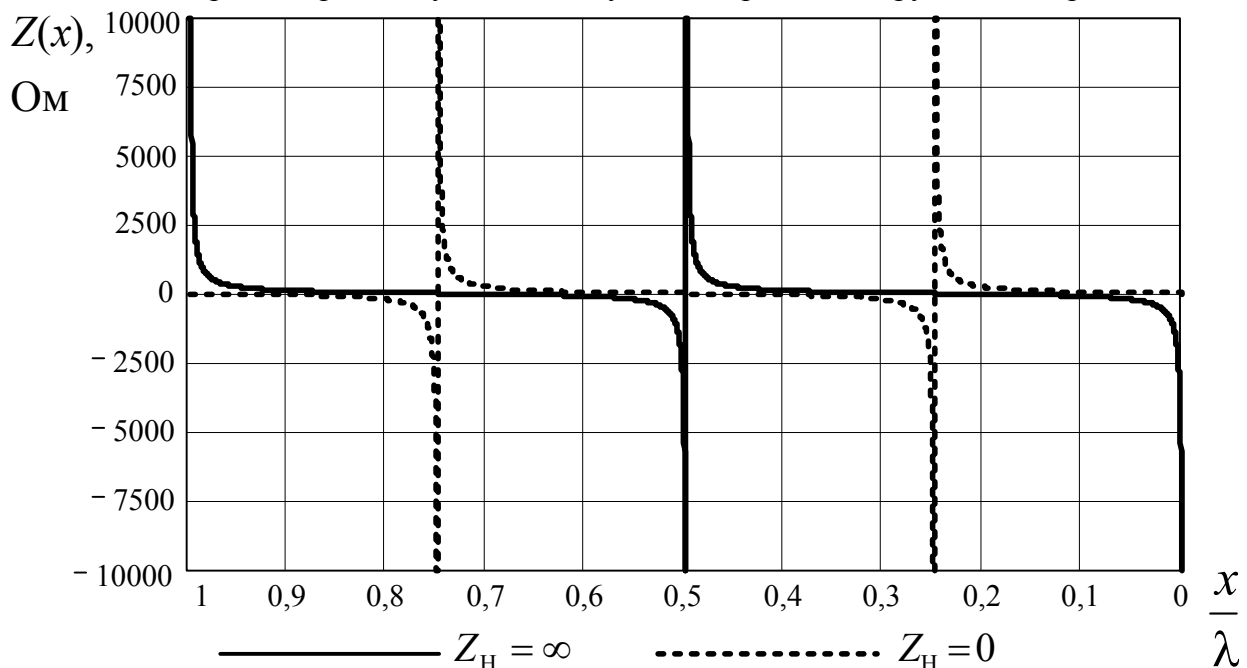


Рис. 1.17 — Распределение сопротивления вдоль линии передачи в режиме холостого хода и короткого замыкания

Из второй системы телеграфных уравнений (1.7) получим выражение для распределения сопротивления в линии передачи

$$Z(x) = \rho \frac{1 - \Gamma_0 e^{j(\Psi_0 - 2kx)}}{1 + \Gamma_0 e^{j(\Psi_0 - 2kx)}}. \quad (1.20)$$

Проанализируем (1.20) в максимумах и минимумах. В месте максимумов амплитуды напряжения, при произвольных нагрузках, сопротивление $Z(x)$ всегда чисто активное и превышает волновое сопротивление линии передачи

$$Z(x_{\max}) = R_{\max} = \frac{\rho}{\text{КБВ}} > \rho. \quad (1.21)$$

В точке минимумов амплитуды напряжения сопротивление также активное и меньше волнового сопротивления линии передачи

$$Z(x_{\min}) = R_{\min} = \rho \cdot \text{КБВ} < \rho. \quad (1.22)$$

Для произвольной нагрузки необходимо освободиться от Ψ_0 . Для этого введем новую систему координат от местоположения первого минимума амплитуды напряжения $x' = x - x_0$ — см. рис. 1.18.

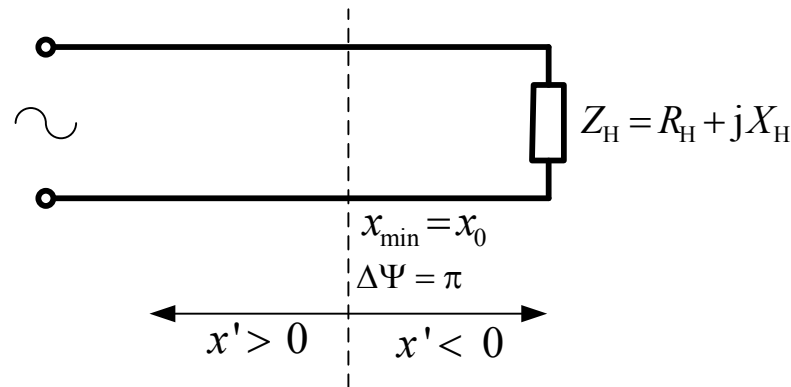


Рис. 1.18 — Новая система координат от местоположения первого минимума напряжения

Тогда можно получить выражение для расчета распределения сопротивления вдоль однородной линии передачи без потерь

$$Z(x') = \rho \frac{\text{КБВ} + j0,5(1 - \text{КБВ}^2)\sin(2kx')}{\cos^2(kx') + \text{КБВ}^2 \sin^2(kx')}. \quad (1.23)$$

Пример. Рассмотрим активную нагрузку $Z_H = R_H$, $X_H = 0$, для которой значения R_H заданы в табл. 1.2. Рассмотрим линию передачи в волновым сопротивлением $\rho = 50$, Ом.

Табл. 1.2 — Значения сопротивления нагрузки

№	2	3	4
R_H	$\frac{\rho}{10}$	ρ	10ρ

Результаты расчетов распределения сопротивления, выполненных по формуле (1.16) представлены по активной составляющей сопротивления — на рис. 1.19, а; по реактивной составляющей сопротивления — на рис. 1.19, б.

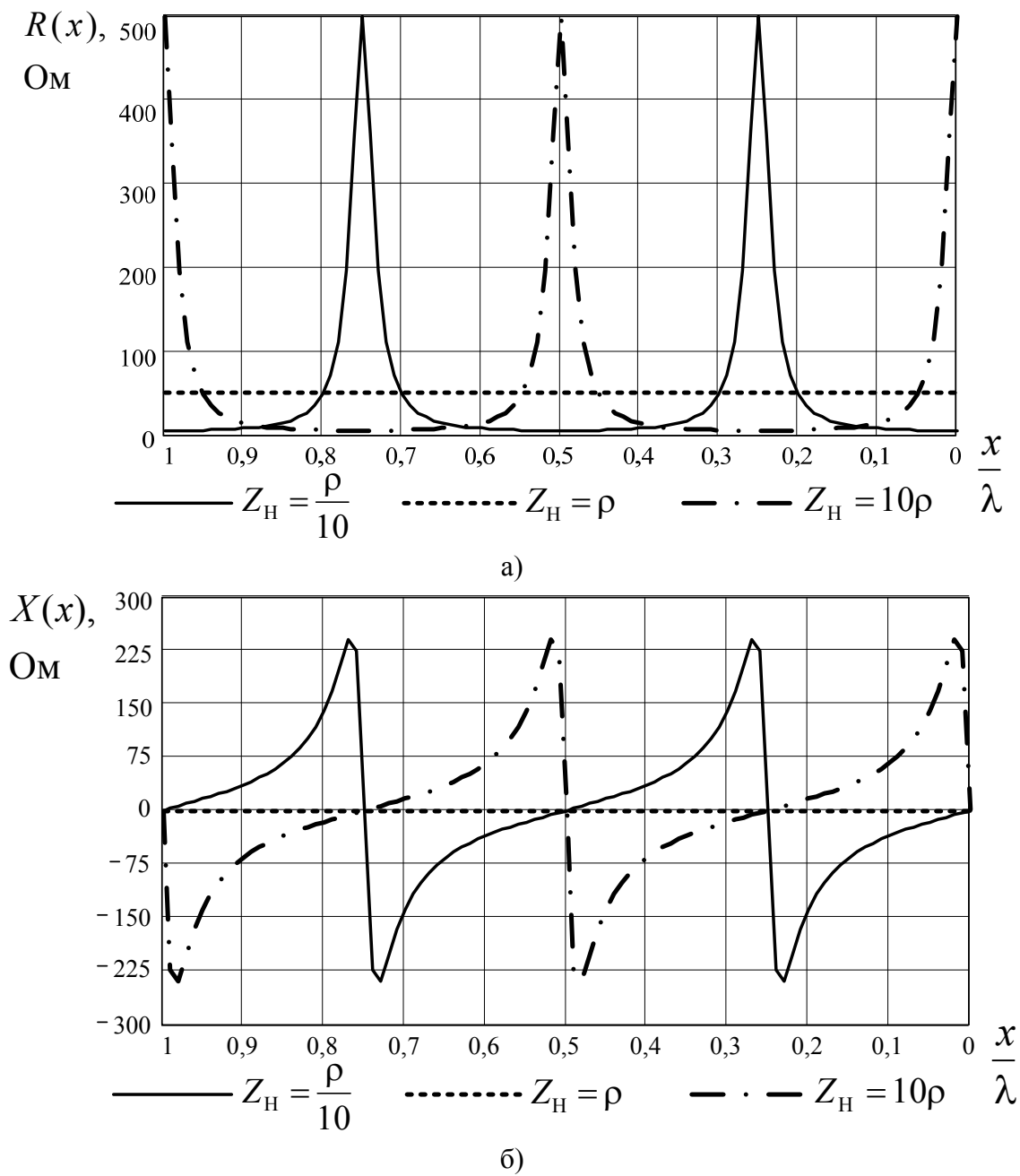


Рис. 1.19 — Распределение сопротивления вдоль линии передачи

Лекция № 2

КПД и электрическая прочность линии передачи. Согласование Линии передачи с нагрузкой

2.1. КПД и электрическая прочность линии передачи

Рассмотрим реальную линию передачи (см. рис. 2.1), для которой выполняются соотношения

$$\begin{cases} U_{\text{пад}}(x) = U_{\text{пад}}(0)e^{\gamma x}; \\ U_{\text{отр}}(x) = U_{\text{отр}}(0)e^{-\gamma x}. \end{cases} \quad (2.1)$$

Тогда

$$\begin{aligned} u(x) &= U_{\text{пад}}(0)(e^{\gamma x} + \Gamma_H e^{-\gamma x}), \\ i(x) &= I_{\text{пад}}(0)(e^{\gamma x} - \Gamma_H e^{-\gamma x}). \end{aligned}$$

Мощность, сосредоточенная в любом сечении линии передачи, определяется формулой

$$P(x) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[u(x)i^*(x)] = \frac{|U_{\text{пад}}(0)|^2}{2\rho} (e^{2\alpha x} - \Gamma_0^2 e^{-2\alpha x}). \quad (2.2)$$

Мощность в нагрузке линии передачи

$$P_H = \frac{|U_{\text{пад}}(0)|^2}{2\rho} (1 - \Gamma_0^2). \quad (2.3)$$

Мощность на входе линии передачи

$$P_{\text{ВХ}} = \frac{|U_{\text{пад}}(0)|^2}{2\rho} (e^{2\alpha l} - \Gamma_0^2 e^{-2\alpha l}). \quad (2.4)$$

Коэффициент полезного действия (КПД) определяется как отношение P_H к $P_{\text{ВХ}}$ и может быть записан на основании (2.3) и (2.4) в виде формулы

$$\eta = \frac{1 - \Gamma_0^2}{e^{2\alpha l} - \Gamma_0^2 e^{-2\alpha l}}. \quad (2.5)$$

При $\beta l \ll 1$ КПД при КБВ < 1 определяется по формуле

$$\eta = \frac{2\eta_{\text{max}}^2}{1 + \eta_{\text{max}}^2 + \frac{1}{2} \left(\text{КБВ} + \frac{1}{\text{КБВ}} \right)},$$

где $\eta_{\text{max}} = 1 - 2\alpha l$.

Если в ЛП имеются небольшие потери, то графики распределения напряжения, входного сопротивления и т.п. становятся «квазипериодическими» (почти периодическими), так как модуль коэффициента отражения слабо уменьшается при удалении от нагрузки и колебательность графиков также уменьшается. В этом случае для построения графиков распределения сопротивления можно пользоваться формулами (1.16) и (1.17), полагая в них $\Gamma(x) = \Gamma_0 e^{-2\alpha x}$.

Энергетическая прочность линии передачи определяется исходя из условия

$$\begin{aligned} U(l)_{\text{max}} &= \sqrt{2P_{\text{ВХ}}\rho \text{ КСВ}}; \\ U_{\text{доп}} &> U(l)_{\text{max}}. \end{aligned}$$

2.2. Принципы согласования линии передачи с нагрузкой

Под согласованием понимается обеспечение в ЛП режима бегущей волны путем включения в ЛП между нагрузкой и генератором чисто реактивного согласующего

четырёхполосника (СЧП), который трансформирует нагрузку в не отражающую (согласованную).

Общий принцип согласования комплексных сопротивлений состоит в том, что в линию дополнительно включается согласующий элемент, отражение от которого компенсирует отражение от нагрузки. При этом стремятся, чтобы согласующий элемент был расположен как можно ближе к нагрузке. Это делается для уменьшения длины несогласованного участка линии от нагрузки до согласующего элемента. Включение в линию согласующего элемента преследует следующие цели:

- увеличение мощности, передаваемой в нагрузку;
- увеличение электрической прочности линии;
- увеличение КПД линии;
- устранение вредного влияния отраженной волны на генератор.

В режиме смешанных волн в линии происходит чередование максимумов и минимумов напряжения. В местах максимумов напряжения облегчаются условия для электрического пробоя. Устранение отраженной волны приводит к уменьшению напряжения в максимуме. Поэтому по такой линии можно передать большую мощность или увеличить ее электрическую прочность.

Влияние согласования на КПД линии рассмотрено выше. Установлено, что КПД тем выше, чем лучше согласована линия с нагрузкой, т.е. чем меньше модуль коэффициента отражения Γ_H .

Способы узкополосного согласования. Узкой принято считать полосу частот, составляющую единицы процентов от средней частоты. В этой полосе должен быть обеспечен допустимый уровень согласования $KCB \leq KCB_{\text{доп}}$. Типичный график зависимости KCB тракта от частоты представлен на рис. 2.1. Конкретное значение $KCB_{\text{доп}}$ определяется назначением и типом тракта, условиями его эксплуатации и лежит в пределах 1,02...2.

В узкой полосе частот в качестве согласующих элементов используются следующие устройства: четвертьволновый трансформатор, последовательный шлейф, параллельный шлейф, два и три последовательных или параллельных шлейфа.

Такие согласующие устройства используются в линиях передачи различных типов (двухпроводных, коаксиальных, полосковых, волноводных и т.п.). Тип линии передачи определяет конкретную конструкторскую реализацию этих устройств.

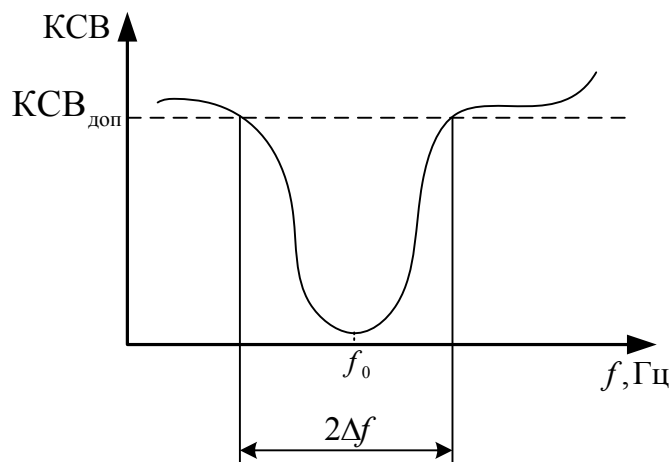


Рис. 2.1 — Зависимость KCB тракта от частоты

Четвертьволновый трансформатор. Это устройство представляет собой четвертьволновый отрезок линии с волновым сопротивлением $\rho_{\text{тр}} \neq \rho$, включенным в разрыв основной линии передачи. Найдем место включения трансформатора в линию и его волновое сопротивление (см. рис. 2.2).

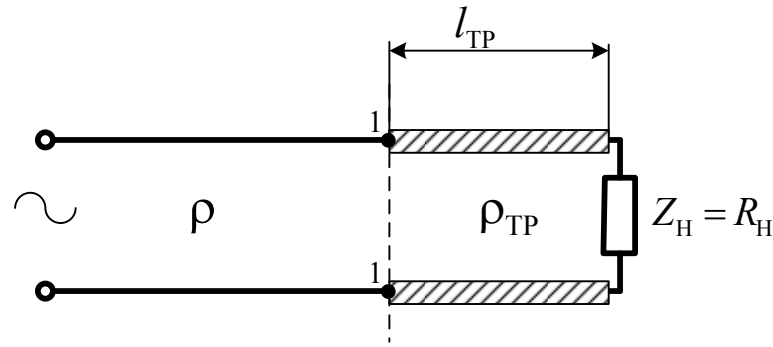


Рис. 2.2 — Четвертьволновый трансформатор

Принцип работы такого согласующего устройства основан на трансформирующем свойстве четвертьволнового отрезка линии, которое в рассматриваемом случае примет вид

$$Z(x_{11}) = \rho_{\text{ТР}} \frac{Z_{\text{Н}} + j\rho_{\text{ТР}} \operatorname{tg}(kl_{\text{ТР}})}{\rho_{\text{ТР}} + jZ_{\text{Н}} \operatorname{tg}(kl_{\text{ТР}})}.$$

Полагаем $l_{\text{ТР}} = \frac{\lambda}{4}$, тогда

$$Z(x_{11}) = \frac{\rho_{\text{ТР}}^2}{Z_{\text{Н}}}. \quad (2.6)$$

В случае **комплексной нагрузки** четвертьволновый трансформатор для согласования может включаться в таких сечениях линии x_0 , в которых входное сопротивление линии чисто активное. Входное сопротивление линии чисто активное в сечениях линии, где напряжение достигает максимума или минимума. Поэтому четвертьволновый трансформатор включается в максимумах или минимумах напряжения и его волновое сопротивление определяется из соотношения

$$Z(x_{11}) = \frac{\rho_{\text{ТР}}^2}{Z(x_0)}, \quad (2.7)$$

где x_0 — координата первого максимума или минимума амплитуды напряжения со стороны нагрузки.

В максимумах напряжения $Z(x_0) = \rho \operatorname{КСВ}$, поэтому при включении трансформатора в максимум напряжения его волновое сопротивление $\rho_{\text{ТР}} > \rho$. В минимумах напряжения

$Z(x_0) = \frac{\rho}{\operatorname{КСВ}}$, поэтому при включении трансформатора в минимум напряжения $\rho_{\text{ТР}} < \rho$.

Таким образом, выбор места включения трансформатора (максимум или минимум напряжения) определяет соотношение его волнового сопротивления с волновым сопротивлением линии, а это, в свою очередь, определяет соотношение геометрических размеров поперечного сечения трансформатора и линии.

Последовательный шлейф. Согласующее устройство в виде последовательного шлейфа представляет собой отрезок обычно короткозамкнутой линии длиной $l_{\text{ш}}$, с волновым сопротивлением ρ , который включается в разрыв одного из проводов линии (рис. 2.3). Согласование достигается подбором места включения шлейфа в линию l_0 и длины шлейфа $l_{\text{ш}}$.

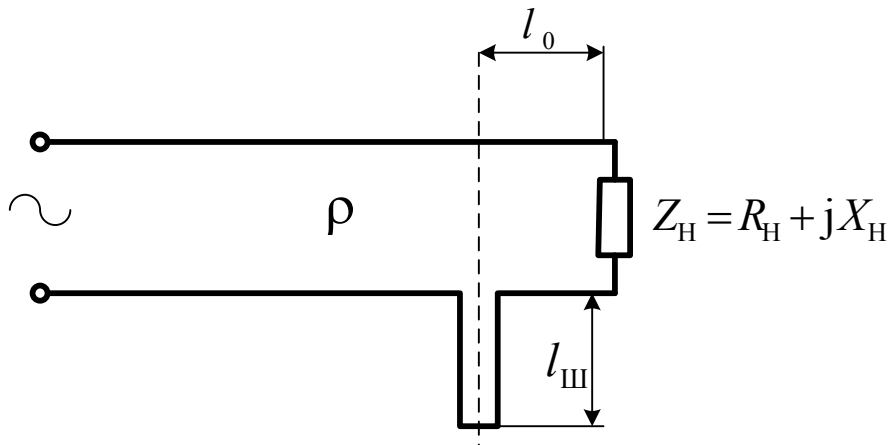


Рис. 2.3 — Согласующий последовательный короткозамкнутый шлейф

Найдем l_0 и $l_{\text{Ш}}$ из условия согласования линии в сечении $x = l_0$. В этом сечении входное реактивное сопротивление шлейфа $jX_{\text{Ш}}(l_{\text{Ш}})$ включено последовательно с сопротивлением линии $Z(x_{\text{Ш}}) = R(x_{\text{Ш}}) + jX(x_{\text{Ш}})$. Сумма этих сопротивлений должна быть равна волновому сопротивлению линии передачи. Расчетные соотношения могут быть представлены в виде:

$$\begin{cases} l_0 = x_{\text{Ш}} = \left(\frac{1}{k}\right) \text{arctg}\left(\frac{1}{\sqrt{\text{КСВ}}}\right); \\ l_{\text{Ш}} = \left(\frac{1}{k}\right) \text{arctg}\left(\frac{\text{КСВ}-1}{\sqrt{\text{КСВ}}}\right). \end{cases} \quad (2.8)$$

Из соотношений (2.8) следует, что последовательный шлейф необходимо включать в таком сечении линии, где активная часть ее входного сопротивления равна волновому сопротивлению линии. Длину шлейфа следует подбирать такой, чтобы его реактивное сопротивление было бы равно по величине и противоположно по знаку реактивной части входного сопротивления линии в месте включения шлейфа.

Недостаток такого способа согласования состоит в том, что при изменении нагрузки изменяется не только длина шлейфа, но и место его включения в линию. Конструктивно это крайне неудобно.

Параллельный согласующий шлейф. Согласующее устройство в виде параллельного шлейфа показано на рис. 2.4.

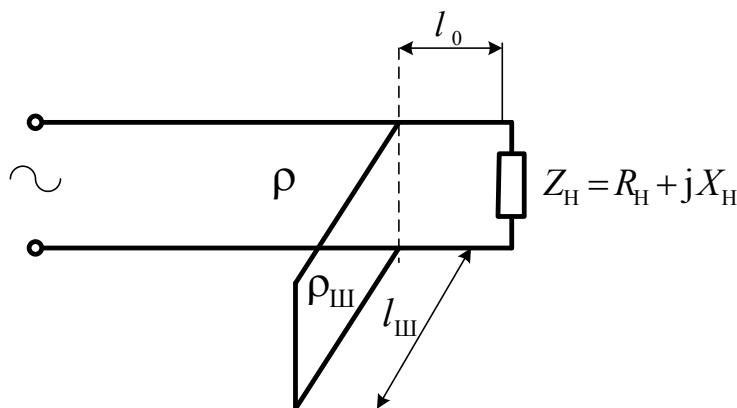


Рис. 2.4 — Согласующий параллельный короткозамкнутый шлейф

Как и в предыдущем случае, согласование достигается подбором места подключения

шлейфа $x = l_0$ в линию передачи и длины шлейфа $l_{\text{ш}}$.

Расчетные соотношения могут быть представлены в виде:

$$\begin{cases} \operatorname{tg}(kl_0) = \frac{\rho X_{\text{н}} \pm \sqrt{\rho R_{\text{н}} ((R_{\text{н}} - \rho)^2 + X_{\text{н}}^2)}}{\rho(R_{\text{н}} - \rho)} \\ \operatorname{ctg}(kl_{\text{ш}}) = \pm \frac{\rho_{\text{ш}}}{\rho} \sqrt{\frac{R_{\text{н}}^2 + X_{\text{н}}^2 + \rho^2 - 2R_{\text{н}}\rho}{\rho R_{\text{н}}}}. \end{cases} \quad (2.9)$$

Параллельный шлейф нужно включать в таком сечении линии, в котором активная часть входной проводимости линии равна волновой проводимости, а длину шлейфа следует выбирать так, чтобы его реактивная проводимость компенсировала реактивную часть входной проводимости линии.

Недостатки параллельного шлейфа такие же, как и у последовательного: при изменении нагрузки изменяются длина шлейфа и место его включения в линию. В экранированных линиях менять место включения шлейфа конструктивно неудобно. Поэтому в качестве согласующего устройства применяют два и три последовательных или параллельных шлейфов. *Однако в двухпроводной линии параллельный шлейф может быть сделан подвижным, т.е. перемещающимся вдоль линии.*

Способы широкополосного согласования.

На практике применяются сочленения и элементы тракта, предназначенные для работы в относительном диапазоне частот 10% и более. Такой диапазон частот принято называть *широким*, а устройства, работающие в таком диапазоне частот, — *широкополосными*. В технических требованиях к этим устройствам указывается диапазон частот и допустимое рассогласование $\text{КСВ} \leq \text{КСВ}_{\text{доп}}$ в этом диапазоне частот. Задача широкополосного согласования возникает, например, при необходимости стыковки линий передачи с различными размерами или формами поперечных сечений, а также при работе тракта с широкополосными сигналами, например, линейно-частотно-модулированными или шумоподобными.

Основными широкополосными согласующими устройствами являются:

- широкополосные частотные компенсаторы;
- ступенчатые трансформаторы;
- плавные переходы или неоднородные линии.

Рассмотрим принцип работы каждого из этих устройств.

Принцип частотной компенсации состоит во взаимной компенсации частотных изменений сопротивления нагрузки и согласующих элементов. Его можно осуществить за счет подбора необходимого закона частотного изменения сопротивления согласующих элементов. Рассмотрим широкополосное согласование комплексных сопротивлений с помощью одного шлейфа (рис. 2.5, а).

Предположим, что график проводимости согласуемой нагрузки $Y_{\text{н}} = \frac{1}{Z_{\text{н}}} = G_{\text{н}} + jB_{\text{н}}$ имеет вид, изображенный на рис. 2.5, б. На этом же рисунке представлен график входной реактивной проводимости согласующего шлейфа $B_{\text{ш}}$, (рис. 2.5, в), включенного по схеме рис. 2.5, а. Наклон кривой $B_{\text{ш}}$ подобран примерно равным наклону кривой $B_{\text{н}}$ с обратным знаком. Поэтому суммарная реактивная проводимость $B_{\text{н}} + B_{\text{ш}}$ уменьшается и меньше изменяется с частотой, чем реактивная проводимость нагрузки. Входное сопротивление короткозамкнутого шлейфа определяется соотношением

$$Z_{\text{вхш}} = j\rho_{\text{ш}} \operatorname{tg}(kl_{\text{ш}}).$$

Отсюда можно определить входную проводимость шунта

$$B_{\text{ш}} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{ctg}\left(\frac{2\pi}{\lambda} l_{\text{ш}}\right).$$

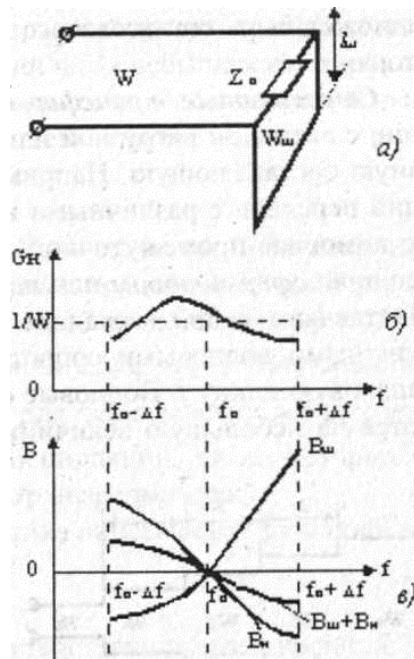


Рис. 2.5 — Согласование в полосе частот с помощью одного шлейфа: а) схема согласующего устройства; б) графики проводимости нагрузки и шлейфа

Таким образом, подбором величины волнового сопротивления шлейфа и его длины можно изменять наклон кривой $B_{\text{ш}}$ и полосу частот, в которой реактивная проводимость изменяется в допустимых пределах.

Активная составляющая проводимости нагрузки при необходимости может быть согласована с помощью четвертьволнового трансформатора.

Ступенчатые трансформаторы применяются для согласования линии с активной нагрузкой или нагрузкой, имеющей небольшую реактивную составляющую. Например, согласование при сочленении двух линий передачи с различными волновыми сопротивлениями достигается с помощью промежуточного нерегулярного отрезка линии, называемого *трансформатором* или *переходом*. Ступенчатые трансформаторы представляют собой каскадное включение отрезков линий передачи с различными волновыми сопротивлениями, но имеющими одинаковую длину. Волновые сопротивления соседних ступенек отличаются на небольшую величину, и отражения от них невелики. Принцип работы ступенчатого трансформатора заключается в том, что всегда найдется хотя бы пара ступенек, отражение от которых компенсируется. Чем больше ступенек, тем лучше согласование и шире полоса пропускания. Структура трансформатора определяется числом ступенек n , длиной ступеньки l_i и отношением волновых сопротивлений соседних ступенек. Свойства трансформатора описываются его частотной характеристикой, которая представляет собой зависимость рабочего затухания L от частоты. Под рабочим затуханием понимают величину

$$L = \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} \quad \text{или} \quad L = 10 \lg \left(\frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} \right), \text{ дБ},$$

где $P_{\text{вх}}$ и $P_{\text{вых}}$ — мощность на входе и выходе трансформатора соответственно. Затухание в трансформаторе определяется отражениями от его входа в полосе частот. При этом в качестве аргумента функции рабочего затухания L берут величину $\frac{2\pi}{\lambda} l$. Поэтому частотная

характеристика трансформатора представляет собой зависимость рабочего затухания L от электрической длины ступеньки.

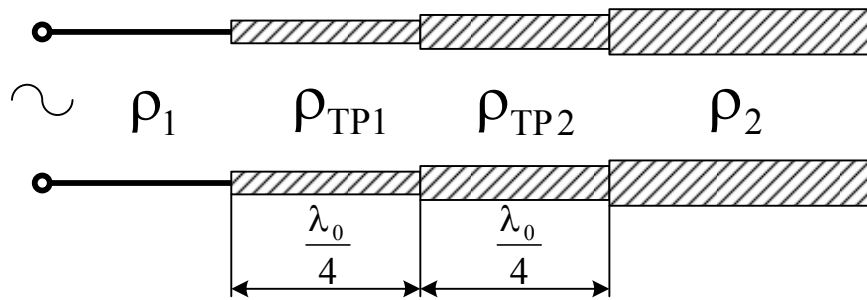


Рис. 2.6 — Двухступенчатый трансформатор

Волновое сопротивление отрезков двухступенчатого трансформатора (см. рис. 4.6) определяется соотношениями:

$$\begin{cases} \rho_{\text{ТР1}} = \sqrt{\rho_1 \sqrt{\rho_1 \rho_2}}; \\ \rho_{\text{ТР2}} = \sqrt{\rho_2 \sqrt{\rho_1 \rho_2}}. \end{cases} \quad (2.10)$$

В большинстве случаев определение структуры трансформатора по заданным полосе частот $2\Delta f$ и допустимому рассогласованию $\text{КСВ}_{\text{доп}}$ является задачей синтеза согласующего устройства.

Плавные переходы используются также для согласования активных нагрузок и могут рассматриваться как предельный случай ступенчатого перехода при увеличении числа ступенек n до бесконечности и неизменной длине перехода. Частотные характеристики плавных переходов непериодические. Наиболее часто употребляются на практике экспоненциальный переход, чебышевский переход и вероятностный переход, являющийся предельным случаем ступенчатого перехода с максимально плоской характеристикой.

Плавный переход, по существу, является нерегулярной двухпроводной линией передачи, в которой погонные параметры и волновое сопротивление — функции продольной координаты (рис. 2.7).

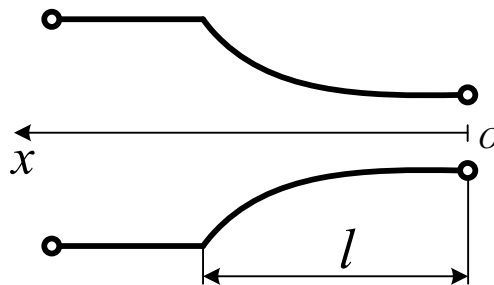


Рис. 2.7 — Плавный переход в виде экспоненциальной линии

При этом эквивалентная схема элементарного участка такой линии длиной dx имеет вид, как и для регулярной линии (см. рис. 1.8). Поэтому остаются справедливыми телеграфные уравнения (1.8). Можно показать, что волновое сопротивление в такой линии изменяется по экспоненциальному закону:

$$\rho(x) = \rho_0 e^{bx},$$

где ρ_0 — волновое сопротивление в начале линии; b — коэффициент, определяющий скорость изменения волнового сопротивления вдоль линии. Подбирая значения ρ_0 и b , можно обеспечить широкополосное согласование. Эффективность согласования зависит от скорости изменения волнового сопротивления вдоль линии. Чем медленнее изменяется ρ , тем шире полоса согласования и больше длина перехода.

Недостатком плавных экспоненциальных переходов является их большая длина при

значительных перепадах волнового сопротивления. Например, при $\frac{\rho(x=l)}{\rho_0} = 7,4$ и допуске

на рассогласование $|\Gamma_{\max}| \leq 0,05$ длина перехода $l \geq 3\lambda$. При этом длина оптимального чебышевского перехода в 3...4 раза меньше. Среди плавных переходов при одинаковых перепадах волновых сопротивлений, нижней граничной частоте и допуске на рассогласование наименьшую длину имеют чебышевские переходы.

Сравнение ступенчатых и плавных переходов показывает, что при одинаковых параметрах длина ступенчатого перехода заметно меньше, чем плавного. Однако при этом полоса пропускания плавного перехода гораздо шире. При повышенных требованиях к электрической точности плавный переход предпочтительнее ступенчатого. Снижение электрической прочности последнего объясняется концентрацией электромагнитного поля в местах стыков отдельных ступенек.

Лекция № 3

СВЧ-фильтры, аттенуаторы, фазовращатели. Разветвленные тракты СВЧ.

Тракт СВЧ любой радиотехнической системы состоит из большого числа различных устройств СВЧ. К их числу относятся отрезки линий передачи, разъемы, изгибы и скрутки, согласующие устройства, фазовращатели, фильтры СВЧ, делители мощности СВЧ, невзаимные устройства СВЧ с использованием ферритов, коммутирующие устройства и т.п. Общим для этих и им подобных устройств является то, что они принадлежат к классу устройств с *распределенными параметрами*. Геометрические размеры этих устройств сравнимы с длиной волны электромагнитных колебаний. Это определяет всю специфику расчета и проектирования устройств СВЧ, так как процессы, происходящие в них, имеют *волновой характер*. Теория устройств СВЧ тесно связана с электродинамикой и включает в себя два больших раздела: *анализ* устройств СВЧ и *синтез* устройств СВЧ. Задача анализа состоит в изучении *внешних характеристик* устройств СВЧ, а также определения этих внешних характеристик из решения соответствующей внутренней задачи методами прикладной электродинамики или из эксперимента.

Задача синтеза устройств СВЧ состоит в определении структуры и геометрических размеров элементов устройства СВЧ по заданным его характеристикам.

Изучение внешних характеристик устройств СВЧ может производиться без конкретизации их внутренней структуры. Это позволяет рассматривать устройство СВЧ как некий «черный ящик», имеющий определенное число выходящих из него линий передачи СВЧ. Каждая из этих линий передачи также является устройством с распределенными параметрами, для которого не переменным является волновой характер электромагнитных процессов. Это приводит к необходимости фиксировать продольные координаты поперечных сечений линий передачи или, как говорят, фиксировать клеммные плоскости. Относительно этих клеммных плоскостей проводится отсчет фаз, а в некоторых случаях и амплитуд падающих и отраженных волн. Смещение клеммных плоскостей вдоль входных линий передачи приводит к изменению внешних характеристик устройств СВЧ. В большинстве случаев во входных линиях передачи устройств СВЧ единственной распространяющейся волной является волна основного типа. Волны остальных типов находятся в закритическом режиме. Клеммные плоскости устройства СВЧ стремятся расположить таким образом, чтобы амплитудами закритических волн в них можно было бы пренебречь.

В дальнейшем будем рассматривать *пассивные линейные* устройства СВЧ. Устройство СВЧ называется *пассивным*, если в его состав не входят активные преобразующие или усиливающие элементы, например, транзисторы, электронные устройства СВЧ и т.п. *Линейность* устройств СВЧ означает независимость его характеристик от подводимой к

нему мощности. Внешние характеристики пассивных линейных устройств СВЧ связаны между собой системами линейных алгебраических уравнений. Поэтому в теории устройств СВЧ широко используется математический аппарат *теории матриц*.

Методы описания неоднородностей волноводного тракта. В технике СВЧ принято каждому устройству СВЧ ставить в соответствие некоторый многополюсник. При этом каждой распространяющейся волне во входных линиях передачи устройства СВЧ ставится в соответствие пара клемм этого эквивалентного многополюсника. В дальнейшем будем считать, что во входных линиях передачи распространяются лишь волны основных типов. Тогда число пар клемм эквивалентного многополюсника совпадает с числом входных линий передачи устройства СВЧ. Входы устройства СВЧ представляют собой поперечные сечения входных линий передачи.

На каждой паре клемм эквивалентного многополюсника могут быть определены комплексные напряжения u_n и токи i_n . Способы задания эквивалентных напряжений и токов могут быть различные. Будем рассматривать линейные пассивные многополюсники. Токи и напряжение на входах многополюсника можно связать системой соотношения,

$$\begin{cases} U_1 = Z_{11}J_1 + Z_{12}J_2 + \dots + Z_{1n}J_n \\ U_2 = Z_{21}J_1 + Z_{22}J_2 + \dots + Z_{2n}J_n \\ \dots \\ \dots \\ U_n = Z_{n1}J_1 + Z_{n2}J_2 + \dots + Z_{nn}J_n \end{cases}$$

которая в матричной форме имеет вид

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \dots \\ \dots \\ U_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1n} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ Z_{n1} & Z_{n2} & \dots & Z_{nn} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} J_1 \\ J_2 \\ \dots \\ \dots \\ J_n \end{bmatrix} \quad (1)$$

где $z_{ik} = \frac{U_i}{J_k}$ — взаимные сопротивления i -го и k -го входа при режиме холостого хода на всех входах, кроме k -го;

$z_{ii} = \frac{U_i}{J_i}$ — собственное сопротивление i -го входа, определяется в режиме холостого хода на всех входах, кроме i -го.

Используют нормировку элементов матрицы сопротивлений $[Z]$

$$P_i = \frac{1}{2W_i} U_i U_i^* = \frac{1}{2} J_i J_i^* W_i = \frac{1}{2} U_i U_i^* = \frac{1}{2} i_i i_i^*$$

$$U_i = U_i / \sqrt{W_i}, \quad i = \sqrt{W_i} J_i$$

$$Z_{ik} = Z_{ik} \sqrt{\frac{W_k}{W_i}}$$

$$[Y]^{-1} = [Z].$$

Многополюсник — реактивный, если элементы его матрицы сопротивлений чисто реактивные.

При анализе работы устройств СВЧ всегда существует формальная возможность перехода от электрических и магнитных полей, характеризующихся их напряженностями к их эквивалентным напряжениям, «приложенным» к зажимам устройства, и эквивалентным токам, «текущим», на этих зажимах. При этом функциональные особенности любого

волноводного элемента, определяющие его взаимодействие с различными узлами тракта, описываются с помощью некоторых коэффициентов, объединяемых в матрицу. Матрица любого элемента определена, если в нем известна структура электромагнитного поля.

Полное поле в линии передачи можно представить в виде оценки суммы падающей и отраженной волн (или падающей из другого плеча) с нормированными амплитудами $U_{\text{пад}}$ и $U_{\text{отр}}$. Это представление удобно использовать и при описании СВЧ элементов, при этом полученные волновые матрицы объединяют коэффициенты связи между величинами падающих и отраженных волн в плечах данного элемента.

Для примера рассмотрим трехплечий волноводный элемент (см. рис. 3.1).

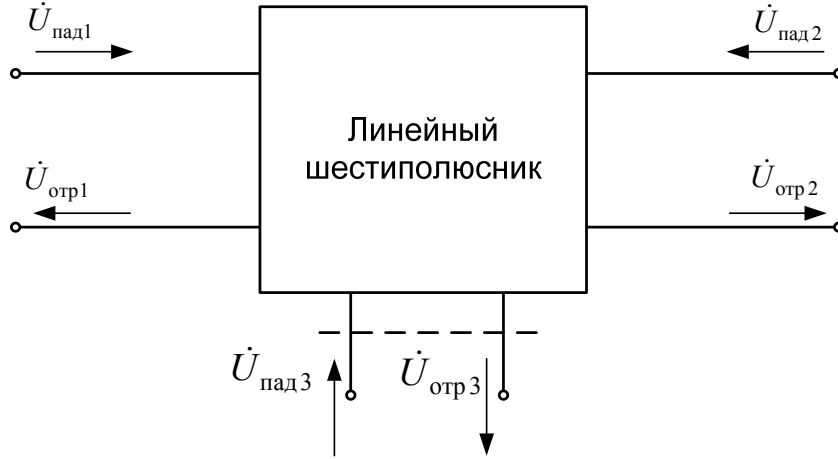


Рис. 3.1 — Модель шестиполюсника

Выбрав в каждом плече плоскость отсчета, в которой измеряются амплитуда и фаза падающих волн, получим следующие соотношения в плечах элемента:

$$\begin{cases} \dot{U}_{\text{отр}1} = S_{11}\dot{U}_{\text{пад}1} + S_{12}\dot{U}_{\text{пад}2} + S_{13}\dot{U}_{\text{пад}3}; \\ \dot{U}_{\text{отр}2} = S_{21}\dot{U}_{\text{пад}1} + S_{22}\dot{U}_{\text{пад}2} + S_{23}\dot{U}_{\text{пад}3}; \\ \dot{U}_{\text{отр}3} = S_{31}\dot{U}_{\text{пад}1} + S_{32}\dot{U}_{\text{пад}2} + S_{33}\dot{U}_{\text{пад}3}, \end{cases} \quad (3.1)$$

где S_{ij} — комплексные коэффициенты, характеризующие волноводный узел.

Пусть источник включен в i -ое плечо $U_{\text{пад}i} \neq 0$, а к остальным плечам волноводного элемента подключены согласованные нагрузки, т.е. $U_{\text{пад}j} = 0$. Тогда при $j = i$ коэффициент S_{ii} представляет собой коэффициент отражения волны в i -ом плече.

$$S_{ii} = \frac{\dot{U}_{\text{отр}i}}{\dot{U}_{\text{пад}i}}, \quad (3.2)$$

а при $i \neq j$ коэффициент S_{ij} — коэффициент передачи волны из j -го плеча в i -ое:

$$S_{ij} = \frac{\dot{U}_{\text{отр}i}}{\dot{U}_{\text{пад}j}}. \quad (3.3)$$

В случаях, когда $|U_{\text{пад}i}| = \text{const}$ система (5.1) может быть записана в матричном виде:

$$\begin{bmatrix} \dot{U}_{\text{отр}1} \\ \dot{U}_{\text{отр}2} \\ \dot{U}_{\text{отр}3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \dot{U}_{\text{пад}1} \\ \dot{U}_{\text{пад}2} \\ \dot{U}_{\text{пад}3} \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$

где матрица $[S]$ — матрица рассеяния.

Матрица рассеяния многополюсника. Рассмотрим некоторый многополюсник (рис. 3.2).



Рис. 5.2 — Линейный многополюсник

Матрица рассеяния для него имеет вид:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \dots & S_{1N} \\ S_{21} & S_{22} & \dots & S_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{N1} & S_{N2} & \dots & S_{NN} \end{bmatrix}.$$

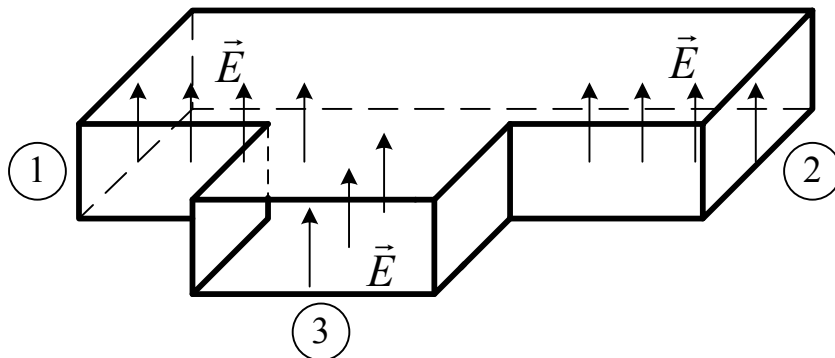
Для симметричных многополюсников $S_{ij} = S_{ji}$. Количество элементов матрицы, которые следует определить составляет $\frac{N(N+1)}{2}$.

Воспользуемся свойством унитарности матрицы, когда

$$\sum_{i=1}^N S_{ij} S_k^* = \begin{cases} 1, j = k; \\ 0, j \neq k. \end{cases}$$

Вся поданная в плечо j энергия распределяется по всем плечам, которые должны быть согласованы со своими нагрузками. Невозбуждение соседнего плеча — условие независимого возбуждения плеч.

Матрица рассеяния волноводного H -тройника. H -тройник — устройство для разветвления энергии вдоль узкой стенки волновода (рис. 3.3). Деление мощности осуществляется синфазно. Для получения в плече 3 суммарной мощности с плеч 1 и 2, последние нужно возбуждать синфазно.

Рис. 3.3 — Волноводный H -тройник

Матрица рассеяния H -плоскостного волноводного тройника, когда внутренне согласованного со стороны плеча 3, а плечи 1 и 2 нагружены на согласованные нагрузки, имеет вид:

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{bmatrix},$$

где нумерация строк и столбцов соответствует нумерации плеч.

Матрица рассеяния волноводного E -тройника. E -тройник — устройство для разветвления энергии вдоль широкой стенки волновода (рис. 3.4).

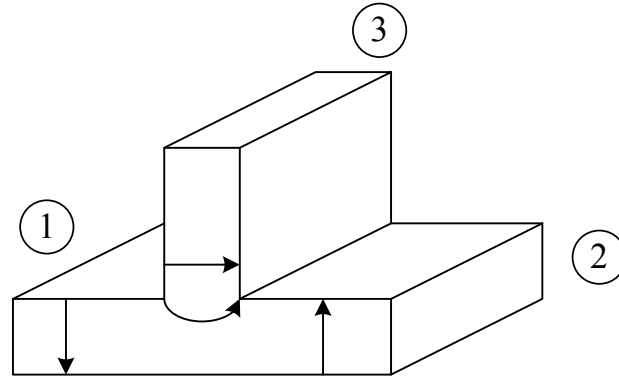


Рис. 3.4 — Модель волноводного E -тройника

Матрица рассеяния E -тройника, когда внутренне согласованного со стороны плеча 3, а плечи 1 и 2 нагружены на согласованные нагрузки, имеет вид:

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & -1 \\ 1 & -1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Деление мощности осуществляется противофазно. Для получения в плече 3 суммарной мощности с плеч 1 и 2, последние нужно возбуждать противофазно, а для вычитания мощностей с плеч 1 и 2 — возбуждать их синфазно.

Матрица рассеяния двойного волноводного тройника (рис. 3.5). Предполагается, что на входах двойного тройника существуют волны основного типа H_{10} . В таком многополюснике отсутствуют невзаимные устройства. Такой многополюсник — взаимный.

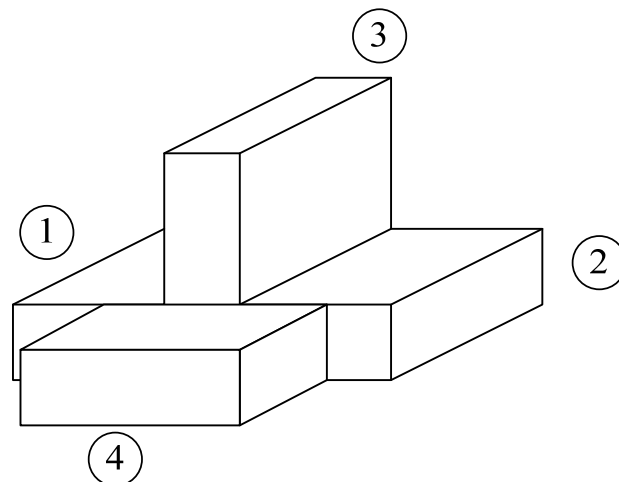


Рис. 3.5 — Двойной волноводный тройник

Используем свойство симметрии многополюсников.

Пусть многополюсник возбуждается со входа 3. Остальные входы согласованы. В этом случае поле формируется на выходах 1 и 2 (см. рис. 3.6, а) в пторивофазе: $S_{13} = -S_{23}$.

Возбуждение на вход 4 не пройдет: $S_{43} = 0$.

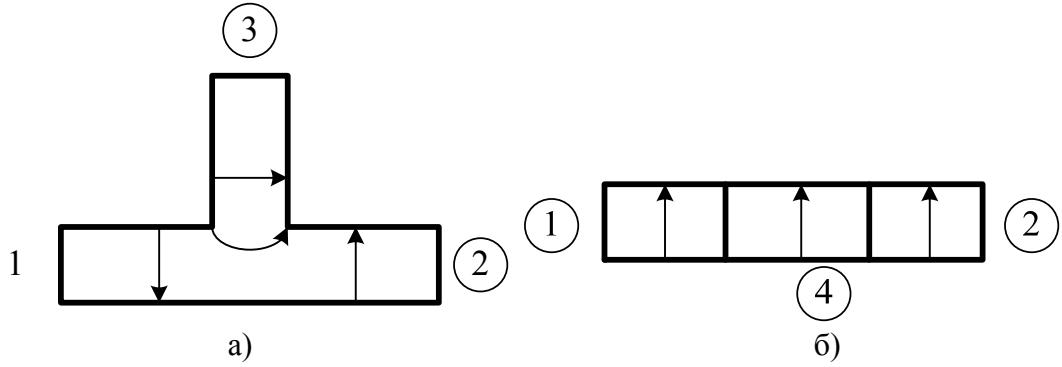


Рис. 3.6 — К описанию принципа работы двойного волноводного тройника

Представим, что возбуждается вход 4, остальные согласованы. Принцип распределения мощности такой же, как и в H -тройнике: $S_{14} = S_{24}$. Энергия в плечо 3 не попадает: $S_{34} = 0$.

$$\begin{aligned} |S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 + |S_{13}|^2 + |S_{14}|^2 &= 1; \\ |S_{31}|^2 + |S_{32}|^2 + |S_{33}|^2 + |S_{34}|^2 &= 1; \\ |S_{41}|^2 + |S_{42}|^2 + |S_{43}|^2 + |S_{44}|^2 &= 1. \end{aligned}$$

Отсюда

$$\begin{aligned} |S_{41}|^2 &= |S_{31}|^2 = \frac{1}{2}. \\ S_{41} &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\psi}; \quad S_{31} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\varphi} \\ S_{31} &= -S_{32}. \end{aligned}$$

Полная матрица рассеяния имеет вид

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & e^{i\varphi} & e^{i\psi} \\ 0 & 0 & -e^{i\varphi} & e^{i\psi} \\ e^{i\varphi} & -e^{i\varphi} & 0 & 0 \\ e^{i\psi} & e^{i\psi} & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Для случая согласованной матрицы рассеяния, когда фазы элементов матрицы $\varphi = \psi = 0$, тогда:

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Матрица дает связь между амплитудами падающих и отраженных волн на входах многополюсника:

$$\begin{bmatrix} \dot{U}_{\text{отр}1} \\ \dot{U}_{\text{отр}2} \\ \dot{U}_{\text{отр}3} \\ \dot{U}_{\text{отр}4} \end{bmatrix} = [S] \cdot \begin{bmatrix} \dot{U}_{\text{пад}1} \\ \dot{U}_{\text{пад}2} \\ \dot{U}_{\text{пад}3} \\ \dot{U}_{\text{пад}4} \end{bmatrix}.$$

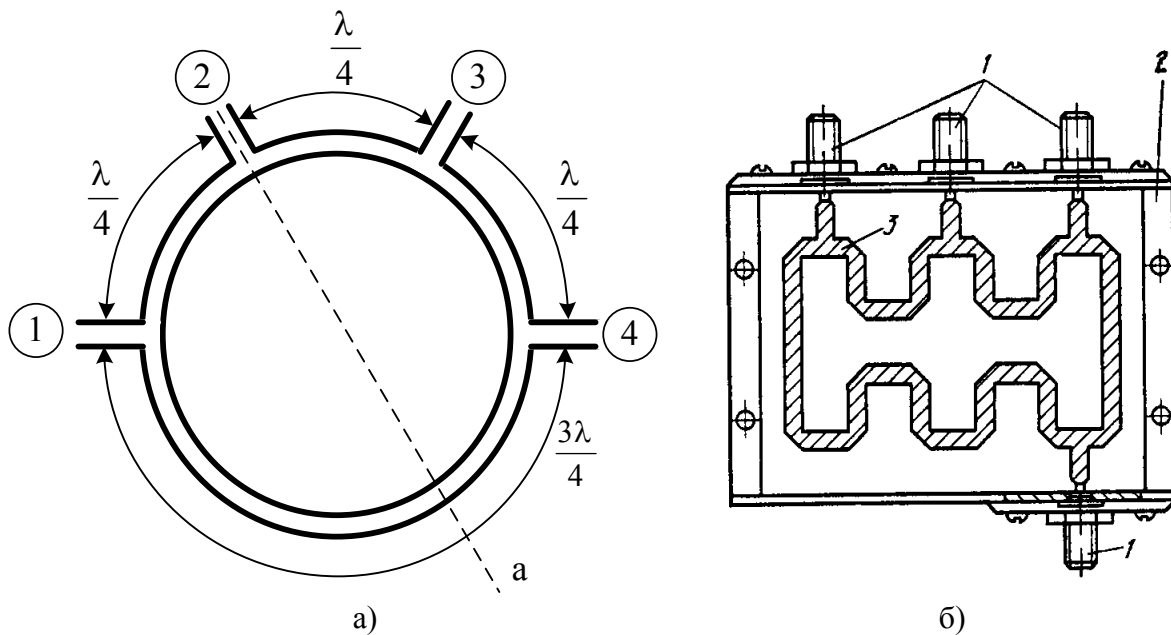
Определим $\dot{U}_{отр i}$:

$$\begin{cases} \dot{U}_{отр1} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\dot{U}_{пад3} + \dot{U}_{пад4}) \\ \dot{U}_{отр2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\dot{U}_{пад3} + \dot{U}_{пад4}) \\ \dot{U}_{отр3} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\dot{U}_{пад1} - \dot{U}_{пад2}) \\ \dot{U}_{отр4} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\dot{U}_{пад1} + \dot{U}_{пад2}) \end{cases}$$

Мостовые устройства СВЧ. Мостовые устройства – это восьмиполюсники, обладающие следующими свойствами: при возбуждении одного из плеч сигнал на другое плечо не проходит (свойство развязки). Сигнал на оставшихся 2-х входах делится пополам.

Примеры мостовых устройств. Кольцевой мост, волноводно щелевой мост, двойной волноводный тройник.

Кольцевой мост выполняется на коаксиальных, волноводных, полосковых линиях передачи (см. рис. 3.7).



1 — переходы; 2 — корпус; 3 — микрополосковая линия передачи

Рис. 3.7 — Кольцевой мост: а) схема; б) конструкция

Пусть возбуждается вход 2, а остальные нагружены на согласованные нагрузки. В кольцевой коаксиальной линии возбуждаются две волны противоположного направления. Пройдя одинаковый путь, поля этих волн складываются в сечении а (пучность напряжения) сечения а – а эквивалентно холостому ходу и отстает от входа 4 на $\frac{\lambda}{4}$. Холостой ход через $\frac{\lambda}{4}$ пересчитывается в короткое замыкание. Сигнал на вход 4 не пройдет, а делится пополам между входами 1 и 3. Аналогично можно рассмотреть возбуждение с любого другого входа. Определим волновое сопротивление кольца ρ_K , если известны волновые сопротивления входов $\rho_{лп}$.

Рассмотрим случай синфазных сигналов на входах 1 и 3 — кольцевой мост составлен из *H*-тройников. Сопротивление $\rho_{лп}$ пересчитывается со входа 1 ко входу 2, как некое

сопротивление Z_1 и со входа 3 пересчитывается в Z_2 на вход 2. Эти сопротивления на входе 2 параллельны.

$$Z_{\text{вх}2} = \frac{Z_2}{2} = \rho_{\text{лп}}; \quad Z_2 = 2\rho_{\text{лп}};$$

$$\rho_{\text{лп}} Z_2 = \rho_{\text{к}}^2; \quad \rho_{\text{к}} = \rho_{\text{лп}} \sqrt{2}.$$

В случае, когда кольцевой мост составлен из Е-тройников, то волновое сопротивление кольца и линий передачи должны быть связаны соотношением

$$\rho_{\text{к}} = \frac{\rho_{\text{лп}}}{2}.$$

Волноводно-щелевой мост. Рассмотрим волноводно-щелевой мост, представленный на рис. 3.8.

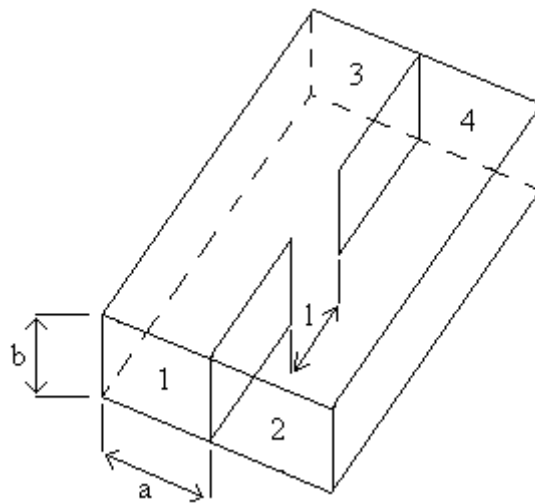


Рис. 5.8 — Модель волноводно-щелевого моста

Полагаем, что в волноводах на входах 1, 2, 3, 4 возбуждаются волны H_{10} . Пусть мост возбуждается со стороны плеч 1 и 2 (рис. 3.9). В случае, показанном на рис. 3.9, а в области щели возбуждается волна H_{10} .

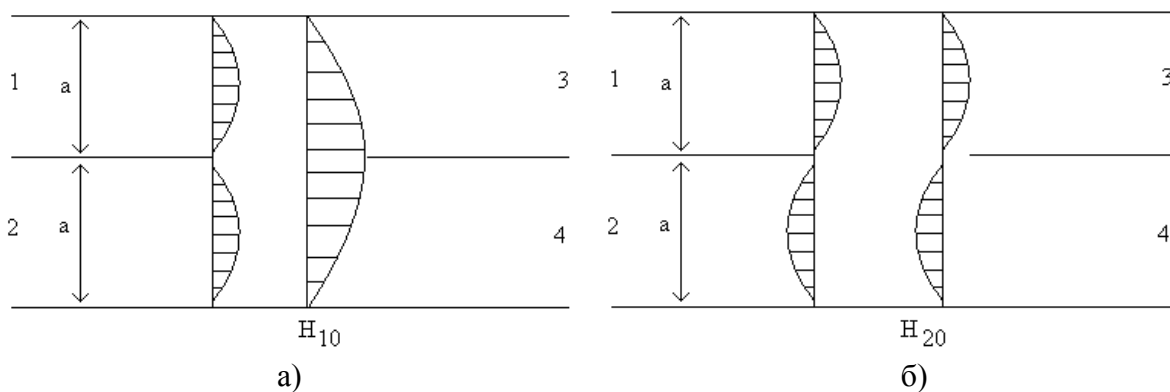


Рис. 3.9 — Описание принципа работы волноводно-щелевого моста

Определим длину волны в области щели

$$\Lambda_1 = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{4a}\right)^2}}.$$

В случае противофазного возбуждения (см. рис. 3.9, б) в области щели возбуждается волна H_{20}

$$\Lambda_2 = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}.$$

Волны этих типов, распространяясь в области щели получают запаздывание по фазе

$$\varphi_{H10} = \frac{2\pi}{\Lambda_1} l; \quad \varphi_{H20} = \frac{2\pi}{\Lambda_2} l.$$

На входах 3 и 4, поля этих волн складываются с разницей фаз

$$\Delta\varphi = \left(\frac{2\pi}{\Lambda_1} - \frac{2\pi}{\Lambda_2} \right) l.$$

Для того, чтобы разность фаз составляла $\frac{\pi}{2}$ выбирается длина щели

$$l = \frac{1}{4} \frac{\Lambda_1 \Lambda_2}{\Lambda_2 - \Lambda_1}.$$

Рассмотрим сигнал на входе 3. Сигнал на входах 3 и 4 делится пополам. При этом сигнал на входе 3 опережает сигнал на входе 4. Волны, распространяясь в области щели на входах 3 и 4 встречают неоднородность. В результате появляются отраженные волны. Для их компенсации (для настройки моста) вводят регулируемый штырь. Можно регулировать либо переходное ослабление, либо направленность (развязку на входе 2 и уровень сигналов на входе 3 и 4). Также можно рассмотреть возбуждение с других входов.

Направленные ответвители. Направленные ответвители (рис. 3.10) — это 8-полюсники, один вход которого развязан. Это устройство используется для ответвления части мощности в некоторую вторичную линию передачи. Это полностью взаимное устройство.

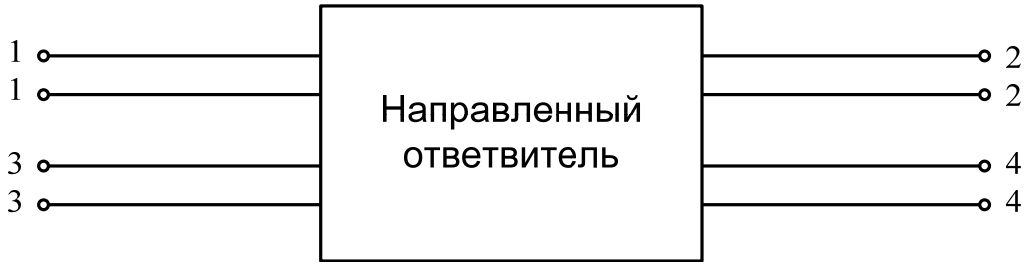


Рис. 3.10 — Модель направленного ответвителя

Коэффициенты его матрицы рассеяния можно сгруппировать следующим образом

$$\begin{cases} S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} = A; \\ S_{12} = S_{21} = S_{34} = S_{43} = B; \\ S_{13} = S_{31} = S_{24} = S_{42} = C; \\ S_{14} = S_{41} = S_{23} = S_{32} = D. \end{cases}$$

Тогда матрицу рассеяния можно записать в виде

$$[S] = \begin{bmatrix} A & B & C & D \\ B & A & D & C \\ C & D & A & B \\ D & C & B & A \end{bmatrix}.$$

На практике направленный ответвитель используется в двух режимах работы — см. рис. 3.11.

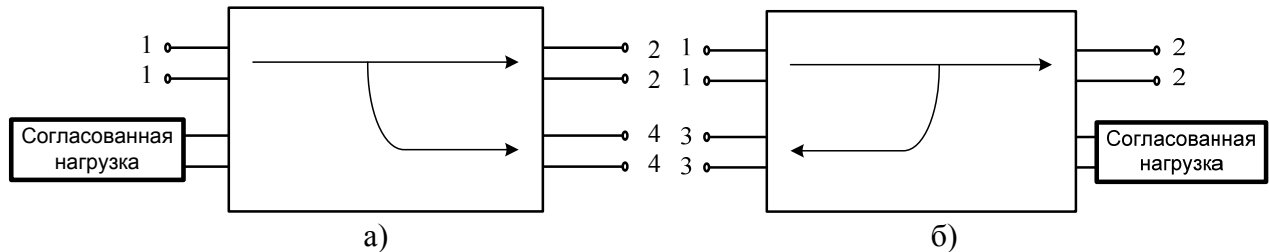


Рис. 3.11 — Режимы работы направленного ответвителя:
а) сонаправленный; б) противонаправленный

Для сонаправленного ответвителя матрица рассеяния имеет вид

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & \pm j\sqrt{1-D^2} & 0 & D \\ \pm j\sqrt{1-D^2} & 0 & D & 0 \\ 0 & D & 0 & \pm j\sqrt{1-D^2} \\ D & 0 & \pm j\sqrt{1-D^2} & 0 \end{bmatrix}.$$

Направленные ответвители имеют характеристики:

- 1) переходное ослабление

$$A = 10 \lg \frac{P_1}{P_4} = -20 \lg D, \text{ дБ}$$

- 2) рабочее затухание

$$L = 10 \lg \frac{P_1}{P_2} = -10 \lg (1-D)^2, \text{ дБ}$$

- 3) направленность

$$M = 10 \lg \frac{P_4}{P_3} = -20 \lg \left| \frac{D}{C} \right|, \text{ дБ}$$

- 4) коэффициент стоячих волн

$$\text{КСВ} = \frac{1 + |S_{11}|}{1 - |S_{11}|}.$$

Лекция № 4

Управляющие и невзаимные устройства СВЧ. Антенные переключатели. Ферритовые вентили и циркуляторы.

4.1. Управление амплитудой и фазой СВЧ сигналов

В современных радиотехнических системах широко применяют устройства управления амплитудой (многоканальные переключатели, аттенюаторы, амплитудные модуляторы, ограничители) и фазой (фазовращатели) СВЧ сигнала.

Для этих целей используют СВЧ диоды. Управляющий СВЧ диод может включаться в линию последовательно или параллельно.

В микрополосковую линию бескорпусные диоды обычно включают параллельно.

Принцип работы многоканального переключателя (рис. 4.1) заключается в том, что при подаче положительного смещения диод открывается, его сопротивление становится намного меньше Z_0 и линия в этом сечении шунтируется диодом.

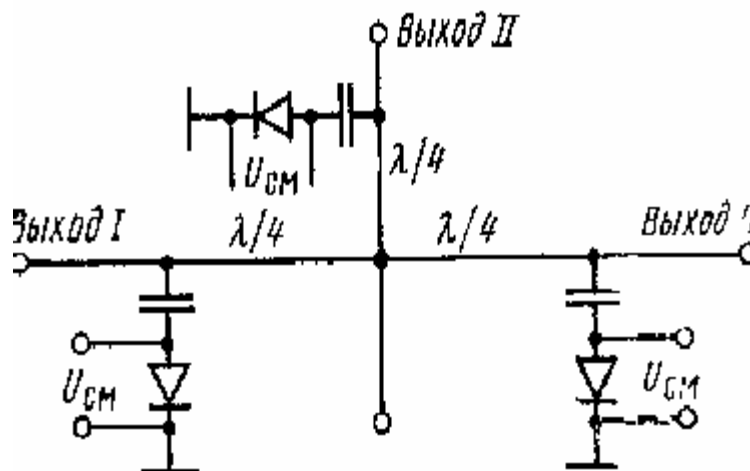


Рис. 4.1 — Схема многоканального переключателя

Подводимая мощность отражается от этого сечения линии. Если же на диод подать отрицательное смещение, то он закрывается, его сопротивление становится большим и не шунтирует линию. В диоде поглощается небольшая доля переключаемой мощности. Это позволяет выполнять переключатели для относительно большой мощности на маломощных приборах. Если эта мощность мала (менее 1 Вт), то можно применять СВЧ диоды различных типов: варакторы, туннельные диоды и др. Если же уровень мощности превышает 1 Вт, то пригодны только *p-i-n* — диоды, способные рассеять до 10 Вт средней мощности. Необходимо отметить, что вносимые потери в переключателе в режиме пропускания L_{Π} и запираания L_3 связаны зависимостью

$$\frac{\sqrt{L_3} - 1}{\sqrt{L_{\Pi}} - 1} = \frac{R_{\max}}{R_{\min}} = K,$$

где $R_{\max}$, $R_{\min}$ — сопротивления диода при подаче отрицательного и положительного смещения соответственно, K — качество *p-i-n*-диода.

Обычно переключатели разрабатывают на максимальный уровень переключаемой мощности. В этом случае режим работы переключателя целесообразно выбрать таким, чтобы в положениях «включено» и «выключено» в диоде поглощалась одинаковая мощность. При этом в диоде поглощается около 6% коммутируемой мощности. Потери в режиме «включено» составляют 0,5 дБ, в режиме «выключено» (26...28) дБ. Если требуется увеличить вносимые потери в режиме «выключено», вдоль линии можно установить несколько диодов на расстоянии четверти длины волны. Мощность управления одним *p-i-n* — диодом составляет (0,03...0,1) Вт.

Если нужно уменьшить мощность управления (например, при большом числе диодов), можно применить варакторы МДП. У этих приборов при изменении напряжения смещения изменяется емкостная проводимость. Ток утечки в них не превышает 10^{-14} А, из-за чего требуемая мощность управления существенно уменьшается.

На основе одноканального переключателя созданы электрически управляемые аттенуаторы. В них напряжение смещения диода плавно изменяют в пределах $\pm U_{см}$. При этом вносимое затухание изменяется в пределах (0,5...28) дБ.

Если в линию включить варактор или диод с барьером Шоттки без внешнего смещения, то на нем за счет проходящего сигнала поддерживается постоянное напряжение порядка 1 В, т. е. происходит амплитудное ограничение сигнала. Такие схемы используются в РЛС для защиты входных цепей приемников и в ЧМ приемниках для устранения паразитной амплитудной модуляции.

Переключающие свойства *p-i-n*-диодов используют для создания дискретных микрополосковых фазовращателей (рис. 4.2).

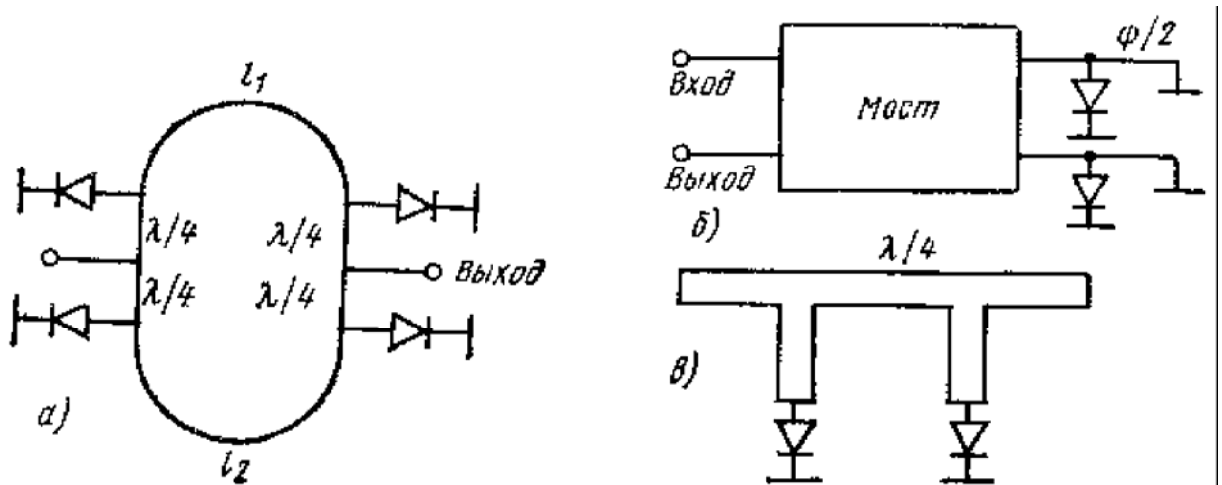


Рис. 4.2 — Схемы одного разряда микрополосковых фазовращателей с переключением отрезков линий (а), мостового (б), шлейфного (в)

Такие фазовращатели для упрощения управления ими строят по принципу двоичной разрядности.

На практике широко применяются переключатели и аттенуаторы, выполненные на широкополосных направленных ответвителях (ШНО), которые используются при разработке модуляторов. На рис. 4.3 показан антенный коммутатор на двух 3 дБ-мостах.

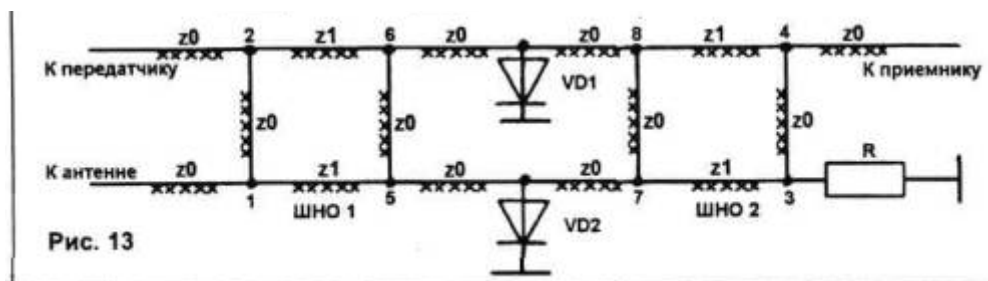


Рис. 4.3 — Схема антенного коммутатора

При передаче $VD1$ и $VD2$ открыты, мощность передается в точки 5 и 6 и не поступает в антенну. Отражаясь через открытые диоды, сигналы со сдвигом фаз 90° , складываясь в ШНО1, поступают в антенну синфазно. Из-за неидеальности элементов $VD1$ и $VD2$ мощность просачивается в плечи 7 и 8, при этом синфазно складывается в плече 3 и гасится резистором R и противофазно - в плече 4 (сигнал отсутствует). При приеме диоды закрыты, при этом сигнал из антенны делится пополам в плечах 5 и 6 и передается в плечи 7 и 8

соответственно. При этом в плече 4 сигналы в фазе, а в 3 - в противофазе (сигнал отсутствует).

Если в плече 2 установить резистор $R = Z_0$, схема превратится в выключатель (плечо 1 — вход, 4 — выход). Если $VD1$ и $VD2$ открыты — состояние «выключено», закрыты — «включено». Если управляющий ток подавать не скачком, а плавно, можно плавно модулировать мощность на выходе.

Аттенюатор на основе одиночного ШНО изображен на рис.4.4.

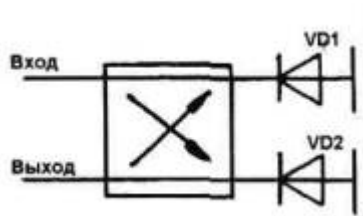


Рис. 4.3 — Схема аттенюатора на основе одиночного ШНО

Вход и выход являются развязанными плечами. Как и в предыдущем случае, можно плавно модулировать входной сигнал.

4.2. Невзаимные устройства СВЧ диапазона

В технике СВЧ широкое применение находят устройства, в которых используются ферриты, помещенные в постоянное подмагничивающее поле: резонансный ферритовый вентиль, ферритовый вентиль на смещении поля, ферритовый Y -циркулятор, ферритовый циркулятор на основе эффекта Фарадея и др.

Феррит обладает одновременно магнитными свойствами ферромагнетика и электрическими диэлектрика (диэлектрическая проницаемость $\epsilon_r = 5 \dots 20$, тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta = 10^{-4} \dots 10^{-3}$, удельная проводимость $\sigma = (10^{-4} \dots 10^{-6})$ сим/м). При отсутствии постоянного магнитного поля начальная магнитная проницаемость μ_r практически равна единице. У ферритов, подмагниченных постоянным магнитным полем, относительная магнитная проницаемость является кососимметричным тензором второго ранга, то есть описывается девятью скалярными величинами:

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -j\nu & 0 \\ j\nu & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix},$$

где μ , ν и μ_z — скалярные величины, определяющие значение относительной магнитной проницаемости феррита.

Величины μ , ν и μ_z являются комплексными: $\mu = \mu' - j\mu''$, $\nu = \nu' - j\nu''$, $\mu_z = \mu_z' - j\mu_z''$. Действительные составляющие компонент тензора магнитной проницаемости определяют фазовую скорость распространения электромагнитной волны, а мнимые — магнитное поле в феррите. Выражения для компонент $\vec{\mu}$ приведены в [6].

Реакция намагниченного феррита на электромагнитное поле СВЧ существенно зависит от соотношения между направлением распространения электромагнитной волны в феррите и направления подмагничивающего поля. При поперечном подмагничивании направление вектора H подмагничивающего поля перпендикулярно направлению распространения волны, а при продольном подмагничивании эти направления совпадают. И в том и в другом случаях магнитная проницаемость феррита может быть выражена через эффективные скалярные относительные магнитные проницаемости: μ_z и $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \nu^2)/\mu$ — при поперечном подмагничивании и $\mu_+ = \mu - \nu$ и $\mu_- = \mu + \nu$ — при продольном

подмагничивании.

В безграничной ферритовой среде при поперечном подмагничивании электромагнитный процесс может быть описан двумя линейно поляризованными волнами:

— обыкновенной, для которой вектор напряженности СВЧ магнитного поля поляризован в направлении, совпадающем с направлением подмагничивающего поля и эффективная магнитная проницаемость феррита равна μ_z ;

— необыкновенной, у которой вектор напряженности СВЧ магнитного поля поляризован в плоскости перпендикулярной к направлению подмагничивающего поля и эффективная магнитная проницаемость — μ .

Эти волны имеют разные скорости распространения. Между ними возникает фазовый сдвиг, что приводит к изменению поляризации электромагнитного поля на пути распространения волны от линейной до круговой и наоборот. Это явление называется двойным лучепреломлением или эффектом Коттона-Мутона. В развязывающих приборах (вентиллях, Y-циркуляторах) используется только необыкновенная волна.

При продольном подмагничивании электромагнитный процесс в феррите может быть описан двумя волнами с круговой поляризацией разного направления: «+» (правополяризованной) и «-» (левополяризованной), для которых феррит имеет эффективные магнитные проницаемости μ_+ и μ_- , соответственно. У правополяризованной волны вектор магнитного поля вращается по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего по направлению подмагничивающего поля, а у левополяризованной волны оно имеет противоположное направление. Скорости распространения этих волн разные, поэтому между ними возникает фазовый сдвиг. Направление вращения плоскости поляризации определяется только направлением подмагничивающего поля и не зависит от направления распространения электромагнитной волны. Это взаимное явление называется эффектом Фарадея.

В [7] показано, что величина вещественной части эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\perp}$ определяется из формулы

$$\mu'_{\perp} = \frac{2\mu'_+ \mu'_-}{\mu'_+ + \mu'_-}.$$

Таким образом, необыкновенная волна может быть представлена суперпозицией двух волн с круговой поляризацией вектора СВЧ магнитного поля. В данном случае направление распространения волны лежит в плоскости, перпендикулярной направлению подмагничивающего поля.

В большинстве СВЧ ферритовых устройств используются прямоугольные волноводы с волной типа H_{10} . В целом эта волна линейно поляризованная. Однако существуют две продольные плоскости, параллельные узкой стенке, где магнитное поле имеет чисто круговую поляризацию. Направления вращения векторов СВЧ магнитного поля в этих плоскостях взаимно противоположны и меняются на обратные при изменении направления распространения СВЧ энергии в волноводе. В произвольных продольных сечениях волновода СВЧ магнитное поле имеет эллиптическую поляризацию.

Так, при конструировании волноводных резонансных вентилей ферритовые вкладыши, имеющие обычно форму пластин, размещаются вдоль волновода так, чтобы ось симметрии их поперечного сечения лежала в одной из плоскостей с круговой поляризацией СВЧ магнитного поля. В длинноволновой части сантиметрового и в дециметровом диапазонах длин волн применяют волноводные резонансные вентили с ферритовыми вкладышами, расположенными в плоскости H . Для них требуется высокое значение внешнего подмагничивающего поля. Это позволяет избежать взаимных потерь в области «слабых полей» в режиме, когда намагниченность феррита не достигает насыщения.

В сантиметровом диапазоне длин волн применяют волноводные вентили со смещением поля (рис. 4.4).

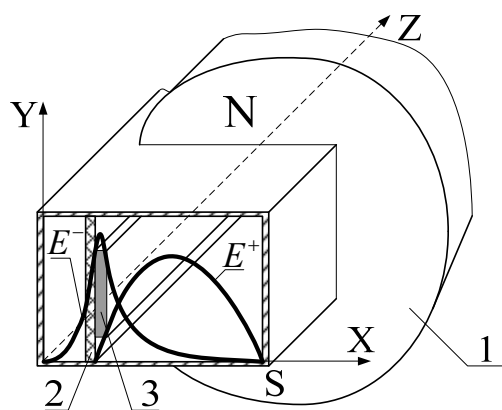


Рис. 4.4 — К пояснению принципа действия вентилia на смещении поля

Они содержат: постоянный магнит 1, создающий поперечное подмагничивающее поле; ферритовый вкладыш 2; резистивная пленка 3.

Если ферритовый вкладыш намагничен поперечным постоянным магнитным полем так, что вещественная часть величины эффективной магнитной проницаемости $\mu'_{\perp}$ становится отрицательной, одна из распространяющихся волн («обратная», обозначенная на рис. 4.4 как E^{-}) приобретает характер поверхностной волны. Такая волна распространяется вдоль поверхности вкладыша и имеет максимальную амплитуду напряженности электрического поля на границе раздела феррит — незаполненный волновод. По мере удаления от этой границы амплитуда поля уменьшается экспоненциально. Волна противоположного направления («прямая», обозначенная на рис. 4.4 как E^{+}) не является поверхностной, изменение амплитуды напряженности поля в поперечном сечении имеет гармонический характер и она по структуре отличается от основного типа волны H_{10} и имеет вид, как показано на рис. 4.4.

Если нанести на правую (по рис. 4.4) поверхность ферритового вкладыша тонкую резистивную пленку, то «обратная» волна будет поглощаться значительно сильнее, чем «прямая», которая имеет в месте размещения поглощающей пленки малую (близкую к нулю) амплитуду поля.

С изменением напряженности постоянного магнитного поля будут изменяться свойства ферритовой пластинки, что сказывается на характеристиках вентилia. В табл. 4.1 приведены значения основных параметров вентилей: прямого $L_{\text{пр}}$ и обратного $L_{\text{обр}}$ затуханий и собственного $K_{\text{СВ}}$, а также для сравнения указаны величины напряженности постоянного подмагничивающего поля H_0 .

Табл. 4.1 — Основные параметры ферритовых вентилей

Тип вентилia	$L_{\text{пр}}$, дБ	$L_{\text{обр}}$, дБ	$K_{\text{СТУ}}$	H_0 , А/м
Резонансный	0,1...1,0	25	1,05	$198,9 \cdot 10^3 \dots 222,8 \cdot 10^3$
На смещении поля	0,5...1,0	20...25	1,1...1,2	$23,87 \cdot 10^3 \dots 39,8 \cdot 10^3$
На эффекте Фарадея	0,5...1,0	20	1,25	$796 \dots 1,194 \cdot 10^3$

Трехплечие циркуляторы. Кроме вентилей, в технике СВЧ применяются циркуляторы (рис. 4.5), которые позволяют обеспечить развязку каналов и согласование СВЧ устройств. Циркулятор представляет собой торцевое соединение трех или четырех полосковых линий или волноводов в H -плоскости под углом 120° или 90° . В центре соединения устанавливается ферритовый диск, находящийся в постоянном поле магнита.

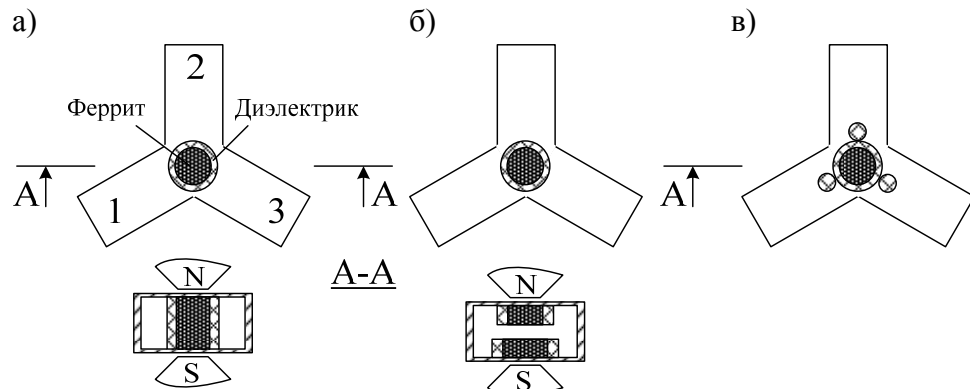


Рис. 4.5 — Варианты конструкции трехплечих Y-циркуляторов

Наиболее простым в конструктивном исполнении является циркулятор, в котором феррит окружен диэлектрической втулкой (рис. 4.5, а). Конструкция циркулятора для работы при повышенной импульсной мощности отличается тем, что в нем используются два ферритовых диска, размещенных на одной оси с небольшим зазором между дисками (рис. 4.5, б). Для обеспечения согласования на входах циркулятора в широком диапазоне частот применяются диэлектрические штыри, размещаемые относительно ферритового диска как показано на рис. 4.5, в.

Действие циркулятора можно объяснить следующим образом. Волна типа H_{10} , поступающая в плечо 1, дифрагирует на ферритовом цилиндрическом вкладыше и возбуждает равные по амплитуде поверхностные волны, огибающие феррит в противоположных направлениях. Взаимодействие этих поверхностных волн с намагниченным ферритом характеризуется различными значениями магнитной проницаемости. При этом фазовые скорости поверхностных волн оказываются различными. Подбирая диаметр ферритового цилиндра и величину намагничивающего поля H_0 , можно при сложении поверхностных волн получить пучность напряженности электрического поля в центре плеча 2, а узел напряженности электрического поля в центре плеча 3. При этом энергия из плеча 1 поступит в плечо 2 и не поступит в плечо 3. Если энергия подается со стороны плеча 2, то она передается в плечо 3 и не поступает в плечо 1. При подаче энергии в плечо 3 она передается в плечо 1 и не поступает в плечо 2. В реальных конструкциях циркуляторов имеет место просачивание мощности из плеча 1 в плечо 3 и т.д. Поэтому для характеристики циркуляторов применяются такие параметры, как развязка между плечами $L_{обр}$ и прямые потери $L_{пр}$.

Y-циркуляторы чувствительны к колебаниям окружающей температуры, величине магнитного поля, размерам ферритов и т.д. Для устранения этого феррит помещают в диэлектрическую втулку, которая может являться своеобразным элементом настройки циркулятора, так как подбором ее диаметра можно регулировать ширину рабочей полосы.

Для примера характеристики некоторых циркуляторов представлены в табл. 4.2.

Табл. 4.2 — Характеристики некоторых Y-циркуляторов

Тип	Размер поперечного сечения волновода, мм	Относительная полоса рабочих частот, %	Параметры			
			$L_{обр}$, дБ	$L_{пр}$, дБ	$K_{СТУ}$	P_{max} , Вт
ЗЦВ-103В	23x5	12	≥ 20	$\leq 0,5$	$\leq 1,2$	10
ЗЦВ-108	23x10	9	≥ 20	$\leq 0,5$	$\leq 1,2$	10

Лекция № 5

Структурная схема антенны. Классификация антенн. Характеристики антенн в передающем и приемном режимах. Теорема взаимности и ее применение в теории приемных антенн. Оптимальный режим работы приемных антенн.

Введение

Антенна — составная часть любой радиотехнической системы. Основное назначение антенны — излучать и принимать электромагнитную энергию. Основная задача, которую выполняет любая антенна — преобразование одного вида энергии в другой. Передающая антенна преобразует энергию токов высокой частоты в энергию пространственной электромагнитной волны, решая при этом вторую задачу — создается определенная направленность излучения, т.е. концентрация электромагнитного поля в определенном направлении. Приемная антенна решает обратную задачу — преобразует в электрический ток электромагнитную волну, приходящую в пределах определенного сектора углов пространства.

Многообразие антенн определяется не только конструктивными особенностями, но и их функциональным назначением. Антенны можно подразделять на группы по разным признакам. По форме — на электрические или магнитные, по виду поляризации — на антенны горизонтальной, вертикальной или круговой поляризации, по ширине частотного диапазона — на узкополосные и широкополосные, по частотным свойствам — на резонансные и аперийодические, по направлению излучения — на направленные и ненаправленные.

5.1. Классификация антенн.

По способу возбуждения и усиления антенны делятся на четыре категории:

- простые излучатели (рис. 5.1): а) вибратор Герца; б) вибратор; в) конический вибратор; г) дисконусная антенна; д) несимметричный вибратор; е) коническая антенна; ж) чашечный излучатель; з) петлевая антенна; и) петлевой вибратор;
- групповые излучатели;
- излучающие структуры;
- апертурные излучатели.

Такая классификация не всегда оказывается однозначной. Между отдельными категориями нередко наблюдаются пересечения.

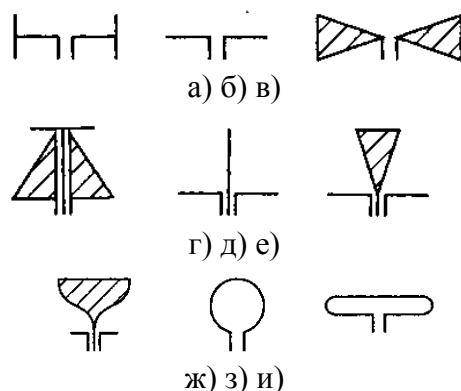


Рис. 5.1 — Простые излучатели

Излучатели состоят из отдельных элементов. К их числу относят:

- простейшие излучатели;
- антенны: линейные, фигурные.

К простейшим излучателям относятся следующие структуры.

Сферический излучатель, называемый также изотропной антенной. Представляет собой антенну без потерь, равномерно излучающую во все стороны или принимающую со всех направлений. Диаграммой направленности антенны является сфера. Такая антенна неосуществима, но используется как теоретический эталон.

Диполь Герца. Излучатель носит имя немецкого физика Г. Р. Герца (1857 — 1894 гг.); его называют также элементарным электрическим излучателем или элементарным электрическим вибратором. Для реализации диполя используется вибратор с концевыми емкостями, укороченный относительно длины волны излучения. По сравнению с изотропным излучателем он обладает направленностью, перпендикулярной оси вибратора. Диаграмма направленности имеет вид двух окружностей с нулевыми значениями в направлениях оси диполя.

Диполь Фитцджеральда. Назван в честь ирландского физика Ф. Дж. Фитцджеральда (*F.G. Fitzgerald*) и также известен как элементарный магнитный излучатель или элементарный магнитный вибратор. Реализуется в виде токовой рамки, размер которой меньше длины волны. В отличие от изотропного излучателя характеризуется направленностью, соответствующей плоскости рамки. Диаграмма направленности состоит из двух окружностей с двумя нулевыми значениями в направлениях, перпендикулярных плоскости рамки.

Излучатель Гюйгенса. Носит имя нидерландского физика Х. Гюйгенса (*Ch. Huygens*); представляет собой сочетание небольшой рамки (магнитная часть) и короткого вибратора в ее плоскости (электрическая часть). Такое устройство применяется для определения направления при радиопеленгации. Диаграммы направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях выглядят как кардиоиды и имеют одну нулевую точку.

Линейные антенны. К ним относятся следующие структуры.

Диполь, или вибратор. Простейшей антенной с симметричным питанием является двухполюсник (диполь) с синусоидальным распределением тока. Полуволновый вибратор характеризуется длиной $\lambda/2$ (старое название - дуплет). Длина волнового вибратора равна λ (двойной «Цеппелин»). Антенну длиной $1,28\lambda$ называют удлинённым двойным «Цеппелином». Широкополосный вибратор представляет собой диполь в виде конуса (конический вибратор, двойной конический вибратор) или плоскостной диполь (веерный вибратор, плоский вибратор). К несимметричным (преимущественно вертикальным) вибраторам относятся коаксиальный вибратор, конусно-цилиндрическая и дисконусная антенны.

Несимметричный вибратор (монополь). Другие названия — униполь, полудиполь, антенна Маркони (*Marconi*). К простейшим типам антенн с несимметричным питанием принадлежит однополюсник (монополь) или полудиполь с синусоидальным распределением тока над проводящей поверхностью (землей). Длина антенн составляет $\lambda/4$. Подобные антенны принадлежат к типу *Groundplane*, если проводящая поверхность заменена противовесом. Используются также вертикальные антенны длиной $\lambda/2$ и $5\lambda/8$. К широкополосным монополям относятся конические и плоские веерные антенны.

Длинный провод. Длина этих проволочных антенн больше рабочей длины волны. Они бывают симметричными или асимметричными, питаются стоячими или бегущими волнами, могут быть резонансными или апериодическими. Примерами служат змейковая и аэростатная антенны, антенна Бевереджа, *TFD*, *T2FD*.

Рамочные антенны — замкнутые антенны с элементами в виде рамок.

Малая рамка (магнитная антенна). Ее периметр мал по сравнению с длиной волны и составляет приблизительно $1/10 \lambda$. Пример антенны этого типа — обмотка катушки или ферритовая стержневая антенна.

Большая рамка. Периметр большой рамки составляет примерно 1λ . К таким антеннам относятся петлевой вибратор, дисковая и квадратная антенны и антенна типа *Delta-Loop*.

Щелевые антенны. Замкнутые антенны со щелевыми элементами на проводящей поверхности. Длина щелей составляет от $\lambda/2$ до λ , а сами они бывают линейными (щели на

плоскости или цилиндре) или крестообразными (например, на дисковой щелевой антенне).

Активные антенны — представляют собой пассивный элемент (вибратор или монополь) со встроенной «активной частью» (усилителем). В результате получается малогабаритная чувствительная и широкополосная антенная система, однако линейность ее ограничена и не соблюдается принцип взаимности. Пример: активные приемные антенны.

Групповые излучатели. Излучатель образуется группой отдельных излучающих устройств. Свойства излучения определяются расположением излучателей и особенностями их питания по фазе и амплитуде. Благодаря управлению фазой достигается электронное сканирование пространства главным лучом (группа с фазовым управлением). Количество отдельных излучателей может быть произвольным, что позволяет получать практически любое распределение излучения в пространстве. Эта категория антенн подразделяется на следующие группы:

- линейные: отдельные излучатели группы выстроены в линию (одномерное построение);
- плоскостные: отдельные излучатели располагаются в одной плоскости (двухмерное распределение), как правило, перед отражателем; группа может состоять из нескольких подгрупп (2x2, 4x4 и т.д.);
- пространственные: характеризуются трехмерным размещением одиночных излучателей (кольцевые излучатели, конформные группы и т.д.);
- с сетевым питанием, когда используются две системы питания: *матричная*, когда при возбуждении на одной и той же частоте система позволяет одновременно формировать множество независимых одна от другой диаграмм направленности (пример: матрица Батлера); и *адаптивная*, когда положения главного луча и нулевых точек диаграммы направленности групповой антенны достигаются заданием требуемых фаз и амплитуд (пример: адаптивная антенная система).

Входящие в состав антенн излучатели состоят из излучающих структур различных форм. В рамках этой категории выделяют два подвида структур:

- плоские;
- пространственные.

К *плоским структурам* относятся следующие (рис. 5.2):

- прямолинейные. Отдельные элементы таких излучателей располагаются вдоль прямой линии. Пример: логопериодическая (*LP*) вибраторная или монополярная антенна;
- согнутые. Пример: логопериодическая *V*-образная антенна;
- складчатые. Пример: антенны в форме меандра или зигзага;
- с изгибами. Пример: логопериодическая вибраторная антенна с контуром оптимизации усиления (по Ландсторферу);
- закрученные (область спиральных антенн). Пример: архимедовы спирали, логарифмические спирали, спирально-щелевые антенны;
- плоскостные. Пример: логопериодическая планарная антенна.

К *пространственным структурам* относятся следующие (см. рис. 5.2):

- структуры с изломом. Две логопериодические антенны, соприкасающиеся передними концами;
- цилиндрические спиральные антенны;
- конические спиральные антенны;

Апертурные излучатели. Излучатель образован поверхностью раскрыва (апертурой). Диаграмма направленности таких антенн зависит от формы и размеров апертуры и распределения на ней поля излучения. К этой категории относятся также антенны, излучающие высшие гармоники. Данная категория подразделяется на следующие антенны:

- зеркальные. Также называются зеркальными. Излучение падающее на них, отражается без потерь;
- рупорные. Энергия, которая поступила в волновод, излучается через его открытый конец. К данному типу относятся:

- а) антенна из полого проводника. Открытый полый проводник круглого или квадратного поперечного сечения действует как антенна;
- б) рупорный излучатель (рис. 5.3). Воронкообразное расширение полого проводника повышает его способность к излучению. Примеры: E - и H -плоскостные секториальные рупоры, пирамидальный и конический рупоры;
- линзовые. Для преобразования искривленного фазового фронта применяются ускоряющие или замедляющие линзы;
- диэлектрические. Речь идет о продольном излучателе, действие которого основано на проводимости поверхностных волн. Бывает двух типов:
- а) короткий — то же, что и линза ближнего поля;
- б) длинный: стержневой (например, полистироловая стержневая антенна); трубчатый (образован цилиндрической трубкой); ступенчатый (выполнен из стержней, толщина которых меняется ступенчато); пластинчатый (составлен из пластин, толщина которых меняется ступенчато);
- на рассеянных волнах. Излучение распространяющихся волн выходит сквозь отверстия волновода, расположенные через равные или периодически меняющиеся промежутки. К таким антеннам относятся: излучающая коаксиальная линия; продольные щели в волноводе (рис. 5.4); поперечные прорезы в прямоугольном волноводе; антенна поверхностных волн.

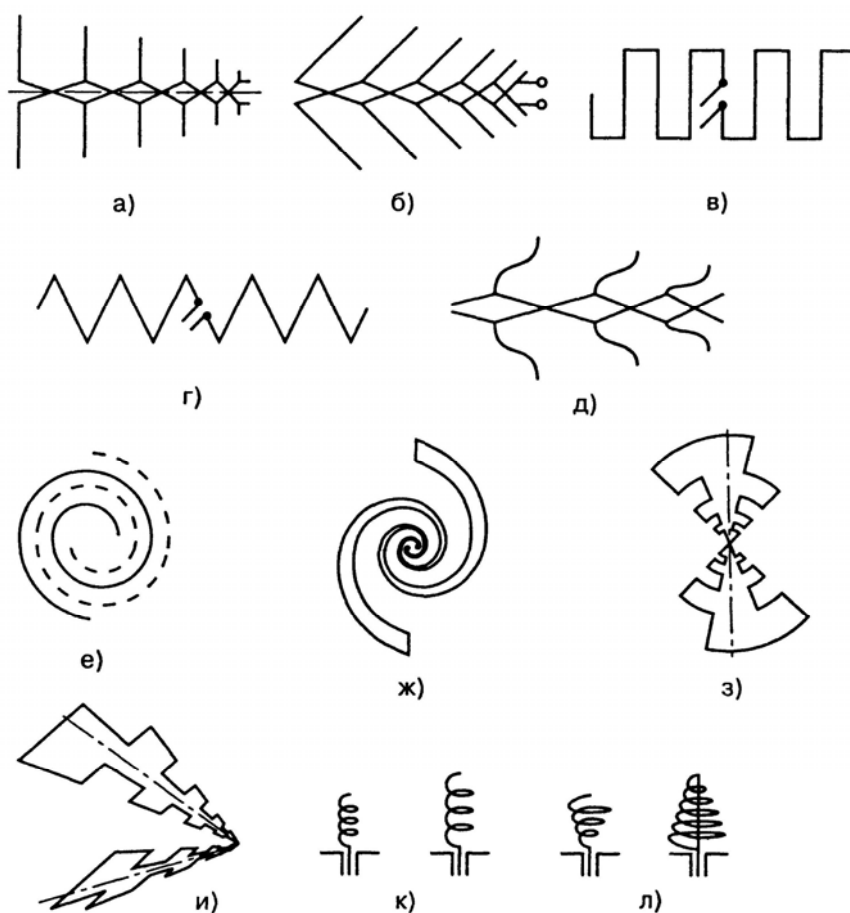


Рис. 5.2 — Строение излучателей. Антенны: а) логопериодическая вибраторная; б) логопериодическая V -образная; в) в форме меандра; г) зигзагообразная; д) логопериодическая вибраторная по Ландсторферу; е) архимедова спираль; ж) логарифмическая спираль; з) логопериодическая планарная; и) логопериодические, соприкасающиеся передними концами; к) цилиндрическая спиральная; л) коническая спиральная

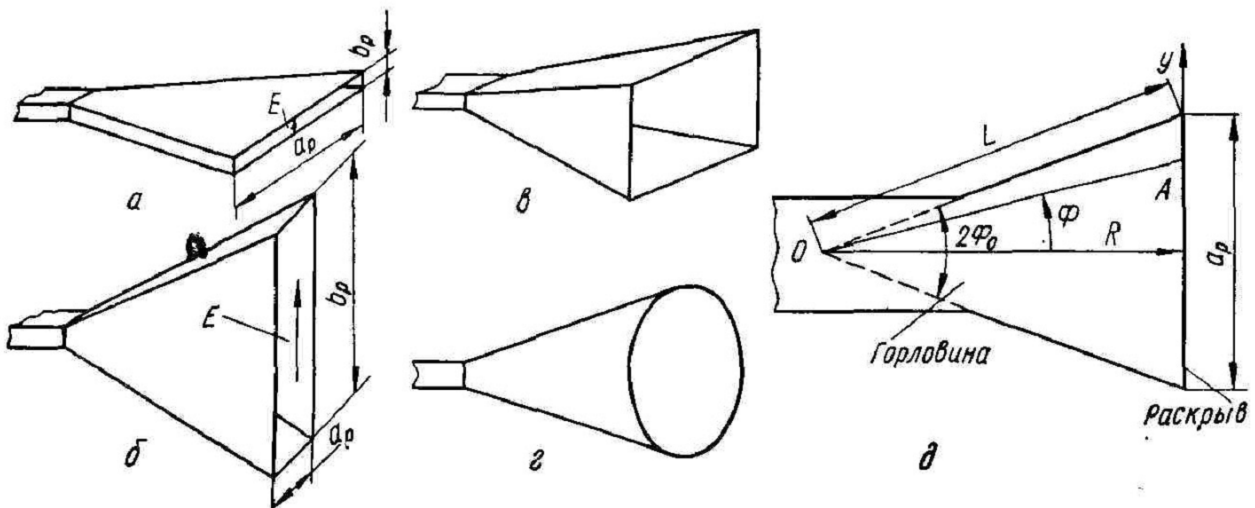


Рис. 5.3 — Рупорные излучатели: а) H -секториальный; б) E -секториальный; в) пирамидальный; г) конический; д) описание геометрии рупора

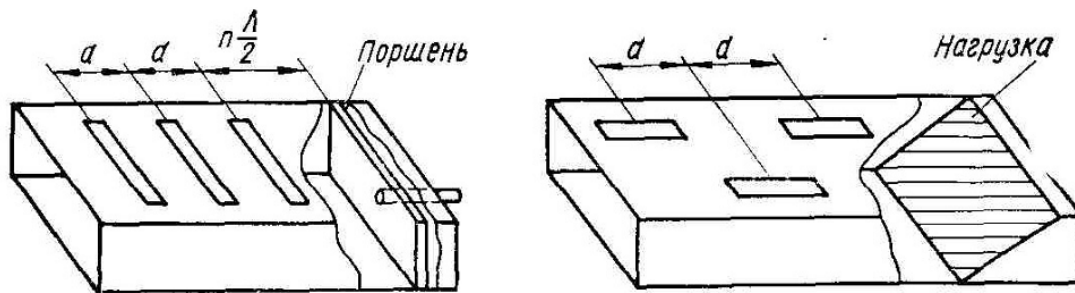


Рис. 5.4 — Волноводно-щелевая антенна

Основные положения теории проволочных антенн:

1. В основе теории любой проволочной антенны находится теория длинных линий. На ее основе можно определить распределение тока и потенциалов в симметричном вибраторе.
2. Теория проволочных антенн полностью базируется на теории диполя Герца, который представляется в виде очень короткого прямолинейного проводника с равномерным амплитудным распределением тока.
3. Для определения мощности излучения используется теорема Пойнтинга.
4. В основе теории проволочных антенн используется теорема взаимности, согласно которой теория приемных антенн строится с применением результатов, полученных для передающих антенн.

Лекция № 6.

Симметричный вибратор. Поле излучения диполя Герца и симметричного вибратора. Диаграмма направленности. Мощность излучения и сопротивление излучения и сопротивление излучения симметричного вибратора, его входное сопротивление и действующая длина.

6.1. Модель симметричного вибратора

Рассмотрим приближенную модель симметричного вибратора.

Симметричный вибратор является простейшим и вместе с тем самым распространенным резонансным устройством среди антенн. Он служит исходным элементом для многих их типов, а также образцом при оценке их усиления. Поэтому, прежде чем перейти к характеристикам и принципу действия антенн, необходимо ознакомиться с теорией симметричного вибратора (диполь). Термин «диполь» переводится как «двухполюсный» и означает, что полуволновый излучатель разрезан в своей геометрической середине. К образующимся двум «полюсам», или клеммам питания, подключают фидер от передатчика или приемника (см. рис. 6.1).

Любой протяжённый проводник электрического тока, будь то проволока, стержень или трубка, характеризуется вполне определенными значениями индуктивности и емкости, равномерно распределенными по его длине. Это поясняет рис. 6.2, а, где представлены индуктивности $L_1 — L_7$ со своими емкостями и емкости $C_1 — C_4$, распределенные между участками проводника.

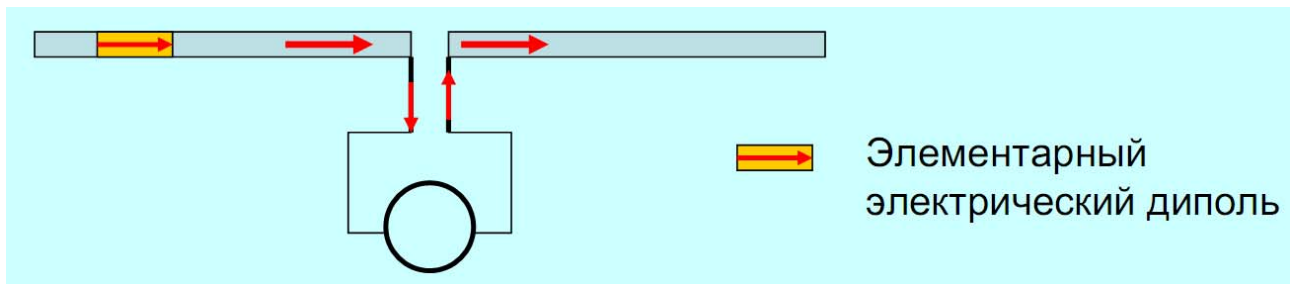


Рис. 6.1 — Модель симметричного вибратора с питанием

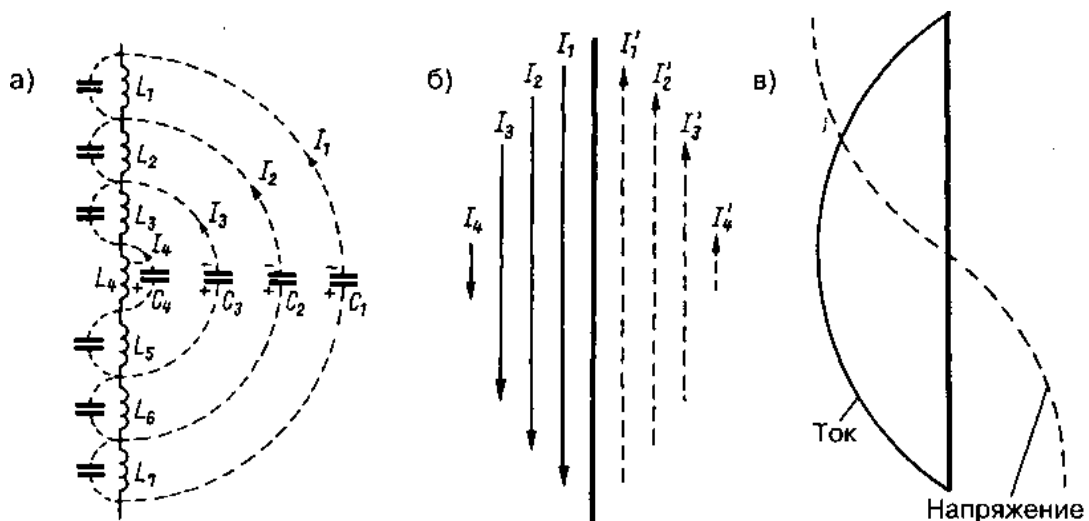


Рис. 6.2 — Распределение тока в полуволновом проводнике

Пусть в определенный момент все емкости зарядятся, то есть приобретут потенциал. Вслед за тем они начнут разряжаться через свои индуктивности, в результате появится ток и возникнет соответствующее магнитное поле. При разряде емкости C_4 через индуктивность L_4 потечет ток I_4 ; C_3 разрядится через L_3 , L_4 и L_5 при протекании тока I_3 ; разряд C_2 через $L_2 — L_6$ вызовет ток I_2 . Наконец, C_1 разрядится через $L_1 — L_7$ при токе I_1 . Отсюда следует, что

наибольший ток, равный сумме токов диапазона $I_1 — I_4$, потечет в средней части излучателя; ток будет убывать к его концам, где и обратится в нуль. Ради большей наглядности токи $I_1 — I_4$ представлены на рис. 6.2, б в иной форме. Под действием тока вокруг индуктивностей образуются магнитные поля. Они вновь сообщат емкостям заряды противоположной полярности, поэтому сменится знак напряжения. Теперь процесс повторится, но в направлении, противоположном показанному на рис. 6.2, б с помощью токов $I_1 — I_4$. При всех упрощениях картина, изображенная на рис. 6.2, дает представление о резонансном распределении тока и напряжения в полуволновом излучателе.

Напряжение и ток сдвинуты по фазе на 90° , тогда как разность фаз напряжений на концах излучателя составляет 180° .

Если уточнить все приближения, то воспользуемся уравнениями длинной линии длиной l и перенесем систему отсчета в точку подключения входных зажимов. Тогда система уравнений будет иметь вид:

$$\begin{cases} U(z) = \pm \frac{U_H}{2} \cos(k(l - |z|)); \\ I(z) = j \frac{U_H}{2\rho} \sin(k(l - |z|)). \end{cases} \quad (6.1)$$

Из распределения тока и напряжения в полуволновом излучателе следует, что в его средней части ток максимален (пучность тока), а напряжение равно нулю (узел напряжения). На концах излучателя соотношения противоположны: пучность напряжения совпадает с узлом тока. Из распределения напряжения также ясно, что полуволновые элементы можно в геометрической середине прикреплять токопроводящим кронштейном непосредственно к заземленной опоре антенны, так как крепление в точке нулевого напряжения не требует изоляции. Поэтому полуволновые элементы допустимо заземлять в геометрическом центре. Но тогда напряжение в середине излучателя оказывается несколько отличным от нуля. То же происходит и с током на концах излучателя, где он не достигает нуля вследствие краевого эффекта. Так что правильнее было бы говорить о минимумах тока и напряжения.

Как видно из рис. 6.2, в, ток всегда максимален в средней части полуволнового вибратора, который пребывает в состоянии собственного резонанса. Ток уменьшается по синусоиде к концам вибратора, где обращается в нуль. Здесь наблюдается максимум напряжения, синусоидально убывающего к середине вибратора. Там оно становится настолько малым, что в первом приближении его можно принять равным нулю.

Строго говоря, напряжения и токи распределены по вибратору не вполне синусоидально

6.2. Анализ распределения токов и потенциалов на симметричном вибраторе

Рассмотрим примеры.

Диполь Герца, когда $l \ll \lambda$.

$$\begin{aligned} I(z) &= I_0 \sin(k(l - |z|)), \\ I_l &= I_0 \sin(kl), \end{aligned}$$

где I_l — ток на входных зажимах.

Тогда

$$I(z) = \frac{I_l \sin(k(l - |z|))}{\sin(kl)}.$$

Распределение тока имеет вид, как показано на рис. 6.3.

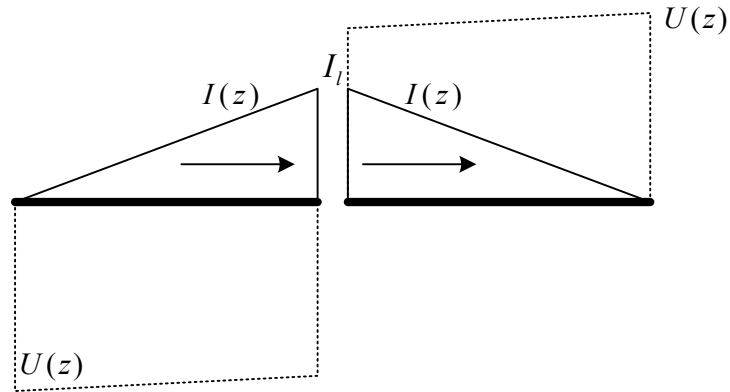


Рис. 6.3 — Распределение токов и потенциалов на диполе Герца

Полуволновый вибратор, когда $l = \frac{\lambda}{4}$, т.е. $2l = \frac{\lambda}{2}$.

Распределение тока имеет вид, как показано на рис. 6.4.

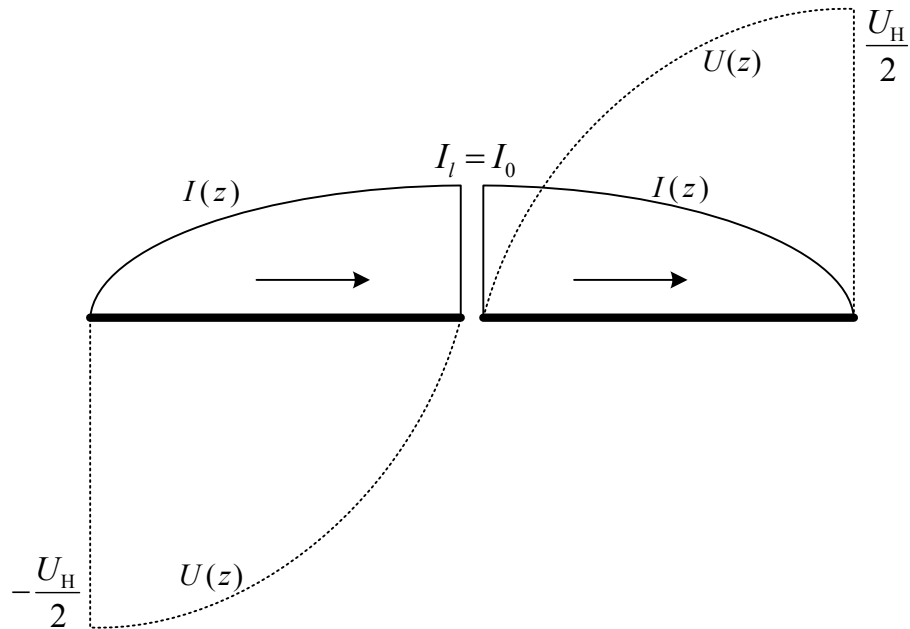


Рис. 6.4 — Распределение токов и потенциалов на полуволновом вибраторе

Токи на обоих плечах синфазны, что благоприятно с точки зрения формирования направленного излучения.

Волновой вибратор, когда $l = \frac{\lambda}{2}$, т.е. $2l = \lambda$.

Распределение тока имеет вид, как показано на рис. 6.5.

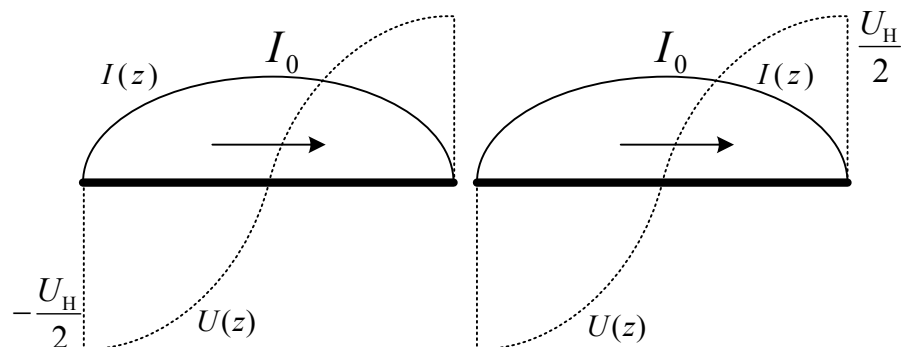


Рис. 6.5 — Распределение токов и потенциалов на волновом вибраторе

Волновой вибратор работает, как два полуволновых вибратора.

Симметричный вибратор с длиной плеча $l = \frac{3\lambda}{4}$.

Распределение тока имеет вид, как показано на рис. 6.6.

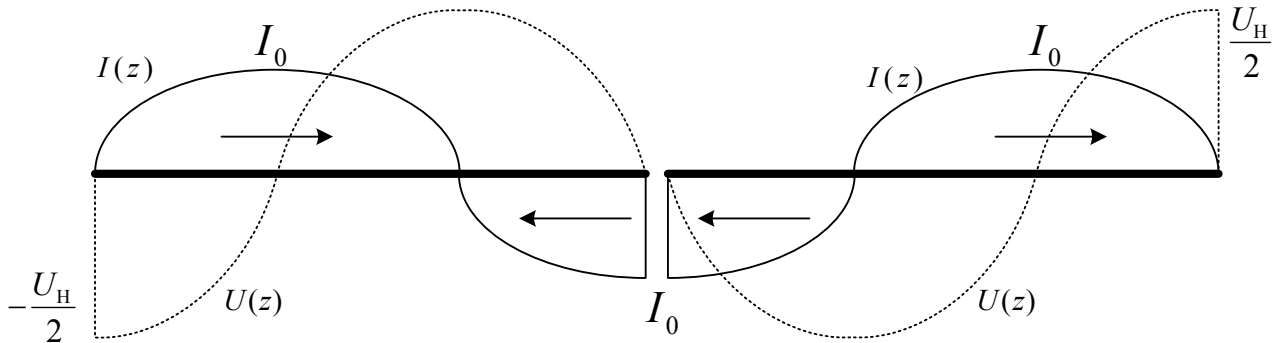


Рис. 6.6 — Распределение токов и потенциалов на симметричном вибраторе

При $l > \frac{\lambda}{2}$ на любом симметричном вибраторе появляются противофазные участки тока,

которые неблагоприятно сказываются на характеристиках излучения, когда уменьшается интенсивность излучения направлении главного максимума. При этом излучаемая мощность перераспределяется в боковых направлениях.

Симметричный вибратор с длиной плеча $l = \lambda$.

Распределение тока имеет вид, как показано на рис. 6.7.

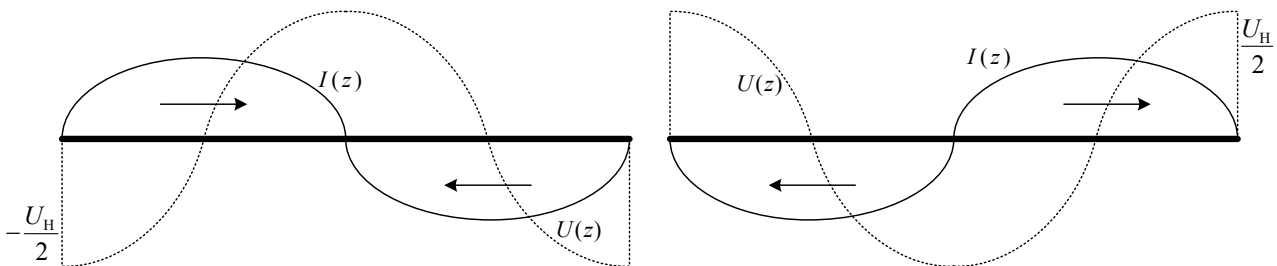


Рис. 6.7 — Распределение токов и потенциалов на симметричном вибраторе

Так как синфазные и противофазные токи равны, то излучение в главном направлении отсутствует.

Строгое решение задачи о распределении тока показывает, что в узлах ток несколько отличен от нуля. Это обусловлено тем, что вибратор, в отличие от двухпроводной линии, излучает.

6.3. Поле излучения диполя Герца

Рассмотрим диполь Герца и распределение тока на нем (см. рис. 6.8).

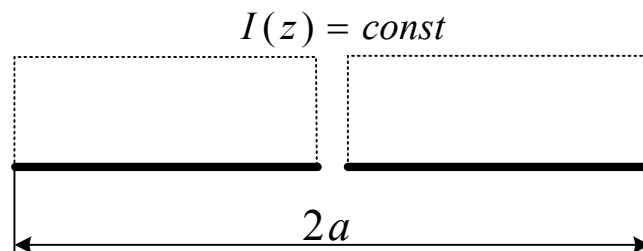


Рис. 6.8 — распределение тока на диполе Герца

Для анализа поля излучения антенн выделяют несколько основных зон излучения.

Зона *индукции* или *ближняя зона* (зона Френеля) элементарного излучателя — это область пространства, где в выражениях для E и H члены, пропорциональные $1/r^2$ и $1/r^3$, преобладают над членами, пропорциональными $1/r$. Излученное электромагнитное поле в зоне Френеля имеет вихревой характер.

Зона *излучения* (зона Фраунгофера), волновая зона или дальняя зона элементарного излучателя — это область пространства, в которой преобладающими являются слагаемые, пропорциональные $1/r$. Излученное электромагнитное поле в дальней зоне представляет собой сферическую волну, в которой электрический и магнитный векторы перпендикулярны направлению распространения, т.е. является поперечной электромагнитной волной.

Рассмотрим вертикальный диполь Герца, расположенный в декартовой системе координат (см. рис. 6.9).

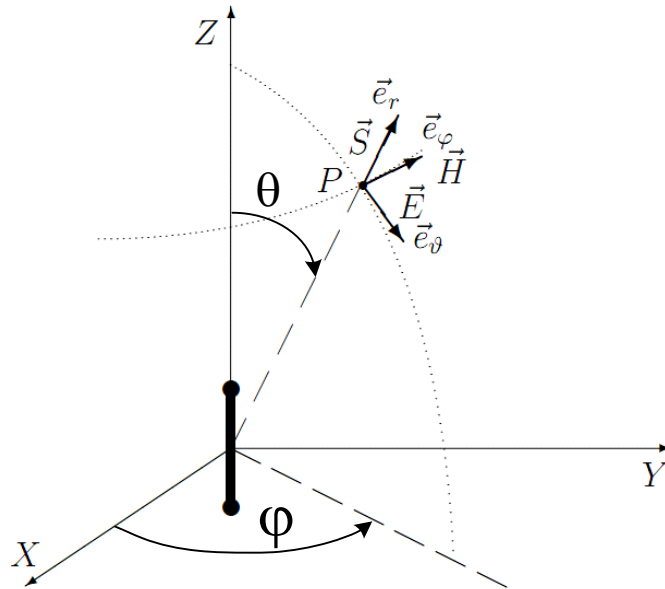


Рис. 6.9 — Взаимная ориентация векторов поля диполя Герца в зоне излучения

На рис.6.9 показана взаимная ориентация векторов поля электрического диполя Герца в зоне излучения. Следует отметить, что для диполя Герца вектор напряжённости электрического поля в любой точке (точке наблюдения) в зоне излучения направлен по касательной к окружности, лежащей в плоскости, проходящей через точку наблюдения и ось диполя. В частности, в рассмотренном примере (ось диполя совпадает с осью OZ сферической системы координат) вектор E в любой точке зоны излучения направлен вдоль орта e_θ , а вектор H — вдоль орта e_ϕ , как показано на рис. 6.9.

Поле электрического диполя характеризуется тремя составляющими: E_θ , E_r и H_ϕ , из которых продольной составляющей E_r можно пренебречь, так как она пропорциональна $1/r^2$.

Компоненты поля E_θ и H_ϕ связаны соотношением

$$E_\theta = 120\pi H_\phi.$$

Таким образом, достаточно исследовать только одну E_θ составляющую поля излучения диполя Герца. Опустим в дальнейшем индекс « θ ». Электрическая поперечная составляющая поля диполя определяется выражением

$$E_{\text{дг}} = -j \frac{30kI_l a}{r} \sin(\theta) e^{-jkr}, \quad (6.2)$$

где r — расстояние до точки наблюдения, расположенной в дальней зоне.

Амплитуда поля электрического диполя определяется выражением

$$|E_{\text{дг}}| = \frac{30k|I_l|a}{r} |\sin(\theta)|. \quad (6.3)$$

Амплитуда $|E_{\text{дг}}|$ не зависит от угла φ , т.е. поле излучения диполя Герца обладает осевой симметрией.

При $\theta = 0$ излучение отсутствует, т.е. в осевом направлении диполь не излучает.

При $\theta = \frac{\pi}{2}$ наблюдается максимальное поле излучения — направление ортогональное к оси диполя — *главное направление*.

Определение диаграммы направленности.

Диаграмма направленности (ДН) передающей антенны по полю — это графическое представление зависимости модуля комплексной амплитуды вектора напряженности электрической компоненты электромагнитного поля, создаваемого антенной в дальней зоне, от угловых координат θ и φ точки наблюдения в горизонтальной и вертикальной плоскости, то есть зависимость $E(\theta, \varphi)$.

Принято обозначать ДН функцией $f(\theta, \varphi)$. ДН нормируют — все значения $E(\theta, \varphi)$ делят на максимальное значение E_{max} и обозначают нормированную ДН функцией $F(\theta, \varphi)$.

У любой антенны имеется определенная направленность, описываемая соответствующей диаграммой. Для точного отображения направленности необходимо построить ее трехмерное (пространственное) изображение. Но пространственное распределение плотности трудно изобразить графически, поэтому обычно довольствуются представлением диаграммы направленности антенны в вертикальной и горизонтальной плоскостях (в основных сечениях).

Диаграмма направленности антенн может изображаться в полярной системе координат или в сечении этой системы, а также в декартовых (прямоугольных) координатах.

В полярных координатах применяется сетка концентрических кругов и исходящих из их центра лучей (рис. 6.10). Концентрические круги представляют напряжение, причем в их центре оно приравнивается к нулю.

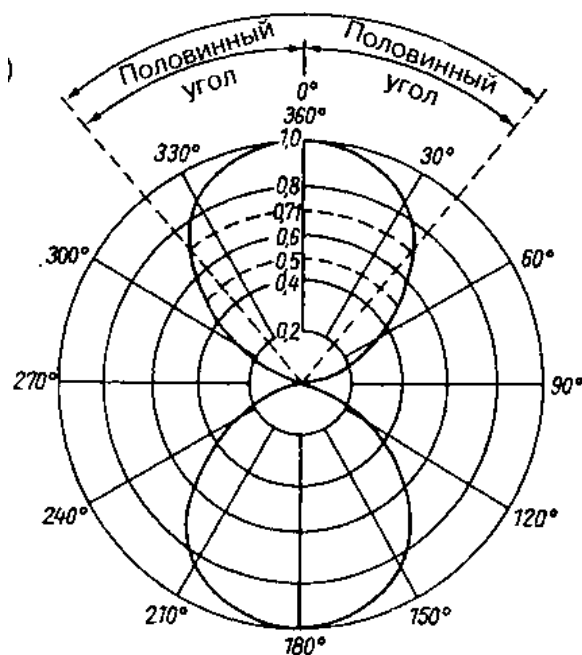


Рис. 6.10 — Диаграмма направленности симметричного вибратора

На рис. 6.10 представлена нормированная диаграмма направленности полуволнового вибратора в горизонтальной плоскости (плоскость E , ширина луча ДН по полю, определяемая по уровню 0,707 от максимума, составляет 80°).

По диаграмме направленности определяют ряд важных параметров рассматриваемой антенны. Половину ширины главного лепестка называют углом половинного уровня. Это угол между направлением максимума излучения и направлением, где плотность потока энергии составляет половину от максимальной. Чтобы определить такой угол, точке наибольшего напряжения в главном направлении присваивают значение 1,0 и по обе стороны лепестка излучения находят точки, в которых напряжение составляет 0,707 от максимального. Уменьшение напряжения в 0,707 раз соответствует снижению мощности на 50% или на 3 дБ. Затем, как показано на рис. 6.10, через эти точки проводят из центра прямые, которые и служат сторонами искомого угла половинного уровня. Обычно предпочитают пользоваться понятием ширины диаграммы по половинной мощности или ширины по уровню 3 дБ. Ширина лепестка диаграммы направленности по половинной мощности равна сумме обоих углов половинного уровня и обозначает интервал углов, в котором плотность потока энергии составляет не менее половины своего максимального значения.

Точка диаграммы направленности, где напряжение убывает до нуля, носит название нулевой. Ее положение описывается углом нулевого значения, то есть углом между направлением максимума излучения и направлением на первую нулевую точку. Шириной по нулевому уровню называют интервал углов между первыми нулевыми точками по обе стороны от главного лепестка диаграммы направленности.

Диаграмма направленности является *нормированной*, когда все значения напряжения поделены на его максимальную величину и результат деления выражен в долях единицы или в процентах.

Для описания положения плоскостей, в которых строятся диаграммы направленности пользуются понятиями плоскости E и плоскости H . Первая из них соответствует направлению линий электрического поля в плоском волновом фронте, вторая — направлению линий магнитного поля (см. рис. 6.9).

В соответствии с (6.3) диаграмма направленности диполя Герца описывается функцией

$$f(\theta, \varphi) = |\sin(\theta)|. \quad (6.4)$$

В E -плоскости ДН, построенная по (7.3) имеет вид, как показано на рис. 6.11 — синим цветом. Так как для диполя Герца $f(\theta, \varphi)$ не зависит от φ , то в H -плоскости диаграмма направленности имеет вид, как показано на рис. 6.11 красным цветом — ДН круговая.

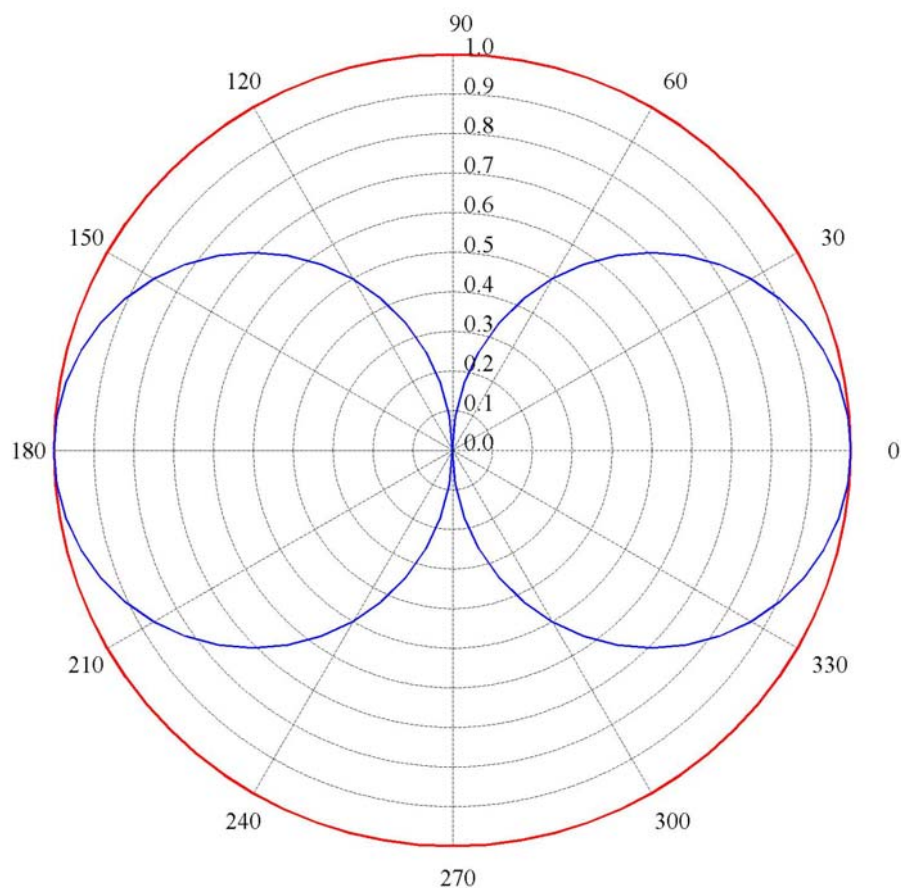


Рис. 6.11 — Диаграммы направленности диполя Герца в главных сечениях

Полученные на рис. 6.11 диаграммы направленности излучателя позволяют восстановить трехмерную ДН диполя Герца, которая имеет вид, как показано в сечении на рис. 6.12.

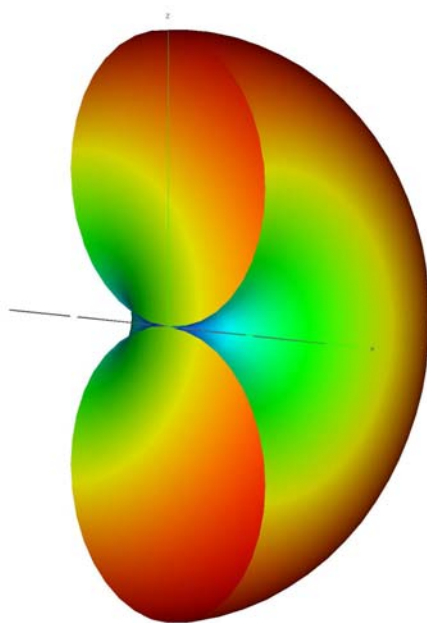


Рис. 6.12 — Сечение трехмерной ДН диполя Герца

Диаграмму направленности по мощности можно найти, если известна интенсивность излучения поля в месте приема, которая определяется величиной вектора Пойнтинга.

$$\Pi = [E, H^*], \text{ (Вт/м}^2\text{)}$$

$$\Pi = \frac{|E|^2}{120\pi}.$$

Таким образом, диаграмма направленности по мощности $f_M(\theta, \varphi)$ определяется из диаграммы направленности по полю $f(\theta, \varphi)$ на основании соотношения

$$f_M(\theta, \varphi) = f^2(\theta, \varphi).$$

В декартовой системе координат ДН диполя Герца по полю и по мощности имеют вид, как показано на рис. 6.13.

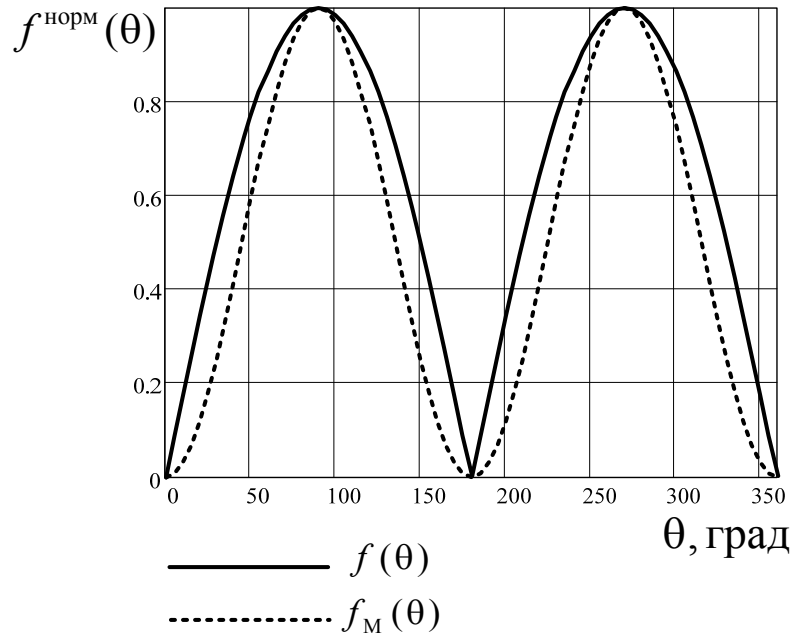


Рис. 6.13 — ДН диполя Герца в декартовой системе координат

6.4. Поле излучения симметричного вибратора

Разобьём мысленно вибратор на бесконечно большое число элементов dz . Так как длина каждого элемента бесконечно мала, то можно полагать, что в пределах его ток не изменяется ни по амплитуде, ни по фазе. Таким образом, весь вибратор можно рассматривать как совокупность элементарных электрических вибраторов dz и, соответственно, поле рассматриваемого вибратора можно представить как результат сложения (интерференции) полей, излучаемых элементарными вибраторами. Ввиду малости воздушного промежутка (зазора) между плечами вибратора можно пренебречь влиянием электрического поля (магнитного тока), существующего в нём, на излучение, и считать, что электрический ток течёт по сплошному проводнику длиной $2l$.

Выделим на вибраторе в точке z элемент длиной dz и определим поле, создаваемое этим элементом в произвольной точке наблюдения M , находящейся на расстоянии r_0 от центра вибратора (в зоне излучения для всех элементарных вибраторов) под углом θ к его оси (рис. 6.14).

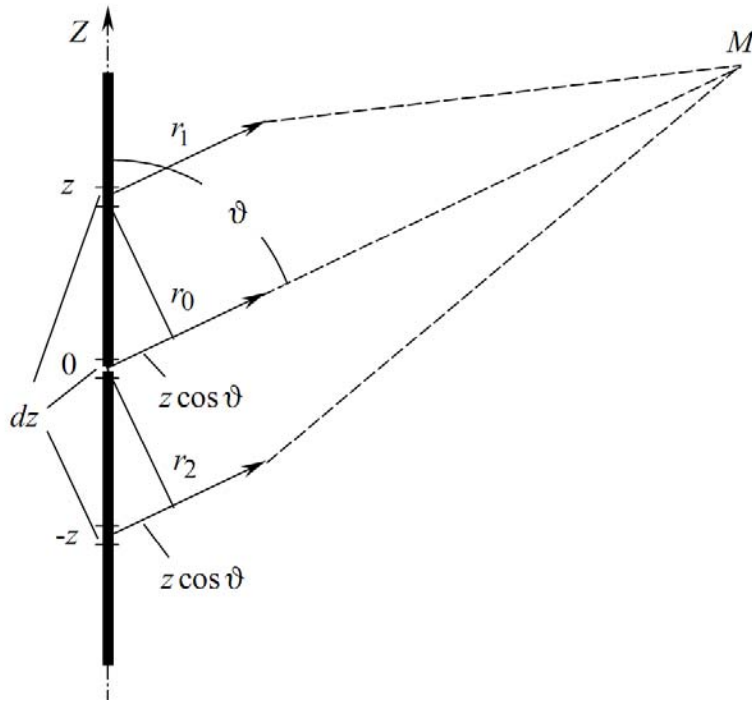


Рис. 6.14 — К определению поля излучения симметричного вибратора

В силу малости размеров элемента можно считать, что ток в нём неизменен по длине и имеет комплексную амплитуду $I(z)$. При этом расстояние от элемента до точки M равно r_1 .

Рассматриваемый элемент можно считать элементарным излучателем — диполем Герца, поэтому поле, создаваемое им, согласно (6.3), будет определяться выражением

$$dE_{\text{дг}} = -j \frac{30kI(z) dz}{r_1} \sin(\theta) e^{-jk r_1}, \quad (6.5)$$

где $I(z)$ — комплексный ток на элементарном излучателе.

Найдём величину r_1 . Как видно из рис. 6.5,

$$r_1 = \sqrt{r_0^2 - z^2 + 2r_0 z \cos(\theta)}$$

Воспользуемся известным приближенным выражением $1 + x \approx 1 + x/2 - x^2/8$, верным при $x < 1$. Вынося в (6.5) величину r_0 из-под корня и оставляя слагаемые, содержащие z в степени не выше 2, получим

$$r_1 = r_0 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{z}{r_0} \right)^2 - \frac{z}{r_0} \cos(\theta) \right).$$

Если точка M достаточно удалена от вибратора, то все лучи, соединяющие точки антенны с точкой M , идут практически параллельно. Опустим из точки z на рис. 6.14 перпендикуляр на направление r_0 . В результате для r_1 получим соотношение

$$r_1 = r_0 - z \cos(\theta). \quad (6.6)$$

Таким образом, можно определить дальнюю зону антенны как область пространства, для каждой точки которой все лучи, идущие от антенны к этой точке, параллельны. Величину $\Delta r = z \cos(\theta)$ часто называют разностью хода лучей, идущих из центра вибратора и из точки с координатой z . Так как точка наблюдения находится на большом удалении от вибратора, то величина Δr мала по сравнению с r_0 и расстояния r_0 и r_1 мало отличаются друг от друга.

На основании (6.6) получим выражение для фазового множителя в (6.5)

$$e^{-jk r_1} = e^{-jk r_0} e^{jk z \cos(\theta)}.$$

После преобразования (6.5) получим выражение

$$E_{CB} = -j \frac{30kI_0}{r_0} \sin(\theta) e^{-jkr_0} \int_{-l}^l \sin[k(l-|z|)] e^{jk \cos \theta} dz. \quad (6.7)$$

Окончательное выражение для поля излучения симметричного вибратора

$$E_{CB} = j \frac{60I_0}{r_0} e^{-jkr_0} \frac{\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)}{\sin(\theta)}. \quad (6.8)$$

Как и в случае диполя Герца, формула (6.7) состоит из трёх множителей: множителя, определяющего только величину напряжённости поля и не зависящего от направления на данную точку $\dot{A} = \frac{60I_0}{r_0}$ множителя, определяющего направленные свойства (характеристика направленности)

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)}{\sin(\theta)} \quad (6.9)$$

и фазового множителя $j e^{-jkr_0}$.

Из (6.8) видно, что симметричный вибратор обладает направленными свойствами только в плоскости E , причём эти свойства определяются только отношением длины плеча вибратора к длине волны l/λ .

6.5. Анализ диаграммы направленности симметричного вибратора.

Анализ ДН симметричного вибратора проведем на основании формулы (6.8).

Из (6.9) видно, что симметричный вибратор обладает направленными свойствами только в плоскости E , причём эти свойства определяются только отношением длины плеча вибратора к длине волны l/λ .

Вдоль оси (в направлении $\theta = 0$) провод с током не излучает.

Рассмотрим несколько случаев:

— диполь Герца, когда $l_1 \ll \lambda$;

— симметричный вибратор с длиной плеч $l_2 = \frac{\lambda}{4}$ и $l_3 = \frac{\lambda}{2}$.

Результаты расчетов диаграмм направленности в E -плоскости по формуле (6.9) представлены на рис. 6.15.

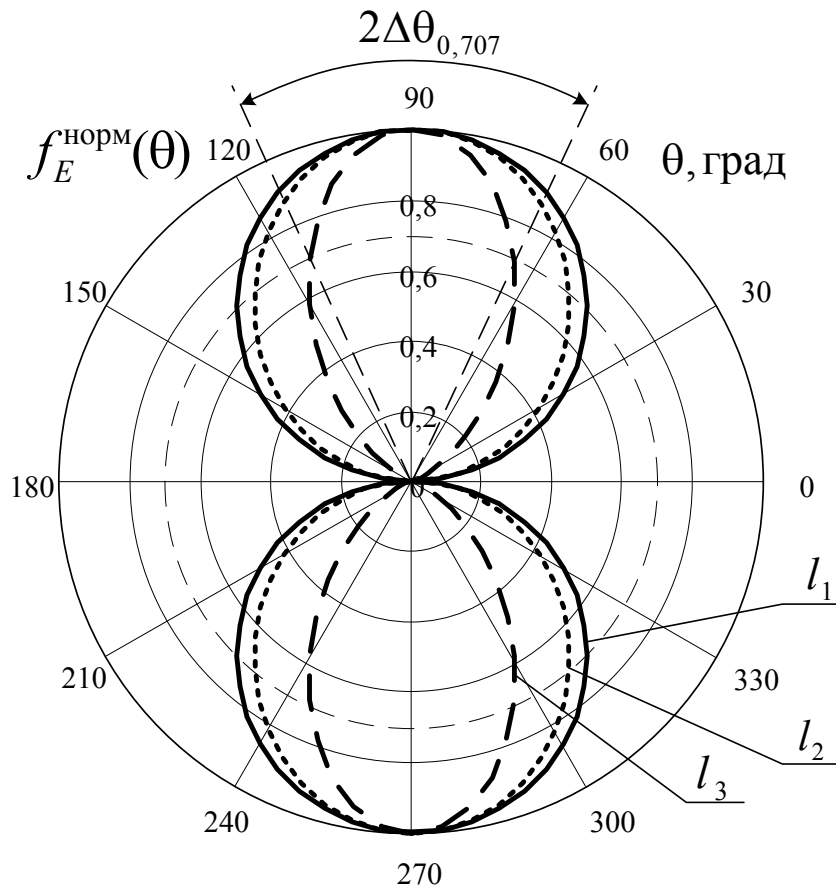


Рис. 6.15 — Нормированные диаграммы направленности симметричного вибратора в E -плоскости

Ширина диаграммы направленности определяется, как показано на рис. 6.15.

Если длина плеча симметричного вибратора $l \leq \frac{\lambda}{2}$, то в направлении, перпендикулярном оси вибратора, т.е. в экваториальной плоскости ($\theta = 90^\circ, 270^\circ$), поля всех элементарных излучателей синфазны, и, следовательно, поле в данном направлении является максимальным. Увеличение длины вибратора до значения $l = \frac{\lambda}{2}$ сопровождается ростом излучения в направлении, перпендикулярном оси вибратора (главное направление излучения) за счёт уменьшения излучения в других направлениях. При этом ДН становится уже (рис. 6.15).

Рассмотрим еще несколько случаев: симметричные вибраторы с длиной плеч $l_4 = 0,625\lambda$, $l_5 = 0,75\lambda$ и $l_6 = \lambda$. Результаты расчетов представлены на рис. 6.16.

При увеличении $\frac{l}{\lambda} > 0,5$ характеристика направленности проходит через 0 не только при $\theta = 0^\circ, 180^\circ$, но и при некоторых других значениях этого угла. Главные лепестки становятся уже, но появляются боковые лепестки, излучение в главном направлении уменьшается. Уменьшение излучения в главном направлении объясняется следующим: результирующий сдвиг фаз полей, излучаемых элементарными излучателями в данном направлении, определяется пространственным сдвигом фаз и сдвигом фаз токов этих элементарных излучателей. При $\frac{l}{\lambda} > 0,5$ на вибраторе появляются участки с

противофазными токами, длина которых растёт по мере увеличения отношения $\frac{l}{\lambda}$. Поэтому в данном случае, хотя в главном направлении пространственные сдвиги фаз равны нулю, поля, излучаемые несинфазными токами элементарных излучателей, складываются несинфазно.

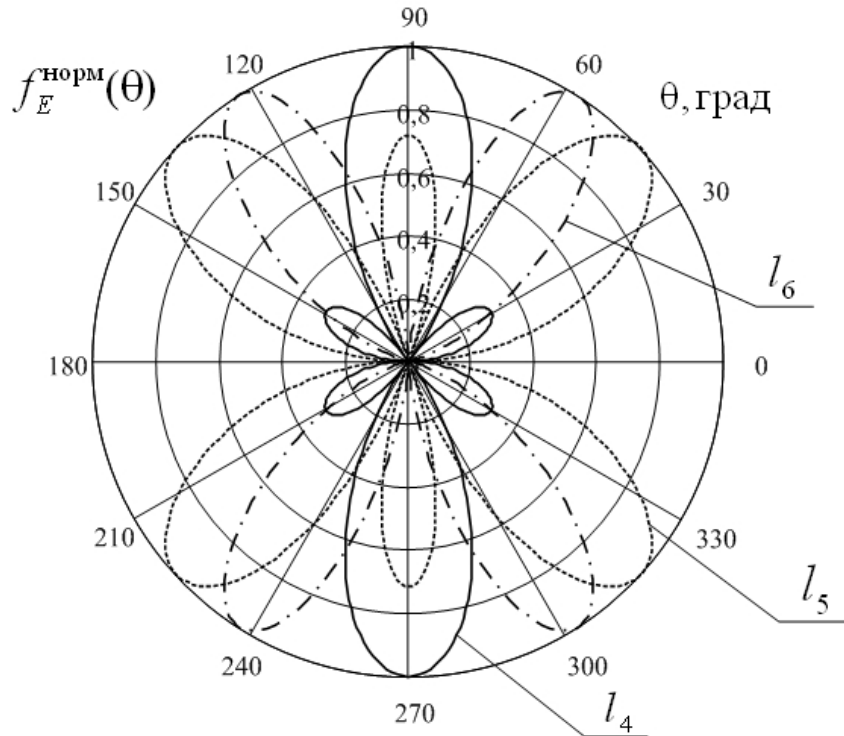


Рис. 6.16 — Нормированные диаграммы направленности симметричного вибратора в E -плоскости

Рост отношения $\frac{l}{\lambda}$ сопровождается также ростом боковых лепестков, и при $\frac{l}{\lambda} = 0,72$ напряжённость поля в направлении максимума бокового лепестка становится равной напряжённости поля в главном направлении, а при дальнейшем увеличении $\frac{l}{\lambda}$ превосходит её.

При $\frac{l}{\lambda} = 1$ (или при $\frac{l}{\lambda} = n$, где n — целое число) излучение в главном направлении отсутствует, т.к. противофазные участки вибратора имеют одинаковую длину.

На практике применяются симметричные вибраторы, у которых $\frac{l}{\lambda} < 0,7$ и максимум излучения совпадает с главным направлением ($\theta = 90^\circ, 270^\circ$). В дальнейшем будем рассматривать именно такие вибраторы. Нормированная диаграмма направленности такого вибратора, описывается выражением

$$f_{\text{норм}}(\theta) = \frac{\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)}{\sin(\theta)(1 - \cos(kl))}. \quad (6.10)$$

6.6. Входное сопротивление симметричного вибратора. Сопротивление излучения. Действующая длина антенны. Коэффициент направленного действия

Мощность P_{Σ} , излучаемую симметричным вибратором, можно найти методом вектора Пойнтинга, т.е. интегрированием среднего значения вектора Пойнтинга по поверхности сферы большого радиуса (в дальней зоне), в центре которой находится вибратор.

Так же, как и в случае диполя Герца, можно записать

$$P_{\Sigma} = \frac{I_0^2 R_{\Sigma}}{2},$$

где R_{Σ} — сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности.

При длине плеча $\frac{l}{\lambda} < 0,25$ сопротивление излучения пересчитывается на входные зажимы антенны по формуле

$$R_{\Sigma l} = \frac{R_{\Sigma}}{\sin^2(kl)}. \quad (6.11)$$

В общем случае сопротивление излучения, отнесенное к пучности тока определяется по формуле

$$R_{\Sigma} = \frac{2P_{\Sigma}}{I_0^2} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} I_0^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} |E(\theta)|^2 r_0^2 \cos(\theta) d\theta. \quad (6.12)$$

Подставляя в (6.12) выражение для характеристики направленности (6.8) (без фазовых множителей), получаем

$$R_{\Sigma} = 60 \int_0^{\pi} \frac{(\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl))^2}{\sin(\theta)} d\theta. \quad (6.13)$$

Как видно из (6.13), величина R_{Σ} зависит только от отношения $\frac{l}{\lambda}$. Эта формула является приближенной, поскольку она выведена для синусоидального распределения тока по вибратору, что справедливо только для очень тонких вибраторов. Однако результаты расчётов по (6.13) хорошо совпадают с экспериментальными данными. Это объясняется тем, что сопротивление излучения определяется полем в дальней зоне, которое мало зависит от толщины вибратора. На рис. 6.17 показан график рассчитанной по (6.13) зависимости R_{Σ} от $\frac{l}{\lambda}$. Осциллирующий характер зависимости объясняется тем, что интерференционная картина поля в дальней зоне меняется при изменении отношения $\frac{l}{\lambda}$.

Далее определим **входное сопротивление** симметричного вибратора. Мощности, излученной вибратором (или любой антенной), соответствует активное сопротивление излучения. Мощности потерь соответствует активное сопротивление потерь. Наряду с излученным электромагнитным полем существует колеблющееся вблизи антенны и связанное с ней электромагнитное поле, которому соответствует реактивная мощность. Последней соответствует реактивное сопротивление антенны.

Таким образом подключенный к антенне генератор нагружен на комплексное сопротивление, называемое входным сопротивлением антенны. Входное сопротивление симметричного вибратора (а также других проволочных антенн) равно отношению напряжения на зажимах вибратора (точки питания) к току в точках питания

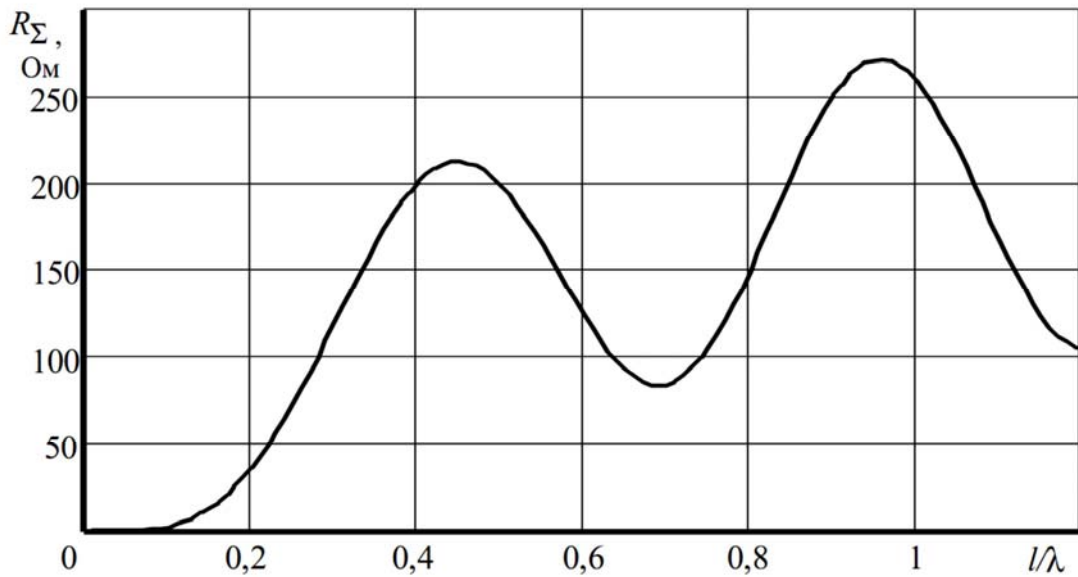


Рис. 6.17 — Зависимость R_{Σ} от $\frac{l}{\lambda}$

В дальнейшем опустим сопротивление потерь. Для симметричного вибратора с $\frac{l}{\lambda} < 0,25$ можно воспользоваться приближенной эквивалентной схемой излучателя, основанной на введении в модель длинной линии сопротивления излучения, отнесенного ко входным зажимам — см. рис. 6.18.

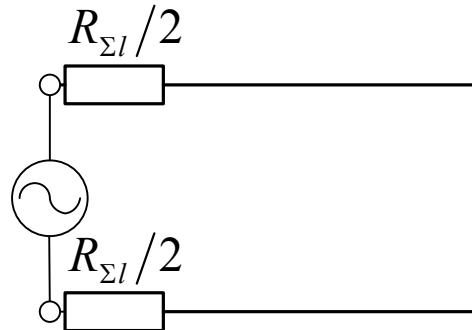


Рис. 6.18 — Эквивалентная схема симметричного вибратора с $\frac{l}{\lambda} \leq 0,25$

Для разомкнутой линии передачи ее входное сопротивление определяется при $x = l$ и с учетом включенного в линию сопротивления излучения входное сопротивление симметричного вибратора с $\frac{l}{\lambda} < 0,25$ можно приближенно рассчитать по формуле

$$Z_{\text{BX}} = R_{\Sigma l} - j\rho \operatorname{ctg}(kl), \quad (6.14)$$

где $R_{\Sigma l} = \frac{R_{\Sigma}}{\sin^2(kl)}$, а R_{Σ} определяется по графику на рис. 6.17.

Для симметричного вибратора с $\frac{l}{\lambda} > 0,25$ можно воспользоваться приближенной эквивалентной схемой излучателя, основанной на введении в модель длинной линии

сопротивления излучения, включенного в точку пучности тока, которая отстоит от концов плеч излучателя на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ — см. рис. 6.19, а.

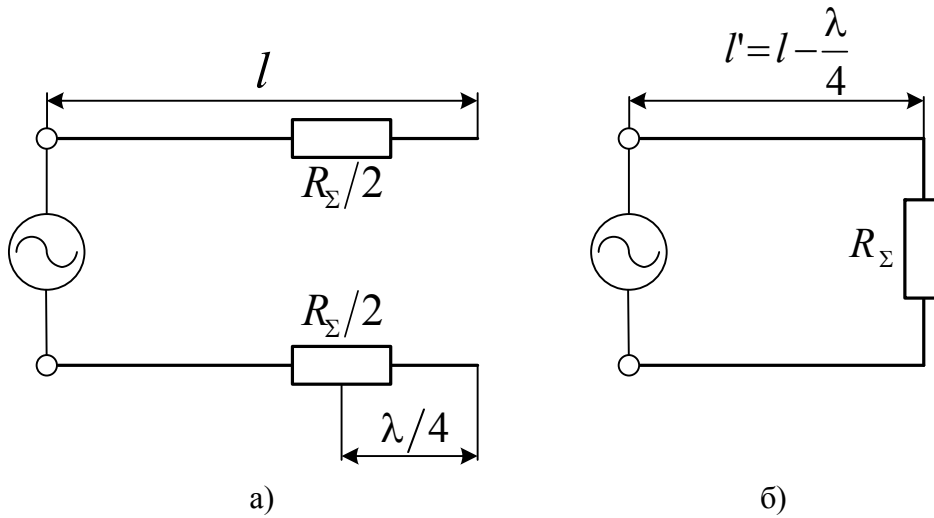


Рис. 6.19 — Эквивалентная схема симметричного вибратора с $\frac{l}{\lambda} > 0,25$

Зная свойство разомкнутого отрезка линии длиной $\frac{\lambda}{4}$ можно перейти к эквивалентной схеме симметричного вибратора, представленной на рис. 6.19, б.

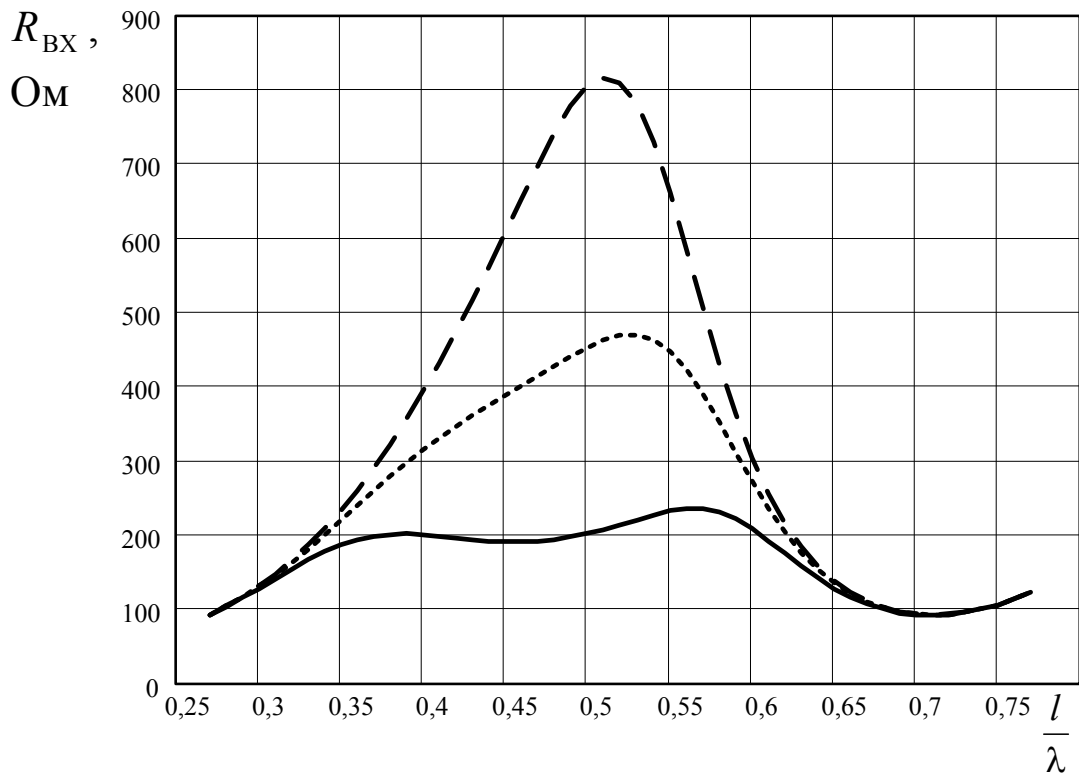
Тогда входное сопротивление симметричного вибратора можно определить по формуле

$$Z_{\text{вх}} = \rho_{\text{св}} \frac{\text{КБВ} + j0,5(1 + \text{КБВ}^2)\sin(2kl')}{\cos^2(kl') + \text{КБВ}^2 \sin^2(kl')}, \quad (6.15)$$

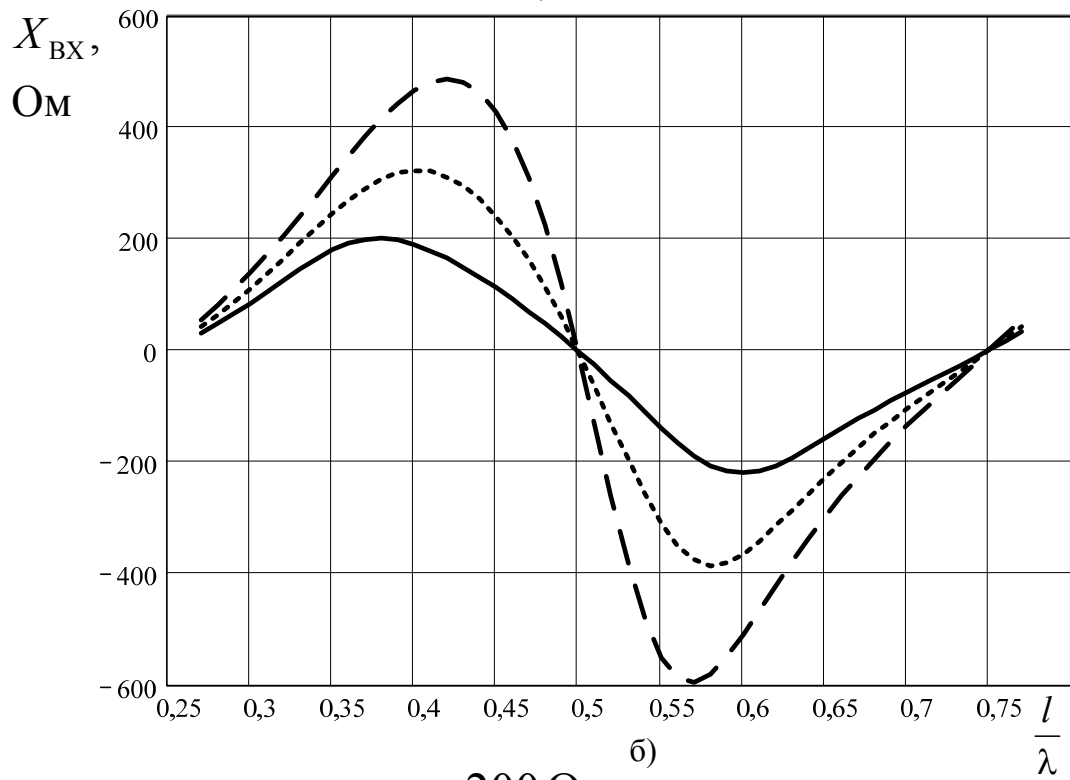
где волновое сопротивление симметричного вибратора определяется по формуле $\rho_{\text{св}} = 120 \ln\left(\frac{l}{a} - 1\right)$; a — радиус проводника; значение коэффициента бегущих волн

определяется по формуле $\text{КБВ} = R_\Sigma / \rho_{\text{св}}$ (при $R_\Sigma \leq \rho$); отрезок линии $l' = l - \frac{\lambda}{4}$.

На основании (6.15) проведем расчеты входного сопротивления симметричного вибратора как зависимость от $\frac{l}{\lambda}$ — см. рис. 6.20, где представлены графики для активной (6.20, а) и реактивной (6.20, б) составляющих входного сопротивления при различных значениях волнового сопротивления симметричного вибратора $\rho_{\text{св}}$. Видно, что с уменьшением $\rho_{\text{св}}$ зависимости $R_{\text{вх}}$ и $X_{\text{вх}}$ сглаживаются. Это имеет существенное значение для согласования антенны с питающей линией. Рассчитаем зависимости КСВ, соответствующие представленным на рис. 6.20 графикам входного сопротивления антенны. Результаты расчетов приведены на рис. 6.21. Из рисунка видно, что с уменьшением волнового сопротивления симметричного вибратора $\rho_{\text{св}}$ расширяется полоса согласования антенны с питающей линией. Это свойство симметричного вибратора широко применяется на практике. Добиться уменьшения $\rho_{\text{св}}$ можно за счет увеличения ширины проводников, образующих плечи симметричного вибратора.



a)



б)

————— $\rho_{CB} = 200 \Omega$
 $\rho_{CB} = 300 \Omega$
 - - - - - $\rho_{CB} = 400 \Omega$

Рис. 6.20 — Зависимость входного сопротивления симметричного вибратора от $\frac{l}{\lambda}$

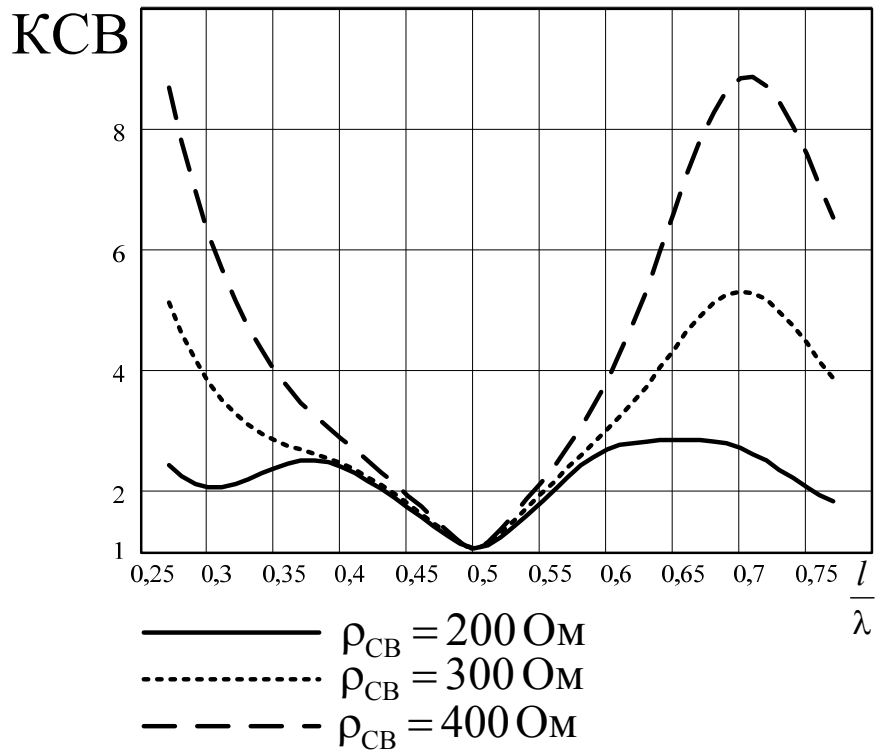


Рис. 6.21 — Зависимость КСВ на входе симметричного вибратора от $\frac{l}{\lambda}$

Действующая длина антенны. В случае вибраторных антенн иногда удобно пользоваться расчётным параметром, называемым действующей длиной антенны. Действующей длиной l_d симметричного вибратора (или другой антенны) называется длина воображаемого вибратора с равномерным распределением тока ($I(z) = I_0 = const$), создающего в направлении максимального излучения (при $\theta = 90^\circ, 270^\circ$) поле, равное полю данной антенны в направлении её максимального излучения. При этом токи в точках питания обеих антенн считаются равными.

Исходя из условия равенства моментов токов определим действующую длину симметричного вибратора

$$I_l l_d = \int_{-l}^l I(z) dz = I_0 \int_{-l}^l \sin(k(l - |z|)) dz.$$

После преобразований получим выражение для определения действующей длины l_d

$$\begin{cases} l_d = \frac{2}{k} \frac{(1 - \cos(kl))}{\sin(kl)}, \text{ при } l \leq \frac{\lambda}{4}; \\ l_d = \frac{2}{k} (1 - \cos(kl)), \text{ при } l > \frac{\lambda}{4}. \end{cases} \quad (6.16)$$

С учетом (6.16) можно записать выражение для нормированной диаграммы направленности симметричного вибратора на основании (8.4) в виде

$$E_{CB} = j \frac{30kI_l l_d}{r_0} f^{\text{норм}}(\theta) e^{-jk r_0},$$

Лекция № 7

Определение коэффициента направленного действия и коэффициента усиления на примере симметричного вибратора. Основные виды симметричных и несимметричных вибраторов. Методы согласования и симметрирования.

Коэффициент направленного действия (КНД). КНД характеризует способность антенны фокусировать излучение в заданном направлении.

Определение 1. КНД — функция, которая показывает, во сколько раз напряженность поля реальной антенны в направлении максимума излучения больше напряженности поля эквивалентной ненаправленной антенны, при условии одинаковых мощностей излучения.

Определение 2. КНД — функция, которая описывает отношение интенсивности излучения (величины вектора Пойнтинга) в направлении максимума излучения к среднему значению интенсивности излучения по всем направлениям.

С учетом классического представления КНД для симметричного вибратора можно записать выражение

$$D = \frac{2(1 - \cos(kl))^2}{\int_0^\pi \frac{[\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)]^2}{\sin(\theta)} d\theta}.$$

Результаты расчетов зависимости коэффициента направленного действия симметричного вибратора от $\frac{l}{\lambda}$ представлен на рис. 7.1. Пунктиром показаны наиболее важные для решения практических задач значения относительных длин плеч излучателей и соответствующие им значения КНД.

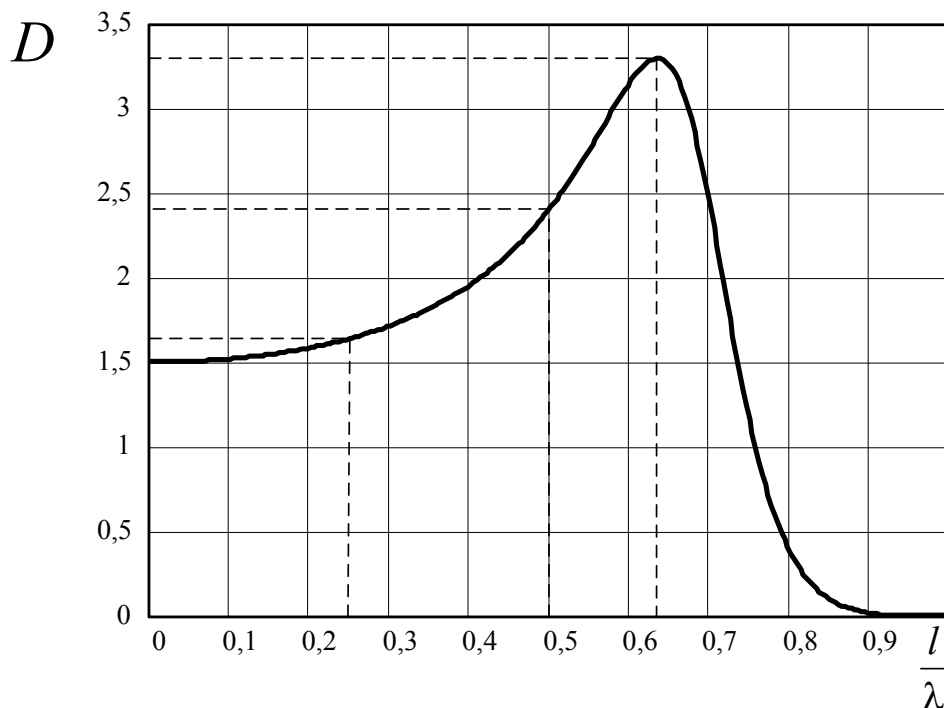


Рис. 7.1 — Зависимость коэффициента направленного действия симметричного вибратора от $\frac{l}{\lambda}$

Также для инженерных расчетов КНД можно пользоваться приближенными формулами, в которых используется понятие действующей длины

$$D = \frac{30k^2 l_d^2}{R_{\Sigma}}.$$

7.2. Излучение симметричного вибратора, расположенного над экраном. Несимметричный вибратор

Обычно антенны располагаются вблизи поверхности Земли или вблизи каких-либо тел, обладающих свойствами проводников или диэлектриков (вибраторы, установленные на металлических башнях, кораблях, летательных аппаратах, различные типы щелевых антенн и т. п.). Под действием электромагнитного поля антенны в почве и близко расположенных к антенне телах возникают токи проводимости и смещения (вторичные токи). *Полное поле* представляет собой результат интерференции первичного поля, излученного антенной, и вторичного (дифрагированного), создаваемого вторичными токами.

Решение задачи об определении поля излучения антенны в этом случае получается весьма просто по *методу зеркальных изображений*. Этот метод позволяет также до некоторой степени учесть влияние параметров реальной почвы на характеристики антенн.

Сущность метода зеркальных изображений применительно к антеннам состоит в том, что при определении электромагнитного поля, создаваемого вибратором, помещенным над бесконечно протяженной и идеально проводящей плоскостью, исключаются из рассмотрения вторичные токи введением фиктивного вибратора, являющегося зеркальным изображением действительного вибратора так, как показано на рис. 7.2.

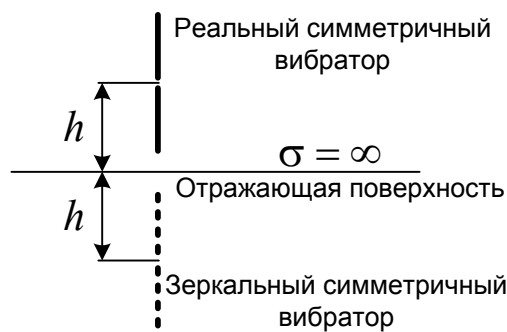


Рис. 7.2 — Зеркальное изображение симметричного вибратора, размещенного над отражающей поверхностью

В случае, если симметричный вибратор располагается параллельно подстилающей поверхности (к экрану), на основании метода зеркальных изображений для системы излучателей «реальный-зеркальный» поле излучения будет определяться по формуле

$$E = \frac{120I_0}{r} (1 - \cos(kl)) \sin(kh \sin \varphi).$$

В случае, если симметричный вибратор располагается перпендикулярно подстилающей поверхности (как показано на рис. 7.1), результирующая диаграмма направленности будет определяться по формуле

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl \sin(\theta)) - \cos(kl)}{\cos(\theta)} \cos(kh \sin(\theta)). \quad (7.1)$$

Для симметричного вибратора, размещенного параллельно над аперидическим рефлектором, коэффициент направленного действия определяется по формуле

$$D = 480(1 - \cos(kl))^2 \frac{\sin^2(kh)}{R_{\Sigma \text{полн}}},$$

где $R_{\Sigma \text{полн}}$ — полное сопротивление излучения симметричного вибратора (собственное плюс наведенное зеркальным изображением).

Аперийодический рефлектор представляет собой металлическую прямоугольную или круглую пластину (экран), устанавливаемую примерно на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от вибратора.

Иногда сплошная металлическая поверхность заменяется сеткой проводов, расположенных параллельно оси вибратора. Линейные размеры экрана обычно превосходят длину вибратора. Благодаря конечным размерам экрана излучение в заднее полупространство устраняется не полностью.

Несимметричным называется вибратор, у которого одно плечо по размерам или форме отличается от другого. Несимметричный вертикальный заземленный вибратор (рис. 7.3, а) представляет собой вертикальный по отношению к земле или к какой-либо металлической поверхности провод, к нижнему концу которого присоединен один зажим генератора, другой — к земле или к металлическому телу (корпусу самолета, автомобиля и т. д.). Роль второго плеча вибратора в данном случае играет земля или металлическая поверхность. В случае идеально проводящей земли замена ее зеркальным изображением вибратора сводится к переходу от несимметричного вибратора к симметричному (рис. 7.3, б).

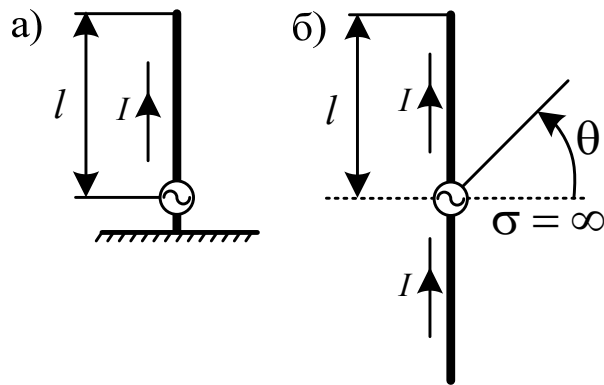


Рис. 7.3 — Модель несимметричного вибратора

В случае несимметричного вибратора угол θ может изменяться в пределах $0^\circ \dots 180^\circ$. В горизонтальной плоскости вертикальный несимметричный вибратор не обладает направленными свойствами. Если длина несимметричного вибратора не превышает примерно $0,7\lambda$, то он излучает с максимальной интенсивностью в перпендикулярном направлении, т. е. в горизонтальной плоскости.

В случае коротких вибраторов ($\frac{l}{\lambda} < 0,1$), что имеет место в диапазоне километровых волн получаем сопротивление излучения

$$R_{\Sigma l} \approx 10(kl)^2 \approx 400(l/\lambda)^2.$$

Реактивная составляющая входного сопротивления $X_{\text{вх}}$ несимметричного вибратора, у которого $\frac{l}{\lambda} \leq 0,3$, определяется по формуле

$$X_{\Sigma l} = -j\rho \operatorname{ctg}(kl),$$

где $\rho = 60 \left(\ln \frac{l}{a} - 1 \right)$ — волновое сопротивление несимметричного вибратора.

Действующая длина несимметричного вибратора

$$l_d = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1 - \cos(kl)}{\sin(kl)}.$$

Сопротивление излучения $R_{\Sigma l}$ можно увеличить без увеличения длины антенны увеличением за счет увеличения l_d , для чего следует сделать распределение тока по

вибратору более равномерным. Этого можно достичь, нагрузив вибратор на его верхнем конце некоторой емкостью, например горизонтальным или наклонным проводом, проволочным диском (рис. 7.4).

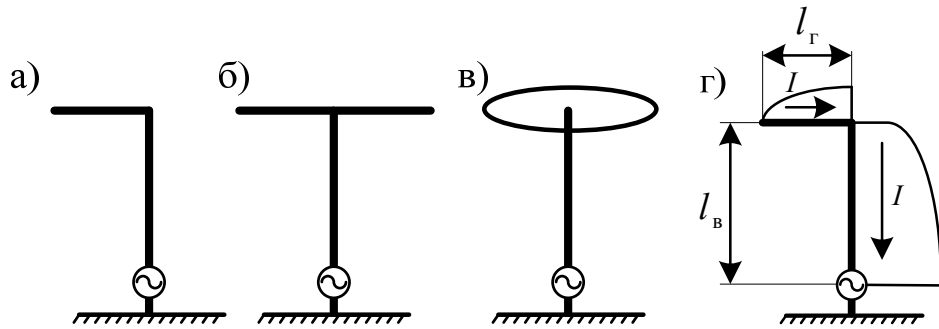


Рис. 7.4 — Варианты схемы построения несимметричного вибратора:
а) Г-образный; б) Т-образный; в) с диском на верхнем конце;
г) распределение тока вдоль антенны

Вертикальная часть называется снижением, а горизонтальная — сетью. Распределение тока по вертикальной и горизонтальной частям Г-образной антенны показано на рис. 10.3, г. При небольшом значении $\frac{l}{\lambda}$ и хорошо проводящей почве излучение горизонтальной части антенны почти полностью компенсируется излучением ее зеркального изображения.

Для антенны, содержащей n проводников в сети, длина плеча симметричного вибратора, эквивалентного по своим характеристикам рассматриваемой антенне, определяется из формулы

$$l_{\text{экв}} = l_{\text{в}} + l_{2\text{экв}},$$

где $l_{2\text{экв}} = \frac{1}{k} \operatorname{arccctg} \left(\frac{\rho_{\text{г}}}{n\rho_{\text{в}}} \operatorname{ctg}(kl_{\text{г}}) \right)$; $\rho_{\text{в}}$ и $\rho_{\text{г}}$ — волновое сопротивление провода в снижении и сети, соответственно.

Действующая длина определяется по формуле

$$l_{\text{д}} = \frac{\cos(kl_{2\text{экв}}) - \cos(kl_{\text{экв}})}{k \sin(kl_{\text{экв}})}.$$

Входное сопротивление симметричного вибратора рассчитывается по формуле

$$Z_{\text{вх}} = \frac{R_{\Sigma l}}{2} - j\rho \operatorname{ctg}(kl_{\text{экв}}) + R_{\Omega},$$

где $R_{\Sigma l}$ определяется для $l_{\text{экв}}$; R_{Ω} — активное сопротивление потерь.

Действующая высота антенны $h_{\text{д}} = \frac{l_{\text{д}}}{2}$, тогда $R_{\Sigma l}$ можно рассчитать по формуле

$$R_{\Sigma l} = 40k^2 h_{\text{д}}^2.$$

Обычно стремятся к тому, чтобы $X_{\text{вх}} \approx 0$. При этом ток и напряжение на входе вибратора оказываются в фазе и заданная мощность достигается при меньшем напряжении на зажимах. Кроме того, при чисто активном входном сопротивлении создаются оптимальные условия для работы генератора. Поэтому для настройки антенны в резонанс вблизи точек питания последовательно с генератором включают реактивные элементы настройки.

Лекция № 8

Проволочные антенны: директорные, логопериодические. Принципы построения. Основные характеристики.

8.1. Директорная антенна

Директорная антенна представляет собой линейную систему параллельных симметричных вибраторов, расположенных перпендикулярно оси антенны. Питание от генератора получает лишь один из симметричных вибраторов, который называется активным. Возбуждение остальных симметричных вибраторов, называемых пассивными (директоры и рефлектор), осуществляется волной, распространяющейся вдоль системы излучателей. Источником этой волны является активный излучатель. В результате того, что возбужденные пассивные излучатели становятся источниками излучения, диаграмма направленности (ДН) директорной антенны существенно изменяется по сравнению с ДН одиночного симметричного вибратора. Схема директорной антенны изображена на рис. 8.1.

Принцип действия директорной антенны основан на сложении в пространстве полей нескольких излучателей, амплитуды и фазы токов в которых подобраны таким образом, чтобы в главном направлении создаваемые отдельными излучателями поля суммировались, а в противоположном — вычитались.

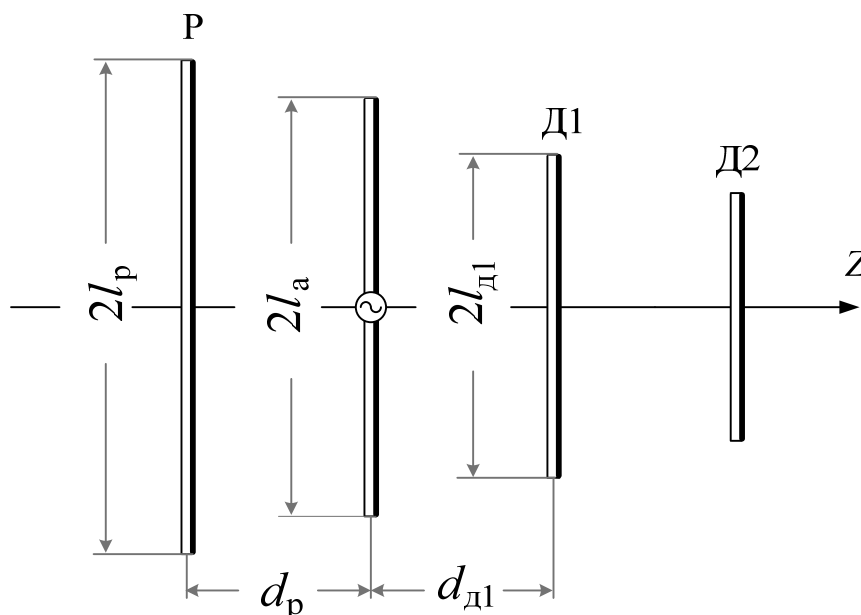


Рис. 8.1 — Схема директорной антенны

Амплитуда и фаза тока в пассивных излучателях определяется расстояниями d_{di} (i — номер директора, отсчитываемый со стороны активного излучателя) и d_p от соответствующего пассивного до активного излучателя и настройкой, которая осуществляется изменением длины плеч директоров и рефлектора.

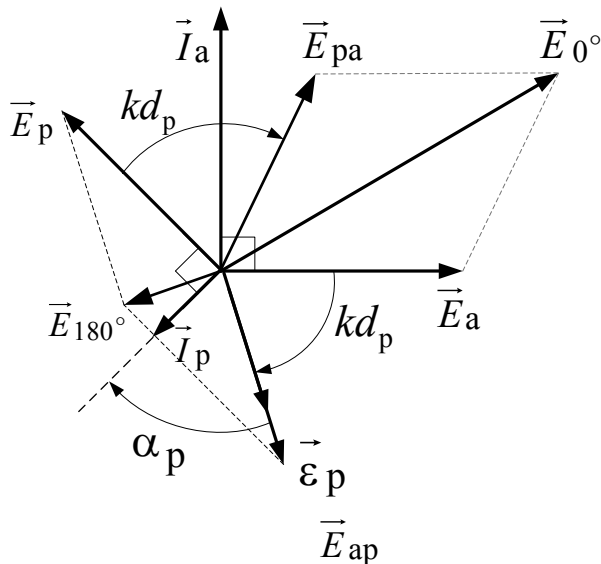
Пассивный излучатель, имеющий наибольшую длину (в среднем на (5...10)% длиннее активного), называют рефлектором (Р), так как он отражает энергию в сторону активного излучателя и гасит излучение «назад», то есть в свою сторону. Пассивные излучатели, длина которых в среднем на (10...15) % короче длины активного излучателя, называют директорами (Д), так как они концентрируют результирующее излучение в свою сторону и гасят излучение в сторону активного излучателя.

Принцип действия директорной антенны наглядно поясняется с использованием векторных диаграмм. Поле, излучаемое директорной антенной в направлении положительной и отрицательной осей Z , представляет собой векторную сумму полей активного излучателя, директора и рефлектора. Фазовый сдвиг излучаемых пассивными

излучателями полей по отношению к полю активного излучателя, определяется фазами токов, возбуждающих пассивные излучатели, по отношению к фазе тока в активном излучателе. При рассмотрении фазовых соотношений необходимо учитывать, что активный излучатель имеет резонансную длину, т.е. его входное сопротивление чисто активно R_a ; длина рефлектора больше резонансной, поэтому его входное сопротивление, наряду с активной составляющей R_p , имеет реактивную составляющую X_p , носящую индуктивный характер; длина директора меньше резонансной, поэтому его входное сопротивление имеет активную составляющую R_d и реактивную составляющую емкостного характера X_d . Чтобы найти необходимые фазовые соотношения, целесообразно воспользоваться векторными диаграммами.

Рассмотрим работу системы активный симметричный вибратор — пассивный рефлектор в предположении, что $0,15 \leq d_p / \lambda \leq 0,25$. Покажем с помощью векторных диаграмм (рис. 8.2, а), что в направлении от рефлектора к активному симметричному вибратору поля излучателей складываются, а в противоположном направлении — вычитаются.

а)



б)

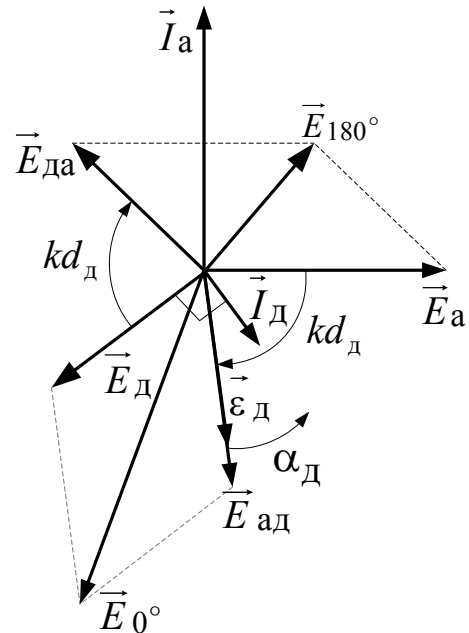


Рис. 8.2 — Векторные диаграммы для поля излучения директорных антенн, образованных системой двух излучателей: пассивный рефлектор и активный излучатель (а); пассивный директор и активный излучатель (б)

Для определения напряженности электрического поля в вышеуказанных направлениях необходимо знать, как сдвинуты по фазе друг относительно друга вектор напряженности электрического поля $\vec{E}_a$ активного симметричного вибратора у его поверхности и вектор напряженности электрического поля рефлектора $\vec{E}_p$ у его поверхности. Установить соотношение фаз можно с помощью векторной диаграммы, изображенной на рис. 8.2, а.

Пусть вектор тока $\vec{I}_a$ в активном вибраторе занимает положение на комплексной плоскости как показано на рис. 1.3, а. Из теории антенн известно, что при длине плеча симметричного вибратора $l_a \leq 0,25\lambda$ напряженность поля, создаваемого вибратором на расстоянии d в направлении, перпендикулярном оси излучателя (ось Z (см. рис. 8.1)), определяется выражением

$$E = -j \frac{60I_0}{d} \exp(-jkd),$$

где d — расстояние от симметричного вибратора до точки наблюдения;

I_0 — пучность тока на плечах симметричного вибратора;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ — длина волны излучения.

В этом случае электрическое поле активного вибратора у его поверхности $\vec{E}_a$ отстает по фазе от тока на угол $\pi/2$. По пути до рефлектора это поле запаздывает по фазе на угол kd_p и наводит на рефлекторе электродвижущую силу (ЭДС) $\vec{\mathcal{E}}_p$, совпадающую по фазе с электрическим полем у поверхности рефлектора $\vec{E}_{ap}$ и определяемую в соответствии с выражением

$$\vec{\mathcal{E}}_p = \vec{E}_{ap} \cdot l_{др},$$

где $\vec{E}_{ap}$ — поле активного симметричного вибратора у поверхности рефлектора; $l_{др}$ — действующая длина рефлектора.

Так как реактивное входное сопротивление рефлектора носит индуктивный характер ($X_p > 0$), то ток в рефлекторе $\vec{I}_p$ запаздывает по фазе относительно $\vec{\mathcal{E}}_p$ на угол $\alpha_p = \arctg(X_p / R_p)$, где $\alpha_p > 0$.

Напряженность электрического поля $\vec{E}_p$, создаваемого у поверхности рефлектора этим током, отстает от тока $\vec{I}_p$ по фазе на угол $\pi/2$.

На пути до активного вибратора поле рефлектора запаздывает по фазе на угол kd_p и становится приблизительно синфазным с полем активного излучателя. Поэтому результирующее поле в положительном направлении оси Z $\vec{E}_{0^\circ} = \vec{E}_{pa} + \vec{E}_a$ усиливается. Поля $\vec{E}_{ap}$ и $\vec{E}_p$ приблизительно противофазны, поэтому результирующее поле в направлении рефлектора (отрицательное направление оси Z) $\vec{E}_{180^\circ} = \vec{E}_{ap} + \vec{E}_p$ относительно мало.

Путем аналогичных рассуждений можно рассмотреть работу директорной антенны, образованной системой пассивного директора и активного излучателя. Пусть вектор тока $\vec{I}_a$ в активном вибраторе занимает положение на комплексной плоскости, как показано на рис. 1.3, б. Электрическое поле активного симметричного вибратора у его поверхности $\vec{E}_a$ отстает по фазе от тока $\vec{I}_a$ на угол $\pi/2$. При своем распространении в направлении директора поле запаздывает по фазе на угол kd_d и наводит в директоре ЭДС $\vec{\mathcal{E}}_d$, совпадающую по фазе с электрическим полем у поверхности директора $\vec{E}_{ad}$. Так как реактивное сопротивление директора носит емкостной характер ($X_p < 0$), то ток в директоре $\vec{I}_d$ опережает по фазе $\vec{\mathcal{E}}_d$ на угол $\alpha_d = \arctg(X_d / R_d)$, где $\alpha_d < 0$. Напряженность электрического поля $\vec{E}_d$, созданного у поверхности директора током $\vec{I}_d$, отстает от этого тока по фазе на угол $\pi/2$. На пути до активного вибратора поле директора запаздывает по фазе на угол kd_d и становится приблизительно противофазным с полем активного симметричного вибратора. Поэтому результирующее поле $\vec{E}_{180^\circ} = \vec{E}_{da} + \vec{E}_a$ ослабляется в направлении от директора к активному излучателю. Поля $\vec{E}_{ad}$ и $\vec{E}_d$ приблизительно синфазны, поэтому результирующее

поле $\vec{E}0^\circ = \vec{E}_{ад} + \vec{E}_д$ усиливается в направлении от активного излучателя к директору.

8.2. Логопериодическая антенна

Широкодиапазонные логопериодические антенны конструируются на основе принципа электродинамического подобия, в соответствии с которым две антенны на волнах λ_1 и λ_2 имеют одинаковые электрические характеристики, если все их геометрические размеры пропорциональны отношению длин волн λ_1/λ_2 . При этом проводимость окружающей среды и материала, из которого выполняются обе антенны, должны изменяться в соответствии с тем же отношением. Последнее требование при выполнении антенн из металла с высокой удельной проводимостью и при размещении антенн в воздухе не является решающим и может не выполняться.

Принципу электродинамического подобия удовлетворяют антенны бесконечных размеров, форма которых полностью определяется углами. Для создания практически выполнимых антенн частотно-независимые структуры должны обладать свойством «концевой отсечки тока». Это свойство предполагает, что на каждой данной волне ток протекает в пределах ограниченного участка частотно-независимой структуры, размер которого определяется длиной волны. За пределами этого участка структуры (называемого активной областью антенны) ток быстро затухает (отсекается).

Для объяснения этого явления следует обратиться к выводам теории возбуждения периодических структур. Как известно, при возбуждении периодических структур возможны два режима работы: в первом — вдоль структуры распространяется без излучения электромагнитная волна, а во втором — наблюдается излучение электромагнитных волн в окружающее пространство. Режим работы периодической структуры определяется соотношением между коэффициентом фазы питающей волны, распространяющейся вдоль структуры, и периодом структуры. При малом по сравнению с длиной волны периоде излучение отсутствует. При совпадении периода структуры с длиной волны происходит интенсивное резонансное излучение.

Если в периодической структуре имеет место резонансное излучение, то энергия питающей волны на конечном отрезке структуры практически полностью преобразуется в энергию излученных электромагнитных волн. При этом возбуждение структуры за областью излучения резко уменьшается, и обрыв структуры не нарушит режима ее работы. Период структуры у логопериодической антенны является переменным, постепенно увеличиваясь в направлении от точек питания антенны. Поэтому отсечку тока в этих антеннах можно объяснить тем, что для любой волны (в случае бесконечной структуры) всегда найдется такая ограниченная область антенны, в пределах которой соотношение между периодом структуры и длиной питающей волны соответствует режиму интенсивного излучения.

Частотно-независимой антенной, таким образом, является такая антенна конечных размеров, которая в определенном диапазоне волн обладает всеми свойствами бесконечных антенн. Максимальная волна ее рабочего диапазона определяется максимальными размерами антенны, а минимальная волна — точностью выполнения структуры вблизи точек питания антенны. Пример плоской логопериодической структуры показан на рис. 8.3.

Логопериодическая антенна (ЛПА) представляет собой совокупность элементов, размеры которых образуют геометрическую прогрессию со знаменателем τ : $R_{i+1}/R_i = r_{i+1}/r_i = \tau$. Очевидно, что изменение всех размеров бесконечной структуры в τ раз приведет к получению структуры, форма которой полностью совпадает с исходной. Поэтому электрические характеристики логопериодической антенны повторяются лишь на частотах, образующих геометрическую прогрессию со знаменателем τ : $f_0, f_0\tau, f_0\tau^2, \dots, f_0\tau^n, \dots$

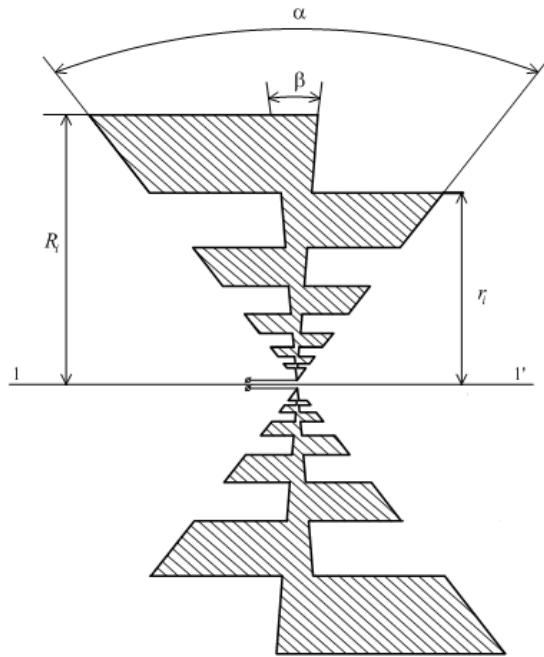


Рис. 8.3 — Плоская логопериодическая структура

При изображении на шкале частот с логарифмическим масштабом эти частоты образуют периодическую последовательность с постоянным периодом, равным $\ln \tau$, что и определило название антенн этого типа. Очевидно, что в пределах одного периода изменения частоты от $f_0 \tau^n$ до $f_0 \tau^{n+1}$, электрические характеристики логопериодических антенн будут изменяться. Непременным условием, при котором практически выполняемая антенна может считаться частотно-независимой, является достаточно малое изменение ее электрических характеристик в пределах одного периода изменения частоты. Это условие справедливо при таком конструктивном исполнении частотно-независимой структуры, при котором один период изменения частоты оказывается малым. При этом следует отметить, что выполнение антенн в виде структур, как это показано на рис. 8.3, является дополнительной гарантией малости изменения электрических характеристик антенны в пределах одного периода изменения частоты.

Постоянство входного сопротивления антенны объясняется следующим. Короткие вибраторы, расположенные между точкой питания и активной областью, слабо возбуждаются, и их влияние сводится к некоторому изменению эквивалентного волнового сопротивления питающей линии и изменению фазовой скорости в ней. Вибраторы активной области расположены на расстоянии $\lambda/4$ друг от друга, и отраженные ими волны в значительной степени взаимно компенсируются. Кроме того, электрическое расстояние от точки питания до активной области постоянно, поэтому пересчитанное к входу антенны эквивалентное сопротивление с частотой не меняется.

Описанный принцип действия ЛПА сохраняется и в том случае, когда обе половинки структуры образуют некоторый угол γ , а излучающие элементы имеют трапецеидальную форму.

Для выполнения принципа электродинамического подобия толщина выступов антенны также должна была бы увеличиваться пропорционально расстоянию R ; однако опыт показывает, что для значений коэффициентов перекрытия до 20, постоянство толщины излучающих элементов практически несущественно.

Параметр τ определяет также частотную периодичность характеристик антенны, так как

$$\tau = \frac{f_i}{f_{i+1}}, \quad (8.1)$$

где f_i и f_{i+1} — частоты, соответствующие резонансам i -го и $(i+1)$ -го выступов соответственно (i -й выступ резонирует вместе с таким же выступом второго полотна, когда его длина оказывается близкой к четверти длины волны).

Чем меньше τ , тем меньше количество зубцов в антенне при заданном R_1 . Величина τ может лежать в пределах от 0,5 до 0,9.

Питание плоской логопериодической структуры может быть осуществлено с помощью коаксиального кабеля. Однако согласование при этом получается не очень хорошим, так как входное сопротивление антенны велико.

Основными параметрами одного полотна проволочной антенны с трапецеидальными выступами являются τ и угол α .

Центр излучения одного логопериодического полотна находится в пределах ее активной области и, следовательно, с изменением длины волны перемещается по антенне; однако его относительное расстояние от вершины (выраженное в длинах волн) остается для данной системы постоянным.

При углах α , не превышающих 60° , величина параметра τ почти не влияет на положение фазового центра. Уменьшение угла α , естественно, ведет к увеличению расстояния между центром излучения и вершиной структуры.

В современной технике существует логопериодическая антенна «*Rohde & Schwarz HL223*» (рис. 8.4).

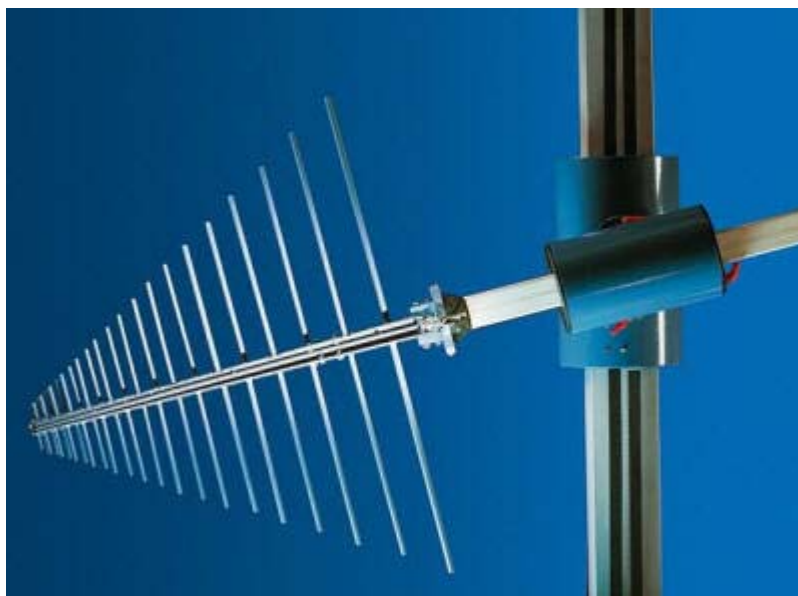


Рис.8.4 — Логопериодическая антенна «*Rohde & Schwarz HL223*»

Диаграмма направленности широкополосной антенны Rohde & Schwarz HL223 практически не меняется в зависимости от частоты. Прочная конструкция позволяет использовать антенну, как в стационарных, так и в мобильных применениях. Антенна идеально подходит как для передачи и радиомониторинга, так и для измерений.

Одним из видов логопериодических антенн являются направленные антенны. Рассмотрим направленную логопериодическую антенну «*Rohde & Schwarz HL050*» (рис. 8.5).



Рис.8.5 — Направленная логопериодическая антенна "*Rohde & Schwarz HL050*"

Благодаря широкому диапазону частот от 850 МГц до 26,5 ГГц логопериодическая антенна *Rohde & Schwarz HL050* особенно хорошо подходит для радиомониторинга и измерения параметров радиочастотных сигналов. Ее диаграмма направленности является практически вращательно-симметричной и обеспечивает формирование оптимальной диаграммы вторичного излучения при использовании данной антенны в качестве облучателя зеркальных антенн. *Rohde & Schwarz HL050* может использоваться в качестве отдельной антенны или в качестве облучателя микроволновой антенны AC008. Антенна *Rohde & Schwarz HL050* обладает аналогичной конструкцией и может использоваться в качестве облучателя зеркальных СВЧ антенн AC090 — AC300.

Лекция № 9

Линейная антенная решетка. Основные режимы излучения. Поле излучения линейной антенной решетки. Анализ ее диаграммы направленности.

9.1. Антенные решетки и их классификация

Направленность действия простейшей антенны – симметричного вибратора – невысокая. Для увеличения направленности действия уже на первых этапах развития антенной техники стали применять систему вибраторов – антенные решетки (АР). В настоящее время антенные решетки наиболее распространенный класс антенн, элементами которых могут быть как слабонаправленные излучатели (металлические и щелевые вибраторы, волноводы, диэлектрические стержни, спирали и т.д.), так и остронаправленные антенны (зеркальные, рупорные и др.).

Применение антенных решеток обусловлено следующими причинами. Решетка из N элементов позволяет увеличить приблизительно в N раз КНД (и соответственно усиление) антенны по сравнению с одиночным излучателем, а также сузить луч для повышения точности определения угловых координат источника излучения в навигации, радиолокации и других радиосистемах. С помощью решетки удастся поднять электрическую прочность антенны и увеличить уровень излучаемой (принимаемой) мощности путем размещения в каналах решетки независимых усилителей высокочастотной энергии. Одним из важных преимуществ решеток является возможность быстрого (безынерционного) обзора пространства за счет качания луча антенны электрическими методами (электрического сканирования). Помехозащищенность радиосистемы зависит от уровня боковых лепестков (УБЛ) антенны и возможности подстройки (адаптации) его по помеховой обстановке. Антенная решетка является необходимым звеном для создания такого динамического пространственно-временного фильтра или просто для уменьшения УБЛ. Одной из важнейших задач современной бортовой радиоэлектроники является создание комплексированной системы, совмещающей несколько функций, например радионавигации, РЛС, связи и т.д. Возникает необходимость создания антенной решетки с электрическим сканированием с несколькими лучами (многолучевой, моноимпульсной и т.д.), работающей на различных частотах (совмещенной) и имеющей различные характеристики.

Имеется ряд конструктивно-технологических преимуществ антенных решеток для бортовых и наземных устройств по сравнению с другими классами антенн. Так, например, улучшение массогабаритных характеристик бортовой аппаратуры происходит за счет использования печатных антенных решеток. Снижение стоимости больших радиоастрономических телескопов достигается благодаря применению зеркальных антенных решеток.

Антенные решетки могут быть классифицированы по следующим основным признакам: геометрии расположения излучателей в пространстве, способу их возбуждения, закономерности размещения излучающих элементов в самой решетке, способу обработки сигнала в решетке, амплитудно-фазовому распределению токов (поля) по решетке и типу излучателей. В зависимости от геометрии расположения излучателей АР подразделяются на линейные, дуговые, кольцевые, плоские, выпуклые (цилиндрические, конические, сферические и др.) и пространственные (трехмерные) (рис. 9.1). Пространственная решетка в простейшем случае представляет собой систему из двух плоских решеток, параллельно расположенных в пространстве.

Размещение излучателей в самой решетке может быть эквидистантное, у которого шаг (расстояние между излучателями) величина постоянная (см. рис. 9.1 а, б, в, г, д), и неэквидистантное, у которого шаг меняется по определенному закону или случайным образом (см. рис. 9.1, з).

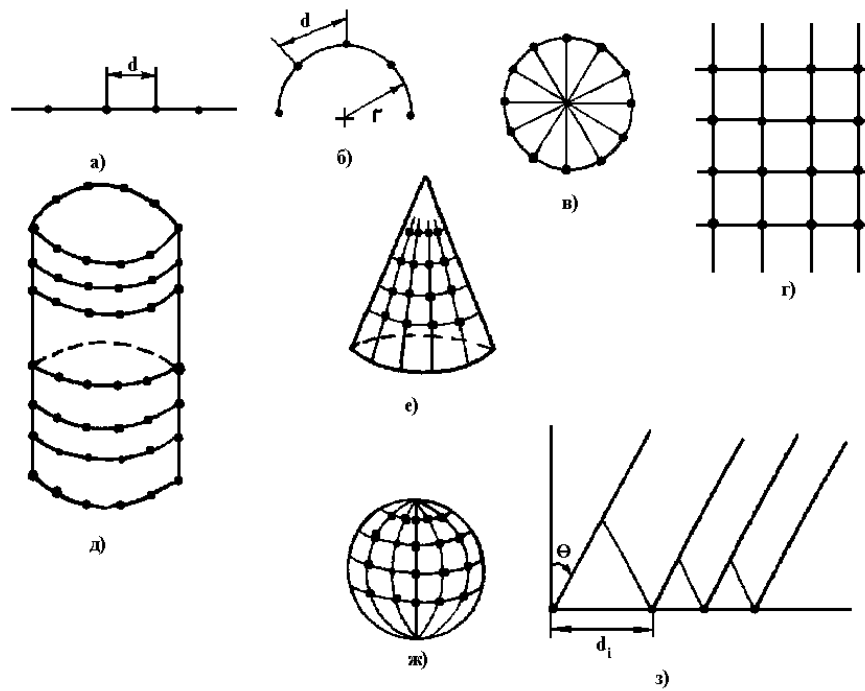


Рис. 9.1 — Антенные решетки.

а) — линейная решетка излучателей; б) — дуговая решетка;
 в) — кольцевая решетка; г) — плоская решетка; д) — цилиндрическая решетка;
 е) — коническая решетка; ж) — сферическая решетка; з) — неэквидистантная решетка

Рис. 9.1 — Антенные решетки

9.2. Методы расчета характеристик антенных решеток

Рассмотрим общие методы расчета характеристик АР; при этом удобнее в начале наиболее подробно рассмотреть расчет АР, образованных системой полуволновых вибраторов. В строгой электродинамической постановке задача об излучении системы тонких полуволновых вибраторов аналогична ранее рассмотренной задаче об излучении одиночного вибратора. Различие состоит в замене одного вибратора системой вибраторов, каждый из которых возбуждается своим сторонним источником. Поступая, как при строгом решении задачи излучения симметричного вибратора, можно установить связи между сторонними источниками и параметрами АР. Токи в излучателях АР могут быть найдены из совместного решения системы интегральных уравнений. Такое решение оказывается на порядок сложнее, чем для одиночного излучателя, и весьма затрудняет выявление основных закономерностей антенных решеток. С этой целью в теории антенн используют приближенные методы, в которых общую задачу расчета АР условно разделяют на две задачи: внешнюю и внутреннюю. Решение внешней задачи состоит в нахождении характеристик направленности антенны при известном амплитудно-фазовом распределении токов (полей) по элементам АР. Это распределение считается известным из решения внутренней задачи и достигнуто соответствующим подбором сторонних источников возбуждения. Решение внутренней задачи состоит в определении амплитудно-фазового распределения в АР при заданных сторонних источниках, что необходимо для возбуждения (питания) АР. Решение внешней задачи можно провести в общем виде для различных АР и затем установить характеристики направленности. Поэтому ниже подробно остановимся на общем приближенном методе расчета внешней задачи. Следует заметить, что методы решения внутренней задачи оказываются различными для разных типов излучателей АР и будут рассмотрены позднее. Поле излучения антенной решетки представляет собой результат интерференции полей отдельных излучателей. Поэтому надо найти отдельно поле

от каждого излучателя в данной точке пространства, а затем сумму полей всех излучателей при учете амплитудных и фазовых соотношений, а также поляризации полей.

Расчет диаграммы направленности таких антенн целесообразно проводить в следующем порядке:

1. Определить амплитудную и фазовую диаграммы излучения отдельных элементов, составляющих антенную решетку.

2. Найти фазовый центр каждого излучателя и заменить излучатели воображаемыми точечными излучателями, расположив последние в фазовых центрах реальных излучателей. Каждому точечному излучателю приписать равномерную фазовую диаграмму и амплитудную диаграмму реального излучателя. Тогда точечный излучатель по внешнему действию будет полностью эквивалентен реальному излучателю.

3. Вычислить амплитуды и фазы полей, создаваемые эквивалентными излучателями в произвольной точке пространства (каждым в отдельности). При этом рассматривать поле на большом (по сравнению с размерами антенны и длиной волны) расстоянии от точки наблюдения до всех излучателей (одинаковом и равном расстоянию до какого-либо излучателя). Расчет фаз следует, однако, вести с учетом разницы в расстояниях до каждого излучателя. При определении разницы в расстояниях в целях упрощения следует считать направления на точку наблюдения параллельными для всех излучателей. При вычислении фаз надо определять фазы по отношению к фазе поля какого-либо одного излучателя, принимаемой за начальную.

4. Определить амплитуду и фазу поля всей антенны путем суммирования полей всех составляющих ее излучателей, учитывая амплитудные и фазовые соотношения, а также поляризацию полей.

9.3. Излучение линейной синфазной антенны.

При расчете поля излучения синфазной антенны с равномерным амплитудным распределением приходится иметь дело со сложением некоторого числа одинаково поляризованных гармонических колебаний с равными амплитудам и фазами, отличающимися друг от друга на одинаковый угол. Сумма таких колебаний определяется как сумма (ряд таких колебаний) членов геометрической прогрессии или геометрическим путем. Пусть имеется: $A \cos \omega t + A \cos(\omega t + \psi) + A \cos(\omega t + 2\psi) + \dots + A \cos(\omega t + (N-1)\psi)$.

Представим каждое слагаемое вектором, имеющим модуль, равный амплитуде поля излучения A , и расположенным соответственно фазе колебания ψ . При суммировании векторов образуется правильный многоугольник (рис. 9.2).

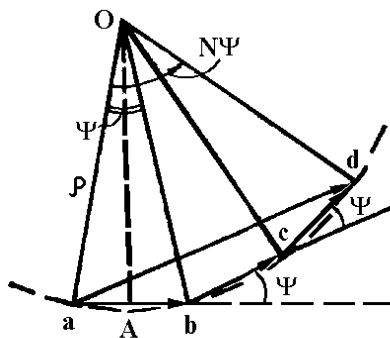


Рис. 9.2 — Векторная диаграмма суммирования полей излучателей.

Опишем вокруг него окружность радиуса ρ с центром в точке O . Тогда $ad = 2\rho \sin \frac{N\psi}{2}$, так как $\angle aod = N\psi$. Из Δaob : $A = 2\rho \sin \psi/2$; откуда $\rho = \frac{A}{2 \sin \frac{\psi}{2}}$. Таким образом, амплитуда результирующего колебания:

$$ad = A \frac{\sin N\psi/2}{\sin \psi/2}.$$

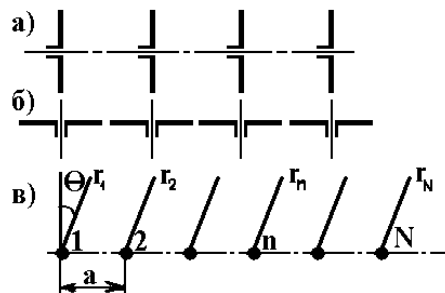
Фаза результирующего колебания по отношению к фазе начального колебания определяется величиной угла dab и равна $\frac{N-1}{2}\psi$. Сумма всех колебаний:

$$\sum_{n=1}^N A \cos(\omega t + (n-1)\psi) = A \frac{\sin \frac{N}{2}\psi}{\sin \frac{\psi}{2}} \cos\left(\omega t + \frac{N-1}{2}\psi\right), \quad (9.1)$$

где ψ — разность фаз между соседними колебаниями. Фаза результирующего колебания опережает фазу исходного на угол $\frac{N-1}{2}\psi$.

Получили распространение антенные решетки, составленные из вертикальных или горизонтальных полуволновых вибраторов (рис. 9.3, а, б).

Такие антенны состоят из синфазно питаемых полуволновых вибраторов, одинаково ориентированных и расположенных на одинаковом расстоянии d друг от друга. Направление расположения образует прямую линию.



а — решетка вертикальных вибраторов;
б — решетка горизонтальных вибраторов;
в — к расчету ДН линейных АР
Рис. 9.3 — Линейная решетка излучателей

Для расчета диаграмм направленности заменим каждый вибратор эквивалентным точечным излучателем, расположив его в фазовом центре, т.е. в середине вибратора. Тогда независимо от того, горизонтальные или вертикальные вибраторы в решетке, схема примет вид, показанный на рис. 9.3, в. Поле такой антенны — результат интерференции полей вибраторов. Будем считать, что все излучатели в решетке имеют одинаковые ДН. Так как вибраторы параллельны, то поля одинаково поляризованы, а, следовательно, можно пользоваться полученной выше формулой для суммарного поля. Рассматривая поле далеко от антенны, т.е. не расстоянии $r \gg \lambda$, можно считать, что $r_1 \parallel r_2 \parallel r_3 \parallel \dots \parallel r_n$ (см. рис. 9.3, в).

Пусть мгновенное значение тока в пучности каждого вибратора описывается уравнением $i = J \sin \omega t$. Тогда суммарное поле в точке наблюдения от всей антенны будет:

$$E = \sum_{n=1}^N A f_1(\Theta, \varphi) \cos(\omega t - kr_n), \quad (9.2)$$

где $f_1(\Theta, \varphi)$ — диаграмма направленности эквивалентного излучателя в решетке, которую примем в рамках приближенной теории, одинаковой для всех излучателей; A - постоянный (амплитудный) множитель, не зависящий от углов Θ, φ ; r_n - расстояние от n -го излучателя до точки наблюдения.

Примем фазу поля от наиболее удаленного излучателя (в рассматриваемом случае 1-го) за начальную. Тогда для определения фазы поля n -го излучателя необходимо предварительно выразить расстояние от этого излучателя до точки наблюдения через расстояние r_1 . Из рис. 9.3, в видно, что

$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 - d \sin \Theta ; \\ r_3 &= r_2 - d \sin \Theta = r_1 - 2d \sin \Theta ; \\ &\dots\dots\dots \\ r_n &= r_1 - (n-1)d \sin \Theta . \end{aligned}$$

Подставляя значение r_n в формулу (9.2) для напряженности поля, получаем:

$$\begin{aligned} E &= \sum_{n=1}^N A f_1(\Theta, \varphi) \cos\{\omega t - k[r_1 - (n-1)d \sin \Theta]\} = \\ &= \sum_{n=1}^N A f_1(\Theta, \varphi) \cos\{\omega t - k r_1 + k(n-1)d \sin \Theta\} = \\ &= A f_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin\left(\frac{N}{2} k d \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{1}{2} k d \sin \Theta\right)} \cos\left(\omega t - k r_1 + \frac{N-1}{2} k d \sin \Theta\right), \end{aligned} \quad (9.3)$$

где $\psi = k d \sin \Theta$ — разность фаз между полями соседних излучателей, $k = 2\pi/\lambda$.

Проведем анализ полученного выражения. Амплитудная диаграмма направленности согласно формуле (9.3) определяется как

$$E_m = A f_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} N d \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \Theta\right)}, \quad (9.4)$$

Она представляет собой произведение диаграммы составляющего излучателя $A f_1(\Theta, \varphi)$ на множитель антенны

$$f_n(\Theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} N d \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \Theta\right)}. \quad (9.5)$$

Из формулы (9.3) следует, что фаза поля изменяется при изменении угла Θ . Таким образом, при расчете расстояния от наиболее удаленного излучателя синфазная антенна не имеет равномерной фазовой диаграммы, а выбранная точка начала отсчета расстояний не является фазовым центром.

Фазовой диаграммой будем называть в дальнейшем ту часть выражения, определяющего фазу поля, которая не зависит от времени (9.3)

$$\psi(\Theta, \varphi) = -\frac{2\pi}{\lambda} r_1 + \frac{\pi}{\lambda} (N-1)d \sin \Theta .$$

Выясним, имеет ли рассматриваемая антенна фазовый центр и где он находится. Предположим, что фазовый центр имеется и находится на линии расположения излучателей

на расстоянии x от 1-го излучателя. Обозначим расстояние от фазового центра до точки наблюдения через r_0 и выразим расстояние r_1 через r_0 : $r_1 = r_0 + x \sin \Theta$. Тогда:

$$\psi(\Theta, \varphi) = -\frac{2\pi}{\lambda} r_0 - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \Theta + \frac{\pi}{\lambda} (N-1) d \sin \Theta.$$

Если x_0 — координата фазового центра, то это выражение при $x = x_0$ не должно зависеть от Θ . Требуя выполнения этого условия, получаем $-\frac{2\pi}{\lambda} x \sin \Theta + \frac{\pi}{\lambda} (N-1) d \sin \Theta = 0$, откуда $x = \frac{N-1}{2} d$.

Таким образом, рассматриваемая антенна имеет фазовый центр, который совпадает с ее геометрическим центром. Этот вывод справедлив в общем случае для любой синфазной антенны.

При отсчете расстояния от фазового центра с учетом того, что амплитуда поля практически не меняется при перемене начала отсчета в пределах антенны, поле

$$E = A f_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} N d \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \Theta\right)} \cos(\omega t - k r_0). \quad (9.6)$$

Так как вибраторы, образующие решетку, обладают слабой направленностью, ДН решетки в основном определяется множителем решетки $f_n(\Theta, \varphi)$. Множитель решетки зависит от числа излучателей и расстояния между ними, выраженного в длинах волн d/λ (9.5). Этот множитель не зависит от угла φ , а это значит, что в плоскости, перпендикулярной линии расположения излучателей (при $\Theta = 0$), ДН решетки совпадает с диаграммой одиночного излучателя, а поле возрастает пропорционально числу излучателей:

$$E_m = A f_1(\Theta, \varphi) N.$$

Это следует из выражения (9.4) при $\Theta = 0$.

В плоскости, проходящей через линию расположения излучателей ($\varphi = \text{const}$), ДН решетки отличается от ДН одиночного излучателя. Пусть в этой плоскости ДН одиночного излучателя — ненаправленная. Тогда ДН решетки будет определяться только множителем решетки, который в нормированном виде записывается как

$$F_n(\Theta) = \frac{f_n(\Theta)}{f_n(0^0)} = \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{N \sin \frac{\psi}{2}}.$$

Множитель решетки $F_n(\Theta)$ является периодической функцией с периодом 2π и при изменении угла Θ проходит через свои максимальные и минимальные значения. Поэтому ДН решетки имеет многолепестковый характер (рис. 12.7., где заштрихована ДН реальной антенны).

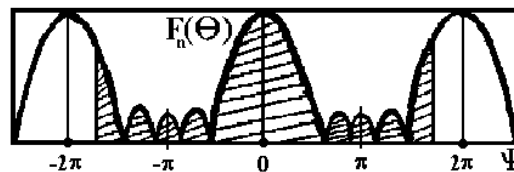


Рис.9.4 — Зависимость множителя решетки $f_n(\Theta)$ от обобщенной координаты ψ .

В каждом из периодов этой функции имеется один главный лепесток и несколько боковых. График функции $F_n(\Theta)$ симметричен относительно точек $\psi = 0 \pm 2\pi, \dots$, а сама функция при этих значениях ψ максимальна.

Между соседними главным и лепестками имеется $N-1$ направлений нулевого излучения и $N-2$ боковых лепестков, максимумы которых убывают при удалении от каждого главного лепестка. Наименьшими при этом являются те лепестки ДН, которые находятся в середине интервала между соседними главными максимумами. Относительная

величина боковых лепестков $\frac{E_{\text{м.б.л.}}}{E_{\text{м.макс}}} \approx \frac{1}{N \sin\left(\frac{(2p+1)\pi}{2N}\right)}$, где $p = 1, 2, 3, \dots$. В решетках с

большим числом излучателей уровень первых боковых лепестков может быть найден по упрощенной формуле:

$$\frac{E_{\text{м.б.л.}}}{E_{\text{м.макс}}} \approx \frac{1}{(2p+1)\pi}$$

и при $n \geq 12$ величина первого бокового лепестка равна 0,217 (или -13,2 дБ) относительно главного.

На практике обычно требуется получить ДН решетки с одним главным максимумом излучения. Для этого необходимо, чтобы в интервал изменения обобщенной координаты $\psi = kd \sin \Theta$, определяемый неравенством $-kd \leq \psi \leq kd$ и соответствующий реальной ДН решетки $(-\pi/2 \leq \Theta \leq \pi/2)$, попадал лишь один главный максимум функции $\frac{\sin N\psi/2}{\sin \psi/2}$ (см.

рис. 9.4). Это будет в том случае, если ширина интервала изменения ψ , равная $2kd$, меньше 4π , т.е. $2kd < 4\pi$ или $d < \lambda$. Таким образом, расстояние между соседними излучателями в решетке должно быть меньше длины волны генератора. Угловые границы главного лепестка по уровню излучения могут быть найдены из формулы (9.6) путем приравнивания нулю числителя множителя решетки $\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} Nd \sin \Theta\right) = 0$ или $\frac{\pi}{\lambda} Nd \sin \Theta = \pm \pi$ так как множитель решетки с изменением угла изменяется значительно быстрее, чем первый множитель формулы (9.6), и определяет в основном ДН решетки. Из последнего соотношения следует $\sin \Theta_0 = \pm \frac{\lambda}{Nd}$. При большом числе излучателей ($N > 4$) можно принять $\sin \Theta_0 \approx \Theta_0$. Отсюда

угловая ширина главного лепестка ДН $2\Theta_0 \approx \pm \frac{2\lambda}{Nd}$ или $2\Theta_0 \approx 115^\circ \frac{\lambda}{Nd}$. Таким образом, для получения узких ДН необходимо увеличивать длину антенны Nd . Но так как расстояние между излучателями должно быть меньше длины волны генератора (для получения одного главного максимума излучения), повышения направленности добиваются увеличением числа излучателей решетки N . Ширину ДН по уровню 0,7 поля можно определить по приближенной формуле:

$$2\Theta_{0,7\text{E}} \approx 0,89 \frac{\lambda}{Nd} \text{ рад} \quad \text{или} \quad 2\Theta_{0,7\text{E}} \approx 51^\circ \frac{\lambda}{Nd}. \quad (9.7)$$

Формула (9.7) тем точнее, чем больше число вибраторов в решетке при заданной величине отношения d/λ . Практически ею можно пользоваться, если $Nd > 3\lambda$.

Если излучатели, образующие линейную синфазную антенну, обладают направленными свойствами в плоскости, проходящей через линию их расположения (рис. 9.5), то расстояние между излучателями можно взять больше длины волны генератора ($d > \lambda$). В этом случае в интервале изменения обобщенной координаты ψ , соответствующей

реальной ДН решетки, может оказаться несколько максимумов функции $\sin \frac{N\psi}{2} / \left(N \sin \frac{\psi}{2} \right)$.

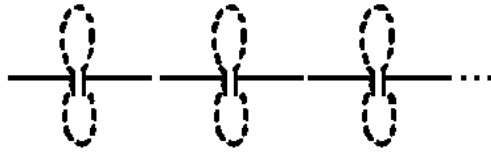


Рис. 9.5 — Линейная решетка направленных излучателей

В результирующей ДН они будут отсутствовать, если в этих направлениях ДН одиночного элемента решетки имеет нулевое или почти нулевое значение. Таким образом, выбором соответствующего расстояния между излучателями (при $d > \lambda$) можно получить результирующее излучение с относительно низким уровнем боковых лепестков.

Если расстояние между излучателями выбрано таким, что можно пренебречь влиянием их полей друг на друга, то КНД решетки можно подсчитать по приближенной формуле $D_0 \approx ND_{01}$, где D_{01} — коэффициент направленного действия одиночного излучателя в свободном пространстве. Рассмотренные линейные решетки обладают направленностью только в одной плоскости: в плоскости расположения излучателей.

Лекция № 10

Волноводно-щелевые антенны. Принципы построения. Анализ диаграммы направленности. Основные характеристики.

10.1. Общие сведения о волноводно-щелевых антеннах

Волноводно-щелевые антенны (ВЩА) находят широкое применение в антенной технике. Они используются в качестве облучателей сложных антенн, а также как самостоятельные конструкции, позволяющие реализовать широкий класс ДН. При расчете поля излучения щели, прорезанной в неограниченной металлической плоскости и возбуждаемой, например, плоской волной, полагают, что вторичное поле, обусловленное влиянием щели, можно определить, если в соответствии с принципом двойственности ввести понятие эквивалентного магнитного тока. Таким образом, щель можно рассматривать как некоторый магнитный вибратор, анализ направленных свойств которого может быть выполнен с помощью формул, полученных для электрического вибратора [3].

В технике СВЧ преимущественно используются щели, прорезанные в стенках волноводов, которые имеют ограниченные размеры. Поэтому указанное теоретическое рассмотрение реальной щели будет иметь приближенный характер. В некоторых случаях возможно строгое решение задачи о возбуждении электромагнитных волн во внешнем пространстве, например, для щели, прорезанной в стенке круглого волновода.

Щели, прорезанные в стенках волновода, возбуждаются токами, протекающими по его внутренней поверхности (рис. 10.1). Распределение поверхностного тока определяется типом волны, распространяющейся в волноводе, а интенсивность возбуждения щели зависит от числа пересекающих ее линий тока. Чем больше проекция щели на нормаль к линиям тока и чем больше его плотность, тем сильнее возбуждается щель и больше напряженность излучаемого ею поля. Таким образом, интенсивность поля излучения можно регулировать путем выбора положения щели. Это свойство щелевых излучателей используется в расчетах многощелевых решеток с целью создания необходимого распределения амплитуд возбуждения вдоль антенны [3].

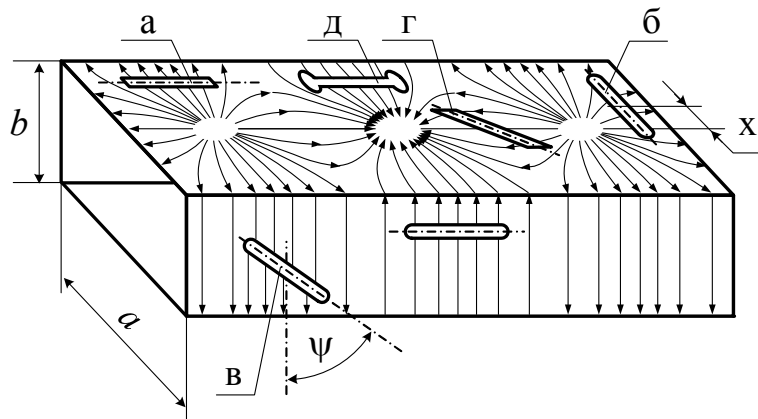


Рис. 10.1 — Поверхностные токи в волноводе

Одиночный щелевой излучатель обладает слабыми направленными свойствами. Поэтому практическое применение находят многоэлементные щелевые антенны, направленные свойства которых существенно зависят от числа щелей, их взаимного расположения на стенках волновода и режима работы передающей линии. В соответствии с этим различают резонансные и нерезонансные антенны. Для каждой из них возможно построение антенн с так называемыми согласованными щелями.

В резонансных волноводных антеннах щели возбуждаются синфазно. Это достигается расположением их относительно друг друга на расстоянии Λ , где Λ — длина волны в волноводе (рис. 10.2).

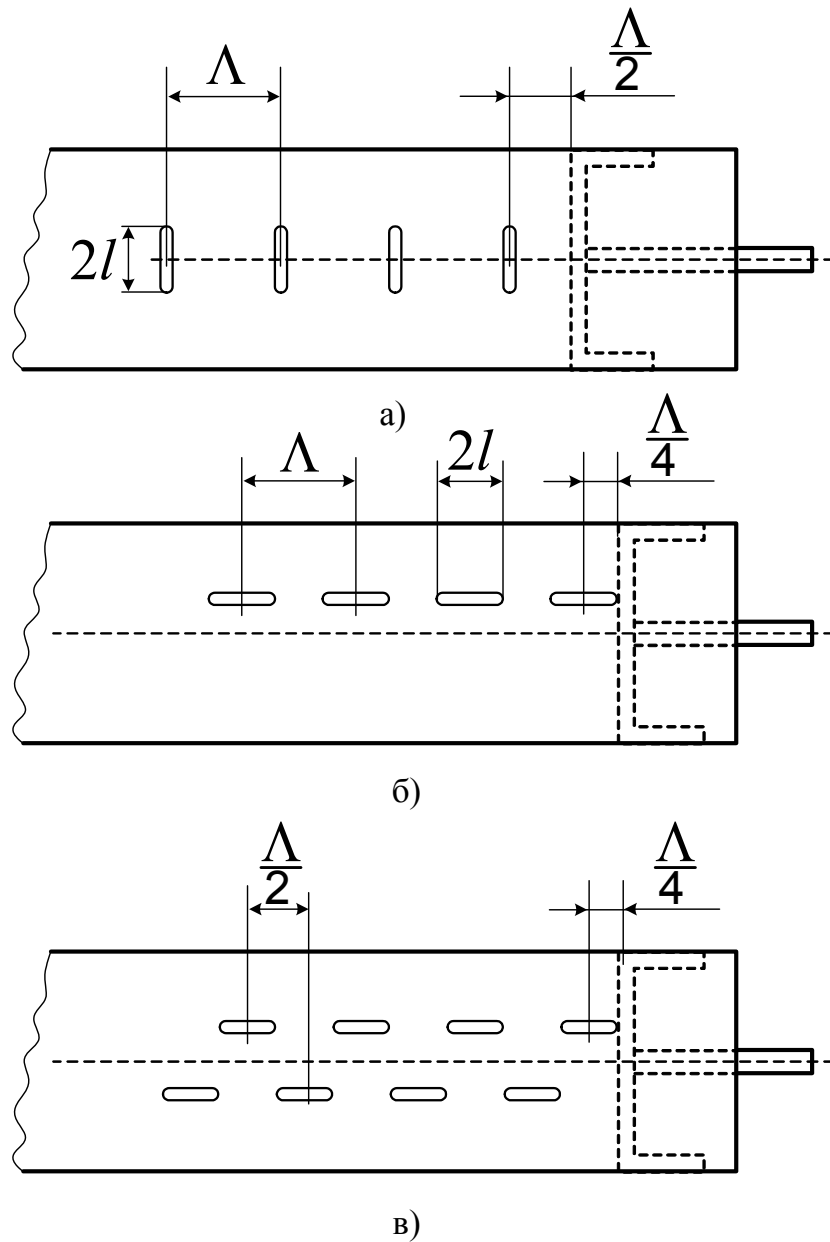


Рис. 10.2 — Размещение щелей в резонансных антеннах:
 а) поперечные щели, размещенные на расстоянии Λ ; б) продольные щели, размещенные на расстоянии Λ ; в) продольные щели, размещенные на расстоянии $\frac{\Lambda}{2}$

При этом на конце волновода может быть короткозамыкающий поршень или поглощающая нагрузка. Если в конце антенны на расстоянии $\frac{\Lambda}{4}$ от последней щели находится короткозамыкающий поршень, то каждая из щелей оказывается расположенной в пучности тока.

Для уменьшения длины антенны при данном числе щелей их прорезают в шахматном порядке по обе стороны от средней линии широкой стенки волновода (рис. 10.2, в) на расстоянии $\frac{\Lambda}{2}$ друг от друга. При таком расположении они возбуждаются синфазно, так как поверхностные токи (рис. 10.1) пересекают их в одном направлении.

10.2. Основные характеристики волноводно-щелевых антенн

Полагая, что взаимное влияние щелей пренебрежимо мало, а размеры и интенсивность их возбуждения одинакова, направленные свойства многощелевой антенны можно характеризовать такой же функцией направленности, как и для линейной антенной решетки (см. рисунок 10.3)

$$F(\theta) = F_1(\theta) \frac{\sin \left[\frac{1}{2} N (kd \sin \theta - \psi_0) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (kd \sin \theta - \psi_0) \right]}, \quad (10.1)$$

где N — число щелей; d — расстояние между щелями; ψ_0 — разность фаз токов соседних излучателей; θ — угол, отсчитываемый в плоскости H от нормали к плоскости антенны; $F_1(\theta)$ — функция направленности одиночного излучателя.

Для щели длиной $2l$ в плоскости H эта функция имеет вид

$$F_1(\theta) = \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos kl}{\cos \theta}.$$

При расчетах необходимо учитывать, что щелевой вибратор в отличие от электрического вибратора не является всенаправленным вследствие ограничивающего влияния стенок волновода.

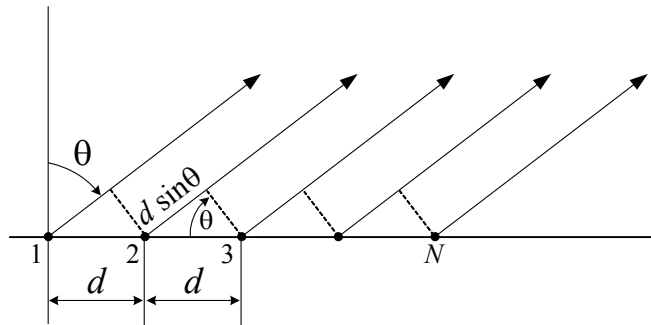


Рис. 10.3 — К определению ДН антенны

Расчет функции направленности в этом случае сложен, ограничивается частными результатами эксперимента (рис. 10.4) и приближенными расчетами. Пример ДН, прорезанной в бесконечном экране, показан на рис. 10.4.

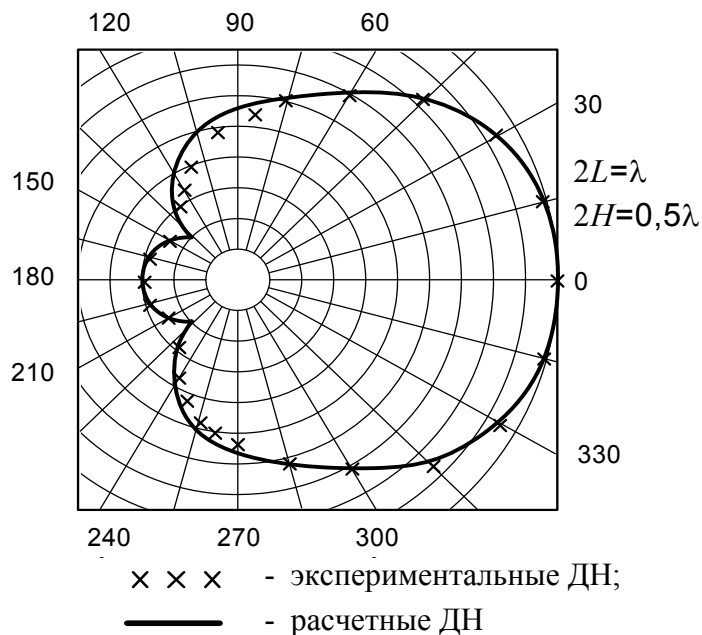


Рисунок 10.4 — ДН щели, прорезанной в экране

У нерезонансных антенн щели располагаются вдоль волновода на расстоянии, отличном от Λ , и возбуждаются несинфазно бегущей волной (рис. 10.5). Режим бегущей волны обеспечивается согласованием волновода с нагрузкой, для чего в его конце устанавливается поглотитель. Поэтому КПД нерезонансных антенн меньше чем у резонансных.

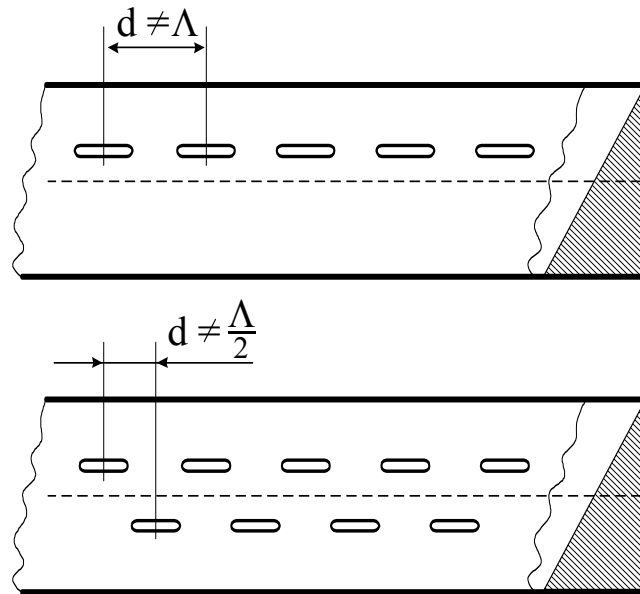


Рис. 10.5 — Щели в нерезонансных антеннах

Функция направленности нерезонансной антенны описывается выражением (10.1), при этом $\psi_0 \neq 0$ и направление максимального излучения образует с нормалью к плоскости расположения щелей угол

$$\theta_M = \arcsin \frac{\psi_0 \lambda}{2\pi d}, \quad (10.2)$$

где ψ_0 — сдвиг фаз между токами, возбуждающими две соседние щели; d — расстояние между щелями.

Нули функции направленности определяются выражением

$$\sin \theta_{0p} = p \frac{\lambda}{Nd} + \frac{\psi_0 \lambda}{2\pi d},$$

где $p = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$; N — количество щелей.

Ширина главного лепестка ДН по нулевому уровню составляет

$$2\theta_0 = 2 \arcsin \frac{\lambda}{Nd}.$$

Если число элементов N велико, то

— в радианах

$$2\theta_0 \approx 2 \frac{\lambda}{Nd};$$

— в градусах

$$2\theta_0 \approx 115 \frac{\lambda}{Nd},$$

а ширина главного лепестка ДН на уровне половинной мощности определяется формулой

— в радианах

$$2\theta_{0,5} \approx 0,88 \frac{\lambda}{Nd}. \quad (10.3)$$

— в градусах

$$2\theta_{0,5} \approx 51 \frac{\lambda}{Nd} . \quad (10.4)$$

Если щели нерезонансной антенны располагаются в шахматном порядке по обе стороны средней линии широкой стенки волновода, то вместо величины ψ_0 в (10.2) следует подставить величину $\psi'_0 = \psi_0 + \pi$. Линейное изменение фазы токов элементов решетки вдоль антенны приводит к повороту ДН на некоторый угол. При этом направление главного максимума ДН определяется формулой

$$kd \sin \theta_M = \psi_0 + \pi$$

или

$$\frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta_M = \frac{2\pi}{\Lambda} d + \pi .$$

Отсюда легко определить значение угла, определяющего направление максимума ДН антенной решетки

$$\theta_M = \arcsin \left[\frac{\lambda}{\Lambda} + \frac{\lambda}{2d} \right]$$

при заданном расстоянии d между щелями или определить расстояние d при известном значении угла θ_M

$$d = \frac{\lambda}{2(\lambda - \Lambda \sin \theta_M)} . \quad (10.5)$$

Нерезонансные антенны являются более широкодиапазонными, чем резонансные, что обусловлено их хорошим согласованием в полосе частот.

В резонансных и нерезонансных щелевых антеннах можно осуществить индивидуальное согласование щелей с волноводом при помощи штырей или путем выбора места расположения щели относительно средней линии стенки волновода (рис. 10.7). При этом говорят об антеннах с согласованными щелями.

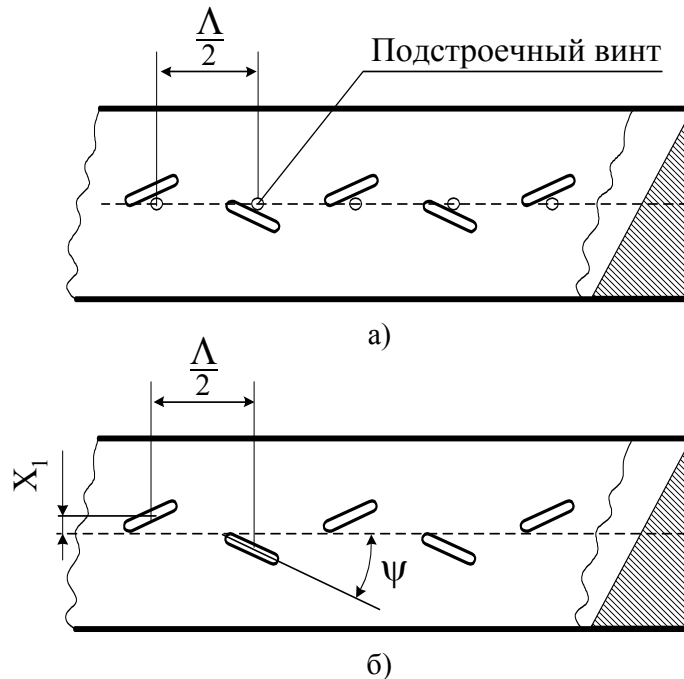


Рисунок 10.6 — Способ согласования щелей с волноводом:

- а) подстройка с помощью реактивных штырей;
- б) подстройка выбором смещения x_1 и угла наклона ψ

Лекция № 11

Антенны поверхностных волн. Основные характеристики. Конструкция и принцип работы стержневых антенн поверхностных волн. Направленные свойства стержневых антенн.

11.1. Основные характеристики антенн поверхностных волн

В диапазоне СВЧ широко применяются антенны, возбуждаемые поверхностными волнами. Достоинством антенн поверхностных волн (АПВ) является их диапазонность, простота конструкции, небольшие размеры.

Хорошие аэродинамические качества антенн поверхностных волн позволяют их использовать в качестве маловыступающих антенн для подвижных объектов. Антенна поверхностных волн состоит из двух частей: возбуждателя электромагнитных волн и излучающей части. Излучающая часть антенны представляет собой замедляющую структуру, которая способствует увеличению направленности излучения. В зависимости от типа направляющей части различают плоские, стержневые и дисковые антенны поверхностных волн.

Наибольшее распространение получили стержневые АПВ, излучающая часть которых выполнена из диэлектрика или в виде металлических стержней с диэлектрической оболочкой.

Например, на рис. 11.1, а диэлектрический стержень возбуждается открытым концом волновода или вибратором (рис. 11.1, б). При этом уменьшение замедления волны к концу диэлектрического стержня приводит к лучшему согласованию волны на его выходе со свободным пространством.

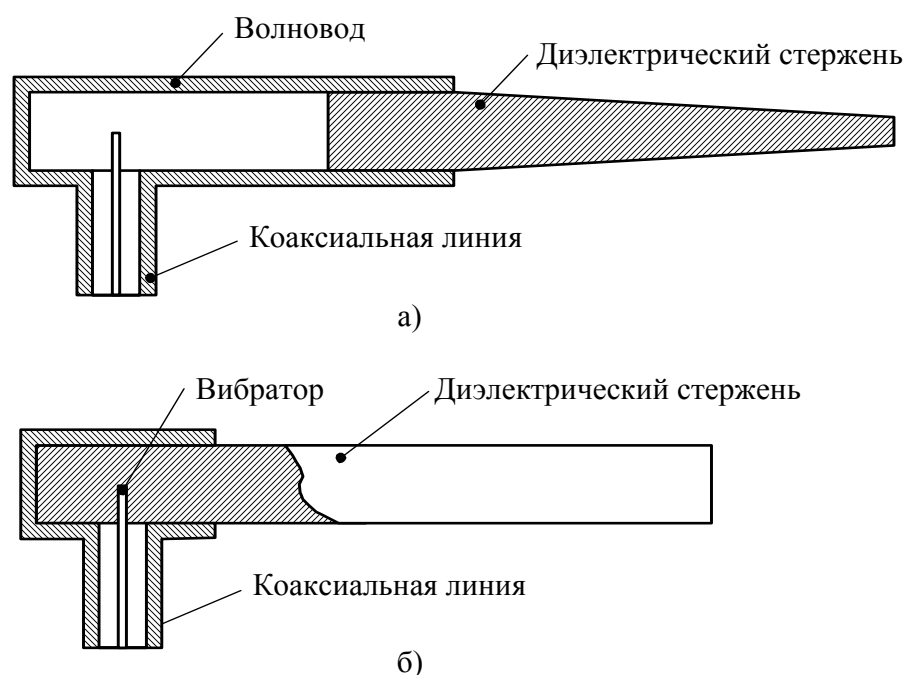


Рис. 11.1 — Диэлектрические стержневые антенны с возбуждением открытым концом волновода (а) и с возбуждением вибратором (б)

Недостатком диэлектрических стержневых антенн является сравнительно большая масса, которая не позволяет применять их на волнах длиннее (0,2...0,3) м. Наличие потерь в диэлектрике снижает КПД антенн до 70...80% и ограничивает возможность их использования в качестве передающих.

Этих недостатков лишена ребристостержневая антенна, являющаяся металлическим аналогом диэлектрической антенны. Ребристо-стержневая антенна выполняется из металлических дисков, закрепленных на металлическом стержне, возбуждаемых

симметричным вибратором (рис. 11.2, а) или открытым концом волновода (рис. 11.2, б) круглого или прямоугольного сечения. Если диски выполнить в форме эллипсов и увеличивать их эксцентриситет, то постепенно можно перейти к директорной антенне, которую также можно рассматривать как антенну поверхностных волн. К классу антенн поверхностных волн относят и спиральную антенну.

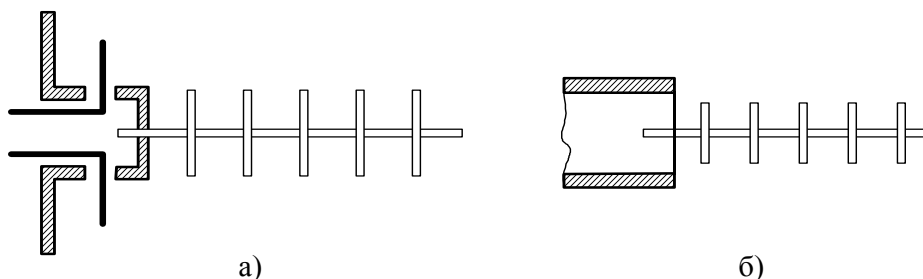


Рисунок 11.2 — Ребристо-стержневые антенны
с возбуждением симметричным вибратором (а) и
с возбуждением открытым концом волновода (б)

Если использовать перфорированные или сетчатые диски, то антенну можно применять на метровых и более длинных волнах. На метровых волнах преимуществом ребристо-стержневых антенн является сравнительная простота конструкции при довольно значительной (для этих волн) направленности и широкополосность. На сантиметровых волнах стержневые антенны имеют значительно меньшие габариты, чем, например, рупорные. Одиночные стержни наиболее целесообразно применять для получения диаграмм направленности шириной до $20...30^\circ$. Более узкие ДН можно получить с помощью синфазных решетками стержневых излучателей. Четырехстержневая антенна, например, имеет диаграмму направленности в горизонтальной плоскости шириной 10° . Вибраторная антенна такую же ДН обеспечила бы лишь при числе вибраторов, равном $10...12$.

Наряду с диэлектрическими стержневыми и ребристо-стержневыми антеннами часто применяются плоскостные диэлектрические и ребристые АПВ. Плоскостная диэлектрическая антенна состоит из возбуждателя в виде рупора или открытого конца волновода и замедляющей системы (направителя) в виде плоского металлического экрана, покрытого тонким слоем диэлектрика. Поверхностная волна может быть получена и при помощи металлической ребристой системы. Плоская ребристая антенна состоит из возбуждателя (например, пирамидальный рупор) и замедляющей направляющей системы в виде металлической гребенки, вблизи поверхности которой образуется поверхностная волна. Для плоских АПВ характерно некоторое отклонение максимума излучения от плоскости антенны. Это обусловлено тем, что металлический экран, на котором располагается антенна, имеет конечные размеры. Антенн поверхностных волн с ненаправленной ДН в горизонтальной плоскости выполняются в виде горизонтально расположенных диэлектрических или металлических дисков с концентрической ребристой структурой. Антенна возбуждается вертикальным вибратором, установленным в центре диска. Толщина диэлектрика или высота ребер на краю диска уменьшается до нуля с целью согласования антенны со свободным пространством. Вследствие конечных размеров экрана в дисковых антеннах максимум ДН отклонен от плоскости антенны. Поверхностная волна возникает на границах раздела сред с различными электрическими параметрами, фазовая скорость в одной из которых меньше, чем во второй. Одной из этих сред в антенной технике является воздух, а другой может служить среда, в которой распространяются «медленные» волны, имеющие скорость меньше скорости c . Поверхностная волна образуется в оптически менее плотной среде, направляется поверхностью раздела сред с различными параметрами и распространяется вдоль этой поверхности, как бы прижимаясь к ней. При этом амплитуда напряженности электрического поля вдоль поверхности почти не затухает. А в воздухе

амплитуда напряженности поля убывает по экспоненциальному закону в направлении нормали к поверхности раздела сред. Вся энергия переносится волной в тонком слое, прилегающем к направляющей поверхности. В оптически более плотной среде в результате наложения падающей и отраженной волн в направлении внутренней нормали к поверхности раздела устанавливается стоячая волна (рисунок 11.3).

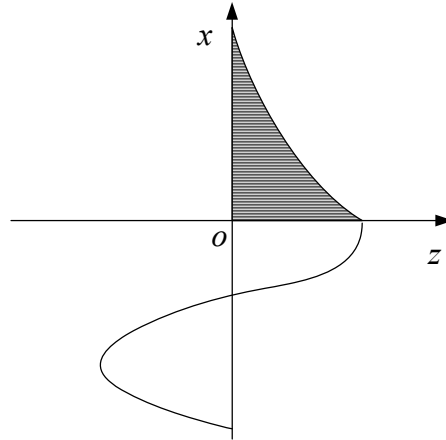


Рисунок 11.3 — Распределение амплитуды поля поверхностной волны

Поверхностная волна распространяется в направлении оси z , фазовая скорость V_ϕ этой волны меньше скорости света в оптически менее плотной среде и находятся в пределах

$$c > V_\phi > c/\sqrt{\varepsilon},$$

где c — скорость света в воздухе; ε — относительная диэлектрическая проницаемость более плотной среды; — скорость света в более плотной среде.

В антенной технике применяются поверхностные волны, распространяющиеся вдоль плоской и круглой цилиндрической поверхности раздела сред. Поверхностные волны образуются как вблизи плоской границы раздела диэлектриков, так и у поверхности диэлектрических стержней, вблизи проводов, обладающих потерями или покрытых слоем диэлектрика, а также около металлических гребенчатых или гофрированных поверхностей. Толщина слоя воздуха, в котором распространяется основная часть энергии поверхностной волны, зависит от коэффициента замедления (c/V_ϕ). Чем больше коэффициент замедления, тем сильнее концентрируется поверхностная волна вблизи замедляющей структуры.

Направляющую поверхность, вблизи которой создается поверхностная волна, принято характеризовать поверхностным сопротивлением (поверхностным импедансом), равным отношению электрической и магнитной касательных к замедляющей поверхности на границе раздела диэлектрик-воздух.

Для волны электрического типа ($H_z=0$) поверхностный импеданс антенны определяется как отношение продольной составляющей напряженности электрического поля, касательной к замедляющей поверхности, к поперечной составляющей напряженности магнитного поля.

При плоской поверхности раздела поверхностный импеданс антенны можно определить по формуле

$$Z_s = E_z / H_y. \quad (11.1)$$

Представив составляющую напряженности магнитного поля в виде

$$H_y = H_0 e^{-\alpha x} \exp(-j\beta_z z),$$

из уравнений Максвелла можно определить составляющие электрического поля:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\beta_z}{\omega \varepsilon_0} H_0 e^{-\alpha x} e^{-j\beta_z z}; \\ E_z &= -\frac{\alpha}{j\omega \varepsilon_0} H_0 e^{-\alpha x} e^{-j\beta_z z}, \end{aligned} \quad (11.2)$$

где α — коэффициент затухания поля поверхностной волны в направлении оси x ; β_z — коэффициент фазы поверхностной волны в продольном направлении.

Коэффициенты α и β_z в (11.2) связаны соотношением $\beta^2 = k^2 + \alpha^2$, где $k = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны рабочего диапазона.

Подставив E_z и H_y в (11.1), поверхностный импеданс получают в виде

$$Z_s = j \frac{\alpha}{\omega \epsilon_0}. \quad (11.3)$$

Таким образом, условием существования поверхностной волны является индуктивный характер поверхностного импеданса. В реальных условиях выбирают поверхность, у которой реактивная часть поверхностного сопротивления значительно превосходит активную. Требование реактивного поверхностного сопротивления диктуется еще следующими соображениями. АПВ являются антеннами бегущей волны, которые имеют максимальный коэффициент усиления, если $c/V_\phi > 1$, т. е. при $V_\phi < c$. Фазовая скорость V_ϕ будет меньше скорости света при реактивном поверхностном импедансе.

Чтобы получить представление о механизме излучения и методах расчета АПВ, рассмотрим две модели: плоскую систему, ограниченную в направлении распространения волны, и цилиндрическую систему (рис. 11.4).

Пусть плоская система не ограничена в направлении оси x , тогда в системах с помощью рупорного излучателя возбуждается поверхностная волна, распространяющаяся в направлении оси z . Так как поверхностная структура ограничена в направлении z и на конце обладает неоднородностью, то требование выполнения условий непрерывности электромагнитного поля обуславливает возникновение типов волн, вызывающих излучение энергии. При этом наблюдается такой характер излучения, как при создании эквивалентными токами невозмущенной поверхностной волны на излучателе вблизи места неоднородности.

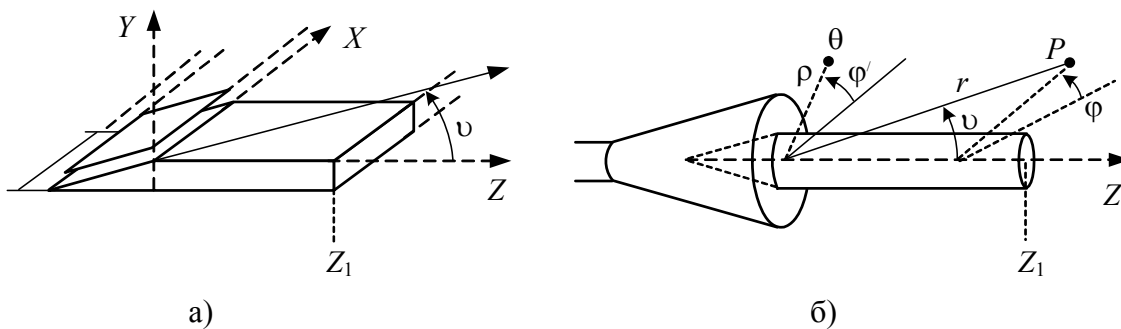


Рисунок 11.4 — Модели антенн поверхностных волн:
а) модель плоской системы; б) модель цилиндрической системы

Для расчета поля излучения АПВ в основном применяются два приближенных метода.

Метод эквивалентного раскрыва. В основе этого метода лежит предположение, что излучение происходит лишь в местах неоднородности поверхностной структуры. У простого стержневого излучателя неоднородность возникает на его конце, как в коническом рупоре. Как и при рупорном излучателе, когда распределение поля, возникающее в месте неоднородности (в раскрыве рупора), принимается за распределение источников излучения (без учета коэффициента отражения), в основу расчета излучения стержня берется невозмущенное распределение поля в поперечной плоскости на конце стержня. Эта поперечная плоскость для стержневого излучателя является эквивалентным раскрывом. В противоположность раскрыву рупорного излучателя эквивалентный раскрыв антенны поверхностных волн бесконечен, но так как амплитуды поля быстро убывают с увеличением расстояния от оси антенны, то практически все излучение происходит сквозь ограниченный

раскрыв. Таким образом, считают, что излученное электромагнитное поле создается синфазно-возбужденной поверхностью, которая является частью плоского фронта поверхностной волны, излучаемой концом антенны перпендикулярно ее оси. Амплитуда возбуждающего поля распределена на этой поверхности по экспоненциальному закону. Чем больше коэффициент замедления c/V_ϕ , тем меньше эффективная излучающая поверхность.

Максимум излучения направлен перпендикулярно фронту волны, т. е. вдоль оси антенны. Коэффициент замедления и размеры излучающей поверхности определяются, исходя из структуры поля бесконечной замедляющей структуры, а распределение поля в эквивалентном раскрыве соответствует нормальному невозмущенному распределению поля в поперечном сечении. При конечной длине замедляющей структуры величина c/V_ϕ не постоянна по длине антенны, что приводит к ошибкам при расчете ДН. Точность расчета повышается с увеличением длины антенны.

Второй метод основан на представлении замедляющей структуры в виде антенны бегущей волны с замедленной фазовой скоростью. В этом случае антенна представляет собой совокупность непрерывно расположенных элементарных излучателей. При этом волной, отраженной от конца антенны, пренебрегают. Излученное АПВ поле является результатом интерференции поля, излученного замедляющей структурой, и поля, непосредственно излученного возбудителем, не перешедшего в поверхностную волну. Непосредственное излучение возбудителя искажает ДН АПВ.

При коротких излучателях целесообразно применять второй метод.

11.2. Конструкция и принцип работы стержневых антенн поверхностных волн

Среди разнообразных антенн СВЧ диэлектрические антенны занимают в некотором смысле обособленное место. Простота конструкции и хорошие аэродинамические качества обуславливают довольно частое их применение, особенно в самолетной радиоаппаратуре.

Диэлектрическая антенна состоит из возбудителя электромагнитного поля и собственно антенны (направляющей системы). Направляющей системой для поверхностной волны является диэлектрический стержень. Возбудитель — электрический вибратор, представляющий собой конец внутреннего провода коаксиального кабеля, металлический круглый или прямоугольный волновод (см. рис. 11.1). Диэлектрические стержни выполняют из высокочастотных диэлектриков, обладающих малыми потерями (полистирол, люцит, фторопласт и др.). В антенной технике используются диэлектрические стержни двух видов: сплошные и полые. Полые стержни называются также диэлектрическими трубами. Диэлектрические антенны из сплошных стержней могут иметь коническую, цилиндрическую или иную форму.

ДН цилиндрической стержневой антенны имеет большие боковые лепестки (до 30...40% по мощности), обусловленные отражением поверхностной волны от конца стержня. Для уменьшения отражения стержень выполняют в виде конуса, суживающегося к концу. При этом к концу антенны уменьшается замедление волны, фазовая скорость распространения которой приближается к скорости c , и улучшается согласование антенны с окружающим пространством. В связи с этим уменьшается отражение поверхностной волны от конца стержня, что приводит к значительному уменьшению уровня боковых лепестков.

У диэлектрической антенны электромагнитное поле возбуждается источником в той части диэлектрического стержня, которая закрыта круглым металлическим держателем, и там распространяется, как в волноводе. Достигнув границы металлического держателя, волна продолжает распространяться по диэлектрическому стержню, одновременно проникая через открытую часть поверхности стержня во внешнее пространство. Для определения поля излучения диэлектрической антенны нужно знать электромагнитное поле внутри стержня и вне его. Эта задача решена в настоящее время для идеализированного случая стержня бесконечной длины и постоянного круглого

поперечного сечения.

11.3. Направленные свойства стержневых антенн

При определении поля излучения диэлектрической антенны считают, что электромагнитное поле внутри и вне стержня конечной длины имеет такую же структуру, как и в бесконечно длинном стержне. При возбуждении диэлектрической антенны вибратором или круглым волноводом с волной H_{11} в стержне при правильном выборе его диаметра возбуждается основная волна HE_{11} . Линии вектора напряженности электрического поля E в поперечном сечении стержня имеют одно преимущественное направление, перпендикулярное оси антенны.

Возникающие в стержне волны вызывают поляризацию диэлектрика вдоль силовых линий электрической составляющей поля (в поперечных плоскостях стержня), т. е. в стержне возбуждаются электрические токи поляризации, которые в основном являются поперечными. Эти токи (токи смещения) могут рассматриваться как излучатели с равномерным распределением амплитуд в направлении оси антенны и линейным распределением фаз. Таким образом, диэлектрическую стержневую антенну можно рассматривать как антенну бегущей волны осевого излучения с замедленной фазовой скоростью. Следовательно, ДН диэлектрической антенны в E и H плоскостях рассчитывается по формулам:

— в плоскости E

$$F_E(\theta) = F_1(\theta)F_2(\theta)F_3(\theta); \quad (11.4)$$

— в плоскости H

$$F_H(\theta) = F_1(\theta)F_2(\theta). \quad (11.5)$$

Множитель $F_1(\theta)$ является функцией направленности линейки бегущей волны и определяется по формуле

$$F_1(\theta) = \frac{\operatorname{sh}\left(\left|\frac{\alpha L}{2} + j\xi\right|\right) \left|\frac{\alpha L}{2} + j\xi_0\right|}{\left|\frac{\alpha L}{2} + j\xi\right| \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha L}{2} + j\xi_0\right)},$$

где $\xi = \frac{kL}{2}\left(\frac{c}{V_\phi} - \cos\theta\right)$; $\xi_0 = \frac{kL}{2}\left(\frac{c}{V_\phi} - 1\right)$; α — коэффициент затухания, который определяется экспериментально.

При расчете ДН антенны из полистирола, люсита и других диэлектриков с относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2,5 \dots 2,6$ можно принять, что: $\alpha L/2 = 0,5$, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, θ — угол между осью антенны и направлением на точку наблюдения, c/V_ϕ — коэффициент замедления волны в диэлектрическом волноводе.

На рис. 11.9 показаны зависимости $F_1(\xi)$ от ξ для различных значений $\alpha L/2$. Из рисунка видно, что чем больше $\alpha L/2$ (чем быстрее убывает амплитуда поля от начала антенны к ее концу), тем шире главный лепесток ДН и больше боковые лепестки. Основная особенность ДН при $\alpha > 0$ заключается в отсутствии нулевых значений поля, т. е. в слиянии главного и боковых лепестков в кривую со слабо выраженными экстремумами. Чем больше α , тем слабее выражены экстремальные точки.

На рисунке 11.10 показаны, в качестве примера, зависимости $F_1(\theta)$ от θ для различных значений параметра $\alpha L/2$. Множитель $F_1(\theta)$ оказывает определяющее влияние на ДН.

Полагая, что затухания в стержне пренебрежимо малы, для $F_1(\theta)$ получается выражение

$$F_1(\theta) = \frac{\sin \left| \frac{kl}{2} \left(\frac{c}{V_\phi} - \cos \theta \right) \right|}{\frac{kl}{2} \left(\frac{c}{V_\phi} - \cos \theta \right)}. \quad (11.4)$$

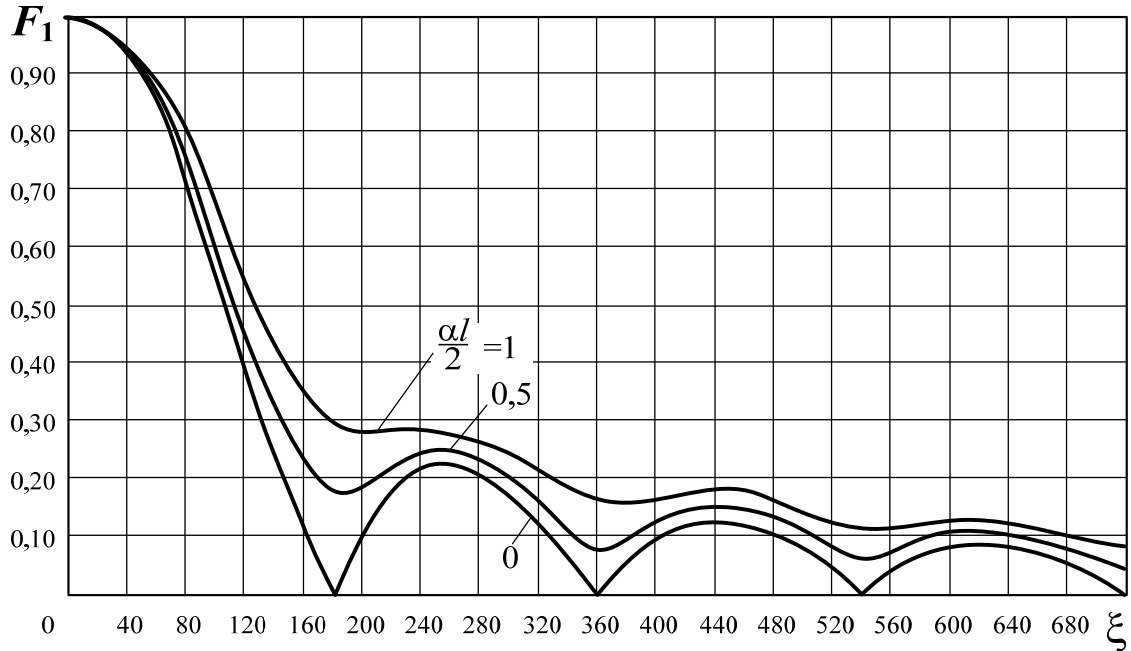


Рисунок 11.9 — Зависимости множителя F_1 , входящего в выражение для диаграммы направленности диэлектрической антенны, от параметра α

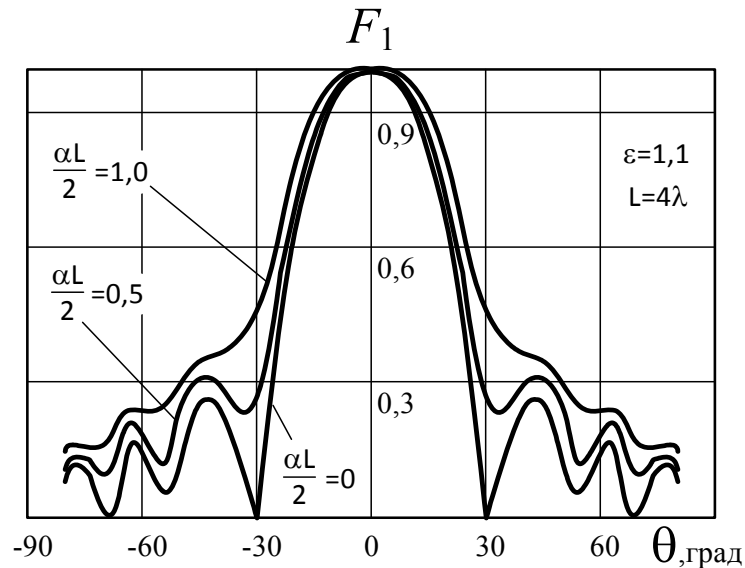


Рисунок 11.10 — Зависимость $F_1(\theta)$ от θ при различных значениях параметра $\alpha L/2$

Множитель $F_2(\theta)$ характеризует влияние на ДН поперечного размера стержня, т. е. определяет направленность элементарного объемного участка, имеющего форму плоского поперечного слоя круглого сечения. ДН элемента длины стержня круглого сечения определяется по формуле

$$F_2(\theta) = \Lambda_1 \left(\frac{kd}{2} \sin \theta \right),$$

где Λ_1 — лямбда-функция первого порядка; d — средний диаметр диэлектрического стержня.

Наличие множителя $F_2(\theta)$ приводит к тому, что ДН стержневых антенн более направлены, чем плоскостных. Однако множитель $F_2(\theta)$ заметно влияет на ДН антенны лишь при коротких стержнях большого диаметра (порядка λ и более).

Множитель

$$F_3(\theta) = \cos \theta$$

характеризует влияние на ДН одиночного элемента тока (относится только к плоскости E) и в пределах $\theta=0\dots45^\circ$ слабо изменяется. Более быстрое убывание функции $F_3(\theta)$ с увеличением угла θ начинается при углах $\theta > 45^\circ$. Таким образом, наличие множителя $F_3(\theta)$ мало сказывается на форме основного лепестка ДН антенны. Основное отличие ДН в E - и H -плоскостях у диэлектрических антенн заключается в том, что в H -плоскости боковые лепестки ДН заметно больше. Ширина основного лепестка в обеих плоскостях почти одинакова. ДН диэлектрических антенн малого диаметра определяется в основном функцией $F_1(\theta)$, а большого диаметра — произведением функций $F_1(\theta)$ и $F_2(\theta)$.

Лекция № 12

Планарные антенны. Принцип работы. Диаграмма направленности. Конструктивное исполнение планарных антенн.

12.1. Особенности построения печатных антенн

Одной из основных тенденций развития современной радиоэлектроники СВЧ является микроминиатюризация радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Значительные успехи в этом направлении получены при самом широком использовании последних достижений микроэлектроники как в части низкочастотных боков РЭА, так и её СВЧ модулей. Известно, что качественные характеристики РЭА в значительной степени определяются свойствами и конструктивно-электрическими параметрами её антенно-фидерного устройства (АФУ). Особенно заметный выигрыш в массогабаритных параметрах РЭА достигается при переходе в СВЧ модулях от планарных интегральных схем (ИС) СВЧ к объёмным интегральным схемам (ОИС). Применение интегральной технологии позволяет с успехом решать задачи по созданию АФУ при весьма жёстких и противоречивых требованиях к электродинамическим, аэродинамическим, габаритным, весовым, стоимостным, конструктивным и другим параметрам. В особенности это относится к бортовым АФУ, где нередко предельные возможности РЭА определяются инженерно-техническим уровнем разработки антенной структуры. Действительно, искусственные спутники Земли и пилотируемые космические корабли 60–70-х гг. имели от 15 до 120 антенн со сложной и разветвлённой фидерной системой. При этом АФУ занимало примерно 20% площади объекта. Очевидно, что выполнить многочисленные и жёсткие требования к АФУ можно при наличии печатных конформных антенных структур малой толщины.

Микрополосковые антенны (МПА), изготавливаемые по технологии ИС, обеспечивают высокую повторяемость размеров, низкую стоимость, малые металлоёмкость, габаритные размеры, массу.

МПА способны излучать электромагнитные волны с линейной и вращающейся (круговой и эллиптической) поляризацией, допускают удобные конструктивные решения для обеспечения работы в двух- или многочастотных режимах, легко позволяют объединить многие излучатели в антенные решётки и разместить их на поверхностях сложной формы. Кроме того, МПА обладают высокими аэродинамическими, механическими и температурными характеристиками.

Микрополосковые излучатели как самостоятельные МПА и как излучатели антенных решёток (в том числе и фазированных) имеют большое разнообразие и отличаются по принципу работы, конструктивной реализации, характеристикам излучения, наличию гибридных соединений с другими устройствами ИС СВЧ.

Различные признаки, которые могут быть положены в основу классификации МПА, весьма разнообразны. По конструктивным особенностям и подходу к анализу МПА можно выделить плоскостные антенны резонаторного типа и антенны, которые состоят из криволинейных микрополосковых структур, к ним относятся антенны спирального и вибраторного типа, а также антенны, имеющие составные и нагруженные микрополосковые структуры.

Типичная конструкция МПА представляет собой тонкую (порядка десятков микрон) плоскую проводящую пластину той или иной формы, размещённую на диэлектрическом слое – подложке толщиной $h = (0,003 \dots 0,08)\lambda$, ограниченном снизу проводящей экранной плоскостью. Здесь λ – длина волны в свободном пространстве.

В качестве подложки обычно используются материалы с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2 \dots 10$, но, в зависимости от приложений, возможен и более широкий спектр значений ϵ . Основное требование к материалу подложки – малые потери, характеризующиеся тангенсом угла потерь $\operatorname{tg}\delta$. Подложки из сотового материала с $\epsilon = 1,05$ или МПА с воздушным зазором имеют наименьшие потери и обеспечивают

наибольшую эффективность излучения антенны. Увеличение величины ε используемой подложки позволяет создать антенну меньших габаритных размеров с более широкой ДН.

Пластины МПА чаще всего имеют прямоугольную или круглую форму, однако принципиально возможна произвольная форма с известной резонансной частотой. Выбором формы пластины можно как существенно улучшить согласование МПА с фидерной линией, так и реализовать круговую поляризацию излучения антенны.

12.1. Принцип работы и характеристики печатных антенн

Печатные антенны (ПА) являются резонансными, поэтому могут функционировать в узкой полосе частот, составляющей примерно (1...3) %. Ширина полосы частот ПА известных форм приблизительно пропорциональна толщине подложки, квадрату резонансной частоты и обратно пропорциональна квадратному корню из ε подложки. Естественный путь увеличения широкополосности без усложнения конструкции антенны, заключающийся в использовании более толстых подложек при умеренных значениях диэлектрической проницаемости материала, имеет ограниченные возможности, так как с увеличением толщины диэлектрика создаются возможности для возникновения более высоких, типов поверхностных волн, что резко снижает излучающую эффективность антенны. Известно, присутствие эффекта резкого снижения эффективности излучения пространственных волн в момент появления волны LE_1 в ПА электрического и магнитного типов. Увеличение толщины подложки может привести не только к появлению высших типов поверхностных волн во внешней области, но и к возбуждению высших типов волн в ПА. Эти волны могут служить источником значительных кроссполяризационных составляющих поля. В случае прямоугольной антенны ближайшим высшим типом может быть тип, ортогональный основному колебанию, который особенно опасен при близких значениях ширины и длины антенны. Существуют различные способы увеличения рабочей полосы частот ПА, например, изменение формы печатного излучателя, создание многослойных связанных резонансных печатных излучателей. Такие структуры также могут выполнять роль многочастотных ПА.

При грубых оценках ДН прямоугольного печатного излучателя по полю с основной поляризацией можно рассматривать как ДН двух синфазных торцевых щелей с равномерным распределением поля. Точно так же ДН по полю с кроссполяризацией определяется как ДН двух противофазных боковых щелей с нечетным распределением поля.

Таким образом, магнитные токи торцевых щелей синфазны и равноамплитудны, а их максимум излучения будет направлен ортогонально к плоскости пластинки.

На рис. 12.1 показаны направления магнитных токов на торцевых и боковых щелях. Для определения поля излучения в дальней зоне т. $M(x_0, y_0, z_0)$ воспользуемся векторным потенциалом $\vec{A}(x_0, y_0, z_0)$, учитывая, что $\vec{E}_M(x_0, y_0, z_0) = \vec{A}(x_0, y_0, z_0)$. Для этого необходимо записать геометрические соотношения для печатного излучателя, производные этих соотношений, а также распределение тока по длине излучателя.

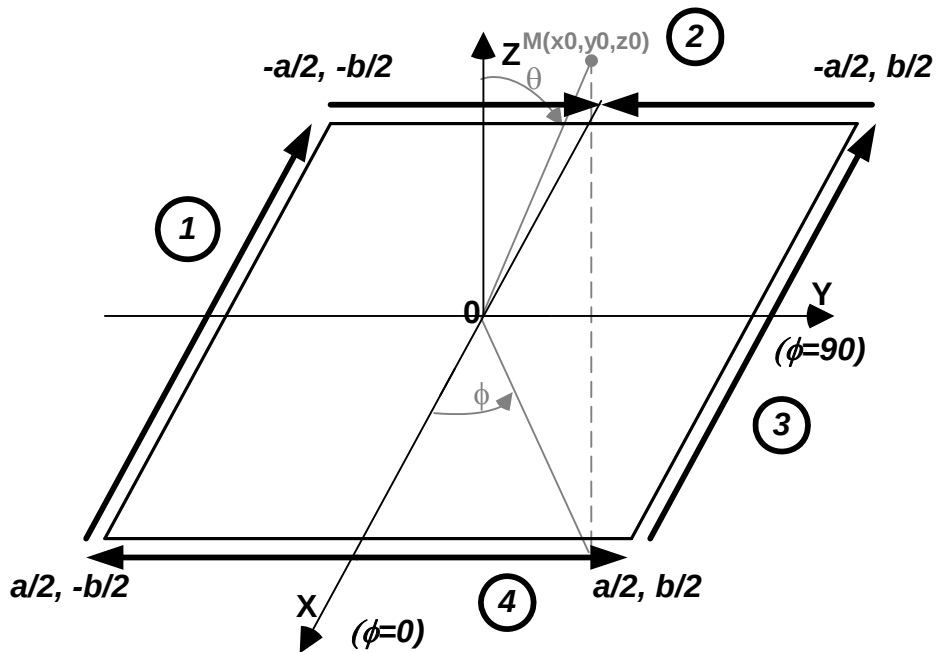


Рис. 12.1 — Направление эквивалентного магнитного тока вдоль боковых граней печатного излучателя

Для стороны «1»:

$$\begin{cases} x_1(\alpha) = \alpha \\ y_1(\alpha) = -\frac{b}{2} \\ z_1(\alpha) = 0 \end{cases}, \begin{cases} dx_1(\alpha) = 1 \\ dy_1(\alpha) = 0 \\ dz_1(\alpha) = 0 \end{cases}, I(\alpha)_1 = I_0 \cos\left(\frac{m\pi\alpha}{a}\right),$$

где $\alpha \in \left(-\frac{a}{2} \dots \frac{a}{2}\right)$ — переменная интегрирования, $m = 0 \dots 1$ — коэффициент описывающий относительный уровень пьедестала при косинусоидальном распределении тока. Предельные случаи $m = 1$ — косинусоидальное распределение тока (эквивалент волновода), $m = 0$ — равномерное распределение тока; все остальные случаи это косинусоидальное распределение тока с пьедесталом.

Для стороны «3»:

$$\begin{cases} x_3(\alpha) = \alpha \\ y_3(\alpha) = \frac{b}{2} \\ z_3(\alpha) = 0 \end{cases}, \begin{cases} dx_3(\alpha) = 1 \\ dy_3(\alpha) = 0 \\ dz_3(\alpha) = 0 \end{cases}, I(\alpha)_3 = I_0 \cos\left(\frac{m\pi\alpha}{a}\right),$$

Для стороны «2»:

$$\begin{cases} x_2(\alpha) = -\frac{b}{2} \\ y_2(\alpha) = \alpha \\ z_2(\alpha) = 0 \end{cases}, \begin{cases} dx_2(\alpha) = 0 \\ dy_2(\alpha) = 1 \\ dz_2(\alpha) = 0 \end{cases}, I(\alpha)_2 = I_0 \left| \cos\left(\frac{m\pi a}{4}\right) \right| \sin(k\alpha),$$

где $\alpha \in \left(-\frac{b}{2} \dots \frac{b}{2}\right)$ — переменная интегрирования, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Для стороны «4»:

$$\begin{cases} x_4(\alpha) = \frac{b}{2} \\ y_4(\alpha) = \alpha \\ z_4(\alpha) = 0 \end{cases}, \begin{cases} dx_4(\alpha) = 0 \\ dy_4(\alpha) = 1 \\ dz_4(\alpha) = 0 \end{cases}, I(\alpha)_4 = -I_0 \left| \cos\left(\frac{m\pi\alpha}{4}\right) \right| \sin(k\alpha),$$

где $\alpha \in \left(-\frac{b}{2} \dots \frac{b}{2}\right)$ — переменная интегрирования.

Теперь для сторон «1» и «3» можем записать:

$$E_{x2} = E_0 \int_{-a/2}^{a/2} I_1(\alpha) e^{jk(x_1(\alpha)\sin(\theta)\cos(\varphi) + y_1(\alpha)\sin(\theta)\sin(\varphi))} d\alpha;$$

$$E_{x2} = E_0 \int_{-a/2}^{a/2} I_2(\alpha) e^{jk(x_2(\alpha)\sin(\theta)\cos(\varphi) + y_2(\alpha)\sin(\theta)\sin(\varphi))} d\alpha$$

Решая аналитически интегралы получаем расчётные выражения для щелей «1» и «3»

$$E_{x1} = E_0 e^{j0,5kbsin(\theta)\sin(\varphi)} \times$$

$$\times \left[e^{au} \left(u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right) - u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right] \frac{e^{\left[\frac{au}{2}\right]}}{[u^2 + v^2]},$$

$$E_{x3} = E_0 e^{-j0,5kbsin(\theta)\sin(\varphi)} \times$$

$$\times \left[e^{au} \left(u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right) - u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right] \frac{e^{\left[\frac{au}{2}\right]}}{[u^2 + v^2]},$$

где $v = \frac{m\pi}{\alpha}$, $u = jk\sin(\theta)\cos(\varphi)$.

Излучение синфазных токов «1» и «3» можно представить как излучение двухэлементной решетки, диаграмма направленности которой определяется соотношением

$$E_X = E_{X1} + E_{X3} = F(\theta, \varphi) = f_{\text{реш}}(\theta, \varphi) f_{\text{эл}}(\theta, \varphi),$$

где

$$f^{(1,3)}_{\text{реш}}(\theta, \varphi) = e^{j0,5kbsin(\theta)\sin(\varphi)} + e^{-j0,5kbsin(\theta)\sin(\varphi)},$$

$$f^{(1)}_{\text{эл}}(\theta, \varphi) = E_0 \left[e^{au} \left(u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right) - u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right] \frac{e^{\left[\frac{au}{2}\right]}}{[u^2 + v^2]}.$$

По аналогии можно рассмотреть и излучение боковых токов вдоль оси y на стороне «2» можно записать в виде

$$E_{y2} = E_0 e^{j0,5k\alpha\sin(\theta)\cos(\varphi)} \times$$

$$\times \left[-k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u_k \sin\left(\frac{kb}{2}\right) + e^{-bu} \left(k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u_k \sin\left(\frac{kb}{2}\right) \right) \right] \frac{e^{\left[\frac{bu}{2}\right]}}{[u_k^2 + k^2]}.$$

На стороне «4» распределение будет противофазно токам стороны «2».

$$E_{y4} = -E_0 e^{-j0,5k \sin(\theta) \cos(\varphi)} \times \\ \times \left[-k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u \sin\left(\frac{kb}{2}\right) + e^{-bu} \left(k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u_k \sin\left(\frac{kb}{2}\right) \right) \right] \frac{e^{\left[\frac{bu_k}{2}\right]}}{\left[u_k^2 + k^2\right]};$$

где $u_k = jk \sin(\theta) \sin(\varphi)$.

Стороны «2» и «4» также представим в виде двухэлементной решетки, множитель которой можно записать в виде

$$f^{(2,4)}_{\text{РЕШ}}(\theta, \varphi) = \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) (e^{j0,5kb \sin(\theta) \sin(\varphi)} - e^{-j0,5kb \sin(\theta) \sin(\varphi)}).$$

После преобразования получим

$$f_{\text{ЭЛ}}^{(2)}(\theta, \varphi) = \\ = E_0 \left[-k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u_k \sin\left(\frac{kb}{2}\right) + e^{-bu} \left(k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u_k \sin\left(\frac{kb}{2}\right) \right) \right] \frac{e^{\left[\frac{bu}{2}\right]}}{\left[u_k^2 + k^2\right]}.$$

Окончательно выражение для сторон «2» и «4» можно записать в виде

$$E_y(\theta, \varphi) = f_{\text{ЭЛ}}^{(2)}(\theta, \varphi) f^{(2,4)}_{\text{РЕШ}}(\theta, \varphi).$$

Переходя к сферической системе координат, для составляющих поля основной поляризации получим соотношения:

$$\begin{cases} E_{\theta}^{(\text{осн})}(\theta, \varphi) = E_x \cos(\theta) \cos(\varphi); \\ E_{\varphi}^{(\text{осн})}(\theta, \varphi) = -E_x \sin(\varphi). \end{cases} \quad (12.1)$$

Для кроссполяризации поля излучения создаваемой боковыми щелями можно записать следующие соотношения:

$$\begin{cases} E_{\theta}^{(\text{ккр})}(\theta, \varphi) = E_y \cos(\theta) \cos(\varphi); \\ E_{\varphi}^{(\text{кр})}(\theta, \varphi) = E_y \cos(\varphi). \end{cases} \quad (12.2)$$

Выражения 12.1, 12.2 являются расчётными для вычисления поля создаваемого полосковым излучателем в дальней зоне.

В случае выполнения полоскового излучателя на основе проводящей площадки сложной формы необходимо использовать методы расчета, которые позволят учесть особенности конструкции разрабатываемой антенны. Тем более это важно в случае построения антенной решетки печатных излучателей, в которой будут проявляться эффекты взаимного влияния.

Лекция № 13

Антенны с круговой поляризацией поля излучения: цилиндрические, конические, плоские спиральные антенны. Принципы построения. Основные характеристики.

13.1. Описание спиральных антенн

Спиральные антенны по особенностям конструктивного исполнения можно разделить на группы:

- эллиптические;
- цилиндрические;
- конические;
- плоские;
- выполненные на конформной поверхности (например — на полусфере);
- комбинированные структуры;
- антенны, выполненные из проводника с постоянным поперечным сечением (проволочная структура) или шириной (полосковая структура);
- антенны, выполненные из проводника с изменяющимся поперечным сечением (проволочная структура) или шириной (полосковая структура).

Геометрия эллиптических спиральных антенн определяется габаритами образующего спираль цилиндра с поперечным сечением в виде эллипса, для которого отношение полуосей может задаваться в пределах (1...0). Если отношение полуосей эллипса равно единице, то спиральная антенна, образованная на основе цилиндра с круглым поперечным сечением называется **цилиндрической спиральной антенной (ЦСА)**. Если отношение полуосей эллипса равно нулю, то такая плоская структура представляет собой **Z-антенну**. В остальных случаях структура, выполненная на цилиндре с эллиптическим поперечным сечением представляет собой **эллиптическую спиральную антенну (ЭСА)**.

По количеству используемых излучателей спиральные антенны делятся на группы:

- однозаходные;
- многозаходные;
- антенные решетки.

Главными достоинствами спиральных антенн являются:

- возможность создания поля излучения с поляризацией от линейной до круговой;
- возможность обеспечить требуемые характеристики излучения и входные характеристики антенны за счет изменения геометрических параметров спирали;
- простота и надежность конструкции;
- относительно небольшие габаритные размеры антенны;
- на основе цилиндрических, конических, полусферических спиральных антенн могут быть выполнены комбинированные структуры (сфероцилиндрические, цилиндроконические и т.п.);
- возможность без использования больших экранов обеспечить относительно низкий уровень бокового и заднего излучения (менее –15...–10 дБ в рабочем диапазоне частот);
- возможность хорошего согласования с питающим фидером в широкой полосе частот.

13.2. Структура поля с круговой поляризацией

Спиральные антенны формируют поле излучения с эллиптической (или круговой) поляризацией. В отличие от поля линейно поляризованной волны (рис. 13.1, а), для которой вектор напряженности электрического поля располагается в некоторой плоскости ZOY ($\vec{E}_z$), в случае поля с вращающейся поляризацией при распространении электромагнитной волны вдоль оси OY вектор $\vec{E}$ вращается вокруг этой оси с некоторой угловой частотой ω (рис. 13.1, б). Если при наблюдении от входных

зажимов спиральной антенны вектор $\vec{E}$ вращается по часовой стрелке, то поле считается с правосторонним вращением, иначе — с левосторонним.

Одной из основных характеристик поля излучения, описывающей его поляризационную структуру является коэффициент эллиптичности, определяемый как отношение малой OA и большой OB полуосей эллипса поляризации (см. рис. 13.1, б)

$$K_э = \frac{OA}{OB},$$

который может принимать значения от 0 до 1.

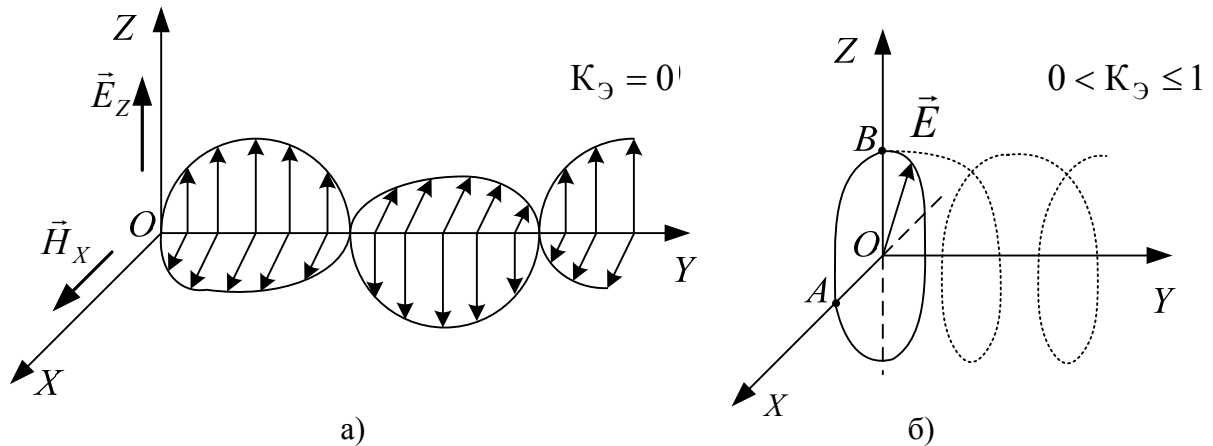


Рис. 13.1 — Поляризационная структура электромагнитного поля

Наиболее общим является случай эллиптически поляризованной волны (рис. 13.2), которую можно рассматривать как результат суперпозиции двух ортогональных линейно поляризованных волн одинаковой частоты и сдвинутых по фазе на величину δ . Другой вариант представления волны с эллиптической поляризацией — это результат суперпозиции двух полей круговой поляризации одинаковой частоты, но противоположного направления вращения.

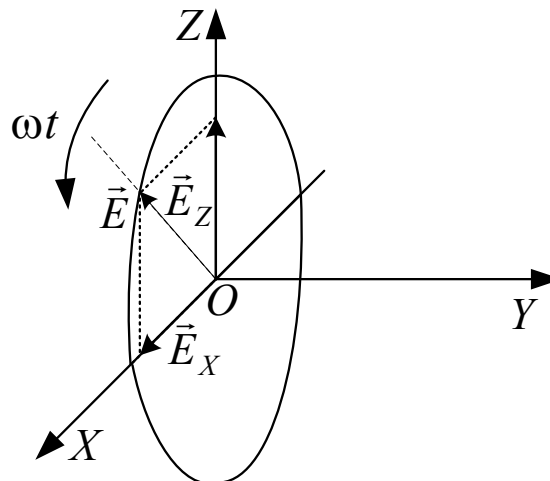


Рис. 13.2 — Формирование эллиптически поляризованной волны

Таким образом, в соответствии с моделью электромагнитной волны, представленной на рис. 13.2, поляризационная структура поля зависит от соотношения между двумя линейными составляющими $\vec{E}_x$ и $\vec{E}_z$ волны, распространяющейся вдоль оси OY .

Линейно поляризованные составляющие поля $\vec{E}_x$ и $\vec{E}_z$ описываются выражениями:

$$\vec{E}_x = E_{mx} \cos \omega t ;$$

$$\vec{E}_Z = E_{mz} \cos(\omega t - \delta),$$

где δ — сдвиг фаз между $\vec{E}_X$ и $\vec{E}_Z$, E_{mx}, E_{mz} — амплитуды напряженности поля линейно поляризованных волн, на которые раскладывается вектор $\vec{E}$ (рис. 13.2).

Согласно принятой модели поле эллиптической поляризации можно описать с помощью уравнения эллипса [1]

$$\frac{E_X^2}{E_{mx}^2} - 2 \frac{E_X E_Z}{E_{mx} E_{mz}} \cos \delta + \frac{E_Z^2}{E_{mz}^2} = \sin^2 \delta. \quad (13.1)$$

В случае, когда $\delta = 0$, поле излучения антенны имеет чисто линейную поляризацию, которое согласно (13.1) определяется следующим соотношением

$$E_X = \frac{E_{mx}}{E_{mz}} E_Z.$$

Если $\delta = \frac{(2n+1)\pi}{2}$ ($n=0, 1, 2, 3, \dots$), то поле приобретает эллиптическую поляризацию

$$\frac{E_X^2}{E_{mx}^2} + \frac{E_Z^2}{E_{mz}^2} = 1,$$

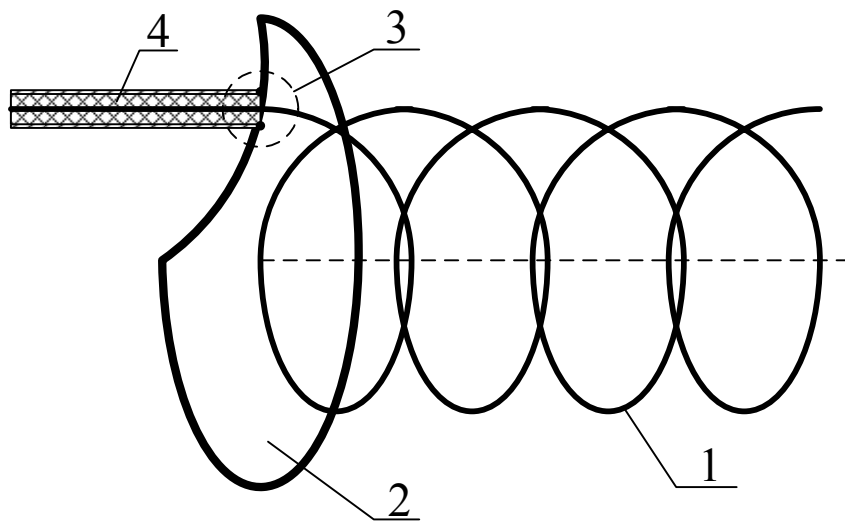
при этом полуоси эллипса OA и OB совпадают с координатными осями OX и OZ , что соответствует рис. 13.1, б.

В том случае, когда амплитуды $E_{mx} = E_{mz} = E_m$ поле излучения антенны будет иметь круговую поляризацию.

В случае, при котором сдвиг фаз $0 < \delta < \frac{\pi}{2}$, оси эллипса OA и OB , изображенного на рис. 13.1, б, не будут совпадать с координатными осями.

13.2. Конструктивное исполнение и достоинства спиральных антенн

Цилиндрическая спиральная антенна (рис. 13.3) представляет собой выполненную из провода спираль 1, один конец которой свободен, а другой соединяется в точке 3 с внутренним проводником коаксиальной линии 4, внешний проводник которой присоединяется к металлическому экрану 2, предназначенному для ослабления обратного излучения антенны.



1 — спираль; 2 — экран;
3 — точка подключения к питающей линии; 4 — коаксиал.
Рис. 13.3 — Цилиндрическая спиральная антенна:

Главными достоинствами спиральных антенн являются:

- возможность создания поля излучения с поляризацией от линейной до круговой;
- возможность обеспечить требуемые характеристики излучения и входные характеристики антенны за счет изменения геометрических параметров спирали (габаритной окружности, угла наклона витков, количества витков, количества заходов спиральных проводников, режима возбуждения заходов (синфазного, квадратурного), возможности сжатия цилиндрической спирали до эллипса);
- простота и надежность конструкции;
- малые поперечные габаритные размеры антенны;
- на основе цилиндрических, конических, полусферических спиральных антенн могут быть выполнены комбинированные структуры (сфероцилиндрические, цилиндроконические и т.п.);
- возможность без использования больших экранов обеспечить относительно низкий уровень бокового и заднего излучения (менее $-15 \dots -10$ дБ в рабочем диапазоне частот);
- возможность хорошего согласования с питающим фидером в широкой полосе частот.

13.3. Поле излучения однозаходной цилиндрической спиральной антенны

Рассмотрим характеристики поля излучения однозаходной цилиндрической спиральной антенны. Ее упрощенная модель представлена на рис. 13.4, а, б, где введены обозначения: a — радиус спирали; d — шаг намотки витков спирали (длина диполя); n — число витков; $L = \sqrt{(2\pi a)^2 + d^2}$ (рис. 13.4, б) — длина витка между точками «1» и «2» на рис. 13.4, а; $\alpha = \arcsin \frac{d}{L}$ — угол наклона витков спирали относительно плоскости XOZ .

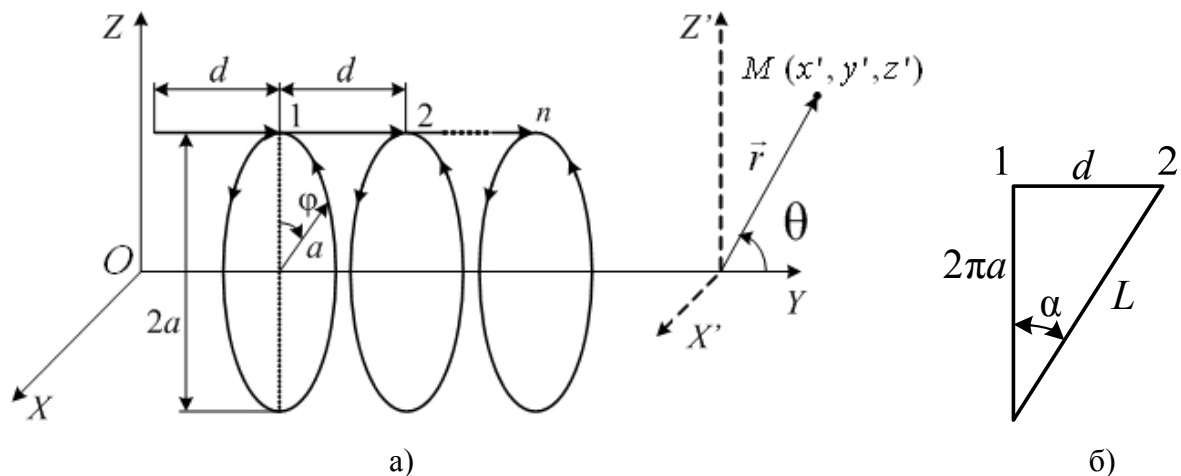


Рис. 13.4 — Модель представления однозаходной цилиндрической спиральной антенны: при ортогональном расположении витков спирали относительно плоскости XY (а); к определению длины витка рамки (б)

Поляризационная структура поля антенны и режим излучения зависят от соотношения геометрических параметров a , d и длины волны λ . На практике используются спиральные антенны для двух режимов работы:

- 1) режим ненаправленного излучения;
- 2) режим осевого излучения.

В случае режима ненаправленного излучения длина витка спирали меньше длины волны λ . Антенну можно представить в виде системы из аксиальных кольцевых рамок и диполей с длиной, равной $d \ll \lambda$. ЦСА работает в режиме малых рамок, поэтому суммарное поле, создаваемое антенной, имеет максимальное значение при $\theta = \frac{\pi}{2}$ (см. рис. 13.5, а). При

малых по сравнению с λ поперечных размерах антенны количество витков n не влияет на форму диаграммы направленности (ДН) и поляризационную структуру поля. Поэтому достаточно рассмотреть поле двух элементов: диполя и одного витка спирали. Так для диполя можем записать соотношение

$$E_d = -j \frac{30 I_l k d}{r} \sin \theta e^{-jkr} = -j \frac{60 I_l \pi d}{r \lambda} \sin \theta e^{-jkr}, \quad (13.2)$$

где I_l — амплитуда тока на входных зажимах диполя; r — расстояние до точки наблюдения; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

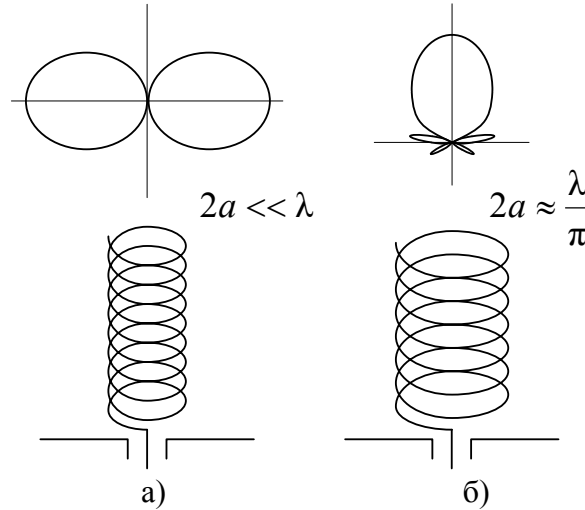


Рис. 13.5 — Режим ненаправленного излучения (а) и режим осевого излучения (б)

Для рамочного излучателя действующая длина рамки $l_{др} = kS$, где S — площадь рамки. Следовательно, из (13.2) получим соотношение для поля рамки E_p в виде

$$E_p = -j \frac{120 I_d \pi^2 S}{\lambda^2 r} \sin \theta e^{-jkr}, \quad (13.3)$$

где I_d — ток на действующей длине рамки.

Результирующее поле состоит из двух ортогональных компонент $\vec{E}_d$ (поле диполя длиной d) и $\vec{E}_p$ (поле рамки с периметром $2\pi a$). В том случае, если компоненты поля будут сдвинуты по фазе на $\frac{\pi}{2}$, а токи на рамке и диполе одинаковой амплитуды ($I_d = I_l$), то коэффициент эллиптичности равен

$$K_{\varepsilon} = \frac{|E_d|}{|E_p|} = \frac{d\lambda}{2\pi S} = \frac{d}{l_{др}}. \quad (13.4)$$

Так из (13.4) следует, что если бы выполнялось условие $d = l_{др}$, то поле излучения в плоскости XOZ имело бы круговую поляризацию, однако на практике шаг спирали d оказывается намного меньше действующей длины рамки ($d \ll l_{др}$), поэтому поле характеризуется как линейно поляризованное.

Рассмотрим режим осевого излучения (см. рис. 13.5, б), при котором длина витка спирали выбирается близкой к длине волны. При этом происходит синфазное или близкое к нему сложение полей витков в осевом направлении. ДН в этом случае приближается к ДН линейки излучателей, возбуждаемых в режиме бегущей волны при выполнении условия

$L \approx \lambda$. Таким образом, в режиме бегущей волны, который совпадает с режимом осевого излучения, создается поле круговой поляризации.

В данном случае результирующая амплитудная ДН $F(\theta)$ будет определяться как для решетки излучателей, возбужденных в режиме бегущей волны

$$F(\theta) = f_{\text{эл}}(\theta) f_{\text{реш}}(\theta) f_{\text{эк}}(\theta), \quad (13.5)$$

где $f_{\text{реш}}(\theta)$ — множитель решетки, состоящей из n рамочных излучателей (рис. 13.4, а); $f_{\text{эк}}(\theta)$ — множитель экрана; $f_{\text{эл}}(\theta)$ — ДН витка спирали, которую можно определять соотношением

$$f_{\text{эл}}(\theta) = \cos \theta. \quad (13.6)$$

Для определения $f_{\text{реш}}(\theta)$ необходимо проанализировать разность фаз токов между витками «1» и «2» $\Delta\psi_{1-2}$ (см. рис. 13.4, а). Для $\Delta\psi_{1-2}$ можем записать

$$\Delta\psi_{1-2} = k_{\phi} L,$$

где $k_{\phi} = \frac{2\pi}{\lambda_{\phi}} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c}{v_{\phi}}$; v_{ϕ} — фазовая скорость волны в витке; c — скорость света в свободном пространстве.

С учетом этого

$$\Delta\psi_{1-2} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c}{v_{\phi}} L. \quad (13.7)$$

Для того чтобы излучение от всех n витков в осевом направлении складывалось, набег фазы на витке должен составлять 2π , поэтому должно выполняться условие

$$\Delta\psi_{1-2} = \frac{2\pi}{\lambda} (l + d) = 2\pi + kd, \quad (13.8)$$

где l — периметр рамки, который должен быть близок к длине волны, kd — набег фазы на диполе (см. рис. 13.4, а).

Сравнивая (13.7) и (13.8) получим

$$\frac{v_{\phi}}{c} = \frac{L}{l + d}.$$

Зная, что $\Delta\psi_{1-2} = k(l + d)$ для $f_{\text{реш}}(\theta)$ можем записать

$$f_{\text{реш}}(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{n}{2} (kd \cos \theta - k(l + d)) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (kd \cos \theta - k(l + d)) \right]}. \quad (13.9)$$

Исследуемая антенна располагается над экраном, поэтому можно воспользоваться методом зеркальных изображений. В соответствии с этим методом при определении поля, создаваемого антенной, полагают, что она размещается над идеально проводящей поверхностью с размерами много больше длины волны. Наводимые на поверхности плоского экрана вторичные токи исключаются из рассмотрения введением фиктивного излучателя, являющегося зеркальным изображением действительной антенны. Зеркальный излучатель располагается на продолжении нормали, соединяющей ось симметрии реальной антенны с проводящим экраном. В любой точке полупространства (где расположена исследуемая антенна) зеркальный излучатель создает точно такое же поле, как и реальная антенна.

С учетом сказанного при расчете ДН антенны необходимо учитывать влияние экрана, воспользовавшись множителем экрана

$$f_{\text{экp}}(\theta) = \cos\left(k \frac{n}{2} d \sin \theta\right), \quad (13.10)$$

где $\frac{n}{2}d$ — расстояние от экрана до центра решетки соосных рамочных излучателей (см. рис. 13.4, а).

Тогда результирующая амплитудная ДН антенны по полю с учетом (13.5), (13.6) и (13.9), (13.10) будет определяться выражением:

$$F(\theta) = f_{\text{эл}}(\theta) f_{\text{реш}}(\theta) f_{\text{экp}}(\theta). \quad (13.11)$$

Для приближенного расчета характеристик спиральных антенн можно воспользоваться эмпирическими формулами:

— ширина ДН по уровню половинной мощности

$$\Delta\theta \approx \frac{52^\circ}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{nd}{\lambda}}}, \text{ град}; \quad (13.12)$$

— коэффициент направленного действия (КНД) в направлении оси спирали

$$D \approx 10 \lg \left(15 \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2 n \frac{d}{\lambda} \right), \text{ дБ}; \quad (13.13)$$

— входное сопротивление

$$R_{\text{вх}} \approx 140 \frac{L}{\lambda}, \text{ Ом}. \quad (13.14)$$

13.4. Особенности конструктивного исполнения спиральных антенн

Конструкция однозаходной эллиптической спиральной антенны (рис. 13.6) должна содержать:

- а) несущий каркас;
- б) спиральный проводник;
- в) отражающий экран;
- г) СВЧ разъем;
- д) элементы крепления антенны на несущую конструкцию;
- е) радиопрозрачный защитный колпак для предохранения антенны от механических повреждений (из стеклопластика, стекловолокна или полистирола).

Несущий каркас должен быть выполнен из диэлектрического материала с малой диэлектрической проницаемостью и потерями, что снижает его влияние на характеристики излучения антенны. Внешний контур каркаса должен соответствовать внешнему контуру спиральной антенны. Структура каркаса выбирается из вариантов:

— крестообразной, образуемый двумя диэлектрическими пластинами, располагаемыми под прямым углом относительно друг друга.

— сплошной каркас, выполненный в виде цилиндра или усеченного конуса.

Спиральный проводник изготавливается из медного провода с диаметром в поперечном сечении 1...2 мм или медной ленты шириной 3...5 мм. Спиральный проводник должен укладываться по каркасу в соответствии с заданным профилем спирали.

Экран выполняется круглой или квадратной формы и представляет собой сплошную металлическую поверхность. Экран должен обеспечивать уменьшение обратного излучения антенны. Габаритный размер экрана должен составлять не менее $(1...3)\lambda$. Экран располагался у основания каркаса перпендикулярно оси спирали. Центр каркаса совмещается с центром экрана.

На экране выполняется отверстие, в котором устанавливается СВЧ разъем, закрепляемый на экране с помощью винтовых соединений. К центральному проводнику разъема подключается основание спирального проводника.

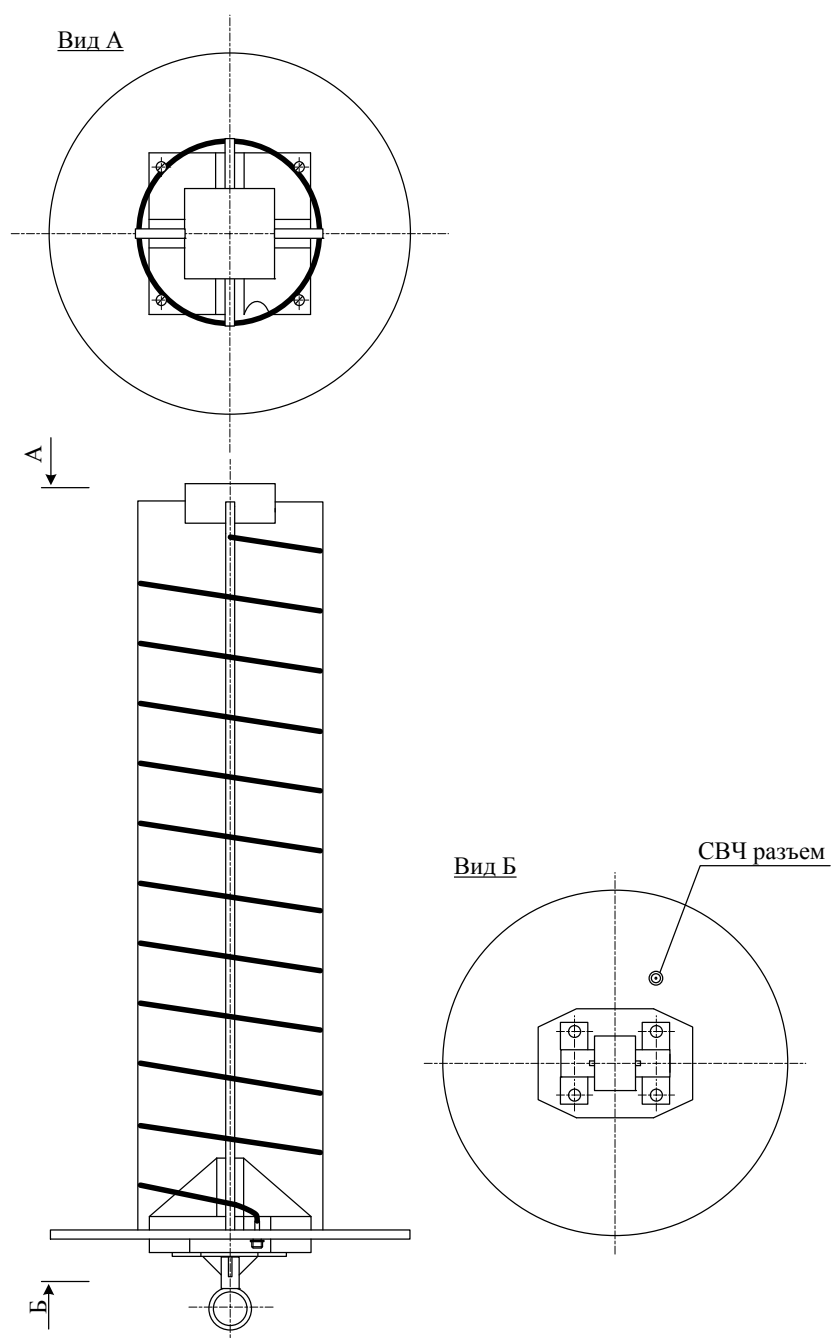


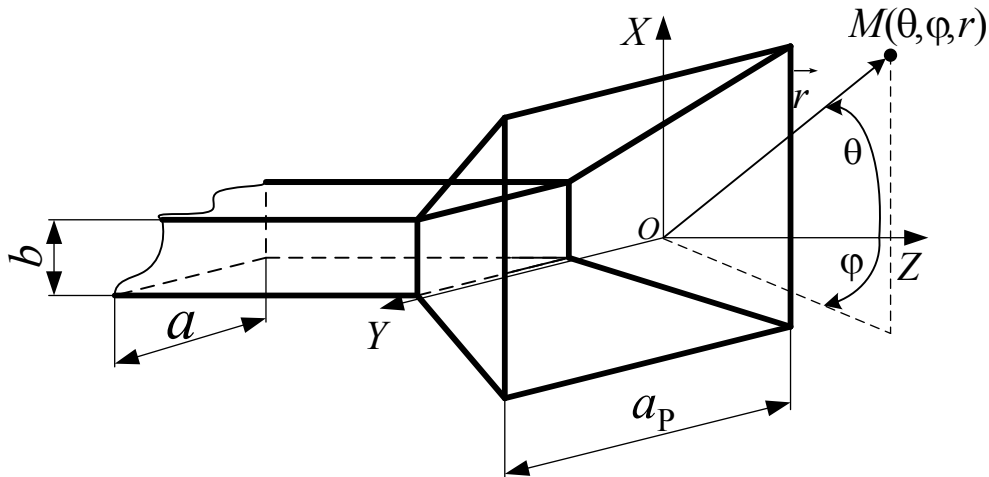
Рис. 13.6 — Эскиз конструкции ЭСА

Лекция № 14

Рупорные антенны. Особенности построения. Критерии выбора геометрических параметров. Анализ диаграммы направленности. Коэффициент направленного действия рупорной антенны.

Обобщенная модель рупорной антенны показана на рис. 14.1.

а)



б)

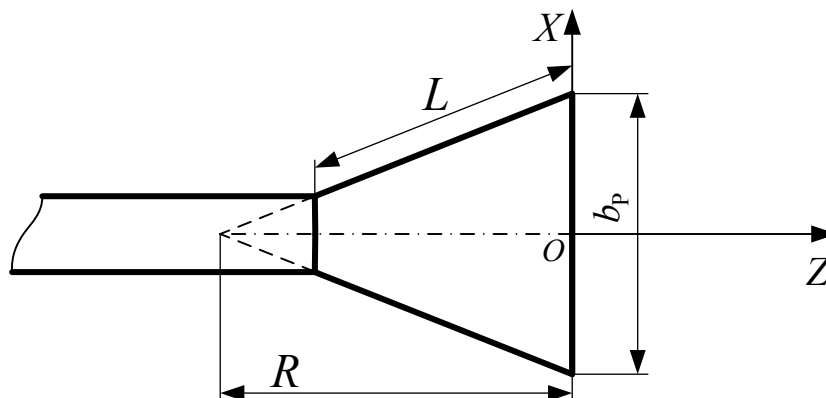


Рис. 14.1 — Модель рупорной антенны в декартовой системе координат (а) и проекция антенны в плоскости XOZ (б)

На основе модели, показанной на рис. 14.1., можно рассмотреть следующие варианты апертурных излучателей:

- E -секториальный рупор, при $a_p = a$ и $b_p > b$;
- H -секториальный рупор, при $a_p > a$ и $b_p = b$;
- пирамидальный остроконечный рупор, при $a_p > a$ и $b_p > b$.

Отметим следующие закономерности в характере поведения поля в рупоре.

- Тип волны в рупоре является таким же, как и в возбуждающем рупор волноводе.
- В отличие от волновода, поверхностью равных фаз в рупоре является не плоскость, а поверхность цилиндра с центром в вершине O для секториального рупора и поверхность сфероида для пирамидального рупора.
- Фазовая скорость волны в рупоре не постоянна. Она больше в горловине рупора и приближается к скорости света C в его раскрые.
- В рупоре, в отличие от волновода, отсутствует критическая длина волны. Это объясняется тем, что у бесконечного рупора всегда можно найти такое сечение, которое

— в H -плоскости:
$$\Delta\Psi_{\max}^H \approx \frac{\pi}{4} \frac{a_p^2}{\lambda R}, \quad (14.2)$$

где R — длина рупора (см. рис. 2.1).

Максимальная фазовая ошибка, достигаемая в углах пирамидального рупора определяется соотношением

$$\Delta\Psi_{\max} \approx \frac{\pi}{4} \left(\frac{a_p^2}{\lambda R} + \frac{b_p^2}{\lambda R} \right).$$

Если максимальные фазовые ошибки в раскрыве рупора не превышают допустимых

$$\Delta\Psi_{\max}^E \leq \frac{\pi}{2}, \quad \Delta\Psi_{\max}^H \leq \frac{3\pi}{4},$$

то коэффициент направленного действия (КНД) рупорной антенны при заданной длине будет максимальным. Рупоры, размеры которых соответствуют максимальным значениям КНД, называются «оптимальными». Их размеры связаны с длиной рупора следующими соотношениями:

$$R_E \geq \frac{b_p^2}{2\lambda}, \quad (14.3)$$

$$R_H \geq \frac{a_p^2}{3\lambda}. \quad (14.4)$$

Перейдем к изучению диаграммы направленности секториального рупора. С учетом (14.1), (14.2) в раскрыве секториального рупора

$$E_y = E_0 \cos \frac{\pi x}{a_p} e^{-i \frac{\pi}{\lambda R_H^2} x^2}; \quad (14.5)$$

$$W_S = W_0.$$

Множитель направленности вычисляется следующим образом. В плоскости H :

$$\begin{aligned} f_{\Sigma}(\Theta, 0) &= f_x(\Theta) = E_0 b_p \int_{-a/2}^{a/2} \cos \frac{\pi x}{a_p} \exp \left(-i \frac{\pi}{\lambda R_H^2} x^2 \right) \exp(i k x \sin \Theta) dx = \\ &= E_0 b_p \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{2\sqrt{2}} \left\{ \exp \left(\frac{i \pi \lambda R_H}{4} \left(\frac{1}{a_p} + \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right)^2 \right) [C(u_1) + C(u_2) - i [S(u_1) + S(u_2)]] + \right. \\ &\quad \left. + \exp \left(\frac{i \pi \lambda R_H}{4} \left(\frac{1}{a_p} - \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right)^2 \right) [C(u_3) + C(u_4) - i [S(u_3) + S(u_4)]] \right\} \end{aligned} \quad (14.6)$$

где $u_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \sqrt{\lambda R_H} \left(\frac{1}{a_p} + \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right) \right],$

$$u_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} + \sqrt{\lambda R_H} \left(\frac{1}{a_p} + \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right) \right],$$

$$u_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \sqrt{\lambda R_H} \left(\frac{1}{a_p} - \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right) \right],$$

$$u_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} + \sqrt{\lambda R_H} \left(\frac{1}{a_p} - \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right) \right].$$

Аналогично в плоскости E :

$$f_{\Sigma}(\Theta, \frac{\pi}{2}) = E_0 \sqrt{\frac{\lambda R_H}{2}} b_p \exp\left(\frac{i\pi\lambda R_H}{4a_p^2}\right) [C(v_1) + C(v_2) - i[S(v_1) + S(v_2)]] \frac{\sin\left(\frac{kb_p}{2} \sin \Theta\right)}{\frac{kb_p}{2} \sin \Theta}, \quad (14.7)$$

$$\text{где } v_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right);$$

$$v_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} + \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right).$$

Нормированные диаграммы направленности (ДН) рупорной антенны в предложении синфазного раскрыва (при фазовых ошибках, не превышающих допустимые значения) можно рассчитать по формулам:

$$\text{— в } E\text{-плоскости:} \quad f^E(\theta) = \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin\left(\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \theta} \right|; \quad (14.8)$$

$$\text{— в } H\text{-плоскости:} \quad f^H(\varphi) = \left| \frac{1 + \cos \varphi}{2} \frac{\cos\left(\frac{\pi a_p}{\lambda} \sin \varphi\right)}{1 - \left(\frac{2a_p}{\lambda} \sin \varphi\right)^2} \right|, \quad (14.9)$$

Ширина главного луча диаграммы направленности рупорных антенн в E - и H -плоскостях ($2\Delta\theta_{0,5}^E$ и $2\Delta\theta_{0,5}^H$) определяется по уровню половинной мощности по формулам:

$$H\text{-секториальный рупор:} \quad 2\Delta\theta_{0,5}^E = 0,88 \frac{\lambda}{b} \text{ [рад]}; \quad (14.10)$$

$$2\Delta\theta_{0,5}^H = 1,4 \frac{\lambda}{a_p} \text{ [рад]}; \quad (14.11)$$

$$E\text{-секториальный рупор:} \quad 2\Delta\theta_{0,5}^E = 0,93 \frac{\lambda}{b_p} \text{ [рад]}; \quad (14.12)$$

$$2\Delta\theta_{0,5}^H = 1,18 \frac{\lambda}{a} \text{ [рад]}; \quad (14.13)$$

$$\text{пирамидальный рупор:} \quad 2\Delta\theta_{0,5}^E = 0,93 \frac{\lambda}{b_p} \text{ [рад]}; \quad (14.14)$$

$$2\Delta\theta_{0,5}^H = 1,4 \frac{\lambda}{a_p} \text{ [рад]}. \quad (14.15)$$

Коэффициент направленного действия H -секториального рупора D_H определяется по формуле [3]

$$D_H = \frac{4\pi b_p R_H}{\lambda a_p} \{ [C(u) + C(v)]^2 + [S(u) + S(v)]^2 \}, \quad (14.16)$$

где $C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt$; $S(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt$ — интегралы Френеля;

$$u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right); \quad v = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} + \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right).$$

На рис. 14.3 показаны построенные по (14.16) графики зависимости КНД D_H от относительного размера раскрыва H -секториального рупора $\frac{a_p}{\lambda}$ для различных длин рупора R_H .

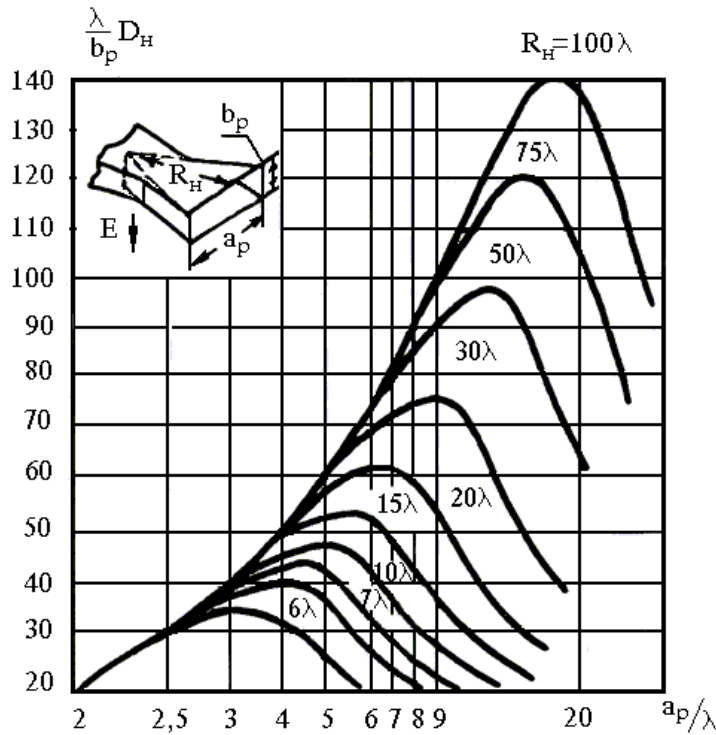


Рис. 14.3 — Зависимость КНД от размеров H -секториального рупора

Коэффициент направленного действия E -секториального рупора D_E определяется по формуле [3]

$$D_E = \frac{64a_p R_E}{\pi \lambda b_p} \left\{ C^2 \left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R_E}} \right) + S^2 \left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R_E}} \right) \right\}. \quad (14.17)$$

Коэффициент направленного действия пирамидального рупора D с учетом (14.16, 14.17) определяется по следующей формуле [3]

$$D = \frac{\pi \lambda^2}{32a_p b_p} D_E D_H. \quad (14.18)$$

Коэффициент направленного действия (КНД) **оптимальной** рупорной антенны вычисляется по формуле:

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2} v, \quad (14.19)$$

где $S = a_p b_p$ — геометрическая площадь раскрыва; v — коэффициент использования поверхности, определяемый амплитудным v_a и фазовым v_ϕ распределением поля в раскрыве антенны: $v = v_a \cdot v_\phi$.

Для **оптимальных** секториальных рупоров $v_a = 0,81$ учитывает косинусоидальный

характер амплитудного распределения поля в H -плоскости; $v_\phi = 0,8$ — несинфазность раскрыва в одной из плоскостей при условии $\Delta\psi_{\max} \leq \Delta\psi_{\text{доп}}$.

Поэтому для **секториальных** рупорных антенн $v \approx 0,81 \cdot 0,8 \approx 0,64$.

Для **оптимальных** пирамидальных рупоров при тех же условиях $v = v_a v_\phi^2 \cong 0,52$ (учтена несинфазность раскрыва в обеих плоскостях).

Рупорные антенны используются на практике как самостоятельные направленные антенны, так и в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн, а также в качестве излучателей ФАР. Особенно широко рупорные антенны используются в лабораторных установках при измерении диаграммы направленности и коэффициента усиления других антенн. Достоинством рупорных антенн является простота их конструкции и хорошие диапазонные свойства. Практически рабочая полоса частот рупорной антенны ограничивается полосой питающего его волновода и составляет около 100%.

Недостаток рупорных антенн заключается в необходимости выбора слишком большой длины рупора для получения остронаправленного излучения. Как следует из формул (14.3), (14.4), оптимальная длина рупора пропорциональна квадрату размеров раскрыва a_p и b_p , а ширина диаграммы направленности обратно пропорциональна a_p и b_p в первой степени. Поэтому для сужения диаграммы направленности рупорной антенны в n раз размер ее апертуры должен быть увеличен в n раз, а длина рупора — в n^2 раз.

Это обстоятельство накладывает ограничения на ширину диаграммы направленности рупорных антенн. Так, при длине рупора, примерно равной размеру одной из сторон его раскрыва, ширина диаграммы направленности составляет около $20^\circ \dots 25^\circ$. При сужении ширины диаграммы направленности до 10° длина рупора приблизительно в 4...5 раз больше размера большей стороны его раскрыва.

Существуют различные способы уменьшения длины рупора. Суть этих способов заключается в компенсации или уменьшении фазовой ошибки в раскрыве рупора. Одним из наиболее часто используемых на практике способов уменьшения длины рупора является установка в его раскрыве линзы, которая устраняет фазовые ошибки (рис. 14.4, а).

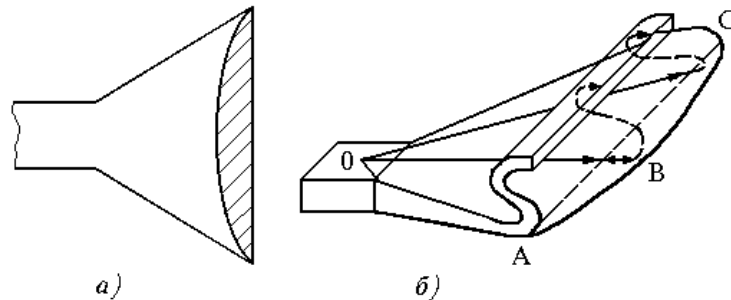


Рис. 14.4 — Способы устранения фазовых ошибок в раскрыве рупорной антенны

При этом длина рупора выбирается уже из условий хорошего согласования питающего рупор волновода со свободным пространством и приблизительно равна $(1 \dots 0,5)$ ширине его раскрыва.

На рис. 14.4, б показан другой способ выравнивания фазового фронта в раскрыве рупора за счет выравнивания длины пути, проходимого волной от вершины рупора до различных точек на раскрыве. Для получения в раскрыве синфазного поля кривая ABC , образующая профиль стенки согнутого рупора, должна иметь форму параболы.

Лекция № 15

Параболическая зеркальная антенна. Основные характеристики. Многозеркальные антенны. Особенности разработки зеркальных антенн.

15.1. Принцип действия зеркальных антенн

Параболические антенны являются одним из наиболее распространенных типов антенн, используемых в современных радиотехнических системах различного назначения (радиорелейные системы связи, радиолокационные станции, спутниковые системы связи и телевидение, системы радиоуправления и т. д.). Они применяются в различных диапазонах волн, от метровых до миллиметровых. Наибольшее распространение получили антенны с зеркалами в виде параболоида вращения, усеченного параболоида, параболического цилиндра и вырезки из параболоида вращения (обычно с контуром овальной формы). Такое широкое распространение этих антенн объясняется возможностью формирования самых разнообразных диаграмм направленности при относительной простоте конструкции, достаточно высоком КПД, малой шумовой температуре.

Параболическая антенна состоит из двух элементов: металлического зеркала параболического профиля и облучателя, помещенного в фокусе зеркала. Схема антенны с параболическим зеркалом изображена на рис. 15.1.

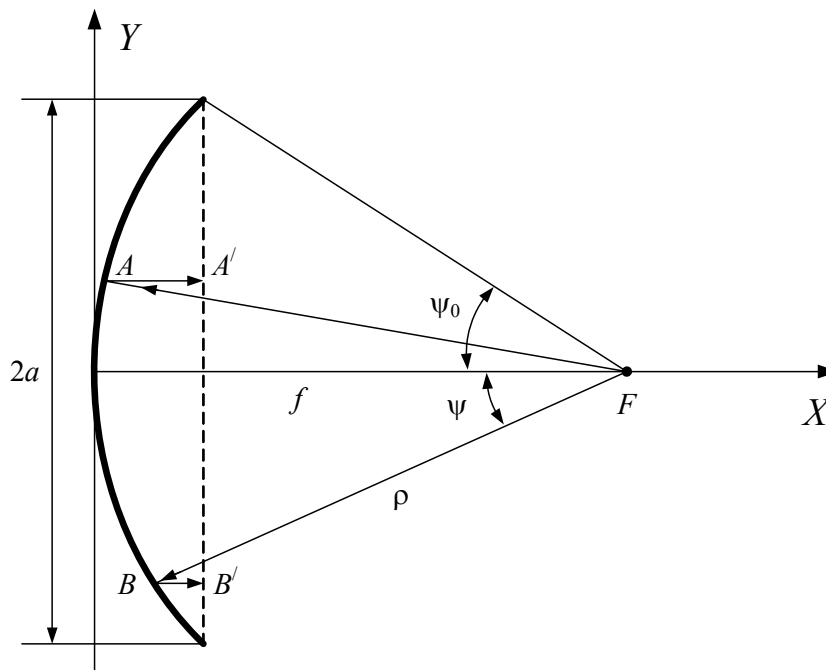


Рис. 15.1 — Схема параболической антенны

Принцип работы антенны основан на том, что сумма расстояний от фокуса F до зеркала и от зеркала до апертуры является величиной постоянной ($FA + AA' = FB + BB' \dots$). Следовательно, если в фокусе расположен источник сферической волны, то после отражения от зеркала волна преобразуется в плоскую, и излучающий раскрыв антенны возбуждается синфазно.

Параболическая антенна характеризуется геометрическими параметрами a — радиусом раскрытия (апертуры), f — фокусным расстоянием и ψ_0 — углом раскрытия, которые связаны соотношением

$$a = 2f \operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2}. \quad (15.1)$$

Если $\psi_0 < \pi/2$ ($a < 2f$), параболоид называют длиннофокусным, при $\psi_0 > \pi/2$ ($a > 2f$) — короткофокусным.

Параболический профиль зеркала описывается в прямоугольной системе координат уравнением

$$y^2 = 4fx,$$

где f — фокусное расстояние,

в полярной системе координат соотношение имеет вид

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi}.$$

С точки зрения формирования поля излучения и диаграммы направленности антенну с зеркалом в виде параболоида вращения можно рассматривать как синфазно возбужденный круглый раскрыв, амплитудное распределение возбуждающего поля на котором описывается некоторой функцией $A(r, a)$. Вид этой функции определяет форму и параметры ДН антенны при заданном размере раскрыва (ширину главного лепестка; уровень бокового излучения).

Необходимый закон амплитудного распределения возбуждающего поля на раскрыве антенны, т. е. вид функции $A(r, a)$, может быть реализован путем выбора облучателя антенны с соответствующей диаграммой направленности и геометрических параметров зеркала.

15.2. Облучатели зеркальных антенн

Исходя из принципа действия зеркальной антенны можно сформулировать следующие достаточно очевидные требования к облучателям этих антенн:

1. Облучатель должен иметь фазовый центр, который располагается в фокусе параболоида вращения (для параболического цилиндра облучатель должен формировать цилиндрическую волну с линией фазовых центров, расположенных на фокальной линии параболического цилиндра).

2. Амплитудная диаграмма направленности облучателя должна быть такова, чтобы почти вся мощность от облучателя попадала на зеркало. В облучателе должно отсутствовать излучение в направлении, противоположном направлению на зеркало. Кроме того, т.к. амплитудное распределение в раскрыве зеркала создается в основном диаграммой облучателя, то форма амплитудной диаграммы облучателя должна соответствовать требуемой форме амплитудного распределения поля в раскрыве зеркала.

3. Облучатель находится в поле, отраженном от зеркала, поэтому его габариты должны быть как можно меньше, чтобы он создавал минимальное затенение для поля зеркальной антенны.

4. Т.к. электрическая прочность и частотные свойства зеркальной антенны в основном ограничиваются облучателем, то эти параметры облучателя должны соответствовать аналогичным параметрам всей зеркальной антенны.

Наиболее распространенными типами облучателей зеркальных антенн являются вибраторные, щелевые или волноводно-рупорные облучатели. Рассмотрим их конструктивные особенности.

Вибраторные облучатели состоят из активного резонансного полуволнового вибратора и контррефлектора в виде металлического диска или пассивного вибратора. Питание вибраторных излучателей осуществляется от коаксиального фидера или волновода. Вибраторы, питаемые коаксиальным фидером, применяются в качестве облучателей в дециметровом и длинноволновой части сантиметрового диапазона волн, волноводное питание вибраторов используется в более коротковолновом ($\lambda = 3 \dots 5$ см) диапазоне волн.

На рис. 15.2 показаны наиболее распространенные конструкции вибраторных излучателей с питанием от коаксиального фидера с волновым сопротивлением $\rho = 50$ Ом.

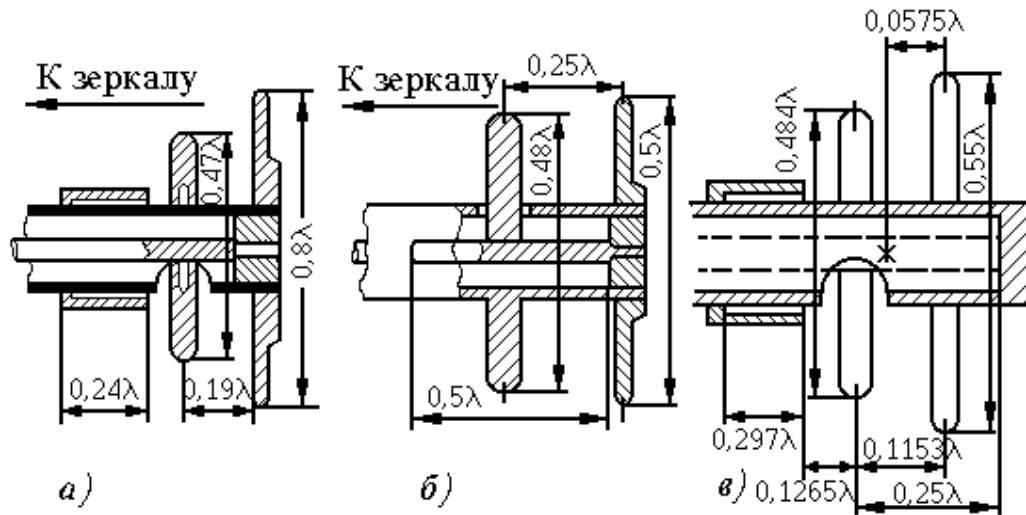


Рис.15.2 — Вибраторные облучатели с питанием от коаксиального кабеля

В конструкциях на рис. 15.2, а, б используют дисковый отражатель, в конструкции рис. 15.2, в — пассивный вибратор. Для симметричного возбуждения симметричного вибратора от несимметричной коаксиальной линии используются симметрирующие устройства в виде четверть волнового стакана (на рис. 15.2, а, в) или симметрирующей щели (рис. 15.2, б). Звездочками на рис. 15.2 показано положение фазового центра облучателя, который расположен между вибратором и рефлектором.

Диаграмма направленности вибратора с контррефлектором приближенно может быть рассчитана как произведение диаграммы одиночного вибратора $F_1(\Psi)$ на множитель решетки:

$$F_{обл}(\Psi) \approx F_1(\Psi) \sin(kb \cos \Psi), \quad (15.2)$$

где через b обозначено расстояние от вибратора до контррефлектора.

Диаграмма направленности двухвибраторного облучателя может быть рассчитана по формулам:

— в плоскости E

$$f_E(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} \sqrt{1 + q^2 + 2q \cos(\varphi - kd \cos \theta)};$$

— в плоскости H

$$f_H(\theta) = \sqrt{1 + q^2 + 2q \cos(\varphi - kd \cos \theta)}, \quad (15.3)$$

где θ — угол, определяющий направление на точку наблюдения (угол θ отсчитывается от оси облучателя);

d — расстояние между активным и пассивным вибраторами;

$q = \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{22}^2 + X_{22}^2}}$ — отношение амплитуд токов в пассивном и активном вибраторах;

$\varphi = \pi + \arctg \frac{X_{12}}{R_{12}} - \arctg \frac{X_{22}}{R_{22}}$ — отношение фаз токов в пассивном и активном

вибраторах; R_{12}, X_{12} — оставляющие взаимного сопротивления вибраторов;

R_{22}, X_{22} — составляющие собственного сопротивления пассивного вибратора.

На рис. 15.3 показаны конструкции вибраторных облучателей с питанием от прямоугольного волновода. Вибраторы крепятся на тонкой металлической пластине, которая перпендикулярна направлению электрического поля и поэтому не возбуждается им.

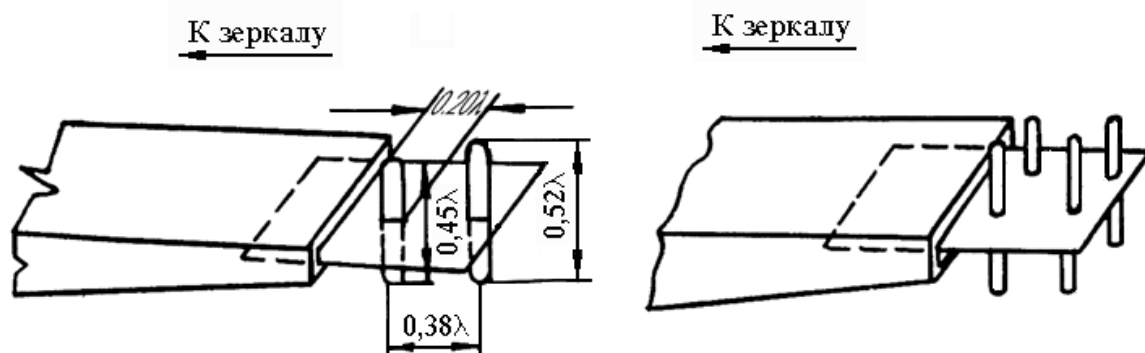


Рис. 15.3 — Вибраторные облучатели с питанием от прямоугольного волновода

Длина вибраторов и расстояние между ними подбираются таким образом, чтобы последующий (по направлению от зеркала) вибратор являлся рефлектором по отношению к предыдущему. Этим обеспечивается формирование однонаправленного излучения вибраторов на зеркало. В четырех-вибраторном излучателе, возможно получение более симметричной относительно оси зеркала диаграммы направленности. Вибраторные облучатели имеют довольно широкую диаграмму направленности. Оптимальный угол раскрыва зеркала $2\Psi^\circ$ для таких облучателей составляет около $140...160^\circ$.

Достоинством вибраторных облучателей является незначительное затенение, создаваемое системой питания этих облучателей.

Недостатком вибраторных облучателей является их узкополосность, связанная с резонансными свойствами вибраторов, а также относительно высокий уровень излучения в направлениях, противоположных направлениям на зеркало.

В сантиметровом диапазоне волн широко используется двухщелевой облучатель, конструкция которого показана на рис.15.4.

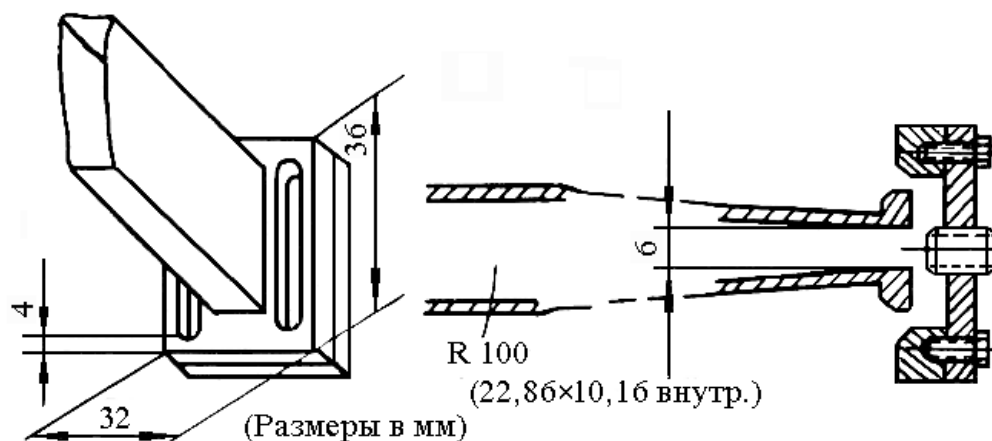


Рис. 15.4 — Щелевой облучатель

Двухщелевой облучатель представляет прямоугольный волновод, который заканчивается прямоугольным резонатором с двумя симметрично расположенными полуволновыми щелями в его широкой стенке. Расстояние d между щелями выбирается равное приблизительно $\frac{\lambda}{2}$. Расстояние от щелей до боковых стенок резонатора выбирается из условия хорошего согласования с питающим волноводом. Для этих же щелей используется сужение волновода по узкой стенке. Для настройки облучателя в сборе используют винт в широкой стенке резонатора. Двухщелевой облучатель получается

компактным и мало затеняет зеркало. Его диаграмма направленности близка к осесимметричной и в первом приближении может быть аппроксимирована функцией $\cos\psi$ в плоскости H и $\cos\left(kd \sin \frac{\psi}{2}\right)$ в плоскости E .

Недостатком двухщелевого облучателя являются ограничения на относительно небольшую пропускаемую мощность, связанную с малой электрической прочностью щелей, и узкополосность облучателя, вызванная узкополосностью щелевых излучателей.

Волноводно-рупорные облучатели представляют собой либо открытый конец волновода, либо небольшой рупор, питаемый волноводом. Используются волноводы (рупоры) как прямоугольного, так и круглого сечения. Последние более предпочтительны, т.к. их диаграмма направленности является более симметричной относительно оси волновода. Зато прямоугольные рупорные облучатели позволяют получать разную ширину диаграммы направленности в перпендикулярных плоскостях и поэтому также облучатели более предпочтительнее для зеркальных антенн с продолговатым раскрывом.

В рупорных облучателях имеются довольно значительные возможности как для регулирования ширины диаграммы облучателя, так и формы этой диаграммы в пределах угла раскрыва зеркала. Для этой цели, помимо подбора размеров рупора, используются импедансные структуры, выполненные в виде набора кольцевых канавок на внутренних стенках рупора. Подбирая параметры этих канавок, можно получить более равномерное облучение зеркала при сохранении малого уровня мощности облучателя, проходящего мимо зеркала. Для расширения диаграммы рупорного облучателя используются также диэлектрические линзы, помещаемые в его раскрыве.

Рупорные облучатели конструктивно просты, обладают хорошими диапазонными свойствами, пропускают значительные мощности и поэтому наиболее широко используются в зеркальных антеннах. Их основным недостатком является сравнительно большое затенение раскрыва зеркала как самим рупором, так и поддерживающей его системой крепления и питающим волноводом.

Рассмотренные выше типы облучателей используются в зеркальных антеннах с зеркалом в виде параболоида вращения. Для зеркальных антенн в виде параболических цилиндров требуются линейные облучатели с длиной, равной длине образующей зеркала. В качестве линейных облучателей могут использоваться волноводно-щелевые и вибраторные решетки излучателей, а также секториальные рупоры. Довольно часто в качестве линейного облучателя используется сегментно-параболический облучатель (рис. 15.4).

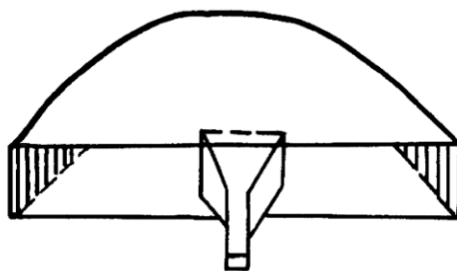


Рис.15.4 — Сегментно-параболический облучатель

Он представляет собой две параллельные металлические пластины, расположенные на расстоянии, равном размеру одной из стенок волновода. С одной стороны пластины образуют плоский раскрыв, с другой стороны между пластинами расположен отражатель параболического профиля. В фокусе параболы, находящемся в плоском раскрыве, расположен открытый конец прямоугольного волновода. После отражения от параболического профиля в раскрыве облучателя формируется синфазное поле.

15.3. Характеристики направленности зеркальных антенн.

Диаграмма направленности зеркальной антенны

Основной характеристикой излучения антенны является ее диаграмма направленности, которая полностью определяется распределением поля, возбужденного в плоскости апертуры облучателем.

В дальнейшем будем полагать, что фазовый фронт поля облучателя сферический, а следовательно, в плоскости апертуры антенны будет иметь место плоский фронт, которому соответствует синфазное возбуждение.

При синфазном возбуждении апертуры антенны в виде параболоида вращения ее диаграмма направленности рассчитывается по следующему выражению:

$$F(\theta, \varphi) = (1 + \cos \varphi) \iint_S f(\xi, \eta) e^{jk \sin \theta (\xi \cos \varphi + \eta \sin \varphi)} d\xi d\eta, \quad (15.4)$$

где $f(\xi, \eta)$ — функция, описывающая амплитудное распределение поля в апертуре; S — геометрическая площадь апертуры; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число; θ, φ — сферические координаты точки наблюдения, при этом θ отсчитывается от нормали к апертуре.

Для дальнейшего интегрирования в формуле (15.4) удобно перейти от декартовых координат ξ, η к полярным координатам r и α :

$$\xi = r \cos \alpha, \quad \eta = r \sin \alpha,$$

тогда $d\xi d\eta = r dr d\alpha$, а формула (15.4) запишется в виде

$$F(\theta, \varphi) = (1 + \cos \theta) \int_0^{2\pi} \int_0^a f(r, \alpha) \exp(jkr \sin \theta \cos(\varphi - \alpha)) r dr d\alpha, \quad (15.5)$$

где a — радиус апертуры.

Если ввести переменные:

$$u = \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta, \quad r_H = r/a,$$

то получим следующее выражение для ДН

$$F(u, \varphi) = a^2 (1 + \cos \theta) \int_0^{2\pi} \int_0^1 f(r_H, \alpha) \exp(jur_H \cos(\varphi - \alpha)) r_H dr_H d\alpha. \quad (15.6)$$

Здесь $f(r_H, \alpha)$ представляет собой нормированное распределение амплитуды поля в апертуре антенны.

Интеграл в формуле (15.6) зависит от вида функции $f(r_H, \alpha)$, которая представляет собой аппроксимирующую функцию для поля излучения данного облучателя.

С учетом формулы (15.6) и заданного вида амплитудной функции $f(r_H, \alpha)$ исследуем основные параметры ДН круглой синфазной апертуры.

Рассмотрим следующие случаи.

Если в апертуре антенны имеет место равномерное амплитудное распределение, то

$$f(r_H, \alpha) = 1,$$

а интегрирование в (15.6) дает следующее выражение

$$F(u) = 2\pi a^2 (1 + \cos \theta) \frac{J_1\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta}, \quad (15.7)$$

где $J_1\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)$ — функция Бесселя первого порядка.

Отсутствие в (15.7) зависимости от φ указывает на осевую симметрию ДН круглой апертуры, т. е. ДН является «игольчатой». Нормированная ДН по мощности будет определяться следующим соотношением

$$|F(u)|^2 = \left| \frac{J_1\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)}{2 \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta} \right|^2. \quad (15.8)$$

Часто необходимо перед расчетом ДН производить приближенную оценку некоторых важных параметров ДН, таких как ширина ДН на уровне половинной мощности — $2\theta_{0,5}^E$ (в плоскости E , при $\varphi=0$) и $2\theta_{0,5}^H$ (в плоскости H , при $\varphi=\pi/2$), угловое положение первого нуля ДН θ_0 в плоскости E и в плоскости H ; уровень первого бокового лепестка в дБ по напряженности поля, определяемый величиной $\gamma_{бок}$

$$\gamma_{бок, дБ} = 20 \lg \frac{|E_{бок, дБ}|}{|E_{max}|}.$$

Тогда, для распределения $f(r_H, \alpha)$ будем иметь следующие значения указанных параметров:

$$\begin{aligned} 2\theta_{0,5}^E &= 2\theta_{0,5}^H = 58,9 \frac{\lambda}{2a} \text{ град}, \\ \theta_0^E &= \theta_0^H = 69,8 \frac{\lambda}{2a}, \\ \gamma_{бок} &= -17 \text{ дБ}. \end{aligned}$$

В данном случае коэффициент использования поверхности (КИП) апертуры — наибольший и равен единице.

Пусть в апертуре имеет место спадающее до нулевых значений амплитудное распределение, которое можно описывать следующей функцией:

$$f(r_H, \alpha) = (1 - r_H^2)^n, \quad (15.9)$$

где $n=1,2,3,\dots$

Подставляя (15.9) в формулу (15.6), получаем

$$F(u) = 2\pi a^2 (1 + \cos \theta) \int_0^1 (1 - r_H^2)^n J_0(ur_H) dr_H, \quad (15.10)$$

где $J_0(ur_H)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Параметры ДН будут иметь следующие значения:

— при $n=1$:

$$\begin{aligned} 2\theta_{0,5}^E &= 2\theta_{0,5}^H = 84,2 \frac{\lambda}{2a} \text{ град}; \\ \theta_0^E &= \theta_0^H = \arcsin(93,4 \frac{\lambda}{2a}); \\ \gamma_{бок} &= -24,6 \text{ дБ}; \end{aligned}$$

— при $n=2$:

$$\begin{aligned} 2\theta_{0,5}^E &= 2\theta_{0,5}^H = 84,2 \frac{\lambda}{2a} \text{ град}; \\ \theta_0^E &= \theta_0^H = \arcsin(116,3 \frac{\lambda}{2a}); \\ \gamma_{бок} &= -30,6 \text{ дБ}; \end{aligned}$$

— при $n=3$:

$$2\theta_{0,5}^E = 2\theta_{0,5}^H = 94,5 \frac{\lambda}{2a} \text{ град};$$

$$\theta_0^E = \theta_0^H = \arcsin(138,7 \frac{\lambda}{2a});$$

— при $n=4$:

$$2\theta_{0,5}^E = 2\theta_{0,5}^H = 103,7 \frac{\lambda}{2a} \text{ град};$$

$$\theta_0^E = \theta_0^H = \arcsin(159,9 \frac{\lambda}{2a}).$$

При увеличении n и степени спада амплитуды поля на краю раскрыва зеркала, КИП апертюры уменьшается так, как показано в таблице 15.1.

Таблица 15.1 — Зависимость КИП антенны от n

n	1	0,56	0,44	0,36
КИП	0,75	2	3	4

Однако на практике стремятся увеличить КНД антенны, увеличивая амплитуду поля на краях апертюры, хотя бы до -10 дБ относительно максимума поля в центре апертюры зеркала. Такие спадающие распределения располагаются на пьедестале с амплитудой, равной Δ .

В этом случае

$$f(r_H, \alpha) = 1 - (1 - \Delta)r_H^2. \quad (15.11)$$

Проанализируем параметры ДН для распределения (15.11). В этом случае ДН $F(u)$ и КИП ν для круглой апертюры определяются в виде:

$$F(u) = (1 + \cos \theta) \left[\frac{\Delta J_1(u)}{u} + 2(1 - \Delta) \frac{J_2(u)}{u^2} \right], \quad (15.12)$$

$$\nu = \frac{3 \cdot (1 + \Delta)^2}{4 \cdot [1 + \Delta(1 + \Delta)]}. \quad (15.13)$$

Параметры ДН представим в виде таблицы 15.2.

Таблица 15.2 — Численные параметры ДН

Δ	$2\theta_{0,5}^{E,H}$, град	$2\theta_{0,5}^{E,H}$, град	$\gamma_{\text{бок}}$, дБ
0,1	$67,4 \times \lambda / (2a)$	$178 \times \lambda / (2a)$	$-24,3$
0,2	$66,4 \times \lambda / (2a)$	$170 \times \lambda / (2a)$	-23
0,3	$64,8 \times \lambda / (2a)$	$163,8 \times \lambda / (2a)$	-22
0,4	$63,6 \times \lambda / (2a)$	$158 \times \lambda / (2a)$	$-21,5$
0,5	$62,8 \times \lambda / (2a)$	$152,2 \times \lambda / (2a)$	$-20,5$
0,6	$61,4 \times \lambda / (2a)$	$150 \times \lambda / (2a)$	$-19,9$
0,7	$60,2 \times \lambda / (2a)$	$147,8 \times \lambda / (2a)$	$-19,36$
0,8	$59,8 \times \lambda / (2a)$	$144,2 \times \lambda / (2a)$	$-18,8$
0,9	$59 \times \lambda / (2a)$	$142 \times \lambda / (2a)$	$-18,0$
1,0	$58,5 \times \lambda / (2a)$	$139,6 \times \lambda / (2a)$	$-17,6$

На практике редко удается получить распределение амплитуд, обладающее круговой симметрией. Обычно скачки поля на краях апертюры в E - и H -плоскостях получаются различным. Так распределение амплитуд, изменяющееся по закону

$$f(r_H, \alpha) = 1 - r_H^2 \cos^2 \alpha, \quad (15.14)$$

создается полем линейно-поляризованного облучателя.

Коэффициент направленного действия зеркальной антенны и его зависимость от геометрических размеров антенны.

Проанализируем влияние фокусного расстояния на распределение плотности поверхностных токов $\bar{J}^e$ на внутренней части зеркала, КНД и коэффициент усиления G зеркальной антенны. На рис. 16.16 показаны примеры распределения токов, текущих по поверхности зеркала в случае короткофокусного (рис. 16.16, а) и длиннофокусного (рис. 16.16, б) зеркала. В качестве облучателя зеркальной антенны выбран вибратор с дисковым контррефлектором. Распределение тока построено в соответствии с формулой (16.33).

Как видно, в короткофокусном зеркале линии поверхностного тока существенно искривлены. Кроме того, имеются точки P (полюса), в окрестности которых ток меняет направление. Положение полюсов на зеркале определяется направлениями нулевых значений диаграммы направленности облучателя. Для длиннофокусных зеркал линии тока искривлены меньше, причем чем больше фокусное расстояние, тем меньше искривление линий тока.

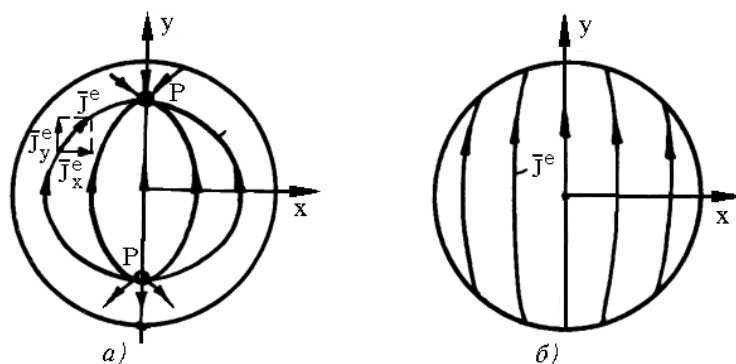


Рис.15.5 — Распределение токов $\bar{J}^e$ на поверхности параболического зеркала:
а – зеркало короткофокусное; б – зеркало длиннофокусное.

Искривление линий тока в зеркальной антенне является вредным явлением, т.к. приводит к появлению кроссполяризационной составляющей в ее поле излучения. В самом деле, раскладывая вектор тока $\bar{J}^e$ на координатные составляющие $\bar{J}_x^e$, $\bar{J}_y^e$, $\bar{J}_z^e$, нетрудно понять, что поле основной поляризации в направлении оси антенны создается только $\bar{J}_y^e$ составляющей тока. Хотя $\bar{J}_z^e$ составляющая тока и излучает поле основной поляризации, однако уровень этого излучения заметен лишь в области боковых лепестков. Составляющая же тока $\bar{J}_x^e$ излучает поле паразитной поляризации. Так как направление $\bar{J}_x^e$ в соседних квадратах зеркала противоположно, то в главных плоскостях ZOX и ZOY поле, излучаемое током $\bar{J}_x^e$, равно нулю. Максимального значения кроссполяризационная составляющая достигает в диагональных плоскостях.

Наличие на зеркале полюсов приводит, кроме возрастания кроссполяризационной составляющей, к ослаблению поля излучения основной поляризации, т.к. за полюсами составляющая тока оказывается противофазной по сравнению с этой же составляющей между полюсами.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что в короткофокусных зеркальных антеннах возникают дополнительные потери в коэффициенте усиления, связанные с рассеянием части мощности на кроссполяризационное излучение и ослаблением поля основной поляризации из-за наличия противофазных составляющих тока $\bar{J}_y^e$. В длиннофокусных антеннах эти явления проявляются менее заметно. По этой причине на практике чаще используются длиннофокусные зеркальные антенны. Если же габаритные

ограничения вынуждают использовать короткофокусные зеркала, то для ослабления неприятных явлений в таких зеркалах делают вырезы вредных зон, расположенных вокруг полюсов.

Вычисление коэффициента направленного действия антенны производится по формуле

$$D = \frac{4\pi}{\int_{-\pi}^{\pi} F_1(\varphi) d\varphi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} F_2(\theta) \cos \theta d\theta}, \quad (15.15)$$

где $F_1(\varphi)$ и $F_2(\theta)$ — нормированные диаграммы направленности по мощности антенны в горизонтальной и вертикальной плоскостях, соответственно.

Коэффициент усиления G апертурной антенны определяется по формуле

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a \nu \eta \quad (15.16)$$

где η — коэффициент полезного действия антенны.

Основными источниками потерь в длиннофокусной зеркальной антенне являются потери на рассеивание части мощности облучателя мимо зеркала. Обозначая через $P_{\Sigma \text{ обл}}$, $P_{\Sigma \text{ зер}}$ соответственно полную мощность излучения облучателя и мощность излучения облучателя, попадаемую на зеркало, и учитывая, что поток мощности пропорционален квадрату амплитудной диаграммы направленности, получаем

$$\eta = \frac{P_{\Sigma \text{ зер}}}{P_{\Sigma \text{ обл}}} = \frac{\int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F_{\text{обл}}^2(\psi, \varphi) \sin \psi d\psi d\varphi}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F_{\text{обл}}^2(\psi, \varphi) \sin \psi d\psi d\varphi}, \quad (15.17)$$

где $E_{\text{обл}}^2(\psi, \varphi)$ — двумерная диаграмма направленности облучателя.

Если диаграмма направленности облучателя симметрична относительно оси антенны и может быть аппроксимирована функцией вида:

$$E_{\text{обл}}^2(\psi, \varphi) = \begin{cases} \cos^n \psi, & 0 \leq \psi \leq \pi/2 \\ 0, & \pi/2 \leq \psi \leq \pi \end{cases}, \quad (15.18)$$

где n — любое положительное число, то после подстановки (15.18) в (15.17), получаем

$$\eta = 1 - \cos^{2n+1} \psi_0. \quad (15.19)$$

График зависимости η от ψ_0 , рассчитанный по формуле (15.19) при $n=1$, представлен на рис.15.6. Качественная зависимость η от ψ_0 остается неизменной и при других формах диаграммы направленности облучателя.

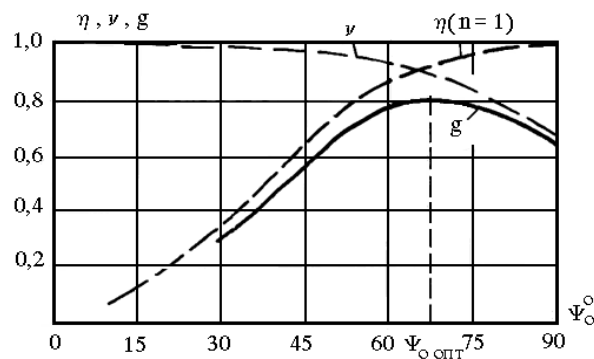


Рис. 15.6 — Зависимость коэффициента полезного действия η , коэффициента использования поверхности ν и эффективности g зеркальной антенны от угла раскрытия ψ_0

Коэффициент использования поверхности раскрыва зеркальной антенны ν полностью определяется характером амплитудного распределения поля в раскрыве зеркала. С увеличением ψ_0 увеличивается спадание амплитудного распределения к краям зеркала и поэтому ν уменьшается с увеличением ψ_0 . На рис. 15.6 показана характерная качественная зависимость ν от ψ_0 для зеркальных антенн. Там же приведен график зависимости $g = \eta \nu$ от ψ_0 . Параметр g называется эффективностью зеркальной антенны и связан с ее коэффициентом усиления соотношением:

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a g. \quad (15.20)$$

Как следует из рис.15.6 существует оптимальный угол раскрыва $\psi_{0 \text{ опт}}$, при котором эффективность, а, следовательно, коэффициент усиления зеркальной антенны максимальны.

Эффективность зеркальной антенны зависит только от диаграммы направленности облучателя и угла раскрыва зеркала ψ_0 :

$$g = \frac{ctg^2 \frac{\psi_0}{2} \left| \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F_{\text{обл}}(\psi, \varphi) tg \frac{\psi}{2} d\psi d\varphi \right|^2}{\pi \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F_{\text{обл}}^2(\psi, \varphi) \sin \psi d\psi d\varphi}. \quad (15.21)$$

График зависимости g от ψ_0 для частного случая диаграммы облучателя, представляемой в форме (15.21), показан на рис. 15.7.

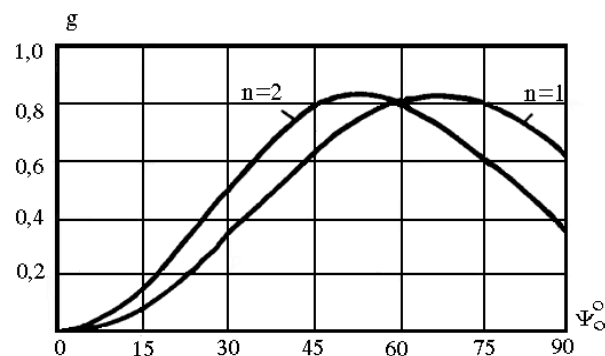


Рис. 15.7 — Зависимость эффективности зеркальной антенны от угла раскрыва для диаграммы направленности облучателя вида (15.18)

Для наиболее употребляемых на практике облучателей параметр аппроксимации n в выражении (15.18) лежит в интервале $n=1...2$. При этом оптимальный угол раскрыва лежит в интервале $\psi_{0 \text{ опт}} = 55^\circ \dots 65^\circ$. Оптимальное фокусное расстояние $f_{\text{опт}}$ выражается через $\psi_{\text{опт}}$ и диаметр раскрыва $2R_0$:

$$f_{\text{опт}} = \frac{R_0}{2} ctg \frac{\psi_{0 \text{ опт}}}{2}. \quad (15.22)$$

Уровень ослабления поля на краю зеркала при $f = f_{\text{опт}}$ составляет $-7,5 \dots -8,0$ дБ по сравнению с полем в центре раскрыва зеркала.

Максимальная эффективность в соответствии с рис. 15.7 достигает величины $g_{\text{max}} = 0,82$. На практике затенение облучателя и системы крепления, кроссполаризационные потери и ряд других эффектов приводят к уменьшению эффективности до значений $g = 0,4 \dots 0,6$.

Лекция № 16

Линзовые антенны. Классификация. Особенности построения. Основные характеристики.

16.1. Принцип действия линзовых антенн и уравнение профиля линзы.

Линзовой антенной называется совокупность электромагнитной линзы и облучателя (рис. 16.1). В остроуправленных линзовых антеннах линза служит для преобразования сферического (или цилиндрического) фронта волны, падающей от слабонаправленного облучателя, в плоский фронт после линзы.

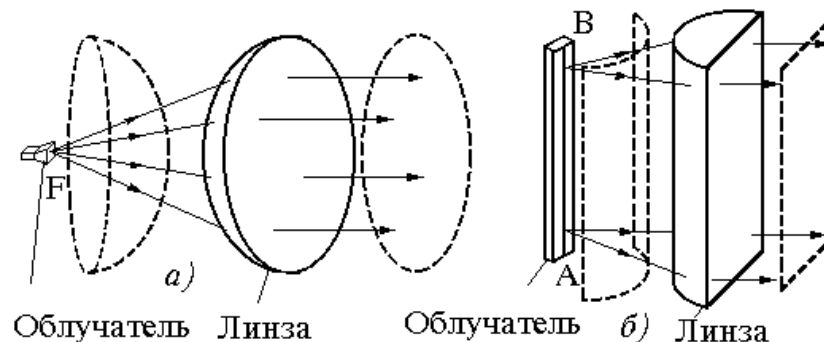


Рис. 16.1 — К принципу действия линзовых антенн:
а – с осесимметричной линзой; б – с цилиндрической линзой

Электромагнитная линза представляет собой среду, в которой фазовая скорость распространения электромагнитных волн (v_ϕ) отличается от скорости света C . Если $v_\phi < C$, то линза называется замедляющей. При $v_\phi > C$ линза называется ускоряющей. Отношение скорости света к фазовой скорости волны в линзе называется коэффициентом преломления линзы и обозначается через $n = \frac{C}{v_\phi}$. Поверхность линзы, обращенная к облучателю,

называется освещенной стороной, противоположная (тенивая) поверхность линзы называется раскрывом. Различают линзы с одной преломляющей поверхностью (рис. 16.2, а, б, в, г), когда преобразование фронта волны, падающей на линзу от облучателя, происходит только на теневой или освещенной поверхности линзы и двухповерхностные, линзы в которых фокусировка поля производится как освещенной, так и теневой поверхностями (рис. 16.2, д, е). Раскрыв линзы в общем случае может быть образован поверхностью произвольной формы. Линзы с плоским раскрывом (рис. 16.2 а, б) осуществляют преломление падающего на них поля на освещенной поверхности, линзы со сферической освещенной поверхностью имеют криволинейную теневую преломляющую поверхность (рис. 16.2 в, г). В дальнейшем, если не оговорено особо, будем рассматривать одноповерхностные линзы с плоским излучающим раскрывом. По форме раскрыв линзы может быть круглым (в линзах, представляющих собой тело вращения относительно фокальной оси, рис. 16.1, а), или прямоугольным (в цилиндрических линзах, (рис. 16.1, б)).

Освещенная поверхность линзы является выпуклой для замедляющей (рис. 16.2, а) и вогнутой (рис. 16.2, б) для ускоряющей линзы. Это вытекает из следующих рассуждений.

В замедляющей линзе выравнивание фазового фронта происходит за счет замедления движения отдельных участков фронта. Как следует из рис. 16.2, а, центральные участки фронта волны должны замедляться больше по сравнению с периферийными. В ускоряющей же линзе - спрямление фазового фронта происходит за счет ускорения движения тех

участков, которые проходят через линзу. Такими участками (см. рис.16.2, б) в большей степени должны являться периферийные участки фронта.

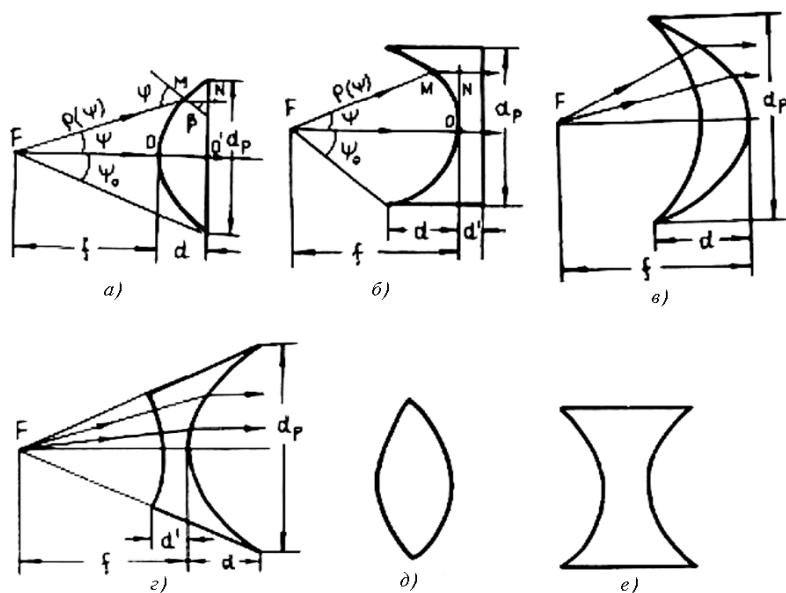


Рис. 16.2 — Типы линз:

- а — замедляющая с освещенной преломляющей поверхностью;
- б — ускоряющая с освещенной преломляющей поверхностью;
- в — замедляющая с теневой преломляющей поверхностью;
- г — ускоряющая с теневой преломляющей поверхностью;
- д,е — двухповерхностные замедляющие и ускоряющие линзы.

Облучатель сферической линзовой антенны располагают таким образом, чтобы его фазовый центр совпадал с фокусом линзы F . При этом условии сферический фронт волны, излучаемый облучателем, как бы исходит из фокуса линзы. В цилиндрических линзовых антеннах облучатель является линейной антенной, излучающей цилиндрическую волну. Ось этой цилиндрической волны должна совпадать с фокальной линией AB цилиндрической линзы (рис.16.1, б).

К облучателю линзовой антенны предъявляются следующие требования:

1. Облучатель должен иметь фазовый центр (в противном случае фронт волны облучателя не будет чисто сферическим или цилиндрическим и в раскрые линзы появятся фазовые ошибки);
2. Амплитудная диаграмма направленности облучателя должна быть таковой, чтобы, с одной стороны, энергия от облучателя не проходила мимо линзы, а с другой стороны, чтобы в пределах раскрыва линзы облучатель создавал требуемое амплитудное распределение поля по раскрыву линзы.

В качестве облучателя в линзовых антеннах могут применяться: открытый конец волновода, небольшой рупор, вибратор с рефлектором или ряд других слабонаправленных облучателей, удовлетворяющие выше перечисленные требования.

Уравнение профиля линзы. Принцип действия линзы можно пояснить, используя законы геометрической оптики: луч, падающий на освещенную поверхность линзы с коэффициентом преломления n под углом φ , преломляется и распространяется далее под углом β (рис.16.2, а), определяемым из соотношения:

Для получения остронаправленного излучения лучи, расходящиеся из фокуса по радиусу, после преломления линзой должны быть параллельны. Таким образом профиль линзы выбирается из условия, чтобы сферический фронт волны, исходящий из фокуса линзы, можно было трансформировать в плоский фронт после прохождения линзы. С позиции фазовых соотношений в раскрые это означает, что электрическая длина пути от

фокуса линзы до произвольной точки N на раскрыве должна быть одной и той же. При этом в плоском раскрыве линзы формируется синфазное поле.

Обратимся к рис.16.2, а, б, на которых показаны профили ускоряющей и замедляющей линз и введены соответствующие обозначения. Рассмотрим две точки O и N на раскрыве ускоряющей линзы. Точка O лежит на фокальной оси линзы, точка N — произвольная. В точку O волна попадает из фокуса F по прямой FO ; в точку N — по ломаной FMN . Условие равенства электрических длин FO и FMN имеет вид:

$$\frac{2\pi}{\lambda} FO = \frac{2\pi}{\lambda} FM + \frac{2\pi}{\lambda_{\text{л}}} MN, \quad (16.1)$$

где через λ — обозначена длина волны в свободном пространстве; $\lambda_{\text{л}}$ — длина волны в линзе.

Введем обозначения $FM = \rho(\psi)$, $FO = f$ (f — фокусное расстояние). Тогда $MN = f - \rho(\psi) \cos \psi$. При этом (16.1) можно записать в виде:

$$f = \rho(\psi) + \frac{\lambda}{\lambda_{\text{л}}} [f - \rho(\psi) \cos \psi]$$

Учитывая, что коэффициент преломления:

$$n = \frac{c}{v_{\text{ф}}} = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{л}}}, \quad (16.2)$$

окончательно получаем:

$$\rho(\psi) = f \frac{1-n}{1-n \cos \psi}. \quad (16.3)$$

При $n < 1$ уравнение (16.56) есть уравнение эллипса в полярной системе координат. Совершенно аналогично для двух точек O' и N в раскрыве замедляющей линзы равенство электрических длин путей имеет вид:

$$\frac{2\pi}{\lambda} FO + \frac{2\pi}{\lambda_{\text{л}}} OO' = \frac{2\pi}{\lambda} FM,$$

или

$$\frac{2\pi}{\lambda} f + \frac{2\pi}{\lambda_{\text{л}}} [\rho(\psi) \cos \psi - f] = \frac{2\pi}{\lambda} \rho(\psi).$$

Откуда получаем следующее уравнение для профиля замедляющей линзы

$$\rho(\psi) = f \frac{n-1}{n \cos \psi - 1}, \quad n > 1. \quad (16.4)$$

Уравнение (16.4), есть уравнение гиперболы в полярной системе координат.

Для одноповерхностных линз с освещенной сферической поверхностью (для осесимметричных линз) (рис. 16.2, в) или круговой цилиндрической поверхностью (для цилиндрических линз) (рис. 16.2, г) уравнивание профиля теневой поверхности имеет следующий вид:

$$\rho(\psi) = f \frac{n-1}{n - \cos \psi}. \quad (16.5)$$

При $n > 1$ уравнение (16.5) является уравнением эллипса, а при $n < 1$ — уравнением гиперболы.

Замедляющие линзы выполняются из диэлектрика с малыми потерями. Коэффициент преломления таких линз полностью определяется относительной диэлектрической проницаемостью материала линзы ϵ_d и равен $n = \sqrt{\epsilon_d}$. Так как ϵ_d практически не зависит от частоты в очень широком диапазоне частот, то как следует из уравнения (16.3), профиль замедляющей линзы не зависит от частоты и, следовательно, диэлектрические линзовые

антенны относятся к классу широкополосных остронаправленных антенн. Их полоса ограничивается рабочей полосой частот облучателя.

Ускоряющие линзы представляют набор тонких металлических пластин (рис. 16.3), расположенных параллельно вектору электрического поля E , падающему от облучателя.

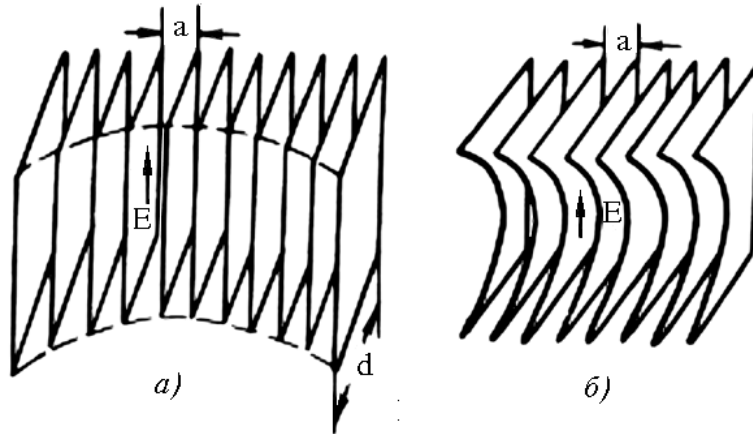


Рис. 16.3 — Металлопластинчатые ускоряющие линзы:

а — с H -секториальным рупором;

б — с E -секториальным рупором.

Пространство между пластинами образует плоский волновод. Если ширина этого волновода a выбрана из условия:

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda, \quad (16.6)$$

то в плоском волноводе может распространяться волна типа H_{10} , а все остальные волны находятся в закритическом режиме.

Фазовая скорость волны H_{10} равна:

$$v_{\Phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}.$$

поэтому коэффициент преломления металлопластинчатой линзы определяется соотношением:

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \quad (16.7)$$

Неравенство (16.6) накладывает следующее теоретическое ограничение на диапазон выбора коэффициента преломления: $0 < n < 0,86$. Однако, на практике приходится учитывать также возможность появления отражения от поверхности линзы, причем отражение волны тем больше, чем заметнее n отличается от 1. По этой причине при конструировании n выбирают в интервале $0,5 \dots 0,7$.

Металлопластинчатые линзы чаще всего используются в совокупности с рупорными антеннами для компенсации фазовых ошибок в раскрые рупора. В H -секториальных рупорах используется линза из прямоугольных пластин равной толщины d . Торцы пластин внутри рупора расположены по поверхности эллиптического цилиндра (рис. 16.3, а). В E -секториальных рупорах применяется линза из профилированных по эллипсу одинаковых пластин (рис. 16.3, б). Для выравнивания фазового фронта в пирамидальном рупоре линзу собирают из профилированных пластин разной толщины, осуществляющих фокусирование одновременно в E и H плоскостях.

Выбор фокусного расстояния и толщины линзы. Зонирование линз. Толщина линзы d (рис. 16.2, а, б) зависит от фокусного расстояния f и ширины раскрыва d_p . С помощью выражения (16.4) для замедляющей линзы получаем:

$$d = \rho_0 \cos \psi_0 - f = f \cos \psi_0 \frac{n-1}{n \cos \psi_0 - 1} - f = f \frac{1 - \cos \psi_0}{n \cos \psi_0 - 1}. \quad (16.8)$$

Соответственно, используя (16.3), для ускоряющей линзы имеем:

$$d = f - \rho_0 \cos \psi_0 = f - f \frac{1-n}{1-n \cos \psi_0} = f \frac{(1 - \cos \psi_0)}{1 - n \cos \psi_0}. \quad (16.9)$$

Подставляя в (16.61) и (16.62) выражение косинуса угла раскрыва линзы через ширину раскрыва

$$\cos \psi_0 = \frac{f+d}{\sqrt{\left(\frac{d_p}{2}\right)^2 + (f+d)^2}},$$

после несложных преобразований получаем следующие выражения для толщины линзы:

$$\text{для замедляющей линзы } d = -\frac{f}{n+1} + \sqrt{\left(\frac{f}{n+1}\right)^2 + \frac{\left(\frac{d_p}{2}\right)^2}{n^2-1}} \quad (16.10)$$

$$\text{для ускоряющей линзы } d = \frac{f}{n+1} - \sqrt{\left(\frac{f}{n+1}\right)^2 - \frac{\left(\frac{d_p}{2}\right)^2}{1-n^2}}. \quad (16.11)$$

Из соотношений (16.10) и (16.11) следует, что для замедляющей линзы $d > 0$ при любых параметрах $n > 1$, d_p и f ; для ускоряющей линзы $d < 0$ лишь при условии:

$$f \geq \frac{d_p(1+n)}{2\sqrt{1-n^2}}. \quad (16.12)$$

Это означает, что замедляющая длина может быть сконструирована при любых соотношениях между n , d_p и f ; ускоряющая же линза не может иметь фокусное расстояние меньше, чем правая часть выражения (16.12).

Совершенно аналогично можно показать, что для одноповерхностных линз с теневой преломляющей поверхностью толщина линзы определяется следующим образом:

$$d = \frac{nf}{n+1} - n \sqrt{\frac{f^2}{(n+1)^2} - \frac{d_p^2}{4(n^2-1)}}, \quad n > 1, \quad (16.13)$$

$$d = n \sqrt{\frac{f^2}{(1+n)^2} + \frac{d_p^2}{4(1-n^2)}} - \frac{nf}{1+n}, \quad n < 1.$$

При $n > 1$, т.е. для замедляющей линзы с теневой преломляющей поверхностью, имеется ограничение (16.12) на соотношение между параметрами линзы.

Заметим, что реальная толщина ускоряющих линз всегда больше толщины d , определяемой соотношениями (16.11), (16.13), на конструктивную толщину d' (рис. 16.2, б, г).

На рис. 16.4 показаны графики зависимости относительной толщины линзы с плоским раскрывом от коэффициента преломления, построенные по соотношениям (16.10), (16.11). Из этих графиков видно, что при заданной ширине раскрыва толщина линзы тем меньше, чем больше фокусное расстояние и чем больше коэффициент преломления отличается от 1.

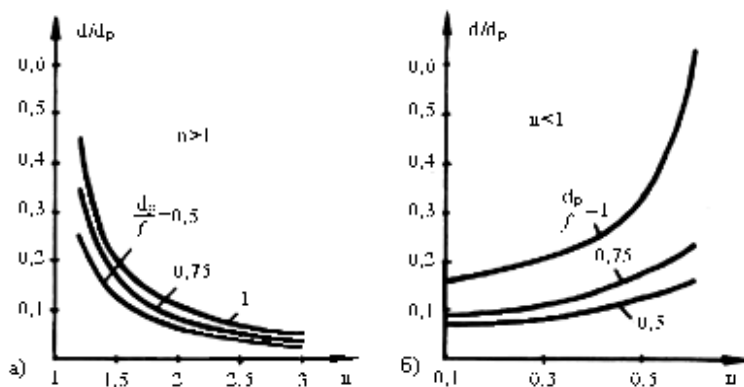


Рис. 16.4 — Зависимость относительной толщины d/d_p замедляющей (а) и ускоряющей (б) линз от коэффициента преломления n

Увеличение фокусного расстояния связано с увеличением продольного размера, антенны, а более резкое отличие коэффициента преломления от 1 приводит к возрастанию отражения энергии от поверхности линзы. Поэтому на практике, учитывая взаимосвязь параметров, коэффициент преломления выбирают в интервале $n=(1,3...1,6)$ — для замедляющих и в интервале $n=(0,5...0,7)$ — для ускоряющих линз, а фокусное расстояние выбирается приблизительно равным ширине раскрыва линзы ($f \approx d_p$). При этом толщина линзы составляет несколько десятков процентов от ширины раскрыва, причем ускоряющие линзы имеют гораздо большую толщину, чем замедляющие. Для уменьшения толщины линз применяют специальный способ, называемый зонированием линз. Сущность его заключается в том, что освещенную часть линзы делают ступенчатой (рис. 16.5). Поверхность линзы между соседними ступеньками называют зоной. Глубина ступенек t выбирается такой, чтобы электрические длины пути от фокуса линзы до двух произвольных точек в раскрыве линзы, характеризующихся тем, что лучи попадают в них, проходя через соседние зоны, отличались на 2π радиан. При этом синфазность поля в раскрыве линзы не нарушается.

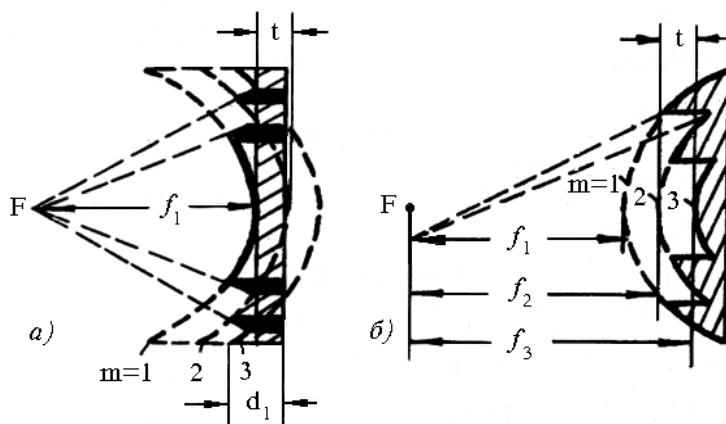


Рис. 16.5 — Зонированные ускоряющие (а) и замедляющие (б) линзы

Уравнение поверхности каждой m -ой зоны можно записать в виде (16.3) или (16.4) с той лишь разницей, что фокусное расстояние f_m для каждой m -ой зоны выбирается свое

$$f_m = f + (m-1)t, \quad (16.14)$$

где

$$t = \pm \frac{\lambda_0}{1-n}, \quad (16.15)$$

причем знак "+" берется при $n < 1$, а знак "-" при $n > 1$. Зонирование приводит, наряду с положительным эффектом уменьшения толщины линзы d_1 , и к ряду отрицательных

эффектов. Во-первых, в зонированных линзах появляются или необлучаемые участки (заштрихованные на рис. 16.5, а), в которых волна скользит вдоль ступеньки, или расфазированные участки в угловом секторе, показанном пунктирными линиями на рис. 16.5, б. Это приводит к некоторому уменьшению коэффициента направленного действия (КНД) линзовых антенн и к возрастанию уровня боковых лепестков. Во-вторых, глубина ступеньки, как это следует из (16.15), зависит от длины волны. Поэтому зонирование в диэлектрических линзах приводит к уменьшению относительной рабочей полосы частот $\frac{2\Delta f}{f_0}$ до величины

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{50}{M-1}, (\%) \quad (16.16)$$

где M — число зон; f_0 — средняя частота; $2\Delta f$ — абсолютная полоса частот.

Ускоряющие металлопластинчатые линзы являются принципиально узкополосными из-за зависимости коэффициента преломления от частоты. Так, рабочая полоса частот этих линз при допустимых фазовых ошибках $\frac{\pi}{2}$ и при $n=0,5$ на средней частоте равна

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{\lambda_0}{d} (\%), \quad (16.17)$$

а в зонированных металлопластинчатых линзах рабочая полоса частот при тех же ограничениях определяется соотношением:

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{50}{1,5 \frac{d_1}{\lambda_0} - 2(M-1)} (\%) \quad (16.18)$$

Из сравнения (16.17) и (16.18) следует, что в металлопластинчатых линзах зонирование позволяет даже расширить рабочую полосу частот.

Диаграмма направленности линзовых антенн. Так как рассмотренные линзовые антенны относятся к классу апертурных антенн с синфазным раскрывом, то для расчета их диаграмм направленности достаточно определить амплитудное распределение поля в раскрыве и по нему рассчитать диаграмму направленности.

Амплитудное распределение в раскрыве линзовой антенны в первую очередь определяется формой амплитудной диаграммы направленности облучателя $F_{обл}(\psi)$, а также свойствами линзы, и может быть представлено в виде:

$$E(M) = F_{обл}(\psi) C_1(\psi) C_2(\psi) C_3(\psi), \quad (16.19)$$

где $M(r, d)$ или $M(x, y)$ — точка на раскрыве осесимметричной или цилиндрической линзы, соответствующая лучу, попадающему на раскрыв при падении его на освещенную поверхность линзы под углом ψ , а угол ψ определяется из уравнения:

$$\sin \psi = \frac{r}{\rho(\psi)} = \frac{r}{f} \frac{n \cos \psi - 1}{n-1},$$

для осесимметричных линз,

$$\sin \psi = \frac{y}{\rho(\psi)} = \frac{y}{f} \frac{n \cos \psi - 1}{n-1}, \quad (16.20)$$

для цилиндрических линз.

Коэффициенты $C_1(\psi), C_2(\psi), C_3(\psi)$, входящие в соотношение (16.19), обязаны перераспределению мощности в раскрыве линзы из-за рефракции, отражения от поверхности линзы и потерь в линзе.

Для анализа влияния рефракции на форму амплитудного распределения обратимся к рис. 16.6, на котором показаны два пучка лучей, имеющие одинаковые угловые секторы $\Delta\psi_1 = \Delta\psi_2$.

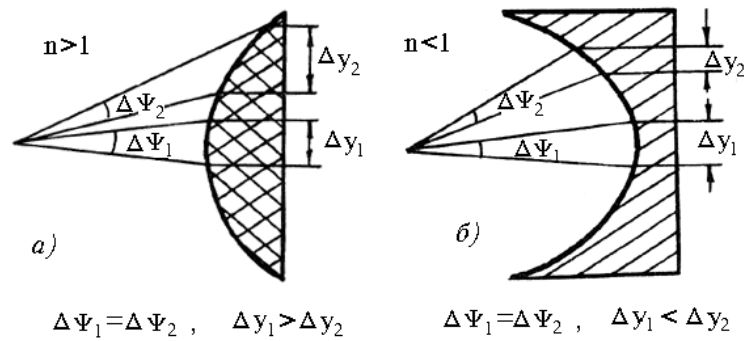


Рис. 16.6 — К пояснению рефракции в замедляющих (а) и ускоряющих (б) линзах

При ненаправленном облучателе в этих секторах будет распространяться одинаковое количество энергии от облучателя. После преломления линзой энергия будет распределяться в пучках разного сечения. Это явление называется рефракцией. Для ускоряющих линз $\Delta y_2 < \Delta y_1$, для замедляющих $\Delta y_2 > \Delta y_1$ наоборот. Поэтому из-за рефракции плотность потока энергии, а следовательно, и амплитуда поля в раскрыве будет увеличиваться к краям ускоряющей линзы и уменьшаться к краям замедляющей линзы. Количественное изменение амплитудного распределения из-за рефракции можно вычислить по следующим соотношениям:

для цилиндрической линзы

$$C_1(\psi) = \frac{1 - n \cos \psi}{\sqrt{\cos \psi - n}} \quad \text{при } n < 1,$$

$$C_1(\psi) = \frac{n \cos \psi - 1}{\sqrt{n - \cos \psi}} \quad \text{при } n > 1,$$

для сферической линзы

$$C_1(\psi) = \frac{(1 - n \cos \psi)^{3/2}}{\sqrt{\cos \psi - n}} \quad \text{при } n < 1, \quad (16.21)$$

$$C_1(\psi) = \frac{(n \cos \psi - 1)^{3/2}}{\sqrt{n - \cos \psi}} \quad \text{при } n > 1.$$

На рис. 16.7 показаны зависимости коэффициентов $C_1(\psi)$ для сферических (рис. 16.7, а) и цилиндрических (рис. 16.7, б) ускоряющих и замедляющих линз при различных значениях коэффициентов преломления n .

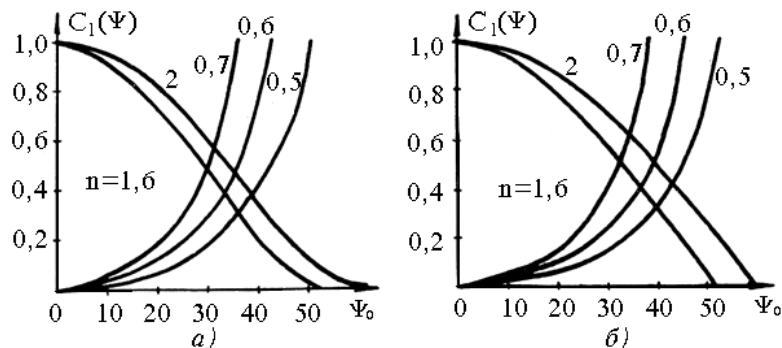


Рис. 16.7 — Зависимость $C_1(\psi)$ для осесимметричной (а) и цилиндрической (б) линзовых антенн

Влияние отражения на амплитудное распределение в раскрыве проанализируем на примере диэлектрической линзы. Коэффициент отражения Γ от освещенной поверхности

зависит от поляризации падающего поля и приближенно может быть определен по формулам для коэффициента отражения от плоской границы воздух-диэлектрик.

Поэтому:

$$\Gamma(\psi) = \frac{n^2 \cos \varphi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{n^2 \cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} \quad (16.22)$$

для параллельной поляризации (вектор электрического поля E параллелен плоскости падения),

$$\Gamma(\psi) = \frac{-\cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} \quad (16.23)$$

для перпендикулярной поляризации (вектор электрического поля E перпендикулярен плоскости падения).

В формулах (16.22), (16.23) φ — угол падения волны на поверхность линзы, отсчитываемый от нормали к поверхности в точке падения.

Коэффициент отражения Γ_a от плоской теневой поверхности линзы не зависит от поляризации и равен:

$$\Gamma_a = \frac{n-1}{n+1}. \quad (16.24)$$

Волны, отраженные от освещенной и теневой поверхностей линзы, слабо взаимодействуют между собой, т.е. энергия первой волны довольно равномерно рассеивается в пространстве, а энергия второй фокусируется в фокусе линзы, создавая дополнительные отражения в фидерном тракте облучателя линзы.

Поэтому на амплитудное распределение в раскрыве линзы оказывает влияние в основном отражение от освещенной поверхности линзы и множитель $C_2(\psi)$ приближенно равен:

$$C_2(\psi) = \sqrt{1 - |\Gamma(\psi)|^2}, \quad (16.25)$$

где $\Gamma(\psi)$ в зависимости от поляризации вычисляется по (16.22) или (16.23).

Для перпендикулярной поляризации $C_2(\psi)$ дает спадающее к краям линзы амплитудное распределение; для параллельной поляризации множитель $C_2(\psi)$ сначала дает возрастание амплитудного распределения при движении точки наблюдения от центра плоского раскрыва к краю, а затем - уменьшение.

Множитель $C_3(\psi)$ в (16.19) зависит от влияния активных потерь в линзе на форму амплитудного распределения в раскрыве. Для диэлектрических линз график $C_3(\psi)$ имеет несколько приподнятый к краям раскрыва вид, т.к. в центре потери больше (из-за большей толщины линзы), чем на краю. Зависимость множителя $C_3(\psi)$ для диэлектрических линзовых антенн имеет вид:

$$C_3(\psi) = e^{-\pi n \operatorname{tg} \delta \frac{t}{\lambda}}, \quad (16.26)$$

где $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь в диэлектрике; t — текущая толщина линзы, соответствующая направлению ψ падения волны на линзу.

В первом приближении для линз из диэлектрика с малыми потерям $C_3(\psi)$ можно считать постоянной величиной ($C_3(\psi) \approx 1$). Такая же ситуация имеет место и для металлопластинчатых линз.

Форма сомножителя $F_{\text{обл}}(\psi)$ зависит от свойств выбранного облучателя. Если же линзовая антенна располагается в раскрыве рупора, то амплитудное распределение в падающем на линзу поле приблизительно совпадает с амплитудным распределением

основного волноводного типа волны в рупоре. Так, для пирамидального рупора с волной типа H_{10} : $F_{\text{обл}}(\psi) \approx 1$ — в плоскости E и $F_{\text{обл}}(\psi) \approx \cos \psi$ — в плоскости H .

После определения $E(M)$ по формулам (16.19) — (16.26) найденное амплитудное распределение в раскрые осесимметричной или цилиндрической линзы можно аппроксимировать одной из подходящих функций.

В осесимметричных линзовых антеннах с диаметром раскрыва d_p удобной аппроксимирующей функцией является функция:

$$E(r, \alpha) = E_{\max} \left[(1 - \Delta) + \Delta \left[1 - \left(\frac{2r}{d_p} \right)^2 \right]^m \right], \quad (16.27)$$

где $E_{\max}$ — максимальное значение $E(r, \alpha)$ на раскрые; $m = 1, 2, 3, \dots$ — целое число; $0 \leq \Delta \leq 1$ — произвольный параметр. Значения m и Δ подбирается из условия наилучшей аппроксимации $E(r, \alpha)$.

При этом диаграмма направленности $F(\Theta)$ антенны записывается в следующем виде:

$$F(\Theta) = \frac{\left[(1 - \Delta) \Lambda_1(U) + \frac{\Delta}{m+1} \Lambda_{m+1}(U) \right]}{\left[(1 - \Delta) + \Delta / (m+1) \right]}, \quad (16.28)$$

где $\Lambda_m(U)$ — лямбда-функция m -ого порядка; $U = \frac{kd_p}{2} \sin \Theta$ — обобщенная угловая координата.

В цилиндрических линзовых антеннах с размером апертуры $d_p \times l$ возможна следующая аппроксимация амплитудного распределения:

$$E(x, y) = E_{\max} \left[\Delta_1 + (1 - \Delta_1) \cos \frac{\pi y}{d_p} \right] \left[\Delta_2 + (1 - \Delta_2) \cos \frac{\pi x}{l} \right], \quad (16.29)$$

где Δ_1, Δ_2 — подбираемые параметры, лежащие в интервале $[0, 1]$. При этом диаграмма направленности записывается в виде:

$$F(\Theta, \varphi) = \left[\Delta_1 \frac{\sin U_1}{U_1} - (1 - \Delta_1) \frac{\cos U_1}{1 - \frac{U_1^2}{\pi^2}} \right] \times \\ \times \left[\Delta_2 \frac{\sin U_2}{U_2} - \frac{2}{\pi} (1 - \Delta_2) \frac{\cos U_2}{1 - \frac{4U_2^2}{\pi^2}} \right], \quad (16.30)$$

где $U_1 = \frac{kl}{2} \sin \Theta \sin \varphi$, $U_2 = \frac{kd_p}{2} \sin \Theta \cos \varphi$,

Θ, φ — угловые координаты сферической системы координат, ось OZ которой перпендикулярна раскрыву антенны.

На КПД линзовых антенн влияют отражение от поверхности линзы, активные потери в линзе, а также то обстоятельство, что часть мощности облучателя проходит мимо линзы. Сделаем оценку этих потерь. Средний КПД, обремененный потерям мощности на отражение $\eta_{\text{отр}}$, равен

$$\eta_{\text{отр}} = 10^{-0,869 \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}}. \quad (16.31)$$

Для уменьшения отражений от линзы на ее поверхность наносится согласующий слой другого диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_d = \sqrt{n}$ и толщиной $\frac{\lambda_d}{4}$. Этот слой выполняет функции четвертьволнового согласующего трансформатора. Однослойное покрытие обеспечивает хорошее «просветление» линзы в относительно узкой полосе частот в несколько процентов. Для расширения полосы частот применяют многослойные согласующие покрытия.

КПД, обремененный активными потерями в линзе, зависит от угла диэлектрических потерь δ следующим образом:

$$\eta_{\text{пот}} = e^{-2\pi n \operatorname{tg} \frac{t_{\text{cp}}}{\lambda_0}}, \quad (16.32)$$

где через t_{cp} — обозначена средняя длина пути луча в линзе. КПД облучателя $\eta_{\text{обл}}$ можно определить через его диаграмму направленности. Предполагая, что $F_{\text{обл}}$ симметрична относительно оси линзы, получаем:

$$\eta_{\text{обл}} = \frac{\int_0^{\psi_0} F_{\text{обл}}^2(\psi) \sin \psi \, d\psi}{\int_0^{\pi} F_{\text{обл}}^2(\psi) \sin \psi \, d\psi}. \quad (16.33)$$

Полный КПД линзовой антенны равен:

$$\eta = \eta_{\text{обл}} \eta_{\text{отр}} \eta_{\text{пот}}. \quad (16.34)$$

Расчеты показывают, что полный КПД диэлектрических линзовых антенн зависит от качества применяемых диэлектриков и при правильном конструировании линзы лежит примерно в интервале 0,7...0,9.

В таблице 16.1 приведены характеристики ряда диэлектриков, которые могут быть использованы для изготовления радиолинз.

В СВЧ-диапазоне также применяются линзы из искусственного диэлектрика, имеющего малые потери и вес. Искусственный диэлектрик обычно состоит из пенистого полистирола (с плотностью (0,03...0,1) г/см³ и относительной диэлектрической проницаемостью близкой к единице ($\varepsilon_d = (1,03...1,10)$)) с расположенными в нем небольшими металлическими частицами, изолированными друг от друга (металлические частицы могут иметь форму шариков, дисков, пластин, лент). Линейные размеры этих частиц, параллельные вектору электрического поля, выбираются малыми по сравнению с рабочей длиной волны. Такие линзы, образованные из искусственных диэлектриков, называют металлодиэлектрическими линзами. Коэффициент преломления n металлодиэлектрических линз зависит от размеров и формы металлических частиц и от их количества в единице объема. Величина n обычно выбирается в пределах 1,5...1,6, как и для обычных диэлектрических линз.

Специальные типы линзовых антенн. В рассмотренных выше линзовых антеннах произвольное изменение положения луча в пространстве возможно лишь при механическом вращении всей антенны. Небольшое отклонение максимума диаграммы направленности от фокальной оси одноповерхностных линзовых антенн возможно при смещении облучателя из фокуса в перпендикулярном к оси линзы направлении. При этом максимальный угол отклонения Θ_{max} , определяемый из условия ограничения возникающий в раскрыве

кубической фазовой ошибки величиной $\frac{\pi}{2}$, равен:

$$\Theta_{\text{max}} = \frac{\lambda}{d} \frac{f + nd}{2nd}. \quad (16.35)$$

Таблица 16.1 — Параметры диэлектриков

Наименование диэлектрика	$\lambda=30$ см		$\lambda=10$ см		$\lambda=3$ см		$\lambda=0,5$ мм	
	ϵ_d	$\operatorname{tg} \delta$	ϵ_d	$\operatorname{tg} \delta$	ϵ_d	$\operatorname{tg} \delta$	ϵ_d	$\operatorname{tg} \delta$
Плексиглас	—	—	—	—	2,61	$8 \cdot 10^{-3}$	2,5	$4,7 \cdot 10^{-2}$
Полистирол	2,55	$0,45 \cdot 10^{-3}$	2,55	$0,5 \cdot 10^{-3}$	2,55	$0,7 \cdot 10^{-3}$	—	$5 \cdot 10^{-3}$
Кварц плавленный	3,80	—	3,80	$1,0 \cdot 10^{-4}$	3,80	$1,7 \cdot 10^{-4}$	3,64	$4 \cdot 10^{-3}$
Полиэтилен	2,28	$0,4 \cdot 10^{-3}$	2,26	$0,4 \cdot 10^{-3}$	2,26	$0,5 \cdot 10^{-3}$	—	—
Фторопласт-4	2,0	$2 \cdot 10^{-4}$	—	—	2,08	$3,7 \cdot 10^{-4}$	—	$2 \cdot 10^{-3}$
Керамика стеатитовая	5,5	$1,5 \cdot 10^{-3}$	5,2	—	5,2	$3 \cdot 10^{-3}$	—	—
Керамика форетаритовая	5,8	$5 \cdot 10^{-4}$	5,8	—	5,8	$10 \cdot 10^{-4}$	—	—
Стекло С49-2 (ЗС-5К)	—	—	—	—	5,2	$9 \cdot 10^{-3}$	5,3	0,122

Для часто используемых значений f , n и d угол отклонения, не превышает двух — трех ширин диаграммы направленности. Существуют линзовые антенны, в которых изменение направления луча в ограниченном и даже в широком угловом секторе можно осуществлять только за счет перемещения облучателя. К числу таких антенн относятся линзовые антенны с апланатической и бифокальными линзами, а также сферическая и цилиндрическая линзы Люнеберга.

Апланатические и бифокальные линзы относятся к числу двухповерхностных преломляющих линз (см. рис. 16.2, д, е). Дополнительная степень свободы, связанная с выбором второй преломляющей поверхности, позволяет выбрать эту поверхность из условия обеспечения максимального сектора малоискаженного сканирования максимумом диаграммы направленности за счет перемещения облучателя.

Бифокальные линзы имеют два фокуса, расположенных симметрично по обе стороны от оси линзы, и поэтому обладают большими возможностями по расширению сектора сканирования, чем однофокусные линзы. Методика расчета апланатических и бифокальных линз достаточно громоздка.

Сферическая линза Люнеберга представляет собой шар радиуса R , выполненный из материала с коэффициентом преломления, зависящий от радиальной координаты r (рис. 16.8) по закону:

$$n(r) = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}. \quad (16.36)$$

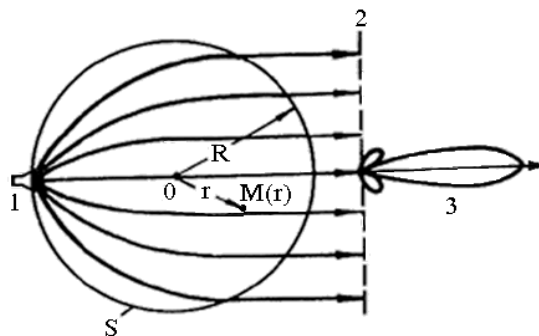


Рис. 16.8 — К пояснению принципа действия линзы Люнеберга

При расположении фазового центра облучателя 1 на сферической поверхности S линзы Люнеберга все лучи, выходящие из линзы, оказываются параллельными, причем направление лучей совпадает с направлением диаметра, проведенного из точки размещения фазового центра облучателя. Таким образом, линза Люнеберга преобразовывает сферическую фронт волны, расходящийся от точки, расположенной на ее поверхности, в плоский фронт 2 и тем самым формирует остронаправленную диаграмму направленности 3.

В силу сферической симметрии линзы при перемещении облучателя по ее поверхности осуществляется безискаженное двухмерное сканирование лучом антенны в телесном угле 4π стерадиан.

В качестве облучателя в линзе Люнеберга может использоваться открытый конец волновода или небольшой рупор. Располагая несколько $m = 1, \dots, M$ таких облучателей по поверхности линзы, получаем так называемую многолучевую антенную систему, в которой каждому облучателю соответствует свое направление диаграммы направленности. Это, в свою очередь, позволяет осуществлять одновременный (параллельный) обзор значительного сектора пространства с помощью остронаправленных диаграмм.

Необходимое изменение коэффициента преломления (16.36) можно получить путем использования пенистого полистирола, плотность которого увеличивается в радиальном направлении.

Диаграмма направленности сферической линзы близка к диаграмме направленности круглой синфазной апертуры радиуса R с равномерным амплитудным распределением.

Аналогом одномерно сканирующей линзы Люнеберга, является цилиндрическая линза круглого сечения, коэффициент преломления которой меняется по закону:

$$n(r) = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{\rho}\right)^2}, \quad (16.37)$$

где ρ — радиус цилиндра; r — расстояние от оси цилиндра.

Цилиндрическая линза обычно выполняется из двух круглых соосных металлических пластин, пространство между которыми заполнено диэлектриком (рис. 16.9).

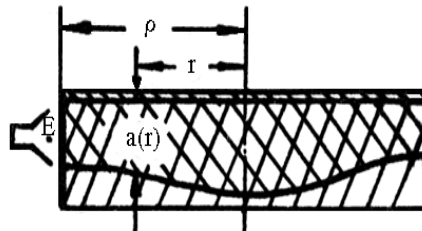


Рис. 16.9 — Цилиндрическая линза

Линза возбуждается прямоугольным волноводом или рупором с волной H_{10} , причем вектор электрического поля параллелен пластинам. Фазовая скорость волны между пластинками зависит от расстояния a (как в плоско параллельном волноводе). Поэтому необходимое изменение коэффициента преломления (16.90) может быть получено за счет соответствующего выбора $a(r)$ по закону:

$$a(r) = \frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon_d - 2 + \left(\frac{r}{\rho}\right)^2}}. \quad (16.38)$$

Одним из конструктивных недостатков остронаправленной линзы Люнеберга является вращение при сканировании лучом облучателя по поверхности большого радиуса. Этот недостаток частично устранен в модифицированной линзе Люнеберга, представляющей собой шар или цилиндр радиуса ρ с коэффициентом преломления, изменяющимся по закону:

$$n(r) = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{f}\right)^2 - \left(\frac{r}{\rho}\right)^2}, \quad (16.39)$$

где r — расстояние от центра цилиндра.

Облучатель в такой линзе должен располагаться на расстоянии f от центра линзы. Пример выполнения цилиндрической линзы Люнеберга показан на рис. 16.10.

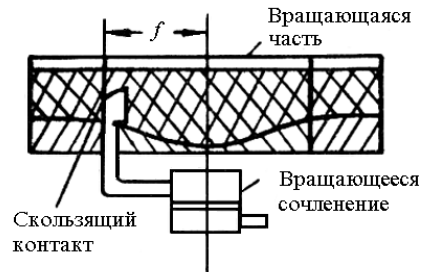


Рис. 16.10 — Модифицированная цилиндрическая линза Люнеберга

Изменение расстояния между пластинами должно подчиняться следующему закону:

$$a(r) = \frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon_d - \left(\frac{\rho}{f}\right)^2 - 1 + \left(\frac{r}{f}\right)^2}}. \quad (16.40)$$

Диэлектрические линзовые антенны с плоским излучающим раскрытием в качестве остоноправленных антенн находят ограниченное применение, т.к. по габаритно-весовым и стоимостным характеристикам они уступают зеркальным антеннам. Более перспективными являются линзы Люнеберга, в которых возможно осуществление широкоугольного электрического сканирования лучом и широкополосный режим работы. Однако и эти антенны обладают сравнительно большими габаритами и стоимостью и предназначены в основном для наземных и отчасти корабельных радиосистем.

Металлопластинчатые линзы в качестве самостоятельных антенн тоже применяются довольно редко, зато широко используются в совокупности с остроноправленными рупорными антеннами. Металлопластинчатые линзы позволяют значительно уменьшить длину остроноправленных рупорных антенн и повысить их коэффициент усиления. Различной формы небольшие диэлектрические линзы применяются также при проектировании рупорных облучателей зеркальных антенн. Использование в таких облучателях корректирующих линз позволяет сформировать требуемую диаграмму направленности облучателя.

Лекция № 17

Плоские фазированные антенные решетки (ФАР). Особенности построения. Анализ диаграммы направленности.

17.1. Схемы построения ФАР

Фазированные антенные решетки характеризуются включением в антенный тракт системы фазовращателей или коммутаторов, осуществляющей управление фазовым или амплитудно-фазовым распределением для электрического сканирования. Нашли применение различные схемы построения ФАР в зависимости от требований к системе. Пространственный способ возбуждения (называемый еще распределителем оптического типа) допускает два варианта антенн: отражательную ФАР (рис. 17.1, а) и проходную ФАР (рис. 17.1, б).

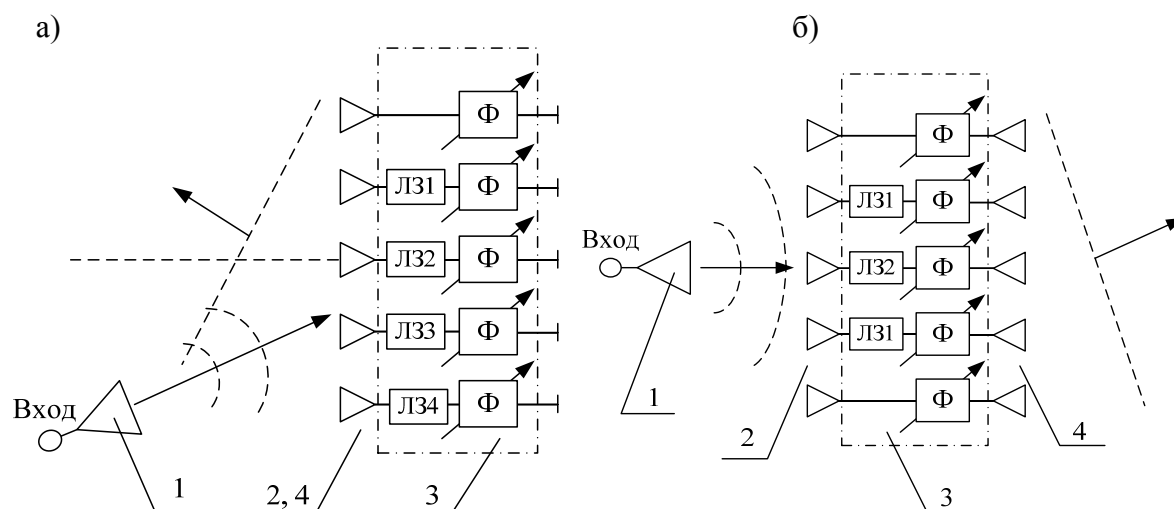


Рис. 17.1 — Схема построения отражательной ФАР (а) и проходной ФАР с пространственным способом возбуждения

Фидерный способ возбуждения (распределитель закрытого типа) допускает последовательное, параллельное, двоично-этажное (елочки) питание излучателей и фазовращателей и их комбинации (рис. 17.2).

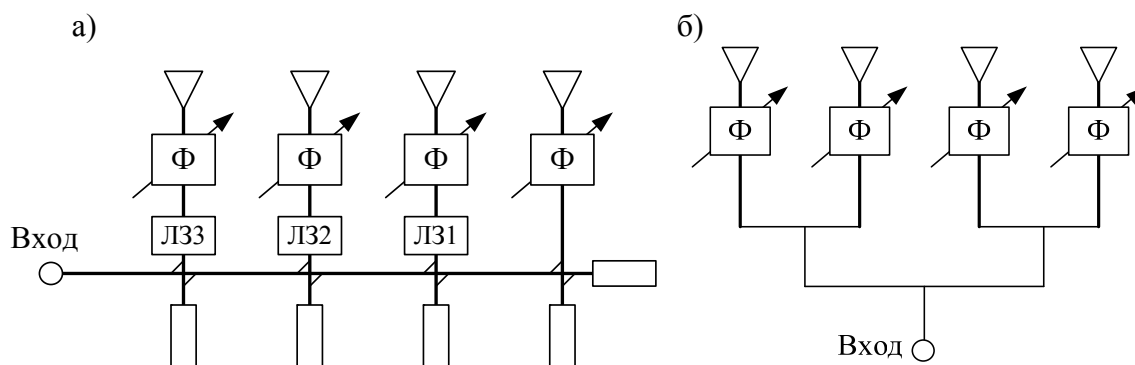


Рис. 17.2 — Последовательная схема (а) и двоично-этажная схема (б) возбуждения первичных излучателей ФАР

Находят применение гибридные антенны — совместное использование ФАР и антенн оптического типа. На рис. 17.3 приведена схема гибридной зеркальной антенны (малоэлементная ФАР и фокусирующее зеркало), допускающая электрическое сканирование в ограниченном секторе углов при высокой направленности действия.

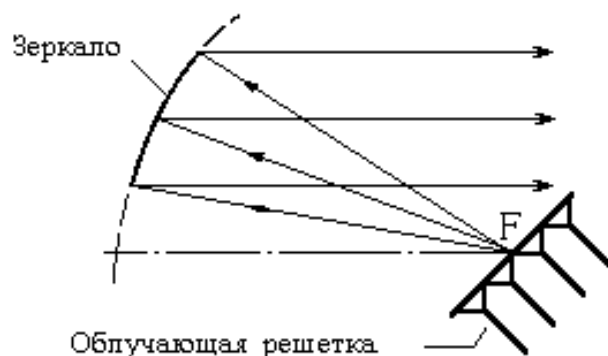


Рис. 17.3 — Схема гибридной зеркальной антенны

Цилиндрическая решетка излучателей, подключаемая коммутаторами (с фазовращателями или без них) к возбуждающей системе полосковых линий, волноводов, радиальных волноводов и других элементов, позволяет сканировать в широком секторе углов (рис. 17.4).

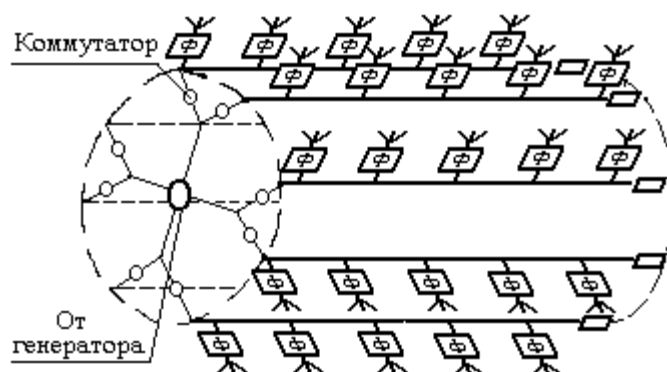


Рис. 17.4 — Схема цилиндрической ФАР с системой коммутаторов и фазовращателей

Возможно применение многолучевых антенн, формирующих с одного излучающего раскрыва несколько ДН, каждой из которых соответствует входной тракт антенны.

Многоканальный коммутатор, подключенный к входам многолучевой антенны, позволяет дискретно перемещать луч в пространстве в соответствии с характеристиками многолучевой антенны.

Необходимость использования многолучевого режима в радиотехнических системах приводит к созданию ФАР с несколькими независимыми сканирующими лучами. Возможный путь решения таких задач состоит в совмещении многолучевых антенн с системой управляемых фазовращателей и возбуждаемых через направленные ответвители магистральных волноводов (рис. 17.5).

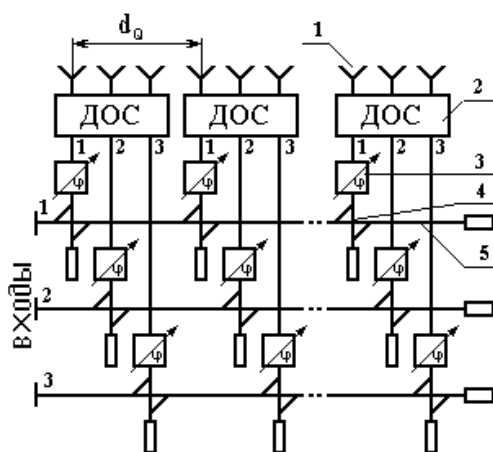
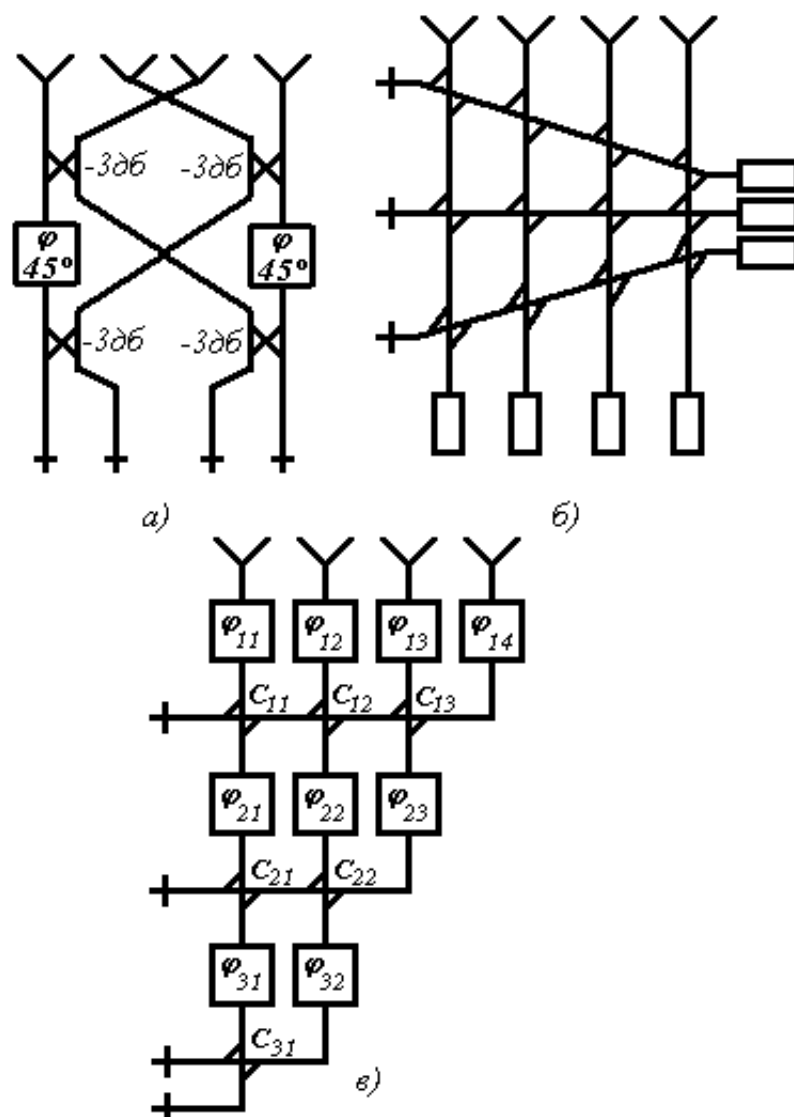


Рис. 17.5 — ФАР с одним излучающим раскрывом и тремя независимыми лучами

Каждая из приведенных схем построения ФАР имеет свои преимущества и недостатки, и выбор той или иной схемы определяется поставленными требованиями к радиотехнической системе, последующей обработкой СВЧ-сигнала, а также элементной базой.

В состав МА с излучающей частью в виде решетки входит так называемая диаграммообразующая схема (ДОС), соединяющая все излучатели решетки со всеми входами антенны. В настоящее время известны различные типы ДОС: параллельные, последовательные, реактивные, с тепловыми потерями, матричные и т.д. Разработаны ДОС для различных типов решеток (линейная, плоская, кольцевая и т.д.), разных диапазонов рабочих частот и с разными требованиями к характеристикам направленности лучей. Наиболее распространенными являются две схемы: схема с параллельной разводкой питания излучателей, называемая матричной схемой Батлера или сокращенно матрицей Батлера (рис. 17.6, а), и схема с последовательной разводкой, называемая матрицей Бласса (рис. 17.6, б).



а) матрица Батлера; б) матрица Бласса; в) модифицированная ДОС Бласса

Рис. 17.6 — Даграммообразующие схемы многолучевой антенны

Матрица Батлера собирается на основе трехдецибелных направленных ответвителей (мостов) и статических (фиксированных) фазовращателей и используется для решеток с бинарным числом излучателей: $N = 2^n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). Решетка формирует семейство N лучей, симметричных относительно нормали. Развязка между входами обеспечивается свойствами

мостовых соединений при согласовании излучателей и остальных частей тракта. В матрице Батлера имеется $(\log_2 N)N/2$ мостов и $(\log(N-1))N/2$ фазовращателей.

В матрице Бласса используется большее число направленных ответвителей, согласованные нагрузки, вносящие дополнительные потери, и питающие линии различной длины. Различные фазовые распределения для парциальных лучей в ДОС Бласса (последовательного типа) реализуются за счет разных углов наклона горизонтальных линий передач (рис. 17.6, б). Матрица Бласса позволяет использовать различное число излучателей и спадающие к краям амплитудные распределения, а также уменьшать по сравнению с матрицей Батлера число входов. Существуют различные модификации ДОС последовательного и параллельного типов. Так, модифицированная ДОС Бласса устраняет согласованные нагрузки, уменьшает длину линий передач путем включения фазовращателей (рис. 17.6, в).

Общим недостатком МАР на основе матричных ДОС является наличие большого числа мостовых устройств, статических фазовращателей и сложной разветвленной фидерной схемы. Количество мостовых устройств M_M в зависимости от числа формируемых лучей N определяется следующими выражениями: для полной и модифицированной матрицы Бласса

$$\text{соответственно } M_M = N^2, \quad M_M = \frac{(N^2 - N)}{2}; \quad \text{для матрицы Батлера } M_M = \frac{(\log_2 N)N}{2}.$$

Количество статических фазовращателей M_ϕ для матрицы Батлера определяется соотношением $M_\phi = \frac{(\log N - 1)}{2}$.

На рис. 17.7 эти зависимости проиллюстрированы графически. Из графиков следует, что ДОС параллельного типа при одинаковом числе входных каналов имеет наименьшее количество элементов по сравнению с ДОС последовательного типа. В этом преимущество матрицы Батлера по сравнению с матрицей Бласса.

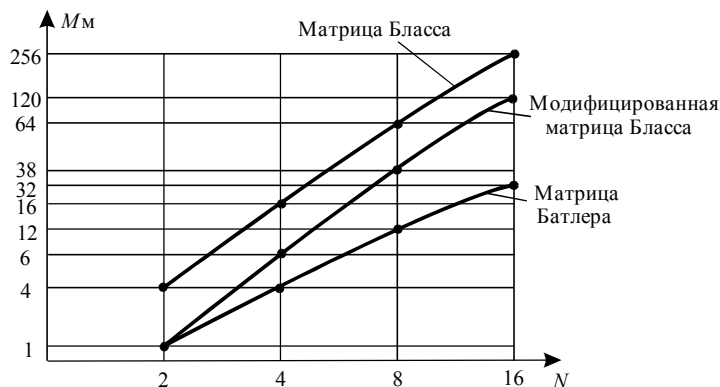


Рис. 17.7 — Зависимость количества делителей мощности от N

17.2. Адаптивная цифровая ФАР

Основой перспективных радиолокационных и радиоинформационных комплексов являются адаптивные антенные системы на базе ФАР, позволяющие создавать многолучевые приемные структуры, гибкие в управлении своими режимами работы и хорошо адаптирующиеся в условиях различного рода помех и изменяющейся электромагнитной обстановки. Кроме того, в таких антенных системах одновременно может производиться обработка сложных широкополосных сигналов. В зарубежной литературе такие антенные системы получили название «интеллектуальные антенны» («intelligent antennas»).

По аналогии с термином «интеллектуальные антенны» будем называть такие цифровые адаптивные ФАР — *цифровыми интеллектуальными ФАР* или *ЦИФАР*, являющимися новым научно-техническим направлением в радиоинформационной системотехнике, результаты развития которого создают основу для резкого, скачкообразного увеличения эффективности наземных и космических систем радиолокации, радиосвязи, радионавигации, радиоразведки и средств радиоэлектронной борьбы.

На рис. 17.8 представлена обобщенная базовая структура ЦИФАР, у которой вся решетка излучателей разбита на N_2 модулей, содержащих по N_1 элементов, так что общее их число составляет $N_{xy} = N_1 N_2$. Такое модульное разбиение упрощает конструктивное и алгоритмическое построение ЦИФАР, особенно при большом числе излучателей в решетке (порядка 1000 и более), однако модульная структура ЦИФАР является достаточно общей, так как при большом числе излучателей цифровая обработка сигналов осуществляется всей совокупностью цифровых модулей, а при малом числе излучателей она сводится к одному модулю, цифровая обработка в котором производится в спецвычислителе ЦИФАР.

На рис. 17.9 представлена структурная схема передающей части ЦИФАР и приемопередающего СВЧ-элемента антенно-цифрового модуля с АЦП и ЦАП. Зона радиообслуживания ЦИФАР определяется ДН одиночного излучателя либо формируется ДН модуля. Передающие и приемные усилители для типовых радиодиапазонов (1...10) ГГц перспективных радиоинформационных систем, выполненные на базе передовой СВЧ — микроэлектронной твердотельной технологии, в целом имеют достаточно компактные размеры, обладая высокими характеристиками излучаемой СВЧ-мощности и чувствительности приемных схем. Передающие и приемные режимы работы ЦИФАР могут быть либо совмещены в общем приемопередающем элементе (рис. 17.9), и их работа может разделяться только по времени, либо будет осуществляться разделение приемной и передающей решеток, и режимы их работы будут происходить на разных частотах приема и передачи сигналов.

Рассмотрим структурную схему (рис. 17.8) крупноапертурной крупномодульной широкополосной РЛС диапазона (10...20) см. Особенности построения цифровой пространственно-временной обработки сигналов в данной РЛС обусловлены следующими факторами:

— необходимостью обеспечения высокого энергетического потенциала РЛС и высокой точности измерения угловых координат, приводящая к использованию приемной антенны в виде крупноапертурной АР с чрезвычайно большим числом элементов (несколько тысяч и даже десятки тысяч), что требует построения крупномодульной структуры АР и, как минимум, двухэтапной процедуры пространственно-временной обработки сигналов в данной РЛС — внутри-модульной и межмодульной (рис. 17.8);

— высокой разрешающей способностью и точностью измерения дальности, т. е. необходимостью использования широкополосных сигналов, что, в сочетании с большими размерами антенны, требует компенсации группового запаздывания сигналов и помех на раскрытие ФАР в процессе проведения пространственно-временной обработки сигналов.

С целью упрощения этой обработки используется *двухэтапная процедура* адаптивной пространственной и пространственно-временной обработки сигнала, при которой компенсация группового запаздывания сигналов производится только на втором этапе обработки (рис. 17.8).

Как видно из рисунка обработка сигналов осуществляется в два этапа:

— на *первом этапе*, согласно структуре обобщенного алгоритма (п. 4.1), осуществляется аналоговая пространственная обработка сигналов внутри каждого модуля (секции), представляющего собой подрешетку с N_1 приемными излучающими элементами и сумматором, при этом число таких модулей составляет N_2 , а общее число излучающих элементов

$$N_{xy} = N_1 N_2;$$

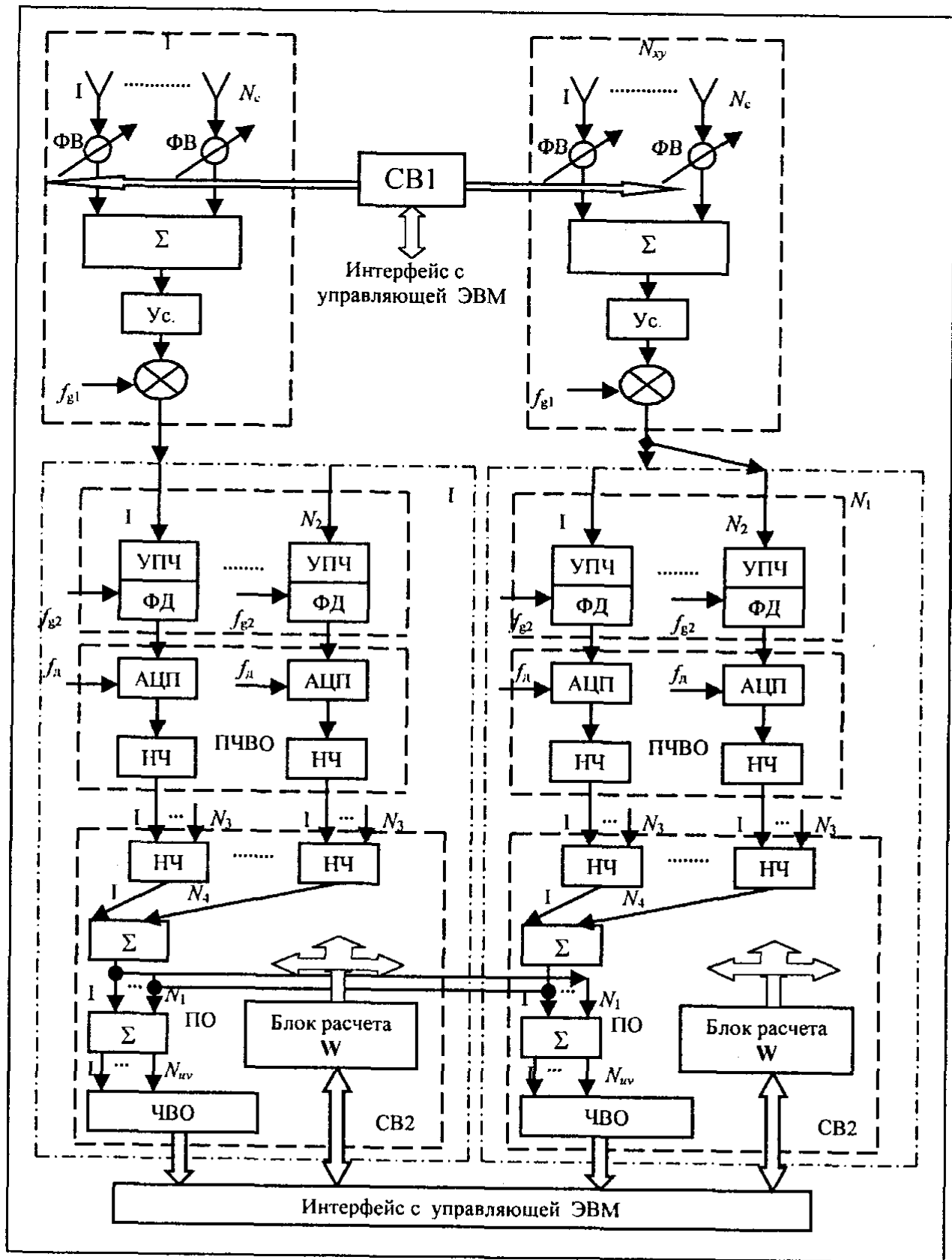


Рис. 17.8 — Структурная схема обработки сигналов в крупноапертурной крупномодульной широкополосной РЛС

— использование обычной неадаптивной процедуры управления ДН секции.

17.3. Назначение и принцип построения РЛС с синтезированной апертурой антенны

Синтезирование апертуры представляет собой технический прием, позволяющий существенно повысить разрешающую способность радиолокатора в поперечном относительно направления полета направлении и получить детальное изображение радиолокационной карты местности, над которой совершает полет летательный аппарат.

Детальность радиолокационного изображения зависит от линейной разрешающей способности радиолокатора. В радиальном по отношению к радиолокатору направлении линейная разрешающая способность, т. е. разрешающая способность по дальности δR , определяется зондирующим сигналом, а в поперечном направлении (тангенциальная разрешающая способность) δl — шириной ДНА радиолокатора и расстоянием до цели (рис. 17.11). Детальность радиолокационного изображения местности тем выше, чем меньше δR и δl .

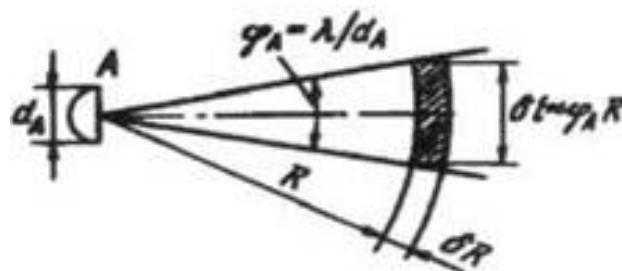


Рис. 17.11 — Параметры, характеризующие детальность радиолокационного изображения

Пусть линейная ФАР размером (апертурой) L (рис. 3, а) состоит из $N+1$ излучателей. Суммируя принятые облучателями сигналы, можно в каждый момент времени получать диаграмму ФАР с шириной $\varphi_a = \frac{\lambda}{L}$. Если для обеспечения заданной φ_a требуется L много большая длины фюзеляжа летательного аппарата, то можно синтезировать ФАР, последовательно перемещая один излучатель вдоль этой апертуры с некоторой скоростью V , принимая отраженные от цели сигналы, запоминая их, а затем совместно обрабатывая (рис. 17.12).

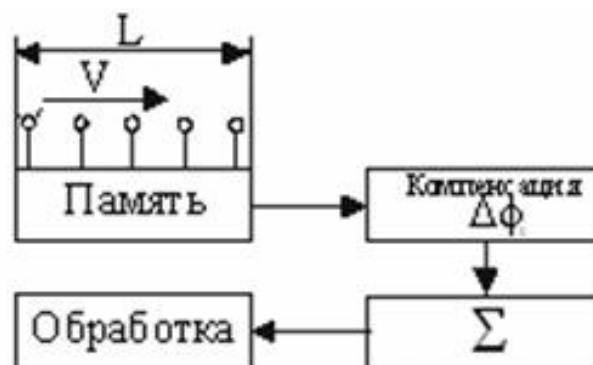


Рис. 17.12 — Схема синтеза апертуры при перемещении облучателя

При этом синтезируется апертура линейной антенны с эффективным размером L и ДНА шириной $\varphi_c = \lambda/L$, однако увеличиваются затраты времени на синтезирование $t_c = L/V$ и усложняется аппаратура радиолокатора.

Библиографический список

1. Хмель В.Ф. Антенны и устройства СВЧ/ В.Ф. Хмель//Сб. задач. — Киев: Вища школа, 1990. — 232 с.
2. Коротковолновые антенны/ Айзенберг Г.З., Белоусов С.П., Журбенко Э.М. и др./ Под ред. Г.З. Айзенберга. — М.: Радио и связь, 19810. — 536 с.
3. Кочержевский Г.Н. Антенно-фидерные устройства/ Г.Н. Кочержевский, Г.А. Ерохин, Н.Д. Козырев// Учеб. для вузов. — М.: Радио и связь, 1989. — 352 с.
4. Антенны и устройсва СВЧ: Автоматизированное проектирование антенн и устройств СВЧ/ Под ред. Д.И. Воскресенского. — М.: Радио и связь, 19813. — 240 с.
5. Антенны и устройства СВЧ: Проектирование фазированных антенных решеток/ Под ред. Д.И. Воскресенского. — М.: Радио и связь, 1981. — 431с.
6. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ/ Д.М. Сазонов // Учеб. для радиотехнич. спец. вузов. — М.: Высш. шк., 1981. — 432 с.
7. Вамберский М.В. Конструирование ферритовых развязывающих приборов СВЧ / М. В. Вамберский, В.П. Абрамов, В.И. Казанцев. — М.: Радио и связь, 1982. — 136 с.

Приложение 1. Основные положения теории приемных антенн

Приемная антенна преобразует энергию радиоволн в энергии токов высокой частоты. Она является, таким образом, маломощным генератором переменного тока, нагрузкой которого служит входное сопротивление приемника.

- При рассмотрении приемной антенны нас будут интересовать следующие вопросы:
- каковы будут величины ЭДС и тока в приемной антенне при заданной напряженности поля радиоволн, падающих на антенну;
 - как зависят эти величины от направления прихода и поляризации падающей на антенну волны;
 - какова величина сопротивления приемной антенны, играющего роль внутреннего сопротивления генератора;
 - какова величина мощности, отдаваемой приемной антенной приемнику.

Исследование приемной антенны можно производить двумя различными методами. Первый из них состоит в непосредственном анализе воздействия приходящей волны на приемную антенну (рис. П.1.1). В частности, в случае проволочной антенны поступают следующим образом. Антенну мысленно разбивают на элементарные вибраторы и находят ЭДС, наводимую в каждом элементарном вибраторе. Суммируя эти ЭДС по всем элементам антенны, определяют ЭДС на клеммах ее. Зная ЭДС, можно определить ток на входе приемника и другие параметры приемной антенны.

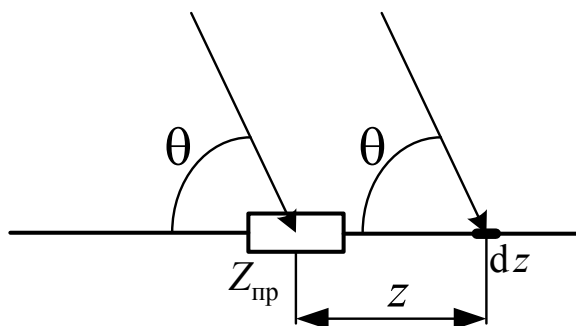


Рис. П.1.1 — Симметричный вибратор в поле действия плоской волны

Поле, создающее ЭДС на элементарном излучателе dz определяется соотношением

$$E_z = E_0 \sin(\theta) \exp(jkz \cos(\theta)).$$

Элементарная ЭДС $d\varepsilon = E_z dz$.

В общем случае для произвольной антенны этот метод оказывается весьма сложным. Поэтому, как правило, пользуются вторым методом, основанным на применении известного из теории пассивных линейных четырехполюсников принципа взаимности. Принцип взаимности позволяет определить свойства и параметры приемной антенны, если известны свойства и параметры этой же антенны при работе ее в качестве передающей. Справедливость принципа взаимности для антенн была доказана в 1927 г. М. П. Свешниковой. На основе этого принципа М. С. Нейманом в 1935 г. была разработана теория приемных антенн.

Теорема взаимности. Рассмотрим две произвольные и произвольно ориентированные в пространстве антенны A_1 и A_2 (рис. П.1.2). Промежуточная среда считается линейной (характеристики ее не зависят от величины напряженности поля) и изотропной. Следовательно, исключаются случаи распространения радиоволн в ионосфере или какой-нибудь другой анизотропной среде (например, в феррите).

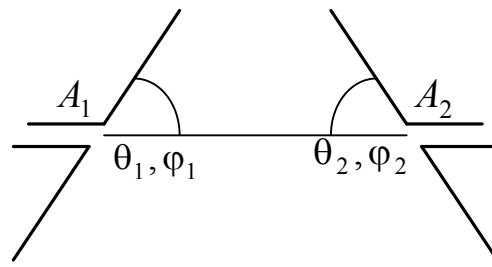


Рис. П.1.2 — Взаимное расположение передающей и приемной антенн

Как было доказано М. П. Свешниковой, систему из двух антенн можно рассматривать как линейный пассивный четырехполюсник с зажимами 1—1 и 2—2.

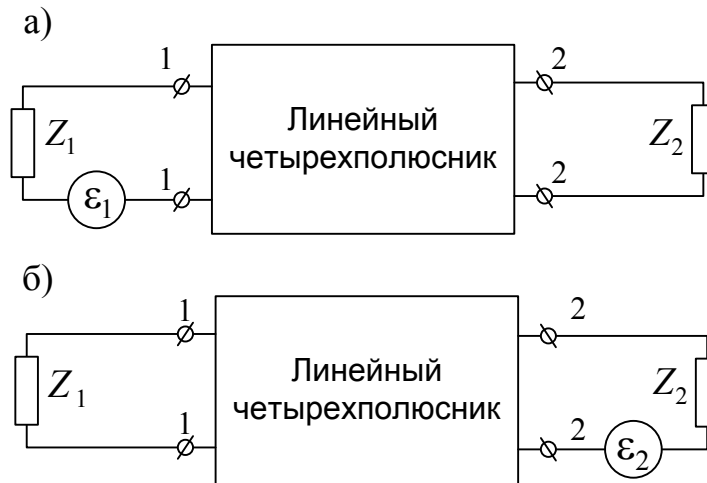


Рис. П.1.3 — Модели линейных четырехполюсников

Рассмотрим токи на входе и выходе такого четырехполюсника для двух случаев. Первый случай, когда A_1 — передающая антенна; A_2 — приемная (рис. П.1.3, а). На входе и выходе включены дополнительные сопротивления Z_1 и Z_2 , которые можно рассматривать как внутреннее сопротивление источника ЭДС и сопротивление нагрузки (входное сопротивление приемника) соответственно. Пусть в этом случае при ЭДС ε_1 ток на выходе четырехполюсника (ток в нагрузке) будет I_{21} . Второй случай, когда A_2 — передающая антенна; A_1 — приемная (рис. П.1.3, б). Величину ЭДС в этом случае положим равной ε_2 и ток на входных зажимах приемной антенны будет составлять I_{12} .

Принцип взаимности утверждает, что для амплитуд токов и ЭДС имеем

$$\frac{I_{21}}{\varepsilon_1} = \frac{I_{12}}{\varepsilon_2}. \quad (\text{П.1.1})$$

Это соотношение и будет использовано далее для нахождения амплитуд тока и ЭДС в приемной антенне.

Дальнейшее рассмотрение проводится для антенн с линейной поляризацией поля. Считаем известными параметры обеих антенн в режиме передачи: $F(\theta, \varphi)$, $D_{\max}$, R_{Σ} , $Z_{\text{ВХ}}$.

Так как мы хотим найти ток в приемной антенне в зависимости от величины поля, падающего на антенну, то необходимо выразить ЭДС ε_1 и ε_2 через параметры антенны при работе их на передачу и поля, создаваемые этими антеннами. Полагаем, что антенны находятся в дальней зоне друг относительно друга. Расстояние между ними — r .

Амплитуда поля, возбуждаемого антенной A_1 возле антенны A_2

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

Так как $I_1 = \frac{\varepsilon_1}{Z_1 + Z_{BX1}}$, а $P_{\Sigma 1} = \frac{I_1^2 R_{\Sigma 1}}{2}$, то получим

$$\varepsilon_1 = \frac{r|Z_1 + Z_{BX1}|E_{21}}{\sqrt{30R_{\Sigma 1}D_{\max 1}F_1(\theta_1, \varphi_1)}}.$$

Аналогично для случая, представленного на рис. 11.3, б, получим

$$\varepsilon_2 = \frac{r|Z_2 + Z_{BX2}|E_{12}}{\sqrt{30R_{\Sigma 2}D_{\max 2}F_2(\theta_2, \varphi_2)}}.$$

В соответствии с принципом взаимности получим

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{|Z_2 + Z_{BX2}|\sqrt{R_{\Sigma 1}D_{\max 1}F_1(\theta_1, \varphi_1)}E_{12}}{|Z_1 + Z_{BX1}|\sqrt{R_{\Sigma 2}D_{\max 2}F_2(\theta_2, \varphi_2)}E_{21}} = \frac{I_{12}}{I_{21}}.$$

Соберем все, что относится к антенне A_1 , влево, а к антенне A_2 — вправо, тогда получим

$$\frac{\sqrt{R_{\Sigma 1}D_{\max 1}F_1(\theta_1, \varphi_1)}E_{12}}{|Z_1 + Z_{BX1}|I_{12}} = \frac{\sqrt{R_{\Sigma 2}D_{\max 2}F_2(\theta_2, \varphi_2)}E_{21}}{|Z_2 + Z_{BX2}|I_{21}}. \quad (\text{П.1.2})$$

Левая часть выражения (П.1.2) зависит лишь от параметров первой антенны. Величина E_{12} зависит, конечно, от параметров второй антенны, но отношение E_{12} к вызванному ею же току в первой антенне I_{12} зависит лишь от параметров первой антенны. Таким образом, в (П.1.2) слева и справа стоят две независимые величины. Левая часть зависит от параметров первой антенны, правая — от параметров второй антенны. Это дает основание заключить, что каждая из этих величин порознь равна одной и той же постоянной, которую мы обозначим буквой N . Таким образом, для произвольной антенны

$$\frac{\sqrt{R_{\Sigma}D_{\max}F(\theta, \varphi)}E}{|Z + Z_{BX}|I} = N = \text{const}. \quad (\text{П.1.3})$$

Полученное соотношение (П.1.3), по существу, и содержит в себе искомые связи между параметрами антенны в двух режимах.

Для амплитуды тока приемной антенны в общем случае получим

$$I_{\text{пр}} = \frac{1}{N} \frac{E\sqrt{R_{\Sigma}D_{\max}F(\theta, \varphi)}}{|Z + Z_{BX}|} \cos(\chi), \quad (\text{П.1.4})$$

где χ — угол между плоскостями поляризации приемной антенны и проходящей волны. Заметим, что плоскостью поляризации приемной антенны называется плоскость поляризации поля, излучаемого этой антенной в режиме передачи.

Соотношение (П.1.3) показывает, что приемную антенну можно рассматривать как генератор с ЭДС

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{N} E\sqrt{R_{\Sigma}D_{\max}F(\theta, \varphi)} \cos(\chi) \quad (\text{П.1.5})$$

и внутренним сопротивлением, равным входному сопротивлению этой антенны в режиме передачи.

Если внутреннее сопротивление этого генератора назвать входным сопротивлением антенны в режиме приема, то **Z_{BX} в режиме приема и передачи совпадают.**

Диаграмма направленности приемной антенны — зависимость амплитуды ЭДС (или тока) в приемной антенне от углов θ и φ , характеризующих направление прихода плоской электромагнитной волны, при постоянной величине напряженности поля в месте приема. Нормированные ДН антенн в режиме приема и передачи совпадают. Фазовые ДН антенны в обоих режимах также совпадают. Заметим, что совпадение параметров антенны в

режиме передачи и приема имеет место при условии, что приемник и передатчик подключаются к антенне одинаковым образом.

Можно показать, что мощность отдаваемая приемной антенной в нагрузку будет составлять

$$P_H = \frac{E^2}{240\pi} \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi), \quad (\text{П.1.6})$$

где $G(\theta, \varphi) = D(\theta, \varphi)\eta$ — коэффициент усиления приемной антенны.

Как видно из (П.1.6), чем больше направленность антенны, тем большую мощность она извлекает из поля.

В выражении (П.1.6) первый множитель представляет собой плотность потока мощности S в точке приема. Второй множитель $\frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \varphi)$ имеет размерность площади и называется эффективной или действующей площадью антенны $S_{\text{эф}}$. Тогда значение коэффициента усиления приемной антенны можно определить по формуле

$$G(\theta, \varphi) = \frac{4\pi S_{\text{эф}}}{\lambda^2}, \quad (\text{П.1.7})$$

где $S_{\text{эф}} = S_{\text{геом}} \nu$; $S_{\text{геом}}$ — геометрическая площадь антенны; ν — коэффициент использования поверхности.

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

Соотношение (П.1.7) является одним из важнейших в теории антенн. Оно связывает эффективную площадь — параметр, удобный в режиме приема, с коэффициентом усиления — параметром, использование которого естественно в режиме передачи. Соотношение (П.1.7) пригодно для антенны любой конструкции без всяких ограничений.

Обычно наряду с (П.1.7) используют и другое соотношение

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi S_{\text{эф}}}{\lambda^2}. \quad (\text{П.1.8})$$

Для большинства антенн УКВ-диапазона потери малы, т. е. $D(\theta, \varphi) \approx G(\theta, \varphi)$. При этом значения $S_{\text{эф}}$, определенные согласно (П.1.7) и (П.1.8), практически совпадают. Совпадают и соответствующие значения КИП.

Определения.

Коэффициент направленного действия приемной антенны в направлении (θ, φ) называется отношение мощности, поступающей на вход приемника при приеме с направления (θ, φ) к среднему, при приеме по всем направлениям, значению мощности, поступающей на вход приемника.

Коэффициент направленного действия приемной антенны называется отношение мощности, поступающей на вход приемника при приеме на данной антенне, к мощности, поступающей на вход приемника при приеме на ненаправленной антенне. При этом предполагается, что данная антенна и ненаправленная антенна согласованы с приемником и обе антенны имеют КПД равный единице.

Коэффициентом усиления приемной антенны называется отношение мощности, поступающей на вход приемника при приеме на данной антенне, к мощности, поступающей на вход приемника при приеме на ненаправленной антенне. При этом предполагается, что данная антенна и ненаправленная антенна согласованы с приемником и что ненаправленная антенна имеет КПД, равный единице.

Приложение 2. Метод наводимых ЭДС

Метод наведенных ЭДС был предложен Бриллюеном и Д. А. Рожанским разработан И. Г. Клячкиным, А. А. Пистолькорсом, В. В. Татариновым и др. Этот метод может быть развит и применительно к щелевым вибраторам (метод, наведенных МДС).

Метод наведенных ЭДС и вытекающие из него соотношения широко известны и изложены во многих монографиях. Сущность метода наведенных ЭДС заключается в следующем. Пусть имеем электрический вибратор, к которому приложена некоторая ЭДС. Под влиянием этой ЭДС в вибраторе возникает ток. Ток распределяется таким образом, что на поверхности вибратора выполняются граничные условия, а именно условия равенства нулю тангенциальной составляющей вектора E . Мощность излучения симметричного вибратора определяется выражением

$$P_{\Sigma} = \operatorname{Re} \left\{ \int \int \int_{x y z} (E^{\text{ct}} J^*) dx dy dz \right\},$$

Рассмотрим систему излучателей (рис. П.2.1).

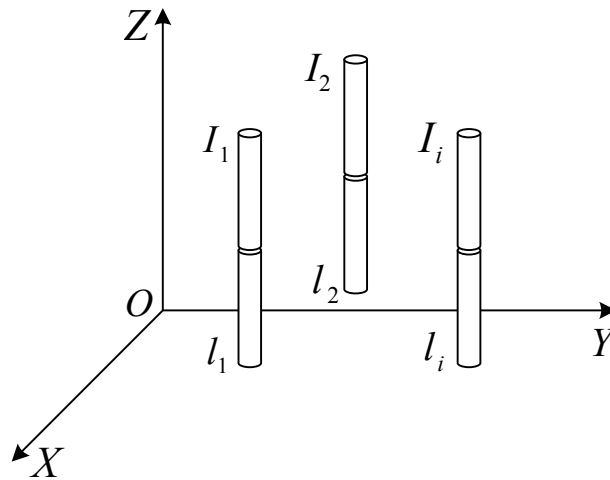


Рис. П.2.1 — Модель взаимного размещения излучателей

Граничное условие для первого излучателя

$$E_{\tau 1} + E^{\text{ct}} = 0.$$

При наличии N излучающих элементов касательная составляющая для i -го элемента определяется по формуле

$$E_{\tau i} = \sum_{k=1}^N E_{\tau ik},$$

где $E_{\tau ik}$ — тангенциальная составляющая вблизи i -го элемента, обусловленная полем k -го элемента.

После преобразований получим для мощности излучения следующее выражение

$$P_{\Sigma} = \operatorname{Re} \left\{ - \sum_{i=1}^N \int_{l_i} E_{\tau i} I_i^* dz \right\}. \quad (\text{П.2.1})$$

Тогда сопротивление излучения i -го элемента будет определяться по формуле

$$Z_{\Sigma i} = - \frac{1}{I_i I_i^*} \sum_{k=1}^N \int_{l_i} E_{\tau ik} I_i^* dz.$$

Интеграл можно определить как некоторое вносимое сопротивление, тогда результирующая формула для сопротивления излучения i -го элемента имеет вид

$$Z_{\Sigma i} = \sum_{k=1}^N \frac{I_k}{I_i} Z_{\Sigma ik} . \quad (\text{П.2.2})$$

Сопротивление излучения i -го элемента определяется, как сумма произведений отношения токов k -го элемента к рассматриваемому i -му элементу на вносимое сопротивление $Z_{\Sigma ik}$.

Полное сопротивление излучения для системы излучателей имеет вид

$$Z_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N Z_{\Sigma i} . \quad (\text{П.2.3})$$

Рассмотрим пример двухэлементной антенной решетки (рис. П.2.2).

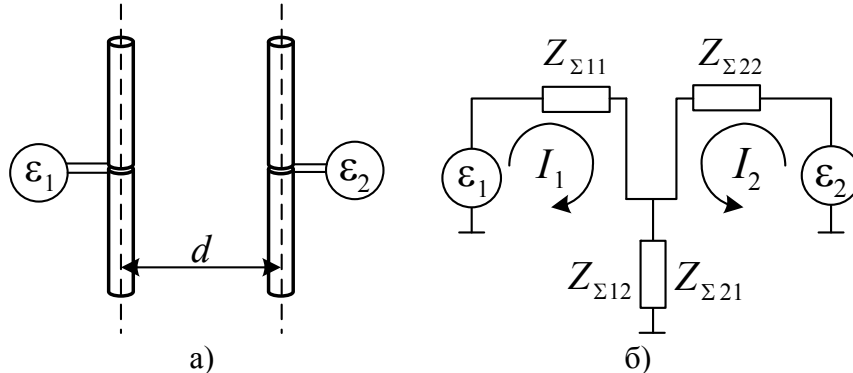


Рис. П.2.2 — Система двух активных излучателей: а) модель взаимного размещения излучателей; б) эквивалентная схема

Для эквивалентной схемы, приведенной на рис. П.2.2, б, тока на первом и втором излучателях будут определяться выражениями:

$$I_1 = \frac{\varepsilon_1 Z_{\Sigma 22} - \varepsilon_2 Z_{\Sigma 12}}{Z_{\Sigma 11} Z_{\Sigma 22} - Z_{\Sigma 12} Z_{\Sigma 21}} ;$$

$$I_2 = \frac{\varepsilon_2 Z_{\Sigma 11} - \varepsilon_1 Z_{\Sigma 21}}{Z_{\Sigma 11} Z_{\Sigma 22} - Z_{\Sigma 12} Z_{\Sigma 21}} .$$

Рассмотрим систему двух излучателей, один из которых активный, а другой — пассивный и нагружен на некоторое сопротивление (рис. П.2.3)

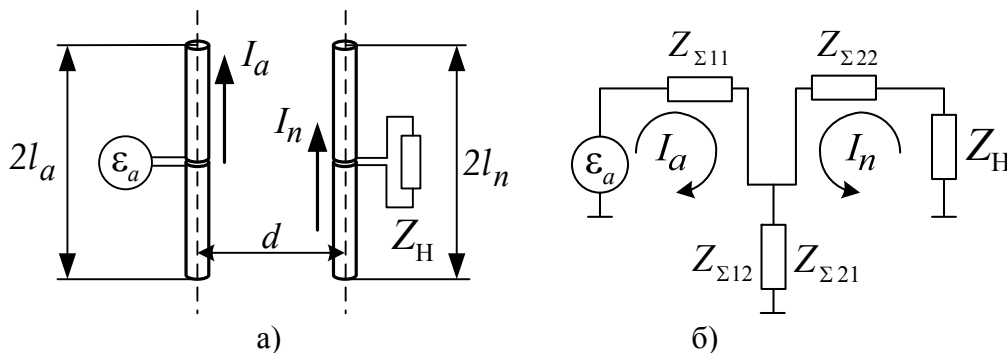


Рис. П.2.3 — Система двух излучателей: а) модель взаимного размещения излучателей; б) эквивалентная схема

Определить амплитуды и фазы токов в вибраторах системы излучателей, представленных на рис. П.2.3, а можно на основании эквивалентной схемы, изображенной на рисунке П.2.3,б, где введены следующие обозначения: ε_a — возбуждающая ЭДС; $Z_{\Sigma 11}$, $Z_{\Sigma 22}$, $Z_{\Sigma 12}$, $Z_{\Sigma 21}$ — собственные и взаимные сопротивления излучения активного и пассивного вибраторов; Z_i — сопротивление нагрузки. В общем случае $Z_{\Sigma} = R_{\Sigma} + jX_{\Sigma}$, а для

исследуемой антенны также $Z_{\Sigma 12} = Z_{\Sigma 21}$, $Z_{\Sigma 11} \cong Z_{\Sigma 22}$ при $l_a \cong l_n$ и $Z_i = jX_i$. Тогда отношение амплитуд и разность фаз токов в пассивном и активном вибраторах можно вычислить по следующим формулам:

$$q = \sqrt{\frac{R_{\Sigma 12}^2 + X_{\Sigma 12}^2}{R_{\Sigma 22}^2 + (X_{\Sigma 22} + X_i)^2}}; \quad (\text{П.2.4})$$

$$\psi = \pi + \arctg\left(\frac{X_{\Sigma 12}}{R_{\Sigma 12}}\right) - \arctg\left(\frac{X_{\Sigma 22} + X_i}{R_{\Sigma 22}}\right). \quad (\text{П.2.5})$$

Амплитуда и фаза тока в пассивном вибраторе определяются его расстоянием до активного вибратора и настройкой, которая осуществляется изменением длины плеча вибратора.

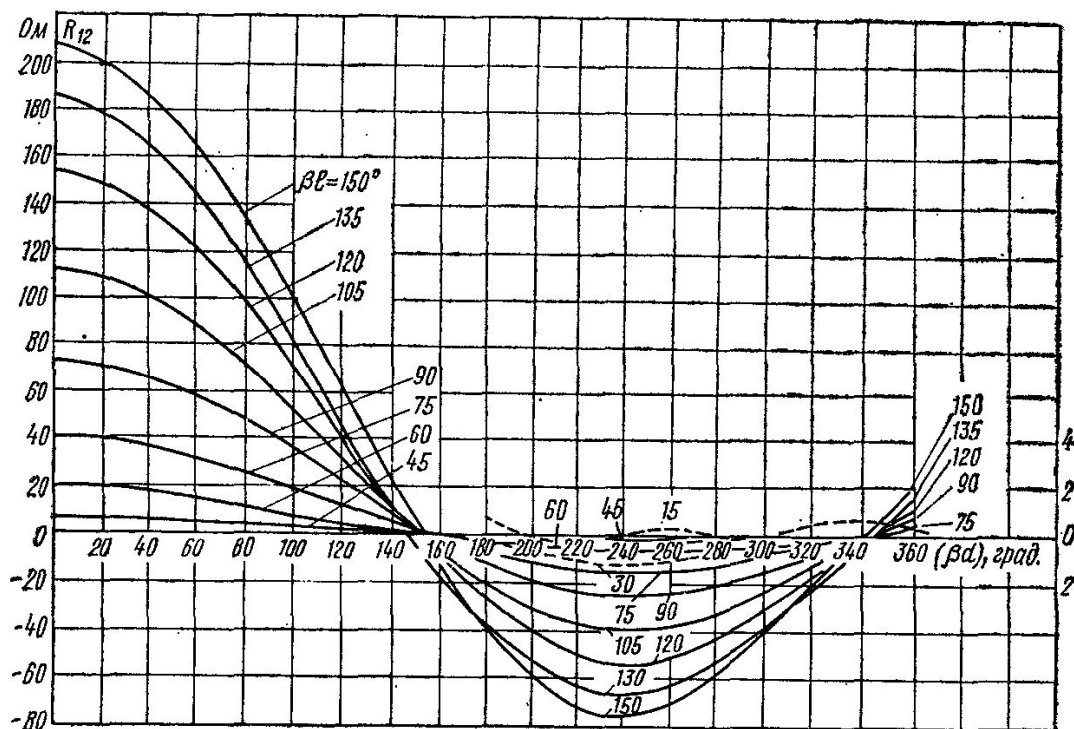
Результирующие значения для активной и реактивной составляющей сопротивления излучения активного и пассивного излучателей определяются формулами:

$$\begin{aligned} R_{\Sigma 1} &= R_{\Sigma 11} + q(R_{\Sigma 12} \cos(\psi) - X_{\Sigma 12} \sin(\psi)), \\ X_{\Sigma 1} &= X_{\Sigma 11} + q(R_{\Sigma 12} \sin(\psi) + X_{\Sigma 12} \cos(\psi)), \\ R_{\Sigma 2} &= R_{\Sigma 22} + \frac{1}{q}(R_{\Sigma 21} \cos(\psi) + X_{\Sigma 21} \sin(\psi)), \\ X_{\Sigma 2} &= X_{\Sigma 22} + \frac{1}{q}(X_{\Sigma 21} \cos(\psi) - R_{\Sigma 21} \sin(\psi)). \end{aligned}$$

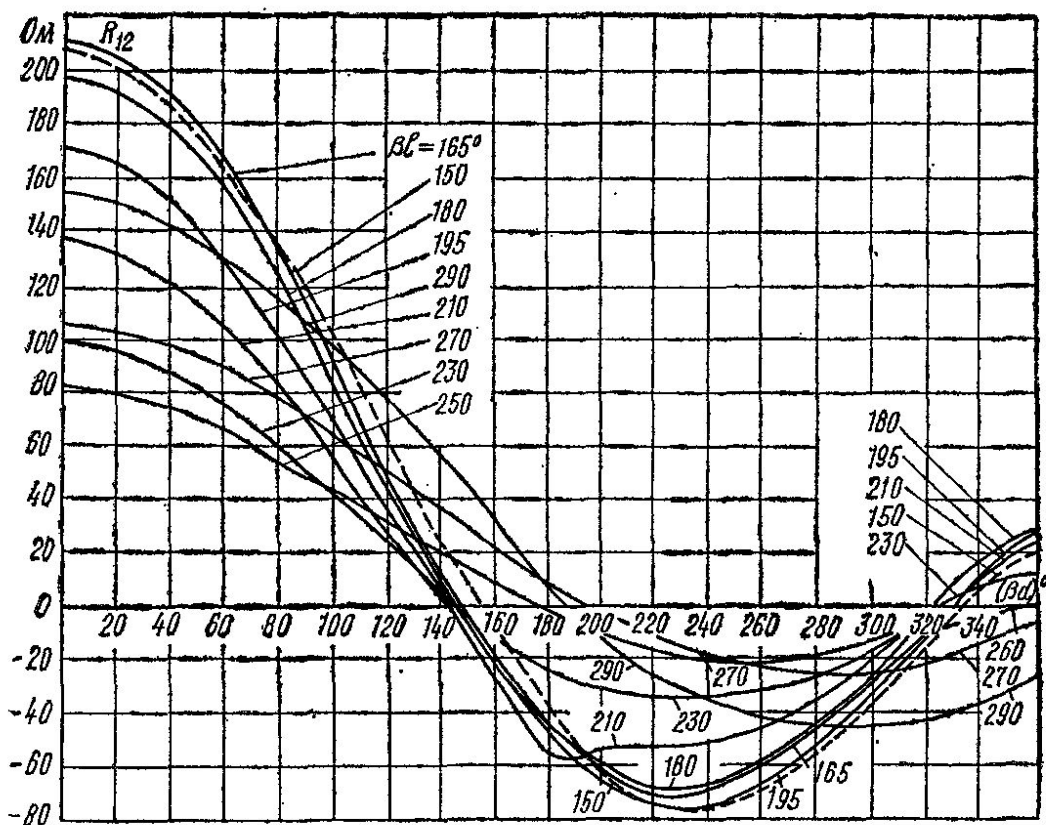
Коэффициента направленного действия D можно вычислить по следующему выражению

$$D = \frac{120(1 - \cos(kl))^2}{R_{\Sigma A}}.$$

Для определения $R_{\Sigma 12}$ и $X_{\Sigma 12}$ можно использовать графики, приведенные на рис. П.2.4, П.2.10.

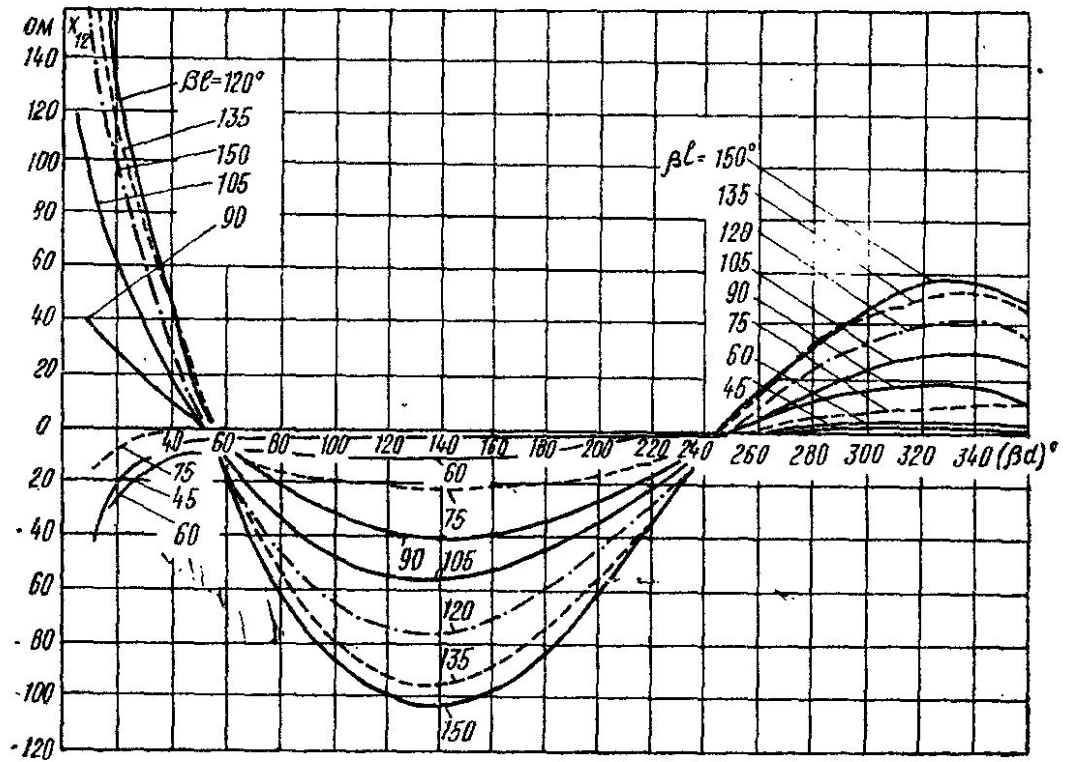


a)

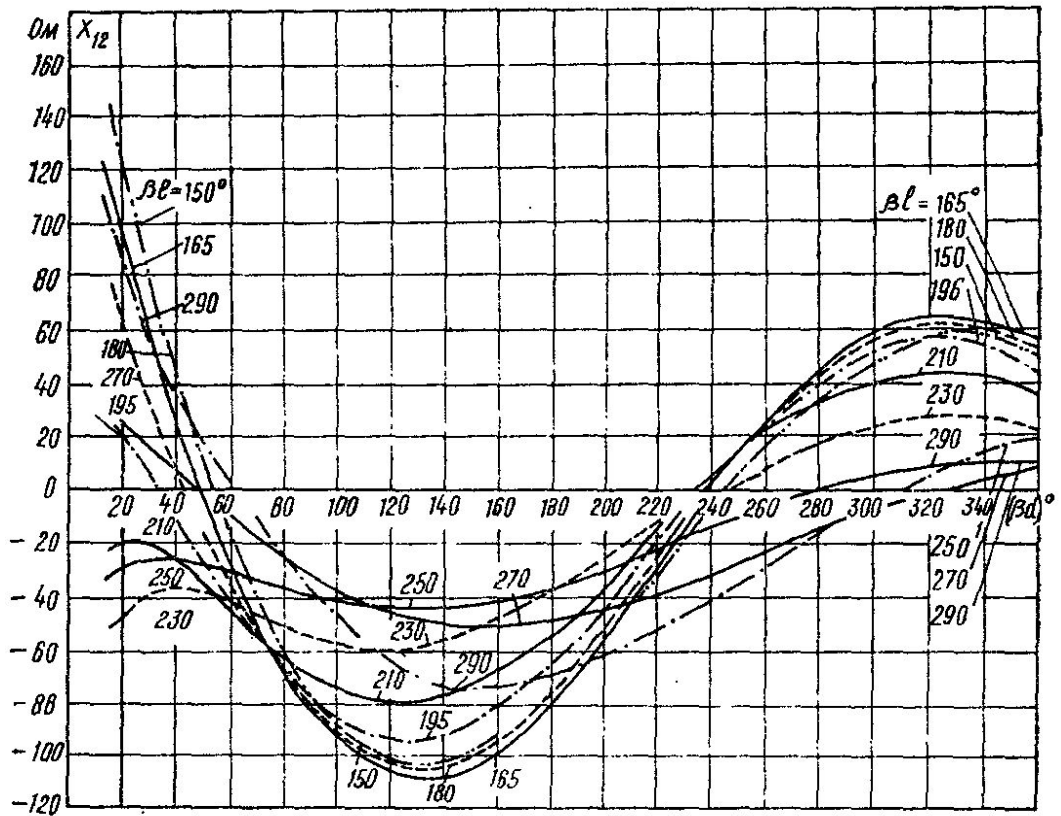


б)

Рис. П.2.4 — Зависимость $R_{\Sigma 12}$ от kd и kl



a)



б)

Рис. П.2.5 — Зависимость $X_{\Sigma 12}$ от kd и kl

Приложение 3. Анализ диаграммы направленности двухэлементной решетки симметричных вибраторов

Рассмотрим двухэлементную решетку симметричных вибраторов, расположенных на оси OY , как показано на рис. П.3.1. Пусть 1-й и 2-й излучатели расположены вдоль оси OY . Система отсчета углов также указана на рис. П.3.1.

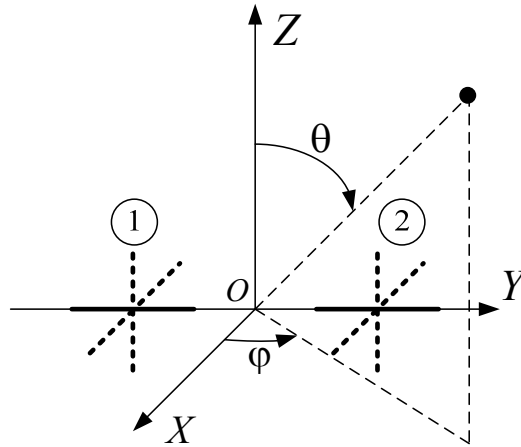


Рис. П.3.1 — Схема размещения излучателей в решетке

Рассмотрим двухэлементную решетку излучателей, расположенных параллельно вдоль оси OY , тогда согласно теореме умножения результирующая диаграмма направленности будет определяться выражениями:

- в плоскость YOZ $f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = f_{\text{эл}}(\theta, \varphi) f_{\text{реш}}(\theta, \varphi)$;
- в плоскость YOX $f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = f_{\text{эл}}(\theta, \varphi) f_{\text{реш}}(\theta, \varphi)$;
- в плоскость XOZ $f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = 1$.

В случае размещения излучателей параллельно оси OZ (рис. П.3.1), результирующая диаграмма направленности двухэлементной решетки будет определяться выражениями:

- в плоскость YOZ $f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = f_{\text{эл}}(\theta, \varphi) f_{\text{реш}}(\theta, \varphi)$;
- в плоскость YOX $f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = f_{\text{реш}}(\theta, \varphi)$;
- в плоскость XOZ $f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = f_{\text{эл}}(\theta, \varphi)$.

В случае размещения излучателей параллельно оси OX (рис. П.3.1), результирующая диаграмма направленности двухэлементной решетки будет определяться выражениями:

- в плоскость YOZ $f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = f_{\text{реш}}(\theta, \varphi)$;
- в плоскость YOX $f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = f_{\text{эл}}(\theta, \varphi) f_{\text{реш}}(\theta, \varphi)$;
- в плоскость XOZ $f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = f_{\text{эл}}(\theta, \varphi)$.

В качестве примера рассмотрим случай размещения излучателей параллельно оси OZ . В проекции на плоскость YOZ схема размещения будет выглядеть, как показано на рис. П.3.2.

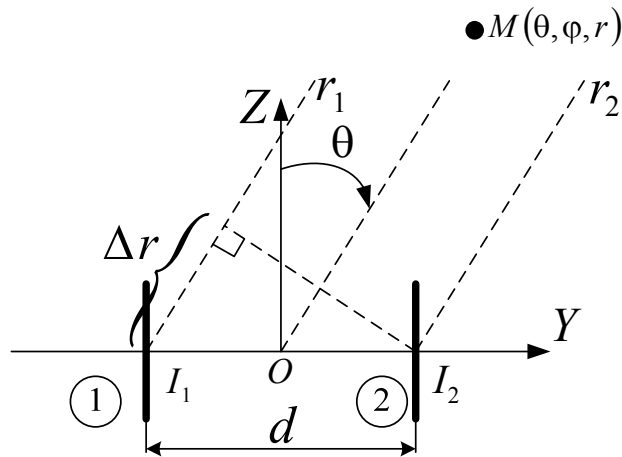


Рис. П.3.2 — Проекция решетки излучателей на плоскость YOZ

На входы соответствующих симметричных вибраторов подводятся токи $I_1 = I_{01} e^{j\psi_1}$ и $I_2 = I_{02} e^{j\psi_2}$. Поле излучения каждого из симметричных вибраторов, представленных на рис. П.3.2, характеризуется диаграммой направленности, которая рассчитывается по формуле

$$f_{\text{эл}}(\theta, \varphi) = \left| \frac{\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)}{\sin(\theta)} \right|. \quad (\text{П.3.1})$$

Надо отметить, что при размещении излучателей в плоскости YOX диаграмма направленности в указанной на рис. П.3.2 системе отсчета углов определяется по формуле

$$f_{\text{эл}}(\theta, \varphi) = \left| \frac{\cos(kl \sin(\theta)) - \cos(kl)}{\cos(\theta)} \right|. \quad (\text{П.3.2})$$

Введем обозначение $a = \frac{I_{01}}{I_{02}}$; $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1$.

Если в соответствии с рис. П.3.2 $r_1 > r_2$, то множитель решетки определяется на основании выражения

$$f_{\text{реш}}(\theta, \varphi) = \sqrt{1 + a^2 + 2a \cos(\Delta\psi + kd \sin(\theta))}. \quad (\text{П.3.3})$$

Если в соответствии с рис. П.3.2 $r_2 > r_1$, то множитель решетки определяется на основании выражения

$$f_{\text{реш}}(\theta, \varphi) = \sqrt{1 + a^2 - 2a \cos(\Delta\psi + kd \sin(\theta))}. \quad (\text{П.3.4})$$

При $a = 1$ выражения (П.3.3) и (П.3.4) можно привести в виду

$$f_{\text{реш}}(\theta, \varphi) = 2 \left| \cos\left(\frac{\Delta\psi \pm kd \sin(\theta)}{2}\right) \right|. \quad (\text{П.3.5})$$

Рассмотрим несколько примеров для двух излучателей, размещенных, как показано на рис. П.3.2, когда на их входы подаются различные по фазе токи.

Пусть $a = 1$, $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = 0$, $d = \frac{\lambda}{4}$ тогда множитель решетки, диаграмма направленности одного элемента и результирующая диаграмма направленности в плоскости YOZ будет выглядеть, как показано на рис. П.3.3, а.

Пусть $a = 1$, $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = 0$, $d = \frac{\lambda}{2}$ тогда множитель решетки, диаграмма направленности одного элемента и результирующая диаграмма направленности в плоскости YOZ будет выглядеть, как показано на рис. П.3.3, б.

Пусть $a = 1$, $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = 0$, $d = \lambda$ тогда множитель решетки, диаграмма направленности одного элемента и результирующая диаграмма направленности в плоскости YOZ будет выглядеть, как показано на рис. П.3.3, в.

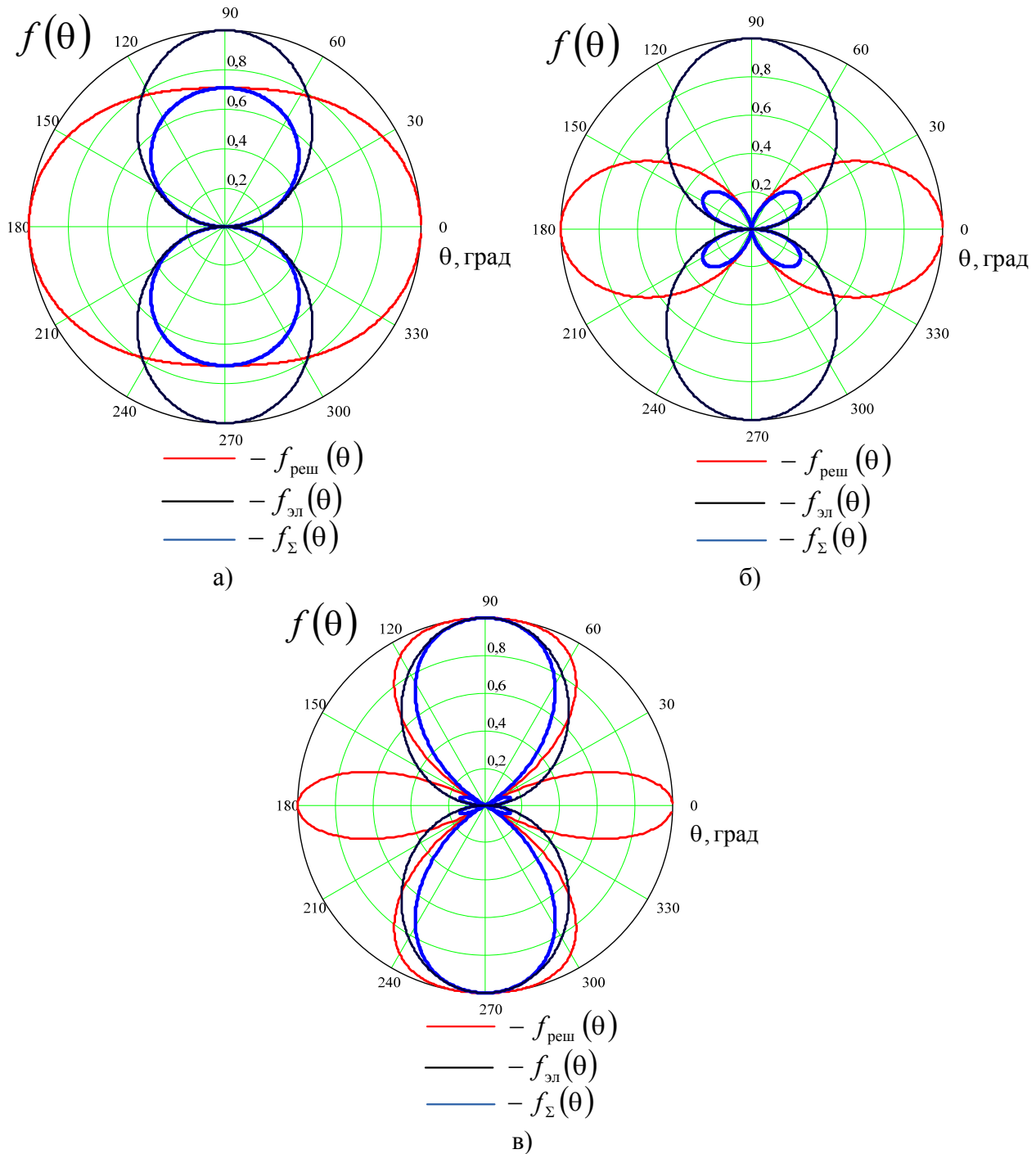


Рис. П.3.3 — Диаграмма направленности двухэлементной решетки симметричных вибраторов

Пусть $a = 1$, $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = \frac{\pi}{2}$, $d = \frac{\lambda}{4}$ тогда множитель решетки, диаграмма направленности одного элемента и результирующая диаграмма направленности в плоскости YOZ будет выглядеть, как показано на рис. П.3.4, а.

Пусть $a=1$, $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = \frac{\pi}{2}$, $d = \frac{\lambda}{2}$ тогда множитель решетки, диаграмма направленности одного элемента и результирующая диаграмма направленности в плоскости YOZ будет выглядеть, как показано на рис. П.3.4, б.

Пусть $a=1$, $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = \frac{\pi}{2}$, $d = \lambda$ тогда множитель решетки, диаграмма направленности одного элемента и результирующая диаграмма направленности в плоскости YOZ будет выглядеть, как показано на рис. П.3.4, в.

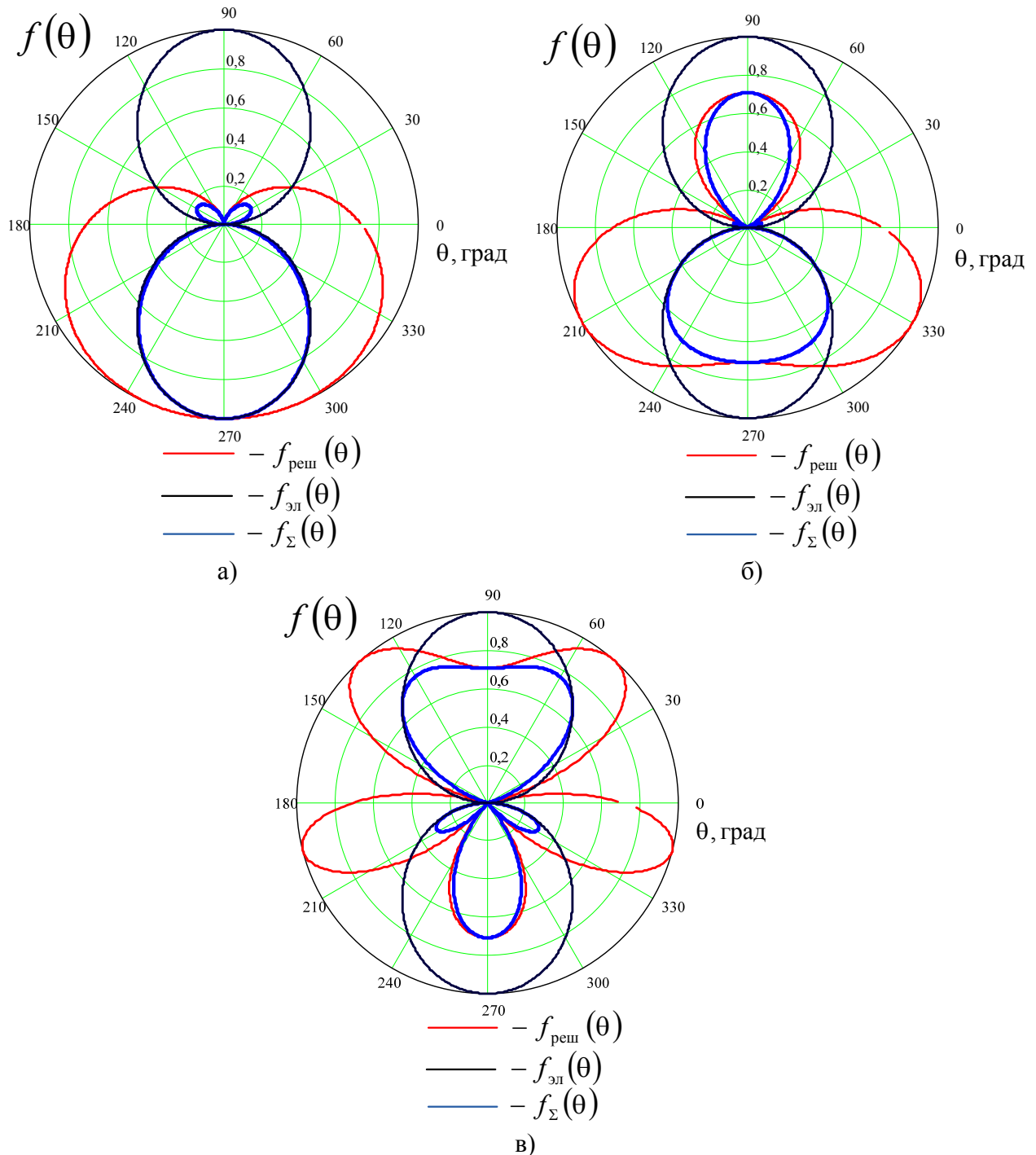


Рис. П.3.4 — Диаграмма направленности двухэлементной решетки симметричных вибраторов

Пусть $a = 1$, $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = \pi$, $d = \frac{\lambda}{4}$ тогда множитель решетки, диаграмма направленности одного элемента и результирующая диаграмма направленности в плоскости YOZ будет выглядеть, как показано на рис. П.3.5, а.

Пусть $a = 1$, $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = \pi$, $d = \frac{\lambda}{2}$ тогда множитель решетки, диаграмма направленности одного элемента и результирующая диаграмма направленности в плоскости YOZ будет выглядеть, как показано на рис. П.3.5, б.

Пусть $a = 1$, $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = \pi$, $d = \lambda$ тогда множитель решетки, диаграмма направленности одного элемента и результирующая диаграмма направленности в плоскости YOZ будет выглядеть, как показано на рис. П.3.5, в.

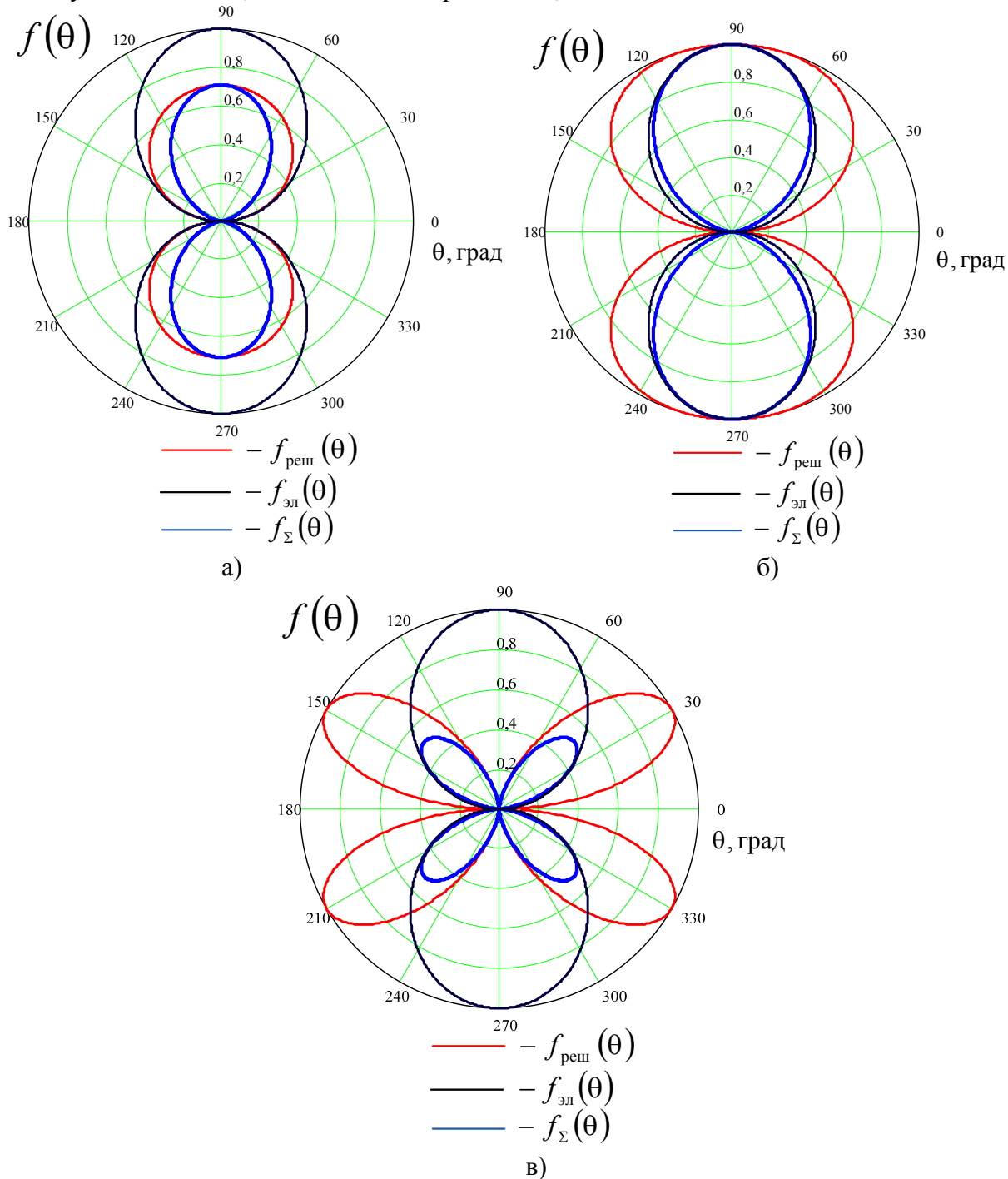


Рис. П.3.5 — Диаграмма направленности двухэлементной решетки симметричных вибраторов

Таким образом, видно, что при $d > \frac{\lambda}{2}$ диаграмма направленности антенной решетки характеризуется наличием дифракционных максимумов. При $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = \pi$ антенная решетка характеризуется ненаправленным излучением. Наибольшая направленность излучения обеспечивается для случая $a = 1$, $\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = \frac{\pi}{2}$, $d = \frac{\lambda}{4}$, когда диаграмма направленности двухэлементной решетки имеет форму кардиоиды.