АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

А. Л. Драбкин
В. Л. Зузенко

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

„СОВЕТСКОЕ РАДИО“

А. Л. ДРАБКИН и В. Л. ЗУЗЕНКО

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО „СОВЕТСКОЕ РАДИО"

МОСКВА — 1961

Книга представляет собой учебник по курсу антенно-фидерных устройств и предназначается для студентов радиотехнических факультетов вузов и радиоинженеров. В книге рассматриваются основы теории антенн, проволочные антенны, антенны СВЧ, самолетные антенны, измерения электрических параметров антенн.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга является учебником по курсу антенно-фидерных устройств для студентов радиотехнических вузов; она может быть использована также и в других высших учебных заведениях, где изучается курс антенно-фидерных устройств.

В основу учебника положены лекции, которые читались авторами в течение многих лет в высших учебных заведениях.

В книге излагаются теория и принципы работы различных типов антенно-фидерных устройств. Главное внимание обращается на физическую сторону явлений, а также на обучение методам расчета основных электрических параметров антенн.

Предполагается, что в соответствии с учебными планами многих вузов необходимые при изучении данного учебника сведения по теории электромагнитного поля и теории длинных линий читатели получают из курсов «Теория электромагнитного поля» и «Основы радиотехники».

Основной текст книги, напечатанный нормальным шрифтом, соответствует программе курса лекций объемом 60—80 *час.* Текст, напечатанный петитом, предназначен для читателей, желающих более углубленно изучить некоторые вопросы теории и расчета антенн. Книга в целом может быть использована при выполнении курсовых и дипломных проектов, связанных с расчетами антенно-фидерных устройств.

Авторы признательны коллективам кафедр, обсуждавшим рукопись учебника, замечания которых способствовали улучшению книги. Авторы выражают также благодарность Я. Н. Фельду, Г. Б. Резникову, Н. В. Зернову и А. С. Лаврову за ряд ценных замечаний, учтенных при окончательной отработке рукописи.

Введение и гл. I—XI, XVI—XIX и XXI (§ 1—5) написаны А. Л. Драбкиным; гл. XII—XV, XX и XXI (§ 6) написаны В. Л. Зузенко.

Авторы

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

ОБОЗНАЧЕНИЯ ЛАТИНСКИМ АЛФАВИТОМ

A — эффективная площадь антенны;
a — размер широкой стороны волновода; размер раскрыва рупора в плоскости магнитного поля (H);
b — реактивная составляющая проводимости;
C — емкость;
C_1 — погонная емкость линии, проволочной антенны;
C_A — емкость антенны;
c — скорость распространения электромагнитных волн в свободном пространстве $= 3 \cdot 10^8$ *м/сек*;
D — коэффициент направленного действия антенны в направлении максимального излучения;
$D_{\varphi,\theta}$ — коэффициент направленного действия в направлении, определяемом угловыми координатами φ и θ;
d — расстояние между соседними элементами в линейной системе излучателей;
E — напряженность электрического поля;
E_{mn} — обозначение электрической (поперечно-магнитной) волны в волноводе;
$\mathcal{E}_A$ — э. д. с. в приемной антенне;
$F(\varphi, \theta)$ — нормированная диаграмма направленности антенны;
$F_1(\varphi, \theta)$ — нормированная диаграмма направленности одиночного излучателя;
$f(\varphi, \theta)$ — диаграмма направленности (ненормированная);
$f_n(\varphi, \theta)$ — диаграмма направленности системы из n ненаправленных излучателей (множитель системы, множитель решетки);
G — коэффициент усиления антенны;

g — объемная электрическая проводимость;
g — активная составляющая проводимости;
H — напряженность магнитного поля;
H_{mn} — обозначение магнитной (поперечно-электрической) волны в волноводе;
h — высота антенны (геометрическая);
$h_д$ — действующая длина антенны;
$I_А$ — ток в точках питания антенны;
$I_п$ — ток в пучности;
J — плотность тока, $j = \sqrt{-1}$ — мнимая единица;
$k_{бв}$ — коэффициент бегущей волны;
$k_{св}$ — коэффициент стоячей волны;
k — волновое число: $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, где λ — длина волны;
L — индуктивность (коэффициент самоиндукции);
l — половина длины симметричного вибратора;
M_0 — намагниченность среды;
m — коэффициент равномерности (эллиптичности) поляризационного эллипса;
P — мощность;
P_Σ — мощность излучения антенны;
$P_п$ — мощность потерь;
p — коэффициент отражения;
Q — добротность колебательной системы;
R — активное сопротивление;
$R_А$ — активная составляющая входного сопротивления антенны;
R_Σ — сопротивление излучения, отнесенное к току в точках питания антенны;
$R_{\Sigma_п}$ — сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности;
r — нормированное сопротивление (относительно волнового сопротивления линии передачи);
r — расстояние от антенны до точки наблюдения;
T — период колебаний;
t — время;
U — напряжение;
v — скорость распространения;
$v_ф$ — фазовая скорость;
X — реактивное сопротивление;
X_L — индуктивное сопротивление;
X_C — емкостное сопротивление;
$X_А$ — реактивное сопротивление антенны;

Y — полная проводимость;
Z — полное сопротивление;
Z_A — входное сопротивление антенны;
Z_0 — волновое сопротивление.

ОБОЗНАЧЕНИЯ ГРЕЧЕСКИМ АЛФАВИТОМ

α — коэффициент затухания;
γ — коэффициент распространения;
ε — диэлектрическая проницаемость *фарад/метр*;
ε' — относительная диэлектрическая проницаемость;
$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}$ (*ф/м*) — диэлектрическая проницаемость вакуума;
η_A — коэффициент полезного действия (к. п. д.) антенны;
θ — меридиональная угловая координата точки наблюдения;
λ — длина волны;
λ_0 — резонансная длина волны;
$\lambda_{кр}$ — критическая длина волны в волноводе;
$\lambda_в$ — длина волны в волноводе;
μ — магнитная проницаемость (*генри/метр*);
μ' — относительная магнитная проницаемость;
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (*гн/м*) — магнитная проницаемость вакуума;
ξ — коэффициент укорочения волны;
Π — вектор Пойнтинга;
ρ — волновое сопротивление;
φ — азимутальная угловая координата точки наблюдения;
ψ — сдвиг фаз между соседними элементами линейной системы излучателей;
ω — угловая (круговая) частота;
ω_0 — резонансная угловая частота.

ВВЕДЕНИЕ

1. НАЗНАЧЕНИЕ АНТЕНН И ИХ ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Любая радиотехническая установка, предназначенная для излучения или приема радиоволн, содержит антенну.

На рис. 0.1 показана простейшая блок-схема прохождения радиосигнала от передатчика до приемника. Модулированные колебания, возбуждаемые передатчиком *1*, поступают в передающую антенну *2*, которая после соответствующего преобразования, излучает их в форме электромагнитных волн *3*. Излученные волны проходят через промежуточную среду *4*, т. е. через атмосферу, и часть из них *5* достигает места расположения приемной радиостанции. В приемной антенне *6* под действием электромагнитных волн индуктируются токи высокой частоты, энергия которых используется для воздействия на радиоприемник *7*.

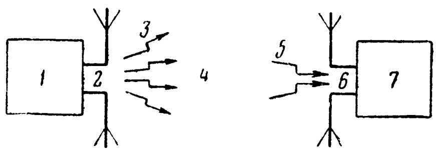


Рис. 0.1. Блок-схема прохождения радиосигнала от передатчика до приемника.

Таким образом, *передающую антенну можно определить как устройство, предназначенное для излучения электромагнитных волн в пространство. Приемной антенной называется устройство, служащее для приема электромагнитных волн с целью использования информации, переносимой этими волнами.*

Антенные устройства играют в радиотехнике важную роль, так как основным отличительным признаком радио является наличие излучения или приема радиоволн.

Требования, предъявляемые к антенне, различны в зависимости от назначения радиостанции. Так, например, в случае работы радиовещательной станции, обслуживающей определенный район, в центре которого она расположена, или при циркулярных передачах в войсковой практике передающая антенна, как правило, должна создавать равномерное излучение во все стороны, т. е. должна быть ненаправленной в горизонтальной плоскости. С другой стороны, антенна, например, радиолокационной станции, должна концентрировать излучение в узком конусе или секторе, т. е. должна быть остронаправленной. К приемной антенне часто предъявляется также требование направленного действия, т. е. требование более эффективного приема волн, приходящих с определенных направлений. Пространственная избирательность приемной антенны наряду с частотной избирательностью и применением специальных фильтров в радиоприемнике является действенным средством борьбы с внешними помехами, естественными и искусственными. Таким образом, наряду с требованием эффективного излучения или приема радиоволн к антенне предъявляется требование определенного распределения в пространстве потока мощности излучаемых волн.

Антенна излучает электромагнитные волны, распространение которых связано с переносом определенной мощности (или энергии). Однако для сокращения говорят, что «антенна излучает мощность», или «антенна излучает энергию». В дальнейшем, мы также будем иногда употреблять эти выражения, имея в виду их условный смысл, оговоренный выше.

Антенны можно классифицировать по различным признакам. На первый взгляд может показаться удобным разделить все антенны по характеру их использования на две группы: передающие и приемные антенны. Однако, как будет видно из дальнейшего, между свойствами передающих и приемных антенн существует вполне определенная связь, следовательно, не имеет смысла изучать эти антенны раздельно. Можно также отметить, что во многих радиостанциях, например радиолокационных, одна и та же антенна одновременно служит как для передачи, так и для приема. Поэтому основное внимание уделяется изучению теории передающих антенн. Теория приемных антенн развивается главным образом на основании рассматриваемого далее принципа взаимности. Часто принято классифицировать антенны по диапазонам волн, учитывая наличие некоторой специфики в антеннах длинных, средних, коротких и ультракоротких волн. *Для коротких и более длинных волн характерным является применение антенн из проводов сравнительно небольшого поперечного сечения (линейных проводников). Для дециметровых и более коротких волн характерны антенны, у которых токи протекают по проводящим поверхностям, имеющим большие размеры по сравнению с длиной волны.* Указанные группы антенн существенно различаются как по методам их изучения, так и по конструкции. Промежуточное положение занимают антенны метровых волн.

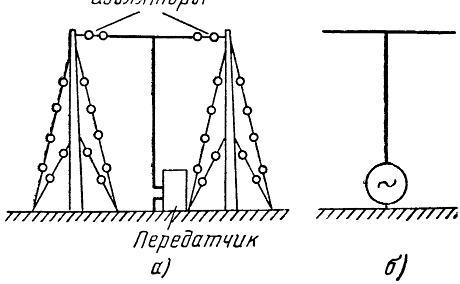


Рис. 0.2. *T*-образная антенна (*а*) и ее электрическая схема (*б*).

Изучение проволочных антенн проводится во II части книги, а антенн сверхвысоких частот — в III.

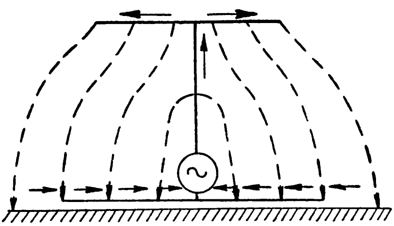


Рис. 0.3. Пути тока в *T*-образной антенне с противовесом.

Прежде чем приступить к детальному изучению антенно-фидерных устройств, целесообразно ознакомиться в общих чертах с практическими формами и принципом устройства некоторых простейших типов антенн.

На рис. 0.2 показана *T-образная антенна* и рядом ее электрическая схема. Антенна называется *T*-образной потому, что по форме своей напоминает букву *T*. На рис. 0.3, показано, как замыкаются токи в антенне с противовесом в виде системы проводов в ее основании. Стрелками показано направление токов для некоторого момента времени. От источника э. д. с. в основании антенны токи проводимости идут вверх по проводу антенны и далее разветвляются в горизонтальной части антенны; они замыкаются через емкость между проводами антенны и противовесом, как показано на рисунке пунктирными линиями. Эти токи большей частью (на 60—70%) подводятся через противовес к нижнему «заземленному» зажиму генератора, а частично замыкаются через почву. Токи антенны определенным образом связаны с возбуждаемым электромагнитным полем. На рисунке не показаны силовые линии электрического поля, относящегося к электромагнитным волнам на большом расстоянии от антенны. Излучение такой вертикальной антенны обычно максимально в горизонтальной плоскости. В пределах этой плоскости напряженность поля не зависит от направления.

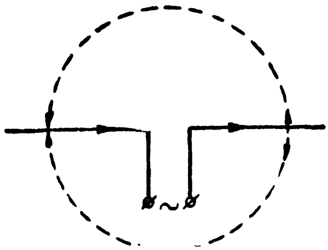


Рис. 0.4. Симметричный вибратор (диполь).

Стрелками показано направление токов для некоторого момента времени.

Рассмотренная антенна является примером антенны, которая широко используется на длинных, средних и коротких волнах. Эта антенна относится к группе несимметричных антенн, характеризующихся тем, что один из ее зажимов соединяется с заземлением или противовесом и имеет нулевой потенциал.

На рис. 0.4 показан пример антенны типа *симметричный вибратор,* называемый иногда *диполем.* Эта антенна является весьма распространенной в диапазоне коротких и ультракоротких волн и применяется как самостоятельная антенна, а также как элемент, входящий в состав более сложных антенн.

Подобный вибратор представляет собой отрезок провода, питаемый в середине от источника э. д. с. высокой частоты. Роль источника э. д. с. на рис. 0.4 играет отрезок фидерной линии, возбуждаемой в своем начале соответствующим генератором. Общая длина вибратора во многих случаях берется равной приблизительно половине длины волны. Излучение полуволнового вибратора получается максимальным во всех направлениях, перпендикулярных оси вибратора.

На рис. 0.5 показана *рупорная антенна,* являющаяся примером антенны, используемой в диапазоне сверхвысоких частот. Антенна питается отрезком волновода, возбуждаемого в своем начале вертикальным штырьком. Открытый конец волновода сам по себе может служить источником излучения электромагнитных волн. Применение рупора на конце волновода делает излучение более направленным. Максимум излучения

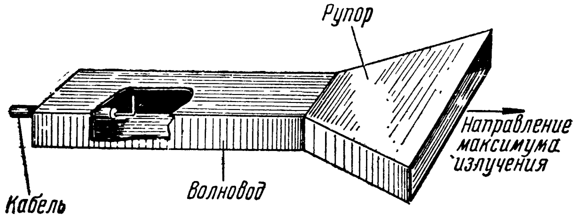


Рис. 0.5. Рупорная антенна, питаемая отрезком волновода.

обычно получается в направлении, перпендикулярном плоскости раскрыва рупора.

Действие рупора, концентрирующего излучение, несколько напоминает действие акустического рупора. Однако в акустическом рупоре размеры горловины могут быть много меньше длины звуковых волн, в то время как размеры горловины радиорупора должны быть соизмеримы с длиной излучаемых волн. По этой причине рупорные антенны практически широко применяются главным образом в диапазоне сверхвысоких частот. Степень направленного действия рупорной антенны определяется характером распределения амплитуд и фаз электромагнитного поля в плоскости раскрыва рупора, а также формой и размерами самого рупора. Помимо концентрации излучения волн, рупор создает также плавный переход от волновода к свободному пространству и тем самым значительно снижает отражение волн от открытого конца волновода.

На рис. 0.6 изображена другая антенна СВЧ так называемая *зеркальная антенна с параболическим отражателем.* Такая антенна состоит из металлического отражателя *1* и облучателя, в состав которого входит вибратор *2* и контррефлектор *3*. Вибратор питается коаксиальным фидером *4* через переходное симметрирующее устройство *5*. Отражатель играет роль зеркала, применяемого в световых прожекторных установках. Облучатель, фазовый центр которого * помещается в фокусе параболоида, возбуждает на внутренней поверхности отражателя токи, создающие в плоскости раскрыва синфазное электромагнитное поле. Этот раскрыв антенн можно рассматривать как источник излучения волн с максимумом вдоль оси параболоида. Степень концентрации излучения такой антенны зависит главным образом от соотношения между диаметром раскрыва зеркала и длиной волны. Подобные антенны широко применяются в диапазоне сверхвысоких частот. При этом на сантиметровых волнах вместо коаксиального фидера целесообразнее применять волновод, переходящий в облучатель в виде какой-нибудь слабонаправленной антенны, например, в виде небольшого рупора.

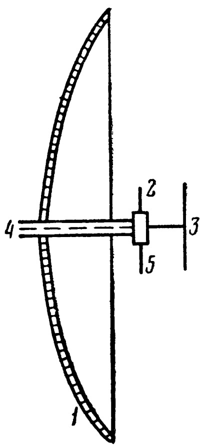


Рис. 0.6. Антенна с параболическим отражателем.

Мы рассмотрели в самых общих чертах устройство простейших типов антенн. В радиотехнической аппаратуре можно встретить как указанные, так и более сложные антенные устройства. На рис. 0.7 показан внешний вид нескольких типов зарубежных антенн УКВ.

При разработке антенн приходится решать довольно сложные задачи повышения эффективности их работы, создания требуемой концентрации излучения в определенных направлениях в пространстве, обеспечения требуемой поляризации электромагнитного поля и т. д.

Неотъемлемой частью большинства радиотехнических устройств являются *фидерные системы, предназначенные для канализации электромагнитной энергии* и, в частности, *служащие для соединения антенн с передатчиками или приемниками*. На коротких и более длинных волнах обычно применяются *открытые* прово-

---

* Вопрос о фазовом центре антенн рассматривается на стр 70.

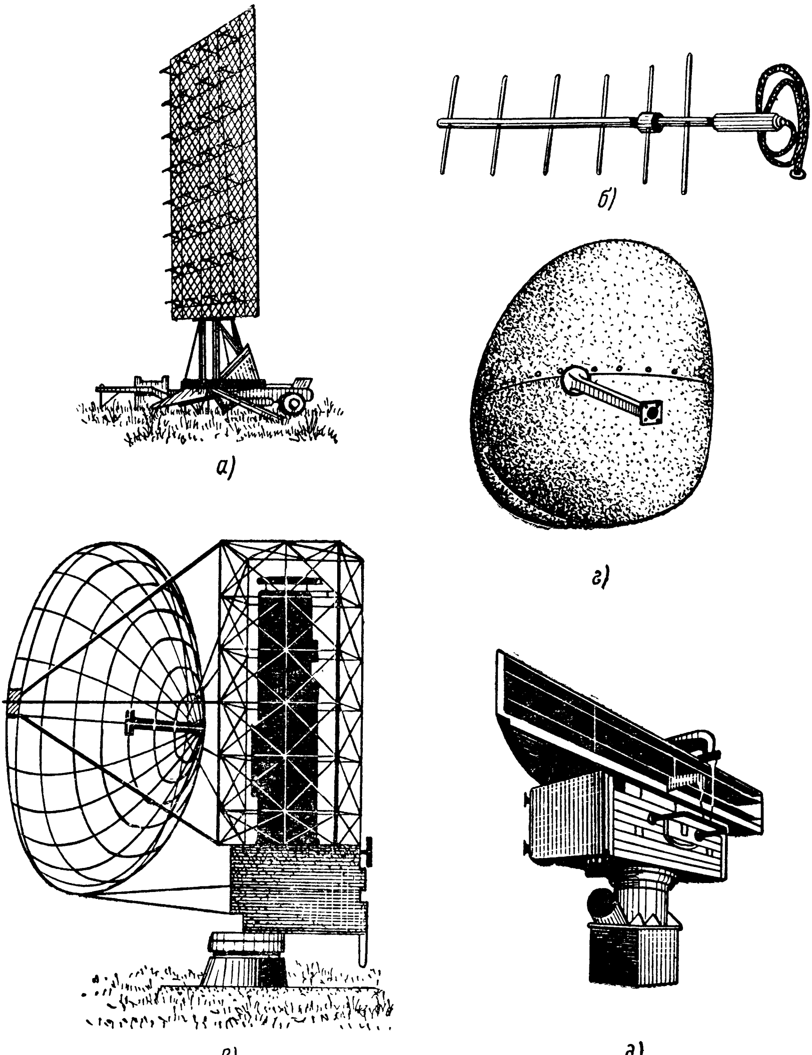


Рис. 0.7. Примеры антенн ультракоротких волн:

а) **многовибраторная синфазная антенна;** *б*) **директорная антенна;** *в*) **антенна с параболическим зеркалом в виде металлической сетки, натянутой на раму (для волн длиннее 50** ***см*****);** *г*) **зеркальная антенна с отражателем специальной формы;** *д*) **приемная и передающая антенны и высокочастотный блок аэродромного радиолокатора 8-*мм* диапазона.**

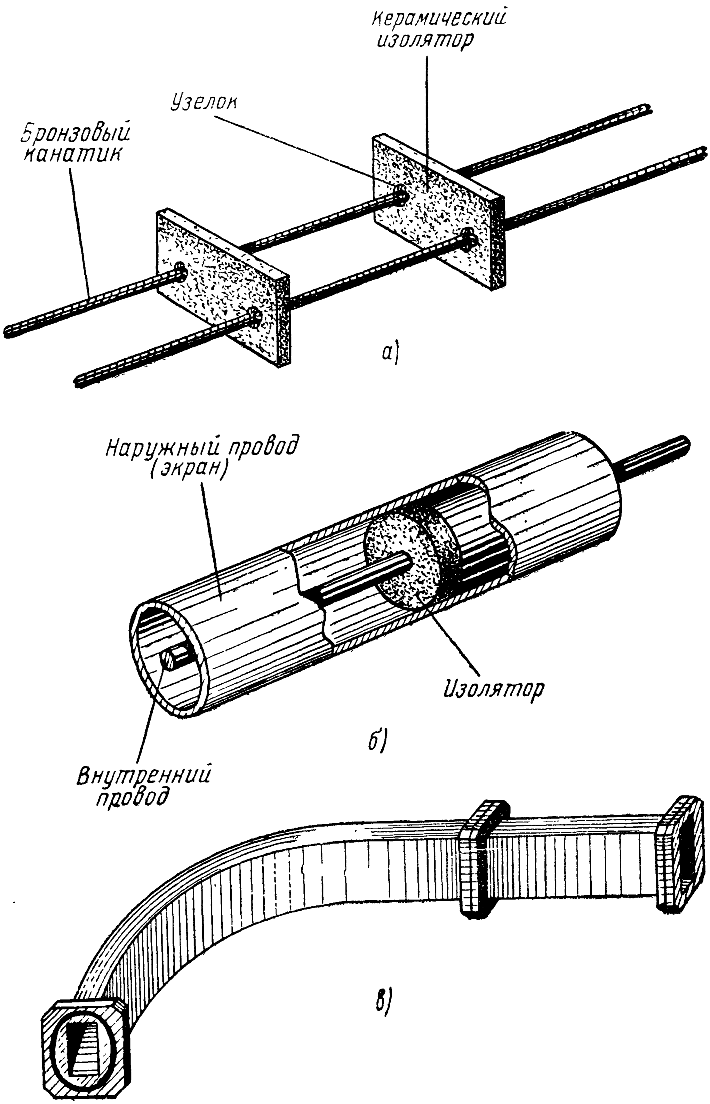


Рис. 0.8. Примеры фидерных линий:
а) двухпроводная воздушная линия; *б*) коаксиальная (концентрическая) линия; *в*) волновод прямоугольного поперечного сечения.

лочные линии и реже — *экранированные линии.* На дециметровых волнах, как правило, применяются экранированные *несимметричные (коаксиальные)* и *симметричные линии.* На волнах короче 10 *см* используются волноводы различных типов. На рис. 08 показаны двухпроводная, коаксиальная и волноводная фидерные линии.

При конструировании антенно-фидерных устройств возникает задача согласования антенн с фидером, а также элементов фидерного тракта между собой. Решение этой задачи на фиксированной частоте или в узкой полосе частот обычно не представляет больших трудностей. Однако ее решение сильно усложняется при расширении полосы частот радиоаппаратуры особенно в фидерных системах с большим числом неоднородностей.

Повышение мощности радиопередающих устройств приводит к значительным трудностям обеспечения достаточной электрической прочности фидерных трактов, в особенности на СВЧ и при больших высотах над землей (в разреженной атмосфере).

Приведенный выше очень краткий обзор антенно-фидерных устройств был сделан для того, чтобы дать некоторое общее представление о тех вопросах, с которыми придется сталкиваться при дальнейшем изучении данного курса.

2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН

Прежде чем перейти к изучению теории антенно-фидерных устройств, остановимся на вопросе об основных электрических или, точнее, радиотехнических параметрах антенн. Следует заметить, что в основном будут рассматриваться параметры передающих антенн. На основании принципа взаимности, рассматриваемого в дальнейшем, можно сказать, что параметры антенны в режиме передачи определяют собой свойства антенны в режиме приема.

Основным параметром передающей антенны как нагрузки для генератора или фидера является ее *входное сопротивление.* Характеристикой антенны как излучателя электромагнитных волн является ее *коэффициент полезного действия,* а также *характер распределения энергии этих волн в пространстве и их поляризация.* Рассмотрим упомянутые параметры антенны более подробно.

Входное сопротивление антенны. *Входное сопротивление антенны определяется отношением напряжения высокой частоты* U_A *на зажимах антенны к току питания* I_A (рис. 0.9)

$$Z_A = \frac{U_A}{I_A}. \quad (0.1)$$

В общем случае это сопротивление содержит как активную R_A, так и реактивную X_A составляющие, которые сложным образом зависят от частоты f

$$Z_A = R_A(f) + jX_A(f). \quad (0.2)$$

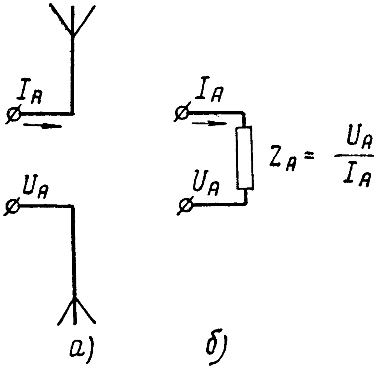


Рис. 0.9 Условное обозначение проволочной антенны (*а*) и ее эквивалентная схема (*б*).

Входное сопротивление антенны на основании энергетических соображений определяется в § 5 следующей главы.

На входное сопротивление антенны оказывают влияние посторонние проводники и другие тела, расположенные неподалеку от антенны.

При наличии соответствующих измерительных приборов входное сопротивление антенны можно определить путем измерения на определенной частоте. Для измерения могут служить специальные высокочастотные измерительные мосты, антенные омметры, измерительные линии и другие приборы. Для некоторых типов антенн входное сопротивление может быть определено расчетным путем. Несколько сложнее обстоит дело с определением входного сопротивления антенны СВЧ, питаемой волноводом. О входном сопротивлении такой антенны можно судить лишь по тем отражениям, которые получаются от антенны в волноводном тракте*. При этом следует помнить, что коэффициент отражения определяется для каждого типа волны в отдельности. На

* Сведения о коэффициенте отражения в волноводе рассматриваются более подробно в § 5 гл. XIX.

практике в большинстве случаев используется лишь один тип колебаний.

В последнем случае коэффициент отражения p можно выразить через сопротивление антенны $Z_А$ и волновое сопротивление волноводной линии Z_0 как

$$p=\frac{Z_А-Z_0}{Z_А+Z_0}. \qquad (0.3)$$

Коэффициент p является комплексной величиной.

Из выражения (0.3) следует, что

$$\frac{Z_А}{Z_0}=\frac{1+p}{1-p}. \qquad (0.4)$$

Здесь $\frac{Z_А}{Z_0}$ есть так называемое *нормированное сопротивление антенны*, т. е. сопротивление, выраженное в долях волнового сопротивления волновода. Коэффициент отражения в правой части равенства (0.4) может быть определен, например, опытным путем в результате соответствующих волноводных измерений или в некоторых случаях рассчитан теоретически.

Если по волноводу распространяется несколько типов колебаний, коэффициент отражения для разных типов будет иметь различные значения, и тогда понятие о входном нормированном сопротивлении антенны становится неопределенным.

Антенно-фидерная система должна быть согласована определенным образом с генератором или приемником.

Согласование передающей антенны с фидером обеспечивает бегущую волну в фидере, а согласование фидера с генератором обеспечивает нормальную работу последнего. Особенно чувствительны к изменению нагрузочного сопротивления генераторы СВЧ. Так, например, при изменении в небольших пределах сопротивления нагрузки по сравнению с оптимальным магнетронный генератор начинает генерировать колебания с неустойчивой частотой или меньшей мощности.

В приемной антенне согласование фидера с приемником обеспечивает бегущую волну в фидере; согласование же антенны с нагрузкой, каковой является фидер с приемником на конце, позволяет извлечь максимальную мощность из падающей на антенну электромагнитной волны.

Сопротивление излучения, сопротивление потерь и коэффициент полезного действия антенны. Подводимая к антенне мощность $P_А$ частично излучается, а частично расходуется бесполезно в активном сопротивлении проводников антенны, в земле, в окружающих антенну проводниках и других предметах (оттяжках, строениях и т. д.) *.

Излучаемая антенной мощность P_Σ, как для всякой линейной цепи, пропорциональна квадрату действующего значения тока в антенне I, что можно записать в виде

$$P_\Sigma = R_\Sigma I^2, \tag{0.5}$$

где R_Σ — коэффициент пропорциональности, измеряемый в омах и называемый *сопротивлением излучения*, отнесенным к току I

$$R_\Sigma = \frac{P_\Sigma}{I^2}. \tag{0.5а}$$

Таким образом, *сопротивление излучения можно определить как коэффициент, связывающий мощность излучения антенн с квадратом действующего значения тока в данной точке антенны.*

При определении сопротивления излучения следует оговаривать, к какому току антенны оно относится, так как ток в разных точках антенны имеет во многих случаях разное значение. Сопротивление излучения антенны обычно относят либо к току в пучности, либо к току в точках подвода питания **. Величина сопротивления излучения зависит от формы антенны, ее геометрических размеров и от длины волны, на которой работает антенна.

Излучаемая антенной мощность является полезной мощностью, и соответственно сопротивление излучения антенны является полезным активным сопротивлением, в отличие от другой части активного сопротивления антенны, обусловливающего потери.

Мощность потерь в антенне так же, как и мощность излучения, пропорциональна квадрату тока в антенне. Поэтому можно записать, что мощность потерь

$$P_п = I^2 R_п,$$

---

* Теоретическое рассмотрение вопроса о расходе мощности, подводимой к антенне, находящейся в однородной неограниченной среде, приводится в § 5 следующей главы.

** В дальнейшем точки подвода питания к антенне будем просто называть точками питания.

где $R_п$ — эквивалентное *сопротивление потерь,* отнесенное к току I.

Сумма мощности излучения P_Σ и мощности потерь $P_п$ дает полную мощность в антенне

$$P_А = P_\Sigma + P_п.$$

Считая, что сопротивления излучения и потерь относятся к току в точках питания антенны, получаем

$$P_А = I_А^2 (R_\Sigma + R_п) = I_А^2 R_А,$$

где $R_А = R_\Sigma + R_п$ — активное сопротивление антенны в точках питания.

Для оценки эффективности работы антенны вводят понятие *к.п.д. антенны,* под которым понимают *отно-*

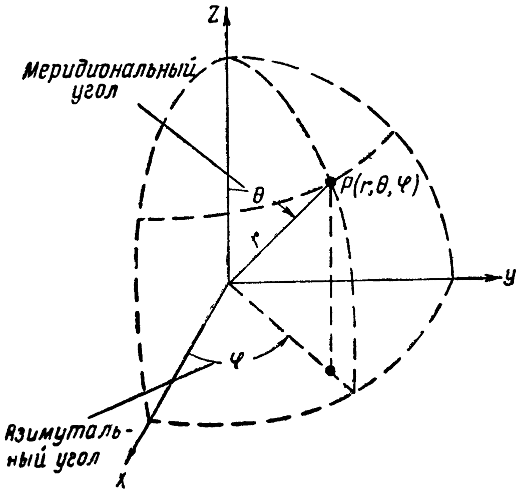


Рис. 0.10. Сферические координаты точки наблюдения.

шение излучаемой мощности к полной мощности, подводимой к антенне

$$\eta = \frac{P_\Sigma}{P_А} = \frac{I_А^2 R_\Sigma}{I_А^2 R_А} = \frac{R_\Sigma}{R_А} = \frac{1}{1 + \frac{R_п}{R_\Sigma}}. \qquad (0.6)$$

Из последнего выражения видно, что для увеличения к.п.д. антенны надо по возможности уменьшать сопротивление потерь по сравнению с сопротивлением излучения.

Диаграмма направленности антенны. Для суждения о распределении в пространстве энергии волн, излучаемых антенной, служит *характеристика (диаграмма) направленности, определяемая зависимостью амплитуды напряженности создаваемого антенной поля (или величины ей пропорциональной) от направления в пространстве*. Направление определяется азимутальным (φ) и меридиональным (θ) углами сферической системы координат, как показано на рис. 0.10. При этом поле измеряется на одном и том же (достаточно большом) расстоянии r от антенны и предполагается, что потери в среде отсутствуют. Пространственная диаграмма направленности изображается в виде поверхности $f=f(\varphi, \theta)$.

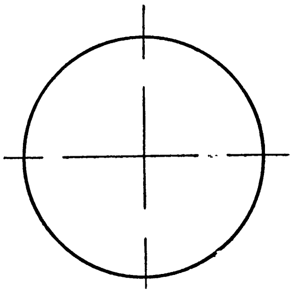


Рис. 0.11. Диаграмма направленности изотропного излучателя.

Данное определение относится к диаграмме направленности *по полю*. В некоторых случаях используется понятие *характеристики (диаграммы) направленности по мощности, определяемой зависимостью плотности потока мощности от направления в пространстве*. Плотность потока мощности представляет собой мощность, проходящую через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению распространения волны.

В некоторой плоскости диаграмма направленности изображается плоской кривой $f=f(\varphi)$ $(f=f(\theta))$ в полярной или декартовой системе координат.

Пространственная диаграмма направленности, у которой максимальное значение равняется единице, называется *нормированной диаграммой* и обозначается как $F(\varphi, \theta)$. Нормированная диаграмма легко получается из ненормированной путем деления всех значений ненормированной диаграммы на ее максимальное значение

$$F(\varphi, \theta) = \frac{f(\varphi, \theta)}{f_{\text{макс}}(\varphi, \theta)}. \tag{0.7}$$

На рис. 0.11—0.15 изображены примеры диаграмм направленности различных типов. На рис. 0.11 представлена шаровая диаграмма гипотетического изотропного излучателя. Такой излучатель подобен световому точечному источнику с равномерным излучением во всех направлениях. Простейший излучатель в виде элементарного диполя имеет *тороидальную диаграмму* направленности, показанную на рис. 0.12 и выражаемую уравнением

$$E = E_{м} \sin\theta, \tag{0.8}$$

где $E_{м}$ — коэффициент пропорциональности;
θ — угол, отсчитываемый от оси диполя.

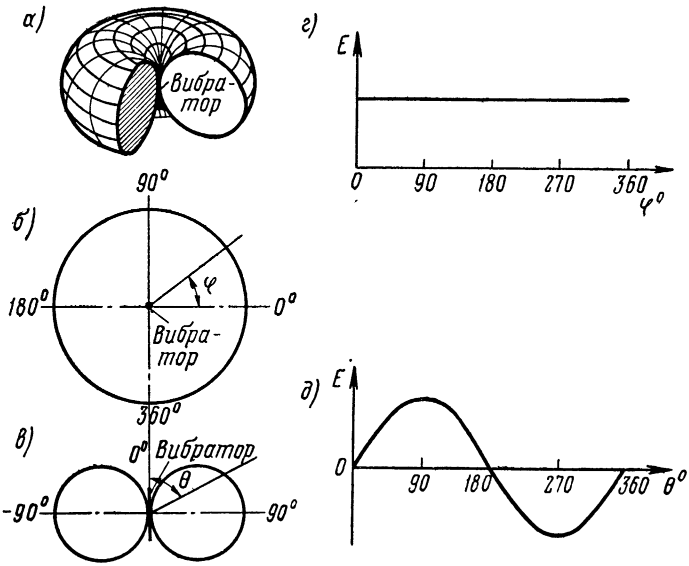


Рис. 0.12. Тороидальная диаграмма направленности элементарного диполя (короткого вибратора):

а) пространственная диаграмма направленности; *б*, *г*) диаграмма направленности в плоскости, перпендикулярной оси диполя; *в*, *д*) то же в плоскости, проходящей через ось диполя.

Рис. 0.12, *а* изображает пространственную диаграмму направленности; рис. 0,12, *б* и *в* — диаграммы направленности в полярных координатах для двух взаимно перпендикулярных плоскостей; рис. 0.12 *г* и *д* — те же диаграммы в декартовых координатах. Как видно из рисунков, максимальное излучение получается в направлениях, перпендикулярных оси вибратора; вдоль оси вибратора излучение отсутствует.

На рис. 0.13 показан пример *игольчатой диаграммы.* Основное излучение антенны с такой диаграммой на-

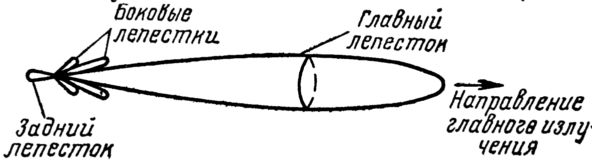


Рис. 0.13. Игольчатая диаграмма направленности.

правленности сконцентрировано в пределах небольшого телесного угла.

На рис. 0.14 показан пример *веерной диаграммы* направленности. Такая диаграмма в одной плоскости сжата (обычно горизонтальной), а в другой расширена.

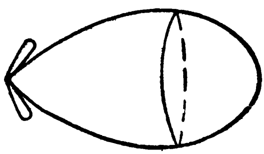


Рис. 0.14. Веерная диаграмма направленности.

На рис. 0.15 показаны примеры *диаграмм направленности специальной формы,* определяемой в вертикальной плоскости уравнением

$$E = E_м \operatorname{cosec} \theta, \tag{0.9}$$

где $E_м$ — коэффициент пропорциональности;

θ — угол в вертикальной плоскости, отсчитываемый относительно горизонта.

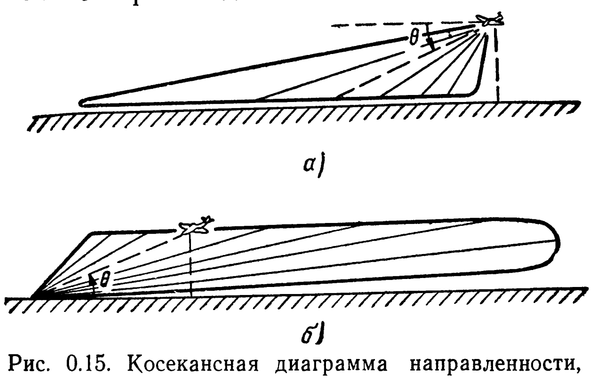


Рис. 0.15. Косекансная диаграмма направленности, рекомендуемая для использования:

а) в самолетном радиолокаторе наземного объекта; *б*) в наземной радиолокационной станции дальнего обнаружения.

Такие диаграммы желательно иметь в некоторых типах радиолокационных станций, например в самолетных радиолокаторах наземных объектов. При отражении от таких объектов, находящихся на различных расстояниях от самолета в пределах радиуса действия радиолокатора, уровень отраженного сигнала на входе приемника будет сохраняться неизменным.

Направленное действие антенны часто оценивают по углу раствора диаграммы направленности, который иногда называют «шириной диаграммы». Под углом раствора $2\Phi_{0,5}$ *диаграммы (главного лепестка) подразумевают угол между направлениями, вдоль которых напряженность поля уменьшается в* $\sqrt{2}$ *раз, по сравнению с напряженностью поля в направлении главного излучения* (рис. 0.16), *а поток мощности соответственно уменьшается вдвое.*

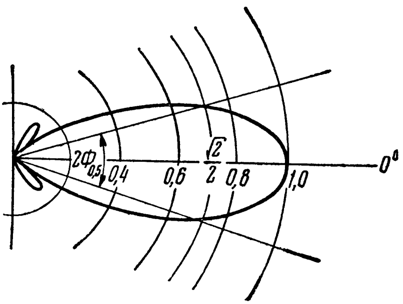


Рис. 0.16. К определению угла раствора диаграммы направленности.

В некоторых случаях под углом раствора $2\Phi_0$ подразумевают угол между направлениями (ближайшими к направлению максимума), вдоль которых напряженность поля равна нулю.

Антенны, которые должны обладать ненаправленным действием, характеризуются *коэффициентом равномерности диаграммы направленности, под которым подразумевается отношение минимального значения напряженности поля к максимальному в пределах диаграммы.*

Поляризационная характеристика антенны. Напряженность электрического поля, создаваемого передающей антенной, характеризуется не только величиной и фазой, но и *поляризацией, плоскость которой определяется как плоскость, проходящая через направление распространения и вектор напряженности электрического поля.* Поляризация излучаемых волн определяется типом передающей антенны и ее положением в пространстве. Поле одного прямолинейного проводника с током в свободном пространстве является линейно поляризованным, т. е. в рассматриваемой точке в любой момент ориентировано вдоль одной и той же прямой. Вертикальный вибратор излучает *вертикально поляризованные волны* (т. е. волны с вектором электрического поля, лежащим в вертикальной плоскости); горизонтальный вибратор — *горизонтально поляризованные волны* (т. е. волны с вектором электрического поля в горизонтальной плоскости). В приемном проводе, расположенном вдоль силовых линий электрического поля, индуктируется некоторая э. д. с. Если же провод ориентирован перпендикулярно линиям сил электрического поля, никакой э. д. с. в нем индуктироваться не будет. В промежуточном случае, когда приемный провод и направление силовых линий электрического поля составляют некоторый угол α, э. д. с., наводимая в проводе, будет пропорциональна проекции вектора E на ось провода, т. е. будет пропорциональна $\cos\alpha$. Поэтому для получения максимального приема, например, вертикально поляризованных волн следует применять приемный провод, располагаемый в вертикальной плоскости перпендикулярно направлению распространения, или какую-нибудь другую антенну, рассчитанную на прием поля вертикальной поляризации.

Помимо электромагнитных полей *линейной поляризации,* известны *поля вращающейся (эллиптической) поляризации.* Поле вращающейся поляризации может быть получено в результате сложения двух линейно поляризованных полей, электрические векторы которых повернуты в пространстве друг относительно друга и не совпадают по фазе. Такое поле называется эллиптически поляризованным потому, что конец вектора напряженности электрического поля описывает в пространстве эллипс за период высокой частоты. Этот эллипс при распространении волн в свободном пространстве лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, и называется поляризационным эллипсом или поляризационной характеристикой. *Отношение малой оси эллипса поляризации к большой называют коэффициентом равномерности (эллиптичности) поляризационной характеристики,* а зависимость последнего от направления — поляризационной диаграммой направленности антенны.

Коэффициент равномерности поляризационной характеристики может иметь значения от 0 до 1. В первом случае он характеризует поле линейной поляризации. Во втором случае эллипс поляризации обращается в круг и поле называется поляризованным по кругу.

Действующая длина антенны. Диаграмма направленности антенны дает картину относительной интенсивности электромагнитного поля в разных направлениях, но обычно не определяет абсолютного значения напряженности поля в той или другой точке пространства, окружающего антенну.

Для напряженности поля в дальней зоне элементарного электрического диполя в свободном пространстве можно получить следующее выражение*:

$$E = \frac{30k\,(2l)\,I}{r}\sin\theta. \qquad (0.10)$$

Здесь E — действующее значение напряженности электрического поля, *в/м*;

$2l$ — полная длина диполя, *м*;

$$k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

λ — длина волны, *м*;

I — действующее значение тока диполя, *а*;

r — расстояние от диполя до точки, в которой определяется поле, *м*;

θ — угол между осью диполя и направлением на точку наблюдения.

Для антенн с распределением тока, отличным от такового в диполе, можно по аналогии написать

$$E = \frac{30kh_{\text{д}}I_{\text{А}}}{r}F(\varphi, \theta). \qquad (0.11)$$

Здесь $F(\varphi, \theta)$ — нормированная диаграмма направленности антенны, имеющая в направлении главного излучения значение, равное единице. В этом направлении

$$E = \frac{30kh_{\text{д}}I_{\text{А}}}{r}, \qquad (0.12)$$

* Это выражение выводится в § 2 следующей главы. Оно также известно из курса основ радиотехники.

где $h_д$ — так называемая *действующая длина антенны, представляющая собой параметр, связывающий напряженность электрического поля, создаваемого антенной в направлении главного излучения, с током в самой антенне.* Действующая длина антенны имеет размерность длины и зависит от формы антенны, ее геометрических размеров и длины волны.

Для сравнения между собой направленных антенн вводят параметр, называемый коэффициентом направленного действия (КНД).

Коэффициент направленного действия *(D) — это число, показывающее, во сколько раз пришлось бы увеличить мощность излучения антенны при переходе от направленной антенны к ненаправленной при условии сохранения одинаковой напряженности поля в месте приема* (при прочих равных условиях)

$$D = \frac{P_{\Sigma_0}}{P_\Sigma}, \tag{0.13}$$

где P_{Σ_0} — мощность излучения ненаправленной антенны;
P_Σ — мощность излучения направленной антенны.
Коэффициент направленного действия D в направлении максимального излучения для реальных антенн достигает значений от единиц до многих тысяч.

Коэффициент направленного действия позволяет судить о том выигрыше в мощности, который можно получить за счет использования направленного действия антенны. Однако применение направленной антенны не всегда приводит к повышению напряженности поля в направлении максимума при той же величине мощности, подводимой к антенне. Так, например, если в направленной антенне велики потери мощности, то проигрыш за счет этих потерь может оказаться бо́льшим, чем выигрыш за счет направленности, и, в общем, получится проигрыш.

Для суждения об итоговом выигрыше (или проигрыше), даваемом антенной, при учете как ее направленного действия, так и потерь в ней служит параметр, называемый коэффициентом усиления антенны.

Коэффициент усиления антенны G *равен произведению КНД на к.п.д.*

$$G = D\eta. \tag{0.14}$$

Учитывая (0.13), получаем

$$G = \frac{P_{\Sigma_0}\eta}{P_\Sigma} = \frac{P_{\Sigma_0}}{P_A}. \tag{0.15}$$

Отношение мощностей в последнем выражении определяется при условии получения одинаковой напряженности поля в точке приема.

Таким образом, коэффициент усиления показывает, во сколько раз нужно уменьшить (или увеличить) мощность, подводимую к направленной антенне, по сравнению с мощностью, подводимой к идеальной ненаправленной антенне без потерь, для того, чтобы получить одинаковую напряженность поля в рассматриваемом направлении. Если специальных оговорок не делается, то под коэффициентом усиления (так же, как и под коэффициентом направленного действия) подразумевается его максимальное значение, соответствующее направлению максимума диаграммы направленности.

Рабочий диапазон волн *характеризуется тем диапазоном, в пределах которого антенна сохраняет свои основные параметры* (направленное действие, поляризационную характеристику, согласование с фидером) *с заданной степенью точности.* Требования к степени постоянства параметров в пределах рабочего диапазона могут быть различными в зависимости от условий использования антенны. Если ширина рабочего диапазона не превосходит нескольких процентов от средней волны, антенна называется узкодиапазонной; антенны с рабочим диапазоном в несколько десятков процентов и больше называются широкодиапазонными.

Максимально допустимая мощность, которая может быть подведена к антенне, лимитируется напряжением пробоя, возникающим в фидерном тракте или в самой антенне.

Параметры приемных антенн. Большинство рассмотренных выше параметров передающих антенн будут характеризовать ту же антенну, если она используется и как приемная, причем некоторые параметры несколько меняют свой смысл.

Внутреннее сопротивление приемной антенны равняется входному сопротивлению той же антенны, используемой как передающая.

Характеристика направленности приемной антенны определяется как зависимость наводимой в ней э.д.с. от угла падения приходящей волны.

Поляризационная характеристика антенны, используемой для приема, соответствует характеристике антенны в режиме передачи; из нее видно, какова должна быть поляризация поля в точке приема для получения максимального полезного эффекта.

Коэффициент направленного действия приемной антенны показывает, какому увеличению мощности передатчика эквивалентно даваемое антенной превышение сигнала над уровнем помех при условии равномерного распределения помех во всех направлениях *.

Действующая длина антенны приобретает смысл коэффициента, связывающего э.д.с. ($\mathcal{E}_А$) антенны с напряженностью электрического поля E для направления максимального приема (при условии, что приемная антенна ориентирована в соответствии с поляризацией поля)

$$\mathcal{E}_А = h_д E. \tag{0.16}$$

Эффективная площадь антенны (A) *определяется как отношение максимальной мощности $P_{пр}$, которая может быть отдана приемной антенной* (без потерь) *в согласованную нагрузку, к мощности $П$, приходящейся на единицу площади в падающей* (неискаженной антенной) *плоской волне:*

$$A = \frac{P_{пр}}{П}, \tag{0.17}$$

где $П$ — равно численному значению вектора Пойнтинга. Между эффективной площадью A и коэффициентом на-

* Доказательство этого см. в § 3 гл. IV.

правленного действия антенны D существует простая связь (доказываемая в дальнейшем)

$$D = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \tag{0.18}$$

или

$$A = \frac{D\lambda^2}{4\pi}. \tag{0.19}$$

Поскольку параметр D применяется как к передающим, так и к приемным антеннам, постольку и параметр A также может быть использован для характеристики свойств любых антенн — приемных или передающих.

ЧАСТЬ I.
ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН

ГЛАВА I
ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОВОЛН

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ СИСТЕМЫ ТОКОВ

Как уже указывалось выше, теория антенн в настоящее время изучается главным образом как теория передающих антенн. Для изучения теории приемных антенн используется принцип взаимности. Теория передающих антенн позволяет определить основные параметры антенн, такие, как: диаграмма направленности, сопротивление излучения и входное сопротивление антенн, зависимость этих параметров от частоты и т. д. Ответ на вопрос о параметрах антенн в общем виде вытекает из уравнений Максвелла, связывающих в дифференциальной форме значения электрического и магнитного полей в какой-либо точке пространства с плотностью тока и заряда в той же точке. С математической точки зрения эти уравнения дают все необходимые данные для решения задач, относящихся к теории антенн. Однако ввиду сложности выводов точные решения задач в большинстве случаев получить весьма затруднительно, а в некоторых случаях и невозможно. Поэтому обычно удовлетворяются приближенными решениями, точность которых для технических применений оказывается достаточной.

Источником электромагнитного поля являются электрические токи, представляющие собой движение электрических зарядов. Ввиду отсутствия в природе магнитных зарядов магнитные токи, понимаемые как движение магнитных зарядов, не существуют. Несмотря на отсутствие магнитных токов и зарядов, их формальное введение оказывается иногда полезным, позволяя упростить математические выводы по определению напряженности электромагнитного поля.

Известно, что действие витка малых размеров (рамки) с электрическим током можно заменить действием магнитного диполя, или соответствующего магнитного тока, ориентированного вдоль оси рамки. Поэтому для определения напряженности поля, создаваемого кольцевым электрическим током малой рамки, можно формально искать решение задачи о поле заданного линейного магнитного тока. Совокупность таких элементов магнитного тока (диполей) с общей осью можно рассматривать как фиктивный линейный проводник определенной протяженности с магнитным током. В некоторых случаях решение уравнений Максвелла с введенными в них фиктивными магнитными зарядами и токами оказывается проще, чем решение исходной системы уравнений, содержащей электрические токи и заряды.

Напишем уравнения Максвелла с учетом фиктивных магнитных токов для электромагнитных процессов, гармонически изменяющихся во времени:

$$\operatorname{rot} \overline{H} = \overline{J} + (g + j\omega\varepsilon)\overline{E}; \tag{I.1}$$

$$\operatorname{rot} \overline{E} = -\overline{J}_{м} - j\omega\mu\overline{H}. \tag{I.2}$$

Эти уравнения написаны в рационализированной практической системе единиц:

$\overline{E}$ и $\overline{H}$ — векторы электрического и магнитного полей;
$\overline{J}$ и $\overline{J}_{м}$ — векторы плотности сторонних токов, электрического и магнитного, считаются заданными;
ε и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды;
g — объемная электрическая проводимость.

Решим уравнения (I.1) и (I.2) для однородной среды. Подобные решения излагаются в литературе по теории электромагнитного поля*.

---

* См., например, Л. Д. Гольдштейн и Н. В. Зернов. «Электромагнитные поля и волны». «Советское радио», 1956,

Для решения системы уравнений (I.1) и (I.2) представим E и H в виде сумм

$$E = E_1 + E_2 \text{ и } H = H_1 + H_2, \tag{I.3}$$

где E_1 и H_1 — электромагнитное поле, созданное только электрическими токами;

E_2 и H_2 — электромагнитное поле, созданное только магнитными токами. Кроме того, в дальнейшем предполагается, что проводимость среды $g = 0$. Следовательно,

$$\text{rot}\,\overline{H}_1 = \overline{J} + j\omega\varepsilon\overline{E}_1; \tag{I.4}$$

$$\text{rot}\,\overline{E}_1 = -j\omega\mu\overline{H}_1; \tag{I.4a}$$

$$\text{rot}\,\overline{H}_2 = j\omega\varepsilon\overline{E}_2; \tag{I.5}$$

$$\text{rot}\,\overline{E}_2 = -\overline{J}_{\text{м}} - j\omega\mu\overline{H}_2. \tag{I.5a}$$

Из (I.4a)

$$\text{div rot}\,\overline{E}_1 = \text{div}(-j\omega\mu\overline{H}_1) = 0; \quad \text{div}\,\overline{H}_1 = 0.$$

Последнее равенство удовлетворяется, если

$$\overline{H}_1 = \text{rot}\,\overline{A}. \tag{I.6}$$

Из (I.5)

$$\text{div rot}\,\overline{H}_2 = j\omega\varepsilon\,\text{div}\,\overline{E}_2 = 0; \quad \text{div}\,\overline{E}_2 = 0;$$

$$\overline{E}_2 = -\text{rot}\,\overline{F}. \tag{I.7}$$

Из (I.4a)

$$\text{rot}\,\overline{E}_1 = -j\omega\mu\,\text{rot}\,\overline{A};$$

$$\text{rot}\,[\overline{E}_1 + j\omega\mu\overline{A}] = 0;$$

$$\overline{E}_1 + j\omega\mu\overline{A} + \text{grad}\,U = 0;$$

$$\overline{E}_1 = -j\omega\mu\overline{A} - \text{grad}\,U. \tag{I.8}$$

Здесь U — некоторая (неизвестная) скалярная функция.
Из (I.5)

$$\text{rot}\,\overline{H}_2 = -j\omega\varepsilon\,\text{rot}\,\overline{F}; \quad \text{rot}\,[\overline{H}_2 + j\omega\varepsilon\overline{F}] = 0;$$

$$\overline{H}_2 + j\omega\varepsilon\overline{F} + \text{grad}\,\theta = 0;$$

$$\overline{H}_2 = -j\omega\varepsilon\overline{F} - \text{grad}\,\theta, \tag{I.9}$$

где θ — некоторая (неизвестная) скалярная функция.
Из (I.4), (I.6) и (I.8)

$$\text{rot}\,\overline{H}_1 = \text{rot rot}\,\overline{A} = \overline{J} + j\omega\varepsilon\,(-j\omega\mu\,\overline{A} - \text{grad}\,U);$$

$$\text{rot rot}\,\overline{A} = \overline{J} + \omega^2\varepsilon\mu\overline{A} - j\omega\varepsilon\,\text{grad}\,U. \tag{I.10}$$

Из (I.5а), (I.7) и (I.9)

$$\text{rot}\,\overline{E}_2 = -\overline{J}_м - j\omega\mu(-j\omega\varepsilon\overline{F} - \text{grad}\,\theta) = -\text{rot}\,(\text{rot}\,\overline{F});$$

$$\text{rot}\,\text{rot}\,\overline{F} = \overline{J}_м + \omega^2\varepsilon\mu\overline{F} - j\omega\mu\,\text{grad}\,\theta. \qquad (I.11)$$

Вообще $\text{rot}\,\text{rot}\,\overline{A} = \text{grad}\,\text{div}\,\overline{A} - \nabla^2\,\overline{A}$.
Поэтому из (I.10) и (I.11)

$$\nabla^2\overline{A} - \text{grad}\,\text{div}\,\overline{A} = -\overline{J} - \omega^2\varepsilon\mu\overline{A} + j\omega\varepsilon\,\text{grad}\,U; \qquad (I.12$$

$$\nabla^2\overline{F} - \text{grad}\,\text{div}\,\overline{F} = -\overline{J}_м - \omega^2\varepsilon\mu\overline{F} + j\omega\mu\,\text{grad}\,\theta. \qquad (I.13)$$

Условия (I.6) и (I.7) определяют только вихри векторов $\overline{A}$ и $\overline{F}$ и не накладывают никаких условий на их истоки. Представляется возможность выбрать последние произвольно. Их, например, удобно выбрать так, чтобы упростить выражения (I.12) и (I.13). Для этого потребуем, чтобы

$$\text{div}\,\overline{A} = -j\omega\varepsilon U. \qquad (I.14)$$

Тогда

$$\text{grad}\,\text{div}\,\overline{A} = -j\omega\varepsilon\,\text{grad}\,U$$

и из (I.12)

$$\nabla^2\overline{A} = -\overline{J} - \omega^2\mu\varepsilon\overline{A};$$

$$\nabla^2\overline{A} + \omega^2\varepsilon\mu\overline{A} = -\overline{J}. \qquad (I.15)$$

Аналогично потребуем, чтобы

$$\text{div}\,\overline{F} = -j\omega\mu\theta. \qquad (I.16)$$

Тогда

$$\nabla^2\overline{F} + \omega^2\varepsilon\mu\overline{F} = -\overline{J}_м. \qquad (I.17)$$

Из (I.3), (I.8), (I.7) и (I.14) следует

$$\overline{E} = \overline{E}_1 + \overline{E}_2 = -j\omega\mu\overline{A} - \text{grad}\,U - \text{rot}\,\overline{F};$$

$$\overline{E} = -j\omega\mu\overline{A} + \frac{\text{grad}\,\text{div}\,\overline{A}}{j\omega\varepsilon} - \text{rot}\,\overline{F}. \qquad (I.18)$$

Из (I.3), (I.6), (I.9) и (I.16)

$$\overline{H} = \overline{H}_1 + \overline{H}_2 = \text{rot}\,\overline{A} - j\omega\varepsilon\overline{F} - \text{grad}\,\theta;$$

$$\overline{H} = -j\omega\varepsilon\overline{F} + \frac{\text{grad}\,\text{div}\,\overline{F}}{j\omega\mu} + \text{rot}\,\overline{A}. \qquad (I.19)$$

Векторы $\overline{A}$ и $\overline{F}$, удовлетворяющие векторным неоднородным уравнениям (I.15), (I.17), называют вектор-потенциалами электромагнитного поля.

Если источники электромагнитного поля распределены непрерывно в некоторой области V, ограниченной поверхностью S, а среда, окружающая область V, представляет собой однородный изотропный диэлектрик, то для гармонического поля решение уравнений (I.15), (I.17) имеет вид

$$\overline{A}=\frac{1}{4\pi}\int_V \overline{J}\,\frac{e^{-jkr}}{r}\,dV=\frac{1}{4\pi}\int_V \frac{e^{-jkr}}{r}\,d\overline{p}. \qquad (I.20)$$

Здесь $d\overline{p}=\overline{J}dV$ — элементарный электрический момент;

$$\overline{F}=\frac{1}{4\pi}\int_V \overline{J}_{\text{м}}\,\frac{e^{-jkr}}{r}\,dV=\frac{1}{4\pi}\int_V \frac{e^{-jkr}}{r}\,dp_{\text{м}}; \qquad (I.21)$$

$d\overline{p}_{\text{м}}=\overline{J}_{\text{м}}dV$ — элементарный магнитный момент;

$k=\omega\sqrt{\varepsilon\mu}=\dfrac{2\pi}{\lambda}$; λ — длина волны;

$$r=\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}=$$
$$=\sqrt{r_0^2+r'^2-2r_0r'\cos\alpha}, \qquad (I.22)$$

где r — расстояние от элемента тока в точке $Q(x', y', z')$ до точки наблюдения $P(x, y, z)$ (рис. I.1), а интегрирование ведется по координатам точки $Q(x', y', z')$;

α — угол между направлениями r_0 и r'.

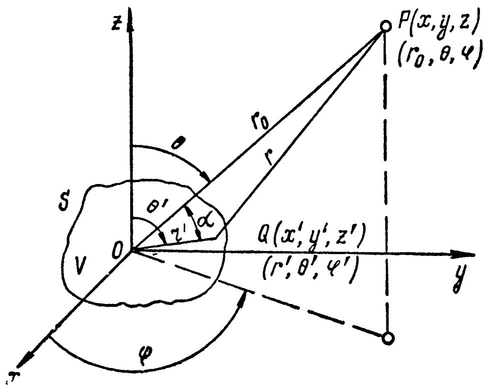


Рис. I.1. К определению напряженности поля системы источников.

Выражения (I.18), (I.19) совместно с (I.20) и (I.21) в общей форме определяют напряженности электромагнитного поля, создаваемого заданной системой источников.

Для расчета напряженности поля на малых расстояниях от системы источников необходимо пользоваться точным выражением (1.22) для расстояния r. Эта область малых расстояний до антенной системы называется ближней зоной или зоной индукции. Структура поля в этой зоне весьма сложна и выражения для напряженности поля не упрощаются.

Наибольший интерес при изучении антенн представляет электромагнитное поле, создаваемое на расстояниях r, больших по сравнению с длиной волны λ, и с наибольшими размерами $r'_{\text{макс}}$ рассматриваемой системы источников. Эту дальнюю область называют волновой зоной или зоной фраунгоферовой дифракции. Для расстояния r до точки наблюдения в указанной зоне можно получить более простое выражение, если разложить правую часть (1.22) в ряд и ограничиться членами первой степени малости:

$$r \simeq r_0\left(1 - \frac{r'}{r_0}\cos\alpha\right) = r_0 - r'\cos\alpha. \qquad (1.22а)$$

Последнее выражение получается из предположения, что отрезки r и r_0 до удаленной точки можно считать параллельными. Для расстояний $r_0 \gg r'$ в множителях, определяющих амплитуду поля, можно приближенно принять $\frac{1}{r} \simeq \frac{1}{r_0}$. Область дальней зоны практически начинается приблизительно на расстояниях $r_0 > \frac{2L^2}{\lambda}$, где L — максимальный размер антенной системы, но не меньших, чем $r_0 \simeq \lambda$.

Промежуточную область (между ближней и дальней зонами) называют зоной френелевой дифракции. В этой зоне расстояние рассчитывают по формуле второго приближения, получающейся из разложения выражения (1.22) в ряд после отбрасывания членов степени выше второй.

Выразим α через углы θ и φ. Пусть $\overline{r}_0$ — единичный вектор, направленный по OP, а $\overline{r}'$ — единичный вектор, направленный по OQ. Тогда $\cos\alpha$ определяется их скалярным произведением $\cos\alpha = \overline{r}_0\overline{r}'$.

Представим единичные векторы в виде геометрических сумм составляющих по координатным осям x, y, z:

$$\overline{r}_0 = \overline{i}\sin\theta\cos\varphi + \overline{j}\sin\theta\sin\varphi + \overline{k}\cos\theta;$$

$$\overline{r}' = \overline{i}\sin\theta'\cos\varphi' + \overline{j}\sin\theta'\cos\varphi' + \overline{k}\cos\theta',$$

где $\bar{i}, \bar{j}$ и $\bar{k}$ — соответствующие орты вдоль осей x, y, z. Следовательно,

$$\cos\alpha = \sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi - \varphi') + \cos\theta\cos\theta'. \qquad (I.23)$$

Это выражение определяет угол α между направлениями из начала координат на две произвольные точки с угловыми координатами (θ, φ) и (θ', φ').

Преобразуем подынтегральное выражение (I.20) и (I.21) для случая волновой зоны, учитывая (I.22а):

$$\frac{e^{-jkr}}{r} \simeq \frac{e^{-jk(r_0 - r'\cos\alpha)}}{r_0} = \frac{e^{-jkr_0}}{r_0}\, e^{jkr'\cos\alpha}.$$

Таким образом, для поля в волновой зоне

$$\bar{A} = \frac{e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}\int_V e^{jkr'\cos\alpha}\,\overline{dp}; \qquad (I.24)$$

$$\bar{F} = \frac{e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}\int_V e^{jkr'\cos\alpha}\,\overline{dp}_{м}. \qquad (I.25)$$

Обозначим

$$\bar{N} = \int_V e^{jkr'\cos\alpha}\,\overline{dp} \qquad (I.26)$$

и

$$\bar{L} = \int_V e^{jkr'\cos\alpha}\,\overline{dp}_{м}. \qquad (I.27)$$

$\bar{N}$ и $\bar{L}$, так называемые векторы излучения, являются лишь функциями φ и θ и не зависят от r.

Следовательно,

$$\bar{A} = \frac{e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}\bar{N} = \frac{e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}(\bar{i}_r N_r + \bar{i}_\theta N_\theta + \bar{i}_\varphi N_\varphi); \qquad (I.28)$$

$$\bar{F} = \frac{e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}\bar{L} = \frac{e^{-jkr_0}}{4\pi r_0}(\bar{i}_r L_r + \bar{i}_\theta L_\theta + \bar{i}_\varphi L_\varphi). \qquad (I.29)$$

Дальнейший вывод надо делать в следующем порядке.

1) Написать выражения в сферической системе координат для

$$\operatorname{div}\bar{A} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2 A_r) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta\, A_\theta) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial A_\varphi}{\partial\varphi}.$$

2) Затем найти

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \overline{A} = \operatorname{grad} f = \overline{i}_r \frac{\partial f}{\partial r} + \overline{i}_\theta \frac{\partial f}{r\partial\theta} + \overline{i}_\varphi \frac{\partial f}{\partial\varphi} \frac{1}{r \sin\theta}.$$

3) Найти

$$\operatorname{rot}_r \overline{A} = \frac{1}{r \sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta A_\varphi) - \frac{\partial A_\theta}{\partial\varphi}\right];$$

$$\operatorname{rot}_\theta \overline{A} = \frac{1}{r \sin\theta}\left[\frac{\partial A_r}{\partial\varphi} - \frac{\partial}{\partial r}(r \sin\theta A_\varphi)\right];$$

$$\operatorname{rot}_\varphi \overline{A} = \frac{1}{r}\left[\frac{\partial}{\partial r}(rA_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial\theta}\right].$$

4) Найти аналогичные выражения для F.
5) Подставить полученные выражения в (I.18) и (I.19).
6) Учесть, что слагаемыми, убывающими по закону $1/r^2$, можно (при достаточно больших значениях r) пренебречь по сравнению со слагаемыми, убывающими по закону $1/r$.

Для составляющих поля после преобразований получаются следующие выражения:

меридиональная составляющая напряженности электрического поля

$$E_\theta = -\frac{je^{-jkr_0}}{2\lambda r_0}(\rho N_\theta + L_\varphi); \tag{I.30}$$

азимутальная составляющая

$$E_\varphi = \frac{je^{-jkr_0}}{2\lambda r_0}(-\rho N_\varphi + L_\theta); \tag{I.31}$$

то же для магнитного поля

$$H_\varphi = \frac{E_\theta}{\rho}; \tag{I.32}$$

$$H_\theta = -\frac{E_\varphi}{\rho}; \tag{I.33}$$

радиальные составляющие

$$E_r = 0; \quad H_r = 0. \tag{I.34}$$

В написанных выражениях

$$\rho = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}. \tag{I.35}$$

Для воздушной среды $\rho = \rho_0 = 120\ \pi$.

Выражения (I.30) — (I.33) совместно с (I.26) и (I.27) определяют собой напряженности электрического и магнитного полей, создаваемых заданной системой источников в дальней зоне.

Следует обратить внимание на то, что векторы излучения (I.26) и (I.27) определяются интегралами от векторных величин. Это значит, что суммирование подынтегральных величин должно производиться, как суммирование векторов, т. е. геометрически.

Для вычисления этих интегралов их можно представить также в виде сумм декартовых прямоугольных составляющих в декартовой системе координат:

$$\overline{N} = \overline{i}N_x + \overline{j}N_y + \overline{k}N_z; \tag{I.36}$$

$$\overline{L} = \overline{i}L_x + \overline{j}L_y + \overline{k}L_z. \tag{I.37}$$

В последних выражениях

$$N_x = \int\limits_V J_x e^{jkr'\cos\alpha} dV; \quad N_y = \int\limits_V J_y e^{jkr'\cos\alpha} dV;$$

$$N_z = \int\limits_V J_z e^{jkr'\cos\alpha} dV; \tag{I.38}$$

$$L_x = \int\limits_V J_{\text{м}x} e^{jkr'\cos\alpha} dV; \quad L_y = \int\limits_V J_{\text{м}y} e^{jkr'\cos\alpha} dV;$$

$$L_z = \int\limits_V J_{\text{м}z} e^{jkr'\cos\alpha} dV, \tag{I.39}$$

где J_x, J_y и J_z — декартовые составляющие плотности электрического тока в декартовой системе координат;

аналогично $J_{\text{м}x}$, $J_{\text{м}y}$ и $J_{\text{м}z}$ — соответствующие составляющие плотности магнитного тока.

Если источниками электромагнитного поля являются токи, распределенные не по объему, а по заданной поверхности S, то вместо плотности объемных токов подынтегральные выражения будут содержать векторы плотности поверхностных токов, а само интегрирование надо проводить по поверхности S.

Наконец, если источниками являются линейные токи, заданные на участке l, тогда интегралы получают следующий вид:

$$\overline{N} = \int\limits_l I(l)\, e^{jkr'\cos\alpha} \overline{dl} = \overline{i}N_x + \overline{j}N_y + \overline{k}N_z, \tag{I.40}$$

где $\overline{dl}$ — направленный элемент длины

$$\overline{dl} = \overline{i}\,dx + \overline{j}\,dy + \overline{k}\,dz;$$

$I(l)$ — ток на элементе dl.

Соответственно составляющие вектора $\overline{N}$

$$N_x = \int\limits_l I(l)\, \mathrm{e}^{jkr'\cos\alpha} dx = \int\limits_l I(l)\, \mathrm{e}^{jkr'\cos\alpha} \cos(l,\ x)\, dl;$$

$$N_y = \int\limits_l I(l)\, \mathrm{e}^{jkr'\cos\alpha} dy = \int\limits_l I(l)\, \mathrm{e}^{jkr'\cos\alpha} \cos(l,\ y)\, dl; \qquad (I.41)$$

$$N_z = \int\limits_l I(l)\, \mathrm{e}^{jkr'\cos\alpha} dz = \int\limits_l I(l)\, \mathrm{e}^{jkr'\cos\alpha} \cos(l,\ z)\, dl.$$

В написанных выражениях $(l,\ x)$, $(l,\ y)$ и $(l,\ z)$ — углы между элементом dl и направлением соответствующей координатной оси. Аналогичные выражения можно написать для составляющих электрического вектора излучения, определяемых магнитными токами.

Показатель в написанных выше подынтегральных выражениях в случае необходимости, можно выразить через декартовые координаты x', y', z' элемента источника, учитывая (I.23), следующим образом:

$$r'\cos\alpha = r'\,[\sin\theta'\sin\theta\cos(\varphi-\varphi') + \cos\theta'\cos\theta] =$$
$$= r'\sin\theta'\cos\varphi'\cos\varphi\sin\theta + r'\sin\theta'\sin\varphi'\sin\varphi\sin\theta +$$
$$+ r'\cos\theta'\cos\theta = x'\cos\varphi\sin\theta + y'\sin\varphi\sin\theta + z'\cos\theta. \qquad (I.42)$$

Выразим далее через найденные составляющие векторов излучения в декартовой системе их составляющие в сферических координатах и подставим в выражения (1.30), (1.31), определяющие собой компоненты поля E_θ и E_φ.

Проекции некоторого вектора U в сферической системе координат выражаются через его проекции в декартовых координатах следующим образом:

$$U_\theta = U_x\cos\theta\cos\varphi + U_y\cos\theta\sin\varphi - U_z\sin\theta;$$
$$U_\varphi = -U_x\sin\varphi + U_y\cos\varphi. \qquad (I.43)$$

Развернутые выражения для E_θ и E_φ получают вид

$$E_\theta = -\frac{j\mathrm{e}^{-jkr_0}}{2\lambda r_0}(\rho N_\theta + L_\varphi) =$$
$$= -\frac{j\mathrm{e}^{-jkr_0}}{2\lambda r_0}\,[\rho\,(N_x\cos\theta\cos\varphi + N_y\cos\theta\sin\varphi - N_z\sin\theta) -$$
$$- L_x\sin\varphi + L_y\cos\varphi]; \qquad (I.44)$$

$$E_\varphi = \frac{j\mathrm{e}^{-jkr_0}}{2\lambda r_0}(-\rho N_\varphi + L_\theta) =$$
$$= \frac{j\mathrm{e}^{-jkr_0}}{2\lambda r_0}\,[\rho\,(N_x\sin\varphi - N_y\cos\varphi) + L_x\cos\theta\cos\varphi +$$
$$+ L_y\cos\theta\sin\varphi - L_z\sin\theta]. \qquad (I.45)$$

В этих выражениях составляющие векторов излучения $\overline{N}$ и $\overline{L}$ определяются формулами (I.38), (I.39), (I.41). Углы θ и φ — угловые координаты точки наблюдения. Выражения (I.44) и (I.45) определяют значение напряженности электрического поля в дальней зоне.

Эти выражения, а также формулы (I.30) — (I.34) показывают, что нет составляющих поля в направлении распространения, т. е. *электромагнитное поле, создаваемое системой токов в дальней зоне, имеет поперечный характер. Меридиональный и азимутальный компоненты поля* (E_θ и E_φ) *взаимноперпендикулярны в пространстве* и в общем случае могут быть сдвинуты по фазе. В последнем случае образуется поле вращающейся поляризации, которое характеризуется тем, что в рассматриваемой точке пространства конец вектора поля описывает за период высокой частоты эллипс, плоскость которого лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны.

Полученные выражения для составляющих напряженности поля являются основными как для теории излучения проволочных антенн, так и антенн СВЧ.

Рассмотрим вопрос о диаграммах направленности антенн, электромагнитное поле которых состоит из азимутальной и меридиональной составляющих, в общем случае сдвинутых между собой по фазе (как например, в случае антенн вращающейся поляризации).

Так как амплитуды (или действующие значения) этих составляющих могут изменяться по разным законам в зависимости от направления в пространстве, следует различать отдельные диаграммы

$$E_\varphi = f_1(\varphi, \theta) \text{ и } E_\theta = f_2(\varphi, \theta), \tag{I.46}$$

которые в совокупности характеризуют направленное действие антенны (по полю). Диаграмма направленности такой антенны по мощности будет определяться зависимостью потока вектора Пойнтинга от направления

$$\Pi = f(\varphi, \theta).$$

В дальней зоне антенны вектор П имеет лишь радиальный компонент и его среднее (во времени) значение, определяющее поток мощности, может быть вычислено по формуле*

$$П = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_\theta H_\varphi^* - E_\varphi H_\theta^*), \qquad (1.47)$$

где * — обозначает комплексно сопряженное значение.

На основании (1.32), (1.33) и (1.35) для свободного пространства

$$H_\varphi = \frac{E_\theta}{120\pi}; \quad H_\theta = -\frac{E_\varphi}{120\pi},$$

поэтому

$$E_\theta H_\varphi^* = \frac{E_\theta E_\theta^*}{120\pi} = \frac{E_{\theta m}^2}{120\pi},$$

где E_{θ_m} — амплитуда комплексной величины E_θ, также являющаяся функцией направления, определяемого углами φ и θ.

Аналогично

$$E_\varphi H_\theta^* = -\frac{E_\varphi E_\varphi^*}{120\pi} = -\frac{E_{\varphi_m}^2}{120\pi},$$

где E_{φ_m} — амплитуда комплекса E_φ, также зависящая от φ и θ.

Следовательно,

$$П = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (E_\theta H_\varphi^* - E_\varphi H_\theta^*) = \frac{E_{\theta_m}^2 + E_{\varphi_m}^2}{240\pi}. \qquad (1.48)$$

Последнее выражение показывает, что *поток мощности электромагнитной волны в любом направлении определяется как сумма потоков мощностей меридиональной и азимутальной составляющих поля и не зависит от сдвига фаз между ними.*

Обозначим значение П в направлении максимального излучения антенны

$$П_{макс} = \frac{\left(E_{\theta m}^2 + E_{\varphi m}^2\right)_{макс}}{240\pi}. \qquad (1.49)$$

---

* См., например, книгу Л. Д. Гольдштейна и Н. В. Зернова «Электромагнитные поля и волны», изд-во «Советское радио», 1956 г., стр. 234 и 359.

Тогда нормированная диаграмма направленности антенны по мощности будет определяться выражением

$$F^2(\varphi, \theta) = \frac{\Pi}{\Pi_{\text{макс}}} = \frac{E_{\theta m}^2 + E_{\varphi m}^2}{\left(E_{\theta m}^2 + E_{\varphi_m}^2\right)_{\text{макс}}}. \tag{I.50}$$

Применим полученные выше выражения (I.44) и (I.45) для расчета напряженности поля простейшей проволочной антенны в виде прямолинейного провода с током.

2. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРЯМОЛИНЕЙНОГО ПРОВОДА С ТОКОМ

Рассмотрим одиночный бесконечно тонкий прямолинейный провод с током длиной $2l$, расположенный вдоль оси z так, что начало системы координат находится в его середине, как показано на рис. I.2. Электрический ток протекает лишь вдоль оси z. Магнитные токи в данном случае отсутствуют, поэтому в выражениях (I.44) и (I.45) остается лишь одна составляющая $N_z = \int\limits_l I_z e^{jkr' \cos\alpha} \cos(l, z)\, dl$, где $r' \cos\alpha = z' \cos\theta$. Учитывая также, что $\cos(l, z) = \cos 0 = 1$, получаем из (I.44) и (I.45)

$$E_\theta = \frac{\rho \sin\theta}{2\lambda r_0} j e^{-jkr_0} \int\limits_{-l}^{l} e^{jkr' \cos\theta} dz'; \tag{I.51}$$

$$E_\varphi = 0;$$

$$H_\varphi = \frac{E_\theta}{\rho}. \tag{I.52}$$

Полученные выражения показывают, что *вектор напряженности электрического поля содержит лишь одну меридиональную составляющую, которая лежит в плоскости, проходящей через ось провода, и ориентирована перпендикулярно направлению распространения. Вектор напряженности магнитного поля имеет лишь одну азимутальную составляющую, которая лежит в плоскости, перпендикулярной оси провода.* Взаимное расположение векторов поля прямолинейного провода с током показано на рис. I.2. Вектор П, совпадающий с направлением из начала координат в точку наблюдения, показывает направление распространения электромагнитной

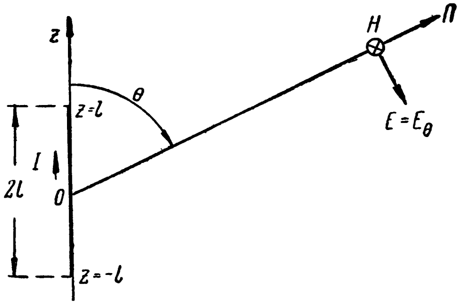


Рис. I.2. Прямолинейный провод длиной $2l$ с заданным распределением тока.

волны. Векторы E, H и П взаимно перпендикулярны, а их направления связаны между собой правилом буравчика.

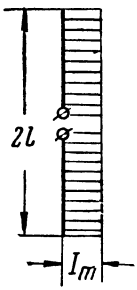


Рис. I.3. Распределение тока по длине элементарного электрического диполя.

Определим далее с помощью выражений (I.51), (I.52) электромагнитное поле излучения элементарного электрического диполя и симметричного вибратора с заданным распределением тока.

Поле элементарного диполя. Элементарным электрическим диполем (диполем Герца), как известно, называют прямолинейный проводник длиной $2l$, много меньшей, чем длина волны λ, вдоль которого амплитуда тока I_m неизменна (рис. I.3). Такое распределение тока может быть получено искусственно, например, если создать между концами диполя достаточно большую емкость.

Напишем выражение для напряженности электрического поля, создаваемого в дальней зоне элементарным электрическим диполем, на основании (I.51). Учтем, что при $2l \ll \lambda$

$$kz' = \frac{2\pi}{\lambda} z' \to 0 \text{ и } e^{jkz' \cos\theta} \to 1.$$

Поэтому для воздушной среды (считая $\rho = 120\pi$) получим

$$E = E_\theta = \frac{j60\pi e^{-jkr_0}}{\lambda r_0} \sin\theta \int_{-l}^{l} I_{z'} e^{jkz' \cos\theta} dz' =$$

$$= \frac{60\pi I_m 2l}{\lambda r_0} \sin\theta j e^{-jkr_0} = \frac{30kI_m 2l \sin\theta}{r_0} j e^{-jkr_0}. \qquad (I.53)$$

Множитель $je^{-jkr_0} = e^{-j\left(kr_0 - \frac{\pi}{2}\right)}$ определяет, как известно, фазу. С учетом временного множителя $e^{j\omega t}$, который в предыдущих выражениях был опущен, мгновенное значение будет равно

$$E_{\text{мгн}} = \frac{30kI_m 2l \sin\theta}{r_0} \cos\left(\omega t - kr_0 + \frac{\pi}{2}\right). \qquad (I.54)$$

Напряженность магнитного поля

$$H = H_\varphi = \frac{E_\theta}{120\pi} = \frac{kI_m 2l \sin\theta}{4\pi r_0} j e^{-jkr_0}. \qquad (I.55)$$

В последних выражениях все величины выражены в практической системе единиц: напряженность электрического поля в вольтах/метр, магнитного в амперах/метр, ток в амперах, линейные размеры в метрах, θ — угол между осью диполя и направлением на точку, в которой определяется поле. Взаимное расположение векторов напряженности поля показано на рис. I.4. *Векторы E и H лежат в плоскости, перпендикулярной направлению на источник излучения: вектор E лежит в плоскости, проходящей через ось диполя, а вектор H — в плоскости, параллельной плоскости хоу.*

Написанные выше выражения показывают, что *напряженность поля при заданной длине волны пропорциональна длине диполя* ($2l$), *току* (I) и *обратно пропорциональна первой степени расстояния* (r_0). Такая зависимость от расстояния является характерной для *сферической волны* в дальней зоне при распространении в среде без потерь.

Излучение диполя имеет направленный характер, на что указывает множитель

$$F(\theta) = \sin\theta. \tag{I.56}$$

Диаграмма направленности диполя приводилась выше на рис. 0.12. *Максимальное излучение получается в направлениях, перпендикулярных оси диполя, а вдоль оси диполь не излучает.*

Сравнивая выражения (I.53) для напряженности поля диполя с выражением (0.11), заключаем, что дей-

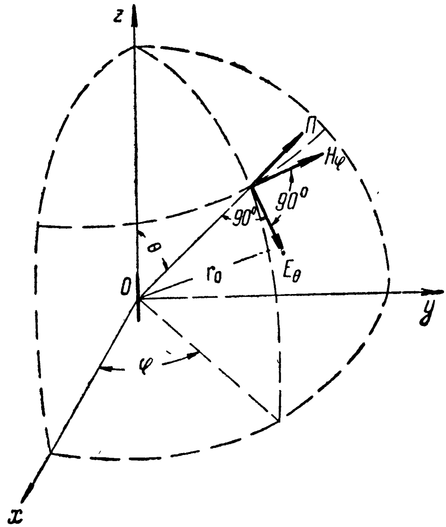


Рис. I.4. Расположение векторов напряженности электрического и магнитного полей в дальней зоне вибратора.

ствующая длина диполя $h_д$ равняется его геометрической длине ($2l$). Выражения (I.53), (I.54) и (I.55) показывают, что электрическое и магнитное поля изменяются во времени с частотой тока в излучателе, совпадают между собой по фазе и распространяются во все стороны от источника как бегущие волны. Поле в точке, более удаленной от излучателя, отстает по фазе от поля в точке, расположенной ближе к излучателю, на угол, зависящий от расстояния между точками. При расстоянии d между точками (лежащими на одном радиусе) сдвиг фаз будет равен $kd = \frac{2\pi}{\lambda} d$.

Исследованный элементарный электрический диполь в качестве реальной антенны на практике не используется. Такой диполь иногда используется для учебных целей в лабораторных условиях в демонстрационных установках. Однако изучение элементарного диполя представляет большой интерес потому, что теория большинства проволочных антенн может быть построена на основе теории антенн, составленных из элементарных диполей. Действительно, каждый тонкий проводник с известным распределением тока даже при его большой длине можно разбить на ряд коротких элементов, каждый из которых можно рассматривать как элементарный диполь. Общее поле провода можно определить как сумму полей отдельных элементов; при суммировании необходимо учитывать соответствующие амплитуды и фазы токов всех элементов.

Роль теории излучения элементарного диполя также заключается в том, что некоторые простейшие типы проволочных антенн характеризуются параметрами, похожими на параметры элементарного диполя. Так, например, симметричный проводник с током при длине его, не большей, чем половина длины волны, даже при неравномерном синусоидальном распределении тока по длине провода обладает диаграммой направленности мало отличающейся от таковой для элементарного диполя (у которого ток в различных точках одинаковый).

П о л е с и м м е т р и ч н о г о в и б р а т о р а. Выведем выражение для диаграммы направленности симметричного вибратора, характеризующегося тем, что ток в симметричных относительно середины точках одинаков по амплитуде и по фазе. Как показывает опыт, в тонких проводниках амплитуда тока вдоль длины провода изменяется приблизительно по синусоидальному закону так же, как в длинных линиях *. Указанный закон изменения тока можно записать следующим образом (рис. I.2):

$$I_{z'} = I_п \sin k(l - z') \text{ при } z' > 0;$$
$$I_{z'} = I_п \sin k(l + z') \text{ при } z' < 0.$$

Здесь $I_п$ — ток в пучности вибратора;

l — половина длины вибратора;

* Подробная теория симметричного вибратора рассматривается в гл. V.

z' — **координата точки на проводе, отсчитываемая от середины вибратора.**

Используем полученные выше выражения (I.51)

$$E_\varphi = 0;$$

$$E_\theta = \frac{\rho \sin\theta j e^{-jkr_0}}{2\lambda r_0} \int_{-l}^{l} I_{z'} e^{jkz'\cos\theta} dz =$$

$$= \frac{\rho \sin\theta j e^{-jkr_0}}{2\lambda r_0} \left[\int_0^l I_\text{п} \sin k(l - z') e^{jkz'\cos\theta} dz' + \right.$$

$$\left. + \int_{-l}^{0} I_\text{п} \sin k(l + z') e^{jkz'\cos\theta} dz' \right].$$

Учитывая, что для воздушного пространства $\rho = \rho_0 = 120\,\pi$, после интегрирования получаем

$$E = E_\theta = \frac{60 I_\text{п} j e^{-jkr_0}}{r_0} \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta}. \qquad \text{(I.57)}$$

Диаграмма направленности симметричного вибратора

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta}. \qquad \text{(I.58)}$$

Рассмотрим частный случай короткого симметричного вибратора, для которого $2l \ll \lambda$. В таком вибраторе ток на его концах равняется нулю и возрастает к середине по линейному закону. При $2l \ll \lambda$ можно считать, что угол $kl = \frac{2\pi l}{\lambda}$ — малая величина. Тогда $\cos kl$ и $\cos(kl\cos\theta)$ можно заменить двумя членами разложения в ряд. В этом случае

$$f(\theta) \simeq \frac{1 - \frac{1}{2}(kl\cos\theta)^2 - 1 + \frac{1}{2}(kl)^2}{\sin\theta} = \frac{1}{2}(kl)^2 \sin\theta.$$

Соответствующая нормированная диаграмма направленности

$$F(\theta) = \sin\theta \qquad \text{(I.58a)}$$

совпадает с диаграммой направленности элементарного диполя (I.56).

Рассмотрим также частный случай симметричного вибратора длиной $2l = \frac{\lambda}{2}$

$$f(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{4}\cos\theta\right) - \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{4}\right)}{\sin\theta} = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta}. \quad (I.59)$$

Диаграмма направленности полуволнового вибратора (в плоскости вибратора), изображена на рис. I.5 пунктирной линией. Там же для сравнения показана диаграмма направленности короткого вибратора ($2l \ll \lambda$). Обе диаграммы построены лишь для одной полуплоскости.

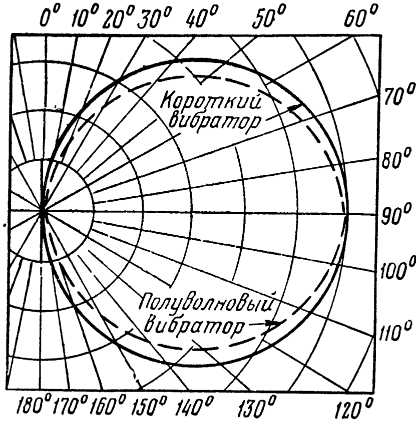


Рис. I.5. Диаграмма направленности полуволнового и короткого вибраторов.

Вследствие осевой симметрии пространственная диаграмма направленности может быть получена путем вращения кривых, показанных на рисунке, вокруг оси вибратора (вертикальной оси). Как видно из рисунка, обе диаграммы направленности мало отличаются между собой.

Направленное действие симметричного вибратора при различных соотношениях между l и λ рассматривается в гл. V.

3. ПРИНЦИП ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ТОКОВ

Выше был рассмотрен метод расчета электромагнитного поля по заданным токам системы источников. Эта задача решается сравнительно просто, если источники расположены в свободном пространстве. Однако она усложняется в том случае, когда источники находятся вблизи проводящих поверхностей, служащих для формирования диаграммы направленности, как например, в случае рупорных, зеркальных и других антенн СВЧ. В этих условиях необходимо первоначально определить все токи, возбужденные первичными источниками на указанных проводящих поверхностях, а затем по известным токам рассчитать поле в дальней зоне.

В некоторых случаях более простым является другой метод решения задачи, основанный на так называемом *принципе эквивалентных токов*. Этот принцип *позволяет*

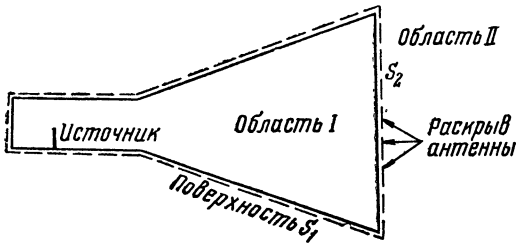


Рис. I.6. Замкнутая поверхность $S=S_1+$ $+S_2$, охватывающая исследуемую антенну.

рассчитать поле (во внешнем пространстве) системы источников по известным значениям векторов напряженности поля $\overline{E}$ и $\overline{H}$ на какой-либо замкнутой поверхности S, ограничивающей источники поля, т. е. позволяет практически исключить внутренние источники из рассмотрения, заменив их действие полем на раскрыве антенны.

Рассмотрим сущность принципа эквивалентных токов и его применение для расчета внешнего поля антенн.

Исследуемая антенна (например, рупор рис. I.6) мысленно охватывается замкнутой поверхностью S, которая проходит по внешней поверхности антенны и через ее раскрыв. Эту поверхность можно представить в виде суммы $S=S_1+S_2$, где S_1 — наружная поверхность металлической части антенны, а S_2 — площадь раскрыва антенны. Для упрощения предполагается, что тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей на поверхности S_1 равны нулю и что они не равны нулю лишь на поверхности S_2. В действительности электрические токи изнутри рупора частично выходят на его внешнюю поверхность и создают там электромагнитное поле, не равное нулю. Однако в первом приближении это не учитывается.

При решении задачи рассматриваемым методом систему реальных источников поля, расположенных в области I (ограниченной поверхностью S), заменяют некоторыми фиктивными эквивалентными источниками, распределенными на поверхности S, поле (E' и H') которых в области I равно нулю, а в области II (в окружающем пространстве) совпадает с полем реальных источников.

Если в области I поле равно нулю, значит будут равны нулю и тангенциальные составляющие поля фиктивных источников на поверхности S (со стороны области I)

$$E'_{1tg}=0 \text{ и } H'_{1tg}=0.$$

Поле E' и H' эквивалентных источников будет совпадать во внешнем пространстве с истинным полем, если на поверхности S будет соблюдаться равенство тангенциальных составляющих поля от фиктивных источников E'_{2tg} (и H'_{2tg}) и от реальных источников E_{2tg} (и H_{2tg}), т. е.

$$E'_{2tg}=E_{2tg}$$

и соответственно

$$H'_{2tg}=H_{2tg}.$$

Равенство касательных составляющих полей на поверхности S (наружной), создаваемых истинными и фиктивными источниками, обусловливает равенство этих полей во всей области II на основании теоремы единственности решений уравнений Максвелла, которая гласит: для единственности решения уравнений Максвелла в области V (в случае установившегося режима) необходимо и достаточно задать лишь граничные значения проекций одного из векторов E или H, касательных к замкнутой поверхности S, ограничивающей область V.

В рассматриваемом случае область V ограничена поверхностью S изнутри. На внешней поверхности металлической части антенны (т. е. на S_1) векторы $\overline{E}_{tg}{}'$ и $\overline{H}_{tg}{}'$ равны нулю. На поверхности раскрыва, т. е. на поверхности S_2, векторы $\overline{E}'$ и $\overline{H}'$ должны иметь касательные составляющие, равные таковым для поля реальных источников. Следовательно, касательные составляющие векторов электрического и магнитного полей эквивалентных источников при переходе. через поверхность S_2 раскрыва антенны испытывают скачок от 0 до значения

$$E'_{2tg} = E_{2tg} \quad (\text{и } H'_{2tg} = H_{2tg}).$$

В теории электромагнитного поля доказывается, что касательная составляющая поля $\overline{H}$ имеет разрыв непрерывности на граничной поверхности S, если на этой по-

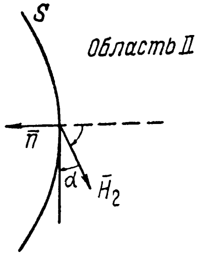


Рис. I.7*а*. Направление нормали $\overline{n}$, внешней относительно области II.

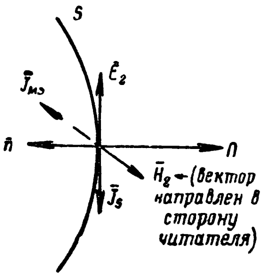


Рис. I.7*б*. Взаимное расположение векторов поля и плотностей тока.

верхности существуют поверхностные электрические токи, плотность которых по величине равна

$$J_S = H_{2tg} \tag{I.60}$$

или в векторной форме

$$\overline{J}_S = \overline{H}_2 \times \overline{n}, \tag{I.61}$$

так как модуль этого выражения

$$|\overline{H}_2 \times \overline{n}| = H_2 \sin(\overline{H}_2, \overline{n}) = H_2 \cos\alpha = H_{2tg}.$$

В написанном выражении $\overline{n}$ — орт, совпадающий по направлению с нормалью к поверхности, внешней относительно области *II* (рис. I.7*а*), т. е. направленной в сторону, противоположную направлению излучения.

Аналогично можно считать, что разрыв непрерывности касательных составляющих векторов электрического поля на поверхности S_2 обусловлен поверхностными магнитными токами с плотностью

$$J_{MS} = E_{2tg} \tag{I.62}$$

или в векторной форме

$$\bar{J}_{MS} = \bar{n} \times \bar{E}_2. \tag{I.63}$$

Взаимное расположение упомянутых векторов показано на рис. I.7*б*.

Таким образом, электромагнитное поле, создаваемое во внешнем пространстве заданной системой действительных источников, можно определить как поле, создаваемое фиктивными эквивалентными токами, распределенными на поверхности S_2 (площадь раскрыва) с известными плотностями J_S и J_{MS}, которые определяются полями H_2 и E_2 на раскрыве.

Для определения напряженности электрического поля во внешнем пространстве можно далее рассчитать поле эквивалентных источников (J_S, J_{MS}) в однородной среде на основании формул (I.44), (I.45) и (I.38), (I.39), причем интегрирование производится по поверхности S, а под интегралами фигурируют плотности поверхностных токов

$$E_\theta = -\frac{j e^{-jkr_0}}{2\lambda r_0}\Big[\rho \int_S (J_x \cos\theta\cos\varphi + J_y \cos\theta\sin\varphi - J_z \sin\theta)\, e^{jkr'\cos\alpha}\, dS - \int_S (J_{Mx}\sin\varphi - J_{My}\cos\varphi)\, e^{jkr'\cos\alpha}\, dS\Big]; \tag{I.64}$$

$$E_\varphi = \frac{j e^{-jkr_0}}{2\lambda r_0}\Big[\rho \int_S (J_x \sin\varphi - J_y\cos\varphi)\, e^{jkr'\cos\alpha}\, dS + \int_S (J_{Mx}\cos\theta\cos\varphi + J_{My}\cos\theta\sin\varphi - J_{Mz}\sin\theta)\, e^{jkr'\cos\alpha}\, dS\Big]. \tag{I.65}$$

В последних формулах J_x, J_y, J_z — составляющие плотностей поверхностных электрических токов по соответствующим осям x, y и z, определяемые из (1.61)

$$\bar{J}_S = \bar{i}J_x + \bar{j}J_y + k\bar{J}_z = \bar{H}_S \times \bar{n}, \qquad (I.66)$$

т. е.

$$J_x = [\bar{H}_S \times \bar{n}]_x; \quad J_y = [\bar{H}_S \times \bar{n}]_y;$$

$$J_z = [\bar{H}_S \times \bar{n}]_z. \qquad (I.67)$$

Аналогично J_{Mx}, J_{My}, J_{Mz} — соответствующие составляющие плотностей поверхностных магнитных токов, определяемые из (1.63)

$$\bar{J}_{MS} = \bar{i}J_{Mx} + \bar{j}J_{My} + \bar{k}J_{Mz} = \bar{n} \times \bar{E}_S, \qquad (I.68)$$

т. е.

$$J_{Mx} = [\bar{n} \times \bar{E}_S]_x; \quad J_{My} = [\bar{n} \times \bar{E}_S]_y;$$

$$J_{Mz} = [\bar{n} \times \bar{E}_S]_z. \qquad (I.69)$$

В последних формулах n — нормаль к поверхности S, ориентированная в сторону, противоположную направлению излучения.

4. ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕННЫ С ЗАДАННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПОЛЯ В ПЛОСКОСТИ РАСКРЫВА

В предыдущем параграфе были получены общие выражения, позволяющие определить электромагнитное поле излучения антенн СВЧ по известному полю на поверхности раскрыва. В некоторых частных случаях, представляющих большой практический интерес, эти выражения могут быть намного упрощены.

Такое упрощение может быть произведено, если, например, антенна имеет *плоский раскрыв* и *поле во всех точках раскрыва имеет одинаковую поляризацию.*

Совместим плоскость S раскрыва антенны с плоскостью *xoy* декартовой системы координат (рис. I.8). Пусть векторы электрического поля (E_S) всюду одинаково ориентированы параллельно оси *ox*, а векторы магнитного поля (H_S) параллельны оси *oy*. Движение энергии электромагнитных волн при этом будет происходить в направлении oz. Внешняя нормаль n будет направлена в сторону отрицательных значений z.

Пусть напряженность электрического поля на поверхности S задана как функция координат x', y' ($z' = 0$)

$$E_S = f(x', y');$$

соответствующие сферические координаты суть r', φ' и $\theta' = 90°$. Будем считать, что значение напряженности магнитного поля на указанной поверхности

$$H_S = \frac{E_S}{\rho_0} = \frac{E_S}{120\pi}. \quad (I.70)$$

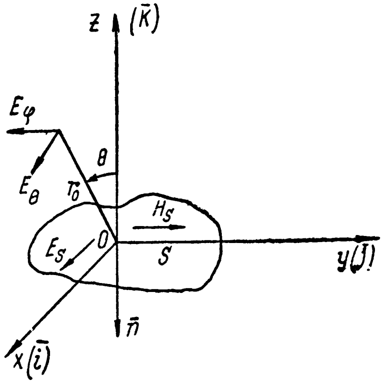


Рис. I.8. Плоскость S раскрыва антенны, совпадающая с плоскостью xoy.

Поле излучения рассматриваемой системы может быть определено с помощью выражений (I.64), (I.65), которые в данном случае могут быть значительно упрощены

На основании (I.66)

$$\bar{J}_S = \bar{i}J_x + \bar{j}J_y + \bar{k}J_z = \bar{H}_S \times \bar{n} = H_S\bar{j} \times \bar{n} = -\bar{i}H_S,$$

так как магнитное поле на всей площадке ориентировано параллельно оси oy, а векторное произведение (рис. I.8)

$$\bar{j} \times \bar{n} = -\bar{i}.$$

Следовательно,

$$J_x = -H_S; \quad J_y = 0; \quad J_z = 0. \quad (I.71)$$

Аналогично на основании (I.68)

$$\bar{J}_{MS} = \bar{i}J_{Mx} + \bar{j}J_{My} + \bar{k}J_{Mz} = \bar{n} \times \bar{E}_S = \bar{n} \times \bar{i}E_S = -\bar{j}E_S,$$

так как

$$\bar{n} \times \bar{i} = -\bar{j}.$$

Следовательно,

$$J_{My} = -E_S; \quad J_{Mx} = 0; \quad J_{Mz} = 0. \quad (I.72)$$

Подставляя (I.71), (I.72) соответственно в (I.64), (I.65) и учитывая, что для воздушного пространства $\rho_0 = 120\pi$ и $H_S = \frac{E_S}{120\pi}$, получаем

$$E_\theta = \frac{je^{-jkr_0}}{2\lambda r_0} \cos\varphi (1 + \cos\theta) \int\limits_S E_S e^{jkr'\cos\alpha} dS; \qquad (I.73)$$

$$E_\varphi = -\frac{je^{-jkr_0}}{2\lambda r_0} \sin\varphi (1 + \cos\theta) \int\limits_S E_S e^{jkr'\cos\alpha} dS. \qquad (I.74)$$

Кроме того, $E_r = 0$.

В последних выражениях, учитывая (I.42) и что $z' = 0$,

$$r'\cos\alpha = x'\cos\varphi\sin\theta + y'\sin\varphi\sin\theta. \qquad (I.75)$$

Кроме того, $dS = dx'dy'$.

Выражения (I.73), (I.74) определяют в комплексной форме меридиональную и азимутальную составляющие напряженности электрического поля в дальней зоне в точке с угловыми координатами φ и θ. Эти выражения показывают, что указанные составляющие находятся либо в фазе, либо в противофазе (в зависимости от величины угла φ).

Учитывая, что составляющие вектора E_θ и E_φ в пространстве взаимно перпендикулярны, можно амплитуду вектора результирующего поля определить формулой

$$|E| = \sqrt{|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2} = \frac{(1 + \cos\theta)}{2\lambda r_0} \left| \int\limits_S E_S e^{jkr'\cos\alpha} dS \right|. \qquad (I.76)$$

Прямые скобки показывают, что берутся модули комплексных величин. Соответственно комплексная амплитуда вектора E в символической форме

$$E = \frac{je^{-jkr_0}}{2\lambda r_0} (1 + \cos\theta) \int\limits_S E_S e^{jkr'\cos\alpha} dS. \qquad (I.77)$$

В любой точке пространства в дальней зоне *вектор E лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.* Положение вектора в указанной плоскости (т. е. поляризацию поля) можно определить, например, углом γ относительно направления азимутальной составляющей (рис. I.9). При этом, как видно из рисунка и из выражений (I.73), (I.74).

$$\operatorname{tg}\gamma = \left|\frac{E_\theta}{E_\varphi}\right| = \frac{\cos\varphi}{\sin\varphi} = \operatorname{tg}(90^\circ - \varphi), \qquad (I.78)$$

откуда

$$\gamma = 90^\circ - \varphi. \qquad (I.79)$$

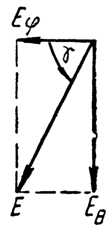


Рис. I.9. Определение результирующего вектора E.

В частности, в точках на плоскости xoz ($\varphi = 0$) $\gamma = 90^\circ$, т. е вектор E перпендикулярен линиям азимута и целиком лежит в плоскости xoz (остается лишь одна меридиональная составляющая E_θ).

В точках на плоскости yoz ($\varphi = 90^\circ$) $\gamma = 0$, т. е. вектор E ориентирован вдоль линий азимута и перпендикулярен плоскости yoz (остается лишь одна азимутальная составляющая E_φ).

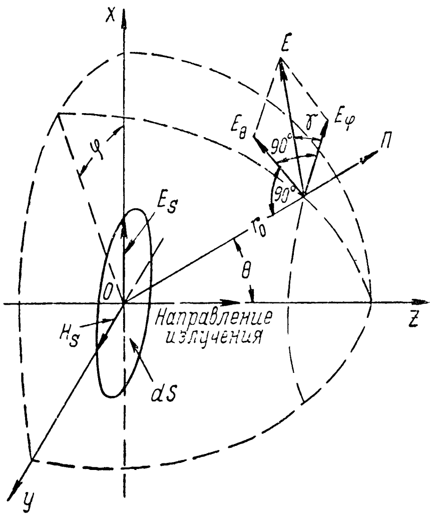


Рис. I.10. Элементарная площадка в плоскости xoy.

Из сказанного следует, что в точках на оси z ($\theta = 0$) векторы электрического поля E лежат в плоскостях, параллельных xoy, и параллельны линиям электрического поля E_s на площадке S. Соответственно линии магнитного поля H перпендикулярны линиям E и вместе с вектором плотности потока энергии П образуют правовинтовую систему.

Применим полученные выше выражения для определения поля излучения так называемой элементарной площадки с электромагнитным полем высокой частоты. Такую площадку можно рассматривать как элемент фронта волны, т. е. как источник Гюйгенса. Будем считать, что площадка помещена в центре координатной системы в плоскости xoy, как показано на рис. I.10. Векторы электрического поля (E) на площадке параллельны оси ox, а магнитного (H) — оси oy, при этом движение энергии электромагнитных волн будет в направлении oz.

В пределах элементарной площадки dS поля E и H неизменны, а $r' \to 0$, поэтому выражения (I.73), (I.74) упрощаются и принимают вид

$$E_\theta = \frac{j e^{-jkr_0} E_S dS}{2\lambda r_0} (1 + \cos\theta) \cos\varphi; \tag{I.80}$$

$$E_\varphi = - \frac{j e^{-jkr_0} E_S dS}{2\lambda r_0} (1 + \cos\theta) \sin\varphi. \tag{I.81}$$

Кроме того,

$$E_r = 0.$$

Расположение в пространстве меридиональной E_θ и азимутальной E_φ составляющих вектора напряженности электрического поля показано на рис. I.10. Вектор E результирующего поля равен геометрической сумме составляющих, а мгновенное значение результирующего поля — корню квадратному из суммы квадратов мгновенных значений составляющих поля:

$$E_{\text{мгн}} = \sqrt{E^2_{\theta\,\text{мгн}} + E^2_{\varphi\,\text{мгн}}}, \tag{I.82}$$

где

$$E_{\theta\,\text{мгн}} = \frac{E_S dS}{2\lambda r_0} (1 + \cos\theta) \cos\varphi \cos\left(\omega t - kr_0 + \frac{\pi}{2}\right); \tag{I.83}$$

$$E_{\varphi\,\text{мгн}} = \frac{E_S dS}{2\lambda r_0} (1 + \cos\theta) \sin\varphi \cos\left(\omega t - kr_0 - \frac{\pi}{2}\right). \tag{I.84}$$

Подставляя (I.83), (I.84) в (I.82), после простейших преобразований получаем

$$E_{\text{мгн}} = \frac{E_S dS}{2\lambda r_0} (1 + \cos\theta) \cos\left(\omega t - kr_0 + \frac{\pi}{2}\right), \tag{I.85}$$

что соответствует вектору с комплексной амплитудой

$$E = \frac{E_S dS}{2\lambda r_0} (1 + \cos\theta)\, j e^{-jkr_0}. \tag{I.86}$$

Угол γ наклона этого вектора относительно линии азимута определяется полученной выше формулой (I.79).

Выражения (I.85), (I.86) показывают, что поле излучения элементарной площадки (источника Гюйгенса) не зависит от угла φ и диаграмма направленности

$$f(\theta) = 1 + \cos\theta \tag{I.87}$$

имеет вид кардиоиды с максимумом в направлении, перпендикулярном площадке (вдоль оси oz), и с нулем в обратном направлении (рис. I.11).

В остронаправленных антеннах СВЧ, как будет видно из дальнейшего, основное излучение концентрируется в области малых углов θ, и в этом случае множитель $f(\theta)$ мало отличается от постоянного числа 2. Нетрудно показать, что в этом случае вектор напряженности электрического поля приблизительно определяется одной лишь декартовой составляющей E_x:

$$E \simeq E_x = \frac{E_S dS}{\lambda r_0} j e^{-jkr_0},$$

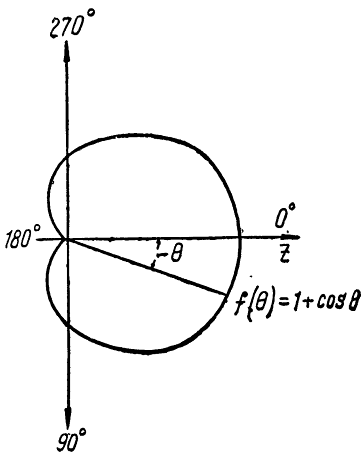


Рис. I.11. Диаграмма направленности элементарной площадки (источника Гюйгенса).

т. е. вектор поля E является параллельным вектору электрического поля источника E_s.

5. ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ АНТЕННЫ

Пусть антенна в виде тонкого провода находится в однородной изотропной среде с нулевой проводимостью. Окружим антенну замкнутой поверхностью S и напишем выражение для комплексной теоремы Пойнтинга *

$$\int_l I^* E_{\text{ст}} dl = j\omega \int_V [\mu |\overline{H}|^2 - \varepsilon |\overline{E}|^2] \, dV +$$

$$+ \int_{V_0} \frac{|\overline{J}|^2}{g} dV + \int_S (\overline{E} \times \overline{H}) \overline{n} dS. \tag{I.88}$$

* См., например, книгу Л. Д. Гольдштейн и Н. В. Зернов. «Электромагнитные поля и волны». «Советское радио», 1956, гл. VIII.

Здесь I — ток в проводе, распределенный по его длине l по известному закону;

$*$ — значок комплексно сопряженной величины;

$E_{ст}$ — напряженность поля сторонних э. д. с.;

$\overline{J}$ — вектор плотности тока провода;

$\overline{n}$ — единичный орт, направление которого совпадает с направлением внешней нормали к поверхности S;

V — область, охватываемая поверхностью S;

V_0 — объем, занимаемый проводом антенны; остальные обозначения приводились выше.

Выражение (I.88) аналогично следующему соотношению из теории цепей:

$$UI^* = 2\,(P_a + jP_r), \tag{I.89}$$

где U — напряжение на зажимах двухполюсника (сопротивления);

I — ток через двухполюсник;

P_a — активная мощность, расходуемая в двухполюснике;

P_r — реактивная мощность в двухполюснике.

Входное сопротивление двухполюсника.

$$Z = R + jX = \frac{U}{I} = \frac{UI^*}{II^*} = \frac{UI^*}{|I|^2}. \tag{I.90}$$

Следовательно, для составляющих R и X можно написать выражения

$$R = \frac{2P_a}{|I|^2} = \frac{1}{|I|^2}\,\mathrm{Re}\,(UI^*);\quad X = \frac{2P_r}{|I|^2} = \frac{1}{|I|^2}\,\mathrm{Im}\,(UI^*). \tag{I.91}$$

Здесь Re — знак вещественной части комплекса;

Im — знак мнимой части комплекса.

Интеграл $\int\limits_l I^* E_{ст} dl$ в выражении (I.88) имеет тот же смысл, что и величина UI^* в формуле (I.89). Поэтому для входного сопротивления антенны можно написать:

$$Z_A = R_A + jX_A = \frac{1}{|I_A|^2}\int\limits_l I^* E_{ст} dl; \tag{I.92}$$

$$R_A = \frac{1}{I_{Am}^2}\,\mathrm{Re}\int\limits_l I^* E_{ст} dl = \frac{1}{I_{Am}^2}\times$$

$$\times\left\{\int\limits_{V_0}\frac{|\overline{J}|^2\,dU}{g} + \mathrm{Re}\int\limits_S (\overline{E}\times\overline{H}^*)\,\overline{n}ds\right\}; \tag{I.93}$$

$$X_A = \frac{1}{I_{Am}^2}\,\mathrm{Im}\int\limits_l I^* E_{ст} dl = \frac{1}{I_{Am}^2}\times$$

$$\times\left\{\omega\int\limits_V [\mu\,|\overline{H}|^2 - \varepsilon\,|\overline{E}|^2]\,dV + \frac{1}{I_{Am}^2}\,\mathrm{Im}\int\limits_S (\overline{E}\times\overline{H}^*)\,\overline{n}ds\right\}, \tag{I.94}$$

где I_{Am} — амплитуда тока в точках питания антенны.

Можно считать, что область V, окружающая антенну, имеет форму сферы, радиус которой стремится к бесконечности. В этом случае векторы $\overline{E}$ и $\overline{H}$ совпадают по фазе и потому произведение $\overline{E}\times\overline{H}^*$ является часто вещественной величиной, т. е.

$$\mathrm{Im}\int\limits_S (\overline{E}\times\overline{H}^*)\overline{n}ds = 0; \tag{I.95}$$

$$\mathrm{Re}\int\limits_S (\overline{E}\times\overline{H}^*)\overline{n}ds = 2\int\limits_S \Pi ds, \tag{I.96}$$

где Π — среднее значение вектора Пойнтинга, имеющего в рассматриваемом случае направление, совпадающее с направлением нормали $\overline{n}$.

Следовательно,

$$R_A = \frac{2}{I_{Am}^2}\int\limits_S \Pi ds + \frac{1}{I_{Am}^2}\int\limits_{V_0} \frac{|\overline{J}|^2 dV}{g}; \tag{I.97}$$

$$X_A = \frac{\omega}{I_{Am}^2}\int\limits_V [\mu|\overline{H}|^2 - \varepsilon|\overline{E}|^2]\, dV. \tag{I.98}$$

Первое слагаемое в (I.97) определяет величину активной мощности, излучаемой антенной в окружающее пространство, и называется сопротивлением излучения антенны, отнесенным к току I_{Am}, и обозначается как R_Σ

$$R_\Sigma = \frac{2}{I_{Am}^2}\int\limits_S \Pi ds. \tag{I.99}$$

Это выражение показывает, что сопротивление излучения антенны определяется электромагнитным полем в дальней зоне. Зависимость потока мощности Π от направления определяет собой диаграмму направленности антенны по мощности. Поэтому сопротивление излучения антенны полностью определяется ее диаграммой направленности.

Второе слагаемое в (I.97) обусловлено потерями энергии в проводах антенны и называется сопротивлением потерь (R_Π).

Реактивная составляющая входного сопротивления антенны (X_A), как видно из (I.98), зависит от напряженности электрического и магнитного полей во всем пространстве вокруг антенны. Однако слагаемые E и H в ближней зоне имеют значительно большую величину, чем в дальней зоне. Поэтому X_A практически определяется электромагнитным полем в ближней зоне.

ГЛАВА II

НАПРАВЛЕННОЕ ДЕЙСТВИЕ СИСТЕМЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

1. ПОЛЕ ИДЕНТИЧНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ, ОДИНАКОВО ОРИЕНТИРОВАННЫХ В ПРОСТРАНСТВЕ (ТЕОРЕМА ПЕРЕМНОЖЕНИЯ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ)

Для получений остронаправленных диаграмм в диапазоне коротких и ультракоротких волн в ряде случаев применяются антенны, составленные из большого числа проволочных вибраторов или других типов излучателей.

Получение направленного излучения с помощью таких систем объясняется интерференцией полей, создаваемых отдельными излучателями. Вследствие этого диаграмма направленности всей антенной системы зависит как от типа излучателей, так и от их расположения, от расстояний между ними, от длины волны и соотношения между амплитудами и фазами токов в излучателях. Соответствующим расположением излучателей и возбуждением в них токов определенных амплитуд и фаз можно получить различные диаграммы направленности.

Диаграммы направленности подобных антенных систем могут быть рассчитаны с помощью общих выражений, полученных в предыдущей главе. Однако эти общие выражения не всегда удобны для проведения вычислений. Во многих случаях для расчета диаграмм направленности могут быть получены более простые выражения. Настоящая глава и посвящается выводу и исследованиям выражений для направленного действия системы излучателей.

Напряженность электрического поля в дальней зоне для отдельно взятого N-го излучателя может быть во многих случаях определена выражением типа (0.11)

$$E_N = \frac{30kI_N h_{дN}}{r_N} \cdot F_N(\varphi, \theta) j e^{-jkr_N}. \qquad (II.1)$$

Поляризация поля излучателя зависит от вида и расположения последнего в пространстве.

Вектор напряженности поля, создаваемого всеми излучателями, будет равен геометрической сумме всех n векторов напряженностей поля, т. е. при суммировании полей в рассматриваемой точке необходимо учитывать ориентировку каждого вектора в пространстве (поляризацию), а также его амплитуду и фазу.

Если рассматриваемая система состоит из излучателей различного типа, произвольно расположенных в пространстве, задача суммирования полей не может быть упрощена и в общем случае является весьма громоздкой.

Однако для системы идентичных излучателей при их одинаковой ориентировке в пространстве общее выражение для результирующей напряженности поля несколько упрощается. В этом случае напряженность поля, создаваемого каждым отдельным излучателем системы в удаленной точке пространства, будет, в частности, характеризоваться одинаковой поляризацией. Поэтому амплитуду общей напряженности поля системы можно определить как сумму комплексных амплитуд составляющих

$$E = \sum_{N=1}^{n} E_N. \qquad (II.2)$$

Для рассматриваемой системы

$$h_{д_1} = h_{д_2} = \ldots = h_{дN} = h_д$$

и

$$F_1(\varphi, \theta) = F_2(\varphi, \theta) = \ldots = F_N(\varphi, \theta).$$

Кроме того, имея в виду, что линейные размеры системы источников ограничены и малы по сравнению с расстоянием до точки наблюдения, можно для амплитудного множителя принять

$$r_1 \simeq r_2 \simeq \ldots r_N = r.$$

Поэтому выражение (II.2) можно упростить, вынеся соответствующие множители за знак суммы,

$$E = \frac{30kh_{д}F_1(\varphi, \theta)}{r} j \sum_{N=1}^{n} I_N e^{-jkr_N} =$$

$$= BF_1(\varphi, \theta) \sum_{N=1}^{n} \frac{I_N}{I_1} e^{-jkr_N}, \tag{II.3}$$

где для сокращения обозначено

$$B = j\,\frac{30kh_{д}I_1}{r}; \tag{II.4}$$

I_1 — ток излучателя *1*.

Предположим, что все излучатели рассматриваемой системы являются абсолютно ненаправлеными, т. е. что множитель $F_1(\varphi, \theta)$ не зависит от φ и θ и может быть принят равным единице. Тогда

$$E = B \sum_{1}^{n} \frac{I_N}{I_1} e^{-jkr_N}. \tag{II.5}$$

Последнее выражение определяет собой напряженность поля в любом направлении (расстояние r_N зависит от углов φ и θ).

Абсолютное значение этого выражения определяет диаграмму направленности системы из n ненаправленных излучателей, возбуждаемых токами I_N.

Обозначив выражение

$$\left| \sum_{1}^{n} \frac{I_N}{I_1} e^{-jkr_N} \right| = f_n(\varphi, \theta), \tag{II.6}$$

перепишем (II.3) в виде

$$E = BF_1(\varphi, \theta) \cdot f_n(\varphi, \theta). \tag{II.7}$$

Множитель B не влияет на форму диаграммы направленности, которая может быть записана в виде

$$f(\varphi, \theta) = F_1(\varphi, \theta) f_n(\varphi, \theta). \tag{II.7а}$$

Последнее выражение позволяет сформулировать так называемую теорему перемножения диаграмм направленности, которая гласит: *диаграмма направленности* *системы из n идентичных и одинаково ориентированных направленных излучателей определяется произведением диаграммы направленности одиночного излучателя на диаграмму направленности той же системы из n воображаемых ненаправленных излучателей.*

Выражение (II.7) имеет очень большое значение в теории антенн, так как оно во многих случаях упрощает исследование вопроса о диаграммах направленности сложных антенных систем. Множитель (II.6) $f_n(\varphi, \theta)$ иногда называют множителем системы или множителем решетки.

Дальнейшее упрощение множителя (II.6) можно произвести в частном случае расположения излучателей вдоль прямой линии на одинаковых расстояниях друг от друга. Такая система излучателей называется линейной системой или линейной решеткой.

2. ПОЛЕ ЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЫ ИДЕНТИЧНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

На рис. II.1 показана линейная система из n идентичных излучателей, расположенных на одинаковых расстояниях d друг от друга. Пусть *линия расположения*

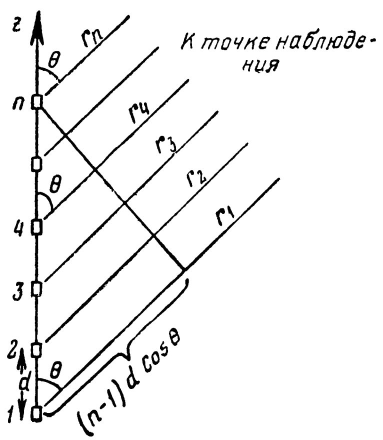


Рис. II.1. Линейная система идентичных излучателей.

излучателей совпадает с полярной осью (z) сферической системы координат, начало которой находится в центре излучателя *1*. Тогда направление на точку наблюдения, расположенную на достаточно большом удалении, будет определяться меридиональным углом θ сферической системы координат.

Из рисунка II. 1 видно, что

$$r_2 = r_1 - d\cos\theta;$$
$$r_3 = r_1 - 2d\cos\theta;$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$r_N = r_1 - (N-1)\,d\cos\theta;$$
$$r_n = r_1 - (n-1)\,d\cos\theta. \qquad \text{(II.8)}$$

Подставляя (II.8) в (II.3), получаем

$$E = BF_1(\varphi, \theta)\sum_1^n \frac{I_N}{I_1}\, e^{-jk\,[r_1-(N-1)d\cos\theta]} =$$

$$= Be^{-jkr_1}F_1(\varphi, \theta)\sum_1^n \frac{I_N}{I_1}\, e^{j[k(N-1)d\cos\theta]}. \qquad \text{(II.9)}$$

Напомним, что I_N и I_1 — комплексные амплитуды токов.

Абсолютное значение (модуль) выражения (II.9) определяет собой диаграмму направленности линейной системы идентичных излучателей. Множитель

$$f_n(\theta) = \left|\sum_1^n \frac{I_N}{I_1}\, e^{j[k(N-1)d\cos\theta]}\right| \qquad \text{(II.10)}$$

является множителем решетки, определяющим диаграмму направленности линейной системы ненаправленных излучателей. Выражение (II.10) показывает, что эта диаграмма не зависит от азимутального угла φ сферической системы координат. Это обстоятельство позволяет применять правило перемножения диаграмм направленности для любой плоскости $\varphi = \text{const}$ в пространстве, используя один и тот же множитель системы (II.10).

Выражение (II.10) можно существенно упростить для случая линейной системы с излучателями, у которых амплитуды токов одинаковы, а фазы меняются по линейному закону. Такие системы иногда называют равномерными линейными решетками.

Подобные антенные системы не являются характерными для общего случая, однако они часто встречаются и потому представляют практический интерес.

Поскольку при рассмотрении данного вопроса нас будет интересовать лишь относительное изменение напряженности поля в разных направлениях, амплитуды токов I_N всех излучателей можно принять равными единице.

Линейный закон изменения фазы токов можно записать в виде

$$\psi_N = (N-1)\psi, \qquad (II.11)$$

где ψ — угол сдвига фаз между токами соседних излучателей, т. е. предполагается, что

$$I_2 = I_1 e^{-j\psi}; \quad I_3 = I_2 e^{-j\psi} = I_1 e^{-j2\psi};$$

$$I_N = I_{N-1} e^{-j\psi} = I_1 e^{-j(N-1)\psi}. \qquad (II.12)$$

Подставляя (II.12) в (II.9) и учитывая, что амплитуды токов приняты равными единице, получаем

$$E = Be^{-jkr_1} F_1(\varphi, \theta) \sum_1^n e^{j[(N-1)(kd\cos\theta - \psi)]}. \qquad (II.13)$$

Выражение $\sum\limits_1^n$ представляет собой сумму n членов геометрической прогрессии, первый член которой равен единице, а знаменатель $q = e^{j(kd\cos\theta - \psi)} = e^{jb}$, где $b = kd\cos\theta - \psi$. Сумма n членов геометрической прогрессии

$$\sum_1^n q^{N-1} = 1 + q + q^2 + \ldots = \frac{q^n - 1}{q - 1} = \frac{e^{jbn} - 1}{e^{jb} - 1} =$$

$$= \frac{e^{j\frac{nb}{2}}\left(e^{j\frac{nb}{2}} - e^{-j\frac{nb}{2}}\right)}{e^{j\frac{b}{2}}\left(e^{j\frac{b}{2}} - e^{-j\frac{b}{2}}\right)} = \frac{e^{j\frac{b}{2}(n-1)}\sin\frac{nb}{2}}{\sin\frac{b}{2}} =$$

$$= e^{j\frac{(n-1)}{2}(kd\cos\theta - \psi)} \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}. \qquad (II.14)$$

Подставляя (II.14) в (II.13), получаем

$$E = B\mathrm{e}^{-j\left[k\left(r_1 - \frac{n-1}{2} d\cos\theta\right) + \frac{(n-1)\psi}{2}\right]} F_1(\varphi, \theta) \times$$

$$\times \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}. \qquad \text{(II.15)}$$

Последнее выражение является очень важным в теории антенн. Остановимся на нем подробнее. Множитель $r_1 - \frac{n-1}{2} d\cos\theta = r_0$ в показателе есть расстояние от середины антенной системы до точки наблюдения, а $\frac{(n-1)}{2}\psi = \psi_0$ определяет фазовый угол тока, соответствующего той же средней точке антенны. При указанных обозначениях можно выражение (II.15) переписать как

$$E = BF_1(\varphi, \theta) \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]} \mathrm{e}^{-j(kr_0 + \psi_0)}. \qquad \text{(II.16)}$$

Для одиночного излучателя, помещенного в точку, соответствующую середине системы, и имеющего ток с фазой ψ_0, напряженность поля будет равна

$$E = BF_1(\varphi, \theta)\, \mathrm{e}^{-j(kr_0 + \psi_0)}. \qquad \text{(II.17)}$$

Одиночный излучатель предполагается таким, что зависимость $F_1(\varphi, \theta)$ является вещественной величиной.

Из сравнения выражений (II.16) и (II.17) видно, что фазы полей в дальней зоне системы излучателей и одиночного излучателя, помещенного в некоторую среднюю точку системы, будут одинаковыми и с учетом закона убывания амплитуды поля с расстоянием, будут соответствовать сферической волне.

Точка, в которую можно поместить одиночный излучатель сферической волны, эквивалентный рассматриваемой антенной системе в отношении фазы создаваемого поля, называется фазовым центром антенны. У антенн, имеющих фазовый центр, поверхности равных фаз (фазовый или волновой фронт) имеют сферическую форму.

Однако некоторые антенны особенно на СВЧ не имеют фазового центра. Для таких антенн поверхности равных фаз отличаются от сферических поверхностей. На рис. II.2 показаны линии (сплошные) постоянной фазы для рупорной антенны, отличающиеся от дуг

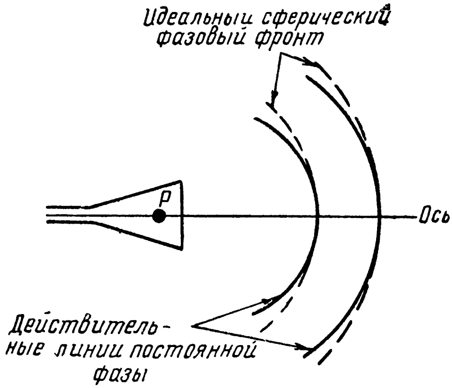


Рис. II.2. Поверхности постоянных фаз электромагнитной волны у антенны, не имеющей фазового центра.

окружности, которые для сравнения изображены пунктиром. В этом случае фазовый центр будет различным для разных участков фазового фронта антенны.

Вопрос определения фазового центра антенн имеет в некоторых случаях существенное значение. Это относится, например, к облучателям параболических рефлекторов или линзовых антенн. Фазовый центр облучателя должен совмещаться с фокусом параболического рефлектора.

Амплитуда поля системы излучателей отличается от амплитуды поля одиночного излучателя множителем

$$f_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}. \qquad \text{(II.18)}$$

Это выражение определяет собой диаграмму направленности линейной системы из n ненаправленных излучателей и является так называемым множителем решетки.

Общее выражение для диаграммы направленности этой системы определяется произведением

$$f(\varphi, \theta) = F_1(\varphi, \theta) f_n(\theta). \qquad \text{(II.19)}$$

Выражение (II.18) определяет ненормированную диаграмму направленности системы из n ненаправленных излучателей, так как его максимальное значение отличается от единицы. Оно получается равным n при

$$kd\cos\theta - \psi = 0. \qquad \text{(II.20)}$$

Действительно, при этом выражение (II.18) превращается в неопределенность вида $\frac{0}{0}$.

Учитывая, что в квадратных скобках упомянутого выражения стоят аргументы, стремящиеся к нулю, можно синусы заменить аргументами и тогда в пределе

$$f_n(\theta) = \lim_{kd\cos\theta \to \psi} \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]} = n. \qquad \text{(II.21)}$$

Нетрудно убедиться, что n определяет максимально возможное значение выражения (II.18). Поэтому нормированное значение этого выражения будет

$$F_n(\theta) = \frac{1}{n} \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}. \qquad \text{(II.22)}$$

В том случае, когда направление максимума диаграммы одиночного излучателя совпадает с направлением, для которого получается максимум множителя системы, можно написать выражение для нормированной диаграммы направленности системы направленных илучателей в виде

$$F(\varphi, \theta) = F_1(\varphi, \theta) F_n(\theta). \qquad \text{(II.23)}$$

Определим далее выражение для диаграммы направленности непрерывной линейной системы, составленной как бы из бесконечно близко расположенных ненаправленных излучателей. Для этого можно воспользоваться выражением (II.22), полагая, что $n \to \infty$; $d \to 0$; $nd = L$, где L — длина системы:

$$F_{\substack{n \\ n\to\infty \\ d\to 0}}(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{nkd}{2}\left(\cos\theta - \frac{\psi}{kd}\right)\right]}{n \sin\left[\frac{kd}{2}\left(\cos\theta - \frac{\psi}{kd}\right)\right]} =$$

$$= \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(\cos\theta - \frac{\psi}{kd}\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(\cos\theta - \frac{\psi}{kd}\right)}. \qquad \text{(II.24)}$$

В последнем выражении отношение $\frac{\psi}{d}$ представляет сдвиг фаз на единицу длины системы и его можно трактовать как волновое число $k' = \frac{2\pi}{\lambda'}$ 1 некоторой электромагнитной волны, распространяющейся вдоль линейной системы со скоростью $v = \lambda' f$; f — частота колебаний; λ' — длина волны в рассматриваемой системе.

Учитывая сказанное, можно произвести следующие преобразования:

$$\frac{\psi}{kd} = \frac{k'}{k} = \frac{2\pi}{\lambda'}\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\lambda}{\lambda'} = \xi, \qquad \text{(II.25)}$$

где ξ — так называемый коэффициент изменения длины волны. Подставляя (II.25) в (II.24) и меняя местами $\cos\theta$ и ξ как в числителе, так и в знаменателе, получаем

$$F_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)\right]}{\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)}. \qquad \text{(II.26)}$$

Это выражение определяет собой нормированную диаграмму направленности непрерывной линейной системы равноамплитудных ненаправленных источников, вдоль которой фаза меняется по такому же закону, как и в бегущей волне $\left(\text{с длиной волны } \lambda' = \frac{\lambda}{\xi}\right)$. В случае непрерывной линейной синфазной системы, для которой $\psi = 0$, из (II.24) получим

$$F_n(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right)}{\frac{kL}{2}\cos\theta}. \qquad \text{(II.27)}$$

Если отсчет углов вести не относительно линии расположения излучателей, а относительно направления максимума излучения, которое перпендикулярно к этой линии, тогда угол θ надо заменить на угол Φ, связанный с θ равенством $\theta = 90° - \Phi$. После такой замены выражение (II.27) приобретет вид

$$F_n(\Phi) = \frac{\sin\left(\frac{kL}{2}\sin\Phi\right)}{\frac{kL}{2}\sin\Phi}. \qquad \text{(II.28)}$$

Полученные выше выражения (II.18), (II.19), (II.22), (II.23), (II.26), (II.27) или (II.28) позволяют исследовать вопрос о направленном действии многих типов антенн, применяемых на практике.

Используем указанные выражения для исследования некоторых типов антенных систем.

а) Два излучателя при разных фазовых соотношениях и расстояниях между ними

При $n=2$ выражение (II.18) принимает вид

$$f_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{2}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]} = 2\cos\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]. \qquad \text{(II.29)}$$

Это выражение определяет собой диаграмму направленности двух ненаправленных излучателей, разнесенных на расстояние d, с токами, сдвинутыми по фазе на угол ψ. В частности, это может быть диаграмма направленности в горизонтальной плоскости для двух вертикальных вибраторов.

Рассмотрим несколько частных случаев.

Пусть $d=\frac{\lambda}{2}$; $\psi=0$;

$$f_n(\theta)=2\cos\left[\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{2}\cos\theta-0\right)\right]=2\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right). \qquad \text{(II.30)}$$

Это выражение обращается в нуль при $\theta=0$ и $180°$ и имеет максимум при $\theta=\pm 90°$. Результирующая диаграмма направленности изображена на рис. II.3, *а*.

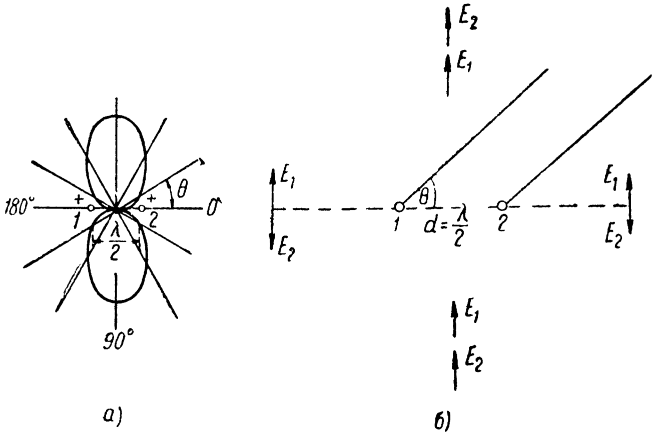


Рис. II.3. Горизонтальная диаграмма направленности двух синфазных вертикальных вибраторов, расположенных на расстоянии $d=\frac{\lambda}{2}$ (*а*). Векторные диаграммы сложения полей (*б*).

Рассмотренная *антенная система, называемая синфазной* ($\psi=0$), *характеризуется тем, что максимумы излучения получаются в направлении, перпендикулярном линии расположения излучателей.* В этом направлении длина пути от каждого излучателя до точки наблюдения будет одинаковой. Поэтому векторы напряженностей полей, создаваемых каждым из вибраторов, будут в фазе, так как поля в указанном направлении будут запаздывать на одно и то же время относительно токов в вибраторах. Минимумы излучения (нули) получаются вдоль линии расположения излучателей. Это объясняется тем, что волны, излучаемые двумя синфазными источниками, в рассматриваемом направлении проходят пути, отличающиеся между собой на половину длины волны. В результате волны, попадающие из источников в точку наблюдения, оказываются в противоположных фазах. Соответствующие векторные диаграммы сложения полей показаны на рис. II.3, *б*.

Пусть $d=\frac{\lambda}{2}$; $\psi=\pi$;

$$f_n(\theta)=2\cos\left[\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{2}\cos\theta-\pi\right)\right]=2\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right). \qquad (II.31)$$

Это выражение обращается в нуль при $\theta=\pm 90°$ и имеет максимум при $\theta=0$ и $180°$. Соответствующая диаграмма направленности изображена на рис. II.4.

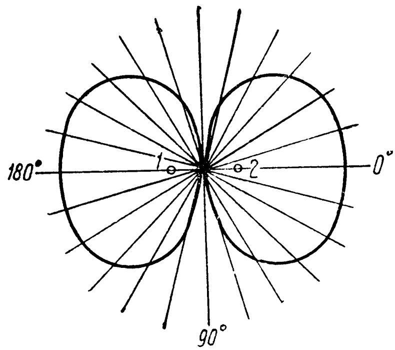


Рис. II.4. Горизонтальная диаграмма направленности двух вертикальных вибраторов с токами в противоположных фазах.

Рассмотренная *антенная система* (называемая иногда переменнофазной, $\psi = 180°$) *характеризуется* ***тем,*** *что максимумы излучения получаются* ***вдоль*** *линии расположения излучателей, а минимумы (нули) — в направлении, перпендикулярном этой линии.* Такая форма диаграммы направленности обусловлена интерференцией полей двух источников, подобной рассмотренной выше для синфазных излучателей.

Пусть $d=\frac{\lambda}{4}$; $\psi=\frac{\pi}{2}$;

$$f_n(\theta)=2\cos\left[\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{4}\cos\theta-\frac{\pi}{2}\right)\right]=$$

$$=2\cos\left[\frac{\pi}{4}(1-\cos\theta)\right]. \qquad (II.32)$$

Это выражение обращается в нуль при $\theta = 180°$ и имеет максимум при $\theta = 0°$. Общая диаграмма направленности изображена на рис. II.5. Как видно из рисунка, *диаграмма напоминает собой кардиоиду и имеет однонаправленный характер.* Такая диаграмма является характерной для так называемой *антенны с рефлектором** (*зеркалом*). Волны, излучаемые антенной, как бы отражаются от рефлектора, расположенного позади антенны на расстоянии в четверть длины волны. Для того чтобы получилась указанная на рисунке кардиоидная диаграмма, *амплитуды токов антенны и рефлектора должны быть одинаковыми, а ток в рефлекторе должен опережать по фазе ток в антенне на 90°.*

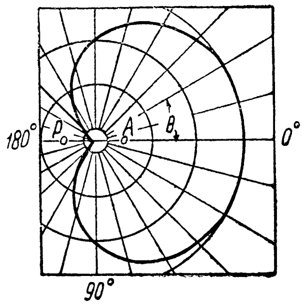


Рис. II.5. Горизонтальная диаграмма направленности вертикальной антенны с рефлектором.

Подобную же диаграмму направленности будет иметь *антенна* с так называемым *директором***. Директор представляет собой вибратор, расположенный впереди антенны на расстоянии в четверть длины волны; проходящий по нему *ток должен иметь такую же амплитуду, как и ток в антенне, и отставать от него по фазе на 90°*. При этом условии *излучение будет получаться максимальным в сторону директора и минимальным в обратном направлении.*

Необходимый сдвиг фаз между токами в вибраторах практически получается с помощью соответствующей схемы питания или настройки.

Рефлектор, питаемый от генератора при помощи фидера, называется активным рефлектором. Рефлектор может быть также пассивным, когда он не питается от фидера, а возбуждается полем питаемой антенны. В этом случае подбор фазы тока в рефлекторе достигается соответствующей настройкой.

---

* Слово рефлектор происходит от английского глагола to reflect — отражать.

** Слово директор происходит от английского глагола to direct — направлять.

Директоры, как правило, выполняются пассивными. Вопрос о работе пассивных вибраторов более подробно рассматривается ниже (в гл. X).

Диаграммы направленности двух излучателей при большой базе. Рассмотрим вопрос о направленном действии системы из двух ненаправленных излучателей, разнесенных на расстояние в несколько длин волн. Такие системы встречаются в радионавигационных устройствах и расстояние d между антеннами называется базой системы.

Сдвиг фаз ψ между токами излучателей обычно равен нулю или 180°.

Рассмотрим систему синфазных излучателей.

При $\psi = 0$ из (II.30)

$$f_n(\theta) = 2\cos\left(\frac{1}{2} kd\cos\theta\right). \qquad (II.33)$$

Соответственно нормированная диаграмма

$$F_n(\theta) = \cos\left(\frac{1}{2} kd\cos\theta\right). \qquad (II.34)$$

Это выражение обращается в нуль при

$$\frac{1}{2} kd\cos\theta_0 = \frac{(2m+1)\pi}{2},$$

т. е. когда

$$\cos\theta_0 = \frac{(2m+1)\pi}{kd} = \frac{(2m+1)\lambda}{2d}. \qquad (II.35)$$

Здесь $m = 0;\ \pm 1;\ \pm 2$ и т. д. Величина $\frac{(2m+1)\lambda}{2d}$ не может быть по абсолютному значению больше единицы, так как $|\cos\theta_0| \leqslant 1$.

Выражение (II.34) имеет максимальные значения, равные единице при

$$\frac{1}{2} kd\cos\theta_m = m\pi,$$

т. е. когда

$$\cos\theta_m = \frac{m\lambda}{d}, \qquad (II.36)$$

где, как и раньше, $m = 0;\ \pm 1;\ \pm 2$ и т. д., а $|\cos\theta_m| = \left|\frac{m\lambda}{d}\right| \leqslant 1$.

Пусть, например, $d = 4\lambda$. Тогда на основании (II.35) нули диаграммы направленности (в пределах одного квадранта) получатся в направлениях $\theta_0 = 29;\ 51{,}3;\ 68;\ 82{,}8°$. На основании (II.36) максимальные значения получаются в направлениях

$\theta_m = 41{,}3;\ 60;\ 75{,}5^\circ$. Общая диаграмма направленности изображена на рис. II.6 (сплошными линиями).

Рассмотрим далее систему из двух ненаправленных излучателей с токами в противоположных фазах.

При $\psi = 180^\circ$

$$f_n(\theta) = 2\cos\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \pi)\right] = 2\sin\left(\frac{1}{2}kd\cos\theta\right).$$

Соответствующая нормированная диаграмма направленности

$$F_n(\theta) = \sin\left(\frac{1}{2}kd\cos\theta\right). \tag{II.37}$$

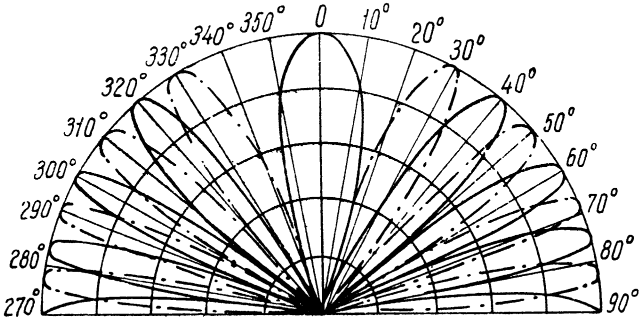


Рис. II.6. Диаграмма направленности двух ненаправленных излучателей, разнесенных на расстояние $d = 4\lambda$

——— при синфазных токах; – – – – при противофазных токах.

Это выражение обращается в нуль при $\frac{1}{2}kd\cos\theta_0 = m\pi$, т. е. когда

$$\cos\theta_0 = \frac{m\lambda}{d}, \tag{II.38}$$

где $m = 0;\ \pm 1,\ \pm 2$ и т. д.; при этом, как и раньше, $\left|\frac{m\lambda}{d}\right| < 1$.

Выражение (II.37) имеет максимальные значения, равные единице при $\frac{1}{2}kd\cos\theta_m = \frac{(2m+1)\pi}{2}$, т. е. когда

$$\cos\theta_m = \frac{(2m+1)\lambda}{2d}, \tag{II.39}$$

где $m = 0;\ \pm 1;\ \pm 2$ и т. д. и $\left|\frac{(2m+1)\lambda}{2d}\right| \leqslant 1$.

Сравнение выражений (II.35), (II.36), (II.38), (II.39) показывает, что в тех направлениях, где получились нули диаграммы для системы из двух синфазных излучателей, получаются максимальные значения для системы излучателей с токами в противофазе и наоборот.

На рис. II.6 пунктирными линиями изображена диаграмма направленности двух ненаправленных вибраторов, разнесенных на расстояние $d = 4\lambda$, с токами в противофазах. Как видно из рисунка, по сравнению с диаграммой для системы синфазных излучателей здесь минимумы и максимумы поменялись местами.

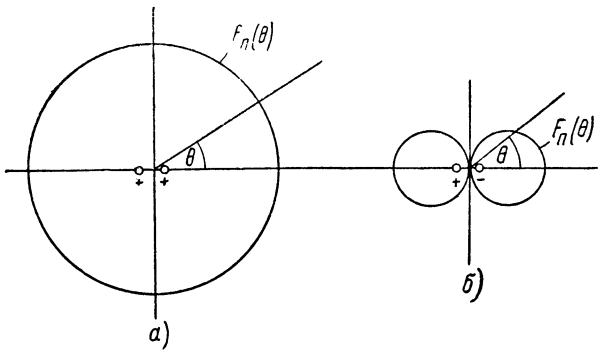


Рис. II.7. Диаграмма направленности двух ненаправленных, близко расположенных излучателей:
а) при синфазных токах; *б*) при токах в противофазе.

Полученные выше выражения для диаграмм направленности системы из двух излучателей при большой базе позволяют сделать следующие заключения.

Чем больше база d, тем больше лепестков в диаграмме направленности, тем меньше угол раствора каждого лепестка и тем круче ход каждой кривой, ограничивающей лепесток. Все максимумы (за исключением, может быть, максимумов, лежащих на линии, соединяющих вибраторы) имеют одинаковые значения, равные для нормированной диаграммы единице. При изменении фазы тока одного из двух излучателей на противоположную нули и максимумы диаграммы направленности меняются местами.

В заключение исследования вопроса о направленном действии двух ненаправленных излучателей рассмотрим случай их близкого расположения, т. е. когда $d \ll \lambda$.

Пусть $\psi = 0$. Тогда из (II.29)

$$f_n(\theta) = 2\cos\left(\frac{1}{2} kd\cos\theta\right) = 2\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\theta\right) \simeq 2, \qquad \text{(II.40)}$$

так как $\frac{\pi d}{\lambda}\cos\theta$ независимо от θ — величина малая. Соответствующая ненаправленная диаграмма в полярных координатах изображена на рис. II.7а.

Пусть $\psi = 180°$. Тогда из (II.29)

$$f_n(\theta) = 2\cos\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \pi)\right] = 2\sin\left(\frac{1}{2}kd\cos\theta\right) \simeq kd\cos\theta, \quad \text{(II.41)}$$

т. к. при малых аргументах синус можно заменить самим аргументом. Множитель kd на форму диаграммы направленности не влияет и диаграмма определяется лишь множителем $\cos\theta$, изображенным на рис. II.7б. При одинаковых токах в излучателях поле и соответственно действующая высота у синфазной системы будут много больше, чем у противофазной.

б) Синфазная система ненаправленных излучателей

Исследуем основные свойства диаграммы направленности линейной системы, составленной из n ненаправленных синфазных излучателей.

Используя выражение (II.18) при $\psi = 0$, получаем

$$f_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]} = \frac{\sin\left(\frac{n}{2}kd\cos\theta\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}kd\cos\theta\right)}. \quad \text{(II.42)}$$

Определим углы θ_0, при которых значения диаграммы обращаются в нуль. Выражение (II.42) обращается в нуль, когда числитель

$$\sin\left(\frac{n}{2}kd\cos\theta_0\right) = 0, \quad \text{(II.43)}$$

при условии, что знаменатель (II.42) в нуль не обращается. Из (II.43) следует, что

$$\frac{n}{2}kd\cos\theta_0 = m\pi,$$

где $m = 0;\ \pm 1;\ \pm 2;\ \pm 3\ \ldots;$

$$\cos\theta_0 = \frac{m\pi}{\frac{n}{2}\frac{2\pi}{\lambda}d} = \frac{m\lambda}{nd}. \quad \text{(II.44)}$$

Нетрудно заметить, что при $m = 0$, $\theta_0 = 90°$ и знаменатель (II.42), так же как и числитель, обращается в нуль, что дает для выражения (II.42) «неопределенность» вида $\frac{0}{0}$.

Эта неопределенность легко раскрывается (см. II.21), после чего получается

$$f_n(\theta)_{\theta=90^\circ} = n. \tag{II.45}$$

Значение n определяет собой *максимум диаграммы направленности,* который *ориентирован в направлении, перпендикулярном линии расположения излучателей.* Это значение в n раз больше, чем напряженность поля, создаваемого одиночным излучателем в любом направлении, что следует из (II.42) при $n=1$. В направлении максимума диаграммы все напряженности полей отдельных излучателей складываются в одинаковой фазе, т. е. арифметически.

Подобные же максимумы получаются и в направлениях, определяемых из условия равенства нулю знаменателя выражения (II.42), когда $\frac{1}{2}\ kd\cos\theta = \pm\pi;\ \pm 2\pi$ и так далее, т. е. в направлениях, для которых

$$\cos\theta = \pm\frac{2\pi}{2\pi}\frac{\lambda}{d} = \pm\frac{\lambda}{d};\quad \cos\theta = \frac{2\lambda}{d} \text{ и т. д.} \tag{II.46}$$

Однако, если ограничиться небольшими расстояниями между излучателями $d<\lambda$, равенства (II.46) не могут выполняться и тогда для рассматриваемой системы излучателей получается лишь один так называемый главный максимум (или лепесток), в направлении, перпендикулярном линии расположения излучателей ($\theta=90^\circ$).

Направления нулевого излучения определяются из выражения (II.44)

$$\cos\theta_0 = \frac{m\lambda}{nd},$$

где $m = \pm 1;\quad \pm 2;\quad \pm 3\ldots$ и $\left|\frac{m\lambda}{nd}\right| = |\cos\theta| \leqslant 1.$

Последние выражения показывают, что *чем больше протяженность системы излучателей* (nd), *по сравнению с длиной волны,* тем больше направлений нулевого излучения и *тем больше лепестков диаграммы направленности,* расположенных между указанными направлениями.

На рис. II.8 для примера изображена диаграмма направленности синфазной системы из шести ненаправленных излучателей, разнесенных на полволны друг от друга (диаграмма в плоскости их расположения). Пространственная диаграмма направленности получается в виде поверхности как результат вращения фигуры рис. II.8 вокруг линии расположения излучателей. Если увеличить число излучателей, сохранив неизменным расстояние между ними, получится более узкий главный лепесток диаграммы направленности и большее число боковых лепестков.

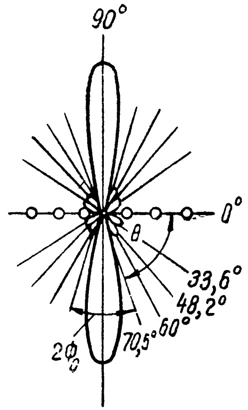


Рис. II.8. Диаграмма направленности синфазной системы из шести ненаправленных излучателей, разнесенных на полволны.

Угол раствора диаграммы направленности (главного лепестка) линейной синфазной системы ненаправленных излучателей, если его определять как угол $2\Phi_0$ между направлениями нулевого излучения (ближайшими к углу $\theta=90°$), можно найти с помощью выражения (II.44), полагая $m=1$;

$$\sin\Phi_0=\cos\theta_0=\frac{\lambda}{nd}. \qquad \text{(II.47)}$$

Для остронаправленных антенн, т. е. при больших nd, $\sin\Phi_0$ можно заменить углом Φ_0 и тогда

$$2\Phi_0\simeq\frac{2\lambda}{nd}. \qquad \text{(II.48)}$$

Переходя от угла раствора в радианах к углу в градусах и обозначая длину антенны $(n-1)d\simeq nd=L$, получаем

$$(2\Phi_0)^0\simeq 115\frac{\lambda}{L}. \qquad \text{(II.49)}$$

Определим далее угол $(2\Phi_{05})$ раствора диаграммы направленности рассматриваемой системы излучателей, по половинной мощности, т. е. угол между направлениями, вдоль которых поле уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с полем в направлении максимума (рис. II.9). Перепишем для этого выражения (II.42) в виде нормированной диаграммы направленности

$$F_n(\theta)=\frac{1}{n}f_n(\theta)=\frac{\sin\left(\frac{n}{2}kd\cos\theta\right)}{n\sin\left(\frac{1}{2}kd\cos\theta\right)}. \qquad \text{(II.50)}$$

В направлении $\theta = 90°$ $F_n(\theta) = 1$. В направлении $\theta_{0,5} = \frac{\pi}{2} - \Phi_{0,5}$ выражение (II.50) должно быть равно $\frac{1}{\sqrt{2}} = 0{,}707$,

$$F_n(\Phi_{0,5}) = \frac{\sin\left(\frac{n}{2} kd \sin \Phi_{0,5}\right)}{n \sin\left(\frac{1}{2} kd \sin \Phi_{0,5}\right)} = 0{,}707. \qquad \text{(II.51)}$$

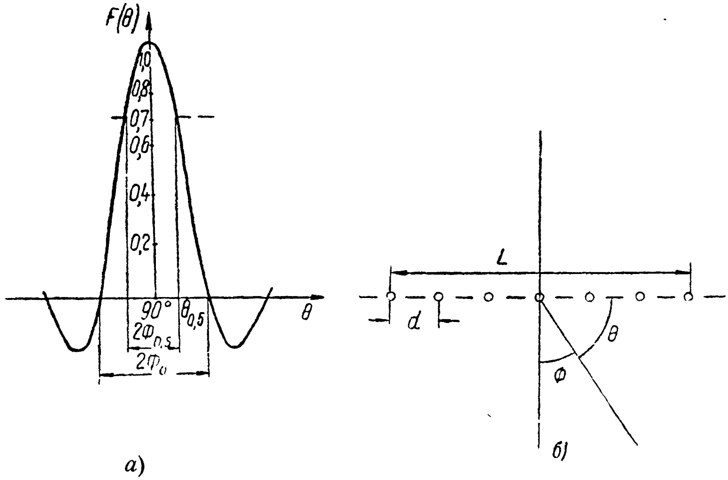


Рис. II.9. Углы раствора диаграммы направленности по нулевым значениям и по половинной мощности (*а*); отсчет углов относительно линии расположения излучателей (*б*).

Для определения угла раствора $2\Phi_{0,5}$ диаграммы направленности необходимо решить уравнение (II.51) относительно $\Phi_{0,5}$. Это уравнение трансцендентное и может быть решено одним из приближенных методов, например графическим путем.

В некоторых случаях уравнение (II.51) может быть упрощено и решение для $\Phi_{0,5}$ получено в легко запоминающемся виде. Это относится к остронаправленным антенным системам, для которых $\sin\left(\frac{1}{2} kd \sin \Phi\right)$ в пределах главного лепестка (где углы Φ малы) можно заменить аргументом $\frac{1}{2} kd \sin\Phi$.

При этом выражение (II.51) принимает вид

$$F_n(\Phi_{0,5}) \cong \frac{\sin\left[\frac{n}{2} kd \sin \Phi_{0,5}\right]}{\frac{n}{2} kd \sin \Phi_{0,5}} = \frac{\sin x}{x} = 0{,}707, \qquad \text{(II.52)}$$

где через x обозначено

$$x = \frac{n}{2} kd \sin \Phi_{0,5}. \qquad \text{(II.53)}$$

Функция $\frac{\sin x}{x}$ в зависимости от x показана на рис. II.10. Эта кривая представляет собой в декартовых координатах обобщенную диаграмму направленности линейной системы синфазных излучателей с токами равной амплитуды.

Как можно определить из графика, значение $\frac{\sin x}{x} = 0{,}707$ получается при $x = 1{,}394$ *рад*. Следовательно,

$$x = \frac{n}{2} kd \sin \Phi_{0,5} = 1{,}394;$$

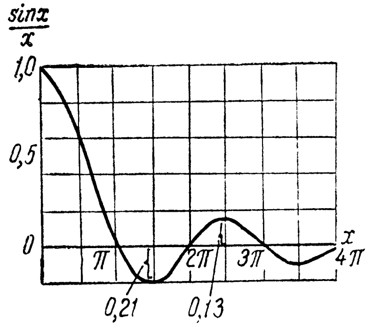


Рис II.10. Обобщенная диаграмма направленности линейной синфазной равноамплитудной системы.

$$\sin \Phi_{0,5} = \frac{1{,}394 \cdot 2}{n \frac{2\pi}{\lambda} d} = 0{,}444 \frac{\lambda}{nd}.$$

Для остронаправленных антенных систем, имеющих значительную протяженность $L = (n-1)d \simeq nd$, когда $\sin \Phi_{0,5} \simeq \Phi_{0,5}$, получаем

$$\Phi_{0,5} \approx 0{,}444 \frac{\lambda}{L}.$$

Угол раствора в радианах

$$2\Phi_{0,5} \simeq 0{,}888 \frac{\lambda}{L} \qquad \text{(II.54)}$$

или в градусах

$$(2\Phi_{0,5})^\circ \simeq 51 \frac{\lambda}{L} = \frac{51}{\frac{L}{\lambda}}. \qquad (II.55)$$

Это простое выражение показывает, что *угол раствора диаграммы направленности рассмотренной антенной системы обратно пропорционален длине антенны* (L), *выраженной в долях волны* (λ). Из рис. II.10 видно, что первый боковой лепесток диаграммы направленности по полю имеет максимальное значение, равное 21% от максимума основного лепестка (что соответствует 4,4% от максимума диаграммы по мощности), второй боковой лепесток 13% (или 1,8% от максимума диаграммы по мощности) и т. д.

Диаграммы направленности непрерывной линейной системы с током неизменной амплитуды и фазы по длине похожи на соответствующие диаграммы направленности системы из дискретных источников.

Для непрерывной системы, составленной из ненаправленных источников на основании (II.28),

$$F_n(\Phi) = \frac{\sin\left(\frac{kL}{2}\sin\Phi\right)}{\frac{kL}{2}\sin\Phi}.$$

Если обозначить $\frac{kL}{2}\sin\Phi = y$, тогда

$$F_n(\Phi) = \frac{\sin y}{y}. \qquad (II.56)$$

Последнее выражение совпадает с выражением (II.52) и имеет вид кривой, изображенной на рис. II.10. Из рисунка видно, что диаграмма направленности непрерывной синфазной системы имеет максимум при $y=0$, когда $\Phi=0$, т. е. в направлении, перпендикулярном линейной системе.

Первый нуль диаграммы направленности получается в направлении Φ_0, определяемом из условия

$$\frac{kL}{2}\sin\Phi_0 = \pi; \quad \sin\Phi_0 = \frac{\lambda}{L}.$$

Следовательно, для остронаправленных антенн угол раствора диаграммы по нулевым значениям будет определяться полученными ранее выражениями (II.48), (II.49).

Выражение для угла раствора по половинной мощности будет также совпадать с полученным выше выражением (II.55).

в) Система ненаправленных излучателей при наличии сдвига фаз между их токами

Исследуем основные свойства диаграмм направленности линейной системы из n ненаправленных излучателей с токами, сдвинутыми по фазе на одинаковый угол ψ.

Сперва рассмотрим систему из дискретных источников, а затем непрерывную систему.

Нормированная диаграмма направленности системы дискретных источников (II.22)

$$F_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{n\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}.$$

Это выражение получается максимальным (равным единице) на основании (II.20) при

$$kd\cos\theta_m - \psi = 0,$$

откуда

$$\cos\theta_m = \frac{\psi}{kd} = \frac{\psi\lambda}{2\pi d}, \qquad \text{(II.57)}$$

причем

$$|\cos\theta_m| = \left|\frac{\psi\lambda}{2\pi d}\right| \leqslant 1.$$

Выражение (II.57) показывает, что *направление максимума излучения* (θ_m) *зависит от угла* ψ — *сдвига фаз между токами соседних излучателей, и может меняться в широких пределах*. При $\psi = 0$ — случай рассмотренной выше синфазной системы $\theta_m = \pm 90°$, максимум получается в направлении, перпендикулярном линии расположения излучателей. При $\psi = \frac{2\pi d}{\lambda}$; $\cos\theta_m = 1$ и $\theta_m = 0$

максимум получается вдоль линии расположения излучателей в том направлении, в котором происходит убывание фазы токов излучателей.

В противоположном направлении, т. е. для $\theta = 180°$

$$F_n(\theta) = \frac{\sin(nkd)}{n \sin kd}. \qquad (II.58)$$

Отметим, что сдвиг фаз $\psi = \frac{2\pi d}{\lambda}$ равен запаздыванию по фазе бегущей волны при распространении от одного излучателя до соседнего.

При ψ в пределах $0 < \psi < \frac{2\pi d}{\lambda}$ направление максимума излучения образует острый угол относительно линии расположения излучателей в сторону $\theta = 0$.

При $0 > \psi > -\frac{2\pi d}{\lambda}$ направление максимума излучения также образует острый угол, но уже в сторону $\theta = 180°$.

Для примера на рис. II.11 показаны диаграммы направленности в плоскости линейной системы из ненаправленных излучателей при разных сдвигах фаз ψ. Из рисунка видно, как поворачивается максимум излучения по мере изменения сдвига фаз ψ.

Указанный принцип *качания луча диаграммы направленности* используется для целей обзора пространства в некоторых радиолокационных и радионавигационных системах, в частности в системах так называемой «слепой посадки» самолетов.

Далее рассмотрим непрерывную линейную систему ненаправленных источников. Направленные свойства такой системы похожи на свойства рассмотренной системы дискретных источников. Нормированная диаграмма направленности такой системы определяется выражением (II.26)

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

Это выражение имеет максимум (равный единице) при

$$\cos\theta_m = \xi, \qquad (II.59)$$

где ξ определяется из (II.25).

Условие (II.59) может выполняться для значений ξ, лежащих в пределах

$$0 \leqslant \xi \leqslant 1. \qquad (II.60)$$

Случай $\xi=0$, соответствующий синфазной системе, рассматривался выше; здесь максимум излучения получается в направлении, перпендикулярном линии расположения излучателей.

При $\xi = 1$, $\cos\theta_m = 1$ и $\theta_m = 0$, т. е. максимум получается вдоль линии излучателей и направлен в сторону убывания фазы токов системы; это соответствует направлению движения бегущей волны, как бы возбуждающей систему рассматриваемых источников.

При значениях ξ в пределах, определяемых выражением (II.60), направление максимума излучения образует острый угол относительно линии излучателей.

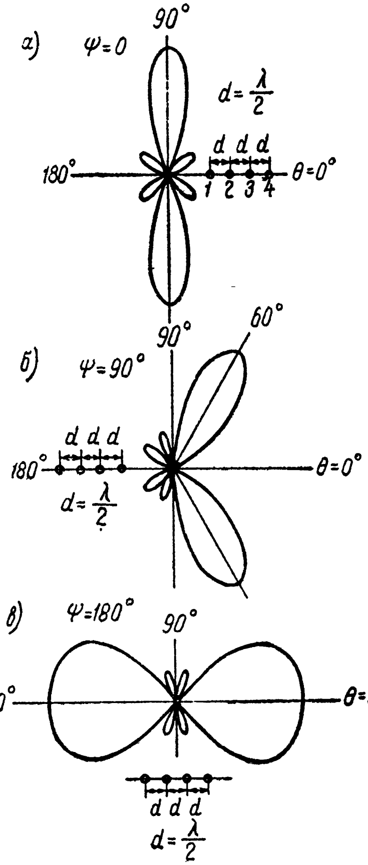


Рис. II.11. Диаграмма направленности линейной системы из ненаправленных дискретных излучателей при разных сдвигах фаз.

Практически возможен случай $\xi>1$, когда условие (II.59) получения максимума, равного 1, не может быть выполнено, так как ни при каких значениях θ $\cos\theta$ не может быть равен $\xi>1$ и $F_n(\theta)$ получается меньшим 1. Характер диаграммы направленности изменяется в зависимости от того, насколько ξ отличается от 1. При ξ, близких к 1, максимум диаграммы (хотя и меньший

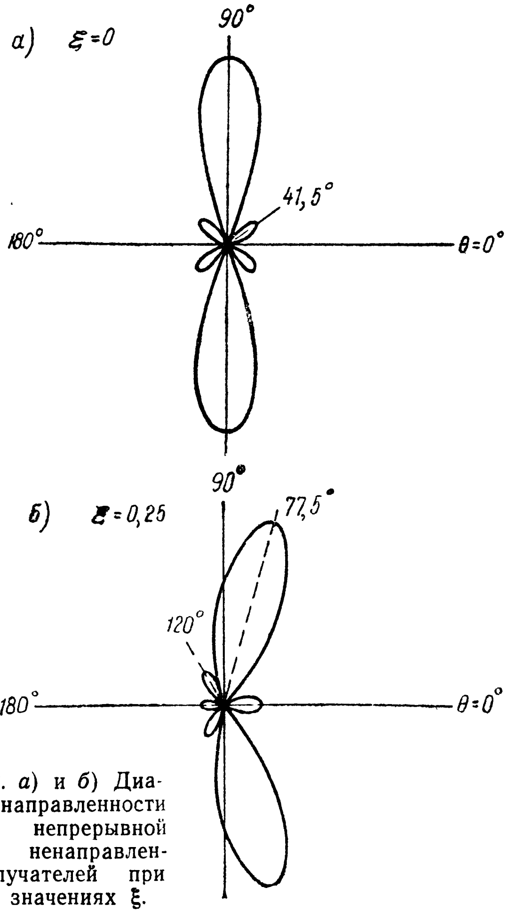


Рис. II.12. *а*) и *б*) Диаграммы направленности линейной непрерывной системы ненаправленных излучателей при разных значениях ξ.

чем 1) сохраняется в направлении $\theta=0$, т. е. вдоль оси системы. При дальнейшем увеличении ξ значение функции, определяющей диаграмму для направления вдоль оси системы, постепенно уменьшается и при некотором значении ξ $\left(\xi = 1 + \frac{\lambda}{L}\right)$ может даже обратиться в нуль.

На рис. II.12 показаны примеры диаграмм направленности линейной непрерывной системы излучателей при разных значениях ξ.

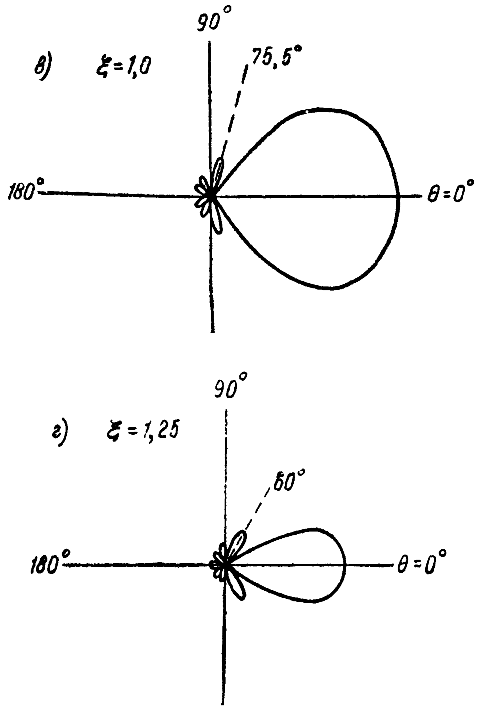


Рис. II.12. *в*) и *г*) Диаграммы направленности линейной непрерывной системы ненаправленных излучателей при разных значениях ξ.

г) Система направленных излучателей

Рассмотрим некоторые примеры антенных систем, для определения направленного действия которых используется теорема перемножения диаграмм.

Полуволновой вибратор с рефлектором. Определим диаграмму направленности системы из двух вибраторов длиной полволны каждый, расположенных параллельно и разнесенных на расстояние в четверть волны (рис. II.13). Ток рефлектора опережает по фазе ток антенны на угол 90°.

Диаграмма направленности в плоскости, проходящей через вибраторы, на основании (II.23)

$$F(\varphi, \theta) = F_1(\varphi, \theta) \cdot F_n(\theta).$$

Здесь $F_1(\varphi, \theta)$ — диаграмма направленности отдельно взятого полуволнового вибратора, которая при указанном на рис. II.13, *а* отсчете углов θ определяется уравнением

$$F_1(\varphi, \theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}$$

и имеет вид, показанный на рис. II.13, *б*.

$F_{п}(\theta)$ — множитель системы, представляющий собой диаграмму направленности двух ненаправленных излучателей, разнесенных на расстояние в четверть волны с токами, сдвинутыми по фазе на 90°. Для подобной системы излучателей выше было получено выражение (II.32), которое после нормирования имеет вид

$$F_n(\theta) = \cos\left[\frac{\pi}{4}(1 - \cos\theta)\right]. \qquad \text{(II.61)}$$

Соответствующая этому выражению диаграмма имеет вид, показанный на рис. II.13, *в*.

Диаграммы направленности $F_1(\varphi_1, \theta)$ и $F_{п}(\theta)$ имеют максимумы в одном направлении.

Результирующая диаграмма направленности в плоскости антенны с рефлектором определяется произведением

$$F(\varphi, \theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}\cos\left[\frac{\pi}{4}(1 - \cos\theta)\right] \qquad \text{(II.62)}$$

и имеет вид, показанный на рис. II.13, *г*.

Эта кривая может быть построена в результате вычислений с помощью выражения (II.62) или графически путем перемножений кривых рис. II.13, *б* и II.13, *в*.

Выражение (II.62) справедливо для плоскости, в которой расположены вибраторы, т. е. для плоскости xz (рис. II.13, *а*). Это выражение нетрудно обобщить на случай пространственной диаграммы направленности, т. е. для определения относительной величины напряженности поля в любой точке пространства со сферическими координатами φ и θ.

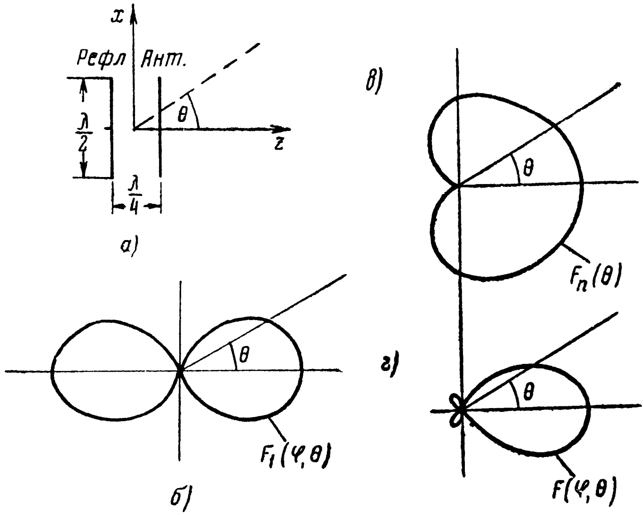


Рис. II.13. Полуволновый вибратор с рефлектором (*а*); диаграмма направленности полуволнового вибратора (*б*); диаграмма множителя системы (*в*); диаграмма направленности в плоскости вибратора с рефлектором (*г*).

Будем считать, что линия, вдоль которой расположены вибраторы, по-прежнему совпадает с осью z. Тогда множитель системы $\cos\left[\frac{\pi}{4}(1-\cos\theta)\right]$ остается неизменным.

С другой стороны, выражение для диаграммы направленности одиночного вибратора изменится и будет иметь вид

$$F_1(\varphi,\theta)=\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right)}{\sin\alpha}, \tag{II.63}$$

где α — угол между осью вибратора (осью x) и направлением на точку наблюдения.

На основании (I.23) и рис. I.1, учитывая, что $\theta' = 90°$ и $\varphi' = 0$,

$$\cos\alpha = \sin\theta\cos\varphi; \quad \sin\alpha = \sqrt{1 - \sin^2\theta\cos^2\varphi},$$

поэтому

$$F_1(\varphi, \theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\sqrt{1 - \sin^2\theta\cos^2\varphi}} \qquad (II.64)$$

и выражение для пространственной диаграммы направленности полуволнового вибратора с рефлектором примет следующий вид:

$$F(\varphi, \theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\sqrt{1 - \sin^2\theta\cos^2\varphi}}\cos\left[\frac{\pi}{4}(1 - \cos\theta)\right]. \qquad (II.65)$$

Это выражение превращается в (II.62) в частном случае $\varphi = 0°$ (т. е. в плоскости xoz).

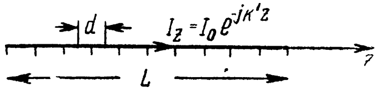


Рис. II.14. Провод длиной L с бегущей волной тока.

Провод с бегущей волной тока. Рассмотрим провод длиной L (рис. II.14) с бегущей волной тока. При ориентации провода вдоль оси z, уравнение для тока имеет вид

$$I_z = I_0 e^{-jk'z}, \qquad (II.66)$$

где I_0 — ток в начале провода;

$k' = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda'}$;

v — скорость распространения волны вдоль провода;

λ' — длина волны в проводе.

Разделим мысленно провод на большое число n одинаковых элементов. Длина каждого элемента $d = \frac{L}{n}$, расстояние между их центрами также равно d. Соседние элементы возбуждаются с разностью фаз $\psi = \frac{2\pi d}{\lambda'} = k'd$.

Диаграмму направленности всего провода можно определить как диаграмму системы из n направленных излучателей, т. е. как произведение

$$F(\varphi, \theta) = A_1 F_1(\varphi, \theta) \cdot F_n(\theta),$$

где θ — угол, отсчитываемый относительно линии расположения элементов;

$F_1(\varphi, \theta)$ — диаграмма одиночного элемента провода;

$F_n(\theta)$ — диаграмма линейной системы из n ненаправленных излучателей, разнесенных на расстояние d друг от друга, с токами, сдвинутыми по фазе на угол $\psi = k'd$;

A_1 — нормирующей множитель. Его введение необходимо потому, что направления максимумов (равных единице) для множителей F_1 и F_n в общем случае не совпадают.

При достаточно большом числе n длину каждого элемента можно считать малой по сравнению с длиной волны и тогда, как для элементарного диполя,

$$F_1(\varphi, \theta) = \sin\theta.$$

Множитель системы по формуле (II.26)

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

где $\xi = \frac{k'}{k} = \frac{\lambda}{\lambda'}$ — коэффициент изменения длины волны в проводе.

Следовательно, общее выражение для нормированной диаграммы направленности провода с бегущей волной

$$F(\varphi, \theta) = A_1 \sin\theta \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)\right]}{\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)}. \qquad \text{(II.67)}$$

Второй множитель $\sin\theta$ при $\theta = 0$ имеет значение, равное нулю; третий множитель при $\theta = 0$ обычно имеет максимальное значение. Поэтому результирующая диаграмма направленности в плоскости провода имеет максимум под некоторым углом к оси провода.

На рис. II.15 и II.16 приведены примеры диаграмм направленности провода с бегущей волной для проводов разной длины и нескольких значений ξ. Простран-

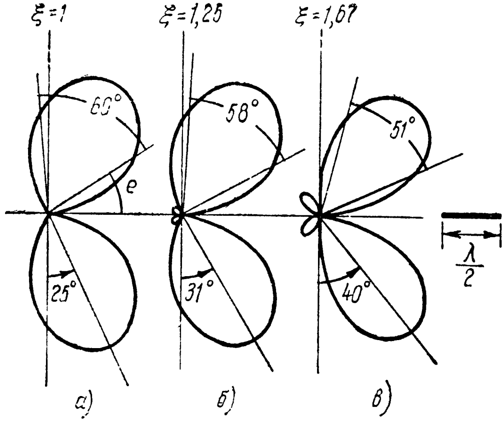


Рис. II.15. Диаграммы направленности провода с бегущей волной при $L=0{,}5\lambda$.

ственные диаграммы направленности получаются в результате вращения фигур, изображенных на рисунке, вокруг провода как вокруг оси.

Рис. II.16. Диаграмма направленности провода с бегущей волной при $L=5\lambda$.

Как видно из рисунка, *провод с бегущей волной обладает диаграммой направленности, максимальные значения которой располагаются в пределах одной полусферы*: Для провода значительной длины *главные лучи диаграммы как бы образуют воронку, которая сужается по мере увеличения длины провода; углы раствора основных лепестков при этом уменьшаются.* К таким же результатам приводит и увеличение коэффициента ξ (т. е. уменьшение скорости распространения волн в проводе).

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ АНТЕННЫ С ОПТИМАЛЬНОЙ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ (МЕТОД ПОЛИНОМОВ ЧЕБЫШЕВА)

В предыдущем параграфе было подробно исследовано направленное действие линейной системы из идентичных излучателей, у которых токи по амплитуде были одинаковыми, хотя и могли отличаться по фазе. Подобные системы из равноамплитудных излучателей в некоторых случаях удовлетворяют требованиям в отношении диаграммы направленности. Однако диаграммы направленности антенных систем при подборе определенных значений амплитуд токов излучателей могут быть сделаны более выгодными.

В большинстве случаев использования направленных антенн целесообразно, чтобы основной лепесток диаграммы был по возможности у́же, а уровень боковых лепестков был как можно меньше.

В дальнейшем будем называть оптимальной такую диаграмму направленности, у которой при заданном угле раствора главного лепестка будет минимальным уровень боковых лепестков или, с другой стороны, при заданном уровне боковых лепестков будет минимальным угол раствора главного лепестка.

Параметры антенной системы, обладающей такой оптимальной диаграммой направленности, могут быть определены с помощью математического аппарата, основанного на использовании полиномов Чебышева. Получающиеся в результате таких расчетов диаграммы направленности характеризуются тем, что все боковые лепестки оказываются одинаковой величины.

Вопросу расчета подобных антенных систем с оптимальной диаграммой направленности посвящен ряд работ, обзор и наиболее законченное развитие которых дается в статье Дюамеля *, где можно найти более подробное изложение рассматриваемого вопроса. В этих работах доказывается, что расчет параметров антенной системы, основанный на использовании полиномов Чебышева, обеспечивает получение оптимальной диаграммы. Идея расчета заключается в том, что выражение для диаграммы направленности линейной системы излучателей представляется в виде полинома Чебышева. Для этого амплитуды и фазы токов излучателей должны иметь вполне определенные значения.

Прежде чем приступить к соответствующим выводам, вспомним определение и отметим интересующие нас свойства полиномов Чебышева.

Полиномы Чебышева порядка N представляют собой выражения следующего вида:

$$T_N(z) = \cos(N \arccos z) = \cos(Nx), \quad |z| \leqslant 1; \tag{II.68}$$

$$T_N(z) = \operatorname{ch}(N \operatorname{arc\,ch} z) = \operatorname{ch}(Nx), \quad |z| > 1, \tag{II.69}$$

где $x = \arccos z$ или $z = \cos x$ в первом и $x = \operatorname{arc\,ch} z$ или $z = \operatorname{ch} x$ во втором случаях.

---

* R. H. Duhamel. Proc. IRE, May 1953, p. 652—659.

Выражения (II.68) и II.69) могут быть объединены одним выражением $T_N(z) = \operatorname{ch}(Nx)$, если полагать, что для $|z| \leqslant 1$ значения $x = \operatorname{arc\,ch} z$ чисто мнимые, а для $|z| > 1$ значения x вещественные.

Функции $\cos(Nx)$ или $\operatorname{ch}(Nx)$ по известным из тригонометрии формулам могут быть представлены в виде полиномов по степеням $\cos x$ или $\operatorname{ch} x$. Так, например:

$$\begin{aligned}
&T_0(z) = \cos(0x) = 1;\\
&T_1(z) = \cos x = z;\\
&T_2(z) = \cos 2x = 2\cos^2 x - 1 = 2z^2 - 1; \qquad\qquad (II.70)\\
&T_3(z) = \cos 3x = 4\cos^3 x - 3\cos x = 4z^3 - 3z;\\
&T_4(z) = \cos 4x = 8\cos^4 x - 8\cos^2 x + 1 = 8z^4 - 8z^2 + 1 \text{ и т. д.}
\end{aligned}$$

Идентичные выражения получаются для полиномов через гиперболические функции:

$$\begin{aligned}
&T_0(z) = \operatorname{ch}(0x) = 1;\\
&T_1(z) = \operatorname{ch} x = z;\\
&T_2(z) = \operatorname{ch} 2x = 2\operatorname{ch}^2 x - 1 = 2z^2 - 1 \text{ и т. д.} \qquad (II.71)
\end{aligned}$$

Поэтому общие выражения для полиномов Чебышева для $m > 1$ можно представить в виде

$$T_{2m}(z) = \sum_{q=0}^{m} A_{2q}^{2m} z^{2q}; \qquad (II.72)$$

$$T_{2m-1}(z) \sum_{q=1}^{m} A_{2q-1}^{2m-1} z^{2q-1}, \qquad (II.73)$$

где

$$A_{2q}^{2m} = \frac{(-1)^{m-q} 2m(m+q-1)! 2^{2q-1}}{2q!(m-q)!}; \qquad (II.74)$$

$$A_{2q}^{2m-1} = \frac{(-1)^{m-q}(2m-1)(m+q-2)!\, 2^{2q-1}}{(2q-1)!(m-q)!}. \qquad (II.75)$$

Графики полиномов Чебышева в зависимости от z для нескольких первых порядков представлены на рис. II.17. Из рисунка видно, что для значений $|z| < 1$ кривые осциллируют между $+1$ и -1 и пересекают ось абсцисс z столько раз, каков порядок полинома. Для значений $|z| > 1$, $T_N|z|$ возрастает пропорционально z^N.

Для дальнейших выводов используются полиномы Чебышева порядка N от аргумента

$$z = a\cos\alpha + b. \qquad (II.76)$$

Можно доказать, что

$$T_N(z) = T_N(a\cos\alpha + b) = \sum_{m=0}^{N} C_m^N \cos m\alpha, \qquad (II.77)$$

где C_m^N в общем случае определяется довольно сложным выражением, приводимым в упомянутой работе Дюамеля. Для $N = 2$ и $N = 3$ C_m^N имеет следующие значения:

$$N = 2;\quad C_0^2 = -1 + a^2 + 2b^2;\quad C_1^2 = 4ab;\quad C_2^2 = a^2; \tag{II.78}$$

$$N = 3;\quad C_0^3 = -3b + 4b^3 + 6ba^2;\quad C_1^3 = -3a + 12b^2a + 3a^3;$$
$$C_2^3 = 6ba^2;\quad C_3^3 = a^3. \tag{II.79}$$

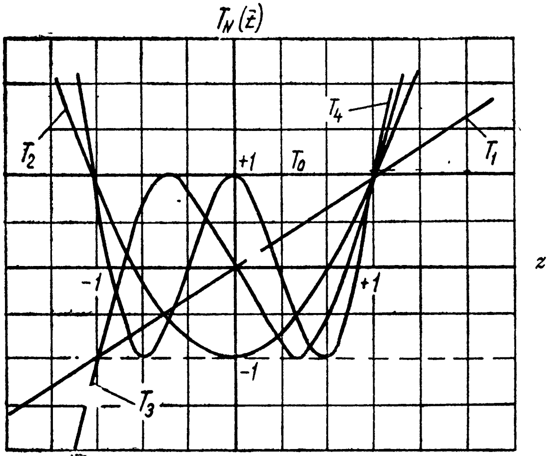


Рис. II.17. Графики полиномов Чебышева первых порядков.

Приступим теперь к определению параметров линейной системы дискретных излучателей, обладающей оптимальной диаграммой направленности.

Рассмотрим систему из нечетного числа $n = 2N + 1$ ненаправленных элементов, расположенных вдоль прямой на равных расстоя-

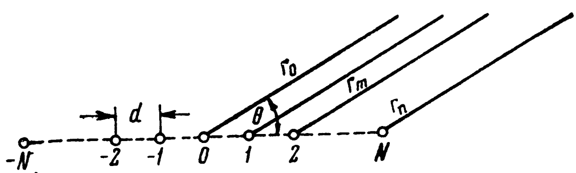


Рис. II.18. Линейная схема из $n = 2N + 1$ ненаправленных излучателей.

ниях, показанную на рис. II.18. Среднему элементу присвоен нулевой номер; N (а также $-N$) обозначает номер крайнего элемента системы; d — расстояние между соседними элементами. Пусть комплексная амплитуда тока m-го элемента будет

$$I_m e^{-jm\psi},$$

где $I_m = I_{-m}$ — модуль, а $m\psi$ — прогрессивно нарастающий (слева направо) сдвиг фазы тока. Тогда напряженность поля, создаваемого в дальней зоне излучателем с номером m,

$$E_m = \frac{30kh_д I_m e^{-jm\psi} j e^{-jk(r_0 - md\cos\theta)}}{r_0} =$$

$$= BI_m e^{jm(kd\cos\theta-\psi)}, \qquad (II.80)$$

где B — коэффициент пропорциональности, равный $j\frac{30kh_д e^{-jkr_0}}{r_0}$.

Напряженность поля пары симметричных элементов с номерами m и $-m$

$$E_m + E_{-m} = BI_m [e^{jm(kd\cos\theta-\psi)} + e^{-jm(kd\cos\theta-\psi)}] =$$

$$= BI_m 2\cos[m(kd\cos\theta - \psi)] = AI_m 2\cos m\alpha,$$

где

$$\alpha = kd\cos\theta - \psi. \qquad (II.81)$$

Напряженность поля всей системы, определяемая как сумма полей среднего и N пар боковых элементов, будет равна

$$E = B\sum_{m=0}^{N} \mathscr{E}_m I_m \cos m\alpha, \qquad (II.82)$$

где $\mathscr{E} = 1$ для $m = 0$ и $\mathscr{E} = 2$ для $m \neq 0$.

Диаграмма направленности системы

$$f_n(\theta) = \sum_{m=0}^{N} \mathscr{E}_m I_m \cos m\alpha. \qquad (II.83)$$

Выражение (II.83) представляет собой полином степени N относительно переменной $\cos\alpha$. Как известно из теории полиномов Чебышева, они являются наименее уклоняющимися от нуля в интервале ± 1 среди всех полиномов данной степени при фиксированном старшем коэффициенте.

Поэтому оптимальной диаграммой направленности в указанном выше смысле и будет являться диаграмма, выражаемая полиномом Чебышева.

Формула (II.83) для диаграммы направленности антенной системы будет совпадать с выражением (II.77) для полинома Чебышева N-го порядка, если приравнять соответствующие коэффициенты

$$C_m^N = \mathscr{E}_m I_m. \qquad (II.84)$$

Следовательно, амплитуды токов излучателей, обеспечивающих оптимальную диаграмму направленности, можно определить из соотношения

$$I_m = \frac{1}{\mathscr{E}_m} C_m^N. \qquad (II.85)$$

В последнем выражении коэффициенты C_m^N **определяются для разного числа элементов по формулам (II.78), (II.79) и т. д.**

Коэффициенты a и b в этих формулах определяются по-разному в зависимости от того, в каком направлении формируется максимум диаграммы направленности антенной системы.

Рассмотрим случаи, когда максимум диаграммы ориентирован в направлении, перпендикулярном линии расположения излучателей, и вдоль линии расположения излучателей.

а) Система с максимальным излучением в направлении, перпендикулярном линии излучателей

В этом первом случае сдвиг фаз ψ в выражении (II.81) следует считать равным нулю, так что

$$\alpha = kd\cos\theta. \tag{II.86}$$

Максимум диаграммы направленности получается при $\theta = 90°$, когда $\alpha = kd\cos 90° = 0$. Это соответствует аргументу полинома Чебышева

$$z = a\cos\alpha + b = a + b = z_0. \tag{II.87}$$

Значение аргумента z_0 можно считать известным, если задается уровень боковых лепестков относительно главного максимума $f_{\text{макс}}(\theta)$. Так как амплитуды всех боковых лепестков при выражении диаграммы направленности с помощью полинома Чебышева равняются единице, можно считать заданным значение амплитуды максимума $f_{\text{макс}}(\theta)$. Тогда z_0 определяется из уравнения (II.69)

$$T_N(z_0) = \operatorname{ch}(N \operatorname{arc\,ch} z_0) = f_{\text{макс}}(\theta),$$

откуда

$$z_0 = \operatorname{ch}\left[\frac{1}{N}\operatorname{arc\,ch} f_{\text{макс}}(\theta)\right]. \tag{II.88}$$

Таким образом, при известном максимальном значении $z = z_0$ получается одно уравнение для определения двух неизвестных коэффициентов a и b

$$a + b = z_0. \tag{II.89}$$

Другое уравнение получается при минимальном значении $z = -1$.

Минимальное значение $z = a\cos(kd\cos\theta) + b$, если рассматривать z как функцию от θ (при положительном a), получается при минимуме $\cos(kd\cos\theta)$.

Если $d < \frac{\lambda}{2}$; $(kd < \pi)$, минимум $\cos(kd\cos\theta)$ получается при $\theta = 0$ и равен $\cos(kd)$.

Если $d \geqslant \frac{\lambda}{2}$; $(kd \geqslant \pi)$, минимум $\cos(kd\cos\theta)$ получается равным — 1, когда $kd\cos\theta = \pi$, при каком-то $\theta > 0$. В первом случае, т. е. при $d < \frac{\lambda}{2}$,

$$z = a\cos kd + b = -1,$$

что при совместном решении с уравнением (II.89) дает

$$a = \frac{z_0 + 1}{1 - \cos kd}; \quad b = \frac{z_0 \cos kd + 1}{\cos kd - 1}. \tag{II.90}$$

Во втором случае, т. е. при $d \geqslant \frac{\lambda}{2}$,

$$z = a\cos(kd\cos\theta) + b = -a + b = -1,$$

что при совместном решении с уравнением (II.89) дает

$$a = \frac{z_0 + 1}{2}; \quad b = \frac{z_0 - 1}{2}. \tag{II.91}$$

Нетрудно заметить, что при $d \geqslant \frac{\lambda}{2}$ значения a и b не зависят от длины волны. Для того чтобы максимум диаграммы сохранялся лишь в направлениях, перпендикулярных линии расположения излучателей, расстояние между излучателями d должно быть не более длины волны.

При $d < \frac{\lambda}{2}$ коэффициенты a и b и соответственно оптимальные значения амплитуд тока излучателей зависят от длины волны. Следовательно, диаграмма направленности при фиксированных значениях тока излучателей будет сохраняться оптимальной лишь для одной определенной длины волны.

Оптимальные параметры рассмотренной системы при избранном числе элементов определяются в следующем порядке.

По заданному уровню боковых лепестков с помощью выражения (II.88) определяется параметр z_0.

Далее по формуле (II.91) определяются a и b и с их помощью коэффициенты C_m^N и токи I_m.

Диаграмма направленности системы может быть рассчитана с помощью выражения (II.83).

Вычислим параметры антенной системы с оптимальной диаграммой направленности.

Рассмотрим систему из пяти ненаправленных элементов с расстоянием между соседними элементами $d = \frac{\lambda}{2}$. Пусть максимальное значение диаграммы в 10 раз больше уровня боковых лепестков, т. е. $f_{\text{макс}}(\theta) = 10$. Максимум ориентирован в направлении, перпендикулярном линии расположения излучателей. По формуле (II.88) определяем

$$z_0 = \operatorname{ch}\left[\frac{1}{N} \operatorname{arc\,ch} f_{\text{макс}}(\theta)\right],$$

где $N = \frac{n-1}{2} = 2$, следовательно,

$$z_0 = \operatorname{ch}\left[\frac{1}{2}\operatorname{arc\,ch} 10\right] = 2{,}35.$$

По формуле (II.91) определяем

$$a = \frac{z_0 + 1}{2} = \frac{2{,}35 + 1}{2} = 1{,}675;$$

$$b = \frac{z_0 - 1}{2} = \frac{2{,}35 - 1}{2} = 0{,}675,$$

По формулам (II.78) и (II.85) для $N = 2$:

$$C_0^2 = -1 + a^2 + 2b^2 = -1 + 1{,}675^2 + 2 \cdot 0{,}675^2 = 2{,}71;$$

$$I_0 = C_0^2 = 2{,}71;$$

$$C_1^2 = 4ab = 4 \cdot 1{,}675 \cdot 0{,}675 = 4{,}52; \quad I_1 = I_{-1} = \frac{1}{2} C_1^2 = 2{,}26;$$

$$C_2^2 = a^2 = 1{,}675^2 = 2{,}8; \quad I_2 = I_{-2} = \frac{1}{2} C_2^2 = 1{,}4.$$

Коэффициенты I_0, I_1 и I_2 определяют относительные амплитуды токов излучателей системы.

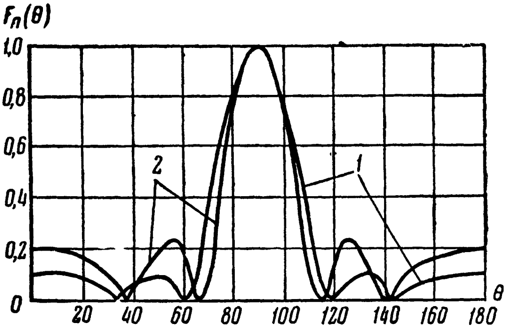


Рис. II.19. Диаграммы направленности антенной системы из пяти излучателей при $d = \frac{\lambda}{2}$:

1) оптимальная, *2*) система из равноамплитудных излучателей.

Диаграмма направленности системы (II.83) будет иметь вид

$$f_n(\theta) = \sum_{m=0}^{N} \mathscr{E}_m I_m \cos(mkd\cos\theta) =$$

$$= 2{,}71 + 4{,}52\cos(\pi\cos\theta) + 2{,}8\cos(2\pi\cos\theta). \qquad \text{(II.92)}$$

Рассчитанная по последней формуле диаграмма направленности (нормированная) построена на рис. II.19.

Там же для сравнения изображена диаграмма направленности той же системы, но с токами одинаковой амплитуды.

Из сравнения кривых можно установить, что произведение угла раствора главного лепестка на максимальную амплитуду боковых лепестков получается меньшим для антенной системы с оптимальными параметрами.

Возникает вопрос: может ли быть создана антенная система с диаграммой направленности без боковых лепестков. Оказывается, что это возможно, например, с помощью линейной системы синфазных источников. Рассмотрим метод построения такой антенны.

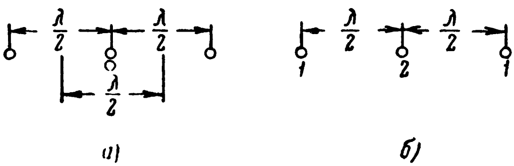


Рис. II.20. Система из двух пар синфазных равноамплитудных вибраторов (*а*); эквивалентная система с соотношением амплитуд токов, обозначенных цифрами (*б*).

Возьмем два синфазных излучателя, разнесенных на расстояние $d = 0{,}5\lambda$. Диаграмма направленности такой системы рассматривалась выше и определялась выражением (II.30), которое после нормирования получает вид

$$F(\theta) = \cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right).$$

Возьмем еще одну точно такую же систему и расположим обе системы на одной прямой так, чтобы их середины оказались на расстоянии $d = 0{,}5\lambda$ (рис. II.20). Общая диаграмма направленности на основании теоремы перемножения примет вид

$$F(\theta) = F_1(\theta) \cdot F_n(\theta) = \cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right) \times$$

$$\times \cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right) = \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right).$$

Очевидно, антенная система из двух пар вибраторов (рис. II.20, *а*) может быть заменена системой из трех синфазных вибраторов (рис. II.20, *б*) с токами одинаковой амплитуды у крайних вибраторов и удвоенной амплитуды у среднего вибратора. Если возьмем еще одну антенную систему, идентичную предыдущей, и расположим ее на той же прямой на расстоянии $d = \frac{\lambda}{2}$ получим диаграмму направленности

$$F(\theta) = \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right) = \cos^3\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right).$$

Амплитуды токов эквивалентной системы из четырех вибраторов будут *1, 3, 3, 1*.

В общем случае, система из n вибраторов, расположенных на расстоянии $0{,}5\lambda$ друг от друга, должна иметь синфазные токи, амплитуды которых должны быть пропорциональны коэффициентам биномиального ряда вида

$$(a+b)^{n-1} = a^{n-1} + (n-1)\,a^{n-2}b + \frac{(n-1)(n-2)}{2!}\,a^{n-3}b^2 + \ldots \tag{II.93}$$

Диаграмма направленности такой системы, называемой биноминальной, будет определяться выражением

$$F(\theta) = \cos^{n-1}\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right) \tag{II.94}$$

и характеризоваться полным отсутствием боковых лепестков.

На рис. II.21 для наглядности представлены нормированные диаграммы направленности линейной системы из 5 синфазных вибраторов, разнесенных друг от друга на расстояние $0{,}5\lambda$.

Диаграммы (рис. II.21, *а* и *б*) соответствуют равноамплитудной и оптимальной системам, рассмотренным выше (рис. II.19). Диаграмма II 21, *в* соответствует биноминальной системе. Для сравнения на рис. II.21, *г* показана диаграмма направленности системы из двух вибраторов, расположенных по краям (на расстоянии 2λ друг от друга) с токами одинаковой амплитуды. Цифры под диаграммами указывают относительную величину амплитуд токов вибраторов. Цифры на диаграммах определяют величину углов раствора главных лепестков по половинной мощности.

Как видно из рисунка, биноминальная система, хотя и лишена боковых лепестков, зато имеет наибольший угол раствора основного лепестка и значительные отличия в амплитудах токов вибраторов, что является неудобным при практической реализации.

Наименьший угол раствора «главного» лепестка получается у системы из двух вибраторов (рис. II.21, *г*). Однако в этой системе амплитуда «боковых» лепестков не отличается от амплитуды «главного» лепестка.

Таким образом, наилучшей с точки зрения соотношения между углом раствора главного лепестка и уровнем боковых лепестков является так называемая оптимальная система.

Рассмотрим далее антенную систему из пяти излучателей, расположенных более близко, чем в предыдущих примерах. Пусть $d=\frac{\lambda}{4}$. Определим оптимальные параметры системы при условии, что максимум излучения ориентирован в направлении, перпендикулярном линии расположения излучателей, а его амплитуда в 10 раз больше уровня боковых лепестков диаграммы.

Как и в предыдущем примере,

$$z_0 = \mathrm{ch}\left[\frac{1}{N}\,\mathrm{arc\,ch} f_{\text{макс}}(\theta)\right] = \mathrm{ch}\left[\frac{1}{2}\,\mathrm{arc\,ch}\,10\right] = 2{,}35.$$

Для $d < 0{,}5\lambda$ коэффициенты a и b определяются по формуле (II.90)

$$a = \frac{z_0 + 1}{1 - \cos kd} = \frac{2{,}35 + 1}{1 - 0} = 3{,}35;$$

$$b = \frac{z_0 \cos kd + 1}{\cos kd - 1} = \frac{1}{-1} = -1.$$

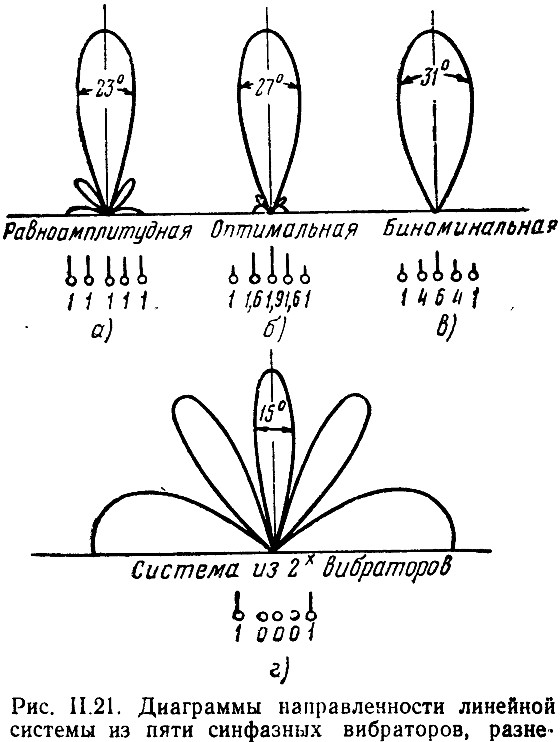


Рис. II.21. Диаграммы направленности линейной системы из пяти синфазных вибраторов, разнесенных на расстояние 0,5 λ:

а) равноамплитудная система; *б*) оптимальная; *в*) биноминальная; *г*) система с токами средних вибраторов, равными нулю. Длина черточек над источниками пропорциональна амплитудам их токов.

Далее по формуле (II.78):

$$C_0^2 = 12{,}2; \quad C_1^2 = -13{,}4; \quad C_2^2 = 11{,}2.$$

Соответственно относительные токи излучателей

$$I_0 = 12{,}2; \quad I_1 = I_{-1} = -6{,}7; \quad I_2 = I_{-2} = 5{,}6,$$

Диаграмма направленности

$$f(\theta) = 12{,}2 - 13{,}4\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right) + 11{,}2\cos(\pi\cos\theta).$$

Соответствующая нормированная диаграмма направленности построена на рис. II.22.

Следует обратить внимание на то, что при одинаковом уровне боковых лепестков в антенной системе с расстоянием между излучателями $d=\frac{\lambda}{4}$ по сравнению с предыдущим примером $(d=\frac{\lambda}{2})$ в сред-

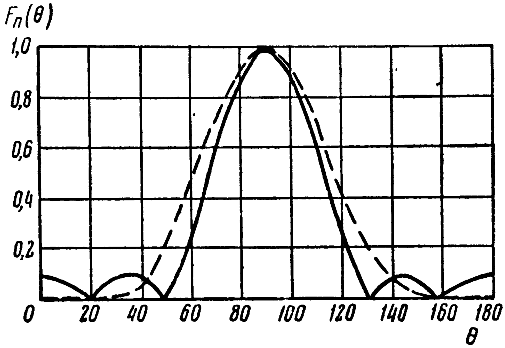


Рис. II.22. Диаграмма направленности системы из пяти излучателей при $d=\frac{\lambda}{4}$:

——— оптимальная диаграмма при $f_{\text{макс}}(\theta)=10$;
— — — — оптимальная диаграмма при $f_{\text{макс}}(\theta)=100$.

них излучателях токи имеют противоположные фазы (на что указывают отрицательные знаки), а амплитуды токов — большие значения. Такую антенную систему осуществить труднее и она будет иметь меньший коэффициент полезного действия, так как при больших токах в излучателях резко возрастают потери.

Определим далее параметры антенной системы из пяти излучателей с расстоянием $d=\frac{\lambda}{4}$, но при значительном превышении максимума главного лепестка над уровнем боковых лепестков. Пусть $f_{\text{макс}}(\theta) = 100$.

$$z_0 = \operatorname{ch}\left[\frac{1}{N}\operatorname{arc\,ch} f_{\text{макс}}(\theta)\right] = \operatorname{ch}\left[\frac{1}{2}\operatorname{arc\,ch} 100\right] = 7{,}12;$$

$$a = \frac{z_0+1}{1-\cos kd} = 8{,}12; \quad b = \frac{z_0\cos kd + 1}{\cos kd - 1} = -1;$$

$$C_0^2 = 67; \quad C_1^2 = -32{,}5; \quad C_2^2 = 66.$$

Соответственно относительные токи излучателей

$$I_0 = 67;\quad I_1 = I_{-1} = -16{,}25;\quad I_2 = I_{-2} = 33.$$

Диаграмма направленности

$$f(\theta) = 67 - 32{,}5\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right) + 66\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right).$$

Соответствующая нормированная диаграмма направленности изображена на рис. II.22 (пунктирной кривой).

Эта диаграмма при незначительном расширении главного лепестка почти не имеет боковых лепестков (уровень боковых лепестков всего лишь 1% по полю или 0,01% по мощности). Однако для реализации такой диаграммы направленности амплитуды токов излучателей должны быть весьма значительными, а токи соседних излучателей — иметь противоположные фазы.

Рассмотренные примеры позволяют сделать следующие выводы:

1) При уменьшении уровня боковых лепестков антенной системы главный лепесток диаграммы расширяется.

2) Для получения диаграммы с малыми боковыми лепестками с помощью антенной системы небольшой протяженности токи соседних излучателей должны иметь противоположные фазы, а амплитуды токов — быть значительными и поддерживаться с большой точностью.

3) Из-за больших амплитуд токов коэффициент полезного действия таких антенных систем будет малым.

4) Диаграмма направленности при фиксированных значениях токов системы из близко расположенных излучателей будет сохраняться оптимальной лишь для одной определенной длины волны.

б) Система с максимальным излучением вдоль линии излучателей

Рассмотрим далее вопрос определения оптимальных параметров антенной системы с максимальным излучением вдоль линии расположения излучателей.

Расчет в этом случае при нечетном числе элементов проводится в основном так же, как и в предыдущем случае, лишь с небольшими отличиями.

Диаграмма направленности, как и ранее, определяется выражением

$$f_n(\theta) = \sum_{m=0}^{N} \varepsilon_m I_m \cos m\alpha, \tag{II.83}$$

но α имеет значение (II.81)

$$\alpha = kd\cos\theta - \psi.$$

В системах с максимумом излучения вдоль линии излучателей расстояние d между элементами должно быть меньше чем полволны, для того чтобы не появились значительные максимумы в других направлениях.

Для определения оптимальных параметров системы, как и ранее, выражение (II.83) для диаграммы из $n = 2N + 1$ элементов приравнивается полиному Чебышева порядка N. В качестве аргумента полинома берется выражение вида

$$z = a\cos\alpha + b. \qquad (II.76)$$

Неизвестные параметры a, b и ψ могут быть определены из следующих условий. При $\theta = 0$ $z = z_0$, где z_0 — значения аргумента, соответствующие максимальному значению диаграммы направленности. При $\alpha = 0$ $z = -1$ и при $\theta = 180^\circ$ $z = 1$. Эти условия дают три уравнения:

$$a\cos(kd - \psi) = z; \qquad (II.95)$$

$$a + b = -1;$$

$$a\cos(kd + \psi) + b = 1,$$

из которых определяются значения коэффициентов:

$$a = \frac{-(z_0+3) - 2\cos kd\sqrt{2(z_0+1)}}{2\sin^2 kd};$$

$$b = -1 - a;$$

$$\psi = \arcsin\left[\frac{z_0 - 1}{2a\sin kd}\right] \qquad (II.96)$$

либо

$$\psi = \arccos\left[\frac{z_0 + 3 + 2a}{2a\cos kd}\right].$$

Оптимальные параметры системы при избранном числе элементов определяются в следующем порядке.

По заданному уровню боковых лепестков с помощью выражения (II.88) определяется z_0. Далее по формулам (II.96) определяются a, b и ψ, а с их помощью — коэффициенты C_m^N и токи I_m так же, как для системы с максимумом излучения в направлении, перпендикулярном линии расположения излучателей.

В качестве примера рассмотрим систему из семи элементов с расстоянием $d = \frac{\lambda}{4}$. Пусть уровень боковых лепестков составляет 0,1 главного максимума по полю (или 1% по мощности). Для вычислений используется полином Чебышева 3-го порядка, т. е. при $N = 3$.

По формуле (II.88) определяем

$$z_0 = \mathrm{ch}\left[\frac{1}{N}\,\mathrm{arc\,ch} f_{\text{макс}}(\theta)\right] = \mathrm{ch}\left[\frac{1}{3}\,\mathrm{arc\,ch}\,10\right] = 1{,}54.$$

Далее по формулам (II.96)

$$a = \frac{-(1{,}54 + 3)}{2} = -2{,}27;$$

$$b = -1 + 2{,}27 = 1{,}27;$$

$$\psi = \arcsin\frac{1{,}54 - 1}{2(-2{,}27)} = -6{,}8^\circ.$$

Наконец, по формулам (II.79)

$$C_0^3 = 43{,}7; \quad C_1^3 = -72{,}3; \quad C_2^3 = 39{,}3; \quad C_3^3 = -11{,}7.$$

Соответственно относительные токи излучателей:

$$I_0 = 43{,}7; \quad I_1 = -36{,}15e^{-j6{,}8^\circ}; \quad I_{-1} = -36{,}15e^{-j6{,}8}; $$

$$I_2 = 19{,}65e^{j13{,}6^\circ}; \quad I_{-2} = 19{,}65e^{-j13{,}6^\circ}; \quad I_3 = -5{,}85e^{j20{,}4^\circ}.$$

$$I_{-3} = -5{,}85e^{-j20{,}4^\circ}$$

Диаграмма направленности

$$f_n(\theta) = 43{,}7 - 72{,}3\cos(90^\circ\cos\theta + 6{,}8^\circ) +$$
$$+ 39{,}3\cos[2(90^\circ\cos\theta + 6{,}8^\circ)] - 11{,}7\cos[3(90^\circ\cos\theta + 6{,}8^\circ)]. \quad \text{(II.97)}$$

Соответствующая нормированная диаграмма направленности, рассчитанная с помощью последней формулы, показана на рис. II.23 сплошной кривой На этом же рисунке для сравнения пунктиром

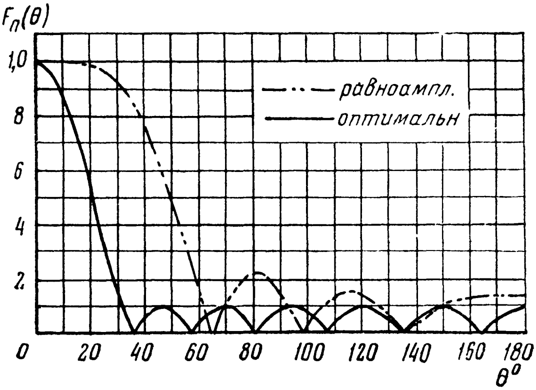


Рис. II.23. Диаграмма направленности системы из семи излучателей:

показана диаграмма направленности той же системы, но с токами одинаковой амплитуды и сдвигом фаз между соседними излучателями $\psi = kd = \frac{\pi}{2}$. Последняя диаграмма рассчитывается с помощью выражения (II.22)

$$F_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{n\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]} = \frac{\sin\left[\frac{n\pi}{2}(\cos\theta - 1)\right]}{n\sin\left[\frac{\pi}{2}(\cos\theta - 1)\right]}. \quad \text{(II.98)}$$

Из сравнения кривых на рисунке видно, что диаграмма направленности антенны с оптимальными параметрами имеет значительно меньший угол раствора главного лепестка и меньший уровень боковых лепестков.

Однако практическое осуществление такой антенны связано (как и для системы с максимальным излучением в направлении, перпендикулярном линии излучателей) с трудностями точного поддержания больших амплитуд токов излучателей, а также с получением малого к. п. д. вследствие относительно больших потерь мощности из-за больших токов.

4. О ПОСТРОЕНИИ АНТЕННЫ ПО ЗАДАННОЙ ДИАГРАММЕ НАПРАВЛЕННОСТИ

Выше рассматривались вопросы определения поля излучения антенн при заданном распределении тока вдоль излучающих проводов или заданном распределении поля в раскрыве антенн СВЧ.

Кроме того, в предыдущем параграфе определялись параметры антенны, обеспечивающие получение оптимальной диаграммы направленности. Однако может быть поставлен также и вопрос о том, чтобы определить распределение тока по длине антенны или напряженности электрического поля в раскрыве по заданной диаграмме направленности. Задачу такого рода иногда называют обратной. В частности, большой интерес представляет задача о так называемых «малогабаритных» или сверхнаправленных антеннах, обладающих большим коэффициентом направленного действия при малых размерах антенны.

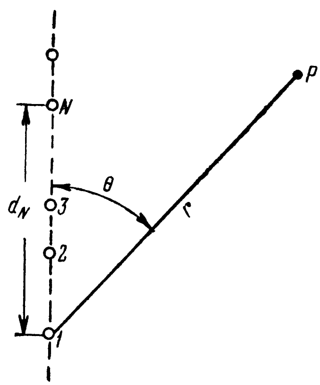


Рис. II.24. Линейная система из n ненаправленных излучателей.

Вопросу построения антенны по заданной диаграмме направленности начиная с 1937 г. было посвящено много работ советских и иностранных ученых. Одна группа работ относится к случаю непрерывного линейного или поверхностного распределения тока. Имеются в виду работы Г. С. Рамма (1937 г.), А. З. Фрадина (1939 г.), И. И. Вольмана (1941 г.), Вудворда и Лаусона (1948 г.) и А. А. Пистолькорса (1949 г.). Вторая группа работ относится к случаю системы дискретных излучателей. Это работы Вольфа (1937 г.) и А. А. Пистолькорса (1939 г.). Несмотря на наличие указанных работ, поставленная задача полностью не разрешена.

Наибольшие значение и интерес имеет работа А. А. Пистолькорса (1949 г.). Однако для ее понимания необходимо знание свойств таких специальных функций, которые не изучаются в курсах математики высших технических учебных заведений.

Для того чтобы получить представление о решении подобных задач, мы ограничимся рассмотрением лишь одного метода, изложенного в ранней работе А. А. Пистолькорса. Этот метод позволяет определить параметры линейной системы из идентичных ненаправленных излучателей, обеспечивающих получение требуемой диаграммы направленности в рассматриваемой плоскости. Такая система излучателей показана на рис. II.24. Излучатель *1* примем за начальный и будем считать, что он помещается в начале координат.

Напряженность поля, создаваемого излучателем N в точке P, на основании (II.5) будет равна

$$E_N = B\frac{I_N}{I_1}\,e^{-jkr_N} = \frac{30kh_д I_N}{r}\,je^{-j(kr+\psi_N)}e^{jkd_N\cos\theta} \qquad (II.99)$$

Здесь $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$;

λ — длина волны;

$h_д$ — действующая длина, принимаемая одинаковой для всех излучателей;

$I_N e^{-j\psi_N}$ — ток излучателя N;

I_N — амплитуда;

ψ_N — фаза;

r — расстояние от излучателя *1* до точки P;

d_N — расстояние от излучателя *1* до излучателя N;

r_N — расстояние от излучателя N до точки наблюдения;

$r_N = r - d_N\cos\theta$.

Используем разложение показательной функции через функции Бесселя

$$e^{jx\cos\theta} = J_0(x) + 2\sum_{m=1}^{\infty} J_{2n}(x)\cos 2n\theta + $$
$$+ j2\sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(x)\sin(2n+1)\theta. \qquad (II.100)$$

Подставляя это выражение в (II.99), получаем

$$E_N = \frac{30kh_д}{r}\,e^{-jkr}I_N e^{-j\psi_N}\,[J_0(kd_N) + 2J_2(kd_N)\cos 2\theta + \ldots$$
$$\ldots + j2J_1(kd_N)\sin\theta + j2J_3(kd_N)\sin 3\theta + \ldots]. \qquad (II.101)$$

Напряженность поля, создаваемого всеми излучателями, будет равна

$$E = \sum_{N=1}^{n} E_N = \frac{30kh_д}{r}\,e^{jkr}(A_0 + A_2\cos 2\theta + A_4\cos 4\theta + \ldots$$
$$\ldots + B_1\sin\theta + B_3\sin 3\theta + \ldots), \qquad (II.102)$$

где

$$A_0 = \sum_{N=1}^{n} I_N e^{-j\psi_N}J_0(kd_N);$$

$$A_{2p} = 2\sum_{N=1}^{n} I_N e^{-j\psi_N}J_{2p}(kd_N);$$

$$B_{2p+1} = 2j\sum_{N=1}^{n} I_N e^{-j\psi_N}J_{2p+1}(kd_N). \qquad (II.103)$$

Диаграмма направленности антенны $F(\theta)$ может быть представлена в виде ряда Фурье

$$F(\theta) = A_0 + A_1 \cos\theta + A_2 \cos 2\theta + \ldots$$

$$\ldots + B_1 \sin\theta + B_2 \sin 2\theta + B_3 \sin 3\theta + \ldots \qquad \text{(II.104)}$$

Из этого ряда могут быть определены коэффициенты A и B, совпадающие с соответствующими коэффициентами в круглых скобках выражения (II.102). Далее с помощью найденных коэффициентов можно составить ряд уравнений типа (II.103) для определения неизвестных параметров антенной системы I_N, ψ_N и d_N. Для n вибраторов, следовательно, надо составить $3n$ уравнений. Заметим, что каждое из равенств (II.103) как комплексное дает два уравнения.

Так как неизвестные расстояния d_N входят в качестве аргумента в функции Бесселя, ими рекомендуется задаваться. Тогда число неизвестных сокращается до $2n$. Соответственно уменьшается и число необходимых уравнений.

Вычисления с помощью рассмотренного метода параметров дискретных излучателей антенной системы малой протяженности позволяют прийти к выводам о том, что построение малогабаритной антенной системы с острой диаграммой направленности или с диаграммой специальной формы практически весьма затруднительно, так как токи отдельных излучателей будут характеризоваться резкими сдвигами фаз и весьма различными амплитудами. В результате из-за больших токов потери в антенне будут сильно возрастать, а диаграмма направленности будет неустойчивой, так как создаваемое антенной поле будет являться результатом разностного действия больших токов излучателей. При небольших изменениях амплитуд или фаз токов излучателей, а также частоты колебаний будут происходить заметные искажения диаграммы направленности.

ГЛАВА III

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ АНТЕНН

1. ОБЩИЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ

Направленное действие антенн оценивается по углу раствора главного лепестка диаграммы направленности в той или иной плоскости, а также по коэффициенту направленного действия.

Напомним, что коэффициент направленного действия (КНД) определяется выражением (0.13)

$$D = \frac{P_{\Sigma_0}}{P_\Sigma}, \qquad \text{(III.1)}$$

где P_{Σ_0} — мощность излучения ненаправленной антенны;
P_Σ — мощность излучения рассматриваемой направленной антенны.

Отношение мощностей в последнем выражении определяется при условии получения одинаковой напряженности поля в точке приема от ненаправленной и направленной антенн.

За ненаправленную антенну принимают антенну, излучающую равномерно во все стороны (так называемый изотропный излучатель).

Следует отметить, что даже самые простейшие антенны с линейной поляризацией не обладают такой равномерной пространственной диаграммой. Поэтому иногда КНД определяют не относительно изотропного излучателя, а относительно простейшей реальной антенны, например полуволнового вибратора. Так, впервые в истории антенн (в 1929 г.) определил коэффициент направленного действия А. А. Пистолькорс. В дальнейшем, если не будет никаких оговорок, КНД антенн определяется относительно изотропного излучателя.

Зная КНД, определенный относительно изотропного излучателя, легко найти КНД относительно любой антенны (с известным КНД) и наоборот.

Пусть D_1 и D_2 обозначают коэффициенты направленного действия антенн *1* и *2* относительно изотропного излучателя. Тогда КНД антенны *2* относительно антенны *1* будет

$$D_{21}=\frac{D_2}{D_1}. \qquad \text{(III.2)}$$

Если же известны значения D_{21} и D_1, тогда КНД антенны *2* относительно изотропного излучателя легко определяется как

$$D_2=D_{21}D. \qquad \text{(III.3)}$$

Далее, пользуясь исходным выражением (III.1), получим более удобные формулы для расчета коэффициента направленного действия антенн, определяемого относительно изотропного излучателя.

Окружим антенну сферой достаточно большого радиуса так, чтобы напряженность поля на поверхности этой сферы можно было рассчитывать, как для дальней зоны. Поток мощности через элемент dS поверхности сферы

$$dP=\frac{|E|^2}{120\pi}\,dS,$$

где $|E|$ — модуль значения напряженности поля на элементе dS; в дальнейшем для упрощения записи прямые скобки, обозначающие модуль, опускаются;

$\frac{E^2}{120\pi}=\Pi$ — плотность потока мощности в свободном пространстве.

Мощность излучения для любой антенны может быть определена как поток мощности через всю поверхность S сферы, окружающей антенну, т. е. как

$$P_\Sigma=\int\limits_S \frac{E^2}{120\pi}\,dS. \qquad \text{(III.4)}$$

Для ненаправленной антенны $E=E_0=\text{const}$ независимо от направления и мощность излучения

$$P_{\Sigma_0}=\int\limits_S \frac{E_0^2}{120\pi}dS=\frac{E_0^2 4\pi r^2}{120\pi}, \qquad \text{(III.5)}$$

где $4\pi r^2$ — площадь сферы радиусом r.

Напряженность поля направленной антенны

$$E=E_{\text{макс}}F(\varphi,\theta), \qquad \text{(III.6)}$$

где $E_{\text{макс}}$ — напряженность поля в направлении максимума излучения антенны, а $F(\varphi,\theta)$ — ее нормированная диаграмма направленности. Поэтому для направленной антенны мощность излучения

$$P_\Sigma=\int\limits_S \frac{E^2 dS}{120\pi}=\int\limits_S \frac{E^2_{\text{макс}}F^2(\varphi,\theta)}{120\pi}dS.$$

Учитывая, что площадь элемента сферической поверхности $dS=r^2\sin$) l де r, θ и φ — радиальная, меридиональная и азимутальная координаты площадки dS, получим

$$P_\Sigma=\frac{E^2_{\text{макс}}r^2}{120\pi}\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi}\int\limits_{\theta=0} F^2(\varphi,\theta)\sin\theta d\varphi d\theta. \qquad \text{(III.7)}$$

Беря отношение (III.5) и (III.7), получаем

$$D=\frac{P_{\Sigma_0}}{P_\Sigma}=\frac{4\pi E_0^2}{E^2_{\text{макс}}\int\int F^2(\varphi,\theta)\sin\theta d\varphi d\theta}.$$

Из данного выше определения коэффициента направленного действия следует, что напряженность поля ненаправленной антенны равняется напряженности поля в направлении максимума направленной антенны, т. е., что $E_0=E_{\text{макс}}$. Следовательно,

$$D=\frac{4\pi}{\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi}\int\limits_{\theta=0}^{\pi} F^2(\varphi,\theta)\sin\theta d\varphi d\theta}. \qquad \text{(III.8)}$$

Это и есть одно из основных выражений для расчета коэффициента направленного действия антенны в направлении максимума по заданной нормированной диаграмме $F(\varphi,\theta)$.

Определим далее отношение напряженностей поля $E_{макс}$ и E_0 направленной и ненаправленной антенн при условии равенства их мощностей излучения (III.5) и (III.7)

$$P_{\Sigma_0} = \frac{E_0^2 4\pi r^2}{120\pi} = P_\Sigma = \frac{E^2_{макс} r^2}{120\pi} \int\int F^2(\varphi, \theta) \sin\theta d\varphi d\theta.$$

Из последнего равенства следует, что

$$\frac{E^2_{макс}}{E_0^2} = \frac{4\pi}{\int\int F^2(\varphi, \theta) \sin\theta d\varphi d\theta}. \qquad (III.9)$$

Правая часть равенства (III.9) представляет собой коэффициент направленного действия, поэтому можно написать, что

$$D = \frac{E^2_{макс}}{E_0^2}. \qquad (III.10)$$

Выражение (III.10) определяет *коэффициент направленного действия как отношение квадратов напряженностей поля, создаваемых в точке приема направленной антенной* (в направлении максимума) *и ненаправленной при одинаковых мощностях излучения*, и позволяет определить возрастание напряженности поля за счет применения направленной антенны вместо ненаправленной. Это же выражение можно переписать в виде

$$D = \frac{\Pi_{макс}}{\Pi_0}, \qquad (III.11)$$

где $\Pi_{макс}$ — поток мощности через единичную площадку, создаваемый антенной в направлении максимума;

Π_0 — поток мощности через ту же площадку, создаваемый ненаправленной антенной (с мощностью излучения такой же, как у направленной антенны).

Из (III.6) следует, что

$$E_{макс} = \frac{E}{F(\varphi, \theta)}. \qquad (III.12)$$

Следовательно, учитывая (III.10), получаем

$$D = \frac{E^2_{макс}}{E_0^2} = \frac{E^2}{E_0^2 F^2(\varphi, \theta)}, \qquad (III.13)$$

откуда коэффициент направленного действия в произвольном направлении, определяемом углами φ и θ:

$$D_{\varphi,\theta}=\frac{E^2}{E_0^2}=DF^2(\varphi,\theta). \qquad \text{(III.14)}$$

Последнее выражение показывает, что график, иллюстрирующий зависимость КНД от направления, отличаясь лишь масштабом, совпадает по форме с графическим изображением диаграммы направленности антенны по мощности.

Выражение (III.14) можно также переписать в виде

$$D_{\varphi,\theta}=\frac{4\pi F^2(\varphi,\theta)}{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi} F^2(\varphi,\theta)\sin\theta d\varphi d\theta}=\frac{4\pi f^2(\varphi,\theta)}{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi} f^2(\varphi,\theta)\sin\theta d\varphi d\theta}. \qquad \text{(III.15)}$$

Полученные выражения для коэффициента направленного действия пригодны для антенн, создающих поля как линейной, так и вращающейся поляризации. И в том и в другом случае $F^2(\varphi,\theta)$ обозначает нормированное, а $f^2(\varphi,\theta)$ — ненормированное выражение для диаграммы направленности антенны по мощности, которое определяется зависимостью потока вектора Пойнтинга от направления в пространстве.

Для антенн вращающейся поляризации $F^2(\varphi,\theta)$ можно определить по формуле (I.50) и поэтому максимальный КНД может быть определен как

$$D=\frac{4\pi}{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi} F^2(\varphi,\theta)\sin\theta d\varphi d\theta}=\frac{4\pi(E_{\theta m}^2+E_{\varphi m}^2)_{\text{макс}}}{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi}(E_{\theta m}^2+E_{\varphi m}^2)\sin\theta d\varphi d\theta}. \qquad \text{(III.16)}$$

Здесь $E_{\theta m}$ и $E_{\varphi m}$ — амплитуды меридиональной и азимутальной компонентов напряженности электрического поля.

КНД в направлении, определяемом углами φ и θ

$$D_{\varphi,\theta}=DF^2(\varphi,\theta)=\frac{4\pi(E_{\theta m}^2+E_{\varphi m}^2)}{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi}(E_{\theta m}^2+E_{\varphi m}^2)\sin\theta d\varphi d\theta}. \qquad \text{(III.17)}$$

Вычисление D в некоторых случаях удобно проводить, используя понятия о максимальных КНД по отношению к парциальным мощностям, связанным с отдельными компонентами поля излучения:

$$D_\theta = \frac{4\pi (E_{\theta m}^2)_{\text{макс}}}{\int\int E_{\theta m}^2 \sin\theta d\varphi d\theta} \text{ и } D_\varphi = \frac{4\pi (E_{\varphi m}^2)_{\text{макс}}}{\int\int E_{\varphi m}^2 \sin\theta d\varphi d\theta}. \quad \text{(III.18)}$$

На основании (III.16)

$$\frac{1}{D} = \frac{\int\int E_{\theta m}^2 \sin\theta d\varphi d\theta + \int\int E_{\varphi m}^2 \sin\theta d\varphi d\theta}{4\pi (E_{\theta m}^2 + E_{\varphi m}^2)_{\text{макс}}}.$$

Учитывая (III.18), получаем

$$\frac{1}{D} = \frac{(E_{\theta m}^2)_{\text{макс}}}{(E_{\theta m}^2 + E_{\varphi m}^2)_{\text{макс}}} \frac{1}{D_\theta} + \frac{(E_{\varphi m}^2)_{\text{макс}}}{(E_{\theta m}^2 + E_{\varphi m}^2)_{\text{макс}}} \frac{1}{D_\varphi}. \quad \text{(III.19)}$$

Вычисление D по формуле (III.19) иногда проще, чем по формуле (III.16). Значения D_θ и D_φ могут быть вычислены по измеренным диаграммам направленности; коэффициенты, стоящие в (III.19) при $\frac{1}{D_\theta}$ и $\frac{1}{D_\varphi}$, являются относительными мощностями излучения в направлении максимума диаграмм при различных поляризациях и могут быть легко определены расчетным путем или по данным измерений.

Выведем еще одно выражение, удобное в некоторых случаях для расчета коэффициента направленного действия проволочных антенн.

Мощность излучения антенны, учитывая (0.11), можно представить как

$$P_\Sigma = \int \frac{E^2 dS}{120\pi} = \left(\frac{30 k h_{д} I_A}{r}\right)^2 \times$$

$$\times \frac{1}{120\pi} \int\int F^2(\varphi, \theta) r^2 \sin\theta d\varphi d\theta = I_A^2 R_\Sigma.$$

Поэтому сопротивление излучения антенны можно выразить через ее диаграмму направленности следующим образом:

$$R_\Sigma = \frac{15}{2\pi} k^2 h_{д}^2 \int\int F^2(\varphi, \theta) \sin\theta d\varphi d\theta. \quad \text{(III.20)}$$

Из (III.8) следует, что $\iint F^2(\varphi, \theta)\sin\theta d\varphi d\theta = \frac{4\pi}{D}$, поэтому

$$R_\Sigma = 30\frac{k^2 h_д^2}{D},$$

откуда

$$D = 30\frac{k^2 h_д^2}{R_\Sigma}. \qquad (III.21)$$

Для расчета коэффициента направленного действия антенн сверхвысоких частот, таких, как рупорные, зеркальные и некоторые другие, используется выражение (0.18)

$$D = \frac{4\pi A}{\lambda^2}, \qquad (III.22)$$

где A — так называемая эффективная площадь антенны.

Выведем формулу для расчета величины A антенн СВЧ.

Перепишем выражение (III.10) для КНД

$$D = \frac{E^2_{макс}}{E_0^2}. \qquad (III.10)$$

Используя выражение (III.5), получаем

$$E_0^2 = \frac{30P_{\Sigma_0}}{r^2}. \qquad (III.23)$$

Выражение (III.10) определено при условии равенства мощностей излучения направленной и ненаправленной антенн. Мощность излучения направленной антенны СВЧ можно определить как мощность, проходящую через площадь раскрыва антенны

$$P_\Sigma = P_{\Sigma_0} = \int_S \frac{|\dot{F}_S|^2 dS}{120\pi} = \frac{1}{120\pi}\int E_S^2 dS. \qquad (III.24)$$

Точка над E_S означает, что это комплексная величина; $|\dot{E}_S| = E_S$ — действующее значение касательной составляющей напряженности электрического поля на элементе dS в плоскости раскрыва.

Подставляя (III.24) в (III.23), получаем

$$E_0^2 = \frac{1}{4\pi r^2} \int E_S^2 dS. \qquad \text{(III.25)}$$

Действующее значение напряженности поля в направлении максимума излучения направленной антенны, т. е. вдоль оси z ($\theta = 0$), на основании выражений (I.76 и I.75)

$$E_{\text{макс}} = \frac{1+\cos\theta}{2\lambda r_0} \left| \int\limits_S \dot{E}_S e^{jk(x'\sin\theta\cos\varphi + y'\sin\theta\sin\varphi)} dS \right| =$$

$$= \frac{1}{\lambda r_0} \left| \int\limits_S \dot{E}_S dS \right|. \qquad \text{(III.26)}$$

Подставляя (III.25) и (III.26) в (III.10), получаем

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int\limits_S \dot{E}_S dS \right|^2}{\int\limits_S E_S dS} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A, \qquad \text{(III.27)}$$

где

$$A = \frac{\left| \int\limits_S \dot{E}_S dS \right|^2}{\int\limits_S E_S^2 dS}. \qquad \text{(III.28)}$$

Расчет эффективной площади A различных антенн СВЧ рассматривается ниже (в ч. III).

Выразим напряженность поля, создаваемого антенной, через мощность излучения и КНД антенны.

Из (III.6) и (III.10) следует, что

$$E = E_{\text{макс}} F(\varphi, \theta) = E_0 \sqrt{D} F(\varphi, \theta).$$

Из (III.5)

$$E_0 = \frac{\sqrt{30 P_{\Sigma_0}}}{r} = \frac{\sqrt{30 P_\Sigma}}{r}.$$

Поэтому

$$E = \frac{\sqrt{30 P_\Sigma D}}{r} F(\varphi, \theta). \qquad \text{(III.29)}$$

последнее выражение называется формулой идеальной радиопередачи. Это выражение наглядно показывает, что *увеличение коэффициента направленного действия эквивалентно пропорциональному увеличению мощности излучения антенны и соответственно мощности передатчика.*

Иногда КНД выражают в децибеллах

$$D_{\text{дб}} = 10 \lg D. \tag{III.30}$$

Выражения (III.8), (III.21) и (III.22) являются основными для расчета коэффициента направленного действия антенн. Выбор расчетного выражения зависит от того, что является заданным и какое из них приводит к более простым вычислениям.

2. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ АНТЕННЫ ПО ЗАДАННОЙ ДИАГРАММЕ НАПРАВЛЕННОСТИ

Перепишем выражение (III.8) для КНД

$$D = \frac{4\pi}{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi} F^2(\varphi, \theta) \sin\theta d\varphi d\theta}.$$

Точно определить величину D с помощью написанной формулы для многих антенн, применяемых на практике, невозможно, так как двойной интеграл берется лишь в случаях простейших выражений $F(\varphi, \theta)$ для диаграммы направленности. Во многих случаях вызывает математические трудности даже приближенное вычисление указанного интеграла.

Задача значительно упрощается, когда выражение для диаграммы направленности может быть, хотя бы приближенно, представлено в виде

$$F(\varphi, \theta) \simeq F_1(\varphi) \cdot F_2(\theta). \tag{III.31}$$

При таком приближении предполагается, что диаграммы направленности по углам φ имеют одинаковую форму для разных фиксированных значений θ и, наоборот, диаграммы направленности по углам θ имеют одинаковую форму для разных фиксированных значений φ. Указанное условие обычно выполняется тем точнее, чем острее диаграммы направленности. В случае соблюдения условия (III.31)

$$\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi}\int\limits_{\theta=0}^{\pi} F^2(\varphi, \theta)\sin\theta d\varphi d\theta \simeq \int\limits_0^{2\pi} F_1^2(\varphi)\, d\varphi \int\limits_0^{\pi} F_2^2(\theta)\sin\theta d\theta$$

и

$$D = \frac{4\pi}{\int\limits_0^{2\pi} F_1^2(\varphi)\, d\varphi \int\limits_0^{\pi} F_2^2(\theta)\sin\theta d\theta}. \qquad \text{(III.32)}$$

При сложном характере функций F_1 и F_2 определенные интегралы могут быть в любом случае вычислены одним из приближенных методов, например, путем определения площади, ограниченной кривой, изображающей соответствующую подынтегральную функцию в заданных пределах.

Задача еще больше упрощается, если пространственная диаграмма направленности является поверхностью тела вращения вокруг оси $\theta=0$, т. е. не зависит от угла φ.

В этом случае

$$D = \frac{4\pi}{\int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_0^{\pi} F^2(\theta)\sin\theta d\theta} = \frac{2}{\int\limits_0^{\pi} F^2(\theta)\sin\theta d\theta}. \qquad \text{(III.33)}$$

Если $F(\theta)$ не выражается аналитически, а приводится в виде графика или если $F(\theta)$ выражается аналитически, но интегрирование не может быть точно выполнено, коэффициент D можно определить приближенно, например, с помощью выражения

$$D \simeq \frac{2}{\sum\limits_{i=1}^{N} F^2(\theta_i)\sin\theta_i\,(\Delta\theta_i)}. \qquad \text{(III.34)}$$

Здесь θ_i — угол, отсчитываемый относительно оси вращения диаграммы направленности (оси симметрии);

N — число участков, на которое разбивается график $F^2(\theta_i)\sin\theta_i$, изображенный в декартовой системе координат (в зависимости от θ).

Суммирование выражения в знаменателе производится для θ в пределах от $\theta=0$ до $\theta=\pi$.

Между коэффициентом направленного действия антенны и углами раствора диаграмм направленности в двух главных взаимно перпендикулярных плоскостях существует определенная связь. Покажем эту связь на примере антенны с прямоугольным раскрывом, во всех точках которого поле одинаково как по амплитуде, так и по фазе.

С помощью выражения (III.27) для КНД указанной антенны легко получить следующее выражение:

$$D = \frac{4\pi ab}{\lambda^2}, \tag{III.35}$$

где a и b — размеры сторон прямоугольного раскрыва.

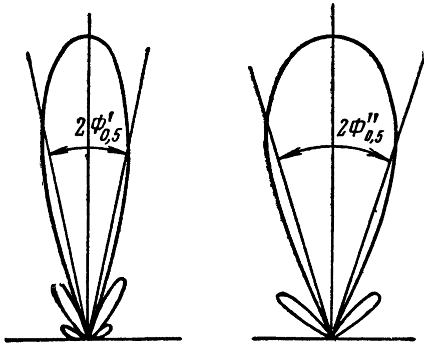


Рис. III.1. Пример диаграмм направленности в двух взаимно перпендикулярных плоскостях с разными углами раствора.

С другой стороны, углы раствора (рис. III.1) диаграмм направленности в плоскостях, параллельных сторонам a и b, на основании (II.55) будут определяться выражениями

$$(2\Phi'_{0,5})^\circ = \frac{51\lambda}{a}; \tag{III.36}$$

$$(2\Phi''_{0,5})^\circ = \frac{51\lambda}{b}. \tag{III.37}$$

Подставляя значения a и b из (III.36) и (III.37) в (III.35), получаем

$$D \simeq \frac{33000}{(2\Phi'_{0,5})^\circ (2\Phi''_{0,5})^\circ}. \tag{III.38}$$

В случае квадратного раскрыва, когда углы раствора диаграмм в двух взаимно перпендикулярных плоскостях одинаковы:

$$D = \frac{33000}{(2\Phi_{0,5})^2}. \tag{III.39}$$

В зависимости от типа антенны коэффициент, стоящий в числителе выражений (III.38) и (III.39), может меняться в довольно широких пределах. Так, например, для антенн с большим уровнем боковых лепестков в диаграмме направленности указанный коэффициент может уменьшиться до величины порядка 15000—20000. Наоборот, для зеркальных параболических антенн с малым уровнем боковых лепестков этот коэффициент может подниматься до величины 35000—40000.

Рассмотрим несколько примеров определения коэффициента направленного действия антенн по заданной диаграмме направленности.

а) Коэффициент направленного действия элементарного диполя

Определим коэффициент направленного действия элементарного диполя. Его диаграмма направленности

$$F(\theta) = \sin\theta.$$

Так как выражение для диаграммы направленности не зависит от φ, для определения КНД пользуемся формулой (III.33)

$$D = \frac{2}{\int\limits_0^\pi F^2(\theta)\sin\theta d\theta} = \frac{2}{\int\limits_0^\pi \sin^3\theta d\theta} = \frac{2}{\frac{4}{3}} = 1{,}5. \qquad \text{(III.40)}$$

Коэффициент направленного действия рассматриваемого диполя можно определить также с помощью формулы (III.21)

$$D = \frac{30k^2h_д^2}{R_\Sigma}.$$

Сопротивление излучения элементарного диполя, для которого $h_д = 2l$ (где $h_д$ — геометрическая длина диполя)

$$R_\Sigma = 80\pi^2\left(\frac{2l}{\lambda}\right)^2. \qquad \text{(III.41)}$$

Следовательно,

$$D = 30\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{h_д^2}{80\pi^2\left(\frac{2l}{\lambda}\right)^2} = 1{,}5,$$

что, как и следовало ожидать, совпадает с полученным ранее значением.

б) Коэффициент направленного действия полуволнового вибратора

Диаграмма направленности полуволнового вибратора

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

Поэтому коэффициент направленного действия

$$D = \frac{2}{\int\limits_0^{\pi} F^2(\theta)\sin\theta d\theta} = \frac{2}{\int\limits_0^{\pi} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta} d\theta}.$$

Интеграл в последнем выражении не выражается через элементарные функции, но может быть вычислен приближенно с помощью специальных функций или графическим путем и равен 1,22.

Поэтому

$$D = \frac{2}{1,22} = 1,64. \qquad (III.42)$$

в) Коэффициент направленного действия непрерывной синфазной равноамплитудной системы

Определим коэффициент направленного действия непрерывной системы из элементарных синфазных равноамплитудных диполей, расположенных вдоль прямой линии. Такие системы на практике не встречаются. Однако диаграммы направленности некоторых реальных антенн при соответствующих размерах напоминают диаграммы указанных систем. Следовательно, примерно одинаковыми будут и их КНД.

Рассмотрим два варианта расположения диполей, показанных на рис. III.2, *а* и *б*.

В первом случае при совпадении осей диполей, разнесенных на расстояние d друг от друга, для диаграммы направленности системы можно получить следующее выражение:

$$F(\varphi, \theta) = \sin\theta \frac{\sin\left(\frac{n}{2} kd\cos\theta\right)}{n\sin\left(\frac{1}{2} kd\cos\theta\right)}. \qquad (III.43)$$

При непрерывном расположении диполей второй множитель выражения заменяется на (II.27) и тогда

$$F(\varphi, \theta) = \sin\theta \frac{\sin\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right)}{\frac{kL}{2}\cos\theta}, \tag{III.44}$$

где L — общая длина антенны.

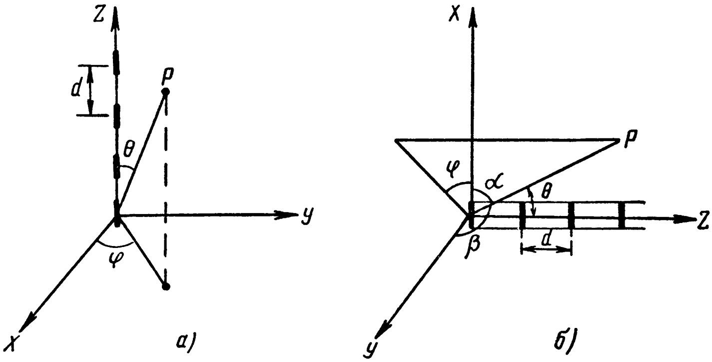


Рис. III.2. Линейная система из синфазных элементарных диполей:

а) оси диполей совпадают с линией их расположения; *б*) оси диполей перпендикулярны линии их расположения.

Так как выражение для диаграммы направленности системы не зависит от φ, для определения КНД воспользуемся формулой (III.33)

$$D = \frac{2}{\int\limits_0^\pi F^2(\theta)\sin\theta d\theta} = \frac{2}{\int\limits_0^\pi \sin\theta \frac{\sin^2\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right)}{\left(\frac{kL}{2}\right)^2\cos^2\theta}\sin\theta d\theta}. \tag{III.45}$$

Произведем интегрирование в знаменателе последнего выражения. Введем новую переменную интегрирования

$$t = \frac{kL}{2}\cos\theta. \tag{III.46}$$

Тогда интеграл в знаменателе будет равен

$$I = \frac{2}{kL} \int\limits_{-\frac{kL}{2}}^{\frac{kL}{2}} \frac{\sin^2 t}{t^2}\left(1 - \frac{4t^2}{k^2L^2}\right) dt =$$

$$= \frac{2}{kL}\left\{\int\limits_{-\frac{kL}{2}}^{\frac{kL}{2}} \frac{\sin^2 t}{t^2}\, dt - \frac{4}{k^2L^2}\int\limits_{-\frac{kL}{2}}^{\frac{kL}{2}} \sin^2 t dt\right\}. \qquad \text{(III.47)}$$

Первый интеграл можно взять по частям

$$\int\limits_{-\frac{kL}{2}}^{\frac{kL}{2}} \frac{\sin^2 t}{t^2}\, dt = -2\int\limits_{0}^{\frac{kL}{2}} \sin^2 t d\left(\frac{1}{t}\right) = -2\left\{\frac{\sin^2 t}{t}\Bigg|_0^{\frac{kL}{2}} -\right.$$

$$\left.-\int\limits_{0}^{\frac{kL}{2}} \frac{\sin 2t}{t}\, dt\right\} = 2\left(\frac{\cos kL - 1}{kL} + \operatorname{si} kL\right), \qquad \text{(III.48)}$$

где $\operatorname{si} kL$ — синус интегральный от аргумента kL.

Второй интеграл в (III.47)

$$\int\limits_{-\frac{kL}{2}}^{\frac{kL}{2}} \sin^2 t dt = \frac{kL - \sin kL}{2}. \qquad \text{(III.49}$$

Подставляя (III.48) и (III.49) в (III.47) и затем в (III.45), получаем окончательно

$$D = \frac{1}{2\left(\frac{\operatorname{si} kL}{kL} + \frac{\cos kL - 2}{k^2L^2} + \frac{\sin kL}{k^3L^3}\right)}. \qquad \text{(III.50)}$$

Для линейной системы большой протяженности, когда $kL \gg 1$ (практически при $L > \lambda$), учитывая, что для больших аргументов $\operatorname{si} kL \simeq \frac{\pi}{2}$, получаем

$$D = \frac{2L}{\lambda}. \qquad \text{(III.51)}$$

В случае расположения диполей, как показано на рис. III.2,*б*, т. е. когда оси диполей, разнесенных на расстояние d друг от друга, перпендикулярны линии расположения, для диаграммы направленности системы можно получить следующее выражение:

$$F(\varphi, \theta) = \sqrt{1 - \sin^2\theta\cos^2\varphi}\,\frac{\sin\left(\frac{n}{2}kd\cos\theta\right)}{n\sin\left(\frac{1}{2}kd\cos\theta\right)}. \qquad \text{(III.52)}$$

При непрерывном расположении диполей второй множитель выражения заменяется на (II.27) и тогда

$$F(\varphi, \theta) = \sqrt{1 - \sin^2\theta\cos^2\varphi}\,\frac{\sin\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right)}{\frac{kL}{2}\cos\theta}. \qquad \text{(III.53)}$$

В данном случае выражение для диаграммы направленности зависит как от угла θ, так и от угла φ, поэтому для определения КНД пользуемся общим выражением (III.8)

$$D = \frac{4\pi}{\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi}\int\limits_{\theta=0}^{\pi}(1 - \sin^2\theta\cos^2\varphi)\,\frac{\sin^2\left(\frac{kL}{2}\cos\theta\right)}{\left(\frac{kL}{2}\right)^2\cos^2\theta}\sin\theta\, d\varphi\, d\theta}. \qquad \text{(III.54)}$$

Учитывая, что интеграл $\int\limits_0^{2\pi}\cos^2\varphi\, d\varphi = \pi$, и применяя для интегралов от переменной θ приемы, указанные в предыдущем примере, получаем после преобразований

$$D = \frac{1}{\frac{\mathrm{si}\,kL}{kL} + \frac{\cos kL}{k^2L^2} - \frac{\sin kL}{k^3L^3}}. \qquad \text{(III.55)}$$

Для линейной системы большой протяженности, когда $kL \gg 1$ и $\mathrm{Si}\,kL = \frac{\pi}{2}$ (практически при $L > \lambda$):

$$D = \frac{4L}{\lambda}. \qquad \text{(III.56)}$$

Диаграмма направленности, определяемая выражением (III.53), так же, как и (III.52), имеет максимумы в двух направлениях, перпендикулярных к линии расположения излучателей и осям диполей (т. е. в направлениях $+y$ и $-y$ рис. III.2,*б*). При добавлении рефлектора система становится однонаправленной. Для того чтобы учесть влияние рефлектора, можно приближенно считать, что излучение в заднюю полусферу антенной системы исключается, а излучение во всех направлениях передней полусферы удваивается. Поэтому интегрирование выражения в знаменателе (III.54) надо произвести в пределах от $\varphi=0$ до $\varphi=\pi$. Это дает вдое меньшее значение интеграла и соответственно знаменателя, т. е. приводит к удвоению выражения (III.54).

Следовательно, коэффициент направленного действия рассмотренной системы диполей при наличии рефлектора будет приближенно определяться выражением (III.55) или (III.56), умноженным на два.

г) Коэффициент направленного действия антенны бегущей волны с осевым излучением

Определим коэффициент направленного действия антенны в виде непрерывной системы излучателей, расположенных вдоль прямой и имеющих максимум излучения вдоль этой оси. Это антенны бегущей волны и к их числу могут быть отнесены рассматриваемые ниже антенны: диэлектрические, спиральные, с некоторым приближением директорные и др.

Во многих практических случаях можно не учитывать направленного действия элемента антенны, и тогда общая диаграмма направленности может быть приближенно определена множителем вида (II.26)

$$f(\theta)=\frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\xi-\cos\theta)\right]}{\xi-\cos\theta}. \tag{III.57}$$

Определим КНД антенны, воспользовавшись формулой (III.15):

$$D=\frac{4\pi f^2(\varphi,\theta)}{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi} f^2(\varphi,\theta)\sin\theta d\varphi d\theta}=\frac{2\left[\frac{\sin\frac{kL}{2}(\xi-\cos\theta)}{\xi-\cos\theta}\right]^2}{\int\limits_0^{\pi}\left[\frac{\sin\frac{kL}{2}(\xi-\cos\theta)}{\xi-\cos\theta}\right]^2\sin\theta d\theta}.$$

После интегрирования получим

$$D=\frac{kL\left[\frac{\sin\frac{A_1}{2}}{\frac{A_1}{2}}\right]^2}{\frac{1-\cos A_1}{A_1}-\frac{1-\cos B_1}{B_1}+\mathrm{si}\,B_1-\mathrm{Si}\,A_1}, \tag{III.58}$$

где введены обозначения

$$A_1 = kL(\xi - 1); \tag{III.59}$$

$$B_1 = kL(\xi + 1). \tag{III.60}$$

В случае $\xi = 1$ $(v = c)$

$$D = D_0 = \frac{kL}{\mathrm{Si}\,2kL - \dfrac{1-\cos 2kL}{2kL}}. \tag{III.61}$$

При $2kL \gg 1$ (практически для $L \gtrsim \lambda$); $\mathrm{Si}\,2kL = \frac{\pi}{2}$; $\frac{1-\cos 2kL}{2kL} = 0$

$$D_0 = 4\frac{L}{\lambda}. \tag{III.62}$$

Из выражения (III.58) видно, что КНД (D) зависит от величины A_1, которая представляет собой сдвиг фаз между вектором напряженности поля, создаваемого в направлении оси антенны ($\theta = 0$) излучением элемента, расположенного в начале антенны, и вектором напряженности поля, создаваемого излучением элемента, расположенного в конце антенны. Этот сдвиг фаз определяется суммой пространственного сдвига $\frac{2\pi L}{\lambda} \times \cos\theta = \frac{2\pi L}{\lambda}$ и разностью фаз токов элементов, равной $\frac{2\pi L}{\lambda'}$, где λ' — длина волны, определяемая скоростью распространения волн вдоль антенны, т. е.

$$A_1 = \frac{2\pi L}{\lambda'} - \frac{2\pi L}{\lambda} = \frac{2\pi L}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{\lambda'} - 1\right) = kL(\xi - 1).$$

Кривые $\frac{D}{D_0}$ в зависимости от A_1 для $L = 2\lambda$ и $L = 10\lambda$. изображены на рис. III.3. Как видно из рисунка, максимальное значение D в обоих случаях получается при $A_1 = 180°$ и тогда

$$D_{\text{макс}} \simeq (1{,}8 \div 2)D_0 \simeq (7 \div 8)\frac{L}{\lambda}. \tag{III.63}$$

Из условия

$$A_1 = \frac{2\pi L}{\lambda}(\xi - 1) = \pi \tag{III.64}$$

можно определить оптимальные соотношения между параметрами антенны, при которых получается максимальный КНД

$$L_{\text{опт}} = \frac{\lambda}{2(\xi - 1)} \tag{III.65}$$

или

$$\xi_{\text{опт}} = 1 + \frac{\lambda}{2L}. \tag{III.66}$$

Так, например, при $L = 5\lambda$ $\xi_{\text{опт}} = 1{,}1$.

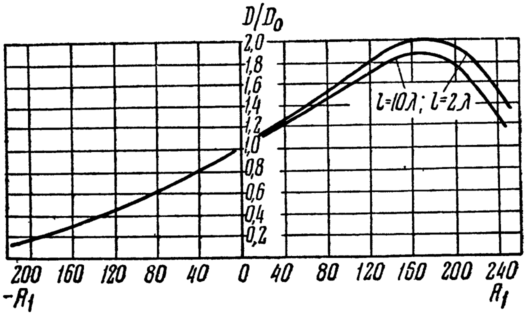


Рис. III.3. Кривые D/D_0 в зависимости от A_1 для $L=2\lambda$ и $L=10\lambda$.

д) Коэффициент направленного действия антенны с косекансной диаграммой направленности

Определим коэффициент направленного действия антенны с идеализированной косекансной диаграммой направленности в одной плоскости и с диаграммой типа $\frac{\sin x}{x}$ в другой (перпендикулярной) плоскости.

Пусть центр антенной системы совмещен с началом координатной системы, показанной на рис. III.4, *а*. Меридиональный угол отсчитывается относительно оси oz; азимутальный угол в плоскости xoy отсчитывается от оси ox.

Косекансная диаграмма направленности в плоскости $\theta = \text{const}$ в пределах $\varphi_0 < \varphi < \varphi_1$ определяется уравнением

$$F(\varphi) = \frac{\csc\varphi}{\csc\varphi_0}, \tag{III.67}$$

где $\frac{1}{\csc \varphi_0}$ — нормирующий множитель.

Пример косекансной диаграммы для плоскости $\theta = \frac{\pi}{2}$, т. е. в плоскости xoy, показан на рис. III.4, *б*.

Диаграмма направленности в плоскости $\varphi = \text{const}$ определятся уравнением

$$F(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi L}{\lambda}\cos\theta\right)}{\frac{\pi L}{\lambda}\cos\theta}. \quad \text{(III.68)}$$

Это и есть уравнение диаграммы синфазной равноамплитудной антенны длиной L. На рис. III.4,*в* показан пример такой диаграммы направленности.

Произведем замену переменной по формуле $\theta' = \theta - \frac{\pi}{2}$. Тогда

$$F(\theta') = \frac{\sin\left(\frac{\pi L}{\lambda}\sin\theta'\right)}{\frac{\pi L}{\lambda}\sin\theta'}.$$

У остронаправленных антенн основное излучение сосредоточено в пределах малых углов θ', для которых можно принять приближение $\sin\theta' \simeq \theta'$. При этом

$$F(\theta') \simeq \frac{\sin\left(\frac{\pi L}{\lambda}\theta'\right)}{\frac{\pi L}{\lambda}\theta'}. \quad \text{(III.69)}$$

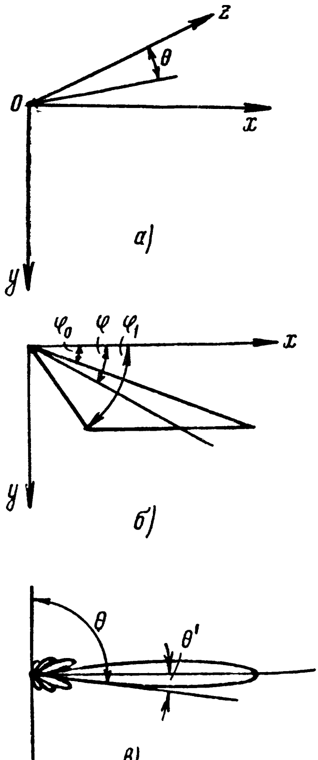


Рис. III.4. Расположение координатной системы (*а*); косекансная диаграмма направленности в плоскости $\theta = \text{const}$ (*б*); диаграмма направленности в плоскости $\varphi = \text{const}$ (*в*).

Таким образом, пространственная диаграмма направленности будет определяться выражением

$$F(\varphi, \theta') = F_1(\varphi) F_2(\theta') = \frac{\csc\varphi}{\csc\varphi_0} \frac{\sin\left(\frac{\pi L}{\lambda}\theta'\right)}{\frac{\pi L}{\lambda}\theta'}.$$

Определим коэффициент направленного действия по формуле (III.32), учитывая, что пределы интегрирования θ от 0 до π заменяются пределами для $\theta' = \theta - \frac{\pi}{2}$ от $-\frac{\pi}{2}$ до $\frac{\pi}{2}$ и $\sin\theta = \sin\left(\theta' + \frac{\pi}{2}\right) = \cos\theta'$:

$$D = \frac{4\pi}{\int\limits_0^{2\pi} F_1^2(\varphi)\,d\varphi \int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} F_2^2(\theta')\cos\theta'\,d\theta'} =$$

$$= \frac{4\pi}{\int\limits_0^{2\pi}\left[\frac{\csc\varphi}{\csc\varphi_0}\right]^2 d\varphi \int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\left[\frac{\sin\left(\frac{\pi L\theta'}{\lambda}\right)}{\frac{\pi L\theta'}{\lambda}}\right]^2 \cos\theta'\,d\theta'}. \qquad \text{(III.70)}$$

Преобразуем интегралы в знаменателе (III.70)

$$\int\limits_0^{2\pi}\left(\frac{\csc\varphi}{\csc\varphi_0}\right)^2 d\varphi = \frac{1}{\csc^2\varphi_0}\int\limits_{\varphi_0}^{\varphi_1}\csc^2\varphi\,d\varphi =$$

$$= \frac{1}{\csc\varphi_0}\left|-\operatorname{ctg}\varphi\right|_{\varphi_0}^{\varphi_1} = \frac{\operatorname{ctg}\varphi_0 - \operatorname{ctg}\varphi_1}{\csc^2\varphi_0}, \qquad \text{(III.71)}$$

$$\int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\left[\frac{\sin\left(\frac{\pi L\theta'}{\lambda}\right)}{\frac{\pi L\theta'}{\lambda}}\right]^2 \cos\theta'\,d\theta' \simeq \int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\left[\frac{\sin\left(\frac{\pi L\theta'}{\lambda}\right)}{\frac{\pi L\theta'}{\lambda}}\right]^2 d\theta',$$

так как для малых углов θ', в пределах которых лежит основная диаграмма направленности $\cos\theta' \simeq 1$. Для приближенного вычисления последнего интеграла можно также учесть, что вне пределов θ' от $-\frac{\pi}{2}$ до $+\frac{\pi}{2}$ выражение $F^2(\theta')$ имеет пренебрежимо малые значения. Поэтому, учитывая, что $\int\limits_0^\infty \frac{\sin^2 x}{x^2}\,dx = \frac{\pi}{2}$, получаем

$$\int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi L\theta'}{\lambda}\right)}{\frac{\pi L\theta'}{\lambda}}\right]^2 d\theta' = \frac{\lambda}{\pi L} \int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{\sin x}{x}\right]^2 dx \simeq$$

$$\simeq \frac{\lambda}{\pi L} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2 dx = \frac{2\lambda}{\pi L} \int\limits_0^\infty \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2 dx = \frac{\lambda}{L}. \qquad \text{(III.72)}$$

Подставляя (III.71), и (III.72) в (III.70), получаем для антенн с малыми углами раствора в плоскости $\varphi =$ $= \text{const}$ следующее приближенное выражение:

$$D \simeq \frac{4\pi L}{\lambda} \frac{\csc^2 \varphi_0}{\operatorname{ctg}\varphi_0 - \operatorname{ctg}\varphi_1}. \qquad \text{(III.73)}$$

В частности, при косекансной диаграмме типа прямоугольного треугольника (в полярных координатах) $\varphi_1 = 90°$ и

$$D \simeq \frac{4\pi L}{\lambda} \frac{1}{\sin\varphi_0 \cos\varphi_0}. \qquad \text{(III.74)}$$

ГЛАВА IV.

ПРИЕМНЫЕ АНТЕННЫ

1. ПРИНЦИП ВЗАИМНОСТИ И ПРИЕМНЫЕ АНТЕННЫ

Приемная антенна предназначается для улавливания (приема) электромагнитных волн. Эти волны возбуждают в приемной антенне токи, энергия которых с некоторым к. п. д. передается приемнику непосредственно или через линию передачи. На входе приемника возникает напряжение. Поэтому приемная антенна по отношению к приемнику может рассматриваться как некоторый электрический генератор — источник э. д. с. со своим внутренним сопротивлением.

При изучении работы приемной антенны существенный интерес представляет вопрос о том, какова мощность, отдаваемая антенной приемнику, от чего она зависит и каковы условия получения наибольшей величины этой мощности. Наряду с этим большое значение представляет вопрос о направленных свойствах приемной антенны, использование которых позволяет решать ряд специальных задач, а также способствует выделению принимаемого сигнала на фоне внешних помех. Наличие этих помех, а также внутренних шумов приемника выдвигает вопрос о том, какова должна быть минимальная величина мощности сигнала, подводимой со стороны антенны на вход приемника.

Непосредственное теоретическое исследование свойств приемных антенн в большинстве случаев представляет собой более сложную задачу, чем исследование работы передающих антенн. Это легко уяснить на примере простейшей проволочной антенны, для которой в режиме передачи действует сосредоточенный источник э. д. с., в то время как приемная антенна находится под действием э. д. с. (возбуждаемых электромагнитной волной), распределенных по длине антенны. По этой причине *теорию приемных антенн в настоящее время изучают на основании принципа взаимности, а параметры приемных антенн определяют по известным свойствам соответствующих передающих антенн.*

Ниже вопрос о принципе взаимности излагается применительно к проволочным антеннам, но основные следствия, из него вытекающие, будут справедливы и для других применяемых типов антенн.

Принцип взаимности доказывается в теории пассивных электрических цепей (четырехполюсников). Возможность применения его для антенн была доказана М. П. Свешниковой *, а использование его для определения параметров приемных антенн основывается на работе М. С. Неймана **.

Приводимый ниже вывод принадлежит М. С Нейману и несколько переработан А. А. Пистолькорсом ***.

Рассмотрим показанную на рис. IV.1 цепь «передающая—приемная антенна». Рис. IV.1, *а* соответствует распространению электромагнитных волн слева направо, т. е. от передающей антенны *1* к приемной *2*; рис. IV.1, *б* соответствует передаче в обратном направлении: от передающей антенны *2* к приемной *1*. Предполагается, что цепи антенн, а также промежуточная среда, в которой происходит распространение электромагнитных волн, являются линейными, т. е. их параметры не зависят от амплитуд тока и напряжения.

Принцип взаимности не применим в случае распространения электромагнитных волн в анизотропных средах (например, в земной ионосфере, в намагниченном феррите), характеризующихся зависимостью параметров (ε или μ) от направления распространения. Поэтому предполагается, что распространение происходит в изотропной среде. Кроме того, считается, что в приемной антенне не возбуждается никаких посторонних э. д. с. (э. д. с. помех), помимо э. д. с. передаваемых сигналов.

---

* М. П. Свешникова. Журнал рус. физ. хим. о-ва, (1927) ч. физич., 59, № 5—6.

** М. С. Нейман. ИЭСТ, 1935, № 8.

*** А. А. Пистолькорс. «Антенны», Связьиздат, 1947.

Если в цепи антенны 1 (на ее зажимах) действует э. д. с. $\mathcal{E}_1$ и вызывает в цепи антенны 2 ток I_{12} (рис. IV.1, a), то на основании принципа взаимности э. д. с. $\mathcal{E}_2$, действующая в цепи антенны 2, вызовет

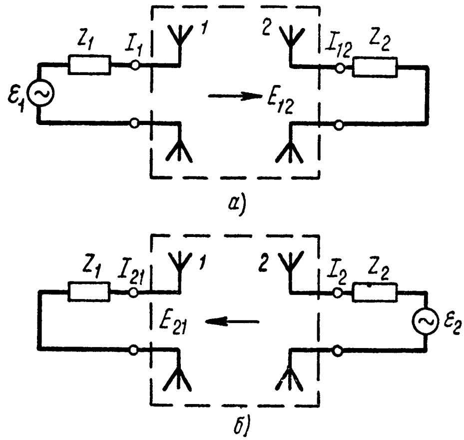


Рис. IV.1. Четырехполюсник «передающая — приемная антенны»:

а) передача слева направо; *б*) передача справа налево.

в цепи антенны 1 такой ток I_{21} (рис. IV.1,$б$), что будет выполняться соотношение

$$\frac{\mathcal{E}_1}{I_{12}}=\frac{\mathcal{E}_2}{I_{21}}. \qquad \text{(IV.1)}$$

В частности, при равенстве э. д. с. $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ $I_{12}=I_{21}$.

При действии э. д. с. $\mathcal{E}_1$ ток в цепи антенны 1

$$I_1=\frac{\mathcal{E}_1}{Z_1+Z_{A1}}, \qquad \text{(IV.2)}$$

где Z_1 — внутреннее сопротивление генератора;

Z_{A1} — входное сопротивление антенны 1.

Напряженность электрического поля, создаваемого током антенны 1 вблизи антенны 2

$$E_{12}=\frac{30kh_{д_1}I_1}{r}F_1(\varphi, \theta), \qquad \text{(IV.3)}$$

где $h_{д_1}$ — действующая длина антенны 1;

$F_1(\varphi, \theta)$ — ее диаграмма направленности;

r — расстояние между антеннами 1 и 2, Из двух последних формул получаем, что

$$\mathscr{E}_1 = \frac{rE_{12}(Z_1 + Z_{A_1})}{30kh_{д}F_1(\varphi, \theta)}. \tag{IV.4}$$

Пусть далее антенна *2* действует в режиме передачи, а антенна *1* — в режиме приема. Обозначим через $\mathscr{E}_2$ э. д. с. в цепи антенны *2*; E_{21} — напряженность поля вблизи антенны *1*; Z_{A_2}, $h_{д_2}$, $F_2(\varphi, \theta)$ — параметры антенны *2* в режиме передачи. Тогда по аналогии

$$\mathscr{E}_2 = \frac{rE_{21}(Z_2 + Z_{A_2})}{30kh_{д_2}F_2(\varphi, \theta)}. \tag{IV.5}$$

Подставляя (IV.4) и (IV.5) в (IV.1), получаем

$$\frac{E_{12}(Z_1 + Z_{A_1})}{I_{12}h_{д_1}F_1(\varphi, \theta)} = \frac{E_{21}(Z_2 + Z_{A_2})}{I_2 h_{д_2}F_2(\varphi, \theta)}. \tag{IV.6}$$

Объединим отдельно в левой и правой частях равенства все величины, относящиеся к каждой антенне:

$$\frac{I_{21}(Z_1 + Z_{A_1})}{E_{21}h_{д_1}F_1(\varphi, \theta)} = \frac{I_{12}(Z_2 + Z_{A_2})}{E_{12}h_{д_2}F_2(\varphi, \theta)}. \tag{IV.7}$$

Левая часть равенства зависит лишь от параметров антенны *1*, а правая часть — от параметров антенны *2*. Отсюда следует, что соотношение, определяемое левой или правой частью, вообще будет одинаковым для любой антенны.

Обозначая указанное соотношение буквой N, можем написать

$$\frac{I(Z + Z_A)}{Eh_{д}F(\varphi, \theta)} = N = \text{const}. \tag{IV.8}$$

Здесь E — напряженность поля волны, воздействующей на антенну в режиме приема;

I — ток на зажимах приемной антенны;

$Z_A, h_{д}, F(\varphi, \theta)$ — параметры той же антенны в режиме передачи;

Z — сопротивление, включенное между зажимами антенны.

Из(IV .8) следует, что

$$I=\frac{NEh_{д}F(\varphi,\theta)}{Z_{A}+Z}=\frac{\mathscr{E}_{A}}{Z_{A}+Z}, \qquad (IV.9)$$

где

$$\mathscr{E}_{A}=NEh_{д}F(\varphi,\theta) \qquad (IV.10)$$

— э. д. с., возбуждаемая в приемной антенне.

Коэффициент N можно определить из сопоставления э. д. с. в какой-нибудь простейшей антенне, вычисленной по формуле (IV.10) и определенной непосредственно.

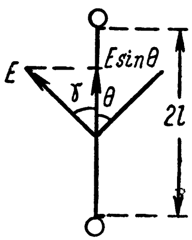


Рис. IV.2. Элементарный диполь в качестве приемной антенны.

Рассмотрим в качестве такой приемной антенны элементарный электрический диполь длиной $2l$.

По формуле (IV.10), вытекающей из принципа взаимности:

$$\mathscr{E}_{A}=NEh_{д}F(\varphi,\theta)=NE2l\sin\theta, \qquad (IV.11)$$

так как действующая длина диполя в режиме передачи равна $2l$, а его диаграмма направленности $F(\varphi,\theta)=\sin\theta$. Отметим здесь, что плоскость поляризации поля, создаваемого диполем, проходит через его ось.

Определим далее непосредственно э. д. с., возбуждаемую в диполе падающей на него плоской электромагнитной волной, как показано на рис. IV.2. Эта э. д. с. пропорциональна проекции вектора напряженности электрического поля на провод и, следовательно, зависит от $\cos\gamma$, где γ — угол между вектором E и осью диполя. В рассматриваемом случае следует считать, что ось диполя совпадает с плоскостью поляризации падающей волны, поэтому $\cos\gamma$ можно заменить $\sin\theta$, где θ — угол между направлением приходящей волны и осью диполя. Таким образом, в единице длины диполя наводится э. д. с. $E\sin\theta$, а в диполе длиной $2l$ получится

$$\mathscr{E}_{A}=E\sin\theta\cdot 2l. \qquad (IV.12)$$

Сравнивая (IV.12) и (IV.11), получаем, что $N=1$. Следовательно, окончательно

$$I=\frac{Eh_{д}F(\varphi, \theta)}{Z_{A}+Z}=\frac{\mathscr{E}_{A}}{Z_{A}+Z}, \qquad (IV.13)$$

где

$$\mathscr{E}_{A}=Eh_{д}F(\varphi, \theta). \qquad (IV.14)$$

Выражения (IV.13) и (IV.14) для тока и э. д. с. можно еще переписать иначе, учитывая, что из (III.21) $h_{д}=\sqrt{\frac{DR_{\Sigma}}{30k^2}}$.

Поэтому

$$I=\frac{E\sqrt{DR_{\Sigma}}F(\varphi, \theta)}{(Z_{A}+Z)k\sqrt{30}} \qquad (IV.15)$$

и

$$\mathscr{E}_{A}=E\sqrt{\frac{DR_{\Sigma}}{30k^2}}F(\varphi, \theta).$$

Так как

$$DR_{\Sigma}=D\eta R_{A}=GR_{A};$$

$$\mathscr{E}_{A}=E\frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{GR_{A}}{120}}F(\varphi, \theta). \qquad (IV.16)$$

Последнее выражение, впервые полученное М. С. Нейманом, удобно тем, что определяет э. д. с. приемной антенны не через действующую длину, а через ее коэффициент усиления и активное сопротивление. Так, например, э. д. с. многовибраторных приемных антенн, а также некоторых типов антенн с. в. ч. определить по формуле (IV.16) значительно проще, чем по формуле (IV.14).

Выражения (IV.13) и (IV.14) позволяют сформулировать следующие выводы, вытекающие из принципа взаимности.

Внутреннее сопротивление приемной антенны равняется входному сопротивлению той же антенны в режиме передачи.

Э. д. с. приемной антенны пропорциональна $F(\varphi, \theta)$. т. е. выражению для диаграммы направленности антенны в режиме передачи. Поэтому, понимая под диаграммой направленности приемной антенны зависимость ее э. д. с. от угла падения приходящей волны, получаем, что *диаграммы направленности антенны при приеме и передаче будут одинаковыми.* Следовательно, коэффициенты направленного действия антенны в режимах передачи и приема будут тоже одинаковыми.

Из выражения (IV.14) следует, что максимальная э. д. с. приемной антенны пропорциональна действующей длине антенны в режиме передачи

$$\mathcal{E}_{\text{Амакс}} = E h_{\text{д}}. \qquad \text{(IV.17)}$$

Поэтому, если понимать под действующей длиной приемной антенны коэффициент, связывающий э. д. с. в антенне с напряженностью поля волны, приходящей с направления максимального приема, получаем, что *действующая длина антенны при приеме и передаче будет одинаковой.*

При определении э. д. с. в приемной антенне по формулам (IV.14), (IV.16), (IV.17) предполагается, что тип и ориентация антенны соответствуют поляризации поля волны, падающей на антенну.

Отметим, что поляризационные характеристики одной и той же антенны, используемой на передачу и прием, полностью совпадают, поэтому, если антенна при излучении создает поле определенной поляризации, она будет наиболее эффективно использоваться в режиме приема лишь при той же поляризации поля.

Все указанные выше выводы, вытекающие из принципа взаимности, справедливы лишь при условии, что приемник и передатчик включаются в одни и те же точки антенны.

2. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ

Выражение (IV.13) напоминает собой закон Ома и может быть иллюстрировано эквивалентной схемой приемной антенны, показанной на рис. IV.3. На этой схеме $\mathcal{E}_{\text{А}}$ — э. д. с. приемной антенны; $Z_{\text{А}}$ — внутреннее сопротивление антенны, которое в общем случае содержит как активную, так и реактивную составляющие, $Z_{\text{А}} = R_{\text{А}} + jX_{\text{А}}$; Z — сопротивление нагрузки приемной антенны, каковым является входное сопротивление либо приемника, либо фидера с приемником на конце.

На рис. IV.4, *а* показан пример приемной антенны соединенной с приемником через фидер. На рис. IV.4, *б* и *в* показан переход к соответствующей эквивалентной схеме.

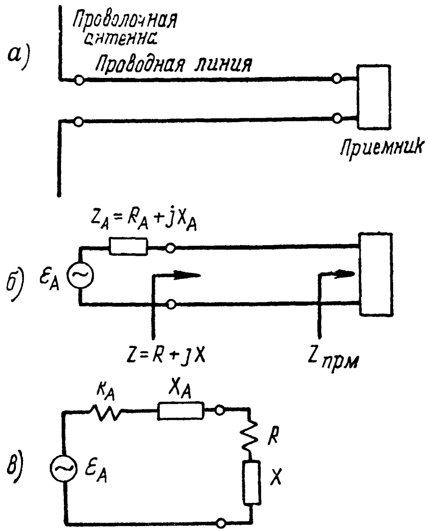


Рис. IV.4. **Проволочная антенна** с фидером (*а*); соответствующие эквивалентные схемы (*б* и *в*).

Выясним условия, при которых в нагрузку приемной антенны передается наибольшая мощность. Если считать, что в схеме рис. IV.3 сопротивление антенны Z_A задано, тогда *наибольшая мощность будет выделяться в нагрузке, сопротивление которой комплексно сопряжено, т. е.*

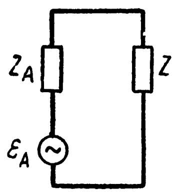


Рис. IV. 3. Эквивалентная схема приемной антенны.

$$Z = Z_A^*.$$

Следовательно, должны выполняться равенства

$$R = R_A; \quad X = -X_A. \tag{IV.18}$$

При этом наибольшая мощность в нагрузке

$$P_{макс} = I_A^2 R_A = \frac{\mathcal{E}_A^2 R_A}{(2R_A)^2} = \frac{\mathcal{E}_A^2}{4R_A}. \tag{IV.19}$$

Последнее выражение можно представить в следующем виде:

$$P_{макс} = \frac{\mathcal{E}_A^2}{4R_\Sigma} \frac{R_\Sigma}{R_A} = P_{опт}\eta, \tag{IV.20}$$

где оптимальная мощность

$$P_{\text{опт}} = \frac{\mathscr{E}_{\text{А}}^2}{4R_{\Sigma}}, \tag{IV.21}$$

а к. п. д. антенны

$$\eta = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\text{А}}}.$$

Преобразуем выражение (IV.21), используя (IV.17), в предположении, что волна приходит с направления максимального приема (т. е. что $\mathscr{E}_{\text{А}} = \mathscr{E}_{\text{А макс}}$):

$$P_{\text{опт}} = \frac{E^2 h_{\text{д}}^2}{4R_{\Sigma}}. \tag{IV.22}$$

Из (III.21) следует, что $\frac{h_{\text{д}}^2}{R_{\Sigma}} = \frac{D}{30k^2}$, поэтому

$$P_{\text{опт}} = \frac{E^2 D}{4 \cdot 30k^2} = \frac{E^2 D \lambda^2}{480\pi^2}. \tag{IV.23}$$

Подставляя (IV.23) в (IV.20), получаем

$$P_{\text{макс}} = \frac{E^2 \lambda^2 D \eta}{480\pi^2} = \frac{E^2 \lambda^2 G}{480\pi^2}, \tag{IV.24}$$

где $G = D\eta$ — коэффициент усиления антенны.

Последнее выражение наглядно показывает, что *максимальная мощность, отдаваемая приемной антенной в нагрузку*, при заданных значениях напряженности поля и длины волны, *пропорциональна коэффициенту направленного действия и к. п. д., т. е. пропорциональна коэффициенту усиления антенны.*

Оптимальную мощность приемной антенны можно представить в виде

$$P_{\text{опт}} = \Pi A = \frac{E^2 A}{120\pi}, \tag{IV.25}$$

где $\Pi = \frac{E^2}{120\pi}$ — численное значение вектора Пойнтинга, определяющее поток мощности через единичную площадку, перпендикулярную направлению движения волны;

E — напряженность поля в падающей на приемную антенну неискаженной волне;

A — эффективная (действующая) площадь антенны.

Приравнивая (IV.23) и (IV.25), получаем

$$\frac{E^2 D \lambda^2}{480\pi^2} = \frac{E^2}{120\pi},$$

откуда

$$D = \frac{4\pi A}{\lambda^2}. \qquad \text{(IV.26)}$$

Это выражение приводилось во вводной главе без доказательства.

Как указывалось выше, максимальная мощность отбирается от приемной антенны лишь при условии согласования нагрузки с антенной. В противном случае мощность, передаваемая в нагрузку, будет меньше максимальной и определяться на основании схемы рис. IV.4, *в* выражением

$$P = \frac{\mathscr{E}_A^2 R}{(R_A + R)^2 + (X_A + X)^2}. \qquad \text{(IV.27)}$$

Преобразуем это выражение, учитывая (IV.19) и (IV.20):

$$P = \frac{\mathscr{E}_A^2}{4R_A} \frac{4R_A R}{(R_A + R)^2 + (X_A + X)^2} =$$

$$= \eta P_{опт} \frac{4R_A R}{(R_A + R)^2 + (X_A + X)^2} = \eta\gamma P_{опт}, \qquad \text{(IV.28)}$$

где η — к. п. д. антенны,

а $\gamma = \frac{4R_A R}{(R_A + R)^2 + (X_A + X)^2}$ может быть назван коэффициентом согласования антенны с нагрузкой.

Выражение (IV.28) имеет то преимущество, что оно может быть использовано не только для проволочных антенно-фидерных устройств, но и для расчета мощности, отдаваемой антенной СВЧ через волновод в приемник. В последнем случае понятие э. д. с на зажимах антенны теряет свой смысл, в то время как величина оптимальной мощности легко определяется через напряженность поля, длину волны и КНД антенны выражением (IV.23).

Остановимся на том, как понимать значения сопротивлений, входящих в выражение (IV.28) в случае антенно-волноводной системы СВЧ.

На рис. IV.5, *а* показан пример антенны СВЧ (рупорной), соединенной через волновод с приемником. Предполагается, что по волноводу распространяется

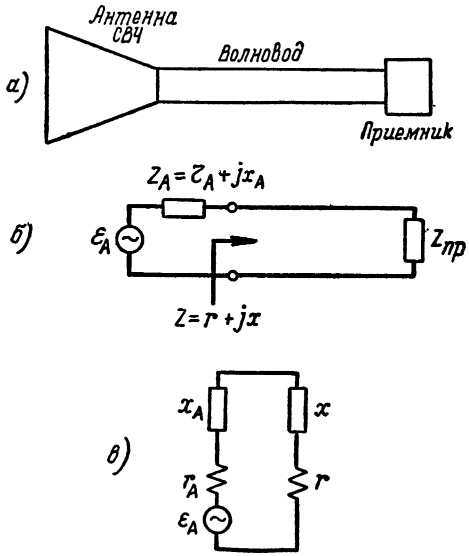


Рис. IV.5. Антенна СВЧ с волноводом (*а*); соответствующие эквивалентные схемы (*б* и *в*).

волна одного типа. Тогда эквивалентная схема волновода как линии передачи имеет вид, изображенный на рис. IV.5, *б*. Показанные на этом рисунке сопротивления z_A и $z_{пр}$ надо понимать как *сопротивления, нормированные относительно волнового сопротивления* z_0 *волновода*, т. е. выраженные в долях последнего (формула 0.4) *. Нормированные сопротивления z_A и $z_{пр}$ могут быть определены расчетным путем, если известны параметры антенны, приемника и волновода,

* Вопрос о волновом сопротивлении волновода более подробно рассматривается в гл. XIX § 5.

а также опытным путем в результате соответствующих волноводных измерений коэффициента отражения. Точно также может быть определено нормированное сопротивление z схемы рис. IV.5, *в*, представляющее собой входное сопротивление волновода с приемником на конце.

Для определения мощности P, отдаваемой антенной в нагрузку, можно в выражении (IV.28) заменить ненормированные сопротивления нормированными, учитывая, что $r_A = \frac{R_A}{Z_0}$; $r = \frac{R}{Z_0}$; $x_A = \frac{X_A}{Z_0}$; $x = \frac{X}{Z_0}$.

Поэтому

$$P = \eta P_{\text{опт}} \frac{4 r_A Z_0 r Z_0}{(r_A Z_0 + r Z_0)^2 + (x_A Z_0 + x Z_0)^2}.$$

Сокращая на Z_0^2 и учитывая, что к. п. д. антенн СВЧ обычно мало отличается от единицы, получаем

$$P \simeq P_{\text{опт}} \frac{4 r_A r}{(r_A + r)^2 + (x_A + x)^2}. \qquad \text{(IV.29)}$$

Последнее выражение определяет мощность, отдаваемую приемной антенной в волновод с приемником на конце.

Если можно пренебречь потерями в волноводе, тогда это будет мощность, передаваемая в приемник. В противном случае для расчета указанной мощности необходимо учесть еще к. п. д. волноводного тракта.

Выражение (IV.29) значительно упрощается в том случае, когда сопротивление антенны является чисто активным и равным волновому сопротивлению фидера, т. е. когда

$$X_A = 0; \quad x_A = 0; \quad R_A = Z_0; \quad r_A = 1.$$

В этом случае

$$P = P_{\text{опт}} \frac{4r}{(1 + r)^2 + x^2}. \qquad \text{(IV.30)}$$

Дробь в правой части равенства просто выражается через модуль коэффициента отражения от нагрузки фидера.

Коэффициент отражения в начале фидера, измеряемый в сторону нагрузки (рис. IV. 5, *б*)

$$p = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \frac{r + jx - 1}{r + jx + 1}.$$

Модуль коэффициента отражения в квадрате

$$|p|^2 = \frac{(r-1)^2 + x^2}{(r+1)^2 + x^2}.$$

Разность

$$1 - |p|^2 = \frac{(r+1)^2 + x^2 - (r-1)^2 - x^2}{(r+1)^2 + x^2} = \frac{4r}{(r+1)^2 + x^2}$$

совпадает с дробью в правой части выражения (IV.30). Поэтому

$$P = P_{опт}(1 - |p|^2). \qquad \text{(IV.31)}$$

В линии передачи без потерь (или практически с достаточно малыми потерями) модуль коэффициента отражения не меняется по длине линии и будет одинаковым как в сечении линии у антенны, так и в сечении у приемника.

Как известно, модуль p просто связан с коэффициентом бегущей волны $k_{бв}$

$$|p| = \frac{1 - k_{бв}}{1 + k_{бв}}.$$

Подставляя это значение $|p|$ в (IV.31), получаем

$$P = P_{опт}\left[1 - \frac{(1 - k_{бв})^2}{(1 + k_{бв})^2}\right] = P_{опт}\frac{4k_{бв}}{(1 + k_{бв})^2}. \qquad \text{(IV.32)}$$

Последнее выражение дает простую связь мощности, отдаваемой антенной в приемник, несогласованный с фидером, с оптимальной мощностью антенны и $k_{бв}$ в фидерном тракте при условии, что сопротивление самой антенны согласовано с волновым сопротивлением фидера (волновода).

3. НЕКОТОРЫЕ СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К ПРИЕМНЫМ АНТЕННАМ

Выше было показано, что основные параметры приемной антенны определяются по известным параметрам той же антенны, используемой в режиме передачи.

Однако требования, предъявляемые к приемным и передающим антеннам, могут несколько отличаться. Так, например, при конструировании и эксплуатации приемных антенн отпадают трудности, связанные с вопросами перенапряжений.

В некоторых случаях вопрос повышения к. п. д. антенны теряет свое первостепенное значение. Это, как показывается далее, относится, например, к приемным антеннам длинных и средних волн. Поэтому потери в проводах приемной антенны и изоляторах часто не играют такой большой роли, как в случае передающих антенн, и конструкция приемных антенн может быть значительно проще. Простейшие проволочные приемные антенны часто работают в диапазоне волн без настройки антенной цепи.

С другой стороны, в некоторых случаях к приемным антеннам предъявляются более жесткие требования в отношении диаграмм направленности.

Направленное действие приемных антенн используется для различных целей. Так, например, в радиолокации и в радионавигации направленные антенны служат для определения направления на объект. В радиотехнической аппаратуре всевозможного назначения применение направленных приемных антенн способствует уменьшению напряжения внешних помех на входе приемника.

К числу внешних радиопомех относятся: атмосферные помехи, вызванные электрическими разрядами в атмосфере; космические помехи, обусловленные электромагнитными излучениями, происходящими за пределами земной атмосферы; промышленные помехи, возникающие при работе электрической аппаратуры различного назначения (например, систем зажигания двигателей внутреннего сгорания и др.); помехи от действующих передающих радиостанций, в том числе помехи, создаваемые преднамеренно.

Перечисленные выше помехи называются внешними, в отличие от внутренних шумов радиоприемника, возникающих в нем вследствие флюктуационных явлений в контурах и лампах.

Внешние помехи, например, от работающих радиостанций, в некоторых случаях, приходят с определенного направления. Пусть сигнал принимаемой радиостанции или сигнал, отраженный от цели (в случае радиолокации), приходит с другого направления. В этом случае применение приемной направленной антенны является эффективным средством устранения вредного влияния действия помехи. Однако должный эффект может быть получен лишь при условии, что боковые лепестки диаграммы направленности имеют небольшую величину. Действенным средством борьбы с помехой, приходящей с определенного направления, может явиться приемная антенна, у которой регулируется направление нулевого приема. Рис. IV.6 поясняет принцип использования такой антенны для борьбы с помехой. Как видно из рис. IV.6, *б*, ориентацией «нуля» диаграммы в направлении помехи можно теоретически полностью ликвидировать ее действие, а практически значительно ослабить. При этом главный лепесток диаграммы не должен быть слишком узким для того, чтобы изменение направления нулевого приема не вызывало значительного ослабления принимаемого сигнала.

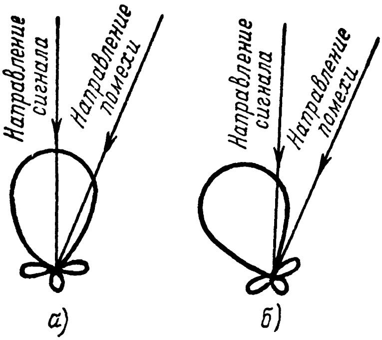


Рис. IV.6. Положение диаграммы направленности приемной антенны, при которой помеха эффективно принимается (а); ориентация «нуля» диаграммы в направлении помехи при незначительном ослаблении принимаемого сигнала (б).

В случае помех, равномерно распределенных в пространстве и действующих со всех направлений, применение приемной направленной антенны увеличивает соотношение между мощностью полезного сигнала и мощностью внешних помех. Можно доказать, что *это отношение прямо пропорционально коэффициенту направленного действия приемной антенны.*

Действительно, предположим, что помехи приходят в точку приема одновременно со всех направлений и характеризуются напряженностью поля $E_п$. Мысленно окружим приемную антенну сферой радиуса r и выделим на ее поверхности элементарную площадку $dS = r^2 \sin\theta d\varphi d\theta$, где θ и φ — меридиональная и азимутальная угловые координаты площадки. Поле помехи, действующей на антенну в пределах элементарного телесного угла $\frac{ds}{r^2} = \sin\theta d\varphi d\theta$, будет выделять на входе приемника мощность $dP_п$, пропорциональную величине указанного телесного угла, плотности потока энергии $\left(\frac{E_п^2}{120\pi}\right)$ и эффективной площади антенны $A_{\varphi,\theta}$ в направлении, характеризуемом углами φ и θ

$$dP_п = B\frac{E_п^2}{120\pi}A_{\varphi,\theta}\sin\theta d\varphi d\theta,$$

где B — коэффициент, учитывающий степень рассогласования антенн с приемником, а также к. п. д. антенны;

$$A_{\varphi,\theta} = \frac{D_{\varphi,\theta}\lambda^2}{4\pi} = \frac{DF^2(\varphi,\theta)\lambda^2}{4\pi}; \tag{IV.33}$$

D — максимальный коэффициент направленного действия антенны;

$F(\varphi,\theta)$ — значение нормированной диаграммы направленности в направлении φ, θ.

Так как фазы поля помех меняются по случайным законам, следует считать, что они могут иметь любые равновероятные значения. В этом случае общую мощность от помех на входе приемника, приходящих со всех направлений, можно найти как сумму мощностей по всем элементарным телесным углам:

$$P_п = \int\limits_{\varphi=0}^{2\pi}\int\limits_{\theta=0}^{\pi} B\frac{E_п^2}{120\pi}A_{\varphi,\theta}\sin\theta d\varphi d\theta.$$

Если принять, что амплитуда поля помех, приходящих с различных направлений одинакова, тогда $E_п$ можно вынести за знак интеграла. Учитывая также (IV.33), получаем

$$P_п = \frac{BE_п^2D\lambda^2}{480\pi^2}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi}F^2(\varphi,\theta)\sin\theta d\varphi d\theta = \frac{BE_п^2\lambda^2}{120\pi}. \tag{IV.34}$$

Здесь учтено основное выражение для КНД антенны (III.8). Мощность, выделяемая на входе приемника полезным сигналом, приходящим с направления максимального приема на основании (IV.24):

$$P_c = B\frac{E_c^2D\lambda^2}{480\pi^2}. \tag{IV.35}$$

Отношения мощностей (IV.35) и (IV.34)

$$\frac{P_c}{P_п} = \frac{E_c^2D}{E_п^2 4\pi}. \tag{IV.36}$$

Полученное выражение (IV.36) показывает, что отношение мощности полезного сигнала на входе приемника к мощности помех пропорционально коэффициенту направленного действия приемной антенны. Иначе говоря, применение направленной приемной антенны с коэффициентом направленного действия D вместо ненаправленной дает в отношении превышения мощности сигнала над помехами на входе приемника тот же эффект, что и увеличение мощности передатчика в D раз.

4. ТРЕБОВАНИЯ К МОЩНОСТИ СИГНАЛА, НЕОБХОДИМОЙ ДЛЯ РАДИОПРИЕМА

На входе приемника вместе с напряжением принимаемых сигналов возникают напряжения различных шумов и помех. Для нормального приема необходимо, чтобы мощность полезного сигнала имела достаточную величину по отношению к мощности помех.

Вопрос о различных видах шумов и расчете величины их мощностей более подробно излагается в литературе по радиоприемным устройствам. Рассмотрим кратко этот вопрос и выясним, какие в связи с этим возникают требования к параметрам приемной антенны.

Источниками внутренних (собственных) шумов приемного устройства являются его различные элементы: контуры, лампы, полупроводниковые (кристаллические) приборы и т. д. К этим шумам добавляются собственные шумы приемной антенны. Общая мощность указанных собственных шумов на входе приемника (в ваттах) определяется выражением

$$P_{\text{шс}} = kT_0 \Delta f N \simeq 0{,}41 \cdot 10^{-20} \Delta f N. \qquad \text{(IV.37)}$$

Здесь $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{дж}}{\text{град}}$ — постоянная Больцмана;

Δf — полоса пропускания приемного устройства, *гц*;

T_0 — температура эквивалента антенны в градусах Кельвина ($273°\text{K} = 0°\text{C}$), принимаемая равной $T_0 \simeq 300°$; $N = n - 1$;

n — коэффициент шума (шум-фактор), определяемый как отношение полной мощности всех внутренних шумов к мощности собственных шумов эквивалента приемной антенны.

Отношение указанных мощностей берется на входе приемника, причем предполагается, что антенна согласована со своей нагрузкой (приемником).

По данным зарубежной печати для современных приемников значение n в диапазоне волн 1—3 *м* составляет величину порядка 10—3, а в диапазоне волн 3—30 *см* — примерно 50—10. Для приемников с молекулярными усилителями значение n заметно уменьшается и приближается к единице.

Мощность внешних помех $P_{\text{п. вп}}$, поступающая на вход приемника, зависит от напряженности поля этих помех, характера распределения их источников в пространстве, параметров приемной антенны и степени согласования ее с приемником. Мощность указанных помех, равномерно распределенных в пространстве, на основании (IV.36) можно определить как

$$P_{\text{п. вн}} = \frac{E_{\text{п}}^2 4\pi}{E_{\text{с}}^2 D} P_{\text{с}}. \qquad \text{(IV.38)}$$

Здесь $E_{\text{п}}$ и $E_{\text{с}}$ — действующее значение напряженности поля внешних помех и полезного сигнала в точке приема;

D — коэффициент направленного действия приемной антенны;

$P_{\text{с}}$ — мощность, поступающая на вход приемника от полезного сигнала, приходящего с направления максимального приема, равная на основании (IV.28) величине

$$P_{\text{с}} = \eta\gamma P_{\text{опт}},$$

где η — к. п. д. антенны; при наличии фидера, соединяющего антенну с приемником под η, следует подразумевать общий к. п. д. антенны и фидерного тракта;

γ — коэффициент согласования антенны с нагрузкой.

Полагая, что приемная антенна согласована с нагрузкой (приемником), т. е. что $\gamma = 1$, и, учитывая выражение (IV.23), для $P_{\text{опт}}$ получаем

$$P_{\text{с}} = \eta \frac{D E_{\text{с}}^2 \lambda^2}{480\pi^2}. \qquad \text{(IV.39)}$$

Подставляя (IV.39) в (IV.38), получаем

$$P_{\text{п. вн}} = \eta \frac{E_{\text{п}}^2 \lambda^2}{120\pi}. \qquad \text{(IV.40)}$$

Общая мощность помех (шумов) на входе приемника

$$P_{п}=P_{п.\,вн}+P_{шс}=\eta\frac{E_{п}^2\lambda^2}{120\pi}+kT_0\Delta fN. \qquad (IV.41)$$

Мощность сигнала должна иметь по отношению к мощности помех достаточную величину, обычно должна превышать ее в некоторое число, не меньшее, чем β^2 раз.

Это условие можно записать в следующем виде:

$$P_{с}\geqslant P_{с\,мин}=\beta^2 P_{п}, \qquad (IV.42)$$

где $P_{с\,мин}$ — минимальное значение необходимой мощности полезного сигнала.

Значение коэффициента β зависит от характера сигнала и метода радиоприема. Обычно $\beta\geqslant 1$, однако при некоторых специальных способах радиоприема допустимо, чтобы величина β была меньше 1, т. е. уровень помех превышал уровень сигнала.

Подставляем в (IV.42) значение $P_{с}$ из (IV.39) и $P_{п}$ из (IV.41)

$$P_{с}=\eta\frac{DE_{с}^2\lambda^2}{480\pi^2}\geqslant P_{с\,мин}=\beta^2\left[\frac{\eta E_{п}^2\lambda^2}{120\pi}+kT_0\Delta fN\right]. \qquad (IV.43)$$

Решая последнее неравенство относительно $E_{с}$, получаем

$$E_{с}\geqslant E_{с\,мин}=2\beta\sqrt{\frac{\pi}{D}}\sqrt{E_{п}^2+\frac{120\pi kT_0\Delta fN}{\lambda^2\eta}}. \qquad (IV.44)$$

Последнее выражение дает ответ на вопрос о том, какой должна быть минимальная величина напряженности поля принимаемого сигнала при заданном значении напряженности поля внешних помех ($E_{п}$), известных параметрах антенны, шум-факторе приемника и его полосе пропускания.

Для ультракоротких волн характерным является малая интенсивность внешних помех по сравнению с интенсивностью внутренних шумов

$$E_{п}^2\ll\frac{120\pi}{\lambda^2}\,\frac{NkT_0\Delta f}{\eta}.$$

Поэтому в указанном диапазоне минимальная величина напряженности поля сигнала

$$E_{\text{с мин}} \simeq \beta \sqrt{\frac{480\pi^2 NkT_0\Delta f}{\lambda^2 D\eta}} = \beta \sqrt{\frac{480\pi^2 NkT_0\Delta f}{\lambda^2 G}} \quad \text{(IV.45)}$$

существенно зависит от коэффициента усиления приемной антенны ($G=\eta D$). При уменьшении G потребная для приема напряженность поля заметно возрастает.

Для средних, длинных и сверхдлинных волн характерным является значительный уровень внешних помех так, что

$$E_{\text{п}}^2 \gg \frac{120\pi NkT_0\Delta f}{\lambda^2\eta}. \quad \text{(IV.46)}$$

При выполнении последнего условия, минимальная величина напряженности поля сигнала

$$E_{\text{с мин}} \simeq \frac{2\sqrt{\pi}\beta E_{\text{п}}}{\sqrt{D}} \quad \text{(IV.47)}$$

уже не зависит от к. п. д. антенны η. На практике прием на длинных волнах обычно осуществляется с помощью антенн, имеющих низкий к. п. д.

На коротких волнах, когда уровни внешних помех и внутренних шумов соизмеримы, потребную напряженность поля сигнала следует рассчитывать по общей формуле (IV.44). В этом диапазоне волн к. п. д. приемной антенны начинает играть заметную роль.

ЧАСТЬ II

ПРОВОЛОЧНЫЕ АНТЕННЫ

ВВЕДЕНИЕ

Под проволочными антеннами в дальнейшем подразумеваются антенны, составленные из проводников, поперечные размеры которых малы по сравнению с продольными, а также по сравнению с длиной волны. Такие антенны применялись в первых длинноволновых радиотехнических устройствах, начиная с конца прошлого столетия. Теория и методы инженерного расчета этих антенн разработаны в наибольшей степени.

Проволочные антенны в настоящее время используются не только на длинных, но и на средних, коротких и метровых волнах. В некоторых случаях подобные антенны применяются и на дециметровых и даже сантиметровых волнах. Однако для диапазона сверхвысоких частот такие излучатели не являются типичными и обычно служат лишь в качестве элементов, входящих в состав более сложных антенных устройств.

Среди проволочных антенн различают *антенны открытые* (или разомкнутые) *и замкнутые. Открытая антенна выполняется в виде провода или системы проводов, изолированных на конце*, располагаемых определенным образом в пространстве. К числу таких антенн относятся упомянутые в общем введении симметричный вибратор, вертикальный провод, заземленный в основании и изолированный на конце или снабженный горизонтальной частью, и др. Открытые антенны широко применяются для целей радиосвязи, в радиовещании, а также в аппаратуре специального назначения.

Замкнутая антенна, как показывает само название, *представляет собой провод в виде замкнутого контура* *той или иной конфигурации*, к зажимам которого присоединяется передатчик или приемник. Замкнутые антенны применяются главным образом в радионавигации. При использовании на длинных и средних волнах, когда размеры замкнутых антенн оказываются малыми, по сравнению с длиной волны, их часто называют рамочными антеннами.

Проволочные антенны можно подразделить на *несимметричные и симметричные. В несимметричной антенне один из ее зажимов соединяется с заземлением или противовесом* и имеет нулевой потенциал. С этой же точкой соединяется и соответствующий выходной зажим генератора. Несимметричные антенны являются типичными для диапазона длинных и средних волн.

Зажимы симметричных антенн имеют потенциалы, одинаковые по величине, но обратные по знаку относительно нулевого потенциала, за который принимается потенциал земли или корпуса прибора. Симметричная антенна состоит из двух половин, которые должны быть совершенно симметричны.

Замкнутые антенны, как правило, выполняются симметричными.

Открытые антенны могут быть несимметричными и симметричными. Открытые симметричные антенны являются характерными для диапазона коротких и ультракоротких волн. Типичным примером таких антенн является симметричный вибратор, коротко рассмотренный ранее в общем введении книги (рис. 0.4). Теория симметричного вибратора имеет большое значение для изучения открытых проволочных антенн. Это объясняется тем, что симметричный вибратор сам по себе является весьма распространенной антенной. Далее, многие типы антенн коротких и ультракоротких волн образуются из групп вибраторов, располагаемых определенным образом в пространстве. Кроме того, теория вертикальных заземленных (несимметричных) антенн может быть построена на основе теории симметричного вибратора.

По этой причине далее в первую очередь подробно рассматривается теория симметричного вибратора (гл. V).

В основу теории замкнутых проволочных антенн может быть положена теория кольцевой антенны, излагаемая в гл. VII.

На работу многих типов проволочных антенн заметное влияние оказывает земля. Учет влияния земли на параметры антенн рассматривается в гл. VIII.

Наконец в последних главах II части книги приводится описание принципа работы и излагаются методы расчета основных параметров антенн длинных, средних, коротких и метровых волн, а также фидерных систем проволочного типа.

ГЛАВА V.

ТЕОРИЯ СИММЕТРИЧНОГО ВИБРАТОРА

1. ВВЕДЕНИЕ

Симметричный вибратор представляет собой прямолинейный проводник, у которого в симметричных (относительно середины) *точках токи равны по величине и имеют одинаковое направление в пространстве.* На рис. V.1 показан пример распределения тока, характерного для симметричного вибратора. Здесь в симметричных точках z и $-z$ выполняется условие

$$I_{(z)} = I_{(-z)}. \qquad (V.1)$$

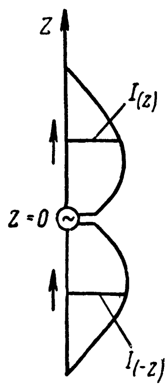


Рис. V. 1. Симметричный вибратор

Стрелки на рисунке показывают, что токи в указанных симметричных точках имеют одинаковое направление. Естественно, что стрелки показывают направление тока лишь для некоторого момента времени.

Для получения симметричного распределения тока в вибраторе можно, например, источник э. д. с. высокой частоты включить в его середину, как показано на рисунке. Однако в некоторых случаях симметричное распределение тока можно получить и при других способах питания вибратора.

При исследовании симметричного вибратора, как и всякой другой антенны, нас в первую очередь будет интересовать вопрос о таких параметрах, как диаграмма направленности, поляризация поля, действующая высота и входное сопротивление антенны. Ответ на вопрос об этих параметрах может быть сравнительно легко получен, если известно распределение тока по длине вибратора. В самом деле, по известному току в проводе можно определить напряженность поля в дальней зоне и соответственно диаграмму направленности (а также поляризацию поля) с помощью выражений, полученных в гл. 1. Отношение напряжения в точках питания к току в этих же точках определяет собой входное сопротивление антенны. Таким образом, прежде всего необходимо рассмотреть задачу о распределении тока на симметричном вибраторе, возбуждаемом заданным источником э. д. с. Эта задача для цилиндрического вибратора произвольной толщины является настолько сложной, что строгое решение ее не получено до настоящего времени. Для тонких вибраторов конечной толщины распределение тока при вынужденных колебаниях может быть найдено в результате приближенного решения некоторого интегрального уравнения. Этот метод был развит в работах Галлена, Кинга и Гаррисона, а также Леонтовича и Левина*. Изложение метода можно найти, например, в книге Аарони «Антенны»**. Значительно более просто, но зато менее точно распределение тока может быть найдено путем замены симметричного вибратора некоторой эквивалентной двухпроводной линией. Эти два метода решения задачи о симметричном вибраторе более подробно рассматриваются в следующем параграфе. Заметим здесь, что для решения указанной задачи известны еще и другие способы, которые мы сейчас перечислим.

Метод биконической антенны, предложенный и разработанный Щелкуновым.*** Идея этого метода состоит в том, что симметричный вибратор длиной $2l$ заменяется двумя тонкими конусами той же длины, которые рассматриваются как однородная биконическая линия (т. е. линия с неизменным волновым сопротивлением) длиной l, нагруженная на конце комплексным

---

* М. Леонтович и М. Левин. К теории возбуждения колебаний в вибраторах антенн. ЖТФ, 1944, т. XIV, вып. 9, стр. 481.

** Аарони Антенны, пер. с анг. под ред. Шпунтова, «Советское радио», 1951.

*** Schelkunoff, Proc. IRE Sept. 1941, vol. 29, p. 403.

сопротивлением, зависящим от волнового сопротивления линии, ее длины и длины волны.

Метод эллипсоидальной антенны. Идея метода заключается в том, что вибратор заменяется эллипсоидом вращения и решаются уравнения Максвелла в сфероидальной системе координат. Этот метод впервые был использован Абрагамом (1898 г.) для изучения свободных колебаний симметричного вибратора, в котором запасенная энергия расходуется на излучение. Подобная, но более сложная задача о вынужденных колебаниях решалась А. Е. Сузантом (1937 г.), а также Чу и Стрэттоном (1941 г.).

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА И ЗАРЯДА НА ВИБРАТОРЕ

Задачу о распределении тока на симметричном вибраторе рассмотрим на основании так называемой строгой теории. Ввиду того, что подробное изложение вопроса потребовало бы очень много места, ниже дается сокращенное и несколько упрощенное решение задачи *.

Рассматривается симметричный вибратор из цилиндрических проводов общей длиной $2l$ и диаметром $2a$, как показано на рис. V.2. В дальнейшем предполагается, что радиус провода настолько мал по сравнению с его длиной, что выполняется условие

$$2\ln\frac{2l}{a} \gg 1. \qquad \text{(V.2)}$$

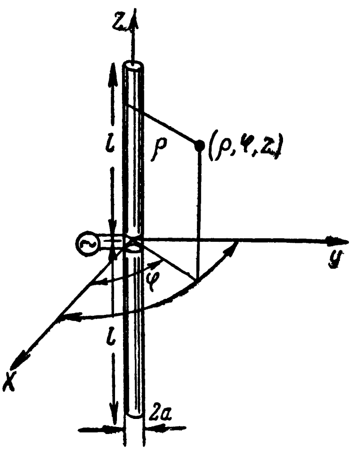


Рис. V.2. Симметричный вибратор из цилиндрических проводов.

Кроме того, радиус a считается малым по сравнению с длиной волны, так что

$$ka = \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1. \qquad \text{(V.2a)}$$

* Подробное изложение задачи, как упоминалось выше, можно найти например, в книге (Аарони) Антенны. пер. с англ. под ред. Шпунтова, «Советское радио», 1951.

Это дает право считать, что на конце провода **ток** равен нулю.

Для определения напряженности электрического поля, создаваемого во внешнем пространстве проводником с током, в гл. I были получены выражения (I.18) или (I.20). В рассматриваемом случае магнитные токи отсутствуют, поэтому $\overline{F}=0$. Кроме того, можно считать, что проводимость среды $g=0$. Можно доказать, что для провода с малым сечением интеграл по объему (I.20) заменяется интегралом по длине Учитывая сказанное, (I.18) и (I.20) перепишем в виде

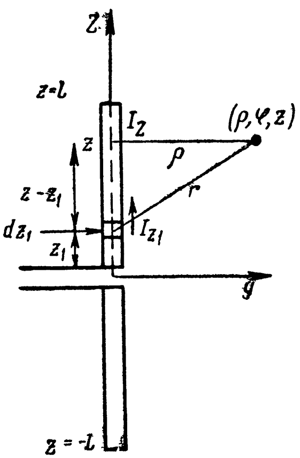


Рис. V.3. Обозначения к определению векторного потенциала A_z.

$$\overline{E} = -j\omega\overline{A} - j\,\frac{\operatorname{grad}\operatorname{div}\overline{A}}{\omega\varepsilon\mu} =$$

$$= -j\omega\overline{A} - j\,\frac{c^2}{\omega}\,\nabla(\nabla\overline{A}), \qquad (V.3)$$

$$\overline{A} = \frac{\mu}{4\pi}\int_{-l}^{l}\frac{I e^{-jkr}}{r}\,\overline{dl}, \qquad (V.4)$$

где I — ток в элементе dl.

Так как ток на всех элементах провода направлен вдоль оси z, вектор $\overline{A}$ будет иметь только составляющую A_z

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi}\int_{-l}^{l}\frac{I_{z_1} e^{-jkr}}{r}\,dz_1. \qquad (V.5)$$

Здесь (на рис. V.3) $r=\sqrt{\rho^2+(z-z_1)^2}$, z_1 — координата элемента dz_1 с током I_{z_1}.

Соответственно составляющая напряженности поля вдоль поверхности провода

$$E_z = -j\omega A_z - j\,\frac{c^2}{\omega}\,\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} = -j\,\frac{\omega}{k^2}\left(\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + k^2 A_z\right), \qquad (V.6)$$

где $k=\dfrac{\omega}{c}$.

Если принять, что провод вибратора имеет идеальную проводимость, тогда на его поверхности касательная составляющая поля должна равняться нулю

$$E_z = 0.$$

Исключение составляет лишь точка $z=0$, так как там включен источник э. д. с. с напряжением U_A. Следовательно, из (V.6) для всех точек провода, за исключением точки $z=0$:

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + k^2 A_z = 0. \qquad (V.7)$$

Уравнение (V.7) является однородным дифференциальным уравнением второго порядка и его общее решение можно записать в виде

$$A_z = -\frac{j}{c}(C_1 \cos kz + C_2 \sin kz). \tag{V.8}$$

Здесь C_1 и C_2 произвольные постоянные, а множитель $-\frac{j}{c}$ введен для удобства.

Постоянная C_2 может быть определена в результате использования условия о том, что в середине провода (при $z=0$) потенциал претерпевает скачок, равный напряжению источника U_A, взятому с обратным знаком. Для этого перепишем уравнение (V.6) в окрестностях точки $z=0$

$$E_z = -\frac{j\omega}{k^2}\left(\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + k^2 A_z\right) \neq 0,$$

что соответствует уравнению

$$\frac{d\left(\frac{dA_z}{dz}\right)}{dz} + k^2 A_z = j\frac{k^2}{\omega} E_z. \tag{V.9}$$

Отметим, что для симметричного вибратора выполняется условие (V.1) вследствие чего

$$A_z(z) = A_z(-z). \tag{V.10}$$

Интегрируя (V.9), получим *

$$\left.\frac{dA_z}{dz}\right|_{z=-0}^{z=+0} + k^2 \int\limits_{z=-0}^{z=+0} A_z dz = j\frac{k^2}{\omega}\int\limits_{z=-0}^{z=+0} E_z dz.$$

Первое слагаемое в левой части равенства определяет скачок производной от A_z. Второе слагаемое обращается в нуль. Интеграл в правой части равенства равен напряжению источника U_A, взятому с обратным знаком.

Следовательно,

$$\left.\frac{dA_z}{dz}\right|_{z=+0} - \left.\frac{dA_z}{dz}\right|_{z=-0} = -j\frac{k^2}{\omega}U_A. \tag{V.11}$$

Для определения разности в левой части последнего выражения следует учесть условие (V.10).

Поэтому

$$A_z(z) = -\frac{j}{c}(C_1 \cos kz + C_2 \sin kz) \text{ для } z > 0, \tag{V.12а}$$

$$A_z(z) = -\frac{j}{c}(C_1 \cos kz - C_2 \sin kz) \text{ для } z < 0. \tag{V.12б}$$

---

* См. теорию функции Грина. В. И. Смирнов. Курс высшей математики, т. IV, Гостехиздат, 1951, стр. 515—518.

Определяя производные $\frac{dA_z}{dz}$ при $z=+0$ и $z=-0$ и подставляя их в (V.10), получим

$$\left.\frac{dA_z}{dz}\right|_{z=+0}-\left.\frac{dA_z}{dz}\right|_{z=-0}=-\frac{2jC_2k}{c}=-j\frac{k^2}{\omega}U_A=-j\frac{k}{c}U_A,$$

откуда

$$C_2=\frac{U_A}{2}. \tag{V.13}$$

Подставляя в (V.8) значение C_2 из (V.13) и A_z из (V.5), получаем

$$j\frac{c\mu}{4\pi}\int\limits_{-l}^{l}\frac{I_{z_1}e^{-jkr}}{r}\,dz_1=C_1\cos kz+\frac{1}{2}U_A\sin k\,|z|. \tag{V.14}$$

Неизвестная функция I_{z_1} находится под знаком интеграла, поэтому уравнение (V.14) называется интегральным. Знак абсолютного значения z во втором слагаемом правой части равенства (V.14) введен из-за условия симметрии (V.11).

Для получения ответа на поставленный в данном параграфе вопрос о распределении тока вдоль вибратора необходимо решить уравнение (V.14).

В качестве первого шага решения, преобразуем интеграл в (V.14) следующим образом.

$$\int\limits_{-l}^{l}\frac{I_{z_1}e^{-jkr}}{r}\,dz_1=\int\limits_{-l}^{l}\frac{I_z+I_{z_1}e^{-jkr}-I_z}{r}\,dz_1=$$

$$=I_z\int\limits_{-l}^{l}\frac{dz_1}{r}+\int\limits_{-l}^{l}\frac{I_{z_1}e^{-jkr}-I_z}{r}\,dz_1. \tag{V.15}$$

Ток I_z зависит от координаты z, в то время как переменной интегрирования является z_1. Поэтому ток I_z можно считать не зависящим от z_1 и вынести из-под знака интеграла. Интегрируя первое слагаемое в правой части (V.15) и полагая $\rho=a$ (см. рис. I.3), получим

$$\int\limits_{-l}^{l}\frac{dz_1}{r}=\Omega+\ln\left[1-\left(\frac{z}{l}\right)^2\right]+\delta, \tag{V.16}$$

гд

$$\Omega=2\ln\frac{2l}{a}; \tag{V.17}$$

$$\delta=\ln\left\{\frac{1}{4}\left[\sqrt{1+\left(\frac{a}{l-z}\right)^2}+1\right]\left[\sqrt{1+\left(\frac{a}{l+z}\right)^2}+1\right]\right\}. \tag{V.18}$$

Подставляя (V.16) в (V.15) и далее в (V.14), получим

$$I_z = \frac{-j4\pi}{c\mu\Omega}\left(C_1 \cos kz + \frac{1}{2} U_A \sin k\,|z|\right) -$$

$$-\frac{1}{\Omega}\left\{I_z \ln\left[1 - \left(\frac{z}{l}\right)^2\right] + I_z\delta + \int_{-l}^{l} \frac{I_{z_1} e^{-jkr} - I_z}{r}\, dz_1\right\}. \quad (V.19)$$

На конце вибратора, т. е. при $z = l$, ток $I_z = 0$. Поэтому

$$0 = \frac{-j4\pi}{c\mu\Omega}\left(C_1 \cos kl + \frac{1}{2} U_A \sin kl\right) - \frac{1}{\Omega}\int_{-l}^{l} \frac{I_{z_1} e^{-jkr_1}}{r_1}\, dz_1, \quad (V.20)$$

где

$$r_1 = \sqrt{(l - z_1)^2 + a^2}.$$

Далее, вычитая (V.20) из (V.19), получаем

$$I_z = \frac{-j4\pi}{c\mu\Omega}\left[C_1 (\cos kz - \cos kl) + \right.$$

$$\left. + \frac{U_A}{2}(\sin k\,|z| - \sin kl)\right] - \frac{1}{\Omega}\left\{I_z \ln\left[1 - \left(\frac{z}{l}\right)^2\right] + I_z\delta + \right.$$

$$\left. + \int_{-l}^{l} \frac{I_{z_1} e^{-jkr} - I_z}{r}\, dz_1 - \int_{-l}^{l} \frac{I_{z_1} e^{-jkr_1}}{r_1}\, dz_1\right\}. \quad (V.21)$$

Последнее интегральное уравнение решается относительно I_z методом последовательных приближений.

В качестве приближения «нулевого порядка» принимается первое из двух слагаемых в правой части (V.21)

$$I_{z_0} = -\frac{j4\pi}{c\mu\Omega}\left[C_1 (\cos kz - \cos kl) + \frac{U_A}{2}(\sin k\,|z| - \sin kl)\right]. \quad (V.22)$$

Как будет видно из дальнейшего, это «нулевое приближение» определяет собой основное слагаемое в распределении тока.

Введем обозначения

$$F_{0z} = \cos kz - \cos kl;$$
$$G_{0z} = \sin k\,|z| - \sin kl. \quad (V.23)$$

Тогда

$$I_{z0} = \frac{-j4\pi}{c\mu\Omega}\left(C_1 F_{0z} + \frac{U_A}{2} G_{0z}\right). \quad (V.22a)$$

Подставляя выражение (V.22) для тока в правую часть уравнения (V.21), можно получить для тока приближение «первого порядка»

$$I_{z_1} = -\frac{j4\pi}{c\mu\Omega}\left[C_1\left(F_{0z} + \frac{F_{1z}}{\Omega}\right) + \frac{1}{2} U_A\left(G_{0z} + \frac{G_{1z}}{\Omega}\right)\right. . \quad (V.24)$$

Здесь

$$F_{1z} = F_1(z) - F_1(l);$$

$$F_1(z) = -F_{0z}\ln\left[1-\left(\frac{z}{l}\right)^2+F_{0z}\delta-\int\limits_{-l}^{l}\frac{F_{0z1}e^{-jkr}-F_{0z}}{r}dz_1\right.;$$

$$F_1(l) = -\int\limits_{-l}^{l}\frac{F_{0z_1}e^{-jkr_1}}{r_1}dz_1;$$

$$G_{1z} = G_1(z) - G_1(l),$$

где $G_1(z)$ имеет такое же выражение, как $F_1(z)$, если только заменить F на G, а $G_1(l)$, имеет такое же выражение как и $F_1(l)$, после аналогичной замены F на G.

Если далее подставим выражение для тока из (V.24) в правую часть равенства (V.21), получим для I_z приближение второго порядка и т. д.

Окончательное решение получается в виде ряда

$$I_z = \frac{-j4\pi}{c\mu\Omega}\left[C_1\left(F_{0z}+\frac{F_{1z}}{\Omega}+\frac{F_{2z}}{\Omega^2}+\ldots\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{2}U_A\left(G_{0z}+\frac{G_{1z}}{\Omega}+\frac{G_{2z}}{\Omega}+\ldots\right)\right], \qquad \text{(V.25)}$$

где постоянная C_1 определяется следующим выражением:

$$C_1 = -\frac{U_A}{2}\,\frac{\sin kl+\frac{1}{\Omega}G_1(l)+\ldots}{\cos kl+\frac{1}{\Omega}F_1(l)+\ldots}. \qquad \text{(V.26)}$$

После подстановки C_1 из (V.26) в (V.25) и ряда преобразований окончательно получаем, учитывая, что $\frac{2\pi}{c\mu}=\frac{1}{60}$:

$$I_z = \frac{jU_A}{60\Omega}\left[\frac{\sin k(l-|z|)+\frac{\beta_1}{\Omega}+\frac{\beta_2}{\Omega^2}+\ldots}{\cos kl+\frac{\alpha_1}{\Omega}+\frac{\alpha_2}{\Omega^2}+\ldots}\right], \qquad \text{(V.27)}$$

где $\alpha_1 = F_1(l)$,

$$\beta_1 = F_1(z)\sin kl - F_1(l)\sin k|z| + G_1(l)\cos kz - G_1(z)\cos kl.$$

Слагаемыми $\frac{\beta_2}{\Omega^2}$, $\frac{\alpha_2}{\Omega^2}$ и более высокого порядка ввиду их малости обычно можно пренебречь.

Для распределения тока на симметричном вибраторе при этом получается следующее приближенное выражение:

$$I_z \simeq \frac{jU_A}{60\Omega} \frac{\sin k(l - |z|) + \frac{\beta_1}{\Omega}}{\cos kl + \frac{\alpha_1}{\Omega}}. \qquad (V.28)$$

Здесь U_A — напряжение источника на зажимах вибратора;

$|z|$ — абсолютное значение координаты z, отсчитываемой вдоль вибратора от его середины;

Ω определяется выражением (V.17). Коэффициенты β_1 и α_1 являются комплексными величинами

$$\alpha_1 = \alpha_1^I + j\alpha_1^{II};$$

$$\beta_1 = \beta_1^I + j\beta_1^{II}. \qquad (V.29)$$

Значения этих коэффициентов, вычисленные в функции от $\frac{l}{\lambda}$, приведены в виде кривых на рис. V.4. Как видно из графиков, коэффициенты α_1^I и α_1^{II} не превосходят по величине 2, а коэффициенты β_1^I и β_1^{II} 4,5. Поэтому принимают, что выражение (V.28) является приблизительно справедливым для вибраторов, полная длина которых ($2l$) больше, чем диаметр ($2a$) в 75 раз, что соответствует $\Omega = 2\ln\frac{2l}{a} = 4{,}6\lg 150 = 10$. При этом слагаемые, которые содержат в знаменателе Ω^2, Ω^3 и т. д. как величины следующего порядка малости можно отбросить.

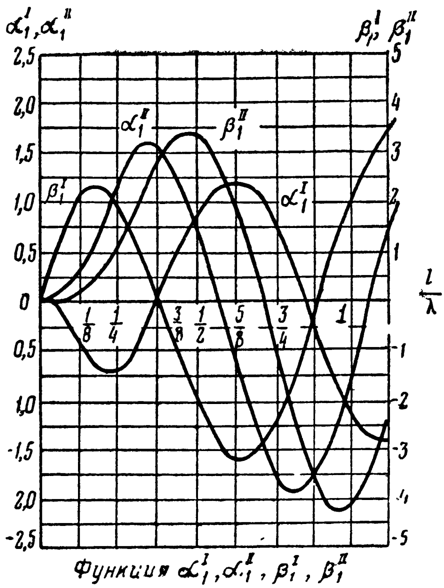


Рис. V.4. Коэффициенты α_1^I, α_1^{II}, β_1^I, β_1^{II} в зависимости от $\frac{l}{\lambda}$.

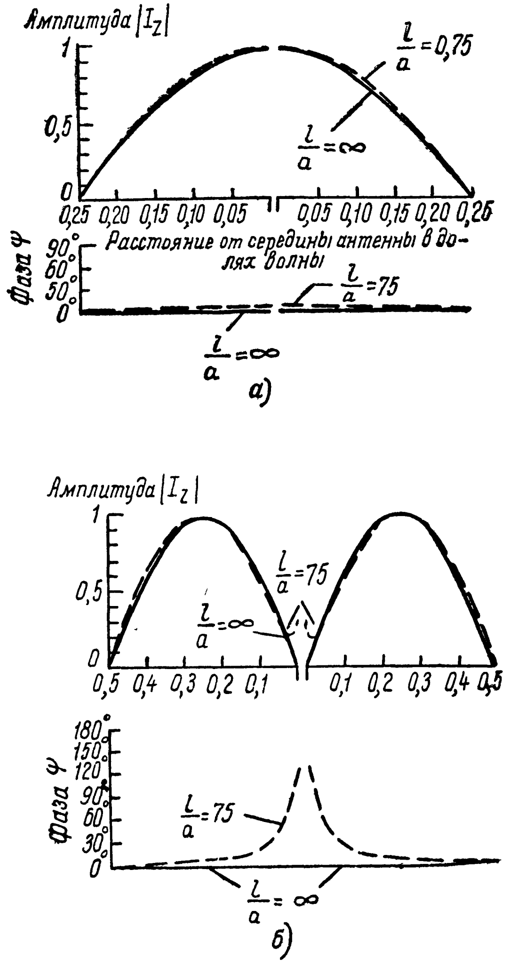


Рис. V.5. Кривые распределения амплитуд и фаз

а) $2l = \frac{\lambda}{2}$; *б)* $2l = \lambda$;

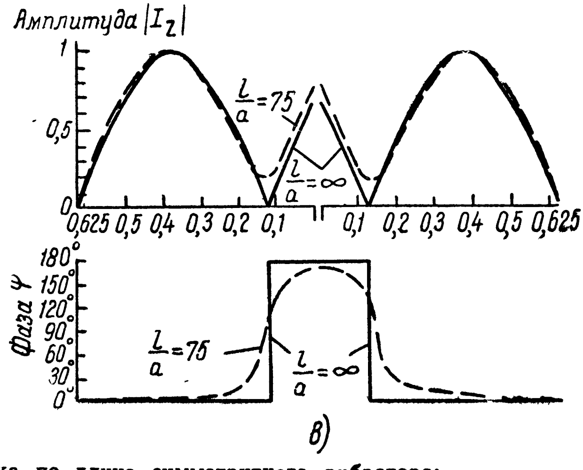
Формула (V.28) позволяет сравнительно просто рассчитать распределение амплитуд, а также изменение фазы тока по длине вибратора. На рис. V.5 приведены результаты соответствующих вычислений $\dot{I} = |I| e^{j\psi}$ для вибраторов разной длины $\left(2l = \frac{\lambda}{2};\ 2l = \lambda \text{ и } 2l = \frac{5}{4}\lambda\right)$ и разной толщины $\left(\frac{l}{a} = 75 \text{ и } \frac{l}{a} = \infty\right)$.

Случай $\frac{l}{a} = \infty$ соответствует бесконечно тонкому вибратору, для которого выражение (V.28) превращается в

$$I_z = \frac{jU_А}{60\Omega} \frac{\sin k(l - |z|)}{\cos kl}. \quad \text{(V.30)}$$

Нетрудно заметить, что это есть выражение для стоячей волны тока со значением в пучности

$$I_п = \frac{jU_А}{60\Omega \cos kl}. \quad \text{(V.31)}$$



тока по длине симметричного вибратора:

в) $2l = \frac{5}{4}\lambda$.

В узловых точках, т. е. в середине вибратора длиной $2l=\lambda$ или на расстояниях, равных $0{,}5\lambda$, от концов вибратора длиной $2l=\frac{5}{4}\lambda$ ток обращается в нуль. Для вибраторов «заметной» толщины ток в этих точках уже

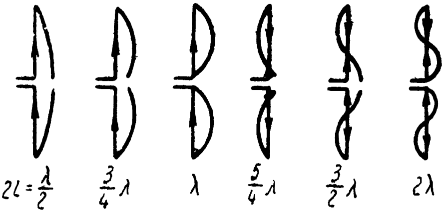


Рис. V.6. Примерное распределение тока на тонком симметричном вибраторе разной длины.

в нуль не обращается, а имеет конечное значение. Кроме того, минимум тока получается на расстояниях от концов вибратора, несколько меньших, чем $0{,}5\lambda$.

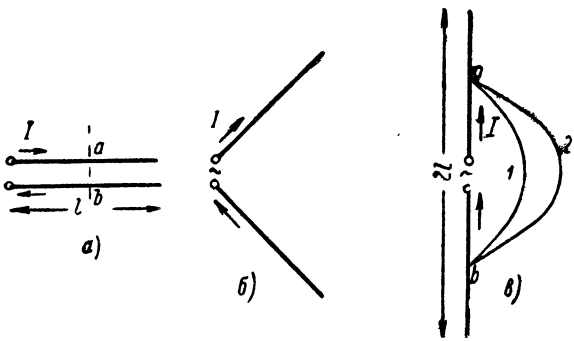


Рис. V.7. Переход от разомкнутой двухпроводной линии (*а*) к симметричному вибратору (*в*).

Итак, *распределение тока в очень тонком симметричном вибраторе имеет в первом приближении синусоидальный характер* и на основании (V.30) и (V.31) определяется выражением

$$I_z = I_п \sin k\,(l - |z|). \qquad \text{(V.32)}$$

На рис. V.6 показано несколько примеров приближенного распределения тока на симметричном вибраторе.

Выражение (V.32) совпадает с соответствующим выражением для распределения тока в двухпроводной линии без потерь, разомкнутой на конце. Это позволяет говорить об эквивалентности в отношении некоторых параметров, существующей между симметричным вибратором длиной $2l$ и отрезком разомкнутой линии длиной l. Действительно симметричный вибратор можно получить, если провода отрезка линии раздвинуть, как показано на рис. V.7. В отрезке линии и в вибраторе общим является то, что индуктивность и емкость распределены по их длине. Это и обусловливает некоторое сходство в распределении тока по длине указанных систем с распределенными параметрами. Однако, помимо сходства, в этих системах имеются и существенные различия. В двухпроводной линии из проводов, находящихся на одинаковом расстоянии друг от друга, погонные параметры (индуктивность, емкость) не меняются по длине. В симметричном вибраторе из цилиндрических проводов такого постоянства погонных параметров нет. Так, например, емкость между элементами провода, расположенными в симметричных точках, будет уменьшаться по мере удаления от середины вибратора к его краям. Кроме того, принципиальным отличием вибратора от линии является то, что первый представляет собой излучающую систему, в то время как линия при достаточно малом расстоянии между проводами является системой неизлучающей. В результате и возникают те различия в распределении тока на вибраторе по сравнению с синусоидальным, которые учитываются более точными выражениями, полученными выше.

В линии передачи наряду с распределением тока по длине, рассматривается также распределение напряжения. Вибратор создает электромагнитное поле излучения, которое не является потенциальным, и потому понятие напряжения и разности потенциалов здесь становится неопределенным.

Напряжение в любом поперечном сечении линии ab (рис. V.7, a) представляет собой разность потенциалов, определяемую выражением

$$U_{ab} = \int_a^b E dl, \tag{V.33}$$

где E — напряженность электрического поля вдоль пути между точками a и b;
dl — элемент длины пути.

Поле между проводами линии в перпендикулярной к ним плоскости носит электростатический характер, т. е. является потенциальным (обладает потенциалом). Поэтому разность потенциалов U_{ab}, определяемая интегралом (V.33), не зависит от пути интегрирования, если он лежит в одном и том же поперечном сечении и является вполне определенной величиной. Соответственно в замкнутом витке, помещенном в плоскости, перпендикулярной проводам линии передачи, э. д. с. наводиться не будет, так как виток не пронизывается магнитным потоком проводов линии.

Симметричный вибратор (рис. V.7, *в*) создает электромагнитное поле излучения, которое не является потенциальным, и потому понятие напряжения и разности потенциалов здесь становится неопределенным. Действительно, значение интеграла (V.33), вычисленного между точками ab по пути *1* (рис. V.7, *в*), будет отличаться от значения интеграла, вычисленного по пути *2*. Соответственно интеграл по замкнутому контуру, образованному линиями *1*, *2*, не будет равен нулю точно так же, как не будет равна нулю э. д. с. в приемном витке из провода, заменяющего контур *1*, *2*, благодаря тому, что такой виток пронизывается переменным магнитным потоком вибратора.

Поэтому разность потенциалов между какими-либо двумя точками на вибраторе будет зависеть от выбранного пути и понятие напряжения между соответствующими точками вибратора получается неопределенным.

С некоторым допущением понятие напряжения можно применять для очень коротких вибраторов (по сравнению с длиной волны), так как поле вблизи такого рода вибратора будет в первом приближении потенциальным. Точно так же с достаточной определенностью можно говорить о напряжении между зажимами питания вибратора.

Для вибраторов, размеры которых соизмеримы с длиной волны, рассмотрение вопроса о распределении напряжения на вибраторе заменяется исследованием *распределения заряда*. Отметим, что выводы теории однородных линий, сделанные для напряжения, остаются справедливыми и для заряда, поскольку заряд на единицу длины линии равен напряжению между проводами, умноженному на погонную емкость линии.

Закон распределения заряда вдоль симметричного вибратора можно найти с помощью известного в теории электромагнитного поля уравнения непрерывности

$$\operatorname{div}\bar{j} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0, \qquad \text{(V.34)}$$

где $\bar{j}$ — вектор плотности тока проводимости; полагая провод достаточно тонким, можно считать ток равномерно распределенным по сечению провода и тогда

$$j = \frac{I}{S},$$

где I — ток в рассматриваемом сечении провода площадью S;

ρ — плотность зарядов (образующихся при наличии емкости провода);

$$\rho = \frac{Q_z}{S},$$

где Q_z — заряд на единицу длины провода. Предполагается, что заряд так же, как и ток, меняется во времени по гармоническому закону $Q_z = Q_{zm}e^{j\omega t}$.

Учитывая, что ток течет только вдоль оси z, уравнение (V.34) можно преобразовать в следующее:

$$\frac{\partial I_z}{\partial z} = -\frac{\partial Q_z}{\partial t} = -j\omega Q_z. \qquad \text{(V.34а)}$$

Выражение для тока (V.32) можно переписать следующим образом:

$$I_z = I_{\text{п}} \sin k(l - z) \text{ для } z > 0; \qquad \text{(V.32а)}$$

$$I_z = I_{\text{п}} \sin k(l + z) \text{ для } z < 0. \qquad \text{(V.32б)}$$

Дифференцируя эти выражения и учитывая (V.34а), получаем

$$-I_{\text{п}} k \cos k(l - z) = -j\omega Q_z,$$

откуда

$$Q_z = -j\frac{I_п}{c}\cos k(l-z) =$$

$$= -jQ_п \cos k(l-z) \text{ для } z > 0 \qquad (V.35а)$$

и

$$Q_z = j\frac{I_п}{c}\cos k(l+z) =$$

$$= jQ_п \cos k(l+z) \text{ для } z < 0. \qquad (V.35б)$$

В последних выражениях учтено, что $\frac{\omega}{k} = c$; кроме того, $Q_п = \frac{I_п}{c}$ обозначает заряд в пучности.

Выражения (V.35а и б) показывают, что заряд на единицу длины распределяется вдоль вибратора так же, как напряжение в разомкнутой линии — по косинусо-

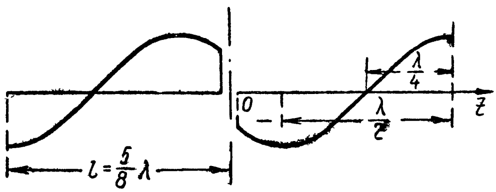


Рис. V.8. Распределение заряда вдоль симметричного вибратора длиной $2l = \frac{5}{4}\lambda$.

идальному закону. Пример кривой распределения заряда вдоль вибратора длиной $2l = \frac{5}{4}\lambda$ показан на рис. V.8. Как видно из рисунка, заряды в симметричных точках равны по величине, но обратны по знаку.

Знание распределения заряда вдоль вибратора представляет интерес еще и потому, что величине поверхностной плотности заряда пропорциональна нормальная к проводу составляющая напряженности электрического поля. При больших значениях напряженности поля у поверхности провода наступает явление газового разряда в воздухе вблизи провода. Потери, возникающие при этом, а также перераспределение токов в антенне нарушают ее нормальную работу и являются недопустимыми. Заряд на проводе и соответственно напряженность поля у его поверхности пропорциональны току вибратора

(V.35). С другой стороны, мощность излучения пропорциональна квадрату тока в антенне. Поэтому предельно допустимые значения напряженности поля (при которых возникает газовый разряд) ограничивают величину мощности, которую можно подвести к антенне, без нарушения ее нормальной работы.

3. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ СИММЕТРИЧНОГО ВИБРАТОРА

Теоретическое исследование вопроса о направленном действии симметричного вибратора обычно проводят в предположении синусоидального распределения тока на вибраторе (V.32). Как показывает опыт, диаграммы направленности тонких вибраторов, рассчитанные при указанном предположении, мало отличаются от измеренных.

Для расчета диаграмм направленности симметричного вибратора с синусоидальным распределением тока можно воспользоваться полученным в гл. I выражением

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta}. \qquad \text{(V.36)}$$

Здесь θ — угол, отсчитываемый от оси вибратора.

В частном случае полуволнового вибратора $\left(2l = \frac{\lambda}{2}\right)$

$$f(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta}. \qquad \text{(V.37)}$$

На рис. V.9 показаны диаграммы направленности симметричных вибраторов с разным соотношением $\frac{l}{\lambda}$, рассчитанные по формуле (V.36) и измеренные, причем измерения производились для вибраторов разной толщины. Указанные фигуры представляют собой диаграммы направленности в плоскости, проходящей через ось вибратора. Пространственные диаграммы направленности представляют собой поверхности тел вращения, образуемых при вращении каждой кривой рис. V.9 вокруг оси вибратора.

Рассмотрение рис. V.9 показывает, что *пока полная длина вибратора* ($2l$) *не превосходит длины волны* (λ) (*или точнее* 1,25λ) *максимум излучения получается в на-*

правлениях, перпендикулярных оси вибратора. При $2l \leqslant \lambda$, *в диаграммах отсутствуют боковые лепестки.* Когда $2l$ становится большим, чем λ, в диаграмме появляются боковые лепестки, а уже при $2l = \frac{3}{2}\lambda$ максимум излучения перемещается в сторону и полу-

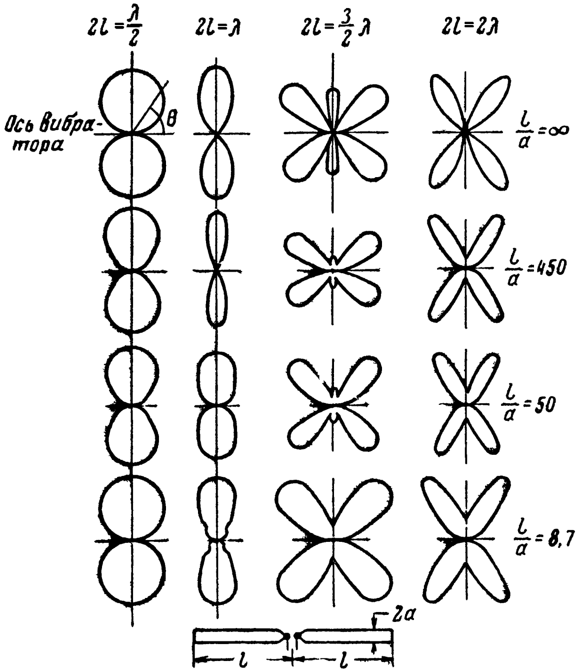


Рис. V.9. Диаграммы направленности симметричных вибраторов с разным соотношением $\frac{l}{\lambda}$, рассчитанные (в верхнем ряду) и измеренные.

чается под углом θ, примерно равном 40°. *При значительном увеличении отношения $\frac{l}{\lambda}$ максимум диаграммы прижимается к оси провода.*

Излучение вдоль оси вибраторов отсутствует при любых длинах.

Утолщение вибраторов приводит к тому, что вместо нулей в диаграммах направленности получаются минимумы излучения, а малые лепестки становятся менее заметными.

4. ДЕЙСТВУЮЩАЯ ДЛИНА СИММЕТРИЧНОГО ВИБРАТОРА

Действующая длина антенны определяется как коэффициент, связывающий напряженность электрического поля, создаваемого антенной в направлении максимального излучения, с током антенны по формуле (0.12)

$$E = \frac{30kh_д I_А}{r}. \tag{V.38}$$

Для напряженности поля симметричного вибратора имеем выражение (I.57)

$$E = \frac{60I_п}{r} \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta}. \tag{V.39}$$

Обозначим через $f_{макс}(\theta)$ значение множителя $\frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta}$ в направлении максимума.

Тогда

$$E = \frac{60I_п}{r} f_{макс}(\theta). \tag{V.40}$$

Сравнивая выражения (V.40) и (V.38), получаем

$$h_д = \frac{2}{k} \frac{I_п}{I_А} f_{макс}(\theta). \tag{V.41}$$

Если относить действующую длину к току в пучности вибратора, получим выражение

$$h_{дп} = \frac{2}{k} f_{макс}(\theta). \tag{V.42}$$

Если же относить действующую длину к току в средних точках питания

$$I_А = I_п \sin k(l - |z|) = I_п \sin kl, \tag{V.43}$$

получим

$$h_д = \frac{2f_{макс}(\theta)}{k\sin kl}. \tag{V.44}$$

Определим действующую длину вибратора, геометрическая длина которого $2l$ не превосходит длины волны λ, т. е. когда в диаграмме направленности (в плоскости вибратора) получается максимум в определенном направлении $\theta=90°$. При этом

$$f_{\text{макс}}(\theta)=\frac{\cos(kl\cos 90°)-\cos kl}{\sin 90°}=1-\cos kl. \quad (V.45)$$

Подставляя (V.45) в (V.42), получаем, что действующая длина вибратора, отнесенная к току в пучности,

$$h_{\text{дп}}=\frac{2}{k}(1-\cos kl)=\frac{2\lambda}{\pi}\sin^2\frac{kl}{2}. \quad (V.46)$$

Подставляя (V.45) в (V.44), получаем, что действующая длина вибратора, отнесенная к току в точках питания,

$$h_{\text{д}}=\frac{2(1-\cos kl)}{k\sin kl}=\frac{2}{k}\operatorname{tg}\frac{kl}{2}=\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{tg}\frac{kl}{2}. \quad (V.47)$$

В частном случае полуволнового вибратора $\left(2l=\frac{\lambda}{2}\right)$

$$h_{\text{д}}=\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{4\cdot 2}=\frac{\lambda}{\pi}. \quad (V.48)$$

Для вибраторов малой длины ($l\ll\lambda$) получим, заменяя тангенс аргументом

$$h_{\text{д}}=\frac{\lambda}{\pi}\frac{kl}{2}=l, \quad (V.49)$$

т. е. действующая длина вибратора равна половине его геометрической длины.

При определении действующей длины симметричного вибратора, отнесенной к току в средних точках питания, мы пользовались приближенным выражением (V.43) для распределения тока. В этом случае действующая длина вибратора по выражению (V.47) для $2l$, близких к λ, может принимать очень большие значения (вплоть до бесконечности при $2l=\lambda$). Такой результат объясняется тем, что при $2l=\lambda$ ток в точках питания (в узле) считается равным нулю. Поэтому произведение $h_{\text{д}}I_{\text{А}}$, входящее в выражение (V.38) для напряженности поля, при $I_{\text{А}}=0$ получается конечным лишь тогда, когда $h_{\text{д}}=\infty$ Для указанных размеров вибратора формулой (V.47) пользоваться нельзя; необходимо либо определять действующую длину, отнесенную к току в пучности по формуле (V.46), либо привести вывод более точного выражения для $h_д$, используя формулы для тока на вибраторе, в которых учитывается толщина вибратора.

5. СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИБРАТОРА

Сопротивление излучения является одним из основных параметров проволочной антенны. Как указывалось выше, сопротивлением излучения называется коэффициент, связывающий мощность излучения антенны с квадратом действующего значения тока.

Для расчета сопротивления излучения в теории антенн применяются два метода: *метод интегрирования вектора Пойнтинга и метод наводимых электродвижущих сил.* В обоих случаях сопротивление излучения определяется по формуле

$$R_\Sigma = \frac{P_\Sigma}{I^2}, \qquad (V.50)$$

где I — ток, к которому относится сопротивление R_Σ. Однако способ определения мощности излучения антенны P_Σ несколько отличается в каждом из упомянутых методов.

Определение P_Σ методом наводимых э. д. с. рассматривается в гл. VI.

В этом параграфе излагается сущность метода интегрирования вектора Пойнтинга и его применение для расчета симметричного вибратора.

Идея метода интегрирования вектора Пойнтинга заключается в следующем. Предполагается, что рассматриваемая антенна расположена в свободном неограниченном пространстве. Антенна мысленно окружается замкнутой поверхностью S (обычно сферой большого радиуса), и определяется поток мощности электромагнитных волн, проходящих через указанную сферу во внешнее пространство. Так как предполагается, что потери в пространстве, окружающем антенну, отсутствуют, упомянутый поток мощности и будет определять собой мощность излучения антенны. Следовательно, эта мощность

$$P_\Sigma = \int_S \Pi dS. \qquad (V.51)$$

Здесь П — численное значение вектора Пойнтинга, определяющее собой мощность, проносимую через единичную площадку, касательную к поверхности сферы

$$\Pi = \frac{E^2}{120\pi}, \qquad \text{(V.52)}$$

где E — действующее значение напряженности электрического поля на площадке.

Таким образом, произведение ΠdS определяет поток мощности через элементарную площадку dS, а интеграл (V.51) определяет всю мощность излучения антенны.

Подставляя (V.52) в (V.51), получаем

$$P_\Sigma = \frac{1}{120\pi} \int_S E^2 dS. \qquad \text{(V.53)}$$

Рассчитаем рассмотренным методом сопротивление излучения тонкого симметричного вибратора с синусоидальным распределением тока. Действующее значение напряженности поля, создаваемого таким вибратором, можно определить с помощью выражения (V.39)

$$E = \frac{60 I_п}{r} \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} = \frac{60 I_п}{r} f(\varphi, \theta). \qquad \text{(V.54)}$$

Учитывая, что в сферических координатах

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

получаем

$$P_\Sigma = \frac{30 I_п^2}{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} f^2(\varphi, \theta) \sin\theta d\varphi d\theta. \qquad \text{(V.55)}$$

Для симметричного вибратора $f(\varphi, \theta)$ не зависит от φ. Поэтому сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности,

$$R_{\Sigma п} = \frac{P_\Sigma}{I_п^2} = 60 \int_0^{\pi} \frac{[\cos(kl\cos\theta) - \cos kl]^2}{\sin\theta} d\theta. \qquad \text{(V.56)}$$

Интеграл в правой части равенства не выражается через элементарные функции. Производя интегрирование, можно для $R_{\Sigma п}$ получить следующее выражение:

$$R_{\Sigma п} = 30\{(\mathrm{Si}\,4kl - 2\mathrm{Si}\,2kl)\sin 2kl + (C + \ln kl + \mathrm{Ci}\,4kl - 2\mathrm{Ci}\,2kl)\cos 2kl + 2\,[C + \ln 2kl - \mathrm{Ci}\,2kl]\}. \quad (V.57)$$

В последнем выражении $\mathrm{Si}(x)$ обозначает интегральный синус от аргумента x; $\mathrm{Ci}(x)$ — интегральный косинус*; $C=0{,}577\ldots$ — постоянная Эйлера.

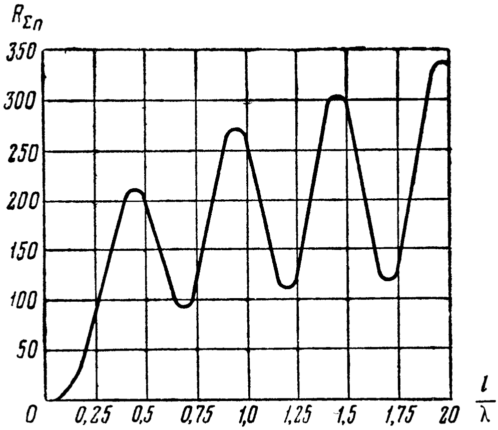


Рис. V.10. Сопротивление излучения тонкого симметричного вибратора, отнесенное к току в пучности, в зависимости от $\frac{l}{\lambda}$ (l — половина длины вибратора).

Результаты вычислений по формуле (V.57) для $R_{\Sigma п}$ в зависимости от $\frac{l}{\lambda}$ приведены на рис. V.10. Как видно из рисунка, при увеличении отношения $\frac{l}{\lambda}$ вначале сопротивление излучения вибратора возрастает. Это объясняется тем, что, пока приблизительно $2l<\lambda$ $\left(\text{т. е. } l<\frac{\lambda}{2}\right)$, ток по всей длине вибратора остается синфазным (т. е. имеет одно направление вдоль провода) и с увеличением длины провода так же, как и в случае элементарного

---

* Краткие сведения об этих функциях см., например в «Справочнике по математике» Бронштейна и Семендяева.

электрического диполя, мощность излучения и соответственно сопротивление излучения увеличивается. Когда длина вибратора $2l$ становится больше чем λ, на вибраторе появляются участки с током противоположной фазы, что при том же токе в пучности приводит к уменьшению мощности и сопротивления излучения. Так можно объяснить ход кривой $R_{\Sigma п}$ в пределах $\frac{l}{\lambda} < 0{,}75$. При дальнейшем увеличении отношения $\frac{l}{\lambda}$ кривая $R_{\Sigma п}$ приобретает колебательный характер с максимальными зна-

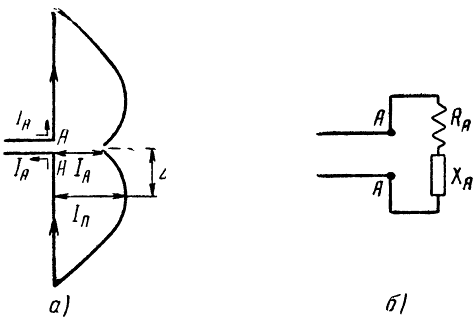


Рис. V.11. К определению активной составляющей входного сопротивления симметричного вибратора.

чениями при четном числе и минимальными при нечетном числе полуволн.

Необходимо особо отметить два значения сопротивления излучения: $R_{\Sigma п} = 73{,}1$ *ом* для тонкого полуволнового вибратора $\left(2l = \frac{\lambda}{2}\right)$ и $R_{\Sigma п} = 200$ *ом* для волнового $(2l = \lambda)$. Эти цифры придется вспомнить при расчете некоторых параметров проволочных антенн.

Зная сопротивление излучения вибратора, отнесенное к току в пучности, легко найти приближенное значение активной составляющей входного сопротивления вибратора в средних точках питания AA (рис. V.11) Если пренебречь потерями в антенне, активная составляющая входного сопротивления вибратора R_A будет равна сопротивлению излучения R_Σ, отнесенному к току I_A в точках питания. Для определения указанного сопротивления можно воспользоваться выражением для мощности излучения через ток $I_п$ в пучности и через ток $I_А$ в точках питания

$$P_\Sigma = I_п^2 R_{\Sigma п} = I_А^2 R_\Sigma = I_А^2 R_А, \tag{V.58}$$

отсюда

$$R_А = R_{\Sigma п} \frac{I_п^2}{I_А^2}. \tag{V.59}$$

Принимая, что ток на вибраторе распределен приблизительно по синусоидальному закону (V.32), получаем

$$I_А = I_п \sin kl \tag{V.60}$$

и

$$R_А = \frac{R_{\Sigma п}}{\sin^2 kl}. \tag{V.61}$$

Для полуволнового вибратора $\left(l = \frac{\lambda}{4}\right)$ $R_А = R_{\Sigma п} = 73{,}1$ *ом.* Для волнового вибратора по формуле (V.61) получается $R_А = \infty$. В действительности $R_А$ имеет конечное значение. Бесконечно большое значение $R_А$ получилось из-за предположения, что ток в точках питания волнового вибратора равен нулю, а, как указывалось выше, ток в этом случае имеет хотя и малое, но конечное значение. Таким образом, формулой (V.61) можно пользоваться для приближенных вычислений лишь тогда, когда длина l отличается от целого числа полуволн.

В заключение этого параграфа выведем простое выражение для расчета сопротивления излучения короткого (по сравнению с волной) симметричного вибратора, отнесенное к току в точках питания.

Для этого перепишем формулу (V.53)

$$P_\Sigma = \frac{1}{120\pi} \int_S E^2 dS$$

и подставим в нее выражение (0.11) для напряженности поля

$$E = \frac{30 k h_д I_A}{r} F(\varphi, \theta).$$

Для короткого вибратора на основании (V.49) $h_д = l$, а по формуле (I.58а) $F(\theta) = \sin\theta$, следовательно,

$$E = \frac{30klI_A}{r}\sin\theta, \qquad (V.62)$$

где l — половина всей длины вибратора.

Подставляя (V.62) в (V.53), получаем

$$P_\Sigma = \frac{(30klI_A)^2}{r^2 120\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin^2\theta r^2 \sin\theta d\theta =$$

$$= 15k^2l^2I_A{}^2\int_0^{\pi}\sin^3\theta d\theta = 20k^2l^2I_A{}^2, \qquad (V.63)$$

так как

$$\int_0^{\pi}\sin^3\theta d\theta = \frac{4}{3}.$$

Приравнивая (V.63) значению $P_\Sigma = I_A{}^2 R_\Sigma$, получаем

$$R_\Sigma = 20k^2l^2 = 80\pi^2\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2. \qquad (V.64)$$

Последнее выражение совпадает с известным выражением для сопротивления излучения элементарного электрического диполя, находящегося в свободном пространстве, если под l понимать действующую длину диполя, равную его геометрической длине. Напомним, что для короткого симметричного вибратора l обозначает половину его длины.

Как показывает выражение (V.64), сопротивление излучения прямо пропорционально квадрату длины короткого вибратора и обратно пропорционально квадрату длины волны. Следовательно, *проводник с током может эффективно излучать электромагнитные волны лишь тогда, когда его линейные размеры не слишком малы по сравнению с длиной волны.*

6. ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ВИБРАТОРА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Входное сопротивление симметричного вибратора, как и всякой проволочной антенны, определяется отношением напряжения на входных зажимах к току питания. К симметричному вибратору питание, как правило, подводится через фидер. Поэтому входное сопротивление вибратора будет являться нагрузочным сопротивлением для фидера

Определим это сопротивление, считая, что активная мощность в антенне расходуется лишь на излучение, т. е., полагая, что мощность потерь пренебрежимо мала по сравнению с мощностью излучения.

Для определения входного сопротивления симметричного вибратора воспользуемся выражением (V.28) для тока, которое при $z=0$, т. е. в точках питания, получает вид

$$I_A = \frac{jU_A}{60\Omega} \frac{\sin kl + \frac{\beta_1}{\Omega}}{\cos kl + \frac{\alpha_1}{\Omega}}. \qquad (V.65)$$

Беря отношение входного напряжения U_A к току питания I_A, получаем следующее выражение для входного сопротивления:

$$Z_A = \frac{U_A}{I_A} = -j60\Omega \frac{\cos kl + \frac{\alpha_1}{\Omega}}{\sin kl + \frac{\beta_1}{\Omega}}. \qquad (V.66)$$

В этом выражении α_1 и β_1 определены формулами (V.29) и представлены в виде графиков на рис. V.4.

Выясним смысл произведения 60Ω. Представим себе, что радиус провода уменьшается по сравнению с его длиной и Ω возрастает настолько, что вторые слагаемые в числителе и знаменателе дроби (V.66) становятся очень малыми.

Тогда из (V.66) для реактивной составляющей сопротивления можно получить следующее приближенное выражение:

$$jX_A \simeq -j60\Omega \operatorname{ctg} kl. \qquad (V.67)$$

Очевидно, что это выражение не применимо к вибраторам, длина которых $2l$ близка к целому числу волн λ, так как при этом $\sin kl$ в знаменателе (V.66) обращается в нуль или имеет очень малую величину и вторым слагаемым в знаменателе уже нельзя пренебрегать.

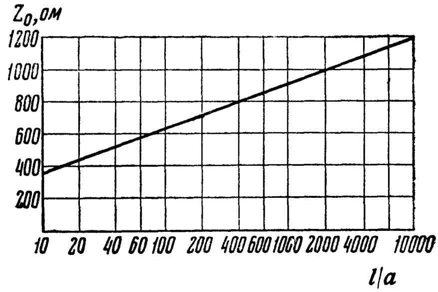


Рис. V.12. Волновое сопротивление симметричного вибратора
$Z_0 = 120 \ln \frac{2l}{a} = f\left(\frac{l}{a}\right)$.

Нетрудно заметить, что (V.67) совпадает с выражением для входного сопротивления отрезка линии без потерь длиной l, разомкнутой на конце.

При этом 60Ω имеет смысл волнового сопротивления линии и на основании (V.17) равняется в омах

$$Z_0 = 60\Omega = 120 \ln \frac{2l}{a} = 276 \lg \frac{l}{a} + 83. \qquad \text{(V.68)}$$

Для облегчения расчетов значения $Z_0 = f\left(\frac{l}{a}\right)$ представлены в виде графика на рис. V.12.

Учитывая сказанное, (V.66) можно переписать в виде

$$Z_A = R_A + jX_A = -jZ_0 \frac{\cos kl + \frac{60\alpha_1}{Z_0}}{\sin kl + \frac{60\beta_1}{Z_0}}. \qquad \text{(V.69)}$$

На рис. V.13 изображены графики активной (R_A) и реактивной (X_A) составляющих сопротивления антенны, вычисленные по формулам (V.69) и (V.68) в зависимости от отношения $\frac{l}{\lambda}$. Кривые *1* (верхние) относятся к случаю, когда отношение радиуса провода к длине волны $\frac{a}{\lambda} = 10^{-5}$, кривые *2* (нижние) соответствуют $\frac{a}{\lambda} = 10^{-3}$. Постоянство указанных отношений при неизменной толщине провода указывает на то, что для каж-

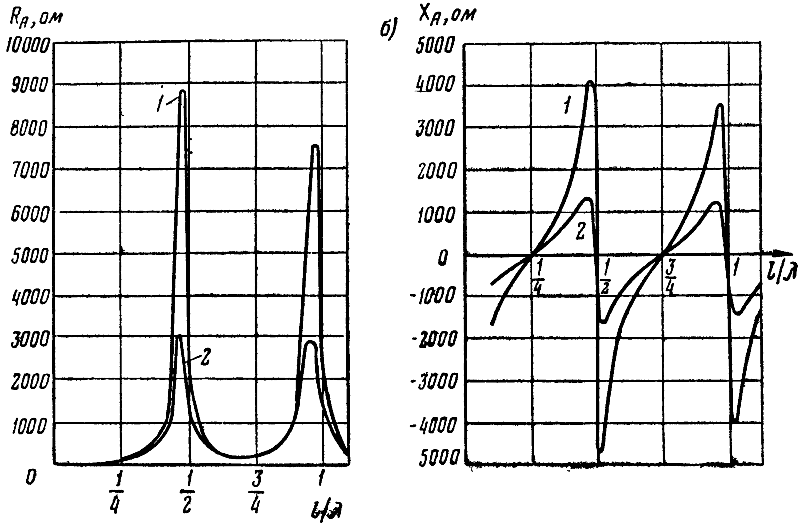


Рис. V.13. Кривые активной и реактивной составляющих входного сопротивления тонких вибраторов в зависимости от отношения $\frac{l}{\lambda}$:

а) для кривой *1* $\frac{a}{\lambda} = 10^{-5}$; *б*) для кривой *2* $\frac{a}{\lambda} = 10^{-3}$.

дой кривой длина волны остается неизменной, а меняется длина вибратора $2l$. При этом несколько меняется и параметр Z_0, зависящий от длины $2l$ по формуле (V.68). Так, например, для нижних кривых в точке $l = 0{,}25\lambda$, $\frac{a}{\lambda} = \frac{a}{4l} = 10^{-3}$, откуда $l = 250\,a$ и $Z_0 = 750$ *ом*; а в точке $l = 0{,}5\,\lambda\ l = 500\,a$ и $Z_0 = 830$ *ом*. Для верхних кривых в этих же точках $Z_0 = 1300$ *ом* и $Z_0 = 1380$ *ом*.

При некоторых значениях $\frac{l}{\lambda}$ *реактивная составляющая сопротивления вибратора обращается в нуль.* Эти точки при заданной длине вибратора соответствуют *резонансным волнам антенны. Наибольшую из резонансных волн называют основной резонансной волной или первой гармоникой**. *Для симметричного вибратора она приблизительно равна удвоенному значению полной длины вибратора*

$$\lambda_0 \simeq 2 \cdot 2l = 4l. \tag{V.70}$$

Это равенство лишь приближенное потому, что излучение электромагнитных волн вибратором приводит к такому эффекту, как если бы скорость распространения волн по вибратору была меньше скорости света в свободном пространстве.

При длине вибратора, равной $2l = 0{,}5\lambda$, $kl = 90°$, и на основании выражения (V.66):

$$Z_A = -j60\Omega \frac{\cos kl + \frac{\alpha_1}{\Omega}}{\sin kl + \frac{\beta_1}{\Omega}} = -j60 \frac{\frac{\alpha_1}{\Omega}}{1 + \frac{\beta_1}{\Omega}}. \tag{V.71}$$

Для очень тонких проводов $\frac{\beta_1}{\Omega} \ll 1$ и вторым слагаемым в знаменателе последнего выражения можно пренебречь. Кроме того, учитывая (V.29), получаем

$$Z_A \simeq -j60\alpha_1 = -j60(\alpha_1^{\mathrm{I}} + j\alpha_1^{\mathrm{II}}) = 60\alpha_1^{\mathrm{II}} - j60\alpha_1^{\mathrm{I}}. \tag{V.72}$$

Определяя значения α_1^{I} и α_1^{II} (для $\frac{l}{\lambda} = 0{,}25$) по графикам рис. V.4, находим, что у тонкого вибратора, общая длина которого точно равняется половине длины волны,

$$Z_A = 73{,}1 + j42{,}5 \ \textit{ом}, \tag{V.73}$$

т. е. сопротивление антенны, кроме активной, имеет еще индуктивную составляющую. По мере увеличения толщины вибратора длиной $0{,}5\lambda$ эта реактивная составляющая уменьшается по величине, в то время как активная составляющая изменяется незначительно.

Для того чтобы сопротивление вибратора оказалось чисто активным, длина его должна быть несколько

---

* Иногда наибольшую из резонансных волн называют собственной волной вибратора, хотя, строго говоря, собственная волна (соответствующая свободным колебаниям) отличается от резонансной.

меньше, чем половина длины волны. При этом степень требуемого укорочения зависит от толщины вибратора. Чем толще вибратор, тем большее укорочение требуется для резонансной настройки. На рис. V.14 показана кривая, позволяющая определить длину вибратора при первом резонансе в зависимости от соотношения между длиной волны и диаметром провода.

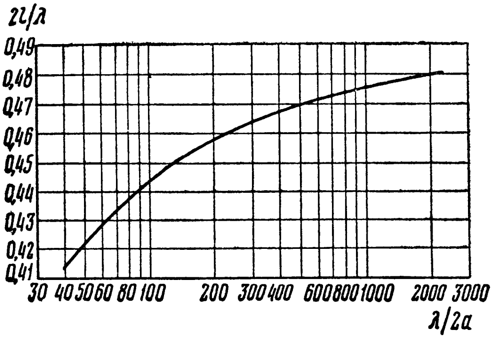


Рис. V.14. Резонансная длина симметричного вибратора (при первом резонансе) в зависимости от отношения длины волны к диаметру провода.

При укорочении полуволнового вибратора его активное сопротивление становится несколько меньше, чем 73 *ом*.

Когда полная длина симметричного вибратора приближается к длине рабочей волны, наступает *второй резонанс,* называемый иногда антирезонансом. *Этот резонанс характеризуется резким возрастанием активной составляющей входного сопротивления вибратора.*

Настройка на второй резонанс получается тогда, когда длина вибратора 2l несколько меньше длины волны λ.

На рис. V.15 показана кривая, позволяющая определить длину вибратора при втором резонансе в зависимости от соотношения между длиной волны и диаметром провода. Как видно из рисунка, с увеличением толщины вибратора требуемое для настройки укорочение вибратора увеличивается, причем в еще большей степени, чем в случае первого резонанса.

Формула (V.69) пригодна для вычисления входного сопротивления лишь тонких вибраторов, длина которых больше диаметра раз в 75 (стр. 167), т. е. когда $Z_0 > 600$ *ом*.

Для анализа вопроса о входном сопротивлении более толстых вибраторов рассмотрим приближенный метод расчета, основанный на замене симметричного вибратора длиной $2l$ (рис. V.7) эквивалентным отрезком однородной линии с потерями длиной l (рис. V.7,*а*). Эквивалентность здесь подразумевается в том смысле, что погонные параметры линии — индуктивность L_1 и емкость C_1 считаются равными соответствующим усредненным параметрам вибратора. Кроме того, затухание эквивалентной линии определяется расходом мощности на излучение вибратора. Другие потери в линии и вибраторе не учитываются.

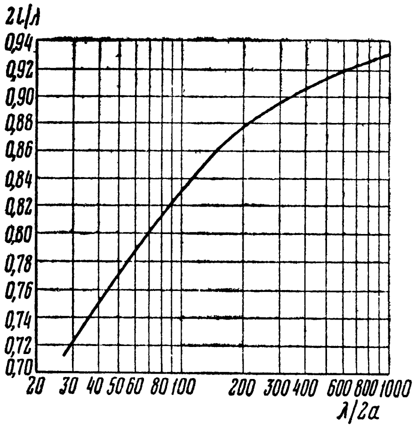


Рис. V.15. Резонансная длина симметричного вибратора (при втором резонансе) в зависимости от отношения длины волны к диаметру провода.

Как известно из теории длинных линий, входное сопротивление линии длиной l, разомкнутой на конце, определяется выражением

$$Z_{вх} = Z_0 \operatorname{cth} \gamma l. \tag{V.74}$$

Здесь Z_0 — волновое сопротивление линии;

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R_1 + j\omega L_1}{G_1 + j\omega C_1}},$$

где R_1 — погонное активное сопротивление линии;

G_1 — погонная активная проводимость линии, которой в рассматриваемом случае можно пренебречь по сравнению с реактивной проводимостью ωC_1.

Преобразуем выражение для Z_0 следующим образом:

$$Z_0 \approx \sqrt{\frac{R_1 + j\omega L_1}{j\omega C_1}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \sqrt{1 + \frac{R_1}{j\omega L_1}} \simeq$$

$$\simeq \rho\left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{R_1}{j\omega L_1}\right) = \rho\left(1 - j\,\frac{R_1}{2\omega L_1}\right),$$

где $\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$.

Далее

$$\frac{R_1}{2\omega L_1} = \frac{R_1}{2\sqrt{\frac{L_1}{C_1}}\,\omega\sqrt{L_1C_1}} = \frac{R_1}{2\rho k} = \frac{\alpha}{k},$$

где α — коэффициент затухания, равный $\frac{R_1}{2\sqrt{\frac{L_1}{C_1}}}$;

k — фазовый коэффициент $\simeq \omega\sqrt{L_1C_1}$.

Следовательно,

$$Z_0 \simeq \rho\left(1 - j\,\frac{\alpha}{k}\right) = \rho - j\,\frac{\rho\alpha}{k}. \qquad \text{(V.75)}$$

В последнем выражении для волнового сопротивления учтена мнимая составляющая $\frac{\rho\alpha}{k}$. Хотя ее величина и мала по сравнению с вещественной частью (ρ), однако пренебрежение ею приводит к заметной погрешности в окончательном выражении входного сопротивления.

Коэффициент распространения

$$\gamma \simeq \alpha + jk. \qquad \text{(V.76)}$$

Подставляя (V.75) и (V.76) в (V.74), получаем

$$Z_{\text{вх}} = \rho\left(1 - j\,\frac{\alpha}{k}\right)\operatorname{cth}(\alpha + jk)\,l.$$

Из теории гиперболических функций известно следующее соотношение:

$$\operatorname{cth}(x+jy)=\frac{\operatorname{sh} 2x - j\sin 2y}{\operatorname{ch} 2x-\cos 2y}. \qquad (V.77)$$

Поэтому

$$Z_{\text{вх}}=\rho\left(1-j\frac{\alpha}{k}\right)\frac{\operatorname{sh} 2\alpha l - j\sin 2kl}{\operatorname{ch} 2\alpha l-\cos 2kl}. \qquad (V.78)$$

Полученное выражение для входного сопротивления эквивалентной линии и будет определять собой входное сопротивление симметричного вибратора.

Поэтому окончательно получаем

$$Z_{\text{А}}=Z_{\text{вх}}=\rho\times$$
$$\times\frac{\left(\operatorname{sh} 2\alpha l-\frac{\alpha}{k}\sin 2kl\right)-j\left(\sin 2kl+\frac{\alpha}{k}\operatorname{sh} 2\alpha l\right)}{\operatorname{ch} 2\alpha l-\cos 2kl}. \qquad (V.79)$$

Определим коэффициент затухания α, входящий в выражение (V.79) из условия, что мощность потерь в эквивалентной линии равняется мощности излучения вибратора

$$P_{\Sigma}=I_{\text{п}}^{2}R_{\Sigma\text{п}}, \qquad (V.80)$$

где $I_{\text{п}}$ — ток в пучности вибратора;

$R_{\Sigma\text{п}}$ — сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности. Мощность, расходуемая в эквивалентной линии, может быть определена с помощью выражения

$$P=\int_{0}^{l}|I_z|^2R_1dz, \qquad (V.81)$$

где $|I_z|$ — действующее значение тока, приближенно определяемое формулой (V.32)

$$|I_z|=|I_{\text{п}}\sin k(l-|z|)|.$$

Подставляя в (V.81) выражение для тока и производя интегрирование, получаем

$$P = I_п^2 R_1 \int_0^l \sin^2 k\,(l - |z|)\,dz =$$

$$= I_п^2 R_1 \frac{l}{2}\left(1 - \frac{\sin 2kl}{2kl}\right) = I_п^2 \alpha \rho l \left(1 - \frac{\sin 2kl}{2kl}\right), \qquad \text{(V.82)}$$

так как $\alpha = \frac{R_1}{2\rho}$.

Приравнивая (V.82) и (V.80), получаем для коэффициента затухания α выражение (в неперах на метр)

$$\alpha = \frac{R_{\Sigma п}}{\rho l \left(1 - \frac{\sin 2kl}{2kl}\right)}. \qquad \text{(V.83)}$$

Волновое сопротивление ρ, входящее в формулы (V.83) и (V.79), определяется усредненными значениями погонных параметров (L_1 и C_1) вибратора и может быть рассчитано с помощью полученного выше выражения (V.68)

$$\rho = Z_0 = 120 \ln \frac{2l}{a},$$

представленного на графике рис. V.12. Для симметричного вибратора из цилиндрических проводов Щелкунов* рекомендует похожее, но несколько отличающееся выражение

$$\rho = 120\left(\ln \frac{2l}{a} - 1\right) = 276 \lg \frac{2l}{a} -$$

$$- 120 = 276 \lg \frac{l}{a} - 37. \qquad \text{(V.84)}$$

Сравнение расчетных данных входного сопротивления вибратора по формулам (V.79) и (V.83) с экспериментальными данными указывает на значительную погрешность расчетов, возрастающую с уменьшением вели-

---

* Щелкунов и Фриис. Антенны. «Советское радио», 1955, стр. 426.

чины ρ. Это объясняется тем, что в излучающем вибраторе точное распределение тока на проводе отличается от такового в линии. Кроме того, вибратор не является системой с равномерно распределенными параметрами, как однородная линия.

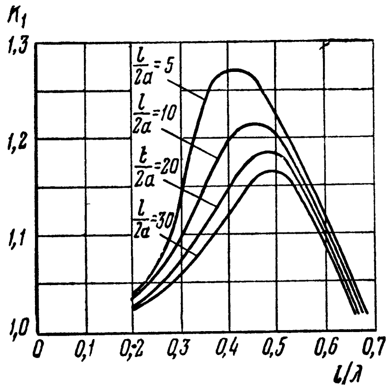


Рис V 16. Значения поправочного коэффициента k_1.

Более точные результаты можно получить, если в формулы (V.79) и (V 83) под знаки синусов и косинусов вместо k подставить величину k_1k. Значения k_1 зависят от ρ и отношения $\frac{l}{\lambda}$. На основании экспериментальных данных можно рекомендовать значения k_1, приведенные на рис. V.16.

Перепишем формулы (V.79) и (V.83) с учетом указанной поправки

$$Z_A = R_A + jX_A; \tag{V.85}$$

$$R_A = \rho \frac{\operatorname{sh}(2\alpha l) - \frac{\alpha}{k}\sin(2kk_1l)}{\operatorname{ch}(2\alpha l) - \cos(2kk_1l)}; \tag{V.86}$$

$$X_A = -\rho \frac{\sin(2kk_1l) + \frac{\alpha}{k}\operatorname{sh}(2\alpha l)}{\operatorname{ch}(2\alpha l) - \cos(2kk_1l)}; \tag{V.87}$$

$$\alpha = \frac{R_{\Sigma п}}{\rho l\left[1 - \frac{\sin(2kk_1l)}{2kk_1l}\right]}. \tag{V.88}$$

Результаты вычислений по формулам (V.86)—(V.88) входного сопротивления вибраторов с разными волновыми сопротивлениями приведены на рис. V.17. На этом рисунке активная и реактивная составляющие входного сопротивления в зависимости от $\frac{l}{\lambda}$ изображены отдельно.

---

* Г. З. Айзенберг. Антенны ультракоротких волн. Связьиздат, 1957, стр. 268

В некоторых случаях обе составляющие сопротивления антенны изображают на одном графике в виде зависимости $X_A = f(R_A)$. При этом на самой кривой наносятся точки, обозначающие соответствующие значения $\frac{l}{\lambda}$ или частоты. Для примера на рис. V.18 изобра-

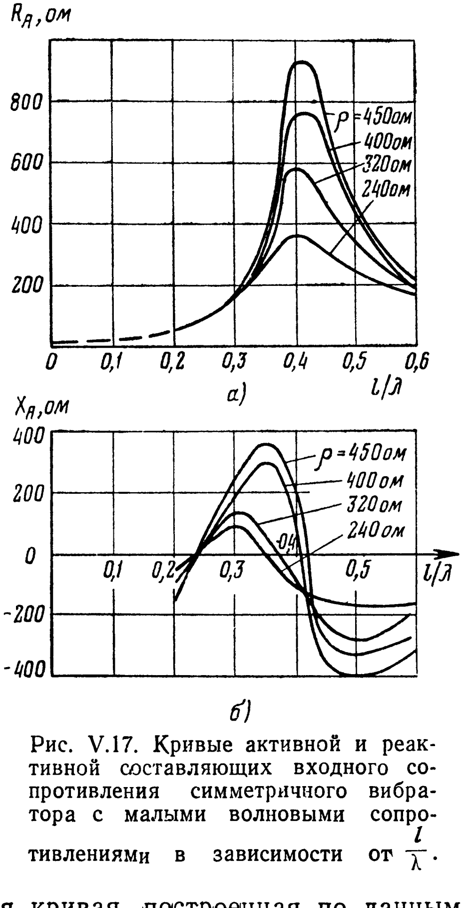


Рис. V.17. Кривые активной и реактивной составляющих входного сопротивления симметричного вибратора с малыми волновыми сопротивлениями в зависимости от $\frac{l}{\lambda}$.

жена такая кривая, построенная по данным рис. V.17, для волнового сопротивления $\rho = 450$ *ом*. Подобные кривые имеют вид плоских спиралей, свивающихся по мере увеличения частоты, на которой работает антенна. Как видно из рисунков V.13, V.17, V.18, входное сопротивление коротких вибраторов (при длине $2l$ приблизительно меньшей, чем 0,5λ) имеет емкостный характер и содержит небольшую активную составляющую. Это для наглядности показано на соответствующем участке значений $\frac{l}{\lambda}$ на рис. V.19 в виде цепи из активного сопротивления и емкости. Вблизи точки $2l = 0{,}5\lambda$ вибратор ведет себя

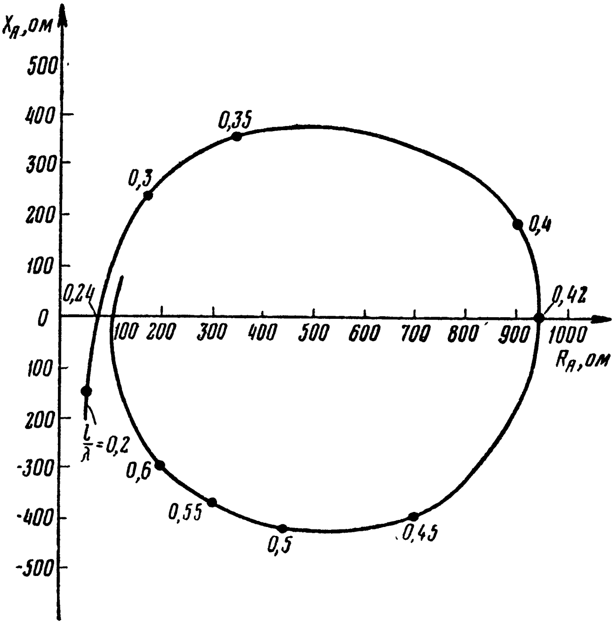


Рис. V.18. Кривая входного сопротивления антенны в системе координат $X_A = f(R_A)$.

Цифры на кривой обозначают отношение $\frac{l}{\lambda}$

как последовательный резонансный контур ($cR_A = 73$ *ом*). При дальнейшем увеличении $\frac{l}{\lambda}$ (приблизительно в пределах $0{,}25 < \frac{l}{\lambda} < 0{,}5$) входное сопротивление вибратора имеет индуктивный характер, что иллюстрируется на рис. V.19 соответствующей цепью из активного сопротивления и индуктивности. Вблизи точки $2l = \lambda$ тонкий симметричный вибратор ведет себя как параллельный резонансный контур с $R_A = R_{A_{макс}}$). При дальнейшем увеличении $\frac{l}{\lambda}$ сопротивление вибратора вновь приобретает емкостный характер и ход кривой начинает повторяться с той лишь разницей, что максимальные значения $R_А$ и $X_А$ постепенно уменьшаются.

Максимальное значение активной составляющей входного сопротивления $R_{А_{макс}}$ при втором резонансе

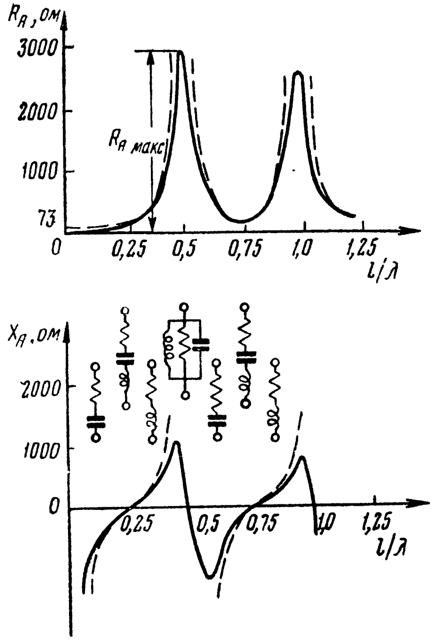


Рис. V.19. Иллюстрации к графикам входного сопротивления симметричного вибратора.

(т. е. при $2l \simeq \lambda$), можно приближенно определить с помощью выражения (V.86)

$$R_А = \rho \frac{\operatorname{sh}(2\alpha l) - \frac{\alpha}{k}\sin(2kk_1 l)}{\operatorname{ch}(2\alpha l) - \cos(2kk_1 l)}.$$

При втором резонансе $2l$ несколько меньше λ и $2lk_1 = \lambda_1$, поэтому $2kk_1 l = \frac{2\pi}{\lambda}\lambda = 2\pi$; $\sin(2kk_1 l) = 0$; $\cos(2kk_1 l) = 1$.

Следовательно,

$$R_{\text{А макс}} = \rho \frac{\operatorname{sh} 2\alpha l}{\operatorname{ch} 2\alpha l - 1}. \qquad (V.89)$$

Последнее выражение можно упростить, если учесть, что коэффициент затухания α вибраторов, применяемых на практике, мал и $\operatorname{sh} 2\alpha l \simeq 2\alpha l$, а $\operatorname{ch} 2\alpha l \simeq 1 + \frac{(2\alpha l)^2}{2}$.

Тогда

$$R_{\text{А макс}} \simeq \frac{\rho 2\alpha l}{1 + \frac{(2\alpha l)^2}{2} - 1} = \frac{\rho}{\alpha l}.$$

Далее из (V.83)

$$\alpha = \frac{R_{\Sigma п}}{\rho l \left[1 - \frac{\sin(2kk_1 l)}{2kk_1 l}\right]} = \frac{R_{\Sigma п}}{\rho l},$$

откуда

$$\alpha l = \frac{R_{\Sigma п}}{\rho}$$

и

$$R_{\text{А макс}} \simeq \frac{\rho^2}{R_{\Sigma п}}. \qquad (V.90)$$

В последнем выражении ρ — волновое сопротивление вибратора, а $R_{\Sigma п}$ — сопротивление излучения волнового вибратора, отнесенное к току в пучности.

Как видно из рис. V.10 для симметричного вибратора длиной $2l \simeq \lambda$ $R_{\Sigma п} = 200$ *ом*.

В заключение данного параграфа отметим, что для грубо ориентировочных расчетов входное сопротивление симметричного вибратора может быть определено в результате объединения приближенных формул (V.61) и (V.67)

$$Z_{\text{А}} = R_{\text{А}} + jX_{\text{А}} \simeq \frac{R_{\Sigma п}}{\sin^2 kl} - j\rho \operatorname{ctg} kl. \qquad (V.91)$$

Здесь $R_{\Sigma п}$ определяется из рис. V.10, а ρ — по формуле (V.84). Естественно, что формула (V.91) не пригодна для расчетов при значениях $2l$, близких к целому числу λ.

На рис. V.19 пунктиром изображен примерный ход кривых $R_А$ и $X_А$, определяемых по формуле (V.91).

Заметим, что для коротких вибраторов (например, $2l < \frac{\lambda}{4}$) первое слагаемое в (V.91) может быть заменено выражением (V.64) и тогда входное сопротивление вибратора (в пренебрежении потерями) определяется следующей приближенной формулой:

$$Z_А = R_А + jX_А \simeq 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 - j\rho \operatorname{ctg} kl. \qquad (V.92)$$

ГЛАВА VI

СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СИСТЕМЫ ВИБРАТОРОВ

1. КОМПЛЕКСНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ ВИБРАТОРОВ

В предыдущей главе был рассмотрен вопрос о сопротивлении излучения и входном сопротивлении симметричного вибратора. Как известно, входное сопротивление вибратора является нагрузкой для фидерной линии, подводящей энергию к вибратору. В ряде случаев антенны состоят не из одного, а из ряда вибраторов, расположенных на сравнительно небольших расстояниях так, что между ними имеется заметная электромагнитная связь. Сопротивление излучения, а также входное сопротивление вибратора, входящего в состав системы вибраторов, будут отличаться от соответствующих сопротивлений уединенного вибратора так же, как сопротивление контура, связанного с другими контурами, отличается от сопротивления одиночного контура.

Рассмотрим систему, состоящую из n связанных между собой излучателей. Для них можно написать следующую систему уравнений:

$$U_1 = I_1 Z_{11} + I_2 Z_{12} + \dots + I_n Z_{1n};$$
$$U_2 = I_1 Z_{21} + I_2 Z_{22} + \dots + I_n Z_{2n}; \qquad \text{(VI.1)}$$
$$\dots\dots\dots\dots\dots\dots$$
$$U_n = I_1 Z_{n1} + I_2 Z_{n2} + \dots + I_n Z_{nn}. \qquad \text{(VI.2)}$$

Здесь U_1, U_2 ... U_n; I_1, I_2...I_n — напряжения и токи на зажимах 1-го, 2-го и т. д. вибраторов; в частности, при наличии в системе пассивных, т. е. непитаемых вибраторов, часть напряжений может быть равна нулю;

$Z_{11}, Z_{22}, \ldots, Z_{nn}$ — *собственные сопротивления* на зажимах 1-го, 2-го и т. д. уединенных вибраторов;

Z_{12} — *взаимное сопротивление* между вибраторами *1* и *2*;

Z_{13} — взаимное сопротивление между вибраторами *1* и *3* и т. д.

Взяв отношение $\frac{U_1}{I_1}$ в первом из равенств (VI.1), получим значение эквивалентного входного сопротивления на зажимах вибратора *1*

$$Z_1 = \frac{U_1}{I_1} = Z_{11} + \frac{I_2}{I_1} Z_{12} + \ldots + \frac{I_n}{I_1} Z_{1n}. \qquad \text{(VI.3)}$$

Подобные же выражения получаются и для других вибраторов. *Полное комплексное сопротивление можно представить в виде суммы собственного сопротивления Z_{11} и сопротивления $Z_{\text{вн}1}$, вносимого остальными вибраторами в первый*, причем

$$Z_{\text{вн}1} = \frac{I_2}{I_1} Z_{12} + \frac{I_3}{I_1} Z_{13} + \ldots +$$

$$+ \frac{I_{1n}}{I_1} Z_{1n} = Z_{\text{вн}12} + Z_{\text{вн}13} + \ldots + Z_{\text{вн}1n}, \qquad \text{(VI.4)}$$

где

$$Z_{\text{вн}12} = \frac{I_2}{I_1} Z_{12};\ Z_{\text{вн}13} =$$

$$= \frac{I_3}{I_1} Z_{13};\ \ldots\ Z_{\text{вн}1n} = \frac{I_{1n}}{I_1} Z_{1n}. \qquad \text{(VI.5)}$$

Как видно из последних выражений, *сопротивление, вносимое каждым вибратором, зависит как от соответствующего взаимного сопротивления, так и от соотношения между амплитудами и фазами токов вибраторов.* В частности, *при равенстве токов вносимое сопротивление оказывается равным взаимному.* Например, при $I_2 = I_1$ $Z_{\text{вн}12} = Z_{12}$, при $I_3 = I_1$ $Z_{\text{вн}13} = Z_{13}$ и т. д.

Таким образом, взаимным сопротивлением Z_{12} двух вибраторов можно назвать сопротивление, которое вносится вибратором *2* в вибратор *1* (или наоборот) в случае, когда токи обоих вибраторов одинаковы по фазе и по амплитуде.

Из системы уравнений (VI.1) видно, что при заданных напряжениях на зажимах вибраторов и известных значениях собственных и взаимных сопротивлений могут быть определены (в результате решения системы уравнений) все токи вибраторов. Если же токи вибраторов определены или заданы заранее, тогда с помощью выражений типа (VI.3) могут быть найдены полные комплексные сопротивления вибраторов.

Таким образом, для всех этих расчетов необходимо знать или уметь определять как собственные, так и взаимные сопротивления вибраторов. Эти сопротивления обычно определяются так называемым методом наводимых электродвижущих сил, который в дальнейшем для краткости называется методом наводимых э. д. с.

2. МЕТОД НАВОДИМЫХ Э. Д. С.

Метод наводимых э д с. для расчета мощности был предложен независимо друг от друга советским физиком Д. А. Рожанским * и французским физиком Л. Брилуэном ** в 1922 г. В дальнейшем (1927 г.) этот метод для расчета сопротивления излучения вертикальных заземленных антенн был развит И. Г. Кляцкиным ***. Особенно существенное развитие этот метод получил в работах А. А. Пистолькорса ****, который применил его к расчету сопротивления излучения сложных антенн из полуволновых вибраторов. В. В. Татаринов использовал этот же метод для расчета реактивных составляющих взаимных сопротивлений вибраторов и уточнения расчетов настройки коротковолновых антенн.

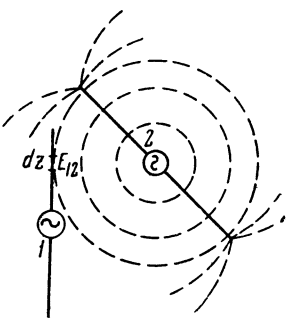


Рис. VI.1. К пояснению идеи метода наводимых э. д с.

Рассмотрим идею метода наводимых э. д. с. На некотором расстоянии друг от друга расположим два вибратора (рис. VI.1), питаемых своими источниками э. д. с. Вибраторы будем считать идельно проводящими. Для расчетов по методу наводимых э. д. с. должны быть известны распределения токов на вибраторах. Если этот метод применяется к одиночному симметричному вибратору, тогда распределение тока вдоль вибратора определяется соответствую-

* Д. А. Рожанский, Т и Тбп. № 14, 1922.

** D. L. Brillouin. Radioélectricite, April, 1922.

*** И. Г. Кляцкин, Т и Тбп, № 40, 1927.

**** А. А. Пистолькорс, ТИТБп № 48, № 50, 1928, № 52. 1929 щими выражениями, полученными в предыдущей главе. У близко расположенных вибраторов распределение тока, строго говоря, будет несколько отличаться от соответствующего распределения тока уединенных вибраторов. Однако для того, чтобы не слишком усложнять задачу, обычно для расчетов по методу наводимых э. д с. исходят из приближенного синусоидального закона распределения амплитуд тока на вибраторах с нулевыми значениями на изолированных концах. Как показывает более детальный теоретический анализ и опыт, это не приводит к большим погрешностям в вычислениях.

Итак, обратимся к двум вибраторам (рис VI.1), распределение тока вдоль которых будем считать заданным. Выясним, как влияет вибратор *2* на вибратор *1*.

Ток вибратора *2* создает в окружающем пространстве электромагнитное поле, в том числе и вблизи поверхности провода *1*. Рассмотрим элемент dz вибратора *1*. Обозначим через E_z касательную составляющую напряженности электрического поля, создаваемого на элементе dz вибратором *2*. Амплитуда и фаза этого поля определяются током 2-го вибратора, расстоянием между вибраторами и их взаимным расположением. Э. д с., наведенная на элементе dz, будет равна

$$d\mathcal{E}_z = E_z dz. \qquad \text{(VI.6)}$$

Из теории поля известно, что на идеально проводящей поверхности вибратора должно выполняться граничное условие о равенстве нулю касательной составляющей вектора напряженности электрического поля. Появление касательной составляющей вектора E_z приводит к нарушению указанного граничного условия Поэтому под влиянием поля вибратора *2* собственное поле вибратора *1* перераспределится таким образом, что у поверхности элемента dz появится собственная э. д. с., равная $-d\mathcal{E}_z = -E_z dz$, которая создается за счет источника энергии, включенного в 1-й вибратор. В результате суммарное значение касательной составляющей вектора напряженности электрического поля обратится в нуль и граничные условия не будут нарушены.

Амплитуда и фаза э. д с., появляющейся на элементе dz из-за наличия тока на 2-м вибраторе, могут иметь различные значения, в частности, в зависимости от расстояния между вибраторами. Упомянутую э. д с. можно представить в виде суммы двух составляющих: совпадающей по фазе с током 1-го вибратора (или отличающейся по фазе на 180°) и находящейся с ним в квадратуре. Первая составляющая э. д. с., умноженная на ток через рассматриваемый элемент определяет расход активной мощности на элементе провода Этот расход восполняется за счет источника энергии 1-го вибратора. Вторая составляющая э. д. с совместно с током элемента определяет изменение реактивной мощности.

Итак, активная мощность, развиваемая на элементе, может быть определена как

$$dP_{\Sigma 12} = -I_z d\mathcal{E}_z \cos\varphi = -I_z E_z \cos\varphi dz. \qquad \text{(VI.7)}$$

Здесь I_z — действующее значение тока в элементе dz вибратора *1*;
E_z — действующее значение напряженности поля;
φ — угол сдвига фаз между током I_z и э. д. с. — $d\mathcal{E}_z$.

Предполагается, что э. д. с. и токи изменяются во времени по синусоидальному закону. Интегрируя (VI.7) по длине вибратора *1*, получаем

$$P_{\Sigma 12} = -\int\limits_{l} I_z E_z \cos\varphi dz. \qquad \text{(VI.8)}$$

Это выражение определяет собой активную мощность излучения вибратора *1*, получающуюся под влиянием поля (тока) вибратора *2*, и называется наводимой мощностью излучения

Эта мощность поддерживается за счет источника энергии, включенного в первый вибратор, и определяет собой изменение мощности излучения вибратора *1*. Значение $P_{\Sigma 12}$ может быть как положительным, так и отрицательным (в зависимости от фазы φ). В первом случае присутствие вибратора *2* приводит к увеличению мощности излучения вибратора *1* (при том же токе в точках питания), а во втором случае — к уменьшению. Естественно, что эти изменения мощности излучения сопровождаются соответствующими изменениями мощности, отдаваемой генератором в цепи первого вибратора.

Используя выражение (VI.8), легко определить так называемое наведенное сопротивление излучения. Для этого указанное выражение следует разделить на квадрат действующего значения тока, к которому относится сопротивление

$$R_{\Sigma 12} = \frac{P_{\Sigma 12}}{I^2} = -\frac{1}{I^2}\int\limits_{l} I_z E_z \cos\varphi dz. \qquad \text{(VI.9)}$$

Аналогичным образом можно определить наведенную реактивную мощность и соответственно реактивную составляющую наведенного сопротивления. Для этого надо лишь в выражении (VI.9) заменить $\cos\varphi$ на $\sin\varphi$

$$X_{\Sigma 12} = -\frac{1}{I^2}\int\limits_{l} I_z E_z \sin\varphi dz. \qquad \text{(VI.10)}$$

Таким образом, при определении наведенных сопротивлений рассмотренным методом придерживаются следующего порядка

1) Считают заданным распределение тока на вибраторах.

2) По заданному току определяют напряженность электрического поля в разных точках по длине одного из вибраторов, создаваемого током второго вибратора. Для определения этого поля можно, например, воспользоваться выражениями, хорошо известными из теории электромагнитного поля,

$$\overline{E} = -\mu\frac{\partial\overline{A}}{\partial t} - \operatorname{grad} U. \qquad \text{(VI.11)}$$

Здесь μ — магнитная проницаемость, которая для свободного пространства равна $\mu_0 = \frac{4\pi}{10^7}\,\frac{гн}{м}$;

$\overline{A}$ — векторный запаздывающий потенциал, определяемый для тонких проводов выражением

$$\overline{A} = \frac{1}{4\pi}\int\limits_{0}^{l} I_{(l)}\,\frac{e^{-jkr}}{r}\,dl, \qquad \text{(VI.12)}$$

где $I_{(l)}$ — ток в элементе dl провода 2, поле которого определяется;
l — длина этого провода;
r — расстояние от элемента dl до точки, в которой вычисляется напряженность поля;
U — скалярный запаздывающий потенциал, определяемый зарядами, распределенными вдоль провода и сосредоточенными на его концах. При линейном распределении зарядов

$$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\int_0^l Q_{(l)}\frac{e^{-jkr}}{r}\,dl; \qquad \text{(VI.13)}$$

ε — диэлектрическая проницаемость, которая для свободного пространства равна $\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}\,\frac{\text{ф}}{\text{м}}$;
$Q_{(l)}$ — заряд на единицу длины в элементе dl провода.

Ток и заряд связаны следующим соотношением

$$\frac{\partial Q_{(l)}}{\partial t} = -\frac{\partial I_{(l)}}{\partial l}. \qquad \text{(VI.14)}$$

3) Определив напряженность поля E, создаваемого током 2-го провода, находят его составляющие, касательные к проводу 1.

4) При известных значениях E и тока в проводе 1 находят сдвиг фаз между ними, что позволяет определить активную и реактивную составляющие наведенной э. д. с.

5) С помощью выражений (VI.9), (VI.10) находят значения активной и реактивной составляющих наведенного сопротивления.

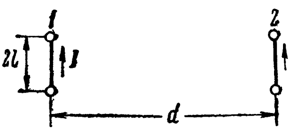


Рис. VI.2 К расчету взаимного сопротивления двух элементарных диполей.

Рассмотрим применение метода наводимых э. д. с. для расчета взаимного сопротивления простейшей системы из двух одинаковых элементарных электрических диполей, показанных на рис. VI.2, расположенных параллельно на одном уровне и отстоящих на расстоянии d друг от друга. Будем считать, что токи обоих диполей равны между собой по амплитуде и фазе $I_1 = I_2 = I$. В этом случае сопротивление, наведенное в одном из диполей током другого диполя, т. е. вносимое сопротивление, будет равняться их взаимному сопротивлению.

Для определения активной и реактивной составляющих этого сопротивления будем действовать в указанной выше последовательности.

Напишем выражение для напряженности электрического поля элементарного диполя на произвольном расстоянии r, которое, как известно из курса радиотехники, имеет вид

$$E = 30Ik^2 2l\sin\theta\left[\frac{1}{k^2r^2} - j\left(\frac{1}{k^3r^3} - \frac{1}{kr}\right)\right]e^{-jkr}. \qquad \text{(VI.15)}$$

Здесь $2l$ — полная длина диполя;

$$k=\frac{2\pi}{\lambda};$$

θ — угол между осью диполя и направлением на точку наблюдения.

Размеры каждого из диполей следует считать малыми по сравнению с расстоянием между ними. Поэтому для любой прямой, проведенной между произвольными точками, на диполях можно принять $r=d$ и $\theta=\frac{\pi}{2}$. При этом выражение (VI.15) преобразуется в следующее:

$$E=30Ik^2 2l\left[\frac{1}{k^2d^2}-j\left(\frac{1}{k^3d^3}-\frac{1}{kd}\right)\right]e^{-jkd}=\mathrm{Re}\,(E)+j\,\mathrm{Im}\,(E),\quad (\mathrm{VI.16})$$

где реальная часть E

$$\mathrm{Re}\,(E)=30Ik^2 2l\left[\frac{\cos kd}{k^2d^2}-\frac{\sin kd}{k^3d^3}(1-k^2d^2)\right],\qquad (\mathrm{VI.17})$$

а мнимая часть

$$\mathrm{Im}\,(E)=-30Ik^2 2l\left[\frac{\sin kd}{k^2d^2}+\frac{\cos kd}{k^3d^3}(1-k^2d^2)\right].\qquad (\mathrm{VI.18})$$

Выражение (VI.16) определяет собой в комплексной форме касательную составляющую напряженности электрического поля у поверхности диполя *1*, создаваемого током диполя *2*.

Активная мощность, наводимая в 1 м диполе током 2-го диполя, на основании (VI.8)

$$P_{\Sigma 12}=-\int\limits_{2l} I_z E_z \cos\varphi\, dl.\qquad (\mathrm{VI.19})$$

В данном случае $I_z=I$ — действующее значение тока диполя *1*; E_z — действующее значение напряженности поля, создаваемого диполем *2*, равное абсолютной величине $|E|$ выражения (VI.16); φ — угол сдвига фаз между током диполя *1* и полем E.

Ввиду того, что токи диполей имеют одинаковые фазы, угол φ будет также углом сдвига фаз между током диполя *2* и создаваемой им вблизи диполя *1* напряженностью поля E. Как видно из выражения (VI.16), реальная часть комплекса E совпадает по фазе с током *1*, поэтому

$$\cos\varphi=-\frac{\mathrm{Re}\,(E)}{|E|}.\qquad (\mathrm{VI.20})$$

Знак минус учитывает то, что положительное значение вектора E имеет противоположное направление относительно положительного направления тока 1-го диполя.

Из (VI.20)

$$\mathrm{Re}\,(E)=-|E|\cos\varphi=-E_z\cos\varphi.\qquad (\mathrm{VI.21})$$

Вследствие малых размеров диполя *2* интеграл (VI.19) можно переписать как

$$P_{\Sigma 12} = -I_z E_z \cos\varphi 2l.$$

Учитывая (VI.21) и (VI.17), получаем

$$P_{\Sigma 12} = I \operatorname{Re}(E)\, 2l = 30 I^2 k^2 (2l)^2 \left[\frac{\cos kd}{k^2 d^2} - \frac{\sin kd}{k^3 d^3}\,(1 - k^2 d^2)\right]. \quad \text{(VI.22)}$$

Соответственно вносимое сопротивление излучения

$$R_{\Sigma 12} = \frac{P_{\Sigma 12}}{I^2}\, 30 k^2 (2l)^2 \left[\frac{\cos kd}{k^2 d^2} - \frac{\sin kd}{k^3 d^3}\,(1 - k^2 d^2)\right]. \quad \text{(VI.23)}$$

Учитывая, что сопротивление излучения уединенного диполя $R_{\Sigma 0} = 20 k^2 (2l) = 80\pi^2 \left(\frac{2l}{\lambda}\right)^2$, можно (VI.23) переписать в виде

$$R_{\Sigma 12} = \frac{3}{2} R_{\Sigma_0} \left[\frac{\cos kd}{k^2 d^2} - \frac{\sin kd}{k^3 d^3}\,(1 - k^2 d^2)\right]. \quad \text{(VI.24)}$$

Аналогичным образом можно легко получить для реактивной составляющей наведенного сопротивления следующее выражение:

$$X_{\Sigma 12} = -\frac{3}{2} R_{\Sigma_0} \left[\frac{\sin kd}{k^2 d^2} + \frac{\cos kd}{k^3 d^3}\,(1 - k^2 d^2)\right]. \quad \text{(VI.25)}$$

Общее активное сопротивление излучения диполя *1*

$$R_{\Sigma 1} = R_{\Sigma 0} + R_{\Sigma 12} = 80\pi^2 \left(\frac{2l}{\lambda}\right)^2 \times$$

$$\times \left\{1 + \frac{3}{2}\left[\frac{\cos kd}{k^2 d^2} - \frac{\sin kd}{k^3 d^3}\,(1 - k^2 d^2)\right]\right\}. \quad \text{(VI.26)}$$

Очевидно, что таким же будет и общее сопротивление излучения диполя *2*.

3. ВЗАИМНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПОЛУВОЛНОВЫХ ВИБРАТОРОВ

В конце предыдущего параграфа был проделан вывод для взаимного сопротивления двух элементарных электрических диполей. Таким же образом можно определить выражения для взаимного сопротивления двух полуволновых вибраторов, расположенных параллельно друг другу на расстоянии d (рис. VI.3), с одинаковыми токами. Не приводя всех математических выводов, проделанных А. А. Пистолькорсом и изложенных в упомянутых выше его статьях, напишем окончательные выражения для активной и реактивной составляющих вза-

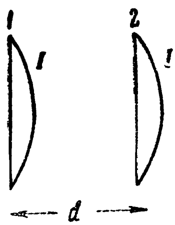


Рис. VI.3. Два параллельных полуволновых вибратора, расположенных на одном уровне.

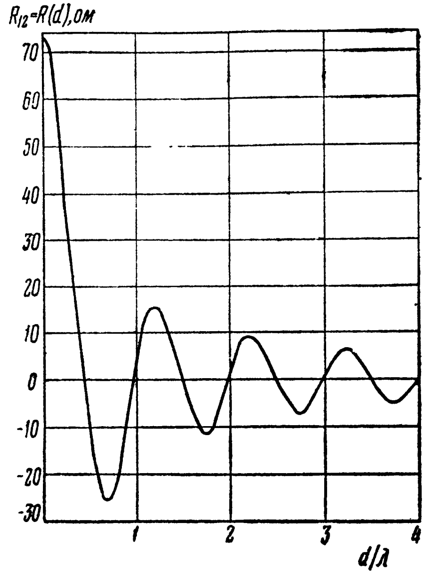


Рис. VI.4. Кривая активной составляющей взаимного сопротивления двух полуволновых вибраторов в зависимости от отношения $\frac{d}{\lambda}$

имного сопротивления линейных полуволновых вибраторов.

$$R_{12}=R_{(d)}=30\left[2\mathrm{Ci}\,kd-\mathrm{Ci}\,k\left(\sqrt{d^2+\frac{\lambda^2}{4}}+\frac{\lambda}{2}\right)-\right.$$

$$\left.-\mathrm{Ci}\,k\left(\sqrt{d^2+\frac{\lambda^2}{4}}-\frac{\lambda}{2}\right)\right]; \qquad \text{(VI.27)}$$

$$X_{12}=X_{(d)}=30\left[-2\,\mathrm{Si}\,kd+\mathrm{Si}\,k\left(\sqrt{d^2+\frac{\lambda^2}{4}}+\frac{\lambda}{2}\right)-\right.$$

$$\left.-\mathrm{Si}\,k\left(\sqrt{d^2+\frac{\lambda^2}{4}}-\frac{\lambda}{2}\right)\right], \qquad \text{(VI.28)}$$

где Ci — косинус интегральный от соответствующего аргумента;

Si — синус интегральный.

Кривые $R(d)$ и $X(d)$ в зависимости от отношения $\frac{d}{\lambda}$, вычисленные по формулам (VI.27) и (VI.28), изображены на рис. VI.4 и VI.5.

Как видно из рис. VI.4, активное взаимное сопротивление принимает и положительные, и отрицательные значения. Случай отрицательного значения обозначает,

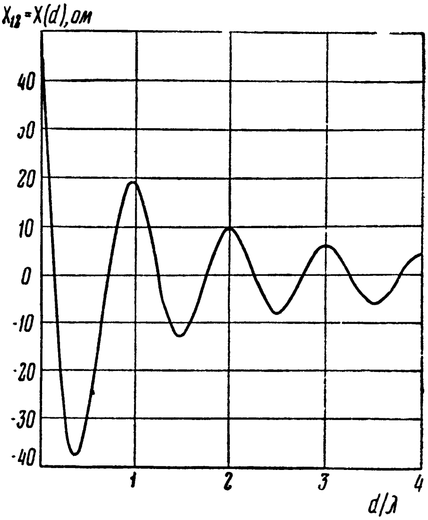


Рис. VI.5. Кривая реактивной составляющей взаимного сопротивления двух полуволновых вибраторов в зависимости от отношения $\frac{d}{\lambda}$.

что под влиянием электромагнитного поля, создаваемого током соседнего вибратора, в рассматриваемом вибраторе при неизменном токе происходит уменьшение мощности излучения и, соответственно, сопротивления излучения.

При сближении вибраторов (когда $d=0$) взаимное активное сопротивление стремится к пределу

$$R_{11} = 73{,}1\ ом,$$

который представляет собой сопротивление излучения полуволнового вибратора от собственного тока или просто собственное сопротивление излучения. Число 73,1 *ом* совпадает с соответствующим значением сопротивления излучения, полученным ранее для полуволнового вибратора методом интегрирования вектора Пойнтинга.

Как видно из рис. VI.5, собственное реактивное сопротивление вибратора общей длиной, равной 0,5λ,

$$X_{11} = 42{,}5 \text{ ом}.$$

Это значение также совпадает с полученным ранее (в гл. V) точным значением реактивной составляющей входного сопротивления бесконечно тонкого симметричного вибратора длиной в полволны.

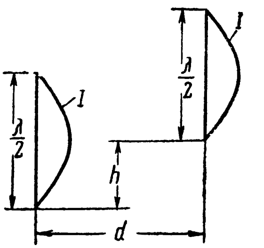


Рис. VI.6. Два параллельных полуволновых вибратора, концы которых сдвинуты относительно друг друга.

Таким образом, значение собственного сопротивления симметричного вибратора общей длиной $2l = 0{,}5\lambda$

$$Z_{11} = 73{,}1 + j42{,}5 \text{ ом}, \quad \text{(VI.29)}$$

а взаимное сопротивление двух полуволновых вибраторов, расположенных, как показано на рис. VI.3,

$$Z_{12} = R_{12} + jX_{12},$$

где оба слагаемых определяются из графиков рис. VI.4 и VI.5.

При расчете сложных многовибраторных антенн возникает необходимость определения взаимных сопротивлений параллельных вибраторов, концы которых сдвинуты относительно друг друга, как показано на рис. VI.6, где d — обозначает расстояние между осями вибраторов, h — смещение концов вибратора относительно друг друга. Активные составляющие взаимных сопротивлений таких вибраторов вычислил методом наводимых э. д. с. впервые А. А. Пистолькорс. Результаты этих вычислений для расстояний d и h между вибраторами, кратных половине длины волны, приведены в таблице VI.1.

Графики активных и реактивных составляющих взаимных сопротивлений полуволновых вибраторов для разных значений d и h даны В. В. Татариновым и приводятся в литературе по антеннам*. Значения сопро-

* См. например, В. В. Татаринов «Коротковолновые направленные антенны». Связьиздат, 1936 или Г. З. Айзенберг «Антенны для магистральных коротковолновых радиосвязей». Связьрадиоиздат, 1948.

тивлений в таблице относятся к синфазным вибраторам. Поэтому для вибраторов с токами, находящимися в противофазе, значения сопротивлений должны быть взяты с противоположными знаками.

Указанные таблица и графики позволяют также определять общие сопротивления антенных систем, составленных из параллельных полуволновых вибраторов с известными токами. В частности, легко рассчитываются полные сопротивления излучения многовибраторных антенн с токами одинаковой амплитуды.

Таблица VI.1

Значения активных составляющих взаимных сопротивлений полуволновых вибраторов

d	h						
	0,0λ	0,5λ	1,0λ	1,5λ	2,0λ	2,5λ	3,0λ
0,0λ	+73,1	+26,4	—4,1	+1,8	—1,0	+0,6	—0,4
0,5λ	—12,7	—11,8	—0,8	+0,8	—1,0	+0,5	—0,3
1,0λ	+3,8	+8,8	+3,6	—2,9	+1,1	—0,4	+0,1
1,5λ	—2,4	—5,8	—6,3	+2,0	+0,6	—1,0	+0,9
2,0λ	+1,1	+3,8	+6,1	+0,2	—2,6	+1,6	—0,5
2,5λ	—0,8	—2,8	—5,7	—2,4	+2,7	—0,3	—0,1
3,0λ	+0,4	+1,9	+4,5	+3,2	—2,1	—1,6	+1,7
3,5λ	—0,3	—1,5	—3,9	—3,8	+0,7	+2,7	—1,0
4,0λ	+0,2	+1,1	+3,1	+3,7	+0,5	—2,5	—0,1
4,5λ	—0,2	—0,9	—2,5	—3,4	—1,3	+2,0	+1,1
5,0λ	+0,2	+0,7	+2,1	+3,1	+1,8	—1,4	—1,9
5,5λ	—0,1	—0,6	—1,8	—2,9	—2,2	+0,5	+1,8
6,0λ	+0,1	+0,5	+1,6	+2,6	+2,3	—0,1	—2,0
6,5λ	—0,1	—0,5	—1,2	—2,3	—2,3	—0,5	+1,7
7,0λ	+0,1	+0,4	+1,1	+2,1	+2,3	+0,9	—1,3
7,5λ	0,0	—0,3	—1,0	—1,9	—2,1	—1,0	+0,7

4. РАСЧЕТ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ МНОГОВИБРАТОРНЫХ СИСТЕМ

Рассмотрим антенную систему, составленную из вибраторов. Входное сопротивление 1-го вибратора на основании (VI.3)

$$Z_1 = Z_{11} + \frac{I_2}{I_1} Z_{12} + \ldots + \frac{I_n}{I_1} Z_{1n}. \qquad \text{(VI.3)}$$

При равенстве токов в вибраторах

$$Z_1 = Z_{11} + Z_{12} + \ldots + Z_{1n}. \qquad \text{(VI.30)}$$

Активная составляющая сопротивления 1-го вибратора, которая, в пренебрежении потерями, является сопротивлением излучения вибратора:

$$R_1 = R_{\Sigma_1} = R_{11} + R_{12} + \ldots + R_{1n}. \qquad \text{(VI.31)}$$

Таким образом, сопротивление излучения первого вибратора складывается из собственного сопротивления излучения (R_{11}) и сопротивлений излучения, наведенных на него остальными вибраторами.

Аналогичным образом можно определить и сопротивления излучения других вибраторов

$$R_2 = R_{\Sigma_2} = R_{21} + R_{22} + \ldots + R_{2n};$$

$$R_3 = R_{\Sigma_3} = R_{31} + R_{32} + R_{33} + \ldots + R_{3n} \qquad \text{(VI.32)}$$

и так далее.

Общая мощность излучения многовибраторной антенны складывается из суммы мощностей излучения отдельных вибраторов

$$P_\Sigma = P_{\Sigma_1} + P_{\Sigma_2} + \ldots + P_{\Sigma_n}. \qquad \text{(VI.33)}$$

При одинаковых токах в вибраторах

$$P_\Sigma = I^2 R_{\Sigma_1} + I^2 R_{\Sigma_2} + \ldots + I^2 R_{\Sigma_n}.$$

Поэтому, относя полное сопротивление излучения всей многовибраторной антенны к общему току I, получаем, что

$$R_\Sigma = R_{\Sigma_1} + R_{\Sigma_2} + \ldots + R_{\Sigma_n}, \qquad \text{(VI.34)}$$

т. е. полное сопротивление излучения равно сумме сопротивлений излучения отдельных вибраторов. При этом отдельные слагаемые в (VI.34) определяются формулами (VI.31), (VI.32) и т. д.

Рассмотрим несколько примеров расчета сопротивлений излучения системы параллельных полуволновых вибраторов, а также их комплексных сопротивлений.

а) Определим сопротивление излучения двух синфазных полуволновых вибраторов (рис. VI.3), расположенных на расстоянии $d=0{,}5\lambda$. Сопротивление излучения вибратора *1* с учетом влияния вибратора *2*

$$R_{\Sigma_1}=R_{11}+R_{12}=73{,}1-12{,}7=60{,}4\ \textit{ом}.$$

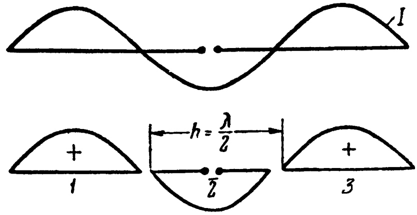


Рис. VI.7. К расчету сопротивления излучения вибратора, работающего на третьей гармонике.

Таким же будет и сопротивление излучения вибратора *2*:

$$R_{\Sigma_2}=R_{\Sigma_1}=60{,}4\ \textit{ом}.$$

Полное сопротивление излучения обоих вибраторов

$$R_{\Sigma}=R_{\Sigma_1}+R_{\Sigma_2}=2\cdot 60{,}4=120{,}8\ \textit{ом}.$$

б) Определим сопротивление излучения провода, работающего на третьей гармонике.

Распределение тока на такой антенне показано на рис. VI.7. Эту антенну можно мысленно представить себе составленной из трех полуволновых вибраторов с токами, сдвинутыми по фазе на 180°.

Сопротивление излучения вибраторов *1* и *3* будет равно

$$R_{\Sigma_1}=R_{\Sigma_3}=R_{11}+R_{12}+R_{13}=$$
$$=73{,}1-26{,}4-4{,}1=42{,}6\ \textit{ом}.$$

Для вибратора *2*

$$R_{\Sigma_2}=R_{22}+2R_{12}=73{,}1-2\cdot 26{,}4=20{,}3\ \textit{ом}.$$

Полное сопротивление излучения вибратора, работающего на третьей гармонике

$$R_{\Sigma}=R_{\Sigma_1}+R_{\Sigma_2}+R_{\Sigma_3}=42{,}6+20{,}3+42{,}6=105{,}5\ \textit{ом}.$$

Эта цифра совпадает с соответствующим значением сопротивления излучения вибратора длиной $2l=\frac{3}{2}\lambda$, рассчитанным в предыдущей главе и показанным на графике рис. V.10.

Найденное значение $R_{\Sigma}=105{,}5$ *ом* можно рассматривать так же, как активную составляющую входного сопротивления вибратора рис. VI.7 при питании в средних точках (в пучности тока).

в) В заключение рассмотрим пример расчета сопротивлений системы из двух полуволновых вибраторов, концы которых находятся на одном уровне ($h=0$), но разнесены на расстояние $d=0{,}25\lambda$. Пусть в оба вибратора включены источники э. д. с., которые поддерживают в вибраторах токи одинаковой амплитуды, но сдвинутые по фазе на 90°. Будем считать для определенности, что ток вибратора *2* опережает по фазе ток вибратора *1* на 90°, т. е. что

$$I_2=jI_1. \qquad \text{(VI.35)}$$

В такой системе вибратор *1* может рассматриваться как антенна, а вибратор *2* — как рефлектор (активный). Можно также считать, что вибратор *2* является антенной, а вибратор *1* — директором (активным).

Сопротивление вибратора *1* с учетом влияния вибратора *2*

$$Z_1=Z_{11}+Z_{\text{вн}_{12}},$$

где

$$Z_{11}=R_{11}+jX_{11}=73{,}1+j42{,}5;$$

$$Z_{\text{вн}_2}=\frac{I_2}{I_1}Z_{12}=j\left(R_{12}+jX_{12}\right)=-X_{12}+jR_{12}.$$

По графикам рис. VI.4 и VI.5 для $d=0{,}25\lambda$

$$R_{12}=40{,}8\ \text{ом};\quad X_{12}=-28{,}3\ \text{ом}.$$

Поэтому

$$Z_{\text{вн}_{12}}=28{,}3+j40{,}8\ \text{ом};$$

$$Z_1=73{,}1+j42{,}5+28{,}3+j40{,}8=101{,}4+j83{,}3\ \text{ом}.$$

Аналогично сопротивление вибратора *2* с учетом влияния вибратора *1*

$$Z_2 = Z_{22} + Z_{\text{вн}_{21}} = Z_{22} - jZ_{12} =$$

$$= 73{,}1 + j42{,}5 - 28{,}3 - j40{,}8 = 44{,}8 + j1{,}7 \ \textit{ом}.$$

Общее сопротивление излучения вибраторов *1* и *2*

$$R_\Sigma = R_1 + R_2 = 101{,}4 + 44{,}8 = 146{,}2 \ \textit{ом}.$$

Это сопротивление вдвое больше, чем сопротивление излучения уединенного полуволнового вибратора.

Реактивная составляющая входного сопротивления питаемых вибраторов, работающих на фиксированной волне, обычно ликвидируется посредством настройки, например путем некоторого укорочения вибратора.

Общая мощность излучения рассмотренной системы из двух вибраторов определяется произведением общего сопротивления излучения на квадрат тока в пучности одного из вибраторов ($P_\Sigma = I^2 R_\Sigma$). Эта мощность распределяется между вибраторами пропорционально своим сопротивлениям излучения ($R_1 = 101{,}4$ *ом* и $R_2 = 44{,}8$ *ом*).

Отметим, что активная составляющая входного сопротивления вибратора (*1*) из-за влияния рефлектора, у которого ток опережает по фазе (на 90°), возросла.

ГЛАВА VII

КОЛЬЦЕВЫЕ АНТЕННЫ

1. ВВЕДЕНИЕ

Наряду с антеннами в виде прямолинейных проводов на практике применяются замкнутые антенны. К их числу относятся и кольцевые антенны. Примером антенны такого рода является так называемая круглая антенна Татаринова* в виде синфазного проволочного кольца или многоугольника с неизменной амплитудой тока на проводе. Известны также кольцевые антенны бегущей волны. Кольцевые антенны синфазные или бегущей волны на сверхвысоких частотах могут быть реализованы в виде щелевых антенн. Практическое осуществление подобных антенн на волнах разных диапазонов рассматривается ниже.

Напомним, что *замкнутые проволочные антенны с размерами, малыми по сравнению с длиной волны, часто называют рамочными антеннами.*

В качестве основы теории такого рода антенн целесообразно рассмотреть теорию замкнутого кольца с заданным по нему распределением тока.

2. ВЫВОД ОБЩИХ ВЫРАЖЕНИЙ ДЛЯ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Определим напряженность поля, создаваемого в дальней зоне кольцевой антенной, показанной на рис. VII.1,*а*, расположенной в плоскости *xoy* с центром в начале координат.

Пусть точка наблюдения P находится в плоскости *xoz*. Угловые координаты θ отсчитываются от оси *oz*, совпадающей с осью

* В. В. Татаринов. «Телеграфия и телефония без проводов», 1929, № 10, стр. 299.

кольца, φ — от оси ox. Сферические координаты точки P, будут r, θ и $\varphi=0$.

Будем считать, что кольцо проволочное с радиусом $r'=R$, а линейный электрический ток I на нем задан в функции угловой координаты φ'

$$I = I_{(\varphi')}. \qquad \text{(VII.1)}$$

Для определения меридиональной и азимутальной составляющих напряженности электрического поля можно воспользоваться

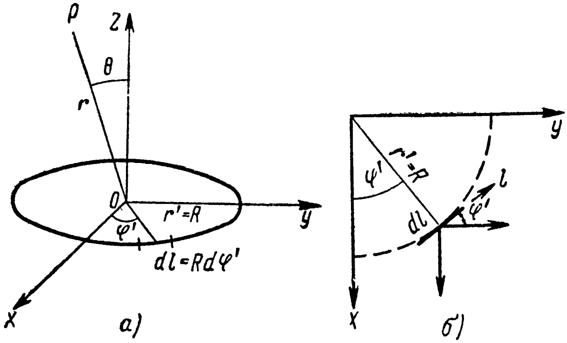


Рис. VII.1. К расчету напряженности поля кольцевой антенны.

общими выражениями (1.44), (1.45) совместно с (1.41) При этом следует учесть, что магнитные токи в рассматриваемом случае отсутствуют и поэтому $L_x = L_y = L_z = 0$.

Учитывая это, получим

$$E_\theta = -\frac{j\mathrm{e}^{-jkr}}{2\lambda r}\rho\,(N_x\cos\theta\cos\varphi + N_y\cos\theta\sin\varphi - N_z\sin\theta); \qquad \text{(VII.2)}$$

$$E_\varphi = \frac{j\mathrm{e}^{-jkr}}{2\lambda r}\rho\,(N_x\sin\varphi - N_y\cos\varphi), \qquad \text{(VII.3)}$$

где

$$N_x = \int\limits_l I_{(\varphi')}\mathrm{e}^{jkr'\cos\alpha}\cos(l,\,x)\,dl;$$

$$N_y = \int\limits_l I_{(\varphi')}\mathrm{e}^{jkr'\cos\alpha}\cos(l,\,y)\,dl;$$

$$N_z = \int\limits_l I_{(\varphi')}\mathrm{e}^{jkr'\cos\alpha}\cos(l,\,z)\,dl.$$

В нашем случае точка наблюдения располагается в плоскости xoz, следовательно, $\varphi=0$.

Учтем далее, что кольцо с током целиком расположено в плоскости xoy, следовательно, $\cos(l, z) = \cos 90° = 0$. Как видно из рис. VII.1,б, угол (l, x) между направленным элементом dl и осью ox равен $90° + \varphi'$, следовательно, $\cos(l, x) = -\sin\varphi'$; угол (l, y) между dl и осью oy равен φ', следовательно, $\cos(l, y) = \cos\varphi'$.

На основании (I.23)

$$\cos\alpha = \sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi - \varphi') + \cos\theta\cos\theta' = \sin\theta\cos\varphi' \qquad \text{(VII.4)}$$

так как угол θ' между осью oz и направлением r' на любой элемент кольца равен 90°.

В дальнейшем будем считать, что антенна располагается в свободном пространстве, для которого $\rho = 120\pi$.

Учитывая сказанное, получаем для меридиональной составляющей напряженности электрического поля следующее выражение:

$$E_\theta = \frac{je^{-jkr} 120\pi\cos\theta}{2\lambda r}\int_l I_{(\varphi')} e^{jkR\sin\theta\cos\varphi'}\sin\varphi' dl. \qquad \text{(VII.5)}$$

Учитывая также, что $dl = Rd\varphi'$, а $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, и заменяя пределы интегрирования, получаем окончательно

$$E_\theta = je^{-jkr}\,\frac{30kR\cos\theta}{r}\int_0^{2\pi} I_{(\varphi')} e^{jkR\sin\theta\cos\varphi'}\sin\varphi' d\varphi'. \qquad \text{(VII.6)}$$

Аналогичным образом получаем для азимутальной составляющей напряженности электрического поля следующее выражение:

$$E_\varphi = -je^{-jkr}\,\frac{30kR}{r}\int_0^{2\pi} I_{(\varphi')} e^{jkR\sin\theta\cos\varphi'}\cos\varphi' d\varphi'. \qquad \text{(VII.7)}$$

Полученные выражения (VII.6) и VII.7) являются общими и пригодны для любого распределения тока на кольце Пока не задан закон изменения тока $I_{(\varphi)}$, они не могут быть упрощены.

В параграфах 3 и 4 исследуются кольцевые антенны с синфазным равноамплитудным током и током в виде бегущей по кольцу волны.

3. КОЛЬЦЕВЫЕ СИНФАЗНЫЕ РАВНОАМПЛИТУДНЫЕ АНТЕННЫ

Пусть ток на кольце не меняется ни по фазе, ни по амплитуде, т. е.

$$I_{(\varphi')} = I_0.$$

В этом случае

$$E_\theta = \frac{je^{-jkr}30kRI_0\cos\theta}{r}\int_0^{2\pi} e^{jkR\sin\theta\cos\varphi'}\sin\varphi' d\varphi'; \qquad \text{(VII.8)}$$

$$E_\varphi = -\frac{je^{-jkr}30kRI_0}{r}\int_0^{2\pi} e^{jkR\sin\theta\cos\varphi'}\cos\varphi' d\varphi'. \qquad \text{(VII.9)}$$

В выражении (VII.8) интеграл обращается в нуль, потому что подынтегральная функция нечетна относительно φ'.

Следовательно,

$$E_\theta' = 0. \qquad \text{(VIII.10)}$$

Преобразуем выражение (VII.9) для E_φ, учитывая, что функция Бесселя 1-го порядка

$$J_1(z) = \frac{1}{j2\pi}\int_0^{2\pi} e^{jz\cos\varphi'}\cos\varphi' d\varphi', \qquad \text{(VII.11)}$$

$$E_\varphi = -\frac{je^{-jkr}30kRI_0\cos\theta}{r} j2\pi J_1(z) =$$

$$= \frac{60\pi kRI_0}{r} J_1(kR\sin\theta)\, e^{-jkr}. \qquad \text{(VII.12)}$$

Таким образом *напряженность электрического поля проволочной кольцевой синфазной равноамплитудной антенны содержит лишь одну азимутальную составляющую*

$$E = E_\varphi = \frac{60\pi kRI_0}{r} J_1(kR\sin\theta)\, e^{-jkr}. \qquad \text{(VII.12)}$$

Последнее выражение показывает, что при заданной длине волны напряженность поля прямо пропорциональна току кольца и его радиусу.

а) Диаграмма направленности кольцевой синфазной равноамплитудной антенны

Диаграмма направленности антенны определяется выражением

$$f(\varphi, \theta) = J_1(kR\sin\theta). \qquad \text{(VII.13)}$$

Это выражение не зависит от угла φ, что вполне естественно ввиду полной симметрии антенны в плоскости кольца.

График $f(\theta) = |J_1(kR \sin\theta)|$ в функции от $kR \sin\theta$ изображён на рис. VII. 2. При $\theta = 0$, т. е. вдоль оси кольца, $f(\theta) = 0$ независимо от радиуса кольца. При $\theta = 90°$, т. е. в плоскости кольца, $\sin\theta = 1$ и $f(\theta) = |J_1(kR)| = \left|J_1\left(\frac{2\pi}{\lambda} R\right)\right|$; здесь значение функции зависит от соотношения между длиной кольца ($2\pi R$) и длиной волны (λ). Как видно из рис. VII.2, функция Бесселя 1-го порядка достигает максимума при значении аргумента, равном 1,84. Поэтому диаграмма направленности рассматриваемой кольцевой антенны будет достигать максимума в плоскости кольца ($\theta = 90°$) при условии, что длина кольца $2\pi R$ не превышает значения $1{,}84\lambda$. При значении аргумента, равном 3,83, функция Бесселя обращается в нуль. Поэтому при длине кольца $2\pi R = 3{,}83\lambda$ в плоскости кольца получается нулевое значение диаграммы направленности ($\theta = 90°$; $kR \sin\theta = 3{,}83$; $f(\theta) = 0$). При увеличении длины кольца сверх значения $3{,}83\lambda$ ($kR > 3{,}83$) диаграмма направленности в пределах одного квадранта расщепляется на лепестки.

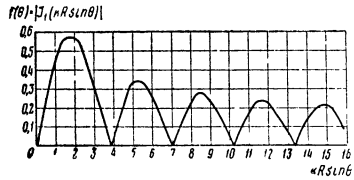


Рис VII.2. График функции Бесселя 1-го порядка в зависимости от аргумента $kR \sin\theta$.

Диаграммы направленности кольцевой синфазной равноамплитудной антенны разных размеров в плоскости, проходящей через ось кольца, изображены в полярных координатах на рис. VII.3. Как видно из рисунка, *при малых размерах кольца диаграмма направленности имеет форму восьмерки,* так же как для элементарного диполя, расположенного вдоль оси кольца. *При значительных размерах кольца максимум излучения приближается к осевому направлению.* Все диаграммы рис. VII.3 построены в таком масштабе, что максимальные значения у них одинаковы. Пространственные диаграммы направленности получаются из диаграмм рис. VII.3 в результате вращения этих фигур вокруг оси кольца.

Поляризацию электромагнитного поля, создаваемого кольцевой синфазной равноамплитудной антенной, нетрудно определить, если учесть, что вектор E напряженности поля антенны содержит лишь одну азимутальную составляющую (VII.12). Следовательно, *линии электрического поля антенны лежат в плоскостях, параллельных плоскости кольца.* Соответственно *вектор напряженности магнитного поля H в любой точке в дальней зоне содержит лишь меридиональную составляющую. Он лежит в плоскости, проходящей через ось кольца и пер-*

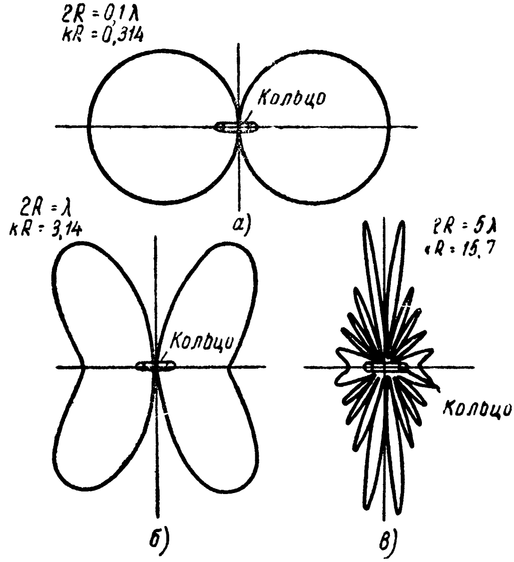


Рис. VII.3. Диаграммы направленности кольцевой синфазной равноамплитудной антенны разных размеров.

пендикулярен вектору E, а также вектору П, характеризующему направление распространения (направление прямой, проведенной из центра кольца в рассматриваемую точку).

Выражение (VII.12) показывает, что *фаза напряженности поля рассмотренных кольцевых антенн отличается на 90° от фазы напряженности поля открытой антенны* (элементарного электрического диполя или симметричного вибратора), *расположенной вдоль оси кольца.* На это указывает наличие дополнительного множителя j в выражениях (I.53) и (I.57) при отсутствии этого множителя в выражении (VII.12).

б) Сопротивление излучения

В гл. V было показано. что мощность излучения всякой антенны в свободном пространстве может быть определена с помощью выражения (V.53)

$$P_\Sigma = \frac{1}{120\pi}\int\limits_S E^2 dS, \qquad \text{(V.53)}$$

где E — действующее значение напряженности поля, создаваемого антенной в дальней зоне; $dS = r^2 \sin\theta\, d\varphi d\,\theta$ — элемент площадки.

Подставляя вместо E соответствующее значение из (VII.12), получаем для синфазной равноамплитудной кольцевой антенны.

$$P_\Sigma = \frac{1}{120\pi}\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi}\int\limits_{\theta=0}^{\pi}\left[\frac{60\pi kRI_0}{r}\; J_1(kR\sin\theta)\right]^2 r^2 \sin\theta d\varphi d\theta =$$

$$= 60\pi^2 k^2 R^2 I_0^2 \int\limits_0^{\pi} J_1^2(kR\sin\theta)\sin\theta d\theta. \qquad \text{(VII.14)}$$

Интеграл в правой части выражения (VII.14) можно взять следующим образом. Обозначим $kR = x$

$$\int\limits_0^{\pi} J_1^2(kR\sin\theta)\sin\theta d\theta = \int\limits_0^{\pi} J_1^2(x\sin\theta)\sin\theta d\theta = \frac{1}{x}\int\limits_0^{2x} J_2(y)\,dy^{(*)},$$

где y — новая переменная.

Кроме того, воспользуемся интегральной формулой для функции Бесселя порядка p **

$$\int J_p(y)\,dy = 2\sum_{\nu=0}^{\infty} J_{p+2\nu+1}(y), \qquad \text{(VII.15)}$$

При $p = 2$

$$\int J_2(y)\,dy = 2\sum_0^{\infty} J_{3+2\nu}(y) = 2\,[J_3(y) + J_5(y) + J_7(y) + \ldots] \qquad \text{(VII.16)}$$

Следовательно,

$$\int\limits_0^{\pi} J_1^2(kR\sin\theta)\sin\theta d\theta = \frac{1}{x}\,2\,[J_3(2x) + J_5(2x) + J_7(2x) + \ldots] \qquad \text{(VII.17)}$$

---

* Ватсон «Теория функций Бесселя».

** Янке и Эмде. «Таблицы функций», Гостехиздат, 1948, стр. 237.

Подставляя (VII 17) в (VII 14) и учитывая, что $x = kR$, получим

$$P_\Sigma = 60\pi^2 2kRI_0^2 \left[J_3(2kR) + J_5(2kR) + J_7(2kR) + \ldots\right] \qquad \text{(VII.18)}$$

Сопротивление излучения рассматриваемой антенны, отнесенное к току I_0 кольца,

$$R_\Sigma = \frac{P_\Sigma}{I_0^2} = 60\pi^2 2kR \left[J_3(2kR) + J_5(2kR) + J_7(2kR) + \ldots\right]. \qquad \text{(VII.19)}$$

Кривая $\frac{R_\Sigma}{60\pi^2} = f(2kR)$, по которой легко определить значение R_Σ для кольцевых антенн разных размеров, представлена на рис. VII.4.

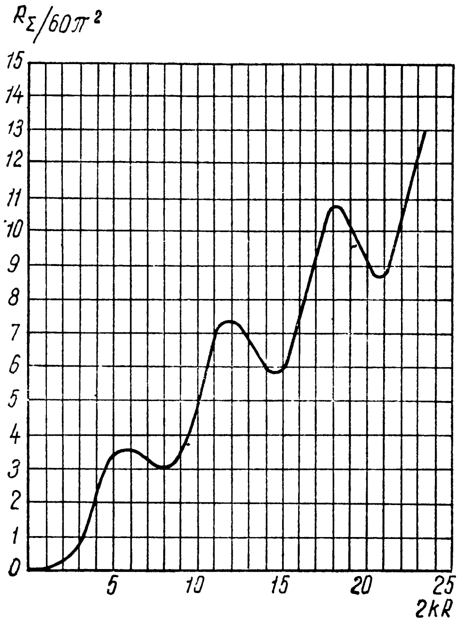


Рис. VII.4. График для определения сопротивления излучения кольцевой синфазной равноамплитудной антенны.

в) Коэффициент направленного действия

Коэффициент направленного действия кольцевой синфазной равноамплитудной антенны, диаграмма направленности которой не зависит от угла φ, может быть определен с помощью выражения (III.33)

$$D = \frac{2}{\int\limits_0^\pi F^2(\theta)\sin\theta d\theta}. \qquad \text{(III.33)}$$

Это выражение определяет КНД в направлении максимума диаграммы излучения.

Выражение $F(\theta)$ для нормированной диаграммы направленности кольцевой антенны можно получить, если разделить (VII.13) на максимальное значение диаграммы

$$F(\theta) = \frac{f(\theta)}{f_{\text{макс}}(\theta)} = \frac{J_1(kR\sin\theta)}{J_1(kR\sin\theta_{\text{м}})}. \qquad \text{(VII.20)}$$

Здесь $\theta_{\text{м}}$ — угол, в направлении которого получается максимум диаграммы.

Следовательно,

$$D = \frac{2}{\int\limits_0^\pi \left[\frac{J_1(kR\sin\theta)}{J_1(kR\sin\theta_{\text{м}})}\right]^2 \sin\theta d\theta} = \frac{2J_1^2(kR\sin\theta_{\text{м}})}{\int\limits_0^\pi J_1^2(kR\sin\theta)\sin\theta d\theta}. \qquad \text{(VII.21)}$$

Используя найденное выше выражение (VII.17) для интеграла и подставляя его в (VII.21), получаем

$$D = \frac{kRJ_1^2(kR\sin\theta_{\text{м}})}{J_3(2kR) + J_5(2kR) + J_7(2kR) + \dots} \qquad \text{(VII.22)}$$

Значения функций Бесселя высших порядков быстро убывают, поэтому вычисление коэффициента направленного действия по формуле (VII.22) практически не представляет трудностей.

г) Кольцевые антенны малого размера (рамки)

Рассмотрим кольцевую синфазную равноамплитудную антенну малых размеров по сравнению с волной. Такая антенна относится к числу рамочных.

При $R \ll \lambda$; $kR\sin\theta = \frac{2\pi}{\lambda}R\sin\theta \ll 1$.

Функция Бесселя первого порядка от малого аргумента z

$$J_1(z) \simeq \frac{z}{2}. \qquad \text{(VII.23)}$$

Когда $z = \frac{1}{3}$ приближение (VII.23) дает погрешность порядка одного процента. Поэтому для кольцевой антенны с периметром витка, равным или меньшим, чем $\frac{1}{3}$ длины волны, указанное приближение практически вполне допустимо.

Таким образом, напряженность электрического поля антенны в рассматриваемом случае (рамки) на основании (VII.12) и (VII.23) будет определяться следующим выражением:

$$E = \frac{60\pi k R I_0}{r} \frac{kR \sin\theta}{2} e^{-jkr} = \frac{30k^2 S I_0}{r} \sin\theta e^{-jkr}, \qquad \text{(VII.24)}$$

где $S = \pi R^2$ — площадь, охватываемая витком рамки.

Если рамка состоит из небольшого числа n витков, плоскости которых расположены достаточно близко друг к другу, напряженность поля возрастает в n раз и

$$E = \frac{30k^2 S n I_0}{r} \sin\theta e^{-jkr}. \qquad \text{(VII.25)}$$

Действующая длина рамочной антенны может быть определена из сравнения амплитудного множителя выражения (VII.25) с выражением

$$E = \frac{30 k h_д I_0}{r} F(\varphi, \theta),$$

откуда следует, что действующая длина рамки

$$h_д = kSn = \frac{2\pi}{\lambda} Sn. \qquad \text{(VII.26)}$$

Как видно из последнего выражения, *действующая длина рамки пропорциональна числу витков и отношению площади рамки к длине волны.*

При использовании рамок на длинных и средних волнах, когда отношение $\frac{S}{\lambda}$ обычно мало, действующая длина также получается малой.

Диаграмма направленности рамки на основании выражений (VII.24) или (VII.25)

$$F = (\varphi, \theta) = F(\theta) = \sin\theta, \qquad \text{(VII.27)}$$

где θ — угол, отсчитываемый относительно оси рамки.

Последнее выражение определяет диаграмму в плоскости, проходящей через ось рамки (т. е. в плоскости, перпендикулярной плоскости самой рамки). Соответствующая *диаграмма направленности имеет вид восьмерки,* показанной на рис. VII.3, *а. В плоскости расположения рамки излучение получается ненаправленным.*

Пространственная диаграмма направленности имеет форму тороида, ось которого совпадет с осью рамки.

Поляризация электромагнитного поля, создаваемого небольшой рамкой, определяется так же, как для любой кольцевой синфазной равноамплитудной антенны (см. стр. 220—221).

Сопротивление излучения n-витковой рамки можно определить в результате подстановки в выражение (V.53) значения напряженности поля из (VII.25)

$$P_\Sigma = \frac{1}{120\pi} \int\limits_{\varphi=0}^{2\pi} \int\limits_{\theta=0}^{\pi} \left[\frac{30k^2SnI_0}{r} \sin\theta\right]^2 r^2 \sin\theta d\varphi d\theta =$$

$$= 15k^4S^2n^2I_0^2 \int\limits_0^{\pi} \sin^3\theta d\theta = 20(k^2nS)^2 I_0^2.$$

Сопротивление излучения, отнесенное к току I_0 рамки,

$$R_\Sigma = \frac{P_\Sigma}{I_0^2} = 20(k^2nS)^2 \simeq 31200\left(\frac{nS}{\lambda^2}\right)^2 \text{ ом}. \quad \text{(VII.28)}$$

Коэффициент направленного действия рассмотренной рамки можно легко определить, если учесть, что ее диаграмма направленности определяется выражением (VII.27) $F(\theta) = \sin\theta$, т. е. имеет такой же вид, как диаграмма элементарного диполя. Следовательно, коэффициент направленного действия рамки на основании полученного в гл. III выражения (III.40) будет равен

$$D = 1{,}5. \quad \text{(VII.29)}$$

Как видно из выражений (VII.24) и (VII.25), *фаза напряженности поля рамочной антенны отличается на 90° от фазы напряженности поля излучения вибратора, расположенного вдоль оси рамки,* если считать, что их токи имеют одинаковые фазы.

4. КОЛЬЦЕВЫЕ АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Пусть ток на проволочном кольце меняется по закону бегущей волны с неизменной амплитудой I_0, т. е. определяется уравнением

$$I_{(\varphi')} = I_0 e^{-jks}. \qquad \text{(VII.30)}$$

Здесь I_0 — ток в начальной точке на кольце рис. VII.1, имеющей координаты $x = R$; $y = 0$; $z = 0$; S — длина дуги от начальной точки до элемента dl; $S = R\varphi'$; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ — длина волны в кольце. Подставляя (VII.30) в (VII.2) и (VII.3), получаем

$$E_\theta = \frac{je^{-jkr} 30\, kR \cos\theta}{r} \int_0^{2\pi} I_0 e^{-jkS} e^{jkR \sin\theta \cos\varphi'} \sin\varphi' d\varphi';$$

$$E_\varphi = \frac{-je^{-jkr} 30kR}{r} \int_0^{2\pi} I_0 e^{-jkS} e^{jkR \sin\theta \cos\varphi'} \cos\varphi' d\varphi'.$$

Обозначим $kR \sin\theta = z$; $kS = kR\varphi' = m\varphi'$, где $m = kR$. Вынося I_0 за знак интеграла, получаем

$$E_\theta = \frac{je^{-jkr} 30kRI_0 \cos\theta}{r} \int_0^{2\pi} e^{jZ\cos\varphi' - jm\varphi'} \sin\varphi' d\varphi'; \qquad \text{(VII.31)}$$

$$E_\varphi = \frac{-je^{-jkr} 30kRI_0}{r} \int_0^{2\pi} e^{jZ\cos\varphi' - jm\varphi'} \cos\varphi' d\varphi'. \qquad \text{(VII.32)}$$

Учитывая, что $\sin\varphi' = \frac{e^{j\varphi'} - e^{-j\varphi'}}{2j}$, получаем

$$\int_0^{2\pi} e^{jZ\cos\varphi' - jm\varphi'} \sin\varphi' d\varphi' = \frac{1}{2j} \int_0^{2\pi} e^{jZ\cos\varphi' - j(m-1)\varphi'} d\varphi -$$

$$- \frac{1}{2j} \int_0^{2\pi} e^{jZ\cos\varphi' - j(m+1)\varphi'} d\varphi'.$$

Для m, равного целому числу, т. е. когда по длине кольца укладывается целое число длин волн, написанные интегралы могут быть взяты следующим образом.

Функция Бесселя порядки n

$$J_n(Z) = \frac{j^{-n}}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} e^{jZ\cos\varphi' - jn\varphi'} d\varphi'.$$

Поэтому

$$\int\limits_0^{2\pi} e^{jZ\cos\varphi' - j(m-1)\varphi'} d\varphi' = 2\pi j^{(m-1)} J_{m-1}(Z);$$

$$\int\limits_0^{2\pi} e^{jZ\cos\varphi' - j(m+1)\varphi'} d\varphi' = 2\pi j^{m+1} J_{(m+1)}(Z);$$

$$\int\limits_{0}^{2\pi} e^{jZ\cos\varphi' - jm\varphi'} \sin\varphi' d\varphi' = \frac{1}{2j} 2\pi j^{(m-1)} J_{m-1}(Z) - \frac{1}{2j} 2\pi j^{(m+1)} \times$$

$$\times J_{m+1}(Z) = -\pi j^m [J_{m-1}(Z) + J_{m+1}(Z)] = -\pi j^m \frac{2m}{Z} J_m(Z). \quad \text{(VII.33)}$$

Подставляя (VII 33) в (VII.32), получаем для меридиональной составляющей напряженности электрического поля следующее выражение:

$$E_\theta = -\frac{je^{-jkr} 30kR2\,\mathrm{ctg}\,\theta \pi j^m}{r} J_m(m\sin\theta) =$$

$$= E_{\theta 0}\, e^{-j\frac{\pi}{2}} e^{j\left(m\frac{\pi}{2} - kr\right)}, \quad \text{(VII.34)}$$

где для сокращения обозначено

$$E_{\theta 0} = \frac{60\pi m I_0 \,\mathrm{ctg}\,\theta}{r} J_m(m\sin\theta), \quad \text{(VII.35)}$$

а $m = kR$ — целое число.

Аналогично можно получить

$$\int\limits_0^{2\pi} e^{jZ\cos\varphi' - jm\varphi'} \cos\varphi' d\varphi' = \pi j^{m-1} [J_{m-1}(Z) - J_{m+1}(Z)]. \quad \text{(VII.36)}$$

Поэтому азимутальная составляющая напряженности электрического поля

$$E_\varphi = E_{\varphi 0}\, e^{-j\pi} e^{j\left(m\frac{\pi}{2} - kr\right)}, \quad \text{(VII.37)}$$

где обозначено

$$E_{\varphi 0} = \frac{30\pi m I_0}{r} \left[J_{m-1} (m \sin \theta) - J_{m+1} (m \sin \theta) \right]. \qquad \text{(VII.38)}$$

Полученные выражения (VII.34) и (VII.37) показывают, что напряженность поля кольцевой антенны бегущей волны имеет как меридиональную, так и азимутальную составляющие напряженности поля, причем эти составляющие сдвинуты друг относительно друга по фазе на 90°. Следовательно, в пространстве получается поле вращающейся (эллиптической) поляризации.

Мгновенное значение меридиональной составляющей напряженности электрического поля

$$e_\theta = E_{\theta 0} \cos \left[\omega t + (m-1) \frac{\pi}{2} - kr \right]. \qquad \text{(VII.39)}$$

Мгновенное значение азимутальной составляющей

$$e_\varphi = E_{\varphi 0} \cos \left[\omega t + (m-2) \frac{\pi}{2} - kr \right]. \qquad \text{(VII.40)}$$

Мгновенное значение суммарного поля

$$e = \sqrt{e_\theta^2 + e_\varphi^2}. \qquad \text{(VII.41)}$$

Это поле сдвинуто в пространство относительно направления азимутальной составляющей поля на угол γ, причем

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{e_\theta}{e_\varphi} = 2 \operatorname{ctg} \theta \frac{J_m (m \sin \theta)}{J_{m+1} (m \sin \theta) - J_{m-1} (m \sin \theta)} \times$$

$$\times \operatorname{tg} \left(\omega t + m \frac{\pi}{2} - kr \right). \qquad \text{(VII.42)}$$

Угол γ меняется с высокой частотой и конец вектора поля описывает в плоскости фронта волны эллипс. Большая и малая оси эллипса поляризации

$$E_{\text{макс}} = E_{\varphi 0} \text{ и } E_{\text{мин}} = E_{\theta 0}.$$

Коэффициент равномерности поляризационной характеристики

$$\frac{E_{\text{мин}}}{E_{\text{макс}}} = 2 \operatorname{ctg} \theta \frac{J_m (m \sin \theta)}{J_{m-1} (m \sin \theta) - J_{m+1} (m \sin \theta)}. \qquad \text{(VII.43)}$$

Направленное действие кольцевой антенны бегущей волны можно охарактеризовать зависимостью амплитуд составляющих поля от угла θ.

Диаграмма направленности для меридиональной составляющей определяется из выражения (VII.35)

$$f_\theta (\theta) = 2 \operatorname{ctg} \theta J_m (m \sin \theta). \qquad \text{(VII.44)}$$

Диаграмма направленности для азимутальной составляющей определяется из выражения (VII.38)

$$f_{\varphi}(\theta) = J_{m-1}(m \sin \theta) - J_{m+1}(m \sin \theta). \qquad \text{(VII.45)}$$

Написанные выражения показывают, что в плоскости кольца ($\theta = 90°$) меридиональная составляющая поля E_θ обращается в нуль и остается лишь азимутальная составляющая поля E_φ, т. е. получается линейно поляризованное поле.

Под острым углом к оси кольца поле имеет эллиптическую поляризацию.

Если по длине кольца укладывается одна волна $\left(m = \frac{2\pi R}{\lambda} = 1\right)$,

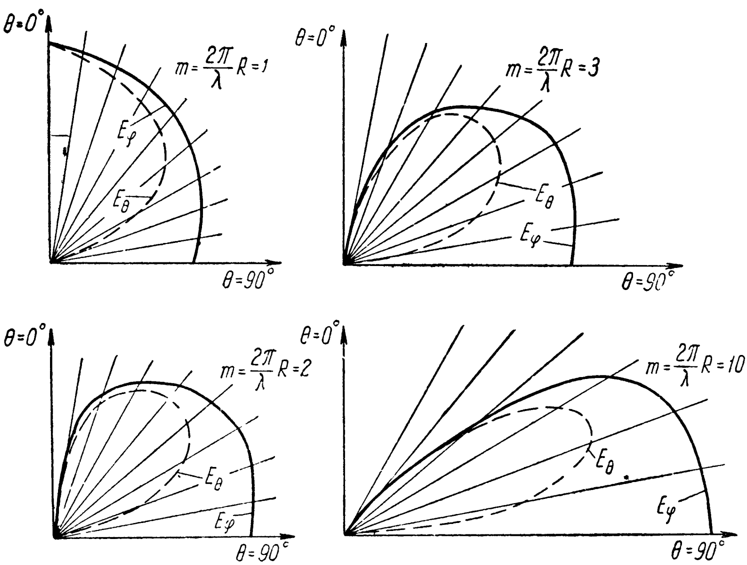


Рис. VII.5. Диаграммы направленности в плоскости, проходящей через ось кольцевой антенны бегущей волны при разной длине кольца.

вдоль оси кольца получается поле, поляризованное по кругу, вращающееся с угловой частотой ω.

При длине кольца, равной двум, трем и так далее волнам ($m = 2, 3$ и т. д.), излучение вдоль оси кольца отсутствует.

На рис. VII.5 показаны рассчитанные с помощью выведенных выражений (VII.44) и (VII.45) диаграммы направленности в плоскости, проходящей через ось кольца (в плоскости zox). Составляющая поля E_φ всегда больше (или равна) E_θ. Диаграммы рассчитаны для разных значений длины кольца, равных λ, 2λ, 3λ и 10λ, и построены в полярных координатах в пределах одного верхнего квадранта. Подобные же диаграммы получаются и в нижних квадрантах.

В плоскости кольца, по длине которого укладывается целое число волн, излучение антенны имеет ненаправленный характер.

Пространственная диаграмма направленности представляет собой поверхность, получающуюся в результате вращения каждой фигуры (рис. VII.5) вокруг оси кольца.

Для кольцевых антенн бегущей волны, длина которых не равна целому числу волн, направленное действие характеризуется более сложными выражениями, чем те, которые были получены выше, и описывается в журнальной литературе.

ГЛАВА VIII

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ЗЕМЛИ НА ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН

В предыдущих главах рассматривались свойства проволочных антенн в предположении, что антенны находятся в свободном пространстве или настолько удалены от земли, что влиянием последней можно пренебречь.

В действительности этим влиянием можно пренебрегать лишь в редких случаях, например в случае зеркальных остронаправленных антенн, излучение которых ориентировано вверх под некоторым острым углом относительно земли.

Однако большинство антенн, особенно проволочных, располагается непосредственно над поверхностью земли или неподалеку от нее так, что земля оказывает заметное влияние на параметры антенн. Это влияние сказывается в первую очередь на диаграмме направленности, а также и на входном сопротивлении антенны.

В данной главе рассматривается учет влияния земли на указанные параметры проволочных антенн. Точный учет этого влияния приводит к таким громоздким и сложным математическим выражениям, которые трудно использовать для практических целей. Поэтому мы ограничимся приближенными методами учета влияния земли. Одним из таких простейших методов является метод, при котором земля заменяется безграничной идеально проводящей плоскостью и ее влияние учитывается при помощи так называемого *зеркального изображения антенны.*

1. МЕТОД ЗЕРКАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Радиоволны, падающие на идеально проводящую плоскость, отражаются от нее подобно тому, как световые лучи отражаются от зеркала. Действие источника света, расположенного перед зеркалом, можно заменить суммарным действием того же источника (без зеркала) и его зеркального изображения.

На этом же принципе основывается приближенный учет влияния земли на работу антенны.

Земля в первом приближении считается хорошо проводящей. Как известно из теории распространения ра-

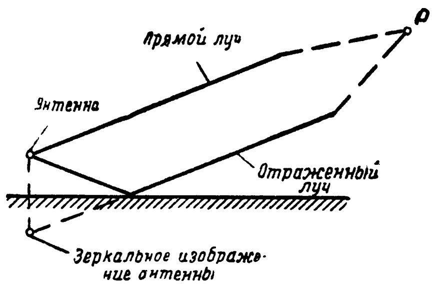


Рис. VIII.1. К учету влияния земли на излучение антенны методом зеркального изображения.

диоволн, это предположение тем более справедливо, чем больше длина волны. В частности, для длинных и средних волн оно считается вполне допустимым.

Полное электромагнитное поле, создаваемое антенной в некоторой удаленной точке P (рис. VIII.1), расположенной над землей, определяется двумя составляющими. Одна составляющая приходит прямо от антенны, а вторая создается отражением от земли и может рассматриваться как приходящая от зеркального изображения антенны, находящегося под землей. При этом необходимо учитывать, что заряды изображения антенны имеют противоположные знаки относительно зарядов самой антенны. В этом случае выполняется граничное условие о том, что тангенциальная составляющая напряженности электрического поля на идеально проводящей плоскости (какой заменяют поверхность земли) должна быть равна нулю.

Рассмотрим, например, поле электрического заряда, помещенного над идеально проводящей плоскостью на высоте h (рис. VIII.2, *а*). Электрическое поле заряда в пространстве над плоскостью будет таким же, как электрическое поле двух зарядов противоположных знаков, расположенных на расстоянии $2h$ (рис. VIII.2, *б*).

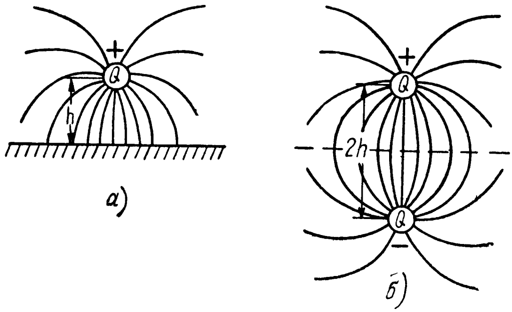


Рис. VIII.2. Электрическое поле заряда над идеально проводящей плоскостью (*а*); поле того же заряда и его зеркального изображения (*б*).

В реальной антенне знаки зарядов изменяются с большой частотой. С той же частотой изменяется во времени и поле антенны. Если в некоторый момент времени знаки зарядов в вертикальной антенне (нижний конец которой расположен у земли) таковы, что ток протекает снизу вверх (рис. VII.3), то в зеркальном изображении знаки зарядов будут обратными и ток будет протекать также снизу вверх. Таким образом, токи в вертикальной антенне и ее изображении совпадают по фазе. Амплитуды волн, отраженных от идеально проводящей плоскости, равны амплитудам волн падающих. Это соответствует тому, что распределение амплитуд тока в изображении совпадает с распределением амплитуд тока в самой антенне. Следовательно, общее распределение тока в вертикальной антенне и ее изображении будет таким же, как у симметричного вибратора, а картина электромагнитного поля антенны в пространстве по одну сторону от плоскости раздела будет совпадать с картиной поля симметричного вибратора соответствующих размеров. Нетрудно убедиться, что в плоскости

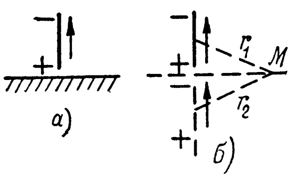


Рис. VIII.3. Вертикальная антенна над идеально проводящей плоскостью (*а*); ее электрический эквивалент (*б*).

земли электрическое поле вибратора не имеет тангенциальной составляющей и указанное выше граничное условие выполняется.

Применяя аналогичные рассуждения для горизонтальной антенны над землей (рис. VIII.4), нетрудно показать, что в каждый момент времени токи в горизонтальной антенне и ее изображении будут иметь противоположные направления, т. е. будут противоположными по фазе.

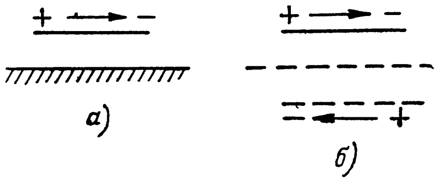


Рис. VIII.4. Горизонтальная антенна над идеально проводящей плоскостью (*а*); ее электрический эквивалент (*б*).

Из сказанного вытекает, что влияние земли на поле, создаваемое вертикальными и горизонтальными антеннами, будет различным. Для вертикальной антенны поле в удаленной точке M (рис. VIII.3) у поверхности земли будет определяться полем, создаваемым самой антенной, и полем от зеркального изображения, причем расстояние r_1 от антенны до точки M и расстояние от зеркального изображения до точки M будут одинаковыми. Вследствие этого, а также равенства фаз и амплитуд токов вертикальной антенны и ее изображения поля, создаваемые в точке M антенной и ее зеркальным изображением, будут совпадать по фазе и на большом расстоянии складываться арифметически. В результате напряженность поля, создаваемого антенной у поверхности земли, будет в два раза больше, чем напряженность поля, которая была бы создана той же антенной в свободном пространстве (при одинаковых токах).

Учитывая сказанное, для вычисления напряженности поля, создаваемого короткой вертикальной антенной у поверхности идеально проводящей земли (принимая ее за плоскость), следует удвоить выражение (0.12) и считать, что

$$E = \frac{60kh_{д}I_{А}}{r}. \qquad \text{(VIII.1)}$$

Рассуждая аналогичным образом, убедимся, что для горизонтальной антенны напряженность поля, создаваемого в удаленной точке у поверхности идеально проводящей земли, будет равна нулю. Действительно, поля, создаваемые вдоль указанной поверхности антенной и ее зеркальным изображением, будут противоположными по фазе вследствие равенства путей до любой рассматриваемой точки и противоположности фаз токов горизонтальной антенны и ее зеркального изображения.

Для антенны в виде провода, наклоненного под некоторым острым углом относительно плоскости земли, можно также применить метод зеркальных изображений. Для этого действие каждого элемента провода следует заменить действием двух элементов — вертикального и горизонтального, а к каждому из этих элементов уже можно применить метод зеркальных изображений, как указывалось выше.

В заключение отметим, что метод зеркальных изображений можно также использовать, если считать землю полупроводящей, но безграничной и плоской. В этом случае относительная амплитуда и фаза тока изображения будут зависеть от параметров почвы (проводимости, диэлектрической и магнитной проницаемостей), длины волны источника и поляризации поля.

В следующем параграфе определяются параметры вертикальных и горизонтальных вибраторов, расположенных над идеально проводящей землей. В последнем параграфе данной главы кратко рассматривается вопрос о диаграмме направленности вибраторов над землей с конечной проводимостью.

2. ПАРАМЕТРЫ ВЕРТИКАЛЬНОГО И ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ВИБРАТОРОВ НАД ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ БЕЗГРАНИЧНОЙ ПЛОСКОСТЬЮ

Определим основные параметры вертикального вибратора, расположенного над идеально проводящей безграничной плоскостью, которая в первом приближении заменяет поверхность земли.

Первоначально рассмотрим элементарный электрический диполь длиной l, расположенный вертикально непосредственно над плоскостью (рис. VIII.5).

Определим сопротивление излучения такого диполя

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

где I — действующее значение тока диполя, одинаковое в разных точках по его длине.

Мощность излучения P_Σ можно определить с помощью выражения (V.53)

$$P_\Sigma = \frac{1}{120\pi} \int\limits_S E^2 dS. \qquad \text{(VIII.2)}$$

Здесь E — действующее значение напряженности электрического поля, создаваемого рассматриваемым диполем. Это значение при том же токе будет в два раза больше, чем значение поля, создаваемого элементарным диполем той же длины l, но расположенным в свободном пространстве. Объясняется это тем, что поле в верхнем полупространстве над плоскостью раздела рис. VIII.5 определяется суммой полей самого диполя и его зеркального изображения; вследствие малых размеров диполя эти поля складываются в фазе в любом направлении и суммарное поле в любой точке получается вдвое большим, чем поле самого диполя.

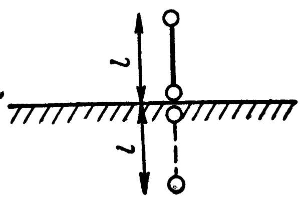


Рис. VIII.5 Элементарный электрический диполь длиной l, расположенный вертикально над идеально проводящей плоскостью.

В выражении (VIII.2) S — обозначает поверхность, в пределах которой надо производить интегрирование. Ввиду того, что поле под идеально проводящей плоскостью равно нулю, S представляет собой поверхность полусферы.

Таким образом, подынтегральное значение выражения (VIII.2) в четыре раза больше, а пределы интегрирования в два раза меньше, чем в случае элементарного диполя той же длины l в свободном пространстве. В результате мощность излучения и, соответственно *сопротивление излучения диполя рис. VIII.5 будут вдвое больше, чем у того же диполя в свободном пространстве* (V.64), т. е.

$$R_\Sigma = 2 \times 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \simeq 1600 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2. \qquad \text{(VIII.3)}$$

Отметим здесь, что *если сравнить элементарный вертикальный заземленный диполь длиной l (рис. VIII.5) с диполем длиною $2l$, но находящимся в свободном пространстве, то окажется, что сопротивление излучения в первом случае будет вдвое меньше, чем во втором, когда*

$$R_{\Sigma} = 80\pi^2 \left(\frac{2l}{\lambda}\right)^2 \simeq 3200 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2. \qquad \text{(VIII.3a)}$$

Картина электромагнитного поля в верхнем полупространстве элементарного диполя l, расположенного над идеально проводящей плоскостью, будет такой же, как у элементарного диполя вдвое большей длины (см. рис. VIII.5). Поэтому *диаграмма направленности диполя (l) над плоскостью раздела будет представлять собой верхнюю половину диаграммы направленности элементарного диполя ($2l$)*, которая приводилась на рис. 0.12. Практически подобная диаграмма получается у реального короткого (по сравнению с волной) вертикального вибратора, расположенного над поверхностью хорошо проводящей почвы. Максимальное излучение происходит вдоль поверхности земли. По мере увеличения угла относительно горизонта напряженность поля будет уменьшаться, а в вертикальном направлении будет вовсе равна нулю. Получающаяся при этом пространственная диаграмма направленности изображена на рис. VIII.6.

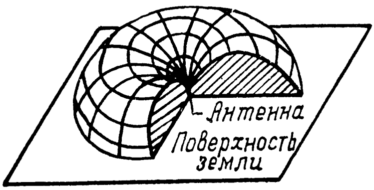


Рис. VIII.6. Пространственная диаграмма направленности короткой вертикальной заземленной антенны.

Напряженность поля, создаваемого над идеально проводящей землей короткой вертикальной антенной (учитывая VIII.1), определится выражением

$$E = \frac{60 k h_{д} I_{A}}{r} \sin\theta, \qquad \text{(VIII.4)}$$

где I_{A} — ток в антенне, к которому относится действующая длина $h_{д}$;

θ — угол, отсчитываемый относительно оси антенны.

Мы выяснили, как влияет идеально проводящая земля на параметры элементарного вертикального диполя. Подобным же образом нетрудно определить параметры вертикального вибратора произвольной длины l, расположенного непосредственно над плоскостью земли.

Как уже указывалось в предыдущем параграфе, распределение тока и заряда вдоль вертикального вибратора будет таким же, как в одной половине симметричного вибратора длиной $2l$.

Диаграмма направленности рассматриваемого вибратора высотой l совпадает в верхнем полупространстве с диаграммой направленности соответствующего симметричного вибратора $2l$, т. е. определяется выражением

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta}, \quad \text{(VIII.5)}$$

где θ — угол, отсчитываемый относительно вертикали.

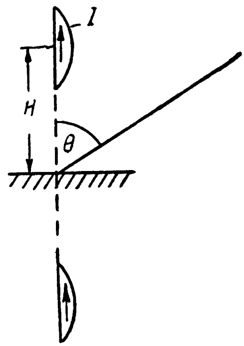


Рис. VIII.7. Вертикальный вибратор, приподнятый над землей на высоту H, и его зеркальное изображение.

Диаграмму направленности вертикального вибратора, приподнятого над идеально проводящей землей на высоту H (рис. VIII.7), также легко определить на основании метода зеркальных изображений. Антенна и ее изображение представляют собой систему из двух синфазных вибраторов, разнесенных на расстояние $2H$. Диаграмма направленности такой системы в плоскости расположения вибраторов на основании теоремы перемножения диаграмм

$$f(\theta) = f_1(\theta) f_2(\theta), \quad \text{(VIII.6)}$$

где $f_1(\theta)$ — диаграмма направленности рассматриваемого вибратора в свободном пространстве;

$$f_2(\theta) = 2\cos(kH\cos\theta) — \quad \text{(VIII.7)}$$

— множитель системы, учитывающий в данном случае влияние земли.

Так же как и в случае элементарного диполя, *сопротивление излучения вертикального заземленного вибра-*

тора высотой l будет вдвое меньше, чем сопротивление излучения соответствующего симметричного вибратора длиной $2l$, но находящегося в свободном пространстве. Поэтому сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности вертикального вибратора (с синусоидальным

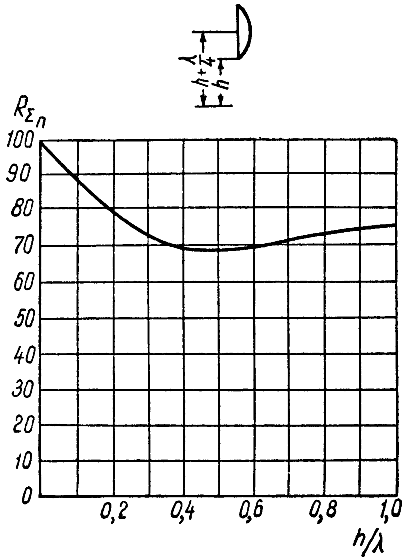


Рис. VIII.8. Сопротивление излучения вертикального полуволнового вибратора в зависимости от высоты подвеса над идеально проводящей землей.

распределением тока), можно определить как половину соответствующей величины, определенной по графику.

В частности, сопротивление излучения вертикального вибратора высотой в четверть волны

$$R_{\Sigma} = \frac{1}{2} \cdot 73{,}1 \simeq 36{,}6 \text{ ом}. \qquad \text{(VIII.8)}$$

Сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности вертикального вибратора высотой в полволны,

$$R_{\Sigma п} \simeq \frac{1}{2} \cdot 200 = 100 \text{ ом}. \qquad \text{(VIII.9)}$$

Это значение несколько больше, чем сопротивление излучения полуволнового вибратора в свободном пространстве (73,1 *ом*). Если изменять высоту h положения вертикального полуволнового вибратора над землей, его сопротивление излучения будет постепенно меняться от величины 100 до 73,1 *ом*, как показано на графике рис. VIII.8. Этот график может быть легко построен по известным значениям взаимных сопротивлений для полуволновых вибраторов, оси которых совпадают, а середины находятся на расстоянии $2(h + \frac{\lambda}{4})$ друг от друга.

Так, например, при $h=0$ сопротивление излучения вибратора будет складываться из собственного (73,1 *ом*) и вносимого или взаимного, равного 26,4 *ом*, т. е.

$$R_\Sigma = 73{,}1 + 26{,}4 \simeq 100 \text{ ом}.$$

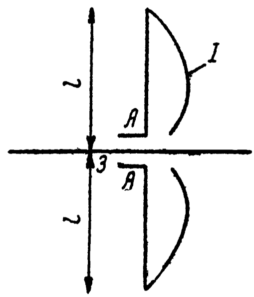


Рис. VIII.9. Вертикальный вибратор вблизи идеально проводящей земли и его зеркальное изображение.

Рассмотрим вопрос о входном сопротивлении вертикальной заземленной антенны в точках питания в основании антенны. Обратимся к рис. VIII.9, на котором показан симметричный вибратор, питаемый в средних точках AA. Как указывалось выше, введение идеально проводящей плоскости между зажимами AA перпендикулярно оси вибратора не изменяет возбуждаемого вибратором поля. Напряжение U_{A3} между верхним зажимом A и средней точкой *3* (рис. VIII.9) в этом случае равно половине напряжения U_{AA} между зажимами AA при одинаковом токе в точках питания. Поэтому *сопротивление Z_{A3} вертикального заземленного вибратора высотой l будет вдвое меньше, чем сопротивление Z_{AA} соответствующего симметричного вибратора длиной $2l$, находящегося в свободном пространстве.*

Аналогично, волновое сопротивление вертикального заземленного вибратора вдвое меньше чем симметричного.

Влияние идеально проводящей земли на параметры горизонтального вибратора можно также определить, используя метод зеркальных изображений. Горизонтальный вибратор, подвешенный на высоте h над землей, в этом случае следует заменить системой из двух параллельных вибраторов, находящихся на расстоянии $d=2h$, с токами в противоположных фазах.

Поэтому полное сопротивление горизонтального вибратора над землей будет складываться из собственного сопротивления и сопротивления, вносимого изображением. В частности, сопротивление излучения сильно зависит от высоты подвеса вибратора. На рис. VIII.10 показана кривая сопротивления излучения полуволнового вибратора отнесенного к току в пучности, в зависимости от высоты подвеса. При непосредственном расположении над землей ($h=0$) сопротивление излучения равно нулю вследствие компенсирующего действия тока изображения. При значительной высоте подвеса вибратора сопротивление излучения стремится к величине, соответствующей значению в свободном пространстве (73,1 *ом*).

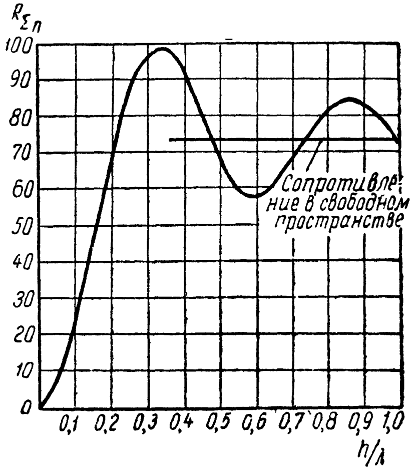


Рис. VIII.10. Сопротивление излучения горизонтального полуволнового вибратора в зависимости от высоты подвеса.

Диаграмма направленности горизонтального вибратора в плоскости, перпендикулярной оси вибратора (и проходящей через его середину), совпадает с диаграммой направленности в верхнем полупространстве системы из двух ненаправленных противофазных излучателей, определяемой выражением (II.37)

$$f(\theta)=2\sin\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right)=2\sin(kh\cos\theta)=$$
$$=2\sin(kh\sin\alpha), \qquad \text{(VIII.10)}$$

где θ — угол, отсчитываемый относительно вертикали;
α — угол, отсчитываемый относительно горизонта.

На рис. VIII.11 показаны диаграммы направленности, рассчитанные по формуле (VIII.10) для разных значений h. Как видно из рисунка, вдоль плоскости земли всегда получается нуль излучения.

Диаграмма направленности горизонтального вибратора в вертикальной плоскости, проходящей через ось вибратора, может быть получена в результате перемно-

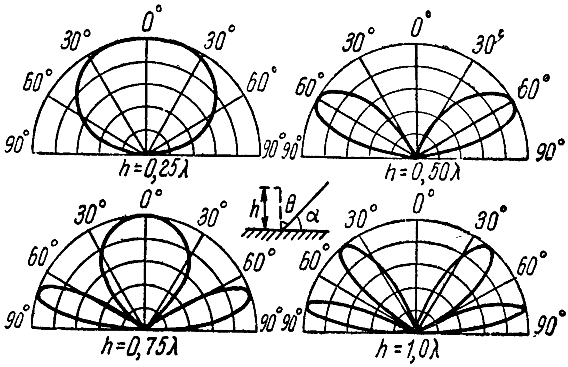


Рис. VIII.11. Диаграммы направленности в вертикальной плоскости для горизонтального вибратора при разных значениях высоты подвеса h.

жения формулы (VIII.10) на множитель, определяющий направленное действие в плоскости рассматриваемого вибратора в свободном пространстве.

3. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ВИБРАТОРОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НАД ЗЕМЛЕЙ С КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

В предыдущем параграфе был рассмотрен вопрос о том, как влияет на параметры вибраторов земля, которая учитывалась, в первом приближении, как безграничная идеально проводящая плоскость. Однако реальные параметры почвы в некоторых случаях могут заметно отличаться от идеализированных. Поэтому далее кратко рассматривается вопрос о более точном учете влияния земли, обладающей конечной проводимостью. Потери в земле особенно сильно сказываются на диаграммах направленности антенн. Сопротивление излучения и входное сопротивление антенны также несколько зависят от параметров почвы. Однако расчет указанных сопротивлений с учетом реальных параметров почвы настолько сложен, что мы не будем его здесь рассматривать, а лишь отошлем интересующихся к специальной литературе *.

Приближенно можно считать, что поле излучения антенны, приподнятой над замлей с конечной проводимостью распространяется в виде:

1) пространственной волны, являющейся результатом действия прямого луча и луча, отраженного от земли в соответствии с законами оптического отражения;

2) поверхностной волны, движущейся непосредственно вдоль земной поверхности.

Расчет напряженности поля поверхностной волны представляет собой особую и довольно сложную задачу, изучаемую и в курсах распространения радиоволн. В дальнейшем мы только качественно укажем влияние поверхностной волны на диаграмму направленности антенны.

Рассмотрим вопрос приближенного расчета напряженности поля пространственной волны. В приводимых ниже выводах поверхность земли считается гладкой, однородной и плоской. Предполагается, что электромагнитные волны, падающие на указанную поверхность, отражаются от нее по законам зеркального отражения, т. е. отраженная волна как бы выходит из зеркального источника, расположенного под плоскостью раздела двух рассматриваемых сред (воздух—почва), в направлении, перпендикулярном этой плоскости на расстоянии от нее, равном высоте расположения источника излучения. В отличие от случая идеального зеркала, коэффициент отражения здесь не равен единице, а зависит от параметров почвы, длины волны, поляризации поля и угла падения волны на границу раздела сред.

Определим далее напряженность поля пространственной волны, создаваемого элементарным вертикальным диполем, расположенным на высоте h над плоскостью раздела воздушной среды и почвы (рис. VIII.12). Точку наблюдения P будем считать достаточно удаленной. Тогда пути r и r_2, показанные на рисунке, можно считать параллельными. Разность хода лучей от источника

---

* Б. В. Брауде. Метод расчета полного активного сопротивления антенны с учетом конечной проводимости земли. «Радиотехника», 1946, № 5.

и его изображения до точки наблюдения будет равна

$$r_1 + r_2 - r = 2h\cos\theta. \qquad \text{(VIII.11)}$$

Напряженность поля прямой волны в точке наблюдения P

$$E_{\text{прям}} = \frac{30kh_{\text{д}}I}{r}\sin\theta j e^{-jkr} = Ce^{-jkr}. \qquad \text{(VIII.12)}$$

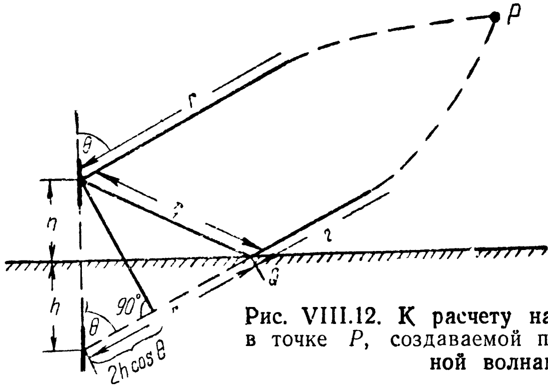


Рис. VIII.12. К расчету напряженности поля в точке P, создаваемой прямой и отраженной волнами.

Здесь $h_{\text{д}}$ — действующая длина диполя; I — ток диполя;

$$C = \frac{30kh_{\text{д}}I}{r} j\sin\theta.$$

Обозначим через p — коэффициент отражения волны в точке отражения Q

$$p = \frac{E'_{\text{отр}}}{E'_{\text{прям}}}, \qquad \text{(VIII.13)}$$

где $E'_{\text{прям}}$ и $E'_{\text{отр}}$ — поля прямой и отраженной волн в точке отражения.

Напряженность поля отраженной волны в точке Q

$$E'_{\text{отр}} = pE'_{\text{прям}} = p\,\frac{30kh_{\text{д}}I\sin\theta}{r_1} j e^{-jkr_1}. \qquad \text{(VIII.14)}$$

Напряженность поля отраженной волны в точке наблюдения

$$E_{\text{отр}} = \frac{p30kh_{\text{д}}I\sin\theta j e^{-jk(r_1+r_2)}}{r_1 + r_2} \approx pCe^{-jk(r_1+r_2)}. \qquad \text{(VIII.15)}$$

Суммарное значение напряженности поля в точке наблюдения

$$E = E_{\text{прям}} + E_{\text{отр}} = E_{\text{прям}}\left(1 + \frac{E_{\text{отр}}}{E_{\text{прям}}}\right) =$$

$$= E_{\text{прям}}\left[1 + \frac{pC\mathrm{e}^{-jk(r_1+r_2)}}{C\mathrm{e}^{-jkr}}\right] =$$

$$= E_{\text{прям}}\left[1 + p\mathrm{e}^{-jk(r_1+r_2-r)}\right]; \qquad \text{(VIII.16)}$$

$$E = E_{\text{прям}}\left[1 + p\mathrm{e}^{-j2kh\cos\theta}\right].$$

В случае идеально проводящей почвы коэффициент отражения $p = 1$ и

$$E = E_{\text{прям}}\left(1 + \mathrm{e}^{-j2kh\cos\theta}\right) =$$

$$= E_{\text{прям}}\mathrm{e}^{-jkh\cos\theta}\,\frac{\cos(kh\cos\theta)}{2}. \qquad \text{(VIII.17)}$$

В последнем выражении множитель

$$f_n(\theta) = \cos\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right) \qquad \text{(VIII.18)}$$

является множителем, учитывающим влияние идеально проводящей земли на диаграмму направленности, совпадающим с множителем системы двух синфазных излучателей (II.34).

Значения коэффициента отражения p для реальных параметров почвы с потерями приводятся в литературе по распространению радиоволн.

Для примера на рис. VIII.13 показаны результаты вычислений диаграмм направленности в плоскости элементарного вертикального диполя, расположенного на высоте $h = \frac{\lambda}{4}$ над идеально проводящей землей и землей с конечной проводимостью (при одинаковых токах в обоих случаях). Во втором случае параметры почвы характеризуются комплексной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon' = \varepsilon - j\frac{g}{\omega} = 7 - j3. \qquad \text{(VIII.19)}$$

Здесь ε' — относительная диэлектрическая проницаемость земли;

g — ее электрическая проводимость;
ω — угловая частота колебаний.

Как видно из рис. VIII.13, *максимум диаграммы для диполя над почвой с потерями меньше, чем для диполя над идеально проводящей землей*. Это объясняется тем,

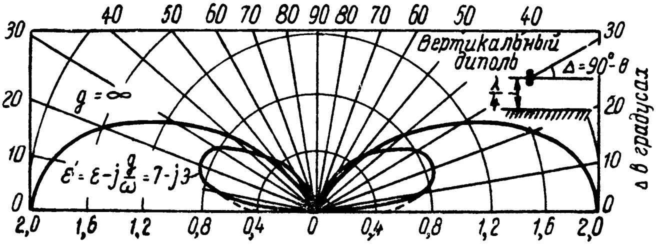


Рис. VIII.13. Диаграммы направленности элементарного вертикального диполя, расположенного на высоте $h = \frac{\lambda}{4}$ над идеально проводящей землей и землей с конечной проводимостью.

что для почвы с потерями модуль коэффициента отражения $p < 1$. Физический смысл этого заключается в том, что при отражении от такой почвы происходят потери мощности. Нуль диаграмм направленности в вертикальном направлении объясняется отсутствием излучения вдоль оси диполя.

Нулевое значение диаграммы направленности вдоль поверхности земли с потерями получается вследствие того, что в указанных направлениях ($\theta = 90°$) коэффициент отражения $p = -1$. Следовательно, напряженность поля пространственной волны (VIII.16)

$$E = E_{\text{отр}}\left(1 - e^{-j2kh\cos 90°}\right) = 0.$$

Однако, помимо пространственной волны, еще существует поверхностная волна, вследствие чего результирующее поле вдоль земли не равняется нулю. Это иллюстрируется пунктирными линиями в нижних участках диаграммы направленности на рис. VIII.13. Следует отметить, что изображение кривой напряженности поля поверхностной волны на общей диаграмме направленности является условным, так как амплитуды полей поверхностной и пространственной волн изменяются с расстоянием по разным законам. Последняя убывает обратно пропорционально первой степени расстояния, в то время как амплитуда поля поверхностной волны убывает с расстоянием относительно быстрее. По этой

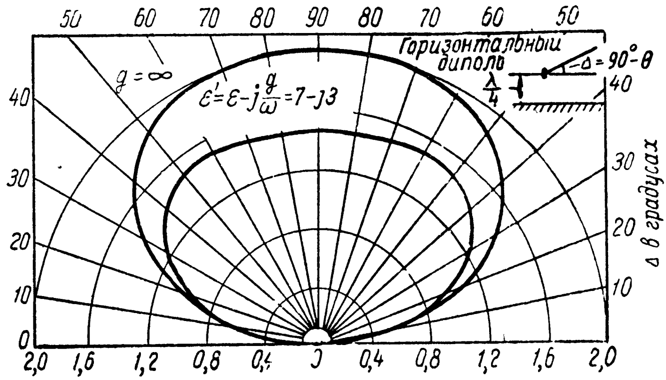


Рис. VIII.14. Диаграммы направленности элементарного горизонтального диполя, расположенного на высоте $h = \frac{\lambda}{4}$ над идеально проводящей землей и землей с конечной проводимостью.

причине нижние участки суммарных диаграмм направленности, построенных для разных расстояний от антенны, будут между собой различаться.

Аналогичным путем можно рассчитать и диаграмму направленности горизонтального вибратора. Различие будет лишь в множителе диаграммы направленности самого излучателя и в значении коэффициента отражения p.

На рис. VIII.14 показаны результаты вычислений диаграмм направленности в плоскости, перпендикулярной оси элементарного горизонтального диполя, расположенного на высоте $h = \frac{\lambda}{4}$ над идеально проводящей землей и землей с конечной проводимостью. Во втором случае параметры почвы характеризуются значением ε', также равным $\varepsilon' = 7 - j3$. Как видно из рисунка, влияние конечной проводимости земли на диаграмму направленности горизонального диполя значительно меньше, чем в случае вертикального диполя. Это объясняется условиями отражения от земли волн с горизонтальной поляризацией.

Горизонтальная антенна создает поле излучения, которое также содержит составляющую в виде поверхностной волны, но эта составляющая настолько мала, что практически ее можно не учитывать.

4. О РАСЧЕТЕ КНД АНТЕНН С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ЗЕМЛИ

Коэффициент направленного действия проволочных антенн (относительно изотропного излучателя в свободном пространстве) с учетом влияния земли можно рассчитывать с помощью выражения (III.21) $D=30\dfrac{k^2h_д^2}{R_\Sigma}$, но только помня, что $h_д$ связывает напряженность поля (E) с током в антенне ($I_А$) по формуле (0.12). Это значит, что для вертикальной заземленной антенны с максимумом излучения вдоль земли $h_д$ следует считать вдвое большей, чем для такой же антенны в свободном пространстве (так как при том же токе $I_А$ напряженность поля заземленной антенны удваивается).

Например, для элементарного электрического диполя, учитывая удвоение величин $h_д$, а также R_Σ, получаем по формуле (III.21) $D=3$, что вдвое больше, чем соответствующее значение D на стр. 125.

К. н. д. антенны с учетом влияния земли можно определить также, если считать, что действующая длина ($h_д$) заземленной антенны, оставаясь такой же как в свободном пространстве, связывает ток $I_А$ и напряженность поля E по формуле

$$E=\frac{60kh_дI_А}{r}F(\varphi,\ \theta). \qquad \text{(VIII.20)}$$

В этом случае выражение (III.21) (на основании выводов аналогичных выводам на стр. 119—120) изменится на следующее

$$D=120\frac{k^2h_д^2}{R_\Sigma}. \qquad \text{(VIII.21)}$$

Вычислим, например, D для заземленного вертикального вибратора высотой в половину волны. Определяя D по последней формуле (VIII.22) следует считать на основании (V.48) и (VIII.9) $h_{дп}=\dfrac{\lambda}{\pi}$ и $R_{\Sigma п}=100$ *ом*.

Следовательно $D=120\left(\dfrac{2\pi}{\lambda}\right)^2\left(\dfrac{\lambda}{\pi}\right)^2\dfrac{1}{100}=4{,}8.$

Аналогично, определяя D по формуле (III.21) следует считать $h_{дп}=\dfrac{2\lambda}{\pi}$ и $R_{\Sigma п}=100$ *ом* так, что $D=30\left(\dfrac{2\pi}{\lambda}\right)^2\left(\dfrac{2\lambda}{\pi}\right)^2\dfrac{1}{100}=4{,}8.$
То есть получается тот же результат.

ГЛАВА IX

АНТЕННЫ ДЛИННЫХ И СРЕДНИХ ВОЛН

1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Диапазон длинных и средних волн ($\lambda > 100$ *м*) используется в радиотехнической аппаратуре для целей связи, радиовещания и радионавигации. Характерной особенностью антенн этого диапазона является то, что в подавляющем большинстве случаев их размеры малы по сравнению с длиной рабочей волны. Не следует, однако, предполагать, что геометрические размеры таких антенн вообще малы. Так, например, вертикальная антенна высотой в 100 *м* имеет значительные размеры, но если она работает в волне в 1000 *м,* то ее относительная длина составляет лишь $0{,}1\lambda$ и является малой по сравнению с λ.

В дальнейшем антенны длиной меньше чем четверть волны будут называться короткими антеннами.

В некоторых случаях к числу коротких антенн должны быть отнесены и антенны, работающие в коротковолновом диапазоне волн ($\lambda = 10 \div 100$ *м*). Таковы, например, антенны, устанавливаемые на многих передвижных объектах (самолет, корабль и др.), где из-за недостатка места размеры антенн весьма ограничены.

В этой главе рассматриваются вопросы устройства коротких антенн и некоторые методы расчета их основных электрических параметров. Теория таких антенн относительно проста, но использование их в некоторых случаях имеет свои специфические трудности. Эти трудности связаны, с одной стороны, с малой эффективностью излучения антенн, коротких по сравнению с длиной волны. Соответственно небольшим получается и сопротивление излучения, а также к. п. д. антенны. Другая трудность связана с большими электрическими напряжениями, которые возникают в короткой антенне в том случае, когда к антенне необходимо подвести большую мощность.

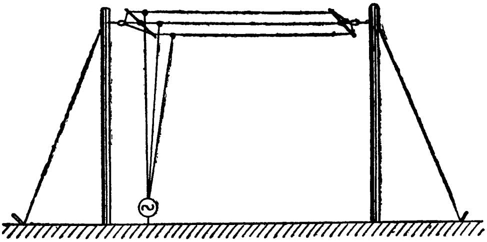


Рис. IX.1. Идея устройства Г-образной антенны.

С целью увеличения основной резонансной волны при заданной высоте антенны на длинных и средних волнах применяются несимметричные заземленные антенны преимущественно следующих типов:

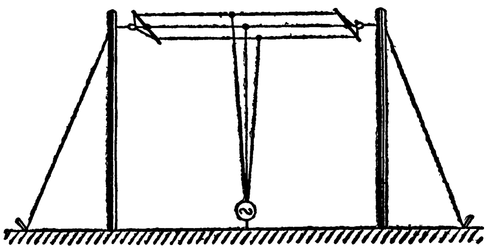


Рис. IX.2. Идея устройства Т-образной антенны.

— *антенна вертикального типа,* которая не имеет горизонтальной части; в качестве излучателя в такого рода антеннах иногда используется тело самой металлической мачты;

— *Г-образная антенна,* которая состоит из горизонтальной части в виде одного провода или полотна из нескольких проводов и снижения, присоединенного к концу горизонтальной части и идущего к передатчику (рис. IX.1);

— *Т-образная антенна,* отличающаяся от Г-образной тем, что снижение ее присоединяется к середине горизонтальной части (рис. IX.2).

Для подвеса Г- и Т-образных антенн требуются две мачты.

Кроме того, применяется зонтичная антенна. Зонтичная антенна (рис. IX.3) в отличие от двух предыдущих подвешивается на одной мачте. Вертикальный провод идет вдоль этой мачты, а в верхней своей части он присоединяется к радиально расходящимся наклонным проводам, создающим для вертикального провода емкостную нагрузку. Наклонные лучи через изоляторы натягиваются оттяжками, которые закрепляются на земле.

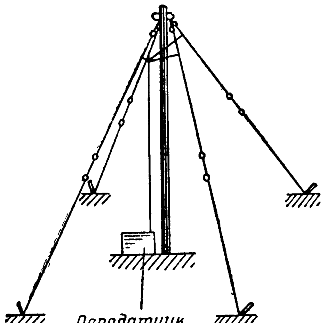


Рис. IX.3. Идея устройства зонтичной антенны.

В связи с малой величиной сопротивления излучения длинноволновых и средневолновых антенн большое значение для увеличения их к. п. д. имеет уменьшение сопротивления потерь. Основным источником потерь в рассматриваемых антеннах являются токи в земле. Поэтому для повышения к. п. д. в первую очередь приходится обращать внимание на устройство нижнего конца антенны — *заземлений или противовесов.*

Заземления устраиваются для стационарных установок и имеют назначением создать хорошо проводящий слой под антенной.

Заземление представляет собой проводник или систему проводников, зарываемых под антенной в землю на некоторую глубину.

Генератор высокой частоты присоединяется одним полюсом к антенне, а другим к заземлению так, что в цепи генератора антенна играет роль прямого провода, а заземление — роль обратного провода.

На рис. IX.4 показан пример Т-образной антенны с заземлением. Изображенное на рисунке заземление устроено в виде ряда проводников, зарытых на небольшую глубину (20—40 *см*) в радиальных направлениях. Диаметр проводов порядка 3 *мм*. Число проводов желательно брать побольше. Длина каждого провода радиального противовеса для вертикальной антенны должна быть порядка высоты мачты или несколько больше. Для антенн с горизонтальной частью размеры проводов заземления должны быть такими, чтобы они охватывали площадь, несколько выходящую за пределы проек-

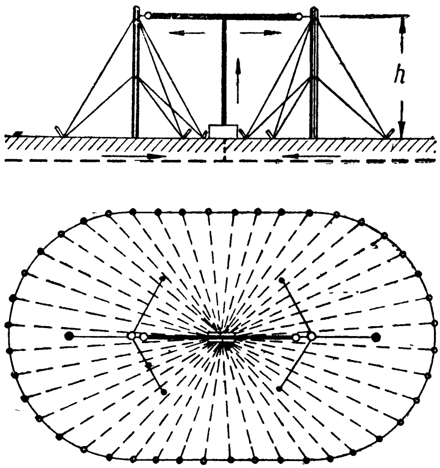


Рис. IX.4. Пути токов в заземленной антенне.

ции антенны на землю (желательно на расстояние, равное высоте мачт).

Стрелками показаны пути токов от источника э. д. с. по антенне, затем (в виде токов смещения), на землю и, наконец, по заземлению к основанию антенны.

Для того чтобы уменьшить потери в земле, заземление должно быть выполнено из хорошо проводящего металла и сконструировано так, чтобы через него замыкалась большая часть тока антенны.

Иногда в качестве заземлителей используются медные и железные листы площадью около 1—2 $м^2$, в вертикальном положении закопанные в землю, а также металлические трубы, вколачиваемые в землю.

Такие одиночные заземлители, являясь простейшими по конструкции, особенно эффективно работают лишь тогда, когда грунтовые воды неглубокие, так что заземление может достигать уровня грунтовых вод.

Активное сопротивление одиночных заземлителей относительно велико и потому они применяются в тех случаях, когда к. п. д. антенны не играет большой роли, т. е. главным образом на приемных станциях и на передающих станциях небольшой мощности.

На передающих станциях большой мощности для устройства заземлений с меньшими сопротивлениями устраивают систему многократных заземлителей.

Такое заземление представляет собой ряд одиночных заземлителей, закопанных вокруг антенны и соединенных между собой параллельно отдельными проводниками у основания антенны. Провода, соединяющие отдельные заземлители с антенной, иногда протягиваются на столбиках небольшой высоты над землей в целях уменьшения потерь на индукционные токи в земле. При этом соответственно сопротивление заземления уменьшается. Чем меньше активное сопротивление заземления для токов высокой частоты, тем больше будет к. п. д. антенны. Это сопротивление для хороших заземлений может иметь величину порядка единиц ом, а для простейших заземлений — величину в несколько десятков и больше ом.

Кроме рассмотренного назначения, заземление служит для отвода в землю электростатических зарядов, возникающих в антенне под действием атмосферных разрядов особенно во время грозы.

При твердом или плохо проводящем грунте, а также на передвижных станциях устройство заземлений нецелесообразно. В этих случаях на средних волнах и для коротковолновых несимметричных антенн устраиваются так называемые противовесы.

Противовес представляет собой систему проводников, подвешиваемых под антенной на небольшой высоте над землей.

Провода противовеса соединяются вместе и подключаются к одному из полюсов генератора высокой частоты. Силовые линии электрического поля замыкаются на противовес; ток антенной цепи на 60—70% замыкается через противовес, остальной ток — через почву. Чем гуще расположены провода заземления и противовеса и чем полнее они охватывают поверхность под антенной, тем меньше потери в них и тем выше качество антенны в целом.

В передвижных радиостанциях применяются противовесы облегченной конструкции с числом проводов от одного до четырех. Длина проводов берется равной высоте мачты антенны.

При выборе высоты подвеса противовеса следует учитывать, что увеличение высоты подвеса приводит к уменьшению потерь в почве, но вместе с тем уменьшает действующую высоту антенны, а следовательно, и ее излучение. Практически выбирается некоторое компромиссное решение. Для передвижных станций высота подвеса противовеса берется порядка 1—2 *м*, в то время как на стационарных установках большой мощности она может достигать 4 и больше метров.

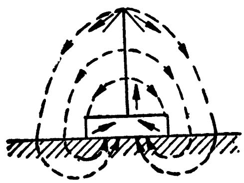


Рис. IX.5. Пути токов в антенной цепи при использовании металлического корпуса радиостанции в качестве **противовеса**.

Часто в передвижных радиостанциях в качестве противовеса используется металлический корпус станции. В последнем случае большая часть антенного тока замыкается через землю и днище корпуса (рис. IX.5). Вследствие большого переходного сопротивления между корпусом и землей сопротивление цепи может достигать десятков и сотен ом.

Для уменьшения этого вредного сопротивления целесообразно ставить радиостанцию на металлический лист или, подняв станцию над землей, применить нормальный противовес.

2. РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АНТЕНН

Расчет антенны, как и других радиотехнических устройств, может иметь характер проектного или поверочного. В первом случае преследуется цель определения формы и геометрических размеров антенны, удовлетворяющих предъявленным к ней техническим требованиям. Во втором случае для выбранной антенны рассчитываются ее электрические параметры. Следует отметить, что даже при реальном проектировании тип и размеры антенны обычно выбирают, учитывая имеющийся опыт эксплуатации, а также допустимые габариты. Затем проводят поверочный расчет параметров, после чего в случае необходимости вносят коррективы в исходные данные.

Ниже излагаются методы расчета основных электрических параметров антенн заданной формы и небольших (по сравнению с волной) размеров, которые считаются известными.

Для всякой антенны практический интерес представляет определение таких параметров, как входное сопротивление (R_A и X_A), к. п. д., максимальные напряжения, возникающие в антенне, диаграммы направленности.

Входное сопротивление антенны определяется распределением токов и зарядов по ее длине. Теория и опыт показывают, что упомянутое распределение подчиняется приблизительно тем же законам, что и в длинных линиях. Напомним, что распределение заряда вдоль линии имеет такой же характер, как и распределение напряжения. Таким образом, некоторые параметры рассматриваемых антенн можно определять, основываясь на эквивалентности антенны и отрезка линии соответствующей длины. Поэтому расчет параметров целесообразно начинать с определения волнового сопротивления, которое зависит от погонной статической емкости антенны.

Для определения таких параметров, как например, сопротивление излучения, диаграмма направленности, очевидно, нельзя исходить из эквивалентности антенны и отрезка линии, поэтому указанные параметры определяются рассмотренными выше методами по приближенно известному распределению тока.

Учитывая сказанное ниже, основные параметры антенн приближенно рассчитываются в следующем порядке: емкость и волновое сопротивление; распределение тока и заряда (напряжения), реактивное сопротивление; активное сопротивление и к. п. д.; направленное действие.

а) Расчет емкости и волнового сопротивления

Волновое сопротивление ρ провода, подвешенного параллельно идеально проводящей земле, может быть определено через его погонную емкость по формуле

$$\rho = \frac{30}{C_{1\frac{см}{см}}}, \qquad \text{(IX.1)}$$

где $C_{1\frac{см}{см}}$ — емкость в сантиметрах, приходящаяся на сантиметр длины провода.

Формула (IX.1) используется также для приближенного расчета волнового сопротивления проводов, подвешенных не только параллельно, но и под любым углом относительно земли. При этом погонное значение емкости определяется как некоторое усредненное значение, равное отношению полной емкости C рассматриваемого участка антенны к его длине l,

$$C_{1\frac{см}{см}} = \frac{C_{(см)}}{l_{(см)}}. \qquad \text{(IX.2)}$$

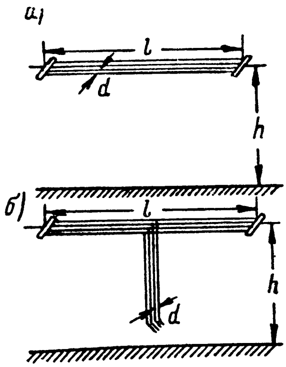


Рис. IX.6. Обозначения к определению статической емкости по формулам М. В. Шулейкина.

Точный расчет статической емкости даже простейших антенн связан с решением интегрального уравнения, определяющего закон распределения зарядов при заданном потенциале антенны. Такая задача с математической точки зрения является весьма сложной. Поэтому для определения емкости антенн обычно применяются приближенные методы, такие, как метод М. В. Шулейкина, метод Хоу, метод Б. В. Брауде. Наиболее простым является метод М. В. Шулейкина, развитый им для определения емкости антенн, составленных из вертикальных и горизонтальных проводов.

Формулы Шулейкина приводятся ниже. В этих формулах емкость C получается в сантиметрах при условии, что размеры также выражаются в сантиметрах.

Емкость системы из n горизонтальных проводов длиной l и радиусом r, расположенных на расстоянии d

друг от друга при высоте подвеса h над землей (рис. IX.6, *а*), определяется выражением

$$C_{гор} = \frac{\ln}{4{,}6 \lg \left[\frac{2h}{r}\left(\frac{2h}{d}\right)^{n-1} \cdot \frac{1}{(n-1)!}\right]}, \qquad (IX.3)$$

где lg — знак десятичного логарифма.

В случае одиночного провода $(n-1)! = 0! = 1$ и

$$C_{гор} = \frac{l}{4{,}6 \lg \frac{2h}{r}}. \qquad (IX.4)$$

Емкость вертикального плоского снижения из n параллельных проводов длиной h и радиусом r, расположенных на расстоянии d друг от друга (рис. IX.6, *б*), определяется выражением

$$C_{верт} = \frac{hn}{4{,}6 \lg \left[\frac{h}{r\sqrt{3}}\left(\frac{h}{d\sqrt{3}}\right)^{n-1} \frac{1}{(n-1)!}\right]}. \qquad (IX.5)$$

Для снижения в виде одиночного провода

$$C_{верт} = \frac{h}{4{,}6 \lg \frac{h}{r\sqrt{3}}}. \qquad (IX.6)$$

Общая емкость антенны, имеющей вертикальную и горизонтальную части, равна сумме отдельных емкостей

$$C_A = C_{гор} + C_{верт}. \qquad (IX.7)$$

Погонные емкости горизонтальной и вертикальной частей антенны легко определяются из формул (IX.3) и (IX.5), как $\frac{C_{гор}}{l}$ и $\frac{C_{верт}}{h}$. По найденным погонным емкостям с помощью формулы (IX.1) вычисляются соответствующие волновые сопротивления $\rho_г$ и $\rho_в$.

Таким образом, антенна из вертикального и горизонтального участков может быть для некоторых расчетов представлена в виде двух отрезков линий со своими волновыми сопротивлениями.

Для заземленных антенн волновые сопротивления имеют значения порядка 300÷600 *ом*.

Формулы М. В. Шулейкина применимы лишь для антенн, составленных из горизонтальных и вертикальных проводов. Для расчета емкости антенн более сложной конфигурации, можно воспользоваться методом Хоу *.

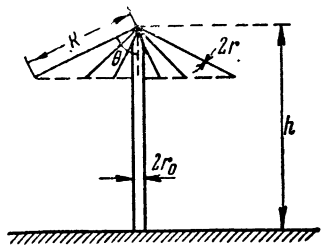


Рис. IX.7. Обозначение размеров зонтичной антенны.

Для расчета емкости зонтичной антенны можно использовать формулы, выведенные Б. В. Брауде.

В приводимых ниже формулах все геометрические размеры должны быть выражены в сантиметрах и тогда емкость антенны получается в сантиметрах. Обозначение размеров зонтичной антенны приведено на рис. IX.7.

h — высота вертикальной части антенны, в качестве которой служит тело металлической мачты;
r_0 — радиус мачты антенны;
R — длина проводов (спиц) зонта, считаемая малой по сравнению с длиной волны;
r — радиус этих проводов;
θ — угол наклона каждого провода относительно вертикали;
n — число наклонных проводов зонта.

Емкость изолированной в основании зонтичной антенны определяется как

$$C = C_1 + C_2, \tag{IX,7a}$$

где C_1 — емкость наклонных проводов зонта (крыши);
C_2 — емкость вертикальной части;

$$C_1 = \frac{Q_1}{\varphi}; \tag{IX.8}$$

$$C_2 = \frac{Q_2}{\varphi}; \tag{IX.8a}$$

Q_1 — заряд крыши;
Q_2 — заряд вертикальной части;
φ — потенциал, одинаковый для крыши и вертикальной части.

Q_1, Q_2 и φ определяются системой уравнений

$$P_{11}'Q_1 + P_{12}Q_2 = \varphi; \tag{IX.9}$$

$$P_{12}Q_1 + P_{22}Q_2 = \varphi. \tag{IX.10}$$

Здесь P_{11}', P_{12} и P_{22} так называемые потенциальные коэффициенты, определяемые ниже.

*Подробное изложение метода Хоу можно найти в ряде учебников по антеннам, например, А. А. Пистолькорс «Антенны», Связьиздат, 1947.

Хотя для определения трех неизвестных Q_1, Q_2 и φ имеются лишь два уравнения (IX.9) и (IX.10), этого оказывается достаточным для нахождения емкости C (по формулам IX.7, а) так как последняя выражается через отношение $\frac{Q_1}{\varphi}$ и $\frac{Q_2}{\varphi}$.

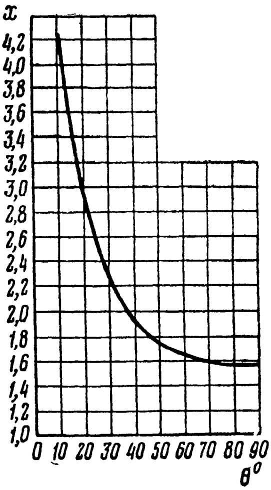


Рис. IX.8. График значений X для определения потенциального коэффициента P_{11}.

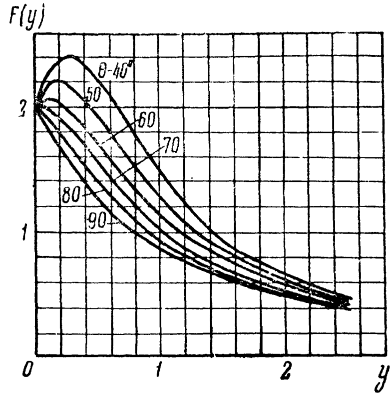


Рис. IX.9. График значений функции $F(y)$ для определения потенциального коэффициента P_{12}.

Потенциальные коэффициенты определяются с помощью следующих выражений:

$$P_{11}' = P_{11} + \frac{1}{R}\,\frac{2}{n}\ln\frac{\pi R\sin\theta}{4nr}. \qquad \text{(IX.11)}$$

Здесь ln — логарифм натуральный,

$$P_{11} = \frac{1}{R}\left[X - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{2h}{r} - \cos\theta\right)^2 + 0{,}5\sin^2\theta}}\right], \qquad \text{(IX.12)}$$

причем X — определяется по графику рис. IX.8

$$P_{12} = \frac{1}{R}\,[F(y_1) - F(y_2)], \qquad \text{(IX.13)}$$

где

$$y_1 = \frac{h}{2R};$$

$$y_2 = \frac{3h}{2R},$$

а значения функции F в зависимости от соответствующего значения аргумента y приведены на графиках рис. IX.9 для разных величин угла θ.

$$P_{22} = \frac{1}{h} 2\left(\ln \frac{h}{r_0} - 1\right). \tag{IX.14}$$

Если спицы зонта соединяются вместе окаймляющим их проводом, емкость крыши несколько возрастет, что можно приближенно учесть эквивалентным увеличением длины проводов зонта по формуле

$$R' = R + \frac{2\pi R \sin\theta}{n} = R\left(1 + \frac{2\pi \sin\theta}{n}\right). \tag{IX.15}$$

Емкость крыши зонтичной антенны, питаемой не в основании а в верхней точке *, может быть определена по формуле

$$C_1 = \frac{Q_1}{\varphi_1}, \tag{IX.16}$$

причем отношение $\frac{Q_1}{\varphi_1}$ определяется из следующих уравнений:

$$P_{11}' Q_1 + P_{12} Q_2 = \varphi_1; \tag{IX.17}$$

$$P_{12} Q_1 + P_{22} Q_2 = 0. \tag{IX.17a}$$

Формулы для потенциальных коэффициентов остаются прежними.

Проделаем примерный расчет емкости зонтичной антенны в виде изолированной в основании мачты высотой 200 *м* равного сечения диаметром 170 *см* и присоединенной к ней крыши из 36 проводов диаметром 2,5 *см* каждый длиной по 336 *м*, соединенных вместе окаймляющим их проводом. Геометрические размеры антенны имеют следующие величины. $h = 2 \cdot 10^4$ *см*; $R = 3{,}36 \cdot 10^4$ *см*; $r_0 = 85$ *см*; $r = 1{,}25$ *см*; $n = 36$; $\theta = 85°$. Влияние кольца, окаймляющего спицы зонтичной антенны, учтем увеличением длины спиц до значения, определяемого выражением (IX.15).

$$R' = R\left(1 + \frac{2\pi \sin\theta}{n}\right) = 3{,}94 \cdot 10^4 \, см.$$

Вычисляем потенциальные коэффициенты по формулам (IX.11, IX.12, IX.13, IX.14) и графикам рис. IX.8 и IX 9

$$X = 1{,}57; \quad P_{11} = 1{,}8 \cdot 10^{-5} \frac{1}{см}; \quad P'_{11} = 2{,}7 \cdot 10^{-5} \frac{1}{см};$$

$$F\left(\frac{h}{2R}\right) = F(0{,}254) \simeq 1{,}6; \quad F\left(\frac{3h}{2R}\right) = F(0{,}76) \simeq 1{,}05;$$

$$P_{12} = 1{,}4 \cdot 10^{-5} \frac{1}{см}; \quad P_{22} = 44{,}5 \cdot 10^{-5} \frac{1}{см}.$$

---

* Об устройстве таких антенн см. ниже — рис. IX.21.

Подставляем найденные значения коэффициентов P в уравнения (IX.9, 10), после чего получаем

$$Q_2 = \frac{P_{11}' - P_{12}}{P_{22} - P_{12}} Q_1 = 0{,}03 Q_1;$$

$$\varphi = P_{12} Q_1 + P_{22} Q_2 = 2{,}74 Q_1.$$

Полная емкость зонтичной антенны

$$C = \frac{Q_1 + Q_2}{\varphi} = \frac{Q_1 + 0{,}03 Q_1}{2{,}74 \cdot 10^{-5} Q_1} = 37600\ \textit{см} = 41\,700_{\text{пф}}.$$

Измеренное значение емкости составляет величину

$$C = 40\,900\ \textit{пф}.$$

Расчетное значение отличается от измеренного меньше чем на 2%.

б) Распределение тока и заряда. Напряжение в антенне

Распределение тока и заряда в вертикальной заземленной антенне длиной l совпадает с их распределением

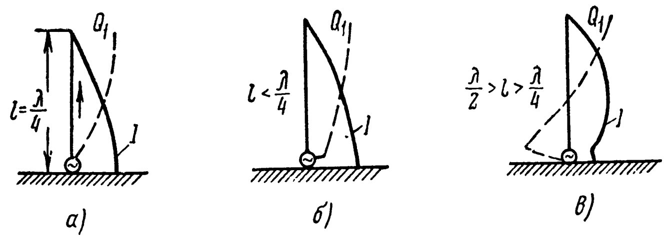


Рис. IX.10. Распределение тока и заряда в вертикальной антенне

а) $l = \frac{\lambda}{4}$; *б)* $l < \frac{\lambda}{4}$; *в)* $\frac{\lambda}{4} < l < \frac{\lambda}{2}$

в одной половине симметричного вибратора длиной $2l$ и соответствует распределению тока и заряда в разомкнутой линии длиной l. На рис. IX.10 показаны примеры распределения тока I (сплошными линиями) и заряда Q (пунктиром) для вертикальной заземленной антенны высотой $l = \frac{\lambda}{4}$; $l < \frac{\lambda}{4}$ и $\frac{\lambda}{4} < l < \frac{\lambda}{2}$. Так как на рисунке высота антенны l во всех случаях показана одинаковой, следует считать, что различной является длина волны λ.

Несколько сложнее решается вопрос о распределении тока и заряда для антенны, имеющей горизонтальную часть. Такая антенна состоит из двух участков со своими волновыми сопротивлениями — горизонтальной части ($\rho_г$) и вертикальной ($\rho_в$).

На рис. IX.11, *а* показана Г-образная антенна высотой h с горизонтальной частью протяженностью b. Ток на изолированном конце горизонтальной части равен нулю и в пределах горизонтальной части изменяется по синусоидальному закону. Для того чтобы определить распределение тока на снижении, горизонтальную часть антенны заменяют некоторым эквивалентным отрезком провода с волновым сопротивлением, равным волновому сопротивлению снижения ($\rho_в$), и такой длины $b_э$, при которой реактивное сопротивление относительно земли в точке присоединения к снижению равно соответствующему сопротивлению горизонтальной части b. Рассматривая горизонтальную часть b и эквивалентный ей провод $b_э$ как отрезки разомкнутых линий, получаем условие для определения длины $b_э$ в виде равенства

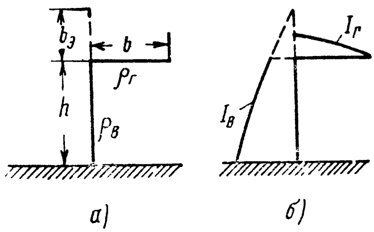


Рис. IX.11. Г-образная антенна.

а) обозначение размеров; *б*) распределение тока.

$$-j\rho_г \operatorname{ctg} kb = -j\rho_в \operatorname{ctg} kb_э,$$

откуда

$$\operatorname{ctg} kb_э = \frac{\rho_г}{\rho_в} \operatorname{ctg} kb. \qquad (IX.18)$$

Рассматривая, далее, снижение h как часть однородной линии длиной $l = h + b_э$ нетрудно построить распределение тока по снижению. На рис. IX.11, *б* показан пример распределения тока на горизонтальном и вертикальном участках Г-образной антенны.

Аналогичным образом можно построить распределение тока и в Т-образной антенне с горизонтальной частью длиной $2b$ (рис. IX.12). Разница состоит лишь в том, что здесь сопротивление эквивалентного отрезка $b_э$ должно равняться сопротивлению двух параллельно включенных ветвей длиной b каждая. Поэтому длина эквивалентного отрезка $b_э$ определяется из условия

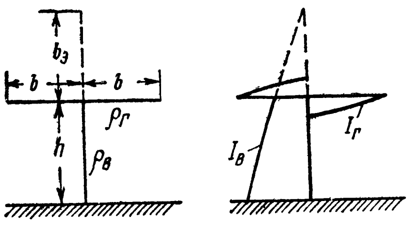
$$-\frac{1}{2} j\rho_г \operatorname{ctg} kb = -j\rho_в \operatorname{ctg} kb_э,$$

откуда

$$\operatorname{ctg} kb_э = \frac{\rho_г}{2\rho_в} \operatorname{ctg} kb. \tag{IX.19}$$

На рис. IX.12, *б* показан пример распределения тока на горизонтальном и вертикальном участках Т-образной антенны.

При известном законе распределения тока вдоль антенны нетрудно построить и распределение заряда. Там, где имеется узел тока, будет пучность заряда и наоборот.



а) *б)*

Рис. IX.12. Т-образная антенна.
а) обозначение размеров; *б*) распределение тока.

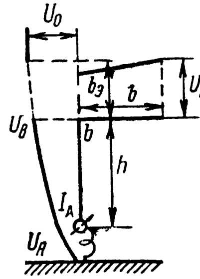


Рис. IX.13. Распределение напряжения в Г-образной антенне.

рот. В промежуточных точках заряды распределяются по закону стоячей волны и определяют собой картину электрического поля вокруг антенны.

Для коротких антенн поле в районе антенны можно считать потенциальным и пользоваться понятием напряжения в антенне, понимая под этим разность потенциалов между соответствующими точками антенны и землей.

Учитывая сказанное, определим как распределяется напряжение вдоль антенны и чему равняются максимальные значения напряжения, на которые должна быть рассчитана изоляция.

На рис. IX.13 показано распределение напряжения в Г-образной антенне. $U_к$ обозначает напряжение в пучности горизонтальной части, которое получается на изолированном конце антенны; U_0 — напряжение в пучности (на конце)эквивалентного отрезка $b_э$; $U_в$ — напряжение в точке стыка горизонтального и вертикального участков; U_A — напряжение в основании антенны; I_A —

ток в основании или в точках питания антенны (действующее значение).

Из рисунка видно, что

$$U_в = U_к \cos kb = U_0 \cos kb_э,$$

т. е.

$$U_к = U_0 \frac{\cos kb_э}{\cos kb}. \qquad (IX.20)$$

Напряжение в пучности U_0 можно выразить через ток в пучности вертикальной части по формуле

$$U_0 = I_0 \rho_в. \qquad (IX.21)$$

Кроме того,

$$I_А = I_0 \sin kl_э, \qquad (IX.22)$$

где

$$l_э = h + b_э.$$

Учитывая соотношения (IX.21) и (IX.22), получаем из (IX.20)

$$U_к = \frac{I_А \rho_в \cos kb_э}{\sin kl_э \cos kb}. \qquad (IX.23)$$

Переходя к амплитудному значению, получаем

$$U_{к\,макс} = \frac{\sqrt{2} I_А \rho_в \cos kb_э}{\sin kl_э \cos kb}. \qquad (IX.24)$$

Это и будет максимальное напряжение на изолированном конце антенны. Напряжение U_A в основании антенны можно определить как

$$U_А = U_0 \cos kl_э.$$

Используя соотношения (IX.21) и (IX.22) и переходя к амплитудным значениям, получаем

$$U_{А\,макс} = \sqrt{2} I_А \rho_в \operatorname{ctg} kl_э. \qquad (IX.25)$$

Выражения (IX.24) и (IX.25), выведенные для Г-образной антенны, будут справедливы и для антенн Т-образных, а также зонтичных, причем под b надо понимать во всех случаях длину одного луча.

В случае, когда размеры антенны намного меньше длины волны (например, $l_э < 0{,}1\lambda$), напряжение по длине антенны почти не меняется и можно приближенно считать

$$U_{к\,макс} \simeq U_{А\,макс} = \sqrt{2} I_А \rho_в \operatorname{ctg} kl_э = U_{макс}. \qquad (IX.26)$$

Произведение $\rho_в \operatorname{ctg} kl_э$ определяет собой абсолютную величину реактивной составляющей входного сопротивления антенны. В рассматриваемом случае как для очень короткого по сравнению с волной отрезка линии, разомкнутой на конце, сопротивление имеет емкостный характер и может быть представлено следующим образом

$$\rho_в \operatorname{ctg} kl_э = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \frac{1}{\operatorname{tg} kl_э} \simeq \frac{1}{cC_1 \frac{2\pi}{\lambda} l_э} =$$

$$= \frac{1}{\omega C_1 l_э} = \frac{1}{\omega C_А}. \qquad (IX.27)$$

Здесь C_1 — погонная емкость антенны;

$C_A = C_1 l_э$ — полная емкость антенны;

c — скорость света.

Подставляя (IX.27) в (IX.26), получаем

$$U_{макс} = \sqrt{2}\, I_А \frac{1}{\omega C_А}. \qquad (IX.28)$$

Последнее выражение показывает, что напряжение в антенне сильно зависит от емкости антенны, а именно, обратно пропорционально ее величине. Напряжение, кроме того, пропорционально току I_A. При больших мощностях в антенне ток I_A сильно возрастает особенно на длинных волнах, когда активное сопротивление антенны оказывается малым. Это может привести к такому росту напряжения в антенне, которое недопустимо, с точки зрения электрической прочности.

Максимально допустимые напряжения в антенне ограничиваются: качеством изоляции и появлением короны — явления ионизации воздуха, которое возникает при определенных перенапряжениях.

Практикой установлено, что фарфоровые изоляторы могут выдерживать напряжения в 1,5 *кв* на 1 *см* длины изолятора при длинных волнах и 1 *кв* на 1 *см* длины при средних волнах. Обычно для антенн радиостанций средней и малой мощностей (десятки киловатт и меньше) применяются гирлянды изоляторов, выдерживающих напряжения до 50 *кв*. Для антенн мощных станций (сотни киловатт) применяются специальные изоляторы, рассчитанные на работу при напряжении в 100 *кв* и больше. Предельным напряжением для таких изоляторов является напряжение, при котором возникает корона.

Амплитуда напряжения, при котором начинается явление короны для провода, подвешенного над землей, может быть определено по формуле *

$$U(кв) = 33{,}9r\left(1 + \frac{0{,}29}{\sqrt{r}}\right)\ln\frac{2h}{r}. \qquad \text{(IX.29)}$$

Здесь r — радиус провода в сантиметрах; h — высота подвеса провода над землей (в тех же единицах).

С возникновением короны появляются потери, связанные с ионизацией воздуха под влиянием поля высокого напряжения. Эти потери пропорциональны квадрату разности между приложенным напряжением и критическим и также растут с частотой.

Антенна должна так конструироваться, чтобы амплитуда возникающего в ней напряжения, определяемого, например, по формулам (IX.28) или (IX.24), была в 1,5—2 раза меньше значения критического напряжения, определяемого по формуле (IX.29).

Как показывает выражение (IX.28), для уменьшения напряжения в антенне на рассматриваемой частоте необходимо либо уменьшать ток антенны I_A, либо увеличивать ее емкость C_A.

При уменьшении тока в антенне, для того чтобы сохранить неизменной мощность P_Σ, необходимо увеличить сопротивление излучения антенны R_Σ путем соответствующего увеличения ее действующей высоты.

Увеличение емкости антенны достигается увеличением числа проводов как в вертикальном, так и в горизонтальном участках антенны, увеличением диаметра проводов и т. д.

в) Реактивное сопротивление и настройка антенн

Под входным сопротивлением заземленной антенны подразумевается сопротивление, определяемое на зажимах «антенна — земля». Это сопротивление в общем

* А. А. Пистолькорс. «Антенны». Связьиздат, 1957, стр. 131.

случае содержит как активную (R_A), так и реактивную (X_A) составляющие.

Если антенную цепь настроить в резонанс, сила тока в ней при неизменной э. д. с. будет максимальной. А чем больше ток в передающей антенне, *тем больше будет мощность излучения антенны.*

Для настройки антенны вблизи зажимов, к которым подключено ее питание (для заземленной антенны — в ее основании), *включаются катушки, конденсаторы или их сочетания, обеспечивающие компенсацию реактивного сопротивления антенны.* В результате настройки сопротивление антенной цепи, так же как в простом настроенном контуре, оказывается чисто активным.

Реактивное сопротивление вертикальной заземленной антенны приближенно можно определить так же, как входное сопротивление линии без потерь, разомкнутой на конце (приближенная формула (V.67) для тонкого симметричного вибратора),

$$X_A = -\rho \operatorname{ctg} kl, \tag{IX.30}$$

где l — длина антенны;
ρ — ее волновое сопротивление;
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Для антенны, длина которой на много меньше длины волны источника э. д. с., реактивное сопротивление на основании преобразований (IX.27) можно вычислить непосредственно через емкость антенны

$$X_A = \frac{1}{\omega C_A}. \tag{IX.31}$$

Реактивное сопротивление антенны с горизонтальной частью можно рассчитать по формуле (IX.30), если длину l заменить на $l_э$,

$$X_A = -\rho_в \operatorname{ctg} kl_э. \tag{IX.32}$$

Здесь $\rho_в$ — волновое сопротивление вертикальной части; $l_э = h + b_э$, а $b_э$ определяется, как указывалось выше, по одной из формул (IX.18) для Г-образной антенны или (IX.19) — для Т-образной антенны.

В случае зонтичной антенны с крышей, состоящей из n-наклонных лучей длиной b каждый, производят замену этих лучей одним эквивалентным проводом ($b_э$), входное сопротивление которого в n раз меньше, чем входное сопротивление одного наклонного провода. Следовательно, для определения длины эквивалентного провода $b_э$ (по аналогии с выводами для Г- или Т-образных антенн) получается выражение

$$\operatorname{ctg} kb_э = \frac{\rho_г}{n\rho_в} \operatorname{ctg} kb. \qquad (IX.33)$$

Для настройки антенны необходимо включить такое реактивное сопротивление, которое обеспечило бы компенсацию реактивного сопротивления антенны.

На рис. IX.14 показана схема настройки заземленной антенны при эквивалентной длине ее, меньшей чем $\frac{\lambda}{4}$ Работу такой антенны называют работой с удлинением волны. (Так как рабочая волна больше, чем основная резонансная волна антенны.) В этом случае реактивное сопротивление антенны $X_А = -\rho_в \operatorname{ctg} kl_э$ имеет емкостный характер и для ее настройки необходимо включить так называемую *удлинительную катушку* $L_н$ с индуктивным сопротивлением

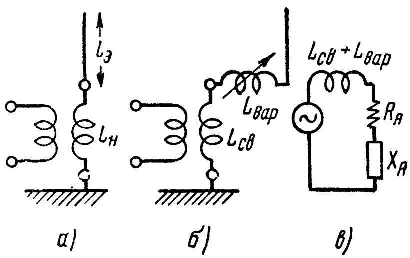


Рис. IX.14. Настройка антенны при $l_э < \frac{\lambda}{4}$

а) катушка $L_н$ служит для настройки и связи; *б*) катушки настройки и связи разделены; *в*) эквивалентная схема антенной цепи.

$$\omega L_н = -X_А = \rho_в \operatorname{ctg} kl_э. \qquad (IX.34)$$

На рис. IX.14, *а* катушка настройки является одновременно элементом связи с генератором, в то время как на рис. IX.14, *б* цепь настройки разделена на катушку связи и вариометр настройки $L_{вар}$. При этом необходимо, чтобы

$$\omega (L_{св} + L_{вар}) = \rho_в \operatorname{ctg} kl_э. \qquad (IX.35)$$

На рис. IX.14, *в* показана соответствующая эквивалентная схема антенной цепи.

Схема настройки антенны при длине ее, большей чем $\frac{\lambda}{4}$, но меньшей чем $\frac{\lambda}{2}$, приведена на рис. IX.15. Работу такой антенны называют работой с укорочением

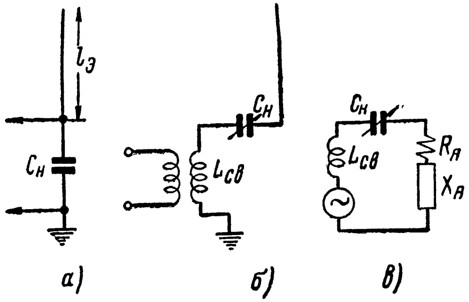


Рис. IX.15. Настройка антенны при $\frac{\lambda}{2} > l_э > \frac{\lambda}{4}$

а) конденсатор $C_н$ служит для настройки и связи; *б*) конденсатор настройки $C_н$ и элемент связи $L_{св}$ разделены; *в*) эквивалентная схема антенной цепи.

волны. В этом случае реактивное сопротивление антенны $X_А$ имеет индуктивный характер и для настройки антенны (рис. IX.15, *а*) необходимо включить так называемый *укорачивающий конденсатор* с сопротивлением

$$-\frac{1}{\omega C_А} = -X_А = \rho_в \operatorname{ctg} kl_э. \qquad \text{(IX.36)}$$

На рис. IX.15, *б* показан вариант схемы настройки, когда конденсатор $C_н$ и элемент связи $L_{св}$ разделены. При этом необходимо, чтобы

$$\omega L_{св} - \frac{1}{\omega C_н} = \rho_в \operatorname{ctg} kl_э. \qquad \text{(IX.37)}$$

Эквивалентная схема такой антенной цепи показана на рис. IX.15, *в*.

При эквивалентной длине заземленной антенны, приблизительно равной $l_э \simeq \frac{\lambda}{4}$, реактивное сопротивление ее равно нулю и антенна сама по себе оказывается настроенной в резонанс.

Наибольшая волна, при которой антенна сама по себе настроена в резонанс, обычно называется собственной (основной резонансной) волной антенны λ_0.

Для вертикальной заземленной антенны собственная волна приблизительно равна учетверенной длине антенны l, или, точнее, если учесть эффект, аналогичный «укорочению» симметричного вибратора, $\lambda_0 \simeq 4{,}2l$. Это значение превышает вдвое длину основной резонансной волны соответствующего симметричного вибратора при одинаковой геометрической длине. (Так, например, для вертикальной заземленной антенны высотой $l = 100$ *м* $\lambda_0 \simeq 420$ *м*; для симметричного вибратора общей длиной 100 *м* $\lambda_0 = 210$ *м*.) Увеличение длины собственной волны является одной из причин использования *заземленных* антенн на длинных и средних волнах.

г) Активное сопротивление и к. п. д. антенн

Активная часть сопротивления антенны $R_\text{А}$ складывается из сопротивления излучения R_Σ и сопротивления потерь $R_\text{п}$

$$R_\text{А} = R_\Sigma + R_\text{п}. \tag{IX.38}$$

Остановимся в первую очередь на вопросе расчета сопротивления излучения.

В антеннах длинных и средних волн основное излучение обусловливается вертикальной частью антенны. Излучение горизонтальной части получается незначительным из-за земли, которая в рассматриваемом диапазоне волн может в первом приближении учитываться как хороший проводник. Поэтому токи горизонтальности части антенны и ее зеркального изображения имеют одинаковые амплитуды, но противоположные фазы. При небольшой по сравнению с длиной волны высоте антенны поля, создаваемые этими токами, взаимно компенсируются.

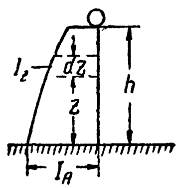


Рис. IX. 16. Вертикальный излучатель высотой h с емкостью наверху.

Роль горизонтальной части антенны состоит в том, что она обеспечивает более равномерное распределение тока по вертикальной части и тем самым увеличивает эффективность излучения (действующую высоту) антенны, а также емкость и потому уменьшает напряжения в антенне (см. например, IX.28).

Учитывая сказанное, антенну с горизонтальной частью (например, по рис. IX.11 или IX.12) можно заменить некоторым эквивалентным вертикальным излучателем с емкостью наверху, как показано на рис. IX.16.

Напряженность поля, создаваемого короткой вертикальной антенной (без учета фазового множителя) определяется выражением (VIII.4)

$$E = \frac{60kh_д I}{r}\sin\theta. \tag{VIII.4}$$

Для элементарного электрического диполя высотой l, расположенного вертикально над поверхностью идеально проводящей земли, $h_д = l$ и

$$E = \frac{60klI}{r}\sin\theta.$$

Антенна (рис. IX.16) и указанный элементарный диполь совершенно эквивалентны с точки зрения создаваемого в дальней зоне электромагнитного поля.

Поэтому для определения сопротивления излучения короткой вертикальной антенны с неравномерным распределением тока можно воспользоваться формулой (VIII.3), полученной для соответствующего элементарного диполя, если только заменить l на $h_д$,

$$R_\Sigma = 1600\left(\frac{h_д}{\lambda}\right)^2. \tag{IX.39}$$

Действующую высоту ($h_д$) вертикальной заземленной антенны можно определить как коэффициент, связывающий напряженность электрического поля, создаваемого антенной в направлении максимального излучения, с током антенны по формуле

$$E = \frac{60kh_д I}{r}. \tag{IX.40}$$

Выведем выражения, применяемые для определения действующей высоты антенн длинных и средних волн (коротких антенн).

Напряженность поля, создаваемого антенной рис. IX.16, можно определить, например, если разбить провод на ряд элементов и просуммировать поля всех элементов. В пределах элемента dz ток I_z можно считать неизменным и тогда напряженность электрического поля элемента в направлении максимума (вдоль земли)

$$dE = \frac{60kdzI_z}{r}.$$

Напряженность поля, создаваемого всей антенной, будет равна сумме полей всех элементов, т. е.

$$E = \int_0^h dE = \frac{60k}{r} \int_0^h I_z dz. \qquad \text{(IX.41)}$$

Сравнивая (IX.41) и (IX.40) и полагая ток I равным току I_A, в основании антенны получаем, что

$$h_д = \frac{1}{I_A} \int_0^h I_z dz = \frac{S}{I_A}, \qquad \text{(IX.42)}$$

где $S = \int_0^h I_z dz$ — площадь, ограниченная кривой тока вдоль антенны („площадь тока" в антенне).

Выражение (IX.42) показывает, что *действующую высоту вертикальной антенны можно определить как*

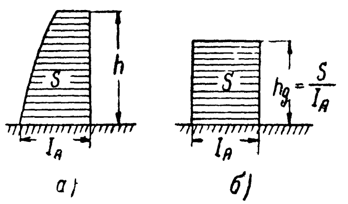


Рис. IX.17. К определению действующей высоты вертикальной антенны

а) геометрическая высота; *б*) действующая высота.

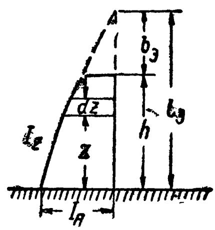


Рис. IX.18. К вычислению площади тока в вертикальной части антенны.

отношение площади тока в антенне к току в основании антенны (рис. IX.17), *т. е. как высоту прямоугольника с основанием* I_A, *площадь которого равновелика площади, ограниченной кривой распределения тока рассматриваемой антенны.*

Преобразуем выражение (IX.42) для действующей высоты антенны с синусоидальным распределением тока. Для этого вычислим площадь тока в вертикальной части антенны (рис. IX.18). Ток I_z на расстоянии z от основания антенны

$$I_z = I_0 \sin k (l_э - z), \qquad \text{(IX.43)}$$

где I_0 — ток в пучности (амплитуда синусоиды);

$$l_э = h + b_э.$$

Ток в основании антенны ($z=0$)

$$I_A = I_0 \sin kl_э. \tag{IX.44}$$

Поэтому

$$I_z = \frac{I_A \sin k(l_э - z)}{\sin kl_э}. \tag{IX.45}$$

Подставляя (IX.45) в (IX.42) и выполняя интегрирование, получаем

$$h_д = \frac{1}{I_A}\int\limits_0^h \frac{I_A \sin k(l_э - z)}{\sin kl_э}\,dz = \frac{\cos kb_э - \cos kl_э}{k \sin kl_э}. \tag{IX.46}$$

Иногда эту формулу переписывают в следующем виде:

$$h_д = \frac{2\sin k\left(l_э - \frac{h}{2}\right)\sin\frac{kh}{2}}{k\sin kl_э}. \tag{IX.47}$$

Когда размеры антенны настолько малы по сравнению с волной, что синусы аргументов можно заменить самими аргументами, формула (IX.47) упрощается в следующую:

$$h_д \simeq h\left(1 - \frac{h}{2l_э}\right). \tag{IX.48}$$

Для вертикальных антенн ($b=0$) высотой h из формулы (IX.47) получаем

$$h_д = \frac{2\sin^2\frac{kh}{2}}{k\sin kh} = \frac{1}{k}\operatorname{tg}\frac{kh}{2}. \tag{IX.49}$$

Действующая высота короткой вертикальной антенны ($h \ll \lambda$), такой, что тангенс можно заменить аргументом,

$$h_д = \frac{1}{k}\operatorname{tg}\frac{kh}{2} \approx \frac{h}{2}, \tag{IX.50}$$

т. е. равняется половине геометрической высоты.

Расчет сопротивления излучения по формуле (IX.39) дает удовлетворительную точность лишь для коротких антенн. Определим, например, по этой формуле сопротивление излучения вертикального вибратора высотой в четверть волны. Действующая высота такого вибратора на основании (IX.49)

$$h_д = \frac{1}{k}\operatorname{tg}\frac{2\pi\cdot\lambda}{\lambda\cdot 2\cdot 4} = \frac{\lambda}{2\pi}. \qquad \text{(IX.51)}$$

Сопротивление излучения

$$R_\Sigma = 1600\left(\frac{h_д}{\lambda}\right)^3 = 1600\left(\frac{\lambda}{2\pi\lambda}\right)^2 = 40 \text{ ом.}$$

Вычисленное ранее (VIII.8) более точное значение составляет $R_\Sigma = 36{,}6$ *ом*, т. е. отличается от приближенного значения уже на 10%.

При дальнейшем увеличении размеров антенны по сравнению с волной погрешность вычисления R_Σ по формуле (IX.39) возрастает еще больше.

Для расчета сопротивления излучения антенн, работающих с укорочением волны $\left(l_э > \frac{\lambda}{4}\right)$, следует пользоваться так называемой формулой Ван дер Поля с коэффициентами Конторовича

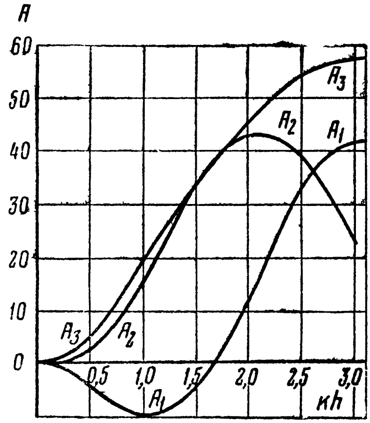


Рис. IX.19. Графики коэффициентов $A = f(kh)$.

$$R_{\Sigma n} = A_1\cos 2kl_э - A_2\sin 2kl_э + A_3. \qquad \text{(IX.52)}$$

Эта формула выведена методом интегрирования вектора Пойнтинга в предположении синусоидального характера распределения тока в антенне. Она определяет сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности, в предположении, что излучение обусловлено лишь вертикальной частью антенны. Коэффициенты A_1, A_2 и A_3 являются функцией электрической длины вертикальной части (kh) и для удобства приводятся в виде графиков, показанных на рис. IX.19. $l_э$ — эквивалентная длина антенны $= h + b_э$.

Для пересчета сопротивления излучения (IX.52) к току в точках питания в основании антенны можно использовать формулу (V.61)

$$R_{\Sigma}=\frac{R_{\Sigma п}}{\sin^2 kl_э}. \qquad (IX.53)$$

Перейдем далее к вопросу о сопротивлении потерь в антенной цепи. Потери энергии в антенной цепи (включая и органы настройки) на длинных и средних волнах складываются из следующих слагаемых:

1) потери в заземлении или противовесе, включая потери в почве;

2) потери в органах настройки антенны;

3) потери в проводах и изоляторах антенны;

4) прочие потери, такие, как потери в мачтах, оттяжках, близлежащих постройках и т. д.

Общее сопротивление потерь обычно определяется как отношение мощности всех потерь к квадрату тока в точках питания антенны $R_{пот}=\frac{P_{пот}}{I_A^2}$.

Основную долю составляют потери, указанные в первых двух пунктах.

Потери в проводах и изоляторах обычно составляют небольшую часть общих потерь и в расчете могут не учитываться.

Потери в мачтах, оттяжках и других проводниках могут достигать заметной величины в том случае, когда в них получается резонанс. В заземленных мачтах или оттяжках возможен резонанс при их длине порядка четверти длины волны, а проводники, изолированные с обоих концов, резонируют при их длине около половины длины волны. Во избежание заметных потерь этих резонансов следует избегать. Поэтому провода оттяжек, тросов и т. д. разбивают изоляторами на участки, длина которых много меньше резонансной $\left(l \ll \frac{\lambda}{4}\right)$.

Расчет сопротивления потерь в органах настройки относится к области расчетов радиотехнических деталей с сосредоточенными параметрами.

Наиболее значительными получаются активные сопротивления элементов настройки антенн, работающих с удлинением волны. Здесь для настройки включаются катушки индуктивности, которые особенно при работе антенны с большим удлинением волны имеют большое реактивное сопротивление $X_L = -X_А$. Добротность катушки Q имеет ограниченную величину порядка одной или нескольких сотен (в зависимости от мощности радиостанции), поэтому величина реактивного сопротивления катушки настройки, рассчитываемая по формуле

$$R_н = \frac{X_L}{Q}, \qquad (IX.54)$$

получается значительной.

При конструировании заземлений и противовесов стремятся к тому, чтобы потери в них были небольшими. Однако уменьшение потерь связано с усложнением этих устройств, что, естественно, нежелательно. Поэтому достаточно добиться того, чтобы *потери в заземлениях и противовесах были того же порядка (или несколько меньше), что и потери в органах настройки.*

Ввиду сложности вопроса до настоящего времени нет удобных методов расчета потерь для всевозможных видов заземлений и противовесов, приме яемых на практике.

За последнее время Б. В. Брауде разработал приближенный метод расчета потерь в земле для длинноволновых антенн с заземлением в виде системы проводов, расположенных непосредственно на поверхности земли или закопанных на глубину порядка нескольких десятков сантиметров. Этот метод базируется на более ранних работах Брауна*, М. С. Неймана, а также М. И. Конторовича и Н. С. Бесчастнова. Ввиду громоздкости расчетных формул они здесь не приводятся.

Следует подчеркнуть, что расчет потерь в почве не может претендовать на большую точность из-за идеализации некоторых исходных предположений. В частности, не учитывается то, что параметры почвы под антенной не сохраняются постоянными и зависят от погоды, от времени года и т. д.

Поэтому лучше определять полное активное сопротивление антенны ($R_А$) путем измерения.

---

* Brown, PIRE № 23, 1935, № 2, см. также «Антенные устройства», сборник переводных статей под ред. С. М. Надененко, Связьиздат, 1939.

После определения сопротивления излучения R_Σ и сопротивления антенны $R_А$ можно вычислить коэффициент полезного действия антенны. *К. п. д. собственно антенны* определяют как

$$\eta_А = \frac{R_\Sigma}{R_А} = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_п}. \qquad (IX.55)$$

В этой формуле не учитываются потери в органах настройки. *Полный к. п. д. антенной цепи,* в котором учитываются потери и в органах настройки,

$$\eta_ц = \frac{R_\Sigma}{R_А + R_н} = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_п + R_н}. \qquad (IX.56)$$

При работе с большим удлинением волны антенны, когда индуктивное сопротивление катушки настройки, а вместе с ним и ее активное сопротивление заметно возрастают, $\eta_ц$ может оказаться значительно меньше, чем $\eta_А$.

В заключение следует отметить, что к. п. д. антенн длинных и средних волн может принимать значения, колеблющиеся в широких пределах в зависимости от размеров антенн и качества заземлений. Для антенн с плохими заземлениями, а также работающих с большим удлинением волны к. п. д. может быть очень низким.

д) Направленное действие

Излучением горизонтальной части рассмотренных заземленных антенн длинных и средних волн в большинстве случаев, как указывалось выше (см. стр. 271), можно пренебречь и потому такие антенны будут ненаправленными в горизонтальной плоскости.

Ввиду малой высоты по сравнению с волной, *диаграмма направленности в вертикальной плоскости будет такой, как у небольшого вертикального вибратора* (рис. VIII.6).

В некоторых случаях излучение горизонтальной части может оказаться соизмеримым с излучением вертикальной части антенны. Это относится к антеннам, геометрические размеры горизонтальной части которых значительно больше размеров вертикальной части. Из-за конечной проводимости почвы горизонтальная часть антенн начинает излучать электромагнитные волны и вдоль поверхности земли. В сочетании с излучением вертикальной части антенны это приводит к тому, что появляется некоторая направленность (правда незначительная) в горизонтальной плоскости.

3. ОПИСАНИЕ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ ОТКРЫТЫХ АНТЕНН

Рассмотрим основные схемы питания и конструкцию открытых (незамкнутых) антенн длинных и средних волн.

В настоящее время известно несколько способов возбуждения заземленных антенн вертикальных и с горизонтальной частью.

Наиболее простой и известной ранее других схемой является схема последовательного возбуждения в основании антенны. Примеры такого способа питания приводились выше (рис. IX.1, IX.2, IX.3 и др.).

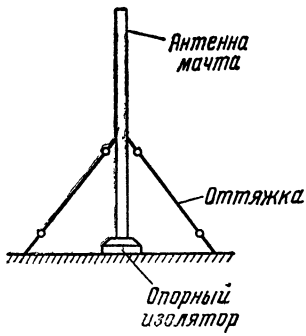


Рис. IX.20. Антенна-мачта с изолированным основанием.

В качестве вертикальных антенн в некоторых случаях используется тело самой металлической мачты (антенны-мачты). Учитывая большую стоимость высоких мачт, указанные антенны выгоднее, так как по сравнению с Г- и Т-образными антеннами дают экономию одной мачты.

Различают два типа антенн-мачт: *с изолированным основанием и с заземленным основанием.* Антенна с изолированным основанием (рис. IX.20) устанавливается на опорном изоляторе, а питание к ее основанию подводится через органы связи так, как это указывалось на предыдущих схемах. Опорный изолятор является дорогим устройством. Он должен выдерживать большую тяжесть всей мачты и не иметь заметных потерь на высокой частоте. Таким образом, установка опорного изолятора усложняет конструкцию антенны особенно для радиостанций большой мощности и с высокими мачтами.

Антенны с заземленным основанием имеют преимущества, связанные с упрощением конструкции, вызываемым отсутствием опорного изолятора, упрощением проводки сигнального освещения, так как отпадает необходимость в высокочастотных фильтрах, устройство которых при больших мощностях представляет определен-

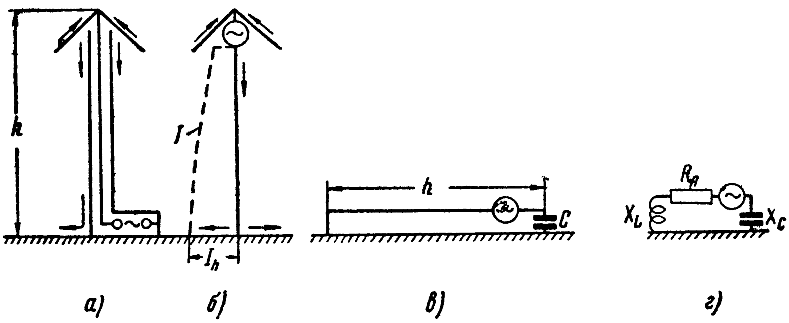


Рис. IX.21. Антенна верхнего питания с заземленным основанием (*а*); схема включения э. д. с. и распределение тока вдоль антенны (*б*); эквивалентная схема (*в*); упрощенная эквивалентная схема (*г*).

ные трудности, отсутствием специальных грозовых предохранителей.

Рассмотрим способы возбуждения антенн-мачт с заземленным основанием.

Известна так называемая *антенна верхнего питания* *, схема которой показана на рис. IX.21, *а*. В качестве антенны используется полая металлическая мачта, внутри которой проходит коаксиальный фидер. Наружная оболочка фидера (на рисунке не показанная) соединяется с телом мачты у вершины, а центральный провод соединяется со спицами зонта, натянутыми над мачтой и образующими определенную емкость на землю. Конструктивно фидер образуется из двух систем вертикальных проводов, расположенных по образующим двух коаксиальных цилиндров. Указанный фидер в основании ан-

* Г. З. Айзенберг. Применение двухпроводных несимметричных линий в качестве средневолновых и длинноволновых антенн (докторская диссертация), Москва, 1944.

тенны выходит из тела мачты и далее соединяется с передатчиком. Спицы зонта конструктивно выполняются из частей секционированных оттяжек.

Из указанного выше следует, что напряжение к антенне подводится между вершиной мачты и шляпкой зонта, как показано на рис. IX.21, *б*. Ток в цепи антенны (как показано стрелками для некоторого момента времени на рисунке) замыкается от источника напряжения по наружной поверхности тела мачты к заземлению и далее через емкость на спицы зонта. На этом же рисунке пунктиром показано распределение тока вдоль антенны. Основание антенны замкнуто накоротко с землей и потому в этой точке будет пучность тока ($I_п$). Ток по длине антенны изменяется по закону $I = I_п \cos kz$, где z — координата, отсчитываемая от основания антенны. Соответствующая эквивалентная схема антенны показана на рис. IX.21, *в*. На этом рисунке C обозначает емкость шляпки зонта на землю. Сама линия образована мачтой и землей. Короткозамкнутый конец соответствует основанию антенны.

Если высота h мачты меньше четверти длины волны, тогда эквивалентное сопротивление указанной линии в сечении, примыкающем к источнику напряжения, $X_L = \rho \operatorname{tg} kh$ (где ρ —волновое сопротивление мачты) будет иметь индуктивный характер. Упрощенная эквивалентная схема в этом случае имеет вид, показанный на рис. IX.21, *г*. На этой схеме $R_А$ — активное сопротивление антенны, отнесенное к току в точке подключения источника напряжения; $X_C = \frac{1}{\omega C}$.

Полное сопротивление антенны

$$Z_А = R_А + j(X_L - X_C) \qquad \text{(IX.57)}$$

является сопротивлением, которое нагружает коаксиальный фидер у вершины мачты. Ток фидера замыкается от центрального провода через нагрузку и на внутреннюю оболочку фидера. Сопротивление нагрузки $Z_А$ может оказаться не согласованным с волновым сопротивлением питающего фидера особенно в полосе частот. Поэтому для настройки и согласования между фидером и передатчиком включается специальный контур, несколько усложняющий устройство антенны.

Другой вариант последовательного питания антенны показан на рис. IX.22, *а*. Нижняя часть антенны (h_1) представляет собой коаксиальный фидер, внутренняя часть которого соединяется с передатчиком. Центральный провод этого фидера переходит в верхнюю часть антенны. Напряжение к антенне подводится на некоторой высоте, как показано на рис. IX.22, *б*. Ток в цепи антенны (см. стрелки на рисунке) замыкается от источника напряжения по наружной поверхности нижней

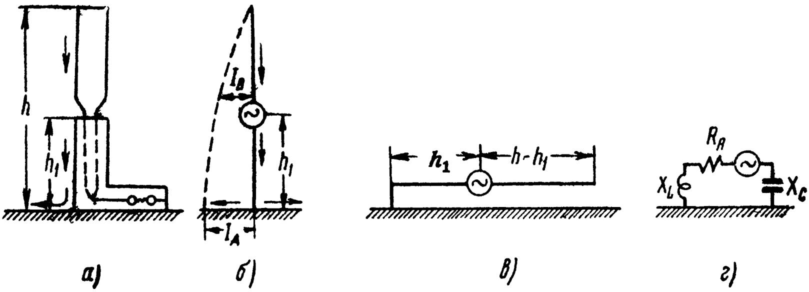


Рис. IX 22. Антенна верхнего питания без емкости наверху (*а*); схема включения э. д. с. и распределение тока вдоль антенны (*б*), эквивалентная схема (*в*); упрощенная эквивалентная схема (*г*).

части оболочки антенны и далее с земли через емкость на верхнюю часть антенны. При резонансной высоте антенны $h \approx \frac{\lambda}{4}$ путем подбора места включения источника напряжения, т. е. размера h_1, можно добиться согласования антенны с питающим фидером. Для того чтобы пояснить это, обратимся к эквивалентным схемам антенны, показанным на рис. IX.22, *в* и *г*. Полагая распределение тока вдоль антенны синусоидальным с пучностью в основании, можем написать, что ток в точке присоединения источника напряжения

$$I_A = I_п \sin k(h - h_1) = = I_п \sin k\left(\frac{\lambda}{4} - h_1\right) = I_п \cos kh_1. \qquad \text{(IX.58)}$$

Сопротивление антенны в указанной точке

$$Z_A = R_A + j(X_L - X_C) = R_A,$$

так как при резонансной длине антенны

$$X_L = \rho\,\mathrm{tg}\,kh_1 = X_C = \rho\,\mathrm{ctg}\,k\left(\frac{\lambda}{4} - h_1\right).$$

Пренебрегая потерями в антенне, можно написать, что мощность излучения

$$P_\Sigma = I_\text{п}^2 R_{\Sigma\text{п}} = I_\text{А}^2 R_\text{А}, \tag{IX.59}$$

где $R_{\Sigma\text{п}}$ — сопротивление излучения заземленного четвертьволнового вибратора, приблизительно равное 36,6 *ом*. Подставляя значение тока из (IX.58) в выражение (IX.59), получаем

$$R_\text{А} = \frac{I_\text{п}^2 R_{\Sigma\text{п}}}{I_\text{А}^2} = \frac{36{,}6}{\cos^2 kh_1}. \tag{IX.60}$$

Из последнего выражения видно, что подбором размера h_1 можно сделать величину сопротивления $R_\text{А}$ равной волновому сопротивлению коаксиального питающего фидера, имеющего обычно величину порядка 50—100 *ом*. Очевидно, что точное согласование здесь можно получить лишь для одной волны.

Вертикальные антенны высотой около половины длины волны, как это следует из теории направленного действия вибраторов излучают электромагнитные волны главным образом под малыми углами к горизонту.

В технике радиовещания (на волнах порядка 200—500 *м*) это явление используется как средство борьбы с ближним замиранием сигналов. Такое замирание (ближний фединг) является, как известно из теории распространения, следствием интерференции в пункте приема поверхностной (или земной) волны и пространственной волны, отраженной от ионизированных слоев атмосферы. Применение антенны с излучением, прижатым к поверхности земли, приводит к относительному ослаблению пространственной волны и повышению напряженности поля земной волны, что в значительной степени ослабляет указанное явление ближнего замирания.

Антенны, обладающие указанными характеристиками, называют *антифединговыми*.

Пример конструкции антифединговой антенны-мачты показан на рис. IX.23. Антенна имеет наверху «шляпку» (емкость), которая создает более выгодное распределение тока в антенне, обеспечивающее уменьшение излучения под большими углами к горизонту.

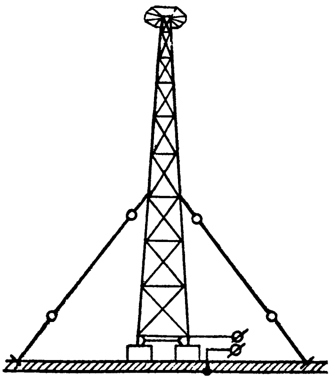


Рис. IX.23. Внешний вид антифединговой антенны-мачты.

Все рассмотренные выше схемы питания относились к числу *последовательных*, так как э. д. с., возбуждаемая в антенне, оказывалась включенной в цепь антенны последовательно.

Известны также *схемы параллельного питания антенн.* Пример устройства антенны с заземленным основанием, питаемой по такой схеме, показан на рис. IX.24, *а*. Высота h антенны берется резонансной, т. е. порядка четверти длины волны. На определенной высоте h_1 к антенне присоединяется провод, который опускается к земле под некоторым углом. Этот провод через последовательно включенный конденсатор переходит в фидер, идущий к передатчику. При резонансной

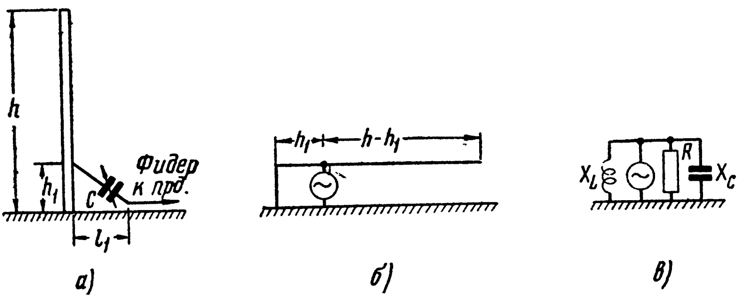


Рис. IX.24. Антенна с заземленным основанием с параллельным питанием (*а*); эквивалентная схема (*б*); упрощенная эквивалентная схема (*в*).

высоте антенна в точке присоединения питающего провода представляет собой чисто активное сопротивление R. Путем подбора размеров h_1 и l_1 можно добиться того, чтобы это сопротивление после трансформации через участок линии, образованный наклонным проводом и землей, оказалось равным волновому сопротивлению (ρ) фидера, идущего к передатчику. Значения указанных размеров зависят от толщины мачты-антенны и от ρ фидера. Значения h_1 и l_1 колеблются примерно в пределах $h_1 \simeq l_1 \approx \frac{h}{8} \div \frac{h}{5}$. Провод, идущий от антенны к фидеру, обладает некоторой индуктивностью, которая компенсируется емкостью конденсатора C, что совместно с подбором активной составляющей сопротивления обеспечивает согласование фидера с нагрузкой. На рис. IX.24, *б* и *в* показаны эквивалентные схемы антенны. Нижняя часть антенны в точке присоединения источника напряжения представляет собой индуктивное сопротивление X_L, которое (при резонансном размере антенны) компенсируется емкостным сопротивлением X_C верхней части антенны.

В заключение данного параграфа остановимся вкратце на некоторых вопросах деталей конструкций рассмотренных антенн длинных и средних волн.

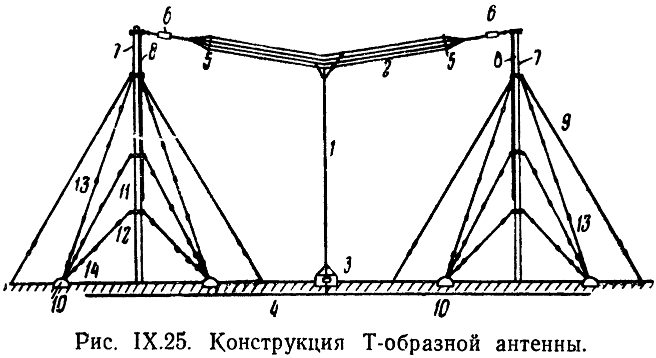


Рис. IX.25. Конструкция Т-образной антенны.

Рассмотрим типовые конструктивные детали на примере Т-образной антенны, показанной на рис. IX.25. Собственно антенна состоит из снижения *1* и горизонтальной части *2*, выполненных из антенного канатика. Такой канатик должен быть хорошо проводящим и механически достаточно прочным. Обычно используется бронзовый или медный канатик диаметром от 3 до 8 *мм*. Для увеличения емкости горизонтальная часть антенны, а иногда и снижение выполняются из ряда проводов, расположенных либо в одной плоскости, либо по образующим цилиндра.

Снижение подключается к передатчику *3* через изолированный ввод в здание радиостанции, куда подводится также провод от заземления *4*. Расстояние между проводами горизонтальной части поддерживается реями *5* (в случае плоской сети) или специальными обручами (для проводов, расположенных по образующим цилиндра).

Горизонтальная часть антенны подвешивается к мачтам через изоляторы *6*.

В качестве таких изоляторов обычно используют изоляторы палочные или седлообразные; в маломощных станциях применяются также орешковые изоляторы.

Антенна подвешивается на мачтах *7*, которые могут быть деревянными или металлическими. Деревянные мачты менее долговечны, но они более экономичны при малой высоте. В передвижных радиостанциях мачты делаются разборными из металлических секций (колен). Мачты антенн мощных радиовещательных станций могут достигать больших высот вплоть до нескольких сот метров. В некоторых случаях металлические мачты для уменьшения потерь устанавливаются на опорных изоляторах.

Антенна подвешивается к мачтам с помощью тросов *8*, которые служат для подъема и спуска антенны. Тросы проходят через соответствующие блоки, укрепленные на вершинах мачт. Мачты поддерживаются оттяжками *9* из стальных тросов диаметром от 5 до 20 *мм*, расположенными в несколько ярусов. В каждом ярусе три-четыре оттяжки. Последние закрепляются в бетонных или деревянных основаниях *10*, зарываемых в землю. Оттяжки крепятся с помощью крюка *11* к бугелю *12* на мачте. Крепление каждой оттяжки к основанию *10* осуществляется через талреп *14*, представляющий собой стержень с нарезкой разного направления на концах и гайками, служащими для стягивания оттяжек. Для уменьшения потерь в оттяжках они разбиваются изоляторами *13* на короткие участки.

4. РАМОЧНЫЕ АНТЕННЫ

Рассмотренные выше антенны вертикальные, Г-образные, Т-образные и тому подобные не обладают заметным направленным действием в горизонтальной плоскости. В некоторых случаях использования радиоаппаратуры на длинных и средних волнах (как например, в пеленгаторах, радиомаяках и других устройствах) возникает необходимость получения такого направленного действия. Простейшая диаграмма направленности типа «восьмерки» в горизонтальной плоскости может быть получена, например, с помощью двух близко расположенных вертикальных вибраторов с токами в противоположных фазах или с помощью рамочных антенн сравнительно небольших размеров.

Рамочная антенна (рамка) представляет собой один или несколько последовательно соединенных витков провода, расположенных обычно в вертикальной плоскости. Из-за небольших размеров рамки по сравнению с длиной волны ток распределяется вдоль провода рамки с неизменной амплитудой. Это при соизмеримых размерах дает несколько большую действующую высоту, чем у системы из двух вертикальных вибраторов с токами в противофазах.

Вертикальные размеры рамки могут быть от десятка сантиметров до нескольких десятков метров в зависимости от ее назначения. Рамочные антенны применяются, главным образом, для приема, а иногда и для передачи (в радиомаяках).

Теория рамочных антенн в форме кольца была рассмотрена в гл. VII. В частности, было определено направленное действие кольцевой рамки в режиме передачи.

а) Э. д. с. в приемной рамке

Рассмотрим плоскую вертикальную антенну, состоящую из одного или нескольких близко расположенных витков произвольной формы малых размеров по сравнению с волной. Определим э. д. с., наводимую в такой рамке, в режиме приема падающей на нее вертикально поляризованной плоской волны, приходящей с горизонтального направления, и убедимся, что основные параметры плоской рамки произвольной формы будут совпадать с найденными выше параметрами кольцевой рамки.

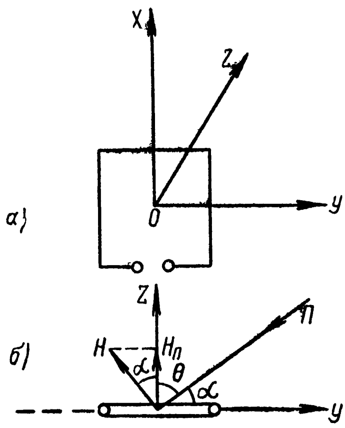


Рис. IX.26. К определению э. д. с. в приемной вертикальной рамке.

Пусть плоскость рамки, как показано на рис. IX.26, *а*, совпадает с вертикальной плоскостью *xoy*, а направление приходящей волны образует угол α относительно плоскости рамки (рис. IX.26, *б*). Вектор магнитного поля H составляет угол α относительно оси рамки (oz) и лежит в горизонтальной плоскости (параллельной плоскости yoz).

Э. д. с., наводимая в каждом витке рамки, определяется скоростью изменения магнитного потока Ф, пронизывающего рамку

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad \text{(IX.61)}$$

Э. д. с в рамке будет наводиться за счет составляющей вектора H, перпендикулярной к плоскости рамки (рис. IX.26, *б*)

$$H_п = H\cos\alpha. \qquad \text{(IX.62)}$$

Следовательно,

$$\Phi = \mu H\cos\alpha S, \qquad \text{(IX.63)}$$

где μ — магнитная проницаемость среды, в которой расположена рамка; S — площадь витка.

Напряженность поля меняется по гармоническому закону

$$H = H_m e^{j\omega t}. \qquad \text{(IX.64)}$$

Подставляя (IX.64) в (IX.63) и затем в (IX.61), получаем

$$\mathcal{E} = -j\omega\mu HS\cos\alpha. \qquad \text{(IX.65)}$$

Для воздушной среды

$$\mu = \mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\,\frac{гн}{м};\quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda};$$

$$c = 3\cdot 10^8\,\frac{м}{сек};\quad H = \frac{E}{120\pi}.$$

Поэтому

$$\mathcal{E} = -j\,\frac{2\pi\cdot 3\cdot 10^8}{\lambda}\,\frac{4\pi\cdot 10^{-7}ES\cos\alpha}{120\pi} = -j\frac{2\pi}{\lambda}S\cos\alpha E. \qquad \text{(IX.66)}$$

Для плоской рамки из n витков э. д. с. будет в n раз больше. Кроме того как видно из рис. IX.26, *б* $\cos\alpha = \sin\theta$. Учитывая, что $\frac{2\pi}{\lambda} = k$, получаем

$$\mathcal{E}_р = -jkSn\sin\theta E. \qquad \text{(IX.67)}$$

Максимальное значение этого выражения получается, когда волна приходит с направления, совпадающего с плоскостью рамки ($\alpha = 0$; $\theta = 90°$),

$$\mathcal{E}_{р\,макс} = kSnE, \qquad \text{(IX.68)}$$

следовательно, действующая длина рамки

$$h_{д} = \frac{\mathscr{E}_{р\,макс}}{E} = kSn, \tag{IX.69}$$

что совпадает с соответствующим выражением (VII.26), полученным ранее. Диаграмма направленности вертикальной рамки в горизонтальной плоскости

$$F(\theta) = \cos\alpha = \sin\theta, \tag{IX.70}$$

что также совпадает с полученным выше выражением (VII.27). Эта *диаграмма в полярной системе координат имеет вид восьмерки с максимумами в плоскости рамки.*

Выражение (IX.67) показывает, что *э. д. с.* в рамке *сдвинута по фазе относительно напряженности электрического поля в центре рамки на угол в 90°.* Фаза э. д. с. изменяется на 180°, когда направление распространения переходит через перпендикуляр к плоскости рамки.

б) Рамка с магнитодиэлектрическим сердечником

Из выражения (IX.65) видно, что э. д. с. рамки пропорциональна магнитной проницаемости среды μ. Поэтому, если насадить рамку на сердечник с повышенной магнитной проницаемостью (рис. IX.27), э. д. с. рамки возрастет. Рамки, насаженные на стержневые сердечники, иногда называют магнитными антеннами. В качестве материала для таких сердечников используются так называемые магнитодиэлектрики. К их числу относится альсифер, представляющий сплав алюминия, кремния и железа. Этот сплав измельчается в порошок (частицами диаметром около 10^{-4} *см*), смешивается с изоляционным материалом и спрессовывается под большим давлением. Этим добиваются уменьшения проводимости материала и как следствие уменьшения потерь. Вместе с тем, однако,

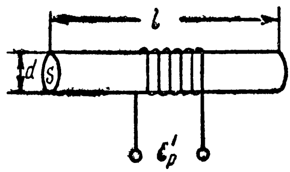


Рис. IX.27. Рамочная антенна со стержневым сердечником из магнитодиэлектрика.

уменьшается и магнитная проницаемость среды. Для сердечников используются также прессованное карбонильное железо, пермаллой, магнетиты, ферриты и другие материалы. Свойства ферритов более подробно рассматриваются в III части.

Величины магнитной проницаемости μ различных магнитодиэлектриков приводятся в специальной литературе. Этими значениями μ можно пользоваться, например, при расчете катушек с замкнутыми тороидальными сердечниками. Однако у стержневых сердечников из-за размагничивающего действия полюсов происходит уменьшение магнитной проницаемости и тем в большей степени, чем короче стержень по сравнению с поперечными размерами. Для определения магнитной проницаемости $\mu_{ст}$ стержневых сердечников цилиндрической формы по известной величине μ материала и заданному отношению длины стержня к его диаметру можно воспользоваться графиками, приведенными на рис. IX.28. Так, например, магнитодиэлектрик ВЧ-20 при отношении $\frac{l}{d} \geqslant 15$ имеет значение $\mu_{ст} \simeq \mu = 20$.

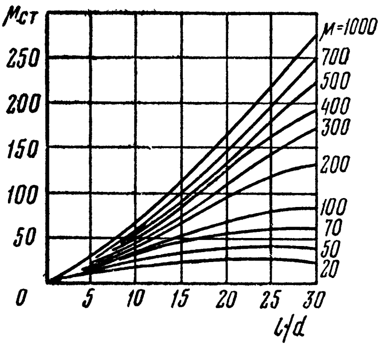


Рис IX.28. К определению магнитной проницаемости стержневого сердечника.

Таким образом, э. д. с. рамки с магнитодиэлектрическим сердечником может быть определена выражением

$$\mathcal{E}_р' = \mu_{ст}\mathcal{E}_р, \qquad \text{(IX.71)}$$

где $\mathcal{E}_р$ — э. д. с. той же рамки без сердечника, определяемая абсолютной величиной выражения (IX.67).

Малые рамки с сердечниками обычно включаются как катушки самоиндукции входного резонансного колебательного контура приемника, напряжение с которого подается на сетку первой лампы. Начальная емкость этого контура имеет определенную величину, которую нельзя сильно уменьшить. Поэтому при введении сердечника. для сохранения возможности настройки контура приходится сокращать число витков рамки, что уменьшает наводимую в ней э. д. с.

Несмотря на это применение сердечника приводит к значительному увеличению действующей высоты рамки и ее сопротивления излучения.

При этом из-за рассеяния мощности в сердечнике возрастает и сопротивление потерь. В зависимости от изменения величин полезного сопротивления и сопротивления потерь, коэффициент полезного действия рамки может увеличиться или уменьшиться.

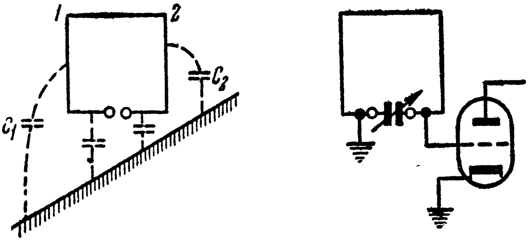
Как указывалось в § 4 гл. IV, на длинных и средних волнах уровень внешних помех становится значительным и на этих волнах к. п. д. приемной антенны не играет существенной роли. Однако в рамочных антеннах увеличение действующей высоты является весьма полезным, главным образом, в связи со спецификой использования рамки как направленной антенны. При увеличении э. д. с. сигнала, принимаемого направленной антенной, относительно уменьшается роль э. д. с., наводимой в рамке, вследствие так называемого антенного (ненаправленного) эффекта, рассматриваемого далее, особенно сильно проявляющегося при малых размерах рамки и приводящего к нежелательному искажению ее диаграммы направленности.

Применение сердечника в рамочной антенне позволяет без уменьшения ее действующей высоты значительно сократить площадь сечения, что особенно существенно в тех случаях, когда предъявляются жесткие требования к габаритам антенны, как например, в самолетной радиоаппаратуре. Поэтому рамки с сердечниками находят, например, применение в самолетных радиокомпасах; такие рамки располагаются в углублении, сделанном в фюзеляже или крыльях самолета.

в) Ненаправленный эффект рамки

Рамочная антенна, как указывалось выше, имеет диаграмму направленности в форме восьмерки с нулями в направлении, перпендикулярном плоскости рамки. Однако для получения такой диаграммы рамка должна быть свободна от так называемого антенного или ненаправленного эффекта. Под этим термином подразумевается нарушение электрической симметрии в рамке, в результате чего рамка начинает работать частично как открытая вибраторная ненаправленная антенна. При этом диаграмма направленности рамки искажается: вместо нуля получается неглубокий минимум или изменяется направление, вдоль которого получается нулевое значение диаграммы

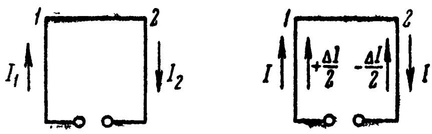
Рассмотрим несколько подробнее этот вопрос на примере прямоугольной рамки. На рис. IX.29, *а* вертикальные стороны рамки имеют



а) *б)*

Рис IX.29. Примеры нарушения симметрии рамочной антенны.

неодинаковые емкости C_1 и C_2 на землю вследствие расположения рамки на склоне холма. Сопротивление каждой половины рамки относительно земли становится различным. Если к зажимам рамки подключить источник э. д. с., в сторонах рамки получатся токи не одинаковой амплитуды. Включение рамки по схеме рис. IX.29, *б* также приводит к тому, что сопротивление сторон рамки относительно земли получается неодинаковым. Будем считать, что рамка работает в режиме передачи.



а) *б)*

Рис. IX.30. Токи в сторонах рамки при нарушении симметрии.

Пусть I_1 — ток в вертикальном проводе *1* рамки, а $I_2 < I_1$ — ток в вертикальном проводе *2* (рис. IX.30, *а*). Можем написать, что $I_2 = I_1 - \Delta I$, где ΔI — разность амплитуд токов Обозначим среднее значение тока через I, т. е. $I = \frac{I_1 + I_2}{2}$. Тогда

$$I_1 = I + \frac{\Delta I}{2} \quad \text{и} \quad I_2 = I - \frac{\Delta I}{2}. \tag{IX.72}$$

Как видно из рис. IX.30, *б*, токи в сторонах рамки состоят из противофазных составляющих (I) и синфазных составляющих $\left(\frac{\Delta I}{2}\right)$.

Диаграмма направленности $f_{\text{пр}}(\theta)$ противофазной системы при малом расстоянии между проводами имеет в горизонтальной плоскости форму восьмерки; диаграмма направленности $f_{\text{с}}(\theta)$ синфазной системы имеет форму круга (рис. IX.31, *а*). Поля сдвинуты по-фазе друг относительно друга на 90°. Результирующая диаграмма направленности

$$f(\theta) = \sqrt{f_{\text{пр}}^2(\theta) + f_c^2(\theta)}, \qquad (IX.73)$$

показанная на рис. IX.31, *б*, уже не имеет глубоких минимумов, которые нужны для повышения точности работы навигационных систем.

Если бы в сторонах рамки токи были одинаковыми по амплитуде, но отличались по фазе (например, из-за разных комплексных сопротивлений цепей), то, как нетрудно убедиться, нули в диаграмме направленности сохранились бы, но получились бы в других направлениях. Это приводит к ошибкам в работе навигационных систем, что недопустимо.

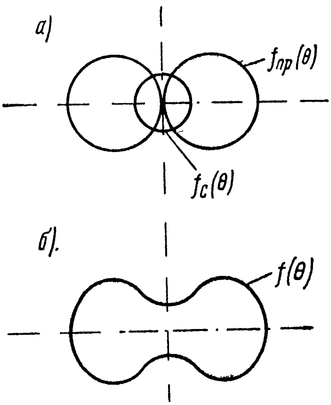


Рис. IX.31. Диаграмма направленности рамки, в которой нарушена симметрия.

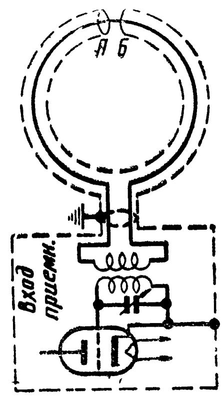


Рис. IX.32. Экранированная рамка.

Для устранения ненаправленного эффекта применяются симметричные схемы включения рамки или, что дает еще лучшие результаты, ее экранирование, как показано на рис. IX.32. Витки рамки охватываются металлической трубкой, разрезанной в верхней части. Место разреза обычно закрывается диэлектрической муфтой. Указанная трубка экранирует электростатически внутренние провода от земли.

В наружном кольцевом экране, как в одновитковой рамке, индуктируется некоторая э. д. с. Эта э. д. с. приложена к зазору *АБ*, а, следовательно, и к цепи, образуемой внутренней поверхностью экрана. В результате на этой внутренней поверхности возникает ток высокой частоты, который индуктирует э. д. с. в проводах рамки.

Симметрия антенной системы обеспечивается тем, что обе половины внешнего кольцевого экрана электрически совершенно симметричны относительно земли.

Можно доказать, что действующие высоты экранированной и неэкранированной рамок приблизительно одинаковы.

ГЛАВА X

АНТЕННЫ КОРОТКИХ И МЕТРОВЫХ ВОЛН

1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Под короткими волнами мы будем подразумевать волны от 10 до 100 *м*, а под метровыми — от 1 до 10 *м*.

Короткие волны широко используются для целей связи, особенно на большие расстояния, измеряемые тысячами километров. Эти же волны применяются и для радиовещания, а также для радионавигации.

Широкое использование коротких волн в радиотехнике объясняется возможностью дальнего распространения этих волн при сравнительно небольших мощностях передатчиков. Специфика распространения коротких волн, подробно рассматриваемая в соответствующей литературе по распространению, породила большое многообразие коротковолновых антенн.

Волны метрового диапазона также применяются для целей радиосвязи, но из-за условий распространения главным образом на сравнительно небольшие расстояния вдоль Земли, измеряемые десятками и сотнями километров, а также на значительно большие расстояния для связи с космическими объектами. Кроме того, метровые волны широко используются для радиовещания, в частности телевизионного, и для радионавигации.

Некоторые типы антенн, применяемых на коротких и метровых волнах, имеют одинаковое устройство, поэтому изучение антенн указанных диапазонов проводится в общей главе.

Отличительной особенностью антенн коротких и метровых волн является то, что в большинстве случаев размеры их соизмеримы с длиной волны или превосходят ее в несколько раз. Поэтому сопротивление излучения указанных антенн получается большим и, как правило, превосходит сопротивление потерь во много раз. Это дает основание считать к. п. д. таких антенн во многих случаях близким к единице. *Значительные* (по сравнению с волной) *размеры антенн позволяют легко получить направленное действие с углом раствора главного лепестка диаграммы до 10° и у́же.*

Для коротковолновой связи на большие расстояния используются пространственные волны, попадающие в точку приема после отражения от ионизированных слоев атмосферы. Поэтому максимальное излучение антенн должно быть ориентировано под некоторым углом к горизонту. Этим объясняется то, что наряду с вертикальными антеннами на коротких волнах широко применяются антенны из горизонтальных проводов, подвешиваемых над землей на высоте порядка четверти волны и больше.

Применение горизонтально поляризованных волн имеет преимущество, связанное с тем, что для горизонтальных приемных антенн нуль (или минимум) диаграммы направленности получается вдоль поверхности земли. Это снижает на входе приемника уровень индустриальных помех, распространяющихся вдоль поверхности земли.

Для антенн метровых волн, дальность действия которых в большинстве случаев определяется пределами прямой видимости, характерным является подъем на большую высоту над землей.

При большой высоте подвеса антенн потерями в земле, естественно, можно пренебречь.

Антенны стационарных установок коротких и метровых волн являются большей частью симметричными, без заземлений. Однако в некоторых случаях, особенно в передвижных радиостанциях, применяются и несимметричные сравнительно короткие вибраторы. Параметры таких антенн могут быть определены методами, рассмотренными в предыдущей главе.

Учитывая большое многообразие антенн коротких и метровых волн, ниже приводится классификация основных типов этих антенн, облегчающая их дальнейшее изучение.

Все антенны разбиваются на две группы: *настроенные* и *диапазонные.*

К первым относятся антенны, сохраняющие свои основные параметры (направленное действие, поляризационную характеристику, согласование с фидером) на фиксированной волне или, точнее, в узкой полосе частот (порядка нескольких процентов относительно средней частоты).

К диапазонным антеннам относятся антенны, сохраняющие свои основные параметры с допустимой погрешностью в широком диапазоне волн. Перечислим настроенные и диапазонные антенны коротких и метровых волн.

I. НАСТРОЕННЫЕ АНТЕННЫ

А Слабонаправленные антенны в горизонтальной плоскости

1. Полуволновый вибратор горизонтальный.
2. Шлейф-вибратор Пистолькорса горизонтальный.

При вертикальном расположении упомянутых вибраторов в симметричном или несимметричном вариантах они превращаются в антенны, не направленные в горизонтальной плоскости, с вертикальной поляризацией поля.

К числу ненаправленных (в горизонтальной плоскости) антенн относятся также:

1. Горизонтальные кольцевые антенны (в частности, круглая антенна Татаринова) и
2. Два взаимно перпендикулярных горизонтальных вибратора, питаемых со сдвигом фаз в 90° (антенна круговой поляризации).

Б Остронаправленные антенны

1. Многовибраторная синфазная антенна.
2. Директорная антенна.

II. ДИАПАЗОННЫЕ АНТЕННЫ

А Слабонаправленные антенны в горизонтальной плоскости

1. Вибраторы с низким волновым сопротивлением (диполь Надененко, биконическая антенна) при горизонтальном расположении.
2. Дискоконусная антенна с горизонтальным расположением оси.

3. Апериодический шлейф-вибратор Пистолькорса горизонтальный.

При вертикальном расположении указанных антенн они превращаются в антенны, ненаправленные в горизонтальной плоскости.

К числу ненаправленных диапазонных антенн относится также уголковая антенна Пистолькорса.

Б Остронаправленные антенны

1. Ромбические антенны.
2. Антенны бегущей волны.
3. Многовибраторные антенны по схеме диапазонного питания.

Многие из перечисленных антенн могут применяться как на коротких, так и на метровых волнах. Однако некоторые из них практически используются только на коротких волнах, как например антенны ромбические. Другие, наоборот, применяются только на метровых волнах. К таким антеннам относятся, например, директорные, дискоконусные.

Далее, в указанной выше последовательности рассматриваются перечисленные антенны коротких и метровых волн. Антенны круговой поляризации (взаимно перпендикулярные вибраторы с токами, сдвинутыми по фазе на 90°) в данной главе не рассматриваются. Изучение их проводится в соответствующей главе в III части.

2. НАСТРОЕННЫЕ АНТЕННЫ

а) Полуволновый вибратор

Полуволновый вибратор находит широкое применение как самостоятельная антенна, как элемент многовибраторных систем, а также как облучатель зеркальных антенн.

Теория симметричного вибратора была подробно рассмотрена в главе V. Там же были определены основные параметры симметричных вибраторов, и в частности полуволнового.

Здесь приводится сводка параметров полуволнового вибратора и дополнительно рассматриваются некоторые вопросы работы и устройства таких вибраторов.

Термин «полуволновый вибратор» является не совсем точным, так как длина вибратора, при которой получается основной (первый) резонанс, несколько меньше, чем половина длины волны. Требуемое для резонанса укорочение увеличивается с толщиной вибратора и может быть определено по графику рис. V.14.

Распределение тока в тонком полуволновом вибраторе $\left(2l \simeq \frac{\lambda}{2}\right)$ имеет в первом приближении синусоидальный характер и на основании (V.32) описывается следующим выражением:

$$I_z = I_п \sin k(l - |z|) = I_п \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{4} - |z|\right) = I_п \cos kz. \qquad (X.1)$$

Здесь z — координата, отсчитываемая от середины провода.

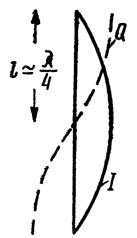


Рис. X.1. Распределение тока и заряда вдоль полуволнового вибратора.

Аналогичным образом на основании (V.35, *а* и *б*) получим для распределения заряда выражение

$$Q_z = -jQ_п \sin kz. \qquad (X.2)$$

Кривые распределения тока и заряда вдоль полуволнового вибратора приведены на рис. X.1.

Как видно из рисунка, в середине провода получается узел заряда. Это позволяет в некоторых случаях (например, при питании с конца или в случае пассивных вибраторов) укреплять полуволновые вибраторы в средней точке без применения специальных изоляторов.

Диаграмма направленности тонкого полуволнового вибратора определяется выражением (V.37)

$$f(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta}, \qquad (X.3)$$

где θ — угол относительно оси вибратора; эта диаграмма в плоскости вибратора в полярных координатах изображена в левом ряду рис. V.9.

Коэффициент направленного действия

На основании (III.42)

$$D = 1{,}64 \quad \text{или} \quad D_{дб} = 2{,}15_{дб}. \qquad (X.4)$$

Эффективная площадь

Из (IV.26) следует, что

$$A = \frac{D\lambda^2}{4\pi} = 0{,}13\lambda^2. \qquad (X.5)$$

Действующая длина рассматриваемого вибратора (V.48)

$$h_д = \frac{\lambda}{\pi}. \qquad (X.6)$$

Сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности

$$R_{\Sigma п} = 73{,}1\ ом \tag{X.7}$$

Эта же цифра определяет собой входное сопротивление полуволнового вибратора, точно настроенного в резонанс, например, за счет укорочения, питаемого в средних точках, т е. в пучности тока.

Входное сопротивление на зажимах вибратора (в средних точках) в полосе частот, близких к резонансной, аппроксимируется выражением (V 91)

$$Z_A = \frac{R_{\Sigma п}}{\sin^2 kl} - j\rho \operatorname{ctg} kl.$$

В указанной полосе частот угол kl близок к 90° и поэтому $\sin kl$ мало отличается от единицы. Следовательно, активная составляющая входного сопротивления вибратора в первом приближении может считаться неизменной и тогда

$$Z_A = R_A + jX_A \simeq 73{,}1 - j\rho \operatorname{ctg} kl. \tag{X.8}$$

Примерный ход кривых активной и реактивной составляющих входного сопротивления полуволнового вибратора в полосе частот, близких к резонансной, показан на рис. X.2. В этих кривых легко усмотреть сходство с кривыми активной и реактивной составляющих входного сопротивления последовательного колебательного контура, параметры которого определенным образом связаны с параметрами вибратора. Это дает основание ввести понятие о таком параметре вибратора, как добротность.

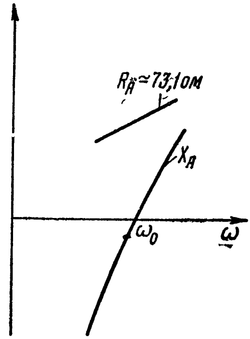


Рис. X.2. Кривые активной и реактивной составляющих входного сопротивления полуволнового вибратора в полосе частот, близких к резонансной.

Добротность полуволнового вибратора может быть определена подобно тому, как это делается для колебательного контура.

Для контура, составленного из последовательно соединенных индуктивности L, емкости C и активного сопротивления R, добротность

$$Q = \frac{\rho}{R}, \tag{X.9}$$

где ρ — волновое сопротивление контура.

Выражение (X 9) можно представить в другом виде, если учесть следующее.

Реактивное сопротивление контура

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C} = \omega_0 L\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) = \rho\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right),$$

где $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ — резонансная частота контура.

$$\left.\frac{dx}{d\omega}\right|_{\omega=\omega_0} = \rho\left.\left(\frac{1}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega^2}\right)\right|_{\omega=\omega_0} = \frac{2\rho}{\omega_0},$$

откуда

$$\rho = \frac{\omega_0}{2}\left.\frac{dx}{d\omega}\right|_{\omega=\omega_0} \tag{X.10}$$

Подставляя (X.10) в (X.9), получаем

$$Q = \frac{\omega_0}{2R}\left.\frac{dx}{d\omega}\right|_{\omega=\omega_0} \tag{X 11}$$

Определим подобным же образом добротность полуволнового вибратора. Для этого перепишем выражение для реактивной составляющей входного сопротивления вибратора в виде

$$X_A = -\rho \operatorname{ctg}\frac{2\pi}{\lambda}l = -\rho \operatorname{ctg}\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda_0}{4} = -\rho \operatorname{ctg}\frac{\pi}{2}\frac{\omega}{\omega_0}, \tag{X.12}$$

где $\lambda_0 \simeq 4l$ — резонансная волна;

$\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ — резонансная круговая частота вибратора;

ρ — волновое сопротивление вибратора, определяемое выражением (V.79):

$$\rho = 276 \lg\frac{2l}{a} - 120 = 276 \lg\frac{\lambda}{2a} - 120. \tag{X.13}$$

Дифференцируя (X.12), получаем

$$\left.\frac{dx}{d\omega}\right|_{\omega=\omega_0} = -\left.\frac{\rho d\left(\operatorname{ctg}\frac{\pi}{2}\frac{\omega}{\omega_0}\right)}{d\omega}\right|_{\omega=\omega_0} = \frac{\rho\pi}{2\omega_0}\times$$

$$\times\left.\frac{1}{\sin^2\frac{\pi}{2}\frac{\omega}{\omega_0}}\right|_{\omega=\omega_0} = \frac{\rho\pi}{2\omega_0}. \tag{X.14}$$

Подставляя (X.14) в (X.11) и учитывая, что для вибратора $R = R_{\Sigma п} = 73{,}1$, получаем

$$Q_A = \frac{\omega_0}{2R_{\Sigma п}}\frac{\rho\pi}{2\omega_0} = \frac{\rho\pi}{4 \cdot 73{,}1} = \frac{\rho}{93}. \tag{X.15}$$

Это простое выражение и определяет собой добротность полуволнового вибратора.

Как видно из выражения (X.15), добротность вибратора прямо пропорциональна его волновому сопротивлению: с увеличением толщины вибратора добротность уменьшается. Добротность для вибратора имеет такой же смысл, как и для простого колебательного контура. Она определяет собой полосу частот, в пределах которой (при неизменной амплитуде э. д. с.) ток вибратора уменьшается в допустимых пределах (например, в $\sqrt{2}$ раз). Добротность вибратора определяет также ту полосу частот, в пределах которой можно получить согласование с фидером с допустимой степенью точности (т. е. с определенным уровнем $k_{бв}$ в фидере).

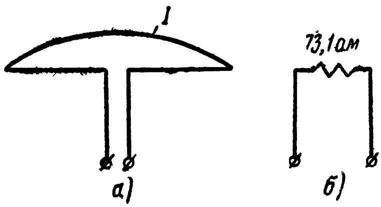


Рис. X.3. Схема питания вибратора в пучности тока (*а*); эквивалентная схема для резонансной волны (*б*).

Схемы питания. Различают несколько схем питания полуволнового вибратора. На рис. X.3, *а* показана *схема питания вибратора в пучности тока* двухпроводным фидером. На резонансной волне сопротивление нагрузки для фидера, как показано на эквивалентной схеме рис. X.3, *б*, составляет 73,1 *ом*.

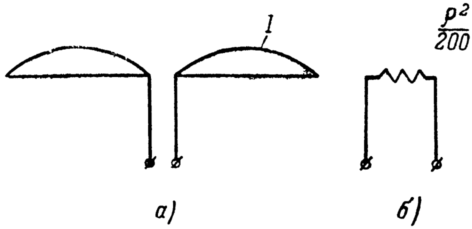


Рис. X.4. Схема питания вибратора в пучности заряда (*а*) (напряжения); эквивалентная схема (*б*).

Схема возбуждения двух полуволновых вибраторов, показанная на рис. X.4, *а*, называется *схемой питания в пучности заряда (или напряжения)*.

Резонансное сопротивление нагрузки для фидера, как показано на рис. X.4, *б*, здесь равняется $\frac{\rho^2}{200}$, где ρ — волновое сопротивление вибратора. Для тонких вибраторов ρ имеет величину порядка 800—1000 *ом*, так что сопротивление нагрузки составляет величину в несколько тысяч ом.

Волновое сопротивление двухпроводного фидера имеет значение порядка нескольких сотен ом, что отличается от сопротивления нагрузки как при питании в пучности тока, так и при питании в пучности напряжения. Поэтому для указанных схем питания вибратора с целью получения бегущей волны в фидере добавляют согласующее устройство (СУ), включаемое

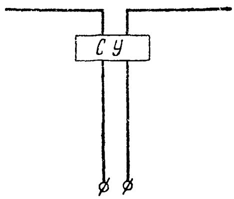


Рис. X.5. Принципиальная схема включения согласующего устройства (СУ).

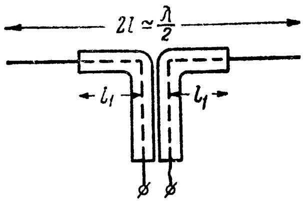


Рис. X.6. Схема питания полуволнового вибратора с помощью двух коаксиальных кабелей, имеющих суммарное волновое сопротивление, большее чем 75 *ом*.

вблизи нагрузки (вибратора), как показано на рис. X.5. Более подробно принцип работы и расчет схем согласования рассматриваются в следующей главе.

В некоторых случаях возможно согласование полуволнового вибратора с фидером непосредственно, без применения согласующих устройств. Существуют двухпроводные экранированные кабели с волновым сопротивлением, приблизительно равным сопротивлению излучения вибратора. Так, например, кабель РД-20 имеет волновое сопротивление в 75 *ом*. Недостатком такого рода фидеров является то, что они имеют небольшую электрическую прочность. Например, у фидера РД-20 максимальное рабочее напряжение не должно превосходить 1 *кв*. Это ограничивает применение таких антенно-фидерных систем областью радиоприемных устройств или передатчиков небольшой мощности. Можно также осуществить питание полуволнового вибратора с помощью коаксиальных кабелей, имеющих суммарное волновое сопротивление, большее чем 75 *ом*, и обладающих увеличенной электрической прочностью (рис. X.6).

Принцип работы каждой половины схемы рис. X.6 такой же, как у вертикальной заземленной антенны с верхним питанием, показанной на рис. IX.22. Подбором размеров l_1 можно легко добиться согласования вибратора с фидером.

На рис. X.7 показана схема параллельного (шунтового) питания полуволнового вибратора. Принцип действия этой схемы такой же, как схемы питания вертикальной заземленной антенны, показанной на рис. IX.24, рассмотренной в гл. IX. Правильным подбором точек подключения к вибратору концов расходящихся проводов фидера и их длины можно добиться хорошего согласования вибратора с фидером. Все размеры на схеме рис. X.7 должны быть вдвое больше соответствующих размеров, указанных для схемы рис. IX.24.

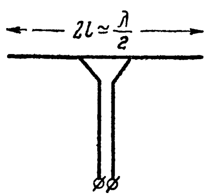


Рис. X.7. Схема параллельного питания полуволнового вибратора.

П о л у в о л н о в ы й в и б р а т о р с п л о с к и м р е ф л е к т о р о м (з е р к а л о м). Диаграмма направленности в плоскости, совпадающей с осью полуволно-

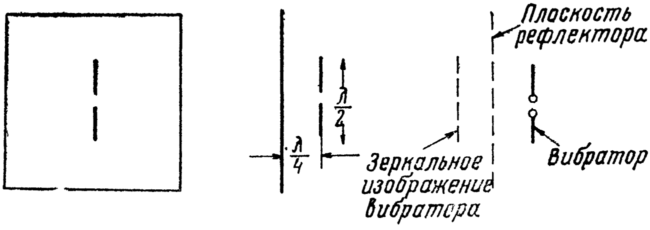


Рис. X.8 Полуволновый вибратор с плоским рефлектором.

вого вибратора, имеет два лепестка с максимумами в противоположных направлениях (рис. V.9). В тех случаях, когда целесообразно иметь однонаправленное излучение, применяют пассивный рефлектор или директор, действие которых рассматривается ниже в этой же главе. В некоторых случаях, особенно на УКВ (в частности, на метровых волнах), для тех же целей применяют плоскую металлическую стенку или сетку, играющие роль рефлектора. Вибратор располагается на расстоянии порядка четверти длины волны от стенки (рис. X.8). При значительных размерах такого рефлектора его влияние в первом приближении можно определить по методу зеркальных изображений (рис. X.8, *в*). Электромагнитная волна, падающая со стороны вибратора на рефлектор, отражается от него со сдвигом фаз в 180° и, так как проходит лишний участок пути длиной в полволны (от вибратора до рефлектора и обратно), складывается в фазе с волной, уходящей от вибратора в сторону, противоположную рефлектору. Таким образом, напряженность поля направо от вибратора (рис. X.8, *б*) при неизменном токе удваивается, а налево от рефлектора приблизительно равна нулю. В результате получается диаграмма направленности с одним максимумом в направлении, перпендикулярном плоскости рефлектора (в сторону вибратора). Более точный учет влияния рефлектора конечных размеров на диаграмму направленности антенн **рассматривается** в третьей части книги.

Сопротивление излучения полуволнового вибратора из-за влияния зеркального изображения несколько изменяется и может быть определено с помощью выражения (VI.31)

$$R_\Sigma = R_{11} + R_{12} = 73{,}1 - (-12{,}7) = 85{,}8 \text{ ом.} \qquad (X.16)$$

Знак минус перед вторым слагаемым взят из-за того, что токи вибраторов находятся в противофазах. Значение (—12,7) взято из таблицы VI.1 для $h=0$ и $d=0{,}5\lambda$.

Напряженность поля в направлении максимума у вибратора с рефлектором вдвое больше, чем у одиночного вибратора (при одинаковых токах), т. е. действующая длина возрастает в два раза. При этом сопротивление излучения увеличивается в $\frac{85{,}8}{73{,}1} = 1{,}17$ раз. Поэтому на основании формулы (III.21) коэффициент направленного действия полуволнового вибратора с рефлектором в $\frac{4}{1{,}17} = 3{,}42$ раза больше, чем у одиночного вибратора, и равен

$$D = 3{,}42 \cdot 1{,}64 = 5{,}6. \qquad (X.17)$$

б) Шлейф-вибратор Пистолькорса

Большое распространение на метровых, а также дециметровых волнах получил так называемый шлейф-вибратор, предложенный А. А. Пистолькорсом в 1936 году.

Симметричный и несимметричный варианты шлейф-вибратора показаны на рис. X.9. Такие вибраторы

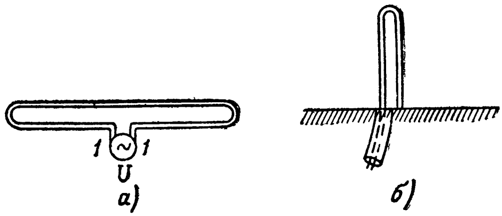


Рис. X.9. Шлейф-вибратор Пистолькорса:
а) симметричный; *б*) несимметричный заземленный

иногда называют еще петлевыми или согнутыми. Такого рода вибратор применяется как самостоятельная антенна и как элемент директорных антенн, рассматриваемых ниже. Шлейф-вибратор обычно используется как резо-

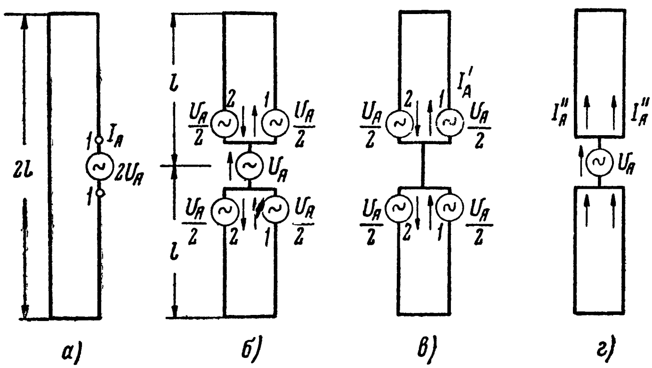


Рис. X.10. Симметричный шлейф-вибратор (*а*); эквивалентная схема (*б*); возбуждение противофазных токов (*в*), (*г*).

нансная антенна и имеет общую длину порядка полволны в симметричном варианте и около четверти длины волны в несимметричном.

Для того чтобы определить основные параметры симметричного шлейф-вибратора, к зажимам которого приложено напряжение $2U_А$ (рис. X.10, *а*), представим его в виде эквивалентной схемы, показанной на рис. X.10, *б*. Действительно, напряжение между зажимами *1—1* (рис. X.10, *б*) так же, как и для схемы рис. X.10, *а* равно $2U_А$, а напряжение между зажимами *2—2* равно нулю.

Определим ток $I_А$ на зажимах шлейф-вибратора, составленного из проводов одинакового диаметра. По принципу суперпозиции его можно найти как сумму токов при отдельном действии генераторов $\frac{U_А}{2}$ и генератора $U_А$:

$$I_А = I_А' + I_А''. \tag{X.18}$$

При действии одних только генераторов $\frac{U_А}{2}$ (рис. X.10, *в*) ток

$$I_А' = \frac{U_А}{Z'}, \tag{X.19}$$

где

$$Z' = j\rho_л \operatorname{tg} kl \text{ —} \tag{X.20}$$

входное сопротивление отрезка короткозамкнутой на конце линии длиной l с волновым сопротивлением $\rho_л$. Токи $I'_А$ протекают в соседних проводах в противоположных направлениях и могут быть названы противофазными. При действии одного лишь генератора $U_А$ (рис. X.10, *г*) оба провода шлейф-вибратора оказываются соединенными параллельно и ток $I''_А$ в каждом проводе равняется половине тока через генератор $U_А$:

$$I_А'' = \frac{1}{2} \frac{U_А}{Z''}. \tag{X.21}$$

Токи $I_А''$ могут быть названы синфазными.

В (X.21)

$$Z'' \simeq R_\Sigma - j\rho_А \operatorname{ctg} kl \text{ —} \tag{X.22}$$

входное сопротивление вибратора, составленного из параллельно соединенных проводов;

$\rho_А$ — его волновое сопротивление;

R_Σ — сопротивление излучения вибратора (рис. X.10, *г*), отнесенное к средним точкам питания.

Здесь можно пользоваться приближенной формулой (V.91), так как работа шлейф-вибратора рассматривается в полосе частот, близких к резонансной.

При резонансной длине вибратора $\left(2l \simeq \frac{\lambda}{2}\right)$ ток $I'_А$ (X.19) стремится к нулю, так как Z (X.20) стремится к бесконечности. Поэтому ток

$$I_А \simeq I_А'' \tag{X.23}$$

будет таким же, как у обычного резонансного полуволнового вибратора. Распределение тока по длине каждого провода шлейф-вибратора будет в этом случае определяться синусоидальным законом с пучностью в средних точках, как показано на рис. X.11.

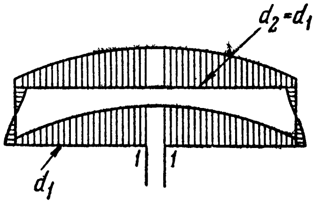


Рис. X.11. Распределение тока в проводах шлейф-вибратора при резонансной длине $\left(2l \simeq \frac{\lambda}{2}\right)$.

Как видно из рисунка, токи в проводах имеют одинаковое направление в пространстве.

Определим входное сопротивление (на зажимах *1—1* рис. X.10, *а*) шлейф-вибратора в полосе частот, близких к резонансной:

$$Z_А = \frac{2U_А}{I_А}. \tag{X.24}$$

Входная проводимость на основании (X.18), (X.19) и (X.21)

$$Y_А = \frac{1}{Z_А} = \frac{I_А}{2U_А} = \frac{I_А'}{2U_А} + \frac{I_А''}{2U_А} = \frac{1}{2Z'} + \frac{1}{4Z''}. \tag{X.25}$$

Последнее выражение показывает, что входная проводимость шлейф-вибратора может быть представлена в виде суммы двух проводимостей

$$\frac{1}{2Z'} = \frac{1}{j2\rho_л \operatorname{tg} kl} \tag{X.26}$$

и

$$\frac{1}{4Z''} = \frac{1}{4\left(R_\Sigma - j\rho_А \operatorname{ctg} kl\right)}. \tag{X.27}$$

Соответствующая эквивалентная схема шлейф-вибратора показана на рис. X.12, *а*. Для частот, близких к резонансной, проводимость (X.26) имеет характер реактивной проводимости параллельного резонансного колебательного контура, а проводимость (X.27) — характер проводимости последовательного резонансного контура из активного сопротивления $4R_\Sigma$ и реактивного — $j4\rho_A \operatorname{ctg} kl$ (рис. X.12, *б*). Такая схема при определенном соотношении ее параметров, как показывается в гл. XI, является широкополосной, т. е. обладает в полосе частот входным сопротивлением, активная составляющая кото-

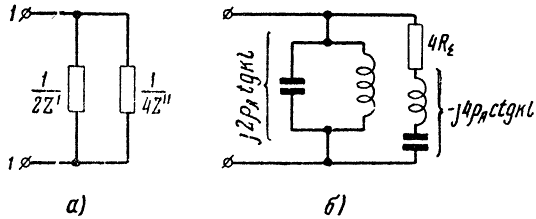


Рис. X.12. Эквивалентная схема шлейф-вибратора (*а*); эквивалентная схема вблизи резонансной частоты (*б*).

рого мало меняется, а реактивная имеет незначительную величину.

Преобразуем выражение (X.24) для входного сопротивления шлейф-вибратора, учитывая (X.25), (X.20) и (X.22):

$$Z_A = \frac{1}{Y_A} = \frac{8Z'Z''}{2Z' + 4Z''} = \frac{4j\rho_л \operatorname{tg} kl\,(R_\Sigma - j\rho_A \operatorname{ctg} kl)}{j\rho_л \operatorname{tg} kl + 2\,(R_\Sigma - j\rho_A \operatorname{ctg} kl)}.$$

Освобождаясь от мнимости в знаменателе, после преобразований получаем

$$Z_A = R_A + jX_A = \frac{R_\Sigma \operatorname{tg}^2 kl - j\left[\left(\rho_A - \frac{2R_\Sigma^2}{\rho_л}\right)\operatorname{tg} kl - 2\frac{\rho_A^2}{\rho_л}\operatorname{ctg} kl\right]}{\left(\frac{R_\Sigma}{\rho_л}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\operatorname{tg} kl - \frac{\rho_A}{\rho_л}\operatorname{ctg} kl\right)^2}. \qquad (X.28)$$

Это выражение вблизи $\frac{l}{\lambda} = 0{,}25$ как показывается ниже (см. рис. X.13) имеет три резонансных значения, при которых $X_A = 0$:

$$X_A = -\frac{\left(\rho_A - \frac{2R_\Sigma^2}{\rho_л}\right)\operatorname{tg} kl - 2\frac{\rho_A^2}{\rho_л}\operatorname{ctg} kl}{\left(\frac{R_\Sigma}{\rho_л}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\operatorname{tg} kl - \frac{\rho_A}{\rho_л}\operatorname{ctg} kl\right)^2} = 0. \qquad (X.29)$$

Последнее условие выполняется либо когда знаменатель дроби обращается в бесконечность, либо когда числитель равен нулю.

Знаменатель (X.29) равен ∞, когда $kl = 90°$, т. е. при $l = \frac{\lambda}{4}$. Однако при этом числитель также равен ∞. Для раскрытия неопределенности делим числитель и знаменатель (X.29) на $\operatorname{tg}^2 kl$, что после подстановки $kl = 90°$ дает $X_А = 0$.

При этом резонансное сопротивление шлейф-вибратора

$$Z_А = R_А = 4R_\Sigma.$$

Для $2l \simeq \frac{\lambda}{2}$ $R_\Sigma = 73{,}1$ *ом*, поэтому

$$Z_А = R_А \simeq 292 \text{ ом}. \tag{X.30}$$

Далее исследуем случай, когда числитель (X.29) обращается в нуль:

$$\left(\rho_А - \frac{2R_\Sigma^2}{\rho_л}\right)\operatorname{tg} kl - \frac{2\rho_А^2}{\rho_л}\operatorname{ctg} kl = 0.$$

Преобразуя последнее выражение, получаем

$$\operatorname{ctg}^2 kl = \frac{\rho_л}{2\rho_А} - \left(\frac{R_\Sigma}{\rho_А}\right)^2. \tag{X.31}$$

Здесь в правой части равенства R_Σ является функцией от $\frac{l}{\lambda}$, и потому уравнение относительно резонансной длины — шлейф-вибратора является трансцендентным. Это уравнение можно решить, например, графическим путем. Вблизи $\frac{l}{\lambda} = 0{,}25$ уравнение имеет два корня: $\frac{l}{\lambda} > 0{,}25$ и $\frac{l}{\lambda} < 0{,}25$.

Подставляя (X.31) в (X.28), после простых преобразований получаем резонансные значения входного сопротивления шлейф-вибратора

$$Z_А = R_А = 2\frac{\rho_л \rho_А}{R_\Sigma}. \tag{X.32}$$

Здесь значения R_Σ соответствуют резонансным размерам, определенным из уравнения (X.31).

Для шлейф-вибратора из тонких проводов, когда $\left(\frac{R_\Sigma}{\rho_А}\right)^2 \ll \frac{\rho_л}{2\rho_А}$, выражение (X.31) упрощается в $\operatorname{ctg}^2 kl = \frac{\rho_л}{2\rho_А}$, откуда

$$\operatorname{ctg} kl = \sqrt{\frac{\rho_л}{2\rho_А}}. \tag{X.33}$$

На рис. X.13, *а* и *б* изображены кривые активной ($R_А$) и реактивной ($X_А$) составляющих входного сопротивления шлейф-вибратора в зависимости от $\frac{l}{\lambda}$, рассчитанные с помощью выражения (X.28) для $\rho_л = 276$ *ом* и

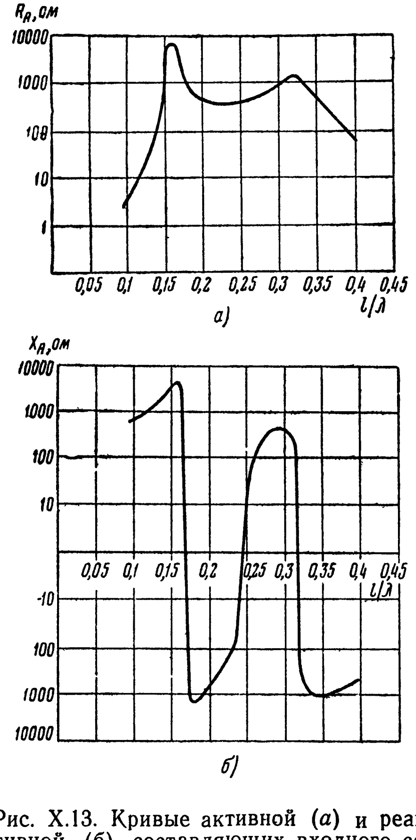


Рис. X.13. Кривые активной (*а*) и реактивной (*б*) составляющих входного сопротивления шлейф-вибратора.

$\rho_А = 350$ *ом*. Полученные кривые являются типичными для двухконтурной системы и отличаются наличием трех резонансных точек (в рассматриваемом примере при $\frac{l}{\lambda} \approx 0{,}17$; $\frac{l}{\lambda} \approx 0{,}25$ и $\frac{l}{\lambda} \approx 0{,}32$).

Понизив волновые сопротивления и $\rho_л$ и $\rho_А$ (составив шлейф-вибратор из толстых проводов или еще лучше из широких лент), можно добиться того, что в широкой полосе частот $X_А$ будет очень малым, а $R_А$ будет изменяться лишь в небольших пределах.

Таким образом, *шлейф-вибратор при хорошо подобранных параметрах обладает значительно лучшей диапазонностью, чем обычный вибратор.* Кроме того, *из-за большой величины активного сопротивления шлейф-вибратора (около 300 ом) облегчается задача непосредственного согласования его с двухпроводным фидером,* обычно имеющим волновое сопротивление также порядка нескольких сотен ом.

Величину резонансного (активного) сопротивления шлейф-вибратора можно изменять, если выполнить его из проводов неодинакового диаметра. Это сопротивление может быть рассчитано с помощью следующей формулы *:

$$Z_А = R_А = R_\Sigma\left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 = 73{,}1\left(1 + \frac{\lg\frac{d}{r_1}}{\lg\frac{d}{r_2}}\right)^2. \quad (X.34)$$

Здесь ρ_1 — волновое сопротивление линии из двух проводов одинакового диаметра, равного диаметру $2r_1$ возбуждаемого провода; расстояние d между проводами линии равно расстоянию между центрами проводов шлейф-вибратора;

ρ_2 — подобное же сопротивление, но для линии из проводов, имеющих диаметр такой же, как у второго провода ($2r_2$). Например, при $d = 35r_1$, $r_2 = 4r_1$, $R_А = 73{,}1 \times 7 = 510$ *ом.*

Диаграмма направленности шлейф-вибратора практически такая же, как у простого полуволнового вибратора, следовательно у него такой же и коэффициент направленного действия.

---

* Вывод этой формулы (довольно громоздкий) приводится в статье Roberts'a Jnput impedance of a folded dipole. RCA Rev., v. 8, p. 289, June, 1947.

Действующая длина, отнесенная к току в точках питания, у шлейф-вибратора из проводов одинакового диаметра вдвое больше, чем у полуволнового вибратора.

По сравнению с обычным вибратором шлейф-вибратор имеет конструктивные преимущества, связанные с тем, что его можно непосредственно укреплять в средней точке *3* к металлическому стержню (стреле), как показано на рис. X.14, так как в указанной точке получается узел заряда (электрического поля). На этом рисунке *1*—*1* — точки питания: *2*—*2* — короткозамкнутые перемычки, передвижением которых можно подбирать резонансную длину шлейф-вибратора, которая (как и у простого вибратора) несколько меньше, чем половина длины волны.

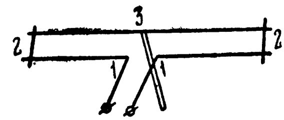


Рис. X.14. Эскиз крепления шлейф-вибратора.

в) Горизонтальные кольцевые ненаправленные антенны

Ненаправленное действие в горизонтальной плоскости можно получить, применяя, например, рассмотренные выше вертикальные вибраторы.

Кроме того, для этой цели можно использовать горизонтально расположенные кольцевые антенны с равномерным распределением тока. Теория таких антенн была рассмотрена в §. 3 гл. VII. Здесь мы рассмотрим некоторые вопросы практического устройства подобных антенн.

Равномерное, т. е. равноамплитудное и синфазное, распределение тока проще всего получить в кольцевой антенне небольшого радиуса (рамке). Для этого достаточно включить в разрыв цепи рамки источник э. д. с. высокой частоты. Однако сопротивление излучения рамки очень мало, и при необходимости излучения больших мощностей возникает задача возбуждения кольцевых антенн, длина которых соизмерима с длиной волны. При непосредственном включении одного источника э. д. с. в цепь такой антенны по ее длине получается неравномерное распределение тока.

Впервые (в 1929 г.) схему равномерного возбуждения кольцевой антенны большого радиуса (или, вернее, антенны в виде многоугольника), предложил В. В. Татаринов.

Основные параметры антенны в виде многоугольника примерно такие же, как у кольцевой антенны соответствующего радиуса.

Диаграмма направленности в вертикальной плоскости подобной антенны радиуса R, подвешенной на высоте h, может быть рассчитана на основании выражений (VII.13) и (VIII.10)

$$f(\varphi, \theta) = J_1(kR \sin\theta) \sin(kh \cos\theta), \qquad (X.35)$$

где θ — угол, отсчитываемый относительно вертикали.

На рис. X.15 показан вариант питания «квадратной» антенны, применяемой в некоторых радионавигационных

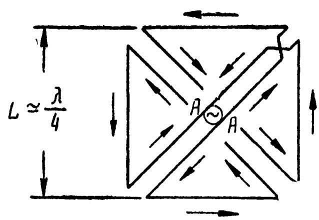


Рис. X.15. Пример схемы питания «квадратной» антенны.

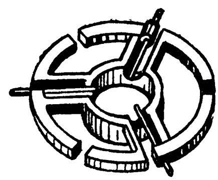


Рис. X.16. Кольцевая антенна дециметровых волн из трех изогнутых полуволновых вибраторов.

устройствах. Длина каждой стороны — около четверти длины волны. Фидерная линия подсоединяется к антенне в точках AA. Стрелки на рисунке показывают направление тока в проводах для некоторого момента времени.

На дециметровых волнах кольцевые антенны могут выполняться, например, в виде трехвибраторного излучателя, эскиз которого показан на рис. X.16. Здесь три полуволновых изогнутых вибратора размещены по окружности. Каждый вибратор питается трехпроводной линией, длина которой равняется четверти длины волны. Ток питания проходит по среднему проводу линии в одном направлении и по двум наружным проводам линии в противоположном направлении. Средние провода отрезков линий присоединяются к центральному проводу общей коаксиальной линии питания. Диаметр кольца приблизительно равен 0,56 λ.

Для большей концентрации излучения в вертикальной плоскости применяются несколько горизонтальных кольцевых антенн, устанавливаемых вдоль общей оси одна над другой.

г) Многовибраторные синфазные антенны

Рассмотренные выше простейшие антенны являются ненаправленными или слабонаправленными в горизонтальной плоскости. В качестве остронаправленных на-

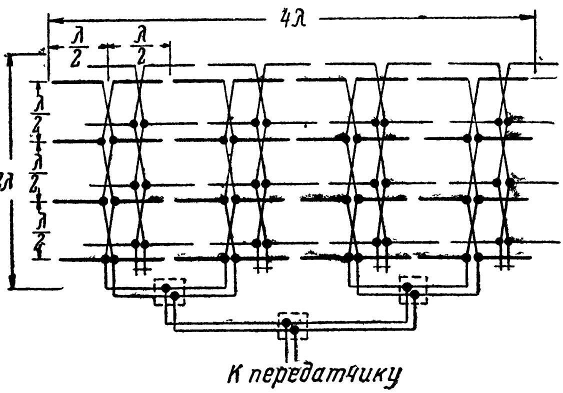


Рис. X.17. Схема многовибраторной синфазной антенны.

строенных антенн используются антенны в виде полотна синфазных вибраторов.

Многовибраторные синфазные антенны впервые появились в середине двадцатых годов для целей дальней связи на коротких волнах. В дальнейшем такие антенны стали применяться и на метровых волнах в радиолокационной аппаратуре.

Подобная антенна состоит из большого числа вибраторов, горизонтальных или вертикальных, возбуждаемых синфазно и подвешиваемых на высоких мачтах в вертикальной плоскости.

На рис. X.17 показана схема четырехэтажной антенны, имеющей по 8 полуволновых горизонтальных вибраторов в каждом этаже с таким же рефлектором, расположенным на расстоянии четверти волны позади антенны. Расстояние между центрами вибраторов, а также расстояние между этажами берутся равными половине длины волны. Каждая пара полуволновых вибраторов антенны питается с концов от фидерной линии.

Напряжение в проводах фидера через каждую половину длины волны меняется по фазе на 180°. Поэтому для обеспечения синфазности питания вибраторов провода фидера перекрещиваются через каждую половину длины волны, как показано на рис. X.17 и отдельно на рис. X.18. На последнем рисунке пунктирными кривыми показано распределение тока и заряда на вибраторах. Сплошная косинусоида по вертикали изображает распределение напряжения вдоль фидера. Как видно из рисунка, вибраторы питаются в пучности напряжения. Это облегчает решение задачи согласования антенны с фидером. При указанной схеме включения вибраторов (рис. X.4) сопротивление нагрузки для фидера от каждой пары вибраторов получается значительным (порядка тысяч ом). Вследствие того, что вибраторы подключаются к фидеру через промежутки, равные половине длины волны, сопротивления нагрузки по фидеру складываются как сопротивления, включенные параллельно. Результирующее сопротивление нагрузки в основании секции получается соизмеримым с волновым сопротивлением фидера, что облегчает задачу согласования нагрузки с фидером.

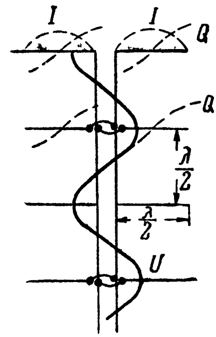


Рис. X.18. Схема синфазного питания вертикальной секции антенны.

Многовибраторная синфазная антенна концентрирует излучение в направлении, перпендикулярном плоскости расположения вибраторов. Для того чтобы излучение происходило лишь в одну сторону от указанной плоскости, служит рефлектор, обычно пассивный, представляющий собой такую же систему вибраторов, как и в собственно антенне, и возбуждаемый полем антенны.

Настройкой рефлектора, например, с помощью короткозамыкающих мостиков, подключенных к нижним зажимам секций, добиваются того, чтобы получился максимум отношения напряженности поля, излученного вперед к напряженности поля, излученного назад. Для этого токи вибраторов рефлектора должны опережать по фазе токи вибраторов антенны примерно на 90°.

Сказанное о рефлекторе из вибраторов относится к антеннам коротких волн. *На метровых волнах в качестве рефлектора обычно используется металлическая стенка или сетка, располагаемая от вибраторов антенны на расстоянии порядка четверти волны.*

Пример конструкции такой антенны для метровых волн приводился на рис. 0.7, *а*. Как видно из рисунка, антенна укреплена на специальной платформе на высоте двух-трех метров над землей.

Многовибраторные синфазные антенны стационарных установок коротковолнового диапазона подвешиваются на свободно стоящих металлических опорах или на мачтах с оттяжками высотой до 75 *м* и с пролетом между мачтами до 150 *м*. Нижний этаж антенны подвешивается на высоте порядка $(0{,}25 - 0{,}5)\lambda$. Вибраторы коротковолновых антенн выполняются из медных или биметаллических проводов диаметром 4—6 *мм*, а на метровых волнах — из жестких трубок диаметром около 10 *мм*. Резонансная длина каждого вибратора на несколько процентов меньше, чем половина длины волны. Требуемое укорочение тем больше, чем толще вибраторы. Вибраторы изолируются друг от друга специальными палочными изоляторами.

Рассмотрим кратко вопрос определения основных параметров многовибраторной синфазной антенны.

Диаграмма направленности антенны в горизонтальной плоскости определяется числом p вибраторов в одном ряду (этаже). Форма этой диаграммы не зависит от числа этажей, а также не меняется из-за влияния земли. Это влияние сказывается лишь в том отношении, что направление максимума излучения поднимается над горизонтом на небольшой угол, зависящий от высоты подвеса антенны.

Выражение для расчета ненормированной диаграммы направленности в горизонтальной плоскости имеет следующий вид:

$$f(\varphi) = f_1(\varphi) \cdot f_p(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\varphi\right)}{\sin\varphi} \cdot \frac{\sin\left(p\frac{\pi}{2}\cos\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\varphi\right)}. \qquad (X.36)$$

Здесь φ — угол, отсчитываемый относительно линии расположения вибраторов. Это выражение получается в результате перемножения диаграммы направленности $f_1(\varphi)$ полуволнового вибратора и множителя системы

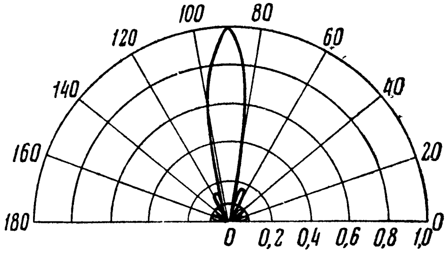


Рис. X.19. Диаграмма направленности в полярных координатах в горизонтальной плоскости синфазной антенны, имеющей восемь вибраторов в этаже.

$f_p(\varphi)$ из p синфазных излучателей, находящихся на расстоянии $d = \frac{\lambda}{2}$ друг от друга. В последнем выражении не учтено влияния рефлектора. Это влияние можно приближенно учесть, если считать, что излучение во всех направлениях в передней полуплоскости (для φ от 0 до 180°) удваивается, а излучение в задней полуплоскости (для φ в пределах 180—360°) равно нулю.

Пример диаграммы направленности в горизонтальной плоскости синфазной антенны из 8-и вибраторов в этаже показан на рис. X.19.

Диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости. (рис. X.20) определяется числом q этажей и высотой подвеса антенны. Эта диаграмма не зависит от числа вибраторов в этаже.

Для расчета вертикальной диаграммы пользуются следующим выражением:

$$f(\theta) = f_q(\theta) \cdot f_з(\theta) = \frac{\sin\left(q\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)} \sin(kh_0\cos\theta), \qquad (X.37)$$

где θ — угол, отсчитываемый относительно вертикали.

В написанном выражении $f_q(\theta)$ — множитель, определяющий направленное действие системы из q синфазных ненаправленных излучателей, расположенных на расстоянии $d=\frac{\lambda}{2}$ друг от друга (так как горизонтальный

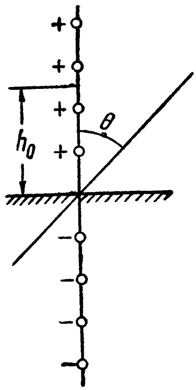


Рис. X.20. К расчету диаграммы направленности в вертикальной плоскости синфазной антенны.

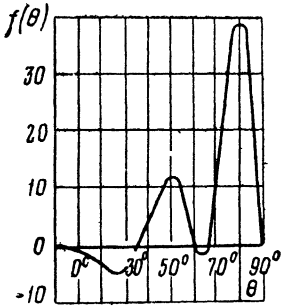


Рис. X.21. Диаграмма направленности в декартовых координатах в вертикальной плоскости синфазной шестиэтажной антенны.

вибратор каждого этажа не обладает направленностью в вертикальной плоскости); $f_з(\theta)$ — множитель, учитывающий влияние земли. Этот множитель представляет собой диаграмму направленности противофазной системы из двух идентичных излучателей, разнесенных на расстояние $2h_0$, где h_0 — средняя высота подвеса антенны над землей. В выражении (X.37) не учтено влияние рефлектора. Это влияние можно учесть так же, как для диаграммы направленности в горизонтальной плоскости, т. е. удвоить значения диаграммы в передней полуплоскости и считать, что излучение назад отсутствует.

Пример диаграммы направленности в вертикальной плоскости синфазной шестиэтажной антенны показан на рис. X.21.

Для вычисления диаграмм направленности остронаправленных антенн рекомендуется сперва определить направления нулевого излучения, т. е. определить углы, при которых все сомножители обращаются в нуль, затем рассчитать главный лепесток по точкам. Амплитуды боковых лепестков можно определить как значения диаграммы направленности, вычисленные для направлений, средних между соседними нулями.

Результаты вычисления диаграмм направленности показывают, что чем больше вибраторов в ряду (этаже), тем сильнее сжимается излучение в горизонтальной плоскости, а чем больше этажей, тем больше сжимается излучение в вертикальной плоскости. Увеличение высоты подвеса антенны при неизменном числе этажей прижимает максимум излучения к плоскости горизонта.

Определим далее сопротивление излучения синфазной многовибраторной антенны.

Полагая, что токи $I_п$ в пучностях всех синфазных вибраторов одинаковы, можем написать для общей мощности излучения антенны без рефлектора выражение

$$P_{\Sigma A} = I_п^2 R_{\Sigma п},$$

где $R_{\Sigma п}$ — полное сопротивление излучения антенны, отнесенное к току $I_п$.

Излучение электромагнитных волн осуществляется всеми вибраторами, поэтому

$$P_{\Sigma п} = P_{\Sigma 1} + P_{\Sigma 2} + P_{\Sigma 3} + \ldots = \\ = I_п^2 (R_{\Sigma 1} + R_{\Sigma 2} + R_{\Sigma 3} + \ldots),$$

т. е.

$$R_{\Sigma п} = R_{\Sigma 1} + R_{\Sigma 2} + R_{\Sigma 3} + \ldots \qquad (X.38)$$

Общее сопротивление излучения антенны определяется суммой сопротивлений излучения всех отдельных вибраторов.

Сопротивление излучения каждого вибратора в свою очередь складывается из собственного сопротивления (равного 73,1 *ом*) и из сопротивлений, вносимых другими вибраторами, которые можно определить, например, с помощью таблицы VI.1 взаимных сопротивлений. При большом числе вибраторов антенны точный расчет всех этих сопротивлений сложен и длинен.

Сопротивления, вносимые разными вибраторами, имеют разные знаки (в зависимости от их расположения относительно друг друга), а по мере удаления вибраторов их взаимное влияние уменьшается. Поэтому вели-

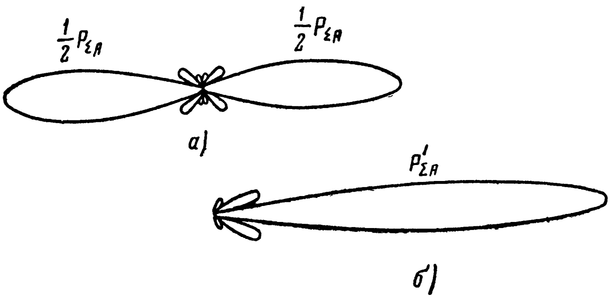


Рис. X.22. К расчету сопротивления излучения синфазной антенны с рефлектором.

чина сопротивления излучения каждого вибратора в общем мало отличается от величины сопротивления одиночного вибратора (73 *ом*) и, как показывают вычисления, для антенн из большого числа вибраторов составляет величину порядка 75—80 *ом*.

Таким образом, общее сопротивление излучения антенны без рефлектора в первом приближении можно принять равным

$$R_{\Sigma п} \approx 77pq, \qquad (X.39)$$

где pq — произведение числа вибраторов в ряду на число этажей, определяющее общее число вибраторов.

Влияние рефлектора на величину сопротивления излучения рассматриваемой антенны можно приближенно учесть следующим образом. При отсутствии рефлектора мощность излучения антенны $P_{\Sigma A}$ концентрируется главным образом в двух основных лепестках диаграммы направленности, ориентированных в противоположных направлениях, распределяясь в этих лепестках поровну (рис. X.22, *а*). При наличии рефлектора диаграмма становится однонаправленной (рис. X.22, *б*) и напряженность поля в пределах главного лепестка удваивается, а следовательно, поток мощности $P^{\Sigma A}$ учетверяется:

$$P'_{\Sigma A} = 4 \cdot \frac{1}{2} P_{\Sigma A} = 2P_{\Sigma A}. \qquad (X.40)$$

лектором поддерживается (за счет изменения э. д. с., подводимой к антенне) таким же, как в вибраторах антенны без рефлектора. Поэтому можно написать следующее равенство:

$$P'_{\Sigma A} = I_{п}^{2} R'_{\Sigma п} = 2P_{\Sigma A} = 2I_{п}^{2} R_{\Sigma п},$$

откуда (учитывая также X.39)

$$R'_{\Sigma п} = 2R_{\Sigma п} \simeq 154pq. \qquad (X.41)$$

Таким образом, *сопротивление излучения многовибраторной синфазной антенны с рефлектором вдвое больше, чем сопротивление излучения той же антенны без рефлектора.* Естественно, имеется в виду, что в обоих случаях сопротивление излучения относится к одному и тому же току.

Более детальный анализ показывает *, что удвоение сопротивления излучения получается в случае активного рефлектора; в случае пассивного рефлектора происходит увеличение сопротивления излучения (вычисленного для антенны без рефлектора) на 60—70%, в зависимости от регулировки рефлектора, т. е.

$$R'_{\Sigma п} = (1{,}6 \div 1{,}7)\, R_{\Sigma п}. \qquad (X.42)$$

Определим коэффициент направленного действия синфазной многовибраторной антенны.

Действующая длина полуволнового вибратора, отнесенная к току в пучности на основании (V.48) $h_{д} = \frac{\lambda}{\pi}$.

Действующая длина синфазной антенны из pq вибраторов с рефлектором будет в 2 pq раз больше, чем у одиночного вибратора, т. е.

$$h_{дп} = 2pq \frac{\lambda}{\pi}. \qquad (X.43)$$

---

* А. А. Пистолькорс «Антенны», Связьиздат, 1947., стр. 323.

Коэффициент направленного действия такой антенны можно определить по формуле (III.21), если еще учесть (X.41):

$$D = 30 \frac{k^2 h_{\text{дп}}^2}{R'_{\Sigma\text{п}}} = 30 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{\left(2pq \frac{\lambda}{\pi}\right)^2}{154pq} \simeq 3pq. \qquad \text{(X.44)}$$

Последнее выражение определяет КНД синфазной многовибраторной антенны без учета влияния земли. Учтем это влияние, принимая приближенно землю за идеальный отражатель.

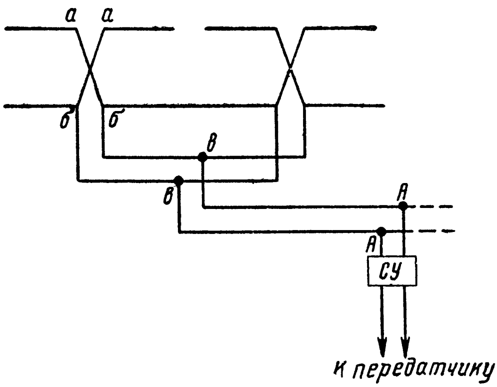


Рис. X 23. Участок синфазной антенны из восьми вибраторов.

Для антенны из вертикальных вибраторов напряженность поля вдоль земли, при неизменном токе в вибраторах, удваивается. Следовательно, действующая длина, отнесенная к тому же току, в пучности вибраторов, также удваивается. Считая, что в первом приближении общее сопротивление излучения многовибраторной антенны под влиянием земли изменяется незначительно, получим для коэффициента направленного действия приближенное выражение

$$D = 3pq \cdot 2^2 = 12pq. \qquad \text{(X.45)}$$

Для антенны из горизонтальных вибраторов максимум напряженности поля получается не вдоль поверхности земли, а под острым углом к горизонту. Эта напряженность поля в направлении максимума (как показывают соответствующие вычисления) на 60—70% больше, чем максимальная напряженность поля той же антенны (при неизменных токах) без учета влияния земли. Соответственно действующая длина будет в 1,6—1,7 раза больше. Поэтому для синфазной антенны из

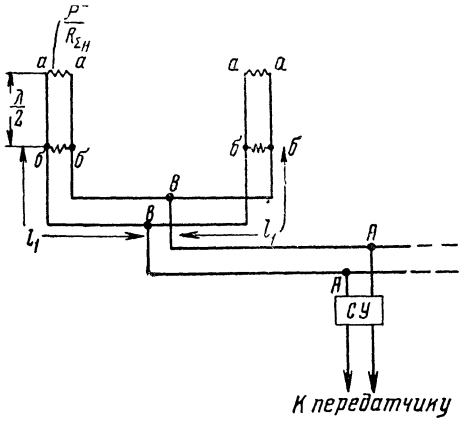


Рис. X.24. Эквивалентная схема секции рис. X.23 для определения входного сопротивления.

горизонтальных вибраторов при учете влияния земли коэффициент направленного действия

$$D \simeq 3pq\,(1{,}6 \div 1{,}7)^2 \simeq 8pq. \qquad \text{(X.46)}$$

Эквивалентная схема антенны. Для определения входного сопротивления синфазной многовибраторной антенны ее отдельные секции (рис. X.23) могут быть представлены в виде эквивалентной схемы, например, такой, которая показана на рис. X.24. Каждая пара вибраторов нагружает фидерную линию в соответствующих точках «*аа*» сопротивлением

$$R_{aa} = \frac{\rho^2}{R_{\Sigma 11}}, \qquad \text{(X.47)}$$

где ρ — волновое сопротивление вибратора;

$R_{\Sigma 11}$ — сопротивление излучения пары вибраторов, отнесенное к току в пучности.

На основании (X.41) можно считать, что для пары вибраторов в среднем

$$R_{\Sigma 11} \simeq 154 \times 2 = 308 \text{ ом}.$$

Следовательно,

$$R_{aa} \simeq \frac{\rho^2}{300}, \tag{X.47a}$$

что в полтора раза меньше, чем соответствующее входное сопротивление одиночного симметричного вибратора длиной $2l \simeq \lambda$, находящегося в свободном пространстве (см. V.90).

Вибраторы подключены к фидеру каждой вертикальной секции антенны через промежутки, равные половине длины волны. Поэтому как видно из эквивалентной схемы рис. X.24, сопротивления этих вибраторов, как нагрузки для фидеров, складываются в основании секции (в точках *бб*), как при параллельном включении.

Сопротивление, отнесенное к точкам *бб*, может быть пересчитано вдоль участка фидера длиной l_1 к точкам *вв*, где оно как бы включается параллельно с сопротивлением другой вертикальной секции, пересчитанным к этим же точкам. Действуя указанным путем, можно в случае необходимости рассчитать общее входное сопротивление на зажимах (*АА*) антенны, к которым присоединяется главная фидерная линия, уходящая к передатчику. Между указанными зажимами антенны и фидером еще обычно включается согласующее устройство (СУ). Принцип устройства и расчет схем согласования антенн с фидерами рассматривается в гл. XI.

Заканчивая на этом рассмотрение синфазных многовибраторных антенн в заключение отметим, что *основным достоинством таких антенн являются хорошая диаграмма направленности с относительно небольшими боковыми лепестками* (1-й боковой лепесток имеет максимальное значение около 20% относительно главного по полю) и *возможность получения высоких коэффициентов направленного действия*. Кроме того, эти антенны обладают высоким коэффициентом полезного действия.

Главным недостатком синфазных многовибраторных антенн является их узкая диапазонность, так как ряд размеров антенны (длина вибраторов, расстояние между этажами и др.) должен иметь вполне определенное значение по отношению к длине волны. К другим недостаткам можно отнести то, что в диапазоне коротких волн вследствие больших размеров антенны по высоте, ее сооружение обходится довольно дорого.

д) *Директорные антенны* (антенны типа «волновой канал»).

По сравнению с многовибраторными синфазными антеннами директорная антенна, называемая иногда антенной типа «волновой канал», имеет более простое устройство. Такая антенна представляет собой ряд параллельных вибраторов длиной около полуволны каждый, расположенных на общей рее на расстояниях порядка четверти волны друг от друга. Один из вибраторов питается от генератора и называется активным. Остальные вибраторы возбуждаются электромагнитным полем питаемого вибратора и называются пассивными.

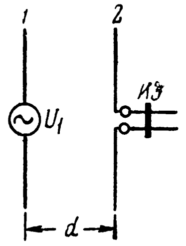


Рис. X.25. Антенная система из двух вибраторов: активного (*1*) и пассивного (*2*).

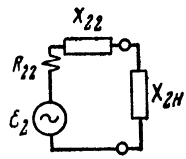


Рис. X.26. Эквивалентная схема вибратора *2*, рассматриваемого в качестве приемной антенны.

При правильной настройке антенны максимум излучения ее получается вдоль оси расположения вибраторов.

Прежде чем перейти к более детальному изучению устройства многовибраторной директорной антенны и определению ее основных параметров, остановимся на теории работы простейшей системы из двух вибраторов: питаемого и пассивного.

Антенная система из двух вибраторов: питаемого и пассивного. На рис. X.25 вибратор *1* — питаемый от источника, создающего на зажимах вибратора напряжение U_1; вибратор *2* — пассивный, возбуждаемый полем вибратора *1*. В цепь вибратора *2* для настройки включено реактивное сопротивление в виде отрезка линии с короткозамыкающей перемычкой (КЗ). Расстояние между вибраторами обозначено через d.

Вибратор *2* можно рассматривать как приемный, и тогда его эквивалентная схема будет иметь вид, показанный на рис. X.26. На этой схеме $\mathscr{E}_2$ — э. д. с. наведенная полем вибратора *1*; R_{22} и X_{22} — активная и реактивная составляющие собственного сопротивления вибратора *2*; $X_{2н}$ — реактивное сопротивление шлейфа на зажимах вибратора.

Исследуем, как работает система рассматриваемых вибраторов. С этой целью используем систему уравнений (VI.1) применительно к двум вибраторам, из которых только один питается от постороннего источника напряжения:

$$U_1 = I_1 Z_{11} + I_2 Z_{12}, \qquad (X.48)$$

$$0 = I_1 Z_{12} + I_2 Z_{22}. \qquad (X.49)$$

В этих выражениях применены следующие обозначения:

U_1 — напряжение от источника на зажимах вибратора *1*;

I_1 и I_2 — токи на зажимах 1-го и 2-го вибраторов (рис. X.25);

$Z_{11} = R_{11} + jX_{11}$ — собственное сопротивление вибратора *1*, отнесенное к току I_1. Полагая вибратор *1* полуволновым, настроенным в резонанс, можем считать, что I_1 — ток в пучности, а $X_{11} = 0$ и $Z_{11} = R_{11} \simeq 73{,}1$ *ом*;

$Z_{22} = R_{22} + jX_{22}$ — собственное сопротивление вибратора *2*, отнесенное к току I_2; ввиду того, что длина вибратора *2* близка к половине длины волны, R_{22} может быть принято равным сопротивлению излучения полуволнового вибратора, т. е. $R_{22} \simeq 73{,}1$ *ом*.

Для вибратора *2* с короткозамкнутыми зажимами, настраиваемого за счет изменения длины, X_{22} есть реактивная составляющая собственного сопротивления вибратора; в том случае, когда к зажимам вибратора подключается реактивное сопротивление настройки $X_{2н}$, в уравнении (X.49) X_{22} должно быть заменено на сумму $X_{22}+X_{2н}$.

$Z_{12}=R_{12}+jX_{12}$ — полное взаимное сопротивление между вибраторами *1* и *2*, отнесенное к току в пучности. Значения R_{12} и X_{12} для параллельно расположенных полуволновых вибраторов, концы которых находятся на одном уровне, зависят от расстояния $\frac{d}{\lambda}$ и могут быть определены по графикам рис. VI.4 и VI.5.

Из уравнения (X.49) следует, что

$$\frac{I_2}{I_1}=-\frac{Z_{12}}{Z_{22}}=m e^{j\psi}, \qquad (X.50)$$

где модуль отношения токов

$$m=\left|\frac{I_2}{I_1}\right|=\sqrt{\frac{R_{12}^2+X_{12}^2}{R_{22}^2+X_{22}^2}}, \qquad (X.51)$$

фазовый угол тока пассивного вибратора (относительно питаемого)

$$\psi=\pi+\operatorname{arctg}\frac{X_{12}}{R_{12}}-\operatorname{arctg}\frac{X_{22}}{R_{22}}. \qquad (X.52)$$

Как показывают выражения (X.51) и (X.52), изменением реактивного сопротивления X_{22} можно менять фазовый угол ψ, а также модуль m. Следует отметить, что практически можно варьировать только одну величину X_{22}, от которой зависят и ψ и m. Поэтому, подбирая нужное значение, например фазы ψ, мы уже получим вполне определенное значение модуля m.

На рис. X.27 приведены кривые m и ψ в зависимости от X_{22} для расстояния между вибраторами $d=\frac{\lambda}{4}$.

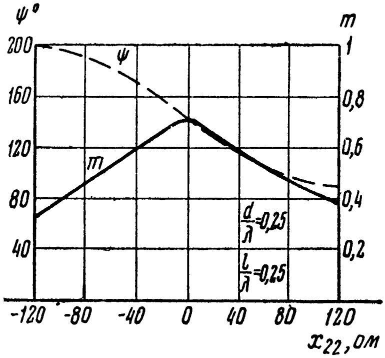


Рис. X.27. Кривые модуля m и относительной фазы ψ тока пассивного вибратора в зависимости от реактивного сопротивления X_{22}.

Обратимся к исследованию **направленного действия системы** из активного и пассивного вибраторов. Ограничимся исследованием направленности в плоскости, перпендикулярной осям вибраторов и проходящей через их середины, в которой каждый из вибраторов является ненаправленным, т. е. исследуем так называемый множитель системы $f_n(\theta)$. Диаграмма направленности в плоскости вибраторов в случае необходимости может быть легко определена как произведение диаграммы одиночного вибратора (в рассматриваемом случае полуволнового) на указанный множитель системы.

Диаграмма направленности в плоскости, перпендикулярной осям вибратора, $f_2(\theta)$ может быть рассчитана на основании выражения (II.10) для $n=2$, если учесть, что фаза тока первого вибратора принимается за начальную (равную нулю), фаза тока второго вибратора — $\psi_2=\psi$ и определяется формулой (X.52), отношение амплитуд токов $\left|\frac{I_2}{I_1}\right|=m$ и определяется формулой (X.51).

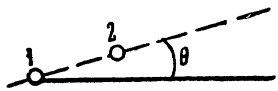


Рис. X.28. Отсчет угла θ от линии расположения вибраторов.

Поэтому

$$f_2(\theta)=\left|1+me^{j(kd\cos\theta+\psi)}\right|=$$
$$=\left|1+m\cos(kd\cos\theta+\psi)+jm\sin(kd\cos\theta+\psi)\right|=$$
$$=\sqrt{1+m^2+2m\cos(kd\cos\theta+\psi)}. \qquad (X.53)$$

Здесь θ — угол, отсчитываемый относительно линии расположения вибраторов, как показано на рис. X.28.

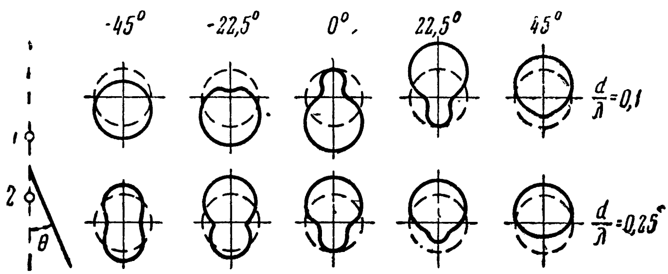


Рис. X.29. Диаграммы направленности в экваториальной плоскости полуволнового вибратора (питаемого в средних точках) с одним пассивным вибратором.

На рис. X.29 показана серия диаграмм направленности в экваториальной плоскости полуволнового вибратора (питаемого в средних точках) с одним пассивным вибратором, рассчитанных с помощью последнего выражения. Верхние цифры обозначают угол $\operatorname{arctg}\frac{x_{22}}{R_{22}}$, определяющий характер сопротивления пассивного вибратора. При индуктивном характере этот угол положительный, при емкостном отрицательный. Верхний ряд диаграмм относится к расстоянию $d=0{,}1\lambda$, нижний ряд — к расстоянию $d=0{,}25\lambda$. Пунктирные окружности изображают диаграмму направленности одиночного вибратора.

Рассмотрение диаграмм рис. X.29 показывает, что *при расстоянии между вибраторами порядка $(0{,}1 \div 0{,}25)\lambda$ и индуктивном характере сопротивления пассивного вибратора он действует как рефлектор, т. е. создает преимущественное излучение в направлении от пассивного вибратора к активному.*

Индуктивный характер сопротивления пассивного вибратора может быть обеспечен соответствующим подбором положения короткозамыкающей перемычки (КЗ) (рис. X.24). Однако на практике требуемая настройка обычно осуществляется увеличением длины пассивного вибратора (с короткозамкнутыми зажимами) по сравнению с резонансной, что создает индуктивный характер сопротивления X_{22} и обеспечивает рефлекторное действие пассивного вибратора.

При тех же расстояниях между вибраторами, но емкостном характере сопротивления пассивного вибратора он действует как директор, т. е. создает преимущественное излучение в направлении от активного вибратора к пассивному. Емкостный характер сопротивления пассивного вибратора может быть достигнут его соответствующим укорочением.

Определим сопротивление излучения питаемого вибратора при наличии связанного с ним пассивного вибратора.

На основании (VI.3) полное сопротивление вибратора *1*, отнесенное к току питания I_1,

$$Z_1 = Z_{11} + Z_{\text{вн}\,12} = Z_{11} + \frac{I_2}{I_1} Z_{12}.$$

Подставляя отношение токов из (X.50), получаем

$$Z_1 = Z_{11} + me^{j\psi} Z_{12} = R_{11} + jX_{11} + m(\cos\psi + j\sin\psi)(R_{12} + jX_{12}) = R_{11} + m(R_{12}\cos\psi - X_{12}\sin\psi) + j[X_{11} + m(R_{12}\sin\psi + X_{12}\cos\psi)]. \quad \text{(X.54)}$$

Реактивная составляющая сопротивления (слагаемое в квадратных скобках) обращается в нуль в результате соответствующей настройки питаемого вибратора, например подбором резонансной длины. Таким образом, остается активная составляющая сопротивления

$$R_1 = R_{11} + m\,(R_{12}\cos\psi - X_{12}\sin\psi). \qquad (X.55)$$

Это выражение определяет активную составляющую входного сопротивления вибратора, а также, если не учитывать потерь, сопротивление излучения вибратора с учетом влияния пассивного вибратора, отнесенное к току I_1, в точках питания. В этом выражении собственное сопротивление полуволнового вибратора $R_{11} \simeq 73$ *ом*. Взаимные сопротивления R_{12} и X_{12}, как указывалось, можно определить по графикам рис. VI.4 и VI.5.

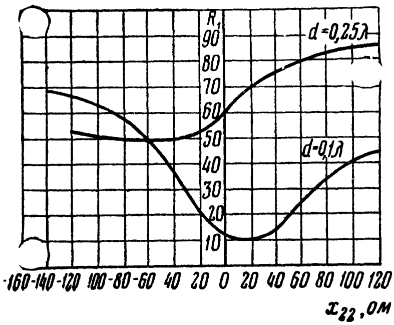


Рис. X.30 Кривые сопротивления излучения полуволнового вибратора в зависимости от реактивного сопротивления пассивного вибратора.

Кривые сопротивления R_1, вычисленные с помощью выражения (X.55) в зависимости от настройки пассивного вибратора для двух расстояний между вибраторами ($d=0{,}1\lambda$ и $d=0{,}25\lambda$) изображены на рис. X.30. Значения m и ψ определялись по формулам (X.51) и (X.52).

Как видно из рис. X.30, *активное сопротивление* (R_1) *питаемого вибратора под влиянием пассивного вибратора заметно уменьшается.* Так, например, пассивный директор (когда X_{22} должно быть отрицательным) при $d=0{,}25\lambda$ уменьшает активное сопротивление питаемого вибратора от величины 73 *ом* до значения порядка 50 *ом*, т. е. примерно в полтора раза. *Еще большее снижение активного сопротивления получается при наличии нескольких пассивных директоров, устанавливаемых в директорной антенне.* Это обстоятельство затрудняет согласование антенны с фидером и делает весьма целесообразным применение в качестве питаемого элемента шлейф-вибратора Пистолькорса.

Определим далее коэффициент направленного действия системы из активного и пассивного вибраторов.

Для этого воспользуемся формулой (III.21)

$$D = 30\,\frac{k^2 h_{\text{д}}^2}{R_1}, \tag{X.56}$$

где R_1 — сопротивление излучения, определяемое по формуле (X.55) или из графиков рис. X.30. Максимальная напряженность поля вибратора с директором получается в направлении $\theta = 0$. Эта напряженность поля на основании (X.53) больше, чем напряженность поля в экваториальной плоскости одиночного вибратора (при том же токе питания), в число раз, равное

$$\sqrt{1 + m^2 + 2m\cos(kd + \psi)}.$$

Следовательно, действующая длина рассматриваемой пары вибраторов будет равна

$$h_{\text{д}} = \frac{\lambda}{\pi}\sqrt{1 + m^2 + 2m\cos(kd + \psi)}, \tag{X.57}$$

где $\frac{\lambda}{\pi}$ — действующая длина одного полуволнового вибратора. Подставляя (X.57) в (X.56) и учитывая, что $k^2\,\frac{\lambda^2}{\pi^2} = 4$, получаем

$$D = \frac{120}{R_1}\left[1 + m^2 + 2m\cos(kd + \psi)\right]. \tag{X.58}$$

В случае вибратора с одним пассивным рефлектором максимум излучения получается в направлении $\theta = 180°$ и поэтому аналогичным путем для КНД можно получить выражение

$$D = \frac{120}{R_1}\left[1 + m^2 + 2m\cos(-kd + \psi)\right]. \tag{X.59}$$

Значения D, вычисляемые по последним формулам, колеблются в зависимости от настройки пассивного вибратора в довольно широких пределах, достигая максимальной величины порядка $D_{\text{макс}} = 5 \div 6$ при оптимальной настройке и оптимальном расстоянии от активного вибратора до директора, равном $(0{,}1 \div 012)\lambda$. Оптимальное расстояние (с точки зрения максимума КНД) для системы, состоящей из полуволнового вибратора и пассивного рефлектора, приблизительно равно $(0{,}15 \div 0{,}18)\lambda$.

Одновременное применение и рефлектора, и директора приводит к некоторому увеличению КНД и уменьшению угла раствора диаграммы направленности. Для иллюстрации на рис. X.31 показан пример диаграммы направленности такой системы из трех вибраторов. Коэффи-

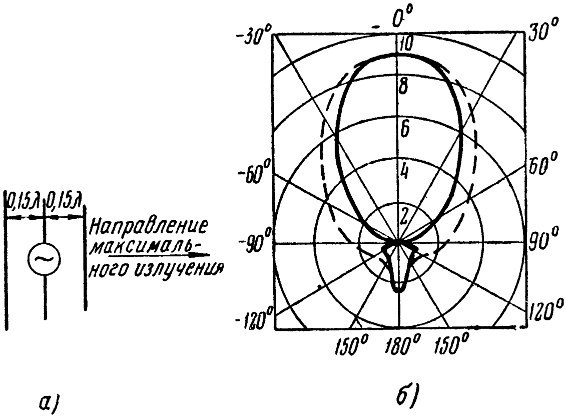


Рис. X.31. Трехэлементная система из вибраторов с пассивными рефлекторами и директором (*а*); диаграмма направленности системы (*б*)

——— в плоскости вибраторов, — — — — в плоскости, перпендикулярной осям вибраторов.

циент направленного действия такой системы при оптимальной настройке имеет величину около 8.

Увеличение числа пассивных директоров, располагаемых один перед другим на вполне определенном расстоянии, образует многовибраторную антенну, обладающую еще большим направленным действием.

Многовибраторные директорные антенны

На рис. X.32 показана директорная антенна, состоящая из питаемого вибратора (*A*), пассивного рефлектора (*P*) и ряда пассивных директоров. *Все пассивные вибраторы настраиваются так, чтобы максимальное излучение получалось в направлении общей оси антенны в сторону директоров.* Излучение в обратном направлении получается минимальным, и поэтому нет смысла применять большее число рефлекторов, чем один, так как при установке большего числа они возбуждались бы слабо и не оказывали заметного влияния на диаграмму направленности.

Как известно из общей теории (см. например, гл. II), ток рефлектора должен опережать по фазе ток питаемого вибратора на угол, зависящий от расстояния между вибраторами. По этим же причинам ток директора должен отставать по фазе на соответствующий угол относительно тока питаемого вибратор; ток директора *2* должен отставать по фазе от тока директора *1* и т. д.

При этих условиях поля излучения всех вибраторов

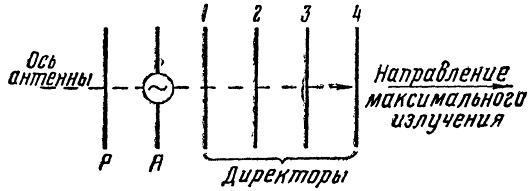


Рис X.32. Директорная антенна.

будут складываться в направлении оси антенны (рис. X.32).

Как следует из теории, развитой выше для системы из двух вибраторов *(активного и пассивного), необходимый сдвиг фаз тока в пассивном рефлекторе* получается при индуктивном характере его сопротивления, что достигается соответствующим удлинением рефлектора. По этой же причине сопротивление пассивных директоров должно иметь емкостный характер, для чего длина директоров берется меньше, чем резонансная. Необходимое для правильной настройки изменение длины зависит от толщины вибраторов. Чем толще вибратор, тем меньше его волновое сопротивление и тем больше надо изменять длину вибратора для достижения нужной настройки.

Определение параметров многовибраторной директорной антенны теоретическим путем представляет собой весьма сложную задачу. Так, например, для определения токов в вибраторах антенны необходимо решать систему из *n* уравнений типа (VI.1), где *n* — число вибраторов. Кроме того, длина директоров, необходимая для правильной настройки, заметно отличается от половины длины волны. Поэтому вычисление взаимных сопротивлений таких вибраторов также является сложной задачей. В связи с этим определение параметров многовибраторных директорных антенн и их разработка проводится главным образом опытным путем *.

Для иллюстрации вопроса, на рис. X.33 показана диаграмма направленности, полученная экспериментально для антенны, состоящей из питаемого вибратора, рефлектора и шести директоров. Расстояние от активного вибратора до рефлектора 0,17λ; расстояние от вибратора

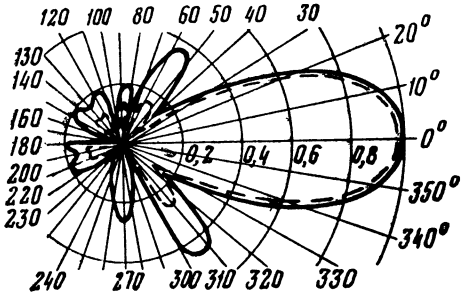


Рис. X.33. Экспериментальная диаграмма направленности антенны из питаемого вибратора, рефлектора и шести директоров.

до 1-го директора и между директорами равно 0,25λ. В этой диаграмме довольно большие боковые лепестки. Изменением настройки можно несколько уменьшить боковые лепестки за счет увеличения угла раствора главного лепестка.

На рис. X.34 приведен график для ориентировочного определения угла раствора главного лепестка диаграммы направленности в зависимости от относительной длины антенны $\frac{L}{\lambda}$. Сплошная кривая относится к плоскости, перпендикулярной осям вибраторов; пунктирная — к плоскости, проходящей через вибраторы.

Как видно из рис. X.34, *с увеличением длины антенны угол раствора диаграммы направленности уменьшается все медленнее и медленнее.* Объясняется это тем, что чем

---

* Для ознакомления с методами расчета параметров директорных антенн можно рекомендовать книгу Г. З. Айзенберга «Антенны ультракоротких волн» (гл. XXIV), Связьиздат, 1957.

длиннее антенна, тем сильнее приходится расстраивать директорные вибраторы и тем меньше амплитуды токов в них, особенно в пассивных вибраторах, более удаленных от активного. Одна и та же длина антенны может быть получена при разном числе вибраторов. С точки зрения упрощения конструкции целесообразно брать

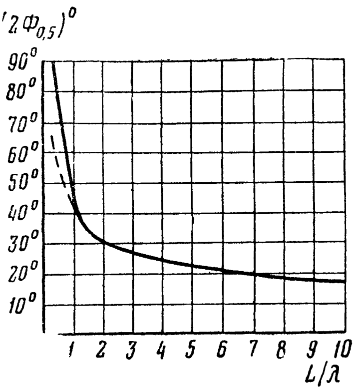


Рис. X.34. Кривые угла раствора (по половинной мощности) главного лепестка диаграммы направленности директорной антенны в зависимости от ее относительной длины.

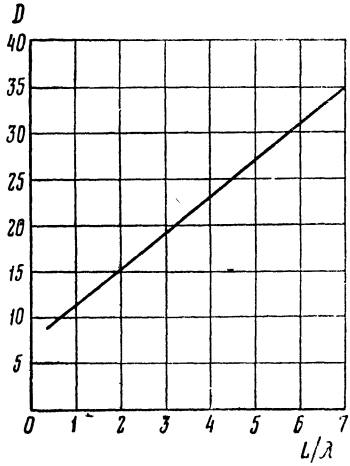


Рис. X.35. Кривая коэффициента направленного действия директорной антенны в зависимости от ее относительной длины.

меньшее число вибраторов. Опыт показывает, что при общей длине антенны порядка длины волны или большей, можно увеличивать расстояние между директорами до максимального значения порядка $0{,}34\lambda$.

На рис. X.35 приведен график, по которому можно определить приближенное значение коэффициента направленного действия директорной антенны в зависимости от ее относительной длины $\frac{L}{\lambda}$. Этот график можно аппроксимировать выражением

$$D \simeq 5\left(1 + \frac{L}{\lambda}\right). \qquad \text{(X.60)}$$

Кривые рис. X.34 и X.35 построены на основании обработки расчетных и экспериментальных данных, приводимых в литературе.

Входное сопротивление директорной антенны сильно понижается из-за влияния пассивных вибраторов. Как указывалось выше, один пассивный директор уменьшает сопротивление питаемого вибратора до значения примерно в 50 *ом*. Применение нескольких директоров снижает входное сопротивление до величины порядка 20÷30 *ом*, что затрудняет решение задачи согласования антенны с фидером. Поэтому в качестве питаемого виб-

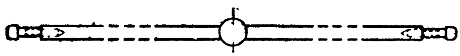


Рис. X.36. Эскиз пассивного вибратора переменной длины.

ратора часто применяется шлейф-вибратор Пистолькорса, входное сопротивление которого возрастает примерно в 4 раза по сравнению с сопротивлением обычного вибратора.

Укажем некоторые цифры, касающиеся длины вибраторов. Питаемый вибратор путем укорочения настраивается в резонанс. Его длина на несколько процентов меньше чем 0,5λ. Длина рефлектора около 0,5λ или на несколько процентов больше. Длина каждого директора обычно лежит в пределах (0,4 ÷ 0,48) λ. Установлено, что с увеличением числа директоров их оптимальная длина уменьшается. Указанные выше размеры зависят от выбранного расстояния между вибраторами и уточняются опытным путем.

Для настройки директорной антенны впереди нее на расстоянии, не меньшем, чем несколько длин волн, устанавливается приемный индикатор напряженности поля. При выбранном расстоянии между вибраторами антенны регулируется длина каждого вибратора на максимум напряженности поля вдоль оси антенны. Эскиз вибратора, длину которого в небольших пределах удобно изменять, показан на рис. X.36. Так как при подборе оптимальных размеров каждого последующего вибратора настроенные ранее вибраторы могут расстраиваться, всю регулировку надо проводить весьма тщательно методом последовательных приближений. После окончания регулировки целесообразно для контроля снять полную диаграмму направленности антенны.

Директорная антенна, отрегулированная при какой-нибудь одной волне, сохраняет свои основные параметры в довольно узкой полосе частот, что является одним из основных недостатков антенны.

На рис. X.37 показано несколько вариантов конструктивного выполнения директорных антенн

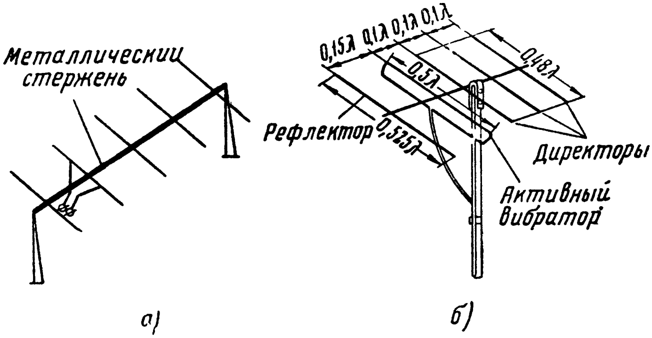


Рис. X 37. Директорная антенна, возбуждаемая вибратором параллельного питания (*а*); короткая директорная антенна, укрепленная на одной мачте, возбуждаемая шлейф-вибратором (*б*)

Все пассивные вибраторы укрепляются непосредственно на общем металлическом стержне вдоль оси антенны. Это допустимо потому, что в середине вибраторов получается узел заряда (нулевой потенциал). Питаемый элемент в виде шлейф-вибратора Пистолькорса (рис. X.37, *б*) или вибратора параллельного питания (рис. X.37, *а*) также непосредственно укрепляется на стержне. Такой способ крепления упрощает конструкцию антенны. Исключение составляет лишь случай, когда в качестве питаемого элемента применяется обычный полуволновый вибратор, прикрепляемый к стержню с помощью изоляторов.

В заключение отметим, что *основным достоинством директорной антенны является сравнительная простота конструкции. К недостаткам антенны относится то, что она требует точной настройки и является узкополосной* (сохраняет свои параметры лишь в полосе частот, измеряемой единицами процентов). Антенна не пригодна для создания диаграмм направленности с углом раствора главного лепестка, меньшим чем $15 \div 20^\circ$. Для получения диаграммы направленности с малыми углами раствора в некоторых случаях применяют системы из нескольких (двух или четырех) идентичных волновых каналов.

3. ДИАПАЗОННЫЕ АНТЕННЫ

К диапазонным антеннам относятся антенны, которые предназначаются для работы в широком диапазоне волн. Естественно, что к таким антеннам предъявляется требование, чтобы основные параметры антенны в рабочем диапазоне волн мало изменялись, т. е. изменялись в допустимых пределах. В зависимости от назначения антенны могут меняться требования к точности, с которой параметры антенны должны сохраняться в диапазоне волн. Так, например, в радиоприемных станциях, а также в радиопередающих станциях небольшой мощности часто считается допустимым значительное рассогласование антенны с фидером. Наоборот, в мощных импульсных радиостанциях (по причинам, рассматриваемым в § 3 следующей главы) обычно требуется высокая точность согласования с антенной, такая, чтобы коэффициент бегущей волны не был, например, меньше чем 0,7 во всем рабочем диапазоне волн.

К ненаправленным антеннам обычно предъявляется требование, чтобы коэффициент равномерности диаграммы направленности, т. е. отношение минимального значения напряженности поля к максимальному в пределах диаграммы, был не меньше чем 0,5. Для остронаправленных антенн характерно требование, чтобы направление максимума диаграммы сохранялось неизменным в рассматриваемом диапазоне волн.

Простейшей антенной, которая часто применяется в широком диапазоне на коротких и метровых волнах для радиоприема и в маломощных передающих станциях, является обычный симметричный вибратор (диполь) из сравнительно тонких проводов.

а) Использование тонких вибраторов в диапазоне волн

Симметричный вибратор представляет собой пример слабонаправленной антенны, сохраняющей свои направленные свойства в некотором диапазоне волн. Действительно, как следует из теории этой антенны (например, рис. V.9), при длине вибратора $2l<\frac{5}{4}\lambda$ максимум диаграммы направленности сохраняется в направлениях, перпендикулярных оси диполя (т. е. в экваториальной плоскости). Указанное неравенство определяет минимальную длину волны, на которой еще целесообразно использовать слабонаправленный диапазонный вибратор. Максимальная волна ограничивается падением сопротивления излучения и соответственно активной составляющей входного сопротивления и возрастанием реактивной составляющей (рис. V.13). При этом сильно уменьшается коэффициент бегущей волны ($k_{бв}$) в фидерной линии, соединяющей антенну с передатчиком. Для иллюстрации на рис. X.38 приведены кривые $k_{бв}$ в линии с волновым сопротивлением $\rho_ф = 600$ *ом* в зависимости от отношения $\frac{l}{\lambda}$ для двух значений волнового сопротивления вибратора: $\rho_A = 1000$ *ом* (нижняя кривая) и $\rho_A = 560$ *ом* (верхняя кривая). Коэффициент бегущей волны можно определить либо с помощью круговых диаграмм сопротивлений, либо рассчитать по известным из теории длинных линий формулам

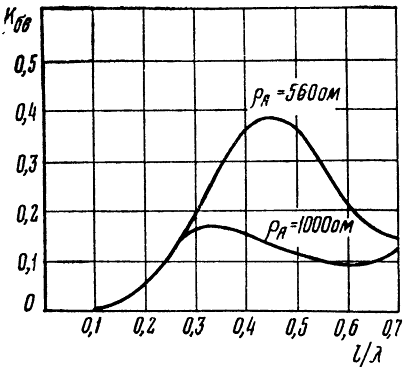


Рис X.38. Кривые $k_{бв}$ в линии с волновым сопротивлением $\rho_ф = 600$ *ом* в зависимости от отношения $\frac{l}{\lambda}$.

$$k_{бв} = \frac{1 - |p|}{1 + |p|},$$

где

$$|p| = \sqrt{\frac{(R_A - \rho_ф)^2 + X_A^2}{(R_A + \rho_ф)^2 + X_A^2}}. \qquad (X.61)$$

Здесь $|p|$ — модуль коэффициента отражения от нагрузки фидера, каковой является входное сопротивление вибратора $R_A + jX_A$.

Как видно из рис. X.38, при $l<0{,}25\lambda$ $k_{бв}$ падает до величины, меньшей чем 0,1. Такое падение $k_{бв}$ считается недопустимым по ряду причин, рассматриваемых в следующей главе. Поэтому длину вибратора не следует брать меньшей чем $2l=\frac{\lambda}{2}$.

Учитывая указанные выше ограничения, связанные с диаграммой направленности, получаем, что длина вибратора, предназначенного для работы в диапазоне волн, должна лежать в пределах

$$\frac{\lambda_{макс}}{2} < 2l < \frac{5}{4}\lambda_{мин}, \tag{X.62}$$

т. е. тонкий симметричный вибратор заданной длины ($2l$) можно использовать в диапазоне волн, удовлетворяющих неравенству

$$\frac{8l}{5} < \lambda < 4l. \tag{X.63}$$

Следует отметить, что даже в указанном диапазоне волн для эффективной передачи мощности от генератора к антенне необходимо усложнение схемы выхода генератора. Дело в том, что при изменении волны в указанных пределах активная и реактивная составляющие входного сопротивления тонкого вибратора меняются в широких пределах. Так, например, для вибратора с волновым сопротивлением $\rho_A=1000$ *ом* при работе на волне $\lambda\simeq 2l$ $R_A=\frac{\rho_A^2}{200}=5000$ *ом*, в то время как при работе на волне $\lambda=4l$ $R_A\simeq R_\Sigma=73$ *ом*. Получается, что при двукратном изменении длины волны R_A меняется примерно в 70 раз. Входное сопротивление фидерной линии большой длины с вибратором на конце будет изменяться в диапазоне волн по кривым, подобным кривым изменения входного сопротивления вибратора (рис. V.13), с той лишь разницей, что переходы от максимумов к минимумам и обратно будут происходить чаще.

При малых величинах входного сопротивления фидера, соответствующих пучности тока в начале фидера, необходимо применять последовательную схему выходного (антенного) контура передатчика, показанную на рис. X.39, *а*. На этом рисунке $Z_{вх}$ обозначает входное сопротивление фидера с вибратором на конце; K — анодный (промежуточный) контур генератора; C — переменные конденсаторы настройки антенного контура; два конденсатора (по одному в каждый из проводов фидера) включены во избежание нарушения симметрии схемы.

На рис. X.39, *б* показана соответствующая эквивалентная схема. При малой величине активной состав-

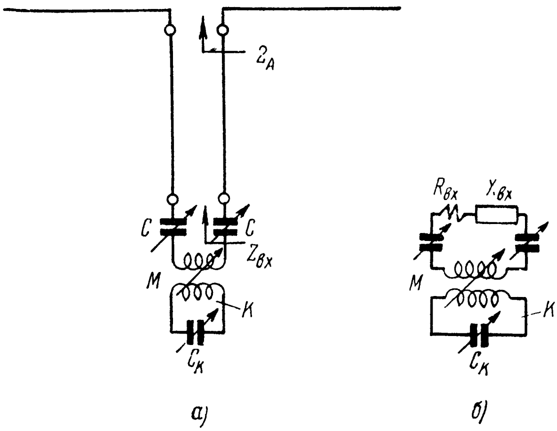


Рис. X 39 Последовательная схема антенного контура передатчика (*а*); эквивалентная схема (*б*).

ляющей входного сопротивления $R_{вх}$ и настройке антенного контура сопротивление, вносимое в анодный контур генератора, будет достаточно большим даже при малой величине коэффициента взаимоиндукции M, так что в антенну будет передаваться бо́льшая часть мощности, развиваемой генератором.

При больших величинах входного сопротивления фидера, соответствующих пучности напряжения в начале фидера, необходимо применять параллельную схему антенного контура передатчика, пример которой показан на рис. X.40, *а*, а эквивалентная схема — на рис. X.40, *б*.

Одним из радикальных методов уменьшения пределов изменения входного сопротивления антенны и соответственно входного сопротивления фидера *является применение вибраторов с пониженным волновым* *сопротивлением*. Последнего можно достигнуть увеличением диаметра цилиндрических вибраторов, примене-

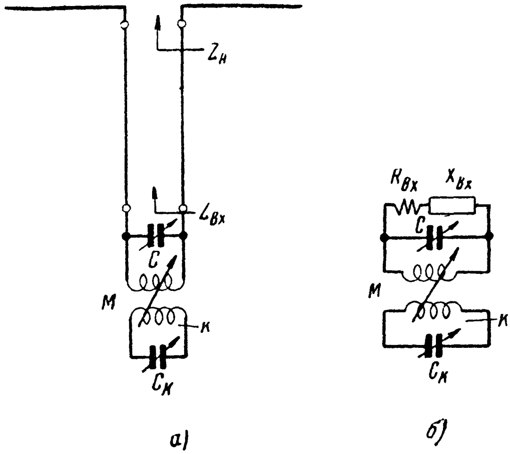


Рис. X.40. Параллельная схема антенного контура передатчика (*а*); эквивалентная схема (*б*).

нием конических вибраторов с большими углами при вершине конуса и т. д. На диапазонные свойства вибраторов также заметно влияет форма их боковой поверхности. Далее рассматриваются некоторые типы диапазонных вибраторов.

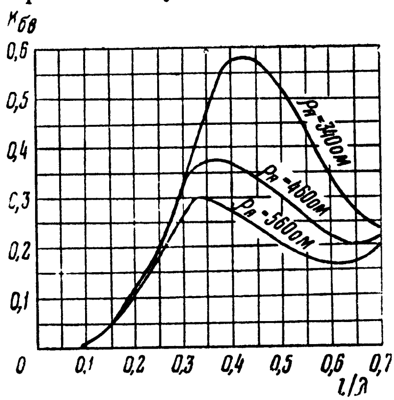


Рис. X.41. Кривые $k_{бв}$ в линии с волновым сопротивлением $\rho_ф = 350$ *ом* в зависимости от отношения $\frac{l}{\lambda}$.

б) Диапазонные вибраторы

Кривые входного сопротивления симметричного вибратора **длиной** $2l$ при малых ρ приводились на рис. V.17.

На рис. X.41 приведены кривые $k_{бв}$ в линии с волновым сопротивлением $\rho_ф = 350$ *ом* в зависимости от отношения $\frac{l}{\lambda}$ для нескольких значений волнового сопротивления вибратора ($\rho_A = 340$, 460 и 560 *ом*).

Как видно из рисунка, при низком волновом сопротивлении вибратора ($\rho_A = 340$ *ом* и меньше) $k_{бв}$ в линии в диапазоне отношений $\frac{l}{\lambda} = 0{,}3 \div 0{,}6$ получается не меньшим, чем 0,3, достигая на большом участке диапазона значений порядка 0,4—0,5.

Одной из первых антенн с пониженным волновым сопротивлением, предназначенных для работы в широком диапазоне волн, является вибратор, предложенный в 1938 г. С. И. Надененко, известный под названием диполя Надененко.

Диполь Надененко был разработан как диапазонная антенна для коротких волн и *представляет собой симметричный вибратор из проводов, расположенных по образующим круглого цилиндра диаметром 1—1,5 м* (рис. X.42, *а*). Число проводов берется от 6 до 8. Волновое сопротивление антенны получается порядка 250—400 *ом*. Средние участки вибратора, примыкающие к фидеру, имеют коническую форму. Это удобно по конструктивным соображениям. Кроме того, плавный конический переход от цилиндра к фидеру улучшает диапазонные свойства вибратора.

При волновом сопротивлении фидера порядка 200—300 *ом* вибратор непосредственно присоединяется к фидеру. Такое низкое волновое сопротивление получается, например, в четырехпроводных фидерных линиях. При использовании же обычных двухпроводных фидеров с более высоким волновым сопротивлением (500—600 *ом*) необходимо между вибратором и таким фидером включать отрезок линии, волновое сопротивление которой плавно изменяется (например, по экспоненциальному закону) от величины в 200—300 *ом* до величины 500—600 *ом*. Такой отрезок линии, называемый фидерным экспоненциальным трансформатором, улучшает согласование антенны с общим фидером в широком диапазоне волн. Теория трансформаторов с плавно изменяющимся волновым сопротивлением рассматривается в следующей главе.

Диполь Надененко используется в диапазоне волн, который приблизительно определяется написанным выше неравенством (X.63). Так, например, при длине диполя $2l = 20$ *м* его можно успешно использовать в диапазоне волн от 16 до 40 *м*.

Направленное действие цилиндрических вибраторов увеличенного поперечного сечения лишь незначительно отличается от такового для случая тонких вибраторов (рис. V.9). При горизонтальном расположении вибратора получается слабая направленность в горизонтальной плоскости; вертикальная диаграмма вибратора зависит от высоты его подвеса.

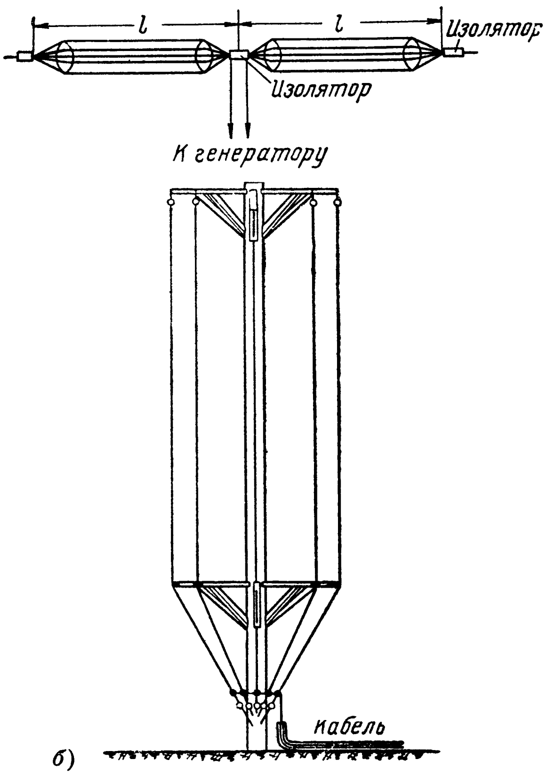


Рис. X.42. *а*) Диполь Надененко. *б*) Пример конструкции несимметричного вертикального вибратора с низким волновым сопротивлением.

В случае необходимости получения ненаправленного действия в горизонтальной плоскости в широком диапазоне волн рассматриваемые вибраторы с низким волновым сопротивлением следует располагать вертикально.

Такие вибраторы могут быть как симметричными, так и несимметричными.

На рис. X.42, *б* показан пример конструкции несимметричного вертикального вибратора с низким волновым сопротивлением. Питание вибратора осуществляется коаксиальным кабелем. Вертикальные провода антенны изолируются от мачты, соединяются между собой у ее основания и подключаются к центральному проводу кабеля, оболочка которого заземляется. Для получения достаточно высокого коэффициента полезного действия несимметричный вибратор должен иметь хорошее заземление или противовес.

Цилиндрические вибраторы с пониженным волновым сопротивлением могут, естественно, применяться также на метровых и более коротких волнах. При небольших размерах такие вибраторы уже могут выполняться не из отдельных проводов, а из полых или сплошных металлических цилиндров.

Другим примером диапазонного симметричного вибратора являются биконический (двухконусный) вибратор.

Биконический вибратор. Такой вибратор *представляет собой антенну в виде двух металлических конусов с обращенными друг к другу вершинами* (рис. X.43). На упомянутом рисунке l — длина образующей конуса, ψ — угол между осью конуса и его образующей.

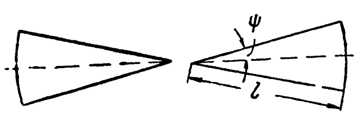


Рис. X.43 Биконический вибратор.

Теория тонких биконических антенн впервые была разработана С. А. Щелкуновым*. Ниже без доказательств приводятся основные результаты этого исследования, а также дополнительные данные, полученные другими авторами.

Биконическая антенна бесконечной длины может рассматриваться как однородная линия, вдоль которой без отражений распространяются сферические волны точно

---

* S. A. Schelkunoff „Electromagnetic Waves, 1943, New Jork или Щелкунов и Фрис „Антенны", пер. с англ. „Советское радио", 1955, гл. 13,

так же, как вдоль однородной линии из параллельных проводов распространяются плоские волны. Решая уравнения Максвелла в сферической системе координат и используя граничное условие о равенстве нулю тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности конуса, можно определить напряжение между конусами и ток, протекающий по поверхности конуса в радиальном направлении. Отношение напряжения к току

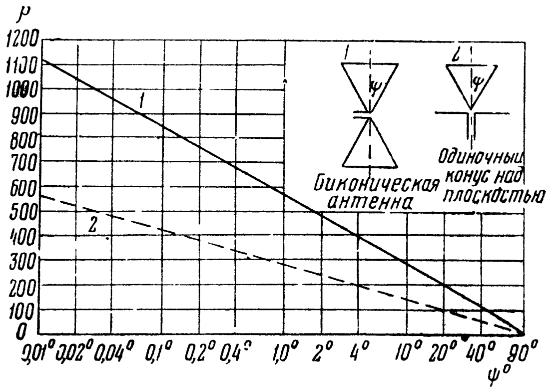


Рис. X.44. Волновое сопротивление биконической (сплошная линия) и одноконусной (пунктир) антенн над проводящей плоскостью в зависимости от угла ψ.

определяет собой волновое сопротивление биконической антенны

$$\rho = \frac{Z_0}{\pi} \ln \left(\operatorname{ctg} \frac{\psi}{2}\right), \qquad (X.64)$$

где Z_0 — волновое сопротивление среды между поверхностями конусов. Для воздуха $Z_0 = 120\,\pi$ и

$$\rho = 120 \ln \left(\operatorname{ctg} \frac{\psi}{2}\right) = 276 \lg \left(\operatorname{ctg} \frac{\psi}{2}\right). \qquad (X.65)$$

Для малых углов ψ (например, $\psi < 10°$) $\operatorname{ctg} \frac{\psi}{2} \simeq \frac{2}{\psi}$ и

$$\rho \simeq 276 \lg \frac{2}{\psi}. \qquad (X.66)$$

Волновое сопротивление ρ определяет собой входное сопротивление биконической антенны бесконечной длины.

На рис. X.44 изображен график $\rho = f(\psi)$ для биконической антенны (сплошной линией) и для одноконусной антенны над идеально проводящей плоскостью (пунктиром). Волновое сопротивление во втором случае вдвое меньше, чем в первом.

Входное сопротивление биконической антенны конечной длины определяется как входное сопротивление

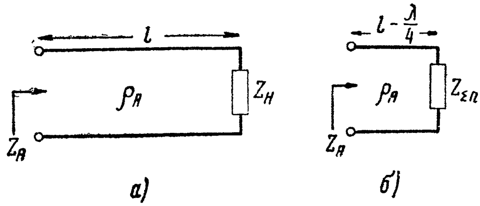


Рис. X.45. Линия, эквивалентная по входному сопротивлению коническому вибратору.

линии без потерь длиной l с волновым сопротивлением ρ (определенным выше), нагруженной некоторым комплексным сопротивлением $Z_н$ (рис. X.45, *а*).

Для тонкой антенны (для антенны с малым углом ψ) распределение тока вдоль антенны можно считать синусоидальным и тогда сопротивление $Z_н$ можно заменить комплексным сопротивлением $Z_{\Sigma п}$, отнесенным к току в пучности, находящейся на расстоянии $l - \frac{\lambda}{4}$ от точек питания антенны и, соответственно, на расстоянии $l - \frac{\lambda}{4}$ от начала эквивалентной линии (рис. X.45, *б*)

Сопротивление

$$Z_{\Sigma п} = R_{\Sigma п} + jX_{\Sigma п}, \qquad (X.67)$$

где $R_{\Sigma п}$ — сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности тонкого конического вибратора, равное сопротивлению излучения тонкого цилиндрического вибратора, определенному выше выражением (V.57), изображенным в виде графика на рис. V.10;

$X_{\Sigma п}$ — реактивная составляющая сопротивления, отнесенного к току в пучности тонкого конического вибратора (отличается от такового для цилиндрического вибратора), определяется выражением

$$X_{\Sigma п} = 60\,\mathrm{si}\,2kl + 30(\mathrm{ci}\,4kl - \ln kl - 0{,}577)\sin 2kl - \\ - 30\,\mathrm{si}\,4kl\cos 2kl. \qquad (X.68)$$

Между сопротивлениями $Z_н$ и $Z_{\Sigma п}$, которые удалены друг от друга на расстояние в четверть волны (рис. X.45), существует простая связь

$$Z_н = \frac{\rho^2}{Z_{\Sigma п}}. \qquad (X.69)$$

Входное сопротивление линии длиной l с комплексной нагрузкой на конце определяется известным из теории длинных линий выражением

$$Z_A = \rho\frac{Z_н + j\rho\,\mathrm{tg}\,kl}{\rho + jZ_н\,\mathrm{tg}\,kl}. \qquad (X.70)$$

Подставляя (X.69) в (X.70), получаем

$$Z_A = R_A + jX_A = \rho\frac{\rho + jZ_{\Sigma п}\,\mathrm{tg}\,kl}{Z_{\Sigma п} + jZ_н\,\mathrm{tg}\,kl}. \qquad (X.71)$$

Результаты вычислений активной (R_A) и реактивной (X_A) составляющих входного сопротивления тонких биконических антенн, произведенных Щелкуновым с помощью написанных выше формул, показаны на рис. X.46. По оси ординат применен логарифмический масштаб.

Легко убедиться, что кривые входного сопротивления тонких биконических антенн в диапазоне волн похожи на соответствующие кривые сопротивления тонких цилиндрических антенн при условии равенства их волновых сопротивлений.

Следовательно, тонкие биконические антенны также мало диапазонны. Для улучшения диапазонных свойств конических антенн необходимо уменьшать их волновое сопротивление, т. е. увеличивать угол при вершине конуса. Непосредственное использование написанных выше формул для расчета входного сопротивления биконических антенн с большими углами ψ уже невозможно.

Для расчета входного сопротивления конических антенн при любых углах ψ можно использовать общие выражения, выведенные Щелкуновым, или воспользо-

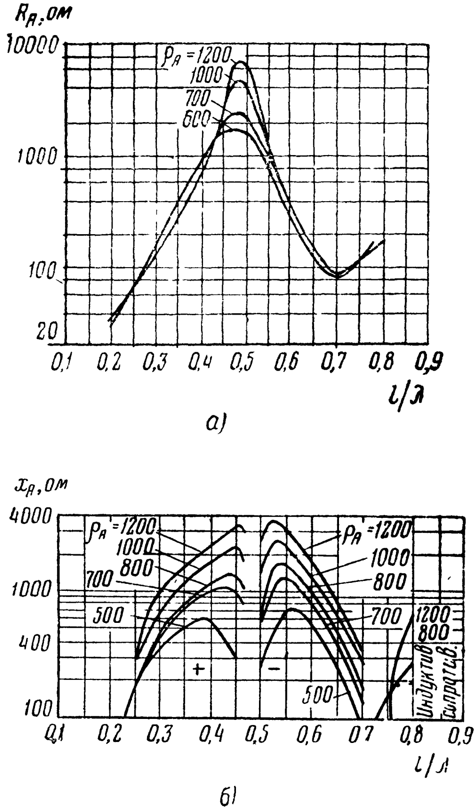


Рис X.46. Активная (*а*) и реактивная (*б*) составляющие входного сопротивления биконического вибратора в зависимости от отношения $\frac{l}{\lambda}$ при различных значениях волнового сопротивления антенны.

ваться методом, развитым Н. В. Зерновым. Вычисление затрудняется отсутствием необходимых таблиц специальных (волновых) функций. Поэтому

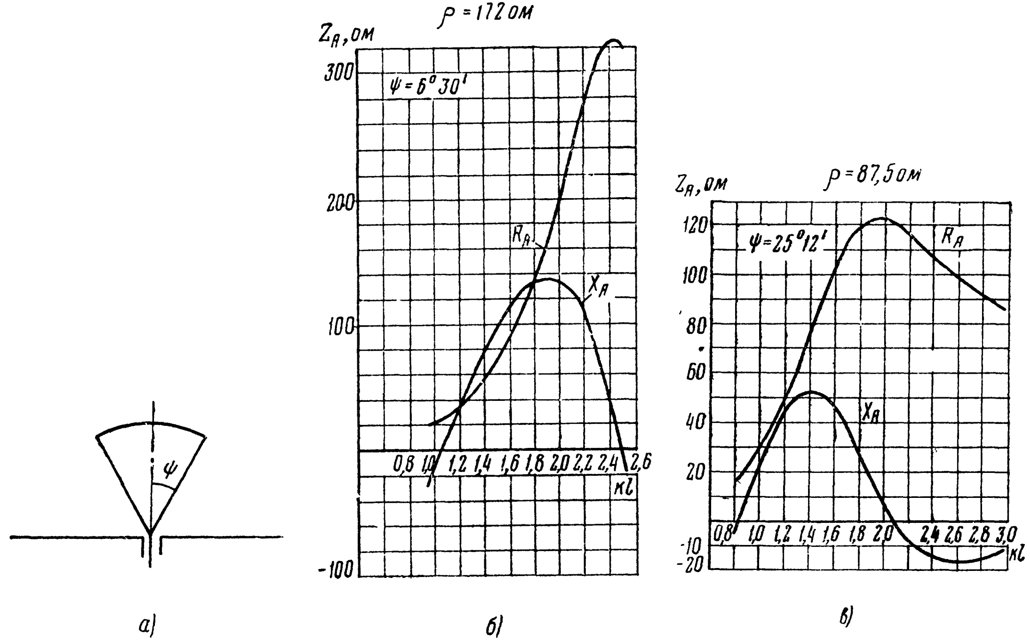


Рис. X.47. Антенна в виде конуса над проводящей плоскостью (*а*), кривые активной и реактивной составляющих входного сопротивления антенны в зависимости от $kl = 2\pi \frac{l}{\lambda}$ для $\psi_1 = 6°30'$ (*б*); то же для $\psi_2 = 25°12'$ (*в*).

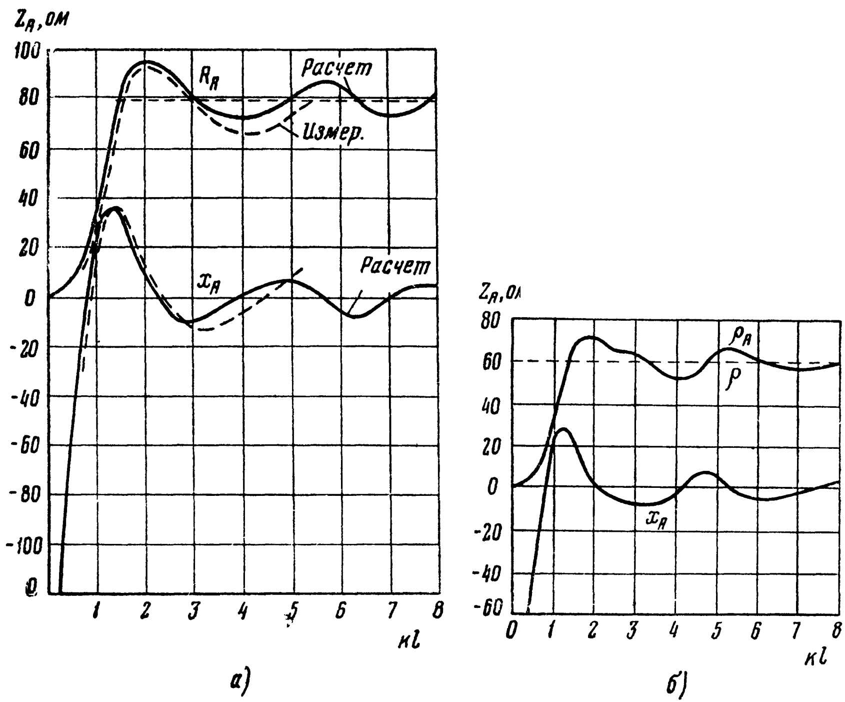


Рис. X.48. Кривые активной и реактивной составляющих входного сопротивления конической антенны над проводящей плоскостью в зависимости от $kl = 2\pi \frac{l}{\lambda}$:

а — для $\psi_3 = 30°$; *б* — для $\psi_4' = 40°$.

в упомянутой работе Н. В. Зернова приводятся результаты весьма громоздких вычислений лишь для двух значений углов ψ ($\psi_1=6°30'$; $\rho_1=172$ *ом* и $\psi_2=$ $=25°12'$; $\rho_2=87{,}5$ *ом*) антенн в виде конуса, расположенного над идеально проводящей плоскостью (рис. X.47).

Входное сопротивление конических антенн при больших углах ψ (равных 30° или больше) можно рассчитать методом, изложенным в статье Папаса и Кинга *. На рис. X.48 приведены результаты их вычислений для антенн в виде конусов над плоскостью с углами $\psi_3=30°$ ($\rho_3=79$ *ом*) и $\psi_4=40°$ ($\rho_4=61$ *ом*). Пунктирные кривые на рис. X.48, *а* построены по данным измерений входного сопротивления антенны. Как видно из рисунка, соответствие результатов расчета и измерений вполне удовлетворительное.

Рассмотрение рисунков X.47 и X.48 показывает, что при увеличении kl (т. е. с ростом частоты) $R_А$ колеблется вокруг некоторой средней величины, равной волновому сопротивлению антенны.

Для удовлетворительного согласования антенны с фидером в широком диапазоне волн целесообразно применять фидер с волновым сопротивлением ($\rho_ф$), равным волновому сопротивлению антенны ($\rho_А$).

На рис. X.49 представлены кривые коэффициента стоячей волны ($k_{св}$) в фидере с волновым сопротивлением $\rho_ф=\rho_А$ в зависимости от kl, рассчитанные по значениям $R_А$ и $X_А$ (рис. X.47 и X.48). Напомним, что $k_{св}=\frac{1}{k_{бв}}$. Как видно из рис. X.49, при увеличении kl значения $k_{св}$ сперва резко уменьшаются, а затем кривые $k_{св}$ идут почти параллельно оси абсцисс. При некотором значении kl для каждой из антенн $k_{св}$ становится равным двум и при увеличении kl не превосходит указанной цифры. Согласование антенны с фидером с $k_{св}\leqslant 2$ для широкодиапазонных антенн считается вполне удовлетворительным. Минимальное значение kl, при котором $k_{св}=2$, зависит от угла ψ. Чем больше ψ, тем меньше это граничное значение $(kl)_{гр}$. Для „толстых“ конических антенн с углом $\psi>20°$ $(kl)_{гр}<1{,}4$.

---

* C. Papas and R. King. PIRE, November, 1949 г.

Например, для антенны с углом $\psi = 30°$ $(kl)_{гр} = \frac{2\pi l}{\lambda_{гр}} \simeq 1{,}2$, что соответствует максимальной граничной волне

$$\lambda_{гр} = \frac{6{,}28l}{1{,}2} \simeq 5l. \qquad (X.72)$$

Для каждой конической антенны с заданным размером l хорошее согласование с фидером получается на волнах, начиная с $\lambda_{гр}$ и более коротких.

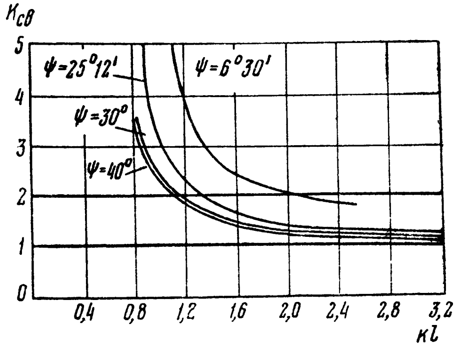


Рис. X.49. Кривые $k_{св}$ в фидере с волновым сопротивлением $\rho_ф = \rho_A$ в зависимости от $kl = \frac{2\pi}{\lambda} l$ для конических антенн с разными значениями угла ψ.

Конические антенны (одноконусные и биконические) являются более диапазонными, чем тонкие вибраторы, также и в отношении направленного действия. На рис. X.50 показаны экспериментально снятые диаграммы направленности биконической антенны с углом $\psi = 30°$ в плоскости, проходящей через ось антенны для разных значений $\frac{l}{\lambda}$. Пространственные диаграммы образуются как поверхности вращения каждой плоской фигуры (рис. X.50) вокруг оси антенны. Как видно из рисунка, нули излучения получаются лишь вдоль оси антенны. В других направлениях, даже при значениях $\frac{l}{\lambda} = 1$ и больших, в диаграммах не получается провалов до нуля. Этим диаграммы «толстых» биконических антенн заметно отличаются от диаграмм направленности тонких вибраторов (рис. V.9). Это объясняется наличием токов на больших боковых и торцевых проводящих поверхностях у конических антенн.

Таким образом, *биконические антенны (и одноконусные антенны над плоскостью) при достаточной вели-*

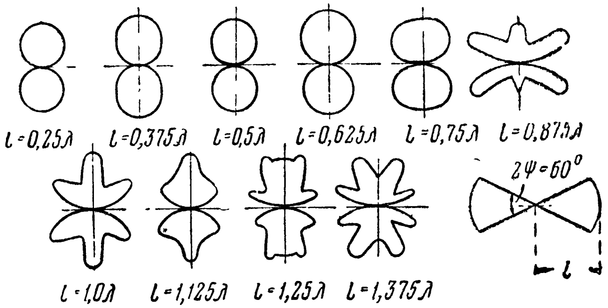


Рис. X.50. Диаграммы направленности биконической антенны с углом $\psi=30°$ в плоскости, проходящей через ось антенны для разных значений $\frac{l}{\lambda}$.

чине угла ψ являются широкодиапазонными антеннами как по входному сопротивлению, так и по направленному действию.

На метровых и более коротких волнах такие антенны могут выполняться в виде жесткой конструкции.

в) Диско-конусная антенна

В диапазоне метровых и более коротких волн большое распространение имеет диско-конусная антенна, изображенная на рис. X.51. Эта антенна по внешнему виду и по параметрам несколько напоминает собой рассмотренную выше биконическую антенну и отличается от нее лишь тем, что *верхний конус заменен диском.* Антенна питается с помощью коаксиальной фидерной линии, которая проходит через коническую полость; наружный провод (экран) фидера соединяется с вершиной конуса, а внутренний (центральный) провод — с диском. Линии электрического поля лежат в плоскостях, проходящих через ось антенны, а линии магнитного поля — в плоскостях, перпендикулярных оси и концентрически охватывают ее.

По способу возбуждения диско-конусная антенна похожа на антенну верхнего питания Айзенберга, используемую в диапазоне более длинных волн и рассмотренную в предыдущей главе. В отличие от антенны Айзенберга, у которой основание заземляется, диско-конусная антенна изолирована от земли и может быть припод-

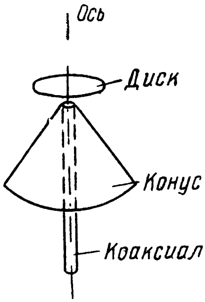


Рис. X.51. Диско-конусная антенна.

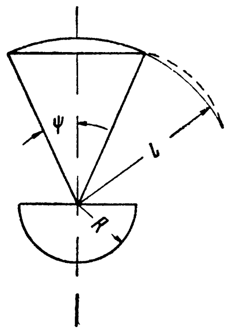


Рис. X.52. Коническая антенна с полусферой.

нята на требуемую высоту над землей. Благодаря конической форме диско-конусная антенна при правильно подобранных параметрах характеризуется весьма большой диапазонностью.

Теория диско-конусных антенн еще более сложна, чем теория биконических антенн с большими углами при вершине. Лишь в самое последнее время Н. В. Зерновым была разработана теория конических антенн с полусферой (рис. X.52), близких по форме к диско-конусным. На указанном рисунке l — длина образующей конуса, R — радиус полусферы. Ввиду сложности математического аппарата, использованного в упомянутой работе, мы ограничимся лишь изложением основных результатов, относящихся к расчету входного сопротивления и направленного действия подобных антенн (рис. X 52).

На рис. X.53 приведены расчетные кривые активной и реактивной составляющих входного сопротивления антенны в зависимости от kl для двух антенн с углами $\psi=25°12'$ и $\psi=49°17'$ и $R=0,25l$ в обоих случаях. Выбор указанных значений углов объясняется тем, что для этих углов имеются в наличии некоторые необходимые

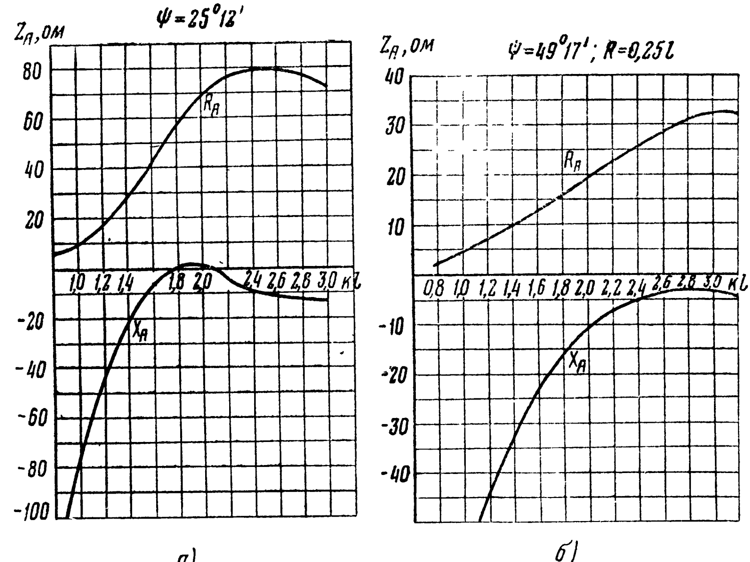


Рис. X.53. Кривые активной и реактивной составляющих входного сопротивления антенны (рис. X 52) в зависимости от kl
а) $\psi = 25°12'$; $R = 0,25l$; *б*) $\psi = 49°17'$; $R = 0,25l$.

таблицы специальных функций. Рассмотрение рисунка показывает, что при малых kl, т. е. в области низких частот, входное сопротивление антенны имеет значительную реактивную составляющую (X_A) емкостного характера, при этом активная составляющая сопротивления (R_A) мала. При увеличении kl (т. е. с ростом частоты) R_A возрастает, достигает максимума и затем начинает колебаться вокруг некоторого среднего значения. Указанный максимум тем меньше, чем «толще» антенна. С увеличением kl реактивная составляющая сопротивления мало отклоняется от нуля.

Из рассмотрения рис. X.53 также следует, что антенна может быть хорошо согласована с фидером в широком диапазоне волн.

На рис. X.54 показаны кривые коэффициента стоячей волны ($k_{св}$) в коаксиальном фидере с волновым сопротивлением 50 *ом* в зависимости от κl для антенны с углом $\psi=25°$. Кривая *1* рассчитана по данным рис. X.53, *а* и соответствует антенне, изображенной на рис. X.52 ($\psi=25°$; $R=0{,}25l$). Кривая *2* построена по результатам измерений для той же антенны. Кривая *3* построена по данным измерений для соответствующей диско-конусной антенны с углом $\psi=25°$ и радиусом диска $R=0{,}3l$, заимствованных из работы Наила *. Из рассмотрения кривых на рис. X.54 видно, что обе антенны в широком диапазоне волн обеспечивают хорошее согласование с фидером, начиная с некоторой граничной (максимальной) волны и до более коротких волн. Под хорошим согласованием в широком диапазоне волн здесь подразумевается согласование с $k_{св} \leqslant 2$. Отличие между антеннами состоит лишь в том, что для конической антенны с полусферой граничное значение $(kl)_{гр} \simeq \simeq 1{,}4$, что соответствует $\lambda_{гр} \cong 4{,}5l$, в то время как для диско-конусной антенны $(kl)_{гр} \simeq 1{,}75$, что соответствует $\lambda_{гр} \simeq 3{,}6l$.

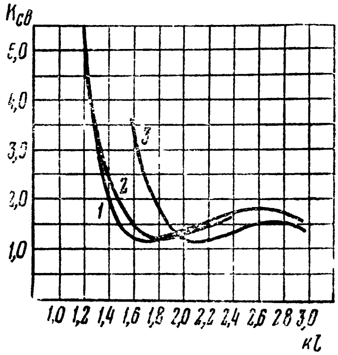


Рис. X.54. Кривые $k_{св}$ в фидере с волновым сопротивлением 50 *ом* для антенны с углом $\psi=25°$.

Это отличие объясняется тем, что диск имеет меньшую поверхность (и емкость), чем соответствующая полусфера, вследствие чего граничная волна диско-конусной антенны получается несколько меньшей.

На рис. X.55 представлены расчетные диаграммы направленности конической антенны с полусферой в плоскости, проходящей через ось антенны для двух значений углов $\psi=25°12'$ и $\psi=49°17'$. Диаграммы каждой

---

* Nail I. I Electronics, 1953 August

из антенн рассчитаны для значений $kl=1$ и $kl=3$ при $R_1=0{,}25l$.

Пространственные диаграммы направленности получаются как результат вращения указанных на рисунке фигур вокруг оси антенны.

На рис. X.56 показаны экспериментально снятые диаграммы направленности диско-конусных антенн. Геометрические параметры антенн обозначены на рисунке.

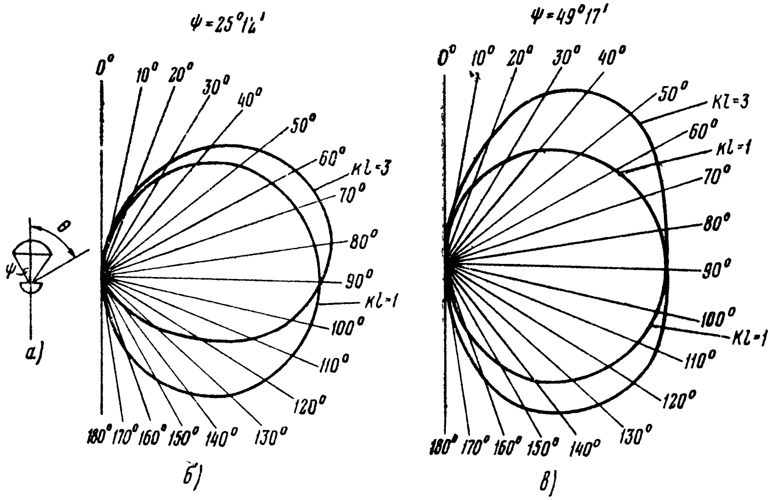


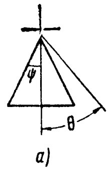
Рис X.55. Расчетные диаграммы направленности конической антенны с полусферой в плоскости, проходящей через ось антенны:

а) отсчет углов относительно оси антенны; *б*) антенна с углом $\psi = 25°12'$; *в*) антенна с углом $\psi = 49°17'$.

Как видно из рисунков X.55 и X.56, в низкочастотной области использования диско-конусной антенны ($kl \simeq \simeq 1{,}5 \div 2$) диаграммы направленности получаются такими же, как у короткого вибратора с нулем излучения вдоль оси антенны и с максимальными значениями в плоскости диска. При повышении частоты (с увеличением kl) максимальное излучение несколько отклоняется от плоскости диска в сторону боковой поверхности конуса.

С целью обострения диаграммы направленности в вертикальной плоскости применяют систему диско-конусных антенн, располагаемых одна над другой вдоль общей вертикальной оси (обычно вверх дисками), как показано на рис. X.57.

Теория и опыт работы с диско-конусными антеннами позволяют рекомендовать следующий порядок расчета оптимальных размеров антенны, питаемой коаксиальной линией с волновым сопротивлением 50 *ом*, при условии, что коэффициент стоячей волны должен быть не больше двух. Обозначение размеров диско-конусной антенны показано на рис. X.58.



Антенна, предназначенная для работы в широком диапазоне волн, должна иметь достаточно

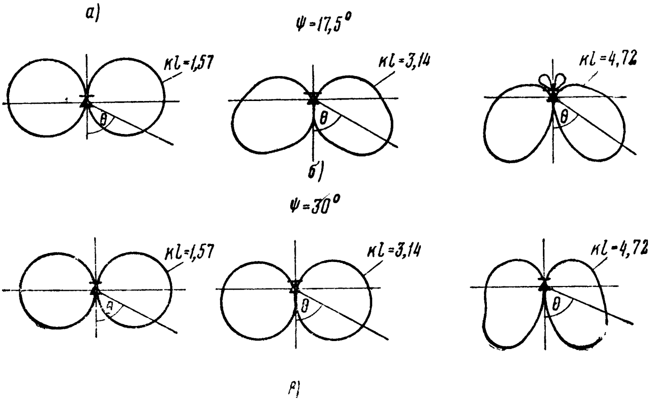


Рис. X.56. Экспериментально снятые диаграммы направленности диско-конусных антенн.

а) отсчет углов относительно оси антенны; *б*) антенна с углом $\psi = 17{,}5°$; *в*) антенна с углом $\psi = 30°$.

большой угол $2\psi \simeq 25 \div 60°$, причем большие значения ψ обеспечивают большую диапазонность антенны.

По заданной максимальной (граничной) волне диапазона может быть определена длина l образующей конуса, если учесть полученное выше соотношение $\lambda_{1р} = \lambda_{макс} = 3{,}6l$, откуда

$$l \simeq 0{,}28\lambda_{макс}. \qquad (X.73)$$

Диаметр питающего кабеля определяет размер d площадки при вершине конуса. Этот размер надо по возможности уменьшать, так как с его увеличением уменьшается диапазонность антенны.

При выбранном значении ψ и определенной длине l диаметр D основания конуса легко находится по формуле

$$D = 2\left(l \sin\psi + \frac{d}{2}\right). \qquad (X.74)$$

Зазор S рассчитывается по формуле

$$S = 0{,}3d. \qquad (X.75)$$

Диаметр диска $2R$ определяется из соотношения

$$2R = 0{,}7D. \qquad (X.76)$$

В заключении отметим, что *диско-конусная антенна по сравнению с биконической имеет несколько меньшие габариты, но зато несколько худшие электрические параметры.*

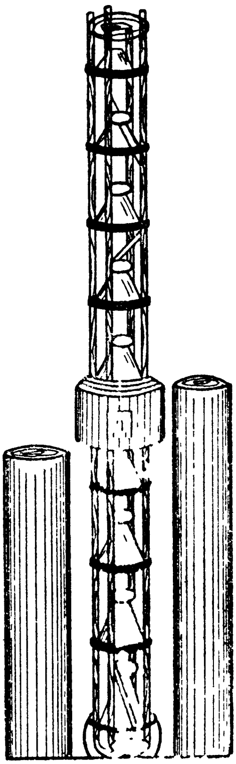


Рис. X.57. Система из девяти диско-конусных излучателей, расположенных по вертикали, предназначенных для работы в диапазоне частот 960—1215 *Мгц*. *

По обе стороны от антенны показаны снятые с нее диэлектрические цилиндры, служащие для предохранения антенны от воздействия атмосферных осадков.

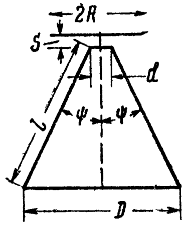


Рис. X.58. Обозначение размеров диско-конусной антенны.

Диско-конусная антенна на дециметровых волнах обычно имеет жесткую конструкцию и выполняется в виде полого металлического конуса и тонкого диска, разделенных между собой изолирующим цилиндриком или диэлектрическими распорками. На метровых

* По данным зарубежной печати.

волнах конус составляется из металлических стержней, расположенных по его образующим.

Диско-конусные антенны применяются как самостоятельные диапазонные излучатели на метровых и дециметровых волнах, а также в качестве облучателей зеркальных антенн, предназначенных для работы в диапазоне волн.

г) Уголковые антенны

В тех случаях, когда в диапазоне коротких и метровых волн необходимо в горизонтальной плоскости получить диаграмму, близкую к ненаправленной при горизонтальной поляризации поля, можно применить уголковую антенну А. А. Пистолькорса *, показанную в плане на рис. X.59. *Такая антенна представляет собой два взаимно перпендикулярных провода, подвешиваемых горизонтально на некоторой высоте над землей, питаемых симметричным фидером.*

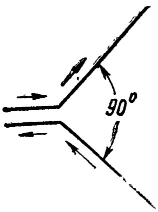


Рис. X.59. Уголковая антенна Пистолькорса (вид в плане).

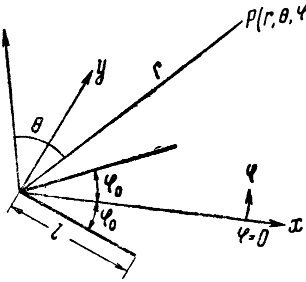


Рис. X.60. Обозначения, относящиеся к уголковой антенне.

Напряженность поля, создаваемого антенной при заданном распределении тока в проводах, расположенных под произвольным углом, может быть определена с помощью выражений, полученных в гл. I. Далее предполагается, что токи в проводах уголковой антенны распределены по синусоидальному закону с узлом на изолированных концах и с максимумом $I_п$ в пучности так же, как в тонком симметричном вибраторе. Введем следующие обозначения, показанные на рис. X.60: l — длина каждой стороны уголка; φ_0 — половина угла между проводами, которые считаются расположенными в плоскости xoy (горизонтальной плоскости), r, θ и φ — радиальная,

* См. статью А. А. Пистолькорса в журнале «Техника связи» за 1938, № 9—10.

меридиональная и азимутальная координаты точки наблюдения; отсчет азимута φ производится от биссектрисы уголка, совпадающей с осью ox.

После простых, но громоздких преобразований для составляющих напряженности поля, создаваемого в дальней зоне уголковой антенны, можно получить следующие выражения для меридиональной и азимутальной составляющих напряженности электрического поля в плоскости уголковой антенны (в горизонтальной плоскости):

$$E_\theta = 0; \tag{X.77}$$

$$E_\varphi = A\left\{\left[\frac{\cos[kl\cos(\varphi+\varphi_0)]-\cos kl}{\sin(\varphi+\varphi_0)} - \frac{\cos[kl\cos(\varphi-\varphi_0)]-\cos kl}{\sin(\varphi-\varphi_0)}\right] + \right.$$
$$+ j\left[\frac{\sin[kl\cos(\varphi+\varphi_0)]-\sin kl\cos(\varphi+\varphi_0)}{\sin(\varphi+\varphi_0)} - \right.$$
$$\left.\left. - \frac{\sin[kl\cos(\varphi-\varphi_0)]-\sin kl\cos(\varphi-\varphi_0)}{\sin(\varphi-\varphi_0)}\right]\right\}. \tag{X.78}$$

Здесь

$$A = \frac{30I_п}{r} je^{-jkr}.$$

Ввиду равенства нулю одной из составляющих ($E_\theta = 0$) поле антенны в рассматриваемой плоскости имеет линейную поляризацию.

Диаграмма направленности в плоскости антенны определяется модулем комплексного выражения, стоящего в фигурных скобках. На рис. X.61 показаны вычисленные диаграммы направленности в плоскости антенны из взаимно перпендикулярных проводов для разных значений $\frac{l}{\lambda}$.

Как видно из рисунка, при небольших размерах каждого из проводов уголка ($l < \frac{2}{3}\lambda$), *антенна создает почти ненаправленное излучение.* Это качественно объясняется тем, что диаграмма каждого провода, как короткого вибратора, имеет в рассматриваемой плоскости вид восьмерки. Две восьмерки обоих проводов взаимно перпендикулярны и в совокупности ввиду сравнительно небольшого расстояния между проводами, обеспечивают диаграмму, близкую к ненаправленной.

Меридиональная и азимутальная составляющие поля в вертикальной плоскости, проходящей через биссектрису уголковой антенны, без учета влияния земли, равны

$$E_\theta = 0; \tag{X.79}$$

$$E_\varphi = A2\sin\varphi_0\frac{[\cos(kl\cos\varphi_0\sin\theta)-\cos kl] +}{1-\cos^2\varphi_0\sin^2\theta} \rightarrow$$
$$\rightarrow \frac{+j[\sin(kl\cos\varphi_0\sin\theta)-\sin kl\cos\varphi_0\sin\theta]}{}. \tag{X.80}$$

Эти выражения показывают, что в плоскости биссектрисы поле также получается линейно поляризованным.

Диаграмма направленности в этой плоскости определяется модулем выражения (X 80). Влияние идеально проводящей земли на диаграмму направленности можно учесть, как для антенны из горизонтальных проводов, множителем

$$2 \sin (kh \cos \theta), \tag{X.81}$$

где h — высота подвеса антенны над землей.

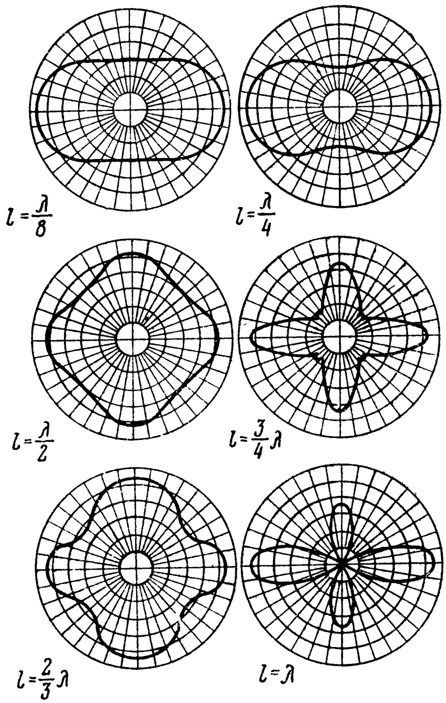


Рис. X.61. Диаграммы направленности уголковой антенны в горизонтальной плоскости для разных значений l.

Рассчитанные диаграммы направленности в плоскости биссектрисы уголковой антенны получаются очень похожими на диаграммы в вертикальной (экваториальной) плоскости обычного горизонтального вибратора (рис. VIII.II).

Меридиональная и азимутальная составляющие поля в вертикальной плоскости, перпендикулярной биссектрисе уголка (без учета влияния земли),

$$E_\theta = A2 \sin \varphi_0 \cos \theta \, \frac{\cos (kl \sin \varphi_0 \sin \theta) - \cos kl}{1 - \sin^2 \varphi_0 \sin^2 \theta}; \tag{X.82}$$

$$E_\varphi = jA2 \cos \varphi_0 \, \frac{\sin kl \sin \varphi_0 \sin \theta - \sin (kl \sin \varphi_0 \sin \theta)}{1 - \sin^2 \varphi_0 \sin^2 \theta}. \tag{X.83}$$

Эти две составляющие поля взаимно перпендикулярны в пространстве и сдвинуты по фазе на 90°. В совокупности они образуют поле вращающейся поляризации *, максимальное значение которого

$$E = \sqrt{|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2}. \quad \text{(X 84)}$$

При некотором значении угла θ амплитуды составляющих поля E_θ и E_φ будут равны между собой, и в этом направлении получится поле круговой поляризации.

Как указывалось выше, уголковая антенна из тонких проводов в широком диапазоне волн $\lambda > \frac{3}{2} l$ имеет в горизонтальной плоскости диаграмму, близкую к ненаправленной. *Для того, чтобы обеспечить диапазонность антенны также и по входному сопротивлению, ее выполняют из двух цилиндров с пониженным волновым сопротивлением.* Так, например, в диапазоне коротких волн расположенные под углом вибраторы антенны могут быть сделаны из системы проводов, расположенных по образующим цилиндра, как в диполе Надененко. Для подвеса такой антенны требуется три столба.

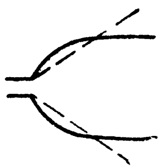


Рис. X.62 Антенна из проводников, изогнутых в форме рогов.

На УКВ подобная антенна выполняется из жестких проводников.

При некотором отклонении формы антенны от уголковой ее электрические параметры изменяются незначительно. На рис. X.62 показан пример антенны (используемой на метровых волнах) из проводников, изогнутых в форме рогов, с параметрами, похожими на параметры уголковой антенны (изображенной на рисунке пунктиром).

Уголковая антенна, выполненная из цилиндрических проводов увеличенного сечения при длине $l < 0{,}5\,\lambda$ имеет диаграммы направленности, мало отличающиеся от диаграмм антенны из тонких проводов. Однако для уголковой антенны из длинных проводов их толщина начинает существенно влиять на направленное действие. В плоскости антенны из тонких проводов значительной длины вдоль биссектрисы получаются два больших лепестка,

* О характерных свойствах полей вращающейся поляризации см. гл. XVIII.

ориентированных в противоположные стороны (диаграмма на рис. X.61 при $l=\lambda$). В антенне из проводов увеличенного сечения получается диаграмма направлен-

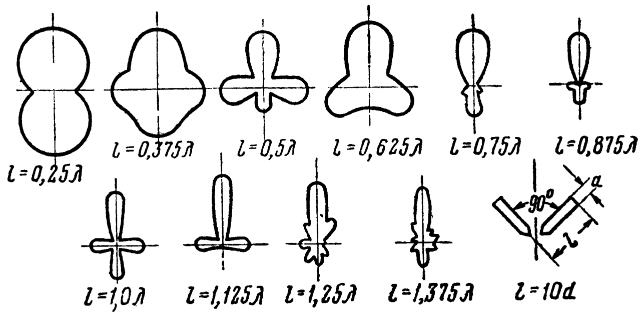


Рис. X.63. Экспериментальные диаграммы направленности уголковой антенны из цилиндрических проводов диаметром $d=0{,}1\,l$.

ности с преимущественным излучением в сторону раствора уголка. На рис. X.63 показана серия экспериментальных диаграмм уголковой антенны из проводов диаметром $d=0{,}1l$. Из рисунка видно, что при $l>0{,}75\lambda$ получается заметно выраженная однонаправленность диаграмм с максимумом вдоль биссектрисы.

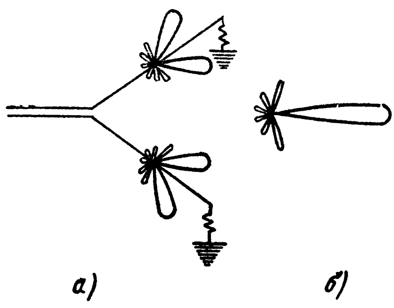


Рис. X.64. Антенна из проводов, расположенных под углом, нагруженных на сопротивления, равные волновому сопротивлению проводов (*а*); примерная диаграмма направленности (*б*).

Для получения однонаправленного действия в антенне из тонких проводов, расположенных под некоторым острым углом, следует возбудить в этих проводах бегущие волны, нагрузив концы проводов сопротивлениями, равными их волновому сопротивлению (рис. X.64, *а*). Около каждого из проводов показана диаграмма направленности, соответствующая проводу длиной 2λ с бегущей волной тока. На рис. X.64, *б* изображена общая диаграмма направленности антенны.

Две такие антенны из проводов, расположенных под углом, образуют так называемую ромбическую антенну, рассматриваемую далее.

д) Ромбическая антенна *

Ромбическая антенна относится к числу остронаправленных диапазонных антенн, используемых на коротких волнах.

Такая антенна представляет собой систему из четырех горизонтальных проводов в форме ромба, подвешенных

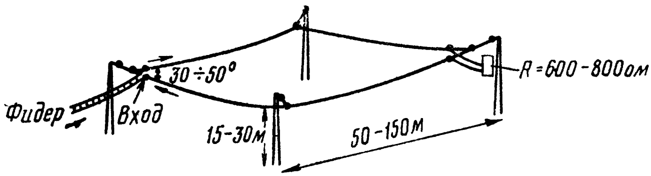


Рис. X 65. Эскиз ромбической антенны.

на столбах, (рис. X.65). Длина каждого провода 50—150 *м*; высота подвеса 15—30 *м*. С одной стороны провода антенны соединяются с фидером, идущим к передатчику или приемнику, с другой стороны антенна замыкается на сопротивление, равное волновому сопротивлению линии, образованной проводами антенны. Расстояние между указанными проводами не остается постоянным, вследствие чего и волновое сопротивление линии несколько изменяется. Однако из-за логарифмической зависимости волнового сопротивления от расстояния между проводами это изменение невелико и волновое сопротивление получается порядка 600—800 *ом*.

При использовании антенны в режиме передачи вследствие включения на конце согласованного сопротивления, а также в результате интенсивного излучения в проводах антенны в направлении от входных зажимов к нагрузке устанавливается бегущая волна.

Поэтому входное сопротивление антенны получается приблизительно равным ее волновому сопротивлению и сохраняется неизменным в широком диапазоне волн.

Характер направленного действия антенны можно уяснить, если вспомнить, что диаграмма направленности

* Предложена американским инженером Брюсом в 1931 г.

длинного провода с бегущей волной имеет в пределах одного квадранта лишь один главный лепесток, прижатый к оси провода. Пример подобной диаграммы для провода длиной $L=5\lambda$ приводился на рис. II.16. Как видно из рисунка, угол между направлением максимума и осью провода равен 22°. Пусть четыре таких провода соединены в форме ромба так, что каждая его сторона образует с большой диагональю острый угол $\varphi_0=22°$. Тогда главные лепестки всех четырех проводов будут

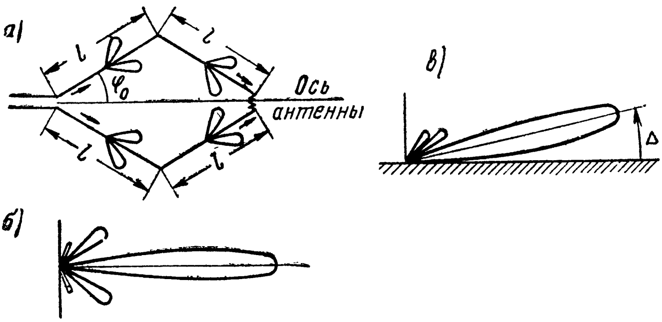


Рис. X.66. К определению суммарной диаграммы направленности ромбической антенны (*а*); примерная диаграмма в горизонтальной плоскости антенны из проводов $l \simeq (5\div6)\lambda$; примерная диаграмма в вертикальной плоскости той же антенны, подвешенной над идеально проводящей землей на высоте $h=\lambda$ (*в*).

ориентированы в плоскости ромба в одинаковом направлении — вдоль большой диагонали, т. е. вдоль оси антенны (рис. X.66, *а*). При указанном расположении проводов, как это можно доказать, поля вдоль оси будут складываться и суммарная диаграмма направленности антенны будет иметь максимум в направлении оси антенны (рис. X.66, *б*). Антенна подвешивается горизонтально над землей, поэтому в действительности максимум диаграммы (рис. X.66, *в*) будет несколько приподнят над плоскостью земли (и над плоскостью антенны).

Для длинного провода с бегущей волной направление максимума относительно оси провода мало изменяется при изменении длины волны. Поэтому диаграмма направленности ромбической антенны хорошо сохраняется в довольно широком диапазоне волн. Это обстоятельство совместно с тем, что входное сопротивление антенны остается неизменным в широком диапазоне волн и обусловливает возможность использования её в двух- и трехкратном диапазоне волн.

Вопрос расчета электрических параметров ромбической антенны подробно рассматривается в соответствующей литературе *. Здесь без выводов приводятся выражения для расчета основных параметров антенны.

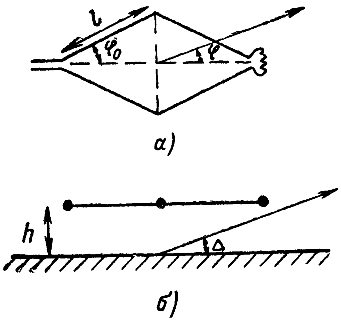


Рис. X 67. Обозначения к расчету направленного действия ромбической антенны

Диаграмма направленности в горизонтальной плоскости может быть рассчитана по следующей формуле:

$$f(\varphi) = \frac{1}{\cos\varphi - \cos\varphi_0} \times \sin\left\{\frac{kl}{2}\left[1 - \cos(\varphi_0 - \varphi)\right]\right\} \times \sin\left\{\frac{kl}{2} \times \left[1 - \cos(\varphi_0 + \varphi)\right]\right\}. \quad (X.85)$$

Здесь l — длина стороны ромба; φ — азимутальный угол, отсчитываемый относительно большой диагонали ромба; φ_0 — половина острого угла ромба (рис. X.67, *а*).

Диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости

$$f(\theta) = \frac{\sin\varphi_0}{1 - \cos\varphi_0\cos\Delta} \sin^2\left[\frac{kl}{2}(1 - \cos\varphi_0\cos\Delta)\right] \times \sin(kh\sin\Delta). \quad (X.86)$$

Здесь h — высота подвеса антенны над землей;

Δ — угол в вертикальной плоскости, отсчитываемый от поверхности земли (рис. X.67, *б*).

Последний множитель (X.86) учитывает влияние земли методом зеркальных изображений.

Формулы (X.85) и (X.86) выведены без учета затухания бегущей волны в проводах антенны.

Большое количество диаграмм направленности, рассчитанных для разных соотношений геометрических раз-

---

* См., например, А. А. Пистолькорс. Приемные антенны, Связьиздат, 1937, или Г. З. Айзенберг Антенны для магистральных радиосвязей, Связьиздат, 1948.

меров ромбической антенны, можно найти в упомянутой выше книге Г. З. Айзенберга.

Действующая длина антенны

$$h_д = 4l \sin \varphi_0. \qquad (X.87)$$

Коэффициент направленного действия

$$D = 480 \frac{(kl \sin \varphi_0)^2}{\eta \rho}. \qquad (X.88)$$

Здесь ρ — поглощающее сопротивление на конце антенны, имеющее величину порядка 600—800 *ом*;

η — коэффициент полезного действия ромбической антенны; он колеблется примерно в пределах от 60 (на более длинных волнах диапазона) до 75% (в коротковолновой части диапазона).

Для средних типовых размеров антенны величина D получается порядка нескольких десятков.

Коэффициент усиления антенны

$$g = \eta D = 480 \frac{(kl \sin \varphi_0)^2}{\rho}. \qquad (X.89)$$

Например, для $\rho = 600$ *ом*; $\sin \varphi_0 = 0{,}4$ (что соответствует $\varphi_0 = 24°$) получим для $l = 2\lambda$ $g \simeq 20$, а для $l = 5\lambda$ $g \simeq 125$.

Приведенная на рис. X.66 примерная диаграмма направленности, а также другие расчеты и измерения показывают, что *характерным для ромбической антенны является наличие в ее диаграмме значительных боковых лепестков.* В этом отношении она уступает остронаправленным настроенным антеннам, как например, многовибраторным синфазным.

К недостаткам ромбической антенны также относится меньший коэффициент полезного действия, чем у настроенных антенн.

Однако наряду с этим ромбическая антенна обладает большими *достоинствами,* к которым относятся: *значительная диапазонность; легкость согласования с двухпроводным фидером, имеющим волновое сопротивление порядка 600 ом и, как следствие, легкость настройки выходной ступени передатчика; простота конструкции и эксплуатации.*

По указанным причинам ромбические антенны находят широкое применение в коротковолновых стационарных радиоцентрах как для передачи, так и для приема.

В конструктивном отношении приемные и передающие антенны несколько отличаются между собой. На рис. X.65 был показан эскиз конструкции приемной антенны. Здесь в качестве поглощающего сопротивления на конце антенны применяются как непроволочные сопротивления, так и сопротивления из высокоомного тонкого про-

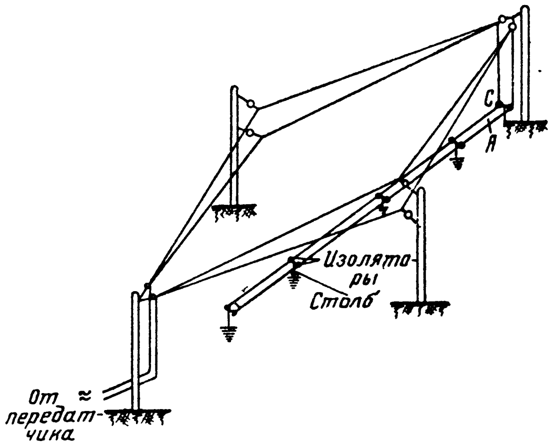


Рис. X.68. Эскиз конструкции передающей ромбической антенны.

вода с безреактивной намоткой. В передающих антеннах такое сопротивление не сможет поглотить значительной доли мощности ($25 \div 40\%$), подводимой к антенне, и сгорит. Поэтому в передающих антеннах поглощающее сопротивление выполняется в виде длинной железной линии, имеющей большое затухание, подвешиваемой на столбах небольшой высоты, как показано на рис. X.68. Длина такой линии берется порядка нескольких сотен метров. Из этого же рисунка видно, что каждая сторона ромба образуется двумя проводами, которые расходятся в вершине тупого угла и сходятся у вершины острого угла. При таком выполнении емкость между сторонами ромба у средних столбов возрастает, вследствие чего волновое сопротивление вдоль ромбической антенны получается более постоянным.

в) Антенны бегущей волны

Рассмотренная выше ромбическая антенна может быть отнесена к классу антенн бегущей волны. Здесь мы кратко рассмотрим некоторые другие типы антенн бегущей волны.

Первой и наиболее простой антенной бегущей волны является так называемая антенна Бевереджа *, разработанная первоначально для радиоприема на длинных волнах. В дальнейшем подобные антенны нашли применение

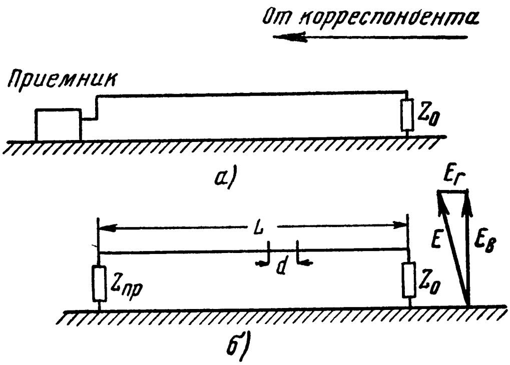


Рис. X.69. Простейшая антенна бегущей волны (*а*); к определению направленного действия антенны (*б*).

также на более коротких волнах и не только для приема, но и для передачи, в частности для связи поверхностной волной.

Простейшая антенна бегущей волны представляет собой длинный провод, подвешенный горизонтально на небольшой высоте над землей (рис. X.69, *а*). С одной стороны, ближайшей к корреспонденту (с которым поддерживается связь), провод замкнут на сопротивление Z_0, равное волновому сопротивлению линии, образованной проводом и землей. С другой стороны провода включен приемник (или передатчик).

Рассмотрим работу антенны в режиме приема. В частности, определим ее направленное действие. Пусть электромагнитная волна движется вдоль провода справа

* Которую предложил в 1918 г. американский инженер Beverage.

налево (рис. X.69, *б*). Из-за потерь в почве, как известно, вектор напряженности электрического поля E несколько наклоняется в сторону движения волны, в результате чего появляется горизонтальная составляющая поля $E_г$, возбуждающая в каждом элементе провода длиной d некоторую э. д. с. Эта э. д. с. будет максимальной для волны, приходящей с направления, совпадающего с осью провода, и будет равна нулю, если волна проходит с направления, перпендикулярного оси провода. В случае, если поверхностная волна приходит с некоторого направления, образующего угол φ с проводом, э. д. с., индуктируемая в элементе d, будет пропорциональна проекции горизонтальной составляющей электрического поля на провод, т. е. пропорциональна $\cos\varphi$. Таким образом, диаграмма направленности каждого элемента рассматриваемого провода в режиме приема

$$F_1(\varphi)=\cos\varphi. \qquad (X.90)$$

Для дальнейших выводов будем считать, что антенна бегущей волны работает как передающая. Разобьем провод на n малых элементов длиной d каждый. На основании принципа взаимности направленное действие каждого элемента будет определяться выражением (X.90). Направленное действие всего провода длиной L

$$f(\varphi)=F_1(\varphi)f_n(\varphi),$$

где f_n (φ) — множитель системы, который на основании выводов, приведенных на стр. 95, равен

$$f_n(\varphi)=\frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\xi-\cos\varphi)\right]}{\frac{kL}{2}(\xi-\cos\varphi)}. \qquad (X.91)$$

Следовательно, диаграмма направленности антенны в горизонтальной плоскости

$$f(\varphi)=\cos\varphi\frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\xi-\cos\varphi)\right]}{\frac{kL}{2}(\xi-\cos\varphi)}. \qquad (X.92)$$

Здесь φ — угол, отсчитываемый относительно оси провода;

ξ — коэффициент укорочения волны $\xi=\frac{\lambda}{\lambda'}=\frac{c}{v}$, где λ — длина волны в воздухе, λ' — длина волны в линии, образованной проводом и землей; c — скорость света в свободном пространстве; v — скорость распространения волн в линии. Скорость v зависит от параметров почвы и количества проводов, из которых составлена антенна. Как показывает опыт для однопроводной антенны $v = (0{,}8 \div 0{,}9)\,c$, что соответствует $\xi = 1{,}25 \div 1{,}11$.

Влияние почвы сказывается также в том отношении, что возрастают потери в антенне. Это наряду с потерями

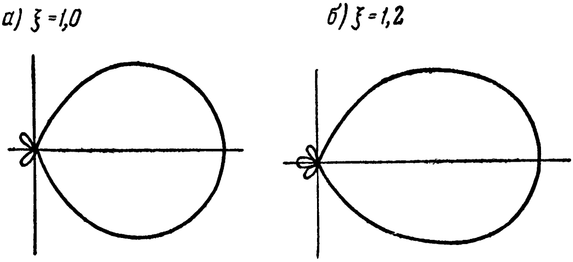


Рис. X.70. Диаграмма направленности горизонтального низко подвешенного над землей провода с бегущей волной:
а) $\xi = 1{,}0$; *б*) $\xi = 1{,}2$.

в оконечном поглощающем сопротивлении сильно снижает коэффициент полезного действия антенны.

На рис. X.70 показаны рассчитанные по формуле (X.92) диаграммы направленности провода длиной $L = \lambda$ для значений $\xi = 1{,}0$ и $\xi = Г{,}2$. Как видно из рисунка, антенна обладает резко выраженной однонаправленностью.

Приведем некоторые опытные данные, относящиеся к горизонтальной низко расположенной антенне бегущей волны, работающей в режиме передачи на коротких волнах.

Антенна представляет собой провод с изоляцией диаметром 1 *мм* длиной 80 *м*, подвешенный на высоте 1 *м* над землей. Поглощающее сопротивление $R = 350$ *ом* одним концом подсоединяется к концу провода, другим концом соединено с противовесом из 4 лучей в виде изолированных проводников длиной по 5 *м*.

В таблице указаны для нескольких волн значения углов $2\Phi_{0,5}$ раствора диаграммы направленности и отношение напряженностей поля в прямом ($\varphi = 0$) и обратном ($\varphi = 180°$) направлениях.

Действующая длина указанной системы получается такого же порядка, как у вертикального штыря высотой $4 \div 5$ *м.*

Таблица

λ, *м*	40	100	150
$(2\Phi_{0,5})°$	50	80	100
$\frac{E_{\varphi=0}}{E_{\varphi=180°}}$	14	5	3

К основным *недостаткам горизонтальных низко расположенных антенн бегущей волны относятся их малая действующая длина, значительные потери в земле и, как следствие, низкий коэффициент полезного действия.*

Достоинствами таких антенн является простота устройства, скрытность и наличие направленного действия в горизонтальной плоскости.

ГЛАВА XI

ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПРОВОЛОЧНЫХ АНТЕНН

1. ВВЕДЕНИЕ

Во многих случаях практического использования радиотехнической аппаратуры антенна оказывается удаленной от передатчика или приемника на некоторое расстояние. На коротких и метровых волнах это расстояние часто оказывается значительным по сравнению с длиной волны. В таких случаях антенна соединяется с передатчиком или приемником посредством фидерной системы, состоящей из фидерной линии и переходного устройства между антенной и фидером.

Фидер служит для передачи электромагнитных волн и потому называется также линией передачи.

Переходное устройство служит для согласования антенны с фидером либо является устройством для перехода с несимметричного коаксиального фидера на симметричную антенну, либо используется и для того и для другого. В некоторых случаях переходные устройства могут отсутствовать.

Теория линий передачи рассматривается в литературе по основам радиотехники. В данной главе излагаются лишь краткие сведения инженерного характера, касающиеся практического применения фидерных линий для проволочных антенн, а также рассматриваются вопросы согласования антенн с фидером.

К фидерным линиям предъявляются следующие очевидные требования общего характера.

Потери электромагнитной энергии, передаваемой по фидеру, должны быть минимальными.

Линии должны обладать достаточной электрической прочностью, т. е. должны быть рассчитаны на передачу требуемой мощности без опасности возникновения электрического пробоя.

Фидерные линии должны быть свободны от антенного эффекта, т. е. сами по себе не должны излучать или принимать электромагнитные волны. Излучение электромагнитных волн фидерной линией является нежелательным из-за возрастания потерь в линии (потерь на излучение) и вследствие искажения диаграммы направленности антенны.

Удельный вес указанных требований зависит от характера работы радиостанции. Так, например, для приемных антенн, вопрос о перенапряжениях, естественно, отпадает, в то время как роль антенного эффекта для них возрастает. Действительно, антенный эффект приемного фидера может свести на нет все достоинства направленной антенны и дать резкое увеличение уровня внешних помех на входе приемника.

2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ФИДЕРНЫХ ЛИНИЙ И ИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Для проволочных антенн применяются два типа фидерных линий: *воздушные и экранированные*. На рис. XI.1 показаны примеры применяемых воздушных линий. Такие линии выполняются из медных, бронзовых или биметаллических проводов диаметром от 3 до 6 *мм*. *Расстояние между проводами линии во избежание антенного эффекта должно быть малым по сравнению с длиной волны.* Провода фидеров укрепляются при помощи изоляторов на деревянных или металлических опорах, устанавливаемых в линиях большой протяженности на расстояниях 20—25 *м* друг от друга.

Наиболее простым и дешевым фидером является однопроводная линия, в которой обратным проводом служит земля (рис. XI.1, *а*). Главным недостатком однопроводной линии является наличие значительного антенного эффекта, из-за чего такие линии редко применяются на практике.

Из воздушных наиболее распространенными являются двухпроводные линии (рис. XI.1, *б*).

Требование отсутствия антенного эффекта удовлетворяется тем лучше, чем меньше расстояние между проводами линии, так как при малом (по сравнению с волной) расстоянии электромагнитное поле, создаваемое вне линии током одного провода линии, уравновешивается полем (обратного знака) второго провода, в котором ток протекает в противоположном направлении. Слишком сближать провода нельзя из-за опасности их соприкосно-

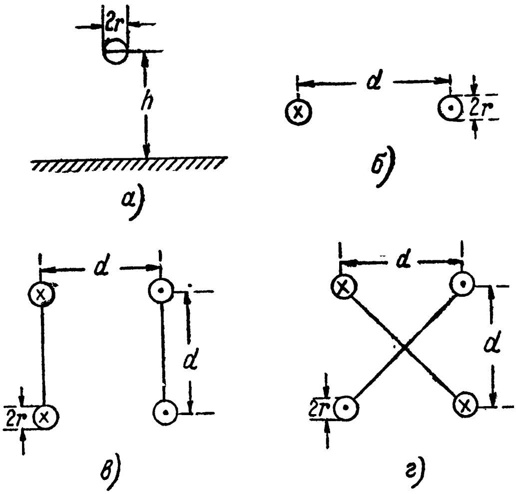


Рис. XI.1. Примеры воздушных линий:
а) однопроводная; *б*) двухпроводная; *в* и *г*) четырехпроводные.

вения, а также чтобы не уменьшить электрическую прочность линии. Для коротковолновых антенн применяются двухпроводные линии с расстоянием между проводами порядка 20—40 *см*.

Четырехпроводная линия рис. XI.1, *в* состоит из проводов, попарно соединяемых по вертикали перемычками (на каждой опоре). Благодаря увеличению емкости между проводами линии понижается ее волновое сопротивление, что позволяет передавать по линии большие мощности без возникновения опасности перенапряжений.

В четырехпроводном фидере рис. XI.1, *г* перемычками соединяются диагонально расположенные провода. Такой фидер применяется главным образом для приемных антенн в больших стационарных радиоцентрах. Основным достоинством этого фидера является ничтожно малый антенный эффект.

На рис. XI.2 показаны экранированные линии: а) *концентрическая или коаксиальная и б) двухпроводная.* Конструктивно такие линии выполняются жесткими или гибкими.

Жесткий концентрический фидер (рис. XI.2, *а*) изготовляется из медных или латунных трубок, помещаемых одна внутри другой. При малых диаметрах вместо внутренней трубки применяется сплошной цилиндрический стержень. По центральному проводу протекает ток одного направления, а по экрану — другого направления. Центральный провод отделяется от наружного шайбами из диэлектрика. На СВЧ применяются также металлические изоляторы (рис. XI.3).

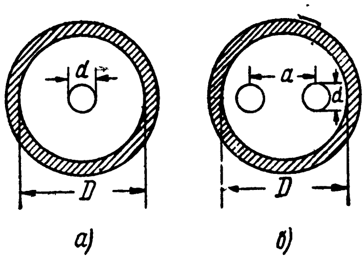


Рис. XI.2. Экранированные линии (поперечное сечение):

а) концентрическая или коаксиальная; *б*) двухпроводная.

В гибком высокочастотном коаксиальном кабеле внутренний провод представляет собой медную жилу сплошную или из тонких проводников. Наружный проводник состоит из медной оплетки в виде сетки или тонкой ленты. Пространство между внутренним проводом и экранирующей оболочкой заполняется пластической массой из полистирола или полиэтилена В некоторых случаях применяются колпачковые изоляторы, например, из стирофлекса. Снаружи кабель покрывается защитной изоляционной оболочкой. В случае необходимости получения большей прочности и герметичности применяется свинцовая оболочка.

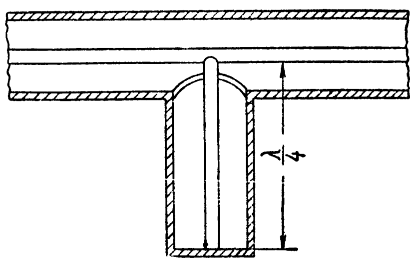


Рис. XI.3. Металлический изолятор в концентрическом фидере.

Двухпроводный кабель (рис. XI.2, *б*) состоит из двух проводов, разделенных изоляцией и окруженных экранирующей оболочкой. Электрическая прочность таких кабелей обычно невелика и они применяются главным образом для симметричных приемных антенн или передающих антенн маломощных радиостанций.

По сравнению с воздушными линиями *экранированные линии имеют преимущества в том отношении, что они свободны от антенного эффекта, являются более удобными в монтаже, в частности, могут быть зарыты в землю, лучше защищены от влияния атмосферных условий.* С другой стороны, *экранированные линии более сложны по конструкции, чем воздушные, и потому более дорогие. В экранированных линиях труднее обнаруживать повреждения и производить их исправление.*

Остановимся коротко на основных электрических параметрах, которыми практически характеризуются фидерные линии.

Волновое сопротивление линии определяется конфигурацией, геометрическими размерами и материалом, заполняющим пространство между проводами.

Напишем формулы для расчета волнового сопротивления ρ линий разного типа.

Для одиночного провода, подвешенного горизонтально в воздухе над землей (рис. XI.1, *а*) на высоте $h \gg r$, где r — радиус провода:

$$\rho_{(ом)} = 138 \lg \frac{2h}{r}. \qquad \text{(XI.1)}$$

Волновое сопротивление воздушной двухпроводной линии (рис. XI.1, *б*) с расстоянием между проводами $d \gg r$, где r — радиус проводов:

$$\rho = 276 \lg \frac{d}{r}. \qquad \text{(XI.2)}$$

Волновое сопротивление четырехпроводного фидера (рис. XI.1, *в*)

$$\rho = 138 \lg \frac{\sqrt{2}d}{r}. \qquad \text{(XI.3)}$$

То же для фидера рис. XI.1, *г*

$$\rho = 138 \lg \frac{\sqrt{2}d}{2r}. \qquad \text{(XI.4)}$$

Волновое сопротивление концентрического фидера

$$\rho = \frac{138}{\xi} \lg \frac{D}{d}. \qquad (XI.5)$$

Здесь D — внутренний диаметр экрана,

d — диаметр внутреннего провода;

ξ — коэффициент укорочения волны, являющийся одним из основных параметров фидера.

По определению

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda'}, \qquad (XI.6)$$

где λ — длина волны в воздухе;

λ' — длина волны в фидере.

Коэффициент ξ можно выразить через волновое сопротивление фидера и его погонную емкость C_1 по формуле

$$\xi = \frac{\rho C_1}{30} \frac{см}{см} = \frac{\rho C_1}{33} \frac{пф}{см}. \qquad (XI.7)$$

Кроме того,

$$\xi = \sqrt{1 + A(\varepsilon - 1)}, \qquad (XI.8)$$

где ε — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика, применяемого для изоляции внутреннего провода от экрана;

A — коэффициент заполнения, равный отношению объема пространства, заполненного диэлектриком, к полному объему внутреннего пространства кабеля. Для кабеля со сплошной изоляцией $A = 1$ и $\xi = \sqrt{\varepsilon}$.

Волновое сопротивление двухпроводного экранированного фидера (рис. XI.2)

$$\rho = \frac{276}{\xi} \lg \left[\frac{2a}{d} \frac{D^2 - a^2}{D^2 + a^2} \right]. \qquad (XI.9)$$

Здесь ξ — коэффициент укорочения волны, а остальные обозначения показаны на упомянутом рисунке.

Коэффициент затухания линии определяется теоретически выражением

$$\alpha = \frac{R_1}{2\rho} + \frac{G_1 \rho}{2}, \qquad (XI.10)$$

где $\hat{R}_1$ и $\hat{G}_1$ — погонные активные сопротивления и утечка линии;

α измеряется в неперах (или миллинеперах) на метр, а также в децибелах на метр. Напомним, что

$$1_{\text{неп}} = 8{,}7\ \textit{дб}.$$

Коэффициент затухания зависит от конфигурации и геометрических размеров линии, от материала проводов и состояния их поверхности, от параметров диэлектрика, из которого изготовлена изоляция проводов, а также от частоты тока, передаваемого по линии, поскольку с увеличением частоты возрастают потери как в проводах, так и в диэлектрике.

Расчет коэффициента затухания различных линий представляет собой весьма громоздкую задачу *. Обычно предпочитают пользоваться опытными данными.

Так, например, для воздушной линии из двух проводов диаметром 3,5 *мм* при расстоянии между ними в 40 *см* на волне 16 *м* по измерениям получается

$$\alpha = 3 \cdot 10^{-4} \frac{\textit{неп}}{\textit{м}}.$$

Следует иметь в виду, что затухание открытой линии зависит еще от атмосферных условий и может возрасти в несколько раз, например, если провода покроются слоем инея.

Опытные данные затухания экранированных линий приводятся ниже (см. таблицу параметров кабелей).

Максимальное рабочее напряжение характеризует фидер с точки зрения электрической прочности и определяется действующим значением напряжения, которое можно допускать в линии без опасности электрического пробоя.

Радиочастотные кабели обычно изготавливаются стандартных размеров. Данные о параметрах таких кабелей приводятся в специальной и справочной литературе **.

---

* См., например, А. А. Пистолькорс. «Приемные антенны». Связьиздат, 1937, гл. XII.

** См., например, Н. И. Белорусов и И. И. Гроднев. «Радиочастотные кабели», Энергоиздат, 1952 г., И. И. Гроднев и В. В. Соколов. «Коаксиальные кабели», Связьрадиоиздат, 1954 г.

Таблица

Параметры радиочастотных кабелей

Марка	Конструкция внутреннего провода, число жил и диаметр, *мм*	Внутренний диаметр экрана, *мм*	Наружный диаметр оболочки, *мм*	Волновое сопротивление, *ом*	Погонная емкость, *пф/м*	Коэффициент укорочения	Затухание в миллинеперах на метр для разных частот, *Мгц*					Рабочее напряжение, *кв* (*эфф*)
							10	100	300	1000	3000	
РК-1	1×0,68	7,3		77	66	1,54	3,5	13	23	46	100	3
РК-3	1×1,37	9,0	13,0	75	68	1,54	2	8	15	30	60	5,5
РК-6	7×0,85	9,2	12,4	52	96	1,51	1,9	6	14	31	67	4,5
РК-.0	7×0,37	7,8		75	68	1,54	2,5	10	17	38	78	1,0
РКГ-15/15	19×1,6		45	60								15
РД-16	Две жилы по 1×0,68	6,8	10,8	200	25	1,52	2,5	10	17			4,5
РД-20	Две жилы по 7×0,37	7,2	10,4	75	68	1,54	2,5	10	17			1

На стр. 382 приводится таблица параметров некоторых отечественных радиочастотных кабелей. В этой таблице буквы РК обозначают «Радиочастотный концентрический», а РД — «Радиочастотный двухпроводный» кабель.

3. СОГЛАСОВАНИЕ АНТЕНН С ФИДЕРНОЙ ЛИНИЕЙ

а) Роль и принципы согласования антенн с фидерной линией

В технике антенно-фидерных устройств большую роль играет вопрос согласования антенны с фидерной линией. *Под согласованием подразумевается преобразование сопротивления нагрузки линии в сопротивление, равное волновому сопротивлению линии, в результате чего в линии устанавливается бегущая волна.* Практически даже на фиксированной волне, а особенно в полосе частот, коэффициент бегущей волны ($k_{бв}$) не получается в точности равным единице. Важно, чтобы $k_{бв}$ не получался меньше допустимой величины.

Режим бегущей волны обладает рядом преимуществ, подробно рассматриваемых в теории длинных линий. Напомним главнейшие из них.

Для определенной величины мощности, передаваемой по линии без потерь (или практически с малыми потерями), отношение максимального напряжения ($U_{макс}$) в рассогласованной линии к напряжению (U) в согласованной линии обратно пропорционально квадратному корню из коэффициента бегущей волны. Действительно мощность, проходящую через сечение рассогласованной линии, в котором получается максимум напряжения, можно определить как

$$P = \frac{U^2_{макс}}{R_{макс}}, \tag{XI.11}$$

где $R_{макс}$ — активное сопротивление, измеренное в указанном сечении линии (в направлении к нагрузке).

Аналогично для линии, согласованной с нагрузкой:

$$P = \frac{U^2}{\rho}, \tag{XI.12}$$

где ρ — волновое сопротивление линии.

Деля (XI.11) на (XI.12) и учитывая, что мощность P в обоих случаях одинакова, получаем

$$\frac{U^2_{\text{макс}}}{U^2}=\frac{R}{\rho}=\frac{1}{k_{\text{бв}}},$$

где $k_{\text{бв}}$ — коэффициент бегущей волны в рассогласованной линии.

Следовательно,

$$\frac{U_{\text{макс}}}{U}=\frac{1}{\sqrt{k_{\text{бв}}}}. \qquad \text{(XI.13)}$$

Соотношение (XI.3) изображено на рис. XI.4. Из рисунка наглядно видно, что *для заданной мощности P напряжение $U_{\text{макс}}$ в рассогласованной линии может на много превосходить величину U.*

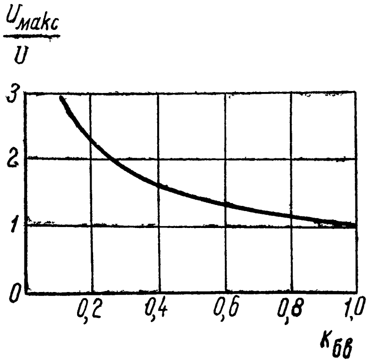


Рис. XI.4. Отношение $\frac{U_{\text{макс}}}{U}$ в зависимости от $k_{\text{бв}}$ при одинаковой мощности, передаваемой по линии.

При передаче по линии больших мощностей вследствие опасности электрического пробоя указанное обстоятельство является одной из важных причин, которая требует согласования нагрузки с линией, а также устранения всяких неоднородностей в фидерном тракте.

Следующая причина связана с условиями нормальной работы генератора. Дело в том, что всякий генератор высокой и ультравысокой частоты рассчитывается на отдачу наибольшей мощности при вполне определенной нагрузке в заданной полосе частот. *При достаточно высоком коэффициенте бегущей волны в линии, входное сопротивление линии, являющееся нагрузкой для генератора, имеет значительную активную составляющую, мало зависит от длины линии.* Это обеспечивает нормальные условия работы генератора.

Следующий фактор, из-за которого выдвигается требование согласования, связан с потерями в линии, от которых зависит коэффициент затухания α. *Коэффициент полезного действия в линии,* определяемый отношением мощности в конце линии к мощности в начале линии, *максимален в случае согласованной* линии и равен

$$\eta_{\text{макс}} = e^{-2\alpha l}, \qquad \text{(XI.14)}$$

где l — длина линии.

Можно показать *, что к. п. д. рассогласованной линии (η) выражается через коэффициент бегущей волны ($k_{\text{бв}}$ вблизи конца линии) и максимальный к. п. д. ($\eta_{\text{макс}}$) следующим образом:

$$\eta = \eta_{\text{макс}} \frac{4k_{\text{бв}}}{(1 + k_{\text{бв}})^2 - (1 - k_{\text{бв}})^2 \eta^2_{\text{макс}}}. \qquad \text{(XI.15)}$$

Значения η в функции $k_{\text{бв}}$ изображены на рис. XI.5. Как видно из рисунка, с ростом $k_{\text{бв}}$ растет и к. п. д. (η), хотя при больших $k_{\text{бв}}$ не очень сильно.

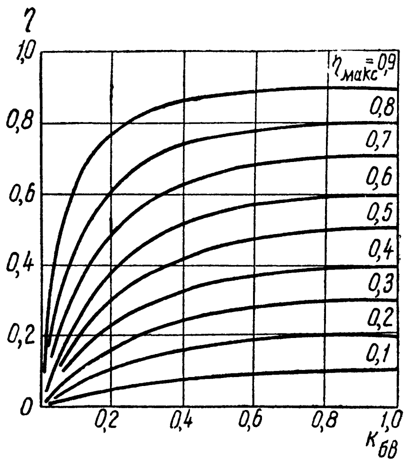


Рис. XI.5. Коэффициент полезного действия линии в функции $k_{\text{бв}}$.

Из сказанного следует, что решение задачи высококачественного согласования нагрузки с фидером, а также других элементов фидерного тракта играет при конструировании антенно-фидерных устройств существенную роль.

На рис. XI.6 показана принципиальная схема получения бегущей волны в линии, нагруженной на конце сопротивлением антенны Z_A, не равным волновому сопротивлению линии ρ. Между нагрузкой и линией включается переходное устройство. В частности это может быть согласующее устройство, трансформирующее сопротивление Z_A в сопротивление ρ. Обычно такое согласующее устройство состоит из реактивных элементов

* См., например, Измерения на сверхвысоких частотах, «Советское радио», 1952.

(индуктивностей, емкостей, отрезков линий и т. п.), не вызывающих заметных дополнительных потерь. Кроме того, может быть использовано переходное устройство, отличающееся тем, что электромагнитные волны, движущиеся в направлении от генератора к нагрузке, проходят без поглощения, а волны, движущиеся в обратном направлении, полностью поглощаются. К подобным устройствам относятся, например, ферритовые системы,

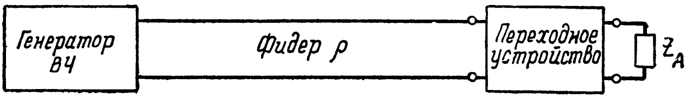


Рис. XI.6. Принципиальная схема получения бегущей волны в линии.

используемые в технике сверхвысоких частот, рассматриваемые в III части.

Задача согласования нагрузки с фидером (с $k_{бв}$, близким к единице) на фиксированной волне решается довольно просто. Гораздо сложнее решить задачу согласования в полосе частот. Здесь принципиально невозможно с помощью реактивных элементов добиться точного согласования с $k_{бв}=1$ во всей полосе частот.

В следующем параграфе рассматриваются методы решения задачи согласования на фиксированной частоте, а в последнем параграфе главы кратко рассматривается вопрос о согласовании нагрузки с фидером в полосе частот.

б) Методы согласования антенны с фидером на фиксированной частоте

Согласование с помощью четвертьволнового трансформатора

В том случае, когда антенна имеет чисто активное сопротивление (R_A), но не равное волновому сопротивлению фидера ($\rho_ф$), согласование на фиксированной волне можно осуществить довольно просто с помощью так называемого четвертьволнового трансформатора, как показано на рис. XI.7. Между антенной и фидером включается отрезок линий длиной четверть волны с волновым сопротивлением

$$\rho_т = \sqrt{R_A \rho_ф}. \tag{XI.16}$$

Очевидно, что в этом случае сопротивление нагрузки линии в точках *бб* будет равняться волновому сопротивлению $\rho_ф$ и в линии установится бегущая волна.

Таким же образом можно осуществлять согласование двух фидерных линий с разными волновыми сопротивлениями. Такое согласование активных сопротивлений практически осуществимо лишь тогда, когда согласуемые сопротивления отличаются по величине не больше чем в несколько раз.

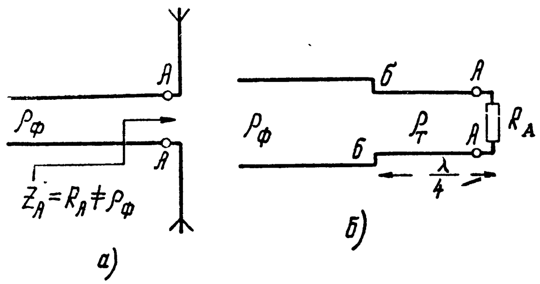


Рис. XI.7. Антенна, входное сопротивление которой чисто активное, но не равное волновому сопротивлению фидера (*а*); схема согласования с помощью четвертьволнового трансформатора (*б*).

Если входное сопротивление антенны является комплексным, можно, в принципе, для согласования также применить четвертьволновый трансформатор. Для этого необходимо найти на линии точку (ближайшую к антенне), соответствующую максимуму или минимуму напряжения. Входное сопротивление линии в указанном сечении, измеренное в сторону нагрузки, будет, очевидно, чисто активным. Поэтому в разрыв линии в этом сечении последовательно можно включить четвертьволновый трансформатор с параметрами, определенными указанным выше путем. Однако такой метод согласования неудобен из-за необходимости включения трансформатора в разрыв линии.

Согласование с помощью реактивного шлейфа В. В. Татаринова

Наиболее простой и удобный способ согласования фидера с антенной, имеющей входное сопротивление (комплексное или активное), не равное волновому сопротивлению фидера, разработал В. В. Татаринов еще в 1929 году. Этот способ, описываемый ниже, нашел широкое распространение в антенно-фидерной технике коротких и ультракоротких волн.

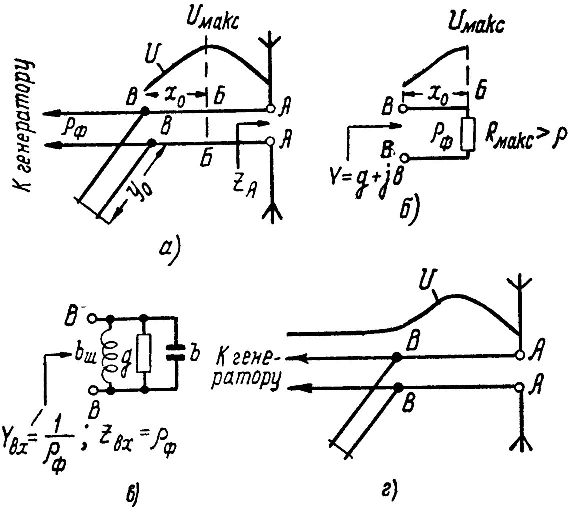


Рис. XI.8. Схема включения индуктивного шлейфа Татаринова (*а*); эквивалентная схема отрезка линии до подключения шлейфа (*б*); эквивалентная схема в сечении *ББ* после подключения шлейфа (*в*); распределение напряжения вдоль фидера, получающееся после согласования (*г*).

На рис. XI.8, *а* показана схема антенны, входное сопротивление которой $Z_А$ является комплексным и не равно волновому сопротивлению фидера $\rho_ф$. На этом же рисунке изображена кривая распределения напряжения U вдоль фидера с максимумом ($U_{макс}$) в некотором сечении *ББ*. Можно найти на фидере такие точки *ВВ*, при подключении к которым реактивного шунта, например, в виде короткозамкнутого на конце отрезка линии длиной y_0, в основном фидере от генератора до сечения *ВВ* установится бегущая волна. *Для этого расстояние* x_0 *от максимума напряжения* (сечение *ББ*) *до точек подключения шлейфа* (сечение *ВВ*) *должно быть таким, чтобы активная составляющая* (g) *проводимости линии* (рис. XI.8, *б*) *равнялась величине, обратной вол-*

новому сопротивлению фидера $\left(\frac{1}{\rho_ф}\right)$; *реактивная составляющая* (b) *проводимости компенсируется соответствующей реактивной проводимостью* ($b_{шл}$) *шлейфа* (рис. XI.8, *в*). В результате сопротивление линии $Z_{вх}$ в сечении BB (измеренное в сторону антенны) становится равным волновому сопротивлению фидера и таким образом нагрузка оказывается в точности согласованной с фидером.

Получающееся после согласования распределение напряжения вдоль фидера показано на рис. XI.8, *г*.

Выведем формулы для определения параметров схемы согласования: расстояния вдоль фидера x_0 — от пучности напряжения до точек подключения шлейфа и длины индуктивного шлейфа y_0.

Из теории длинных линий известны следующие выражения для напряжения и тока в линии без потерь:

$$U_x = U_2 \cos kx + jI_2 \rho_ф \sin kx;$$

$$I_x = I_2 \cos kx + j \frac{U_2}{\rho_ф} \sin kx.$$

Здесь U_2 и I_2 — напряжение и ток на конце линии;
x — расстояние от конца линии;
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$; $\rho_ф$ — волновое сопротивление линии.

Примем за условный конец линии сечение, в котором напряжение максимально ($U_2 = U_{макс}$). Тогда $\frac{U_2}{I_2} = R_{макс}$; $\frac{\rho_ф}{R_{макс}} = k_{бв}$.

Напряжение и ток на расстоянии x_0 от указанного сечения линии (рис. XI.8, *б*)

$$U_{x_0} = U_2 \left(\cos kx_0 + j \frac{I_2}{U_2} \rho_ф \sin kx_0\right) = U_{макс} (\cos kx_0 + jk_{бв} \sin kx_0); \quad \text{(XI.17)}$$

$$I_{x_0} = \frac{U_2}{\rho_ф} \left(\rho_ф \frac{I_2}{U_2} \cos kx_0 + j \sin kx_0\right) = \frac{U_{макс}}{\rho_ф} (k_{бв} \cos kx_0 + j \sin kx_0). \quad \text{(XI.18)}$$

Входная проводимость линии в сечении *ВВ* (рис. XI.8, *б*)

$$Y = g + jb = \frac{I_{x_0}}{U_{x_0}} = \frac{1}{\rho_ф} \frac{k_{бв} \cos kx_0 + j \sin kx_0}{\cos kx_0 + jk_{бв} \sin kx_0} =$$

$$= \frac{1}{\rho_ф} \cdot \frac{k_{бв} + j0{,}5\,(1 - k_{бв}^2) \sin 2kx_0}{\cos^2 kx_0 + k_{бв}^2 \sin^2 kx_0}. \qquad \text{(XI.19)}$$

Активная составляющая проводимости (XI.19) должна быть равна величине, обратной волновому сопротивлению линии, т. е.

$$g = \frac{k_{бв}}{\rho_ф (\cos^2 kx_0 + k_{бв}^2 \sin^2 kx_0)} = \frac{1}{\rho_ф}. \qquad \text{(XI.20)}$$

Из этого выражения после преобразований можно получить следующую формулу для определения расстояния:

$$\operatorname{ctg} kx_0 = \sqrt{k_{бв}}. \qquad \text{(XI.21)}$$

Реактивная составляющая проводимости линии (b) должна быть скомпенсирована реактивной проводимостью параллельно подключаемого шлейфа ($b_{шл}$)

$$jb = j \frac{1}{\rho_ф} \frac{0{,}5\,(1 - k_{бв}^2) \sin 2kx_0}{\cos^2 kx_0 + k_{бв}^2 \sin^2 kx_0} = -jb_{шл}. \qquad \text{(XI.22)}$$

Из последнего выражения, учитывая (XI.20), можно получить следующую формулу для определения реактивного сопротивления шлейфа:

$$jX_{шл} = \frac{1}{jb_{шл}} = j \frac{\rho_ф \sqrt{k_{бв}}}{1 - k_{бв}}. \qquad \text{(XI.23)}$$

Пусть шлейф представляет собой отрезок короткозамкнутой на конце линии длиной y_0 с волновым сопротивлением $\rho_{шл}$, тогда

$$jX_{шл} = j\rho_{шл} \operatorname{tg} ky_0 = j\rho_ф \frac{\sqrt{k_{бв}}}{1 - k_{бв}}$$

и

$$\operatorname{tg} ky_0 = \frac{\rho_ф}{\rho_{шл}} \frac{\sqrt{k_{бв}}}{1 - k_{бв}}. \qquad \text{(XI.24)}$$

В частном случае равенства волновых сопротивлений шлейфа ($\rho_{шл}$) и основного фидера ($\rho_ф$)

$$\operatorname{tg} ky_0 = \frac{\sqrt{k_{бв}}}{1 - k_{бв}}. \qquad (XI.25)$$

Параметры схемы согласования (X_0 и Y_0) можно также определить с помощью круговых диаграмм сопротивлений.

Двухшлейфное и трехшлейфное согласование

Рассмотренная выше схема согласования с помощью одиночного индуктивного шлейфа находит широкое применение в открытых проводных линиях. В таких линиях имеется удобный доступ к проводам линий, необходимый для уточнения места включения шлейфа.

В экранированных, например, в коаксиальных линиях подбирать точки подключения шлейфа практически чрезвычайно неудобно, поэтому вместо *одношлейфного* согласователя применяются *двух- и трехшлейфные*. Рассмотрим принцип действия и краткую теорию таких согласующих устройств.

На рис. XI.9, *а* изображен эскиз сечения коаксиальной линии с нагрузкой на конце, в качестве которой в точке *А* подключена условно обозначенная антенна. Два короткозамкнутых на конце шлейфа *1* и *2* присоединены к линии параллельно. Расстояние между шлейфами для простоты рассуждений принято равным четверти длины волны. Это расстояние в различных схемах может несколько отличаться от указанного значения. Для увеличения предельных значений сопротивлений, которые возможно согласовать с фидером, указанное расстояние часто берется равным $\frac{\lambda}{8}$ или $\frac{3\lambda}{8}$. Волновые сопротивления шлейфов и основной коаксиальной линии обычно равны между собой, хотя в принципе это и необязательно. На рис. XI.9, *б* показана эквивалентная схема в виде двухпроводной линии со шлейфами; $Y_н$ обозначает проводимость линии в сечении *1*, измеренную в сторону нагрузки, до присоединения шлейфов; Y_1 — полная проводимость в сечении *1* с учетом проводимости 1-го шлейфа. На рис. XI.9, *в* показана проводимость Y_2 линии в сечении 2 до подключения 2-го шлейфа.

Проводимость Y_1 определяется суммой проводимостей $Y_н$ и 1-го шлейфа. Поэтому, изменяя длину шлейфа d_1,

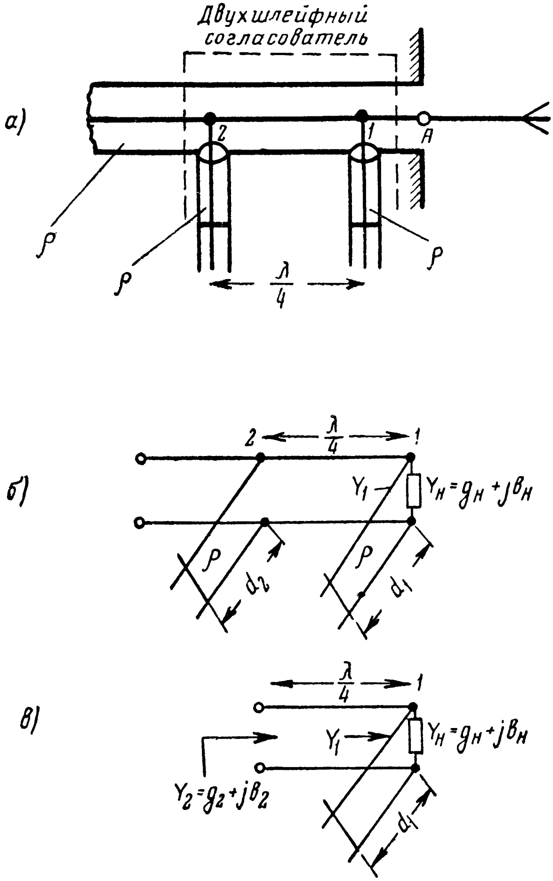


Рис. XI.9. Эскиз сечения коаксиальной линии с двухшлейфным согласователем (*а*); эквивалентная схема (*б*); входная проводимость до подключения 2-го шлейфа (*в*).

можно изменять Y_1, а вместе с тем и проводимость Y_2, которая является входной проводимостью четвертьволнового отрезка линии с нагрузкой Y_1 на конце. Длину шлейфа d_1 следует подбирать так, чтобы активная составляющая проводимости Y_2 была равна величине, обратной волновому сопротивлению линии. После этого подбором длины d_2 2-го шлейфа (рис. XI.9, *б*) надо скомпенсировать реактивную составляющую проводимости b_2, так, чтобы общая входная проводимость в сечении *2* стала равной $\frac{1}{\rho}$, а входное сопротивление — равным ρ. В результате в основной линии на участке от генератора до сечения *2* установится бегущая волна.

Учитывая сказанное, нетрудно вывести формулы для расчета длины шлейфов d_1 и d_2.

Будем далее считать все сопротивления нормированными относительно волнового сопротивления линии ρ, т. е. выраженными в долях этого сопротивления.

Нормированная проводимость 1-го шлейфа равна

$$\frac{1}{j \operatorname{tg} kd_1} = -j \operatorname{ctg} kd_1.$$

Поэтому (рис. XI.9, *в*) полная проводимость в сечении *1*

$$Y_1 = g_н + jb_н - j \operatorname{ctg} kd_1. \qquad \text{(XI.26)}$$

Эта проводимость трансформируется через четвертьволновый отрезок линии в проводимость

$$Y_2 = \frac{1}{Y_1} = \frac{1}{g_н + j(b_н - \operatorname{ctg} kd_1)} =$$

$$= \frac{g_н - j(b_н - \operatorname{ctg} kd_1)}{g_н^2 + (b_н - \operatorname{ctg} kd_1)^2} = g_2 + jb_2. \qquad \text{(XI.27)}$$

Подбором d_1 следует добиться, чтобы активная составляющая проводимости $g_2 = 1$

$$\frac{g_н}{g_н^2 + (b_н - \operatorname{ctg} kd_1)^2} = 1.$$

Это условие дает следующую формулу для определения длины шлейфа d_1:

$$\operatorname{ctg} kd_1 = \sqrt{g_н(1 - g_н)} + b_н. \qquad \text{(XI.28)}$$

Реактивная составляющая проводимости b_2 должна быть скомпенсирована реактивной проводимостью 2-го шлейфа в результате его настройки, т. е. подбора длины d_2

$$jb_2 + jb_{\text{шл}2} = jb_2 - j\,\mathrm{ctg}\,kd_2 = 0,$$

откуда

$$\mathrm{ctg}\,kd_2 = b_2 = -\frac{b_{\text{н}} - \mathrm{ctg}\,kd_1}{g_{\text{н}}^2 + (b_{\text{н}} - \mathrm{ctg}\,kd_1)^2}.$$

Подставляя в последнее выражение $\mathrm{ctg} kd_1$ из (XI.28) и преобразуя, получаем

$$\mathrm{ctg}\,kd_2 = \sqrt{\frac{1 - g_{\text{н}}}{g_{\text{н}}}}. \qquad \text{(XI.29)}$$

Из выражений (XI.28) и (XI.29) видно, что вещественное значение корня получается лишь для значений $g_{\text{н}} < 1$. Это значит, что в случае $g_{\text{н}} > 1$ с помощью рас-

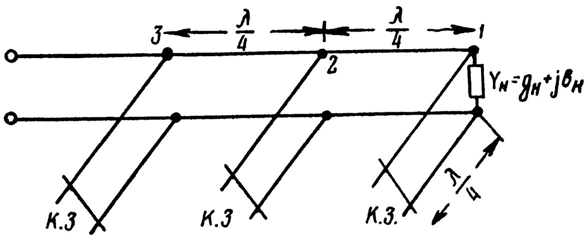


Рис. XI.10. Схема трехшлейфного согласования.

смотренной двухшлейфной схемы ни при какой длине шлейфов d_1 и d_2 нельзя добиться бегущей волны в линии.

Изменить величину активной составляющей проводимости до значения, меньшего, чем *1*, можно было бы при перемещении шлейфа вдоль по линии в какое-нибудь другое сечение. Однако в экранированных линиях такое перемещение конструктивно очень неудобно.

Поэтому на практике применяется конструкция из трех шлейфов по схеме, приведенной на рис. XI.10. Все шлейфы выполняются в виде отрезков коаксиальных линий с передвижными короткозамыкающими поршнями (*к. з.*) и представляют собой единую конструкцию, включаемую последовательно в разрыв фидера, согласуемого с нагрузкой. Расстояния между шлейфами взяты равными четверти длины волны $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$. На схеме показан пример нагрузки фидера, для которой $g_{\text{н}} > 1$.

В этом случае длина 1-го шлейфа взята равной $\frac{\lambda}{4}$ и этот шлейф, как металлический изолятор, как бы исключается из схемы. Роль согласующих шлейфов здесь играют шлейфы *2* и *3*. Проводимость $Y_н$ трансформируется через четвертьволновый отрезок вдоль по линии в сечение *2* так, что величина активной составляющей $g_н$ уже станет меньшей, чем 1, и подбором длины шлейфов *2* и *3* можно добиться получения бегущей волны в линии.

Если бы величина $g_н$ была меньше *1*, следовало бы шлейф *3* исключить из схемы, для чего длину его сделать равной $\frac{\lambda}{4}$; при этом настройка на бегущую волну осуществлялась подбором длины шлейфов *1* и *2* (по формулам (XI.28) и (XI.29)).

Таким образом, схема, изображенная на рис. XI.10, по существу является схемой двухшлейфного согласования. Наличие третьего шлейфа исключает лишь необходимость передвижения шлейфов вдоль линии.

В большинстве случаев практики согласования в коаксиальных линиях расчетов d_1 и d_2 не производят, а добиваются должной настройки шлейфов опытным путем — методом последовательных приближений.

в) Согласование антенны с фидером в полосе частот

Согласование активных сопротивлений в полосе частот

В антенно-фидерной технике в некоторых случаях возникает задача согласования в некоторой полосе частот фидера с антенной, имеющей чисто активное сопротивление неизменной величины. Сюда же примыкает задача согласования в полосе частот фидерных линий с разными волновыми сопротивлениями. Оба указанных случая можно трактовать как задачу согласования между собой двух активных сопротивлений в полосе частот.

Принципиально такая задача может быть решена с помощью так называемого *идеального трансформатора*. В теории цепей под идеальным трансформатором подразумевают трансформатор из двух обмоток без потерь и без рассеяния магнитного потока (т. е. с коэффициентом связи, равным единице); его обмотки имеют такие большие индуктивности, реактивные сопротивления которых во много раз больше любых сопротивлений, включаемых в трансформатор.

На рис. XI.11, *а* показана схема трансформации сопротивления с помощью идеального трансформатора; n обозначает коэффициент трансформации, равный отношению числа витков вторичной обмотки к числу витков первичной обмотки. Для указанной схемы сопро-

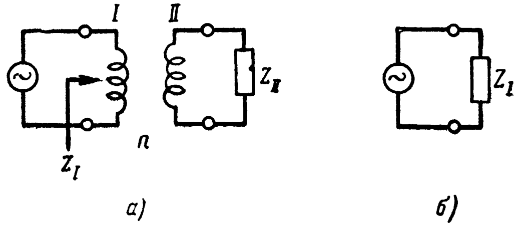


Рис. XI.11. Трансформация сопротивления с помощью идеального трансформатора.

тивление Z_{II} из вторичной обмотки независимо от частоты трансформируется в первичную по формуле

$$Z_{I}=\frac{Z_{II}}{n^{2}}, \tag{XI.30}$$

(см. эквивалентную схему рис. XI.11, *б*).

Идеальный трансформатор практически осуществить нельзя; в некоторой полосе частот может быть реализован его приближенный эквивалент.

Так, например, в некоторых случаях техники радиоприема на коротких и более длинных волнах для согласования сопротивлений применяются трансформаторы с магнитодиэлектрическими сердечниками (например, из феррита).

Для широкополосного согласования активных сопротивлений на УКВ чаще всего применяют отрезок линии с плавно изменяющимися погонными параметрами. Такой трансформатор применяется иногда и на коротких волнах.

Рассмотрим основы теории и свойства указанного трансформатора.

На рис. XI.12 изображена коаксиальная линия, погонные параметры которой изменяются на участке от $x=-\frac{l}{2}$ до $x=+\frac{l}{2}$. Общая длина перехода l. Начало координат ($x=0$) помещено в середине. Координата x увеличивается слева направо от генератора к нагрузке. Изменение погонных индуктивности и емкости достигается за счет изменения диаметра внутреннего провода при неизменном диаметре экрана линии. Вначале $\left(\text{при } x=-\frac{l}{2}\right)$ переход соединяется с однородной линией, имеющей активное волновое сопротивление ρ_1; на конце $\left(\text{при } x=\frac{l}{2}\right)$ переход соединяется с линией с волновым сопротивлением ρ_2.

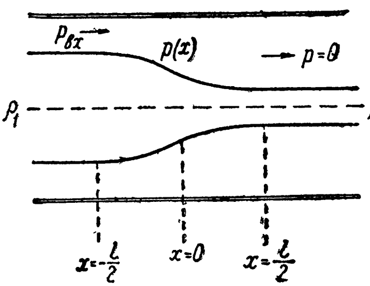


Рис. XI.12. Согласующий переход в виде отрезка коаксиальной линии с плавно меняющимися погонными параметрами.

Для того чтобы судить о качестве согласования указанных сопротивлений в полосе частот целесообразно определить коэффициент отражения в начале перехода при отсутствии отражений на его конце $\left(p_{x=\frac{l}{2}}=0\right)$. Этот коэффициент $p_{вх}$ называется входным собственным коэффициентом отражения трансформатора (перехода). Чем меньше величина этого коэффициента в полосе частот, тем точнее трансформация сопротивлений и тем выше качество перехода.

Напомним здесь, что коэффициент бегущей волны связан с модулем коэффициента отражения по формуле

$$k_{бв}=\frac{1-|p|}{1+|p|}. \qquad (XI.31)$$

Для напряжения и тока в некоторой точке рассматриваемой неоднородной линии в установившемся режиме можно написать следующие дифференциальные уравнения:

$$\frac{dU}{dx}=-Z_1 I; \qquad (XI.32)$$

$$\frac{dI}{dx}=-Y_1 U. \qquad (XI.33)$$

Здесь $\dot{U}$ и $\dot{I}$ — комплексные амплитуды напряжения и тока в сечении x;

Z_1 — погонное сопротивление линии;

Y_1 — погонная проводимость линии.

В рассматриваемом переходе (в отличие от случая однородной линии) Z_1 и Y_1 являются функциями координаты x.

Отношение $\frac{U}{I}$ определяет собой входное сопротивление в сечении x (измеренное в сторону нагрузки)

$$Z_x = \frac{U}{I} \text{ или } U = Z_x I. \tag{XI.34}$$

Из (XI.34) следует, что

$$\frac{dU}{dx} = I\frac{dZ_x}{dx} + Z_x\frac{dI}{dx}.$$

Учитывая (XI.32), (XI.33) и (XI.34), получаем

$$\frac{dZ_x}{dx} - Z_x^2 Y_1 + Z_1 = 0. \tag{XI.35}$$

Последнее выражение является нелинейным дифференциальным уравнением Риккати.

Разрежем рассматриваемую неоднородную линию в сечении x, и ко входу той ее части, которая ведет к нагрузке, присоединим однородную линию с волновым сопротивлением

$$\rho = \sqrt{\frac{Z_1}{Y_1}}, \tag{XI.36}$$

где Z_1 и Y_1 — погонные параметры, соответствующие указанной точке x.

Коэффициент отражения в однородной линии в этой точке

$$p_x = \frac{Z_x - \rho}{Z_x + \rho}. \tag{XI.37}$$

Из (XI.37) следует, что

$$Z_x = \rho\frac{1 + p_x}{1 - p_x}. \tag{XI.38}$$

Дифференцируя последнее выражение по x (с учетом того, что как ρ, так и p_x зависят от x) и подставляя в (XI.35), после преобразований получаем

$$\frac{dp_x}{dx} - 2\gamma p_x + \frac{1}{2}(1 - p_x^2)\frac{d(\ln\rho)}{dx} = 0, \qquad (XI.39)$$

где

$$\gamma = \sqrt{Y_1 Z_1} \qquad (XI.40)$$

в общем случае является функцией от x.

Плавный переход предназначен для согласования сопротивлений, т. е. должен обеспечить минимальные отражения, поэтому можно сделать допущение о том, что величина p_x^2 мала, по сравнению с единицей. При этом уравнение (XI.39) преобразуется в следующее:

$$\frac{dp_x}{dx} - 2\gamma p_x + \frac{1}{2}\frac{d\ln\rho}{dx} = 0. \qquad (XI.41)$$

Это уже есть линейное дифференциальное уравнение первого порядка вида

$$p_x' + P_{(x)}p_x = Q(x), \qquad (XI.42)$$

где

$$P_{(x)} = -2\gamma; \quad Q(x) = -\frac{1}{2}\frac{d\ln\rho}{dx}.$$

Как известно, общий интеграл последнего уравнения имеет вид

$$p_x = e^{-\int P dx}\left[\int Q e^{\int P dx} + C\right] =$$

$$= e^{2\int \gamma dx}\left[C - \frac{1}{2}\int \frac{d\ln\rho}{dx} e^{-2\int \gamma dx} dx\right], \qquad (XI.43)$$

где C — постоянная интегрирования.

Постоянную C можно определить из граничного условия на конце перехода $\left(\text{при } x = \frac{l}{2}\right)$, где отражение отсутствует, т. е. из условия

$$p_{\left(x=\frac{l}{2}\right)} = 0. \qquad (XI.44)$$

Подставляя (XI.44) в (XI.43), получаем

$$P_{\left(x=\frac{l}{2}\right)}=0=\mathrm{e}^{\left[2\int\gamma dx\right]}_{x=\frac{l}{2}}\times$$
$$\times\left\{C-\left[\frac{1}{2}\int\frac{d\ln\rho}{dx}\,\mathrm{e}^{-2\int\gamma dx}dx\right]_{x=\frac{l}{2}}\right\},$$

откуда

$$C=\left[\frac{1}{2}\int\frac{d\ln\rho}{dx}\,\mathrm{e}^{-2\int\gamma dx}dx\right]_{x=\frac{l}{2}}. \tag{XI.45}$$

Подставляя найденное значение произвольной постоянной C в общее решение (XI.43), находим

$$p_x=\mathrm{e}^{2\int\gamma dx}\left\{\left[\frac{1}{2}\int\frac{d\ln\rho}{dx}\,\mathrm{e}^{-2\int\gamma dx}dx\right]_{x=\frac{l}{2}}-\right.$$
$$\left.-\frac{1}{2}\int\frac{d\ln\rho}{dx}\,\mathrm{e}^{-2\int\gamma dx}dx\right\}=\mathrm{e}^{2\int\gamma dx}\int\limits_{x}^{\frac{l}{2}}\frac{1}{2}\times$$
$$\times\frac{d\ln\rho}{dx}\,\mathrm{e}^{-2\int\gamma dx}dx. \tag{XI.46}$$

В дальнейшем будем считать, что по длине неоднородной линии, образующей переход, изменяются лишь геометрические размеры поперечного сечения, а электрические и магнитные свойства изолирующей среды остаются неизменными. Кроме того, потери в рассматриваемом переходе будем считать пренебрежимо малыми.

Тогда

$$\gamma=j\frac{2\pi}{\lambda}=jk=\mathrm{const}, \tag{XI.47}$$

где λ — длина волны вдоль оси перехода.

В этих условиях

$$p_x=\mathrm{e}^{j2kx}\int\limits_{x}^{\frac{l}{2}}\frac{1}{2}\frac{d\ln\rho}{dx}\,\mathrm{e}^{-j2kx}dx. \tag{XI.48}$$

Последнее выражение определяет коэффициент отражения в плавном переходе в произвольном сечении x.

Чтобы найти коэффициент отражения в начале перехода (входной собственный коэффициент отражения), необходимо последнее выражение определить при $x = -\frac{l}{2}$, что дает

$$p_{вх} = p_{\left(x=-\frac{l}{2}\right)} = e^{-jkl} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \frac{1}{2} \frac{d \ln \rho}{dx} e^{-j2kx} dx. \quad (XI.49)$$

Если начало координат переместить от середины к началу перехода, т. е. произвести замену переменной по формуле

$$z = x + \frac{l}{2},$$

где z — новая координата, отсчитываемая от начала перехода, то получим

$$p_{вх} = \frac{1}{2} \int_{0}^{l} \frac{d \ln \rho}{dz} e^{-j2kz} dz. \quad (XI.50)$$

Одним из простейших переходов является так называемый *экспоненциальный трансформатор*, для которого ρ меняется вдоль линии по экспоненциальному закону

$$\rho_{(x)} = \sqrt{\rho_1 \rho_2}\, e^{\frac{x}{l} \ln \frac{\rho_2}{\rho_1}}. \quad (XI.51)$$

Легко убедиться, что в начале линии $\left(\text{при } x = -\frac{l}{2}\right)$ $\rho_x = \rho_1$, а в конце $\left(\text{при } x = \frac{l}{2}\right)$ $\rho_x = \rho_2$.

Для такого перехода

$$\frac{d \ln \rho}{dx} = \frac{d}{dx}\left[\ln\left(\sqrt{\rho_1 \rho_2}\, e^{\frac{x}{l} \ln \frac{\rho_2}{\rho_1}}\right)\right] = \frac{1}{l} \ln \frac{\rho_2}{\rho_1}$$

и на основании (XI.49)

$$p_{вх} = e^{-jkl} \frac{1}{2} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \frac{1}{l} \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} e^{-j2kx} dx =$$

$$
= e^{-jkl}\frac{1}{2l}\ln\frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{e^{-j2kx}}{(-j2k)}\Bigg|_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} = e^{-jkl}\frac{j}{4kl}\ln\frac{\rho_2}{\rho_1}\left(e^{-jkl}-e^{jkl}\right) =
$$

$$
= \frac{1}{2}\ln\frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{\sin kl}{kl}e^{-jkl}. \qquad (XI.52)
$$

Модуль этого выражения

$$
|p_{вх}| = \frac{1}{2}\left|\ln\frac{\rho_2}{\rho_1}\right|\left|\frac{\sin kl}{kl}\right|. \qquad (XI.53)
$$

На рис. XI.13 изображена кривая $\frac{2|p_{вх}|}{\ln\frac{\rho_2}{\rho_1}}$ как функция относительной длины перехода $\frac{l}{\lambda}$. Как видно из рисунка, точное согласование ($p_{вх}=0$), т. е. точная трансформация сопротивлений ρ_2 в ρ_1, получается при длине

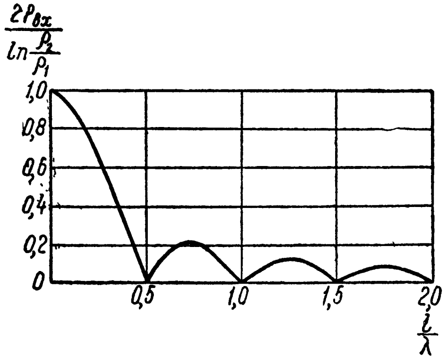


Рис. XI.13. Кривая изменения модуля входного собственного коэффициента отражения экспоненциального перехода в зависимости от его относительной длины.

линии, кратной целому числу полуволн, а также при длине линии, стремящейся к бесконечности. Имея указанный на рисунке график, можно судить о том, в какой степени экспоненциальный переход выбранной длины в заданной полосе частот удовлетворяет требованиям, предъявленным в отношении качества согласования, например, по уровню $k_{бв}$.

Для практического осуществления экспоненциальной линии определенной длины необходимо определить ее поперечные размеры. С этой целью можно найти значение параметра $\rho_{(x)}$ в нескольких сечениях линии (для разных x) по формуле (XI.51). По найденному значению $\rho_{(x)}$ для линии выбранной конструкции легко определяются геометрические размеры сечения.

На рис. XI.14 показан примерный эскиз экспоненциального трансформатора в виде отрезка коаксиаль-

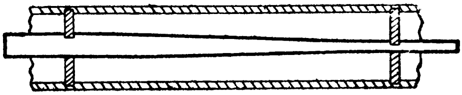


Рис. XI.14. Эскиз экспоненциального трансформатора круглого сечения (продольный разрез).

ной линии с воздушным диэлектриком и наружным экраном неизменного диаметра. Внутренний проводник перехода практически имеет форму конуса.

Экспоненциальный переход есть частный случай так называемого *вероятностного перехода*, у которого параметр изменяется вдоль длины по следующему закону:

$$\rho_{(x)} = \sqrt{\rho_1\rho_2}\, e^{\frac{\phi\left(2\sqrt{2}n\frac{x}{l}\right)}{\phi(\sqrt{2}n)} \frac{1}{2}\ln\frac{\rho_2}{\rho_1}} \tag{XI.54}$$

или иначе

$$\rho_{(x)} = \sqrt{\rho_1\rho_2}\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\frac{\phi\left(2\sqrt{2}n\frac{x}{l}\right)}{\phi(\sqrt{2}n)}}. \tag{XI.54a}$$

Здесь n — параметр, который для реальных переходов имеет значение от 0 до нескольких единиц; в частности, для экспоненциального перехода $n=0$. $\phi\left(2\sqrt{2}\,n\frac{x}{l}\right)$ или $\phi(\sqrt{2}n)$ обозначает так называемый интеграл вероятности от аргумента, стоящего в скобках; таблицы значений этого интеграла приводятся во многих справочниках *.

* См., например, Н. Н. Бронштейн и К. А. Семендяев. Справочник по математике. Гостехиздат.

На рис. XI.15 изображены кривые $\frac{2\rho_{вх}}{\ln\frac{\rho_2}{\rho_1}} = f\left(\frac{l}{\lambda}\right)$ для вероятностного перехода при нескольких значениях параметра n. Кривая для $n=0$ соответствует экспоненциальному переходу и совпадает с кривой рис. XI.13. Как видно из рисунка, при увеличении параметра n увеличивается ширина «главного лепестка», что приводит к необходимости увеличивать длину перехода (во избежание больших значений $\rho_{вх}$). Однако при этом уменьшается уровень «боковых лепестков», что при выборе достаточной длины перехода обеспечивает повышение качества согласования (малые значения $\rho_{вх}$) в широкой полосе частот.

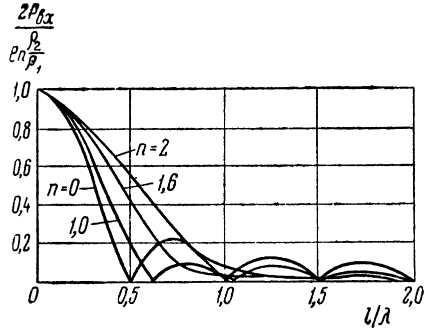


Рис. XI.15. Кривые модуля входного собственного коэффициента отражения вероятностного перехода в зависимости от $\frac{l}{\lambda}$ для нескольких значений параметра n.

Графики рис. XI.15 при заданной полосе частот и допустимом значении $\rho_{вх}$ позволяют определить оптимальные параметры вероятностного перехода.

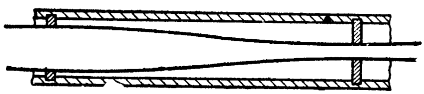


Рис. XI.16. Эскиз вероятностного трансформатора круглого сечения при параметре $n=1,6$ (продольный разрез).

Для выбранных параметров перехода можно определить значения $\rho_{(x)}$ в нескольких сечениях линии по формуле (XI.54), а затем соответствующие конструктивные размеры.

На рис. XI.16 показан примерный эскиз вероятностного трансформатора (с параметром $n=1,6$) в виде отрезка коаксиальной линии с воздушным диэлектриком и наружным экраном неизменного диаметра. Диаметр внутреннего проводника этого перехода в начале и в конце изменяется более плавно, а в середине более резко, чем в случае экспоненциального перехода.

Согласование комплексного сопротивления с активным в полосе частот

Задача широкополосного согласования комплексного сопротивления с активным является весьма сложной как в теоретическом отношении, так и с точки зрения практической реализации.

Подобная задача применительно к антенно-фидерной технике первоначально решалась следующим образом

Рассматривались вибраторы, используемые на волнах, близких к резонансным ($2l \simeq \frac{\lambda}{2}$ или $2l \simeq \lambda$) Входное сопротивление таких вибраторов в полосе частот, близких к резонансной, изменяется так же, как у последовательного или параллельного колебательного контура с потерями. На одной, например, резонансной частоте согласовать такую нагрузку с фидером не представляет затруднений. Но при изменении частоты (при расстройке) в сопротивлении нагрузки появляется реактивная составляющая и согласование ухудшается. Основная идея расширения полосы частот согласования заключается в компенсации указанной реактивной составляющей сопротивления. Для этой цели вблизи нагрузки включается реактивное сопротивление, которое должно изменяться с частотой по такому закону, чтобы обеспечить компенсацию реактивной составляющей сопротивления нагрузки.

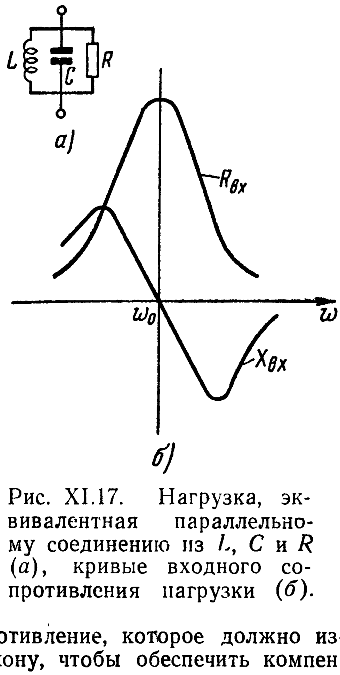


Рис. XI.17. Нагрузка, эквивалентная параллельному соединению из L, C и R (*а*), кривые входного сопротивления нагрузки (*б*).

Остановимся на этом вопросе несколько подробнее.

Рассмотрим нагрузку, эквивалентную параллельному соединению индуктивности L, емкости C и активного сопротивления R (рис. XI.17, *а*). Входное сопротивление такой нагрузки в зависимости от частоты изменяется подобно кривым, показанным на рис. XI.17, *б*. Вблизи резонансной частоты реактивная составляющая сопротивления ($X_{вх}$) имеет отрицательную производную. Для компенсации реактивного сопротивления на падающем участке последовательно с нагрузкой следует включить реактивное сопротивление ($X_к$), которое изменяется с частотой подобно сопротивлению последовательного резонансного контура (рис. XI.18, *а*) (или четвертьволнового отрезка линии, разомкнутой на конце). В результате общее реактивное сопротивление ($X_{общ}$) вблизи резонансной частоты существенно уменьшится (рис. XI.18, *б*). Параметры согласующего контура (индуктивность и емкость) можно определить из двух условий: 1) резонансная частота этого контура должна равняться резонансной частоте нагрузки; 2) реактивное сопротивление контура на краю полосы частот (на частоте ω_1 или ω_2 рис. XI.18) должно быть равно по величине, но обратно по знаку реактивному сопротивлению нагрузки.

Как видно из рис. XI.18, полоса частот $\Delta\omega$, в пределах которой получается существенная компенсация реактивного сопротивления нагрузки, определяется приблизительно разностью частот $\omega_2 - \omega_1$; эти частоты соответствуют точкам перегиба реактивного сопротивления $X_{вх}$. За пределами этой полосы происходит резкое возрастание суммарного реактивного сопротивления ($X_{общ}$) и соответственно значительное рассогласование нагрузки с фидером. Очевидно, что чем больше добротность нагрузки, тем острее резонансные кривые и тем меньше полоса частот согласования $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$.

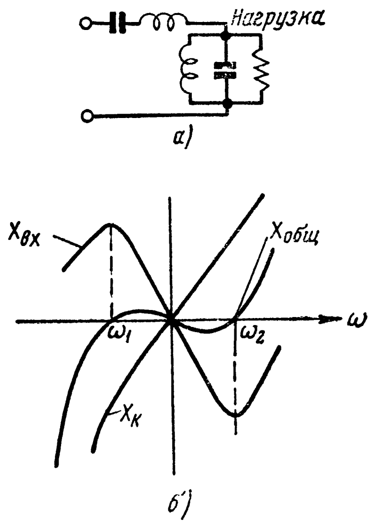


Рис. XI.18. Схема компенсации реактивного сопротивления для нагрузки в виде параллельного контура (*а*), кривые реактивного сопротивления без компенсации $X_{вх}$ и с компенсацией $X_{общ}$ (*б*).

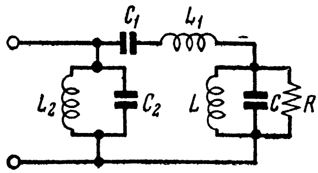


Рис. XI.19. Схема включения двух согласующих элементов в случае нагрузки в виде параллельного контура.

Для получения более высокого качества согласования рекомендуется применение двух согласующих элементов. Первый элемент, эквивалентный последовательному контуру L_1C_1, как и в предыдущем случае, включается последовательно с нагрузкой (при этом он должен иметь несколько отличные параметры). Второй элемент, эквивалентный параллельному колебательному контуру L_2C_2, включается параллельно в схему, как показано на рис. XI.19. В результате использования двухэлементной схемы согласования в полосе частот обеспечивается как существенная компенсация реактивной составляющей сопротивления нагрузки, так и уменьшение пределов изменения активной составляющей.

Аналогичным образом обеспечивается удовлетворительное согласование в полосе частот и в случае нагрузки, эквивалентной последовательному соединению L, C и R (рис. XI.20, *а*). На рис. XI.20, *б* показаны кривые активной (R) и реактивной (X) составляющих входного сопротивления контура в зависимости от частоты. Если бы возможно было осуществить компенсирующее реактивное сопротивление $X_к$, которое изменялось по закону

$X_к = -X = -\omega L + \frac{1}{\omega C}$ (пунктирная кривая рис. XI.20, *б*), тогда при последовательном включении $X_к$ была бы обеспечена полная компенсация реактивного сопротивления на всех частотах и осталось бы лишь одно активное неизменное сопротивление, которое нетрудно было бы согласовать с фидером в полосе частот. Однако никакие комбинации из реактивных элементов (индуктивностей, емкостей или трансформаторов) не могут обеспечить требуемое падение $X_к$ с частотой. Поэтому для согласования с фидером нагрузки, входное сопротивление которой изменяется с частотой по закону $Z = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)$, применяется параллельное включение параллельного колебательного контура и нагрузки (рис. XI.21, *а*). Из теории цепей известно, что активная и реактивная составляющие проводимости последовательного контура из L, C и R изменяются с частотой так же, как активная и реактив-

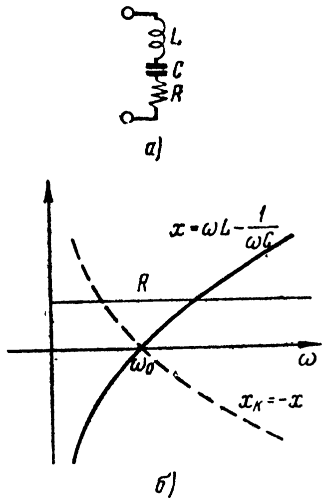


Рис. XI.20. Нагрузка, эквивалентная последовательному соединению из L, C и R (*а*); кривые входного сопротивления нагрузки (*б*).

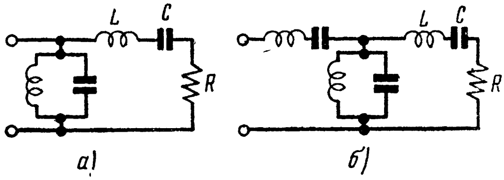


Рис. XI.21. Схемы согласования для нагрузки в виде последовательного контура:
а) одноэлементная; *б*) двухэлементная.

ная составляющие сопротивления параллельного контура (кривые на рис. XI.17). Реактивная проводимость компенсирующего параллельного контура имеет характер кривой, подобной $X_к$ на рис. XI.18. В результате обеспечивается компенсация реактивной составляющей проводимости последовательного контура нагрузки в полосе частот, близких к резонансной, и улучшается согласование с фидером.

В случае двухэлементной схемы согласования в качестве второго элемента, включаемого последовательно в схему, используется цепь, эквивалентная последовательному колебательному контуру. Общая схема согласования в этом случае показана на рис. XI.21,*б*.

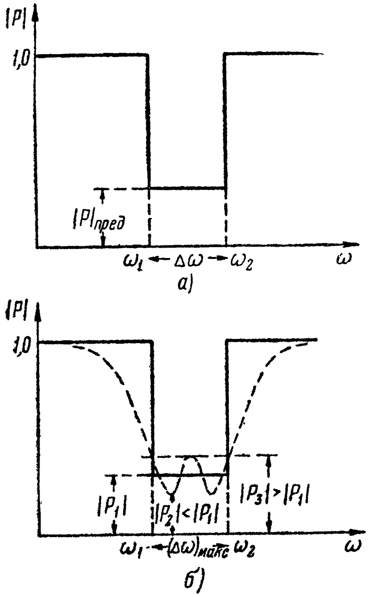


Рис. XI.22. Предельный уровень согласования $|p|_{\text{пред}}$ в заданной полосе частот ($\Delta\omega$) (*а*); максимальная полоса частот $(\Delta\omega)_{\text{макс}}$ при заданном уровне согласования ($|p|$) (*б*).

Рассмотренные выше некоторые методы согласования в полосе частот комплексного сопротивления с активным показывают, что существует определенная связь между характером сопротивления нагрузки и полосой частот, в которой требуется обеспечить согласование с определенным уровнем; кроме того, на результат влияет также вид схемы согласования. Некоторое усложнение этой схемы позволяет повысить качество согласования.

Вопрос учета всех указанных факторов в более общей постановке исследовал Фано.* Некоторые результаты его работы, развитые также в трудах других советских и иностранных ученых, кратко излагаются ниже.

В этих работах рассматривалась проблема согласования произвольного комплексного сопротивления $Z_{\text{н}}$ из сосредоточенных элементов (сопротивления нагрузки) с чисто активным сопротивлением (например, волновым сопротивлением фидера) с помощью пассивного линейного четырехполюсника без потерь. Согласующий четырехполюсник должен быть рассчитан так, чтобы он обеспечивал величину коэффициента отражения p от его входных зажимов, не бо́льшую определенной величины p_m, на всех частотах в пределах заданной полосы.

Исследования показали, что характер нагрузочного сопротивления (соотношение между его максимальным реактивным и активным сопротивлением, характеризующее его добротность) накладывает определенные ограничения на уровень согласования (минимальный модуль коэффициента отражения) и полосу частот.

Для определенной нагрузки при любой самой сложной схеме согласования в заданной полосе частот $\Delta\omega$ (рис. XI.22, *а*) модуль

---

* Fano. Journ. of the Franklin Jnst, Jan. and Febr. 1950, vol 249. Теоретические ограничения широкополосного согласования произвольных сопротивлений.

коэффициента отражения p может быть получен не меньше некоторого минимума $|p|_{пред}$ и, наоборот, заданный уровень согласования $|p_1|$ (рис. XI.22,*б*) может быть получен лишь в полосе частот, не большей некоторой максимальной $(\Delta\omega)_{макс}$.

Приближение к идеальному согласованию, соответствующее малому значению p на какой-либо одной частоте (или нескольких частотах), окупается ценой сужения полосы частот, в пределах которой удовлетворяется условие $|p| < |p|_{макс}$, либо приводит к возрастанию $|p|$ в пределах рассматриваемой полосы.

Это утверждение иллюстрируется пунктирной кривой на рис. XI.22, *б*.

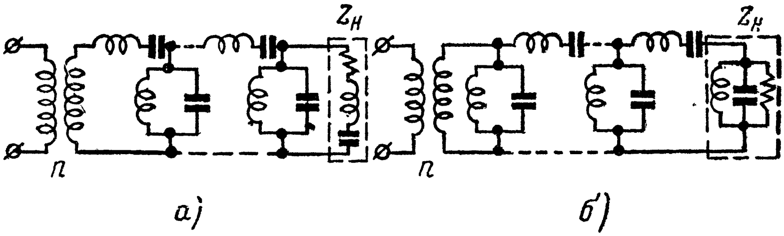


Рис. XI.23. Цепные схемы согласования:

а) при нагрузке, эквивалентной последовательному контуру; *б*) при нагрузке, эквивалентной параллельному контуру.

Исследования показали, что если нагрузка в некоторой полосе частот эквивалентна последовательному или параллельному колебательному контуру, то наилучшие результаты при согласовании ее с линией получаются в том случае, когда согласующий четырехполюсник имеет форму цепной схемы с идеальным трансформатором (рис. XI.23) с коэффициентом трансформации n. Роль колебательных контуров такой схемы согласования уже пояснялась выше. Контуры нагрузки, а также все контуры цепной схемы настроены на одинаковую частоту, равную средней частоте диапазона ($\omega_0 = \sqrt{\omega_1\omega_2}$). Отметим роль идеального трансформатора.

При заданном максимально допустимом значении коэффициента отражения p_m наибольшая полоса частот согласования получается тогда, когда коэффициент отражения (p) во всей полосе имеет значения, близкие к p_m. Если на некоторых частотах значения p получаются много меньшими p_m, то это «оплачивается» ценой сужения полосы. Идеальный трансформатор в указанных выше схемах выравнивает в полосе частот величину p и тем самым обеспечивает расширение полосы частот согласования.

Поясним это на примере простейшей одноэлементной схемы согласования с трансформатором, показанной на рис. XI.24, *а*. Пусть активная составляющая сопротивления нагрузки $R_н$ равна волновому сопротивлению ρ линии. В этом случае при отсутствии идеального трансформатора на средней частоте диапазона нагрузка будет в точности согласована с линией ($p=0$), но с изменением частоты произойдет довольно быстрое возрастание коэффициента отражения p. Пусть теперь в схему включен трансформатор с коэффициентом трансформации

$$n = \sqrt{\frac{1+p_m}{1-p_m}} > 1, \qquad \text{(XI.55)}$$

где p_m — заданное максимально допустимое значение модуля коэффициента отражения.

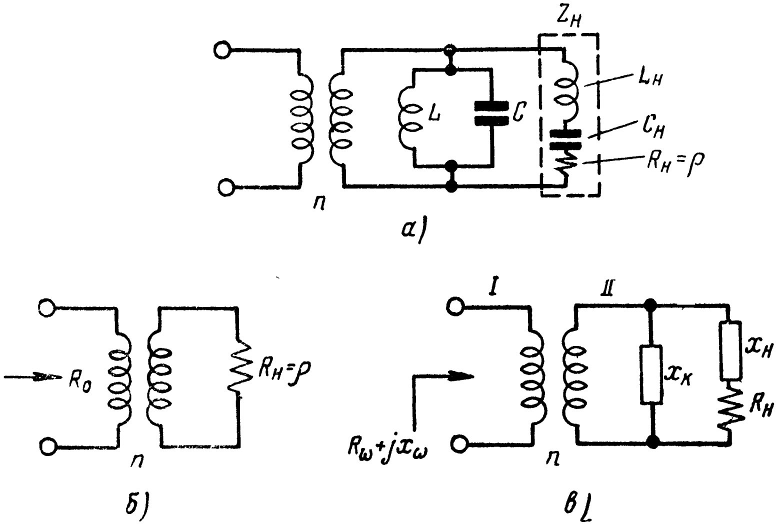


Рис. XI.24. Одноэлементная схема согласования нагрузки в виде последовательного контура (*а*); эквивалентная схема для резонансной частоты (*б*); эквивалентная схема при расстройке (*в*).

Тогда на резонансной частоте (схема рис. XI.24, *б*) после трансформации сопротивление нагрузки станет равным

$$R_0 = \frac{R_н}{n^2} = \frac{\rho}{n^2} = \frac{\rho(1-p_m)}{1+p_m}.$$

Соответствующий модуль коэффициента отражения

$$|p| = \left|\frac{R_0-\rho}{R_0+\rho}\right| = \left|\frac{R_0 - \rho\dfrac{(1-p_m)}{1+p_m}}{R_0+\rho\dfrac{(1-p_m)}{1+p_m}}\right| = p_m,$$

т. е. будет равен предельному допустимому значению.

С изменением частоты, например при ее повышении относительно резонансной, реактивная составляющая сопротивления нагрузки ($X_н$) станет индуктивной (рис. XI.24, *в*), сопротивление же контура ($X_к$)

станет емкостным. Эти реактивности частично скомпенсируют друг друга, и во входном сопротивлении схемы (со стороны первичной обмотки трансформатора) появится небольшая реактивная составляющая сопротивления X_ω. Активная составляющая сопротивления, нагружающего вторичную обмотку трансформатора, как видно из схемы рис. XI.24, *в*, имеет большую величину, чем $R_н$, а сопротивление, пересчисленное в первичную обмотку R_ω, станет больше, чем R_0, и приблизится к величине ρ.

В результате ухудшение согласования из-за появления реактивной составляющей будет в какой-то степени возмещаться приближением активной составляющей входного сопротивления к величине волнового сопротивления линии. Этим достигается выравнивание коэффициента отражения p и расширение полосы частот согласования. За пределами полосы реактивные составляющие сопротивления остаются нескомпенсированными, резко возрастают, что приводит к значительному рассогласованию.

Для схемы, приведенной на рис. XI.24, *а*, при активной составляющей сопротивления нагрузки $R_н \neq \rho$ коэффициент трансформации n определяется выражением

$$n = \sqrt{\frac{R_н}{\rho} \frac{1+p_m}{1-p_m}}. \quad \text{(XI.56)}$$

Практическое осуществление идеального трансформатора в схеме согласования представляет собой довольно трудную задачу даже для ограниченного диапазона частот. Вместо идеального трансформатора можно применять реальный, если он в требуемой полосе частот действует как трансформатор активных сопротивлений. В частности, в качестве эквивалента идеального трансформатора в некоторой полосе частот можно использовать в диапазоне УКВ отрезок линии с плавно меняющимися параметрами, а иногда и четвертьволновый отрезок однородной линии.

При использовании цепных схем согласования (рис. XI.23) на дециметровых волнах резонансные колебательные контуры следует заменять эквивалентными им четвертьволновыми отрезками линий.

Качество согласования, получаемого в полосе частот с помощью цепной схемы, зависит как от характера нагрузки, так и от числа элементов (контуров) схемы. На рис. XI.25 приведены графики, позволяющие определить максимальный коэффициент бегущей волны ($k_{бв}$), который теоретически может быть получен в линии после согласования рассматриваемой нагрузки в заданной полосе частот По оси абсцисс отложен параметр $Q_э$, определяемый как

$$Q_э = \frac{\omega_0 L_н}{R_н} \left(\frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2} \right). \quad \text{(XI.57)}$$

Здесь ω_0 — резонансная (средняя) частота диапазона $\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_2}$, где ω_1 и ω_2 — минимальная и максимальная частоты полосы $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$, $L_н$ и $R_н$ — индуктивность и активное сопротивление нагрузки (рис. XI.23); емкость нагрузки $C_н$ связана с индуктивностью по формуле

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_н C_н}}. \quad \text{(XI.58)}$$

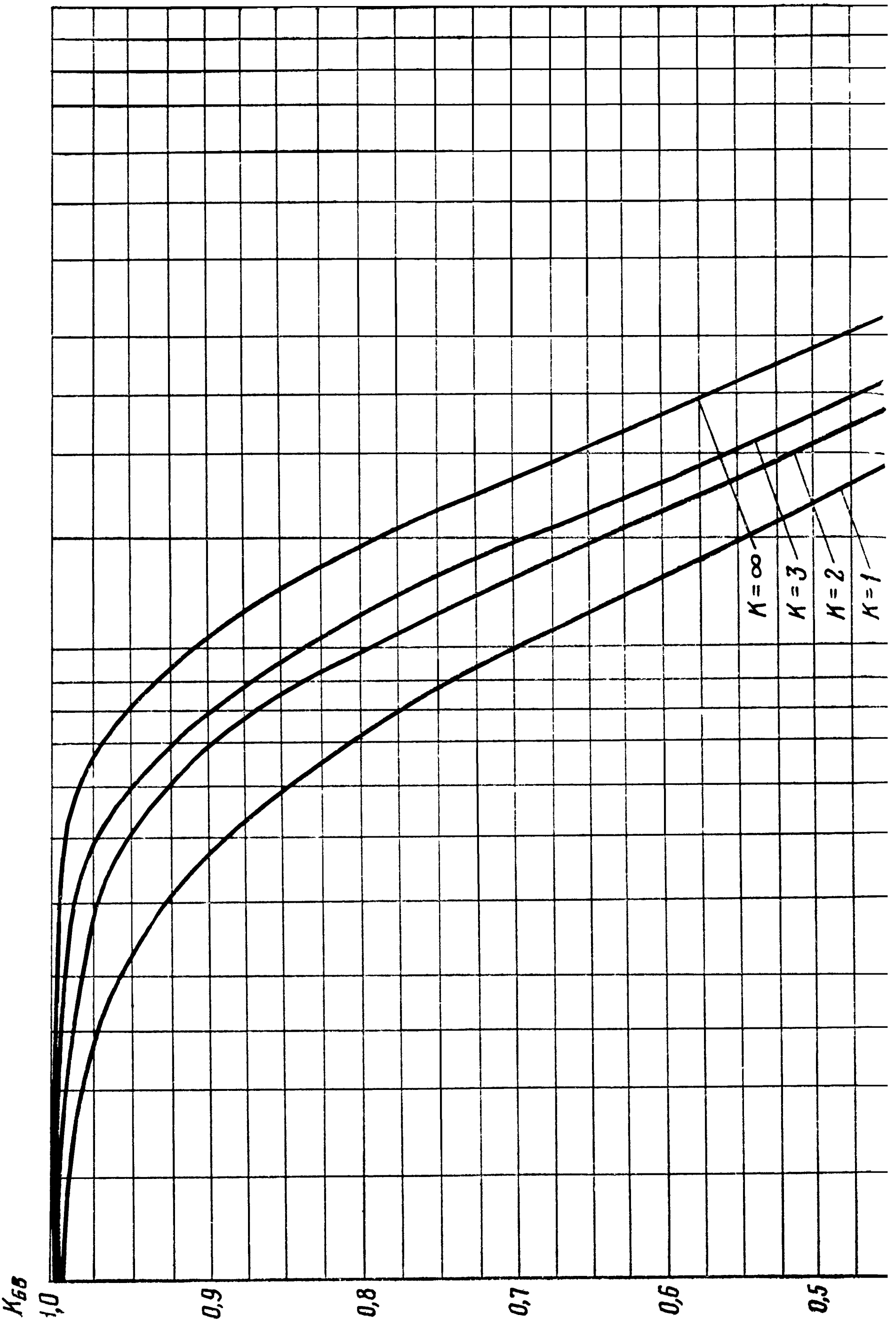
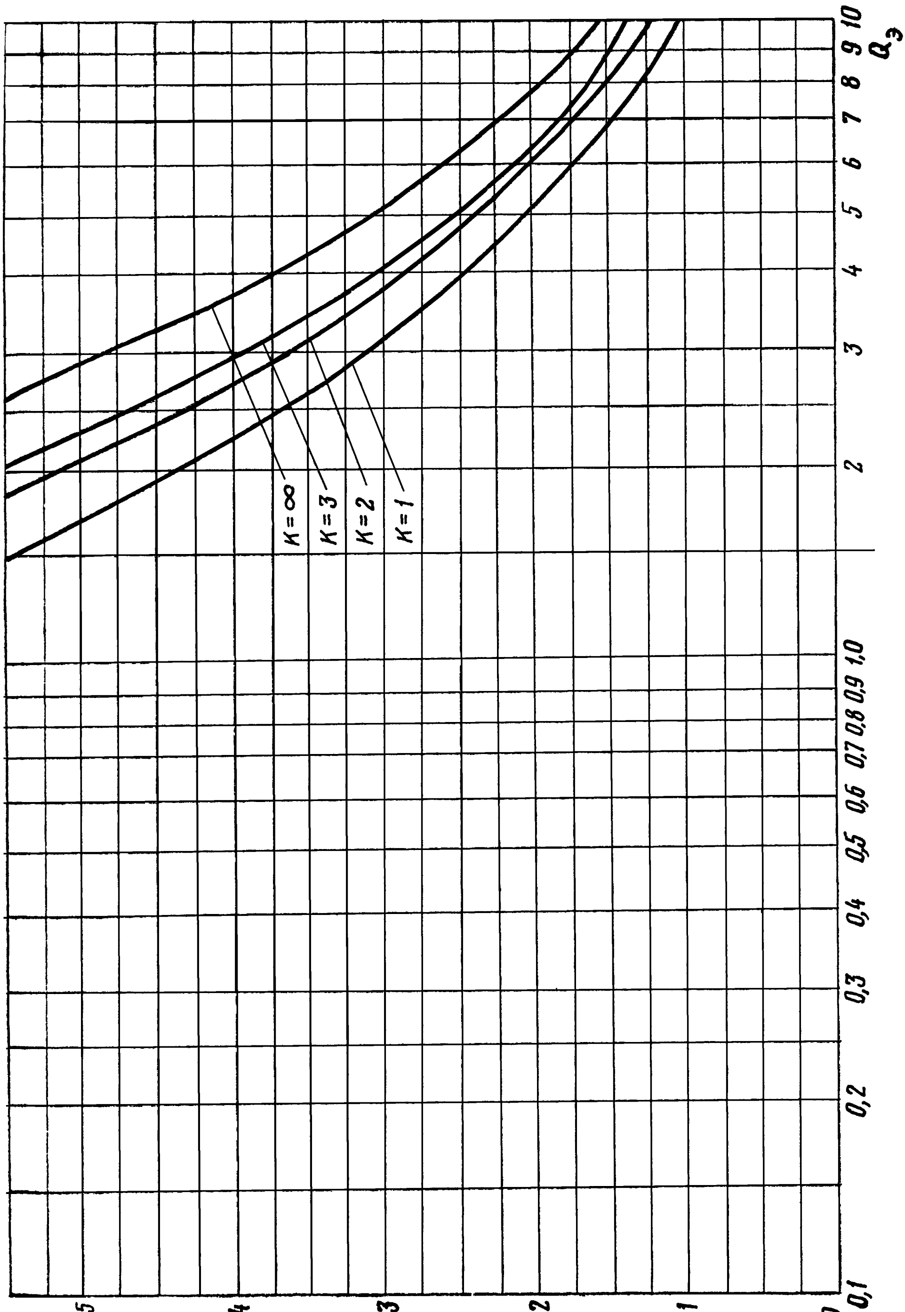


Рис. XI.25. Расчетные графики $k_{бв} = f(Q_э)$ для цепной



схемы согласования с идеальным трансформатором.

Буквой k на кривых рис. XI 25 обозначается число элементов выбранной схемы согласования. Напомним, что $k_{бв}$ связан с коэффициентом отражения p по формуле (XI.31).

С помощью графиков рис. XI.25 при известных параметрах нагрузки и избранном числе элементов схемы согласования можно также определить полосу частот, в пределах которой будет обеспечен заданный уровень $k_{бв}$. Для этого по графику определяется соответствующий параметр $Q_э$ и на основании (XI 57)

$$\frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2} = \frac{Q_э R_н}{\omega_0 L_н}.$$

Искомая относительная полоса частот

$$\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0} = \frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2} = \frac{Q_э R_н}{\omega_0 L_н}. \qquad \text{(XI.59)}$$

Как видно из рис. XI.25, увеличение числа элементов цепной согласующей схемы свыше двух не дает значительного улучшения степени согласования. Увеличение же числа элементов схемы усложняет ее настройку и конструкцию. На этом основании можно считать, что практически применять в цепной схеме согласования больше, чем два или, в крайнем случае, три элемента, нецелесообразно.

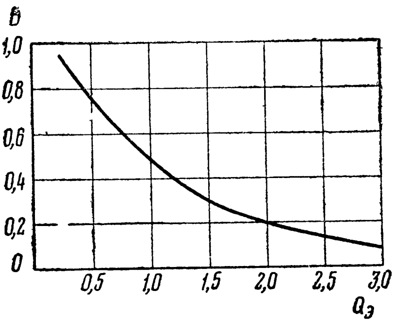


Рис. XI.26. График коэффициента B.

Разработаны удобные методы расчета параметров цепной схемы согласования. Так, например, параметры контура L, C одноэлементной схемы рис. XI.24, *а* можно определить по формулам

$$C = \frac{Q_э B}{R_н \omega_0 \left(\frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2} \right)} \qquad \text{(XI.60)}$$

или

$$\frac{1}{\omega_0 C} = \frac{R_н \left(\frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2} \right)}{Q_э B}, \qquad \text{(XI.60а)}$$

где B — коэффициент, определяемый по графику рис. XI.26.

Для иллюстрации рассмотрим **пример расчета** одноэлементной схемы согласования.

Задана нагрузка в виде последовательного колебательного контура, настроенного на частоту ω_0, активное сопротивление которого

$R_н = 70$ *ом*, добротность $Q = \frac{\omega_0 L_н}{R_н} = 10$. Эта нагрузка должна быть согласована в полосе частот $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 0{,}22 = 22\%$ с фидером, имеющим волновое сопротивление $\rho = 70$ *ом*. **Определить, какой максимальный коэффициент бегущей волны может быть достигнут в указанной полосе частот при использовании одноэлементной схемы** (рис. XI.24, *а*), и найти параметры схемы.

Определяем параметр $Q_э$ по формуле (XI.57)

$$Q_э = \frac{\omega_0 L_н}{R_н}\left(\frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2}\right).$$

Здесь

$$\frac{\omega_0 L_н}{R_н} = 10; \quad \frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2} = \frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = 0{,}22.$$

Поэтому

$$Q_э = 10 \cdot 0{,}22 = 2{,}2.$$

По графику рис. XI.25 находим, что для $Q_э = 2{,}2$ значение максимального $k_{бв}$, который теоретически может быть получен в линии после согласования с помощью одноэлементной схемы ($k = 1$), $k_{бв} = 0{,}41$.

Соответственно модуль коэффициента отражения

$$p_m = \frac{1 - k_{бв}}{1 + k_{бв}} = \frac{1 - 0{,}41}{1 + 0{,}41} = 0{,}42.$$

Емкость C контура согласования определяем из формулы (XI.60 *а*)

$$\frac{1}{\omega_0 C} = \frac{R_н\left(\frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2}\right)}{Q_э B}.$$

Коэффициент B определяем по графику рис. XI.26 для $Q_э = 2{,}2$; $B = 0{,}18$.

Поэтому

$$\frac{1}{\omega_0 C} = \frac{70 \cdot 0{,}22}{2{,}2 \cdot 0{,}18} = 39\ ом; \quad C = \frac{1}{39\omega_0}.$$

Индуктивность контура определяется из условия

$$\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} = 39\ ом; \quad L = \frac{39}{\omega_0}.$$

Коэффициент трансформации идеального трансформатора по формуле (XI.56)

$$n = \sqrt{\frac{R_н}{\rho}\frac{1 + p_m}{1 - p_m}} = \sqrt{\frac{70}{70}\frac{1 + 0{,}42}{1 - 0{,}42}} = 1{,}57.$$

Для того чтобы наглядно представить полученные результаты, на рис. XI 27 изображены рассчитанные кривые модуля коэффициента отражения в линии в полосе частот до согласования (кривая *1*) и после согласования (кривая *2*). Как видно из рисунка, полоса частот, в пределах которой $|p| < p_m = 0{,}42$, составляет в первом случае 9%, а во втором 22%.

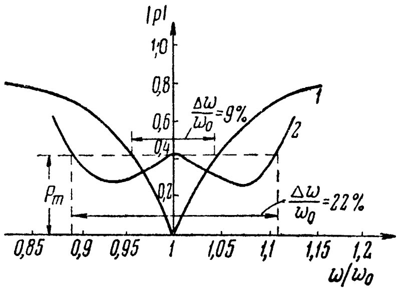


Рис XI.27. Кривые модуля коэффициента отражения в полосе частот:

1) до согласования и *2*) после согласования с помощью одноэлементной схемы.

В заключение рассмотрим примеры реализации схем широкополосного согласования в вибраторах.

Широкополосное согласование вибраторов

Один из примеров схем широкополосного согласования уже приводился выше в предыдущей главе. Это шлейф-вибратор Пистолькорса, эквивалентная схема которого (рис. X.12,*б*) совпадает с одноэлементной схемой широкополосного согласования рис. XI.21,*а*.

Другим примером такой схемы согласования является симметричный полуволновый резонансный вибратор, к входным зажимам которого присоединен короткозамкнутый на конце отрезок линии

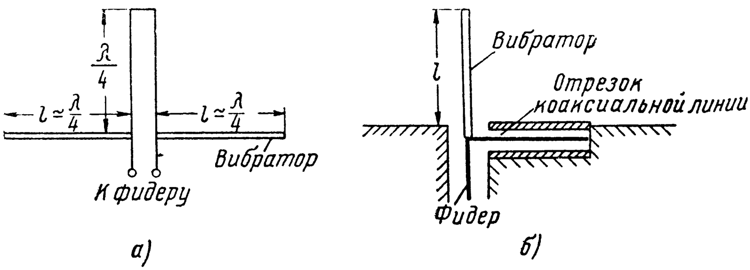


Рис. XI.28. Симметричный полуволновый вибратор с компенсацией реактивности в полосе частот (*а*); несимметричный вариант (*б*).

длиной, равной четверти средней волны диапазона (рис. XI.28, *а*). Входное сопротивление самого вибратора в полосе частот, близких к резонансной, эквивалентно сопротивлению последовательного контура (см. например, рис. V.19), а сопротивление четвертьволнового отрезка линии в небольшой полосе частот эквивалентно сопротивлению параллельного резонансного контура. При правильно подобранном волновом сопротивлении указанного отрезка линии можно добиться компенсации реактивной составляющей входной проводимости вибратора и улучшения согласования с волновым сопротивлением фидера в полосе частот.

На рис XI 28, *б* показан несимметричный вариант компенсации реактивности вибратора в полосе частот.

На рис. XI 29, *а* показана схема компенсации в полосе частот реактивного сопротивления симметричного резонансного вибратора длиной $2l$ λ. Входное сопротивление самого вибратора в полосе частот, близких к резонансной, эквивалентно сопротивлению параллельного колебательного контура (рис. V.19). Последовательно с вибратором включен колебательный контур из последовательно

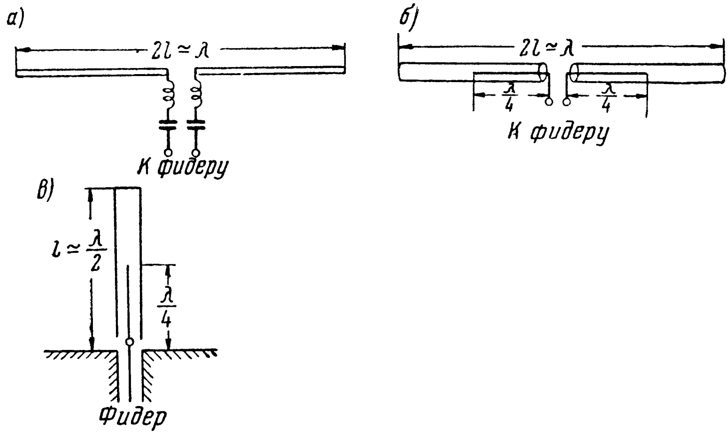


Рис. XI 29. Симметричный волновой вибратор с компенсацией реактивности в полосе частот (*а*); симметричный вариант конструктивного выполнения (*б*), несимметричный вариант (*в*).

соединенных индуктивности и емкости, настроенный на ту же среднюю частоту диапазона. В результате получается схема, подобная рассмотренной выше, показанной на рис. XI.18, *а*. Вариант конструктивного выполнения симметричного вибратора с компенсацией реактивности в полосе частот показан на рис. XI.29, *б*. Сам вибратор образован двумя полыми трубами, которые для настройки в резонанс имеют общую длину, несколько меньшую, чем длина волны. Внутри каждой из труб помещен провод длиной в четверть волны, который вместе с внутренней поверхностью трубы образует коаксиальную линию, разомкнутую на конце. Входное сопротивление каждого из этих отрезков линий в полосе частот изменяется подобно сопротивлению последовательного резонансного контура. Нетрудно убедиться, что входные зажимы обоих четвертьволновых отрезков линий включены последовательно в цепь между входными зажимами вибратора и общим фидером питания, т. е. что схема, изображенная на рис. XI.29, *б*, эквивалентна схеме на рис. XI.29, *а*.

На рис. XI.29, *в* показан несимметричный вариант компенсации реактивности подобного вибратора в полосе частот.

Следует отметить, что компенсация реактивности вибраторов (рис. XI.28 и XI.29) получается хорошей, когда толщина вибраторов не меньше, чем 0,05—0,1 от их длины.

4. ПЕРЕХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА С КОАКСИАЛЬНОГО ФИДЕРА НА СИММЕТРИЧНУЮ АНТЕННУ

Для питания антенн в диапазоне ультракоротких волн открытые линии из-за антенного эффекта обычно не используются, а большей частью для этой цели применяется экранированный, в частности, коаксиальный (несимметричный) фидер. Кабель такого типа более прост по конструкции и дешевле, чем экранированный двухпроводный. Кроме того, при коаксиальном фидере

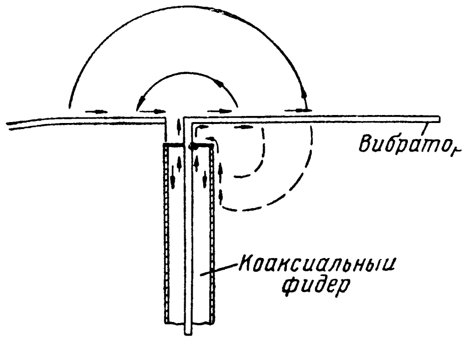


Рис. XI.30. Непосредственное присоединение коаксиального фидера к симметричному вибратору.

сравнительно просто осуществляется вращающееся сочленение, что позволяет в случае необходимости (встречающейся, например, в радиолокационной аппаратуре) обеспечить круговое вращение антенн.

Непосредственное присоединение несимметричного фидера к симметричной антенне нарушает симметрию токов в ней и приводит к появлению тока на наружной поверхности экрана фидера. Действительно при непосредственном соединении, как показано на рис. XI.30, выходное напряжение фидера возникает не только между входными зажимами симметричного вибратора, но и между одним из зажимов вибратора (правым на рисунке) и оболочкой фидера. Напряжение между зажимами вибратора вызывает в нем симметричные токи, замыкающиеся с одной половины на другую, как показано сплошными линиями на рисунке. Напряжение между правой половиной вибратора и экраном кабеля вызывает дополнительный ток, замыкающийся с упомянутой половины вибратора на оболочку фидера, как показано пунктирными линиями. Появление тока снаружи экрана приводит к излучению фидера. Кроме того, нарушается симметрия токов в половинах вибратора. Все это заметно искажает диаграмму направленности антенны, что считается недопустимым.

Поэтому *для соединения коаксиального фидера с симметричной антенной применяются специальные переходные устройства, называемые также симметрирующими устройствами.* Основная задача, которую они выполняют, заключается в обеспечении *электрической симметрии каждой половины антенны относительно оболочки фидера.*

На практике применяется довольно большое количество подобных переходных устройств. Наиболее распространенные из них рассматриваются ниже.

а) «*U*-колено»

Схема симметрирующего устройства типа «*U*-колено» показана на рис. XI.31. Центральный провод коаксиального фидера «*ф*» присоединяется к зажиму *А* левой половины вибратора. От этой точки напряжение к зажиму *Б* правой половины вибратора подается через участок кабеля длиной $\frac{\lambda_\varepsilon}{2}$, где λ_ε — длина волны в кабеле. Фаза напряжения на участке длиной $\frac{\lambda_\varepsilon}{2}$ изменяет свой знак на обратный. Поэтому к зажимам вибратора подводится требуемое противофазное напряжение.

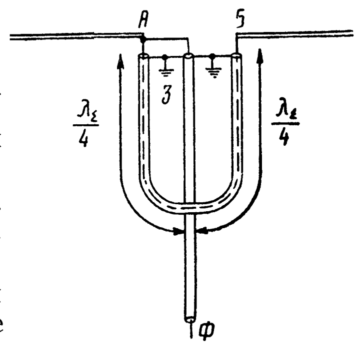


Рис. XI.31. Симметрирующее устройство типа «*U*-колено».

Нетрудно видеть, что при указанной схеме питания обе половины вибратора совершенно симметричны относительно оболочки кабеля.

«*U*-колено» является трансформатором сопротивления по той причине, что входное сопротивление нагрузки общего фидера «*ф*» между точками «*А3*» в четыре раза меньше, чем входное сопротивление вибратора на зажимах *АБ*. Покажем, что это так.

Сопротивление левой половины вибратора относительно земли $Z_{АЗ}=\frac{1}{2}Z_{АБ}$. Сопротивление правой половины вибратора равно той же величине $Z_{БЗ}=\frac{1}{2}Z_{АБ}$. Последнее сопротивление пересчитывается через полуволновый отрезок фидера к зажимам «*АЗ*», где оказывается включенным параллельно с сопротивлением левой половины вибратора. Общее сопротивление нагрузки на зажимах «*АЗ*» таким образом будет

$$Z_{\text{А}}=\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}Z_{АБ}=\frac{Z_{АБ}}{4}. \qquad (XI.61)$$

т. е. *входное сопротивление вибратора, пересчитанное через «U-колено», независимо от волнового сопротивления последнего уменьшается в 4 раза.*

Так, например, входное сопротивление шлейф-вибратора, равное $Z_{АБ}=292$ *ом*, пересчитанное через «*U*-колено» будет равняться 73 *ом*, что примерно совпадает с волновым сопротивлением многих типов стандартных коаксиальных кабелей.

Схема «*U*-колена» может быть использована также для перехода с коаксиального кабеля на симметричный двухпроводный фидер, открытый или экранированный.

К недостаткам рассмотренного переходного устройства относится то, что оно может применяться только при работе на одной волне или точнее *в узкой полосе частот,* так как геометрические размеры устройства связаны определенным образом с длиной волны.

б) «Четвертьволновой стакан»

Переходное устройство типа «четвертьволновый стакан» показано на рис. XI.32, *а*. Металлический цилиндр («стакан») длиной в четверть волны охватывает с небольшим зазором внешнюю оболочку кабеля и припаян с нижней стороны к этой оболочке. Верхняя часть цилиндра не соединена с оболочкой и может быть закрыта диэлектрической шайбой. Внутренняя поверхность указанного цилиндра и наружная поверхность кабеля образуют четвертьволновую линию, короткозамкнутую на конце, входное сопротивление которой (на зажимах *2—3*) очень велико.

Таким образом зажим *1* антенны изолирован от наружной оболочки кабеля непосредственно, а зажим *2* изолирован от оболочки (от точки *3*) большим входным сопротивлением упомянутого отрезка четвертьволновой линии. Следовательно, обе половины вибратора оказываются примерно в одинаковых условиях относительно оболочки кабеля и симметрия вибратора не нарушается.

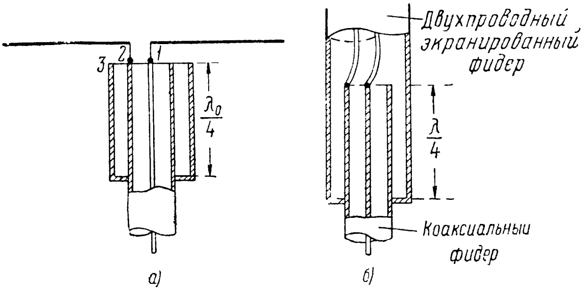


Рис. XI.32. Симметрирующее устройство типа четвертьволновый стакан (*а*), переход с коаксиального фидера на симметричный (*б*).

Сопротивление нагрузки для фидера (в точках *1—2*) *при точной настройке «стакана» остается примерно равным входному сопротивлению самой симметричной антенны.*

На рис. XI.32, *б* показано использование «четвертьволнового стакана» для перехода с коаксиального фидера на двухпроводный и симметричный.

Рассмотренное переходное устройство так же, как и «*U*-колено», *является весьма узкополосным.*

в) Переходное устройство с симметрирующей приставкой

На рис. XI.33 показано в разрезе переходное устройство с симметрирующей приставкой. Питание к антенне подводится через коаксиальный фидер.

Центральная жила фидера соединяется с правой половиной вибратора (в точке *1*) и, кроме того, с металлическим стержнем длиной в четверть волны, играющим роль симметрирующей приставки. Основание стержня припаяно к экрану фидера. Этот стержень вместе с соответствующим участком экрана фидера образуют четвертьволновый отрезок линии, короткозамкнутой на конце.

Оболочка коаксиального фидера соединяется с левой половиной вибратора (в точке *2*).

Как видно из рис. XI.33 обе половины вибратора совершенно симметричны относительно оболочки фидера, так как одинаково соединены с наружными стержнями, из которых левый является экраном фидера, а правый симметрирующей приставкой.

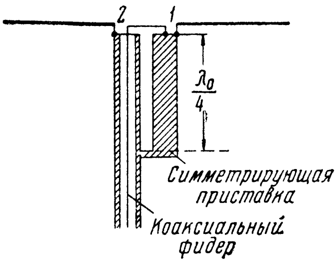


Рис. XI 33. Переходное устройство с симметрирующей приставкой.

Эта приставка на резонансной волне λ_0 не влияет на работу вибратора вследствие того, что образованный приставкой и участком наружного экрана четвертьволновый отрезок линии обладает весьма большим сопротивлением в точках присоединения к зажимам вибратора.

Сопротивление нагрузки для фидера (в точках *1—2*) *на резонансной волне* λ_0 *остается примерно равным входному сопротивлению самой антенны.* Так, например, полуволновый вибратор, имеющий входное сопротивление около 73 *ом*, оказывается хорошо согласованным со стандартным кабелем, имеющим волновое сопротивление порядка 70—75 *ом*.

Переходное устройство с симметрирующей приставкой в отличие от «*U*-колена» и «четвертьволнового стакана» *является широкополосным*. При изменении частоты относительно разонансной симметрия питания вибратора не нарушается. Входное сопротивление отрезка линии, образованной приставкой и экраном фидера, при изменении частоты падает и начинает шунтировать сопротивление вибратора в точках *1—2*. Однако в небольшой полосе частот это шунтирующее сопротивление при правильно подобранных параметрах схемы можно использовать для компенсации реактивного сопротивления «полуволнового» вибратора, так же, как в рассмотренной выше схеме рис. XI.28, *а*.

На рис. XI.34 показан вариант схемы симметрирующей приставки, используемой для телевизионных приемных антенн.

На рис. XI.35 показана схема устройства, которое можно рассматривать как комбинацию симметрирующей приставки с четвертьволновыми стаканами.

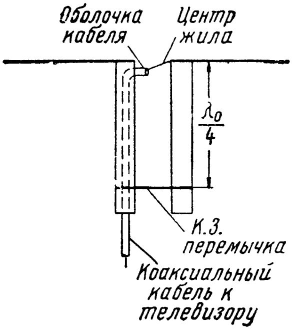


Рис. XI 34. Вариант симметрирующей приставки, используемой в телевизионных приемных антеннах.

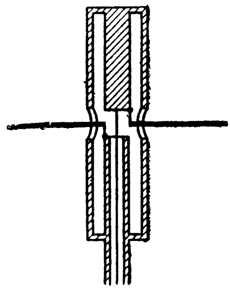


Рис. XI.35. Комбинация симметрирующей приставки с четвертьволновыми цилиндрами.

Здесь приставка расположена не рядом с кабелем, а составляет его продолжение — два четвертьволновых цилиндра окружают кабель и приставку и соединены вместе.

г) Переходное устройство в виде отрезка коаксиала с продольными щелями

На рис. XI.36 показано переходное устройство в виде отрезка коаксиала с двумя продольными щелями. Длина каждой щели равна четверти длины волны $\left(\frac{\lambda_0}{4}\right)$. Одна половина симметричного вибратора (левая на рисунке) присоединяется непосредственно к наружной оболочке кабеля; другая половина (правая) присоединяется одновременно к центральной жиле и к оболочке кабеля. При таком соединении каждая половина вибратора оказывается совершенно симметричной относительно оболочки кабеля, вследствие чего не нарушается симметрия токов в половинах вибратора. А вследствие того, что длина расщепленного участка оболочки составляет четверть волны, входные зажимы симметричного вибратора изолированы от сплошной оболочки фидера.

В рассмотренном переходном устройстве симметричное возбуждение сохраняется не только на резонансной волне λ_0, но и при изменении длины волны. В последнем случае, однако, ухудшается согласование между коаксиальным фидером и вибратором. Тем не менее указанное переходное устройство является более широкополосным, чем «U-колено» или «четвертьволновый стакан».

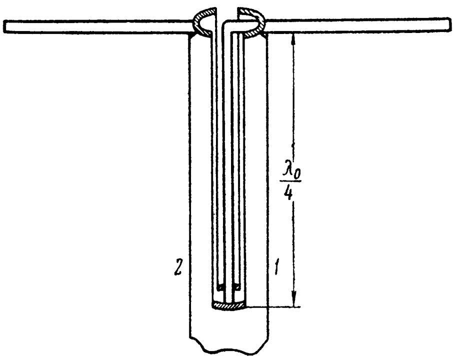


Рис XI.36. Переходное устройство в виде отрезка коаксиала с продольными щелями.

Эквивалентная схема переходного устройства в виде отрезка коаксиала с продольными щелями приближенно может быть представлена в виде трехпроводной линии: два провода этой линии представляют собой половины оболочки (*1* и *2*) расщепленного кабеля, а третьим проводом является центральная жила. Такую трехпроводную линию можно исследовать на основании теории электрически связанных линий. Теория показывает, что указанное переходное устройство трансформирует сопротивление вибратора, причем эта трансформация зависит от параметров трехпроводной линии и от частоты. Возможность изменения коэффициента трансформации за счет параметров перехода представляет некоторые преимущества по сравнению с переходными устройствами других типов.

ЧАСТЬ III

АНТЕННЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

ВВЕДЕНИЕ

1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Границы диапазона сверхвысоких частот (СВЧ) определяются довольно произвольно. Они зависят от тех предельных частот, на которых используются особые методы генерирования, канализации и излучения, не применяемые на более низких частотах радиотехнического диапазона. Обычно *верхняя граница диапазона СВЧ лежит вблизи частоты* $3 \cdot 10^{11}$ *гц* (что соответствует длине волны $\lambda = 1$ *мм*) и нижняя — вблизи частоты $3 \cdot 10^{8}$ *гц* (длина волны $\lambda = 1$ *м*).

Отличительной особенностью диапазона СВЧ является соизмеримость длины волны и физических размеров применяемых радиотехнических устройств. По этой причине методы канализации и излучения электромагнитных волн, успешно используемые на более длинных волнах, в ряде случаев оказываются неприемлемыми в диапазоне СВЧ. Но зато появляется много новых замечательных возможностей, которые нередко приводят к радикальному изменению антенной техники. Так, например, *в диапазоне СВЧ возможно применение антенных устройств, принцип действия которых типичен для акустических и особенно оптических систем.* Устройствами такого типа являются, например, рупоры, зеркала и линзы. Другими словами, в диапазоне СВЧ имеется возможность создания антенных устройств нового типа, обычно неприемлемого в диапазоне более низких частот.

Характерной особенностью антенн такого типа является, то что в излучении участвуют сравнительно *большие проводящие поверхности,* по которым протекают токи высокой частоты. Эти токи на поверхности могут иметь любое направление, меняющееся от точки к точке.

Такие антенны по принципу действия, конструкции и методам изучения существенно отличаются от проволочных антенн. Последние являются антеннами с *линейными токами,* так как в них токи протекают только в осевом направлении проводов, образующих антенну (хотя и текут по поверхности проводов).

В диапазоне СВЧ находят применение и проволочные антенны. Такими антеннами, например, могут быть симметричный вибратор или совокупность вибраторов. Однако проволочные антенны не являются типичными для рассматриваемого диапазона. Кроме того, они редко используются в качестве самостоятельных и законченных излучающих систем, чаще же входят составным элементом в более сложные антенные устройства.

Таким образом, *под антеннами СВЧ мы будем понимать антенны, используемые в диапазоне сверхвысоких частот и имеющие большие поверхности, обтекаемые токами высокой частоты.* Такие антенны следовало бы называть дифракционными антеннами, вследствие того, что их теория и методы расчета в значительной степени построены на законах дифракции электромагнитных волн. Однако этот термин применяется, главным образом, к щелевым антеннам, представляющим собой одну из разновидностей антенн СВЧ.

2. ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ АНТЕНН СВЧ

Антенны СВЧ имеют много характерных особенностей, отличающих их от антенн более длинноволнового диапазона.

Малая длина волны в рассматриваемом диапазоне позволяет сконструировать антенны, размеры которых много больше длины волны. Следовательно, *возможно создание остронаправленных антенн, имеющих сравнительно небольшие размеры.*

Для иллюстрации приведем такой пример. Из общей теории антенн (гл. II) известно, что если максимальный размер излучающей части антенны (при синфазном и равноамплитудном распределении поля на ней) в некоторой плоскости равен L, а длина волны равна λ, то угол раствора диаграммы направленности по половинной мощности в этой плоскости будет приблизительно равен

$$(2\varphi_0)^\circ = 51 \frac{\lambda}{L}.$$

Следовательно, на волне $\lambda=3$ *см* диаграмма направленности с углом раствора в 1° обеспечивается антенной с протяженностью излучающей части около полутора метров. Антенну таких размеров нетрудно осуществить.

Если бы мы пытались получить такую же диаграмму на волнах более длинных, чем волны диапазона СВЧ, то антенна имела бы неприемлемо большие размеры. Например, на короткой волне $\lambda=30$ *м* длина антенны была бы около 1500 *м*.*

В диапазоне СВЧ возможно также создание антенн, имеющих диаграмму направленности особой формы, определяемой специальным назначением антенны (например, антенна системы посадки самолетов по приборам, антенна самолетной станции обзора земной поверхности и т. п.).

Небольшие размеры антенн позволяют делать их быстро подвижными. Можно осуществить механическое перемещение одних частей антенны относительно других или же вращать всю антенну с целью быстрого качания (или вращения) диаграммы направленности.

Антенны СВЧ находят широкое применение в радиолокации, радиотелемеханике, радионавигации, радиосвязи, радиоастрономии и других областях радиотехники, где требуется излучать или принимать электромагнитные волны сверхвысоких частот.

3. КЛАССИФИКАЦИЯ АНТЕНН СВЧ

Антенна СВЧ, так же как и проволочные антенны,

---

* Заметим, что в единичных случаях антенны, типичные для диапазона СВЧ, применяются и на более низких частотах. Известно, например, применение рупорной антенны в диапазоне частот 5—25 *Мгц* ($\lambda=60$ *м*$\div$12 *м*). Указанная антенна имеет следующие размеры: длина рупора 253 *м*, ширина раскрыва 152 *м*, высота раскрыва 76 *м*, размеры питающего волновода 12×24 *м*. Антенна создает диаграмму направленности с углом раствора 10° и уровнем боковых лепестков 20 *дб*. Эта уникальная антенна предназначена для приема сигналов в сети дальней стратегической связи на коротких волнах («Новости зарубежной радиоэлектроники», апрель 1959, № 7)

можно классифицировать по различным признакам. Наиболее характерным отличием одного типа антенн этого диапазона от другого являются *различия в методах формирования диаграммы направленности.*

Несмотря на большое многообразие антенн СВЧ среди них можно выделить следующие основные типы: рупорные; зеркальные (рефлекторные); линзовые; щелевые; диэлектрические; поверхностных волн.

Указанные типы находят применение как в качестве самостоятельных антенн, так и в виде составных элементов более сложных антенных устройств, представляющих комбинацию одного типа с другим. Так, например, применяются сочетания: рупор—зеркало, рупор—линза, щелевая антенна — зеркало и т. п.

ГЛАВА XII

ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН СВЧ

1. РАЗЛИЧИЕ В МЕТОДАХ АНАЛИЗА ПРОВОЛОЧНЫХ АНТЕНН И АНТЕНН СВЧ

Антенны СВЧ имеют свою теоретическую базу и свои методы расчета, отличающиеся от методов исследования проволочных антенн.

Разумеется, как антенны СВЧ, так и проволочные антенны принципиально можно исследовать единым методом — путем интегрирования дифференциальных уравнений Максвелла при заданных граничных условиях. Если решение будет найдено, то из него можно получить ответы на все интересующие нас вопросы: какова напряженность поля, создаваемого антенной в пространстве, как она зависит от направления, каково значение коэффициента отражения в питающей линии и т. п.

Но, к сожалению, несмотря на простоту математической формулировки антенной задачи ее решение оказывается очень сложным. Из-за больших математических трудностей анализ антенн путем нахождения точного решения уравнений Максвелла находит ограниченное применение и то для простейших типов антенн. Вследствие этого в инженерной практике применяются приближенные методы решения антенных задач. Эти методы хотя и являются по-прежнему приближенными методами решения уравнений Максвелла, однако оказываются различными для антенн различных типов.

В проволочных антеннах для расчета поля излучения *предварительно задаются распределением тока вдоль проводов антенны.* В антеннах, состоящих из тонких проводов, с большой точностью можно считать, что плотность тока изменяется только вдоль направления, совпадающего с направлением оси провода.* Это обстоятельство значительно упрощает задачу. Функция распределения электрического тока $I(z)$ (где z — координатная линия, совпадающая с осью провода антенны), выбирается либо на основании экспериментальных данных, либо приближенно определяется, исходя из физических условий задачи. Затем, зная распределение тока, вычисляют вектор излучения $\overline{N}$, который в данном случае имеет только одну проекцию N_z. Эта проекция рассчитывается по известной формуле

$$N_z = \int\limits_l I(z)\, e^{jkr' \cos \alpha} dz, \tag{XII.1}$$

причем интегрирование проводится по всей длине l излучающих проводов антенны. Вычислив N_z, по формулам (I.44) и (I.45) легко находят компоненты электромагнитного поля.

Физический смысл интегрирования в (XII.1) сводится к суммированию в точке наблюдения элементарных электромагнитных полей, создаваемых элементами провода dz с протекающими по ним токами. Функция $e^{jkr' \cos \alpha}$ есть функция запаздывания. Она учитывает фазы полей, создаваемых каждым элементом провода антенны.

Таким образом, *поле излучения проволочной антенны находится как суперпозиция элементарных полей, создаваемых элементарными излучателями dz с токами $I(z)$.*

Нестрогость указанного метода заключается в том, что закон распределения тока не определяется в процессе решения задачи, а задается заранее. Например, для тонких разомкнутых антенн распределение тока принимается таким же, как в разомкнутой длинной линии. Фактическое распределение тока в антеннах всегда несколько отличается от принятого, что приводит к неточностям в расчетах.

Несмотря на указанную нестрогость, описанный метод широко применяется в инженерных расчетах и в большинстве случаев дает вполне удовлетворительные результаты.

---

* Предполагается, что $kr \ll 1$, где r — радиус провода; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Поле излучения антенн СВЧ может быть также определено через токи, протекающие по поверхности антенны (например, по поверхности зеркала в зеркальных антеннах). Однако в антеннах СВЧ характер распределения токов обычно является достаточно сложным и должен быть предварительно найден. Распределение тока на проводящей поверхности антенны в большинстве случаев определяется приближенно, например, исходя из законов геометрической оптики. Вследствие того, что эти токи распределены по некоторой поверхности, вектор излучения $\overline{N}$ будет определяться не линейным интегралом, а поверхностым. *Поле излучения такой антенны определится как суперпозиця элементарных полей, создаваемых элементарными площадками $\overline{dS}$ с плотностью тока $\overline{J}_S$.*

Таким образом, *если в проволочных антеннах элементарным излучателем был элемент длины провода с током — диполь Герца, то в антеннах СВЧ в качестве элементарного излучателя удобнее использовать элемент поверхности с током.*

В случае антенн СВЧ решение задачи об излучении может проводиться не только через токи на ее поверхности, *но и через поле в ее раскрыве.* Действительно, многие типы антенн СВЧ характеризуются наличием излучающего раскрыва, т. е. некоторой поверхности, через которую происходит излучение (раскрывы рупора, зеркала, линзы и т. д.). Вследствие этого, в ряде случаев при анализе антенн СВЧ удобнее иметь дело не с токами, а с электромагнитными полями. Вместо того, чтобы находить распределение тока на поверхности антенны, каким-либо методом (например, методом геометрической оптики) определяют распределение поля в ее раскрыве. Каждый элемент площади раскрыва можно рассматривать как источник Гюйгенса, который создает некоторую напряженность поля в точке наблюдения. Полная напряженность поля определится путем суммирования полей, создаваемых в точке наблюдения всеми элементами поверхности раскрыва. Это суммирование производится путем интегрирования по всей площади раскрыва антенны.

Определение поля излучения через поле в раскрыве производится путем использования принципа эквивалент-

ных токов, описанного в гл. III. Такой путь решения антенной задачи является характерной особенностью приближенных методов анализа антенн СВЧ, отличающих их от методов анализа проволочных антенн, и широко применяется.

Описанные схемы решения задачи об излучении через токи на поверхности антенны или через поле в ее раскрыве являются типичными для многих антенн СВЧ. Например, для зеркальных антенн применяют оба метода, поле излучения рупорных и линзовых антенн определяют только через поле в раскрыве.

В диапазоне СВЧ находят применение антенны разных типов. К некоторым из них указанные методы не вполне подходят и для их анализа применяют свои особые методы.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ ЧЕРЕЗ ПОЛЕ В ЕЕ РАСКРЫВЕ

Окружим произвольную антенну некоторой замкнутой поверхностью S, близко примыкающей к антенне. Если нам удастся определить поле на этой поверхности, то, используя принцип эквивалентных токов, можно будет найти поле излучения.

Таким образом, в рассматриваемом методе задача об излучении разбивается на две самостоятельные задачи.

1) нахождение поля на некоторой замкнутой поверхности S;

2) определение поля излучения по известному полю на поверхности S.

Несмотря на то, что обе задачи связаны между собой, их решают независимо друг от друга. Результаты, полученные при решении первой задачи, используют затем для решения второй задачи.

Форма замкнутой поверхности S, вообще говоря, может быть произвольной. Однако решение значительно упростится, если эта поверхность будет состоять из поверхности раскрыва антенны и той части поверхности антенны, которая не обтекается токами высокой частоты. В этом случае для решения первой задачи будет достаточно определить поле только в раскрыве антенны, считая, что на остальной части поверхности S поле равно нулю. В соответствии с этим указанный метод решения применяется, главным образом, к антеннам, которые характеризуются наличием излучающего раскрыва.

Поясним сказанное примером. Допустим, требуется найти поле излучения рупорной антенны. Задачу нахождения поля излучения разбиваем на две. Для решения первой задачи окружим рупорную антенну замкнутой поверхностью S (рис. XII.1,*а*). Эта поверхность состоит из двух частей S_1 и S_2. Поверхность S_1 совпадает с внешней поверхностью рупорной антенны, поверхность S_2 совпадает с поверхностью раскрыва рупора. С достаточной для практики точностью можно считать, что токи

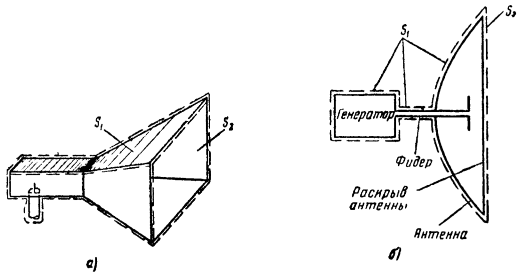


Рис. XII.1. К решению электродинамической задачи для рупорной и зеркальной антенн.

на внешней поверхности рупора отсутствуют и, следовательно, на поверхности S_1 касательные составляющие электрического и магнитного поля равны нулю. Таким образом, первая задача сводится к определению поля в раскрыве рупора, т. е. на поверхности S_2.

Рассмотрим еще один пример. Допустим требуется определить поле излучения зеркальной антенны. Первая задача будет состоять по-прежнему в определении поля на замкнутой поверхности S, окружающей антенну. Целесообразная форма этой поверхности показана на рис. XII.1, *б*. Она проходит по внешней поверхности S_1 антенны и через ее раскрыв S_2. Поле на S_1 принимается равным нулю и первая задача сводится к нахождению поля в раскрыве антенны.

Поле в раскрыве антенны обычно находится приближенно. Для упрощения решения условия задачи идеализируются. Например, в случае рупорной антенны поле в раскрыве находится в предположении бесконечной длины рупора и идеальной проводимости его стенок.

Делая такое допущение, мы не учитываем высшие типы волн, неизбежно возникающие на конце рупора. Кроме того, считая рупор бесконечным, мы принципиально не можем ожидать наличия какого-либо поля, связанного с полем в рупоре, на внешней поверхности S_1 рупорной антенны. В действительности же поле на поверхности S_1 не равно нулю вследствие затекания токов на эту поверхность с конца рупора. В случае зеркальных антенн поле в раскрыве обычно находится также приближенно с помощью методов геометрической оптики, а поле на «тыльной» поверхности S_1 принимается равным нулю.

Аналогичные допущения принимаются и для других типов антенн. Более строгий анализ и экспериментальная проверка показывают, что указанные допущения не приводят к заметным ошибкам в области главного лепестка диаграммы направленности. В области же боковых и задних лепестков ошибки могут быть значительными. Однако для инженерных расчетов указанный приближенный метод вполне приемлем, тем более, что получаемые при его применении ошибки оказываются одного порядка с ошибками, возникающими вследствие неточностей в изготовлении антенн.

3. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ ДЛЯ НАХОЖДЕНИЯ ПОЛЯ В РАСКРЫВЕ АНТЕНН

Определение поля в раскрыве таких важнейших антенн СВЧ, как зеркальные и линзовые, ведется, главным образом, с помощью метода геометрической оптики. Этот метод очень прост и хорошо разработан. Однако пользоваться им можно далеко не всегда. В одних случаях он дает достаточно точные результаты, в других — может дать большие ошибки. В связи с этим рассмотрим вопрос о применимости метода геометрической оптики для определения поля в раскрыве некоторых антенн.

Как известно, в геометрической оптике не существует таких понятий, как длина волны, векторный характер поля и поляризация, т. е. те физические категории, которые лежат в основе электродинамики. Несмотря на это, в ряде случаев законы геометрической оптики в сочетании с понятиями волновых процессов позволяют довольно верно получить картину поля в раскрыве некоторых антенн.

Рассмотрим вопрос о связи между волновой теорией электромагнитного поля и законами геометрической оптики. С этой целью рассмотрим поле источников, сосредоточенных в некоторой области V (рис. XII.2). Допустим, что поверхность S, окружающая область V, является волновой поверхностью, т. е. поверхностью равных фаз векторов поля $\overline{E}$ и $\overline{H}$. Найдем другую волновую поверхность S_1, внешнюю относительно S.

Если известны значения $\overline{E}$ (или $\overline{H}$) на S, то поле в любой точке внешнего пространства, в том числе и на S_1, может быть найдено путем использования, например, принципа эквивалентных токов. Согласно этому принципу поле в некоторой точке M_1, расположенной на S_1, будет определяться полем на всей волновой поверхности S. Действительно, для нахождения поля в точке M_1 мы разбиваем поверхность S на элементарные участки и рассматриваем каждый такой участок как источник поля. Результирующее поле в точке M_1 находится как сумма напряженностей полей элементарных источников и рассчитывается как интеграл от элементарных напряженностей, взятый по поверхности S.

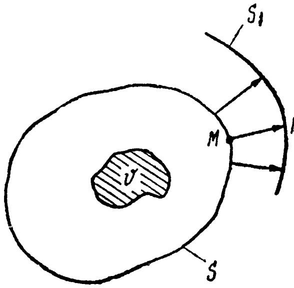


Рис. XII.2. К движению волновой поверхности.

В геометрической оптике, напротив, считается, что напряженность поля в точке M_1 определяется напряженностью поля только в одной точке M на поверхности S. Следовательно, каждая точка волновой поверхности при движении ее в пространстве будет описывать вполне определенную траекторию, устанавливающую взаимосвязь положения точек соседних волновых поверхностей. Эти траектории называются лучами (рис. XII.3). Распространение волн можно рассматривать как последовательный

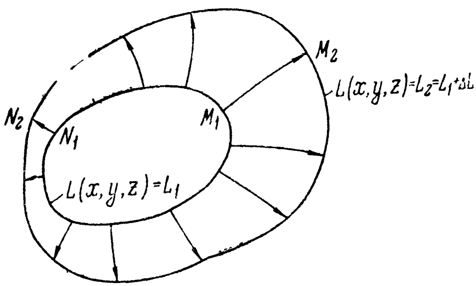


Рис. XII.3. К движению волновой поверхности в неоднородной среде.

переход одной волновой поверхности в соседнюю, происходящий вдоль лучей. Следовательно, лучи являются линиями потока энергии.

Из изложенного следует, что в геометрической оптике движение волновых поверхностей (а следовательно, и волн) полностью описывается соотношениями чисто геометрического характера, определяемыми законами геометрической оптики.

В основе этих законов лежит принцип Ферма́, утверждающий, что при движении волны в пространстве длина оптического пути между соответствующими точками волновых поверхностей имеет минимальное значение. Из принципа Ферма́ непосредственно вытекает прямолинейное распространение света в однородной среде и легко выводятся основные законы отражения и преломления волн на границе раздела двух сред.

Пусть проекции векторов поля на оси прямоугольной системы координат описываются выражением

$$E = E_0(x,\ y,\ z)\,e^{j[\omega t - kL_0(x,\ y,\ z)]}. \qquad \text{(XII.2)}$$

Следовательно, поверхности равных фаз поля в различные моменты времени определяются уравнением

$$\omega t - kL_0(x,\ y,\ z) = \text{const}. \qquad \text{(XII.3)}$$

Учитывая, что $\frac{\omega}{k} = V$, и полагая постоянную фазу на волновой поверхности равной нулю, получаем

$$Vt - L_0(x,\ y,\ z) = 0. \qquad \text{(XII.4)}$$

В общем случае для неоднородной среды скорость распространения волны есть функция координат $x,\ y,\ z$. Умножим обе части равенства (XII.4) на показатель преломления среды n

$$n = \frac{c}{V},$$

где c — скорость света в свободном пространстве.

В результате получим

$$ct - nL_0(x,\ y,\ z) = 0. \qquad \text{(XII.5)}$$

Так как величина c постоянна, то поверхность равных фаз определится выражением

$$nL_0(x,\ y,\ z) \equiv L(x,\ y,\ z) = ct = \text{const}. \qquad \text{(XII.6)}$$

Рассмотрим две поверхности равных значений функций L:

$$L(x,\ y,\ z) = L_1 \text{ и } L(x,\ y,\ z) = L_1 + \Delta L = L_2.$$

Расстояние между поверхностями L_1 и L_2, отсчитываемое по нормали к ним, равно

$$\Delta S = \frac{\Delta L}{n}. \qquad \text{(XII.7)}$$

Отсюда, переходя к пределу, получаем

$$\frac{dL}{dS} = n. \qquad \text{(XII.8)}$$

Так как наибыстрейшее изменение функции L происходит в направлении нормали к поверхности равных значений L (т. е. к волновой поверхности), то

$$\frac{dL}{dS} = |\operatorname{grad} L|,$$

следовательно,

$$| \operatorname{grad} L | = n$$

или

$$| \operatorname{grad} L |^2 = \left(\frac{\partial L}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial z}\right)^2 = n^2. \qquad \text{(XII.9)}$$

Выражение (XII.9) является основным дифференциальным уравнением, определяющим функцию L Уравнения (XII.6) и (XII.9) определяют положение и форму волновой поверхности в любой момент времени. В процессе движения волны каждый участок вол-

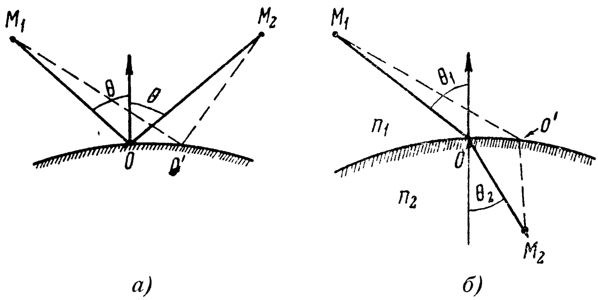


Рис. XII.4. Применение принципа Ферма́ для случаев отражения и преломления волны.

Кратчайшая длина оптического пути между точками M_1 и M_2 показана сплошными линиями.

новой поверхности смещается в направлении нормали к последней, т. е. вдоль луча. При переходе от первой поверхности ко второй (скажем, от L_1 к L_2 — рис. XII 3) функция L получает приращение

$$\Delta L = \int_{\Gamma} n dS, \qquad \text{(XII.10)}$$

где Γ — контур интегрирования, совпадающий с лучом, соединяющим точки M_1 и M_2 или N_1 и N_2 (рис. XII 3). Величина ΔL, определяемая интегралом (XII.10), **называется длиной оптического пути** между точками M_1 и M_2.

Так как L_1 и L_2 — поверхности одинаковых значений L, то $\Delta L = L_1 - L_2 = \text{const}$ для любых точек этих поверхностей. Другими словами, длина оптического пути вдоль луча между любыми соответственными точками (M_1 и M_2, N_1 и N_2 и т. д.) поверхностей L_1 и L_2 остается одинаковой несмотря на то, что геометрическая длина лучей между этими точками может быть различной.

Из (XII 6) следует

$$\Delta L = c\Delta t,$$

т. е численно длина оптического пути равна расстоянию, проходимому точкой M за время Δt при движении со скоростью света

Введение понятия оптической длины пути лучей существенно облегчает вывод законов геометрической оптики. Согласно принципу

Ферма́ волна из точки M_1 в точку M_2 (рис. XII.4) должна распространяться так, чтобы длина оптического пути

$$L = M_1O + OM_2$$

была экстремальна. Это означает, что приращения величины L при бесконечно малых отклонениях лучей от истинного положения с точностью до величины второго порядка малости должны быть равны нулю:

$$\delta L = 0.$$

Применив этот принцип для случая отражения (рис. XII.4, *а*) и преломления волны (рис. XII.4, *б*), легко получим основные законы отражения и преломления Опустив их вывод, который интересующиеся могут найти во многих руководствах *, напомним только сами законы.

Для случая отражения волны от поверхности S:

1. Луч падающей волны, луч отраженной волны и нормаль к поверхности S в точке падения лежат в одной плоскости

2 Угол падения равен углу отражения.

Для случая преломления волны на границе раздела двух сред:

1. Луч падающей волны, луч отраженной волны и нормаль к поверхности раздела в точке падения лежат в одной плоскости

2. Угол падения и угол преломления связаны между собой соотношением

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2,$$

значения n и θ указаны на рис. XII.4, *б*.

Нетрудно заметить, что вытекающие из принципа Ферма́ законы отражения и преломления аналогичны законам отражения и преломления плоских электромагнитных волн на плоской границе раздела.

Посмотрим теперь, при каких условиях электромагнитное поле системы источников будет удовлетворять законам геометрической оптики. Для этого будем искать решение уравнений Максвелла

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot} \overline{H} &= \varepsilon \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \overline{E} &= -\mu \frac{\partial \overline{H}}{\partial t} \end{aligned}\right\} \qquad \text{(XII.11)}$$

в виде таких функций для $\overline{E}$ и $\overline{H}$, которые были нами использованы при рассмотрении поля с позиций геометрической оптики, т. е. в виде

$$\overline{E} = \overline{E}_0'(x, y, z)\, e^{j[\omega t - kL_0(x, y, z)]};$$

$$\overline{H} = \overline{H}_0'(x, y, z)\, e^{j[\omega t - kL_0(x, y, z)]}.$$

---

* См., например, Л. Д. Гольдштейн и Н. В. Зернов Электромагнитные поля и волны, «Советское радио», 1956, стр. 397—400.

Учитывая гармоническую зависимость $\overline{E}$ и $\overline{H}$ от времени, перепишем уравнения Максвелла в виде

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot}\overline{H} &= j\omega\varepsilon\overline{E} \\ \operatorname{rot}\overline{E} &= -j\omega\mu\overline{H} \end{aligned}\right\}. \tag{XII.12}$$

Для дальнейшего анализа нам удобно несколько видоизменить показатель степени, определяющий фазу колебаний. Так как

$$k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} = \frac{\omega}{v};$$

$$k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = \frac{\omega}{c};$$

$$L(x,\ y,\ z) = nL_0(x,\ y,\ z),$$

где $n = \dfrac{c}{v}$, то

$$kL_0(x,\ y,\ z) = k_0L(x,\ y,\ z).$$

Кроме того, для сокращения письма обозначим

$$\overline{E}_0'(x,\ y,\ z)\,e^{j\omega t} = \overline{E}_0 \quad \text{и} \quad \overline{H}_0'(x,\ y,\ z)\,e^{j\omega t} = \overline{H}_0.$$

Итак, решение уравнений (XII.12) будем искать в виде

$$\left.\begin{aligned} \overline{E} &= \overline{E}_0\,e^{-jk_0L} \\ \overline{H} &= \overline{H}_0\,e^{-jk_0L} \end{aligned}\right\}. \tag{XII.13}$$

Чтобы определить уравнения, которым должны удовлетворять $\overline{E}_0$, $\overline{H}_0$ и L, подставим значения $\overline{E}$ и $\overline{H}$ из (XII.13) в исходные уравнения Максвелла (XII.12). Учтем, что согласно (XII.13) векторы $\overline{E}$ и $\overline{H}$ представлены в виде произведения векторов $\overline{E}_0$ или $\overline{H}_0$ на скаляр e^{-jk_0L}. В соответствии с этим при решении уравнений (XII.12) используем соотношение

$$\operatorname{rot}(\overline{a}\psi) = \psi\operatorname{rot}\overline{a} + (\operatorname{grad}\psi\times\overline{a}).$$

Кроме того, учтем, что

$$\operatorname{grad} e^{-jkL} = -jk\left(\frac{\partial L}{\partial x}\overline{i}_x + \frac{\partial L}{\partial y}\overline{i}_y + \frac{\partial L}{\partial z}\overline{i}_z\right)e^{-jkL} =$$

$$= -jke^{-jkL}\operatorname{grad} L.$$

Тогда, подставив значения $\overline{E}$ и $\overline{H}$ из (XII.13) в (XII.12), получим

$$\left.\begin{aligned} \overline{E}_0 &= -\frac{k_0}{\omega\varepsilon}(\operatorname{grad} L\times\overline{H}_0) + \frac{1}{j\omega\varepsilon}\operatorname{rot}\overline{H}_0 \\ \overline{H}_0 &= \frac{k_0}{\omega\mu}(\operatorname{grad} L\times\overline{E}_0) - \frac{1}{j\omega\mu}\operatorname{rot}\overline{E}_0 \end{aligned}\right\}. \tag{XII.14}$$

Решая эту систему из двух уравнений посредством простой подстановки значения $\overline{H}_0$ из второго уравнения в первое, получаем

$$\overline{E}_0 = -\frac{k_0^2}{\omega^2\varepsilon\mu}(\operatorname{grad} L \times \operatorname{grad} L \times \overline{E}_0) +$$

$$+\frac{k_0}{j\omega^2\varepsilon\mu}[(\operatorname{grad} L \times \operatorname{rot}\overline{E}_0) + \operatorname{rot}(\operatorname{grad} L \times \overline{E}_0)] + \frac{1}{\omega^2\varepsilon\mu}\operatorname{rot}\ \operatorname{rot}\overline{E}_0.$$

Учитывая, что

$$\operatorname{grad} L \times \operatorname{grad} L \times \overline{E}_0 = \operatorname{grad} L\,(\operatorname{grad} L \cdot \overline{E}_0) -$$

$$-\overline{E}_0\,|\operatorname{grad} L\,|^2,$$

окончательно получаем

$$E_0 = -\frac{1}{n^2}[\operatorname{grad} L\,(\overline{E}_0 \operatorname{grad} L) - \overline{E}_0|\operatorname{grad} L\,|^2] +$$

$$+\frac{1}{jn^2k_0}[(\operatorname{grad} L \times \operatorname{rot}\overline{E}_0) + \operatorname{rot}(\operatorname{grad} L \times E_0)] + \frac{1}{n^2k_0^2}\operatorname{rot}\operatorname{rot}\overline{E}_0 \quad \text{(XII 15)}$$

Для вектора $\overline{H}_0$ получим аналогичное уравнение. Рассмотрим случай, когда $k_0 \to \infty$ (т. е. длина волны колебаний в свободном пространстве $\lambda \to 0$). Если величины $\operatorname{grad} L$ и производные от $\overline{E}_0$ и $\overline{H}_0$ по координатам x, y, z конечны, то второй и третий члены правой части уравнения (XII 15) стремятся к нулю.
Тогда

$$\overline{E}_0 = -\frac{1}{n^2}[\operatorname{grad} L\,(\overline{E}_0 \cdot \operatorname{grad} L) - \overline{E}_0\,|\operatorname{grad} L\,|^2]. \quad \text{(XII.16)}$$

Равенство (XII.16) будет удовлетворено, если положить

$$\overline{E}_0 \operatorname{grad} L = 0; \quad \text{(XII.17)}$$

$$|\operatorname{grad} L\,|^2 = n^2. \quad \text{(XII.18)}$$

Выражение (XII 18) в точности соответствует уравнению (XII.9), определяющему функцию L в геометрической оптике. Условие (XII.17) говорит о том, что вектор $\overline{E}_0$ перпендикулярен направлению движения фронта волны, так как вектор $\operatorname{grad} L$ направлен по касательной к лучу.

Для вектора $\overline{H}_0$ мы получили бы уравнение, аналогичное (XII.15). Следовательно, вектор $\overline{H}_0$ должен быть также перпендикулярен направлению движения волны.

Так как при $\lambda \to 0$ угловая частота поля $\omega \to \infty$, второй член в правой части (XII 14) исчезает, Замечая, кроме того, что

$$\frac{k_0}{\omega\mu} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\,\frac{1}{n},$$

где

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}},$$

второе уравнение (XII.14) записываем в виде

$$\overline{H}_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\left(\frac{\operatorname{grad} L}{n} \times \overline{E}_0\right).$$

Вектор $\frac{\operatorname{grad} L}{n}$ является единичным вектором, касательным к направлению распространения Следовательно, вектор $\overline{H}_0$ перпендикулярен вектору $\overline{E}_0$, а величина его равна

$$H_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\,E_0$$

Приведенные выкладки показывают, что при $\lambda \to 0$ векторы $\overline{E}_0$ и $\overline{H}_0$ обладают свойствами векторов электромагнитного поля в дальней зоне. В то же время они описывают поле, подчиняющееся законам геометрической оптики.

Следовательно, в этом случае мы можем применять геометрическую оптику как хорошее приближение к точной теории.

В антенной технике случай $\lambda \to 0$ не имеет места. Поэтому *соотношения геометрической оптики могут быть здесь применены только приближенно и в ограниченном числе случаев*. Так, например, законы геометрической оптики нельзя использовать непосредственно для расчета поля излучения. Однако они дают возможность просто и с достаточной точностью найти распределение поля в раскрывах некоторых антенн

Проведенный здесь анализ позволяет ответить на вопрос о том, когда можно пользоваться законами геометрической оптики, не вводя больших ошибок. Эти законы, очевидно, могут быть применены к тем точкам пространства, где второй и третий члены правой части равенства (XII.15) значительно меньше первого члена. Очевидно, это условие не будет выполняться в местах резкого изменения векторов $\overline{E}_0$ и $\overline{H}_0$ (например, вблизи границы геометрической тени), а также в точках быстрого изменения функции L (вблизи геометрической точки фокуса). В этих областях производные от $\overline{E}_0$, $\overline{H}_0$ и L могут достигать больших значений, и пренебрежение вторым и третьим членами по сравнению с первым в равенстве (XII.15) может оказаться недопустимым. В таких областях приближения геометрической оптики не действительны и электродинамические задачи нельзя решать с помощью простой теории волновых поверхностей и лучей.

В антенной технике условие $\lambda \to 0$ следует, в частности, понимать так, чтобы удовлетворялись неравенства

$$\lambda \ll l; \tag{XII.19}$$

$$\lambda \ll R_{\text{мин}}, \tag{XII.20}$$

где l — линейные размеры тела, на которое падает электромагнитная волна;

$R_{\text{мин}}$ — минимальный радиус кривизны отражающей поверхности в каждой точке отражения.

Эти неравенства в ряде случаев выполняются. Поэтому приближенный, но с достаточной для инженерной практики точностью, расчет поля в раскрывах некоторых антенн можно производить, используя методы геометрической оптики.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

После того, как найдено распределение поля в раскрыве антенны, можно приступить к определению поля излучения. Решение этой задачи базируется на использовании принципа эквивалентных токов, изложенного в гл. I. Как там было показано, напряженность поля в дальней зоне может быть рассчитана по известному полю на поверхности раскрыва с помощью формул (I.64) и (I.65). В частности, когда антенна имеет плоский раскрыв и поле во всех точках раскрыва имеет одинаковую поляризацию, причем векторы $\overline{E}$ и $\overline{H}$ лежат в плоскости раскрыва и отношение их модулей равно 120π, напряженность поля в дальней зоне может быть рассчитана с помощью формулы (I.77).

Учитывая, что значение $r'\cos\alpha$ определяется формулой (I.75), перепишем выражение для комплексной амплитуды E в следующем виде:

$$E = A\int\limits_{S_2} E_S e^{jk\sin\theta(x'\cos\varphi + y'\sin\varphi)}dx'dy', \qquad \text{(XII.21)}$$

где

$$A = j\,\frac{(1+\cos\theta)}{2\lambda}\,\frac{e^{-jkr}}{r}. \qquad \text{(XII.22)}$$

Интегрирование в (XII.21) должно проводиться по плоскости раскрыва S_2.

Выражение (XII.21) связывает поле E в дальней зоне с полем E_S в раскрыве антенны и является исходным при определении поля излучения многих типов антенн СВЧ с плоским раскрывом любой формы. Однако это выражение удобно, главным образом, для прямоугольных площадок. Для круглых площадок более удобно использовать полярную систему координат ρ, φ' (рис. XII.5). Переход к полярным координатам осуществим, полагая $r' = \rho$ или

$$\left.\begin{aligned} x' &= \rho\cos\varphi' \\ y' &= \rho\sin\varphi' \end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XII.23)}$$

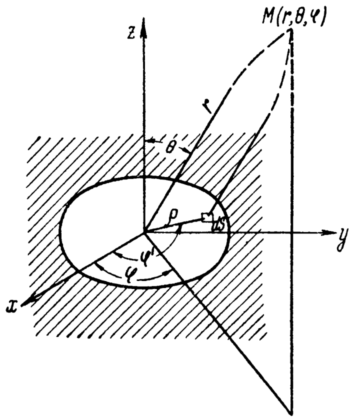


Рис. XII.5. Полярная система координат для анализа круглых площадок.

Элемент поверхности dS в полярной системе координат равен

$$dS = \rho d\varphi' d\rho. \qquad \text{(XII.24)}$$

Учитывая эти соотношения, формулу (XII.21) запишем в виде

$$E = A\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{a} E_S e^{jk\rho\sin\theta\cos(\varphi-\varphi')}\rho d\varphi' d\rho, \qquad \text{(XII.25)}$$

где a — радиус площадки.

Удобно ввести новые переменные

$$R=\frac{\rho}{a}; \quad u=ka\sin\theta=\frac{kd}{2}\sin\theta,$$

где d — диаметр площадки.

Тогда выражение (XII.25) принимает вид

$$E=Aa^2\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^1 E_S e^{juR\cos(\varphi-\varphi')}Rd\varphi'dR. \qquad \text{(XII.26)}$$

5. ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ И КРУГЛОЙ ПЛОЩАДОК ПРИ РАЗНОМ АМПЛИТУДНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОЛЯ

Раскрывы многих антенн СВЧ имеют прямоугольную или круглую форму. В связи с этим представляет интерес рассмотреть более подробно поле излучения,

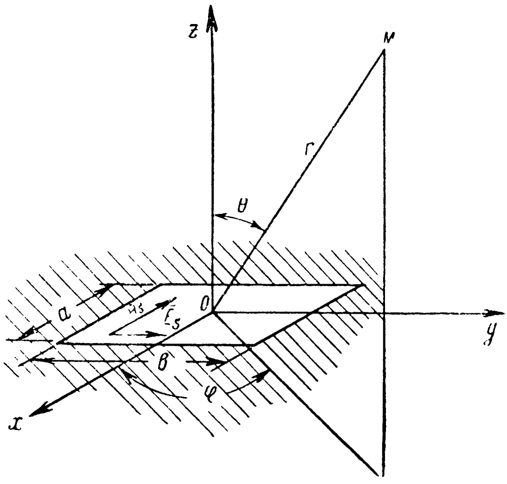


Рис. XII.6. Ориентация декартовой системы координат xyz относительно прямоугольной площадки.

создаваемое этими площадками при различных законах распределения поля в пределах самих площадок.

Введем прямоугольную систему координат с началом в центре 0 площадок (рис. XII.6). Ось z направим по нормали к площадкам, а оси x и y — параллельно сторонам прямоугольной площадки (для круглой площадки — произвольно).

Электромагнитное поле в пределах площадки будем считать линейно поляризованным с электрическим вектором, параллельным оси y и магнитным вектором, параллельным оси x. Расчет поля излучения будем вести по формулам (XII.21) и (XII.26). Эти формулы позволяют найти поле в любом направлении, определяемом углами φ и θ. Однако наибольший интерес представляет поле в двух главных плоскостях xz и yz. В этих плоскостях лежат векторы $\overline{H}$ и $\overline{E}$ соответственно. Вследствие этого принято называть поле в плоскости xz полем в плоскости $\overline{H}$ (обозначая его E_H), а поле в плоскости yz — полем в плоскости $\overline{E}$ (обозначая его E_E).

Все точки плоскости xz имеют сферическую координату $\varphi=0$. Следовательно, формула (XII.21) для указанной плоскости примет вид

$$E_H = A\int_S E_S e^{jkx'\sin\theta} dx'dy'. \qquad \text{(XII.27)}$$

Точки поверхности yz имеют координату $\varphi=\frac{\pi}{2}$, следовательно

$$E_E = A\int_S E_S e^{jky'\sin\theta} dx'dy'. \qquad \text{(XII.28)}$$

Аналогично для круглой площадки получим

$$E_H = Aa^2 \int_0^{2\pi}\int_0^1 E_S e^{juR\cos\varphi'} R d\varphi' dR; \qquad \text{(XII.29)}$$

$$E_E = Aa^2 \int_0^{2\pi}\int_0^1 E_S e^{juR\sin\varphi'} R d\varphi' dR. \qquad \text{(XII.30)}$$

Формулы (XII.27)—(XII.30) являются расчетными. Используя эти формулы, находим поле излучения при различном распределении поля на площадках. Так как во многих практических случаях поле в раскрыве антенны стремятся сделать синфазным, мы вначале рассмотрим излучение площадок с синфазным полем, а влияние фазовых искажений рассмотрим отдельно.

Вначале выведем формулы для поля излучения, а затем проанализируем полученные результаты.

1) Прямоугольная площадка

а) Амплитуда поля на площадке постоянна

$$E_S = E_0 = \text{const}.$$

Такого равноамплитудного распределения поля в раскрыве антенн практически не встречается. Этот случай здесь рассматривается как идеальный. В реальных антеннах поле в раскрыве распределено неравномерно. Во многих практических случаях поле к краям площадок убывает иногда до нуля. Однако рассмотрение такого идеализированного случая совместно с реальными позволяет лучше оценить влияние распределения амплитуд на характеристики излучения.

Напряженность поля в плоскости $\overline{H}$ будет

$$E_H = A \int\limits_S E_0 e^{jkx' \sin\theta} dx' dy' = AE_0 \int\limits_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} dy' \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{jkx' \sin\theta} dx' =$$

$$= ASE_0 \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta}. \qquad \text{(XII.31)}$$

Здесь a и b — стороны площадки, $S = ab$ — площадь излучающей площадки.

Напряженность поля в плоскости $\overline{E}$ определяется формулой

$$E_E = AE_0 \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} dx' \int\limits_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{jky' \sin\theta} dy' =$$

$$= ASE_0 \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta}. \qquad \text{(XII.32)}$$

б) Амплитуда поля вдоль оси x меняется по косинусоидальному закону

$$E_S = E_0 \cos \frac{\pi x'}{a}. \tag{XII.33}$$

Заметим, что приблизительно такое поле существует в открытом конце прямоугольного волновода с волной H_{10}.

Поле в плоскости $\overline{H}$ будет

$$E_H = AE_0 \int\limits_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} dy' \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos \frac{\pi x'}{a}\, e^{jkx' \sin\theta} dx' =$$

$$= \frac{2}{\pi} ASE_0 \frac{\cos\left(\frac{ka}{2} \sin\theta\right)}{1 - \left(\frac{2a}{\lambda} \sin\theta\right)^2}. \tag{XII.34}$$

Как видно из этого выражения, изменение поля на площадке вдоль оси x привело к другому характеру зависимости напряженности поля в дальней зоне от угла θ.

Вдоль направления оси y поле на площадке не меняется, поэтому в плоскости $\overline{E}$ поле в дальней зоне будет

$$E_E = AE_0 \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos \frac{\pi x'}{a}\, dx \int\limits_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{jky' \sin\theta} dy' =$$

$$= \frac{2}{\pi} ASE_0 \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin\theta\right)}{\frac{kb}{2} \sin\theta}. \tag{XII.35}$$

Таким образом, для плоскости $\overline{E}$ получили выражение, отличающееся от (XII.32) только постоянным множителем $\frac{2}{\pi}$.

2) Круглая площадка

а) Амплитуда поля на площадке постоянна

$$E_S = E_0 = \text{const}.$$

Вследствие осевой симметрии $E_H = E_E$ и поле излучения, согласно (XII.26), будет

$$E = Aa^2E_0\int_0^1 RdR\int_0^{2\pi} e^{juR\cos(\varphi-\varphi')}d\varphi =$$

$$= Aa^2E_0 2\pi\int_0^1 RJ_0(uR)\,dR = ASE_0\frac{2J_1(u)}{u}. \quad \text{(XII.36)}$$

Здесь использованы известные* соотношения

$$J_0(z) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} e^{jz\cos\varphi}d\varphi; \quad \text{(XII.37)}$$

$$zJ_1(z) = \int zJ_0(z)\,dz, \quad \text{(XII.38)}$$

где $J_n(z)$ — функция Бесселя n-го порядка от аргумента z.

б) Амплитуда поля спадает к краям площадки

Закон убывания поля к краям круглого отверстия может быть различным. В качестве примера рассмотрим случай, когда поле меняется по закону

$$E_S = E_0(1 - R^2)^n. \quad \text{(XII.39)}$$

Здесь, как и прежде, $R = \frac{\rho}{a}$; $n = 1, 2, 3, \ldots$ Кривые изменения амплитуды поля вдоль радиуса площадки показаны на рис. XII.7 для различных n.

Вследствие круговой симметрии $E_H = E_E = E$

$$E = AE_0 2\pi a^2\int_0^1 (1 - R^2)^n J_0(uR)\,RdR =$$

$$= AE_0\frac{S}{n+1}\Lambda_{n+1}(u). \quad \text{(XII.40)}$$

---

* См., например, Е. Янке и Ф. Эмде, Таблицы функций, ГИТТЛ, 1949, стр. 237, 239.

Здесь $\Lambda_n(u)$ — так называемая лямбда-функция, определяемая формулой

$$\Lambda_n(u) = \frac{n!}{\left(\frac{u}{2}\right)^n} J_n(u). \tag{XII.41}$$

Функция $\Lambda_n(u)$ табулирована*.

6. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ И КРУГЛОЙ ПЛОЩАДОК

Полученные выражения для поля излучения позволяют легко проанализировать направленные свойства

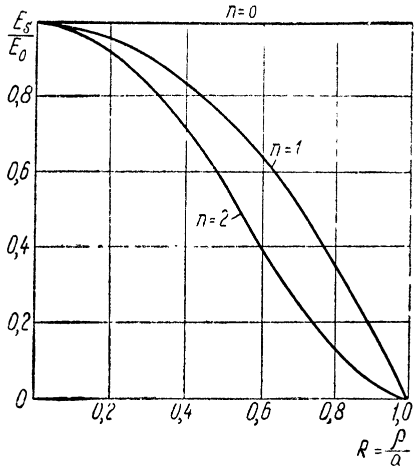


Рис. XII.7. Кривые распределения амплитуды напряженности поля по радиусу круглой площадки для случая, когда поле меняется по закону $E_S = E_0(1-R^2)^n$.

площадок. Учитывая значение множителя A по (XII.22) и обозначая для сокращения записи

$$u = \begin{cases} \frac{ka}{2}\sin\theta & \text{для прямоугольной площадки;} \\ \frac{kb}{2}\sin\theta & \text{для прямоугольной площадки;} \\ \frac{kd}{2}\sin\theta & \text{для круглой площадки,} \end{cases} \tag{XII.42}$$

* См., например, Е. Янке и Ф. Эмде Таблицы функций, ГИТТЛ, 1949, стр. 308—316.

получаем следующие выражения для диаграмм направленности.

а) Прямоугольная площадка с $E_S = E_0 = \text{const}$

$$F(\theta) = \frac{1+\cos\theta}{2}\,\frac{\sin u}{u}. \qquad \text{(XII.43)}$$

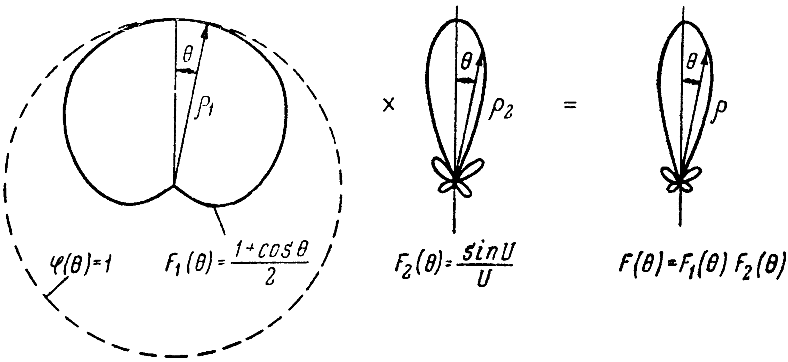


Рис. XII.8. Геометрическое перемножение диаграмм направленности. Результирующая диаграмма F (θ) = ρ (θ) получается путём перемножения радиус-векторов ρ_1 и ρ_2 для каждого значения θ.

б) Прямоугольная площадка с $E_S = E_0 \cos\frac{\pi x'}{a}$

$$F(\theta) = \frac{1+\cos\theta}{2}\,\frac{\cos u}{1-\left(\frac{2}{\pi}u\right)^2}. \qquad \text{(XII.44)}$$

в) Круглая площадка с $E_S = E_0 = \text{const}$

$$F(\theta) = \frac{1+\cos\theta}{2}\,\frac{2J_1(u)}{u}. \qquad \text{(XII.45)}$$

г) Круглая площадка с $E_S = E_0(1-R^2)^n$

$$F(\theta) = \frac{1+\cos\theta}{2}\Lambda_{n+1}(u). \qquad \text{(XII.46)}$$

Во всех приведенных для диаграмм направленности формулах последние состоят из двух сомножителей. Первый сомножитель представляет собой диаграмму направленности элементарной площадки (источника Гюйгенса), второй сомножитель есть «множитель решетки», определяющий направленные свойства системы излучателей (в данном случае совокупности элементарных площадок), рассматриваемых как ненаправленные. Таким образом, указанные формулы еще раз иллюстрируют теорему о перемножении диаграмм, рассмотренную в I ч. книги.

Первым множителем обычно можно пренебречь, приравняв его единице (особенно в пределах неболь-

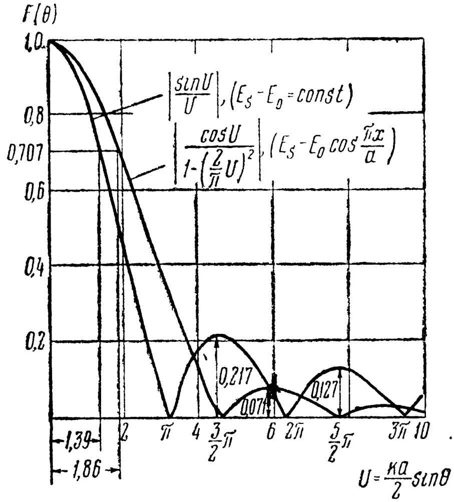


Рис. XII.9. Диаграммы направленности прямоугольной площадки с неизменным и косинусоидальным распределением амплитуд поля на ней (синфазное возбуждение).

ших изменений угла θ), так как он изменяется очень медленно по сравнению с изменением второго множителя. Это иллюстрируется рис. XII.8.

Диаграммы направленности для прямоугольной площадки с неизменным и косинусоидальным распределением поля показаны на рис. XII.9. На рис. XII.10 приведены графики лямбда-функций первого и второго порядков, определяющих диаграммы направленности круглой площадки для некоторых распределений поля на ней.

Из приведенных рисунков и формул следует, что *максимум излучения синфазно-возбужденных площадок по-*

лучается в направлении нормали к ним (т. е. при $u=0$*) Физически это вполне очевидно. В направлении нормали длина пути от всех элементов поверхности площадки до точки наблюдения одинакова (предполагается, что точка наблюдения M достаточно удалена).

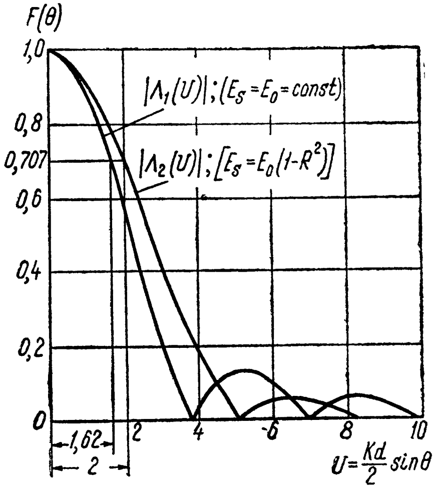


Рис. XII.10 Диаграммы направленности круглой площадки с неизменным и спадающим к краям распределением амплитуд поля (синфазное возбуждение)

Следовательно, при синфазном возбуждении площадки все элементы ее поверхности будут создавать в точке наблюдения элементарные поля, совпадающие по фазе. Результирующая напряженность будет равна арифметической сумме всех составляющих и достигнет максимального значения. При отклонении от нормали появится разность хода лучей от отдельных элементов поверхности площадки, вследствие чего создаваемые ими поля не будут синфазными и результирующая напряженность поля уменьшится.

---

* При $u = 0$ получается неопределенность, которую легко раскрыть по правилу Лопиталя. При этом полезно использовать приближенную формулу для функций Бесселя, справедливую для малых значений аргумента ($u \ll 1$)

$$I_n(u) = \frac{u^n}{2^n n!} \quad (\text{для } n \geqslant 1).$$

Из рис. XII.9 и XII.10 также видно, что *уменьшение амплитуды поля к краям площадок приводит к уменьшению уровня боковых лепестков и к расширению основного лепестка.*

Определим углы раствора диаграммы направленности по половинной мощности. Для этого из кривых, изображенных на рис. XII.9 и XII.10, определим значения u, при которых $F(\theta) = 0{,}707$.

а) Прямоугольная площадка с $E_S = E_0 = \mathrm{const}$

$$F(\theta) = 0{,}707 \quad \text{при } u = 1{,}39,$$

отсюда

$$\sin\theta_0 = \frac{1{,}39}{\pi}\frac{\lambda}{m},$$

где

$$m = \begin{cases} a \\ b \end{cases}.$$

При $a \gg \lambda$ или $b \gg \lambda$ можно принять, что $\sin\theta_0 \approx \theta_0$.

Тогда получаем следующие значения для углов раствора диаграммы направленности:

в плоскости $\bar{H}$

$$2\theta_0 = 0{,}89\frac{\lambda}{a}, \textit{рад}$$

или

$$(2\theta_0)^\circ = 51\frac{\lambda}{a}, \textit{град} \qquad \text{(XII.47)}$$

аналогично в плоскости $\bar{E}$ угол раствора в градусах будет

$$(2\theta_0)^\circ = 51\frac{\lambda}{b}.$$

б) Прямоугольная площадка с $E_S = E_0 \cos\frac{\pi x'}{a}$

Из графика находим

$$u = \frac{ka}{2}\sin\theta = 1{,}86,$$

откуда для плоскости $\overline{H}$ при $a \gg \lambda$ имеем

$$2\theta_0 = 1{,}18\,\frac{\lambda}{a}\,,\ \textit{рад}$$

или

$$(2\theta_0)^\circ = 68\,\frac{\lambda}{a}\,,\ \textit{град}. \qquad \text{(XII.48)}$$

Для плоскости $\overline{E}$ угол раствора диаграммы направленности по-прежнему будет равен

$$(2\theta_0)^\circ = 51\,\frac{\lambda}{b}\,,\ \textit{град}.$$

в) Круглая площадка с $E_S = E_0 = \text{const}$

Из графика определяем

$$u = \frac{kd}{2}\sin\theta = 1{,}62,$$

откуда угол раствора в градусах для обеих плоскостей $\overline{E}$ и $\overline{H}$ будет равен

$$2\theta_0 = 60\,\frac{\lambda}{d}\,. \qquad \text{(XII.49)}$$

г) Круглая площадка с $E_S = E_0(1 - R^2)^n$

Значения углов раствора и другие параметры диаграммы направленности для этого случая приведены в табл. XII.1.

Таблица XII.1

n	Угол раствора по половинной мощности: в радианах	Угол раствора по половинной мощности: в градусах	Положение первого нуля (угол, град)	Амплитуда первого бокового лепестка, *дб*	Коэффициент использования площади раскрыва, ν
0	$1{,}02\,\frac{\lambda}{d}$	$58\,\frac{\lambda}{d}$	$70\,\frac{\lambda}{d}$	—17,6	1,00
1	$1{,}27\,\frac{\lambda}{d}$	$73\,\frac{\lambda}{d}$	$93\,\frac{\lambda}{d}$	—24,6	0,75
2	$1{,}47\,\frac{\lambda}{d}$	$84\,\frac{\lambda}{d}$	$116\,\frac{\lambda}{d}$	—30,6	0,56
3	$1{,}65\,\frac{\lambda}{d}$	$95\,\frac{\lambda}{d}$	$139\,\frac{\lambda}{d}$	—	0,44
4	$1{,}81\,\frac{\lambda}{d}$	$104\,\frac{\lambda}{d}$	$165\,\frac{\lambda}{d}$	—	0,36

Здесь предполагается что $d \gg \lambda$

В табл. XII.1 приведены значения коэффициента использования площади раскрыва антенны ν. Этот коэффициент определяется как отношение эффективной поверхности антенны A к ее геометрической площади раскрыва S

$$\nu = \frac{A}{S}. \tag{XII.50}$$

Проведенный анализ направленных свойств площадок позволяет сделать следующие выводы.

1) При синфазном возбуждении площадок максимум излучения получается в направлении нормали к ним.

2) Диаграмма направленности зависит от отношения ширины площадки к длине волны. Для рассмотренных форм площадок на диаграмму направленности влияет только тот размер площадки, который лежит в плоскости определения диаграммы направленности.

3) Для больших (по сравнению с длиной волны) площадок угол раствора диаграммы направленности прямо пропорционален отношению длины волны к соответствующему размеру площадки.

4) Уменьшение амплитуды поля к краям площадки приводит к уменьшению амплитуды боковых лепестков и к расширению главного лепестка. Это особенно наглядно видно из табл. XII.1. Если изменение амплитуды поля происходит только вдоль одного направления, то и вызванное этим изменение диаграммы направленности произойдет только в плоскости, содержащей указанное направление (см., например, случай прямоугольной площадки с $E_S = E_0 \cos\frac{\pi x'}{a}$). Уменьшение амплитуды поля к краям площадки приводит также к уменьшению коэффициента использования площади раскрыва.

7. ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОЩАДКИ

До сих пор мы предполагали, что поле в пределах площадки синфазно. Для получения остронаправленной диаграммы игольчатого типа стремятся получить именно синфазное поле в раскрыве антенны. Однако всякие технические погрешности в выполнении антенн приводят к нарушению синфазности поля в ее раскрыве, т. е. к фазовым искажениям. Кроме того, в отдельных случаях для получения диаграммы направленности особого вида (например, косекансного типа), а также для электрического качания луча приходится формировать поле в раскрыве антенны не синфазным, а с некоторым заданным законом распределения фаз (который во времени может периодически меняться).

Будем считать, что поле на площадке определяется функцией с разделяющимися переменными

$$E_S(x', y') = E_1(x') \cdot E_2(y'). \qquad \text{(XII.51)}$$

В этом случае можно ограничиться рассмотрением распределения только вдоль одного направления, например вдоль оси x. Обозначим закон изменения фазы в направлении x функцией

$$\psi\left(\frac{2x'}{a}\right) = \psi(\xi). \qquad \text{(XII.52)}$$

Практически любое распределение фазы поля на площадке может быть представлено в виде степенного ряда

$$\psi(\xi) = \psi_1\xi + \psi_2\xi^2 + \ldots + \psi_n\xi^n + \ldots \qquad \text{(XII.53)}$$

Из структуры формулы (XII 53) видно, что коэффициенты разложения $\psi_1, \psi_2, \ldots, \psi_n$ — суть максимальные фазовые искажения от соответствующих составляющих, получающиеся на краю площадки, когда

$$\xi = 1, \text{ т. е. } x' = \pm\frac{a}{2}.$$

В большинстве случаев при анализе практически встречающихся фазовых искажений можно ограничиться первыми тремя членами ряда. Рассмотрим влияние каждого из этих членов раздельно Для упрощения задачи будем считать, что амплитуда поля в пределах площадки неизменна.

а) Линейное изменение фазы

$$\psi(\xi) = \psi_1\xi.$$

В этом случае поле на площадке описывается выражением

$$E_S = E_0 e^{-j\psi_1\xi}.$$

Поле в дальней зоне в плоскости H будет

$$E_H = AE_0 b\frac{a}{2}\int\limits_{-1}^{1} e^{j(u-\psi_1)\xi}d\xi = AE_0 S\frac{\sin(u-\psi_1)}{u-\psi_1}. \qquad \text{(XII.54)}$$

Сравнивая полученное выражение с формулой (XII.32), выведенной для синфазного распределения поля на площадке, замечаем, что различие между ними лишь в том, что u заменено $u-\psi_1$. Следовательно, диаграмма направленности будет такой же, как и при синфазном поле, но будет смещена относительно нормали к площадке. Направление максимума определится из равенства $u=\psi_1$, откуда угол отклонения главного максимума от нормали к площадке

$$\theta' = \arc \sin \frac{2\psi_1}{ka}. \qquad \text{(XII.55)}$$

Для больших площадок ($a \gg \lambda$) и не очень больших значений ψ_1 ($\psi_1 \leqslant \pi$) формула (XII.55) приобретает вид

$$\theta' = \frac{2\psi_1}{ka} = \frac{\psi_1}{\pi} \frac{\lambda}{a}.$$

Легко показать, что этот угол равен углу поворота фронта волны в пределах площадки. Из рис XII.11 видно, что

$$\psi_1 = lk = \frac{a}{2} \alpha k,$$

откуда угол поворота фронта волны на площадке $\alpha = \frac{2\psi_1}{ka}$, следовательно,

$$\alpha = \theta'.$$

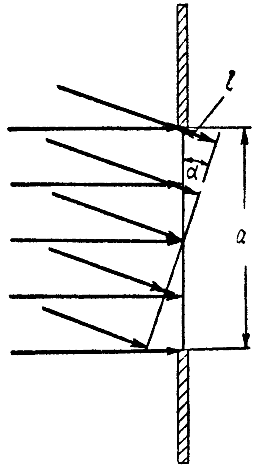


Рис. XII.11. Линейное изменение фазы поля на площадке эквивалентно повороту фронта волны на угол α.

Таким образом, линейное изменение фазы в раскрыве антенны приводит к отклонению диаграммы направленности без изменения ее формы Это свойство может быть использовано для электрического качания луча и в некоторых антеннах находит практическое применение.

б) Квадратичное изменение фазы

$$\psi(x) = \psi_2 \frac{4x'^2}{a^2};$$

$$E_S = E_0 e^{j\psi_2 \frac{4x'^2}{a^2}}.$$

Поле, создаваемое площадкой, определится выражением

$$E_H = AE_0 b \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{j\left(kx' \sin \theta + \frac{4x'^2}{a^2} \psi_2\right)} dx. \qquad \text{(XII.56)}$$

Этот интеграл через элементарные функции не выражается. Однако его можно выразить через так называемые интегралы Френеля $C(u)$ и $S(u)$ с помощью равенства

$$\int_0^u e^{j\frac{\pi}{2}t^2}\,dt = C(u) + jS(u), \tag{XII.57}$$

где

$$C(u) = \int_0^u \cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)dt; \tag{XII.58}$$

$$S(u) = \int_0^u \sin\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)dt. \tag{XII.59}$$

Для интегралов Френеля составлены таблицы *, следовательно, путем такого представления интеграл (XII.56) легко может быть рассчитан.

Для представления (XII.56) в виде суммы интегралов Френеля необходимо преобразовать показатель степени к виду показателя степени в (XII.57). Для этого выполним следующее алгебраическое преобразование:

$$\frac{2\pi}{\lambda}x\sin\theta + \frac{4x^2}{a^2}\psi_2 = \frac{\pi}{2}\times$$

$$\times\left[\frac{2x\sqrt{2\psi_2}}{a\sqrt{\pi}} + \frac{a}{\lambda}\sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}}\sin\theta\right]^2 - \frac{\pi^2a^2}{4\psi_2\lambda^2}\sin^2\theta. \tag{XII.60}$$

Обозначим

$$\frac{2x}{a}\sqrt{\frac{2\psi_2}{\pi}} + \frac{a}{\lambda}\sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}}\sin\theta = t,$$

откуда

$$dx = \frac{a}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}}\,dt.$$

С учетом этих преобразований равенство (XII.56) может быть представлено в виде

$$E = AE_0b\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{j\left(\frac{2\pi}{\lambda}x'\sin\theta + \frac{4x'^2}{a^2}\psi_2\right)}dx =$$

$$= AE_0b\,\frac{a}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}}\,e^{-j\frac{\pi^2a^2}{4\psi_2\lambda^2}\sin^2\theta}\int_{\frac{a}{\lambda}\sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}}\sin\theta-\sqrt{\frac{2\psi_2}{\pi}}}^{\frac{a}{\lambda}\sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}}\sin\theta+\sqrt{\frac{2\psi_2}{\pi}}} e^{j\frac{\pi}{2}t^2}\,dt =$$

---

* См., например, Е. Янке и Ф. Эмде. Таблицы функций. ГИТТЛ, 1949, стр 125—127 и 137—138.

$$= AE_0S\sqrt{\frac{\pi}{8\psi_2}}\, e^{-j\frac{\pi^2a^2}{4\psi_2\lambda^2}\sin^2\theta}\,[C(u) - C(v) +$$

$$+ jS(u) - jS(v)], \qquad (XII.61)$$

где

$$u = \frac{a}{\lambda}\sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}}\sin\theta + \sqrt{\frac{2\psi_2}{\pi}}; \qquad (XII.62)$$

$$v = \frac{a}{\lambda}\sqrt{\frac{\pi}{2\psi_2}}\sin\theta - \sqrt{\frac{2\psi_2}{\pi}}. \qquad (XII.63)$$

На рис. XII.12 изображены диаграммы направленности рассчитанные по (XII.61) для различных значений ψ_2.

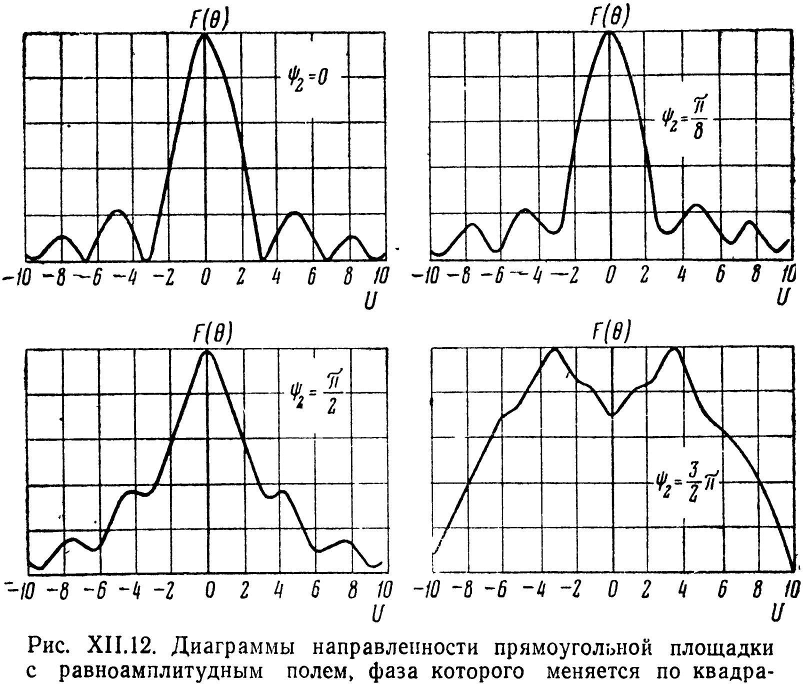


Рис. XII.12. Диаграммы направленности прямоугольной площадки с равноамплитудным полем, фаза которого меняется по квадратичному закону.

Из приведенных кривых видно, что изменение фазы поля на площадке по квадратичному закону приводит к исчезновению нулей между лепестками диаграммы направленности. Основной лепесток расширяется, причем это расширение особенно сильно проявляется на малых уровнях (порядка 0,2—0,3) вследствие слияния основного лепестка с боковыми.

При больших значениях ψ_2 в главном лепестке образуется провал, ширина лепестка резко увеличивается. Таким образом, квадратичное изменение фазы, в отличие от линейного может привести к существенному искажению диаграммы направленности.

Величина этих искажений определяется значением ψ_2. При $\psi_2 \leqslant \frac{\pi}{8}$ искажения незначительны, при больших значениях ψ_2 искажения становятся существенными. Направление главного максимума при квадратичном изменении фазы остается таким же, как и при синфазном поле, так как диаграмма симметрична относительно нормали к площадке.

в) Изменение фазы поля по кубическому закону

$$\psi = \psi_3 \frac{8x'^3}{a^3}.$$

Напряженность поля на площадке будет

$$E_S = E_0 e^{j\frac{8x'^3}{a^3}\psi_3}.$$

Формула для расчета диаграммы направленности при указанном виде фазовых искажений получается чрезвычайно сложной. В книге Г. З. Айзенберга * приводится, например, следующее выражение для такого расчета, представляющее собой ряд из производных высокого порядка:

$$F(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\psi_3^n}{n!} F_0^{(3n)}(\theta), \qquad \text{(XII.64)}$$

где $F_0(\theta)$ — диаграмма направленности при синфазном возбуждении.

Вследствие сложности формулы (XII.64) практически она может быть использована только при малых значениях ψ_3, когда можно ограничиться первыми двумя членами ряда.

Получающиеся диаграммы направленности при кубическом законе изменения фазы на площадке приведены на рис. XII.13. Из рисунка видно, что направление главного максимума диаграммы направленности смещается. Кроме того, диаграмма искажается и становится асимметричной. Боковые лепестки с одной стороны от главного лепестка сильно возрастают, а с другой уменьшаются.

Диаграммы направленности, показанные на рис. XII 12 и XII.13, относятся к случаям равноамплитудного возбуждения площадок.

---

* Г. З Айзенберг. Антенны ультракоротких волн, Связьиздат, 1957.

Если амплитуда поля к краям площадок будет убывать (например, по косинусоидальному закону), то фазовые искажения будут значительно меньше влиять на форму диаграмм направленности. Это естественно, так как наибольшее изменение фазы будет на краях

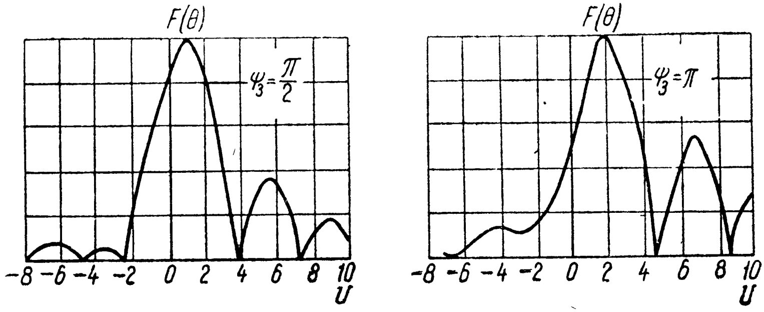


Рис. XII.13. Диаграммы направленности прямоугольной площадки с равноамплитудным полем, фаза которого меняется по кубическому закону.

площадок, но влияние краев будет незначительным вследствие малой амплитуды поля на них. Рис. XII.14 иллюстрирует это положение.

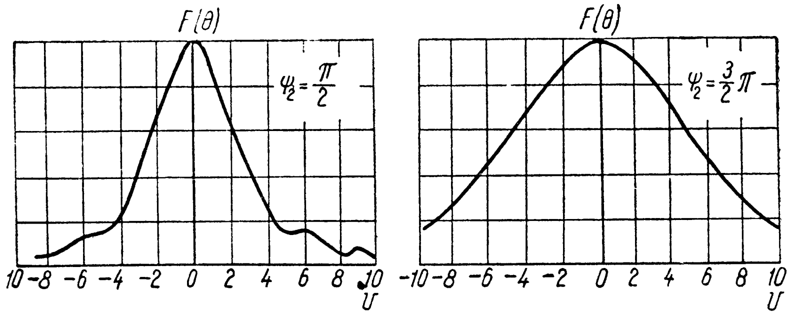


Рис. XII.14. Диаграммы направленности прямоугольной площадки с косинусоидальным изменением амплитуды и квадратичным изменением фазы поля.

В заключение заметим, что характер изменения поля и соответствующие диаграммы направленности, показанные на рис XII.12, имеют место в рупорах, расширяющихся в плоскости E. Случай, показанный на рис. XII 14, соответствует рупору, расширяющемуся в плоскости H. Предполагается, что в обоих случаях прямоугольный рупор возбуждается волной H_{10}. Более подробно это будет показано в следующей главе

8. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ И ЭФФЕКТИВНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ПЛОЩАДОК

Коэффициент направленного действия антенн СВЧ удобно определять через их эффективную поверхность A:

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A.$$

Эффективная поверхность плоских раскрывов (площадок) целиком определяется их геометрическими размерами, длиной волны и законами распределения поля в пределах этих площадок.

В гл. III было выведено выражение для расчета A

$$A = \frac{\left|\int\limits_S \dot{E}_S dS\right|^2}{\int\limits_S E_S^2 dS}. \qquad \text{(III.28)}$$

При несинфазном возбуждении площадки величина E_S является комплексной (что подчеркнуто точкой над E_S; в знаменателе E_S обозначает модуль комплекса $\dot{E}_S$).

Для площадок, возбуждаемых синфазным полем,

$$A = \frac{\left(\int\limits_S E_S dS\right)^2}{\int\limits_S E_S^2 dS}.$$

Рассмотрим, каково соотношение между эффективной поверхностью A и геометрической площадью S площадок при некоторых законах распределения поля.

1) Площадка произвольной формы, возбуждаемая равномерно

$$A = \frac{\left(\int\limits_S E_0 dS\right)^2}{\int\limits_S E_0^2 dS} = \frac{E_0^2 S^2}{E_0^2 S} = S. \qquad \text{(XII.65)}$$

Таким образом, *при синфазном и равноамплитудном поле эффективная поверхность площадки равна ее геометрической площади.*

2) Прямоугольная площадка с косинусоидальным изменением амплитуды синфазного поля

$$E_S = E_0 \cos \frac{\pi x'}{a};$$

$$A = \frac{\left[E_0 \int\limits_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} dy \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos \frac{\pi x'}{a}\, dx'\right]^2}{E_0^2 \int\limits_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} dy \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos^2 \frac{\pi x'}{a}\, dx'} = \frac{8}{\pi^2} S = 0{,}81 S. \quad \text{(XII.66)}$$

В данном случае эффективная поверхность составляет около 81% от геометрической.

То, что при неравноамплитудном возбуждении площадки ее эффективная поверхность оказывается меньше геометрической, является естественным. Действительно, в рассматриваемом случае амплитуда поля к краям площадки убывает и, следовательно, элементы площадки, более близкие к краям, будут создавать меньшую напряженность поля, чем элементы площадки, расположенные в середине. Ослабление поля к краям площадки эквивалентно уменьшению ее размеров, если площадку рассматривать как возбуждаемую равномерно.

Уменьшение эффективной поверхности площадки, обусловленное ослаблением поля к ее краям, наглядно иллюстрируется табл. XII.1. В этой таблице приведены значения коэффициента использования площади раскрыва ν для неравномерно возбуждаемой круглой площадки. *При быстром спадании амплитуды поля к краям площадки коэффициент* ν *резко падает.*

ГЛАВА XIII

ВОЛНОВОДНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ И РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ

1. ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ОТКРЫТОГО КОНЦА ВОЛНОВОДА

В технике СВЧ в качестве канализирующих устройств широкое применение находят различные типы волноводов. Наиболее распространенными среди них являются волноводы прямоугольного и круглого сечений. Однако волноводы могут быть использованы не только для канализации электромагнитной энергии, но и для ее излучения.

Излучение может происходить прежде всего из открытого конца волновода. Кроме того, излучение может быть из щелей, специально для этой цели прорезанных в определенных местах волновода.

Здесь мы рассмотрим только излучение из открытого конца волновода.

Открытый конец волновода можно рассматривать как простейшую антенну СВЧ. Действительно, открытый конец представляет собой площадку с электромагнитным полем, во многом подобную тем площадкам, излучение которых было рассмотрено в гл. XII.

Однако между открытым концом волновода и рассмотренными в гл. XII площадками имеются различия. Во-первых, волна на конце волновода не является поперечной электромагнитной типа ТЕМ, как в случае указанных площадок, а имеет более сложную структуру. Во-вторых, кроме падающей, имеется отраженная волна. В-третьих, наряду с основным типом волны на конце волновода возникают высшие типы волн. Кроме того, поле источников существует не только в раскрыве волновода, но в какой-то мере и на его внешней поверхности, вследствие затекания на эту поверхность токов с конца волновода.

Учет всех этих факторов сильно усложняет задачу об излучении из открытого конца волновода и ее строгое решение встречает большие математические трудности. По этой причине мы здесь ограничимся изложением приближенного метода решения. Строгое решение, проведенное Л. А. Вайнштейном,* показало, что если частота возбуждения волновода значительно выше критической, то результаты приближенного и строгого решений в пределах основного лепестка диаграммы направленности хорошо совпадают.

Для приближенного решения задачу разбивают на две: внутреннюю и внешнюю. Внутренней задачей является нахождение поля в раскрыве волновода, т. е. на его конце. Эту задачу будем решать также приближенно. Будем считать, что поле на конце волновода представляет собой сумму падающей и отраженной волн основного типа колебаний. Высшие типы волн, возникающие на конце волновода, и токи, неизбежно появляющиеся на внешней поверхности волновода, учитывать не будем.

Рассмотрим вначале прямоугольный волновод (рис. XIII.1.).

Основным типом волны в прямоугольном волноводе является волна H_{10}, структура которой показана на рис. XIII.1. Эта волна имеет следующие составляющие поля в раскрыве волновода:

$$\left.\begin{aligned} E_y &= (1+p)E_0\cos\frac{\pi x'}{a} \\ H_x &= -(1-p)\frac{\beta}{\omega\mu_0}E_0\cos\frac{\pi x'}{a} \\ H_z &= -j(1+p)\frac{\pi}{a\omega\mu_0}E_0\sin\frac{\pi x'}{a} \end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.1)}$$

Здесь p — комплексный коэффициент отражения;

β — фазовая постоянная падающей волны;

$\beta = \dfrac{2\pi}{\lambda_{\text{волн}}}$.

Как видно из формул (XIII.1), а также из рис. XIII.1, поле в раскрыве характеризуется следующим:

1. Поле имеет две поперечные составляющие E_y и H_x, лежащие в плоскости раскрыва волновода, и одну продольную составляющую H_z, перпендикулярную этой плоскости.

2. Поле образовано падающей и отраженной волной. Последняя характеризуется коэффициентом отражения p.

3 Поле в раскрыве синфазно.

* Известия АН СССР, серия физическая, 1948, 12, 144.

4 Амплитуда поля вдоль оси y не меняется.

5 Поперечные составляющие E_y и H_x меняются вдоль оси x по косинусоидальному закону.

Таким образом, можно считать, что поле в раскрыве волновода нам известно, и можно приступить к решению внешней задачи. Вследствие того, что указанное поле не соответствует полю на площадке, принятому при выводе формулы (XII.21), мы не можем воспользоваться этой простой формулой, а должны применить бо-

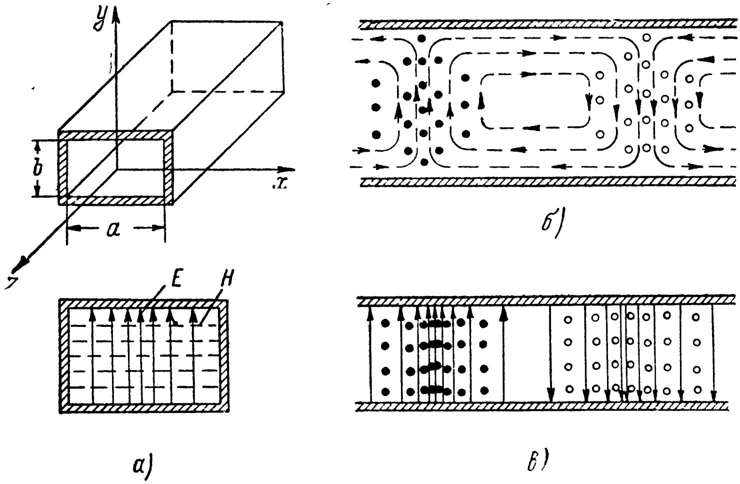


Рис. XIII.1. Прямоугольный волновод и структура поля в нем при волне H_{10}. *а*) в плоскости xy; *б*) в плоскости xz; *в*) в плоскости yz.

Сплошные линии показывают конфигурацию электрического поля, пунктирные— магнитного поля.

лее общие выражения (I.64) и (I.65), выведенные на основании принципа эквивалентных токов.

Для иллюстрации применения этого принципа, рассмотрим решение задачи о нахождении поля излучения более или менее подробно.

Составляющие вектора $\overline{E}$ во внешнем пространстве определяются выражениями

$$E_\theta = -j\frac{e^{-jkr}}{2\lambda r}\left[\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\int\limits_{S_2}(J_x\cos\theta\cos\varphi + J_y\cos\theta\sin\varphi - J_z\sin\theta)\, e^{jkr'\cos\alpha}dS - \int\limits_{S_2}(J_{mx}\sin\varphi - J_{my}\cos\varphi)\, e^{jkr'\cos\alpha}dS\right]; \quad (I.64)$$

$$E_\varphi = j\frac{e^{-jkr}}{2\lambda r}\left[\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\int\limits_{S_2}(J_x\sin\varphi - J_y\cos\varphi)\, e^{jkr'\cos\alpha}dS + \int\limits_{S_2}(J_{mx}\cos\theta\cos\varphi + J_{my}\cos\theta\sin\varphi - J_{mz}\sin\theta)\, e^{jkr'\cos\alpha}dS.\right. \quad (I.65)$$

В этих формулах интегрирование ведется по поверхности S_2 раскрыва рупора. $J_x J_y$, J_z — составляющие плотностей эквивалентных поверхностных электрических токов, определяемые формулами

$$J_x = [\overline{H}_S \times \overline{n}]_x; \quad J_y = [\overline{H}_S \times \overline{n}]_y; \quad J_z = [\overline{H}_S \times \overline{n}]_z, \tag{I.63}$$

где $\overline{n}$ — единичный вектор нормали к плоскости раскрыва, направленный в данном случае вдоль отрицательных значений оси z, т. е. $\overline{n} = -\overline{k}$.

В нашей задаче

$$\overline{H}_S = \overline{i}H_x + \overline{k}H_z,$$

поэтому

$$J_x = 0, \quad J_y = H_x, \quad J_z = 0. \tag{XIII.2}$$

Аналогично, J_{mx}, J_{my}, J_{mz} — составляющие плотностей поверхностных эквивалентных магнитных токов, определяемые формулами

$$J_{mx} = [\overline{n} \times \overline{E}_S]_x; \quad J_{my} = [\overline{n} \times \overline{E}_S]_y; \quad J_{mz} = [\overline{n} \times \overline{E}_S]_z. \tag{I.65}$$

Здесь $E_S = \overline{j}E_y$ и, следовательно,

$$J_{mx} = E_y; \quad J_{my} = 0; \quad J_{mz} = 0.$$

Подставляя найденные значения плотностей эквивалентных электрических и магнитных токов в (I.64) и (I.65), получаем

$$E_\theta = -j\frac{e^{-jkr}}{2\lambda r}\left[\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\int\limits_{S_2}(H_x \cos\theta \sin\varphi - E_y \sin\varphi)\, e^{jkr' \cos\alpha} dS\right]; \tag{XIII.3}$$

$$E_\varphi = j\frac{e^{-jkr}}{2\lambda r}\left[\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\int\limits_{S_2}(-H_x \cos\varphi + E_y \cos\theta \cos\varphi)\, e^{jkr' \cos\alpha} dS\right]. \tag{XIII.4}$$

Из (XIII.1) находим, что

$$H_x = -\frac{1-p}{1+p}\frac{\beta}{\omega\mu_0}E_y.$$

Кроме того,

$$\frac{1}{\omega\mu_0} = \frac{\lambda}{2\pi c\mu_0} = \frac{1}{k}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}},$$

поэтому

$$H_x = -\frac{1-p}{1+p}\frac{\beta}{k}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}E_y. \tag{XIII.5}$$

Подставляя значение H_x из (XIII.5) в (XIII.3) и (XIII.4) и замечая, что согласно (I.75)

$$r' \cos \alpha = x' \cos \varphi \sin \theta + y' \sin \varphi \sin \theta,$$

а элемент площади $dS = dx'dy'$, получаем

$$E_\theta = j \frac{\sin \varphi}{2\lambda}\left(1 + \frac{\beta}{k}\,\frac{1-p}{1+p}\cos\theta\right) \times$$

$$\times \frac{e^{-jkr}}{r}\int\limits_{S_2} E_y e^{jk\sin\theta\,(x'\cos\varphi + y'\sin\varphi)}dx'dy'; \qquad \text{(XIII.6)}$$

$$E_\varphi = j \frac{\cos \varphi}{2\lambda}\left(\cos\theta + \frac{\beta}{k}\,\frac{1-p}{1+p}\right) \times$$

$$\times \frac{e^{-jkr}}{r}\int\limits_{S_2} E_y e^{jk\sin\theta\,(x'\cos\varphi + y'\sin\varphi)}dx'dy'. \qquad \text{(XIII.7)}$$

Полученные выражения отличаются от (XII.21) только множителем, стоящим перед интегралом. При $p=0$ и $\beta=k$ формулы (XIII.6) и (XIII.7) переходят в (XII.21).

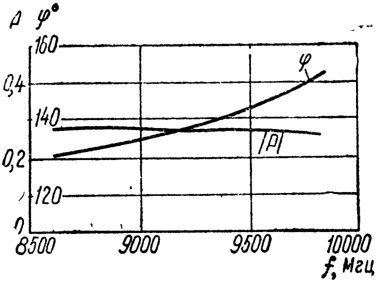


Рис. XIII.2. Зависимость модуля $|p|$ и аргумента φ коэффициента отражения у открытого конца стандартного волновода от частоты.

Кривые экспериментальные.

Так как E_y в плоскости раскрыва синфазно и изменяется по амплитуде вдоль оси x по косинусоидальному закону, мы можем воспользоваться полученными в гл. XII (формулы (XII.34) и (XII.35)) значениями интеграла, входящего в (XIII.6) и (XIII.7). Тогда для главных плоскостей H и E окончательно получаем

$$E_H = j \frac{SE_0}{\pi\lambda}\left(\cos\theta + \frac{\beta}{k}\,\frac{1-p}{1+p}\right) \times$$

$$\times \frac{\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{1-\left(\frac{2a}{\lambda}\sin\theta\right)^2}\,\frac{e^{-jkr}}{r}; \qquad \text{(XIII.8)}$$

$$E_E = j \frac{SE_0}{\pi\lambda}\left(1 + \frac{\beta}{k}\,\frac{1-p}{1+p}\cos\theta\right)\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta}\,\frac{e^{-jkr}}{r}. \qquad \text{(XIII.9)}$$

Входящий в эти формулы коэффициент отражения p обычно определяется экспериментально, так как расчет его сложен и не дает достаточно точных результатов.

На рис XIII.2 показаны измеренные кривые изменений модуля и аргумента коэффициента отражения от открытого конца стандартного волновода 3-сантиметрового диапазона в зависимости от частоты.

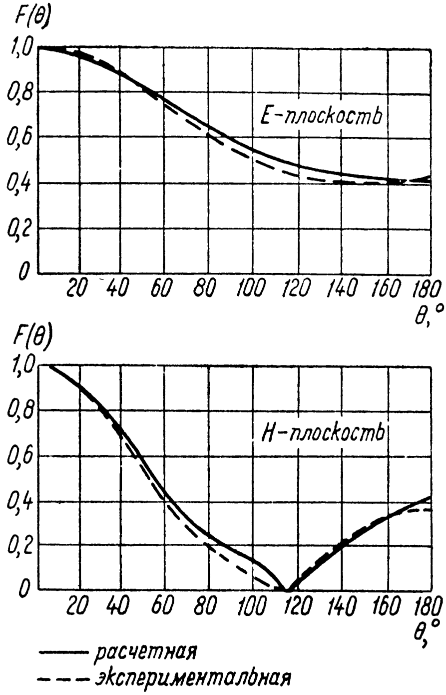


Рис. XIII.3. Расчетные и экспериментальные диаграммы направленности излучения из открытого конца прямоугольного волновода.

$\frac{a}{\lambda} = 0{,}71$; $\frac{b}{\lambda} = 0{,}32$; $\lambda = 3{,}2$ *см*. Коэффициент отражения $|p| = 0{,}28$.

Построенные по (XIII.8) и (XIII.9) расчетные, а также экспериментальные диаграммы излучения из открытого конца указанного волновода показаны на рис. XIII.3.

Рассмотрим теперь излучение из открытого конца круглого волновода. Основными типами волн в круглом волноводе являются волны типа H_{11} и E_{01}. Структура поля для этих типов волн показана на рис. XIII.4.

Самую низкую критическую частоту в волноводе круглого сечения имеет волна типа H_{11}. Для нее

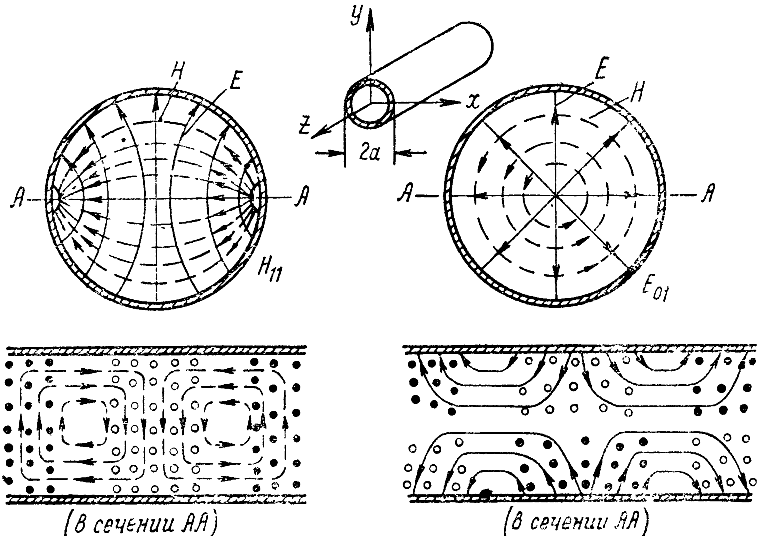
$$\lambda_{кр} = 3{,}41a.$$

Для волны E_{01}

$$\lambda_{кр} = 2{,}61a,$$

здесь a — радиус волновода.

Принимая такие же допущения относительно структуры поля в раскрыве круглого волновода, какие были приняты выше для прямоугольного волновода, и решая внешнюю задачу аналогично



а) б)

Рис. XIII.4. Структура поля в круглом волноводе при волнах H_{11} (*а*) и E_{01} (*б*).

вышерассмотренной, получаем выражения для поля излучения. Так, например, для волны H_{11}:

$$E_\varphi = -60\pi k^2 a \left[\frac{\lambda}{\lambda_в} + \cos\theta - p\left(\frac{\lambda}{\lambda_в} - \cos\theta\right)\right] \cos\varphi \times$$

$$\times \frac{0{,}58 J_1'(ka\sin\theta)}{1 - \left(\frac{3{,}41a}{\lambda}\sin\theta\right)^2} \frac{e^{-jkr}}{r}; \qquad \text{(XIII.10)}$$

$$E_\theta = -60\pi k^2 a \left[1 - \frac{\lambda}{\lambda_в}\cos\theta + p\left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_в}\cos\theta\right)\right] \sin\varphi \cdot J_1(ka) \times$$

$$\times \frac{J_1(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta} \frac{e^{-jkr}}{r}. \qquad \text{(XIII.11)}$$

Здесь угол φ отсчитывается в плоскости xy от оси x; θ — полярный угол, отсчитываемый от оси z (рис XIII.4).

На рис. XIII 5 показаны диаграммы излучения из раскрыва круглого волновода с волной H_{11}

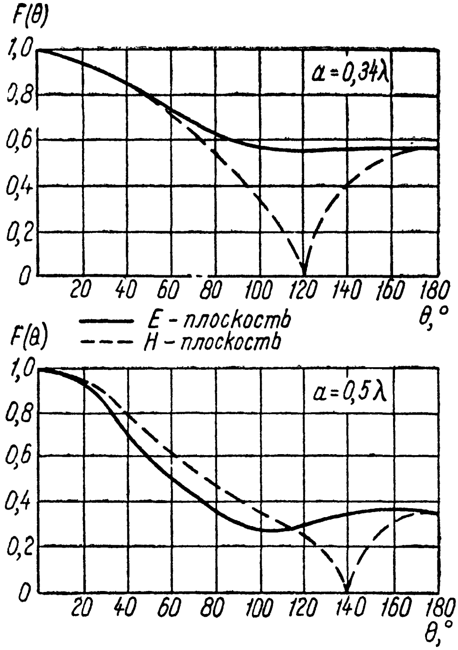


Рис. XIII.5. Диаграммы излучения из открытого конца круглого волновода, возбуждаемого волной H_{11}.

2. ОЦЕНКА ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ВИДЕ ОТКРЫТОГО КОНЦА ВОЛНОВОДА

Антенны в виде открытого конца волновода являются принципиально *слабонаправленными*. Действительно, для получения острых характеристик необходимо, чтобы размеры излучающей поверхности были много больше длины волны. Размеры же раскрыва волновода не могут выходить за определенные пределы, так как в противном случае в волноводе могут возникнуть волны высших порядков, которые нарушат нормальную работу волноводного тракта. Для прямоугольного волновода с волной H_{10} размеры сечения не должны выходить за пределы $\frac{\lambda}{2} < a < \lambda$; $b < \frac{\lambda}{2}$.

Обычно размеры берутся

$$a \approx (0{,}70 \div 0{,}75)\lambda; \qquad \text{(XIII.12)}$$

$$b \approx (0{,}3 \div 0{,}5)\lambda. \qquad \text{(XIII.13)}$$

При таких размерах угол раствора диаграммы направленности как в плоскости H, так и в плоскости E получается большим (рис. XIII.3). Аналогичная картина будет и для круглого волновода (рис. XIII.5).

Другой *особенностью волноводных излучателей является их относительно плохое согласование со свободным пространством.* Вследствие резкого изменения условий распространения электромагнитной волны при переходе от волновода к свободному пространству, коэффициент отражения для стандартных волноводов достигает по модулю величины

$$p = 0{,}25 \div 0{,}30.$$

В силу указанных недостатков антенна в виде открытого конца волновода находит ограниченное применение. Обычно она используется там, где требуется широкая диаграмма направленности и где сравнительно сильное отражение от конца не играет существенной роли (например, в случае приемных антенн). Открытый конец волновода может быть использован также в качестве облучателя более сложных антенн.

Волноводы круглого сечения для этих целей применяются значительно реже, чем прямоугольного. Одной из причин этого является неустойчивость поляризации поля. Даже при незначительных деформациях волновода возможен поворот структуры поля вокруг оси волновода. Кроме того, в круглом волноводе невозможно получить поле с чисто линейной поляризацией. По этим причинам применение круглого волновода как облучателя в основном ограничивается антеннами с коническим качанием луча. При этом для повышения стабильности поля в волноводе возбуждение его ведется от прямоугольного волновода через плавный переход.

3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РУПОРЫ

Для получения более острой диаграммы направленности сечение стандартного волновода можно увеличивать плавно, превращая волновод в рупор. В этом случае структура поля в волноводе в основном сохранится.

В горле рупора, т. е. в месте его соединения с волноводом, все же возникают высшие типы волн. Однако если угол раскрыва рупора не слишком велик, то волны всех типов, кроме основного, быстро затухнут в окрестностях горловины рупора, а по рупору будет распространяться только колебания основного типа.

Плавное увеличение сечения волновода улучшает также согласование его со свободным пространством. Модуль коэффициента отражения от конца прямоугольного волновода (рупора) с волной H_{10} приближенно может быть выражен следующей формулой:

$$p = \frac{1 - \frac{\lambda}{\lambda_в}}{1 + \frac{\lambda}{\lambda_в}}. \qquad \text{(XIII.14)}$$

Увеличивая сечение рупора, мы приближаем длину волны в волноводе $\lambda_в$ к длине волны в свободном пространстве λ и тем самым устремляем коэффициент отражения p к нулю.

Из сказанного следует, что *рупорные антенны могут обладать значительно более острой диаграммой направленности, чем открытый конец волновода, и имеют лучшее согласование с внешней средой.*

4. ТИПЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ РУПОРОВ

Основные типы рупоров образуются в результате расширения прямоугольного или круглого волновода. Если расширение прямоугольного волновода происходит только в одной плоскости, то получается *секториальный рупор.* В зависимости от того, в какой плоскости происходит расширение, различают H-плоскостные (рис. XIII.6, *а*) и E-плоскостные (рис. XIII.6, *б*) секториальные рупоры.

Если прямоугольный волновод расширяется сразу в двух плоскостях, получается *пирамидальный рупор*. Последний может быть остроконечным (рис. XIII.6, *в*) и клинообразным (рис. XIII.6, *г*). Кроме указанных типов, применяется еще *комбинированный* прямоугольный рупор, показанный на рис. XIII.6, *д*.

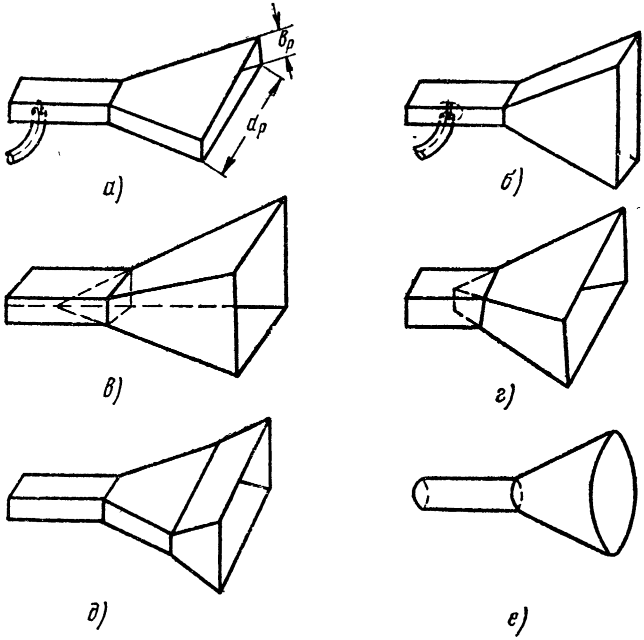


Рис. XIII.6. Основные типы электромагнитных рупоров:
а) *H*-плоскостной секториальный; *б*) *E*-плоскостной секториальный; *в*) остроконечный пирамидальный; *г*) клинообразный пирамидальный; *д*) комбинированный прямоугольный; *е*) конический.

Расширяющийся круглый волновод образует *конический рупор* (рис. XIII.6, *е*).

Из перечисленных типов наибольшее распространение получили секториальные и пирамидальные рупоры. Конические рупоры в силу недостатков, присущих излучателям в виде открытого конца круглого волновода, применяются значительно реже. Комбинированный рупор (рис. XIII.6, *д*) имеет несколько меньший коэффициент отражения, чем пирамидальный, но вследствие более сложной конструкции применяется реже последнего. Учитывая сказанное, здесь более подробно будут рассмотрены секториальные и пирамидальные рупоры.

Рассмотрим продольное сечение прямоугольного рупора плоскостью E или H (рис. XIII.7). Величина R называется длиной рупора, точка O — вершиной рупора, угол при вершине $2\varphi_0$ — углом раскрыва, размер a_p — шириной раскрыва рупора. Очевидно, что в пирамидальном рупоре все эти величины, полученные при сечении рупора плоскостью E, в общем случае будут отличаться от соответствующих величин, полученных при сечении рупора плоскостью H.

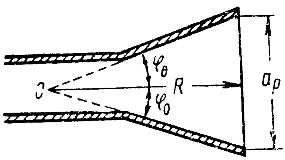


Рис. XIII.7. Продольное сечение прямоугольного рупора.

5. МЕТОД АНАЛИЗА РУПОРНЫХ АНТЕНН

Исследование рупорных антенн вследствие больших математических трудностей обычно ведется приближенным методом. Первоначально определяется поле в раскрыве рупора. При решении этой задачи рупор предполагается бесконечно длинным, а его стенки — идеально проводящими. Поле в рупоре находится путем решения уравнений Максвелла, при этом считается, что источники электромагнитного поля находятся вне рупора (т. е. внутри рупора плотность сторонних электрических и магнитных токов равна нулю).

При решении уравнений Максвелла учитывается способ возбуждения рупора: те составляющие поля, которых не должно быть в структуре возбужденной волны, считаются равными нулю.

Полученное таким образом решение для бесконечного рупора считается приближенно верным и для рупора конечной длины.

После решения внутренней задачи обычным методом решается внешняя задача, т. е. находится поле излучения.

6. СЕКТОРИАЛЬНЫЙ РУПОР

Для нахождения структуры поля в рупоре используем цилиндрическую систему координат y, ρ, φ

(рис. XIII.8), так как в этой системе значительно легче удовлетворить граничным условиям на поверхности секториального рупора. Уравнения Максвелла в цилинд-

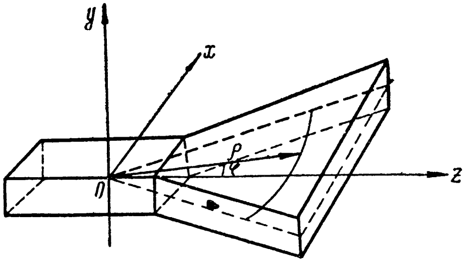


Рис. XIII.8. Цилиндрическая система координат y, ρ, φ для анализа секториальных рупоров.

рической системе координат для среды, лишенной источников поля, имеют вид

$$\left.\begin{aligned}
\frac{1}{\rho}\frac{\partial H_y}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial y} &= j\omega\varepsilon E_\rho \\
\frac{\partial H_\rho}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial \rho} &= j\omega\varepsilon E_\varphi \\
\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}(\rho H_\varphi) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial H_\rho}{\partial \varphi} &= j\omega\varepsilon E_y \\
\frac{1}{\rho}\frac{\partial E_y}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial y} &= -j\omega\mu H_\rho \\
\frac{\partial E_\rho}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial \rho} &= -j\omega\mu H_\varphi \\
\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}(\rho E_\varphi) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial E_\rho}{\partial \varphi} &= -j\omega\mu H_y
\end{aligned}\right\} . \qquad \text{(XIII.15)}$$

Будем искать решение этой системы уравнений для H-плоскостного и отдельно для E-плоскостного рупора. Поскольку в волноводе прямоугольного сечения практически используется только основной тип колебаний (волна H_{10}), то мы и ограничимся здесь исследованием этой волны.

7. *H*-ПЛОСКОСТНОЙ СЕКТОРИАЛЬНЫЙ РУПОР

При возбуждении волновода волной H_{10} поле будет иметь только следующие компоненты: H_ρ, H_φ, E_y. Остальные составляющие поля будут равны нулю, т. е.

$$E_\rho = E_\varphi = H_y = 0. \tag{XIII.16}$$

Подставляя (XIII.16) в (XIII.15), получаем

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial y} = 0; \tag{XIII.17}$$

$$\frac{\partial H_\rho}{\partial y} = 0; \tag{XIII.18}$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}(\rho H_\varphi) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial H_\rho}{\partial \varphi} = j\omega\varepsilon E_y; \tag{XIII.19}$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial E_y}{\partial \varphi} = -j\omega\mu H_\rho; \tag{XIII.20}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial \rho} = j\omega\mu H_\varphi. \tag{XIII.21}$$

Из уравнений (XIII.17) и (XIII.18) видно, что магнитное поле не зависит от координаты y.

Решим систему уравнений (XIII.19)—(XIII.21) относительно E_y. Для этого подставим в (XIII.19) вместо H_ρ и H_φ их значения из (XIII.20) и (XIII.21). В результате получим

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}\left(\rho\frac{\partial E_y}{\partial \rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial \varphi^2} + k^2 E_y = 0. \tag{XIII.22}$$

Здесь, как и прежде, $k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Это уравнение будем решать методом разделения переменных. Для этого представим искомую функцию $E_y(\rho, \varphi)$ в виде произведения двух функций, каждая из которых зависит только от одной переменной

$$E_y = R(\rho)\cdot\Phi(\varphi). \tag{XIII.23}$$

Подставив значение E_y из (XIII.23) в (XIII.22), получим

$$\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}\left(\rho\frac{dR}{d\rho}\right)\Phi + \frac{1}{\rho^2}\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2}R + k^2 R\,\Phi = 0. \tag{XIII.24}$$

Умножим равенство (XIII 24) на $\frac{\rho^2}{R\Phi}$. В результате получим

$$\frac{\rho}{R}\frac{d}{d\rho}\left(\rho\frac{dR}{d\rho}\right)+\frac{1}{\Phi}\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2}+k^2\rho^2=0. \qquad \text{(XIII.25)}$$

Равенство (XIII 25) может выполняться только в том случае, если второе слагаемое его есть величина постоянная. Действительно, это равенство можно записать в виде

$$F_1(\rho)+F_2(\varphi)+F_3(\rho)=0,$$

откуда, дифференцируя по φ, получаем

$$\frac{d}{d\varphi}F_2(\varphi)=0, \qquad \text{(XIII.26)}$$

так как функции $F_1(\rho)$ и $F_3(\rho)$ не зависят от φ.

Из (XIII.26) следует, что

$$F_2(\varphi)=\frac{1}{\Phi}\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2}=\text{const}.$$

Обозначив эту постоянную через $-m^2$, получим

$$\frac{1}{\Phi}\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2}=-m^2, \qquad \text{(XIII.27)}$$

или

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2}+m^2\Phi=0. \qquad \text{(XIII.28)}$$

Произвольная постоянная m называется постоянной разделения, так как уравнение (XIII.22) в частных производных распадается на два обыкновенных дифференциальных уравнения. Действительно, подставив (XIII.27) в (XIII 25), получим, кроме (XIII.28), и второе уравнение

$$\frac{\rho}{R}\frac{d}{d\rho}\left(\rho\frac{dR}{d\rho}\right)-m^2+k^2\rho^2=0$$

или после несложных преобразований можем написать

$$\frac{d^2R}{d\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{dR}{d\rho}+\left(k^2-\frac{m^2}{\rho^2}\right)R=0. \qquad \text{(XIII.29)}$$

Таким образом, решение дифференциального уравнения (XIII 22) в частных производных свелось к решению двух обыкновенных дифференциальных уравнений (XIII.28) и (XIII.29).

Решением уравнения (XIII 28) является

$$\Phi=C_1\cos m\varphi+C_2\sin m\varphi.$$

Значения постоянной разделения m и постоянной интегрирования C_2 определим из граничных условий задачи

$$E_y = 0 \text{ при } \varphi = \pm \varphi_0.$$

Этому условию, с учетом равенства (XIII 23), соответствует условие $\Phi(\varphi) = 0$ при $\varphi = \pm\varphi_0$. Отсюда $C_2 = 0$, $m = \frac{\pi}{2\varphi_0}$.

Следовательно, решением уравнения (XIII 28) будет

$$\Phi = C_1 \cos\left(\frac{\pi}{2\varphi_0}\varphi\right). \tag{XIII.30}$$

Преобразуем уравнение (XIII.29). Разделив все члены уравнения на k^2 и введя новую переменную $z = k\rho$, приведем его к виду

$$\frac{d^2R}{dz^2} + \frac{1}{z}\frac{dR}{dz} + \left(1 - \frac{m^2}{z^2}\right)R = 0. \tag{XIII.31}$$

Уравнение (XII 31) есть уравнение Бесселя m-го порядка. Общее решение его можно представить как линейную комбинацию функций Ганкеля первого и второго рода m-го порядка

$$R = C_3 H_m^{(1)}(k\rho) + C_4 H_m^{(2)}(k\rho). \tag{XIII.32}$$

При больших значениях аргумента $k\rho$ для функций Ганкеля будут справедливы следуюшие асимптотические выражения:

$$H_m^{(1)}(k\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}}\, e^{j\left[k\rho - \frac{\pi^2}{4\varphi_0} - \frac{\pi}{4}\right]}; \tag{XIII.33}$$

$$H_m^{(2)}(k\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}}\, e^{-j\left[k\rho - \frac{\pi^2}{4\varphi_0} - \frac{\pi}{4}\right]}. \tag{XIII.34}$$

Так как при написании уравнений Максвелла (XIII.15) зависимость от времени была принята в виде $e^{j\omega t}$, то функция Ганкеля * первого рода $H_m^{(1)}(k\rho)$ характеризует волну, двигающуюся в направлении убывающих значений ρ, т. е. к источнику (к вершине рупора), а функция Ганкеля второго рода $H_m^{(2)}(k\rho)$ соответствует волне, распространяющейся от вершины рупора в сторону возрастающих значений ρ.

Решение нашей задачи мы вели в предположении бесконечной длины рупора. Следовательно, отраженных от конца рупора волн, т. е. волн, двигающихся к вершине рупора, не должно быть. В силу этого надо положить $C_3 = 0$.

---

* Функции Ганкеля табулированы и приведены, например, в книге Янке и Эмде. «Таблицы функций», ГИТТЛ, 1949.

Таким образом, опуская индекс у произвольной постоянной C, окончательно получаем

$$E_y = C \cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{\varphi}{\varphi_0}\right) H^{(2)}_{\frac{\pi}{2\varphi_0}}(k\rho). \qquad \text{(XIII.35)}$$

Используя уравнение (XIII.20) и (XIII.21), получаем выражения для остальных составляющих поля

$$\left.\begin{aligned} H_\rho &= -j\,\frac{C}{240k\rho\varphi_0}\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{\varphi}{\varphi_0}\right) H^{(2)}_{\frac{\pi}{2\varphi_0}}(k\rho) \\ H_\varphi &= -j\,\frac{C}{120\pi}\cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{\varphi}{\varphi_0}\right)\frac{d}{d(k\rho)} H^{(2)}_{\frac{\pi}{2\varphi_0}}(k\rho) \end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.36)}$$

Структура поля, соответствующая уравнениям (XIII.35) и (XIII.36), показана на рис. XIII.9. Из рисунка видно, что конфигурация поля в рупоре почти та-

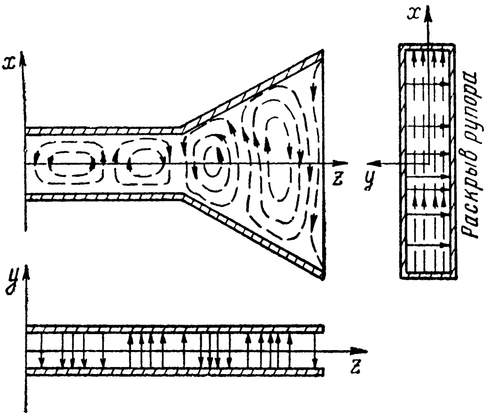


Рис. XIII.9. Структура поля в H-секториальном рупоре.

кая же, как и в волноводе, хотя имеются и некоторые отличия.

Для более детального ознакомления со структурой поля в рупоре обратимся к полученным формулам (XIII.35), (XIII.36). Из этих формул, а также из (XIII.17) и (XIII.18) видно, что:

1. Поле имеет только три компоненты: E_y, H_ρ и H_φ, причем электрический вектор параллелен оси y, а магнитный вектор ее перпендикулярен. Волна в рупоре яв-

ляется магнитной типа H_{10}, т. е. такой же, как и в возбуждающем рупор волноводе.

2. Составляющие поля не зависят от координаты y.

3. Амплитуда составляющих поля вдоль координатной линии φ меняется по такому же закону, как и в волноводе, вдоль координатной линии x.

4. Поверхностью равных фаз в рупоре является не плоскость, как в волноводе, а поверхность цилиндра ра-

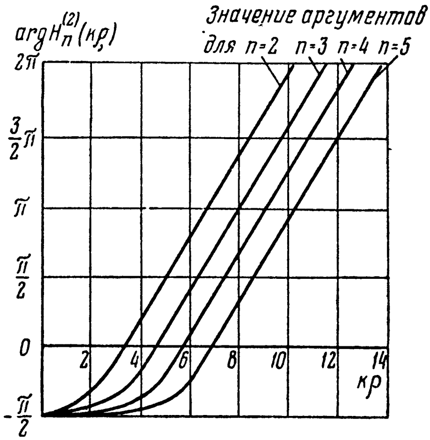


Рис. XIII.10. Зависимость фазового угла ганкелевой функции второго рода от $k\rho$.

диуса ρ с центром в вершине O рупора. Действительно, из формул (XIII.28) и (XIII.29) видно, что эквифазная поверхность определяется равенством $\rho = \text{const}$, поскольку фаза определяется множителем $H^{(2)}_{\frac{\pi}{2\varphi_0}}(k\rho)$, в то время как в волноводе фаза определяется множителем $e^{-j\beta z}$ и эквифазной поверхностью является плоскость $z = \text{const}$.

5. Фазовая скорость в рупоре не постоянна и уменьшается, приближаясь к скорости света c по мере увеличения координаты ρ. Физически это вполне очевидно, так как фазовая скорость зависит от соотношения между длиной волны и размером рупора вдоль координатной линии φ, а этот размер растет пропорционально ρ. Математически изменение фазовой скорости с изменением

ρ вытекает из характера ганкелевой функции, являющейся комплексной. Аргумент (фазовый угол) этой функции меняется с изменением ρ нелинейно (рис. XIII.10). Вблизи горловины рупора (область малых ρ) изменение аргумента медленное, затем скорость изменения нарастает, и, наконец, начиная с некоторых значений ρ, аргумент меняется почти по линейному закону. Область линейных изменений аргумента соответствует области в рупоре, где фазовая скорость уже практически равна скорости света.

Используя асимптотическое выражение функции Ганкеля для больших значений аргумента $k\rho$, а также учитывая, что при $k\rho\to\infty$, $H_\rho\to 0$ (формула XIII.36), получаем следующие значения для составляющих поля:

$$\left.\begin{aligned} E_y &= C\sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}}\cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{\varphi}{\varphi_0}\right)e^{-j\left[k\rho-\frac{\pi^2}{4\varphi_0}-\frac{\pi}{4}\right]} \\ H_\varphi &= \frac{-E_y}{120\pi} \\ H_\rho &= H_y = E_\varphi = E_\rho = 0 \end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.37)}$$

Формулы (XIII.37) показывают, что поле в рупоре представляет собой поперечную электромагнитную цилиндрическую волну. Именно к такой волне стремится поле в рупоре при больших $k\rho$.

6. В рупоре отсутствует критическая длина волны. Это объясняется тем, что у бесконечного рупора всегда можно найти такое сечение, которое окажется достаточным для распространения любой волны.

Теперь, когда поле в рупоре определено, можно приступить к решению внешней задачи электродинамики, т. е. к определению поля излучения. При расчете поля излучения мы будем исходить из того, что поле на конце рупора остается приблизительно таким же, как в бесконечном рупоре, т. е. оно равно полю набегающей волны. Если рупор имеет достаточно большой раскрыв, то такое предположение не вносит серьезных ошибок. Для такого рупора поле в раскрыве приближенно может быть выражено формулами (XIII.37). Критерием применимости формул (XIII.37) является возможность пренебрежения H_ρ по сравнению с H_φ, что согласно (XIII.36) равносильно выполнению неравенства

$$\frac{1}{2k\rho\varphi_0} \ll \frac{1}{\pi}$$

или

$$k\rho \gg \frac{\pi}{2\varphi_0}. \qquad \text{(XIII.38)}$$

В применяемых на практике H-плоскостных секториальных рупорах неравенство (XIII.38) обычно выполняется.

При окончательном определении поля в раскрыве рупора необходимо учесть, что у большинства применяемых рупоров раскрыв плоский, а волна в рупоре цилиндрическая. Вследствие этого поле в раскрыве не будет синфазным.

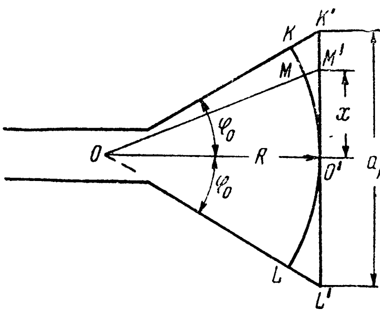


Рис. XIII.11. К определению фазовых искажений в раскрыве рупора.

Для определения фазовых искажений в раскрыве рассмотрим продольное сечение рупора, показанное на рис. XIII.11. Дуга окружности с центром в вершине рупора O проходит по фронту волны и, следовательно, является линией равных фаз. В произвольной точке M', имеющей координату x, фаза поля отстает от фазы в середине раскрыва (в точке O) на угол

$$\Delta\psi_x = \frac{2\pi}{\lambda}(OM' - R) = \frac{2\pi}{\lambda}(\sqrt{R^2 + x^2} - R) =$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda}\left[R\left(1 + \frac{x^2}{R^2}\right)^{\frac{1}{2}} - R\right] = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{x^2}{2R} - \frac{x^4}{8R^3} + \right.$$

$$\left. + \frac{x^6}{16R^5} - \frac{x^8}{64R^7} + \ldots\right). \qquad \text{(XIII.39)}$$

Так как обычно в рупорах $x \ll R$, то можно ограничиться первым членом правой части разложения, т. е. принять

$$\Delta\psi_x = \frac{\pi}{\lambda}\frac{x^2}{R}. \qquad \text{(XIII.40)}$$

Таким образом, фаза поля в раскрыве рупора меняется приблизительно по квадратичному закону. Если фазовые искажения будут велики, то, как было показано в п. 7 гл. XII, это приведет к сильным искажениям диаграммы направленности.

Максимальный сдвиг фазы поля в раскрыве относительно его середины (точки O'), очевидно, будет на краях рупора и составит величину

$$\Delta\psi_{\text{макс}} = \frac{\pi}{4}\frac{a_p^2}{\lambda R}. \qquad \text{(XIII.41)}$$

Формулы (XIII.40) и (XIII.41) являются приближенными. Ими можно пользоваться, когда $R > \frac{a_p}{2}$ или $\varphi_0 < 45°$. В применяемых рупорах эти условия обычно выполняются. Более точной является формула (XIII.39).

Иногда удобно максимальные фазовые искажения в раскрыве рупора определять через его длину R и половину угла раскрыва φ_0. Из рис. XIII.11 видно, что в этом случае

$$\Delta\psi_{\text{макс}} = \frac{2\pi R\,(1 - \cos\varphi_0)}{\lambda\cos\varphi_0}. \qquad \text{(XIII.42)}$$

Формула (XIII.42) верна при любых R и φ_0. Из этой формулы следует, что при заданном угле раскрыва рупора $2\varphi_0$ фазовые искажения растут пропорционально его длине, а при заданной длине R искажения быстро растут с увеличением угла φ_0. С другой стороны, при заданной величине раскрыва a_p поле в раскрыве согласно (XIII.41) будет тем меньше отличаться от синфазного, чем больше длина рупора R. Однако рупоры очень большой длины конструктивно неудобны. Габаритные ограничения требуют нахождения компромиссного решения, т. е. определения такой длины рупора, при которой максимальный фазовый сдвиг в его раскрыве не будет превышать некоторой допустимой величины. Эта величина обычно определяется наибольшим значением коэффициента направленного действия, которое можно получить от рупора заданной длины. Как будет показано ниже, для H-секториального рупора максимально допустимый фазовый сдвиг составляет $\frac{3}{4}\pi$, что соответствует следующему соотношению между оптимальной длиной рупора, размером раскрыва $a_р$ и длиной волны λ:

$$R_{опт} = \frac{a_р^2}{3\lambda}. \qquad \text{(XIII.43)}$$

Что касается распределения амплитуд поля в раскрыве рупора, то это распределение приближенно можно считать таким же, как на участке цилиндрической поверхности фронта волны, ограниченном стенками рупора. Другими словами, для величин, определяющих амплитуду, мы принимаем

$$\left.\begin{aligned} &\rho \approx R \\ &\frac{\varphi}{2\varphi_0} \approx \frac{x}{a_р} \\ &H_\varphi \approx -H_x \end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.44)}$$

Таким образом, поле в раскрыве H-секториального рупора окончательно представим выражениями

$$E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a_р}\right) e^{-j\frac{\pi}{\lambda}\frac{x^2}{R}};$$

$$H_x = -\frac{E_y}{120\pi}, \qquad \text{(XIII.45)}$$

где $E_0 = C\sqrt{\frac{2}{\pi k \rho}}$ — напряженность поля в середине раскрыва.

Поле излучения найдем по формулам (XII.27) и (XII.28). Подставляя в них значения E_S, получаем

$$E_H = AE_0 b_р \int\limits_{-\frac{a_р}{2}}^{\frac{a_р}{2}} \cos\left(\frac{\pi x'}{a_р}\right) e^{-j\frac{\pi}{\lambda}\frac{x'^2}{R}} e^{jkx'\sin\theta} dx'; \qquad \text{(XIII.46)}$$

$$E_E = AE_0 \int\limits_{-\frac{b_р}{2}}^{\frac{b_р}{2}} e^{jky'\sin\theta} dy' \int\limits_{-\frac{a_р}{2}}^{\frac{a_р}{2}} \cos\left(\frac{\pi x'}{a_р}\right) e^{-j\frac{\pi}{\lambda}\frac{x'^2}{R}} dx'. \qquad \text{(XIII.47)}$$

Интегралы в (XIII.46) и (XIII.47) после некоторых преобразований могут быть выражены через интегралы Френеля, определяемые формулами (XII.58) и (XII.59). Действительно, интеграл в (XIII.46) может быть представлен в виде

$$\int\limits_{-\frac{a_p}{2}}^{\frac{a_p}{2}} \cos\left(\frac{\pi x'}{a_p}\right) e^{-j\frac{\pi x'^2}{\lambda R}} e^{jkx'\sin\theta} dx' =$$

$$= \frac{1}{2}\int\limits_{-\frac{a_p}{2}}^{\frac{a_p}{2}} e^{-j\frac{\pi x'^2}{\lambda R} + j\frac{\pi x'}{a_p} + j\frac{\pi x'}{\lambda}\sin\theta} dx' +$$

$$+ \frac{1}{2}\int\limits_{-\frac{a_p}{2}}^{\frac{a_p}{2}} e^{-j\frac{\pi x'^2}{\lambda R} - j\frac{\pi x'}{a_p} + j\frac{2\pi x'}{\lambda}\sin\theta} dx'. \qquad \text{(XIII.48)}$$

Использовав преобразования, аналогичные тем, которые были применены в гл. XII, п. 7, получим следующие значения для поля излучения:

$$E_H = AE_0 b_p \frac{\sqrt{\lambda R}}{2\sqrt{2}} \left\{ e^{j\frac{\pi\lambda R}{4}\left(\frac{1}{a_p} + \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)^2} [C(u_1) + C(u_2) - \right.$$

$$- jS(u_1) - jS(u_2)] + e^{j\frac{\pi\lambda R}{4}\left(\frac{1}{a_p} - \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)^2} [C(u_3) +$$

$$\left. + C(u_4) - jS(u_3) - jS(u_4)] \right\}. \qquad \text{(XIII.49)}$$

Здесь

$$\left.\begin{aligned}
u_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} - \sqrt{\lambda R}\left(\frac{1}{a_p} + \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)\right]\\
u_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} + \sqrt{\lambda R}\left(\frac{1}{a_p} + \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)\right]\\
u_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} + \sqrt{\lambda R}\left(\frac{1}{a_p} - \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)\right]\\
u_4 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} - \sqrt{\lambda R}\left(\frac{1}{a_p} - \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)\right]
\end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.50)}$$

Аналогично, напряженность поля в плоскости E будет

$$E_E = AE_0 \sqrt{\frac{\lambda R}{2}}\, b_p e^{j\frac{\pi\lambda R}{4a_p}} [C(v_1) + C(v_2) -$$

$$- jS(v_1) - jS(v_2)] \frac{\sin\left(\frac{kb_p}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kb_p}{2}\sin\theta}. \qquad \text{(XIII.51)}$$

Здесь

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} - \frac{\sqrt{\lambda R}}{a_p}\right) \\ v_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} + \frac{\sqrt{\lambda R}}{a_p}\right) \end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.52)}$$

Напомним, что здесь

$$A = j\frac{1+\cos\theta}{2\lambda}\frac{e^{-jkr}}{r}. \qquad \text{(XII.22)}$$

Из (XIII.51) видно, что диаграмма направленности в плоскости E

$$F_E(\theta) = \frac{1+\cos\theta}{2}\,\frac{\sin\left(\frac{kb_p}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kb_p}{2}\sin\theta}$$

получается такой же, как у площадки, с равноамплитудным и синфазным полем. Это естественно, так как поле в раскрыве рупора вдоль оси y не меняется.

Характерной особенностью поля излучения в плоскости H является зависимость его фазы от направления при неизменном расстоянии r.

Эта зависимость выражена в формуле (XIII.49) множителем $\sin\theta$ в показателе степени фазового множителя. Зависимость фазы поля от направления приводит к тому, что в рупорной антенне нет такой точки, которая могла бы быть принята за фазовый центр излучения.

Формулы (XIII.49) и (XIII.51) определяют напряженность поля в комплексной форме. Для нахождения амплитуды поля необходимо вычислить модуль этих комплексов. Следует заметить, что расчет по формуле (XIII.49) получается трудоемким. На рис. XIII.12 показаны рассчитанные по формуле (XIII.49) и экспериментально измеренные диаграммы направленности для двух H-секториальных рупоров. Из рисунка видно, что экспериментальные и расчетные диаграммы полностью не совпадают. Расхождение особенно заметно для рупора с большим углом рыскрыва (рис. XIII.12, *б*). Указанное расхождение обусловлено тем, что мы не учитывали то-

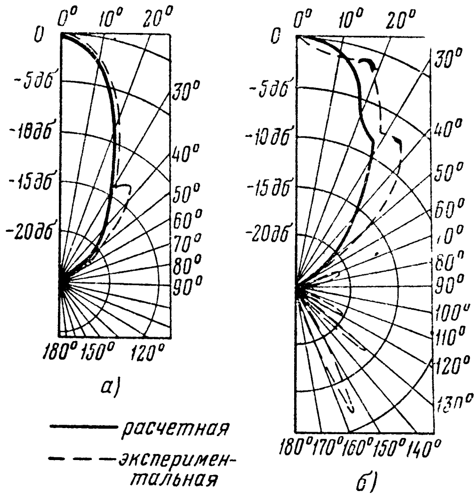


Рис. XIII 12. Рассчитанные и экспериментальные кривые диаграммы направленности в H-плоскости H-секториального рупора:

а — рупор с небольшими фазовыми искажениями в раскрыве ($\Delta\psi_{макс} = 0{,}55\pi$). Размеры рупора: $R = 4{,}3\lambda$; $a_р = 3{,}12\lambda$; $2\varphi_0 = 40°$; *б* — рупор со значительными фазовыми искажениями ($\Delta\psi_{макс} = 1{,}28\pi$). Размеры рупора $R = 4{,}87\lambda$; $a_р = 5{,}63\lambda$; $2\varphi_0 = 60°$.

ков, затекающих на внешние стенки рупора, и волн высших типов в раскрыве. По этой причине, расчет поля излучения носит приближенный характер, а получаемая в результате расчета диаграмма направленности только приблизительно соответствует действительной.

Вид диаграммы существенно зависит от длины рупора и угла его раскрыва. Для качественной оценки этой зависимости на рис. XIII.13 приведена серия экспериментально снятых диаграмм направленности. Напомним, что максимальные фазовые искажения $\Delta\varphi_{макс}$ в раскрыве рупора, как это следует из формулы (XIII.42), быстро растут с увеличением длины рупора R и угла раскрыва $2\varphi_0$. Для рупора большой длины и с большим углом раскрыва эти искажения достигают значительных величин. Несмотря на это, сильных искажений в диа-

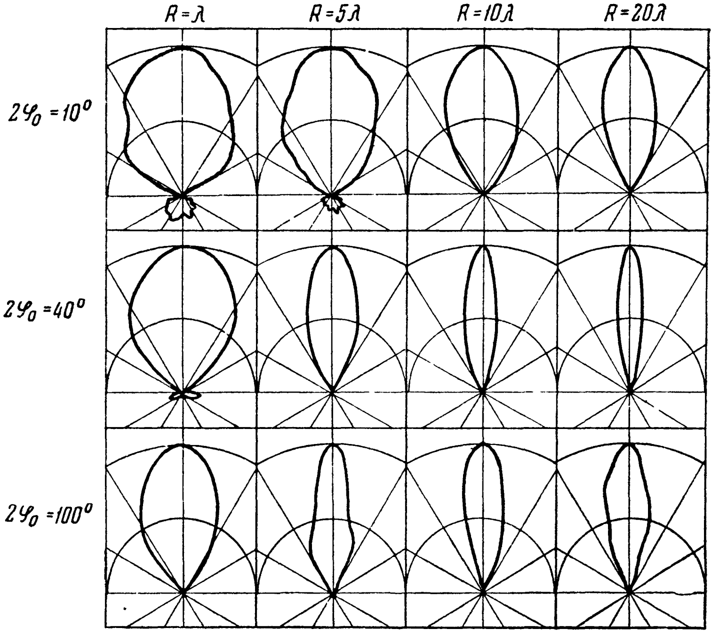


Рис. XIII.13. Экспериментальные диаграммы направленности H-секториального рупора в плоскости H.

граммах направленности, показанных на рис. XIII.13, нет. Это объясняется тем, что поле к краям рупора убывает. Участки раскрыва, более близкие к краям рупора, имеют значительный фазовый сдвиг, но относительно малую амплитуду и вследствие этого существенно на диаграмму направленности не влияют.

Определим коэффициент направленного действия D для H-секториального рупора. Согласно (III.27)

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int\limits_S \dot{E}_S dS \right|^2}{\int\limits_S \left| \dot{E}_S \right|^2 dS} =$$

$$= \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int\limits_{-\frac{a_p}{2}}^{\frac{a_p}{2}} E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a_p}\right) e^{-j\frac{\pi x'^2}{\lambda R}} dx' \int\limits_{-\frac{b_p}{2}}^{\frac{b_p}{2}} dy \right|^2}{\int\limits_{-\frac{a_p}{2}}^{\frac{a_p}{2}} E_0^2 \cos^2\left(\frac{\pi x'}{a_p}\right) dx' \int\limits_{-\frac{b_p}{2}}^{\frac{b_p}{2}} dy}. \qquad \text{(XIII.53)}$$

Первый интеграл, стоящий в числителе, может быть выражен через интегралы Френеля путем таких же преобразований, которые были применены выше. Интеграл, стоящий в знаменателе, легко берется путем подстановки

$$\cos^2\left(\frac{\pi x'}{a_p}\right) = \frac{1}{2}\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi x'}{a_p}\right)\right].$$

В результате получаем следующую формулу для расчета КНД

$$D = \frac{4\pi b_p R}{\lambda a_p}\{[C(u) + C(v)]^2 + [S(u) + S(v)]^2\}, \qquad \text{(XIII.54)}$$

где

$$\left.\begin{aligned} u &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} - \frac{\sqrt{\lambda R}}{a_p}\right) \\ v &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R}} + \frac{\sqrt{\lambda R}}{a_p}\right) \end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.55)}$$

На рис. XIII.14 показаны построенные по (XIII.54) графики зависимости коэффициента направленного действия D от относительного размера раскрыва рупора $\frac{a_p}{\lambda}$. Графики построены для рупоров различной длины. Для того чтобы исключить зависимость КНД от размера рупора b_p, по оси ординат отложено произведение $\frac{\lambda}{b_p} \cdot D$. Значение КНД находится путем умножения ординаты кривой на $\frac{b_p}{\lambda}$.

Из рисунка видно, что для каждой длины рупора существует определенная ширина раскрыва $\frac{a_р}{\lambda}$, при которой КНД достигает максимального значения. Уменьшение КНД при дальнейшем увеличении раскрыва рупора $a_р$ (длина рупора $R = \text{const}$) объясняется резким возрастанием фазовых искажений в раскрыве.

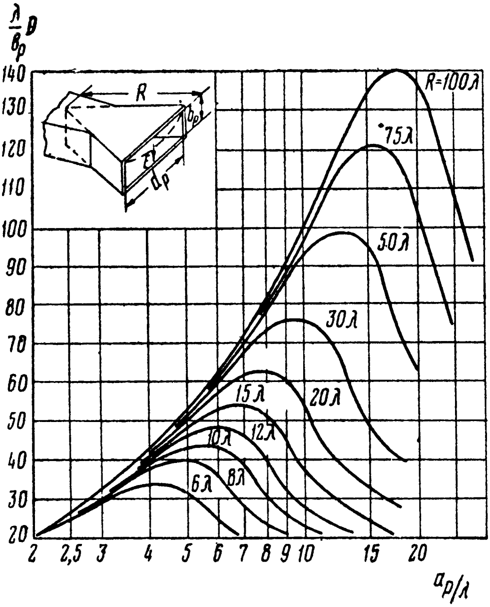


Рис. XIII.14. Зависимость коэффициента направленного действия H-секториального рупора от относительной ширины раскрыва при различной длине рупора.

Рупоры, размеры которых соответствуют максимальному значению КНД, называются оптимальными. Из кривых, изображенных на рис. XIII.14 видно, что точки максимума на кривых $\frac{R}{\lambda} = \text{const}$ соответствуют равенству

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{1}{3}\left(\frac{a_р}{\lambda}\right)^2,$$

откуда

$$R_{опт} = \frac{a_р^2}{3\lambda}. \qquad \text{(XIII.43)}$$

При такой длине рупора максимальные фазовые искажения в его раскрыве, согласно (XIII.41) будут

$$\Delta\psi_{\text{макс}} = \frac{3}{4}\pi.$$

Если длину рупора взять больше оптимальной, определяемой равенством (XIII.43), то при той же площади раскрыва КНД рупора возрастет. Однако это возрастание будет незначительным и в большинстве случаев не оправдает увеличения габаритов. Действительно, точкам максимума КНД на кривых рис. XIII.14 соответствует, как легко убедиться непосредственным подсчетом, коэффициент использования площади раскрыва

$$\nu = \frac{\lambda^2 D}{4\pi S} = 0{,}64. \qquad \text{(XIII.56)}$$

Если длину рупора непрерывно увеличивать, то в пределе при $R \to \infty$ мы получим синфазное поле в раскрыве рупора. Как было показано в гл. XII, п. 8, коэффициент использования синфазной площадки с косинусоидальным распределением амплитуды поля равен $\nu = 0{,}81$. Таким образом, увеличение длины рупора от оптимальной до бесконечной повышает КНД немного более чем на 20%. Более того, из рис. XIII.14 видно, что для заданного размера $\frac{a_{\text{р}}}{\lambda}$ существует длина рупора, начиная с которой дальнейшее увеличение этой длины никакого прироста КНД фактически не дает и все кривые КНД для более длинных рупоров сливаются. Это значение длины рупора, которое мы обозначим через $R_{\text{макс}}$, определяется равенством

$$\frac{R_{\text{макс}}}{\lambda} \approx 0{,}8\left(\frac{a_{\text{р}}}{\lambda}\right)^2$$

или

$$R_{\text{макс}} \approx 0{,}8\,\frac{a_{\text{р}}^2}{\lambda}.$$

Таким образом, длина рупора, с точки зрения получения наибольшего КНД, должна лежать в пределах

$$\frac{a_{\text{р}}^2}{3\lambda} \leqslant R \leqslant 0{,}8\,\frac{a_{\text{р}}^2}{\lambda}. \qquad \text{(XIII.57)}$$

Коэффициент полезного действия рупорных антенн вследствие малых потерь практически может быть принят за единицу. Поэтому, *коэффициент направленного действия D и коэффициент усиления G рупорных антенн практически совпадают.*

8. *Е*-ПЛОСКОСТНОЙ СЕКТОРИАЛЬНЫЙ РУПОР

При возбуждении волны H_{10} можно положить, что

$$E_\rho = E_x = H_\varphi = 0. \qquad \text{(XIII.58)}$$

Подставляя (XIII.58) в (XIII.15) и заменяя ось y на ось x, получаем систему уравнений

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial H_x}{\partial \varphi} = 0\\
&\frac{\partial H_\rho}{\partial \varphi} = 0\\
&\frac{\partial H_\rho}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial \rho} = -j\omega\varepsilon E_\varphi\\
&\frac{\partial E_\varphi}{\partial x} = -j\omega\mu H_\rho\\
&\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}(\rho E_\varphi) = j\omega\mu H_x
\end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.59)}$$

Решим систему уравнений (XIII.59) относительно E_φ. В результате получим

$$\frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial \rho}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}(\rho E_\varphi)\right] + k^2 E_\varphi = 0. \qquad \text{(XIII.60)}$$

Уравнение (XIII.60) решается методом, который был уже использован для решения уравнения (XIII.22) при анализе H-плоскостного рупора. Опуская промежуточные выкладки, напишем окончательные формулы для поля в E-плоскостном секториальном рупоре

$$E_\varphi = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a_p}\right) e^{-j\left(\beta\rho - \frac{3}{4}\pi\right)}; \qquad \text{(XIII.61)}$$

$$H_x = -\frac{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a_p}\right)^2}}{120\pi} E_\varphi; \qquad \text{(XIII.62)}$$

$$H_\rho = -\frac{1}{120\pi}\frac{\lambda}{2a_p} E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a_p}\right) e^{-j\left(\beta\rho - \frac{3}{4}\pi\right)}. \qquad \text{(XIII.63)}$$

Здесь

$$E_0 = \frac{C_1}{\sqrt{\beta\rho}}; \qquad \text{(XIII.64)}$$

C_1 — некоторый коэффициент;

ρ — расстояние от горловины рупора;

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_в}$.

На рис. XIII.15 показана структура поля в E-секториальном рупоре с волной типа H_{10}.

Из рисунка и формул (XIII.61), (XIII.63) видно, что поле в E-плоскостном рупоре очень мало отличается от поля в волно-

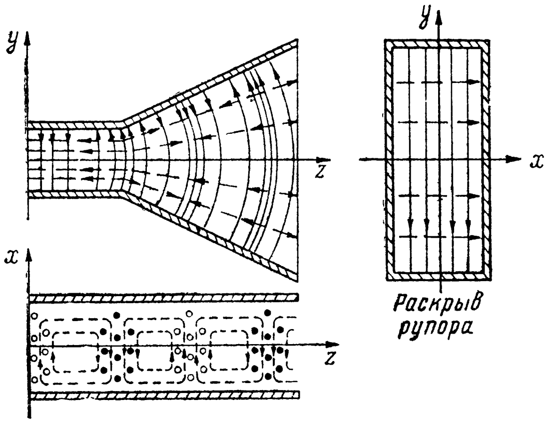


Рис. XIII.15. Структура поля в E-секториальном рупоре.

воде. В отличие от рассмотренного выше H-плоскостного рупора фазовая скорость в E-плоскостном рупоре такая же, как в волноводе, и с удалением от вершины рупора не меняется, оставаясь равной

$$v_ф = f\lambda_в = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a_р}\right)^2}}.$$

Основным отличием поля в E-плоскостном рупоре от поля в волноводе является цилиндрическая форма волны. Амплитуда поля, как это следует из (XIII.64), убывает пропорционально $\frac{1}{\sqrt{\rho}}$, а фронтом волны является поверхность цилиндра. Вследствие этого в раскрыве рупора будут фазовые искажения, аналогичные искажениям в H-плоскостном рупоре.

Если угол раскрыва рупора $2\varphi_0$ невелик, то можно положить

$$E_\varphi \approx E_y.$$

В этом случае напряженность электрического поля в раскрыве может быть представлена следующей формулой:

$$E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a_р}\right) e^{-j\frac{\pi y^2}{\lambda R}}. \quad \text{(XIII.65)}$$

Поле излучения E-плоскостного рупора найдем посредством выражений

$$E_H = AE_0 \int\limits_{-\frac{a_p}{2}}^{\frac{a_p}{2}} \cos\left(\frac{\pi x'}{a_p}\right) e^{jkx \sin\theta} dx \int\limits_{-\frac{b_p}{2}}^{\frac{b_p}{2}} e^{-j\frac{\pi y^2}{\lambda R}} dy; \qquad \text{(XIII.66)}$$

$$E_E = AE_0 \int\limits_{-\frac{a_p}{2}}^{\frac{a_p}{2}} \cos\frac{\pi x}{a_p}\, dx \int\limits_{-\frac{b_p}{2}}^{\frac{b_p}{2}} e^{jky \sin\theta} e^{-j\frac{\pi y^2}{\lambda R}} dy. \qquad \text{(XIII.67)}$$

Поле в плоскости H будет

$$E_H = j\pi \sqrt{\frac{R}{2\lambda}}\, a_p \frac{e^{-jkr}}{r} E_0 \left[C\left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}}\right) - jS\left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}}\right)\right] \times$$
$$\times \frac{1+\cos\theta}{2} \frac{\cos\left(\frac{ka_p}{2}\sin\theta\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka_p}{2}\sin\theta\right)^2}. \qquad \text{(XIII.68)}$$

Из (XIII.68) следует, что диаграмма направленности в H-плоскости E-плоскостного рупора такая же, как у открытого конца волновода.

Поле в плоскости E

$$E_E = jE_0 \frac{a_p}{\pi} \sqrt{\frac{2R}{\lambda}}\, e^{j\frac{\pi R}{\lambda}\sin^2\theta} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{1+\cos\theta}{2} \times$$
$$\times \left[C(w_1) + C(w_2) - jS(w_1) - jS(w_2)\right]. \qquad \text{(XIII.69)}$$

Здесь

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= \frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}} - \sqrt{\frac{2R}{\lambda}}\sin\theta \\ w_2 &= \frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R}} + \sqrt{\frac{2R}{\lambda}}\sin\theta \end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.70)}$$

Рассчитанные по формуле (XIII.69) диаграммы направленности для двух рупорных антенн показаны на рис. XIII.16. Там же для сравнения приведены соответствующие экспериментальные кривые. В случае рупора с небольшим углом раскрыва ($2\varphi_0 \leqslant 40°$) совпадение теоретических и экспериментальных кривых получается хорошим (рис. XIII.16,*а*). Для рупора с углом раскрыва $2\varphi_0 = 60°$ расхождение между рассчитанными и измеренными кривыми получается заметным (рис XIII.16,б) Однако и в этом случае общий характер обеих кривых примерно одинаков.

Для качественной оценки изменения диаграммы направленности с изменением длины и угла раскрыва E-секториального рупора на рис XIII 17 показана серия экспериментальных диаграмм. Из

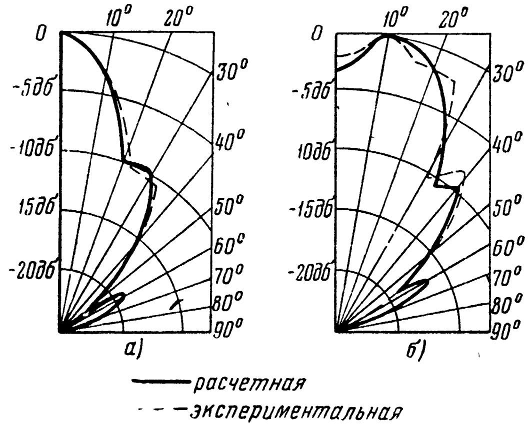


Рис XIII.16. Рассчитанные и измеренные диаграммы направленности в E-плоскости E-секториального рупора с размерами.

а) $R = 3{,}73\lambda$; $b_р = 2{,}7\lambda$; $2\varphi_0 = 40°$; *б)* $R = 4{,}53\lambda$; $b_р = 5{,}24\lambda$, $2\varphi_0$ 60°.

сравнения этих кривых с кривыми рис. XIII.13 видно, что фазовые искажения в раскрыве E-секториального рупора влияют значительно сильнее, чем в H-секториальном рупоре.

Найдем коэффициент усиления E-плоскостного рупора. Здесь так же, как и в случае H-плоскостного рупора, можно считать коэффициент усиления равным коэффициенту направленного действия

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int\limits_{-\frac{a_р}{2}}^{\frac{a_р}{2}} E_0 \cos\left(\frac{\pi x'}{a_р}\right) dx' \int\limits_{-\frac{b_р}{2}}^{\frac{b_р}{2}} e^{-j\frac{\pi y^2}{\lambda R}} dy \right|^2}{\int\limits_{-\frac{a_р}{2}}^{\frac{a_р}{2}} |E_0^2| \cos^2\left(\frac{\pi x'}{a_р}\right) dx \int\limits_{-\frac{b_р}{2}}^{\frac{b_р}{2}} dy} =$$

$$= \frac{64 a_р R}{\pi\lambda b_р} \left[C^2\left(\frac{b_р}{\sqrt{2\lambda R}}\right) + S^2\left(\frac{b_р}{\sqrt{2\lambda R}}\right) \right]. \qquad \text{(XIII.71)}$$

Кривые зависимости КНД от размеров рупора представлены на рис. XIII 18. Здесь, как и в случае H-секториального рупора, кривые имеют экстремум. Точки экстремума приблизительно определяются равенством

$$\frac{R}{\lambda} \approx \frac{1}{2}\left(\frac{b_p}{\lambda}\right)^2,$$

откуда

$$R_{\text{опт}} = \frac{b_p^2}{2\lambda}. \qquad \text{(XIII.72)}$$

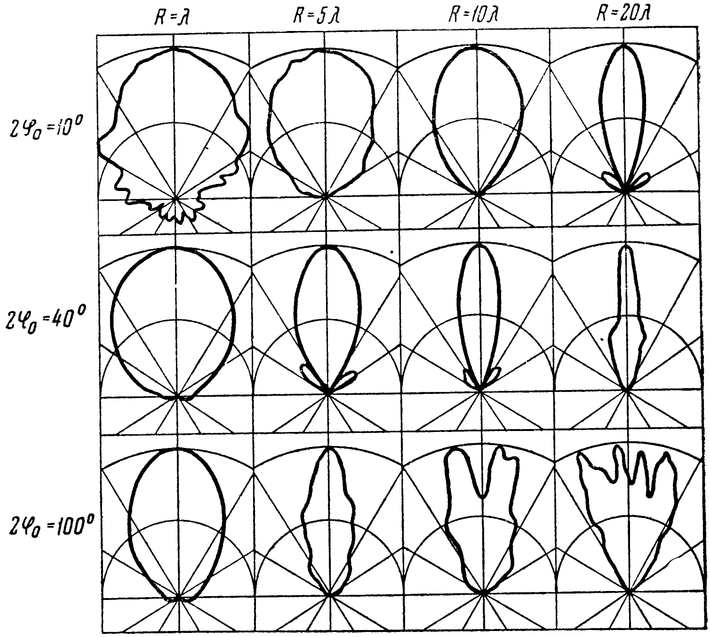


Рис. XIII.17. Экспериментальные диаграммы направленности E-плоскостного секториального рупора в плоскости E.

При таких соотношениях размеров рупора максимальные фазовые искажения на краях раскрыва достигают значений

$$\Delta\psi_{\text{макс}} = \frac{\pi}{2}.$$

Коэффициент использования площади раскрыва ν оптимального E-плоскостного секториального рупора такой же, как оптимального H-плоскостного рупора, т. е. $\nu = 0{,}64$.

При выборе размеров E-плоскостного рупора можно руководствоваться такими же соображениями, которые были изложены выше применительно к H-плоскостному рупору.

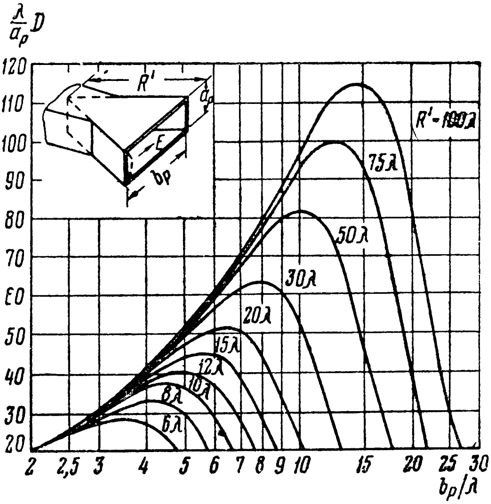


Рис XIII.18. Зависимость коэффициента направленного действия E-секториального рупора от относительной ширины раскрыва при различной длине рупора.

9. ПИРАМИДАЛЬНЫЙ РУПОР

Приближенно можно считать, что фронт волны в пирамидальном рупоре имеет сферический характер. Фазовые искажения в раскрыве рупора определяются выражением

$$\Delta\psi = \frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{x^2}{R_H} + \frac{y^2}{R_E}\right), \tag{XIII.73}$$

где R_H — длина рупора в плоскости H;

R_E — длина рупора в плоскости E.

Для остроконечного рупора $R_H = R_E$, для клиновидного рупора $R_H \neq R_E$.

Структура поля в плоскостях E и H подобна структуре поля в этих же плоскостях в E- и H-плоскостных секториальных рупорах соответственно. Вследствие этого диаграмма направленности пирамидального рупора в плоскости E определится формулой (XIII.69), а в плоскости H — аналогичной формулой для H-плоскостного секториального рупора (формула (XIII.49)).

Определим коэффициент направленного действия пирамидального рупора. Напряженность электрического поля в раскрыве может быть выражена следующим образом:

$$E_S = E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a_p}\right) e^{-j\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{x^2}{R_H}+\frac{y^2}{R_E}\right)}. \qquad \text{(XIII.74)}$$

Тогда КНД.

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2}\frac{\left|\int\limits_{-\frac{a_p}{2}}^{\frac{a_p}{2}} E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a_p}\right) e^{-j\frac{\pi x^2}{\lambda R_H}}\,dx \int\limits_{-\frac{b_p}{2}}^{\frac{b_p}{2}} e^{-j\frac{\pi y^2}{\lambda R_E}}\,dy\right|^2}{\int\limits_{-\frac{a_p}{2}}^{\frac{a_p}{2}} E_0^2 \cos^2\left(\frac{\pi x}{a_p}\right) dx \int\limits_{-\frac{b_p}{2}}^{\frac{b_p}{2}} dy}. \qquad \text{(XIII.75)}$$

Все входящие в (XIII.75) интегралы нами уже вычислялись. Подставив их значение, получим

$$D = \frac{8\pi R_E R_H}{a_p b_p}\left\{[C(u)+C(v)]^2+[S(u)+S(v)]^2\right\}\times$$
$$\times\left[C^2\left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R_E}}\right)+S^2\left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R_E}}\right)\right]. \qquad \text{(XIII.76)}$$

Здесь

$$u = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_н}} - \frac{\sqrt{\lambda R_н}}{a_p}\right);$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_н}} + \frac{\sqrt{\lambda R_н}}{a_p}\right).$$

Сравнивая формулы для КНД H- и E-плоскостного и пирамидального рупоров нетрудно заметить, что они связаны между собой следующим соотношением:

$$D_{\text{пирам}} = \frac{\pi\lambda^2}{32 a_p b_p} D_E D_H. \qquad (\text{XIII.77})$$

Используя формулу (XIII.77) можно рассчитать КНД пирамидального рупора с помощью графиков для E- и H-плоскостного секториальных рупоров. В этом случае формулу (XIII.77) удобнее представить в виде

$$D'_{\text{пирам}} = \frac{\pi}{32}\left(\frac{\lambda}{a_p} D_E\right)\left(\frac{\lambda}{b_p} D_H\right), \qquad (\text{XIII.77a})$$

так как величины, стоящие в скобках в (XIII.77a) непосредственно отложены по осям ординат на указанных графиках.

10. КОНИЧЕСКИЙ РУПОР

Основным типом колебаний, возбуждающих конический рупор, является волна H_{11}. Анализ конических рупоров принципиально не отличается от анализа прямоугольных рупоров. Вследствие этого, а также из-за громоздкости математических выкладок мы его здесь приводить не будем.

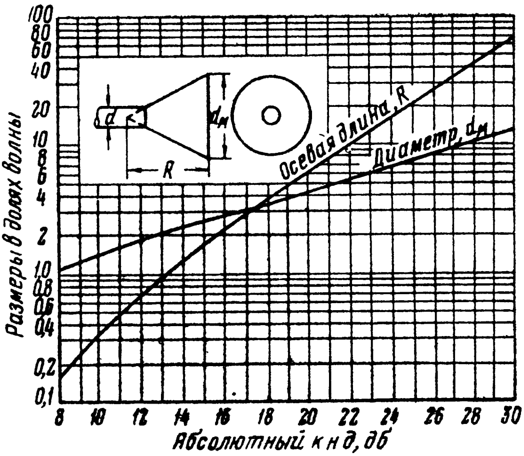


Рис. XIII.19. Зависимость оптимальных размеров конических рупоров от требуемого коэффициента направленного действия.

Конические рупоры, как и прямоугольные, имеют оптимальные размеры. Связь этих размеров с КНД показана на рис. XIII.19.

На рис. XIII.20 показана типичная диаграмма направленности конического рупора.

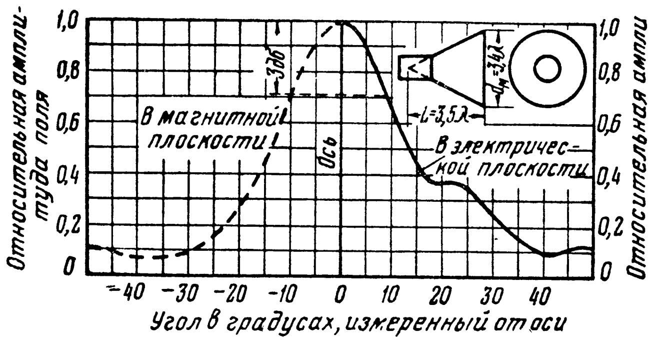


Рис. XIII.20. Типичная диаграмма направленности оптимального конического рупора, имеющего КНД 17,7 *дб.*

Углы раствора диаграммы направленности оптимального конического рупора на уровне половинной мощности приближенно определяются формулами

$$\left.\begin{aligned}(2\theta_0)_E &\approx 60\frac{\lambda}{d_p}\\ (2\theta_0)_H &= 70\frac{\lambda}{d_p}\end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.78)}$$

В электрической плоскости диаграмма несколько уже, чем в магнитной. Если требуется одинаковая направленность в обеих плоскостях, то круговой конический рупор следует деформировать в эллиптический. Отношение осей эллипса берется приблизительно равным 1,25. Вектор электрического поля должен быть параллелен малой оси.

Оптимальные конические рупоры имеют коэффициент использования площади раскрыва $\nu=0{,}5$. Следовательно, коэффициент усиления таких рупоров может быть приближенно рассчитан по следующей простой формуле:

$$g \approx D = \frac{4\pi S\nu}{\lambda^2} = \frac{4\pi\,(\pi d_p^2)\,0{,}5}{\lambda^2 4} = 5\left(\frac{d_p}{\lambda}\right)^2. \qquad \text{(XIII.79)}$$

Длина оптимального рупора связана с диаметром его раскрыва и длиной волны соотношением

$$R=\frac{d_{\text{р}}^2}{2{,}4\lambda}-0{,}15\lambda. \qquad \text{(XIII.80)}$$

Нетрудно заметить, что размеры оптимального конического рупора представляют собой нечто среднее между размерами H- и E-плоскостных секториальных рупоров. Для заданного КНД размеры конического и пирамидального оптимальных рупоров отличаются незначительно. Вследствие этого выбор типа рупора определяется главным образом конструктивными соображениями. Кроме того, следует учитывать, что в коническом рупоре так же, как в круглом волноводе, легко возможен неконтролируемый поворот структуры поля вокруг оси волновода. Если такой поворот недопустим, то следует предпочесть пирамидальный рупор.

11. РАСЧЕТ РУПОРНЫХ АНТЕНН

Основной задачей расчета рупорных антенн является определение главных размеров рупора: ширины сторон раскрыва $a_{\text{р}}$ и $b_{\text{р}}$ и длины рупора R. Исходными данными обычно являются длина рабочей волны λ и углы раствора диаграммы направленности в плоскостях E и H — $2\theta_{0E}$ и $2\theta_{0H}$ соответственно.

Для однозначного решения задачи этих данных недостаточно. Может быть множество рупорных антенн, в которых на заданной волне обеспечивается требуемая ширина диаграммы направленности, но они имеют отличия в других электрических характеристиках (в полной форме диаграммы направленности и, следовательно, в КНД, в коэфициенте отражения, в положении фазового центра излучения). Вследствие этого излагаемый здесь приближенный метод расчета относится к расчету *оптимальных* рупоров, т. е. рупоров, соотношение размеров которых определяется формулой (XIII.43) или (XIII.72).

Порядок расчета следующий. По заданным углам раствора диаграммы направленности определяют размеры раскрыва рупора $a_{\text{р}}$ и $b_{\text{р}}$. Если эти углы заданы в градусах на уровне половинной мощности, то размеры $a_{\text{р}}$ и $b_{\text{р}}$ могут быть определены по следующим формулам:

а) E-плоскостной секториальный рупор

$$\left.\begin{aligned} a_{\text{р}} &= \frac{68\lambda}{2\theta_0} \\ b_{\text{р}} &= \frac{50\lambda}{2\theta_0} \end{aligned}\right\}; \qquad \text{(XIII.81)}$$

б) H-плоскостной секториальный рупор

$$\left.\begin{aligned} a_{\text{р}} &= \frac{80\lambda}{2\theta_0} \\ b_{\text{р}} &= \frac{51\lambda}{2\theta_0} \end{aligned}\right\}; \qquad \text{(XIII.82)}$$

в) пирамидальный рупор

$$\left.\begin{aligned} a_{\text{р}} &= \frac{80\lambda}{2\theta_0} \\ b_{\text{р}} &= \frac{53\lambda}{2\theta_0} \end{aligned}\right\}. \qquad \text{(XIII.83)}$$

В общем случае, когда углы раствора могут быть заданы на любом уровне, удобно пользоваться графи-

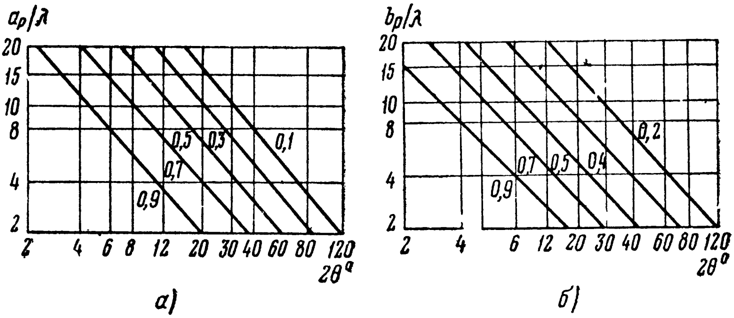


Рис. XIII.21. Зависимость размеров раскрыва оптимального рупора от требуемой ширины диаграммы направленности на различных относительных уровнях (по напряженности поля).

ками, изображенными на рис. XIII.21. Эти графики могут быть использованы для построения ориентировочной формы основного лепестка диаграммы направленности, когда размеры $a_{\text{р}}$ и $b_{\text{р}}$ уже выбраны.

Определив $a_{\text{р}}$ и $b_{\text{р}}$, по формулам (XIII.43) и (XIII.72) находим длины рупора R_H и R_E. Для пирамидального рупора эти длины могут быть различными и несовместимыми. В этом случае берется наибольшее значение R

с тем, чтобы фазовые искажения в раскрыве не превысили допустимых.

Зная $a_р$, $b_р$ и R, легко находим угол раскрыва рупора:
в плоскости E

$$\varphi_{0E} = \operatorname{arc\,tg} \frac{b_р}{2R},$$

в плоскости H

$$\varphi_{0H} = \operatorname{arc\,tg} \frac{a_р}{2R}.$$

Для весьма слабонаправленных рупоров формулы (XIII.81) — (XIII.83) неверны. В этом случае обычно пользуются экспериментальными данными (см., например, серию экспериментальных диаграмм, помещенных в книге «Антенны сантиметровых волн», ч. II, «Советское радио», 1950, стр. 29—33).

В ряде случаев расчет рупора ведется не по заданной диаграмме, а по заданному КНД. Расчет может быть выполнен с помощью графиков, приведенных на рис. XIII.14 и XIII.18.

12. СПОСОБЫ УМЕНЬШЕНИЯ ДЛИНЫ РУПОРА

Существенным *недостатком рупорных антенн является сравнительно большая длина рупоров.* Согласно формулам (XIII 43) и (XIII.72) длина рупора пропорциональна квадрату размеров раскрыва. Это накладывает серьезные ограничения на использование электромагнитных рупоров в качестве остронаправленных антенн. Считают, что современные остронаправленные антенны СВЧ должны обеспечивать диаграмму направленности с углом раствора порядка 1° и даже меньше. Согласно формулам (XIII.81) и (XIII.82) размер раскрыва рупоров в этом случае должен быть порядка $(60 \div 80)\,\lambda$, а длина рупора R — порядка $2000\,\lambda$. На волне $\lambda = 3$ *см* это соответствует ширине раскрыва рупора 1,8—2,4 *м* и длине $R = 60$ *м*. Размеры раскрыва могут считаться приемлемыми, но длина рупора чрезмерно велика.

Столь большая длина рупора потребовалась для того, чтобы фазовые искажения поля в раскрыве рупора не были бы чрезмерными. Возникает естественный вопрос: нельзя ли существенно уменьшить длину рупора, не внося больших фазовых искажений поля в его раскрыве?

Существует два пути решения этой задачи. Первый путь заключается в *применении многорупорной антенны*. Идея метода состоит в том, что требующийся большой размер раскрыва однорупорной антенны разбивают на n частей, где n число рупоров, образующих многорупорную антенну. Тогда длина R каждого рупора может быть уменьшена в n^2 раз по сравнению с длиной R' однорупорной антенны.

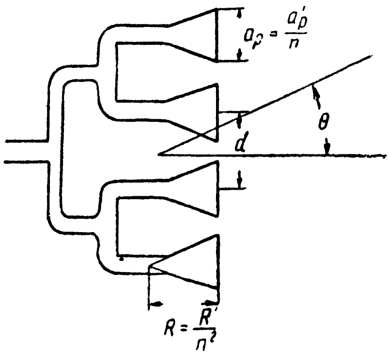


Рис. XIII.22. Эскиз многорупорной антенны.

Схема многорупорной антенны (для $n = 4$) показана на рис. XIII.22. Рупоры располагаются вдоль прямой линии и соединяются между собой так, чтобы длина пути энергии от общего волновода до любого из рупоров была одинаковой. Этим достигается синфазность возбуждения рупоров.

Недостатком многорупорной антенны является трудность обеспечения синфазности возбуждения всех рупоров. По этой причине пространственные решетки из рупоров не применяются.

Другой путь уменьшения длины рупорной антенны состоит в *применении специальных устройств, корректирующих фазовые искажения в раскрыве рупора*. Существует много методов коррекции. Одни из них основаны на том, что искусственно выравнивается длина пути, проходимого электромагнитной волной от вершины рупора до всех точек раскрыва. В других используются различные типы линз, помещаемых в раскрыве и выравнивающих фазовый фронт волны.

На рис. XIII.23 показан один из методов выравнивания длины пути.

Секториальный рупор изогнут таким образом, что длина пути луча *1*, идущего по средней линии рупора от его вершины до раскрыва, равна длине пути любого другого луча (например, *2*), идущего от вершины рупора к любой точке раскрыва. Легко показать, что кри-

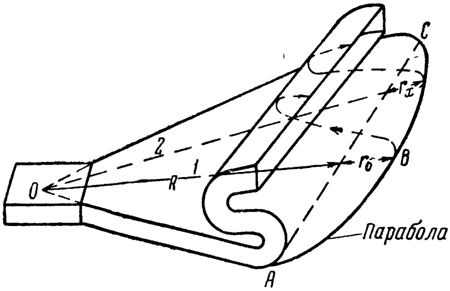


Рис XIII.23. Один из методов выравнивания фаз поля в раскрыве рупора.

вая *ABC*, по которой растянуты стенки согнутого рупора, должна иметь форму параболы. Действительно, для того, чтобы поле в раскрыве было синфазным, должно выполняться равенство

$$\frac{2\pi}{\lambda}(2r_0)=\frac{2\pi}{\lambda}(2r_x)+\frac{\pi x^2}{\lambda R},$$

откуда

$$r_0-r_x=z=\frac{x^2}{4R}. \qquad \text{(XIII. 84)}$$

Уравнение (XIII.84) есть уравнение параболы. Следовательно, форма сгиба должна быть параболической.

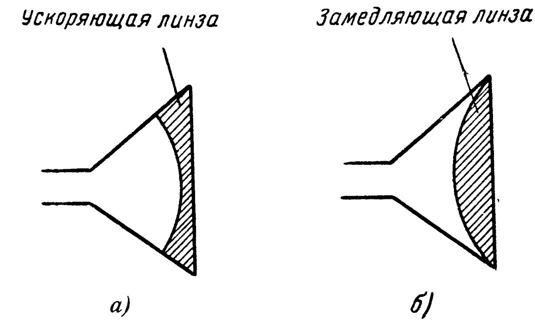


Рис. XIII.24. Рупорная антенна с линзой, помещенной в ее раскрыве.

На рис. XIII.24 показана рупорная антенна с помещенной в ее раскрыве линзой. Рис. XIII.24, *а* соответствует случаю применения линзы с повышенной фазовой скоростью распространения волны. Обычно это металлопластинчатые линзы. Рис. XIII.24, *б* соответствует случаю применения линзы с пониженной фазовой скоростью (металлодиэлектрические линзы). Теория и устройство линз рассмотрены в гл. XIV.

13. ПРИМЕНЕНИЕ РУПОРНЫХ АНТЕНН

Рупорные антенны находят широкое применение как самостоятельные антенны и как облучатели более сложных антенных устройств. В качестве самостоятельных антенн рупоры применяются главным образом в тех

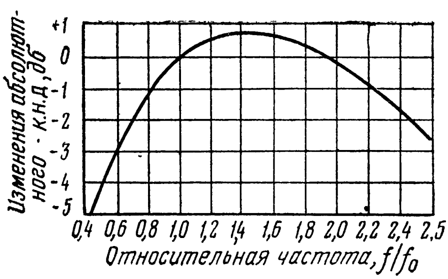


Рис. XIII.25. Изменение коэффициента направленного действия пирамидальных и конических рупоров с частотой.

случаях, когда не требуется очень острая диаграмма направленности и когда антенна должна быть достаточно диапазонной. *Рупорные антенны могут работать в широком диапазоне частот.* На рис. XIII.25 показано изменение КНД пирамидальных и конических рупоров с частотой. По оси абсцисс отложена рабочая частота f, нормированная к частоте f_0, на которой рупор «оптимален». Как видно из рисунка, уменьшение КНД на 3 *дб* происходит либо при уменьшении частоты на 40%, либо при ее увеличении на 160%. Очевидно, что выгоднее использовать рупор на более высоких частотах по сравнению с частотой, на которой он является оптимальным. Напомним, что оптимальным рупором называется такой, который для заданной своей осевой длины имеет размеры раскрыва, обеспечивающие наибольший КНД.

Практически с помощью рупорной антенны можно перекрыть приблизительно двойной диапазон волн. Собственно говоря, диапазонность рупорной антенны ограничивается не рупором, а питающим его волноводом.

Большая диапазонность рупорной антенны и исключительная простота ее конструкции являются существенными положительными качествами этого типа антенн СВЧ.

Электромагнитные рупоры весьма широко применяются в качестве облучателей более сложных антенных устройств, например, для облучения линз и зеркальных антенн. Эта область применения будет рассмотрена в последующих главах.

ГЛАВА XIV

ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ

1. НАЗНАЧЕНИЕ И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛИНЗОВЫХ АНТЕНН

Линзовой антенной называют совокупность электромагнитной линзы и облучателя. Линза представляет собой радиопрозрачное тело с определенной формой поверхности, имеющее коэффициент преломления, отличный от единицы.

Назначение линзы состоит в том, чтобы трансформировать соответствующим образом фронт волны, создаваемый облучателем. Изменяя форму волновой поверхности, линза тем самым формирует некоторую диаграмму направленности.

Принципиально линзовые антенны можно использовать для формирования различных диаграмм направленности. Однако на практике линзовые антенны подобно оптическим линзам применяются, главным образом, для превращения расходящегося пучка лучей в параллельный, т. е. для превращения криволинейной (сферической или цилиндрической) волновой поверхности в плоскую.

Как известно, плоский фронт волны, при его достаточной площади обеспечивает острую направленность излучения. С помощью линзовых антенн можно получить диаграммы направленности с углом раствора всего лишь в несколько угловых минут.

Возможно применение линз и для получения диаграмм направленности специальной формы (например, косекансной). Однако использование линз для такой цели является ограниченным. Вследствие этого здесь будут рассмотрены только линзы, предназначенные для получения на их выходе плоского фронта волны.

Всякая линзовая антенна состоит из двух основных частей: облучателя и собственно линзы (рис. XIV.1). Облучателем может быть любой однонаправленный излучатель. Важно, чтобы почти вся энергия излучения облучателя попадала на линзу, а не рассеивалась в других направлениях и чтобы у поверхности линзы, обра-

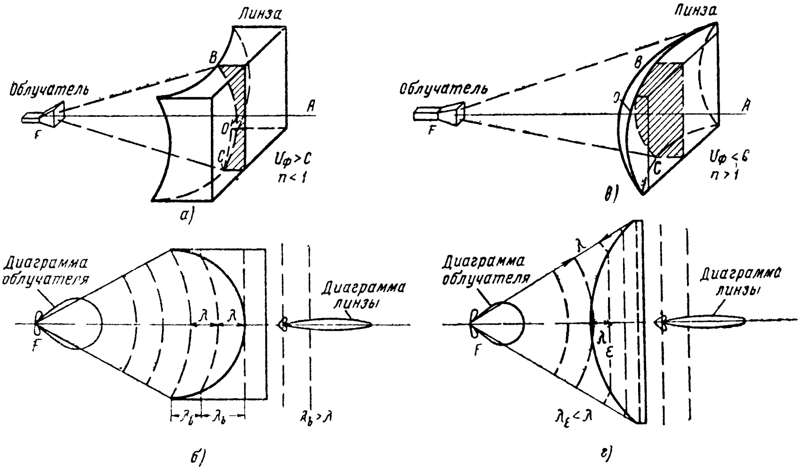


Рис. XIV.1. Линзовые антенны:

а) ускоряющая волноводная линза; *в*) замедляющая диэлектрическая линза *б* и *г*) иллюстрация принципа действия линз.

щенной к облучателю, фронт волны был близок к сферическому или цилиндрическому. Выполнение последнего условия позволит рассматривать облучатель либо как точечный, либо как линейный источник электромагнитных волн.

В качестве облучателя могут быть использованы небольшой рупор, открытый конец волновода, вибратор с пассивным рефлектором и т. п. Облучатель обычно располагается так, чтобы его фазовый центр совпадал с фокусом сферической линзы (точка *F*, рис. XIV.1) или с фокальной осью цилиндрической линзы. Поверхность линзы, обращенная к облучателю, называется освещенной стороной. Противоположная («теневая») сторона линзы образует ее раскрыв. Прямая *FA*, проходящая через фокус и центр раскрыва, называется осью линзы.

Ось линзы нормальна к поверхности линзы в точках ее пересечения. Точка O пересечения оси линзы с освещенной стороной называется вершиной линзы. Линия BOC пересечения освещенной стороны линзы продольной осевой плоскостью называется профилем линзы. На рис. XIV.1 продольное сечение линзы заштриховано. Профиль может быть вогнутым (рис. XIV.1, *а*) и выпуклый (рис. XIV.1, *в*). Раскрыв линзы, как правило, делается плоским. Форма раскрыва (и линзы в целом) может быть круглой или прямоугольной.

Принцип действия линзы основан на том, что линза представляет собой среду, в которой фазовая скорость распространения электромагнитных волн либо больше скорости света ($v_ф > c$), либо меньше ее ($v_ф < c$). В соответствии с этим линзы разделяются на ускоряющие ($v_ф > c$) и замедляющие ($v_ф < c$).

В ускоряющих линзах выравнивание фазового фронта волны (пунктирные линии на рис. XIV.1, *б* и *г*) происходит за счет того, что участки волновой поверхности часть своего пути проходят в линзе с повышенной фазовой скоростью. Эти участки пути различны для разных лучей. Чем сильнее луч отклонен от оси линзы, тем больший участок пути он проходит с повышенной фазовой скоростью внутри линзы. Таким образом, профиль ускоряющей линзы должен быть вогнутым (рис. XIV.1, *а, б*).

В замедляющих линзах, наоборот, выравнивание фазового фронта происходит не за счет убыстрения движения переферийных участков волновой поверхности, а за счет замедления движения середины этой поверхности. Следовательно, профиль замедляющей линзы должен быть выпуклым (рис. XIV.1, *в, г*).

Принцип действия линзы можно рассматривать не только с точки зрения движения волновых поверхностей, но также и с точки зрения преломления лучей.

Поперечные размеры раскрыва линз обычно много больше длины рабочей волны. Вследствие этого к линзе могут быть применены законы геометрической оптики. Замечая, что отношение скорости света c к фазовой скорости $v_ф$ есть коэффициент преломления среды

$$n = \frac{c}{v_ф}, \qquad \text{(XIV.1)}$$

линзу можно рассматривать как радиопрозрачное тело с коэффициентом преломления $n \neq 1$. У замедляющей линзы $n>1$, ускоряющая линза имеет $n<1$. На границе раздела воздух—поверхность линзы лучи будут преломляться. Угол преломления ψ согласно законам геометрической оптики будет связан с углом падения ψ_0 (рис. XIV.2) известным равенством

$$n \sin \psi = \sin \psi_0.$$

Профиль линзы должен быть выбран таким, чтобы все преломленные лучи были параллельны. Это равно-

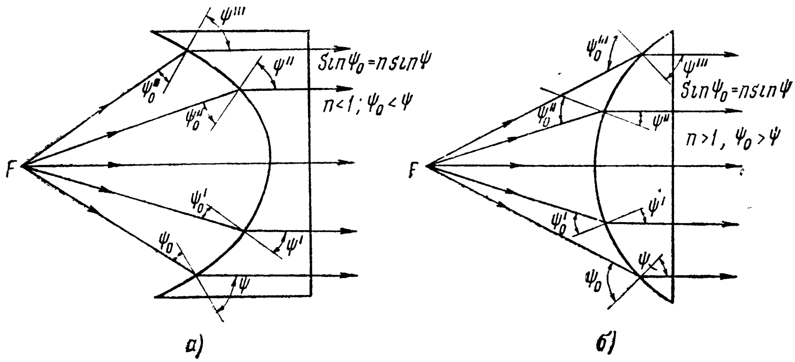


Рис XIV.2. Преобразование расходящегося пучка лучей в параллельный посредством преломления их линзой:
а) линза с $n<1$; *б*) линза с $n>1$.

сильно условию, чтобы оптическая длина пути от источника (облучателя), *расположенного в фокусе линзы, до любой точки раскрыва была одинакова* (п. 3 гл. XII). В этом случае в раскрыве линзы будет плоская волна.

Очевидно, что рассмотрение принципа действия линзы как с точки зрения выравнивания волновых поверхностей, так и с точки зрения преломления лучей одинаково приемлемо и приводит к одним и тем же результатам.

2. УРАВНЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ ЛИНЗ

Введем прямоугольную систему координат xy с центром в вершинах линз (рис. XIV.3).

Условием синфазности поля в раскрыве линз является равенство длины оптического пути для всех лучей, выходящих из фокуса линзы и идущих до ее раскрыва. На основе этого условия выведем формулы, определяющие профиль линз.

а) Ускоряющая линза

Рассмотрим два луча: луч *1* — осевой и луч *2*, идущий под углом φ к оси линзы (рис. XIV.3, *а*). Напомним (п. 3 гл. XII), что длина оптического пути в однородной среде равна произведению геометрической длины

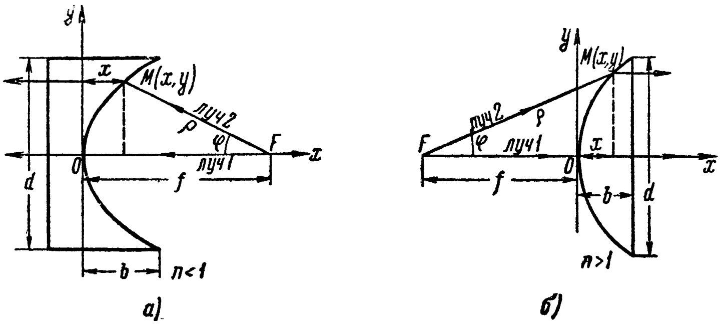


Рис. XIV.3. К выводу профиля линз:

а) ускоряющая линза ($n < 1$); *б*) замедляющая линза ($n > 1$); d — размер раскрыва линз, f — фокусное расстояние, b — наибольшая толщина линзы.

пути на показатель преломления среды. В соответствии с этим длина оптического пути луча *1* от источника (от фокуса) до оси y равна геометрической длине пути, т. е. фокусному расстоянию f, так как показатель преломления воздуха $n=1$. Участок пути от оси y до раскрыва учитывать не будем, так как он одинаков для всех лучей.

Длина оптического пути 2-го луча складывается из отрезка ρ, проходимого в воздухе, и отрезка x, проходимого в линзе. Следовательно, эта длина равна $\rho + nx = \sqrt{(f-x)^2+y^2}+nx$, где n — показатель преломления. Приравнивая длину оптического пути 1-го и 2-го лучей, напишем равенство

$$f = \sqrt{(f-x)^2+y^2}+nx, \qquad \text{(XIV.2)}$$

откуда после простейших преобразований получаем уравнение профиля ускоряющей линзы

$$(1-n^2)\,x^2 - 2(1-n)\,fx + y^2 = 0. \qquad \text{(XIV.3)}$$

Уравнение (XIV.3) есть уравнение эллипса, записанное в прямоугольной системе координат.

В некоторых случаях удобнее пользоваться полярной системой координат. Приравнивая длины оптических путей для 1-го и 2-го лучей (рис. XIV.3, *а*), напишем

$$f=\rho+nx=\rho+n(f-\rho\cos\varphi),$$

откуда

$$\rho=f\frac{1-n}{1-n\cos\varphi}. \qquad \text{(XIV.4)}$$

Уравнение (XIV.4) описывает профиль ускоряющей линзы в полярной системе координат.

б) Замедляющая линза

Приравнивая длину оптического пути для 1-го и 2-го лучей (рис. XIV.3, *б*), получаем равенство

$$f+nx=\sqrt{(f+x)^2+y^2},$$

откуда

$$(n^2-1)x^2+2(n-1)fx-y^2=0. \qquad \text{(XIV.5)}$$

Уравнение (XIV.5) суть уравнение гиперболы. Оно определяет профиль замедляющей линзы.

Уравнение этого профиля в полярной системе координат найдем также из равенства длин оптических путей 1-го и 2-го лучей (рис. XIV.3, *б*) $f+nx=\rho$. Подставляя значение $x=\rho\cos\varphi-f$, найдем

$$\rho=f\frac{n-1}{n\cos\varphi-1}. \qquad \text{(XIV.6)}$$

3. УСКОРЯЮЩИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ЛИНЗЫ

В ускоряющих линзах фазовая скорость $v_ф$ распространяющейся электромагнитной волны должна быть больше скорости света c, или, другими словами, коэффициент преломления $n=\frac{c}{v_ф}<1$. Среду с такими параметрами легко создать. С такой средой мы уже встречались, рассматривая прямоугольный волновод. Действительно, в волноводе $v_ф>c$. Следовательно, если на пути электромагнитной волны поставить параллельно вектору $\bar{E}$ ряд металлических пластин, отстоящих друг от друга на расстоянии a, большем, чем $\frac{\lambda}{2}$ (рис. XIV.4), то фазовая скорость распространяющейся между пластинами волны так же, как для волновода, определится выражением

$$v_ф = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}},$$

где a — расстояние между пластинами.

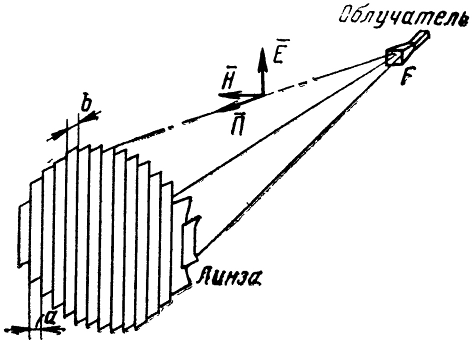


Рис. XIV.4. Линзы из параллельных металлических пластин.

Коэффициент преломления такой среды равен

$$n = \frac{c}{v_ф} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}. \qquad \text{(XIV.7)}$$

Изменяя расстояние a между пластинами, можно в широких пределах изменять величину коэффициента преломления n. Пределами изменений могут быть: $\frac{\lambda}{2} < a < \infty$, $0 < n < 1$. Однако, во избежание появления высших типов волн, величина a не должна превышать λ. Таким образом:

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda; \quad 0 < n < 0{,}86. \qquad \text{(XIV.8)}$$

С другой стороны, при фиксированном значении n можно изменять ширину пластин, т. е. размер b (рис. XIV.4), изменяя тем самым отрезок пути, который волна пройдет с повышенной фазовой скоростью. Ширина пластин может меняться как от пластины к пластине, так и на протяжении каждой пластины. В первом случае все пластины остаются прямоугольными, но имеют различную ширину, во втором случае пластина имеет вогнутый профиль, такой, как показан на рис. XIV.3, *а*.

Линза из прямоугольных пластин применяется тогда, когда надо обеспечить спрямление фронта волны в плоскости H, например, в раскрыве H-секториального рупора (рис. XIV.5). При этом в линзе можно изменять либо ширину пластин (рис. XIV.5, *а*), либо расстояние

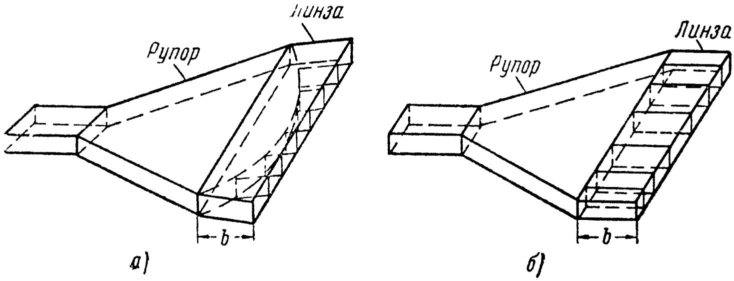


Рис. XIV.5 H-секториальный рупор с металлическими линзами в раскрыве:

а) линза из прямоугольных пластин различной ширины, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга (n = const; b = var); *б*) линза из прямоугольных пластин одинаковой ширины, расположенных на разных расстояниях друг от друга (n = var; b = const). В опытном образце ширина пластин $b = 1{,}5\lambda$.

между ними (рис. XIV.5, *б*). В последнем случае имеем линзу с переменным коэффициентом преломления. У краев такой линзы пластины расположены теснее, в середине — реже. Вследствие этого фазовая скорость к краям линзы будет возрастать, компенсируя тем самым отставание фазы у краев плоского раскрыва рупора, и при правильно спроектированной линзе на ее раскрыве будет плоский фронт волны.

Линза, состоящая из одинаковых пластин вогнутого профиля, предназначена для спрямления фронта волны (т. е. фокусирования) в плоскости $\overline{E}$.

На рис. XIV.6 показаны линзы, одна из которых (рис. XIV.6, *а*) фокусирует в плоскости $\overline{H}$, а другая (рис. XIV.6, *б*), — в плоскости $\overline{E}$. Обе эти линзы трансформируют цилиндрическую волну в плоскую. Очевидно, что профиль у обеих линз будет описываться одним и тем же уравнением (XIV.4). При одинаковом расстоянии между пластинами (одинаковом коэффициенте преломления n) обе линзы будут иметь один и тот же профиль.

В общем случае, когда требуется фокусировать как в плоскости E, так и в плоскости $\bar{H}$, т. е. трансформировать сферическую волну в плоскую, профиль линзы

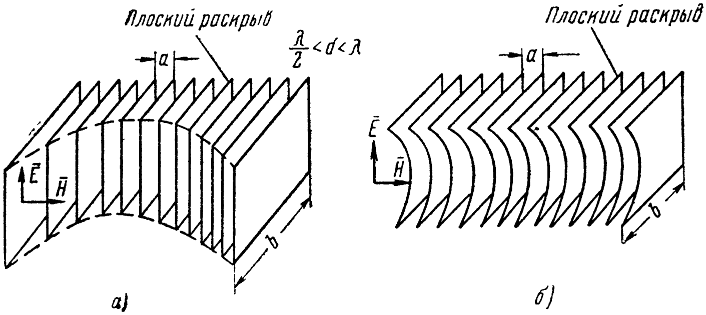


Рис. XIV.6. Металлические линзы для трансформации цилиндрической волны в плоскую:
а) линза фокусирует в плоскости H; *б*) линза фокусирует в плоскости E

должен иметь форму части поверхности эллипсоида вращения, образованного вращением эллипса (XIV.4) вокруг оси x.

4. ВЫБОР ФОКУСНОГО РАССТОЯНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕЛОМЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЛИНЗ

Из формулы (XIV.3) следует, что величина фокусного расстояния линзы зависит от размера раскрыва d, толщины линзы b и коэффициента преломления n (размеры см. рис. XIV.3). Связь между этими величинами найдем, подставив в (XIV.3) значения $x=b$, $y=\frac{d}{2}$ и решив полученное уравнение относительно f. В результате получим

$$f=\frac{1+n}{2}b+\frac{d^2}{8(1-n)b}$$

или

$$\frac{f}{d}=\frac{1+n}{2}\frac{b}{d}+\frac{1}{8(1-n)}\frac{d}{b}. \qquad \text{(XIV.9)}$$

На рис. XIV.7 показаны кривые зависимости относительной величины фокусного расстояния от относительной толщины линзы, построенные по (XIV.9) для различных значений n.

Характерно, что кривые имеют минимум. Для каждого значения n существует такое минимальное значе-

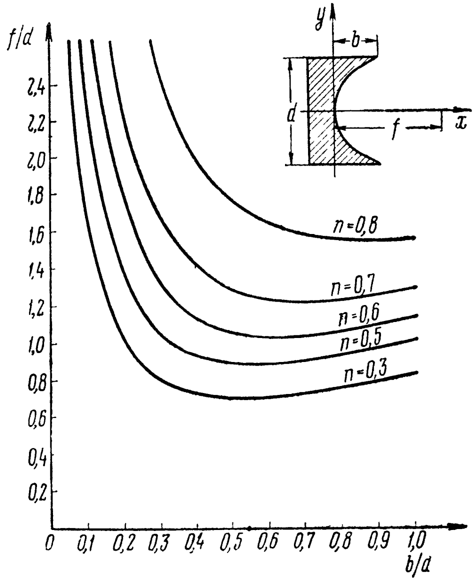


Рис XIV. 7. Кривые зависимости относительной величины фокусного расстояния от относительной толщины металлической линзы при различных коэффициентах преломления.

ние фокусного расстояния, меньше которого оно взято быть не может ни при какой толщине линзы. В то же время, чем тоньше линза $\left(\text{чем меньше } \frac{b}{d}\right)$, тем больше должно быть фокусное расстояние. Так как при конструировании как толщину линзы, так и величину f стремятся сделать минимальными, вопрос о выборе фокусного расстояния решается компромиссно. Для заданного n находится такая точка на кривой рис. XIV.7, которая соответствует возможно меньшим значениям как $\frac{b}{d}$, так и $\frac{f}{d}$.

Из кривых, изображенных на рис. XIV.7, также наглядно видно, что чем меньше коэффициент преломления n, тем тоньше может быть линза и тем меньшее фокусное расстояние она должна иметь. С точки зрения уменьшения габаритов следует брать малые значения n. Однако, если n будет сильно отличаться от 1, возникнут заметные отражения от обеих поверхностей линзы, т. е. от границ раздела двух сред «воздух—линза», вследствие резкого различия электрических параметров этих сред. По этой причине вопрос о выборе n решается также путем компромисса между стремлениями обеспечить малые габариты линзы и малый коэффициент отражения. Обычно величина коэффициента преломления n лежит в пределах

$$n = 0{,}5 \div 0{,}7,$$

что соответствует расстоянию между пластинами $a = (0{,}58 \div 0{,}7)\,\lambda$.

5. ЗОНИРОВАНИЕ

Толщина металлических линз может достигать весьма больших значений. *Для того чтобы сделать толщину линзы минимальной, применяется метод ступеней (зонирование), при котором толщина линзы понижается ступеньками.* На рис. XIV.8 показан профиль зонированной линзы. Глубина ступеней выбирается такой, чтобы скачок фазы за счет сокращения пути луча в линзе от

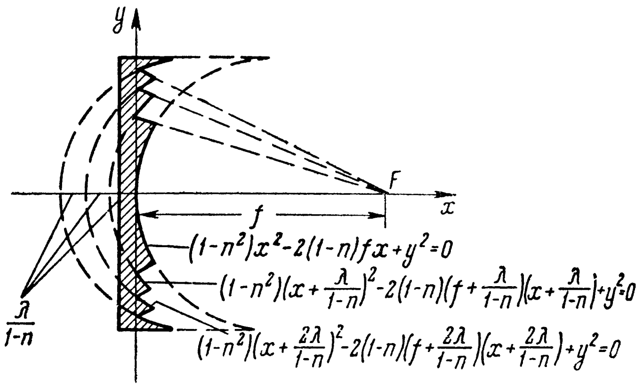


Рис. XIV.8 Зонированная (ступенчатая) линза
Приведены уравнения последовательных ступеней.

каждой ступеньки получался равным 2π, что эквивалентно разнице в длине оптического пути соседних лучей в одну длину волны. В этом случае синфазность поля в раскрыве линзы не нарушится.

Уравнение профиля зонированной линзы найдем из условия равенства длин оптического пути лучей, идущих из фокуса к раскрыву линзы, или отличия этих длин на целое число длин волн

$$f=\sqrt{(f-x)^2+y^2}+nx-m\lambda, \qquad \text{(XIV.10)}$$

где $m=0, 1, 2, 3, \ldots$

Равенство (XIV.10) отличается от аналогичного равенства (XIV.2) только тем, что длина оптического пути, стоящая в правой части (XIV.10), в зависимости от величины коэффициента m меняется скачком на целое число длин волн.

После освобождения от радикала и приведения подобных членов уравнение (XIV.9) может быть записано в виде

$$(1-n^2)\left(x+\frac{m\lambda}{1-n}\right)^2-2\left(f+\frac{m\lambda}{1-n}\right)\times$$

$$\times\left(x+\frac{m\lambda}{1-n}\right)(1-n)+y^2=0. \qquad \text{(XIV.11)}$$

Из структуры уравнения (XIV.11) видно, что при $m=0$ оно переходит в уравнение (XIV.4), описывающее профиль гладкой линзы. При $m=1, 2, 3, \ldots$ получаются также уравнения эллипсов, но кривые будут смещены относительно друг друга по оси x на отрезок $\frac{\lambda}{1-n}$ в сторону, обратную облучателю (рис. XIV.8).

Зонирование приводит к появлению необлучаемых вблизи ступенек частей поверхности линзы. Это наглядно иллюстрируется рис. XIV.9. Необлучаемые области называют вредными зонами, так как они снижают коэффициент использования площади раскрыва линзы, т. е. снижают ее эффективную поверхность и вызывают увеличение уровня боковых лепестков.

Рассмотрим один интересный способ устранения вредных зон. На рис. XIV.10 показан профиль зонированной металлической линзы, не имеющей вредных зон. Освещенная поверхность линзы образована концентрическими сферами с центром в фокусе линзы. Радиусы сфер отличаются друг от друга на величину $\frac{\lambda}{1-n}$.

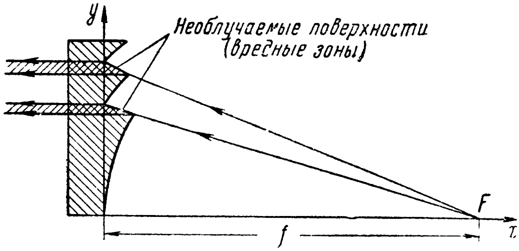


Рис. XIV.9. Вредные зоны в зонированной линзе.

Лучи от облучателя (т. е. из фокуса) будут падать на поверхность линзы нормально и, следовательно, преломляться не будут. По выхсде из линзы лучи должны преломиться так, чтобы стать параллельными оси линзы (оси x). Но в данном случае лучи будут выходить из среды оптически менее плотной ($n<1$) и входить в среду оптически более плотную (в воздух с $n=1$). Следовательно, форма поверхности раскрыва линзы должна описываться формулой (XIV.6), которая в данном случае примет вид

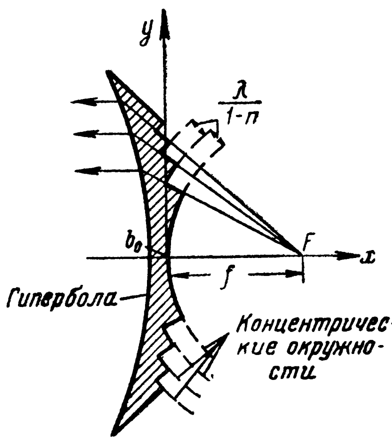


Рис. XIV.10. Зонированная линза, не имеющая вредных зон.

$$\left(\frac{1}{n^2}-1\right)x^2+2\left(\frac{1}{n}-1\right)(f+b_0)\,x-y^2=0, \qquad \text{(XIV.12)}$$

где n — показатель преломления ускоряющей металлической линзы;

b_0 — толщина линзы по осевой линии (рис. XIV.10). Это уравнение гиперболы; следовательно, поверхность раскрыва линзы должна быть частью поверхности гиперболоида вращения.

Если нужно фокусировать не сферическую волну, а цилиндрическую, то поверхности сфер переходят в поверхности круговых цилиндров, а поверхность гиперболоида — в поверхность гиперболического цилиндра.

6. ПОЛОСА ПРОПУСКАНИЯ

Металлические линзы принципиально являются узкополосными антеннами. Это вызвано тем, что коэффициент преломления линзы

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \qquad \text{(XIV.7)}$$

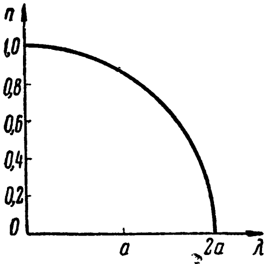


Рис. XIV.11. Зависимость коэффициента преломления n от длины волны λ.

Кривая является дугой окружности, что видно также из уравнения (XIV·7.)

сильно зависит от рабочей волны. Эта зависимость показана на рис. XIV.11. При отклонении длины волны от расчетной коэффициент преломления изменяется, вследствие чего происходит расфазировка поля в раскрыве линзы, т. е. в раскрыве появляются фазовые искажения.

Определим полосу пропускания линзы с позиций допустимых фазовых искажений.

Максимальный сдвиг фаз в раскрыве линзы получается между полями в центре и на краю линзы. Обозначим этот сдвиг фаз через $\Delta\psi$.

Зависимость $\Delta\psi$ от длины волны найдем на основе законов геометрической оптики. Как известно, в правильно спроектированной линзе на расчетной волне λ_0 имеет место равенство длины оптического пути всех лучей, идущих из фокуса к раскрыву линзы (рис. XIV.3), т. е.

$$f = \sqrt{(f - x)^2 + y^2} + n_0 x. \qquad \text{(XIV.2)}$$

На волне $\lambda_0 + \Delta\lambda$ коэффициент преломления равен $n_0 + \frac{\partial n}{\partial \lambda}\Delta\lambda$ и длина оптического пути, стоящая в правой части равенства (XIV.2), будет равна

$$\sqrt{(f - x)^2 + y^2} + n_0 x + \frac{\partial n}{\partial \lambda}\Delta\lambda x.$$

В то же время длина оптического пути, стоящая в левой части равенства (XIV.2), останется неизменной, так как соответствующий луч весь путь проходит в воздухе (рис. XIV.3).

Таким образом, на волне $\lambda_0+\Delta\lambda$ появится разность между длинами оптических путей осевого и переферийного лучей, равная

$$\Delta l = -\frac{\partial n}{\partial\lambda}\Delta\lambda x. \qquad \text{(XIV.13)}$$

На краю линзы $x=b$, где b — максимальная толщина линзы. Следовательно, на краю линзы

$$\Delta l = -\frac{\partial n}{\partial\lambda}\Delta\lambda\cdot b.$$

Различию в длинах оптических путей лучей соответствует сдвиг фаз

$$\Delta\psi = \Delta l\frac{2\pi}{\lambda_0} = -2\pi\frac{\partial n}{\partial\lambda}\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}b. \qquad \text{(XIV.14)}$$

Значение производной $\frac{\partial n}{\partial\lambda}$ определим из (XIV.7) $\frac{\partial n}{\partial\lambda} = -\frac{1-n_0^2}{\lambda_0 n_0}$. Производная взята в точке $\lambda=\lambda_0$. Подставив это значение в (XIV.14), получаем

$$\Delta\psi = \frac{2\pi(1-n_0^2)}{n_0}\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\frac{b}{\lambda_0} = \frac{2\pi(1-n_0^2)}{n_0}\frac{\Delta F}{F_0}\frac{b}{\lambda_0}, \qquad \text{(XIV.15)}$$

где F_0 — расчетная частота.

Из (XIV.15) находим формулу, определяющую допустимую относительную расстройку частоты

$$\frac{\Delta F}{F_0} = \frac{\Delta\psi}{2\pi}\frac{n_0}{1-n_0^2}\frac{\lambda_0}{b}.$$

Относительная полоса пропускания N в два раза больше допустимой расстройки. Выражая полосу в процентах, получаем

$$N = \frac{\Delta\psi}{\pi}\frac{n_0}{1-n_0^2}\frac{\lambda_0}{b}\cdot 100\%. \qquad \text{(XIV.16)}$$

Обычно максимально допустимые фазовые искажения $\Delta\psi$ на краю линзы принимаются равными $\frac{\pi}{2}$. Тогда

$$N = \frac{n_0}{2(1-n_0^2)}\frac{\lambda_0}{b}\cdot 100\%. \qquad \text{(XIV 17)}$$

Аналогично определяем полосу пропускания для зонированной линзы. На расчетной волне λ_0 удовлетворяется равенство длин оптических путей

$$f = \sqrt{(f-x)^2+y^2} + n_0 x - m\lambda_0, \qquad \text{(XIV.10)}$$

где $m = 0, 1, 2, \ldots$

На волне $\lambda_0 + \Delta\lambda$ появится разность хода лучей

$$\Delta l = -\frac{\partial n}{\partial \lambda}\Delta\lambda \cdot x + m\Delta\lambda,$$

которой соответствует фазовый сдвиг на краю линзы

$$\Delta\psi = \frac{\Delta F}{F_0} 2\pi \left[\frac{1 - n_0^2}{n_0}\frac{b}{\lambda} + m\right]. \qquad \text{(XIV.18)}$$

Из (XIV.18) находим относительную величину полосы пропускания зонированной линзы

$$N = \frac{2\Delta F}{F_0} = \frac{\Delta\psi}{\pi} \frac{1}{\frac{1 - n_0^2}{n_0}\frac{b}{\lambda} + m}. \qquad \text{(XIV,19)}$$

Положив $\Delta\psi = \frac{\pi}{2}$ и выражая N в процентах, имеем

$$N = \frac{50}{\frac{1 - n_0^2}{n_0}\frac{b}{\lambda_0} + m}\,\% \approx \frac{50}{\frac{1 + n_0}{n_0} + m}\,\%. \qquad \text{(XIV.20)}$$

Здесь b — ширина последней ступеньки, приближенно равная $\frac{\lambda_0}{1 - n_0}$ (см. рис. XIV.8), а под m в данном случае следует понимать число ступеней.

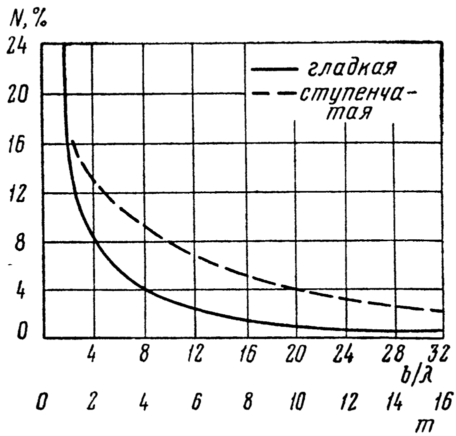


Рис. XIV.12. Зависимость относительной величины полосы пропускания N% от относительной толщины гладкой линзы и от числа ступеней зонированной линзы.

На рис. XIV.12 приведены графики зависимости полосы пропускания гладкой и зонированной линз от относительной толщины линзы и числа зон соответственно. Графики построены по формулам (XIV.17) и (XIV.20) для линз с $n_0 = 0{,}5$.

Характерно, что зонированная линза имеет значительно бо́льшую полосу пропускания, чем гладкая. Это объясняется тем, что в зонированной линзе волна проходит между пластинами меньший путь, чем в гладкой линзе. Пространство между пластинами как раз и является той средой, в которой фазовая скорость зависит от частоты.

Из графиков, изображенных на рис. XIV.12, также видно, что величина полосы пропускания особенно у толстых линз мала и исчисляется единицами процентов Следовательно, такие линзовые антенны являются узкополосными

7. ТЕХНИЧЕСКИЕ ДОПУСКИ НА ТОЧНОСТЬ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Неточность изготовления линзы вызывает нарушение синфазности поля в ее раскрыве. Вследствие этого требования к точности изготовления определяются допустимыми фазовыми искажениями.

Рассмотрим неточности изготовления трех видов:

1) профиль линзы отличается от расчетного;

2) неточно выдержано расстояние между пластинами;

3) облучатель смещен относительно фокуса.

При рассмотрении каждого вида неточностей будем считать, что все остальные характеристики линзы, кроме рассматриваемой, соответствуют требованиям.

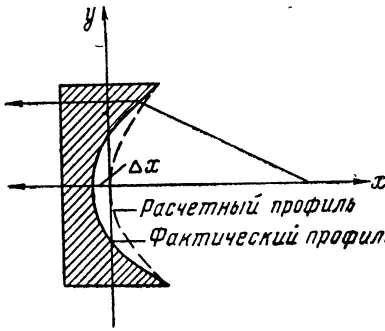


Рис. XIV.13. К определению технических допусков на точность изготовления металлической линзы

Первый вид неточности показан на рис. XIV.13. Пользуясь методом сравнения длин оптических путей лучей, найдем, что фазовые искажения, вызванные этим видом неточности, имеют вид

$$\Delta\psi' = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta x\,(1 - n_0).$$

Отклонения Δx от расчетного профиля в разных точках могут иметь разный знак. Поэтому величину $\Delta\psi'$ надо удвоить

$$\Delta\psi = 2\Delta\psi' = \frac{4\pi}{\lambda_0}\Delta x\,(1 - n_0), \qquad \text{(XIV.21)}$$

откуда

$$\Delta x = \frac{\lambda_0 \Delta\psi}{4\pi}\,\frac{1}{1 + n_0}. \qquad \text{(XIV.22)}$$

Положив $\Delta\psi = \frac{\pi}{4}$, получим расчетную формулу

$$\Delta x = \frac{\lambda_0}{16\,(1 - n_0)}. \qquad \text{(XIV.23)}$$

Заметим, что мы здесь приняли величину допустимых фазовых искажений $\Delta\psi$, равной не $\frac{\pi}{2}$, как в случае определения полосы пропускания, а равной $\frac{\pi}{4}$. Если бы мы здесь на расчетной волне λ_0 приняли $\Delta\psi = \frac{\pi}{2}$, то полоса пропускания линзы из-за неточностей другого вида резко сократилась бы. Величина же $\Delta\psi = \frac{\pi}{4}$ для технических допусков может быть признана удовлетворительной.

Аналогично находим фазовую ошибку, вызванную неточно выдержанным рассгоянием между пластинами. Изменение расстояния между пластинами на величину Δa даст приращение фазы

$$\Delta\psi' = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta nb' = \frac{2\pi}{\lambda_0}\frac{\partial n}{\partial a}\Delta ab'. \qquad \text{(XIV.24)}$$

Здесь Δn — приращение коэффициента преломления, вызванное приращением расстояния между пластинами на величину Δa;

b' — толщина линзы в месте наличия приращения Δa.

Из (XIV.7) находим

$$\frac{\partial n}{\partial a} = \frac{1 - n_0^2}{n_0 a}.$$

Подставляя найденное значение $\frac{\partial n}{\partial a}$ в (XIV.24) и удваивая величину $\Delta\psi'$ вследствие того, что $\Delta\alpha$ может быть разных знаков, получаем

$$\Delta\psi = \frac{4\pi}{\lambda_0} b' \frac{1 - n_0^2}{n_0}\frac{\Delta a}{a}, \qquad \text{(XIV.25)}$$

откуда допустимая относительная неточность в расстоянии между пластинами равна

$$\frac{\Delta a}{a} = \lambda_0 \frac{\Delta\psi}{4\pi}\frac{n_0}{b'(1 - n_0^2)}. \qquad \text{(XIV.26)}$$

Положив, как и выше, $\Delta\psi = \frac{\pi}{4}$, получим

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\lambda_0}{16b'}\frac{n_0}{1 - n_0^2}. \qquad \text{(XIV.27)}$$

Чем сильнее n_0 отличается от 1, тем выше должны быть требования к точности изготовления линзы. Это вытекает, как из формулы (XIV.27), так и из формулы (XIV.23), т. е. относится к обоим видам рассмотренных неточностей.

Неточность третьего вида иллюстрируется рис. XIV.14,*а* и *б*. Если облучатель смещен вдоль оси линзы (рис. XIV 14,*а*), то вызванные этим смещением наибольшие фазовые искажения будут на краю линзы. Эти искажения, как видно из рис XIV.14,*а*, будут равны

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta f - \frac{2\pi}{\lambda}(\rho' - \rho). \qquad (XIV.28)$$

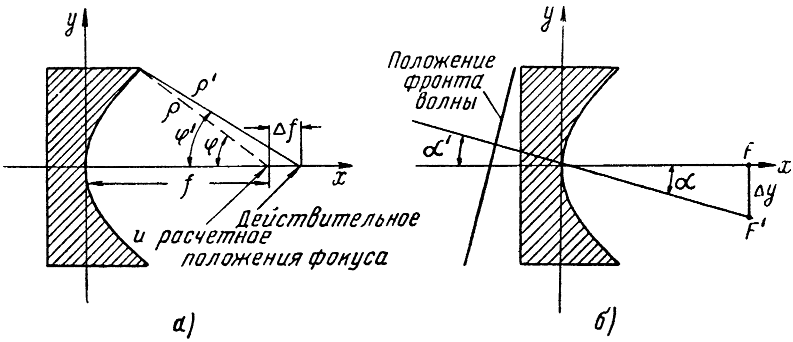


Рис XIV.14. Смещение облучателя из фокуса:
а) вдоль оси линзы, *б*) перпендикулярно оси линзы.

При небольших значениях Δf можно считать

$$\rho' - \rho = \Delta f \cos\varphi' \approx \Delta f \cos\varphi.$$

Тогда

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta f(1 - \cos\varphi),$$

откуда

$$\Delta f = \frac{\lambda\Delta\psi}{2\pi(1 - \cos\varphi)}. \qquad (XIV.29)$$

Принимая $\Delta\psi = \frac{\pi}{4}$, получаем

$$\Delta f = \frac{\lambda}{8(1 - \cos\varphi)}. \qquad (XIV.30)$$

Обычно угол φ, определяемый как

$$\varphi = \operatorname{arctg}\frac{d}{2(f - b)},$$

лежит в пределах 25—35°. При таких значениях угла φ допустимое смещение облучателя равно

$$\Delta f = (0{,}8 \div 0{,}9)\lambda, \qquad (XIV.31)$$

т. е. требования к точности установки фазового центра облучателя в фокусе линзы не очень жесткие.

В случае небольших смещений облучателя в направлении, перпендикулярном оси линзы (рис. XIV.14,б), фазовые искажения в раскрыве будут линейно зависеть от координаты y. Вследствие этого фронт волны повернется на угол α, равный углу α поворота облучателя. На такой же угол повернется диаграмма направленности. Более детальный анализ показывает, что максимальное значение этого угла, при котором искажения формы диаграммы направленности еще невелики, равно удвоенной величине угла раствора диаграммы направленности.

8. ПОЛЕ В РАСКРЫВЕ И ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНЗЫ

Для того чтобы найти поле излучения, необходимо вначале найти поле в раскрыве линзы. В предыдущих

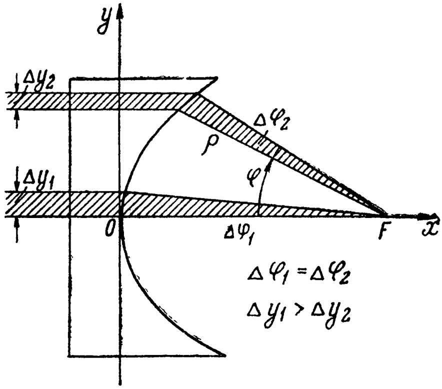


Рис. XIV.15. К нахождению распределения амплитуд поля в раскрыве металлической линзы

параграфах было показано, что поле в раскрыве получается синфазным. Небольшими фазовыми искажениями $\left(\Delta\psi \leqslant \frac{\pi}{2}\right)$, вызванными неточностью изготовления линзы или незначительным отклонением длины волны от расчетной, можно пренебречь, так как они, как было показано в гл. XII, п. 8, несущественно влияют на поле излучения. Остается выяснить вопрос о распределении амплитуд в раскрыве. Для этого обратимся к рис. XIV.15. На нем показаны два пучка лучей, ограниченных одинаковыми секторами $\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2$. Если считать облучатель ненаправленным, то в одинаковых секторах $\Delta\varphi$ будет сосредоточено одинаковое количество электромагнитной энергии. После преломления на освещенной поверхности линзы эта энергия будет распределяться в пучках разного сечения. Из рисунка видно, что $\Delta y_2 < \Delta y_1$ и, следовательно, плотность потока электромагнитной энергии будет повышаться к краям линзы по мере увеличения угла φ.

Найдем количественные соотношения, определяющие указанное возрастание потока к краям линзы. Рассмотрим случай цилиндрической линзы как более простой. В такой линзе, как видно из рис. XIV.15, плотность потока будет изменяться обратно пропорционально изменению величины $\frac{\Delta y}{\Delta \varphi}$. Переходя к пределу, находим, что плотность потока электромагнитной энергии будет обратно пропорциональна производной $\frac{dy}{d\varphi}$.

Из рис. XIV.15 видно, что

$$y = \rho \cdot \sin\varphi. \qquad \text{(XIV.32)}$$

Кроме того, согласно (XIV.4)

$$\rho = f\frac{1-n}{1-n\cos\varphi}. \qquad \text{(XIV.4)}$$

Учитывая (XIV.32) и (XIV.4), легко находим

$$\frac{dy}{d\varphi} = f\frac{1-n}{(1-n\cos\varphi)^2}(\cos\varphi - n). \qquad \text{(XIV.33)}$$

Как показано выше, плотность потока обратно пропорциональна $\frac{dy}{d\varphi}$:

$$\Pi = k\frac{(1-n\cos\varphi)^2}{\cos\varphi - n},$$

где k — коэффициент, не зависящий от угла φ. Амплитуда поля пропорциональна корню квадратному из плотности потока, следовательно, окончательно можем написать

$$E = k_1\frac{1-n\cos\varphi}{\sqrt{\cos\varphi - n}}. \qquad \text{(XIV.34)}$$

С учетом направленных свойств облучателя распределение амплитуд поля в раскрыве линзы будет

$$E = k_1\frac{1-n\cos\varphi}{\sqrt{\cos\varphi - n}}F(\varphi), \qquad \text{(XIV.35)}$$

где $F(\varphi)$ — диаграмма направленности облучателя.

На рис. XIV.16, *а* показаны кривые, построенные по формуле (XIV.34), для различных значений n. Как видно из рисунка, *в случае ненаправленного облучателя напряженность поля к краям линзы существенно возрастает.* В действительности облучатели всегда направленные, имеющие функцию $F(\varphi)$, убывающую с возрастанием φ.

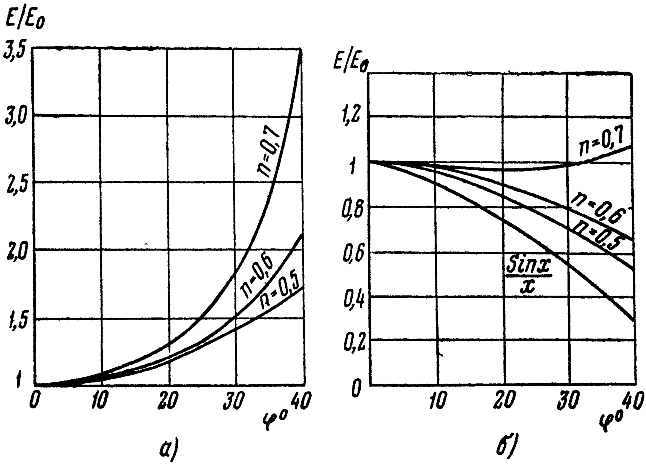


Рис. XIV.16. Распределение амплитуд поля в раскрыве цилиндрической линзы:

а) при облучении линзы ненаправленным облучателем; *б*) при облучении линзы направленным облучателем с диаграммой вида $F(\varphi) = \frac{\sin x}{x}$; $x = \frac{ka}{2}\sin\varphi$ и ослаблением облучающего поля на краях линзы на 10 *дб*. На рисунке для сравнения показана функция $\frac{\sin x}{x}$.

Диаграмма облучателя обычно подбирается таким образом, чтобы ослабление облучающего поля на краях линзы составляло 10 дб. Это соответствует значению диаграммы направленности облучателя

$$F(\varphi_{\text{макс}}) = 0{,}316,$$

где $\varphi_{\text{макс}}$ — половина угла, под которым видна линза из фокуса.

Считая $\varphi_{\text{макс}} = 40^\circ$ и принимая в первом приближении

$$F(\varphi) = \frac{\sin x}{x},$$

где $x = \frac{ka}{2}\sin\varphi$ (гл. XII), легко рассчитаем кривые для распределения амплитуд поля в раскрыве линзы. Эти кривые показаны на рис. XIV.16, *б*. Из рисунка видно, что сгущение потока к краям линзы существенно выравнивает амплитуды поля в ее раскрыве. Например, кривая, соответствующая $n=0{,}7$, почти не отклоняется от значения, равного 1, т. е. в данном случае поле в раскрыве практически будет равноамплитудным. На

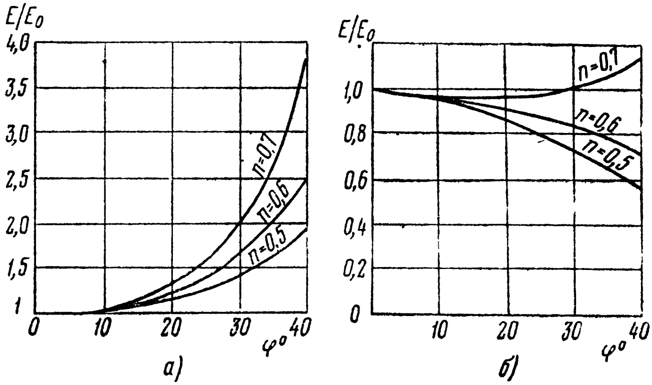


Рис. XIV.17. Распределение амплитуд поля в раскрыве сферической линзы для случаев.

а) облучатель ненаправленный, *б*) облучатель, направленный с диаграммой $F(\varphi)=\frac{\sin x}{x}$, создающий ослабление первичного поля на краях линзы на 10 *дб*.

рис. XIV.16, *б* для сравнения приведена диаграмма направленности облучателя $\left(\text{функция } \frac{\sin x}{x}\right)$. Кривая этой функции в первом приближении определяла бы распределение амплитуд поля в раскрыве линзы, если бы сама линза не изменяла плотности потока.

Для сферической линзы аналогично можно найти

$$E=k_2\frac{(1-n\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\cos\varphi-n}}F(\varphi). \qquad \text{(XIV.36)}$$

Соответствующее распределение поля в раскрыве линзы показано на рис. XIV.17. Как видно, оно мало отличается от распределения поля в раскрыве цилиндрической линзы, показанного на рис. XIV.16.

Если линза устанавливается непосредственно в раскрыве рупора, то распределение амплитуд поля в раскрыве линзы в первом приближении можно считать таким же, как и в соответствующем рупоре, не имеющем линзы.

При нахождении поля излучения следует учитывать распределение амплитуды поля в раскрыве линзы. Диаграмму направленности можно рассчитывать по формулам (XII.41) и (XII.49). Вид диаграммы направленности линзовой антенны в значительной степени напоминает диаграммы направленности соответствующих площадок с аналогичным распределением электромагнитного поля, которые рассматривались в гл. XII.

9. ЛИНЗЫ ИЗ ИСКУССТВЕННОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Рассмотренные выше ускоряющие металлические линзы обладают существенным недостатком — узкополосностью, которая ограничивает их применение. В диапазоне сверхвысоких частот могут применяться замедляющие диэлектрические линзы, подобные оптическим линзам. Диэлектрическая проницаемость, а следовательно, и коэффициент преломления оптических линз очень слабо зависит от частоты, вследствие чего они могут применяться в широком диапазоне частот, в частности, в диапазоне радиочастот.

Диэлектрические линзы радиочастотного диапазона во всех отношениях идентичны оптическим линзам и отличаются от последних только определением условий прозрачности. Если прозрачность оптических линз определяется их микроструктурой, то прозрачность линз радиочастотного диапазона определяется макроскопическими параметрами.

Однако линзы из обычного диэлектрика, применяемого в оптике (особый сорт стекла), не нашли широкого применения в антенных устройствах, главным образом из-за большого веса. Вследствие этого в диапазоне сверхвысоких частот применяются линзы из искусственного диэлектрика, имеющего достаточно большой коэффициент преломления, малые потери и вес.

Искусственный диэлектрик обычно представляет собой пенистый полистирол с вкрапленными в него небольшими металлическими частицами той или иной формы.

Эти частицы изолированы друг от друга и расположены так, что образуют пространственную решетку. Линейные размеры частиц, параллельные вектору $\overline{E}$, должны быть малы по сравнению с рабочей волной. *Такие искусственные диэлектрики называют металлодиэлектриками, а изготовленные из них линзы — металлодиэлектрическими линзами.*

Идея искусственного диэлектрика, впервые высказана Н. А. Капцовым в 1920 г.

Как известно, причиной отличия диэлектрической проницаемости изоляторов от диэлектрической проницаемости свободного пространства является поляризация молекул изоляторов. Под влиянием электрического поля происходит смещение орбит электронов молекул, в результате чего каждая молекула становится электрическим диполем. Момент диполя имеет направление, противоположное полю, и величину, ему пропорциональную. В результате взаимодействия полей, создаваемых диполями, с приложенным полем результирующая напряженность поля в диэлектрике уменьшается. Так как вектор электрического смещения

$$\overline{D} = \varepsilon\overline{E}$$

остается неизменным, то снижение напряженности поля в диэлектрике свидетельствует о том, что его относительная диэлектрическая проницаемость больше единицы (предполагается, что потери в диэлектрике отсутствуют).

Если теперь в электрическое поле поместить систему небольших металлических частиц, изолированных друг от друга воздушными промежутками, то свободные электроны в этих частицах сместятся в направлении электрических силовых линий, что также приведет к образованию электрических диполей. Моменты диполей будут иметь направление против линий вектора $\overline{E}$ подобно моментам молекул диэлектрика. Таким образом, указанная система металлических частиц будет эквивалентна диэлектрику с относительной диэлектрической проницаемостью больше единицы. В таком искусственном диэлектрике роль поляризующихся молекул играют металлические частицы.

Практически металлические частицы разделяются не воздушными промежутками, а твердым изолятором, обеспечивающим механическое крепление частиц. В качестве такого изолятора, как уже указывалось, применяется очень легкий материал — пенистый полистирол, имеющий удельный вес порядка 0,03—0,1 и отно-

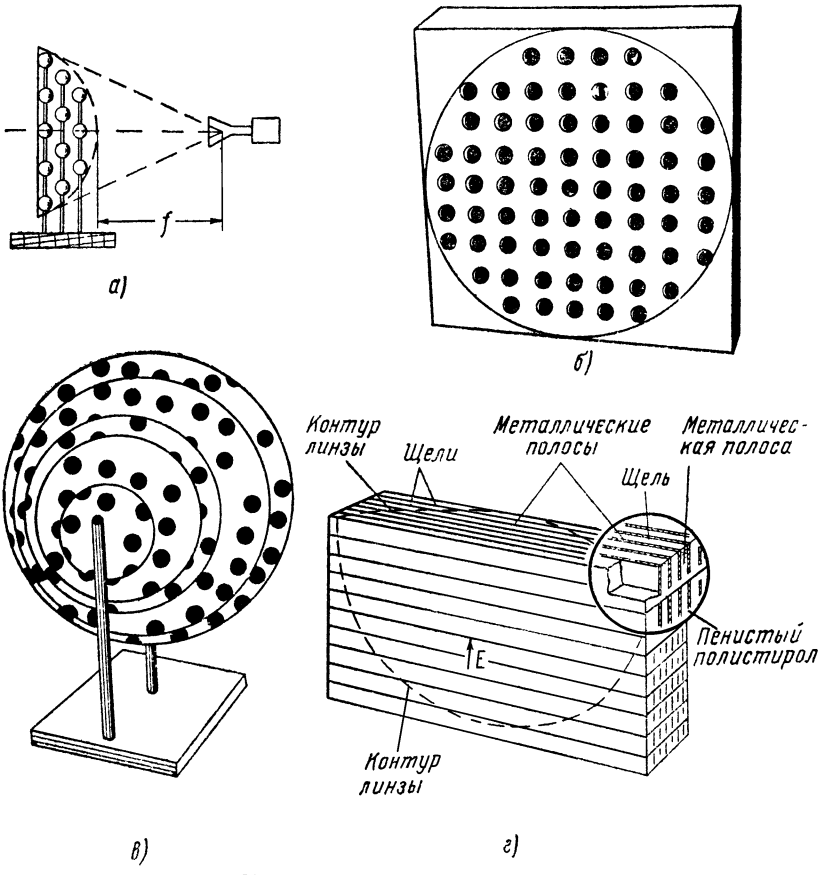


Рис. XIV.18. Металлодиэлектрические линзы.
а и *б*) шариковые линзы; *в*) дисковая линза; *г*) ленточная линза.

сительную диэлектрическую проницаемость, близкую к единице ($\varepsilon' = 1{,}03 \div 1{,}10$). *

Металлические частицы искусственного диэлектрика могут иметь форму шариков, дисков, пластинок, лент

---

* А. З. Фрадин. Антенны сверхвысоких частот. «Советское радио», 1957.

и др. В соответствии с этим различают шариковые, дисковые, пластинчатые, ленточные и другие линзы. Некоторые из них показаны на рис. XIV.18. Все они имеют выпуклую освещенную поверхность, так как их коэффициент преломления больше единицы.

На практике применяются главным образом дисковые и ленточные линзы. Первые пригодны для излучения и приема волн как с линейной, так и с вращающейся поляризацией, вторые могут быть использованы только для волн с линейной поляризацией, причем вектор $\overline{E}$ должен быть нормален к оси ленты, а вектор $\overline{H}$ — ей параллелен.

Коэффициент преломления металлодиэлектрических линз зависит от размеров и формы металлических частиц, а также от их количества в единице объема. Величина коэффициента преломления выбирается из тех же соображений, как и в случае металлических волноводных линз. С одной стороны, коэффициент преломления n не должен быть очень велик, чтобы не вызвать больших отражений от поверхности линзы, с другой стороны, — не очень мал, чтобы толщина линзы не оказалась чрезмерно большой. Обычно величина n берется порядка $1{,}5 \div 1{,}6$.

10. ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЛИНЗ. ТОЧНОСТЬ ВЫПОЛНЕНИЯ ЛИНЗ

У линз из обычного диэлектрика коэффициент преломления практически не меняется во всем диапазоне СВЧ. У металлодиэлектрических линз такого постоянства коэффициента преломления в диапазоне частот нет, так как размеры частиц соизмеримы с длиной волны. Когда линейный размер частицы a в направлении, параллельном вектору $\overline{E}$, достигает полволны, частица резонирует. Вблизи резонанса коэффициент преломления резко изменяется. Аналитически зависимость коэффициента преломления от частоты может быть представлена следующей формулой:

$$n = \sqrt{1 + \frac{k}{1 + \left(\frac{2a}{\lambda}\right)^2}}. \qquad \text{(XIV.37)}$$

Здесь k — некоторый безразмерный коэффициент, величину которого можно определить из (XIV.37), если известно значение n для какого-либо значения λ. Допустим, что при $a \ll \lambda$ $n=1,5$. Тогда $k=1,25$. Зависимость $n=f\left(\frac{a}{\lambda}\right)$ для этого случая показана на рис. XIV.19. На частотах, существенно меньших резонансной, коэффициент преломления слабо зависит от

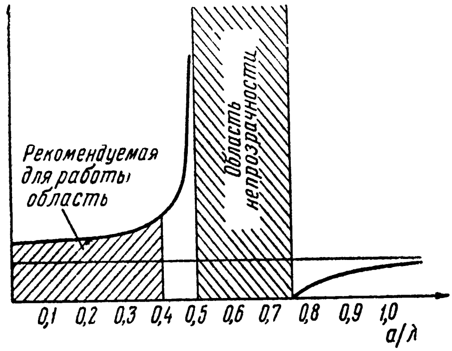


Рис. XIV.19. Зависимость коэффициента преломления металлодиэлектрика от размера частицы, параллельного вектору $\overline{E}$.

частоты. Поэтому гладкую (незонированную) металлодиэлектрическую линзу можно считать диапазонной.

Точность выполнения металлодиэлектрических линз и точность установки фазового центра облучателя определяются соответствующими формулами, выведенными выше для ускоряющей металлической линзы.

11. ПРОФИЛЬ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ. ЗОНИРОВАНИЕ

Профиль металлодиэлектрической линзы, также как и профиль обычной диэлектрической линзы рассчитывается по формулам (XIV.5) или (XIV.6).

Указанные линзы могут быть зонированы. Зонированная замедляющая линза показана на рис. XIV.20.

Уравнение профиля зонированной линзы выводится аналогично уравнению (XIV.11) и имеет вид

$$(n^2-1)\left(x+\frac{m\lambda}{n-1}\right)^2+2\left(f-\frac{m\lambda}{n-1}\right)\times$$
$$\times\left(x+\frac{m\lambda}{n-1}\right)(n-1)-y^2=0. \qquad \text{(XIV.38)}$$

Зонирование линзы при большой экономии веса и стоимости, превращает в то же время такую линзу из диапазонной антенны в узкополосную. Зонирован-

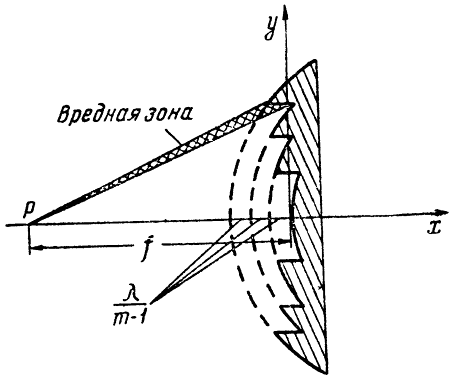


Рис. XIV.20. Зонированная замедляющая линза.

ная линза также имеет вредные зоны, показанные на рис. XIV.20.

Полоса пропускания зонированной линзы в процентах к основной частоте при допустимых фазовых искажениях не более $\frac{\pi}{2}$ равна

$$N=\frac{50}{m-1}\,\%, \qquad \text{(XIV.39)}$$

где m — число зон.

12. ПОЛЕ В РАСКРЫВЕ И НАПРАВЛЕННЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЛИНЗ

Замедляющие линзы, так же как и ускоряющие, существенно перераспределяют плотность потока падающей на них электромагнитной волны. Однако если в ускоряющих линзах повышается плотность потока к краям, то в замедляющих линзах, наоборот, плотность потока к краям существенно уменьшается. Это наглядно иллюстрируется рис. XIV.21.

Очевидно, что в цилиндрических замедляющих линзах плотность потока будет также обратно пропорциональна производной $\frac{dy}{d\varphi}$ (рис. XIV.21). Проделав ана-

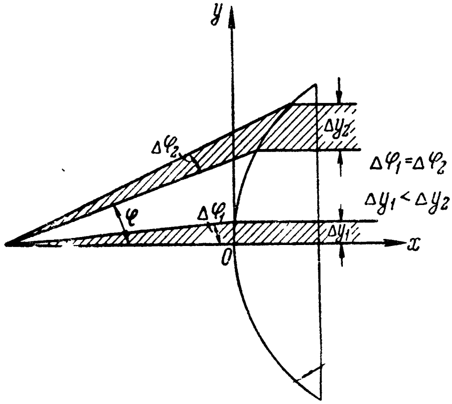


Рис. XIV.21. К нахождению распределения амплитуд поля в раскрыве замедляющей линзы.

логичные выкладки, найдем, что амплитуда поля в раскрыве цилиндрической линзы меняется по закону

$$E = C_1 \frac{n\cos\varphi - 1}{\sqrt{n - \cos\varphi}} F(\varphi), \qquad \text{(XIV.40)}$$

а в сферической линзе по закону

$$E = C_2 \frac{(n\cos\varphi - 1)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{n - \cos\varphi}} F(\varphi), \qquad \text{(XIV.41)}$$

где C_1 и C_2 — коэффициенты, не зависящие от угла φ;
$F(\varphi)$ — диаграмма направленности облучателя линзы.

Уменьшение амплитуды поля к краям линзы уменьшает боковые лепестки диаграммы направленности, но одновременно расширяет основной лепесток.

Диаграмму направленности линзы можно найти, как для синфазной площадки с известным амплитудным распределением поля (гл. XII).

Коэффициент направленного действия линзы определяется обычной формулой

$$D = \frac{4\pi\nu S}{\lambda^2},$$

причем коэффициент использования площади раскрыва ν для приближенных расчетов можно взять равным $0{,}5 \div 0{,}65$. Коэффициент усиления линзы, как и любой другой антенны, равен

$$G = D \cdot \eta.$$

Коэффициент полезного действия η в данном случае может быть определен по формуле

$$\eta = e^{-\frac{2\pi nb \operatorname{tg} \delta}{\lambda}}, \qquad \text{(XIV.42)}$$

где b — максимальная толщина линзы;

n — показатель преломления;

$\operatorname{tg}\delta$ — тангенс угла потерь в диэлектрике линзы.

Обычно в качестве диэлектрика для поддержания металлических частиц в металлодиэлектрических линзах применяют пенистый полистирол, потери в котором малы $[\operatorname{tg}\delta = (1 \div 2) \cdot 10^{-3})]$. Практически применяемые металлодиэлектрические линзы имеют довольно высокий к. п. д. ($\approx 90\%$). *

13. ЛИНЗЫ С ШИРОКИМ УГЛОМ КАЧАНИЯ ЛУЧА

В ряде случаев требуется обеспечить качание главного лепестка диаграммы направленности в широком угле (порядка нескольких десятков градусов). Для этой цели можно перемещать всю линзовую антенну на требуемые углы. Однако этот способ в большинстве случаев непригоден из-за больших размеров и веса антенны. Более желательным является способ качания диаграммы направленности посредством смещения облучателя при неподвижной линзе.

Выше было указано, что смещение облучателя из фокуса в направлении, перпендикулярном оси линзы, вызывает отклонение главного лепестка диаграммы направленности в сторону, противоположную направлению смещения облучателя. Однако в описанных выше линзах такое отклонение без искажения формы диа-

* А. З. Фрадин, Антенны сверхвысоких частот, «Советское радио», 1957,

граммы направленности возможно только в пределах малого угла (приблизительно равного удвоенной величине угла раствора диаграммы направленности линзы). При значительном смещении облучателя диаграмма направленности, отклоняясь на больший угол, вместе с тем искажается. Для того чтобы эти искажения были минимальными, применяются специальные линзы. Рассмотрим некоторые из них.

а) Сферическая и цилиндрическая линзы Люнеберга

Сферическая линза, предложенная в 1944 г. Люнебергом, представляет собой сферу из радиопрозрачного материала с переменным коэффициентом преломления. Облучатель (обычно небольшой рупор) располагается на поверхности сферы. Коэффициент преломления n такой линзы должен изменяться по закону

$$n = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}, \qquad \text{(XIV.43)}$$

где r — расстояние от центра сферы;

r_0 — радиус сферы.

При $r = r_0$ коэффициент преломления равен единице, следовательно, линза согласована с внешним пространством. В радиальном направлении коэффициент преломления изменяется, повышаясь до значения $n = \sqrt{2}$ в центре сферы.

Пользуясь методом геометрической оптики, можно показать, что при указанном законе изменения коэффициента преломления траектория лучей в линзе будет представлять собой части эллипсов, уравнения которых для случая расположения точечного облучателя в точках $x = r_0$, $y = 0$, $z = 0$ будут

$$x^2 \sin^2 \alpha - 2xy \cos \alpha \sin \alpha + y^2 (1 + \cos^2 \alpha) - r_0^2 \sin^2 \alpha = 0. \qquad \text{(XIV.44)}$$

Здесь α — угол между направлением луча при выходе его из источника и осью x. Начало координат совпадает с центром сферы. Легко показать, что кривые семейства эллипсов, определяемых формулой (XIV.44), выходя на поверхность линзы, становятся касательными к прямым, параллельным оси x. Так как коэффициент преломления линзы на ее поверхности равен единице, преломления лучей на границе поверхность линзы—воздух не будет и все лучи на выходе из линзы образуют параллельный пучок. Направление пучка совпадает с направлением диаметра, на одном конце которого расположен облучатель. Ширина пучка равна $2r_0$.

Семейство эллипсов, определяемых формулой (XIV.44), и ход лучей в линзе показаны на рис. XIV.22.

Рассмотренная линза обладает сферической симметрией. Перемещая облучатель по поверхности линзы, можно обеспечить поворот неискаженной диаграммы направленности на любой угол.

Изменение коэффициента преломления по закону (XIV.43) можно получить, например, путем использования в качестве материала для линзы пенистого полистирена, плотность которого в радиальном направлении сферы меняется. Показатель преломления этого диэлектрика линойно зависит от его плотности и приближенно может быть определен следующей формулой:

$$n = 1 + 0{,}557d, \qquad \text{(XIV.45)}$$

где d — плотность, $г/см^3$.

Непрессованный пенистый полистирен обычно имеет плотность $d_0 = 0{,}0275$ $г/см^3$.

Следовательно, на поверхности линзы показатель преломления будет равен 1,015, т. е. будет близок к единице Приравняв (XIV.43) и (XIV.45), найдем требуемый закон изменения плотности пенистого полистирена в радиальном направлении.

Указанный принцип был использован в одном из образцов линзы Люнеберга. Шаровая линза состояла из 186 шаровых сегментов, образованных сечением шара плоскостями, проходящими через один из его диаметров. Сегменты создавались путем прессования пенистого полистирена таким образом, чтобы плотность его надлежащим образом повышалась по направлению от периферии к центру сферы.

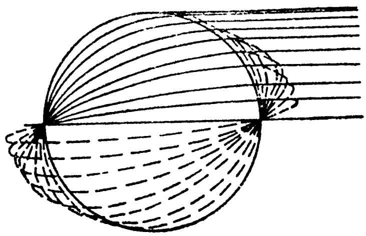


Рис. XIV.22. Ход лучей в сферической линзе Люнеберга

Пунктиром показаны эллипсы, описываемые уравнением (XIV.44)) и определяющие траекторию лучей в линзе.

На рис. XIV.23 показаны эскиз такой линзы и траектория лучей в ней Линза облучается коническим рупором. Диаграмма направленности, создаваемая на волне $\lambda = 3{,}2$ *см* шаровой линзой, имеющей диаметр $2r_0 = 61$ *см*, показана на рис. XIV.24.

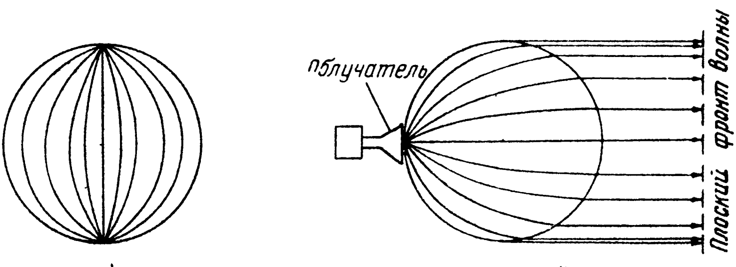


Рис. XIV.23. Сферическая линза:

а) линза, образованная из шаровых сегментов; *б*) траектория лучей в линзе.

Расчет поля излучения сферической линзы производится, как для синфазного круглого отверстия, радиуса r_0. Распределение амплитуд в таком эквивалентном отверстии близко к равномерному. Следовательно, для расчета поля излучения может быть использована формула (XII.39).

Кроме шаровых, возможны также цилиндрические линзы с переменным коэффициентом преломления. Для цилиндрической линзы круглого сечения коэффициент преломления тоже должен изменяться по закону

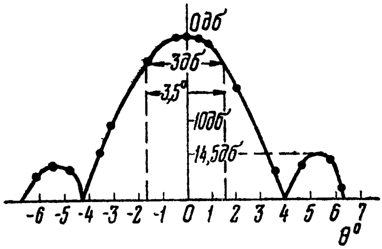


Рис. XIV.24. Диаграмма направленности, создаваемая на волне $\lambda=3{,}2$ *см* шаровой линзой, имеющей диаметр, равный 61 *см*.

$$n=\sqrt{2-\left(\frac{r}{\rho}\right)^2}, \qquad \text{(XIV.46)}$$

где r — расстояние от оси цилиндра;

ρ — радиус цилиндра.

Цилиндрическая линза состоит из двух круглых металлических пластин, образующих основания цилиндра, пространство между которыми заполняется диэлектриком. Линза возбуждается прямоугольным волноводом с волной H_{01}, причем электрический вектор параллелен пластинам Изменение коэффициента преломления по радиусу цилиндра достигается путем изменения расстояния b между пластинами (рис XIV.25). Зависимость b от r может быть найдена следующим образом Фазовая скорость $v_ф$ волны H_{01} в простран-

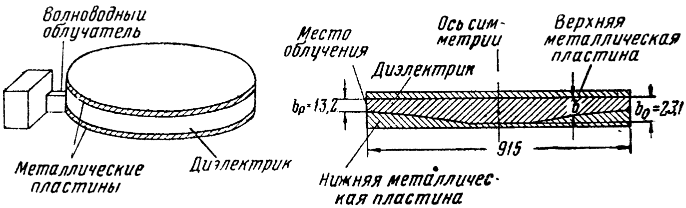


Рис. XIV.25. Цилиндрическая линза:

а) эскиз линзы; *б*) продольное сечение одного из образцов линзы.

стве между пластинами, заполненном диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ε', определяется формулой

$$v_ф=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon'-\left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}}.$$

Следовательно, коэффициент преломления n равен

$$n=\frac{c}{v_ф}=\sqrt{\varepsilon'-\left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}. \qquad \text{(XIV.47)}$$

Приравнивая (XIV.46) и (XIV.47), находим

$$b = \frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon' - 2 + \left(\frac{r}{\rho}\right)^2}}. \qquad \text{(XIV.48)}$$

Раскрывом цилиндрической линзы Люнеберга является часть боковой поверхности цилиндра, противоположная точке облучения, имеющая ширину b и длину $\pi\rho$. Фаза поля в раскрыве такова, что в плоскости, касательной к середине раскрыва, образуется плоский

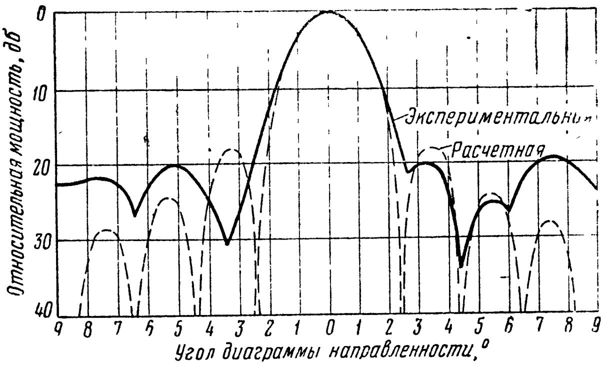


Рис. XIV.26. Расчетная и экспериментальная диаграммы направленности в электрической плоскости цилиндрической линзы, показанной на рис. XIV.25,*б*.

фронт волны Угол раствора диаграммы направленности в плоскости E может быть определен, как для синфазной площадки, по формуле

$$(2\theta_0)_E{}^0 = 30\,\frac{\lambda}{\rho}.$$

В плоскости H диаграмма получается широкой. Можно показать, что ее угол раствора приближенно можно определить, как для антенны бегущей волны, длиной ρ.

$$(2\theta_0)_H{}^0 = 140\sqrt{\frac{\lambda}{\rho}}.$$

Расчетная и экспериментальная диаграммы направленности одной цилиндрической линзы, разрез которой показан на рис. XIV.25, изображены на рис. XIV.26.

б) Модифицированная линза Люнеберга

В случае большого диаметра линзы Люнеберга вращение облучателя по ее поверхности вызывает значительные конструктивные трудности. Можно найти такой закон изменения коэффициента преломления в линзе, при котором качание луча будет осуществляться путем перемещения облучателя по окружности значительно меньщего радиуса. В этом случае облучатель будет находиться внутри линзы.

Для такой модифицированной сферической линзы коэффициент преломления должен изменяться по закону

$$n = \sqrt{1 + \left(\frac{r_0}{f}\right)^2 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}, \qquad \text{(XIV.49)}$$

где f — расстояние от центра сферы до фокуса.

Траектория лучей в модифицированной линзе также определяется семейством эллипсов, уравнением которых является

$$x^2 \sin^2 \alpha - 2xy \sin \alpha \cdot \cos \alpha + y^2 \times \left(\frac{f^2}{r_0^2} + \cos^2 \alpha\right) - f^2 \sin^2 \alpha = 0.$$

Семейство эллипсов и траектории лучей для случая $f = 0{,}5 r_0$ показаны на рис. XIV.27.

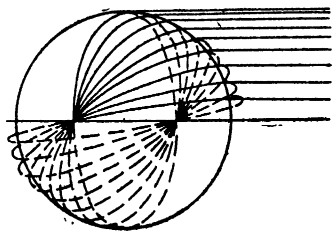


Рис. XIV.27. Семейство эллипсов и траектории лучей в модифицированной сферической линзе.

Реализация этой идеи для сферической линзы встречает большие трудности. Значительно проще выполнить цилиндрический вариант. Модифицированная цилиндрическая линза отличается от обычной цилиндрической линзы по конструкции и закону изменения расстояния между пластинами, являющимися основаниями цилиндра.

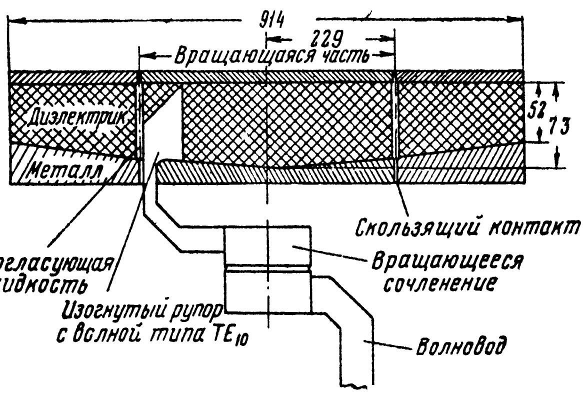


Рис. XIV.28. Эскиз разреза модифицированной цилиндрической линзы.

Этот закон найдем, приравняв (XIV.47) и (XIV.49). В результате получим

$$b = \frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon' - \left(\frac{r_0}{f}\right)^2 - 1 + \left(\frac{r}{f}\right)^2}}. \tag{XIV.50}$$

Минимальное значение фокусного расстояния f определяется из условия, чтобы величина b в уравнении (XIV.50) при $r=0$ была действительной.

Пример выполнения модифицированной цилиндрической линзы показан на рис. XIV.28. *

в) Металлические линзы

Металлические линзы также могут быть приспособлены для качания луча в широком секторе. Рассмотрим, например, цилиндрическую линзу из прямоугольных параллельных пластин (рис. XIV.29). Широкий угол качания обеспечивается здесь тем, что расчет профиля линзы ведется для случая, когда облучатель находится не в фокусе F, а смещен из него по фокальной дуге на заданный угол α в точку F'.

При таком положении облучателя волна в раскрыве линзы должна быть плоской, но повернутой относительно оси линзы на угол α. Согласно обозначениям рис. XIV.29 это требование будет выполнено при выполнении следующего равенства длин оптических путей:

$$f + nb_0 + l = r + nb.$$

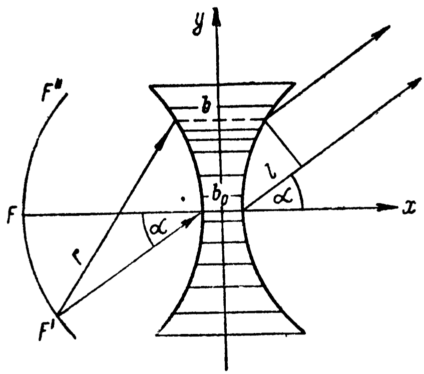


Рис. XIV.29. Металлическая линза с широким углом качания луча.

Заметим, что направление лучей внутри линзы не определяется законами преломления. Лучи вынуждены распространяться между металлическими пластинами, параллельно оси линзы.

Если линза симметричная, то при расположении облучателя в симметричной точке F'' в раскрыве линзы также будет плоская волна, но повернутая на угол α в другую сторону. В случае расположения облучателя в промежуточных точках дуги $F''FF'$ в раскрыве линзы фаза будет меняться не по линейному закону, т. е диаграмма направленности будет искажаться. Однако эти искажения могут быть сделаны небольшими. Подбором траектории движения облучателя, несколько отличающейся от фокальной дуги $F''FF'$, эти искажения могут быть еще уменьшены.

При конструировании такой линзы можно изменять следующие

* Jour. of App. Phys, July 1954.

параметры профиль раскрыва, коэффициент преломления n, толщину линзы b. Выбирая один из них, находят характер изменения других, обеспечивающий необходимые характеристики линзы

14. ДРУГИЕ ТИПЫ ЛИНЗ. ПРИМЕНЕНИЕ ЛИНЗОВЫХ АНТЕНН

Кроме рассмотренных, существуют еще много других типов линз. Например, известны линзы из перфорированных металлических пластин, из проволочных решеток и др. Принцип действия всех их основан на изменении в пределах линз фазовой скорости распространения электромагнитной волны, благодаря чему в ряде случаев удается сформировать нужный фронт волны в раскрыве линзы.

Линзовые антенны, несмотря на ряд ценных качеств (возможность получения высокой направленности излучения при малом уровне побочных лепестков), пока еще находят ограниченное применение. В настоящее время они применяются, главным образом, в радиорелейных линиях связи. Основным препятствием к широкому внедрению линзовых антенн является их высокая стоимость, связанная с высокой точностью изготовления, и относительная сложность конструкции.

Однако они представляют большой принципиальный интерес. Не исключена возможность, что в дальнейшем они найдут более широкое применение.

ГЛАВА XV

ЗЕРКАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Зеркальными антеннами называются антенны, у которых поле в раскрыве формируется в результате отражения электромагнитной волны от металлической поверхности специального рефлектора (зеркала). Источником электромагнитной волны обычно служит какая-нибудь небольшая антенна, называемая в этом случае облучателем зеркала или просто *облучателем.* Зеркало и облучатель являются основными элементами зеркальной антенны.

Зеркало обычно изготовляется из алюминиевых сплавов. *Иногда* для уменьшения парусности *зеркало делается не сплошным, а решетчатым.* Поверхности зеркала придается форма, обеспечивающая формирование нужной диаграммы направленности. *Наиболее распространенными являются зеркала в виде параболоида вращения, усеченного параболоида, параболического цилиндра или цилиндра специального профиля.* Облучатель помещается в фокусе параболоида или вдоль фокальной линии цилиндрического зеркала. Соответственно, для параболоида облучатель должен быть *точечным,* для цилиндра — *линейным.*

На рис. XV.I показаны основные типы зеркальных антенн. *

Электромагнитная волна, излученная облучателем. достигнув проводящей поверхности зеркала, возбуждает на ней токи, которые создают вторичное поле, обычно называемое полем отраженной волны. Для того чтобы

* Антенны сантиметровых волн. «Советское радио», 1950.

на зеркало попадала основная часть электромагнитной энергии, излученной облучателем, последний должен быть однонаправленным.

В раскрыве антенны отраженная от зеркала волна обычно имеет либо плоский фронт, либо фронт, обеспе-

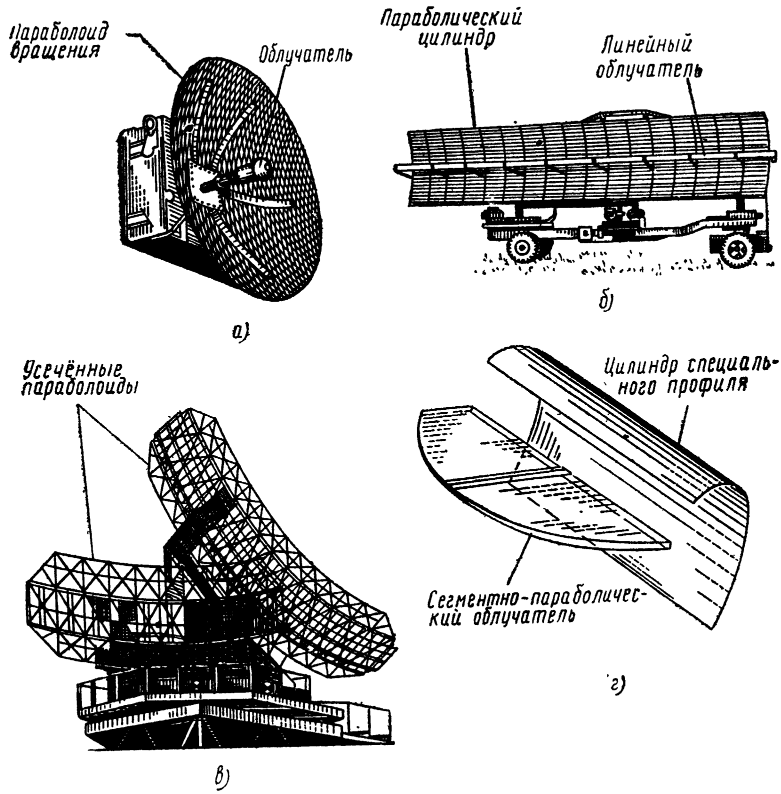


Рис. XV.1. Основные типы зеркальных антенн:
а) зеркало в виде параболоида вращения; *б*) параболический цилиндр; *в*) антенна из двух усечённых параболоидов; *г*) цилиндр специального профиля с сегментно параболическим облучателем.

чивающий получение специальной диаграммы направленности (например, типа cosec θ). Заметим, что на больших расстояниях от антенны эта волна в соответствии с законами излучения принимает характер сферической. Однако применение зеркала все же позволяет сформировать достаточно острую диаграмму направленности или же диаграмму направленности специальной формы.

2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА

Расчет электромагнитного поля излучения, создаваемого зеркальными антеннами, может производиться, как указывалось в гл. XII, двумя методами.

Первый метод *состоит в том, что первоначально находятся токи на поверхности зеркала.* Эти токи определяются через поле, создаваемое облучателем, по формуле

$$\bar{J}_S = 2(\bar{n} \times \bar{H}), \qquad \text{(XV.1)}$$

где $\bar{J}_S$ — вектор плотности поверхностных токов;

$\bar{H}$ — вектор напряженности магнитного поля падающей волны у поверхности зеркала;

$\bar{n}$ — орт внешней нормали к поверхности зеркала.

Формула (XV.1) верна лишь для случая падения волны на бесконечную проводящую плоскость. Зеркало же является криволинейной поверхностью конечных размеров. Однако если радиусы кривизны зеркала и радиус его раскрыва много больше длины волны, ошибка в расчете, который будет производиться по формуле XV.1, практически становится пренебрежимо малой.

Определив плотность электрических токов, найдем проекции вектора излучения $\bar{N}$, а по последним — компоненты поля излучения.

Второй метод *состоит в том, что первоначально находится поле в раскрыве зеркала, а затем путем использования принципа эквивалентных токов находится поле излучения.*

Поле в раскрыве обычно рассчитывается с помощью законов геометрической оптики, т. е. на основе представлений о падающем и отраженном лучах. В соответствии с этими законами считают, что волна отражается от криволинейной поверхности зеркала так, как если бы она падала на плоскость, касательную к поверхности зеркала в рассматриваемой точке. Как известно, законы геометрической оптики верны, если длина волны стремится к нулю. Это условие на практике не выполняется, что создает ошибки в определении поля в раскрыве антенны. Однако, если выполняются условия, о которых говорилось выше при рассмотрении первого метода, т. е. если радиусы кривизны и радиус раскрыва зеркала много больше длины волны, ошибки в определении поля в раскрыве становятся малыми, одного порядка с ошибками, получающимися при использовании первого метода.

Мы здесь рассмотрим оба метода: найдем поле излучения как через плотность токов на поверхности зеркала, так и через поле в его раскрыве. Сравнивая полученные результаты, оценим, какой из методов является более точным и в чем получается различие.

3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ ЗЕРКАЛ СФЕРИЧЕСКОЙ И ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ВОЛН В ПЛОСКИЕ

Рассмотрим, какую форму должно иметь зеркало, предназначенное для преобразования сферической волны в плоскую. Решение этой задачи проведем с помощью метода геометрической оптики.

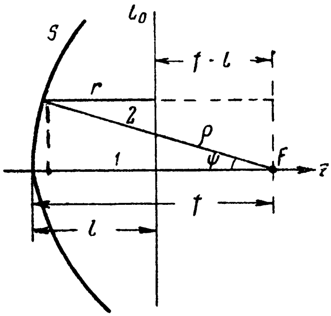


Рис. XV.2. К выводу уравнения профиля зеркала.

Вследствие круговой симметрии (первичная волна сферическая) достаточно рассмотреть только полоску зеркала, содержащую ось вращения.

Пусть F (рис. XV.2) — точечный источник сферической волны, S — отражающая поверхность зеркала и L_0 — плоская волновая поверхность, в которую преобразуется сферическая волна.

Отраженная от зеркала волна будет плоской, если длина оптического пути всех лучей, идущих из точки F до зеркала и после отражения — до поверхности L_0, будет одинаковой. Для нахождения профиля зеркала приравняем длину оптического пути от F до L_0 1-го луча, идущего вдоль оси z зеркала, и 2-го луча, идущего из F под углом ψ к этой оси. В результате получим

$$f+l=\rho+r,$$

но согласно рис. XV.2,

$$r=\rho\cos\psi-f+l.$$

Отсюда

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos\psi} = \frac{1}{\cos^2 \frac{\psi}{2}}. \qquad \text{(XV.2)}$$

Уравнение (XV.2) является уравнением параболы в полярной системе координат. Следовательно, поверхность зеркала должна быть поверхностью параболоида вращения, образованного вращением параболы S вокруг оси z. Точечный источник сферической волны должен

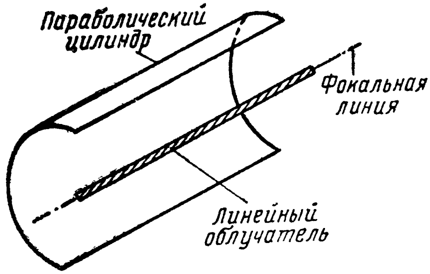


Рис. XV.3. Эскиз зеркальной антенны с параболическим цилиндром.

помещаться в фокусе F параболоида. *Двойное фокусное расстояние $2f$ называют параметром параболоида.* Обозначим $2f = p$, тогда

$$\rho = \frac{p}{1 + \cos\psi}. \qquad \text{(XV.2a)}$$

Приведенные выкладки полностью применимы и для нахождения профиля зеркала, преобразующего цилиндрическую волну в плоскую. Очевидно, в этом случае поверхность зеркала должна быть не параболоидом вращения, а параболическим цилиндром и линейный облучатель, являющийся источником цилиндрической волны, должен располагаться вдоль фокальной линии зеркала (рис. XV.3).

4. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА И ПРИМЕНЯЕМЫЕ СИСТЕМЫ КООРДИНАТ

Напомним основные геометрические свойства параболоида.

1). Нормаль к поверхности параболоида в точке $M(\rho, \psi, \xi)$ (рис. XV.4) лежит в плоскости, содержащей ось z, и составляет угол $\frac{\psi}{2}$ с прямой, соединяющей эту точку с фокусом (рис. XV.5).

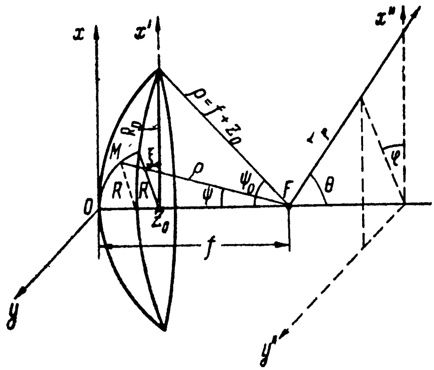


Рис. XV.4. Геометрические характеристики параболического зеркала.

2) Любое сечение параболоида плоскостью, содержащей ось z, является параболой с фокусом в точке F. Кривая сечения параболоида плоскостью, параллельной оси z, является также параболой с тем же фокусным расстоянием f.

Из первого свойства следует, что если поместить точечный источник электромагнитных волн в фокусе параболоида, то все лучи после отражения будут параллельными оси z (рис. XV.5). Это означает, что отраженная волна будет плоской с фронтом, перпендикулярным оси z параболоида.

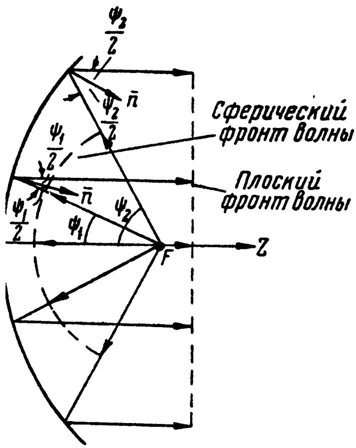


Рис. XV.5. Траектория падающих и отраженных от параболоида лучей.

Из второго свойства следует, что для анализа вопросов отражения волн от поверхности зеркала и наведения на нем токов можно ограничиться рассмотрением любого сечения зеркала плоскостью, проходящей через ось z или параллельной ей. Кроме того, из второго свойства вытекает, что для контроля точности изготовления параболического зеркала достаточно иметь только один шаблон.

При анализе параболических зеркал удобно одновременно использовать различные системы координат (рис. XV.4), переходя в процессе анализа от одной к другой, более удобной для последующих расчетов. Такими системами координат являются:

1. Прямоугольная x, y, z с началом в вершине параболоида и осью z, совпадающей с осью его вращения. Уравнение поверхности зеркала в этой системе координат имеет вид

$$x^2 + y^2 = 2pz. \qquad \text{(XV.3)}$$

2. Цилиндрическая система R, ξ, Z. Здесь R и ξ — полярные координаты, отсчитываемые в плоскости $z = z_0$, т. е. в плоскости раскрыва зеркала. Угол ξ отсчитывается от плоскости xz (рис. XV.4). Уравнение параболоида в этих координатах будет

$$R^2 = 2pz. \qquad \text{(XV.3a)}$$

Цилиндрическая система координат будет нами использована при расчете поля излучения для определения положения точек истока (т. е. точек источников поля).

3. Сферическая система координат ρ, ψ, ξ с началом в фокусе F и полярной осью, совпадающей с осью z. Здесь ψ — полярный угол, ξ — тот же азимут, что в цилиндрической системе. Уравнение поверхности зеркала в этой системе координат нами уже было получено

$$\rho = \frac{p}{1 + \cos\psi}. \qquad \text{(XV.2a)}$$

Эта система координат удобна для описания диаграммы направленности облучателя.

4. Сферическая система координат r, θ, φ с началом в фокусе параболоида. Здесь θ — полярный угол, отсчитываемый от положительного направления оси z, φ — азимут, отсчитываемый от плоскости xz. Эта система координат удобна для определения точки наблюдения и будет использована при расчете поля излучения.

Приведем некоторые определения и соотношения, характеризующие параболическое зеркало.

Поверхность, ограниченная кромкой параболоида и плоскостью $z = z_0$ (рис. XV.4), называется *раскрывом зеркала*. Радиус R_0 этой поверхности называется *ра-*

диусом раскрыва. Угол $2\psi_0$, под которым видно зеркало из фокуса, называется *углом раскрыва* зеркала.

Форму зеркала удобно характеризовать либо отношением радиуса раскрыва к двойному фокусному расстоянию (параметру параболоида) $\frac{R_0}{2f}=\frac{R_0}{p}$, либо величиной половины угла раскрыва ψ_0. *Зеркало называется мелким или длиннофокусным, если* $\psi_0<\frac{\pi}{2}$, *и глубоким или короткофокусным, если* $\psi_0>\frac{\pi}{2}$ (рис. XV.6).

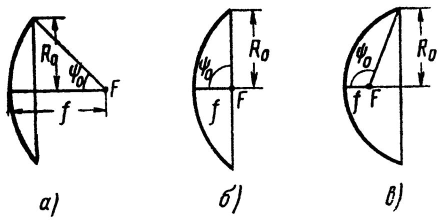


Рис. XV.6. Зеркала различной глубины:

а) мелкое (длиннофокусное) зеркало; *б*) среднее по глубине зеркало; *в*) глубокое (короткофокусное) зеркало.

Легко найти связь между $\frac{R_0}{p}$ и углом ψ_0. Из рис. XV.4 следует, что

$$\sin\psi_0=\frac{R_0}{\rho}=\frac{R_0}{p}(1+\cos\psi_0),$$

откуда

$$\frac{R_0}{p}=\frac{\sin\psi_0}{1+\cos\psi_0}=\operatorname{tg}\frac{\psi_0}{2}. \qquad \text{(XV.4)}$$

У длиннофокусного параболоида $R_0<p$, у короткофокусного $R_0>p$. При $\psi_0=\frac{\pi}{2}$ (фокус лежит в плоскости раскрыва зеркала) $R_0=p$.

5. РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ ТОКА НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕРКАЛА И ПОЛЯ В ЕГО РАСКРЫВЕ

При решении задачи примем следующие допущения:

1. Облучатель считаем точечным, расположенным в фокусе параболоида, создающим сферическую волну с линейной поляризацией.

2. Фокусное расстояние f параболического зеркала много больше длины волны λ. Вследствие этого зеркало находится в зоне излучения (в «дальней» зоне).

3. Так как $f \gg \lambda$, влиянием зеркала на диаграмму направленности облучателя пренебрегаем.

4. Отражение электромагнитной волны от *криволинейной* поверхности зеркала и возбуждение токов на ней считаем происходящими так, как если бы волна падала на *плоскую* проводящую поверхность, *касательную* к поверхности зеркала в рассматриваемой точке.

Относительно «законности» этих допущений можно сказать, что п. 2 обычно выполняется, п. 1 и 3 на практике нарушаются незначительно. «Законность» 4-го пункта допущений может быть оценена только после получения строгого решения электродинамической задачи или же путем сравнения результатов приближенного расчета с данными эксперимента. Однако строгое решение еще не получено, вследствие чего теоретически оценить погрешность расчета нельзя. Сравнение результатов приближенного расчета с данными эксперимента показывает, что все принятые допущения не вызывают грубых ошибок.

Распределение плотности поверхностных токов на зеркале найдем с помощью известной формулы

$$\bar{j} = 2(\bar{n} \times \bar{H}). \tag{XV.1}$$

Очевидно, векторы $\bar{n}$ и $\bar{H}$ являются функциями координат точки на поверхности зеркала. Векторное произведение (XV.1) может быть представлено через проекции векторов на оси x, y, z (рис. XV.4).

$$\bar{j} = 2\left[\bar{i}_x (n_y H_z - n_z H_y) + \bar{i}_y (n_z H_x - n_x H_z) + \right.$$
$$\left. + \bar{i}_z (n_x H_y - n_y H_x)\right], \tag{XV.5}$$

где $\bar{i}_x$, $\bar{i}_y$ и $\bar{i}_z$ — орты по соответствующим координатным осям.

Проекции вектора $\bar{n}$ на координатные оси x, y, z легко найти из геометрии зеркала. Из рис. XV.7 видно, что

$$\left.\begin{aligned} n_x &= -\sin\frac{\psi}{2}\cos\xi \\ n_y &= -\sin\frac{\psi}{2}\sin\xi \\ n_z &= \cos\frac{\psi}{2} \end{aligned}\right\}. \qquad (XV.6)$$

Таким образом, если известны составляющие H_x, H_y и H_z у поверхности зеркала, плотность поверхност-

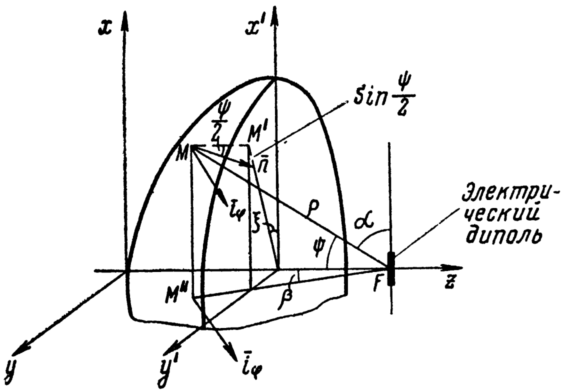


Рис. XV.7. К определению проекций нормали к поверхности зеркала.

ного тока может быть легко вычислена непосредственно по формуле (XV.5).

В тех случаях, когда проекции вектора $\bar{H}$ не известны, а известно выражение для напряженности электрического поля $\bar{E}$, создаваемого облучателем, целесообразно выразить $\bar{H}$ через $\bar{E}$.

Дальнейшие выводы удобнее проводить с помощью выражений, содержащих напряженность электрического поля отраженной волны $\bar{E}_{отр}$, так как известно, что все векторы этого поля лежат в плоскости, перпендикулярной оси параболоида. Учитывая, что отраженные лучи параллельны оси z, можно написать

$$\overline{H}=\frac{E_{\text{отр}}}{120\pi}(\overline{i}_z\times\overline{e}_{\text{отр}}). \qquad \text{(XV.7)}$$

Здесь $E_{\text{отр}}$ — амплитуда вектора напряженности электрического поля отраженной волны;

$\overline{e}_{\text{отр}}$ — единичный вектор, определяющий направление вектора $\overline{E}_{\text{отр}}$.

Вектор $\overline{e}_{\text{отр}}$ можно найти, если известна поляризация падающей на зеркало волны. Для этого удобно воспользоваться соотношением

$$\overline{n}\times(\overline{e}_{\text{пад}}+\overline{e}_{\text{отр}})=0, \qquad \text{(XV.8)}$$

где $\overline{e}_{\text{пад}}$ — единичный вектор, определяющий поляризацию падающей волны.

Формула (XV.8) выражает граничное условие на поверхности зеркала, заключающееся в равенстве нулю тангенциальной составляющей напряженности результирующего электрического поля на поверхности зеркала. Кроме того, эта формула отражает законы геометрической оптики: 1) угол падения равен углу отражения и 2) луч падающий, луч отраженный и нормаль в точке падения лежат в одной плоскости.

Действительно, равенство (XV.8), кроме тривиального случая $\overline{e}_{\text{пад}}+\overline{e}_{\text{отр}}=0$, будет справедливо только тогда, когда результирующий вектор $\overline{e}_{\text{пад}}+\overline{e}_{\text{отр}}$ будет коллинеарен вектору нормали $\overline{n}$. Условия коллинеарности требуют выполнения указанных законов геометрической оптики.

Подставив (XV.7) в (XV.1), получим

$$\overline{j}=\frac{E_{\text{отр}}}{60\pi}[\overline{n}\times(\overline{i}_z\times\overline{e}_{\text{отр}})].$$

Раскроем двойное векторное произведение

$$\overline{n}\times(\overline{i}_z\times\overline{e}_{\text{отр}})=\overline{i}_z(\overline{n}\cdot\overline{e}_{\text{отр}})-\overline{e}_{\text{отр}}(\overline{n}\,\overline{i}_z).$$

Согласно рис. XV.5 скалярное произведение

$$\overline{n}\cdot\overline{i}_z=\cos\frac{\psi}{2}.$$

Кроме того,

$$\bar{n} \cdot \bar{e}_{\text{отр}} = \cos(\bar{n}, \bar{e}_{\text{отр}}).$$

Следовательно,

$$\bar{j} = \frac{E_{\text{отр}}}{60\pi}\left[\bar{i}_z \cos(\widehat{\bar{n}, e_{\text{отр}}}) - \bar{e}_{\text{отр}} \cos\frac{\psi}{2}\right]. \qquad \text{(XV.9)}$$

Величину $E_{\text{отр}}$ найдем с помощью следующих рассуждений. Облучатель излучает сферическую волну, следовательно, напряженность поля падающей волны у поверхности зеркала будет

$$E_{\text{пад}} = \frac{c}{\rho} F(\psi, \xi)\, \bar{e}^{jk\rho}. \qquad \text{(XV.10)}$$

Здесь c — некоторая постоянная, определяемая излучаемой мощностью и типом антенны;

$F(\psi, \xi)$ — диаграмма направленности облучателя.

Пренебрегая потерями в зеркале при отражении, можем считать, что коэффициент отражения равен единице и, следовательно, формула (XV.10) определяет также величину $E_{\text{отр}}$ у поверхности зеркала.

Если нам известны полная мощность P_Σ, излучаемая облучателем, и коэффициент направленного действия облучателя $D(\psi, \xi)$, как функция направления, то плотность тока на зеркале удобно выразить через эти величины. Мощность излучения в направлении ψ, ξ, отнесенная к единице телесного угла, равна

$$P(\psi, \xi) = \frac{P_\Sigma D(\psi, \xi)}{4\pi}. \qquad \text{(XV.11)}$$

Амплитуда напряженности поля E на поверхности сферы единичного радиуса, окружающей облучатель, определяется выражением

$$P(\psi, \xi) = \frac{|E|^2}{2 \cdot 120\pi}. \qquad \text{(XV.12)}$$

Приравнивая (XV.11) и (XV.12), находим значение E на поверхности сферы радиуса $\rho = 1$

$$E = \sqrt{60 P_\Sigma D(\psi, \xi)}\, e^{-jk1}.$$

На поверхности зеркала в точке с координатами ρ, ψ, ξ амплитуда напряженности поля будет

$$E=\frac{\sqrt{60P_\Sigma D(\psi,\ \xi)}}{\rho}\,\mathrm{e}^{-jk\rho}. \qquad (XV.13)$$

Эта же величина будет равна $E_{\text{отр}}$ в указанной точке Подставляя (XV.13) в (XV.9), получаем

$$\bar{j}=\frac{\sqrt{60P_\Sigma D(\psi,\ \xi)}}{60\pi\rho}\,\mathrm{e}^{-jk\rho}\times$$

$$\times\left[\bar{i}_z\cos(\widehat{\bar{n},\ \bar{e}_{\text{отр}}})-\bar{e}_{\text{отр}}\cos\frac{\psi}{2}\right]. \qquad (XV.14)$$

Подставляя (XV.10) в (XV.9), получаем другое выражение для плотности тока на поверхности зеркала

$$\bar{j}=c\,\frac{F(\psi,\ \xi)}{60\pi\rho}\,\mathrm{e}^{-jk\rho}\left[\bar{i}_z\cos(\widehat{\bar{n},\ \bar{e}_{\text{отр}}})-\bar{e}_{\text{отр}}\cos\frac{\psi}{2}\right]. \qquad (XV.15)$$

Формулы (XV.14) и (XV.15) совершенно одинаковые, если учесть, что

$$D(\psi,\ \xi)=D_{\text{макс}}F^2(\psi,\ \xi),$$

а c — постоянный коэффициент.

Таким образом, распределение плотности тока на поверхности зеркала нами найдено. Определим теперь поле в раскрыве посредством метода геометрической оптики. За исходное выражение можно взять формулу (XV.13), определяющую напряженность поля у поверхности зеркала. Так как отраженная волна — плоская, амплитуда ее поля на участке поверхность зеркала—раскрыв зеркала изменяться не будет, а будет меняться только ее фаза. Вследствие равенства оптической длины пути всех лучей фаза поля во всех точках плоскости раскрыва будет одинаковой и определится множителем $\mathrm{e}^{-jk(\rho+z_0-z)}=\mathrm{e}^{-jk(f+z_0)}$ (см. рис. XV.4). Таким образом, учитывая (XV.13), поле в раскрыве определится выражением

$$\bar{E}=\frac{\sqrt{60P_\Sigma D(\psi,\ \xi)}}{\rho}\,\mathrm{e}^{-jk(\varphi+z_0)}\bar{e}_{\text{отр}}. \qquad (XV.16)$$

Сравнивая (XV.16) с (XV.14), легко заметить, что поле в раскрыве пропорционально проекции вектора поверхностной плотности тока на плоскость раскрыва. Продольная составляющая тока, определяемая в (XV.14) членом с ортом $\bar{i}_z$, не создает поля в раскрыве, так как это поле является поперечным относительно оси z. Эта составляющая тока не создает поля вдоль оси z, т. е. в направлении максимального излучения. Однако в боковых направлениях составляющая $j_z\bar{i}_z$ создает излучение и, следовательно, влияет на образование боковых лепестков диаграммы направленности.

Формулы (XV.14), (XV.15) и (XV.16) очень просты по своей структуре. Однако практический расчет по ним несколько осложняется из-за необходимости определения проекций $\bar{e}_{отр}$. Хотя нахождение указанных проекций никаких принципиальных затруднений не встречает и задача является чисто геометрической, нередко она сопряжена с громоздкими вычислениями.

Здесь были приведены два способа решения первой части задачи об излучении зеркальной антенны: путем нахождения плотности токов на поверхности зеркала и путем определения поля в раскрыве зеркала методами геометрической оптики. Основное отличие в получаемых результатах заключается в том, что при втором способе не учитывается составляющая поля, обусловленная токами $j_z\bar{i}_z$. При нахождении поля излучения эта неточность не вызывает заметной погрешности в области главного лепестка, однако погрешность возрастает по мере перехода к области боковых лепестков. Таким образом, решение задачи путем нахождения поверхностных токов, является более точным. Однако не следует забывать, что оба метода являются приближенными. Для зеркал, весьма больших по сравнению с длиной волны, погрешность, даваемая методом геометрической оптики, становится одного порядка с погрешностями, обусловленными неточностью изготовления и другими факторами, которые не могут быть учтены в расчете. На практике применяются оба метода решения задачи.

с. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА НА ЗЕРКАЛЕ И ПОЛЯ В ЕГО РАСКРЫВЕ

Полученные формулы позволяют построить картину распределения тока на поверхности зеркала. Конкретное распределение тока можно получить только при рассмотрении конкретного облучателя. В качестве типичного примера рассмотрим случай облучения зеркала электрическим диполем с рефлектором в виде диска (рис. XV.8). Такой облучатель является однонаправленным и почти вся мощность излучения попадает на зеркало. Облучатель должен располагаться так, чтобы его электрический фазовый центр совпадал с фокусом зеркала (рис. XV.7). Учитывая, что фокусное расстояние зеркала много больше длины волны, а расстояние между диполем и дисковым рефлектором составляет всего четверть длины волны, облучатель можно считать точечным.

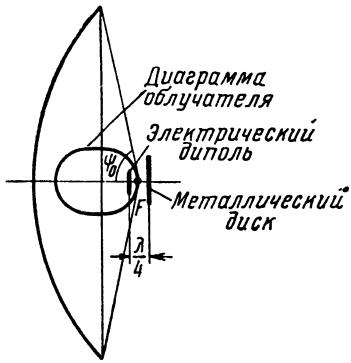


Рис. XV.8. Облучение параболического зеркала диполем с дисковым рефлектором.

Напишем выражения для поля, создаваемого облучателем. Пусть ось диполя будет параллельна оси x (рис. XV.7). Как известно формула (I.55), напряженность магнитного поля, создаваемая диполем без рефлектора, равна

$$\overline{H}=H_\varphi\overline{i}_\varphi=j\frac{Il}{2\lambda\rho}\sin\alpha e^{-jk\rho}\overline{i}_\varphi. \qquad \text{(XV.17)}$$

Здесь α — угол между осью диполя и направлением луча;
I — ток диполя;
l — длина диполя;
$\overline{i}_\varphi$ — орт, перпендикулярный направлению луча и лежащий в плоскости $x=\text{const}$.

Влияние дискового рефлектора приближенно учтем, заменив диск зеркальным изображением диполя. Тогда напряженность магнитного поля диполя с диском для передней полусферы $\left(0\leqslant\psi\leqslant\frac{\pi}{2}\right)$ будет равна

$$\overline{H}=-\frac{Il}{\lambda\rho}\sin\alpha\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)e^{-jk\rho}\overline{i}_\varphi. \qquad \text{(XV.17a)}$$

Для того чтобы найти проекции вектора $\overline{H}$ на координатные оси x, y, z необходимо найти соответствующие проекции орта $\overline{i_\varphi}$. Из рис. XV.7 видно, что

$$i_{\varphi x}=0; \quad i_{\varphi y}=\cos\beta; \quad i_{\varphi z}=\sin\beta.$$

Из этого рисунка также легко установить (например, проектируя единичный вектор луча $\overline{\rho_1}$ на оси x, y, z), что

$$\sin\alpha\cos\beta=\cos\psi.$$

Учитывая сказанное, проекции вектора $\overline{H}$ на оси x, y, z будут

$$\left.\begin{aligned} &H_x=0\\ &H_y=-\frac{Il}{\lambda\rho}\cos\psi\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)e^{-jk\rho}\\ &H_z=-\frac{Il}{\lambda\rho}\sqrt{\sin^2\alpha-\cos^2\psi}\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)e^{-jk\rho}\end{aligned}\right\}. \quad (XV.18)$$

Подставив значения проекций векторов $\overline{H}$ из (XV.18) и $\overline{n}$ из (XV.6) в (XV.5), получим формулы для составляющих плотности тока на зеркале

$$\left.\begin{aligned} &j_x=\frac{Il}{\lambda\rho}\left[\sin\frac{\psi}{2}\sin\xi\sqrt{\sin^2\alpha-\cos^2\psi}+\right.\\ &\qquad\left.+\cos\frac{\psi}{2}\cos\psi\right]\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)e^{-jk\rho}\\ &j_y=-\frac{Il}{\lambda\rho}\sin\frac{\psi}{2}\cos\xi\sqrt{\sin^2\alpha-\cos^2\psi}\times\\ &\qquad\times\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)e^{-jk\rho}\\ &j_z=\frac{Il}{\lambda\rho}\sin\frac{\psi}{2}\cos\xi\cos\psi\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)e^{-jk\rho}\end{aligned}\right\}. \quad (XV.19)$$

Формулы (XV.19) полностью определяют плотность тока на зеркале. Однако для расчета, а также для дальнейшего анализа зеркальных антенн они неудобны Более удобно перейти от сферических координат ρ, ψ, ξ к цилиндрическим R, ξ, z (рис. XV.4). В этом случае точка на поверхности зеркала будет определяться через координаты ее проекции на плоскость раскрыва (плоскость $z=z_0$).

Из рис. XV.7 видно, что

$$\cos\alpha = \frac{R\cos\xi}{\rho}. \qquad (XV.20)$$

Кроме того, из рис. XV.9 следует

$$\rho = \frac{R^2 + 4f^2}{4f} = \frac{R^2 + p^2}{2p}; \qquad (XV.21)$$

$$\cos\psi = \frac{p^2 - R^2}{p^2 + R^2}. \qquad (XV.22)$$

С учетом этих соотношений и после элементарных преобразований проекции плотности тока можно выразить формулами

$$\left.\begin{aligned} j_x &= \frac{2Ilp^2(p^2 - R^2\cos 2\xi)}{\lambda(p^2 + R^2)^{\frac{5}{2}}}\sin\left[\frac{\pi}{2}\,\frac{p^2 - R^2}{p^2 + R^2}\right] e^{-jk\frac{p^2+R^2}{2p}} \\ j_y &= -\frac{2Ilp^2R^2\sin 2\xi}{\lambda(p^2 + R^2)^{\frac{5}{2}}}\sin\left[\frac{\pi}{2}\,\frac{p^2 - R^2}{p^2 + R^2}\right] e^{-jk\frac{p^2+R^2}{2p}} \\ j_z &= \frac{2IlpR(p^2 - R^2)\cos\xi}{\lambda(p^2 + R^2)^{\frac{5}{2}}}\sin\left[\frac{\pi}{2}\,\frac{p^2 - R^2}{p^2 + R^2}\right] e^{-jk\frac{p^2+R^2}{2p}} \end{aligned}\right\}. \qquad (XV.23)$$

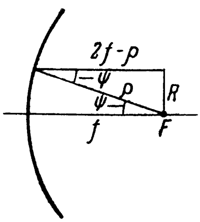


Рис. XV.9. К нахождению связи между сферическими и цилиндрическими координатами зеркала.

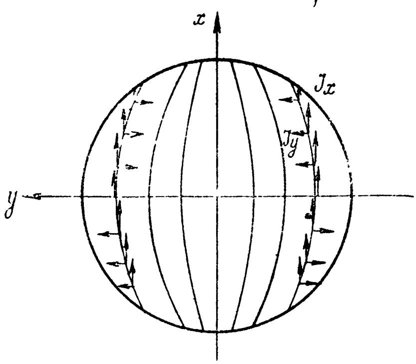


Рис. XV.10. Распределение токов на зеркале.

Построенная по формуле (XV.23) картина распределения токов на зеркале показана на рис. XV.10. Как видно из рисунка, составляющие j_x имеют одинаковое направление во всех точках зеркала. Они создают основную поляризацию поля в раскрыве. Составляющие j_y имеют противоположное направление в различных квадрантах, они создают паразитную поляризацию. Составляющие j_z на рисунке не показаны. Как составляющие j_y, так и составляющие j_z не создают поля излучения в направлении оси z, но участвуют в формировании боковых лепестков.

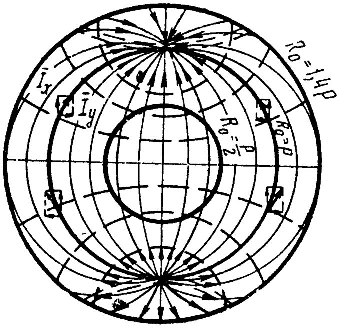


Рис. XV.11. Конфигурация линий электрического и магнитного поля для зеркал различной глубины.

Показанная на рис. XV.10 картина распределения тока одновременно является картиной распределения электрических линий поля в раскрыве зеркала. Эта картина построена для мелкого (длиннофокусного) зеркала. На рис. XV.11 показана конфигурация линий электрического и магнитного полей для глубокого зеркала. На этом рисунке приведены концентрические окружности, соответствующие различным значениям $\frac{R_0}{p}$ и как бы вырезающие из глубого зеркала часть, соответствующую более мелким зеркалом.

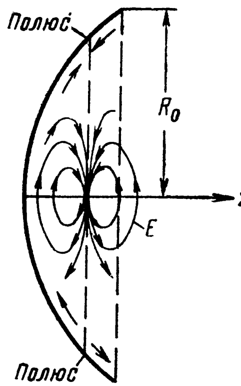


Рис. XV.12. К объяснению причин образования вредных зон.

В случае глубокого зеркала на нем образуются *полюсы*, т. е. точки, в которых поле равно нулю. Кроме того, на зеркале за полюсами образуются зоны, в которых направление векторов поля, (или векторов плотности тока) противоположно направлению соответствующих векторов на основной части зеркала. Эти зоны создают в направлении максимального излучения поле противоположной фазы и поэтому называются *вредными зонами*. Причину появления вредных зон легко понять из рис. XV.12. Она заключается в перемене направления вектора $\overline{E}$ у поверхности зеркала, когда координата z становится больше f.

На практике обычно применяются мелкие и средние зеркала, у которых $R_0 \leqslant p$, и, следовательно, вредные зоны отсутствуют. Если по каким-либо причинам применяется глубокое зеркало ($R_0 > p$), то участки его с вредными зонами целесообразно вырезать.

Показанные на рис. XV.10 и XV.11 картины распределения тока на зеркале (или поля в его раскрыве) построены для случая, когда облучателем являлся электрический диполь с рефлектором. На практике применяются однонаправленные облучатели различных типов. Однако их диаграммы направленности в пределах телесного угла $2\psi_0$, под которым видно зеркало из фокуса, незначительно отличаются от диаграммы направленности электрического диполя с рефлектором в этом же угле. Поэтому приведенные картины распределения тока (или поля) являются типичными для большинства практических случаев.

7. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗЕРКАЛА

Как уже указывалось, поле излучения зеркала может быть рассчитано либо по распределению тока на его поверхности, либо по распределению поля в его раскрыве. Первый метод является более точным. В предельном случае, когда длина волны стремится к нулю (т. е. становится очень малой по сравнению с радиусом кривизны и радиусом раскрыва зеркала), оба метода дают одинаковые результаты.

Произведем расчет поля излучения зеркала, основываясь на найденном распределении плотности тока на его поверхности (формулы (XV.23) и рис. (XV.10).

Поле в произвольной точке M дальней зоны будет

$$E = E_\theta \overline{i}_\theta + E_\varphi \overline{i}_\varphi, \qquad \text{(XV.24)}$$

где согласно (1.64) и (1.65)

$$E_\theta = -j\frac{e^{-jkr_0}}{2\lambda r_0}[120\pi(N_x\cos\theta\cos\varphi + N_y\cos\theta\sin\varphi - N_z\sin\theta)]; \qquad \text{(XV.25)}$$

$$E_\varphi = j\frac{e^{-jkr_0}}{2\lambda r_0}[120\pi(N_x\sin\varphi - N_y\cos\varphi]. \qquad \text{(XV.26)}$$

Здесь N_x, N_y, N_z — составляющие вектора излучения, определяемые соответствующими составляющими вектора плотности тока на зеркале. Углы θ и φ, а также расстояние r_0 до точки наблюдения M показаны на рис. XV.13.

В произвольной точке M поле будет иметь обе составляющие E_θ и E_φ, которые в общем случае будут

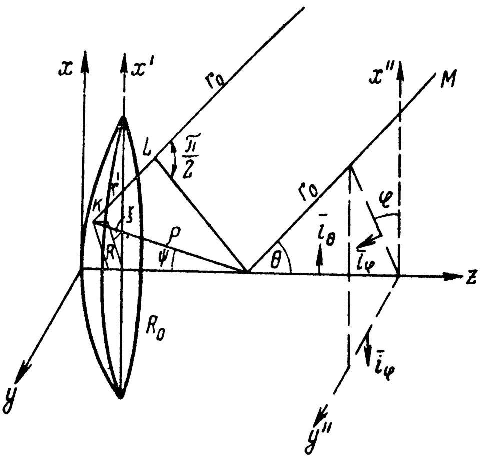


Рис. XV.13. К выводу формулы поля излучения зеркальной антенны.

сдвинуты по фазе и, следовательно, поле будет поляризовано эллиптически. В главных плоскостях — плоскостях вектора $\bar{E}$ (плоскость xz) и вектора $\bar{H}$ (плоскость yz) — угол $\varphi=0$ и $\varphi=\frac{\pi}{2}$ соответственно и поле имеет линейную поляризацию, определяемую основной поляризацией поля в раскрыве (составляющей j_x плотности тока).

Рассмотрим поле излучения в главных плоскостях. В плоскости $\bar{E}$ поле создается только составляющими j_x и j_z. Паразитная поляризация, обусловленная составляющими j_y, поля в этой плоскости не создаст, так как токи j_y в точках, симметричных относительно плоскости xz, сдвинуты по фазе на 180° (рис. XV.10). Поле в этой плоскости имеет только одну составляющую E_θ, лежащую в E-плоскости, что вытекает также из формул (XV.25) и (XV.26).

В плоскости $\overline{H}$ угол $\varphi=\frac{\pi}{2}$ и поле имеет только одну составляющую E_φ, которая перпендикулярна к $\overline{H}$-плоскости (рис. XV.13). Поле в этой плоскости создается только одной составляющей плотности тока j_x. Составляющие тока j_y поля в плоскости $\overline{H}$ также не создают, так как в любой паре точек, расположенных симметрично относительно плоскости yz, они находятся в противофазе (рис. XV.10).

Продольная составляющая тока j_z играет роль в формировании поля лишь в направлениях, составляющих сравнительно большой угол с осью z, т. е. с направлением максимального излучения. При расчете поля излучения антенн, создающих узкую диаграмму направленности, составляющая j_z обычно не учитывается.

Таким образом, для расчета поля излучения в главных плоскостях можно ограничиться учетом только одной составляющей плотности тока j_x.

Напряженность электрического поля в главных плоскостях будет

$$\dot{\overline{E}}_E=E_\theta\overline{i}_\theta=-j\frac{60\pi}{\lambda}\frac{e^{-jkr_0}}{r_0}N_x\cos\theta\overline{i}_\theta; \qquad (XV.27)$$

$$\overline{E}_H=E_\varphi\overline{i}_\varphi=j\frac{60\pi}{\lambda}\frac{e^{-jkr_0}}{r_0}N_x\overline{i}_\varphi. \qquad (XV.28)$$

Составляющая вектора излучения N_x определится выражением

$$N_x=\int\limits_S j_x e^{-jkr'}dS, \qquad (XV.29)$$

где dS — элемент поверхности параболоида.
Интегрирование ведется по всей облучаемой поверхности S параболоида.

Для нахождения поля излучения нам удобно использовать сферическую систему координат r, θ, φ с началом в фокусе F (рис. XV.13). За начальную фазу примем фазу луча длиной r_0, идущего из F прямо в точку M. Учитывая, что фазовый множитель e^{-jkr_0} в формулах

(XV.27) и (XV.28) уже имеется, величину r' мы должны принять равной

$$r' = \overline{kL}. \qquad \text{(XV.30)}$$

Длина отрезка $\overline{kL}$ (рис. XV.13) равна проекции радиуса-вектора $\bar{\rho}$ на направление радиуса-вектора $\bar{r}$. Эту длину можно определить как скалярное произведение вектора $\bar{\rho}$ на единичный вектор $\bar{r}_1$. Скалярное произведение легко найти, разложив предварительно векторы по трем любым взаимноперпендикулярным осям. В нашем случае такими осями удобно взять следующие:

1) ось z,

2) перпендикуляр к оси z, лежащий в плоскости zr,

3) перпендикуляр к плоскости zr.

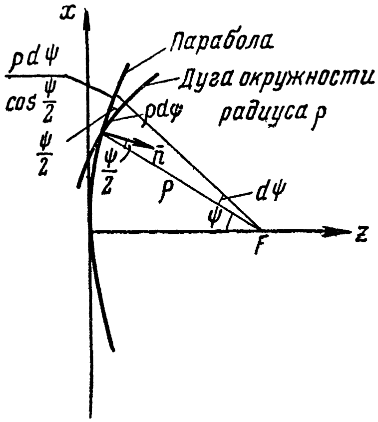


Рис. XV.14. К определению элемента поверхности параболоида.

Единичный вектор $\bar{r}_1$ имеет следующие проекции на эти оси: $\cos\theta$, $\sin\theta$, 0 — соответственно. Вектор $\bar{\rho}$ имеет проекции на первые две оси: $\rho\cos\psi$ и $-\rho\sin\psi\cos(\varphi-\xi)$. Следовательно,

$$r' = \rho\cos\psi\cos\theta - \rho\sin\psi\cos(\varphi-\xi)\sin\theta. \qquad \text{(XV.31)}$$

Поле излучения, создаваемое параболическими зеркалами, обычно достаточно велико лишь в пределах небольшого телесного угла вблизи оптической оси зеркала (оси z). Поэтому изменением величины $\cos\theta$ в (XV.31) можно пренебречь, считая $\cos\theta \approx 1$. Учитывая, кроме того, что $\rho\sin\psi = R$, и переходя посредством (XV.21) и (XV.22) к цилиндрическим координатам R, ξ, z, перепишем формулу (XV.31) в виде

$$r' = \frac{p^2 - R^2}{2p} - R\sin\theta\cos(\varphi-\xi). \qquad \text{(XV.32)}$$

Элемент поверхности параболоида определим как прямоугольник, очерчиваемый радиус-вектором ρ, когда углы ψ и ξ получают приращение $d\psi$ и $d\xi$. Одна сторона прямоугольника очевидно будет равна $\rho\sin\psi d\xi$, другая, как видно из рис. XV.14, — $\rho\dfrac{d\psi}{\cos\frac{\psi}{2}}$. Следовательно,

$$dS=\rho\sin\psi d\xi\,\frac{\rho d\psi}{\cos\frac{\psi}{2}}=2\rho^2\sin\frac{\psi}{2}\,d\psi d\xi. \qquad \text{(XV.33)}$$

Замечая, что $\rho\, d\psi=dR$, и выражая ρ и $\sin\frac{\psi}{2}$ через цилиндрические координаты, получаем

$$dS=\frac{R\,(R^2+p^2)^{\frac{1}{2}}}{p}\,dRd\xi. \qquad \text{(XV.33a)}$$

Подставляя в (XV.29) найденные значения r' и dS, а также значение j_x из (XV.23), получаем формулу для расчета проекции вектора излучения

$$N_x=\frac{2Ilp}{\lambda}\,e^{-jkp}\int\limits_0^{R_0}\int\limits_0^{2\pi}\frac{R\,(p^2-R^2\cos 2\xi)}{(p^2+R^2)^2}\sin\left[\frac{\pi}{2}\frac{p^2-R^2}{p^2+R^2}\right]\times$$

$$\times\, e^{jkR\sin\theta\cos(\varphi-\xi)}dRd\xi. \qquad \text{(XV.34)}$$

Несмотря на то, что мы ищем поле излучения только в плоскостях $\bar{E}$ и $\bar{H}$, для которых $\varphi=0$ или $\varphi=\frac{\pi}{2}$, угол φ в показателе степени в (XV.34) сохраняем с целью избежать повторения формул для двух плоскостей. Значение угла φ подставим в окончательный результат. Проинтегрировав (XV.34) по ξ*, получим

$$N_x=\frac{4\pi Ilp}{\lambda}\,e^{-jkp}\left[\int\limits_0^{R_0}\frac{p^2R}{(p^2+R^2)^2}\sin\left[\frac{\pi}{2}\frac{p^2-R^2}{p^2+R^2}\right]J_0(kR\sin\theta)\,dR+\right.$$

$$\left.+\int\limits_0^{R_0}\frac{R^3\cos 2\varphi}{(p^2+R^2)^2}\sin\left[\frac{\pi}{2}\frac{p^2-R^2}{p^2+R^2}\right]J_2(kR\sin\theta)\,dR\right]. \qquad \text{(XV.35)}$$

---

* Удобно использовать известное соотношение

$$J_n(z)=\frac{j^{-n}}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi}e^{jz\cos\xi}\cos n\xi d\xi.$$

Для упрощения интегрирования по R используем следующие аппроксимации, допустимость которых в интервале $0 \leqslant \frac{R}{p} \leqslant 1$ подтверждает непосредственная подстановка

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{\left(1+\frac{R^2}{p^2}\right)^2} \sin\left[\frac{\pi}{2}\,\frac{1-\frac{R^2}{p^2}}{1+\frac{R^2}{p^2}}\right] \approx \\ &\approx 0{,}74 J_0\left(3{,}5\,\frac{R}{p}\right) + 0{,}26 \\ &\frac{\left(\frac{R}{p}\right)^2}{\left(1+\frac{R^2}{p^2}\right)^2} \sin\left[\frac{\pi}{2}\,\frac{1-\frac{R^2}{p^2}}{1+\frac{R^2}{p^2}}\right] \approx \\ &\approx 0{,}25 J_2\left(5{,}25\,\frac{R}{p}\right) \end{aligned}\right\}. \tag{XV.36}$$

После подстановки (XV.36) в (XV.35) интегралы в последнем равенстве легко берутся с помощью известных формул для функций Бесселя:

$$\int x J_n(\alpha x) J_n(\beta x)\,dx = \frac{\beta x J_n(\alpha x) J_{n-1}(\beta x) - \alpha x J_{n-1}(\alpha x) J_n(\beta x)}{\alpha^2 - \beta^2},$$

$$\int x J_0(x)\,dx = x J_1(x),$$

$$J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x). \tag{XV.37}$$

После интегрирования и подстановки значения N_x в (XV.27) или (XV.28) получаем следующие формулы для поля в главных плоскостях:

$$E = \frac{240\pi^2 R_0 I l}{\lambda^2 p}\,\frac{e^{-jkr}}{r}\left[0{,}74\,\frac{\alpha J_1(\alpha R_0) J_0(\beta R_0) - \beta J_0(\alpha R_0) J_1(\beta R_0)}{\alpha^2 - \beta^2} + \right.$$

$$+ 0{,}26\,\frac{J_1(\beta R_0)}{\beta} + 0{,}25 \cos 2\varphi \times$$

$$\left. \times \frac{\beta J_2(1{,}5\alpha R_0) J_1(\beta R_0) - 1{,}5\alpha J_1(1{,}5\alpha R_0) J_2(\beta R_0)}{(1{,}5\alpha)^2 - \beta^2}\right]. \tag{XV.38}$$

Здесь

$$\alpha = \frac{3,5}{p}; \quad \beta = k \sin \theta,$$

$$r = r_0 + p,$$

$$\varphi = \begin{cases} 0 \text{ для плоскости } \overline{E}, \\ \frac{\pi}{2} \text{ для плоскости } \overline{H}. \end{cases}$$

Формула (XV.38) определяет поле в плоскости $\overline{E}$, если $\varphi=0$, и поле в плоскости $\overline{H}$, если $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Построенные по (XV.38) диаграммы направленности для $\overline{E}$- и $\overline{H}$-плоскостей и для различных значений $\frac{R_0}{p}$

Рис. XV.15. Диаграммы направленности параболоида, облучаемого диполем с дисковым рефлектором.

приведены на рис. XV.15. Из сравнения кривых, представленных на рисунке, видно, что диаграммы направленности в плоскости $\overline{H}$ получаются более острыми. Это объясняется тем, что в плоскости $\overline{H}$ поле в раскрыве зеркала (или плотность токов j_x на его поверхности) распределено более равномерно, чем в плоскости $\overline{E}$. Различие в распределении обусловлено направленными свойствами облучателя.

Диаграммы направленности для зеркал различной глубины также различны. Это объясняется различием в распределении амплитуд поля в раскрыве зеркал. Более мелкие зеркала облучаются более равномерно. Вследствие этого *главный лепесток у мелких зеркал получается более узким, но зато боковые лепестки возрастают*. Ниже приводится таблица, в которой даны значения угла раствора $2\theta_0$ диаграммы направленности по половине мощности и уровни боковых лепестков для зеркал различной глубины.

Таблица XV.1

$\frac{R_0}{p}$	$[kR_0 \sin\theta_0]_H$	$(2\theta_0)\ H$	$[kR_0 \sin\theta_0]_E$	$(2\theta_0)\ E$	Уровень боковых лепестков, *дб*			
					H_1	H_2	E_1	E_2
0,4	1,67	$61^\circ \frac{\lambda}{2R_0}$	1,73	$63^\circ \frac{\lambda}{2R_0}$	—	—	—	—
0,6	1,73	$63^\circ \frac{\lambda}{2R_0}$	1,95	$71^\circ \frac{\lambda}{2R_0}$	16	20	20	25
0,8	1,90	$70^\circ \frac{\lambda}{2R_0}$	2,27	$83^\circ \frac{\lambda}{2R_0}$	24	29	25	29
1,0	2,17	$79^\circ \frac{\lambda}{2R_0}$	2,63	$96^\circ \frac{\lambda}{2R_0}$	27	30	26	30

В этой таблице H_1 и H_2 — первый и второй боковые лепестки в плоскости $\overline{H}$; E_1 и E_2 — соответствующие лепестки в плоскости $\overline{E}$.

Приведенные в таблице данные являются ориентировочными. На практике соответствующие величины могут изменяться в зависимости от ряда факторов (типа облучателя, точности изготовления антенны, точности фокусировки и т. п.).

8. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ И КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ

Коэффициент направленного действия параболической антенны удобно определять через эффективную поверхность

$$D = \frac{4\pi A}{\lambda^2} = \frac{4\pi S \nu}{\lambda^2}, \qquad \text{(XV.39)}$$

где $S = \pi R_0^2$ — геометрическая площадь раскрыва;

ν — коэффициент использования поверхности раскрыва.

Коэффициент ν полностью определяется характером распределения поля в раскрыве зеркала или токов на его поверхности. Его величина зависит от типа облучателя и формы (т. е. глубины) зеркала.

На рис. XV.16 показана зависимость коэффициента использования поверхности раскрыва ν от угла раскрыва ψ_0 для случая, когда облучателем является диполь

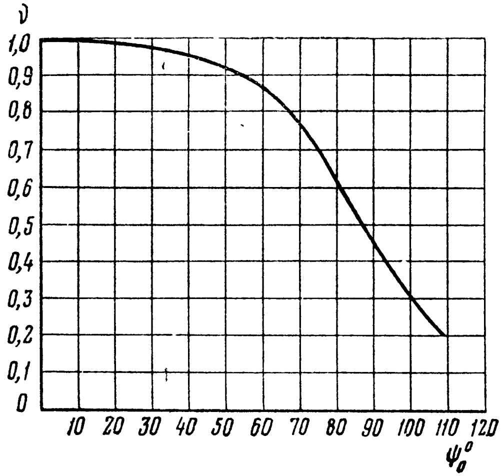


Рис. XV.16 Зависимость коэффициента использования поверхности раскрыва от угла раскрыва зеркала. Облучатель — диполь с дисковым рефлектором.

с дисковым рефлектором. Как уже указывалось, распределение поля в раскрыве зеркала, облучаемого таким облучателем, является типичным для многих практических случаев.

Из приведенного рисунка видно, что коэффициент ν достигает величины, равной 1, когда $\psi_0 \to 0$. Это объясняется тем, что поле в раскрыве очень мелких зеркал близко к равномерному. С увеличением глубины зеркала коэффициент ν довольно быстро падает.

Коэффициент направленного действия, определяемый по (XV.39), не учитывает потерь энергии на рассеивание, т. е. потерь энергии, проходящей от облучателя мимо зеркала (рис. XV.17). Поэтому *КНД параболических зеркал в отличие от рупорных антенн не является* *параметром, достаточно полно характеризующим выигрыш, получаемый от применения направленной антенны.* Для более полной характеристики следует использовать такой параметр, *как коэффициент усиления* антенны. Последний, как известно, определяется формулой

$$G = D \cdot \eta = \frac{4\pi S}{\lambda^2} \nu\eta, \qquad \text{(XV.40)}$$

где η — коэффициент полезного действия.

Тепловыми потерями электромагнитной энергии на поверхности зеркала можно пренебречь. Тогда под к. п. д.

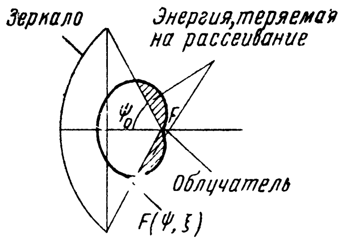


Рис. XV.17. Потери на рассеивание энергии облучателя.

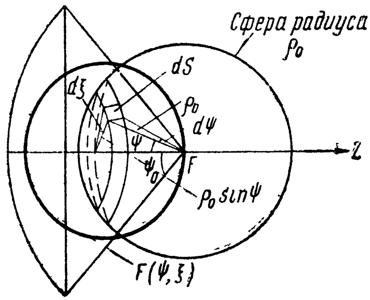


Рис. XV.18. К определению к. п. д. зеркальной антенны.

параболической антенны следует понимать отношение мощности, попадающей на поверхность зеркала $P_{\Sigma\,зерк}$ к полной мощности излучения облучателя P_Σ:

$$\eta = \frac{P_{\Sigma\,зерк}}{P_\Sigma}. \qquad \text{(XV.41)}$$

Для определения этого отношения окружим облучатель сферой радиуса ρ_0 (рис. XV.18). Элемент поверхности сферы равен

$$dS = \rho_0 d\psi \rho_0 \sin\psi d\xi = \rho_0^2 \sin\psi d\psi d\xi.$$

Полная мощность излучения облучателя определится выражением

$$P_\Sigma = \int_S \frac{E^2}{120\pi \cdot 2} dS = \int_{\psi=0}^{\pi} \int_{\xi=0}^{2\pi} \frac{|E(\rho_0, 0, 0)|^2 F^2(\psi, \xi)}{240\pi} \rho_0^2 \sin\psi d\psi d\xi.$$

Здесь $|\dot{E}(\rho_0, 0, 0)|$ — амплитуда напряженности поля в направлении максимального излучения облучателя;

$F(\psi, \xi)$ — нормированная диаграмма направленности облучателя.

Соответственно, мощность излучения, попадающего на зеркало, будет

$$P_{\Sigma\,\text{зерк}} = \int\limits_{\psi=0}^{\psi_0} \int\limits_{\xi=0}^{2\pi} \frac{|E(\rho_0, 0, 0)|^2}{240\pi} F^2(\psi, \xi)\, \rho_0^2 \sin\psi d\psi d\xi.$$

Таким образом, коэффициент полезного действия параболической антенны будет равен

$$\eta = \frac{\int\limits_{0}^{\psi_0}\int\limits_{0}^{2\pi} F^2(\psi, \xi) \sin\psi d\psi d\xi}{\int\limits_{\psi=0}^{\pi}\int\limits_{\xi=0}^{2\pi} F^2(\psi, \xi) \sin\psi d\psi d\xi}. \qquad \text{(XV.42)}$$

Из выражения (XV.42) видно, что к. п. д. целиком определяется диаграммой направленности облучателя и величиной ψ_0. Очевидно, чем больше угол ψ_0, т. е. чем глубже зеркало, тем большая часть излученной энергии попадает на зеркало и, следовательно, тем больше к. п. д. Таким образом характер изменения функции $\eta=\eta(\psi_0)$ противоположен характеру изменения функции $\nu=\nu(\psi_0)$.

Вычислим к. п. д. η для случая, когда облучателем является диполь с дисковым рефлектором. Диаграмма такого облучателя согласно (XV.17а) равна

$$F(\alpha, \psi) = \begin{cases} \sin\alpha \sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right) \text{ для } 0 \leqslant \psi \leqslant \frac{\pi}{2}, \\ 0 \text{ для } \frac{\pi}{2} \leqslant \psi \leqslant \pi. \end{cases} \qquad \text{(XV.43)}$$

Для дальнейших вычислений необходимо выразить угол α через углы ψ и ξ. Для этого рассмотрим рис. XV.19, на котором плоскость $x'y'$ параллельна плоскости раскрыва зеркала и проходит через точку M

на его поверхности, а все обозначения соответствуют ранее принятым. Из рисунка видно, что

$$MM' = \rho\cos\alpha = R\cos\xi,$$

$$R = \rho\sin\psi.$$

Отсюда

$$\cos\alpha = \sin\psi\cos\xi; \quad \sin\alpha = \sqrt{1 - \sin^2\psi \cdot \cos^2\psi}. \qquad \text{(XV.44)}$$

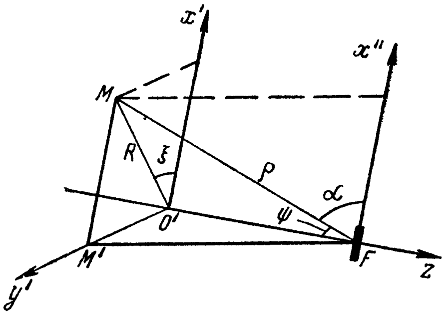


Рис XV.19. К нахождению связи между углами α, ψ, ξ.

Таким образом,

$$\eta = \frac{\int\limits_0^{\psi_0}\int\limits_0^{2\pi}(1 - \sin^2\psi\cos^2\xi)\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)\sin\psi d\psi d\xi}{\int\limits_{\psi=0}^{\frac{\pi}{2}}\int\limits_{\xi=0}^{2\pi}(1 - \sin^2\psi\cos^2\xi)\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)\sin\psi d\psi d\xi}. \qquad \text{(XV.45)}$$

В формуле (XV.45) интегрирование по ψ производится от 0 до $\frac{\pi}{2}$, так как мы считаем, что облучатель излучает только в переднюю полусферу.

Интегрирование в (XV.45) упростится, а результат изменится незначительно, если положить $\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right) \approx \approx \cos^2\psi$. В этом случае интеграл легко берется и к. п. д. оказывается равным

$$\eta = 1 - \frac{5}{8}\cos^3\psi_0 - \frac{3}{8}\cos^5\psi_0. \qquad \text{(XV.46)}$$

Построенная по (XV.46) зависимость η от ψ_0 показана на рис. XV.20.

Коэффициент усиления G зеркальной антенны согласно (XV.40) пропорционален произведению $\nu\eta$. Вследствие разного характера зависимости сомножителей от ψ_0 это произведение должно иметь максимум. На рис. XV.20 также показана зависимость произведения $\nu\eta$ от величины ψ_0 для рассмотренного выше случая, когда облучателем является диполь с дисковым рефлектором. Из представленной кривой следует, что наибольший коэффициент усиления с данным облучателем получается у зеркала, имеющего $\psi_0 \approx 60°$.

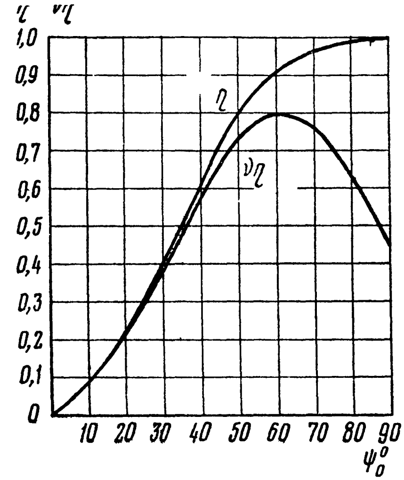


Рис. XV.20. Зависимость к. п. д. и эффективности антенны от угла ψ_0 раскрыва зеркала.

Облучатель — диполь с дисковым рефлектором.

Мы рассмотрели определение коэффициента усиления параболического зеркала на примере параболоида, облучаемого диполем с дисковым рефлектором. Изложенный метод позволяет хорошо понять связь коэффициента усиления с параметрами зеркала и облучателя, но требует вычисления коэффициента использования поверхности раскрыва ν и коэффициента полезного действия η. Обе эти величины всецело определяются направленными свойствами облучателя и углом раскрыва параболоида ψ_0. Поэтому логично вывести единую формулу, связывающую коэффициент усиления зеркала G с углом ψ_0 и диаграммой направленности облучателя.

Для ее вывода удобно определить коэффициент усиления G следующим образом:

$$G = \frac{|E(r_0, 0, 0)|^2}{|E_0(r_0)|^2}\eta = \frac{|E(r_0, 0, 0)|^2}{|E_0(r_0)|^2}\frac{P_{\Sigma\,\text{зерк}}}{P_\Sigma}. \qquad (XV.47)$$

Здесь $E(r_0, 0, 0)$ — амплитуда поля, создаваемого зеркалом в направлении максимального излучения (т. е. вдоль оптической оси) на расстоянии r_0 от фокуса;

$E_0(r_0)$ — амплитуда поля на расстоянии r_0 условного абсолютно ненаправленного излучателя, мощность излучения которого равна мощности, проходимой через раскрыв зеркала.

Согласно определению

$$|E_0(r_0)|^2 = \frac{P_{\Sigma\,\text{зерк}} \cdot 240\pi}{4\pi r_0^2}. \qquad \text{(XV.48)}$$

Величину $|E(r_0, 0, 0)|$ найдем из (XV.27)

$$|E(r_0, 0, 0)| = \frac{60\pi}{\lambda r_0} |N_x|_{\theta=0}. \qquad \text{(XV.49)}$$

Подставляя значения $|E_0(r_0)|^2$ и $|E(r_0, 0, 0)|^2$ в (XV.47), получаем

$$G = \frac{60\pi^2}{\lambda^2 P_\Sigma} |N_x|^2_{\theta=0}. \qquad \text{(XV.50)}$$

Составляющая N_x вектора излучения согласно (XV.29) и с учетом (XV.31) и (XV.33) для направления $\theta=0$ будет равна

$$N_{x\,\theta=0} = \int\limits_{\psi=0}^{\psi_0} \int\limits_{\xi=0}^{2\pi} j_x e^{-jk\rho\cos\psi} 2\rho^2 \sin\frac{\psi}{2}\, d\psi d\xi. \qquad \text{(XV.51)}$$

Проекцию плотности тока j_x определим из (XV.14). В общем случае x-я составляющая единичного вектора $\bar{e}_{\text{отр}}$ (формула (XV.14) из-за наличия паразитной поляризации является функцией углов ψ и ξ. Однако для неглубоких зеркал $\left(\psi_0 \leqslant \frac{\pi}{2}\right)$, изменением $e_{x\,\text{отр}}$ можно пренебречь. Тогда

$$j_x = \frac{\sqrt{60 P_\Sigma D_{\text{обл}}(\psi, \xi)}}{60\pi\rho} \cos\frac{\psi}{2}\, e^{-jk\rho}. \qquad \text{(XV.52)}$$

Подставив значение j_x в (XV.51) и использовав формулу (XV.2), найдем, что

$$N_x = \frac{\sqrt{60 P_\Sigma} \cdot p}{60\pi} e^{-jkp} \int\limits_0^{\psi_0} \int\limits_0^{2\pi} \sqrt{D_{\text{обл}}(\psi, \xi)}\, \mathrm{tg}\, \frac{\psi}{2}\, d\psi d\xi. \qquad \text{(XV.53)}$$

Заметим, что к. н. д. облучателя в направлении, определяемом углами ψ, ξ, равен

$$D_{\text{обл}}(\psi, \xi) = D_{\text{обл макс}} F^2(\psi, \xi).$$

В дальнейшем, для сокращения записи $D_{\text{обл макс}}$ заменяем D. С учетом сказанного и после подстановки (XV.53) в (XV.50) получим искомое выражение для коэффициента усиления

$$G = \frac{p^2}{\lambda^2} D \left| \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F(\psi, \xi) \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} d\psi d\xi \right|^2. \qquad \text{(XV.54)}$$

Параметр параболоида p связан с радиусом раскрыва R_0 и углом раскрыва ψ_0 согласно (XV.4) равенством $p = R_0 \operatorname{ctg} \frac{\psi_0}{2}$. Учитывая это, формула (XV.54) может быть записана в виде

$$G = \frac{4\pi S}{\lambda^2} \frac{D}{4\pi^2} \operatorname{ctg}^2 \frac{\psi_0}{2} \left| \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F(\psi, \xi) \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} d\psi d\xi \right|^2. \qquad \text{(XV.55)}$$

Если диаграмма направленности облучателя не зависит от угла ξ (т. е. геометрически представляет собой поверхность тела вращения вокруг оптической оси зеркала), формула (XV.55) упрощается и принимает вид

$$G = \frac{4\pi S}{\lambda^2} D \operatorname{ctg}^2 \frac{\psi_0}{2} \left| \int_0^{\psi_0} F(\psi) \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} d\psi \right|^2. \qquad \text{(XV.56)}$$

Напомним, что здесь

D — коэффициент направленного действия облучателя;

$F(\psi, \xi)$ или $F(\psi)$ — нормированная диаграмма облучателя;

S — площадь раскрыва зеркала;

ψ_0 — угол раскрыва зеркала.

Если к. н. д. D облучателя заранее неизвестен, а подлежит расчету, то формулы (XV.55) и (XV.56) могут быть записаны в следующем виде:

$$G=\frac{4\pi S}{\lambda^2}\,\frac{\operatorname{ctg}^2\frac{\psi_0}{2}\left|\int\limits_0^{\psi_0}\int\limits_0^{2\pi}F(\psi,\xi)\operatorname{tg}\frac{\psi}{2}\,d\psi d\xi\right|^2}{\pi\int\limits_{\psi=0}^{\pi}\int\limits_{\xi=0}^{2\pi}F^2(\psi,\xi)\sin\psi d\psi d\xi} \tag{XV.57}$$

или

$$G=\frac{4\pi S}{\lambda^2}\,\frac{2\operatorname{ctg}^2\frac{\psi_0}{2}\left|\int\limits_0^{\psi_0}F(\psi)\operatorname{tg}\frac{\psi}{2}\,d\psi\right|^2}{\int\limits_0^{\pi}F^2(\psi)\sin\psi d\psi}. \tag{XV.58}$$

Обозначив произведение $\nu\eta$ буквой g и сопоставив (XV.57) и (XV.58) с (XV.40), заметим, что

$$\nu\eta=g=\frac{\operatorname{ctg}^2\frac{\psi_0}{2}\left|\int\limits_0^{\psi_0}\int\limits_0^{2\pi}F(\psi,\xi)\operatorname{tg}\frac{\psi}{2}\,d\psi d\xi\right|^2}{\pi\int\limits_0^{\pi}\int\limits_0^{2\pi}F^2(\psi,\xi)\sin\psi d\psi d\xi} \tag{XV.59}$$

или в случае диаграммы направленности облучателя с осевой симметрией

$$g=\frac{2\operatorname{ctg}^2\frac{\psi_0}{2}\left|\int\limits_0^{\psi_0}F(\psi)\operatorname{tg}\frac{\psi}{2}\,d\psi\right|^2}{\int\limits_0^{\pi}F^2(\psi)\sin\psi d\psi}. \tag{XV.60}$$

Из этих формул наглядно видно, что произведение $\nu\eta=g$, называемое эффективностью антенны, является функцией только угла раскрыва ψ_0 зеркала и диаграммы направленности $F(\psi, \xi)$ облучателя. По формулам (XV.59) и (XV.60) может быть вычислена величина g (а следовательно, и коэффициент усиления) для любой параболической зеркальной антенны.

Выше на примере зеркала с облучателем в виде диполя с дисковым рефлектором было показано, что функция $g=g(\psi_0)$ имеет максимум. Очевидно, эта функция экстремальна и при других облучателях. Найдем максимальное значение функции $g(\psi_0)$ в общем виде, т. е. для произвольного облучателя. Для этого найдем производную $\frac{dg}{d\psi_0}$ и приравняем ее нулю. В результате получим

$$2\sin^2\frac{\psi_0}{2}\int_0^{2\pi} F(\psi_0, \xi)\,d\xi = \int_0^{\psi_0}\int_0^{2\pi} F(\psi, \xi)\,\mathrm{tg}\,\frac{\psi}{2}\,d\psi d\xi \qquad \text{(XV.61)}$$

или для диаграммы с осевой симметрией

$$2\sin^2\frac{\psi_0}{2}F(\psi_0) = \int_0^{\psi_0} F(\psi)\,\mathrm{tg}\,\frac{\psi}{2}\,d\psi. \qquad \text{(XV.62)}$$

Решая (например, графическим методом) уравнения (XV.61) и (XV.62) относительно ψ_0, найдем такое значение угла раскрыва зеркала, когда функция $g(\psi_0)$ максимальна.

Диаграммы направленности практически применяемых облучателей в первом приближении могут быть аппроксимированы выражением

$$F(\psi) = \begin{cases} \cos^n\psi & 0 \leqslant \psi \leqslant \frac{\pi}{2} \\ 0 & \frac{\pi}{2} \leqslant \psi \leqslant \pi, \end{cases} \qquad \text{(XV.63)}$$

где $n=1$ или 2.

На рис. XV.21 показана зависимость $g = g(\psi_0)$ для облучателей с диаграммой вида (XV.63). Функция $g(\psi_0)$ имеет отчетливо выраженный максимум.

9. ОБЛУЧАТЕЛИ ЗЕРКАЛ

Основные требования, предъявляемые к облучателям зеркал, имеющих форму параболоидов вращения, заключаются в следующем.

1. Желательно, чтобы диаграмма облучателя была однонаправленная, имела осевую симметрию, т. е. $F(\psi, \xi)=F(\psi)$, и минимальный уровень побочных лепестков. Другие требования к диаграмме зависят от требований к зеркальной антенне в целом. Если не ставятся жесткие условия относительно уровня боковых лепестков, создаваемых зеркалом, а требуется иметь наибольший коэффициент усиления, то диаграмма облучателя должна обеспечивать р а в н о м е р н о е облучение зеркала и отсутствие излучения мимо зеркала. Так как амплитуда поля волны, падающей на зеркало, убывает обратно пропорционально расстоянию ρ, указанное условие будет выполняться при соблюдении равенства

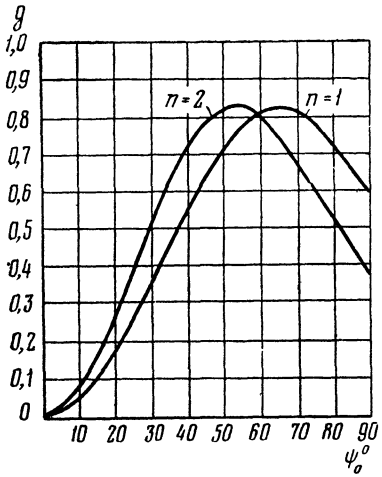


Рис. XV.21. Зависимость эффективности антенны от угла раскрыва зеркала и диаграммы облучателя.

$$\frac{F(\psi)}{\rho}=\begin{cases}\text{const} & 0\leqslant\psi\leqslant\psi_0,\\ 0 & \psi_0\leqslant\psi\leqslant\pi.\end{cases}$$

Учитывая (XV.2), это равенство равносильно следующему:

$$F(\psi)=\begin{cases}\sec^2\frac{\psi}{2} & 0\leqslant\psi\leqslant\psi_0,\\ 0 & \psi_0\leqslant\psi\leqslant\pi.\end{cases} \qquad \text{(XV.64)}$$

Получить диаграмму со срезанными краями, т. е. в точности удовлетворяющую равенству (XV.61), невозможно, но близкую к такой форме диаграмму можно осуществить практически. Ниже будет рассмотрен способ создания нужной диаграммы на примере рупорного облучателя. Однако следует отметить, что, обеспечивая амплитудную характеристику вида (X.64), практически очень трудно сохранить нужную фазовую характеристику. Нарушение последней может резко уменьшить коэффициент усиления антенны.

Если к диаграмме зеркальной антенны предъявляется требование иметь минимальный уровень побочных лепестков, то зеркало должно облучаться неравномерно, так чтобы амплитуда поля в раскрыве зеркала спадала от центра к его краям. В этом случае диаграмма облучателя должна иметь другую зависимость от ψ, которая в первом приближении может быть аппроксимирована выражением (XV.63).

2. Облучатель должен обладать определенной фазовой характеристикой. Основное требование к ней заключается в том, чтобы фазовый центр облучателя не был «размытым». В идеальном случае фазовый центр излучения должен быть точечным и положение его не должно зависеть от направления. Нарушение этого условия приводит к нарушению синфазности поля в раскрыве зеркала и, следовательно, к искажению диаграммы направленности и снижению коэффициента усиления.

Облучатель должен быть расположен так, чтобы его фазовый центр находился в фокусе зеркала.

3. Облучатель должен в минимальной степени заслонять зеркало, так как заслонение приводит к искажению диаграммы направленности зеркальной антенны, в частности, к увеличению уровня боковых лепестков.

4. Облучатель должен быть достаточно диапазонным и выдерживать заданную мощность электромагнитных волн без пробоя. Заметим, что диапазонность зеркальной антенны в целом полностью определяется диапазонностью облучателя и фидерного тракта, так как параметры самого зеркала от частоты либо совсем не зависят, либо зависят очень слабо. Заметим, что диапазонность антенны зависит также от взаимного расположения облучателя и зеркала.

В качестве облучателей параболоидов вращения применяются, главным образом, следующие:

1) вибраторные,

2) волноводно-рупорные,

3) двухщелевые обратного излучения.

Кроме перечисленных типов, могут быть применены и другие, например, спиральные или диэлектрические. Однако мы здесь на них останавливаться не будем, так как они применяются редко и ничем принципиально не отличаются от соответствующих антенн (спиральных, диэлектрических и др.), которые будут рассмотрены в последующих главах книги.

Рассмотрим подробнее основные типы облучателей. Вибраторные облучатели по способу подвода к ним энергии могут быть разделены на две группы:

1) питаемые коаксиальным фидером,

2) питаемые волноводом.

На рис. XV.22 показаны вибраторные облучатели, возбуждаемые коаксиальным фидером.* Облучатели

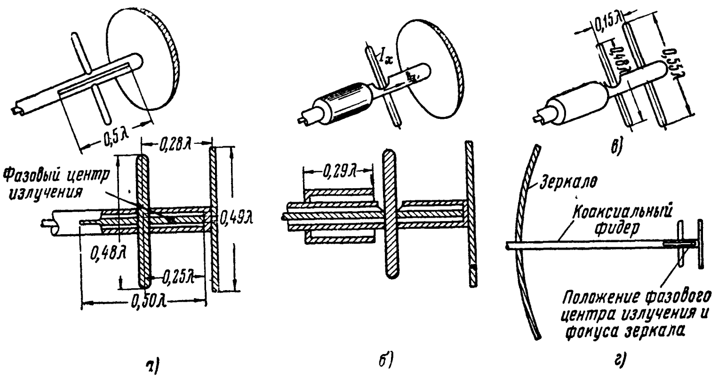


Рис. XV.22. Некоторые типы вибраторных облучателей, питаемых коаксиальным фидером.

этой группы различаются способом подключения вибраторов к фидеру и типом рефлектора. Хорошие результаты можно получить от вибраторного облучателя, возбуждаемого щелью и имеющего дисковый рефлектор. Такой облучатель (рис. XV.22, *а*) создает однонаправленную диаграмму почти с осевой симметрией, хорошо аппроксимируемой формулой

$$F(\psi) = \cos^2 \psi.$$

На рис. XV.22, *б* показан вибраторный облучатель с симметрирующим стаканом и дисковым рефлектором. Вместо дискового рефлектора может быть применен рефлектор в виде пассивного вибратора длиной несколько больше, чем полволны. Такой облучатель показан на рис. XV.22, *в*.

Облучатели с симметрирующим стаканом из-за наличия продольных токов на части оболочки фидера (ток I на рис. XV.22, *б*) создают поле в раскрыве зеркала

* Антенны сантиметровых волн, ч. I. «Советское радио», 1950.

с фазовым фронтом, наклоненным к плоскости раскрыва. Вследствие этого направление максимума диаграммы зеркальной антенны не совпадает с осью зеркала, а отклонено на небольшой угол (обычно меньший, чем полградуса). Это отклонение успешно используется для целей пеленгации особенно в радиолокационных станциях автоматического сопровождения целей. При вращении облучателя вокруг оси главный лепесток диаграммы опишет конус, причем вдоль оси параболоида будет острый минимум. Этот конус с минимумом вдоль оси z и используется для точной наводки антенны на цель и сопровождения подвижной цели.

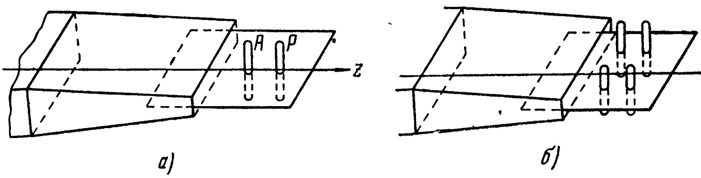


Рис. XV.23. Вибраторные облучатели, возбуждаемые прямоугольным волноводом.

Следует заметить, что показанные на рисунке размеры отдельных элементов облучателя взяты из некоторых конкретных конструкций и приведены для того, чтобы показать их примерное значение. В каждом конкретном случае эти размеры должны уточняться экспериментально с тем, чтобы получить требуемую диаграмму облучателя и обеспечить хорошее согласование антенны с фидером.

Эскиз установки вибраторного облучателя у зеркала показан на рис. XV.22, *г*. Фидер проходит сквозь вершину параболоида и располагается вдоль оптической оси. Облучатель устанавливается так, чтобы его фазовый центр совпадал с фокусом. Должна быть предусмотрена возможность регулировки места расположения облучателя.

На рис. XV.23 показаны вибраторные облучатели, возбуждаемые прямоугольным волноводом с волной H_{10}. Вибраторы крепятся к тонкой металлической пластине, которая устанавливается в середине волновода перпендикулярно линиям электрического поля. Такое расположение пластинки не искажает структуры поля в волноводе. Вибраторы же расположены параллельно вектору $\overline{E}$ и в них наводятся токи. Более удаленный от зеркала вибратор обычно делается рефлектором, для чего его длина берется несколько большей, чем полволны, а расстояние между вибраторами устанавливается около $\frac{\lambda}{3}$. Для сужения диаграммы в плоскости $\overline{H}$ и приближения ее к диаграмме, имеющей осевую симметрию, применяется облучатель из четырех вибраторов (рис. XV.23, *б*).

Возбуждение вибраторов можно регулировать путем перемещения пластинок вдоль оси z. Для уменьшения влияния волновода на диаграмму облучателя волновод в плоскости $\overline{E}$ сужается.

Вибраторные облучатели, возбуждаемые волноводом, устанавливаются вблизи зеркала так же, как и возбуждаемые фидером (рис. XV.22, *г*).

В о л н о в о д н о - р у п о р н ы е облучатели представляют собой либо открытый конец волновода, либо небольшой рупор, подсоединенный к концу волновода.

Применяются волноводы как прямоугольного сечения с волной H_{10}, так и круглого сечения с волной H_{11}.

Предпочтительнее применять круглый волновод по следующим причинам. Диаграммы направленности круглого волновода в плоскостях $\overline{E}$ и $\overline{H}$ отличаются незначительно, а вся диаграмма по форме приближается к поверхности тела вращения вокруг оси волновода. Вследствие этого зеркало будет облучаться более равномерно и диаграмма зеркала будет по форме приближаться к поверхности тела вращения вокруг оптической оси. Получить такую равномерную диаграмму от прямоугольного волновода непосредственно (т. е. без специальных приспособлений) нельзя. Кроме того, при облучении зеркала круглым волноводом значительно уменьшается паразитная поляризация в раскрыве зеркала. Это объясняется тем, что круглый волновод сам имеет паразитную поляризацию, но противоположного направления по сравнению с паразитной поляризацией зеркала, образующейся при облучении его линейно поляризованным полем (рис. XV.24). В результате паразитная составляющая E_y в значительной степени компенсируется, что ведет к снижению уровня боковых лепестков в диаграмме направленности зеркала. Следует также отметить, что стандартный круглый волновод имеет меньший уровень побочного и обратного излучения по сравнению с прямоугольным волноводом стандартного сечения.

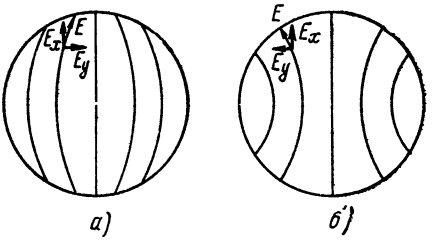


Рис. XV.24. Паразитная поляризация у параболоида (*а*) и круглого волновода (*б*)

В случае применения прямоугольного волновода иногда требуется иметь диаграмму в плоскости $\overline{H}$ более широкую, чем дает обычный стандартный волновод. Расширение диаграммы может быть достигнуто путем среза углов открытого конца волновода и помещения металлического стержня в середине его раскрыва, как показано на рис. XV.25, *а*. На рис. XV.25, *б* приведены для сравнения диаграммы направленности в плоскости $\overline{H}$ открытого конца стандартного прямоугольного волновода и волновода со срезанными краями.

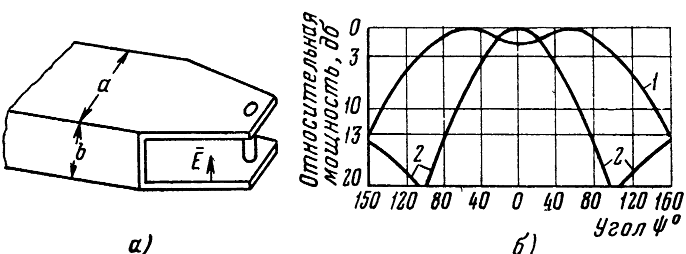


Рис. XV.25. Расширение диаграммы направленности прямоугольного волновода:

а) эскиз волновода с обрезанными углами; *б*) диаграмма направленности из открытого конца обычного волновода *2* и волновода с обрезанными углами *1*.

Диаграмма направленности последнего имеет провал в своей середине. Форма диаграммы такова, что при некотором угле раскрыва зеркала ψ_0 можно обеспечить приблизительно равномерное облучение его, о чем говорилось в начале этого параграфа.

Если требуется иметь более узкую диаграмму волноводного облучателя, к концу волновода присоединяется небольшой рупор. В этом случае круглый волновод заканчивается коническим рупором, прямоугольный — остроконечным пирамидальным.

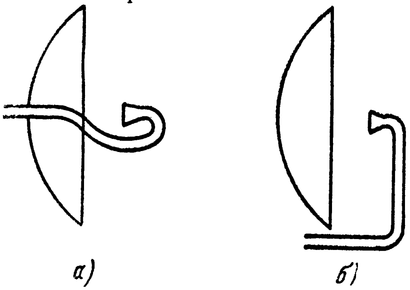


Рис. XV.26. Способы возбуждения параболоида волноводно-рупорными облучателями:

а) волновод проходит сквозь зеркало; б) волновод проходит под зеркалом.

Расположение волноводно-рупорных облучателей у зеркала показано на рис. XV.26. Волновод может проходить либо сквозь зеркало, либо сбоку его. В первом случае трудно одновременно обеспечить необходимые радиусы кривизны на изгибах волновода и сделать затемнение зеркала минимальным. Во втором случае необходимые радиусы кривизны обеспечиваются легко, но зеркало затемняется больше.

Отмеченные затруднения могут быть легко преодолены путем применения двухщелевого облучателя обратного излучения, показанного на рис. XV.27. Такой облучатель имеет меньший теневой эффект и конструк-

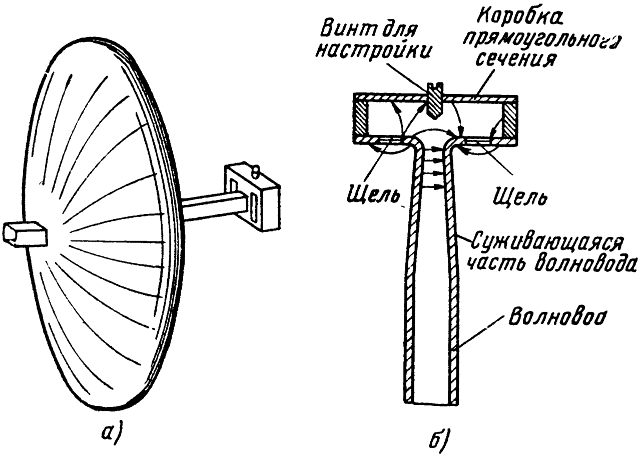


Рис. XV.27. Возбуждение параболоида двухщелевым облучателем обратного излучения.

тивно получается более компактным. Он представляет собой прямоугольный волновод, который заканчивается коробкой прямоугольного сечения с глухой стенкой на продолжении волновода и двумя щелями, направленными на зеркало. Это сконечное устройство можно рассматривать как два малых волновода, образованных делением основного волновода на две половины, причем каждая половина выгнута на 180°. Открытые концы или щели излучают в направлении параболического зеркала.

Диаграмма направленности такого облучателя зависит от размеров щелей и расстояния между ними. Эти величины подбираются экспериментально. Облучатель является однонаправленным, его диаграмма в первом приближении может быть аппроксимирована функцией $F(\psi) = \cos\psi$.

Недостатком двухщелевого облучателя обратного излучения является ограниченная мощность, которую можно пропустить через такой облучатель, не опасаясь электрического пробоя между краями щелей, а также его узкополосность.

10. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ. ТЕХНИЧЕСКИЕ ДОПУСКИ

Исходным параметром при проектировании параболических антенн обычно является коэффициент усиления. Последний согласно (XV.57) и (XV.59) для заданной длины волны определяется площадью раскрыва зеркала S и величиной $g = \nu\eta$. Для уменьшения габаритов антенну стремятся спроектировать так, чтобы величина g была максимальна. Выше было показано, что при заданном облучателе величина g зависит от угла раскрыва зеркала ψ_0 и при некотором его значении, называемом оптимальным, имеет максимум.

Оптимальный угол раскрыва ψ_0 может быть определен из формул (XV.61) или (XV.62). Однако в ряде случаев его удобнее определять по ослаблению поля на краях зеркала относительно его центра. Для большинства применяемых облучателей оптимальному значению ψ_0 соответствует ослабление на краях зеркала порядка 9—10 *дб*. Указанная величина слабо зависит от мелких подробностей в диаграмме облучателя и вследствие этого может быть взята за основу при выборе угла ψ_0.

Если предъявляются жесткие требования к уровню боковых лепестков, угол ψ_0 берется больше оптимального. В этом случае поле на краях зеркала ослабляется более, чем на 10 *дб,* вследствие чего боковые лепестки уменьшаются. Но одновременно расширяется основной лепесток, что ведет к снижению коэффициента усиления антенны.

При выборе величины фокусного расстояния следует учитывать задний лепесток облучателя. Если облучатель имеет заметный задний лепесток, антенну необходимо спроектировать так, чтобы поле этого лепестка было в фазе с полем, отраженным от зеркала. Для этого фокусное расстояние должно быть равно целому числу полуволн, если задний лепесток облучателя находится в противофазе с его основным лепестком, или же содержать нечетное число четвертей волн, если фазы обоих лепестков одинаковы. Для точной установки облучателя следует предусмотреть возможность его перемещения вдоль оси параболоида.

При проектировании зеркальных антенн в ряде случаев целесообразно предусмотреть меры, ослабляющие реакцию зеркала на согласование антенны с фидером. Эта реакция обусловлена тем, что отраженная от зеркала электромагнитная волна частично попадает в облучатель

Принятая облучателем электромагнитная энергия создает отраженную волну в фидерном тракте, движущуюся к генератору. Рассогласование, вызванное этой волной, удобно характеризовать коэффициентом отражения $p_{\text{зерк}}$, учитывающим только реакцию зеркала. Если в отсутствие зеркала облучатель создает коэффициент отражения $p_{\text{обл}}$, то полный коэффициент отражения антенны будет равен сумме комплексных коэффициентов отражения

$$p_{\text{общ}} = p_{\text{зерк}} + p_{\text{обл}}.$$

Таким образом, предварительно согласованный с фидером облучатель вследствие реакции зеркала окажется рассогласованным.

Согласование, естественно, можно восстановить, введя в фидерный тракт реактивные согласующие элементы, но это сузит полосу частот, в пределах которой согласование будет удовлетворительным. Для расширения полосы необходимо ослабить реакцию зеркала. Эта задача может быть решена различными способами, в частности путем:

1) выноса облучателя из области действия поля, отраженного от зеркала;

2) устранения отражения от центра зеркала;

3) поворота на 90° плоскости поляризации поля после отражения от зеркала;

4) установки специальной компенсирующей пластины у вершины зеркала.

Первый способ возможен только в случае применения несимметричных зеркал, представляющих собой часть параболоида вращения (рис XV.28). Облучатель устанавливают по-прежнему в фокусе, но наклоняют на некоторый угол ψ_0 к оси параболоида. Если зеркало обрезано выше центра, облучатель оказывается вне действия отраженного поля и реакция зеркала устраняется полностью Если зеркало обрезается ниже своего центра, коэффициент отражения, обусловленный реакцией зеркала, уменьшится в $\frac{D(\psi_0)}{D_{\text{макс}}}$ раз, где $D(\psi_0)$ и $D_{\text{макс}}$ — соответствующие к. н/д. облучателя. Угол ψ_0 выбирается, исходя из требуемого уменьшения реакции зеркала. Контур зеркала определяется условием одинакового ослабления поля на краях зеркала (обычно на 10 *дб*).

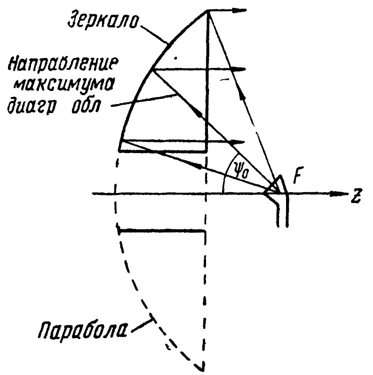


Рис. XV.28. Зеркальная антенна с вынесенным облучателем.

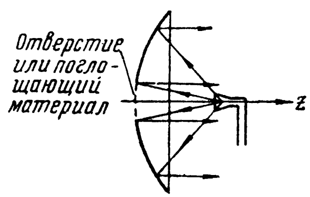


Рис. XV.29. Зеркальная антенна с ослабленной реакцией зеркала на облучатель

Рассмотренный способ облучения позволяет вынести облучатель с питающим его фидером и опорной конструкцией из области, где отраженное поле наиболее интенсивно. Благодаря этому не только уменьшается рассогласование, но и уменьшаются боковые лепестки и повышается коэффициент усиления

Применение второго способа иллюстрируется рис. XV.29. Центральная часть зеркала вырезается или покрывается слабо отражающим (поглощающим) материалом. Площадь отверстия в центре зеркала берется равной эффективной поверхности облучателя, т. е.

$$S_{\text{отв}} = A_{\text{обл}} = \frac{D_{\text{обл}}\lambda^2}{4\pi}.$$

Третий метод основан на том, что линейно поляризованный облучатель не будет принимать волну, плоскость поляризации которой повернута на 90° относительно плоскости поляризации облучателя. Поворот можно осуществить путем прикрепления к поверхности зеркала системы параллельных пластин (XV 30, *а*) высотой в четверть волны, расположенных под углом 45° к вектору $\overline{E}$ облучателя на расстоянии $\frac{\lambda}{8}$ друг от друга

Разложим вектор $\bar{E}$ на две составляющие: $\bar{E}_п$, параллельную пластинам, и $\bar{E}_н$, нормальную пластинам. Составляющая $E_п$ отразится от поверхности пластин, так как между ними она распространяться не может. Составляющая $\bar{E}_н$ отразится от поверхности

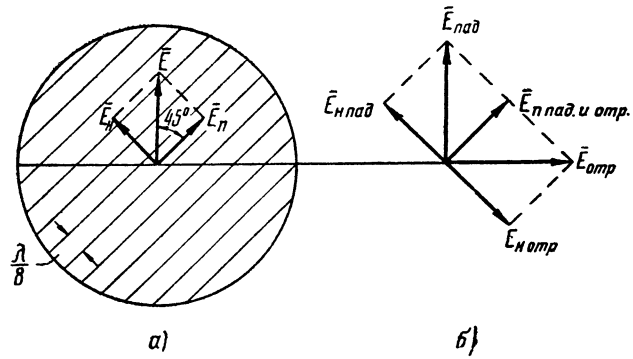


Рис XV.30 Поворот плоскости поляризации отраженного от зеркала поля.

зеркала, так как пластины на нее влияния не окажут. В результате составляющая $\bar{E}_н$ по сравнению с составляющей $\bar{E}_п$ пройдет дополнительное расстояние в полволны между пластинами. Результирующий вектор отраженной волны повернется на 90° относительно падающей волны (рис. XV.30, *б*).

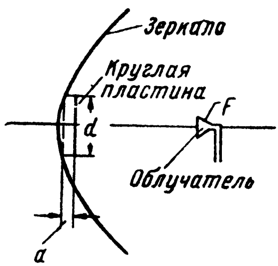


Рис. XV.31. Зеркало с компенсирующей пластиной.

Установка компенсирующей пластины у вершины зеркала (рис. XV.31) преследует цель создания у облучателя поля пластины, сдвинутого на 180° относительно поля зеркала. В качестве такой пластины обычно применяется диск, диаметр которого и место установки (рис. XV.31) можно определить из следующих формул:

$$d = 1{,}1\sqrt{\lambda f},$$

$$a = (2n+1)\frac{\lambda}{4} + \frac{5}{24}\lambda,$$

где $n = 0, 1, 2, \ldots$

У многих параболических антенн зеркала достигают значительных размеров. Для облегчения зеркал и уменьшения их парусности, сплошная поверхность параболоида может быть заменена решетчатой или перфорированной.

Решетка должна удовлетворять следующим условиям: 1) проводящие элементы решетки должны быть параллельны электрическому вектору $\bar{E}$ падающей волны, 2) расстояние между элементами решетки должно быть меньше, чем $\frac{\lambda}{2}$.

При выполнении этих условий каждая ячейка решетки ведет себя как волновод, имеющий размеры меньше критических. Вследствие этого основная часть электромагнитной энергии отразится от решетки, как от сплошной проводящей поверхности. Однако часть энергии все же пройдет через решетку. Количество проходя-

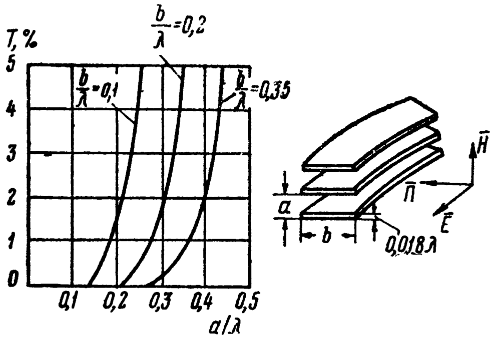


Рис. XV.32. Зависимость коэффициента прохождения от расстояния между прямоугольными пластинами.

щей энергии удобно характеризовать коэффициентом прохождения. Очевидно его величина зависит от расстояния между элементами решетки и от их формы. На рис. XV.32 показан график зависимости коэффициента прохождения T от расстояния между пластинами a для решетки из прямоугольных пластин различной глубины b. Обращает на себя внимание резкая зависимость коэффициента прохождения от указанных параметров.

Остановимся теперь на требованиях к техническим допускам на точность изготовления антенны. Эти требования, как и в случае линзовых антенн, определяются величиной допустимого отклонения фазы поля в раскрыве. Принято, чтобы это отклонение фазы не превышало $\frac{\pi}{4}$, так как при бо́льших отклонениях диаграмма направленности заметно искажается.

Рассмотрим неточности изготовления следующих видов:

1) форма зеркала отличается от параболоида вращения,

2) фазовый центр облучателя смещен из фокуса зеркала вдоль оптической оси,

3) фазовый центр облучателя смещен в направлении, перпендикулярном оптической оси зеркала.

Неточность первого вида показана на рис. XV.33 Вследствие отклонения профиля зеркала от параболы, приращение оптической длины пути луча будет

$$\Delta L = \Delta\rho + \Delta\rho\cos\psi.$$

Это приращение вызовет фазовый сдвиг

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta L 2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\rho\,(1+\cos\psi).$$

Положив $\Delta\varphi \leqslant \frac{\pi}{4}$, получим

$$\Delta\rho \leqslant \frac{\lambda}{8\,(1+\cos\psi)}. \qquad \text{(XV.65)}$$

Из формулы следует, что требования к точности выполнения профиля зеркала повышаются по мере приближения к его вершине (по мере уменьшения угла ψ).

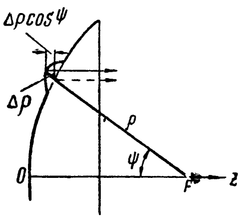


Рис. XV.33. К определению допусков на точность изготовления профиля зеркала.

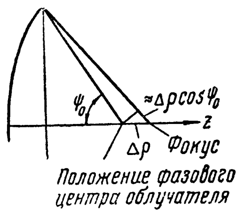


Рис. XV.34. Смещение фазового центра облучателя вдоль оси параболоида.

На рис. XV.34 показано смещение фазового центра облучателя вдоль оси параболоида. Из рисунка видно, что максимальная разность в длине пути лучей, вызванная смещением, будет между лучом, падающим на вершину параболоида, и лучом, падающим на его кромку Эта разность равна

$$\Delta L = \Delta\rho - \Delta\rho\cos\psi_0.$$

Соответствующий фазовый сдвиг будет

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\rho\,(1-\cos\psi_0) \leqslant \frac{\pi}{4},$$

откуда

$$\Delta\rho \leqslant \frac{\lambda}{8\,(1-\cos\varphi_0)}. \qquad \text{(XV.66)}$$

Из (XV.66) вытекает, что точность установки фазового центра облучателя у глубоких зеркал должна быть выше, чем у мелких.

Заметим, что смещение облучателя вдоль оси зеркала в любую сторону приведет к расширению главного лепестка диаграммы без изменения направления максимального излучения.

Выше указывалось, что при заметном заднем лепестке облучателя последний должен располагаться так, чтобы его поле складывалось с полем зеркала даже в том случае, если это ведет к некоторой дефокусировке. Получаемый при этом выигрыш в коэффициенте усиления с избытком компенсирует его уменьшение, вызванное дефокусировкой.

Рассмотрим теперь влияние смещения фазового центра облучателя в направлении, перпендикулярном оси параболоида. Пусть облучатель смещен из фокуса в направлении положительной оси x на величину Δx (рис. XV.35). Пользуясь методом геометрической оптики, найдем распределение фаз поля в раскрыве зеркала.

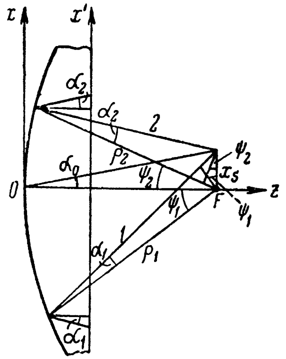


Рис. XV.35. Смещение фазового центра облучателя перпендикулярно оси параболоида.

Как видно из рис. XV.35, длина пути луча 1 от облучателя до раскрыва зеркала равна

$$L_1 = \frac{\rho_1}{\cos\alpha_1} + \frac{\Delta x \sin\psi_1}{\cos\alpha_1} + \frac{f + z_0 - \rho_1}{\cos\alpha_1} = \frac{1}{\cos\alpha_1}\,[f + z_0 - \Delta x \sin\psi_1]. \qquad \text{(XV.67)}$$

Длина пути луча 2 соответственно равняется

$$L_2 = \frac{\rho_2 - \Delta x \sin\psi_2}{\cos\alpha_2} + \frac{f + z_0 - \rho_2}{\cos\alpha_2} = \frac{1}{\cos\alpha_2}\,[f + z_0 - \Delta x \sin\psi_2]. \qquad \text{(XV.68)}$$

Из рис. XV.35 видно, что

$$\sin\alpha \approx \frac{\Delta x \cos\psi}{\rho}.$$

Встречающиеся на практике смещения облучателя не велики, т. е.

$$\frac{\Delta x}{\rho} \ll 1.$$

Тогда можно приближенно принять

$$\frac{1}{\cos\alpha} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta x \cos\psi}{\rho}\right)^2}} \approx 1 + \frac{\Delta x^2 \cos^2\psi}{2\rho^2}. \qquad \text{(XV.69)}$$

В случае совпадения фазового центра облучателя с фокусом зеркала длина пути любого луча до любой точки раскрыва зеркала равна $f + z_0$. Подставляя (XV.69) в (XV.67) и в (XV.68) и вычитая из L_1 и L_2 величину $f+z_0$, найдем то приращение, которое получили лучи вследствие смещения облучателя:

$$\Delta L_1 = (f+z_0)\frac{\Delta x^2\cos^2\psi_1}{2\rho_1^2} + \Delta x\sin\psi_1; \qquad \text{(XV.70)}$$

$$\Delta L_2 = (f+z_0)\frac{\Delta x^2\cos^2\psi_2}{2\rho_2^2} - \Delta x\sin\psi_2. \qquad \text{(XV.71)}$$

Соответствующий этим приращениям **фазовый сдвиг** в раскрыве зеркала получим, умножив величины ΔL_1 и ΔL_2 на $\frac{2\pi}{\lambda}$. Из (XV.70) и (XV.71) видно, что $\Delta L_1 > \Delta L_2$, так как все входящие в формулы величины положительные (напомним, что угол ψ — полярный угол). Максимальный фазовый сдвиг будет на краю раскрыва зеркала. Замечая, что

$$\rho_0 = f + z_0 = \frac{2f}{1+\cos\psi_0},$$

получаем

$$\Delta\varphi_{\text{макс}} = \frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{\Delta x^2\cos^2\psi_0}{4f}(1+\cos\psi_0) + \Delta x\sin\psi_0\right]. \qquad \text{(XV.72)}$$

Приравнивая, как и выше, $\Delta\varphi_{\text{макс}} = \frac{\pi}{4}$, найдем максимально допустимое смещение облучателя, при котором диаграмма направленности исказится незначительно:

$$\Delta x = \frac{-\sin\psi_0 + \sqrt{\sin^2\psi_0 + \frac{\lambda}{8f}\cos^2\psi_0(1+\cos\psi_0)}}{\cos^2\psi_0(1+\cos\psi_0)}\,2f. \qquad \text{(XV.73)}$$

Большинство применяемых на практике зеркал имеет угол раскрыва ψ_0, лежащий в пределах $\frac{\pi}{4} \leqslant \psi_0 \leqslant \frac{\pi}{2}$. В этом случае первым слагаемым в формуле (XV.72) можно пренебречь и формула (XV.73) упрощается

$$\Delta x = \frac{\lambda}{8\sin\psi_0}. \qquad \text{(XV.74)}$$

Из этой формулы видно, что требования к точности установки облучателя, повышаются с увеличением глубины зеркала.

11. УПРАВЛЕНИЕ ДИАГРАММОЙ

Смещение облучателя в направлении, перпендикулярном оптической оси зеркала, вызывает отклонение направления главного максимума излучения в сторону, противоположную смещению облучателя. Чтобы убедиться в этом, построим фронт волны в раскрыве зеркала для случая, когда облучатель смещен на величину Δx.

Фронт волны может быть построен в виде кривой, соединяющей концы отрезков ΔL, отложенных с обратным знаком от плоскости раскрыва. Для построения кривой удобно выразить все переменные ($\cos\psi$, $\sin\psi$ и ρ) в (XV.70) и (XV.71) через параметр параболоида $p = 2f$ и расстояние R точки в раскрыве от центра зеркала. Замечая, что

$$\rho = \frac{R}{\sin\psi}; \quad \sin\psi = \frac{2pR}{p^2 + R^2}; \quad \cos\psi = \frac{p^2 - R^2}{p^2 + R^2}, \tag{XV.75}$$

после несложных преобразований получаем

$$\Delta L_1 \doteq \frac{2\Delta xp}{p^2 + R^2}\left[\frac{R_0}{\sin\psi_0}\,\frac{\Delta xp\,(p^2 - R^2)^2}{(p^2 + R^2)^3} + R\right]; \tag{XV.76}$$

$$\Delta L_2 = \frac{2\Delta xp}{p^2 + R^2}\left[\frac{R_0}{\sin\varphi_0}\,\frac{\Delta xp\,(p^2 - R^2)^2}{(p^2 + R^2)^3} - R\right]. \tag{XV.77}$$

На рис. XV.36 показаны построенные по (XV.76) и (XV.77) линии равных фаз, рассчитанные для зеркала с углом раскрыва $\psi_0 = 60°$, для смещений облучателя $\frac{\Delta x}{p} = 0{,}05$ и $\frac{\Delta x}{p} = 0{,}1$. Из этого рисунка, а также из формул (XV.76) и (XV.77) видно, что при небольших смещениях облучателя и неглубоких зеркалах фронт волны в раскрыве параболоида незначительно отличается от плоского, но наклонен к плоскости раскрыва на некоторый угол β. Величину этого угла приближенно можно определить так:

$$\sin\beta \approx \frac{\Delta L_{1\text{макс}} - \Delta L_{2\text{макс}}}{2R_0} = \frac{\Delta x \sin\psi_0}{R_0}.$$

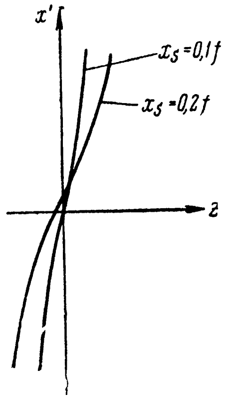


Рис. XV.36. Линии равных фаз отраженного от зеркала поля для различных смещений облучателя.

Подставляя согласно (XV.4) значение

$$R_0 = 2f\,\mathrm{tg}\,\frac{\psi_0}{2},$$

получаем

$$\sin\beta \approx \frac{x}{f}\cos^2\frac{\psi_0}{2} = \sin\alpha_0\cos^2\frac{\psi_0}{2}. \tag{XV.78}$$

Из (XV.78) следует, что угол наклона фронта волны β будет несколько меньше угла поворота фазового центра

α_0, но для мелких зеркал $\beta \approx \alpha_0$. Направление максимального излучения повернется также на угол β в сторону, противоположную смещению облучателя (рис. XV.37).

Смещение облучателя приводит не только к повороту диаграммы направленности, но и к ее искажению вследствие нарушения линейного закона изменения фаз поля в раскрыве. Искажения проявляются в увеличении уровня боковых лепестков и расширении главного лепестка, что ведет к снижению коэффициента усиления.

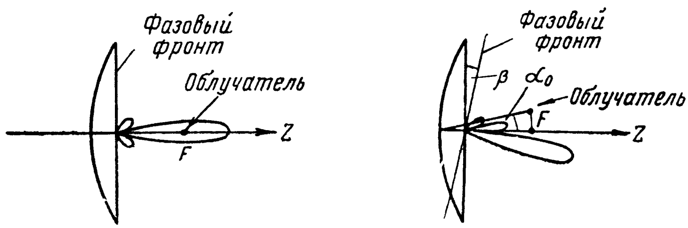


Рис. XV.37. **Отклонение диаграммы направленности, вызванное смещением облучателя.**

Чем мельче зеркало, тем меньше будут искажения при том же угловом смещении облучателя или тем на больший угол можно отклонять диаграмму направленности, сохраняя в основном ее форму. В пределе, когда $\psi_0 \to 0 \left(\frac{R_0}{p} \to 0\right)$, форма поверхности зеркала становится плоской и диаграмма не будет искажаться при сколь угодно больших смещениях облучателя. Для зеркал средней глубины ($\psi_0 = 60° \div 90°$) угол отклонения облучателя, при котором в основном сохраняется форма диаграммы направленности, невелик. Для таких зеркал приближенно можно считать, что диаграмма направленности искажается незначительно, если угол поворота облучателя (и, следовательно, угол отклонения главного лепестка) не превышает угла раствора по половине мощности диаграммы зеркала, измеренного при положении облучателя в фокусе, т. е. если

$$\alpha_0 \approx \beta \approx 2\theta_0.$$

Описанное явление отклонения диаграммы путем смещения облучателя широко используется на практике, в частности, в радиолокации. Если вращать фазовый центр облучателя по окружности, то главный лепесток будет также вращаться. Таким путем можно создать равносигнальную зону вдоль оси параболоида.

12. ЗЕРКАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ, СОЗДАЮЩИЕ ВЕЕРНУЮ ДИАГРАММУ

Рассмотренные выше *зеркальные антенны с рефлектором в виде параболоида вращения создают игольчатую диаграмму направленности*. Такие антенны находят широкое применение. Однако в технике радиолокации

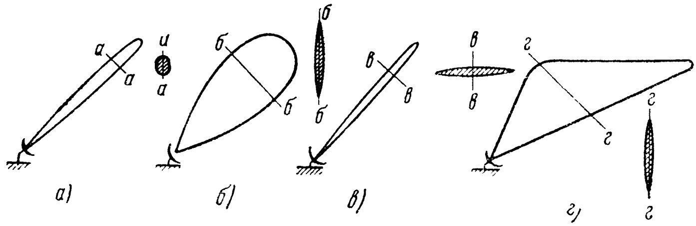


Рис. XV.38. Основные виды веерных диаграмм:

а) игольчатая диаграмма (приводится для сравнения); *б*) простая веерная диаграмма, расширенная в вертикальной плоскости; *в*) простая веерная диаграмма, расширенная в горизонтальной плоскости; *г*) косекансная в вертикальной плоскости диаграмма.

и радионавигации для облегчения обнаружения цели в ряде случаев целесообразно расширить диаграмму в одной из главных плоскостей при сохранении острой направленности в другой главной плоскости. Такие диаграммы обычно называют *веерными*. Антенны с веерными диаграммами широко применяются в радиолокационных станциях обзора поверхности или обзора пространства, а также в некоторых радионавигационных устройствах. На рис. XV.38 показаны типичные диаграммы такого вида. Диаграммы направленности расширяются в той плоскости, в которой не требуется определения точного направления. Например, если нас интересует только азимут и дальность цели, то следует применить диаграмму, широкую в вертикальной плоскости и узкую в горизонтальной плоскости (рис. XV.38, *б*). Наоборот, если мы хотим измерить угол места цели, диаграмма должна быть узкой в вертикальной плоскости и широкой в горизонтальной (рис. XV.38, *в*).

Характер изменения диаграммы в плоскости, в которой она расширена, может быть различным. В простейшем случае, когда не накладывается специальных требований, диаграмма имеет вид «простого веерного луча» (рис. XV.38, *б*). Очевидно, что для создания веерной диаграммы раскрыв антенны в различных плоскостях должен иметь различную протяженность: бо́льшую в той плоскости, где диаграмма должна быть у́же, и меньшую в той плоскости, где диаграмма должна быть шире. При этом предполагается, что поле в раскрыве синфазное.

Обычно применяются следующие типы зеркальных антенн с простой веерной диаграммой:

а) усеченный параболоид,

б) параболический цилиндр,

в) сегментно-параболическая антенна.

Общий вид этих антенн был показан на рис. XV.1. Более подробно они будут рассмотрены в следующих параграфах.

Простая веерная диаграмма не обеспечивает рационального с точки зрения пеленгации цели распределения мощности излучения. Рациональной будет такая диаграмма, которая обеспечит равномерное облучение целей, находящихся на различной наклонной дальности от облучающей антенны, но на одинаковой высоте (рис. XV.39). Определим форму такой диаграммы направленности.

Напряженность поля, создаваемая облучающей антенной у цели, определяется формулой

$$E = \frac{C}{r} F(\theta) = \frac{C \cdot \sin\theta}{h} F(\theta). \qquad \text{(XV.79)}$$

Здесь C — постоянный коэффициент;

r — наклонная дальность;

h — высота цели;

$F(\theta)$ — диаграмма облучающей антенны в вертикальной плоскости.

Для того чтобы эта напряженность не менялась с изменением угла θ (при $h = \text{const}$), необходимо, чтобы

$$F(\theta) = \frac{C_1}{\sin\theta} = C_1 \operatorname{cosec}\theta \qquad \text{(XV.80)}$$

или по мощности

$$P(\theta) = C_1^2 \cdot \operatorname{cosec}^2\theta, \qquad \text{(XV.80a)}$$

где C_1 — постоянный (нормирующий) множитель.

Функция $\operatorname{cosec}\theta$ меняется от 1 до ∞ при изменении угла θ от $\frac{\pi}{2}$ до 0. Очевидно, что такую диаграмму в пределах $0 \leqslant \theta \leqslant \frac{\pi}{2}$ получить нельзя (нельзя обеспечить бесконечно большую дальность действия радиолокатора). Указанную форму диаграммы можно получить только в некотором секторе $\theta_{мин} \leqslant \theta \leqslant \theta_{макс}$, величина которого зави-

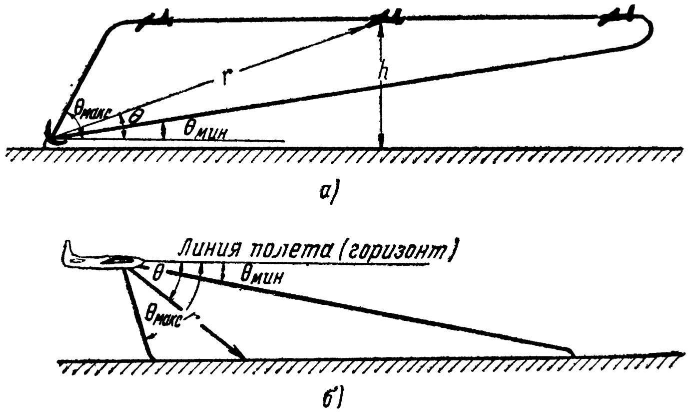


Рис. XV.39. Диаграмма, обеспечивающая равномерное облучение целей, расположенных на различной наклонной дальности.

сит от требуемых характеристик радиолокационной станции (главным образом, дальности действия и высоты цели).

Косекансную диаграмму должна также иметь антенна самолетной радиолокационной станции обзора земной поверхности. Такая диаграмма обеспечит одинаковую яркость изображения на индикаторе предметов на поверхности земли, различно удаленных от самолета (рис. XV.39, *б*).

Косекансная диаграмма требуется только в одной (например, вертикальной) плоскости. В другой (например горизонтальной) плоскости требуется очень узкая диаграмма (с углом раствора порядка градуса), типичная для синфазных антенн с большим раскрывом. Таким образом, косекансную диаграмму может создать антенна, поле в раскрыве которой в одном (горизонтальном) направлении является синфазным, а в другом (вертикальном) направлении меняется по специальному закону. Указанную диаграмму можно получить с помощью зеркальной антенны, зеркало которой — цилиндр особого профиля. Такая антенна будет рассмотрена ниже.

13. УСЕЧЕННЫЕ ПАРАБОЛОИДЫ

Простую веерную диаграмму можно получить, если у параболоида вращения обрезать (усечь) края, как показано на рис. XV.40. В результате получим усеченный

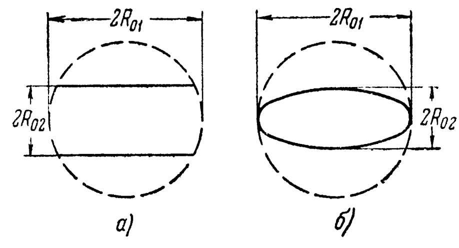


Рис. XV.40. Симметрично-усеченные параболоиды:
а) по прямой линии; *б*) по контуру равной интенсивности.

параболоид. Его главные размеры $2R_{01}$ и $2R_{02}$ определяются требуемой шириной диаграммы направленности и приближенно находятся с помощью табл. XV.1.

Для облучения усеченного параболоида неразумно использовать облучатели с круговой симметрией, так как значительная часть излученной энергии не попадет на зеркало. Форма диаграммы облучателя должна соответствовать форме зеркала. Для повышения коэффициента усиления антенны желательно обеспечить такое облучение, чтобы ослабление поля на краях по всему контуру зеркала было одинаково и составляло 10—14 *дб* относительно его центра.

Для выполнения этого условия надо не только подобрать облучатель с соответствующей диаграммой, но и зеркало обрезать не по прямой линии, как показано на рис. XV.40, *а*, а по некоторой кривой, являющейся контуром равной интенсивности поля (рис. XV.40, *б*). Антенны с зеркалами, обрезанными по контуру равной интенсивности, имеют высокое значение коэффициента $g = \nu\eta$ и малый уровень побочных лепестков.

Наиболее подходящим облучателем усеченного параболоида является рупор с прямоугольным раскрывом. Подбирая размеры рупора, можно обеспечить требуемую диаграмму облучателя.

Диаграмма прямоугольного рупора на заданном уровне (например, на уровне —10 *дб*) имеет сечение, близкое к эллиптическому. Такую же эллиптическую форму должен иметь контур зеркала (рис. XV.40, *б*).

Для ослабления реакции зеркала на облучатель, последний устанавливают так, как было показано на рис. XV.28.

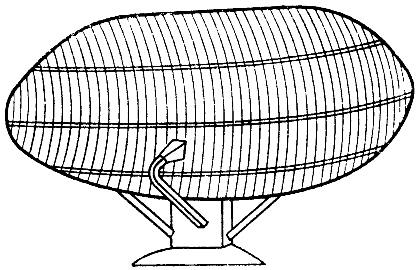


Рис. XV.41. Усеченный параболоид.

Контур равной интенсивности на поверхности зеркала рассчитывается с учетом диаграммы облучателя, угла его наклона ψ_0 (рис. XV.28) и пространственного ослабления плотности потока энергии, пропорционального $\frac{1}{\rho^2}$.

На рис. XV.41 показан усеченный параболоид, облучаемый наклонным рупором. Зеркало этой антенны обрезано по контуру равной интенсивности. Антенна создает веерную диаграмму, расширенную в вертикальной плоскости.

14. ПАРАБОЛИЧЕСКИЙ ЦИЛИНДР

Простую веерную диаграмму наиболее легко получить с помощью параболического цилиндра, возбуждаемого линейным облучателем. Последний располагается вдоль фокальной линии зеркала (рис. XV.42) и имеет длину l, приблизительно равную длине образующей цилиндра. Кроме того, длина такого облучателя обычно велика по сравнению с длиной волны.

Линейный облучатель конечных размеров на небольших расстояниях от себя создает цилиндрическую волну. Эта волна имеет две основных зоны:

1) ближняя зона, находящаяся в непосредственной близости от облучателя,

2) квазидальняя зона, расположенная на расстояниях r, которые удовлетворяют неравенству

$$r < \frac{l^2}{\lambda}.$$

Квазидальняя зона является зоной, в пределах которой волна, создаваемая линейным облучателем, является цилиндрической. Ее не следует смешивать с обычной дальней зоной, в которой линейный источник эквивалентен точечному, а волна становится сферической.

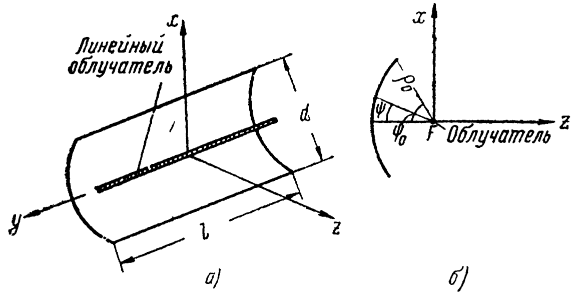


Рис. XV.42. Параболический цилиндр.

Для нормальной работы зеркала необходимо, чтобы оно находилось в зоне действия цилиндрической волны, создаваемой облучателем, т. е. в квазидальной зоне. Это условие равносильно выполнению следующих неравенств:

$$l \gg \lambda;$$

$$f \gg \lambda; \qquad \text{(XV.81)}$$

$$\rho_0 < \frac{l^2}{\lambda}.$$

Значения этих величин показаны на рис. XV.42. Обычно неравенства (XV.81) легко удовлетворяются.

Поле в плоскости, перпендикулярной фокальной оси цилиндра (плоскость xz, рис. XV.42), формируется так же, как в случае параболоида вращения (отраженная от зеркала волна — плоская). Пренебрегая краевыми эффектами на концах зеркала, можем считать, что распределение поля в другой главной плоскости (плоскость z) не зависит от распределения поля в плоскости xz, а целиком определяется полем излучения облучателя. Отсутствие связи в распределении полей в главных плоскостях существенно облегчает формирование нужной веерной диаграммы.

Обычно линейный облучатель создает поле, зависимостью которого от координаты y в пределах зеркала можно пренебречь. В этом случае в раскрыве параболического цилиндра будет синфазное поле, амплитуда которого вдоль оси y не меняется.

Расчет электромагнитного поля излучения параболического цилиндра возможен, как и в случае параболоида вращения, двумя методами:

1) путем предварительного нахождения плотности токов на поверхности зеркала,

2) посредством первоначального определения поля в раскрыве.

Рассмотрим кратко оба метода. Будем считать, что поле облучателя имеет постоянную поляризацию по всему волновому фронту, причем вектор $\overline{E}$ либо параллелен фокальной линии зеркала (оси y, рис. XV.42), либо перпендикулярен ей. Первый вид поляризации называется продольной, второй — поперечной.

Расчет плотности поверхностного тока или поля в раскрыве производится теми же методами, которые были рассмотрены выше, применительно к параболоиду вращения. Отличие будет в более простой форме поверхности зеркала, а также в том, что падающая от облучателя на зеркало волна не сферическая, а цилиндрическая, амплитуда которой убывает пропорционально $\frac{1}{\sqrt{\rho}}$. Заметим, что более медленное убывание амплитуды с расстоянием обеспечит более равномерное распределение амплитуды поля в раскрыве цилиндра по сравнению с раскрывом параболоида.

В случае продольной поляризации плотность поверхностного тока будет равна

$$\overline{j}=\frac{E}{60\pi}\left[\overline{n}\times(\overline{i}_\rho\times\overline{i}_y)\right]=\frac{E}{60\pi}\cos\frac{\psi}{2}\,\overline{i}_y. \qquad \text{(XV.82)}$$

В случае поперечной поляризации

$$\overline{j}=\frac{E}{60\pi}\left[\overline{n}\times(\overline{i}_\rho\times\overline{i}_\psi)\right]=\frac{E}{60\pi}\overline{i}_t. \qquad \text{(XV.83)}$$

В обеих формулах $\bar{n}$, $\bar{i}_\rho$, $\bar{i}_\psi$, $\bar{i}_t$ — соответствующие единичные векторы, направление которых определено их обозначениями, а также показано на рис. XV.43. Заметим только, что $\bar{i}_t$ — единичный вектор, касательный к цилиндру и лежащий в плоскости его поперечного сечения. Величина E — напряженность электрического поля падающей волны у поверхности цилиндра. Ее легко рассчитать, если известна мощность излучения облучателя и его КНД. Пусть P_Σ — полная мощность излучения облучателя, а $D(\psi)$ — его КНД как функция угла ψ. Будем считать, что поле облучателя не меняется по всей его длине l, т. е. не зависит от координаты y. Плотность потока энергии на поверхности цилиндра единичного радиуса, окружающего облучатель, равна

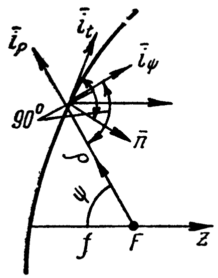


Рис. XV.43. Направление ортов к координатным линиям и поверхности параболического цилиндра.

$$\Pi = \frac{P_\Sigma D(\psi)}{l \cdot 2\pi} = \frac{E_1^2}{2 \cdot 120\pi},$$

откуда

$$E_1 = \sqrt{\frac{120 P_\Sigma D(\psi)}{l}}.$$

У поверхности зеркала напряженность поля будет равна

$$E = \sqrt{\frac{120 P_\Sigma D(\psi)}{l\rho}}\, e^{-jk\rho} \tag{XV.84}$$

Если амплитуда поля облучателя по его длине меняется (т. е. зависит от координаты y), в формулу (XV 84) следует ввести дополнительный множитель $F(y)$, который нормируется следующим образом:

$$\frac{1}{l}\int\limits_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} F(y)\, dy = 1. \tag{XV.85}$$

Подставляя значение E из (XV.84) в (XV.83), получаем окончательные формулы для расчета плотности поверхностного тока. В случае продольной поляризации

$$\bar{j} = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{P_\Sigma D(\psi)}{30 l\rho}} \cos\frac{\psi}{2}\, e^{-jk\rho}\bar{i}_y, \tag{XV.86}$$

в случае поперечной поляризации

$$\bar{j} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{P_\Sigma D(\psi)}{30 l \rho}}\, e^{-jk\rho} \bar{i}_t. \tag{XV.87}$$

Из приведенных формул следует, что вектор плотности поверхностного тока в случае продольной поляризации падающей волны не содержит составляющих с паразитной поляризацией. В случае поперечной поляризации появляется продольная компонента паразитной поляризации $j_z \bar{i}_z$, так как согласно рис. XV.44

$$\bar{j} = j\bar{i}_t = j_x \bar{i}_x + j_z \bar{i}_z.$$

Соотношение между j_z и j_x легко найти. Из рис. XV.44 видно, что

$$\frac{j_z}{j_x} = \operatorname{ctg} \gamma = \frac{dz}{dx} = \sqrt{\frac{1 - \cos\psi}{1 + \cos\psi}}. \tag{XV.88}$$

Величина $\frac{j_z}{j_x}$ растет с увеличением глубины зеркала.

Характерно, что паразитная составляющая $j_y \bar{i}_y$ при поперечной поляризации отсутствует, а составляющая паразитной поляризации $j_z \bar{i}_z$ мала. Сравнительно малая величина компоненты с паразитной поляризацией является преимуществом цилиндрического зеркала.

Решая задачу о нахождении плотности поверхностного тока, мы попутно решили задачу о распределении поля в раскрыве. При сделанных предположениях относительно поля, создаваемого облучателем, поле в раскрыве зеркала будет синфазным, причем амплитуда поля вдоль оси y меняться не будет. Изменение амплитуды поля вдоль оси x происходит согласно формуле (XV.84), так как амплитуда поля в раскрыве равна амплитуде поля у соответствующей точки поверхности зеркала.

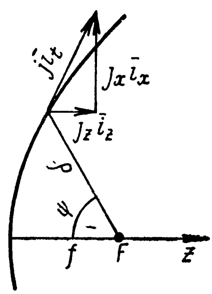


Рис. XV.44. К нахождению проекций вектора плотности электрического тока на поверхности параболического цилиндра

Поле излучения можно рассчитать либо через найденную плотность тока, либо через поле в раскрыве, результаты практически будут одинаковые.

В качестве примера рассчитаем поле излучения через поле в раскрыве. Для этой цели удобно воспользоваться формулой (XII.21).

Пусть поле облучателя имеет продольную поляризацию. Примем, что диаграмма направленности облучателя в плоскости xz имеет вид

$$F(\psi)=\begin{cases}\cos\psi & 0\leqslant\psi\leqslant\frac{\pi}{2},\\ 0 & \frac{\pi}{2}\leqslant\psi\leqslant\pi.\end{cases} \tag{XV.89}$$

Тогда амплитуда поля в раскрыве определится выражением

$$E=\sqrt{\frac{120P_{\Sigma}D}{l}}\frac{\cos\psi}{\sqrt{\rho}}.$$

Выражая $\cos\psi$ и ρ через параметр параболоида p и координату x согласно (XV.21) и (XV.22), получаем удобное выражение для поля в раскрыве

$$E=\sqrt{\frac{240P_{\Sigma}Dp}{l}}\frac{p^2-x^2}{(p^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}=C_1\frac{p^2-x^2}{(p^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}. \tag{XV.90}$$

Здесь для сокращения письма через C_1 обозначен радикал выражения (XV.90).

Согласно (XII.21) поле излучения в плоскости xz будет

$$E_H=AC_1\int\limits_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}}\frac{p^2-x^2}{(p^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}e^{jkx\sin\theta}dx\int\limits_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}}dy=$$

$$=2AC_1l\int\limits_{0}^{\frac{d}{2}}\cos(kx\sin\theta)\frac{p^2-x^2}{(p^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}dx. \tag{XV.91}$$

Здесь

$$A=j\frac{1+\cos\theta}{2\lambda}\frac{e^{-jkr}}{r}.$$

Интеграл (XV.91) берется путем разложения подынтегрального выражения в ряд по бесселевым функциям. Опуская промежуточные преобразования, напишем окончательный результат

$$E_H = AC_1S\left(p^2 + \frac{d^2}{4}\right)^{-\frac{3}{2}}\left\{\left(p^2 - \frac{d^2}{4}\right)\left[\frac{\sin u_1}{u_1} + \right.\right.$$

$$\left. + \sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{2d}{4p^2 + d^2}\right)^n \Lambda_{n+\frac{1}{2}}(u_1)\right] +$$

$$\left. + 2\left(p^2 + \frac{d^2}{4}\right)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n}{2n+1}\left(\frac{2d}{4p^2 + d^2}\right)^n \Lambda_{n+\frac{1}{2}}(u_1)\right\}. \qquad \text{(XV.92)}$$

Здесь S — площадь раскрыва зеркала;

$$u_1 = \frac{kd}{2}\sin\theta = \frac{\pi d}{\lambda}\sin\theta;$$

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

Поле излучения в плоскости yz равно

$$E_E = AC_1 \int\limits_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \frac{p^2 - x^2}{(p^2 - x^2)^{\frac{3}{2}}}\, dx \int\limits_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} e^{jky\sin\theta} dy =$$

$$= AC_1S\left[\frac{2}{\sqrt{p^2 + \frac{d^2}{4}}} + \frac{1}{d}\ln\frac{\sqrt{p^2 + \frac{d^2}{4}} - \frac{d}{2}}{\sqrt{p^2 + \frac{d^2}{4}} + \frac{d}{2}}\right]\frac{\sin u_2}{u_2}, \qquad \text{(XV.93)}$$

где

$$u_2 = \frac{kl}{2}\sin\theta = \frac{\pi l}{\lambda}\sin\theta.$$

Из (XV.93) видно, что диаграмма направленности в плоскости yz выражается формулой

$$F(\theta)=\frac{\sin u_2}{u_2}=\frac{\sin\left(\frac{kl}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kl}{2}\sin\theta}.$$

Такая зависимость характерна для прямоугольной площадки с синфазным и равноамплитудным распределением поля [формула (XII.31)].

Диаграмма направленности в плоскости xz определяется выражением, стоящим в фигурных скобках формулы (XV.92). На рис. XV.45 показаны построенные по (XV.92) диаграммы направленности для зеркал с различным значением $\frac{d}{2p}$, а в табл. XV.2 приведены значения угла раствора диаграммы направленности на уровне половины мощности.

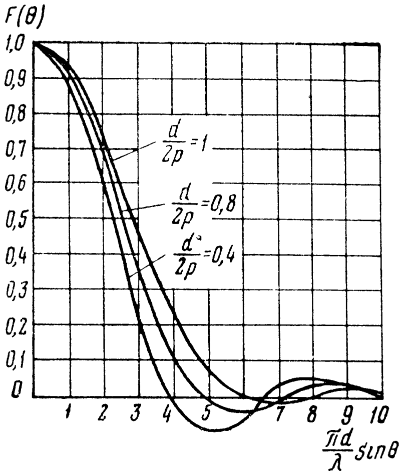


Рис. XV.45. Диаграммы направленности параболического цилиндра.

Сравнение рис. XV.45 и XV.15, а также табл. XV.2 и XV.1 показывает, что при том же линейном размере раскрыва ($d=2R_0$) и облучателе с аналогичной диаграммой направленности цилиндрическое зеркало создает более острую диаграмму, чем зеркало в виде параболоида вращения. Это объясняется тем, что поле в раскрыве цилиндрического зеркала меньше изменяется по амплитуде, чем в раскрыве параболоида, а также тем, что раскрыв у цилиндра прямоугольный, а у параболоида — круглый.

Определим коэффициент усиления параболического цилиндра. Воспользуемся тем же методом, который был применен при анализе параболоида вращения с той лишь разницей, что при выводе используем не токи на

Таблица XV.2

$\frac{d}{2p}$	ψ_0	$2\theta_0$, *рад*	$2\theta_0$, *град*
0,4	44°	$0{,}98\frac{\lambda}{d}$	$56\frac{\lambda}{d}$
0,6	62°	$1{,}08\frac{\lambda}{d}$	$62\frac{\lambda}{d}$
0,8	77°	$1{,}18\frac{\lambda}{d}$	$68\frac{\lambda}{d}$
1,0	90°	$1{,}27\frac{\lambda}{d}$	$73\frac{\lambda}{d}$

поверхности зеркала, а поле в раскрыве. Коэффициент усиления, как и в случае параболоида, может быть определен по формуле

$$G = \frac{|E(r_0, 0, 0)|^2}{|E_0(r_0)|^2}\,\frac{P_{\text{зерк}}}{P_\Sigma} = \frac{|\dot{E}(r_0, 0, 0)|^2}{60P_\Sigma}\,r_0^2. \qquad \text{(XV.47)}$$

Напряженность поля $|E(r_0, 0, 0)|$ согласно (XV.84) и (XII.21) будет равна

$$|E(r_0, 0, 0)| = \frac{1}{\lambda r_0}\int\limits_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}}\int\limits_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}}\sqrt{\frac{120P_\Sigma D(\varphi)}{l\rho}}\,dxdy =$$

$$= \frac{\sqrt{120lP_\Sigma D}}{\lambda r_0}\int\limits_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} F(\psi)\,\frac{1}{\sqrt{\rho}}\,dx. \qquad \text{(XV.94)}$$

Произведем замену переменной интегрирования. Согласно (XV.4)

$$R = x = 2f\,\mathrm{tg}\,\frac{\psi}{2},$$

отсюда

$$dx = f\sec^2\frac{\psi}{2}\,d\psi.$$

Замечая, кроме того, что

$$\rho = f\sec^2\frac{\psi}{2},$$

равенство (XV.94) запишем в виде

$$|E(r_0, 0, 0)| = \frac{\sqrt{120 l f P_\Sigma D}}{\lambda r_0}\int\limits_{-\psi_0}^{\psi_0} F(\psi)\sec\frac{\psi}{2}\,d\psi. \qquad \text{(XV.95)}$$

Подставляя найденное значение $|E(r_0, 0, 0)|$ в (XV.47) и учитывая, что $f = \frac{d}{2}\operatorname{ctg}\frac{\psi_0}{2}$, получаем окончательно

$$G = \frac{SD}{2\lambda^2}\operatorname{ctg}\frac{\psi_0}{2}\left[\int\limits_{-\psi_0}^{\psi_0} F(\psi)\sec\frac{\psi}{2}\,d\psi\right]^2. \qquad \text{(XV.96)}$$

Эффективность g антенны, определяемая как произведение ее к. п. д. на коэффициент использования площади раскрыва, равна

$$g = \frac{G\lambda^2}{4\pi S} = \frac{D}{8\pi}\operatorname{ctg}\frac{\psi_0}{2}\left[\int\limits_{-\psi_0}^{\psi_0} F(\psi)\sec\frac{\psi}{2}\,d\psi\right]^2. \qquad \text{(XV.97)}$$

В формулы (XV.96)—(XV.97) входит к. н. д. облучателя D. Расчет его удобно вести в цилиндрической системе координат. Проделав выкладки, аналогичные приведенным в гл. III, п. 1, получим расчетную формулу

$$D = \frac{2\pi}{\int\limits_{-\pi}^{\pi} F^2(\psi)\,d\psi}. \qquad \text{(XV.98)}$$

Формулы (XV.96) и (XV.97) выведены в предположении, что поле облучателя не зависит от координаты y в пределах $-\frac{l}{2} \leqslant y \leqslant \frac{l}{2}$. Если это условие не выполняется, правые части указанных формул следует умножить на $\left[\frac{1}{l}\int\limits_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} F(y)\,dy\right]^2$. Заметим, что максимальный коэффициент усиления получается, если $F(y) = 1$, однако в этом случае боковые лепестки в плоскости линейного облучателя (плоскость yz) возрастают. Для уменьшения этих лепестков амплитуда поля облучателя к краям зеркала должна убывать.

Для параболического цилиндра, как и для параболоида вращения, существует *оптимальный угол раскрыва* зеркала ψ_0, зависящий от диаграммы облучателя. Этот угол удобно определять графическим способом, путем построения зависимости $g = g(\psi_0)$.

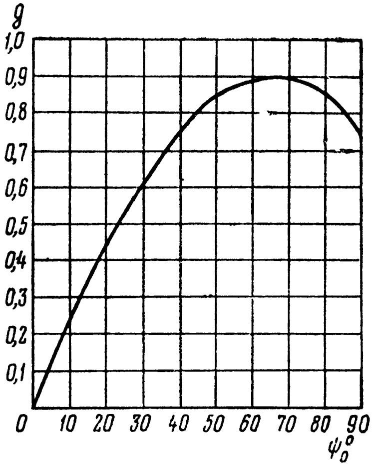


Рис. XV.46. Зависимость эффективности параболического цилиндра от угла раскрыва зеркала.

В качестве примера рассмотрим зависимость $g = g(\psi_0)$, если диаграмма облучателя описывается формулой (XV.89). Выражение для эффективности антенны в этом случае принимает вид

$$g = \frac{8}{\pi}\operatorname{ctg}\frac{\psi_0}{2}\left[2\sin\frac{\psi_0}{2} - \ln\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4}+\frac{\psi_0}{4}\right)\right]^2. \qquad \text{(XV.99)}$$

Построенная по этой формуле кривая показана на рис. XV.46. Оптимальный угол ψ_0 лежит в пределах 60—75°.

Недостатком антенн с цилиндрическими зеркалами является трудность создания эффективного линейного облучателя. В качестве последних применяют секториальный рупор, линейную систему вибраторов, возбуждаемых волноводом, сегментно-параболическую антенну и др.

На рис. XV.47 показана схема облучателя в виде линейной системы вибраторов, возбуждаемых волноводом. Полуволновые вибраторы получают питание с помощью зондов, опущенных в волновод. Расстояние между соседними зондами равно половине длины волны в волноводе. Для того чтобы вибраторы возбуждались синфазно, зонды подсоединяются поочередно то к правой, то к левой половине вибраторов. Меняя глубину погружения зондов, можно регулировать интенсивность возбуждения.

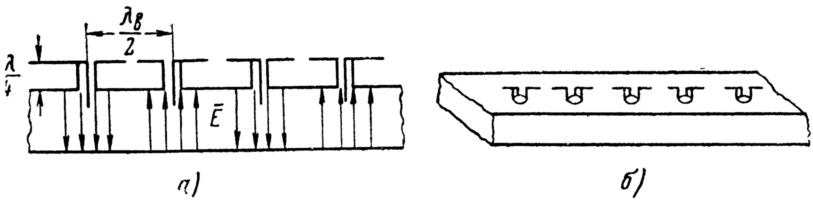


Рис. XV.47. Облучатель в виде линейной системы вибраторов, возбуждаемых волноводом.

С помощью такого облучателя нетрудно обеспечить качание диаграммы направленности в продольной плоскости цилиндра. Для этого достаточно периодически изменять фазовую скорость волны в волноводе, например, путем перемещения его узкой стенки. Изменение фазовой скорости приведет к изменению фазы наводимой в вибраторах э. д. с. по линейному закону. В результате фронт волны облучателя будет наклоняться на некоторый угол и диаграмма антенны будет отклоняться на тот же угол.

Для качания диаграммы в поперечной плоскости цилиндра следует перемещать облучатель в направлении оси x. При этом будет происходить наклон фронта волны в раскрыве зеркала подобно тому, как это было рассмотрено выше для параболоида вращения.

15. СЕГМЕНТНО-ПАРАБОЛИЧЕСКАЯ АНТЕННА

Сегментно-параболическая антенна является разновидностью параболического цилиндра; схема ее показана на рис. XV.48. Узкая металлическая полоска *1* изогнута по параболе и закрыта с обеих сторон параллельными металлическими стенками *2*, являющимися основаниями короткого параболического цилиндра *1*. В качестве облучателя сегментно-параболической антенны наиболее часто используется небольшой прямоугольный рупор или открытый конец волновода. Диаграмма направленности таких облучателей довольно широкая. Для того чтобы уменьшить рассеяние излучаемой ими энергии и тем самым повысить к. п. д. антенны, фокальная линия параболической полоски обычно совпадает с раскрывом сегмента. Параллельные пластины *2* не позволяют рассеиваться излучаемой рупорным облучателем

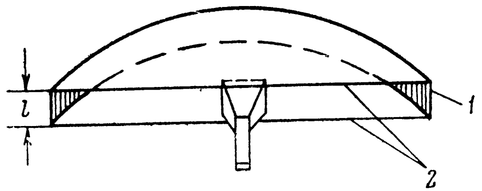


Рис. XV.48. Сегментно-параболическая антенна.

энергии и основная ее часть попадает на параболическую полоску. После отражения от нее в раскрыве сегмента формируется плоский фронт волны так же, как в рассмотренном выше обычном параболическом цилиндре.

Плоские металлические пластины служат не только для того, чтобы не допустить рассеяния энергии рупорного облучателя. Основное назначение их состоит в том, чтобы обеспечить цилиндрический фронт волны, падающей на параболическую полоску. Дело в том, что длина l образующей цилиндра сегментно-параболической антенны много меньше фокусного расстояния, вследствие чего условие (XV.81) нарушается и при отсутствии параллельных пластин фронт волны рупорного облучателя был бы сферическим.

Между параллельными пластинами могут распространяться различные типы волн в зависимости от расстояния l между пластинами и ориентации электрического вектора поля. Основным типом волны является волна ТЕМ, у которой электрический вектор перпендикулярен пластинам. Эта волна может распространяться при любой величине l, причем ее фазовая скорость равна скорости света. Кроме нее, могут существовать волны типа Е, когда электрический вектор перпендикулярен пластинам, и типа Н, когда он параллелен им. Низший тип волн Н (волна H_1) может существовать тогда, когда размер $l > \frac{\lambda}{2}$. В этом случае напряженность поля между пластинами меняется по тому же закону, что и в волноводе прямоугольного сечения с такой же волной, т. е. $E = E_0 \cos \frac{\pi x}{l}$.

Если размер $l > \lambda$, то возможно существование более высоких типов волн.

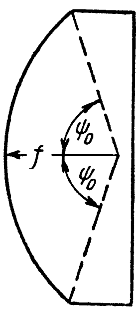


Рис. XV.49. Сегментно-параболическая антенна с уменьшенным рассеянием энергии облучателя.

При волнах типа Н фазовая скорость зависит от расстояния между пластинами. Изменение этого расстояния приводит к фазовым искажениям в раскрыве антенны. Поддержание постоянного расстояния производится с помощью металлических или диэлектрических стержней, скрепляющих параллельные пластины. Однако эти стержни вызывают некоторое искажение поля в раскрыве. В случае использования волны ТЕМ поддержание равного расстояния между пластинами не играет большой роли, но затс должно быть обращено особое внимание на обеспечение надежного электрического контакта между параболической полоской и параллельными пластинами. В случае использования волны типа Н требования к качеству электрического контакта могут быть существенно снижены, так как в этом случае не будет токов, пересекающих линии соединения параболической полоски с параллельными пластинами.

Сегментно-параболические антенны так же, как и параболические цилиндры, имеют *оптимальный угол раскрыва* ψ_0. Обычно он несколько меньше 90°. Для предотвращения рассеяния энергии, излученной облучателем, параллельные пластины простираются до фокальной линии или даже немного дальше, как показано на рис. XV.49.

Эффективность g сегментно-параболических антенн обычно несколько больше, чем 0,8.

Для уменьшения реакции отраженной волны на облучатель, которая приводит к рассогласованию, применяется вынос облучателя из области наиболее интенсивного отраженного поля. При этом используется лишь половина сегмента. Схема полусегментной антенны изображена на рис. XV.50. Кроме того, рассогласование может быть устранено с помощью пластины, помещенной

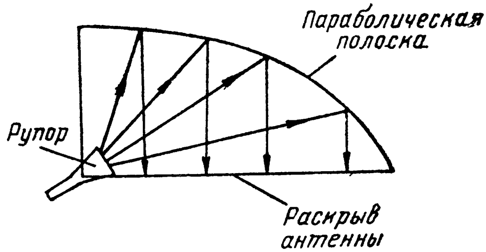


Рис. XV.50. Полусегментная антенна.

у вершины параболической полоски, аналогично параболоиду вращения.

Сегментно-параболическая антенна применяется главным образом как линейный облучатель параболического цилиндра или цилиндра специального профиля, рассматриваемого в следующем параграфе. Схема такой антенны была показана на рис. XV.1, *г*.

16. ЗЕРКАЛА, СОЗДАЮЩИЕ КОСЕКАНСНУЮ ДИАГРАММУ НАПРАВЛЕННОСТИ

В п. 12 этой главы было показано, что для равномерного облучения целей, находящихся на различной наклонной дальности, но на одинаковой высоте от поверхности земли, требуется иметь диаграмму по напряженности поля $F(\theta) = \operatorname{cosec}\theta$ или по мощности $P(\theta) = \operatorname{cosec}^2\theta$. Диаграмма такого вида может быть создана в ограниченном секторе углов $\theta_1 \leqslant \theta \leqslant \theta_2$. Предельные углы обычно имеют значения $\theta_1 = 3 \div 10°$, $\theta_2 = 70 \div 80°$.

Такую диаграмму можно получить от антенны с цилиндрическим зеркалом специального профиля. При расчете диаграмма обычно задается в идеализированном виде, т. е. полагают, что

$$P(\theta) = \begin{cases} \operatorname{cosec}^2\theta, & \theta_1 \leqslant \theta \leqslant \theta_2, \\ 0 \text{ во всех других направлениях.} \end{cases} \qquad \text{(XV.100)}$$

В действительности, такого разрывного распределения излученной энергии получить с зеркалом конечных размеров нельзя. Диаграмма направленности в секторе $\theta_1 \leqslant \theta \leqslant \theta_2$ будет несколько отличаться от $\operatorname{cosec}^2 \theta$, а вне этого сектора будет небольшое излучение. Однако при правильно рассчитанной и сконструированной антенне отклонение от заданной диаграммы невелико. На

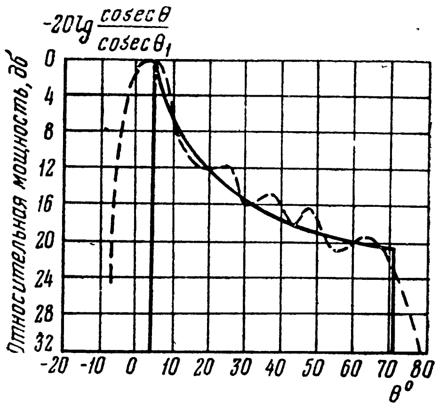


Рис. XV.51. Идеализированная (сплошная линия) и реальная (пунктирная линия) диаграммы направленности косекансного вида.

рис. XV.51 показаны идеализированная диаграмма вида (XV.100) и реальная диаграмма одной из антенн, снятая экспериментально.

Кривую поперечного сечения цилиндрического зеркала в первом приближении можно найти методом геометрической оптики, к изложению которого и переходим.

Обратимся к рис. XV.52, на котором показано поперечное сечение зеркала и линейного облучателя. На рисунке ось z направлена горизонтально и от нее отсчитываются углы ψ, которые считаются положительными при вращении по часовой стрелке. Точка F, являющаяся фокусом, расположена в раскрыве линейного облучателя. Линейный облучатель ориентирован так, чтобы наиболее интенсивно облучалась нижняя часть зеркала, так как именно эта часть формирует главный участок вторичной диаграммы вблизи угла θ_1. С этой целью облучатель расположен ближе к верхней части рефлектора, а максимум диаграммы облучателя направлен вниз под углом 15—25° (этот угол некритичен). Заметим, что при таком расположении облучатель не находится на пути отраженных лучей и зеркало не будет влиять на согласование.

Обозначим радиус-вектор, проведенный из полюса F до любой точки кривой, через ρ, а расстояние OF — через ρ_0. Для построения кривой сечения зеркала необходимо найти зависимость $\rho = \rho(\psi)$.

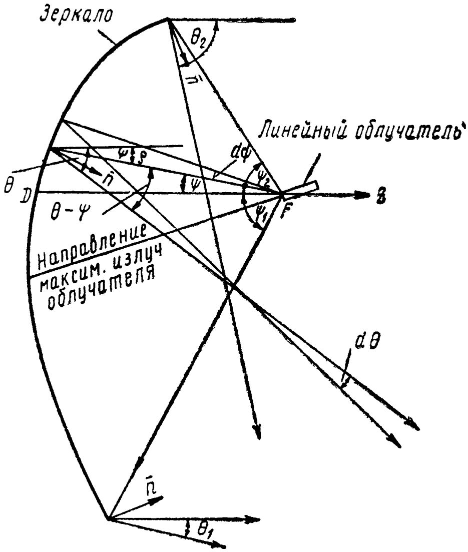


Рис. XV.52. Поперечное сечение зеркала, формирующего косекансную диаграмму.

Рассмотрим участок кривой сечения зеркала, показанный на рис. XV.53 Из рисунка видно, что

$$d\rho = -\rho d\psi \operatorname{tg} \frac{\theta - \psi}{2} = \rho \operatorname{tg} \frac{\psi - \theta}{2} d\psi,$$

откуда

$$\frac{d\rho}{\rho} = \operatorname{tg} \frac{\psi - \theta}{2} d\psi. \qquad \text{(XV.101)}$$

Интегрируя (XV.101) и замечая, что угол θ есть функция угла ψ, получаем

$$\ln \frac{\rho}{\rho_0} = \int_0^{\psi} \operatorname{tg} \frac{\psi - \theta(\psi)}{2} d\psi. \qquad \text{(XV.102)}$$

Уравнение (XV.102) является интегральным уравнением кривой сечения зеркала. Однако непосредственно по нему рассчитать профиль зеркала пока еще нельзя, так как угол θ является еще не-известной функцией угла ψ. Найдем зависимость $\theta = \theta(\psi)$, при которой первичная диаграмма облучателя преобразуется в требуемую (в данном случае, косекансную) диаграмму зеркала.

Для этого рассмотрим пучок падающих лучей, заключенных в угле $d\psi$. Ему соответствует пучок отраженных лучей в угле $d\theta$. Согласно представлений геометрической оптики, мощность в пучке падающих лучей равна мощности в пучке отраженных лучей. Это положение геометрической оптики мы применим не только для

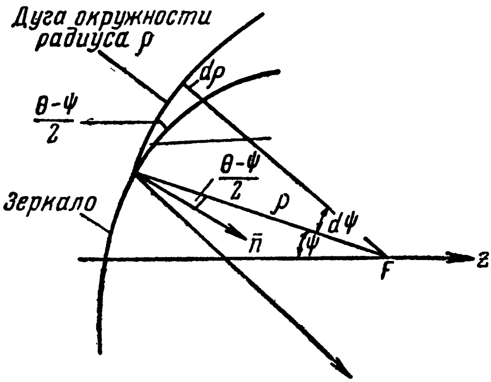


Рис XV.53. К выводу уравнения профиля зеркала.

определения поля в раскрыве антенны, как это делалось раньше, но и для определения поля на больших расстояниях от зеркала (вблизи облучаемой цели).

Обозначим через $I(\psi)$ диаграмму облучателя по мощности. Тогда условие энергетического баланса может быть записано в виде

$$I(\psi)\,d\psi = CP(\theta)\,d\theta, \tag{XV.103}$$

где C — коэффициент пропорциональности.

Это условие должно выполняться в произвольных (но соответствующих друг другу) секторах углов, например, $\theta_1 \div \theta$ и $\psi_1 \div \psi$. Интегрируя мощность в пределах этих секторов, получаем

$$\int_{\psi_1}^{\psi} I(\psi)\,d\psi = C\int_{\theta_1}^{\theta} P(\theta)\,d\theta. \tag{XV.104}$$

Коэффициент пропорциональности C определяется из условия, что полная мощность падающей волны равна полной мощности отраженной от зеркала волны, т. е.

$$C = \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} I(\psi)\,d\psi}{\int_{\theta_1}^{\theta_2} P(\theta)\,d\theta}. \tag{XV.105}$$

В нашем случае $P(\theta) = \operatorname{cosec}^2 \theta$. Подставляя это значение в (XV.105) и в (XV.104), получаем равенство, определяющее искомую функциональную зависимость $\theta = \theta(\psi)$:

$$\operatorname{ctg} \theta = \operatorname{ctg} \theta_1 + \frac{\operatorname{ctg} \theta_2 - \operatorname{ctg} \theta_1}{\int\limits_{\psi_1}^{\psi_2} I(\psi)\, d\psi} \int\limits_{\psi_1}^{\psi} I(\psi)\, d\psi. \qquad \text{(XV.106)}$$

Задаваясь в (XV.106) углом ψ, определяем соответствующий ему угол θ. Затем, подставляя $\theta(\psi)$ в (XV.102), находим искомое отношение $\frac{\rho}{\rho_0}$, определяющее форму кривой поперечного сечения цилиндрического зеркала.

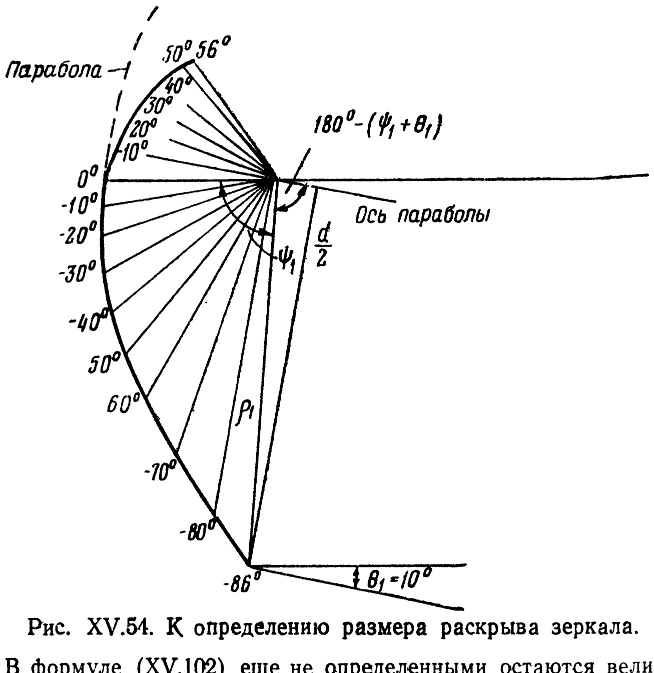


Рис. XV.54. К определению размера раскрыва зеркала.

В формуле (XV.102) еще не определенными остаются величины углов ψ_1 и ψ_2 и масштабный множитель ρ_0, в выборе которых еще имеется произвол.

Угол $\psi_2 - \psi_1$, являющийся углом раскрыва зеркала, выбирается равным ширине диаграммы облучателя $I(\psi)$ на уровне 10 *дб* ниже максимума. Такой выбор обеспечивает высокий к. п. д. антенны. Масштабный множитель ρ_0 определяет линейный поперечный размер раскрыва зеркала. Вследствие того, что мы пользовались методом геометрической оптики, который не учитывает явлений дифракции, масштабный множитель может быть любым. Однако дифракционные явления исказят диаграмму антенны. Эти искажения будут тем меньше, чем больше будет раскрыв антенны по сравнению с длиной волны. Практически, вполне удовлетворительные результаты получаются при поперечном размере раскрыва порядка (10—15) λ.

Приведем приближенный способ определения размера раскрыва. Предварительно рассмотрим рис. XV.54, на котором показана кривая сечения зеркала, рассчитанная по (XV.102) для случая, когда $I(\psi)=\cos^2\psi$, $\theta_1=10°$, $\theta_2=80°$ и направление максимального излучения облучателя составляет угол 15° с осью z. На том же рисунке пунктирной кривой показана парабола, имеющая фокус в точке F и ось FO', параллельную лучу, отраженному в направлении θ_1.

Сравнение этих двух кривых показывает, что нижняя часть кривой сечения зеркала почти точно совпадает с параболой. Это не должно быть неожиданным, так как для обеспечения большой дальности действия нижняя часть зеркала преобразует падающие на нее лучи в пучок приблизительно параллельных лучей. Заметим, что указанное совпадение кривых имеет место не только при диаграмме облучателя $I(\psi)=\cos^2\psi$, но и при большинстве других практически применяемых облучателях.

Отмеченное совпадение нижней части кривой сечения зеркала с параболой может быть использовано для определения размера раскрыва.

Вследствие того, что $\theta_1 \ll 1$, вблизи угла θ_1 $\sin\theta \approx \theta$. Тогда, в этой области

$$P(\theta) = \operatorname{cosec}^2\theta = \frac{1}{\sin^2\theta} \approx \frac{1}{\theta^2}. \qquad \text{(XV.107)}$$

Обозначим через $\theta_{0,5}$ угол, в направлении которого плотность потока излученной энергии падает в два раза по сравнению с максимальной $P(\theta_{0,5})=0{,}5\,P(\theta_1)$.

Учитывая (XV.107), получаем

$$\theta_{0,5} = \sqrt{2}\,\theta_1.$$

Разность углов

$$\theta_{0,5} - \theta_1 = 0{,}414\theta_1$$

дает половину ширины диаграммы направленности по половинной мощности. Учитывая близкое совпадение нижней части кривой сечения зеркала с параболой, мы можем использовать табл. XV.2 и тем самым устранить неопределенность в выборе величины ρ_0.

При использовании таблицы следует принять

$$\psi_0 = \psi_1 + \theta_1; \quad 2\theta_0 = 0{,}83\theta_1.$$

Зная θ_1, из таблицы находим величину $\frac{d}{\lambda}$.

Из рис. XV.54 видно, что

$$\rho_1 = \frac{d}{2\sin(\psi_1 + \theta_1)}. \qquad \text{(XV.108)}$$

Подставив в (XV.108) найденное значение d, определим ρ_1, а следовательно, и ρ_0.

Приведенный расчет является приближенным. Более точные результаты можно получить, если с помощью изложенного метода предварительно рассчитать профиль зеркала, а затем произвести поверочный расчет диаграммы направленности через токи, наводимые на его поверхности. Для определения токов можно использовать формулы (XV.82) и (XV.83), которые верны и для цилиндров специального профиля. Расчет диаграммы ведется через векторы излучения методом, подробно рассмотренным при анализе параболоида вращения.

Расчет можно произвести для различных значений ρ_0, что позволит найти наименьшие размеры зеркала, при которых искажения диаграммы не превышают допустимых. Кроме того, можно исследовать влияние небольших отклонений от кривой, найденной методом геометрической оптики, как с целью определения ее оптимальной формы, так и с целью определения допусков на изготовление. Хотя указанные расчеты трудоемки, но зато дают результаты высокой точности и позволяют правильно определить отклонения в диаграмме антенны еще до ее изготовления.

17. ДРУГИЕ ТИПЫ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

Кроме рассмотренных, находят применение и некоторые другие типы зеркальных антенн. Например, иногда вместо параболоида вращения применяют неглубокое сферическое зеркало, которое позволяет обеспечить бóльший угол качания диаграммы направленности путем смещения облучателя из центра сферы *.

В ряде случаев применяются двухзеркальные антенны, которые позволяют получить значительно лучшее приближение к заданной диаграмме специальной формы (например, косекансной). В некоторых антеннах такого типа с помощью точечного излучателя и усеченного параболоида создают параллельный пучок лучей, который затем формируется в вертикальной плоскости вторым зеркалом. Изменяя положение второго зеркала, можно изменять направление и форму диаграммы направленности в ее косекансной части. Такое управление диаграммой имеет большое практическое значение для обеспечения нормальной работы антенного устройства на разных высотах полета летательного аппарата.

В радиорелейных линиях связи находят применение *рупорно-параболические антенны*. Последние представляют собой длинный рупор (длиной порядка 50—100λ), который непосредственно подсоединяется к сегменту па-

* См., например, А. З. Фрадин. Антенны сверхвысоких частот. «Советское радио», 1957, стр. 420.

раболоида вращения (рис. XV.55).* Профиль параболического зеркала рассчитывается так, чтобы фокус его совпадал с фазовым центром рупора. Применение длинного рупора снижает требования к точности установки фазового центра. Угол раскрыва рупора берется порядка 30—40°, что обеспечивает хорошее согласование его с питающим волноводом.

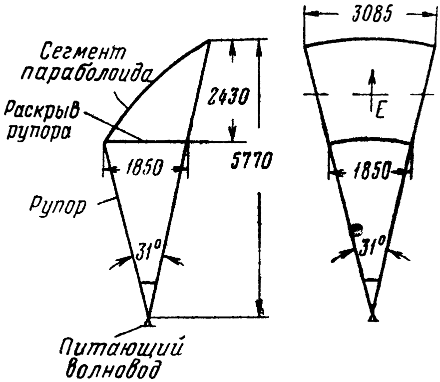


Рис XV.55. Рупорно-параболическая антенна.

Такая антенная система имеет ряд достоинств. Отсутствует рассеивание энергии облучателя, которым является рупор, что повышает к. п. д. зеркальной антенны и ведет к уменьшению боковых лепестков. Кроме того, отраженные от зеркала лучи не попадают в питающую линию и, следовательно, не нарушают согласования.

При использовании высоких мачт в радиорелейных линиях связи широкое применение находят *плоские зеркала.* Последние не могут изменять форму диаграммы направленности, а используются лишь для поворота фронта волны, т. е. для изменения направления передачи сигнала (рис. XV.56). Применение плоских зеркал позволяет исключить из высокочастотного тракта фидерную линию и тем самым устранить ряд трудно разрешимых проблем (обеспечение высокого коэффициента бегущей волны в широкой полосе частот, высокого

---

* Г. З Айзенберг Антенны ультракоротких волн. Связьиздат, 1957.

к. п. д., устойчивой работы при неблагоприятных климатических условиях и др.).

Сочетание нижнего криволинейного зеркала (рис. XV.56) с верхним плоским зеркалом иногда называют перископической антенной системой. Такие системы подробно рассмотрены в книге Г. З. Айзенберга *, к которой и отсылаем интересующегося читателя.

18. ПРИМЕНЕНИЕ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

Зеркальные антенны находят чрезвычайно широкое применение в технике СВЧ. Об их применении мы уже частично упоминали в процессе изложения материала данной главы. Зеркальные антенны широко используются в технике радиолокации, радионавигации на СВЧ, радиотелеуправлении, радиотелеметрических линиях, радиосвязи на УКВ (радиорелейные линии) и в других радиотехнических системах передачи и приема сигналов на сверхвысоких частотах.

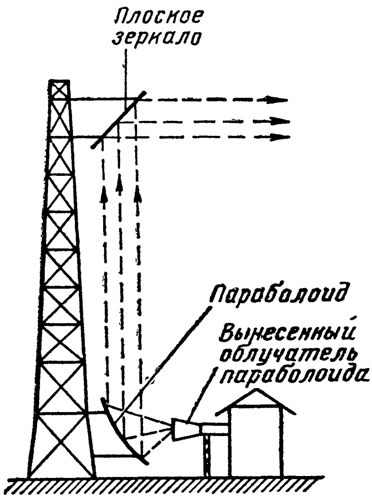


Рис. XV.56. Перископическая антенна.

Такое широкое применение объясняется тем, что сверхвысокие частоты позволяют рационально использовать оптические методы создания требуемого луча и управления им при приемлемых размерах антенных устройств.

---

* Г. З. Айзенберг. Антенны ультракоротких волн. Связьиздат, 1957, гл. XIV.

ГЛАВА XVI

ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Допустим, что в хорошо проводящей поверхности (экране) проделано отверстие той или иной формы, а к нему изнутри примыкает замкнутая полость, в которой возбуждено электромагнитное поле высокой частоты. Через указанное отверстие будет происходить излучение электромагнитных волн и оно превратится в своеобразную антенну, называемую *дифракционной* или *щелевой*. Первое название объясняется тем, что на отверстии происходит явление дифракции. Более распространено второе название и оно объясняется тем, что отверстия в экране имеют, обычно, форму узких щелей.

Щелевые антенны находят практическое применение главным образом в диапазоне сверхвысоких частот, хотя, в принципе, могут использоваться и на более низких частотах.

Идея простейших щелевых антенн принадлежит М. А. Бонч-Бруевичу и М. С. Нейману. Проф. М. С. Нейман на основании произведенного им теоретического анализа предложил в 1940 г. использовать в качестве излучателей малые круглые отверстия или небольшие прямолинейные щели на поверхности объемного электрического резонатора. Чтобы получать более острую направленность излучения можно применить ряд щелей на боковой поверхности концентрического фидера или волновода, как это предложил проф. М. А. Бонч-Бруевич. Дальнейшее развитие теории щелевых антенн было дано (в 1944—1947 гг.) в работах советских ученых А. А. Пистолькорса и Я. Н. Фельда.

В настоящее время в качестве таких антенн применяются *узкие щели длиной около половины длины волны, вырезаемые на боковых стенках волновода или резонатора*. Возможно также *возбуждение щели источником э. д. с., непосредственно подводимой к краям щели с помощью симметричного или коаксиального фидера.*

Большой практический интерес представляет использование щелей, вырезаемых в обшивке самолета или других летающих объектов, в качестве невыступающих антенн. Указанные антенны не ухудшают аэродинамических параметров летательного аппарата, что имеет особенно большое значение при переходе к большим скоростям полета в пределах земной атмосферы.

Для облегчения задачи определения основных параметров многих типов щелевых антенн служит так называемый принцип двойственности, рассматриваемый далее.

2. ПРИНЦИП ДВОЙСТВЕННОСТИ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ К ТЕОРИИ ЩЕЛЕВЫХ АНТЕНН

С одним из проявлений принципа двойственности приходится сталкиваться при сравнении поля излучения

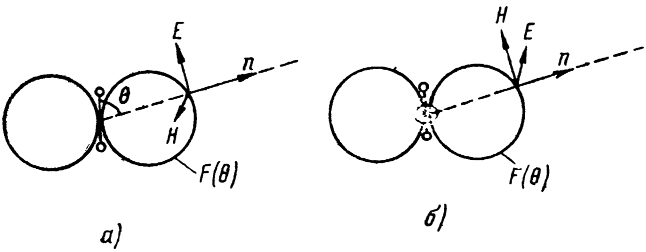


Рис XVI.1. Диаграммы направленности $F(\theta)$ и расположение векторов поля в дальней зоне

а) для элементарного электрического диполя; *б*) для элементарного магнитного диполя.

элементарного электрического диполя и рамки (малого витка) с током, являющейся эквивалентом магнитного диполя.

На рис. XVI.1 показаны диаграммы направленности $F(\theta)$ и расположение векторов поля E, H и Π в дальней зоне электрического (*а*) и магнитного (*б*) диполей. В центре рис. XVI.1, *б* показан виток с током, а пунктиром — магнитный диполь. Как видно из рисунка диаграммы направленности обоих диполей совпадают. Однако поля излучения их отличаются тем, что при одинаковой ориентировке диполей в пространстве, векторы электрического поля (E) и магнитного (H) меняются местами.

Сходство структуры поля электрического и магнитного диполей с теоретической точки зрения следует из симметрии уравнений Максвелла в отношении электрического и магнитного полей. Из этой симметрии вытекает и более общий закон, так называемый принцип двойственности, развитый А. А. Пистолькорсом с целью изучения некоторых типов щелевых антенн.

Принцип двойственности или взаимозаменяемости электрического и магнитного полей применительно к антеннам формулируется следующим образом: *решение уравнений Максвелла для электрического поля при заданных в отношении этого поля определенных граничных условиях будет справедливо и для магнитного поля при тех же граничных условиях, принятых в отношении магнитного поля.* Справедливо и обратное утверждение.

Принцип двойственности доказывается следующим образом.

Напишем уравнения Максвелла для электромагнитного поля, изменяющегося по гармоническому закону, в области свободной от источников и не имеющей потерь:

$$\mathrm{rot}\,\overline{H} = j\omega\varepsilon\,\overline{E}; \qquad \text{(XVI.1)}$$

$$\mathrm{rot}\,\overline{E} = -j\omega\mu\overline{H}. \qquad \text{(XVI.2)}$$

Введем новые вспомогательные переменные

$$\overline{E}_{\text{в}} = \sqrt{\omega\varepsilon}\;\overline{E}; \qquad \text{(XVI.3)}$$

$$\overline{H}_{\text{в}} = \sqrt{-\omega\mu}\;\overline{H}. \qquad \text{(XVI.4)}$$

Из последних выражений видно, что $E_{\text{в}}$ и $H_{\text{в}}$ представляют собой векторы, которые отличаются от E и H лишь постоянными коэффициентами.

Определяя E и H из (XVI.3) и (XVI.4) и подставляя в (XVI.1) и (XVI 2), получаем

$$\mathrm{rot}\,\overline{H}_{\text{в}} = j\omega\sqrt{-\varepsilon\mu}\,\overline{E}_{\text{в}}; \qquad \text{(XVI.5)}$$

$$\mathrm{rot}\,\overline{E}_{\text{в}} = j\omega\sqrt{-\varepsilon\mu}\,\overline{H}_{\text{в}}. \qquad \text{(XVI.6)}$$

В уравнениях (XVI.5), (XVI.6) $H_в$ выражается через $E_в$ точно так же, как $E_в$ через $H_в$, т. е. эти уравнения совершенно симметричны относительно $E_в$ и $H_в$. Следовательно, решение этих уравнений в общем виде будет одинаковым для $E_в$ и $H_в$. Предположим, что мы нашли частное решение для $E_в$, справедливое при определенных граничных условиях на поверхности S, ограничивающей рассматриваемую область. На основании теоремы о единственности (решения уравнений Максвелла) задание граничных условий на замкнутой поверхности определяет все поле и вне граничной поверхности. Найденное решение для электрического поля $E_в$ окажется справедливым и для $H_в$, если только граничные условия для $E_в$ и $H_в$ также поменять местами. Точно также решение уравнений для магнитного поля, найденное для данных граничных условий, будет справедливо и для электрического поля, если в граничных условиях оба поля поменять местами.

Принцип двойственности может быть применим и тогда, когда исследуется бесконечное пространство, внешнее по отношению к поверхности S с заданным на ней распределением электрического и магнитного полей.

Принцип двойственности может быть использован, строго говоря, для изучения щелевых антенн только идеализированного типа в виде *щели (или системы щелей) на неограниченной бесконечно тонкой идеально проводящей плоскости.* Электромагнитное поле такой щелевой антенны сравнивается с полем соответствующего металлического аналога, под которым подразумевается бесконечно тонкая металлическая пластина, форма и размеры которой совпадают с таковыми для щели. *При соблюдении одинаковых граничных условий для электрического поля щелевой антенны и магнитного поля металлического аналога, по известному полю во внешнем пространстве металлической. антенны легко определяется поле щелевой антенны.*

Покажем применение принципа двойственности на примере определения параметров узкой прямолинейной щели на бесконечно тонкой идеально проводящей плоскости (рис. XVI.2, *а*). Щель имеет длину $2l$ и возбуждается источником э. д. с., присоединенным к средним точкам AA. На рис. XVI.2, *б*, *в* и *г* показана конфигурация электромагнитного поля указанной щелевой антенны, а на рис. XVI.3 конфигурация поля соответствующего металлического аналога в виде тонкой идеально проводящей пластины длиной $2l$, последовательно возбуждаемой в средних точках источником э. д. с. Легко убедиться, что граничные условия в отношении электрического поля для рассматриваемой щелевой антенны совпадают с граничными условиями в отношении магнитного поля металлического вибратора.

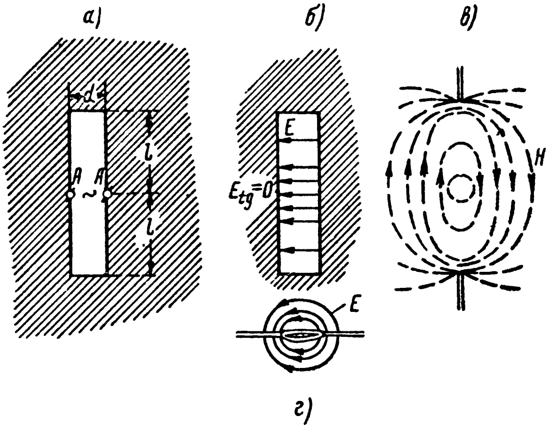


Рис. XVI 2 Идеализированная прямолинейная щелевая антенна в плоском экране, возбуждаемая источником э. д. с в средних точках (*а*). Линии электрического поля (*E*) на щели (*б*). Линии магнитного поля (*H*) в плоскости, проходящей через продольную ось щели перпендикулярно экрану (*в*) Линии электрического поля в плоскости, перпендикулярной оси щеки (*г*).

В качестве замкнутой поверхности *S*, на которой задаются тангенциальные составляющие электрического и магнитного поля можно принять бесконечную плоскость, совпадающую с плоскостью экрана, в котором вырезана щель в первом случае и плоскость, совпадающую с плоскостью пластины — во втором. Указанная поверхность, которую можно считать замкнутой на бесконечности, ограничивает объем полупространства.

На плоскости экрана повсюду, за исключением щели, тангенциальная составляющая E_{tg} вектора электрического поля равна нулю, как на идеальном проводнике. Линии электрического поля на щели простираются от одного края к другому. Распределение поля по длине щели ($E_{tg}=E_{щ}$) можно приближенно считать синусоидальным с узлами на концах. Здесь имеется аналогия с двухпроводной линией, короткозамкнутой с двух сторон, питаемой в середине от источника э. д. с. Такая линия как бы образуется краями щели.

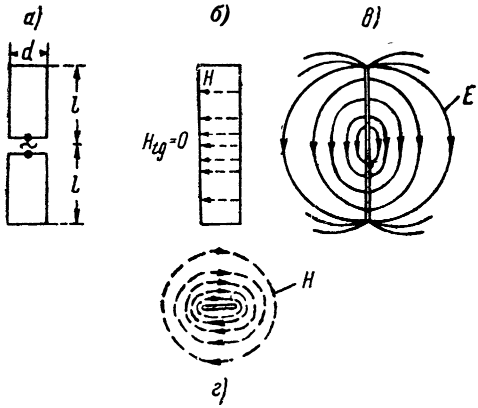


Рис. XVI.3. Симметричный вибратор в виде металлической пластины в свободном пространстве (*а*). Конфигурация электромагнитного поля в плоскости пластины (*б*); в плоскости, проходящей через продольную ось перпендикулярно пластине (*в*), в плоскости, перпендикулярной продольной оси пластины (*г*)

Таким образом граничные условия для щелевой антенны выглядят следующим образом:

$E_{tg}=E_{щ}$ — в области щели;

$E_{tg}=0$ — на остальной части плоскости.

Точно такие же граничные условия, но только в отношении магнитного поля, справедливы и для металлического вибратора *.

На плоскости, проходящей через металлическую пластину повсюду, за исключением самой пластины равна

* Совпадение законов распределения тока на узкой пластине и E_{tg} на соответствующей щели может быть строго доказано. Это доказательство приводится в работах Я. Н. Фельда. См. ДАН, т. VIII, № 7, 1946.

нулю тангенциальная составляющая магнитного поля, так как линии H охватывают пластину кольцами. На поверхности металлической пластины, вдоль которой течет ток, линии магнитного поля имеют поперечное направление, а распределение этого поля по длине пластины совпадает с распределением тока и приближенно может быть принято синусоидальным с узлами на концах.

Плотность поверхностного тока J численно равна тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля

$$J = H_{tg}. \tag{XVI.7}$$

Ток, протекающий в одном направлении по обеим сторонам тонкой пластины,

$$I = 2Jd = 2H_{tg}d. \tag{XVI.8}$$

Ввиду возможного изменения J в поперечном направлении пластины здесь под J и H_{tg} надо понимать соответствующие усредненные значения.

Произведение $H_{tg}d$ дает разность магнитных потенциалов между краями пластины

$$M = H_{tg}d = \frac{I}{2}. \tag{XVI.9}$$

Показанное совпадение граничных условий для рассматриваемой щелевой антенны и ее металлического аналога позволяет определить поле во внешнем пространстве щелевой антенны по известному полю металлической антенны.

Напряженность электрического поля в дальней зоне симметричного вибратора

$$E_{\text{виб}} = \frac{60 I_{п}}{r} \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} = \frac{60 I_{п}}{r} f(\theta),$$

где $I_{п}$ — ток в пучности вибратора, который на основании (XVI.9) может быть выражен через разность магнитных потенциалов $M_{п}$ в пучности как

$$I_{п} = 2M_{п}. \tag{XVI.10}$$

Поэтому

$$E_{\text{виб}} = \frac{120 M_{п}}{r} f(\theta). \tag{XVI.11}$$

Напряженность магнитного поля вибратора

$$H_{виб} = \frac{E_{виб}}{120\pi} = \frac{M_п}{\pi r} f(\theta). \qquad (XVI.12)$$

На основании принципа двойственности, если разность магнитных потенциалов ($M_п$) между краями металлического вибратора заменить напряжением ($U_п$)

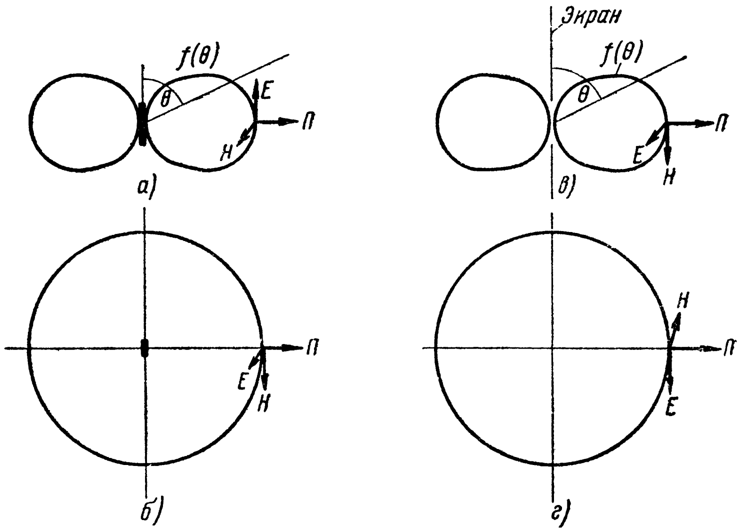


Рис. XVI.4. Диаграммы направленности металлического вибратора (*а* и *б*) и соответствующего щелевого излучателя в безграничном экране (*в* и *г*):

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

между краями щелевой антенны, тогда напряженность электрического поля в дальней зоне щелевой антенны будет совпадать с напряженностью магнитного поля металлического вибратора

$$E_щ = \frac{U_п}{\pi r} f(\theta). \qquad (XVI.13)$$

Соответственно

$$H_щ = \frac{E_щ}{120\pi} = \frac{U_п}{120\pi^2 r} f(\theta). \qquad (XVI.14)$$

Из последних выражений видно, что *диаграмма направленности у щелевой антенны такая же, как у соответствующего металлического вибратора.* При этом следует помнить, что *векторы электрического и магнитного поля* (силовые линии E и H) *в обоих случаях меняются местами.*

В качестве примера на рис. XVI.4 изображены диаграммы направленности полуволнового вибратора и соответствующей идеализированной щелевой антенны. Там же показана ориентация в пространстве векторов поля E и H.

Сопоставим выражения (XVI.11) и (XVI.13) для напряженности электрического поля, создаваемого обеими антеннами. При условии одинаковой величины E в обоих случаях получаем, что $60I_п = \frac{U_п}{\pi}$, т. е.

$$I_п = \frac{U_п}{60\pi}. \tag{XVI.15}$$

Аналогичным соотношением связаны ток I_A в точках питания вибратора с напряжением $U_щ$ в точках питания щели, при условии одинаковой напряженности поля во внешнем пространстве

$$I_A = \frac{U_щ}{60\pi}. \tag{XVI.16}$$

Отсюда заключаем, что 1 *а в металлической антенне эквивалентен* $60\pi = 188{,}4$ *в в идеализированной щелевой антенне.*

При выполнении условий (XVI.15) или (XVI.16) мощности излучения обеих антенн будут одинаковыми. Соответственно одинаковыми, если не учитывать потери, будут активные мощности на зажимах щелевой антенны (рис. XVI.2, *а*) и ее металлического аналога (рис. XVI.3, *а*). Реактивные мощности на зажимах указанных антенн при этом будут также иметь одинаковую величину, но обратные знаки. Это вытекает из следующих физических соображений.

Распределение тока на металлическом вибраторе приблизительно соответствует распределению тока в линии, разомкнутой на конце, так что, например, входное сопротивление на зажимах короткого вибратора имеет емкостный характер и для его настройки необходимо включить последовательно индуктивность. Распределение напряжения вдоль рассматриваемой щелевой антенны соответствует, в первом приближении, распределению напряжения в линии, короткозамкнутой на конце, так что входное сопротивление на зажимах короткой щелевой антенны имеет индуктивный характер и для ее настройки нужно подключить параллельно зажимам емкость.

Положение о том, что реактивные мощности указанных антенн при выполнении условия (XVI.16) имеют одинаковую величину, но разные знаки, может быть доказано строго на основании принципа двойственности.

Учитывая вышесказанное, можем приравнять полную комплексную мощность на зажимах металлического вибратора ($P_А$) и комплексно сопряженную мощность на зажимах щелевой антенны ($P_щ{}^*$).

Мощность вибратора

$$P_А = |I_А|^2 Z_А,$$

где $Z_А = R_А + jX_А$ — комплексное сопротивление в точках питания вибратора (см. соответствующие выражения в гл. V).

Мощность щелевой антенны

$$P_щ = |I_щ|^2 Z_щ = \frac{|U_щ|^2 Z_щ}{|Z_щ|^2} = |U_щ|^2 Y_щ{}^*.$$

Здесь $Z_щ = R_щ + jX_щ$ — комплексное сопротивление в точках питания щели; $|Z_щ|^2 = R_щ{}^2 + X_щ{}^2$;

$Y_щ{}^*$ — комплексно сопряженная проводимость щели;

$$Y_щ{}^* = \frac{1}{Z_щ{}^*} = \frac{1}{R_щ - jX_щ} = \frac{R_щ + jX_щ}{R_щ{}^2 + X_щ{}^2} = \frac{Z_щ}{|Z_щ|^2}.$$

Приравнивая $P_А$ и $P_щ{}^*$, получаем

$$|I_А|^2 Z_А = (|U_щ|^2 Y_щ{}^*)^* = |U_щ|^2 Y_щ, \qquad \text{(XVI.17)}$$

откуда

$$Y_{щ}=\frac{|I_{А}|^2}{|U_{щ}|^2}Z_{А}$$

или учитывая (XVI.16)

$$Y_{щ}=\frac{Z_{А}}{(60\pi)^2}, \qquad \text{(XVI.18)}$$

т. е. проводимость щели пропорциональна сопротивлению вибратора.

Входное сопротивление щели в точках питания

$$Z_{щ}=\frac{(60\pi)^2}{Z_{А}}=\frac{(60\pi)^2\,(R_{А}-jX_{А})}{R_{А}^2+X_{А}^2}\ (ом). \qquad \text{(XVI.19)}$$

Пусть, например, бесконечно тонкий вибратор имеет длину, равную точно $\frac{\lambda}{2}$. Тогда сопротивление вибратора $Z_{А}=73+j42{,}5$ *ом* имеет индуктивный характер. Соответственно сопротивление щели

$$Z_{щ}=\frac{(60\pi)^2}{73+j42{,}5}=363-j211$$

имеет емкостный характер.

Пусть вибратор укорочен до резонансной длины и его входное сопротивление $Z_{А}\simeq 70$ *ом*. Тогда входное сопротивление соответственно укороченной щели

$$Z_{щ}=\frac{(60\pi)^2}{70}\simeq 500\ ом. \qquad \text{(XVI.20)}$$

Пусть, наконец, симметричный вибратор с волновым сопротивлением в 380 *ом* имеет длину, несколько меньшую λ, соответствующую второму резонансу. Его входное сопротивление

$$Z_{А}=\frac{\rho^2}{R_{\Sigma п}}=\frac{380^2}{200}=720\ ом.$$

Соответственно

$$Z_{щ}=\frac{(60\pi)^2}{720}\simeq 50\ ом. \qquad \text{(XVI.21)}$$

Это сопротивление может хорошо согласовываться с коаксиальным кабелем (с $\rho = 50$ *ом*), который должен быть подведен к средним точкам щели (центральная жила к одному краю щели, а оболочка — к другому).

Нетрудно убедиться, что для щелевой антенны с односторонним излучением входная проводимость $Y_{щ}$ будет вдвое меньше, а входное сопротивление $Z_{щ}$ — вдвое больше, чем в случае соответствующей щелевой антенны с двусторонним излучением.

Диапазонность щелевой антенны зависит от ширины щели и становится большей с увеличением последней.

В заключение напомним, что *принцип двойственности и полученные с его помощью выражения точно справедливы лишь для щелей в плоских безграничных идеально проводящих экранах*. В следующих параграфах рассматриваются некоторые вопросы теории и устройства щелевых антенн в ограниченных экранах.

3. ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ В ПЛОСКОМ ЭКРАНЕ ОГРАНИЧЕННЫХ РАЗМЕРОВ

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

а) Направленное действие

Определение поля, создаваемого щелевой антенной в ограниченном экране, представляет большие математические трудности. Здесь мы лишь кратко остановимся на двух приближенных методах решения этой задачи.

Г. Н. Кочержевский * приближенно рассчитал поле в дальней зоне прямолинейной щели, прорезанной в плоском прямоугольном экране (рис. XVI.5), используя следующий метод. Первоначально определяется поле щелевой антенны в безграничном экране. Это дает возможность найти распределение плотностей электрического тока на безграничном экране. Далее предполагается, что распределение тока на прямоугольном экране заданных размеров совпадает с распределением тока на соответствующей площади безграничного экрана. По известному распределению электрического тока на прямоугольном экране и магнитного тока на щели определяется поле в дальней зоне. Для облегчения интегрирования закон распределения плотности электрического тока на экране аппроксимируется упрощенным выражением.

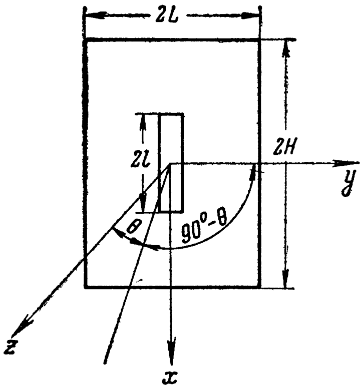


Рис. XVI.5. Щелевая прямолинейная антенна в плоском прямоугольном экране.

Указанным путем получены следующие выражения для диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной экрану и перпендикулярной оси щели (т. е. в плоскости yoz) **. Для двусторонней щели

$$f(\theta) = \left[\frac{e^{-1,5\frac{L}{\lambda} - jkL(1-\sin\theta)} - 1}{-1,5\frac{L}{\lambda} - jkL(1-\sin\theta)} + \right.$$

$$\left. + \frac{e^{-1,5\frac{L}{\lambda} - jkL(1+\sin\theta)} - 1}{-1,5\frac{L}{\lambda} - jkL(1+\sin\theta)} \right] \cos\theta. \qquad \text{(XVI.22)}$$

---

* Г. Н. Кочержевский. Диаграммы направленности плоских щелевых антенн, ограниченных размеров. «Радиотехника», 1953, № 3.

** В приводимых ниже формулах указаны уточненные значения коэффициентов

Для щели с односторонним излучением (когда одна сторона щели закрыта полостью, примыкающей к экрану)

$$f(\theta)=\left[\frac{e^{-1,5\frac{L}{\lambda}-jkL(1-\sin\theta)}-1}{-1,5\frac{L}{\lambda}-jkL(1-\sin\theta)}+\right.$$

$$\left.+\frac{e^{-1,5\frac{L}{\lambda}-jkL(1+\sin\theta)}-1}{-1,5\frac{L}{\lambda}-jkL(1+\sin\theta)}\right]\cos\theta e^{-j\frac{\pi}{4}}\frac{\pi\sqrt{\pi}}{2,1}\times$$

$$\times\Phi\left(2,1\sqrt{2}\frac{H}{\lambda}\right)-j\frac{\pi l}{L}. \qquad \text{(XVI.23)}$$

В последних выражениях:

$2L$ — размер экрана в направлении, перпендикулярном оси щели;

$2H$ — размер экрана вдоль оси щели;

$2l$ — длина щели;

$k=\frac{2\pi}{\lambda}$;

θ — угол в плоскости yoz (рис. XVI.5), отсчитываемый относительно оси z;

$\Phi\left(\sqrt{2}\beta_x\frac{H}{\lambda}\right)$ — табулированный интеграл вероятности от аргумента, стоящего в скобках *.

Для $\beta_x=2,1$ и $\frac{H}{\lambda}\gg 1$ значение Φ можно принять равным единице.

Диаграммы направленности определяются модулями выражений (XVI.22) и (XVI.23).

На рис. XVI.6 и XVI.7 показаны диаграммы направленности щелевых антенн, рассчитанные с помощью последних выражений и измеренные. Как видно из рисунков, расчет и измерения дают хорошее совпадение.

Отсутствие излучения в плоскости экрана двусторонней щелевой антенны объясняется тем, что поля излучения с каждой стороны экрана здесь равны по амплитуде, но противоположны по фазе.

Сделаем некоторые выводы, касающиеся диаграмм направленности односторонних щелевых антенн. В плоскости, перпендикулярной экрану и перпендикулярной

* Таблица значений этого интеграла имеется, например, в справочнике по математике И. Н. Бронштейна и К. А. Семендяева.

оси щели диаграмма направленности, даже при больших размерах экрана, сильно отличается от соответствующей диаграммы щели в безграничном экране. Основное отличие состоит в том, что *для щели в ограниченном экране максимум диаграммы* (при не очень малых экранах) *получается под некоторым острым углом к экрану, а напряженность поля вдоль экрана в направлении, перпендикулярном щели, составляет лишь* 40%—50% *от значения поля в направлении максимума.*

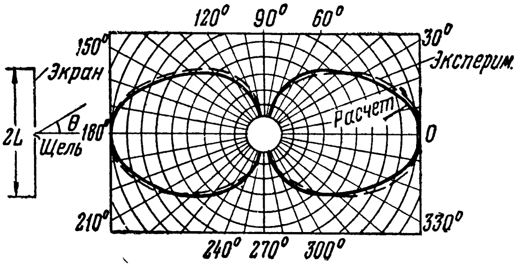


Рис. XVI.6. Диаграмма направленности в плоскости, перпендикулярной экрану и перпендикулярной оси двусторонней щелевой антенны длиной $2l=\frac{\lambda}{2}$.

Размеры экрана $2L = 2H = \lambda$.

Вычисления показывают, что *размеры экрана в направлении, перпендикулярном оси щели, оказывают заметное влияние на диаграмму в то время как размеры экрана в направлении оси щели мало влияют на ее направленные свойства.*

Диаграмма направленности в плоскости, проходящей через ось щели перпендикулярно экрану ограниченных размеров мало отличается от соответствующей диаграммы щели в безграничном экране. Это объясняется тем, что вдоль оси щели на экране излучение отсутствует и потому размеры экрана в этом направлении существенной роли не играют. К таким же выводам приводят исследования, произведенные другим приближенным методом *, в котором рассматривается бесконечно длинная пластина конечной ширины как предельный

* А. М. Модель. Анализ направленных свойств щелевых антенн «Радиотехника», 1952, № 5.

случай сжатого эллиптического цилиндра. Решается задача о дифракции плоской электромагнитной волны на

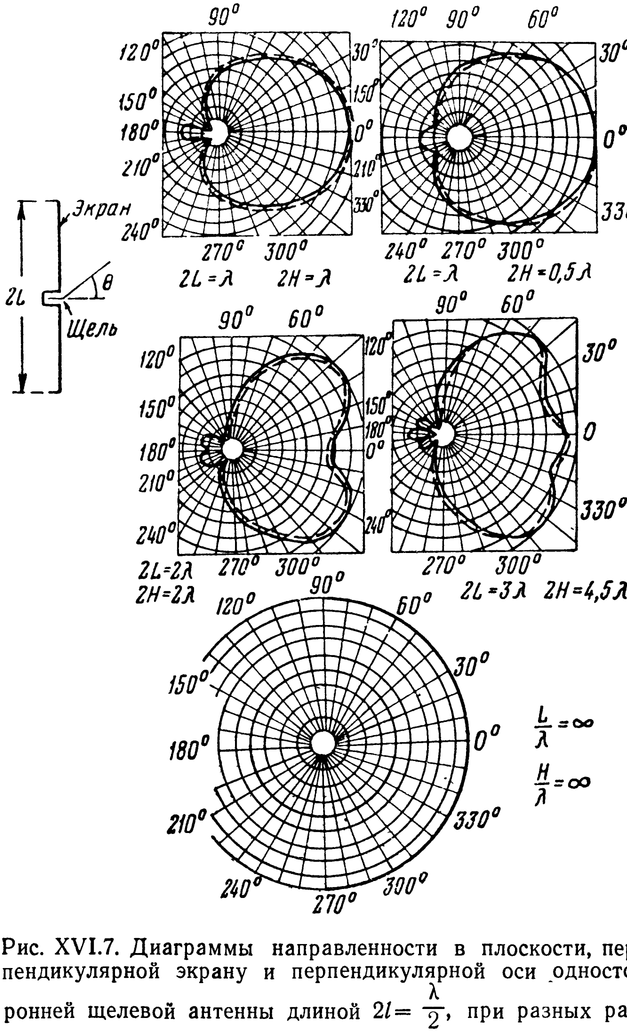


Рис. XVI.7. Диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной экрану и перпендикулярной оси односторонней щелевой антенны длиной $2l = \frac{\lambda}{2}$, при разных размерах экрана.

Сплошные кривые — расчетные; пунктирные — экспериментальные.

таком цилиндре. Предполагается, что плоская волна приходит в результате излучения достаточно удаленного источника в виде элемента магнитного тока, эквивалентного короткой щелевой антенне. Таким образом определяется поле, создаваемое у поверхности пластины упомянутой антенной, расположенной в различных направлениях относительно пластины. На основании принципа взаимности можно считать, что магнитный ток (щелевая антенна) на поверхности эллиптического цилиндра (пластины) будет создавать в удаленных точках (где ранее находился указанный излучатель) такое же поле,

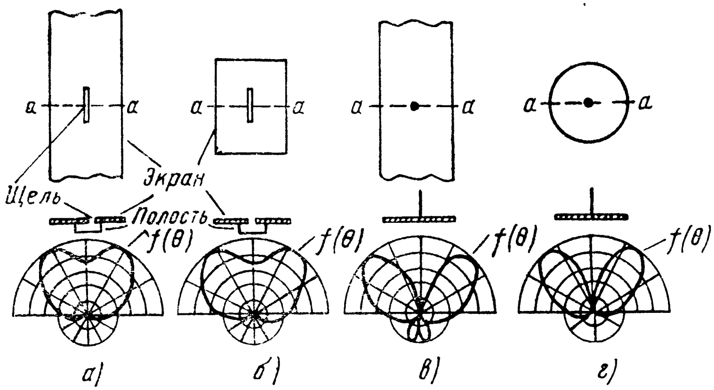


Рис. XVI 8. Диаграммы направленности некоторых излучателей на ограниченных экранах:

а) щель на бесконечной ленте; *б*) щель на прямоугольном экране; *в*) штырь на бесконечной ленте, *г*) штырь на круглом диске.

которое было определено на пластине в результате решения задачи о дифракции. Таким образом определяется поле, создаваемое элементарным излучателем.

Щелевая антенна конечной длины делится на большое число малых участков и результирующее поле определяется интегрированием по длине щели.

На рис. XVI.8, *а* показана диаграмма направленности рассчитанная описанным методом в плоскости перпендикулярной оси щели с односторонним излучением, прорезанной вдоль бесконечной плоской ленты шириной 2λ, а на рис. XVI.8, *б* аналогичная диаграмма для щели в прямоугольном экране той же ширины. Эти диаграммы практически не отличаются между собой. На рис. XVI.8, *в* и XVI.8, *г* для сравнения приведены расчетные диаграммы направленности для коротких штыревых антенн, установленных в первом случае на ленте, а во втором — на тонком круглом диске*. Характерным здесь также является значительное ослабление напряженности поля вдоль плоскости экрана ограниченных размеров.

В заключение данного параграфа рассмотрим несколько примеров практического устройства щелевых антенн в плоских экранах.

б) Примеры устройства плоских щелевых антенн

Прямолинейные щели в большинстве случаев имеют длину порядка половины длины волны.

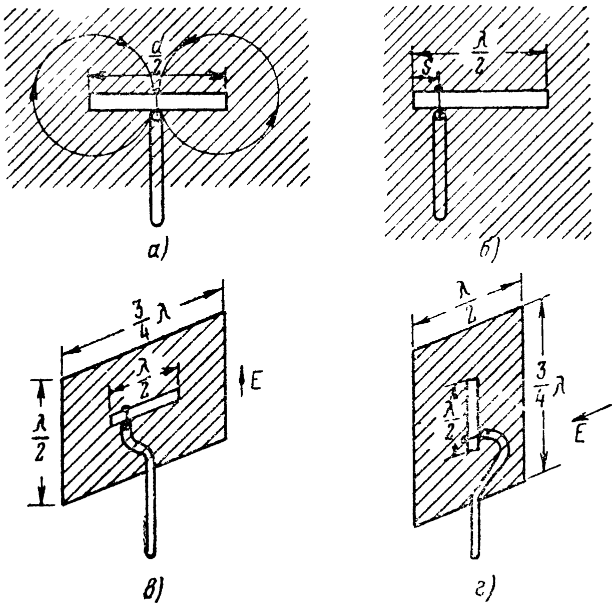


Рис XVI.9. Щелевые антенны в плоских экранах, питаемые коаксиальным фидером (*а*, *б*); вертикальная поляризация (*в*), горизонтальная поляризация (*г*).

На рис. XVI.9, *а* показана схема питания щели коаксиальным фидером. Оболочка кабеля лежит на экране. Токи проводимости на поверхности экрана протекают

* См. сборник статей «Дифракция электромагнитных волн на некоторых телах вращения». «Советское радио», 1957.

с одной половины на другую, как показано изогнутыми стрелками, и замыкаются через щель в виде токов смещения. Входное сопротивление полуволновой щели в средних точках значительно больше волнового сопротивления кабеля. Поэтому для лучшего согласования сопротивлений целесообразно точку питания отодви-

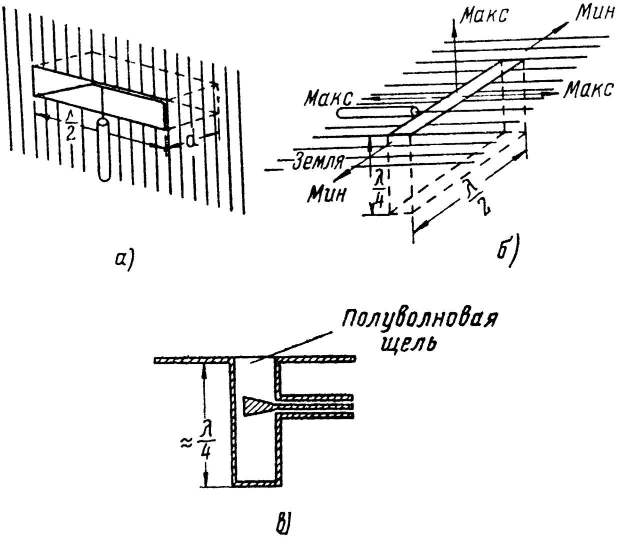


Рис. XVI.10. Щелевая антенна с прямоугольной полостью (*а*); щелевая антенна в качестве излучателя, не выступающего над поверхностью земли (*б*); вариант возбуждения щелевой антенны (*в*).

нуть от центра, как показано на рис. XVI.9, *б*. Для 50-омного кабеля расстояние S должно быть порядка $\frac{1}{20}\lambda$. На рис. XVI.9, *в* и XVI.9, *г* показаны примеры щелевых антенн с двусторонним излучением, питаемых указанным образом. Антенна с горизонтальной щелью (*в*) обеспечивает вертикальную поляризацию, а антенна с вертикальной щелью (*г*) — горизонтальную поляризацию.

На рис. XVI.10 показана щелевая антенна с односторонним излучением, питаемая коаксиальным кабелем. С одной стороны экрана к щели примыкает прямоугольная полость. Если глубина полости d имеет резонансный размер ($d \simeq \frac{\lambda}{4}$ для тонкой щели) ее шунтирующая проводимость в средних точках, к которым присоединяется кабель, будет незначительной. При этом резонансное сопротивление полуволновой щели в указанных точках будет иметь величину вдвое большую, чем в случае двухсторонней щели, и равную около 1000 *ом*.

Щелевая антенна с примыкающей к ней полостью может применяться не только в диапазоне СВЧ, но и

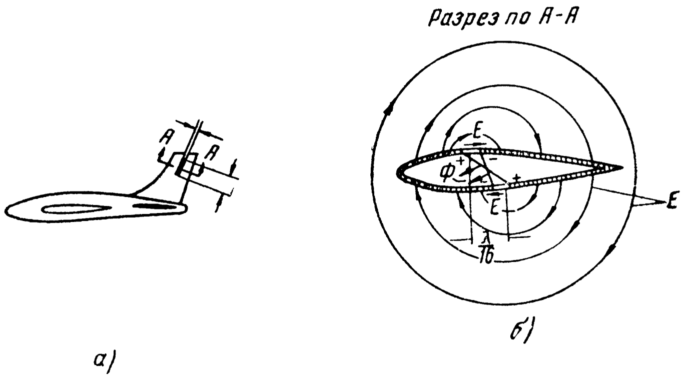


Рис. XVI.11 Двухщелевая антенна на киле самолета (*а*), схема питания щелей и примерная картина поля вблизи антенны (*б*).

на более низких частотах. Так, например, в качестве проводящего экрана можно использовать металлизированную поверхность Земли, а полость выполнить в виде траншеи, вырытой на соответствующую глубину и имеющей стенки, покрытые металлическими листами (рис. XVI.10, *б*). Стрелками на рисунке показаны направления максимального и минимального излучения. Поляризация поля на поверхности земли получается вертикальной. Отсутствие конструкций, выступающих над поверхностью земли, делает такую антенну очень удобной для использования в районе аэродромов или в других специальных случаях.

На рис. XVI.10, *в* показан вариант конструкции щелевой антенны, возбуждаемой прямоугольной полостью, питаемой коаксиальным фидером.

На рис. XVI.11 показана двухщелевая антенна на киле самолета. Антенна выполнена в виде двух вертикальных щелей, прорезанных на обеих сторонах киля и является антенной с горизонтальной поляризацией поля. Щели противофазно возбуждаются экранированным симметричным фидером (Φ), что приводит к появлению на поверхности киля синфазных токов горизон-

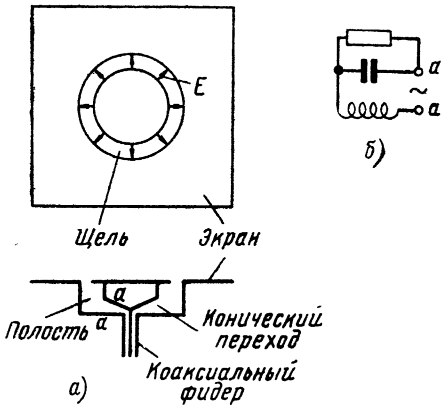


Рис XVI.12. Щелевая кольцевая синфазная антенна, возбуждаемая замкнутой полостью (*а*); эквивалентная схема в точках «*аа*» (*б*).

тального направления. В результате диаграмма направленности в горизонтальной плоскости получается близкой к круговой. Указанная антенна использовалась для курсового приемника иностранной системы «слепой посадки» самолетов и работала на метровых волнах.

В качестве ненаправленной в горизонтальной плоскости антенны с вертикальной поляризацией поля может применяться кольцевая щель, прорезанная в горизонтальном экране. Пример синфазного возбуждения такой щели полостью показан на рис. XVI.12. К разрезу полости (к краям щели) подводится напряжение через конический переход от коаксиального фидера. Эта полость играет роль индуктивности, подключенной к краям щели, которая представляет некоторую емкостную нагрузку, шунтированную активным сопротивлением излучения антенны (рис. XVI.12, *б*). Путем подбора параметров щели и полости можно добиться резонанса и более интенсивного возбуждения щели. Правильным выбором параметров конического перехода можно получить хорошее согласование антенны с питающим коаксиальным фидером.

4. ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

а) Принцип действия и возбуждение волноводно-щелевых антенн

Одним из распространенных видов щелевых антенн являются антенны в виде системы узких полуволновых щелей, прорезаемых в стенках волновода. *Для того чтобы щели наиболее интенсивно возбуждались они должны перерезать под прямым углом линии токов проводимости, протекающих на внутренней поверхности стенок волновода.* При этом между краями щели возникает значительное напряжение, что будет обуславливать интенсивное излучение электромагнитных волн. Поверхностные токи на внутренних стенках волновода замыкаются через такие щели в виде токов смещения. Теория и опыт показывают, что *распределение напряжения вдоль длины узкой резонансной полуволновой щели имеет синусоидальный характер (с пучностью в середине щели), независимо от ориентировки щели на стенке волновода.*

Наиболее часто щелевые антенны выполняются на стенках прямоугольного волновода, в котором возбуждается волна типа H_{10}. Щели можно прорезать как на широкой, так и на узкой стороне волновода.

На рис. XVI.13 показана известная из общей теории волноводов картина распределения поверхностных токов на внутренних стенках прямоугольного волновода для поля типа H_{10}. Там же сплошными узкими прямоугольниками показаны щели, прорезанные так, чтобы они интенсивно возбуждались. Пунктиром вдоль средней линии широкой стенки показана щель, которая вовсе не будет возбуждаться и излучать, так как токи протекают вдоль ее краев, не создавая напряжения между ними.

Интенсивность возбуждения щели зависит от плотности перерезаемых ею токов и поэтому возрастает с увеличением смещения продольной щели от средней линии на широкой стенке. По этой же причине интенсивность возбуждения поперечной щели на широкой стенке уменьшается при смещении ее центра от средней линии.

На рис. XVI.14 показана распространенная схема синфазного возбуждения волноводно-щелевой антенны. Щели расположены на широкой стороне волновода

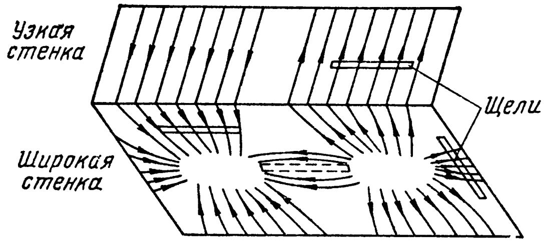


Рис. XVI.13. Линии поверхностного тока на внутренних стенках прямоугольного волновода и выбор места для прорезания щелей.

в шахматном порядке. Длина каждой щели равна половине длины волны в воздухе. Синфазное возбуждение щелей, расположенных по одну сторону от средней линии, обусловливается тем, что расстояние между ними

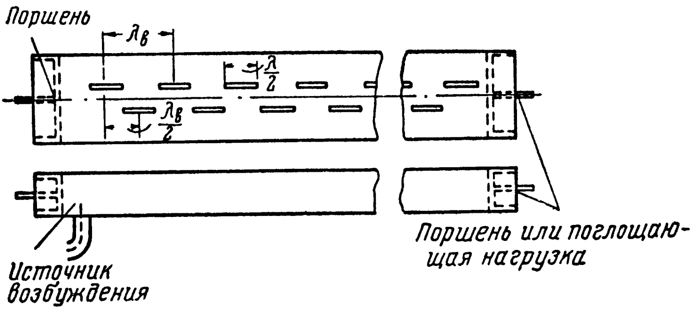


Рис XVI 14. Синфазная волноводно-щелевая антенна с продольными щелями.

берется равным длине волны в волноводе $\lambda_в$. Синфазность щелей, расположенных по обе стороны от средней линии обеспечивается тем, что расстояние между соседними щелями вдоль оси волновода равно $\frac{\lambda_в}{2}$. Это приводит к тому, что, как видно из рис. XVI.13 щели перерезают токи одинакового направления.

При работе на фиксированной волне в конце волновода можно устанавливать короткозамыкающий поршень. При работе в полосе частот следует применять неотражающую поглощающую нагрузку, что облегчает решение задачи согласования волновода с возбуждающим его источником.

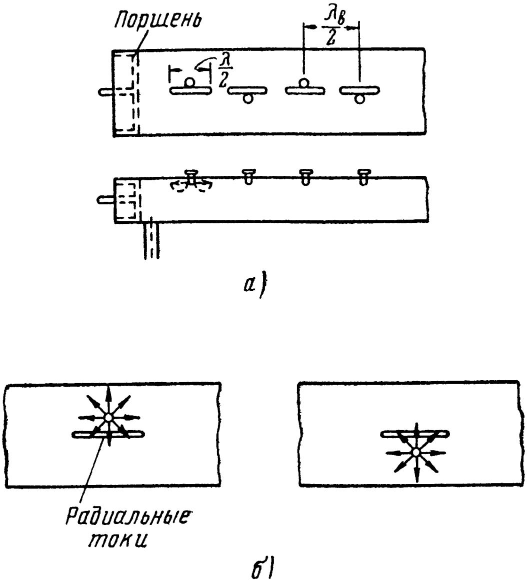


Рис XVI 15. Антенна с продольными щелями, возбуждаемыми реактивными штырями (*а*); радиальные токи на широкой стенке волновода (*б*).

На рис. XVI.15 показана синфазная антенна с продольными щелями, расположенными по средней линии широкой стенки волновода, возбуждаемыми реактивными штырями. Подобный штырь представляет собой металлический стержень припаянный или привинченный к широкой стенке волновода. При распространении волны H_{10} (для которой линии электрического поля перпендикулярны широким стенкам) в штыре, как в приемном вибраторе, возбуждается э. д. с., которая вызывает ток вдоль штыря, замыкающийся на широкую стенку так, что на ней образуются радиальные токи (рис. XVI.15, *б*). Часть этих токов пересекает щель и возбуждает ее несмотря на то, что щель расположена вдоль средней линии, где в отсутствие штырей нет поперечных токов. Изменение местоположения штыря относительно оси щели вызывает изменение направления токов, пересекающих щель (рис. XVI.15, *б*). Это обеспечивает синфазность возбуждения системы щелей, расположенных вдоль средней линии на расстоянии $\frac{\lambda_в}{2}$ друг от друга.

Применение рассмотренных штырей имеет то преимущество, что позволяет осуществлять индивидуальную регулировку амплитуды возбуждения отдельных щелей путем изменения глубины погружения штырей в волновод.

Щели, прорезанные на стенках волновода, создают некоторую неоднородность и вызывают соответствующие отражения волн в волноводе. При расположении соседних щелей на расстоянии вдоль оси равном $\frac{\lambda_в}{2}$ указанные отражения будут складываться и сильно уменьшать $k_{бв}$ в начале волновода, что затрудняет решение задачи согласования, особенно в полосе частот. Для устранения указанного недостатка можно осуществлять согласование каждой отдельной щели, например, с помощью соответствующих реактивных элементов (гл. XIX) или выполнять антенну из щелей, расположенных на расстояниях d не равных $\frac{\lambda_в}{2}$. В последнем случае на конце волновода во избежание отражений, приводящих к возрастанию боковых лепестков, устанавливается неотражающая нагрузка и щели возбуждаются бегущей по волноводу электромагнитной волной с некоторым сдвигом фаз, зависящим от расстояния d.

Для синфазных волноводно-щелевых антенн максимум излучения получается в направлениях, перпендикулярных к оси волновода; при возбуждении щелей со сдвигом фаз максимум диаграммы будет отклоняться от перпендикуляра к оси волновода.

б) Направленное действие волноводно-щелевых антенн

Пространственная диаграмма направленности волноводно-щелевой антенны имеет веерообразную форму, т. е. имеет значительную ширину диаграммы в плоскости, перпендикулярной оси волновода, и сжата в плоскости, проходящей через ось волновода.

Диаграмма в плоскости перпендикулярной оси волновода зависит от того, как расположена щель на широкой стенке и от соотношения между шириной волновода и длиной волны. Для приближенного расчета волновод может быть заменен плоской лентой той же ширины. Диаграмма направленности в указанной плоскости для продольной щели в широкой стенке волновода шириной

$$a = (0{,}7 \div 0{,}8)\,\lambda$$

будет очень похожа на диаграммы, приведенные в верхнем ряду рис. XVI.7. Для волновода с поперечной щелью диаграмма в плоскости, перпендикулярной оси волновода, будет несколько уже.

Диаграмма направленности волноводно-щелевой антенны в плоскости, проходящей через ось волновода, как для системы из n направленных излучателей, может быть определена с помощью выражения

$$f(\theta) = f_1(\theta) f_n(\theta), \qquad \text{(XVI.24)}$$

где $f_1(\theta)$ – диаграмма направленности одиночной щели с односторонним излучением; для многощелевой антенны множитель $f_1(\theta)$ мало влияет на общую диаграмму, которая, в основном, определяется вторым множителем. Для системы равноамплитудных щелей с одинаковым сдвигом фаз

$$f_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}\left(\frac{2\pi}{\lambda} d \sin\theta - \psi\right)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi}{\lambda} d \sin\theta - \psi\right)\right]}, \qquad \text{(XVI.25)}$$

где λ — длина волны в воздухе;

d — расстояние между серединами щелей;

θ — угол относительно перпендикуляра к оси волновода;

ψ — разность фаз между соседними щелями; для щелевых антенн, показанных на рис. XVI.14 и XVI.15

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda_в} d - \pi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} - \pi. \qquad \text{(XVI.26)}$$

Первое слагаемое правой части равенства обусловлено тем, что каждая последующая щель, более удаленная от генератора, возбуждается бегущей волной с соответствующим запаздыванием; второе слагаемое (дополнительное изменение по фазе на π) связано с тем, что соседние щели прорезаны по разные стороны от средней линии широкой стенки волновода или возбуждаются штырями, размещенными с разных сторон щелей.

Направление максимума (θ_m) диаграммы (XVI.25) можно определить из условия $\frac{2\pi d}{\lambda}\sin\theta_m = \psi$, откуда

$$\sin\theta_m = \frac{\psi}{2\pi d}\lambda. \tag{XVI.27}$$

Подставляя (XVI.26) в (XVI.27) получаем другое выражение:

$$\sin\theta_m = \sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} - \frac{\lambda}{2d}. \tag{XVI.28}$$

В частности, при $d = \frac{\lambda_в}{2}$ из (XVI.26) $\psi = 0$, что соответствует синфазному возбуждению щелей. При этом из (XVI.27 или XVI.28) $\theta_m = 0$, т. е. максимум излучения ориентирован в направлении нормали к оси волновода, что и следовало ожидать.

При d несколько большем $\frac{\lambda_в}{2}$, например, $d = 0{,}56\lambda_в$ $\psi \simeq 200° - 180° = 20°$ и $\sin\theta_m = \frac{20°}{360°}\frac{\lambda}{d} = \frac{\lambda}{18d}$, максимум диаграммы будет отклонен от нормали к оси волновода на острый угол в сторону движения бегущей волны по волноводу.

При $d < \frac{\lambda_в}{2}$; ψ будет отрицательным и $\theta_m < 0$, т. е. максимум диаграммы будет отклоняться от нормали к оси волновода в сторону, противоположную движению бегущей волны.

Точный расчет коэффициента направленного действия волноводно-щелевых антенн представляет собой сложную задачу. Для ориентировочных расчетов можно воспользоваться выражением *

$$D \simeq 3{,}2n, \tag{XVI.29}$$

где n — число щелей.

---

* Г. З. Айзенберг. «Антенны УКВ», Связьиздат, 1957, стр. 576.

Коэффициент полезного действия волноводно-щелевых антенн с поглощающей нагрузкой на конце, при большом числе щелей ($n>20$) довольно высок и имеет значение порядка 0,9—0,95.

в) Эквивалентные параметры щелей, прорезанных в волноводе

Щель, прорезанная в стенке волновода, представляет собой некоторую неоднородность и нарушает регулярность волновода. Часть энергии электромагнитной волны излучается через щель, некоторая доля отражается, а остальная часть энергии проходит в прямом направлении по волноводу.

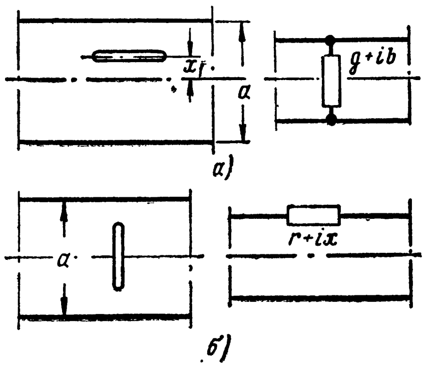


Рис. XVI 16. Щели, прорезанные в широкой стенке волновода и их эквивалентные схемы:
а) продольная щель; *б*) поперечная щель.

Волновод, по которому распространяется лишь один тип колебаний, можно представить эквивалентной двухпроводной линией (см. об этом подробнее в гл. XIX). Неоднородность, эквивалентную щели, удобно представить в виде некоторого сопротивления, включенного параллельно или последовательно в упомянутую линию. Характер этого сопротивления и схема включения зависят от параметров щели и волновода в частности, от положения щели на стенках волновода.

Для продольной щели на широкой стенке эквивалентная схема имеет вид шунта, включенного параллельно в линию (рис. XVI.16, *а*). Это объясняется тем, что продольный ток проводимости, текущий в направлениях, параллельных оси волновода, дополняется продольным током, образующимся благодаря разветвлению поперечного тока у кромки щели (рис. XVI.17). Этот дополнительный продольный ток имеет противоположные направления по обеим сторонам от середины щели. Поэтому в поперечном сечении, проходящем через середину щели, происходит скачок продольного тока на поверхности широкой стенки волновода, что является характерным для шунта, подключенного параллельно в линию передачи

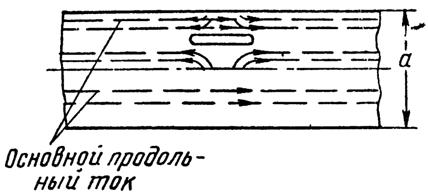


Рис. XVI 17. К объяснению скачка продольного тока в поперечном сечении волновода, проходящем через середину продольной щели.

Поперечная щель на широкой стенке волновода эквивалентна некоторому сопротивлению, включенному последовательно в линию (рис. XVI.16, *б*). Это объясняется тем, что в поперечном сечении волновода, совпадающем с осью щели, не происходит скачка продольного тока, но имеет место скачок напряжения, что является характерным для сопротивления, включаемого последовательно в линию передачи.

Проводимость шунта в эквивалентной схеме (рис. XVI.16, *а*) продольной резонансной узкой щели, длиной около $\frac{\lambda}{2}$ является чисто активной и определяется приближенным выражением *

$$g = 2{,}09\,\frac{\lambda_в}{\lambda}\,\frac{a}{b}\cos^2\frac{\pi\lambda}{2\lambda_в}\sin^2\frac{\pi x_1}{a}. \qquad \text{(XVI.30)}$$

Это выражение справедливо для волновода из идеально-проводящих бесконечно тонких стенок, при распространении волны типа H_{10} и определяет проводимость шунта, нормированную относительно волновой проводимости волновода (т. е. величины, обратной его волновому сопротивлению). Здесь $\frac{\lambda_в}{\lambda}$ — отношение длины волны в волноводе к длине волны в линии; a и b — размеры широкой и узкой стенок волновода; x_1 — смещение продольной щели относительно оси волновода. При отходе от резонансной частоты появляется реактивная составляющая проводимости (b), а активная составляющая (g) уменьшается. В полосе частот, близких к резонансной, g и b изменяются так же как для последовательного контура (состоящего из индуктивности, емкости и активного сопротивления), включенного параллельно в линию.

Аналогично эквивалентное сопротивление (r) (рис. XVI.16, *б*) поперечной резонансной щели длиной около $\frac{\lambda}{2}$, нормированное относительно волнового сопротивления волновода, определяется выражением:

$$r = 0{,}523\,\frac{\lambda_в^2}{ab}\cos^2\left(\frac{\pi\lambda}{4a}\right)\cos^2\frac{\pi x_1}{a}. \qquad \text{(XVI.30)}$$

Здесь x_1 — смещение центра щели относительно середины широкой стенки волновода.

При отходе от резонансной частоты появляется реактивная составляющая сопротивления (x), а активная составляющая (r) уменьшается. В полосе частот, близких к резонансной, r и x изменяются так же как и для параллельного контура (состоящего из индуктивности, емкости и активного сопротивления), включенного последовательно в линию.

5. ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ НА КРУГЛЫХ ЦИЛИНДРАХ

Наряду с антеннами в виде щелей на стенках прямоугольных волноводов применяются так называемые цилиндрические щелевые антенны, представляющие собой щели, вырезаемые на боковой

---

* Вывод этого выражения см., например, в книге Г. З. Айзенберга «Антенны УКВ». Связьиздат, 1957, стр. 581.

поверхности полых металлических цилиндров. В качестве таких антенн могут служить круглые волноводы с продольными и поперечными щелями, а также трубы сравнительно небольшого диаметра с продольными щелями. В последнем случае щели возбуждаются фидерной линией, подсоединяемой к противоположным краям каждой щели. Эскиз подобной антенны изображен на рис. XVI.18. В вертикальном металлическом цилиндре диаметром $\frac{\lambda}{8}$ прорезано четыре продольные щели, питаемые синфазно с помощью коаксиального кабеля, проложенного внутри трубы. Напряжение между краями щели, вызывает токи на наружных стенках цилиндра, обуславливающих интенсивное излучение. При указанном вертикальном расположении щелей поле излучения антенны будет иметь горизонтальную поляризацию.

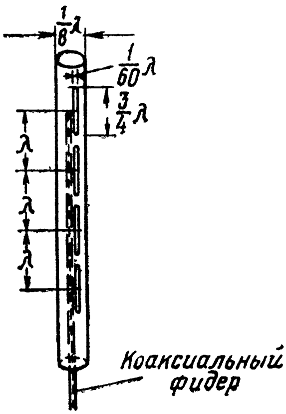


Рис. XVI.18. Эскиз цилиндрической щелевой антенны.

Остановимся кратко на вопросе направленного действия цилиндрических антенн с продольными щелями. Для определенности будем считать, что цилиндр расположен вертикально и тогда диаграмма направленности в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра, будет являться диаграммой в горизонтальной плоскости, а диаграмма направленности в плоскости, проходящей через ось цилиндра, — диаграммой в вертикальной плоскости.

Точное решение задачи определения электромагнитного поля в случае цилиндра произвольной длины встречает большие математические трудности. Поэтому ограничиваются решением для идеально-проводящего цилиндра бесконечной длины в свободном пространстве. Опыт показывает, что результаты такого решения можно в большинстве случаев практически использовать и для цилиндров конечной длины. Даже при упомянутой идеализации, решение задачи получается довольно сложным, а выражение для напряженности поля представляет собой бесконечные ряды, содержащие специальные функции. Не входя в подробности этого вопроса отметим лишь, что впервые задачу об излучении цилиндрической щелевой антенны по заданному полю в щели решил А. А. Пистолькорс *. Позднее эта же задача решалась методом ** упомянутым в параграфе 3 этой главы (стр. 642—649).

Выполненные исследования показывают, что поле в дальней зоне рассматриваемой щелевой антенны содержит лишь азимутальную (горизонтальную) составляющую E_{φ}.

* А. А. Пистолькорс. Доклады Академии наук СССР, 1946, т. 52, № 2, ЖТФ, 1947, № 3.

** Изложение этого метода и расчетные формулы приводятся, например, в книге Г. З. Айзенберга «Антенны УКВ», 1957, гл. XIV.

Диаграмма направленности в горизонтальной плоскости продольной вертикальной щели не зависит от длины щели, но существенно зависит от соотношения между диаметром цилиндра и дли-

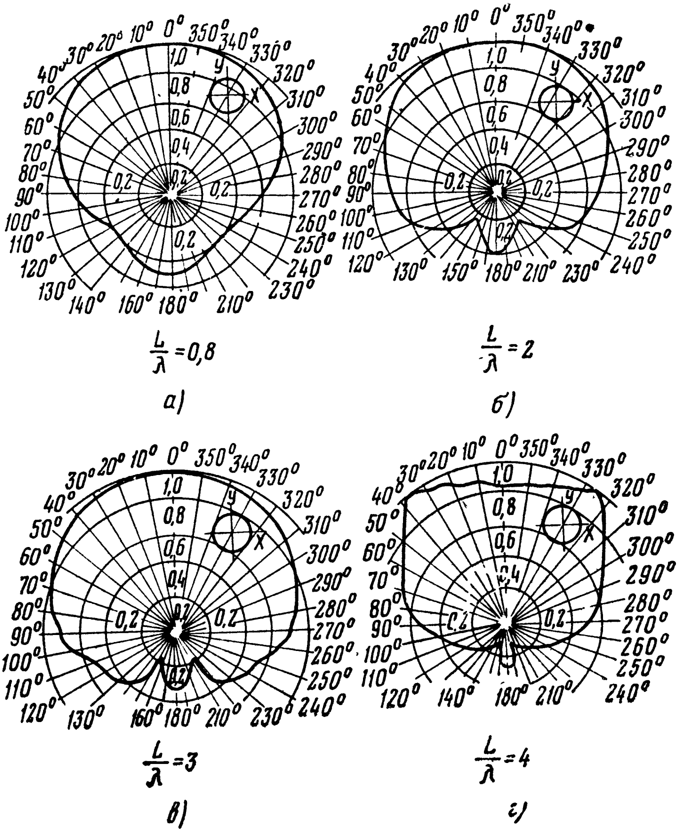


Рис. XVI.19. Диаграммы направленности в горизонтальной плоскости вертикального цилиндра с продольной щелью для разных значений $ka=\frac{2\pi a}{\lambda}=\frac{L}{\lambda}$.

Буква „У" обозначает положение щели на цилиндре.

ной волны. На рис. XVI.19 приведены диаграммы направленности антенны для разных значений

$$ka=\frac{2\pi a}{\lambda}=\frac{L}{\lambda},$$

где a — радиус цилиндра; L — длина периметра его сечения.

Из рассмотрения рисунков видно, что при всех размерах имеется преимущественное излучение в направлении радиуса, соединяющего ось цилиндра со щелью. Однако для тонких цилиндров (при малых диаметрах) различие получается незначительным и излучение в горизонтальной плоскости является почти ненаправленным. При $L \geqslant 2\lambda$ начинает сказываться экранирующее действие цилиндра и диаграмма направленности становится похожей на кардиоиду.

Диаграмма направленности в вертикальной плоскости для тонкого вертикального цилиндра, на поверхности которого вырезан ряд продольных щелей (рис. XVI.18), получается примерно такой же, как для системы вертикальных проволочных вибраторов тех же размеров. При увеличении диаметра цилиндра, диаграмма направленности в вертикальной плоскости, проходящей через щели и ось цилиндра, становится несимметричной относительно вертикальной оси из-за экранирующего действия поверхности трубы

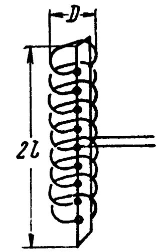


Рис. XVI.20. Цилиндр (диаметром D) со щелью как двухпроводная линия, шунтированная индуктивностями.

Резонансные размеры щелей в рассматриваемой антенне зависят от диаметра трубы и могут сильно отличаться от соответствующих размеров проволочных вибраторов в свободном пространстве. Это отличие тем больше, чем меньше диаметр цилиндра. Для цилиндров большого диаметра длина щели при первом резонансе приближается к $\frac{\lambda}{2}$. Резонансная длина щели, кроме того, зависит от ширины щели и от толщины стенок трубы. Зависимость резонансной длины щели от диаметра трубы и других параметров можно качественно объяснить следующим образом. Кромки щели можно условно рассматривать как двухпроводную линию. В данном случае провода линии замыкаются через металлические стенки цилиндра, как через непрерывно распределенные шунтирующие индуктивности (рис. XVI.20). Если бы не было этих шунтов резонансная длина линии $2l = \frac{\lambda}{2}$. Включение же между проводами линии дополнительных индуктивностей при наличии распределенной емкости эквивалентно уменьшению эффективной погонной емкости и приводит к увеличению фазовой скорости, а также длины волны в линии. Расширение щели, уменьшающее погонную емкость между краями щели, также повышает фазовую скорость и увеличивает резонансную длину щели. По этой причине резонансная длина щелей, изображенных на рис. XVI.18, $2l = 0{,}75\lambda$. При уменьшении диаметра цилиндра до некоторой критической величины (порядка $0{,}1\lambda$) резонансная длина щели увеличивается настолько, что практически резонанс в щели не может быть достигнут.

Питание щелей антенны рис. XVI.18 осуществляется коаксиальным фидером. Возможно также питание симметричной линией. Входное сопротивление в средних точках каждой щели при первом резонансе имеет величину порядка 400 *ом*. При подключении четырех щелей к линии через промежутки длиной, равной λ, все щели оказываются включенными параллельно и их общее сопротивление, как нагрузки для фидера, получается равным 100 *ом*

При увеличении диаметра цилиндра до соответствующей величины он превращается в волновод. В этом случае щели возбуждаются электромагнитным полем внутри волновода

6. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЩЕЛЕВЫХ АНТЕНН

Щелевые антенны имеют различные области применения. Как уже упоминалось, они применяются в радиоаппаратуре летательных аппаратов и прорезаются в металлической обшивке аппарата, не ухудшая его аэродинамических показателей.

Широкое распространение получили щелевые облучатели зеркал в виде параболоида вращения и параболического цилиндра.

Рассмотренные в предыдущем параграфе продольные щелевые антенны на круглом цилиндре применяются на волнах метрового диапазона для радиовещательных станций с частотной модуляцией. Поле поляризовано горизонтально. Так как диаметр цилиндра мал (составляет $\frac{\lambda}{8}$), излучение в плоскости земли имеет ненаправленный характер.

К числу достоинств щелевых антенн при использовании их на сантиметровых волнах относится сравнительная простота возбуждения, к недостаткам — трудность использования в широком диапазоне волн.

ГЛАВА XVII

АНТЕННЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Рассмотренные в предыдущих главах *антенны* (рупорные, зеркальные и т. п.) можно назвать антеннами *с излучающим раскрывом*, так как в них излучение происходит через некоторое отверстие — раскрыв. Поле в раскрыве таких антенн синфазно или близко к синфазному, и *антенны излучают в направлении, перпендикулярном плоскости раскрыва, подобно многовибраторным синфазным системам* (поперечно излучающие антенны).

Наряду с указанными антеннами в диапазоне СВЧ находят применение антенны, подобные антеннам бегущей волны, излучающие в продольных направлениях. Здесь имеются в виду так называемые *антенны поверхностных волн.* Антенны возбуждаются специальным устройством — возбудителем — в виде штыревого вибратора, рупора и др. Возбужденные волны распространяются внутри и вдоль поверхности диэлектрика, находящегося в свободном пространстве или расположенного на металлическом основании (экране). Распространение волн вдоль диэлектрика приводит к их замедлению, т. е. фазовая скорость распространения $v_ф$ получается меньше скорости распространения в свободном пространстве. При этом основная мощность, переносимая волной, концентрируется вблизи поверхности антенны, чем и объясняется название рассматриваемых антенн.

На рис. XVII.1 для примера показана *дисковая диэлектрическая антенна поверхностной волны,* возбуждаемая вертикальным вибратором, расположенным в центре диска и имеющим высоту около четверти длины волны.

Диэлектрик лежит на металлическом основании. На рисунке штриховкой показано сечение диска. Высота последнего от середины к краю постепенно уменьшается

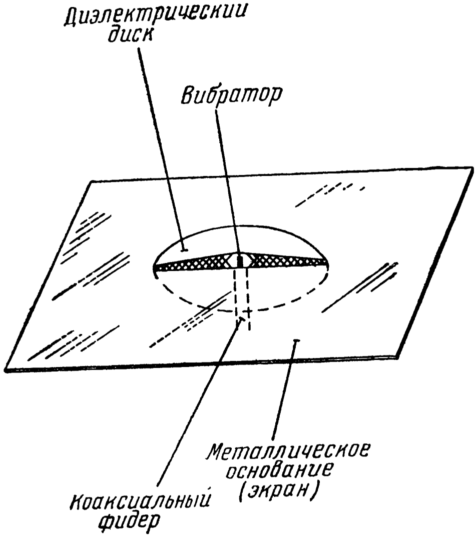


Рис. XVII.1. Дисковая диэлектрическая антенна поверхностной волны.

для того, чтобы обеспечить плавный переход от диэлектрика к воздуху и тем самым уменьшить отражение волн от краев диска. Это уменьшает боковые лепестки вертикальной диаграммы направленности.

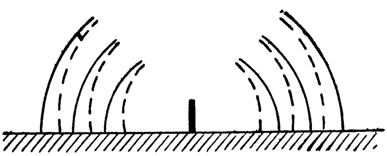
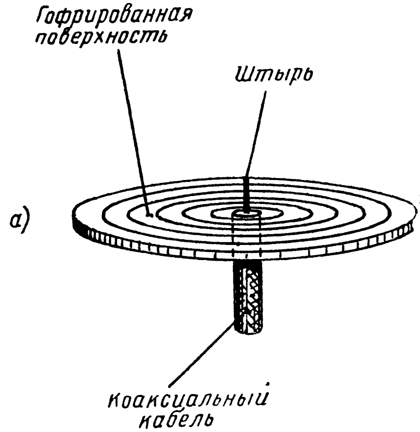


Рис. XVII.2. Спрямление фазовых фронтов в антенне поверхностных волн.

Ввиду осевой симметрии антенна является ненаправленной в плоскости экрана (в горизонтальной плоскости).

Диаграмма направленности в вертикальной плоскости получается более сжатой, чем для аналогичного вертикального штыря без диэлектрического диска. Обострение диаграммы можно пояснить следующим образом.

Для вертикального вибратора над плоским металлическим экраном фазовые фронты имеют вид сферических поверхностей (сплошные линии на рис. XVII.2). Вследствие замедления волн, распространяющихся вдоль диэлектрика, фазовые фронты несколько спрямляются (пунктирные линии на рис. XVII.2). Энергия электромагнитных волн передается в направлениях, перпендикулярных линиям фазовых фронтов (рис. XVII.2). Поэтому уплощение этих фронтов свидетельствует о большей концентрации мощности вблизи поверхности диэлектрика, т. е. о сужении диаграммы направленности в вертикальной плоскости.



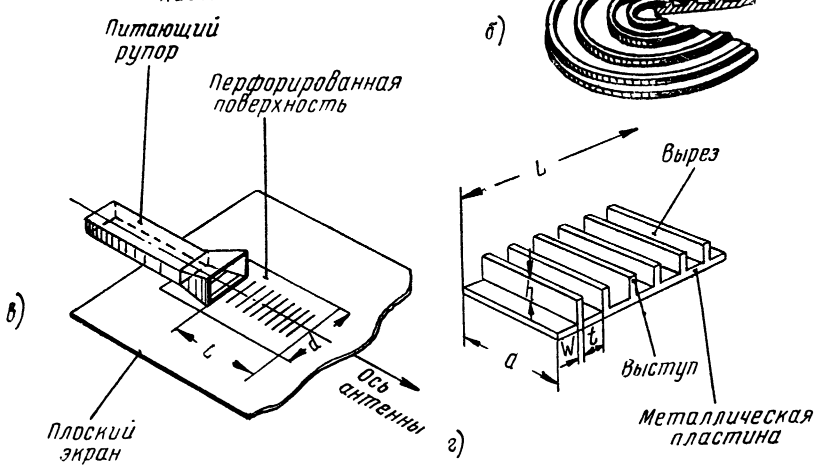


Рис. XVII.3. Плоскостная дисковая антенна с периодической структурой в виде системы кольцевых канавок (*а*, *б*); плоскостная прямоугольная антенна с системой прямоугольных канавок (*в*, *г*).

В антеннах поверхностных волн вместо диэлектрика можно применять так называемую *периодическую структуру*, например, в виде гофрированной металлической поверхности с глубиной канавок порядка $0{,}1\lambda$ (рис. XVII.3, *а* и *б*).

Выступы на такой гофрированной поверхности аналогичны лентам в ленточной металлодиэлектрической линзе (см. гл. XIV). Следовательно, *поверхность с канавками можно рассматривать как слой искусственного диэлектрика, в котором происходит уменьшение скорости распространения волн.* Это замедление для канавок с глубиной меньшей, чем $0{,}25\lambda$, можно объяснить также увеличением длины пути поверхностного тока за счет проникновения его в канавки на пути распространения.

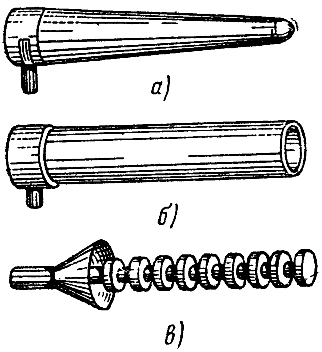


Рис. XVII.4. Стержневые антенны:

а) конический стержень из диэлектрика; *б*) полый диэлектрический стержень; *в*) металлический стержень с замедляющей структурой в виде системы кольцевых канавок.

Упомянутые выше антенны в виде некоторой замедляющей структуры, расположенной на экране, относятся к числу *плоскостных* антенн поверхностных волн. Кроме дисковых антенн (рис. XVII.1), ненаправленных в горизонтальной плоскости, известны *плоскостные прямоугольные антенны.* На рис. XVII.3, *в, г* показан пример такой антенны, возбуждаемой рупором. Здесь излучение получается направленным не только в вертикальной плоскости, но и в горизонтальной.

Характерным для плоскостных антенн поверхностных волн является то, что максимум диаграммы направленности получается не вдоль плоскости экрана, а под небольшим углом относительно экрана. Это так называемое отжатие луча получается вследствие явлений дифракции на краях экранов ограниченных размеров (так же, как для щелевых антенн в ограниченных экранах, рассмотренных в предыдущей главе).

Наряду с плоскостными существуют *стержневые антенны поверхностных волн,* в которых волны направляются вдоль прямолинейного стержня.

Этот *стержень выполняется из диэлектрика цилиндрической или конической формы* и может быть сплошным или полым (трубчатым) (рис. XVII.4, *а, б*). *В качестве замедляющей структуры можно применять также металлический стержень с насаженной на него системой* *колец (или дисков), образующих канавки* (рис. XVII.4, *в*). Такие антенны возбуждаются проволочным вибратором или рупором. *У стержневых антенн максимум излучения ориентирован вдоль оси стержня.*

В следующих параграфах более подробно рассматривается устройство типичных стержневых и плоскостных антенн поверхностных волн и указываются методы приближенного расчета их электрических параметров.

2. СТЕРЖНЕВЫЕ АНТЕННЫ

а) Стержневые диэлектрические антенны

Примерная конструкция и соответствующая диаграмма направленности стержневой диэлектрической антенны показаны на рис. XVII.5. * Электромагнитное поле высокой частоты возбуждается в диэлектрическом стержне отрезком круглого металлического волновода, который в свою очередь возбуждается с помощью штырька, соединенного с центральной жилой питающего коаксиального кабеля. Подробная теория такой антенны является весьма громоздкой и рассматривается в специальной литературе **. Здесь излагаются лишь физические

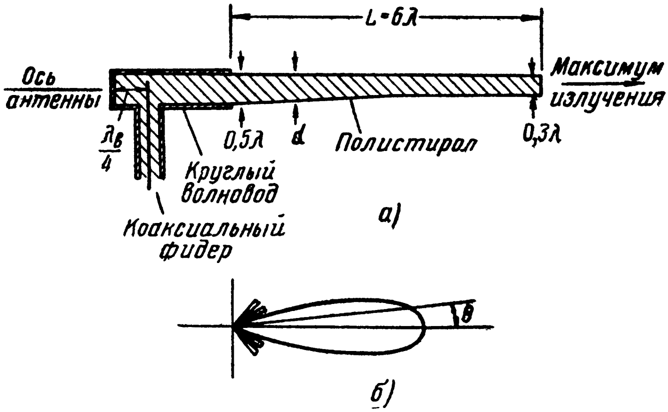


Рис. XVII.5. Поперечное сечение стержневой диэлектрической антенны длиной 6λ (*а*); примерная диаграмма направленности (*б*).

---

* I. Kraus. Antennas, McGraw — Hill Book Company, 1950.

** См., например, Г. З. Айзенберг. Антенны УКВ, 1957, гл. XXIII или А. З. Фрадин. Антенны СВЧ, 1957 гл. 9.

принципы работы антенны и приводятся упрощенные выражения для расчета электрических параметров.

Фазовая скорость ($v_ф$) распространения волн вдоль стержня зависит от диэлектрической проницаемости материала, а также от соотношения между диаметром стержня (d) и длиной волны (λ). От этих же параметров зависит соотношение между величиной мощности, пере-

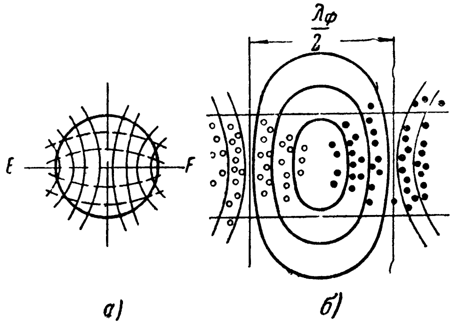


Рис. XVII.6. Картина электромагнитного поля в диэлектрическом стержне:

а) в поперечном сечении; *б*) в продольном сечении. $\lambda_ф$ — длина волны в стержне.

Сплошные линии — линии электромагнитного поля; пунктирные — линии магнитного поля.

носимой внутри стержня и вне его. Так, при малом диаметре $\left(d<\frac{\lambda}{4}\right)$ фазовая скорость волн вдоль стержня близка к скорости света в свободном пространстве. При этом бо́льшая часть всей мощности проходит вне стержня и роль последнего незначительна. Однако для стержней с диаметром порядка λ (и больших) фазовая скорость волн заметно понижается и приближается к значению, соответствующему распространению волн в неограниченном диэлектрике, т. е. к величине $v_ф=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon'}}$, где ε' — относительная диэлектрическая проницаемость.

При указанном на рис. XVII.5 способе возбуждения в диэлектрическом стержне возбуждаются волны (рис. XVII.6), аналогичные волнам типа H_{11} в круглом металлическом волноводе. Отличие заключается в том, что линии электрического поля не строго перпендикулярны к границе диэлектрик—воздух и вне диэлектрического стержня существует наружное поле.

Возникающие в стержне волны вызывают поляризацию диэлектрика вдоль силовых линий электрического поля (т. е. в поперечных плоскостях стержня). Эти поляризационные токи (токи смещения) могут рассматриваться как элементарные излучатели, сдвинутые между собой по фазе, как в бегущей волне. Поле излучения всей антенны будет определяться суммой полей всех элементарных источников и как для антенны бегущей волны опишется выражением

$$f(\theta)=F_n(\theta)\cdot F_1(\theta), \qquad \text{(XVII.1)}$$

где $F_n(\theta)$ — множитель системы, который для антенны бегущей волны (в пренебрежении потерями и отражением от конца) определяется выражением (II.26, ч. I)

$$F_n(\theta)=\frac{\sin\frac{kL}{2}(\xi-\cos\theta)}{\frac{kL}{2}(\xi-\cos\theta)}. \qquad \text{(XVII.2)}$$

Здесь L — длина стержня; θ — угол, отсчитываемый относительно его оси; $\xi=\frac{c}{v_ф}$;

$F_1(\theta)$ — множитель, определяемый направленным действием одиночного элемента. На основании выводов Н. В. Зернова *

$$F_1(\theta)\cong J_0(ka\sin\theta), \qquad \text{(XVII.3)}$$

где J_0 — знак функции Бесселя нулевого порядка; a — средний радиус стержня.

Множитель $F_1(\theta)$ с изменением θ меняется незначительно, и потому результирующая диаграмма для не очень коротких стержней практически целиком определяется множителем $F_n(\theta)$.

Остановимся несколько подробнее на выражении (XVII.2) для $F_n(\theta)$.

* Н. В. Зернов. Диаграмма излучения диэлектрической антенны. «Радиотехника», 1950, № 3.

Коэффициент укорочения волны зависит от ε' материала стержня и отнсшения $\frac{d}{\lambda}$. Для стержня конической формы (рис. XVII.5)

$$\xi = \frac{1}{2}(\xi_1 + \xi_2), \qquad (XVII.4)$$

где ξ_1 соответствует $\frac{d_{\text{макс}}}{\lambda}$, а ξ соответствует $\frac{d_{\text{мин}}}{\lambda}$.

Графики зависимости $\frac{v_{\text{ф}}}{c} = \frac{1}{\xi} = f\left(\frac{d}{\lambda}\right)$ для разных значений ε' приведены на рис. XVII.7*.

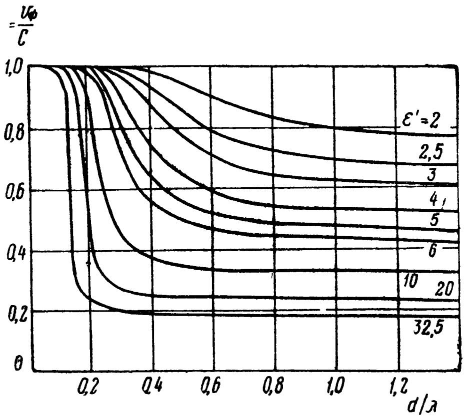


Рис. XVII.7. Графики зависимости $\frac{v_{\text{ф}}}{c} = f\left(\frac{d}{\lambda}\right)$ для разных значений ε'.

Между длиной стержня L (в долях волны) и коэффициентом ξ, как для всякой антенны бегущей волны, существует оптимальное соотношение (гл. III), при котором получается максимальный коэффициент направленного действия вдоль оси антенны

$$\xi_{\text{опт}} = 1 + \frac{\lambda}{2L} \qquad (XVII.5)$$

или

$$L_{\text{опт}} = \frac{\lambda}{2(\xi - 1)}. \qquad (XVII.5a)$$

* Расчет этих графиков можно найти, например, в книге Г. З. Айзенберга. «Антенны УКВ», 1957, гл. IV.

Так, например, для стержневой антенны (рис. XVII.5) длиной

$$L = 6\lambda;\quad \xi_{\text{опт}} = 1{,}083;\quad \frac{1}{\xi} = \frac{v_{\Phi}}{c} = 0{,}92.$$

Учитывая, что для полистирола $\varepsilon' = 2{,}5$ получим (для $\frac{v_\Phi}{c} = 0{,}92$) и по графику рис. XVII.7 $\left(\frac{d}{\lambda}\right)_{\text{опт}} \simeq 0{,}4$. При оптимальных параметрах антенны выражение для диаграммы направленности получает вид

$$F(\theta) \simeq F_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}\left(1 + \frac{\lambda}{2L} - \cos\theta\right)\right]}{\frac{kL}{2}\left(1 + \frac{\lambda}{2L} - \cos\theta\right)} \quad \text{(XVII.6)}$$

и в рассматриваемом примере ($L = 6\lambda$)

$$F(\theta) = \frac{\sin\left[6\pi\,(1{,}083 - \cos\theta)\right]}{6\pi\,(1{,}083 - \cos\theta)}.$$

В диэлектрической антенне из цилиндрического стержня на конце антенны будут возникать отраженные волны, которые будут увеличивать боковые лепестки. Поэтому для уменьшения отражений от конца и соответственно снижения уровня боковых лепестков обычно применяются диэлектрические стержни конической формы. Так, например, для антенны длиной $L = 6\lambda$ вместо цилиндрического стержня диаметром $d_{\text{опт}} = 0{,}4\lambda$ лучше взять конический стержень с $d_{\text{макс}} = 0{,}5\lambda$ и $d_{\text{мин}} = 0{,}3\lambda$ (см. рис. XVII.5). Для определения оптимальных значений максимального и минимального диаметра конических стержней рекомендуются также следующие формулы, полученные на основании опытных данных:

$$d_{\text{макс}} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi\,(\varepsilon' - 1)}};\quad d_{\text{мин}} = 0{,}63\,d_{\text{макс}}. \quad \text{(XVII.7)}$$

Например, при $\varepsilon' = 2{,}5$ $d_{\text{макс}} = 0{,}46\lambda$, $d_{\text{мин}} = 0{,}3\lambda$.

На рис. XVII.8 изображены расчетные и экспериментальные диаграммы направленности диэлектрических антенн конической формы различной длины при $d_{\text{макс}} = 0{,}46\lambda$ и $d_{\text{мин}} = 0{,}3\lambda$ *.

---

* А. З. Фрадин. Антенны СВЧ. «Советское радио», 1957.

Угол раствора (по половинной мощности) главного лепестка можно рассчитать по приближенной формуле

$$(2\Phi_{0,5})^\circ = 60 \sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \qquad \text{(XVII.8)}$$

Коэффициент направленного действия диэлектрической антенны может быть определен, как для всякой антенны бегущей волны (гл. III, § 2). При оптимальных размерах антенны, когда выполняется условие (XVII.5), КНД

$$D = D_{\text{макс}} \simeq (7 \div 8)\frac{L}{\lambda}. \qquad \text{(XVII.9)}$$

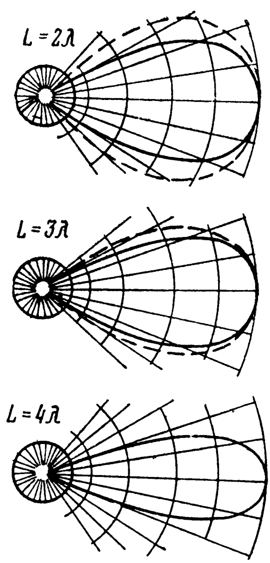


Рис. XVII.8. Диаграммы направленности диэлектрических антенн конической формы при различной длине:
$d_{\text{макс}} = 0{,}46\lambda$, $d_{\text{мин}} = 0{,}3\lambda$;
—— экспериментальные диаграммы; – – – расчетные.

Если же указанное условие не выполняется, КНД можно определить по графикам рис. III.3.

Коэффициент полезного действия диэлектрических антенн из хороших диэлектриков, таких, как полистирол, мало отличается от единицы.

При проектировании стержневой диэлектрической антенны можно длину ее определить по заданному углу раствора или по КНД с помощью формул (XVII.8), (XVII.9). Затем, выбрав диэлектрик с малыми потерями, можно по формулам (XVII.7) определить поперечные размеры стержня.

Одиночные диэлектрические стержни характеризуются сравнительно небольшими значениями коэффициента направленного действия.

Для увеличения КНД можно применять многостержневые антенны. На рис. XVII.9 показан пример антенны, составленной из четырех диэлектрических стержней, питаемых синфазно. Направленное действие многостержневых антенн легко определяется путем перемножения диаграммы направленности одиночного стержня на множитель системы.

В диэлектрических антеннах стержни могут быть не только круглого поперечного сечения, но и квадратного или прямоугольного.

Кроме сплошных, возможно также применение полых (трубчатых) диэлектрических стержней (рис. XVII.4, *б*) круглого или квадратного поперечного сечения, возбуждаемых так же, как и в случае антенн из сплошных стержней.. При правильном выборе размеров трубчатая диэлектрическая антенна создает направленное излучение с максимумом в направлении оси трубки. В качестве диэлектрика применяются материалы с бо́льшими ε', чем для диэлектрических антенн из сплошных стержней. Параметры трубчатых антенн определяются главным образом на основании опытных данных. Для $\varepsilon' \simeq 6$ наружный диаметр трубок берется примерно равным длине волны.

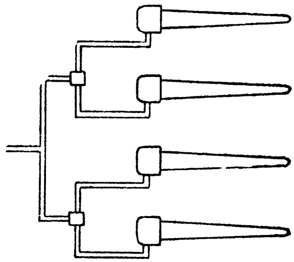


Рис XVII 9. Антенна из четырех диэлектрических стержней, питаемых синфазно.

Для получения удовлетворительного направленного действия толщина стенок трубки должна быть небольшой

Рекомендуемая толщина стенок может быть определена по формуле

$$\Delta \simeq \frac{\lambda}{(10 \div 15)\sqrt{\varepsilon' - 1}}. \qquad \text{(XVII.10)}$$

Для $\varepsilon' = 6$ получается $\Delta \simeq (0{,}03 \div 0{,}04)\,\lambda$.

Направленное действие правильно сконструированной трубчатой антенны примерно такое же, как у диэлектрической антенны из сплошного стержня, однако отличается бо́льшим рассеиванием энергии в боковых лепестках и задних квадрантах.

б) Цилиндрические антенны поверхностных волн

Как указывалось в предыдущем параграфе, в качестве цилиндрической антенны поверхностных волн может служить металлический стержень с замедляющей структурой, например, в виде насаженной на него системы дисков (рис. XVII.10) *. Такая си

* J. C. Simonat, V. Biggi. L'onde Electrigue, Nov., 1954.

стема так же, как в металлодиэлектрических линзах, может рассматриваться как искусственный диэлектрик, вызывающий уменьшение фазовой скорости распространения волн вдоль стержня. Поэтому указанная цилиндрическая антенна имеет электрические параметры, сходные с параметрами стержневой диэлектрической антенны.

Фазовая скорость ($v_ф$) волн вдоль антенны зависит от расстояния (t) между дисками и от разности между диаметром диска (d) и диаметром стержня (δ), выраженной в долях волны.

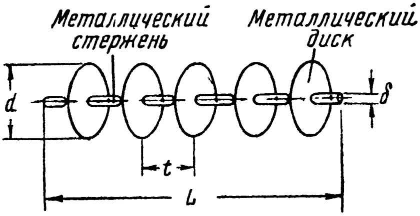


Рис. XVII.10 Металлический стержень с замедляющей структурой в виде системы дисков.

На рис. XVII.11 представлены графики $\frac{v_ф}{c}$ в зависимости от $\frac{d-\delta}{\lambda}$ для разных значений $\frac{t}{\lambda}$, из которых видно, что с увеличением $d-\delta$ фазовая скорость монотонно убывает. Кривая $\frac{v_ф}{c}$, соответствующая значению $t=\frac{\lambda}{4}$, идет выше кривых, соответствующих как $t>\frac{\lambda}{4}$, так и $t<\frac{\lambda}{4}$. Максимум $v_ф$ при расстоянии между дисками, равном $\frac{\lambda}{4}$, можно пояснить тем, что в этом случае диски, рассматриваемые как неоднородности, оказывают наименьшее влияние на распространение волн. Действительно, при этом отражения, вызываемые соседними неоднородностями, частично компенсируются вследствие того, что волны, отражаемые от соседних дисков, из-за разности путей отличаются по фазе на 180°.

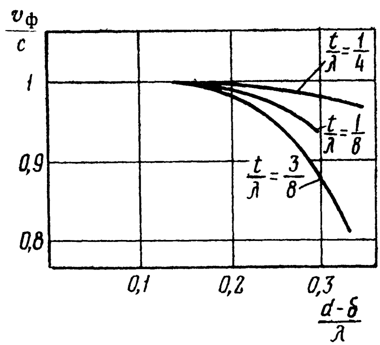


Рис. XVII.11. Графики относительной фазовой скорости вдоль цилиндрической антенны поверхностных волн.

Меняя расстояние между дисками или их диаметр, можно отрегулировать параметры антенны на максимум коэффициента направленного действия вдоль оси антенны. Последний, как и для всякой антенны бегущей волны, можно рассчитать по формуле (XVII.9).

Угол раствора главного лепестка диаграммы направленности можно также рассчитать по приближенной формуле (XVII.8), указанной для диэлектрических стержней.

На практике удалось построить подобные цилиндрические антенны поверхностных волн очень большой длины (до $L=80\lambda$). После тщательной регулировки такой антенны практически получились в соответствии с расчетом большие значения КНД порядка $D=8\frac{L}{\lambda}=8\cdot 80=640$ или около 28 *дб*. Это свидетельствует о том, что цилиндрическая антенна в некоторых случаях может конкурировать с другими ранее известными антеннами, например зеркальными или линзовыми.

3. ПЛОСКОСТНЫЕ АНТЕННЫ

Принцип работы плоскостных антенн поверхностных волн был рассмотрен выше в § 1.

На рис. XVII.3, *в*, *г* показана *плоскостная прямоугольная антенна* длиной L и шириной d с системой выступов высотой h и расстоянием между выступами, равным t.

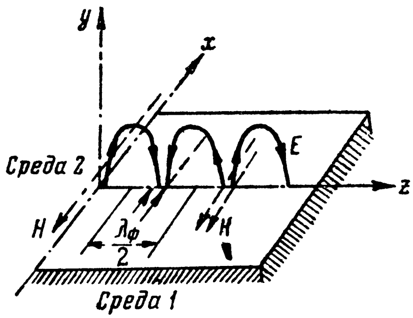


Рис. XVII.12. Структура поля электромагнитной волны над плоской замедляющей поверхностью.

Эта система выступов подобно искусственному диэлектрику образует замедляющую среду *1*. Над плоской границей раздела находится воздушная среда *2*. На рис. XVII.12 показана структура основной составляющей поля — поперечно-магнитной волны — над замедляющей поверхностью. Амплитуда поля этой волны довольно быстро затухает (по экспоненциальному закону) во 2-й среде в направлении, перпендикулярном к плоскости раздела, и очень медленно убывает вдоль оси антенны (оси z). Другие высшие типы колебаний быстро затухают и при определении поля излучения могут не учитываться.

Фазовая скорость волн $v_ф$, распространяющихся в поперечном направлении относительно выступов (вдоль оси z), меньше скорости света в свободном пространстве. $v_ф$ зависит от геометрических размеров выступов и расстояний между ними. Понятие об этой зависимости дают графики рис. XVII.13, построенные * для идеализированной антенны бесконечных размеров L и d с бесконечно тонкими выступами ($w \to 0$). Точки обрыва кривых внизу соответствуют значениям $\frac{t}{\lambda}$ и $\frac{h}{\lambda}$, при которых волна вдоль поверхности антенны распространяться не будет вследствие большого сопротивления, представляемого канавками, которые включены после-

* Л. А. Вайнштейн. Журнал технической физики, 1956, февраль, т. XXVI, вып. 2, стр. 385—397.

довательно на пути поверхностных токов. Так, например, для очень узких канавок ($t \to 0$) при глубине $h = \frac{\lambda}{4}$ входное сопротивление канавки, как короткозамкнутой на конце линии длиной четверть волны, будет бесконечно большим. В этом случае, как видно из рис. XVII.13, $v_ф = 0$ и поверхностная волна не будет существовать. Увеличение ширины выступов (w), а также ограничение длины канавок (d), прорезанных в неограниченном металле, приводит к увеличению фазовой скорости.

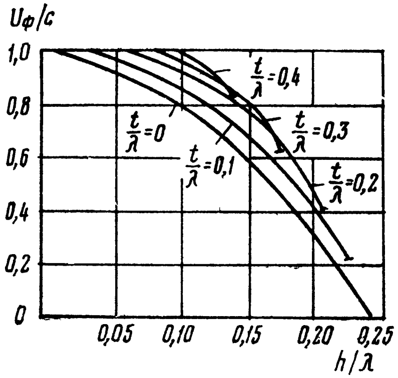


Рис. XVII.13. Графики относительной фазовой скорости вдоль плоскостной прямоугольной антенны в виде гофрированного металлического листа.

Меняя размеры h, t w, можно регулировать фазовую скорость $v_ф$ и коэффициент $\xi = \frac{c}{v_ф}$ и подобрать их так, чтобы обеспечить максимальную направленность вдоль оси антенны.

Диаграмма направленности рассматриваемой антенны, как всякой антенны бегущей волны, определяется выражением XVII.1. Для антенны поверхностной волны на безграничном экране $F_n(\theta)$ приближенно можно определить по формуле (XVII.2). Множитель $F_1(\theta)$ зависит от плоскости, в которой рассматривается диаграмма. Для вертикальной плоскости (т. е. в плоскости E рупора рис. XVII.3,*в*), учитывая небольшие размеры антенны в высоту, можно принять $F_1(\theta) \simeq \cos\theta$.

В этом случае нормированная диаграмма направленности в вертикальной плоскости (над экраном) определяется приближенным выраженчем

$$F(\theta) \simeq \cos\theta \frac{\sin\left[\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)\right]}{\frac{kL}{2}(\xi - \cos\theta)}. \qquad \text{(XVII.11)}$$

Распределение поля на антенне в горизонтальном направлении можно принять таким же, как в плоскости H рупора, возбуждающего антенну, т. е. считать, что оно определяется косинусоидальным законом ($\cos\frac{\pi x}{d}$) с максимумом в середине. В этом случае множитель $F_1(\theta)$ будет иметь такой же вид, как у диаграммы направленности в плоскости H рупора шириной d.

Поэтому общее выражение для диаграммы направленности в горизонтальной плоскости прямоугольной плоскостной антенны поверхностной волны

$$F(\theta) \simeq \frac{\cos\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right)}{1-\left(\frac{kd}{\pi}\sin\theta\right)^2} \frac{\sin\frac{kL}{2}(\xi-\cos\theta)}{\frac{kL}{2}(\xi-\cos\theta)}. \quad \text{(XVII.12)}$$

При небольшой ширине d множитель $F_1(\theta)$ в выражении (XVII.12) так же, как и в выражении (XVII.11), мало влияет на общую диаграмму, которая в основном определяется множителем $F_n(\theta)$ в любой плоскости, проходящей через ось антенны.

Следует подчеркнуть, что для антенны поверхностной волны, выполненной на экране ограниченных размеров, максимум диаграммы получается не в плоскости экрана, как это следует из выражения (XVII.11) или (XVII.12), а под некоторым небольшим углом к экрану.

Направленное действие прямоугольной антенны в виде металлического листа, покрытого тонким слоем диэлектрика, при одинаковых размерах и правильно подобранных параметрах, примерно такое же, как для антенны в виде гофрированного металлического листа.

В качестве антенн, имеющих заметную направленность в вертикальной плоскости, но ненаправленных в горизонтальной плоскости, могут быть использованы **дисковые антенны поверхностных волн.** Пример подобной антенны с диэлектрическим диском изображен на рис. XVII.1. Для уменьшения потерь диэлектрический диск может быть заменен металлическим диском с концентрическими выступами (ребрами) (рис. XVII.14). Возбуждение антенны производится с помощью вертикального вибратора, расположенного вдоль оси диска. Высоту ребер целесообразно плавно уменьшать вдоль радиуса к краям диска. Это обеспечивает более плавный переход от антенны к свободному пространству, что приводит к уменьшению уровня боковых лепестков, а также к расширению диапазонности антенны.

В дисковой антенне возникает цилиндрическая поверхностная волна, распространяющаяся от центра к периферии Свойства этой волны аналогичны свойствам плоской поверхностной волны, образующейся вдоль прямоугольной плоскостной антенны. Так, например, фазовая скорость цилиндрической волны в радиальном направлении может быть приближенно определена в зависимости от толщины диэлектрического слоя и значения ε' или от глубины и ширины канавок с помощью тех же графиков, что и для плоской волны, распространяющейся в прямоугольной антенне вдоль оси z.

Ввиду симметрии относительно вертикальной оси электромагнитное поле не зависит от азимутальной угловой координаты, следовательно, в горизонтальной плоскости антенна является ненаправленной.

На рис XVII.15 изображены измеренные на разных волнах диаграммы направленности в вертикальной плоскости антенны рис. XVII 14 с размерами $\varnothing = 4{,}4\lambda_{ср}$; $t = 0{,}067\lambda_{ср}$; $w = \frac{1}{120}\lambda_{ср}$; $h_0 = 0{,}075\lambda_{ср}$.

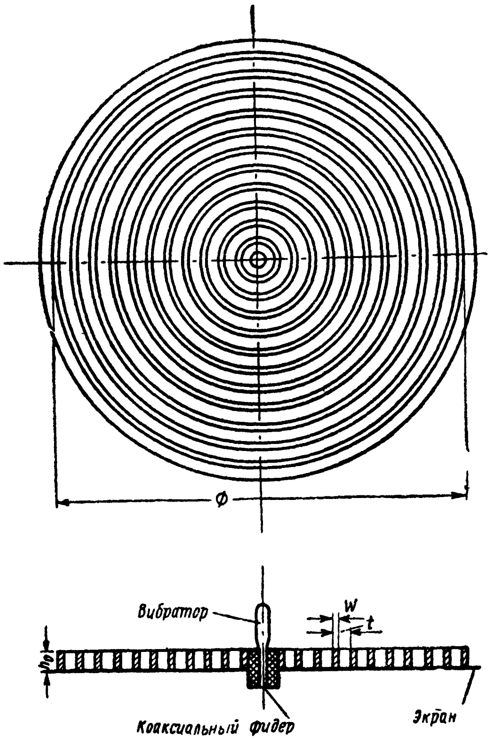


Рис. XVII.14. Дисковая ребристая антенна поверхностных волн.

Как видно из рис. XVII.13, для $\frac{t}{\lambda_{ср}} = 0{,}067$ и $\frac{h_0}{\lambda_{ср}} = 0{,}075$; $\frac{v_ф}{c} = 0{,}9$, что соответствует $\xi = \frac{c}{v_ф} = 1{,}1$, причем с укорочением волны значение ξ возрастает, а с удлинением уменьшается.

Из рассмотрения рис. XVII.15 следует, что максимум диаграммы направленности антенны отжат под небольшим углом (порядка 10—20°) относительно экрана вследствие конечных размеров последнего. Максимальный угол отжатия получается при наименьших значениях ξ, когда из-за меньшего замедления поверхностная волна выражена слабее.

Оптимальное значение ξ, соответствующее режиму максимального КНД, $\xi_{опт} = 1,1 \div 1,2$. При этом в диаграмме направленности получается наименьший уровень боковых лепестков (порядка 0,05—0,1 по мощности или 0,2—0,3 по полю) и сравнительно узкий главный лепесток.

4. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ АНТЕНН ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

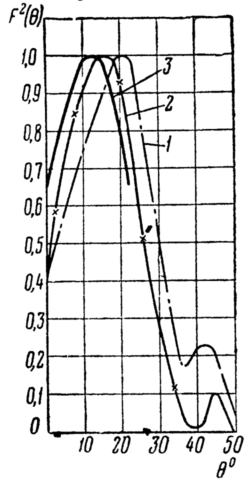


Рис. XVII.15. Диаграммы направленности в вертикальной плоскости дисковой ребристой антенны:
1) $\lambda = 1,17\ \lambda_{ср}$;
2) $\lambda = \lambda_{ср}$;
3) $\lambda = 0,92\ \lambda_{ср}$.

К числу недостатков антенн поверхностных волн относится то, что *одиночные стержневые или дисковые антенны не могут обеспечить большую направленность действия.* Правда, используя систему стержней или дисков, можно получить более острые диаграммы направленности. Однако при этом, естественно, устройство антенны и ее настройка заметно усложняются.

К достоинствам антенн поверхностных волн относится их сравнительно *широкая диапазонность* (порядка нескольких десятков процентов). В конструктивном отношении *плоскостные антенны* обладают преимуществом в том отношении, что *имеют небольшие габариты в высоту.* Это позволяет использовать их в качестве маловыступающих антенн в самолетном радиооборудовании, особенно в тех случаях, когда не требуется большая направленность действия.

Стержневые диэлектрические антенны, имеющие небольшие поперечные размеры, применялись в самолетных радиолокационных и разведывательных станциях сантиметрового диапазона волн.

Стержневая цилиндрическая антенна в виде металлического стержня с насаженной на него системой дисков нашла применение в качестве наземной остронаправленной антенны в дециметровом диапазоне волн.

ГЛАВА XVIII

АНТЕННЫ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

1. ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Антеннами с вращающейся поляризацией называются антенны, электромагнитное поле излучения которых имеет эллиптическую (или вращающуюся) поляризацию. Такое название объясняется тем, что конец вектора электрического поля E (или магнитного H) рассматриваемой точки пространства описывает эллипс за период высокой частоты.

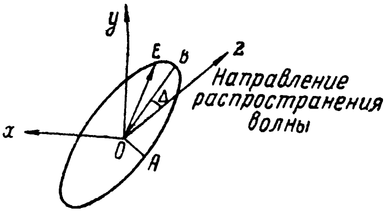


Рис. XVIII.1. Поляризационный эллипс в плоскости (xoy), перпендикулярной направлению распространения волны.

Этот эллипс, называемый поляризационным, при распространении волн в свободном пространстве *лежит в плоскости (xoy), перпендикулярной направлению распространения* (рис. XVIII.1).

Отношение малой полуоси эллипса ($OA=a$) к большой полуоси ($OB=b$) называется коэффициентом равномерности или эллиптичности поляризационного эллипса

$$m=\frac{a}{b}. \qquad \text{(XVIII.1)}$$

Этот коэффициент может иметь значения от 0 до 1. На рис. XVIII.2 изображены поляризационные эллипсы для нескольких характерных значений m. На рис. XVIII.2, *а* $m=0$, что соответствует полю линейной поляризации. Здесь вектор электрического поля E все время ориентирован вдоль оси oy. Мгновенное значение поля меняется как по величине, так и по направлению (вдоль $+y$ и вдоль $-y$). На рис. XVIII.2, *б* ($0<m<1$) поле поляризовано по эллипсу. На рис. XVIII.2, *в* и *г* ($m=1$) — поля круговой поляризации правого и левого направления вращения. Здесь предполагается, что волна

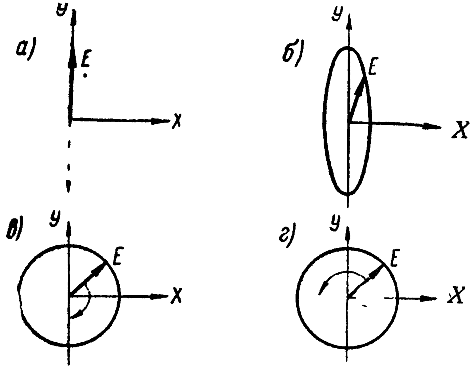


Рис. XVIII.2. Линейно поляризованное поле ($m=0$) (*а*). Эллиптически поляризованное поле ($0<m<1$) (*б*). Поле круговой поляризации ($m=1$) правого направления вращения (*в*). То же для левого направления вращения (*г*).

распространяется от наблюдателя за плоскость чертежа.

Наиболее общим является случай эллиптической поляризации. Этот случай можно трактовать с двух точек зрения: либо как результат интерференции двух линейно поляризованых взаимно перпендикулярных полей одинаковой частоты, но сдвинутых по фазе; либо как результат интерференции двух полей круговой поляризации одинаковой частоты, но с противоположными направлениями вращения и разными амплитудами. Ниже мы ограничиваемся лишь первой трактовкой, как более простой для понимания.

Пусть $E_{\varphi m}$ и $E_{\theta m}$ — амплитуды азимутальной и меридиональной составляющих напряженности электрического поля в рассматриваемой точке пространства. Эти составляющие поля взаимно перпендикулярны. Будем считать, что они ориентированы соответственно по осям

x и y декартовой системы координат. Мгновенное значение азимутальной составляющей можно записать в виде

$$x = E_{\varphi m} \sin \omega t. \tag{XVIII.2}$$

Это выражение будет определять координату конца вектора E_φ. Аналогично, мгновенное значение меридиональной составляющей

$$y = E_{\theta m} \sin(\omega t - \delta) \tag{XVIII.3}$$

определяет координату конца вектора E_θ, δ — сдвиг фаз между E_φ и E_θ. Результирующее поле будет определяться суммой векторов E_φ и E_θ, а положение конца суммарного вектора — координатами x и y.

Из выражения (XVIII.2) $\sin \omega t = \frac{x}{E_{\varphi m}}$. Подставляя это значение в (XVIII.3), получаем

$$y = E_{\theta m} (\sin \omega t \cos \delta - \cos \omega t \sin \delta) =$$

$$= E_{\theta m} \left[\frac{x}{E_{\varphi m}} \cos \delta - \sqrt{1 - \frac{x^2}{E_{\varphi m}^2}} \sin \delta \right]$$

или

$$\frac{y^2}{E_{\theta m}^2} - \frac{2xy \cos \delta}{E_{\varphi m} E_{\theta m}} + \frac{x^2}{E_{\varphi m}^2} = \sin^2 \delta. \tag{XVIII.4}$$

Это есть уравнение эллипса в системе координат x, y с центром в начале координат.

В зависимости от значения δ и соотношения между $E_{\varphi m}$ и $E_{\theta m}$ форма поляризационного эллипса и его положение в пространстве могут быть различными.

Пусть сдвиг фаз $\delta = n\pi$, где n — целое число (или нуль). Тогда выражение (XVIII.4) преобразуется в следующее:

$$y = \frac{E_{\theta m}}{E_{\varphi m}} x, \tag{XVIII.5}$$

что соответствует *линейно поляризованному полю.*

При $\delta = (2n + 1) \frac{\pi}{2}$ выражение (XVIII.4) переходит в

$$\frac{x^2}{E_{\varphi m}^2} + \frac{y^2}{E_{\theta m}^2} = 1, \tag{XVIII.6}$$

что соответствует эллипсу, оси которого совпадают с координатными осями x и y (рис. XVIII.2, *б*).

В частности при равенстве амплитуд $E_{\varphi m} = E_{\theta m} = E$ указанный эллипс вырождается в окружность (рис. XVIII.2, *в* и *г*)

$$x^2 + y^2 = E^2. \qquad \text{(XVIII.7)}$$

Следовательно, *поле круговой поляризации получается в результате интерференции двух взаимно перпендикулярных составляющих одинаковой амплитуды, но сдвинутых по фазе на угол* $\delta = \frac{\pi}{2}$.

Если сдвиг фаз δ отличается от $n\pi$ и от $(2n+1)\frac{\pi}{2}$, получается поле эллиптической поляризации с эллипсом, оси которого не совпадают с координатными осями x и y (рис. XVIII.1).

Поляризационный эллипс на основании выражения (XVIII.4) может быть полностью охарактеризован значениями амплитуд составляющих поля (E_φ и E_θ) или их соотношением и сдвигом фаз (δ) между ними.

При исследовании поляризационного эллипса опытным путем обычно легче определить два других параметра: коэффициент равномерности m (XVIII.1) и угол наклона Δ большой оси эллипса относительно азимутальной составляющей поля E_φ (совпадающей с осью x). Используя выражение (XVIII.4), можно получить следующую связь между параметрами m, Δ и $\frac{E_{\varphi m}}{E_{\theta m}}$, δ: *

$$\left(\frac{E_{\varphi m}}{E_{\theta m}}\right)^2 = \frac{m^2 \operatorname{tg}^2\Delta + 1}{m^2 + \operatorname{tg}^2\Delta}; \qquad \text{(XVIII.8)}$$

$$\cos\delta = \frac{\operatorname{tg} 2\Delta}{2\frac{E_{\varphi m}}{E_{\theta m}}}\left[\left(\frac{E_{\varphi m}}{E_{\theta m}}\right)^2 - 1\right]. \qquad \text{(XVIII.9)}$$

---

* Вывод выражений приводится, например, в книге «Техника сверхвысоких частот» «Советское радио», 1952, стр 143—149

2. ПРОСТЕЙШИЕ АНТЕННЫ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Рассмотрим принципы устройства простейших вибраторных антенн вращающейся поляризации.

Первой из таких антенн является антенна, предложенная П. Н. Рамлау и А. А. Пистолькорсом в 1929 г., *состоящая из двух взаимно перпендикулярных вибраторов с токами равной амплитуды, но сдвинутыми по фазе*

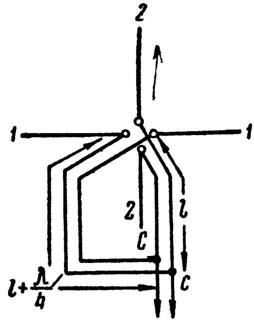


Рис. XVIII.3. Схема питания турникетной антенны.

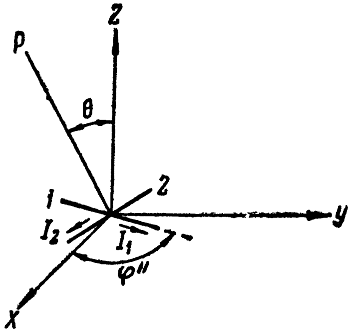


Рис. XVIII.4. Расположение двух взаимно перпендикулярных диполей относительно координатной системы.

на 90°. Возможная схема питания такой антенны из полуволновых вибраторов (получившей название турникетной антенны) показана на рис. XVIII.3. Каждый из вибраторов имеет входное сопротивление $Z_A \simeq 70$ *ом* и питается фидером, согласованным с этим сопротивлением. Один из фидеров длиннее другого на четверть волны и потому ток вибратора *1—1*, питаемого более длинным фидером, будет отставать на 90° по фазе от тока второго вибратора *2—2*.

Рассмотрим вопрос о напряженности поля, создаваемого подобной антенной в произвольном направлении. Так как диаграмма направленности элементарного диполя мало отличается от диаграммы полуволнового вибратора будем считать, что антенна составлена из двух элементарных электрических диполей длиной l, расположенных в плоскости xoy, как показано на рис. XVIII.4. Стрелками показаны условно положительные направления токов I_1 и I_2 диполей *1* и *2*. Пусть ток I_2 опережает ток I_1 по фазе на 90°, т. е. $I_2 = jI_1$. Точка наблюдения предполагается расположенной в плоскости xoz, для которой азимутальная (угловая) координата $\varphi = 0$; θ — меридиональная координата точки наблюдения, φ'' — угол между осью ox и направлением диполя *1*.

Для расчета напряженности электрического поля рассматриваемой антенной системы воспользуемся общими выражениями (I.44) и (I.45). В данном случае магнитные токи отсутствуют, нет также электрических токов в направлениях, параллельных оси z. Учитывая, что $\varphi=0$, получаем следующие выражения:

$$E_\theta = -\frac{je^{-jkr_0}60\pi}{\lambda r_0}\cos\theta N_x; \qquad \text{(XVIII.10)}$$

$$E_\varphi = -\frac{je^{-jkr_0}60\pi}{\lambda r_0} N_y. \qquad \text{(XVIII.11)}$$

Здесь

$$N_x = N_{x1} + N_{x2}. \qquad \text{(XVIII.12)}$$

На основании (1.41)

$$N_{x1} = \int\limits_l I_1 e^{jkr'\cos\alpha}\cos(l_1,\ x)\,dl = I_1 l\cos\varphi'', \qquad \text{(XVIII.13)}$$

так как координата элемента тока I_1 $r' = 0$, а $\cos(l_1,\ x) = \cos\varphi''$

$$N_{x_2} = \int\limits_l I_2 e^{jkr'\cos\alpha}\cos(l_2,\ x)\,dl = jI_1 l\sin\varphi''. \qquad \text{(XVIII.14)}$$

Следовательно,

$$N_x = I_1 l\cos\varphi'' + jI_1 l\sin\varphi'' = I_1 l e^{j\varphi''}. \qquad \text{(XVIII.15)}$$

Аналогично

$$N_y = N_{y_1} + N_{y_2}; \qquad \text{(XVIII.16)}$$

$$N_{y_1} = \int\limits_l I_1 e^{jkr'\cos\alpha}\cos(l_1,\ y)\,dl = I_1 l\sin\varphi''; \qquad \text{(XVIII.17)}$$

$$N_{y_2} = \int\limits_l I_2 e^{jkr'\cos\alpha}\cos(l_2,\ y)\,dl = -jI_1 l\cos\varphi''; \qquad \text{(XVIII.18)}$$

$$N_y = I_1 l\sin\varphi'' - jI_1 l\cos\varphi'' = -jI_1 l e^{j\varphi''}. \qquad \text{(XVIII.19)}$$

Подставляя (XVIII.15) и (XVIII.19) в (XVIII.10) и (XVIII.11) и вводя обозначение

$$E_0 = -\frac{60\pi l I_1}{\lambda r_0} = -\frac{30klI_1}{r_0}, \qquad \text{(XVIII.20)}$$

получаем

$$E_\varphi = E_0 e^{-j(kr_0-\varphi'')}; \qquad \text{(XVIII.21)}$$

$$E_\theta = E_0\cos\theta\, je^{-j(kr_0-\varphi'')}. \qquad \text{(XVIII.22)}$$

Последние выражения показывают, что амплитуды составляющих поля $E_{\varphi m}$ и $E_{\theta m}$ не зависят также от угла φ''. Составляющая $E_{\varphi m}$ не зависит также и от угла θ

$$E_{\varphi m} = E_0, \text{ но } E_{\theta m} = f(\theta) = E_0\cos\theta. \qquad \text{(XVIII.23)}$$

Фаза каждой из составляющих поля зависит от угла φ'' по линейному закону. Кроме того, E_φ и E_θ сдвинуты между собой по фазе на 90° для любого направления в пространстве.

В направлении $\theta=0$ (т. е. вдоль оси z) амплитуды составляющих поля $E_{\varphi m}=E_{\theta m}$ и получается поле круговой поляризации. В плоскости расположения диполей ($\theta=90°$) $E_\theta=0$ остается лишь одна составляющая E_φ, т. е. получается поле линейной поляризации. В промежуточных направлениях $0<\theta<90°$ $E_{\varphi m}\neq E_{\theta m}$ и получается поле эллиптической поляризации. Большая ось эллипса поляризации совпадает по направлению с E_φ. Коэффициент равномерности поляризационного эллипса

$$m=\frac{E_{\theta m}}{E_{\varphi m}}=\frac{E_0\cos\theta}{E_0}=\cos\theta. \qquad \text{(XVIII.24)}$$

Составляющие поля E_φ и E_θ в пространстве взаимно перпендикулярны. Поэтому мгновенное значение результирующего поля будет равно корню квадратному из суммы квадратов мгновенных значений составляющих

$$\begin{aligned} E_{\text{мгн}} &= \sqrt{E^2_{\varphi\text{мгн}}+E^2_{\theta\text{мгн}}} = \\ &= \sqrt{E_0^2\cos^2(\omega t-kr_0+\varphi'')+E_0^2\cos^2\theta\sin^2(\omega t-kr_0+\varphi'')} = \\ &= E_0\sqrt{\cos^2(\omega t-kr_0+\varphi'')+(1-\sin^2\theta)\sin^2(\omega t-kr_0+\varphi'')} = \\ &= E_0\sqrt{1-\sin^2\theta\sin^2(\omega t-kr_0+\varphi'')}. \end{aligned} \qquad \text{(XVIII.25)}$$

Для любого значения θ в некоторый момент времени $\sin(\omega t-kr_0+\varphi'')=0$ и, следовательно, амплитуда поля

$$E_m=E_0 \qquad \text{(XVIII.26)}$$

независимо от направления в пространстве. Однако поток вектора Пойнтинга (поток мощности) зависит от направления. На основании (I.48), (XVIII.21) и (XVIII.22)

$$\Pi=\frac{E^2_{\varphi m}+E^2_{\theta m}}{240\pi}=\frac{E_0^2+E_0^2\cos^2\theta}{240\pi}=\frac{E_0^2(1+\cos^2\theta)}{240\pi}, \qquad \text{(XVIII.27)}$$

максимальное значение П получается в направлении $\theta=0$

$$\Pi_{\text{макс}}=\frac{2E_0^2}{240\pi}=\frac{E_0^2}{120\pi}. \qquad \text{(XVIII.28)}$$

Нормированная диаграмма направленности антенны по мощности

$$F^2(\varphi,\theta)=\frac{\Pi}{\Pi_{\text{макс}}}=\frac{1}{2}(1+\cos^2\theta). \qquad \text{(XVIII.29)}$$

Эта диаграмма направленности изображена на рис XIX 5 Там же приведены диаграммы

$$F_\theta(\theta) = \cos\theta; \tag{XVIII.30}$$

$$F_\varphi(\theta) = 1. \tag{XVIII.31}$$

Пространственные диаграммы направленности могут быть получены в результате вращения фигур рис. XVIII.5 вокруг оси $\theta = 0$, (оси z).

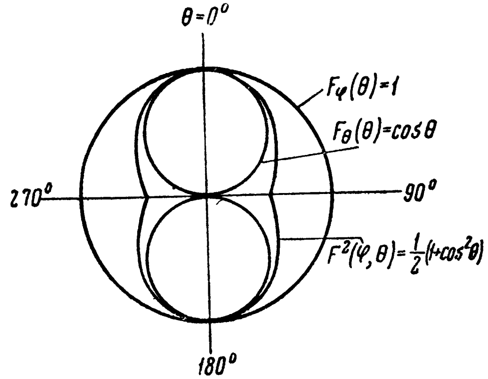


Рис. XVIII.5. Нормированные диаграммы направленности антенны (рис. XIX.4) в плоскости, проходящей через ось z.

Определим коэффициент направленного действия антенны в направлении максимального потока мощности (вдоль $\theta = 0$). Для этого воспользуемся формулой (III.19). Предварительно с помощью выражений (III.18) и (XVIII 30 и 31) найдем

$$D_\theta = \frac{4\pi\left(E^2_{\theta m}\right)_{\text{макс}}}{\iint E^2_{\theta m}\sin\theta d\varphi d\theta} = \frac{4\pi}{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi}\cos^2\theta\sin\theta d\varphi d\theta} =$$

$$= \frac{4\pi}{2\pi\frac{2}{3}} = 3; \tag{XVIII.32}$$

$$D_\varphi = \frac{4\pi\left(E^2_{\varphi m}\right)_{\text{макс}}}{\iint E^2_{\varphi m}\sin\theta d\varphi d\theta} = \frac{4\pi}{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi}\sin\theta d\varphi d\theta} = 1; \tag{XVIII.33}$$

$$\frac{\left(E^2_{\theta m}\right)_{\text{макс}}}{\left(E^2_{\theta m} + E^2_{\varphi m}\right)_{\text{макс}}} = \frac{1}{1+1} = \frac{1}{2}; \quad \frac{\left(E^2_{\varphi m}\right)_{\text{макс}}}{\left(E^2_{\theta m} + E^2_{\varphi m}\right)_{\text{макс}}} = \frac{1}{2}$$

$$\frac{1}{D} = \frac{\left(E^2_{\theta m}\right)_{\text{макс}}}{\left(E^2_{\theta m} + E^2_{\varphi m}\right)_{\text{макс}}} \frac{1}{D_\theta} + \frac{\left(E^2_{\varphi m}\right)_{\text{макс}}}{\left(E^2_{\theta m} + E^2_{\varphi m}\right)_{\text{макс}}} \frac{1}{D_\varphi} = $$

$$= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3} + \frac{1}{2} = \frac{2}{3};$$

$$D \approx 1{,}5 \qquad \text{(XVIII.34)}$$

Следует отметить, что найденное значение $D = 1{,}5$ характеризует выигрыш в мощности, который может быть получен при приеме на антенну круговой поляризации (соответствующего направления вращения). При приеме же на антенну линейной поляризации будет извлекаться мощность только одной составляющей поля и выигрыш в мощности уменьшится вдвое.

Приема волн круговой поляризации одного направления вращения вовсе не будет, если приемная антенна (для рассматриваемого направления в пространстве) является антенной круговой поляризации противоположного направления вращения.

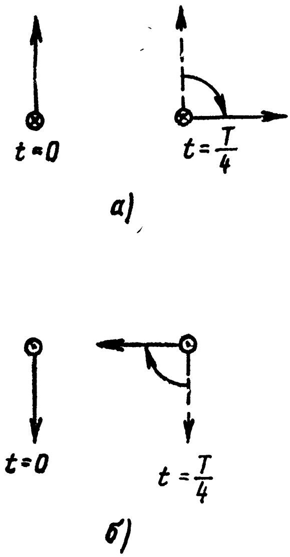


Рис. XVIII.6. Положение вектора Е для двух моментов времени, отличающихся на четверть периода:

а) волна круговой поляризации правого направления вращения распространяется от читателя за плоскость чертежа; *б*) волна круговой поляризации левого направления вращения распространяется в направлении к читателю.

Разберем этот вопрос на примере антенны круговой поляризации из двух взаимно перпендикулярных вибраторов (рис. XVIII.3). При использовании антенны в режиме передачи ток вибратора *1—1* будет отставать по фазе на 90° от тока вибратора *2—2*. На рис. XVIII.6,*а* показано положение вектора электрического поля (Е) излучения антенны в направлении, перпендикулярном плоскости антенны для двух моментов времени, отличающихся на четверть периода $\left(\frac{T}{4}\right)$. Вектор Е в момент времени $t = 0$ обусловлен излучением вибратора *2—2*; вектор Е в момент $t = \frac{T}{4}$ обусловлен излучением вибратора *1—1*. Для волны, распространяющейся от читателя за плоскость чертежа, вектор Е поворачивается по часовой стрелке, т. е. антенна изучает поле круговой поляризации правого направления вращения *.

Пусть теперь волна падает на идеально отражающую стенку (расположенную в плоскости фронта волны). При отражении фаза вектора E изменяется на 180°. На рис. XVIII.6, *б* показано положение вектора E поля отраженной волны для двух моментов времени, отличающихся на четверть периода. Для наблюдателя, на которого волна надвигается, вектор E (как показано на рисунке) будет поворачиваться по часовой стрелке. Однако для наблюдателя, от которого волна удаляется (в данном случае со стороны отражающей стенки), вектор E будет поворачиваться против часовой стрелки. По принятой нами терминологии такая волна является волной левого направления вращения. Пусть эта волна падает на антенну рис. XVIII.3, используемую теперь в режиме приема. Вектор электрического поля указанной волны можно рассматривать как суперпозицию двух взаимно перпендикулярных векторов, из которых первый, ориентированный вдоль вибратора *1—1*, отстает по фазе на 90° от второго, ориентированного вдоль вибратора *2—2*. Поэтому э. д. с., которая возбудится на зажимах вибратора *1—1*, будет отставать по фазе на 90° от э. д. с. на зажимах вибратора *2—2*. Из-за различия длин фидерных линий на четверть волны напряжения от каждого из вибраторов в точках сложения «*cc*» рис. XVIII.3 дополнительно сдвинутся по фазе на 90° и окажутся в противофазе, так что результирующее напряжение на фидере, идущем к приемнику, станет равным нулю. Таким образом, мы показали, что антенна, излучающая в определенном направлении волны круговой поляризации одного направления вращения, не принимает (с этого же направления) волны круговой поляризации противоположного направления вращения.

Рассмотренная антенная система из двух взаимно перпендикулярных диполей создает слабонаправленное излучение в пространстве с полем круговой поляризации только в направлении $\theta = 0°$ (и $\theta = 180°$).

С целью концентрации энергии в вертикальной плоскости применяется несколько таких антенн, приподнятых одна над другой в вертикальном направлении.

* Волна, излучаемая антенной в противоположном направлении будет иметь круговую поляризацию левого направления вращения.

Подобные антенны используются, в частности, на метровых волнах в телевизионных радиостанциях.

На рис. XVIII.7 показана антенна в виде синфазного кольца малых размеров с током неизменной амплитуды и коротким вибратором по оси кольца. При определенном соотношении между токами кольца и вибратора можно получить во всех направлениях поле круговой поляризации. Для этого упомянутые токи должны быть одинаковой фазы, так что поля излучения кольца и вибратора окажутся сдвинутыми по фазе на 90°. Пространственные диаграммы кольца и вибратора рис. XVIII.7 идентичны и имеют форму тороида с максимумом в плоскости кольца и нулевыми значениями вдоль оси. Линии электрического поля кольца и вибратора (в дальней зоне) взаимно перпендикулярны. Можно подобрать токи кольца и вибратора так, чтобы их поля излучения оказались одинаковой амплитуды. В результате создаются условия для образования поля круговой поляризации в любом направлении.

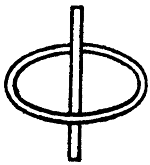


Рис. XVIII.7. Антенна круговой поляризации в виде синфазного кольца с прямолинейным вибратором вдоль оси.

В литературе приводится описание других вариантов антенн, обладающих аналогичными параметрами *.

Рассмотренные выше вибраторные антенны вращающейся поляризации трудно реализовать в диапазоне сантиметровых волн. На этих волнах применяются описываемые далее волноводные или рупорные антенны вращающейся поляризации, спиральные и др.

3. ВОЛНОВОДНЫЕ АНТЕННЫ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

На рис. XVIII.8 показан способ получения поля вращающейся поляризации на сантиметровых волнах. Стандартный прямоугольный волновод *1*, в котором возбу-

* См., например, описание системы из 4 синфазных наклонных вибраторов, расположенных по окружности, небольшого радиуса в книге «Техника сверхвысоких частот», т. I, «Советское радио», 1952, стр. 183—185.

ждается волна типа H_{10}, соединен с помощью плавного пирамидального перехода *2* с фазирующей волноводной секцией *3*. Стенки волноводов *1* и *3*, имеющих общую ось, повернуты друг относительно друга на 45°. Поэтому волна, поступающая в фазирующую секцию может быть представлена в виду суперпозиции двух волн H_{10} и H_{01}, векторы электрического поля которых взаимно перпендикулярны и равны по амплитуде. Для получения поля круговой поляризации необходимо, чтобы указанные поля были сдвинуты по фазе на 90°. Этот сдвиг фаз получается с помощью фазирующей секции. В качестве такой фазирующей секции может быть использован, например, отрезок волновода определенной длины прямоугольного (неквадратного) сечения, в котором фазовая скорость волны H_{10} отличается от скорости волны H_{01}. В фазирующей секции другого типа в волновод вставляется продольная диэлектрическая (или металлическая) пластинка так, чтобы она влияла на скорость распространения только одной из волн. Такая диэлектрическая пластинка *4* показана на рис. XVIII.8.

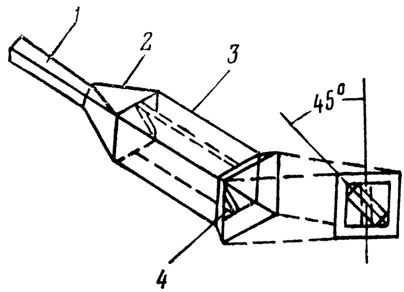


Рис. XVIII.8. Волноводная антенна с вращающейся поляризацией:
1 — стандартный прямоугольный волновод; *2* — пирамидальный — переход; *3* — волноводная секция; *4* — диэлектрическая пластинка.

Выход фазирующей секции переходит в открытый конец волновода или соединяется с рупорной антенной.

Рассмотрим вопрос расчета параметров фазирующей секции в виде прямоугольного волновода со сторонами поперечного сечения a и b. Набег фазы (в радианах) на единицу длины волновода для волны типа H_{10}, у которой линии электрического поля перпендикулярны размеру a:

$$\psi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_{в1}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}, \qquad \text{(XVIII.35)}$$

где λ — длина волны в свободном пространстве.

Аналогично набег фазы для поля типа H_{01}

$$\psi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_{в_2}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}. \qquad \text{(XVIII.36)}$$

Разность фаз на единицу длины между волнами H_{10} и H_{01} в градусах

$$(\Delta\psi)^\circ = \frac{360}{\lambda}\left[\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} - \sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}\right]. \qquad (XVIII.37)$$

Задаваясь размерами a и b, можно определить $\Delta\psi$, а также длину фазирующей секции l, при которой разность фаз будет равна 90° на волне λ

$$l = \frac{90^\circ}{(\Delta\psi)^\circ}. \qquad (XVIII.38)$$

При изменении волны даже в небольших пределах разность фаз в фазирующей секции выбранного сечения будет несколько меняться и поле из поляризованного по кругу станет эллиптически поляризованным.

Более диапазонной является фазирующая секция с продольной диэлектрической пластиной. Принцип работы такой секции основан на том, что фазовые скорости распространения волн, линии электрического поля которых параллельны поверхности пластины и перпендикулярны ей, отличаются между собой. Электрические параметры фазирующей секции с диэлектрическими пластинами приводятся в специальной литературе.*

Открытый конец волновода является слабонаправленным излучателем. Для концентрации излучения поля вращающейся поляризации конец волновода можно присоединить к рупору. Для этой же цели используют зеркальные или линзовые антенны с облучателем в виде открытого конца волновода или небольшого рупора с полем вращающейся поляризации на раскрыве.

4. СПИРАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

На рис. XVIII.9 изображена спиральная антенна, применяемая в диапазоне СВЧ как антенна вращающейся поляризации. Она представляет собой *проволочную спираль, питаемую с конца коаксиальным фидером, оболочка которого соединяется с металлическим диском.* Последний играет роль противовеса, через который, частично, замыкается ток питания антенны, а также служит рефлектором для ослабления излучения в заднюю полусферу.

---

* См., например, «Справочник по волноводам». «Советское радио», 1952, стр. 394—398 или «Техника сверхвысоких частот». «Советское радио», 1952, стр. 145, 146.

Характер направленного действия спиральной антенны зависит от ее поперечных размеров. При малом диаметре спирали (меньшем примерно 0,18λ) максимальное излучение антенны получается в плоскости, перпендикулярной ее оси (рис. XVIII.10, *а*). Так же, как для прямолинейного вибратора, излучение в этой плоскости получается ненаправленным. При диаметре витка порядка (0,25÷÷0,45) λ *максимальное излучение антенны получается вдоль ее оси* (рис. XVIII.10, *б*). При диаметре, большем, чем 0,5λ, максимальное излучение получается в направлениях, образующих острый угол относительно оси антенны (рис. XVIII.10, *в*), пространственная диаграмма получается в форме конуса.

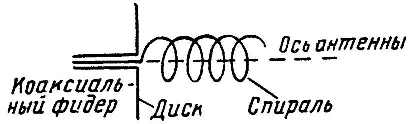


Рис. XVIII.9. Спиральная антенна.

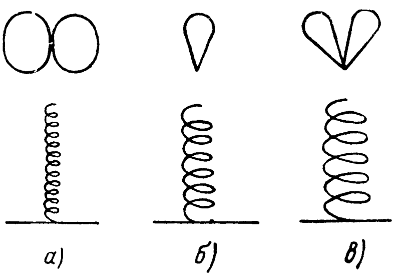


Рис. XVIII.10. Три вида диаграмм направленности спиральных антенн:

а) ненаправленное излучение; *б*) осевое излучение; *в*) коническое излучение.

Практическое применение находят главным образом *спиральные антенны с осевым излучением*. Ниже рассматривается принцип действия и приводятся данные по расчету параметров только таких антенн.

При поперечных размерах спиральной антенны, соответствующих режиму осевого излучения, и достаточном числе ее витков *в проводах спирали вследствие интенсивного излучения устанавливается почти чистая бегущая волна*. Для приближенного анализа можно считать, что амплитуда бегущей волны не меняется и тогда диаграмма направленности спирали будет определяться произведением диаграммы направленности одиночного витка и множителя системы из n ненаправленных излучателей, где n — число витков.

Диаграмма направленности одного витка может быть определена в результате суммирования поля излучения замкнутого (плоского) кольца с бегущей волной тока и поля осевого элемента тока, обязанного подъему витка спирали. Однако в первом приближении вследствие малости угла подъема витков и отсутствия излучения вдоль оси спирали можно пренебречь осевым элементом тока и считать, что *направленное действие витка в основном определяется кольцевым током бегущей волны.* В гл. VII (рис. VII.5) было показано, что *кольцо с бегущей волной тока создает максимум излучения вдоль оси кольца лишь при длине кольца, равной (или близкой) к длине*

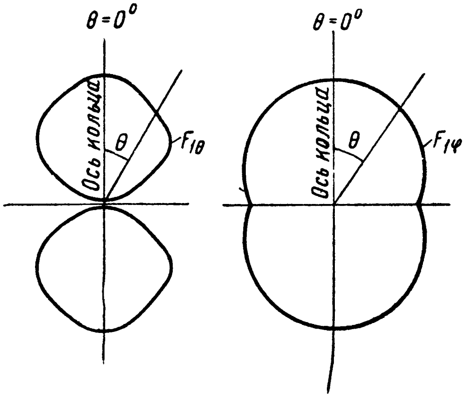


Рис. XVIII.11. Диаграммы направленности в плоскости, проходящей через ось кольца с бегущей волной тока при длине кольца, равной длине волны.

волны. Поэтому длина витка спиральной антенны берется приблизительно равной длине волны. Напряженность поля такого кольца содержит меридиональную и азимутальную составляющие, сдвинутые между собой по фазе на 90°, и диаграммы направленности определяются полученными выше выражениями (VII.44) и (VII.45), которые при $m=1$ упрощаются в следующие:

$$F_{1\theta}(\theta) = 2\,\mathrm{ctg}\,\theta J_1(\sin\theta); \qquad \text{(XVIII.39)}$$

$$F_{1\varphi}(\theta) = J_0(\sin\theta) - J_2(\sin\theta). \qquad \text{(XVIII.40)}$$

Здесь J — знак функции Бесселя.

Соответствующие диаграммы изображены на рис. XVIII.11.

Сравнение диаграмм азимутальной и меридиональной составляющих поля кольца с бегущей волной тока (рис. XVIII.11) и рассмотренной выше системы из двух взаимно перпендикулярных элементарных диполей (рис. XVIII.5) показывает их большое сходство.

Можно также убедиться, что в области малых θ выражения (XVIII.39) и (XVIII.40) для кольца переходят в выражения (XVIII.30) и (XVIII 31) для системы диполей.

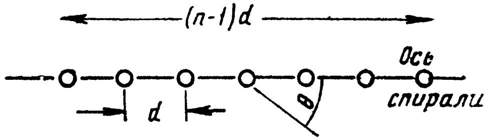


Рис. XVIII.12. Система из n излучателей, определяющих направленное действие спиральной антенны.

Действительно при малых θ

$$F_{1\theta}(\theta) = 2\operatorname{ctg}\theta J_1(\sin\theta) \simeq 2\operatorname{ctg}\theta \cdot \frac{1}{2}\sin\theta = \cos\theta; \qquad \text{(XVIII.41)}$$

$$F_{1\varphi}(\theta) = J_0(\sin\theta) - J_2(\sin\theta) \simeq 1 - \frac{\sin^2\theta}{8} \simeq 1. \qquad \text{(XVIII.42)}$$

Таким образом, кольцо с током бегущей волны, подобно рассмотренной выше системе из двух взаимно перпендикулярных диполей создает очень слабонаправленное излучение с полем круговой поляризации вдоль оси.

Из сказанного следует, что значительная направленность спиральной антенны может быть обусловлена главным образом множителем системы из n ненаправленных излучателей (рис. XVIII 12)

$$f_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}. \qquad \text{(XVIII.43)}$$

Здесь $k = \frac{2\pi}{\lambda}$;

λ — длина волны в свободном пространстве;
d — расстояние между витками;
θ — угол относительно оси спирали;
ψ — сдвиг фаз между токами соседних витков

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda'} L, \qquad \text{(XVIII.44)}$$

где L — длина витка;

λ' — длина волны в проводе спирали $\lambda' = \frac{\lambda}{\xi}$;

ξ — коэффициент укорочения волны, которое получается в связи с уменьшением скорости распространения волны в спирали по сравнению со скоростью распространения в свободном пространстве.

Режим осевого излучения спиральной антенны получается тогда, когда поля, создаваемые отдельными витками складываются в фазе вдоль оси. Для этого ток каждого последующего витка (считая от источника питания) должен отставать по фазе от тока предыдущего витка на угол

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} d + m_1 2\pi, \qquad \text{(XVIII.45)}$$

где $m_1 = 1, 2, 3$.

На практике указанное условие обеспечивается при $m_1 = 1$. Поэтому, учитывая (XVIII.44), получаем

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} d + 2\pi = \frac{2\pi}{\lambda'} L,$$

откуда

$$L = \frac{\lambda'}{\lambda}(\lambda + d) = \frac{1}{\xi}(\lambda + d). \qquad \text{(XVIII.46)}$$

В спиральных антеннах ξ имеет величину порядка 1,0 — 1,4, поэтому *длина витка L должна быть равна примерно длине волны в воздухе (λ).* В этом случае вдоль оси антенны получается максимум излучения и поле круговой поляризации.

Подставляя (XVIII.44) в (XVIII.43) и вводя нормирующий множитель, получаем выражение для множителя системы в виде

$$F_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}\left(kd\cos\theta - \frac{2\pi}{\lambda}\xi L\right)\right]}{n\sin\left[\frac{1}{2}\left(kd\cos\theta - \frac{2\pi}{\lambda}\xi L\right)\right]} = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}k(\xi L - d\cos\theta)\right]}{n\sin\left[\frac{k}{2}(\xi L - d\cos\theta)\right]}. \qquad \text{(XVIII.47)}$$

Вследствие малого различия значений (XVIII.41) и (XVIII.42) для $F_{1\theta}$ и $F_{1\varphi}$ в направлениях, близких к оси спиральной антенны, можно написать общее приближенное выражение для диаграммы направленности каждой из составляющих поля в виде

$$F(\theta)=F_1(\theta)\,F_n(\theta)\simeq\cos\theta\times$$
$$\times\frac{\sin\left[\frac{n}{2}k\,(\xi L-d\cos\theta)\right]}{n\sin\left[\frac{k}{2}(\xi L-d\cos\theta)\right]}. \qquad \text{(XVIII.48)}$$

Здесь L для оптимальной волны определяется выражением (XVIII.46).

Отметим, что *коэффициент равномерности поляризационного эллипса получается удовлетворительным* ($m>0{,}5$) *в пределах диаграммы (главного лепестка).*

Для расчета других электрических параметров спиральных антенн можно пользоваться следующими приближенными выражениями, полученными на основании экспериментальных данных, справедливыми для спиралей с углом подъема от 12 до 15° при числе витков, большем трех, и $\frac{L}{\lambda}$ в пределах от $\frac{3}{4}$ до $\frac{4}{3}$.

Угол раствора диаграммы направленности по половинной мощности (усредненный для азимутальной и меридиональной составляющих)

$$(2\Phi_{0,5})^\circ\simeq\frac{52}{\frac{L}{\lambda}\sqrt{\frac{nd}{\lambda}}}. \qquad \text{(XVIII.49)}$$

Угол раствора диаграммы по нулевым значениям

$$(2\Phi_0)^\circ\simeq\frac{115}{\frac{L}{\lambda}\sqrt{\frac{nd}{\lambda}}}. \qquad \text{(XVIII.50)}$$

Коэффициент направленного действия

$$D\simeq 15\left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 n\frac{d}{\lambda}. \qquad \text{(XVIII.51)}$$

Входное сопротивление антенны

$$R_{(ом)}\simeq 140\frac{L}{\lambda}. \qquad \text{(XVIII.52)}$$

На рис. XVIII.13 показаны экспериментальные диаграммы направленности $E_\varphi=f(\theta)$ и $E_\theta=f(\theta)$ спиральной антенны из семи витков диаметром $2R = \frac{\lambda}{\pi}$ с углом подъема $\alpha = 12°$.* Угол α связан с диаметром ($2R$) витка и с расстоянием d между витками соотношением

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d}{2\pi R}. \qquad \text{(XVIII.53)}$$

В заключение отметим, что *спиральная антенна может быть использована в довольно широком диапазоне волн (порядка $\pm 30\%$) без существенного изменения ее электрических параметров.*

Для расширения рабочего диапазона антенны иногда применяют спиральные антенны из витков с переменным диаметром (рис. XVIII.14).

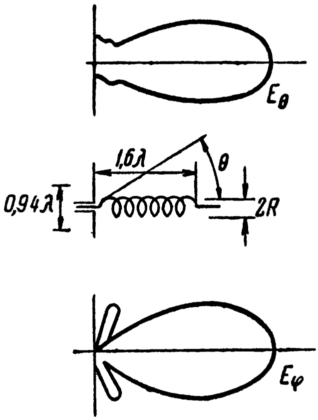


Рис. XVIII.13. Опытные диаграммы направленности $E_\varphi = f(\theta)$ и $E_\theta = f(\theta)$ спиральной антенны из 7 витков диаметром $\frac{\lambda}{\pi}$ с углом подъема 12°.

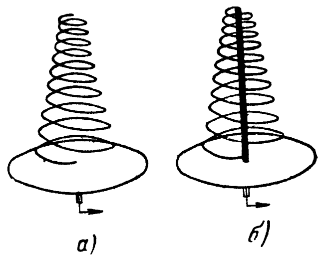


Рис. XVIII.14. Спиральные антенны из витков с переменным диаметром:

а) энергия подводится к основанию спирали; *б*) энергия подводится к вершине спирали.

К достоинствам спиральных антенн относится простота конструкции.

5. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ АНТЕНН С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Антенны с вращающейся поляризацией применяются, в частности, тогда, когда поле принимаемого сигнала имеет случайную заранее неизвестную поляризацию. Пусть, например, передающая антенна линейной поляри-

---

* I. Kraus. Antennas, McGraw — Hill Book Company, 1950.

зации расположена на самолете, который в полете совершает различные эволюции. В точке приема на земле или на другом самолете поле принимаемого сигнала может оказаться поляризованным в случайном направлении. Для устойчивого приема такого сигнала необходимо, чтобы приемная антенна была с вращающейся поляризацией. Аналогично для надежного приема на самолете сигналов, передаваемых с земли, одна из антенн или обе должны быть вращающейся поляризации.

В некоторых случаях антенны вращающейся поляризации целесообразно применять в дальних коротковолновых радиолиниях, где возникают поляризационные или интерференционные замирания.

В радиолокационных станциях иногда применяют антенны с вращающейся поляризацией, так как это приводит к более контрастному изображению цели на фоне помех, создаваемых атмосферными осадками (гидрометеорами).

Дело в том, что гидрометеоры, обычно имеющие правильную геометрическую форму, создают отраженное поле круговой поляризации противоположного направления вращения (относительно направления вращения поля падающей волны), которое поэтому почти не принимается антенной радиолокатора. Электромагнитное поле сигнала, падающего на цель, имеющую, как правило, неправильную форму, после отражения получается эллиптически поляризованным и в значительной степени принимается антенной. Опыт показывает, что при этом отношение напряжения сигнала к напряжению помех от гидрометеоров возрастает.

ГЛАВА XIX

ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ АНТЕНН СВЧ

1. ВВЕДЕНИЕ

Выше, в конце первой части, были рассмотрены фидерные системы для проволочных антенн. Фидерные системы для антенн СВЧ имеют такое же назначение, т. е. служат для канализации энергии электромагнитных волн и, в частности, для соединения антенны с передатчиком или приемником.

По мере повышения частоты изменяется и конструкция фидерных линий. Так, в области СВЧ обычные двухпроводные открытые линии, как правило, не применяются из-за того, что расстояние между проводами становится соизмеримым с длиной волны и такие линии начинают заметно излучать.

На дециметровых волнах наибольшее применение имеют экранированные, в частности, коаксиальные линии, рассмотренные в гл. XI.

При переходе к сантиметровым и более коротким волнам коаксиальные линии уже становятся непригодными по ряду причин. Прежде всего такие линии не обеспечивают достаточной электрической прочности при передаче больших импульсных мощностей. Это объясняется малой величиной промежутка между внутренним и внешним проводниками в кабеле. Увеличивать этот промежуток нельзя во избежание возникновения условий для распространения волн высших типов. С ростом частоты увеличивается коэффициент затухания экранированных линий, достигая на сантиметровых волнах значений порядка 0,1 $\frac{\textit{неп}}{\textit{м}}$ или около 1 $\frac{\textit{дб}}{\textit{м}}$. По этим причинам на очень высоких частотах коаксиальные экранированные линии, как правило, не применяются.

На сантиметровых, а также миллиметровых волнах широко применяются волноводы.

Общая теория волноводов рассматривается в литературе по основам радиотехники и далее предполагается известной. В данной главе излагаются лишь сведения инженерного характера, касающиеся использования волноводов в технике СВЧ.

Из волноводов на практике главным образом применяются стандартные волноводы прямоугольного сечения (рис. 0.8), *а иногда круглые.* Основные параметры стандартных волноводов рассматриваются в следующем параграфе.

Наряду с изученными ранее экранированными линиями и металлическими волноводами «обычного» типа за последнее время разработаны новые типы линий передач для СВЧ, такие, как *однопроводные волноводные линии, полосковые волноводы* и некоторые другие. Принцип работы таких линий и их параметры кратко рассматриваются в конце данной главы.

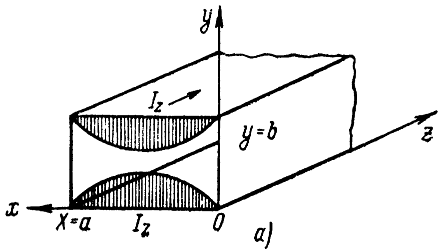
2. СТАНДАРТНЫЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ И ИХ ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

а) Волноводы прямоугольного поперечного сечения

В аппаратуре сантиметровых и миллиметровых волн в качестве линий передачи наибольшее применение находят волноводы прямоугольного сечения с использованием поля основного типа H_{10} (TE_{10}).

Обозначение размеров волновода и структуры электромагнитного поля этого типа при бегущей волне приводились на рис. XIII.1. Этой структуре поля соответствует определенная картина токов проводимости на стенках волновода. Если предположить, что стенки волновода идеально проводящие, то токи проводимости будут протекать только на поверхности стенок. Плотность этих токов будет численно равна напряженности магнитного поля у поверхности проводника. Вектор плотности поверхностного тока будет направлен перпендикулярно относительно направления вектора напряженности магнитного поля. Картина распределения плотностей продольного и поперечного токов на внутренней поверхности прямоугольного волновода для поля H_{10} показана на рис. XIX.1.

На узких стенках токи имеют составляющие только в направлении, перпендикулярном широким стенкам волновода (I_y). На широких стенках имеются как продоль-



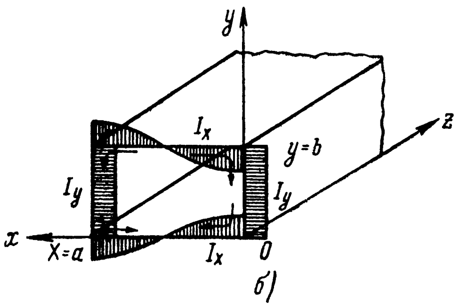


Рис. XIX.1. Распределение плотностей продольного (*а*) и поперечного (*б*) токов на внутренней поверхности прямоугольного волновода (в поперечном сечении для поля H_{10}).

ные (I_z), так и поперечные (I_x) составляющие плотности тока. На рис. XIX.2 показана картина распределения тока на внутренних стенках волновода.

Критическая длина волны поля H_{10}, которая является одним из основных параметров волновода, определяется, как известно, простой формулой

$$\lambda_{\text{кр}} = 2a, \qquad \text{(XIX.1)}$$

где a — размер широкой стенки волновода.

Для волновода с заданным размером a диапазон рабочих волн ограничивается пределами, которые определяются неравенством

$$a < \lambda < 2a. \qquad \text{(XIX.2)}$$

Максимальная рабочая волна должна быть меньше критической ($\lambda_{кр} = 2a$) практически примерно на 10%. При бо́льшем приближении λ к $\lambda_{кр}$ сильно возрастает коэффициент затухания.

Минимальная волна ограничивается условием, чтобы не возникал следующий более высокий тип колебаний H_{20}, для которого $\lambda_{кр} = a$. Минимальная волна должна быть примерно на 1% больше, чем размер a.

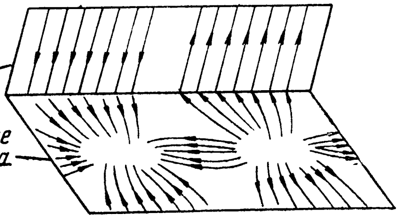


Рис. XIX.2. Картина суммарного тока на внутренних стенках волновода

Следующим из основных параметров волновода как линии передачи является *коэффициент затухания* (α).

Для волновода прямоугольного поперечного сечения, с воздушным заполнением при колебаниях типа H_{10} коэффициент затухания можно определить по формуле

$$\alpha = \frac{560\left[\frac{a}{b} + 2\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\right]}{\sqrt{a^3 g}\sqrt{\frac{\lambda}{2a} - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^3}}. \qquad \text{(XIX.3)}$$

Здесь a и b — размеры широкой и узкой стенок волновода, *см;*

g — удельная проводимость материала внутренней поверхности волновода, $\frac{мо}{м}$. Значения g для некоторых применяемых материалов приведены в табл. XIX.1.

Значения проводимости g, приведенные в первой строке, соответствуют чистой идеально гладкой внутренней поверхности материала стенок волновода. При наличии даже небольших шероховатостей, неизбежно образующихся при обработке металла, а также из-за потерь в стыках и так далее, проводимость уменьшается, что учитывается примерными значениями $g_{эфф}$, приведенными во второй строке таблицы.

Таблица XIX.1

Материал	Серебро	Медь	Алюминий	Латунь
$g\left(\frac{мо}{м}\right)$	$6{,}1 \cdot 10^7$	$5{,}5 \cdot 10^7$	$3{,}2 \cdot 10^7$	$1{,}6 \cdot 10^7$
$g_{эфф}\left(\frac{мо}{м}\right)$	$2{,}2 \cdot 10^7$	$3{,}5 \cdot 10^7$	$2{,}0 \cdot 10^7$	$1{,}4 \cdot 10^7$

Численные значения коэффициента затухания медного волновода ($g=5{,}5 \cdot 10^7 \frac{мо}{м}$), рассчитанные с по-

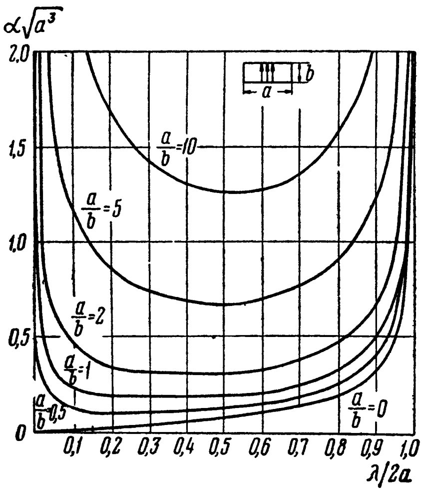


Рис. XIX.3. Кривые $\alpha\sqrt{a^3}$ для прямоугольного волновода из меди в зависимости от $\frac{\lambda}{2a}$.

Волна типа H_{10}; *а*, *б* и λ в *см*.

мощью выражения (XIX.3), в зависимости от отношения $\frac{\lambda}{2a}=\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}$ могут быть определены из графиков рис. XIX.3: Для учета влияния шероховатостей поверхности и некоторых потерь в стыках значения α из графиков надо увеличить в 1,2—1,3 раза.

Рассмотрим пример. Размеры медного волновода $a=2{,}3$ *см*, $b=1$ *см*, $\lambda=3{,}2$ *см*.

По графикам рис. XIX.3 для $\frac{a}{b}=2{,}3$ и $\frac{\lambda}{2a}=0{,}7$ находим $\alpha\sqrt{a^3}=0{,}41$, откуда $\alpha=\frac{0{,}41}{\sqrt{2{,}3^3}}=0{,}117\frac{дб}{м}$.

Если учесть, что «эффективная» проводимость меди не $5{,}5\cdot10^7$, а $3{,}5\cdot10^7$, получим в 1,25 раза большее значение $\alpha=0{,}146\,\frac{дб}{м}$.

Зная коэффициент затухания α, можно определить коэффициент полезного действия волновода, пользуясь обычными выражениями из теории линий передач, например формулами (XI.14), (XI.15).

Выведем выражение для максимальной величины мощности, которую можно передавать по прямоугольному волноводу без недопустимых перенапряжений для волны типа H_{10}. Эту мощность будем называть предельной и обозначать $P_{\text{пред}}$.

Вообще мощность, передаваемая по волноводу в режиме бегущей волны, может быть определена с помощью выражения

$$P=\frac{1}{T}\int\limits_0^T dt\int\limits_{x=0}^{a}\int\limits_{y=0}^{b} S_z\,dx\,dy. \tag{XIX.4}$$

Первый интеграл дает усреднение мощности по времени; S_z есть мгновенное значение плотности потока энергии в произвольной точке поперечного сечения в направлении оси z

$$S_z=E_yH_x. \tag{XIX.5}$$

Мгновенные значения поперечных составляющих электрического и магнитного полей при частоте выше критической для волны типа H_{10} определяется известными выражениями

$$E_y=E_{ym}\sin\frac{\pi x}{a}\sin(\omega t-k_{\text{в}}z); \tag{XIX.6}$$

$$H_x=\frac{E_y}{\rho_{\text{TE}}}.$$

Здесь E_{ym} — амплитуда напряженности электрического поля в середине волновода;

$k_{\text{в}}=\frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}}$ — фазовый коэффициент бегущей волны;

$\lambda_{\text{в}}$ — длина волны в волноводе

$$\lambda_{\text{в}}=\frac{\lambda}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}; \tag{XIX.7}$$

λ — длина волны в среде заполняющей волновод;
ρ_{TE} — волновое сопротивление, равное

$$\rho_{TE} = \frac{120\pi}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \sqrt{\frac{\mu'}{\varepsilon'}}\,; \qquad \text{(XIX.8)}$$

μ' и ε' — относительные величины магнитной и диэлектрической проницаемостей среды в волноводе.

Подставляя (XIX.6) в (XIX.5), получаем

$$S_z = \frac{E_{ym}^2}{\rho_{TE}} \sin^2 \frac{\pi x}{a} \sin^2 (\omega t - k_{в} z). \qquad \text{(XIX.9)}$$

Подставляем (XIX.9) в (XIX.4) и интегрируем. Учитывая, что

$$\frac{1}{T}\int_0^T \sin^2 (\omega t - k_{в} z)\, dt = \frac{1}{2},$$

$$\int_0^a \sin^2 \frac{\pi x}{a}\, dx = \frac{a}{2}\,; \quad \int_0^b dy = b,$$

получаем следующее выражение для мощности, передаваемой по волноводу, при бегущей волне:

$$P = \frac{E_{ym}^2 ab}{4\rho_{TE}} = \frac{E_{ym}^2 ab \sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}{480\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\mu'}}. \qquad \text{(XIX.10)}$$

Произведение $E_{ym} b$ определяет собой амплитуду напряжения U_m между широкими стенками волновода в средних точках; поэтому выражение (XIX.10) можно переписать в виде

$$P = \frac{(E_{ym} b)^2}{4\frac{b}{a}\rho_{TE}} = \frac{U_m^2}{2\rho_э}. \qquad \text{(XIX.11)}$$

Здесь

$$\rho_э = \frac{U_m^2}{2P} = \frac{2b}{a} \frac{120\pi}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \sqrt{\frac{\mu'}{\varepsilon'}} \qquad \text{(XIX.12)}$$

можно трактовать как эквивалентное волновое сопротивление волновода, определяемое, как в двухпроводной линии передачи, через мощность и напряжение при бегущей волне.

Используя выражения (XIX.10) или (XIX.11), можно рассчитать амплитуду напряженности электрического поля E_{ym} бегущей волны по величине передаваемой мощности P

$$E_{ym} = \sqrt{\frac{4P\rho_{\text{TE}}}{ab}}. \qquad \text{(XIX.13)}$$

Выражение (XIX.10) справедливо лишь для режима бегущей волны. При наличии отраженной волны мощность, передаваемая по волноводу без потерь, может быть определена как разность мощностей падающей и отраженной волн

$$P = \frac{E^2_{m\,\text{пад}}}{4\rho_{\text{TE}}} ab - \frac{E^2_{m\,\text{отр}}}{4\rho_{\text{TE}}} ab = \frac{ab}{4\rho_{\text{TE}}} \left(E^2_{m\,\text{пад}} - E^2_{m\,\text{отр}}\right). \qquad \text{(XIX.14)}$$

Разность в круглых скобках можно представить в виде

$$E^2_{m\,\text{пад}} - E^2_{m\,\text{отр}} = (E_{m\,\text{пад}} + E_{m\,\text{отр}})(E_{m\,\text{пад}} - E_{m\,\text{отр}}).$$

Сумма и разность амплитуд падающей и отраженной волн представляют собой соответственно максимальную и минимальную амплитуду напряженности поля вдоль волновода. Поэтому

$$E_{m\,\text{пад}} + E_{m\,\text{отр}} = E_{\text{макс}}, \quad E_{m\,\text{пад}} - E_{m\,\text{отр}} = E_{\text{мин}}. \qquad \text{(XIX.15)}$$

Следовательно,

$$P = \frac{ab}{4\rho_{\text{TE}}} E_{\text{макс}} E_{\text{мин}} = \frac{abE^2_{\text{макс}} k_{\text{бв}}}{4\rho_{\text{TE}}} =$$

$$= \frac{E^2_{\text{макс}} k_{\text{бв}} ab \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}{480\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\mu'}}, \qquad \text{(XIX.16)}$$

где $k_{\text{бв}} = \frac{E_{\text{мин}}}{E_{\text{макс}}}$ — коэффициент бегущей волны в волноводе.

Выражение (XIX.16) связывает мощность с амплитудой напряженности поля в пучности ($E_{\text{макс}}$) рассогласованного прямоугольного волновода заданных размеров (при колебаниях типа H_{10}).

Предельное значение $E_{\text{макс}}$, при котором наступает электрический пробой, для воздуха при нормальном атмосферном давлении принимается равным $E_{\text{макс}} = 30\,000$ *в/см*. При заполнении волновода диэлектриком эта цифра возрастает.

Следовательно, в режиме бегущей волны, т. е. при $k_{бв}=1$, *предельная мощность* (в ваттах) *волновода с воздушным заполнением*

$$P_{пред}=\frac{(3\cdot 10^4)^2 ab}{480\pi}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}\cong$$

$$\cong 6\cdot 10^5 a_{см} b_{см}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}. \qquad \text{(XIX.17)}$$

При учете необходимого запаса электрической прочности, отличия $k_{бв}$ от единицы, наличия неоднородностей в волноводе и так далее, на практике получается, что величина мощности, которую можно передавать по волноводу:

$$P_{допуст}\simeq 0{,}3P_{пред}. \qquad \text{(XIX.18)}$$

Так, например, для рассмотренного выше примера волновода со сторонами $a=2{,}3$ *см*, $b=1$ *см*, для волны $\lambda=3{,}2$ *см*; $\lambda_{кр}=4{,}6$ *см*; $\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}=\sqrt{1-\left(\frac{3{,}2}{4{,}6}\right)^2}\simeq$ $\simeq 0{,}7$

$$P_{пред}=6\cdot 10^5\cdot 2{,}3\cdot 1\cdot 0{,}7\simeq 10^6\ вт=1000\ квт;$$

$$P_{допуст}=300\ квт.$$

Как показывает выражение (XIX.17), для волновода заданных размеров величина предельной мощности (и соответственно допустимой) падает с увеличением длины волны. Это иллюстрируется графиком рис. XIX.4. На этом графике за 100% принята мощность, соответствующая $\lambda=a$, т. е. возникновению первому из высших типов волн (H_{20}).

При переходе к диапазонам более коротких волн применяют волноводы соответственно уменьшенных линейных размеров a и b. При этом величина предельной мощности, пропорциональная произведению ab, уменьшается приблизительно пропорционально квадрату длины волны. Так, например, при переходе с волны 10 *см* на волну 1 *см* можно считать, что каждый из размеров a и b волновода уменьшится в 10 раз. Следовательно, предельная мощность уменьшится в 100 раз. Это обстоятельство затрудняет использование волноводов при переходе к более коротким волнам в случае необходимости передачи больших мощностей.

Таблица XIX.2

Внутренние размеры		$\lambda_{кр}$, *см*, H_{10}	Диапазон волн, *см*	Расчетная д. ина волны, *см*	Коэф. затухания, *дб/м*	$P_{пред}$, *квт*	$P_{допуст}$, *квт*
a, см	*b, см*						
7,2	3,4	14,4	7,3 —13	10	0,02	10 000	3000
2,85	1,25	5,7	2,9 —5,1	3,2	0,073	1 700	500
2,3	1,0	4,6	2,32—4,1	3,2	0,12	1 000	300
1,06	0,43	2,12	1,07—1,9	1,25	0,35	2[illegible]0	70
0,71	0,36	1,42	0,73—1,2	0,8	0,51	125	40

Волноводы изготавливают стандартных размеров Эти размеры меняются для разных участков диапазона волн. В таблице XIX.2 приведены размеры поперечного сечения некоторых иностранных стандартных волноводов, используемых на практике, а также их основные электрические параметры.

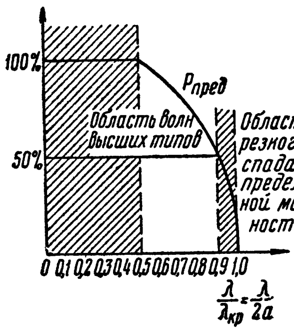


Рис. XIX.4. График изменения величины предельной мощности в зависимости от длины волны генератора.

В этой таблице приведены расчетные значения коэффициента затухания в медном волноводе $\left(g = 5{,}5 \cdot 10^7 \ \frac{мо}{м}\right)$ для средней волны. Для реальных посеребренных волноводов коэффициент затухания больше, чем значения, указанные в таблице, примерно на 60%, а для латунных волноводов вдвое больше.

Предельные (и допустимые) значения мощности рассчитаны также для средней волны диапазона.

б) Волноводы круглого поперечного сечения

Наряду с прямоугольными волноводами в технике СВЧ используются круглые волноводы (рис. XIX.5). Отрезки круглых волноводов применяются во вращающихся сочленениях, в устройствах для получения волн с вращающейся поляризацией и в некоторых других случаях. В круглых волноводах ориентация поля в плоскости поперечного сечения ничем не фиксируется (вследствие симметрии относительно продольной оси). Наличие неоднородностей может привести к повороту плоскости поляризации, что иногда бывает нежелательно. Поэтому круглые волноводы применяются реже, чем прямоугольные.

В аппаратуре СВЧ круглые волноводы в настоящее время используются главным образом для передачи волн типа E_{01} и H_{11}. Кроме того, большие перспективы имеет передача волн типа H_{01}. Это обусловлено тем, что с повышением частоты затухание волны этого типа непрерывно падает.

Структура электромагнитного поля волн типа E_{01} и H_{11} приводилась на рис. XIII 4. На рис. XIX.6 показана структура электромагнитного поля волны типа H_{01} в круглом волноводе.

В табл. XIX.3 приведены значения длин критических волн упомянутых типов колебаний; a обозначает внутренний радиус трубы.

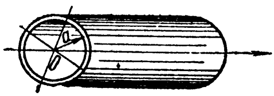


Рис. XIX.5. Круглый волновод.

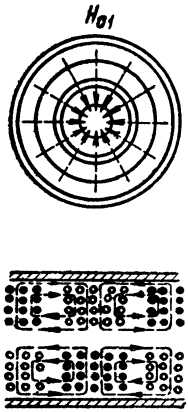


Рис XIX 6. Структура электромагнитного поля волны типа H_{01} в круглом волноводе. Сплошные — линии электрического поля (E); пунктирные — магнитного поля (H).

Как видно из таблицы, колебания типа H_{11} характеризуются наибольшей критической длиной волны.

Таблица XIX.3

Тип колебаний	H_{11}	E_{01}	H_{01}
Критическая длина волны	$3{,}41a$	$2{,}61a$	$1{,}64a$

Для круглого волновода диаметром $2a$, предназначенного для работы на волне типа H_{11}, диапазон рабочих волн обычно ограничивается условиями пропускания основной волны H_{11} и непропускания волны типа E_{01} (имеющей ближайшую по величине длину критической волны), т. е.

$$2{,}61a < \lambda < 3{,}41a \qquad (XIX.19)$$

При заданной длине рабочей волны λ радиус волновода должен лежать в следующих пределах:

$$\frac{\lambda}{3{,}41} < a < \frac{\lambda}{2{,}61}, \qquad (XIX.20)$$

т. е. внутренний диаметр волновода должен составлять примерно около двух третей длины рабочей волны.

В случае использования волны типа E_{01} по тем же соображениям должны удовлетворяться неравенства

$$2{,}06a < \lambda < 2{,}61a \qquad (XIX.21)$$

или

$$\frac{\lambda}{2{,}61} < a < \frac{\lambda}{2{,}06}. \qquad (XIX.22)$$

Здесь 2,06 — коэффициент, связывающий радиус волновода с длиной критической волны для колебаний типа H_{21} ($\lambda_{кр} = 2{,}06\,a$). Следовательно, диаметр волновода должен быть равен приблизительно длине рабочей волны или быть несколько меньше.

Сравнение неравенств, ограничивающих размеры круглых и прямоугольных волноводов, показывает, что круглые волноводы характеризуются более узким диапазоном рабочих волн, чем прямоугольные.

Так же, как и в прямоугольном волноводе, волны, распространяющиеся в круглом волноводе с потерями, постепенно затухают. Численные значения коэффициентов затуханий волн разных типов в круглом медном волноводе могут быть определены из графиков рис. XIX.7. Для учета шероховатостей внутренней поверхности и некоторых других видов потерь (например, в контактах) эти значения следует несколько увеличить. Кривые коэффициентов затухания волн H_{11} и E_{01} в круглом волноводе имеют такой же характер, как и кривые коэффициентов затухания волн в прямо-

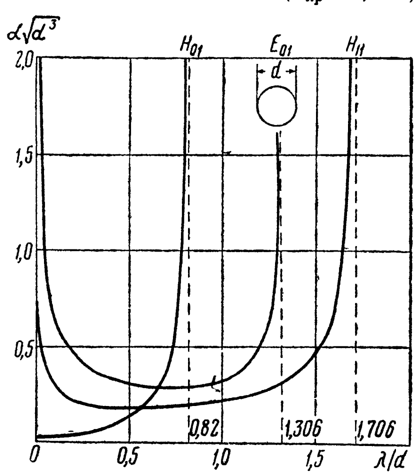


Рис. XIX.7. Кривые $\alpha\sqrt{d^3}$ в зависимости от $\frac{\lambda}{d}$ для волн типа H_{11}, H_{01} и E_{01} в круглом медном волноводе; ***d* и λ в *см*.**

угольном волноводе. Исключение составляет волна H_{01} в круглом волноводе, для которой коэффициент затухания с укорочением волн непрерывно уменьшается.

Круглые волноводы так же, как и прямоугольные, изготавливаются стандартных размеров. В табл. XIX.4 указаны размеры и основные электрические параметры двух таких круглых волноводов, описанных в литературе, работающих на волне типа H_{11}

Таблица XIX.4

Внутр. диаметр d, *см*	$\lambda_{кр}$, *см*, H_{11}	Диапазон волн, *см*	Расчетная длина волны, *см*	Коэффиц. затух., *дб*/*м*	$P_{пред}$, *квт*	$P_{допуст}$, *квт*
7,62	13	10—11,7	10	0,014	16 600	5000
2,38	4,06	3,18—3,64	3,2	0,085	1 570	500

в) О волнах в коаксиальной линии

В заключение этого параграфа кратко остановимся на некоторых вопросах распространения волн в коаксиальной линии, в частности на вопросе ограничения максимальных внутренних размеров коаксиальных линий, используемых в технике СВЧ.

При малых внутренних размерах экранированных линий (по сравнению с длиной волны) в них могут распространяться только поперечно электромагнитные волны (волны типа TEM), характеризующиеся отсутствием продольных составляющих электрического или магнитного поля. При увеличении внутренних размеров возникают условия для распространения волн высших типов: магнитных (типа H), у которых имеется продольная составляющая магнитного поля, и электрических (типа E) с продольной составляющей электрического поля. Из этих высших типов наибольшую длину критической волны в коаксиальной линии имеют колебания типа H_{11}.

Примерная картина распределения силовых линий электрического и магнитного полей для волны типа H_{11} в коаксиальной линии показана на рис. XIX.8. Нетрудно заметить, что эта картина напоминает соответствующую картину распределения поля H_{11} в круглом волноводе.

Критическую длину волны поля типа H_{11} в коаксиальной линии можно приближенно определить следующим образом. На рис. XIX.9, *а* показаны силовые линии электромагнитного поля (H_{11}) в поперечном сечении коаксиальной линии. Не нарушая картины поля можно эту линию рассечь на две половины плоской проводящей пластиной, как показано штриховкой на рисунке. Каждую из половин можно рассматривать как волновод, структура поля в котором подобна структуре поля волны H_{10} в прямоугольном волноводе (рис. XIX.9, *б*), со сторонами $a-b$ и $\frac{\pi D_{ср}}{2} = \frac{\pi(a+b)}{2}$. Поэтому критическая длина волны каждой половины коаксиальной линии, как и всей линии в целом, будет приближенно равна

$$\lambda_{кр} \simeq 2 \frac{\pi (a + b)}{2} = \pi (a + b). \qquad \text{(XIX.23)}$$

Таким образом, для того чтобы не возникали условия распространения волн высших типов, в коаксиальной линии заданных размеров рабочие волны (λ) должны удовлетворять условию

$$\lambda > \lambda_{кр} = \pi (a + b). \qquad \text{(XIX.24)}$$

Другими словами, сумма радиусов $a + b$ должна быть меньше, чем $\frac{\lambda}{\pi}$, т. е. должно удовлетворяться неравенство

$$a + b < 0{,}32\lambda. \qquad \text{(XIX.25)}$$

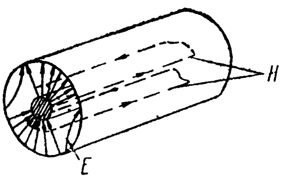


Рис. XIX.8. Структура электромагнитного поля типа H_{11} в коаксиальной линии.

Сплошные стрелки обозначают линии электрического поля (E); пунктирные — линии магнитного поля (H).

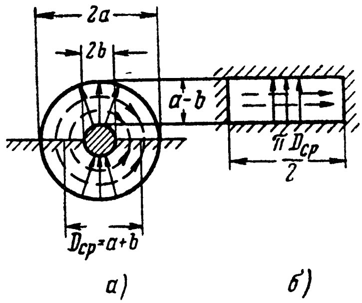


Рис. XIX.9. К определению критической длины волны в коаксиальной линии.

Ограничение размеров кабеля неравенством (XIX.25) накладывает определенное ограничение и на величину передаваемой по кабелю мощности, а также затухания.

3. ПРИМЕРНАЯ СХЕМА ФИДЕРНОГО ТРАКТА СВЧ

При использовании волноводов для соединения передатчика или приемника с антенной только в редких случаях волновод может состоять из одного участка. Обычно возникает необходимость соединения отдельных секций волновода между собой, изменения направления волновода, соединения неподвижной части с вращающейся и т. д.

На рис. XIX.10 показана типичная схема волноводного тракта антенны радиолокационной станции сантиметрового диапазона волн.

Электромагнитные колебания СВЧ от генератора через элемент связи *1* поступают в прямоугольный волновод *2*. Поршень *3* служит для согласования волновода с отрезком коаксиальной линии. Аналогичным образом

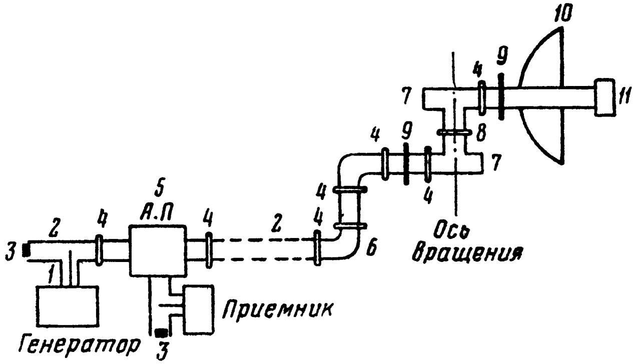


Рис. XIX.10. Примерная схема волноводного тракта антенны радиолокационной станции.

связан волновод и со входом приемника. Отдельные секции волновода соединяются между собой фланцами *4*. Антенный переключатель *5* служит для автоматического переключения общей антенны с передатчика на приемник и обратно. Для поворота волноводного тракта под прямым углом используются особые изогнутые секции *6*. Для того чтобы можно было обеспечить вращение антенны, устраиваются переходы *7* от прямоугольного волновода к круглому и специальное вращающееся сочленение *8*. Элементы *9* служат для согласования отдельных участков волноводного тракта, а также нагрузки с фидером. В рассматриваемой схеме такой нагрузкой служит зеркальная антенна *10* с облучателем *11*.

В следующем параграфе рассматривается более подробно устройство различных элементов волноводного тракта.

4. ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ ВОЛНОВОДНОГО ТРАКТА

С о е д и н е н и е   в о л н о в о д о в   о д и н а к о в о г о   с е ч е н и я. Соединение отдельных волноводных секций осуществляется при помощи специальных фланцев, припаянных к концам волновода и снабженных отверстиями для болтов. Применяются *фланцы контактные и* так называемые *дроссельные.*

Контактные соединения при хорошей обработке поверхности фланцев и достаточно плотном контакте дают весьма малое отражение на одно соединение (с $\kappa_{\text{св}}$ порядка 1,01). К их достоинствам относится также малая зависимость отражений от частоты. Однако контактные соединения обладают рядом недостатков, к числу которых относятся следующие. Контактирующие поверхности должны быть очень тщательно обработаны. Затрудняется герметизация волноводного тракта с помощью уплотняющих прокладок, что является необходимым в ряде случаев. При наличии вибраций, возникающих, например, при вращении антенны, постоянство контактов нарушается.

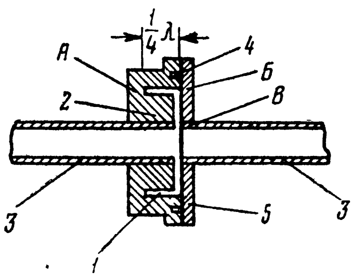


Рис. XIX.11. Дроссельно-фланцевое соединение:

1 — кольцевая канавка; *2* — левый фланец; *3* — секции соединяемых волноводов; *4* — уплотняющее резиновое кольцо; *5* — правый фланец.

От указанных недостатков в значительной мере свободны так называемые дроссельно-фланцевые соединения. На рис. XIX.11 показан пример конструкции такого соединения в прямоугольном волноводе с волной типа H_{10}. Здесь правый фланец гладкий, а левый имеет в торцовой части выточку и кольцевую канавку (*АБ*) глубиной порядка четверти волны в воздухе; расстояние *БВ* — от канавки до центральной части широкой стенки волновода также равно примерно четверти волны. Участок *АБ* представляет собой четвертьволновый коаксиальный волновод, короткозамкнутый на конце. Входное сопротивление его в сечении *Б* очень велико. Поэтому сопротивление контакта между фланцами в точке *Б*, добавляющееся к указанному сопротивлению коаксиального волновода, не имеет существенного значения. В частности, контакт может и вовсе отсутствовать, как, например, во вращающемся сочленении, рассматриваемом ниже. Здесь же помещается уплотняющая кольцевая прокладка. Далее участок *БВ* можно рассматривать как отрезок линии длиной в четверть волны, разомкнутой на конце (в точке *Б*). Входное сопротивление этой линии в точке *В* очень мало и является сопротивлением контакта между секциями волновода.

Кольцевая форма канавки выбирается с целью упрощения конструкции. Различие в расстояниях от канавки до стенок волновода большой роли не играет, так как дроссельное соединение должно обеспечить малое сопротивление лишь для токов вдоль широкой стенки волновода. Плотность продольных токов убывает по мере удаления от середины широкой стенки и равна нулю на боковых стенках.

Конструктивные размеры дроссельного соединения уточняются опытным путем. При хорошо подобранных размерах дроссельно-фланцевые соединения обеспечивают работу в полосе частот порядка $\pm 15\%$ на волне 10 *см* и порядка $\pm 6\%$ на волне 3 *см*. Здесь полоса частот определяется из того условия, чтобы $\kappa_{св}$ не превосходил величины 1,05 после того, как в согласованный ранее волновод введено одно дроссельно-фланцевое соединение *.

Подобным же образом соединяются отдельные участки и круглого волновода.

Опыт показывает, что при дроссельно-фланцевых соединениях зазор между фланцами может доходить до величины порядка $\frac{\lambda}{16}$ без нарушения нормальной работы тракта. Поэтому подобные соединения широко применяются во вращающихся сочленениях, причем упомянутый зазор является местом стыка подвижного и неподвижного участков фидерного тракта.

В р а щ а ю щ и е с я с о ч л е н е н и я. Для вращающихся сочленений часто используются круглые волноводы с волной типа E_{01}, которая характеризуется симметрией поля относительно продольной оси. При этом возникает необходимость перехода с прямоугольного волновода с волной типа H_{10} на круглый с волной типа E_{01}. Два способа такого перехода и устройство вращающегося сочленения показаны на рис. XIX.12 и XIX.13.

Из рис. XIX.12 видно, что волна H_{10} в прямоугольном

---

* Я. Д. Ш и р м а н. Радиоволноводы и объемные резонаторы. Связьиздат, 1959.

волноводе *1* возбуждает в штыре *2* ток. Часть штыря проходит в круглый волновод *3* вдоль его оси. Поле излучения тока штыря возбуждает в круглом волноводе волну E_{01}, которая проходит через вращающееся сочленение *4* и затем переходит в прямоугольный волновод *2*. Обратная трансформация волны E_{01} в волну H_{10} происходит с помощью штыря связи *6*. Штырь *2* проходит через малый зазор в широкой стенке волновода и потому понижает электрическую прочность системы.

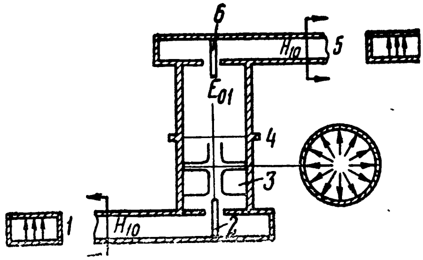


Рис. XIX.12. Вращающееся сочленение с использованием волны E_{01} в круглом волноводе.

На рис. XIX.13 показан вариант перехода от прямоугольного волновода (с волной H_{10}) к круглому (с волной E_{01}), не содержащему штыря связи. Линии электрического поля волны H_{10} в точке стыка с круглым волноводом замыкаются на внутренней поверхности

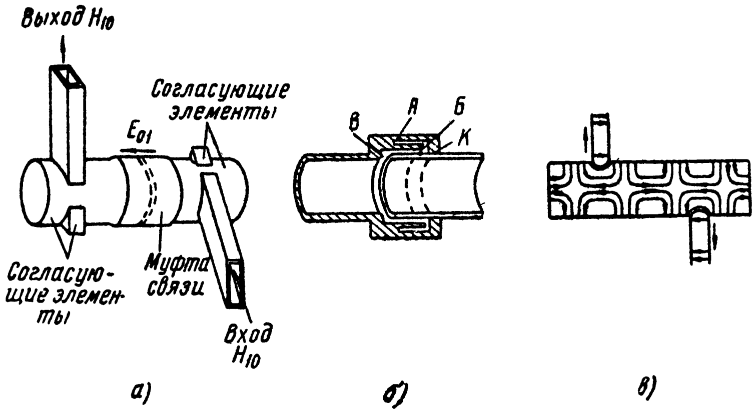


Рис. XIX.13. Вариант вращающегося сочленения:
а) общий вид; *б*) продольный разрез вращающегося сочленения (муфты связи); *в*) картина электрического поля.

последнего и непосредственно возбуждают в нем волну E_{01}.

На рис. XIX.13, *б* показан продольный разрез вращающегося сочленения, из которого видно, что участки

АБ и *БВ* образуют короткозамкнутую на конце линию, длина которой берется равной половине волны. Это обеспечивает электрическое соединение с малым сопротивлением в точке *В* подвижного и неподвижного участков волновода независимо от качества трущегося контакта в точке *К*.

Отрезки гибких волноводов. Для соединения между собой жестких волноводов одинакового се-

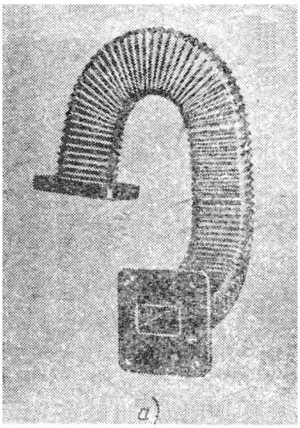
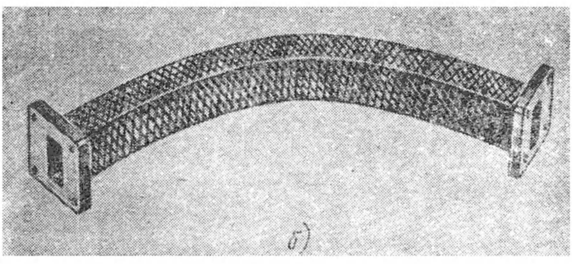


Рис. XIX.14. Гибкие волноводы:
а) с гофрированными стенками, *б*) сетчатый.



чения иногда применяют небольшие отрезки гибких волноводных секций. Они очень удобны для соединения нецентрированных или изогнутых относительно друг друга жестких секций, а также для быстрой смены кусков жесткого волновода, например, при ремонте.

Гибкие волноводы выполняются из гофрированных или сетчатых стенок (рис. XIX.14). Для того чтобы в таких волноводах не получалось значительных отражений, глубина гофрировки и размеры ячеек сетки должны быть малы по сравнению с длиной волны (например, меньше $0,1\lambda$). При соединении согласованной нагрузки через гибкий волновод $\kappa_{св}$ в основном волноводе получается порядка 1,1—1,15. Для повышения прочности гибкие волноводы иногда помещают в резиновый шланг.

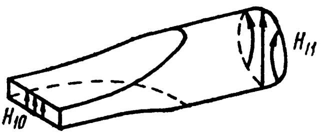


Рис. XIX.15. Переход от волны H_{10} в прямоугольном волноводе к волне H_{11} в круглом

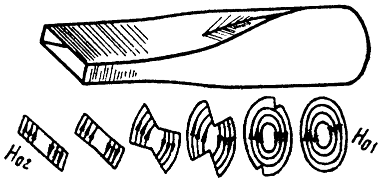


Рис. XIX.16. Переход от прямоугольного волновода с волной H_{02} к круглому волноводу с волной H_{01}.

Переходы с прямоугольного волновода на круглый. В некоторых случаях возникает необходимость перехода с прямоугольного волновода с полем H_{10} на круглый с подобным же полем типа H_{11}. Такой переход показан на рис. XIX.15. Для того чтобы в месте перехода не возникало заметных отражений, этот переход должен быть достаточно плавным.

На рис. XIX.16 показан переход от прямоугольного волновода с волной H_{20} к круглому волноводу с целью возбуждения волны H_{01}. Под волноводами показаны картинки постепенной трансформации силовых линий электрического поля.

Повороты волноводов. Уголковые соединения

При монтаже волноводных трактов часто возникает необходимость поворота волновода. Такие повороты во избежание значительных отражений должны производиться достаточно плавно. На рис. XIX.17 показаны такие изогнутые секции волновода с поворотом в плоскости магнитного поля (H) и электрического поля (E). Если радиус поворота R достаточно большой, тогда отражения от изогнутой секции незначительны. Однако с целью сокращения габаритов можно среднюю длину изогнутой секции брать равной половине длины волны в волноводе $\left(\frac{\lambda_в}{2}\right)$. В этом случае отражения, которые получаются в месте перехода от прямого участка волновода к изогнутому, компенсируются отражениями об-

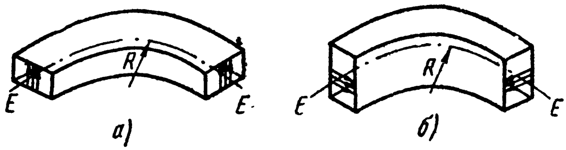


Рис. XIX.17. Повороты волновода
в плоскости Н (*а*); в плоскости Е (*б*).

ратного знака, возникающими в месте перехода от изогнутого волновода к прямому.

Для изменения направления оси волновода применяются также волноводные уголки, показанные на рис. XIX.18. Для получения минимальных отражений от таких секций их конструктивные размеры (d_1 и d_2) подбираются опытным путем.

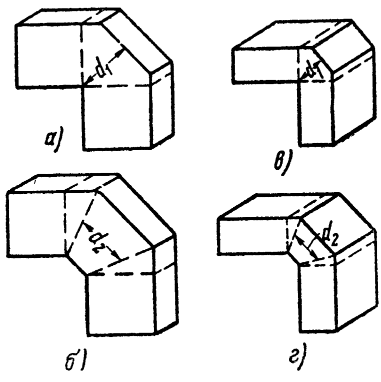


Рис. XIX.18. Волноводные уголки
а) и б) изгибы в плоскости Н; в) и г) изгибы в плоскости Е.

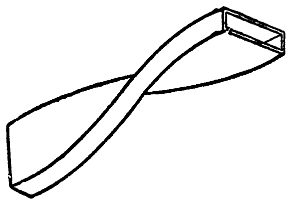


Рис. XIX.19. Отрезок скрученного прямоугольного волновода.

В случае необходимости изменения положения плоскости поляризации поля в пространстве (относительно вертикали) применяют скручивание волновода, как показано на рис. XIX.19. Длина скрученного участка при повороте на 90° (во избежание значительных отражений) должна быть не менее двух длин волн в волноводе.

Разветвление волноводов. В фидерных трактах СВЧ иногда возникает задача разветвления волновода на два или бо́льшее число каналов. Такая задача возникает, например, при необходимости питания от общего волновода нескольких антенн. При решении подобной задачи необходимо учитывать, что соотношение фаз поля в ответвлениях зависит от того, как эти ответвления выполнены.

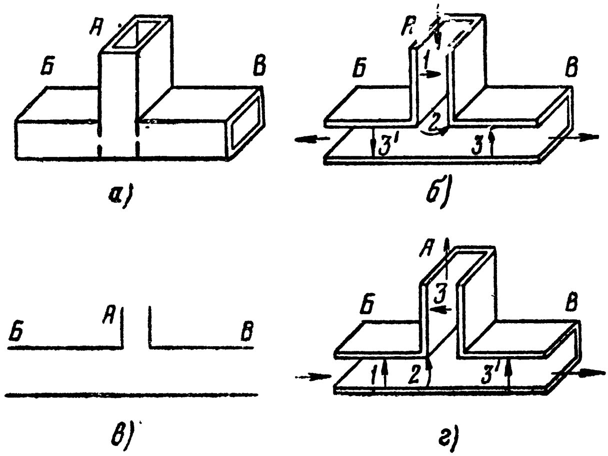


Рис. XIX.20. Разветвление волновода в плоскости *Е*:
а) общий вид; *б*) передача волн из канала *А* в каналы *Б* и *В*; *в*) упрощенная эквивалентная схема разветвления; *г*) передача волн из канала *Б* в каналы *А* и *В*.

На рис. XIX.20 и XIX.21 показаны два вида разветвлений для волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе. Первое из разветвлений называется разветвлением в плоскости электрического поля (*Е*). Это название объясняется тем, что плоскость, проходящая через оси всех трех волноводных ответвлений, совпадает с плоскостью, в которой лежат линии электрического поля. По аналогичным соображениям разветвление, показанное на рис. XIX.21 называется разветвлением в плоскости магнитного поля (*Н*).

Обратимся к рис. XIX.20. На рис. XIX.20, *а* показан общий вид разветвления в плоскости *Е*; на рис. XIX.20, *б* — передача волн из канала *А* в каналы *Б* и *В*. Цифрами *1*, *2*, *3* и *3'* обозначены силовые линии электрического поля в поперечных сечениях волноводов.

Как видно из рисунка, поля в ответвлениях *Б* и *В* получаются противоположными по фазе. Подобное соотношение фаз поля характерно для последовательного соединения отрезков двухпроводных линий *А*, *Б* и *В*, показанных на рис. XIX.20, *в*. При разветвлении по схеме рис. XIX.20, *а* волновод *А* создает разрыв широкой стенки волновода *БВ*, вдоль которой текут продольные токи для основной волны типа H_{10}. Следует под-

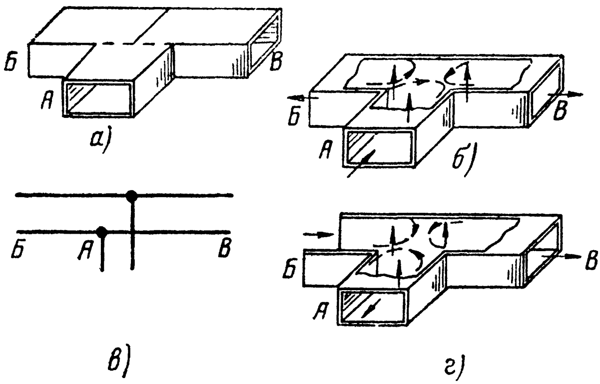


Рис XIX.21. Разветвление волновода в плоскости Н:
а) общий вид; *б*) передача волн из канала *А* в каналы *Б* и *В*; *в*) упрощенная эквивалентная схема разветвления; *г*) передача волн из канала *Б* в каналы *А* и *В*.

черкнуть, что рис. XIX.20, *в* представляет собой весьма упрощенную эквивалентную схему разветвления в плоскости *Е*, так как в этой схеме не учитываются высшие типы волн, неизбежно возбуждаемые в месте разветвления. На рис. XIX.20, *г* показаны силовые линии электрического поля при распространении волн из канала *Б* в канал *А* и *В*. Если канал *А* снабдить короткозамыкающим поршнем, тогда он может играть роль переменного реактивного сопротивления, включенного последовательно в волноводный тракт *БВ*.

Рассмотрение рис. XIX.21, где изображено разветвление в плоскости *Н*, показывает, что упрощенная эквивалентная схема имеет вид параллельного разветвления. При передаче волн из канала *А* в каналах *Б* и *В* в симметрично расположенных сечениях получаются поля одинаковой фазы.

При передаче волн из канала *Б*, отрезок волновода *А*, снабженный короткозамыкающим поршнем, может играть роль переменного реактивного сопротивления, подключенного параллельно в волноводный тракт *БВ*.

Антенные переключатели. В радиолокационных станциях, работающих импульсными сигналами, передача и прием происходят в разные моменты времени. Это позволяет применять одну и ту же антенну для передачи и для приема. При этом возникает необходимость автоматического переключения антенны от передатчика на приемник и обратно. Для этой цели служат специальные коммутирующие устройства — антенные переключатели

К антенным переключателям радиолокационных станций предъявляются следующие требования.

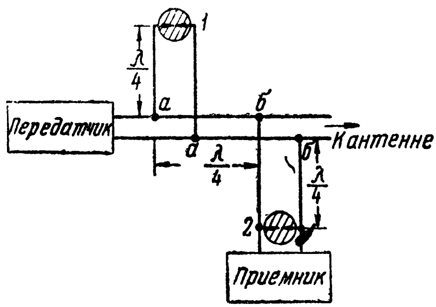


Рис. XIX.22. Схема антенного переключателя.

Во время передачи мощность, попадающая на вход приемника, не должна превосходить некоторой максимальной величины. Для приемника с кристаллическим смесителем на входе (обычно применяемым на волнах короче 10 *см*) эта мощность должна быть не больше 0,1 *вт*. Для ламповых смесителей величина мощности может достигать нескольких десятков ватт.

С другой стороны, при приеме передатчик не должен заметно шунтировать вход приемника.

Антенный переключатель должен быть быстродействующим и обеспечивать несколько сот тысяч переключений в секунду.

Указанным требованиям удовлетворяют антенные переключатели с использованием газовых разрядников. В таких разрядниках под действием высокочастотного импульса передатчика происходит ионизация газа между электродами, переходящая в дуговой разряд, в результате чего сопротивление разрядника падает до незначительной величины. После окончания импульса передатчика происходит деионизация газа и восстанавливается большое сопротивление промежутка между электродами.

На рис. XIX.22 показана одна из простейших схем антенного переключателя с двумя разрядниками (*1* и *2*), подключенного к волноводному тракту через четвертьволновые ответвления в плоскости *Н*.

При передаче мощного импульса разрядники пробиваются и сопротивление их становится малым. Соответственно сопротивление четвертьволновых отрезков, замкнутых на конце разрядниками, будет очень большим в точках *аа* и *бб* подсоединения к основному волноводу, и они не будут оказывать заметного влияния на передачу импульса в антенну.

При приеме отраженных сигналов оба разрядника размыкаются. Четвертьволновой отрезок с разомкнутым разрядником *1* на конце имеет ничтожно малое сопротивление в точках *аа*. Поэтому сопротивление в точках *бб*, измеренное в сторону передатчика (как сопротивление четвертьволнового отрезка нагруженного на конце малым сопротивлением), будет очень большим, так что отраженный сигнал пойдет из антенны на вход приемника.

Мы рассмотрели лишь принцип действия антенного переключателя простейшей схемы. Более подробному изложению этого вопроса посвящено много специальных работ *.

5. СОГЛАСОВАНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ УЧАСТКОВ ВОЛНОВОДНОГО ТРАКТА

а) Общие замечания

Волновод является одним из видов линий передачи электромагнитных волн. В регулярном волноводе, то есть прямолинейном волноводе неизменного поперечного сечения, в котором отсутствуют неоднородности, при его бесконечной длине, или согласовании на конце устанавливается режим бегущей волны. Однако в реальном волноводном тракте, пример которого был рассмотрен в параграфе 3 этой главы, всегда имеется много неоднородностей, которые вызывают отражения волн. В местах отражений возбуждаются волны высших типов, поля которых в некотором сечении могут суммироваться с полем основной волны, что приводит к местным перенапряжениям. Отражения волны основного типа уменьшают коэффициент бегущей волны в волноводе, что как видно из формул (XIX.16)—(XIX.18), снижает величину мощности, которую можно передавать по волноводу без опасности перенапряжений. Уменьшение $k_{бв}$ в волноводе, как и в любом фидерном тракте, приводит к увеличению потерь. Появление отраженных волн, как известно, сказывается также весьма отрицательно на работе генераторов сверхвысоких частот (в частности магнетронных). Поэтому в волноводных трактах так же, как и в других фидерных линиях, принимаются меры для повышения $k_{бв}$ путем компенсации или подавления отраженных волн.

Непосредственное использование общей теории волноводов для решения задач повышения $k_{бв}$ связано с довольно громоздкими математическими выводами. Поэтому для получения более простых, хотя и приближенных решений ряда задач волноводной техники, и

* См. например, книгу «Антенные переключатели» издат. «Советское радио», 1950 г.

в частности задачи согласования отдельных участков волноводного тракта, заменяют волновод эквивалентной двухпроводной линией. Отдельные неоднородности фидерного тракта при этом в ряде случаев заменяют сосредоточенными элементами, включенными в эквивалентную линию.

б) Эквивалентная схема волновода в виде двухпроводной линии

Для исследования многих инженерных вопросов, связанных с волноводами, можно ограничиться учетом распространения волны лишь одного основного типа. Волны высших типов, которые усложняют эквивалентную схему волновода, можно в первом приближении не учитывать на основании того, что они при обычных размерах применяемых волноводов быстро затухают практически уже на расстоянии порядка четверти длины волны в волноводе от места возникновения.

Если учитывать в волноводе распространение волны только одного, например, *основного типа, тогда эквивалентная схема регулярного волновода может быть представлена в виде однородной двухпроводной линии.*

Основанием для этого служит то, что законы изменения электрического и магнитного полей вдоль оси волновода в режиме бегущей волны совпадают с соответствующими законами изменения напряжения и тока вдоль линии. При коротком замыкании концов волновода и линии в них устанавливаются стоячие волны. На конце линии получается нуль напряжения и пучность тока, на конце волновода — соответственно нуль поперечной составляющей напряженности электрического поля и пучность поперечной составляющей магнитного поля. Это указывает на эквивалентность напряжения в линии и поперечного электрического поля в волноводе, а также на эквивалентность тока в линии и поперечного магнитного поля в волноводе.

Расстояние между узлами поля в волноводе равно $\frac{\lambda_в}{2}$, следовательно, длина волны в эквивалентной линии должна быть равна длине волны в волноводе.

Оба вида фидерных линий служат для передачи мощности, поэтому основным условием их эквивалентности следует считать равенство мощностей, передаваемой по двухпроводной линии и по волноводу в режиме бегущей волны. В первом случае

$$P = \frac{1}{2} \frac{U_{mл}^2}{\rho}, \qquad \text{(XIX.26)}$$

где $U_{mл}$ — амплитуда напряжения в линии;
ρ — ее волновое сопротивление.

Во втором случае

$$P = \frac{1}{2} \frac{U_m^2}{\rho_э}, \qquad \text{(XIX.27)}$$

где U_m — амплитуда максимального напряжения в поперечном сечении волновода.

Для прямоугольного волновода при колебаниях тока H_{10} это будет амплитуда напряжения между широкими стенками волновода в средних точках, равная $U_m = E_m b$,
где E_m — амплитуда напряженности электрического поля;
b — расстояние между широкими стенками.

Из (XIX.27) получаем, что волновод может быть заменен эквивалентной линией с волновым сопротивлением

$$\rho_э = \frac{U_m^2}{2P},$$

которое на основании (XIX.12) равно

$$\rho_э = \frac{2b}{a} \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \sqrt{\frac{\mu'}{\varepsilon'}}. \qquad \text{(XIX.28)}$$

Для волновода с воздушным диэлектриком

$$\rho_э = \frac{b}{a} \frac{754}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \qquad \text{(XIX.28a)}$$

В регулярном волноводе бесконечной длины или ограниченных размеров, но с согласованной нагрузкой на конце устанавливается режим бегущих волн, и эквивалентная схема волновода может быть представлена в виде двухпроводной линии бесконечной длины или с согласованной нагрузкой. В волноводе с произвольной нагрузкой на конце возникают отраженные волны, и режим в волноводе можно характеризовать коэффициентом отражения, под которым для рассматриваемого типа колебаний следует понимать

$$p = \frac{E_{\text{отраж}}}{E_{\text{пад}}}, \tag{XIX.29}$$

где $E_{\text{отраж}}$ и $E_{\text{пад}}$ — комплексные значения поперечных составляющих напряженности электрического поля отраженной и падающей волн (у нагрузки). Модуль коэффициента отражения определяет собой коэффициент бегущей волны

$$k_{\text{бв}} = \frac{1 - |p|}{1 + |p|} = \frac{E_{\text{мин}}}{E_{\text{макс}}}, \tag{XIX.30}$$

где $E_{\text{мин}}$ и $E_{\text{макс}}$ — минимальное и максимальное значения поперечных составляющих напряженности поля, определяемые, например, путем измерения в результате передвижения индикатора вдоль оси волновода.

Эквивалентная схема нагруженного волновода (при распространении одного, например, основного типа колебаний) *будет иметь вид двухпроводной линии* (рис. XIX.23) *с волновым сопротивлением* $\rho_э$ *и нагрузкой* $Z_н'$ *на конце, обеспечивающей такое же отражение, как и в волноводе.*

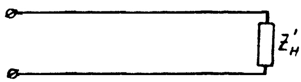


Рис. XIX.23. Эквивалентная схема волновода в виде двухпроводной линии.

Отметим, что волновод даже для одной частоты имеет для разных типов волн различные волновые сопротивления и разные волноводные длины волн. Поэтому для каждого типа волны может быть составлена своя эквивалентная двухпроводная линия.

Таким образом, эквивалентность двухпроводной линии и волновода для рассматриваемого типа колебаний понимается в том смысле, что: во-первых, в режиме бегущей волны (при равенстве напряжения в линии и максимального напряжения в поперечном сечении волновода) по ним передаются одинаковые мощности; во-вторых, в линии, эквивалентной нагруженному волноводу, получается такой же коэффициент отражения.

Нормированное относительно $\rho_э$ сопротивление нагрузки $Z_н'$ (рис. XIX.23) связано с коэффициентом отражения p известной из теории длинных линий формулой

$$Z_н' = \frac{1 + p}{1 - p}. \tag{XIX.31}$$

Значение $Z_н'$ в некоторых случаях может быть рассчитано теоретически, а проще всего определяется в результате волноводных измерений величины $k_{бв}$ и местоположения минимума напряженности поля $E_{мин}$ вдоль волновода так же, как при измерении сопротивления нагрузки проволочных линий.

С помощью круговых диаграмм сопротивлений нетрудно произвести пересчет сопротивления $Z_н'$ с конца волновода к его любому сечению.

в) Согласование волновода на фиксированной частоте

Теория и методы согласования нагрузки с проводными линиями были рассмотрены в гл. XI. Для устранения отражений в волноводных трактах используются методы и схемы, аналогичные, применяемым в проводных линиях. Эта аналогия основана на эквивалентности волновода и проводной линии.

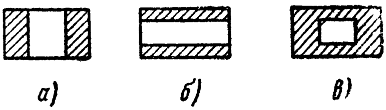


Рис. XIX.24. Волноводные диафрагмы·

а) индуктивная; *б*) емкостная; *в*) резонансная.

Широкое применение для целей согласования находят реактивные элементы, включаемые в большинстве случаев параллельно в линию передачи.

Расчет местоположения и параметров включаемых элементов производится на основании волноводных измерений параметров неоднородностей с помощью круговых диаграмм сопротивлений так же как и при решении задач согласования в проводных линиях.

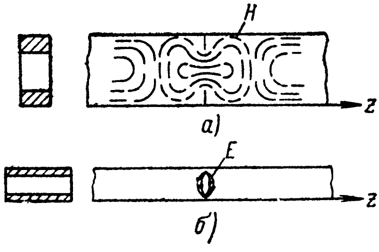


Рис. XIX.25. К пояснению характера проводимости диафрагм:

а) индуктивной; *б*) емкостной.

В качестве реактивных элементов в некоторых случаях используются *волноводные шлейфы* (ответвления), рассмотренные в предыдущем параграфе данной главы. Однако бо́льшее распространение на практике получили рассматриваемые далее специфические для волноводов элементы, такие, как *диафрагмы индуктивные или емкостные, штыри и др.*

Волноводная диафрагма представляет собой тонкую металлическую перегородку с отверстием, устанавливаемую в поперечном сечении волновода. На рис. XIX.24 показаны примеры диафрагм для волновода прямоугольного сечения.

На рис. XIX.25 поясняется, что диафрагма рис. XIX.24, *а*, называемая индуктивной, создает концентрацию магнитного поля и потому действует как индуктивность, включенная параллельно линии. Диафрагма рис. XIX.24, *б*, называемая емкостной, концентрирует электрическое поле и вносит в линию шунтирующую емкость. Диафрагма рис. XIX.24, *в* эквивалентна параллельному соединению индуктивности и емкости и соответствует включению в линию параллельного колебательного контура. Подбором размеров диафрагмы можно настроить ее в резонанс с частотой генератора, питающего волновод, и тогда она не будет шунтировать волновод. Поэтому такая диафрагма называется резонансной.

Определение параметров указанных диафрагм представляет собой весьма сложную теоретическую задачу, выходящую за рамки данного учебника и рассматриваемую в специальной литературе *.

Далее без выводов приводятся некоторые формулы, позволяющие определять эквивалентные параметры диафрагм в волноводе прямоугольного сечения.

Индуктивная диафрагма. На рис. XIX.26 приведено обозначение размеров индуктивной диафрагмы, образованной двумя бесконечно тонкими металлическими пластинами шириной d_1 и d_2, примыкающими к узким стенкам прямоугольного волновода, и показана эквивалентная схема диафрагмы.

Реактивная проводимость диафрагмы, нормированная относительно волновой проводимости волновода (отнесенная к сечению волновода, в котором установлена пластина), определяется следующим приближенным выражением:

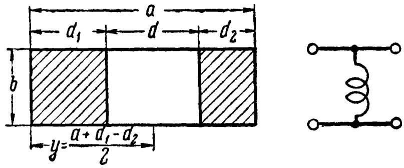
$$B = -\frac{\lambda_в}{a}\,\mathrm{ctg}^2\frac{\pi d}{2a}\left(1 + \sec^2\frac{\pi d}{2a}\,\mathrm{ctg}^2\frac{\pi y}{a}\right). \qquad \text{(XIX.32)}$$

* Справочник по волноводам, «Советское радио». 1952.

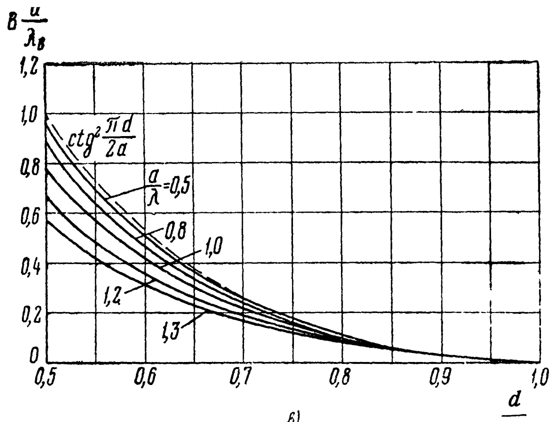
В случае симметричной диафрагмы $d_1 = d_2$; $y = \frac{a}{2}$

$$B = -\frac{\lambda_в}{a}\operatorname{ctg}^2\frac{\pi d}{2a}. \qquad \text{(XIX.33)}$$

Более точное значение проводимости B определяется громоздкими выражениями, в которых, помимо отношения $\frac{d}{a}$, учитывается еще отношение $\frac{a}{\lambda}$. Соответствую-



а) б)



в)

Рис. XIX.26. Обозначение размеров индуктивной диафрагмы в волноводе (*а*). Ее эквивалентная схема (*б*). Графики реактивной проводимости симметричной диафрагмы (*в*).

щие графики абсолютной величины нормированной проводимости $B = f\left(\frac{d}{a}\right)$ симметричной диафрагмы при разных значениях $\frac{a}{\lambda}$ изображены на рис. XIX.26, *в*. Верхняя пунктирная кривая рассчитана по формуле первого приближения (XIX.32).

Как видно из рисунка, при увеличении зазора d

индуктивная проводимость диафрагмы уменьшается; при $d=a$, т. е. когда диафрагма исчезает, ее проводимость становится равной нулю, соответственно сопротивление индуктивного шунта — бесконечно большим и волны беспрепятственно проходят вдоль волновода.

Емкостная диафрагма. На рис. XIX.27 приведено обозначение размеров емкостной диафрагмы, образованной двумя бесконечно тонкими металлическими пластинами шириной d_1 и d_2, примыкающими к широким стенкам прямоугольного волновода, и показана эквивалентная схема диафрагмы.

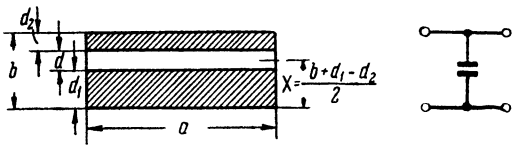


Рис. XIX.27. Обозначение размеров емкостной диафрагмы в волноводе (*а*) и ее эквивалентная схема (*б*).

Нормированная реактивная проводимость (отнесенная к сечению волновода, в котором установлена пластина) в первом приближении определяется следующим выражением

$$B = \frac{4b}{\lambda_в} \ln \left[\csc\left(\frac{\pi d}{2b}\right) \csc \frac{\pi x}{b} \right], \qquad \text{(XIX.34)}$$

где ln — знак натурального логарифма.

В случае симметричной диафрагмы $d_1 = d_2$; $x = \frac{b}{2}$;

$$B = \frac{4b}{\lambda_в} \ln \left[\csc \left(\frac{\pi d}{2b}\right)\right]. \qquad \text{(XIX.35)}$$

Емкостные диафрагмы понижают электрическую прочность волноводного тракта и тем самым уменьшают величину мощности, которую можно передавать по волноводу. Поэтому они в качестве согласующих элементов применяются реже.

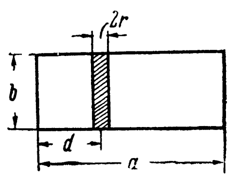


Рис. XIX.28. Индуктивный стержень в прямоугольном волноводе.

Индуктивный стержень. Металлический стержень круглого сечения, помещенный в прямоугольном волноводе параллельно его узкой стенке, показан на рис. XIX.28. При малом радиусе r стержня в волноводе его эквивалентная схема имеет вид индуктивности, показанной на рис. XIX.26, *б*. Нормированное реактивное сопротивление стержня (отнесенное к поперечной плоскости, проходящей через ось стержня) приближенно определяется следующим выражением *.

$$X=\frac{a}{2\lambda_в}\csc^2\left(\frac{\pi d}{a}\right)\left[\ln\left(\frac{2a}{\pi r}\sin\frac{\pi d}{a}\right)-\right.$$
$$-\sin^2\left(\frac{\pi d}{a}\right)\left(2+\frac{k^2a^2}{\pi^2}\right)+k^2d^2\left(\frac{3}{2}+\right.$$
$$\left.\left.+\frac{\pi^2d^2}{36a^2}-\ln\frac{2\pi d}{a}\right)\right]. \quad (XIX.36)$$

Здесь $k=\frac{2\pi}{\lambda}$;

λ — длина волны в воздухе.

Вычисления по последней формуле показывают, что при перемещении стержня от стенки к середине волновода (т. е. при изменении d от r до $\frac{a}{2}$) сопротивление X индуктивного шунта падает до минимальной величины. Это значит, что наибольшее влияние стержня получается при его расположении в середине сечения волновода.

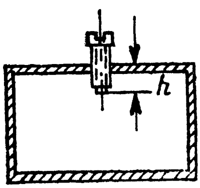


Рис. XIX.29. Подстраиваемый штырь в волноводе.

Тонкие индуктивные стержни не понижают электрической прочности волновода. Эта причина, а также простота конструкции обусловливают большое распространение индуктивных стержней в качестве элементов согласования в волноводах.

Подстраиваемый штырь. При передаче по волноводу небольших мощностей в качестве реактивного согласующего элемента иногда применяется штырь, показанный на рис. XIX.29, параметры которого можно изменять. Штырь располагается перпендикулярно широкой стороне — обычно в середине, т. е. вдоль линий электрического поля и с одной стороны имеет контакт со стенкой. Если пренебречь потерями в штыре, его действие можно учесть реактивным шунтом, включенным парал-

* Левин. Современная теория волноводов. Изд-во иностранной литературы, 1954.

лельно линии, эквивалентной волноводу. Параметры этой реактивности зависят от толщины и глубины погружения штыря. При высоте штыря h, меньшей, чем четверть волны, он создает емкостную реакцию, при высоте, большей, чем четверть волны, — индуктивную.

Как правило, штырь используется при небольших погружениях, так как при длине штыря, близкой к $\frac{\lambda}{4}$, его настройка становится критичной, а при больших погружениях уменьшается допустимая для передачи мощность в волноводе.

Для целей согласования иногда применяется система из двух или трех штырей, действие которых подобно рассмотренной выше схеме двухшлейфного или трехшлейфного согласования в коаксиальных линиях.

Упомянутые выше резонансные диафрагмы (рис. XIX.24, *в*) могут быть использованы в волноводных устройствах для согласования в полосе частот, а также в полосовых волноводных фильтрах.

г) Волноводные устройства для согласования в полосе частот

При рассмотрении вопроса о волноводных устройствах для согласования сопротивлений в полосе частот мы будем придерживаться эквивалентной схемы волновода в виде двухпроводной линии. В этом случае рассмотренные выше методы согласования в проволочных линиях будут применимы и для волноводных линий

Естественно, что конструкция волноводных согласующих элементов будет отличаться от соответствующих конструкций в проволочных линиях. Вместе с тем и расчет электрических параметров волноводных элементов имеет свои специфические особенности.

В отличие от проволочных однородных линий волновое сопротивление регулярного волновода не сохраняется постоянным в полосе частот Это видно, например, из выражения (XIX.28) для эквивалентного волнового сопротивления прямоугольного волновода (для поля типа H_{10})

$$\rho_э = \frac{b}{a}\,\frac{754}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \qquad \text{(XIX.28 a)}$$

На рис. XIX.30 показаны кривые изменения волнового сопротивления, рассчитанные в полосе частот по последней формуле, для двух стандартных волноводов трехсантиметрового диапазона со сторонами $a_1=2{,}85$ *см*; $b_1=1{,}25$ *см* и $a_2=2{,}3$ *см*; $b_2=1$ *см*. Как видно из рисунка, волновые сопротивления, хотя и изменяются с частотой, но в рабочем диапазоне частот эти изменения невелики.

Следует подчеркнуть, что для волновода, большего поперечного сечения (нижняя кривая), волновое сопротивление в рассматриваемой полосе частот изменяется в меньших пределах, т. е. такой волновод обладает лучшими частотными свойствами, чем волновод меньшего поперечного сечения.

Задача согласования в полосе частот чисто активных сопротивлений, в частности задача согласования волноводов с разными волновыми сопротивлениями, может решаться так же, как в проволочных линиях, с помощью трансформатора в виде отрезка волновода с плавно изменяющимися погонными параметрами.

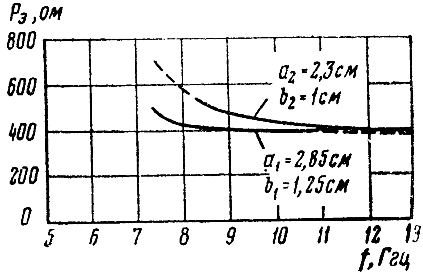


Рис. XIX.30. Кривые изменения эквивалентного волнового сопротивления прямоугольного волновода (для поля H_{10}) в полосе частот при разных размерах поперечного сечения.

На рис. XIX.31 показан такой простейший трансформатор, так называемый линейный переход в виде участка прямоугольного волновода, поперечные размеры которого (размеры узкой стороны) изменяются в зависимости от продольной координаты по линейному закону. Этот переход соединяет два прямоугольных волновода с разными волновыми сопротивлениями ρ_1 и ρ_2. Размеры широкой стенки a у волноводов *1* и *2* одинаковые Не меняется и размер широкой стенки у волноводного перехода. Следовательно, волновое сопротивление перехода, пропорциональное размеру b (XIX.28), будет изменяться в зависимости от координаты z по линейному закону, т е.

$$\rho_z = \rho_1 + \frac{(\rho_2 - \rho_1)\, z}{l}, \qquad \text{(XIX.37)}$$

где l — длина волноводного перехода.

Пусть электромагнитные волны распространяются из волновода *1* в сторону волновода *2*

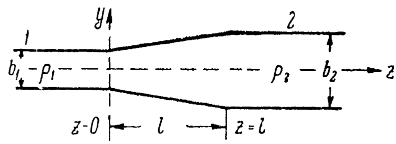


Рис. XIX.31 Волноводный линейный переход длиной l.

Широкая сторона a остается неизменной

Определим входной собственный коэффициент отражения рассматриваемого линейного перехода, т. е. коэффициент отражения на входе при условии отсутствия отражений на выходе. Как известно, этот коэффициент характеризует частотные свойства перехода как трансформатора сопротивлений.

Заменим волноводный переход эквивалентной линией с плавно изменяющимся волновым сопротивлением, анализ которой был проведен в гл. XI. Воспользуемся выражением XI.50 для собственного входного коэффициента отражения

$$p_{вх} = \frac{1}{2}\int_0^l \frac{d \ln \rho_z}{dz}\, e^{-j2k_в z}\, dz. \qquad \text{(XIX.38)}$$

Здесь $k_{\text{в}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}}$, где $\lambda_{\text{в}}$ — длина волны в волноводе; для рассматриваемого перехода $\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}$; ρ_z в данном случае определяется выражением (XIX.37). Следовательно,

$$\frac{d \ln \rho_z}{dz} = \frac{1}{\rho_z} \frac{d\rho_z}{dz} = \frac{1}{\rho_z} \frac{\rho_2 - \rho_1}{l} =$$

$$= \frac{1}{z + \frac{\rho_1 l}{\rho_2 - \rho_1}} = \frac{1}{z + A}, \tag{XIX.39}$$

где для сокращения введено обозначение $A = \frac{\rho_1 l}{\rho_2 - \rho_1}$. Подставляем (XIX.39) в (XIX.38)

$$p_{\text{вх}} = \frac{1}{2} \int_0^l \frac{e^{-j2k_{\text{в}}z}}{z + A} dz.$$

Производим в интеграле правой части последнего равенства замену переменной по формуле $t = z + A$.

Тогда

$$p_{\text{вх}} = \frac{1}{2} \int_{t=A}^{A+l} \frac{e^{-j2k_{\text{в}}(t-A)}}{t} dt = \frac{e^{j2k_{\text{в}}A}}{2} \int_{t=A}^{A+l} \frac{e^{-j2k_{\text{в}}t}}{2k_{\text{в}}t} d2k_{\text{в}}t. \tag{XIX.40}$$

Раскладывая показательную функцию под интегралом по формуле Эйлера и учитывая, что

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{\sin x}{x} dx = \int_{x_1}^{0} \frac{\sin x}{x} dx + \int_0^{x_2} \frac{\sin x}{x} dx =$$

$$= -\int_0^{x_1} \frac{\sin x}{x} dx + \int_0^{x_2} \frac{\sin x}{x} dx = \mathrm{Si}(x_2) - \mathrm{Si}(x_1),$$

$$\int_{x}^{x_2} \frac{\cos x}{x} dx = \int_{x_1}^{\infty} \frac{\cos x}{x} dx + \int_{\infty}^{x_2} \frac{\cos x}{x} dx =$$

$$= \int_{x_1}^{\infty} \frac{\cos x}{x} dx - \int_{x_2}^{\infty} \frac{\cos x}{x} dx = \mathrm{Ci}(x_1) - \mathrm{Ci}(x_2),$$

где Si и Ci обозначают интегральные синус и косинус, получим после преобразований (XIX.40) следующее выражение для собственного входного коэффициента отражения линейного перехода:

$$p_{\text{вх}} = \frac{1}{2}\left\{\text{Ci}\, 2k_{\text{в}}l\frac{\rho_2}{\rho_2-\rho_1} - \text{Ci}\, 2k_{\text{в}}l\frac{\rho_1}{\rho_2-\rho_1} - \right.$$

$$\left. -j\left[\text{Si}\, 2k_{\text{в}}l\frac{\rho_2}{\rho_2-\rho_1} - \text{Si}\, 2k_{\text{в}}l\frac{\rho_1}{\rho_2-\rho_1}\right]\right\} e^{j2k_{\text{в}}l\frac{\rho_1}{\rho_2-\rho_1}}. \qquad \text{(XIX.41)}$$

Модуль этого выражения

$$|p_{\text{вх}}| = \frac{1}{2}\sqrt{\left[\text{Ci}\, 2k_{\text{в}}l\frac{\rho_2}{\rho_2-\rho_1} - \text{Ci}\, 2k_{\text{в}}l\frac{\rho_1}{\rho_2-\rho_1}\right]^2 + \left[\text{Si}\, 2k_{\text{в}}l\frac{\rho_2}{\rho_2-\rho_1} - \text{Si}\, 2k_{\text{в}}l\frac{\rho_1}{\rho_2-\rho_1}\right]^2}. \qquad \text{(XIX.42)}$$

Заметим, что в последних выражениях

$$\frac{\rho_1}{\rho_2-\rho_1} = \frac{b_1}{b_2-b_1} \text{ и } \frac{\rho_2}{\rho_2-\rho_1} = \frac{b_2}{b_2-b_1}. \qquad \text{(XIX.43)}$$

На рис. XIX.32 изображена кривая $|p_{\text{вх}}| = f\left(\frac{l}{\lambda_{\text{в}}}\right)$ для плавного перехода между волноводами с соотношением $b_2=2b_1$. По этому рисунку можно судить о том, в какой степени линейный переход выбранной длины в заданной полосе частот удовлетворяет требованиям в отношении качества согласования рассматриваемых волноводов. Так, например, из рисунка видно, что при длине перехода l, равной $\lambda_{\text{в}}$ или большей, величина $|p_{\text{вх}}|$ не превосходит значения 0,05.

Соответственно

$$k_{\text{бв}} \geqslant \frac{1-0{,}05}{1+0{,}05} \cong 0{,}95. \qquad \text{(XIX.44)}$$

Для решения задачи согласования в полосе частот комплексной нагрузки с волноводом можно использовать методы, рассмотренные в гл. XI, разработанные для проволочных линий. В частности, если сопротивление нагрузки в рассматриваемой полосе частот имеет характер сопротивления последовательного (или параллельного) колебательного контура, то в качестве согласующего четырехполюсника можно использовать цепную схему согласования с идеальным трансформатором (рис. XI.23). Естественно, что реализация подобной схемы в виде волноводных элементов имеет свои специфические особенности.

Не рассматривая этого вопроса более подробно, отметим лишь, что волноводные элементы схем согласования в полосе частот подобны волноводным полосовым фильтрам.

В качестве резонансных элементов в простейшем случае используются резонансные диафрагмы (рис. XIX.24, *в*). Для настройки такой диафрагмы в резонанс ее обычно дополняют элементом подстройки в виде регулируемого штырька.

Резонансные диафрагмы обладают недостатком в том отношении, что понижают электрическую прочность волноводного тракта. Поэтому в качестве резонансных систем в волноводе целесообразно применять объемные резонаторы, каждый из которых состоит из двух тонких индуктивных диафрагм или индуктивных штырей, расположенных на определенном расстоянии друг от друга.

В качестве приближенного эквивалента идеального трансформатора (цепной схемы согласования) в небольшой полосе частот может служить, например, волноводный переход с плавно изменяющимся волновым сопротивлением.

Более радикально задача устранения волн, отраженных от нагрузки или от других неоднородностей в волноводе, может быть решена с помощью ферритовых устройств, рассматриваемых в следующем параграфе.

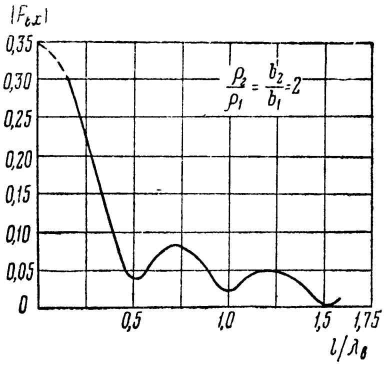


Рис. XIX.32. Кривая изменения модуля входного собственного коэффициента отражения линейного перехода в зависимости от его относительной длины.

6. ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА В ВОЛНОВОДАХ

За последние годы в технике СВЧ стали применяться различные ферритовые устройства, позволившие разрешить ряд трудных технических задач. По теории ферритов и применению их в волноводной технике появилась обширная литература.

В настоящем параграфе излагаются лишь краткие сведения о теории и принципах действия ферритовых устройств в волноводах. Интересующихся более подробно этим вопросом мы отсылаем к специальной литературе *.

* А. Л. Микаэлян. Применение ферритов в волноводной технике. «Советское радио», 1957. Там же имеется обширная библиография.

а) Основные свойства ферритов

Феррит представляет собой химическое соединение окиси железа (Fe_2O_3) с окисью металлов, таких, как никель, марганец, магний и др. Ферриты изготавливаются методом спекания спрессованной смеси порошкообразных окислов металлов. По своему внешнему виду ферритовые стержни напоминают керамику, а по электрическим свойствам являются полупроводниками, приближающимися к диэлектрикам. Основное отличие ферритов от применявшихся ранее металлических ферромагнитных материалов является их во много раз бóльшее удельное сопротивление.

Удельное сопротивление ферритов имеет величину порядка ($10^6 \div 10^8$) ом×см. Для сравнения можно отметить, что железо обладает удельным сопротивлением порядка 10^{-5} *ом×см. Большое сопротивление ферритов обусловило возможность применения их в диапазоне СВЧ.*

Диэлектрическая проницаемость ферритов зависит от частоты и с ее повышением несколько уменьшается. В диапазоне сантиметровых волн относительная *диэлектрическая проницаемость ферритов имеет величину порядка* $\varepsilon' = 5 \div 15$. Такие сравнительно большие значения ε' сказываются отрицательно при использовании ферритовых стержней в волноводе. От этих стержней, как от неоднородностей, возникают отражения. Для уменьшения последних концы ферритовых стержней делают заостряющимися (плавный переход).

Магнитная проницаемость феррита на низких частотах имеет довольно большие значения. *На сантиметровых волнах величина относительной магнитной проницаемости* μ' падает *и становится равной приблизительно единице.*

Особо *интересные и важные* для техники СВЧ *свойства приобретает феррит под воздействием постоянного магнитного поля. В таком феррите электромагнитные волны высокой частоты круговой поляризации распространяются так, как будто бы среда обладает разными значениями* μ *для волн разного направления вращения.* Эти особенности теоретически вытекают из решения уравнений Максвелла для переменного электромагнитного поля в намагниченном феррите. Решение для не-ограниченного феррита без потерь приводит к следующим выражениям * (все величины выражены в практической рационализированной системе единиц MKS). Относительная магнитная проницаемость намагниченного феррита для электромагнитной волны круговой поляризации правого направления вращения

$$\mu'_+ = \mu' \left[1 + \frac{|\gamma| M_0}{\mu_0 (\omega_0 - \omega)}\right]. \qquad \text{(XIX.45)}$$

То же для волны левого направления вращения

$$\mu'_- = \mu' \left[1 + \frac{|\gamma| M_0}{\mu_0 (\omega_0 + \omega)}\right]. \qquad \text{(XIX.46)}$$

Под волной правого направления вращения (+) подразумевается волна, векторы поля E которой вращаются по часовой стрелке, если смотреть на волну, уходящую вдоль положительного направления постоянного магнитного поля H_0 (рис. XIX.33). Соответственно для волны левого направления вращения (—) вращение векторов поля происходит против часовой стрелки.

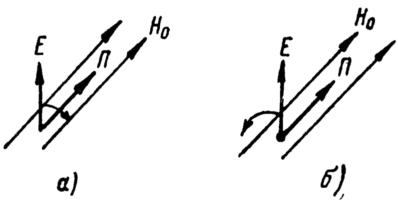


Рис. XIX.33. Волна правого направления вращения (*а*); волна левого направления вращения (*б*).

В написанных выше выражениях приняты следующие обозначения:

μ' — относительная магнитная проницаемость ненамагниченного феррита;

μ_0 — магнитная проницаемость свободного пространства (равная $4\pi \cdot 10^{-7} \frac{гн}{м}$);

$|\gamma|$ — абсолютное значение отношения магнитного момента электрона к механическому моменту. (Эти

* См. книгу А. Л. Микаэляна в упомянутой выше сноске, а также Фок, Милер, Вейс. Свойства ферритов и их применение в диапазоне СВЧ. «Советское радио», 1956.

моменты направлены в разные стороны и имеют разные знаки, потому их отношение является отрицательным.) Величина γ определяется следующим выражением:

$$|\gamma| = \frac{ge}{2mc}, \qquad (XIX.47)$$

где e — заряд электрона, равный $4{,}8 \cdot 10^{-10}$ абсолютных единиц;
m — масса покоя электрона, равная $9 \cdot 10^{-28}$ *г*;
c — скорость света, равная $3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*;
g — фактор Ланде, приблизительно равный 2 для электронов, определяющих ферромагнитные свойства ферритов.

Следовательно, в системе единиц CGS

$$|\gamma| = \frac{2 \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10}}{2 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 1{,}78 \cdot 10^{7};$$

γ — имеет размерность частоты, поделенной на напряженность магнитного поля, так что

$$|\gamma| = 1{,}78 \cdot 10^{7} \frac{1}{\text{сек. эрст}}. \qquad (XIX.48)$$

В системе MKS напряженность магнитного поля измеряется в $\frac{\text{ампер}}{\text{метр}}$. Учитывая, что 1 эрстед $= \frac{1000}{4\pi}\frac{a}{м}$, получаем

$$|\gamma| = \frac{1{,}78 \cdot 10^{7} \cdot 4\pi}{1000} = 2\pi \cdot 35 \cdot 10^{3} \frac{1}{\text{сек} \cdot \frac{a}{м}}. \qquad (XIX.49)$$

M_0 — намагниченность среды (в отсутствии переменного поля), определяемая напряженностью постоянного магнитного поля, имеет такую же размерность, как индукция.

В формулах (XIX.45) и (XIX.46) M_0 должно выражаться в системе MKS, т. е. (так же, как индукция) в $\frac{\text{вебер}}{\text{метр}^2}$.

Напомним, что $1 \frac{\text{вебер}}{м^2} = 10^4$ *гс*. Зависимость $M_0 = f(H_0)$ имеет форму гистерезисной петли. Приведенные выше выражения получены в предположении, что феррит насыщен и, следовательно, M_0 является постоянной величиной, однако с некоторым приближением выражения (XIX.45, XIX.46) можно считать справедливыми, для малых значений магнитного поля H_0. ω — частота переменного электромагнитного поля; предполагается, что амплитуда переменного магнитного поля мала по сравнению с постоянным полем H_0; ω_0 — частота ферромагнитного резонанса.

Явление *ферромагнитного резонанса* упрощенно объясняется следующей гипотезой. Электрон, вращаясь вокруг своей оси, создает механический момент (действие массы электрона) и магнитный момент (действие заряда), так называемый спин. Механический и магнитный моменты направлены вдоль оси вращения в разные стороны. После приложения постоянного магнитного поля ось вращения электрона ориентируется по направлению этого поля. Если ось вращения отклонить, она не сразу вернется в исходное положение, а будет совершать так называемую прецессию вокруг исходного положения (подобно качанию оси волчка при ее отклонении от вертикального положения) с частотой ω_0, называемой частотой ферромагнитного резонанса. Ось вращения электрона будет отклоняться, если переменное магнитное поле будет действовать перпендикулярно указанной оси. Таким образом, под действием переменного магнитного поля с частотой ω будут происходить вынужденные колебания спинов электронов, а амплитуда этих колебаний будет тем большей, чем ближе ω к круговой частоте прецессии ω_0. При совпадении частот ω и ω_0 и наступает явление ферромагнитного резонанса. Как показывает анализ, резонансная частота пропорциональна постоянному магнитному полю H_0 и равна

$$\omega_0 = |\gamma| H_0. \qquad \text{(XIX.50)}$$

Учитывая значение $|\gamma|$ из (XIX.48), получаем

$$2\pi f_0 = 1{,}78 \cdot 10^7 H_0,$$

откуда резонансная частота в мегагерцах

$$f_0\,(\textit{Мгц}) = 2{,}84 H_0\,(\textit{эрст}). \qquad \text{(XIX.51)}$$

Если H_0 выражать в $\frac{\textit{ампер}}{\textit{метр}}$, тогда

$$f_0\,(\textit{Мгц}) = 0{,}035 H_0 \left(\frac{a}{м}\right). \qquad \text{(XIX.52)}$$

Так, например, $f_0 = 9375$ *Мгц* ($\lambda = 3{,}2$ *см*) при $H_0 = 3300$ *эрст*. Следует подчеркнуть, что выражения (XIX.50)—(XIX.52) относятся к идеализированному неограниченному ферриту. Для реальных образцов значение резонансной частоты зависит от формы и размеров образца, от направления магнитного поля и может значительно отличаться от величины, определяемой указанными выражениями.

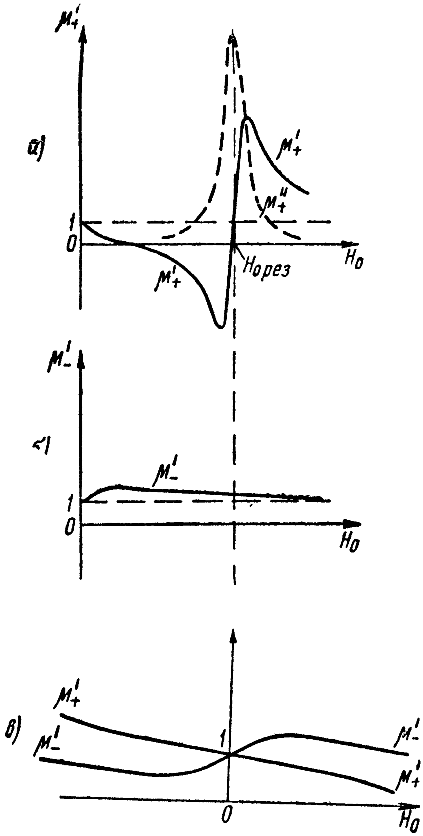


Рис. XIX.34. Магнитная проницаемость феррита для волн круговой поляризации правого и левого вращения в зависимости от постоянного магнитного поля H_0 (*а* и *б*). Кривые μ'_+ μ'_- в зависимости от H_0 в области небольших значений H_0 (*в*).

Явление ферромагнитного резонанса сопровождается резким возрастанием потерь в феррите.

Обратимся к выражениям (XIX.45) и (XIX.46), определяющим значения относительной магнитной проницаемости μ'_+ и μ'_-.

На рис. XIX.34,*а* показано изменение магнитной проницаемости феррита для волн круговой поляризации правого направления вращения μ_+' в зависимости от постоянного магнитного поля H_0 при неизменной частоте ω. Хотя выражение (XIX.45) выведено без учета потерь, на рис. XIX.34 изображен предполагаемый ход кривых при наличии потерь, когда магнитная проницаемость будет являться комплексной величиной *. Действительная часть μ'_+ изображена сплошной линией; мнимая — пунктиром.

* Здесь имеется некоторая аналогия со случаем, когда для ионизированной среды диэлектрическая проницаемость также является комплексной величиной.

При отсутствии постоянного магнитного поля ($H_0=0$) действительная часть $\mu'_+ = \mu'_-$ в рассматриваемом диапазоне частот принята равной единице. С увеличением H_0 растет ω_0 и значение μ'_+ уменьшается. Вблизи $\omega_0=\omega$ происходит резкое изменение μ'_+ и переход из области отрицательных значений в область положительных значений. Из-за потерь значение μ'_+ при резонансе не обращается в бесконечность. Мнимая составляющая μ''_+ магнитной проницаемости достигает в точке резонанса своего максимального значения, что свидетельствует о максимуме потерь в этой точке.

На рис. XIX.34, *б* показано изменение магнитной проницаемости феррита для волн круговой поляризации левого направления вращения (μ'_-) в зависимости от H_0. Эта кривая идет весьма плавно. Потери в неограниченном феррите для волны левого направления вращения получаются значительно меньшими, чем для правого, и не имеют выраженного резонансного характера.

На рис. XIX.34, *в* изображены кривые магнитной проницаемости для волн правого вращения (μ'_+) и левого вращения (μ'_-) при сравнительно небольших значениях напряженности поля H_0. Направо от вертикальной оси магнитное поле H_0 имеет направление, совпадающее с направлением распространения электромагнитной волны. Налево от оси магнитное поле H_0 имеет противоположное направление. Как видно из рисунка, с увеличением H_0 в области $H_0>0$ происходит уменьшение μ'_+ и увеличение μ'_-. В области $H_0<0$ (т. е. для другого направления постоянного магнитного поля) с ростом абсолютной величины H_0 увеличивается μ'_+ и уменьшается μ'_-.

Разные значения величин μ'_+ и μ'_- для одного и того же значения H_0 свидетельствуют о том, что фазовые скорости распространения волн круговой поляризации разного направления вращения будут различными, так как в одном случае $v_{ф+} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon' \mu'_+}}$, а в другом $v_{ф-} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon' \mu'_-}}$, где c — скорость распространения волн в свободном пространстве.

В области малых, но положительных значений H_0

(где $\omega_0<\omega$), $\mu'_{+}<\mu'_{-}$ и $v_{ф+}>v_{ф-}$, т. е. волны круговой поляризации правого направления вращения распространяются с большей фазовой скоростью, чем левого. *При распространении линейно поляризованной волны в направлении, совпадающем с силовыми линиями постоянного магнитного поля, происходит поворот плоскости поляризации поля* (*эффект Фарадея*) по следующим причинам.

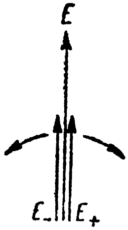


Рис. XIX.35. **Вектор поля линейно поляризованной волны как сумма векторов, вращающихся в противоположные стороны.**

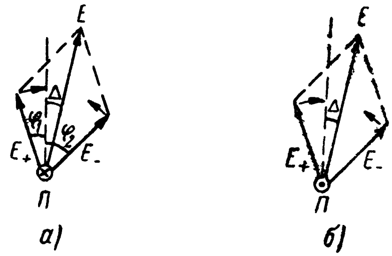


Рис. XIX.36. **Положение векторов поля в точке, удаленной от исходной:**

а) при движении волны вдоль постоянного магнитного поля; *б*) при движении волны в противоположном направлении. Буквой *П* обозначен вектор, показывающий направление движения волны.

Вертикально поляризованную электромагнитную волну можно представить в виде суммы двух волн, поляризованных по кругу с противоположными направлениями вращения (рис. XIX.35). Пусть движение волн происходит вдоль положительного направления постоянного магнитного поля ($H_0>0$).

На рис. XIX.36, *а* показано положение векторов поля в рассматриваемый момент времени в точке, удаленной от исходной в сторону движения волны. Вследствие бóльшей скорости $v_{ф+}$ вектор E_+ отстает по фазе от соответствующего вектора, изображенного на рис. XIX.35, на угол φ_1, меньший угла φ_2 поворота вектора E_-. Поэтому суммарный вектор поля E и соответственно плоскость поляризации волны поворачиваются в пространстве по часовой стрелке на угол

$$\Delta=\varphi_2-\frac{\varphi_1+\varphi_2}{2}=\frac{1}{2}(\varphi_2-\varphi_1). \qquad \text{(XIX.53)}$$

Для электромагнитной волны, движущейся в противоположном направлении, т. е. против постоянного магнитного поля ($H_0<0$), плоскость поляризации, если смотреть на волну вдоль ее движения, будет поворачиваться против часовой стрелки. Это объясняется тем, что при движении волны против магнитного поля $\mu'_+>\mu'_-$ и $v_{ф+}<v_{ф-}$. Однако если смотреть на волну из прежней исходной точки, т. е. навстречу ее движения, тогда поворот плоскости поляризации будет виден как поворот по часовой стрелке. Таким образом, *плоскость поляризации волны в пространстве будет поворачиваться в одном и том же направлении независимо от направления движения волны* на угол, определяемый выражением (XIX.53).

Указанное выражение можно преобразовать, учитывая, что сдвиг фаз волны $\varphi=\frac{2\pi l}{\lambda'}$, где l — длина пути, а λ' — длина волны в рассматриваемой среде; $\lambda'=\frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon'\mu'}}$; λ — длина волны в воздухе. Поэтому

$$\Delta=\frac{1}{2}(\varphi_2-\varphi_1)=\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\sqrt{\varepsilon'\mu'_-}-\frac{2\pi l}{\lambda}\sqrt{\varepsilon'\mu'_+}\right)=$$

$$=\frac{kl}{2}\sqrt{\varepsilon'}\left(\sqrt{\mu'_-}-\sqrt{\mu'_+}\right), \qquad \text{(XIX.54)}$$

где $k=\frac{2\pi}{\lambda}$.

Последнее выражение показывает, что поворот плоскости поляризации волны зависит не только от магнитных проницаемостей μ'_- и μ'_+, но и от диэлектрической проницаемости ε'; с увеличением последней угол поворота плоскости поляризации увеличивается.

При небольших величинах напряженности постоянного магнитного поля H_0, если выполняются условия

$$\omega_0 \ll \omega \text{ и } \frac{|\gamma| M_0}{\mu_0} \ll \omega,$$

выражение (XIX.54) может быть упрощено.

В этом случае

$$\sqrt{\mu'_-}=\sqrt{\mu'\left[1+\frac{|\gamma|M_0}{\mu_0(\omega_0+\omega)}\right]}\simeq\sqrt{\mu'}\left(1+\frac{1}{2}\frac{|\gamma|M_0}{\mu_0\omega}\right);$$

$$\sqrt{\mu'_+}=\sqrt{\mu'\left[1+\frac{|\gamma|M_0}{\mu_0(\omega_0-\omega)}\right]}\simeq\sqrt{\mu'}\left(1-\frac{1}{2}\frac{|\gamma|M_0}{\mu_0\omega}\right);$$

$$\sqrt{\mu'_-}-\sqrt{\mu'_+}=\sqrt{\mu'}\frac{|\gamma|M_0}{\mu_0\omega}$$

и

$$\Delta=\frac{kl}{2}\sqrt{\varepsilon'\mu'}\frac{|\gamma|M_0}{\mu_0\omega}=\frac{|\gamma|M_0 l}{120\pi}\sqrt{\varepsilon'\mu'}. \qquad \text{(XIX.55)}$$

Последнее выражение определяет угол поворота (в радианах) плоскости поляризации волны (на участке пути длиной l), распространяющейся в неограниченном феррите с относительными проницаемостями ε' и μ' (μ' — значение магнитной проницаемости в отсутствие магнитного поля H_0).

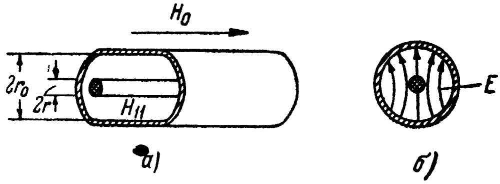


Рис. XIX.37. Круглый волновод с продольно намагниченным ферритовым стержнем вдоль оси (*а*); картина электрического поля в поперечном сечении для колебаний типа H_{11} (*б*).

Качественная картина рассмотренных явлений сохраняется и в том случае, когда распространение электромагнитных волн типа H_{11} происходит в круглом волноводе, вдоль оси которого расположен тонкий цилиндрический продольно намагниченный ферритовый стержень (рис. XIX.37). Создание постоянного магнитного поля H_0 обычно осуществляется с помощью соленоида, намотанного снаружи волновода.

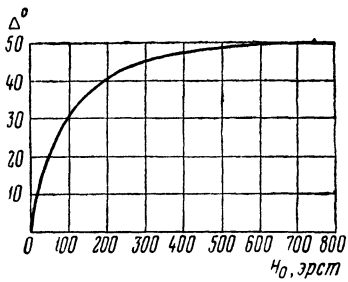


Рис. XIX.38. Угол поворота плоскости поляризации волны в зависимости от напряженности постоянного магнитного поля для ферритового стержня длиной $l=38$ *мм*, диаметром 4,6 *мм* в круглом волноводе с внутренним диаметром 23 *мм* на сантиметровых волнах.

В указанном случае сложная среда внутри волновода эквивалентна некоторой однородной среде с усредненными значениями $\varepsilon_э'$ и $\mu_э'$, немного отличающимися от единицы.

На рис. XIX.38 показана снятая опытным путем кривая угла поворота Δ плоскости поляризации волны в зависимости от напряженности постоянного магнитного поля H_0 для ферритового стержня, расположенного вдоль оси круглого волновода для поля типа H_{11} на сантиметровых волнах Указанная кривая аналогична кривой намагничивания $M_0=f(H_0)$. Это находится в соответствии с выражением (XIX.55), из которого видно, что Δ прямо пропорционально M_0. Напомним, что направление поворота плоскости поляризации зависит от направления поля намагничивания H_0, но не зависит от направления движения волны.

Из выражения (XIX 55) следует также, что угол поворота прямо пропорционален длине l Это подтверждается полученной экспериментально зависимостью Δ от длины ферритового стержня в круглом волноводе (для поля H_{11}), показанной на рис. XIX.39

Угол поворота Δ сильно зависит от диаметра ферритового стержня. Эта зависимость, полученная экспериментально, показана на рис. XIX.40.

Теория и опыт показывают, что угол поворота Δ для тонких ферритовых стержней приблизительно пропорционален отношению $\frac{r_1^2}{r_0^2}$, где r_1 — радиус стержня, а r_0 — радиус поперечного сечения волновода. Однако при значительном увеличении радиуса стержня затрудняется согласование его с основным волноводом,

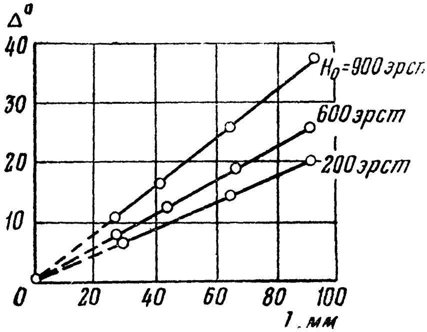


Рис. XIX.39. Угол поворота плоскости поляризации волны в зависимости от длины стержня диаметром 2,5 *мм* для нескольких значений H_0 на сантиметровых волнах.

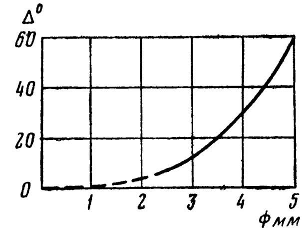


Рис. XIX.40. Угол поворота плоскости поляризации волны в зависимости от диаметра ферритового стержня длиной l=38 *мм* при H_0= =600 *эрст*; сантиметровые волны.

а также облегчаются условия для возникновения высших типов волн. Кроме того, увеличиваются потери. Поэтому радиус ферритового стержня подбирается некоторой оптимальной величины.

Теоретически при работе на частоте, далекой от частоты ферромагнитного резонанса ($\omega \gg \omega_0$), угол поворота плоскости поляризации в неограниченном феррите не зависит от частоты. Однако в волноводе этот угол зависит от частоты (увеличивается с ростом последней) даже в пределах рабочей полосы. Искусственным путем, например, подбором материала и размеров диэлектрической втулки, надеваемой на ферритовый стержень, эту зависимость можно сделать незначительной в полосе частот порядка 10—15%.

Ферритовые устройства *с продольно намагниченными ферритами* в волноводах широко применяются в технике СВЧ и рассматриваются ниже.

Кроме того, существуют *волноводные устройства с поперечно намагниченными ферритами.* Рассмотрим кратко основные явления, которые используются в таких устройствах.

На рис. XIX.41 показан прямоугольный волновод, параллельно узкой стенке которого (в плоскости E) установлена тонкая ферритовая пластина. Постоянное магнитное поле H_0 приложено поперек пластины. Предположим, что вдоль волновода распространяется волна типа H_{10}, и будем считать, что тонкая ферритовая пластина не вызывает существенного изменения картины электромагнитного поля волны H_{10}. Для этой волны (рис. XIII.1) силовые линии электрического поля лежат в поперечных плоскостях волновода, а линии магнитного поля образуют замкнутые контуры, лежащие в плоскостях, параллельных широким стенкам волновода. Магнитное поле в каждой из указанных плоскостей может быть представлено в виде двух составляющих, продольной и поперечной, которые, как известно из теории волноводов, сдвинуты между собой по фазе на 90°. Это значит, что в любой точке (за исключением средней линии волновода и его боковых стенок) напряженность магнитного поля представляет собой поле вращающейся поляризации. Эллипс поляризации лежит в плоскости, параллельной широким стенкам. На некотором расстоянии от боковых стенок (приблизительно равном $\frac{1}{4}$ ширины волновода), где амплитуды составляющих магнитного поля равны, получается магнитное поле, вращающееся по кругу. Направление вращения поляризации зависит от направления движения волны и от того, с какой стороны от средней линии волновода находится рассматриваемая точка.

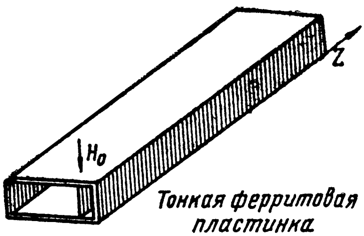


Рис. XIX.41. Прямоугольный волновод с поперечно намагниченным ферритом.

Если волна движется внутри волновода (рис. XIX.41) слева направо (т. е. в направлении $+z$) и мы смотрим на точку, расположенную ближе к правой узкой стенке, сверху вниз (т. е. вдоль положительного направления H_0), тогда (как это следует из теории волноводов) магнитное поле будет являться полем одного (правого) направления вращения. Если же волна будет двигаться в противоположном направлении (т. е. в направлении

$-z$), магнитное поле из той же точки наблюдения будет видно, как поле другого (левого) направления вращения.

При намагничивающем поле, направленном, как показано на рис. XIX.41, оси вращения электронов в ферритах ориентируются вдоль H_0, т. е. перпендикулярно к плоскости, в которой лежат силовые линии переменного магнитного поля. При этом (так же, как и в рассмотренном выше случае распространения волны H_{11} в круглом волноводе с продольно намагниченным ферритом) значение магнитной проницаемости феррита будет зависеть от того, вращается ли переменное магнитное поле по часовой стрелке или против нее. Будем считать, что постоянное магнитное поле H_0 является слабым. Тогда для волны с переменным магнитным полем правого направления вращения магнитная проницаемость μ_+ будет меньше, чем μ_-, — волны с магнитным полем левого направления вращения. Поэтому фазовый коэффициент $k_1=\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon_э'\mu'_{э+}}$ волны, распространяющейся в направлении $+z$, будет меньше, чем $k_2=\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon_э'\mu'_{э-}}$ волны, распространяющейся в противоположном направлении. Следовательно, *сдвиг фаз волны, бегущей слева направо вдоль ферритовой пластины длиной l*, равный $\varphi_1=k_1l$, *будет меньше, чем соответствующий сдвиг фаз $\varphi_2=k_2l$ волны, распространяющейся в противоположном направлении.* Разностный (дифференциальный) сдвиг фаз

$$\varphi=\varphi_2-\varphi_1=\frac{2\pi}{\lambda}l\sqrt{\varepsilon_э'}\left(\sqrt{\mu'_{э-}}-\sqrt{\mu'_{э+}}\right). \qquad \text{(XIX.56)}$$

Здесь λ — длина волны в воздухе;

$\varepsilon_э'$ и $\mu'_{э\pm}$ — некоторые усредненные значения относительных диэлектрической и магнитных проницаемостей феррита.

Такие *устройства, которые создают разные сдвиги фаз для волн, распространяющихся в разных направлениях, называют направленными фазовращателями или устройствами с необратимым фазовым сдвигом.*

Как видно из выражения (XIX.56), разностный сдвиг фаз φ зависит от длины пластины l, от параметров феррита $\varepsilon_э'$ и $\mu'_{э\pm}$, а следовательно, от величины постоянного магнитного поля H_0. При изменении направления H_0 знак φ меняется на обратный. Точно так же изменяется знак φ при перемещении ферритовой пластины через среднее продольное сечение волновода. Примерная зависимость угла φ от расположения пластины в волноводе показана на рис. XIX.42.

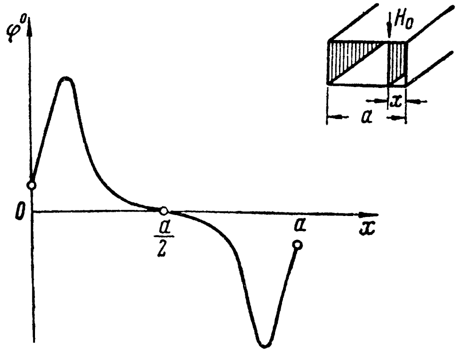


Рис. XIX.42. Кривая примерной зависимости разностного сдвига фаз от положения ферритовой пластины в прямоугольном волноводе.

Направленные фазовращатели используются при слабых поперечно намагничивающих полях, т. е. вдали от ферромагнитного резонанса, когда затухание волн как правого, так и левого направлений вращения мало.

При увеличении напряженности постоянного магнитного поля до значений, близких к резонансным, и при подборе определенного положения ферритовой пластины в волноводе затухание волн правого направления вращения сильно возрастает, а для волн левого направления вращения возрастает в значительно меньшей степени. Это приводит *к большому различию в коэффициентах затухания для волн, распространяющихся в противоположных направлениях в прямоугольном волноводе с поперечно намагниченной ферритовой пластиной. Указанное свойство используется в соответствующих ферритовых вентилях.*

б) Ферритовые циркуляторы в волноводах

С помощью ферритов в волноводах могут быть легко реализованы так называемые *циркуляторы,* т. е. *устройства в виде ряда каналов, характеризующиеся тем, что* *электромагнитные волны распространяются из одного канала в другой только в определенной последовательности.*

В частности, такие устройства могут быть использованы как *вентили* (называемые иногда изоляторами), *быстродействующие переключатели* (например, антенные) и др.

Существует два основных типа волноводных циркуляторов: *поляризационный и фазовый. Действие поляризационного циркулятора основано на использовании по-*

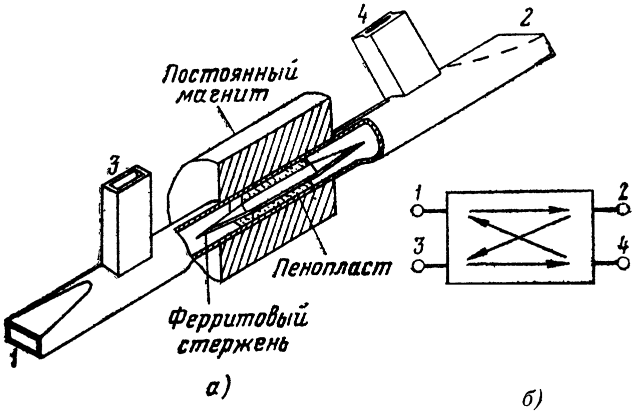


Рис. XIX.43. Поляризационный циркулятор (*а*); его эквивалентная схема (*б*).

ворота плоскости поляризации электромагнитной волны в волноводе с продольно намагниченным ферритовым стержнем. Действие фазового циркулятора основано на использовании свойств щелевых мостов и зависимости от направления движения волны фазового коэффициента в прямоугольном волноводе с поперечно намагниченной ферритовой пластиной.

Поляризационный циркулятор сантиметрового диапазона волн изображен на рис. XIX.43, *а*. Здесь круглый волновод соединен переходами *1* и *2* с прямоугольными волноводами, широкие стороны которых повернуты друг относительно друга на 45°. На оси волновода укреплен с помощью пенополистиролового держателя ферритовый стержень. Источником продольного магнитного поля служит соленоид, напряженность поля которого подобрана таким образом, что электромагнитная волна, проходящая через стержень, претерпевает поворот плоскости поляризации на 45° против часовой стрелки.

Волна типа H_{10}, поступающая со стороны волновода *1*, не проходит в волновод *3*, так как линии электрического поля волны параллельны его широким стенкам, а размер узкой стенки меньше критического. Указанная волна проходит через круглый волновод с поворотом плоскости поляризации на 45° и, не проникая в волновод *4*, уходит в волновод *2*.

Волна H_{10}, приходящая со стороны волновода *2*, при прохождении через феррит претерпевает поворот плоскости поляризации также на 45° против часовой стрелки, если смотреть со стороны волновода *1*, и будет уходить в волновод *3*, расположенный перпендикулярно широкой стороне волновода *1*.

Рассуждая аналогичным образом, можно убедиться в том, что электромагнитные волны будут проходить из канала *3* только в канал *4*, а из канала *4* только в канал *1*.

Таким образом, при воздействии внешнего постоянного магнитного поля в одном направлении распространение электромагнитных волн в циркуляторе происходит по схеме рис. XIX.43, *б*, т. е. в следующей последовательности:

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1. \qquad \text{(XIX.57)}$$

Нетрудно убедиться, что при изменении направления постоянного магнитного поля передача энергии по каналам циркулятора будет происходить в обратной последовательности

$$1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1. \qquad \text{(XIX.58)}$$

Существует несколько вариантов схем *фазовых циркуляторов*. Рассмотрим принцип действия подобного *циркулятора на щелевых мостах*. На рис. XIX.44, *а* показан простой щелевой мост, представляющий собой два прямоугольных волновода, имеющих общую узкую стенку со щелью определенной конфигурации. Основные свойства щелевого моста заключаются в следующем: в щель ответвляется 50% мощности так, что энергия волны, приходящей, например, из волновода *1*, разветвляется поровну между плечами *2* и *4*, причем волна почти не попадает в плечо *3*; волна, проникающая через щель, дополнительно поворачивается по фазе на угол $+90°$.

На рис. XIX.44, *б* показан циркулятор из двух прямоугольных волноводов с общей узкой стенкой и двумя щелями; между этими щелями по обе стороны от общей стенки помещены две ферритовые пластины, находящиеся под действием постоянного поперечного магнитного поля.

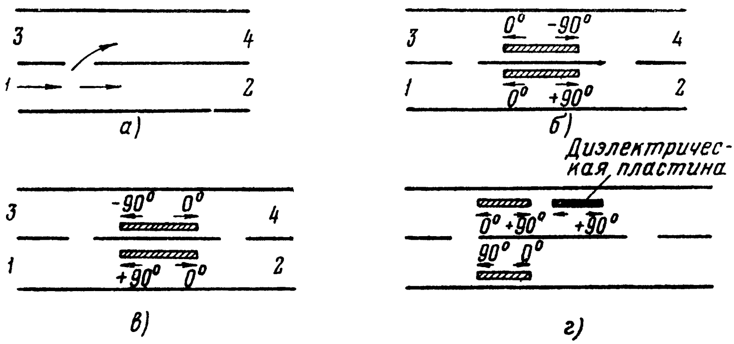


Рис. XIX.44. Простой щелевой мост (без ферритов) (*а*), фазовый циркулятор на волноводных щелевых мостах с ферритами при разных направлениях намагничивающего поля (*б* и *в*); фазовый циркулятор с ферритовыми и диэлектрической пластинками (*г*).

Подбором поля и параметров пластин добиваются того, чтобы электромагнитные волны вдоль пластин сдвигались по фазе на углы, обозначенные на рисунке. Так, например, волна, движущаяся по нижнему волноводу слева направо, сдвигается по фазе на угол $\frac{\pi}{2}$ плюс целое число 2π, а волна, движущаяся справа налево, — на угол, равный целому числу 2π.

На основании сказанного следует, что волна, приходящая из канала *1*, пройдет по нижнему волноводу в канал *2*, с поворотом фазы на $+90°$. Часть энергии волны из канала *1* ответвится в верхний волновод. При прохождении через первую щель волна сдвинется по фазе на $+90°$; далее по ферритовой пластине повернется по фазе на $-90°$ и при прохождении из верхнего волновода через вторую щель в нижний волновод сдвинется по фазе еще на $+90°$. Всего эта волна в сумме повернется по фазе на 90° и попадет в канал *2* в одинаковой фазе с волной, прошедшей по нижнему волноводу.

Волна из канала *1* в канал *4* не пройдет по следующей причине. Волна из канала *1* проходит по нижнему волноводу с поворотом фазы вдоль феррита на +90°, а при прохождении через вторую щель поворачивается по фазе еще на +90°, т. е. попадает в канал *4* с поворотом фазы на 180°. В то же время волна из канала *1* попадает в канал *4* через верхний волновод без сдвига фаз (поворот по фазе на +90° при проходе через первую щель и на —90° вдоль феррита). В результате волны, попадающие в канал *4* из нижнего и верхнего волноводов, оказываются в противоположных фазах.

Рассуждая аналогичным образом, можем убедиться, что распространение волн в схеме рис. XIX.44, *б* будет происходить в последовательности $1 \to 2 \to 3 \to 4 \to 1$, т. е. совпадать с циркуляцией (XIX.57).

При изменении направления внешнего магнитного поля изменятся фазовые сдвиги, создаваемые ферритовыми пластинами (рис. XIX.44, *в*) и циркуляция будет происходить в последовательности (XIX.58). В рассмотренном циркуляторе каждая из двух ферритовых пластин должна намагничиваться отдельным магнитом. На рис. XIX.44, *г* показан циркулятор с общим магнитом. Здесь добавлена диэлектрическая пластина, создающая сдвиг фаз в 90° независимо от направления движения волны. Нетрудно убедиться, что в таком устройстве циркуляция будет происходить в указанной выше последовательности (XIX.57) или (XIX.58).

Сравним поляризационный и фазовый циркуляторы Общим у них является то, что они работают при сравнительно малых величинах напряженности постоянного магнитного поля (порядка сотен эрстед), т. е. вдали от ферромагнитного резонанса. Это обеспечивает передачу волн с малыми потерями (порядка нескольких десятых долей децибелла). Следует отметить, что для фазовых устройств требуются несколько большие значения постоянного магнитного поля, что является их недостатком при использовании в качестве быстродействующих переключателей. Зато фазовые устройства обладают существенным преимуществом в том отношении, что они могут работать при больших уровнях мощности. Это объясняется, во-первых, делением мощности пополам между двумя каналами, а во-вторых, тем, что ферритовые пластины находятся не в максимуме электрического поля поперечного сечения (это повышает электрическую прочность) и могут прилегать к стенкам волновода (что обеспечивает хорошую теплоотдачу).

в) Волноводные ферритовые переключатели и вентили

На базе циркулятора (рис. XIX.43, *б*) могут быть созданы различные устройства, как, например, быстродействующие переключатели (в том числе антенные), вентили и др.

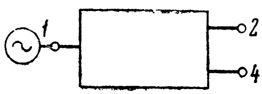


Рис. XIX.45. Блок-схема ферритового быстродействующего переключателя.

Блок-схема *быстродействующего переключателя* изображена на рис. XIX.45. Здесь используются три канала циркулятора (*1*, *2* и *4*) из четырех. Источник энергии подключается к каналу *1* и при внешнем магнитном поле одного направления передача идет из канала *1* в канал *2*. При изменении направления внешнего магнитного поля на обратное передача идет из канала *1* в канал *4*. Таким образом, применяя переменное внешнее магнитное поле, можно с большой скоростью (с частотой до 10 *Мгц* и большей) осуществлять переключение каналов.

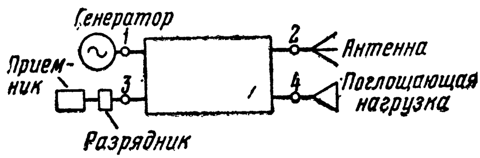


Рис. XIX.46. Блок-схема ферритового антенного переключателя.

На рис. XIX.46 показана блок-схема *ферритового антенного переключателя*. Энергия от генератора *1* попадает в антенну *2*. Принимаемые, например, после отражения от объекта сигналы проходят из антенны *2* в приемник *3*. Так как при передаче на пути волноводного тракта *1*—*3*, а также от антенны возникают небольшие отражения, для предотвращения их воздействия на приемник на его входе устанавливается разрядник, который при поджиге защищает вход приемника. Упомянутые отраженные волны снова отражаются от короткозамкнутого входа приемника и поступают в нагрузку *4*, где и поглощаются. По сравнению с рассмотренными выше антенными переключателями здесь на разрядник воздействует лишь небольшая часть мощности передатчика, что позволяет использовать ферритовый переключатель на большие мощности. Разрядник в схеме рис. XIX.46 можно вовсе исключить, если применить дополнительную развязку между генератором и приемником, например, с помощью второй ферритовой схемы.

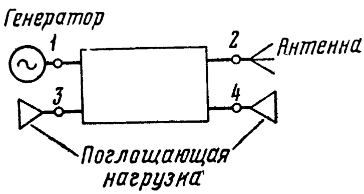


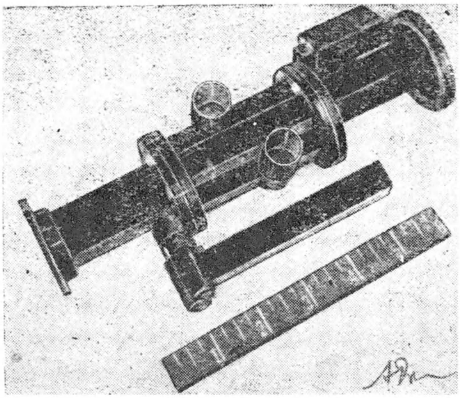
Рис. XIX.47. Блок-схема ферритового вентиля.

Наиболее простым, но очень важным для практики *частным случаем циркулятора является вентиль, служащий для развязки генератора от нагрузки.* Такой вентиль иногда называется *«изолятором»* или *«разделителем»*.

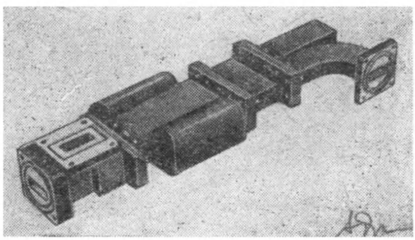
Принципиальная схема вентиля (см рис. XIX.47) может быть получена из циркулятора, если плечи *3* и *4* замкнуть на согласованные поглощающие нагрузки. В такой схеме электромагнитные волны от генератора попадают в антенну с очень малыми потерями, а волны, отраженные от антенны (или других неоднородностей), попадают в поглощающую нагрузку *3*. Таким образом, отраженные волны в генератор не попадают, что обеспечивает его устойчивую работу независимо от характера сопротивления нагрузки (антенны).

При выполнении вентилей на базе циркулятора их устройство может быть упрощено. Так, например, в поляризационном циркуляторе (рис. XIX.43) каналы *3* и *4* могут отсутствовать и они могут быть заменены поглощающими пластинами, расположенными в круглом волноводе вблизи каналов *1* и *2*. Эти пластины должны быть так ориентированы, чтобы поглощать энергию волн, поляризованных параллельно широким стенкам волноводов *1* и *2* (и пропускать без поглощения энергию волн перпендикулярной поляризации).

На рис. XIX.48, *а** изображена фотография поляризационного вентиля с постоянным магнитом, предназначенного для работы в трехсантиметровом диапазоне волн в полосе частот 10% Потери



а)



б)

Рис. XIX.48. Поляризационный вентиль 3-*см* диапазона (*а*); фазовый циркулятор 3-*см* диапазона (*б*).

в прямом направлении составляют 0,5 *дб* в обратном 18 *дб*. Предусмотрена система принудительного охлаждения феррита, в результате чего вентиль пропускает среднюю мощность до 300 *вт* (что соответствует импульсной мощности в 300 *квт*).

На рис. XIX.48, *б* изображена фотография фазового циркулятора трехсантиметрового диапазона, который без принудительного охлаждения пропускает среднюю мощность в 500 *вт* (импульсную мощность 500 *квт*). Прямые потери составляют 0,5 *дб*, а развязка между каналами 20 *дб*.

---

* Некоторые применения ферритов в антенно-волноводной технике. «Советское радио», 1958, стр. 35, 36.

Поляризационные и фазовые вентили отличаются сравнительно сложной конструкцией и большими габаритами Более простыми являются ферритовые *вентили резонансного типа.* В таких устройствах, как указывалось выше, используется различие коэффициентов затухания для волн, распространяющихся в противоположных направлениях по прямоугольному волноводу, параллельно узкой стенке которого установлена поперечно намагниченная ферритовая пластина (рис. XIX.41). Здесь постоянное магнитное поле должно быть значительным и обеспечивать ферромагнитный резонанс. Наряду с ферритовой пластиной, устанавливаемой, как указывалось на рис. XIX.41, применяются ферритовые бруски, примыкающие к широким стенкам волновода (неподалеку от узких стенок). Такая конструкция обладает большей механической прочностью и хорошей теплоотдачей, что имеет существенное значение для вентилей, рассчитанных на большие мощности.

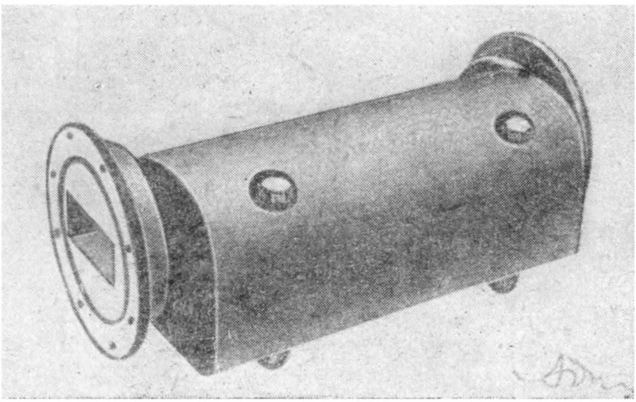


Рис. XIX.49. Ферритовый вентиль с резонансным поглощением 10-*см* диапазона волн.

К недостаткам ферритовых вентилей резонансного типа относится то, что они работают при больших значениях напряженности постоянного магнитного поля (порядка тысяч эрстед); мощность обратной волны полностью поглощается в ферритовых пластинах и, следовательно, отражения от нагрузки не должны быть слишком большими.

К числу достоинств резонансных вентилей наряду с простотой конструкции относится то, что они могут быть сконструированы и для волн дециметрового диапазона, где осуществление поляризационных и фазовых ферритовых устройств встречает большие трудности.

На рис. XIX.49 показана фотография ферритового вентиля с резонансным поглощением для десятисантиметрового диапазона волн. Потери в прямом направлении составляют 0,5 *дб*, в обратном 10 *дб*. При $k_{св}$ от нагрузки не более двух допускается мощность в импульсе до 2500 *квт*.

7. ПОНЯТИЕ О ПОЛОСКОВЫХ И ОДНОПРОВОДНЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

Наряду с рассмотренными выше фидерными линиями в виде системы проводов открытых и экранированных, а также металлических волноводов, в настоящее время в диапазоне СВЧ начинают применяться некоторые новые линии передачи, такие, как полосковые и однопроводные.

а) Полосковые линии передачи*

Полосковые линии были разработаны как линии, которые при удовлетворительных электрических параметрах обладают по сравнению с металлическими волноводами меньшими габаритами, весом и более простой конструкцией.

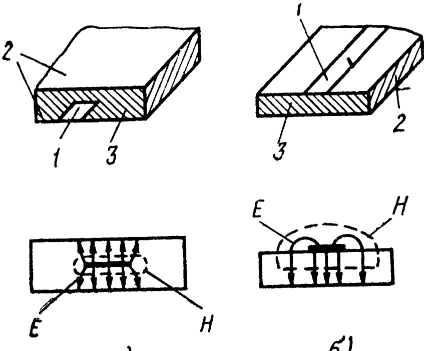


Рис. XIX.50 Полосковые линии передач:

а) с двумя экранирующими пластинами, *б*) с одной экранирующей пластиной.

Различают несколько вариантов полосковых линий. На рис. XIX.50, *а* изображена конструкция линии в виде узкой металлической полоски *1*, расположенной между двумя экранирующими пластинами *2* и изолированной от них диэлектриком *3*; на рис. XIX.50, *б* показана линия в виде металлической полоски, расположенной над экранирующей пластиной *2* и изолированной от нее диэлектриком *3*. В нижней части

* Более подробные сведения по этому вопросу можно найти, например, в книге «Печатные схемы сантиметрового диапазона». Сб. статей Изд-во иностранной литературы, 1956.

рисунка изображены силовые линии электрического (E) и магнитного (H) полей в указанных линиях.

Изоляционная диэлектрическая прокладка имеет обычно толщину порядка 1—2 *мм*.

В полосковой линии с двумя экранирующими пластинами ток одного направления проходит по центральной полоске, а обратного направления—по внутренней поверхности экранирующих пластин, соединенных параллельно в начале линии. Картина поля в такой линии напоминает картину поля в линии в виде провода с прямоугольным (замкнутым) экраном и по ней распространяются волны типа ТЕМ.

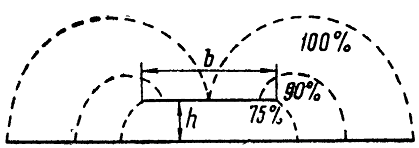


Рис. XIX.51. Распределение потока энергии для полоски (нулевой толщины) над бесконечным плоским экраном

Картина поля в полосковой линии с одной экранирующей пластиной (рис. XIX.50, *б*) напоминает картину поля соответствующего проводника над бесконечным плоским экраном или картину поля в полупространстве соответствующей двухпроводной симметричной линии с расстоянием между проводниками, равным двойному расстоянию от провода до экрана. В указанной полосковой линии распространяются волны, близкие к волнам типа ТЕМ. При малом расстоянии (по сравнению с длиной волны) между металлической полоской и экранирующей пластиной вся энергия распространяющейся волны сосредоточена в непосредственной близости от проводящей полоски. Сказанное иллюстрируется рис. XIX.51, на котором приведены результаты вычислений отношения потока энергии в указанном участке поперечного сечения к общему потоку энергии при $\frac{b}{h} = 3{,}44$. Как видно из рисунка, почти вся энергия волны сосредоточивается вблизи проводников, если ширина нижней пластины в три раза больше, чем ширина верхней полоски.

Отметим основные электрические параметры полосковых линий с одним экраном (рис. XIX.50, *б*).

Коэффициент укорочения волны полосковых линий применяемых размеров

$$\xi = (0{,}87 \div 0{,}9)\sqrt{\varepsilon'}. \qquad \text{(XIX.59)}$$

Напомним, что $\xi = \frac{\lambda'}{\lambda}$, где λ — длина волны в свободном пространстве, а λ' — длина волны в рассматриваемой линии, ε' — относительная величина диэлектрической проницаемости диэлектрика в полосковой линии. Для линий, например, коаксиальных со сплошным диэлектрическим заполнением $\xi = \sqrt{\varepsilon'}$. Некоторое уменьшение величины ξ для полосковых линий объясняется тем, что распространение волн здесь происходит не только в диэлектрике, но и частично в воздушном пространстве, вследствие чего скорость распространения уменьшается не так сильно, как в сплошном диэлектрике. В пределах сантиметрового диапазона волн величина ξ от частоты практически не зависит

Волновое сопротивление полосковой линии можно определить по приближенной формуле

$$\rho = k\rho', \tag{XIX.60}$$

где ρ' — волновое сопротивление, определенное через погонную емкость C_1 и скорость v распространения волн между пластинами шириной b, разделенными диэлектриком толщиной h (рассчитанные без учета краевых явлений и потока рассеяния).

$$\rho' = \frac{1}{C_1\left(\frac{ф}{м}\right) v\left(\frac{м}{сек}\right)} = \frac{9 \cdot 10^9 \sqrt{\varepsilon'\mu'}}{C_1\left(\frac{см}{см}\right) \cdot 3 \cdot 10^8} =$$

$$= \frac{30\sqrt{\varepsilon'\mu'}}{\frac{\varepsilon' b}{4\pi h}} = 120\pi \sqrt{\frac{\mu'}{\varepsilon'}} \frac{h}{b}.$$

Учитывая, что для применяемых диэлектриков $\mu' = 1$, а $\sqrt{\varepsilon'} = \xi$, получаем

$$\rho' = \frac{120\pi}{\xi} \frac{h}{b}. \tag{XIX.61}$$

Следовательно,

$$\rho = k \frac{120\pi}{\xi} \cdot \frac{h}{b}. \tag{XIX.62}$$

Коэффициент k учитывает, что из-за несколько большей погонной емкости полосковой линии по сравнению с рассчитанной для упомянутого выше идеализированного плоского конденсатора ее волновое сопротивление уменьшается. Значение k может быть взято из графика рис. XIX.52 *. На этом рисунке сплошная кривая $S = \infty$ дает теоретические значения k для пластины над безграничным экраном; кривая $S=0$ соответствует линии из двух полосок одинаковой ширины; для обычно применяемых размеров полосковых линий

* Печатные схемы сантиметрового диапазона. Изд-во иностранной литературы, 1956, стр. 88.

$\left(\frac{S}{2} \simeq b\right)$ следует брать промежуточные значения k (пунктирная линия на указанном рисунке).

Так, например, для полосковой линии с размерами $b = 5{,}5$ *мм* $S = 2b$; $h = 1{,}6$ *мм* с диэлектрической прокладкой из полистирола ($\varepsilon' = 2{,}5$); по графику рис. XIX.52 для

$$\frac{b}{h} = \frac{5{,}5}{1{,}6} = 3{,}4; \quad k \simeq 0{,}73$$

$$\rho = k\,\frac{120\pi}{\xi}\,\frac{h}{b} = 0{,}73\,\frac{120 \cdot 3{,}14}{\sqrt{2{,}5}}\,\frac{1{,}6}{5{,}5} \simeq 50 \text{ ом}.$$

Затухание полосковых линий обусловлено потерями в проводниках, диэлектрике и на излучение. Однако потери на излучение

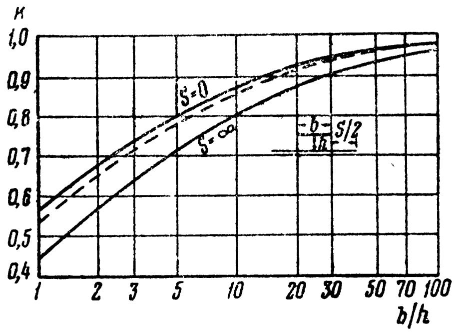


Рис. XIX.52. Коэффициент k для определения волнового сопротивления полосковой линии.

у полосковых линий меньше, чем у обычных двухпроводных линий соизмеримых размеров. Коэффициент затухания полосковых линий больше, чем у металлических волноводов, и имеет тот же порядок величины, что у коаксиальных линий с диэлектрическим заполнением. В диапазоне сантиметровых волн

$$\alpha \simeq 1 \div 2\,\frac{\partial б}{м}. \qquad \text{(XIX.63)}$$

На рис. XIX.53 показан пример конструкции перехода от коаксиальной линии к полосковой. Подбором диаметра d — отверстия в заземленной пластине — можно добиться согласования линий в месте стыка.

В заключение отметим, что к числу достоинств полосковых линий относятся: простота конструкции, малые вес и габариты, повышенная величина предельной мощности передачи. Недостатком таких линий являются наличие небольшого излучения и бóльшие потери, чем в воздушных волноводах.

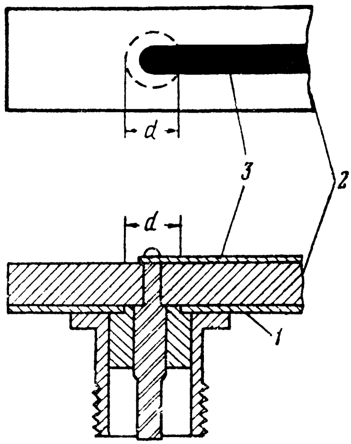


Рис. XIX.53. Пример конструкции перехода от коаксиальной линии к полосковой:
1 — заземленная пластина; *2* — диэлектрик; *3* — металлическая полоска.

б) Однопроводные линии передачи с поверхностной волной

Прямой цилиндрический длинный провод, в начале которого вдоль поверхности возбуждена электромагнитная волна, может служить линией передачи. Электромагнитные волны распространяются в пространстве, окружающем провод, в направлении, определяемом осью провода. Однако, если провод обладает большой проводимостью и ровной поверхностью, энергия волны будет распределяться в большом объеме пространства вокруг проводника и тем большем, чем длинее волна. Например, для провода с радиусом в 1 *см* 75% мощности будет проходить через сечение, имеющее радиус 1,5 *м* на волне 30 *см* и радиус 6 *м* на волне 4 *м* *. Это значит, что напряженность поля в направлениях, перпендикулярных оси провода, будет убывать медленно. Следовательно, использование таких линий передач из-за взаимных влияний и дополнительных потерь оказывается в большинстве случаев практически невозможным или нецелесообразным.

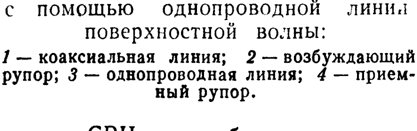


Рис. XIX.54 Схема передачи энергии с помощью однопроводной линии поверхностной волны:
1 — коаксиальная линия; *2* — возбуждающий рупор; *3* — однопроводная линия; *4* — приемный рупор.

Практическое использование подобных линий оказалось возможным лишь после того, как были найдены способы концентрации энергии электромагнитных волн вблизи поверхности направляющего провода.

Теория и опыт показывают, что такая концентрация на СВЧ может быть легко достигнута, если применять провод, покрытый сравнительно тонким слоем диэлектрика или имеющий

* В. А. Смирнов. Основы радиосвязи на УКВ Связьиздат, 1957.

изрезанную поверхность, например, за счет спиральных или кольцевых канавок. Указанная обработка поверхности провода приводит к заметному понижению фазовой скорости распространения волн вдоль провода. При этом напряженность поля в направлениях, перпендикулярных поверхности провода, начинает сильно убывать. Так, например, расчет показывает, что на волне 10 *см* ($f=3000$ *Мгц*) для голого провода радиусом 2,5 *мм* лишь около 50% мощности волны проходит через сечение вокруг провода радиусом около 8 *см*. Если же покрыть указаный провод слоем диэлектрика толщиной 0,5 *мм* с $\varepsilon'=3$, тогда в пределах цилиндра того же радиуса (8 *см*) будет проходить уже около 95% всей мощности, переносимой волной.

Затухание правильно сконструированных линий с поверхностной волной получается очень малым и имеет значение такого же порядка, как в стандартных металлических волноводах.

Для возбуждения поверхностной волны в однопроводной линии необходимо, чтобы конфигурация поля в возбуждающем устройстве по возможности максимально совпадала с конфигурацией поля распространяющейся волны.

Для этой цели можно использовать, например, коаксиальную линию (с волной типа ТЕМ), внешний диаметр которой постепенно расширяется, образуя рупор. На рис. XIX.54 показана подобная схема возбуждения и передачи волн вдоль однопроводной линии.

Важным достоинством однопроводных линий является их бóльшая электрическая прочность, чем у волноводов.

Однако они обладают следующими недостатками. Однопроводные линии необходимо удалять от соседних проводников во избежание взаимных влияний и возрастания потерь. Кроме того, они подвержены воздействию атмосферных осадков, а также гололеду, что может заметно увеличить затухание линий. Изгибы линий приводят к отражениям и росту затухания. Из-за указанных недостатков однопроводные линии с поверхностной волной широкого распространения пока не получили.

ГЛАВА XX

САМОЛЕТНЫЕ АНТЕННЫ

1. ОСОБЕННОСТИ САМОЛЕТНЫХ АНТЕНН

Современные самолеты сильно насыщены различным радиооборудованием. По своему назначению самолетное радиооборудование в основном можно разделить на следующие группы:

1) связное оборудование, включающее в себя радиостанции для связи экипажа самолета с землей и другими самолетами;

2) радионавигационное оборудование, предназначенное для решения ряда навигационных задач. Сюда относятся радиовысотомеры малых и больших высот, радиокомпасы, оборудование для посадки самолетов по приборам, радиоустройства дальней навигации, радиодальномеры и др;

3) радиолокационное оборудование, предназначенное для нахождения цели и бомбометания при отсутствии оптической видимости цели, для прицельной стрельбы и т. д.;

4) оборудование системы опознавания, позволяющее определить национальную принадлежность самолета.

Все это оборудование для своей работы требует наличия на самолете соответствующих антенн. На некоторых тяжелых самолетах число антенн превышает два десятка. Но даже при таком большом числе антенн некоторые виды радиооборудования не имеют своей отдельной антенны, а используют (путем переключения) антенну, общую для нескольких радиоустройств.

Для иллюстрации на рис. XX.1 показан тяжелый самолет с расположенными на нем антеннами. Обращает на себя внимание большое число антенн, размещенных на одном самолете.

Сильная насыщенность современного самолета радиооборудованием и связанное с этим большое число самолетных антенн, установленных на сравнительно малой площади, их скученность и, кроме того, возросшие скорости и дальности полета самолетов заставляют уделять особое внимание вопросам конструирования антенн и их разумного размещения.

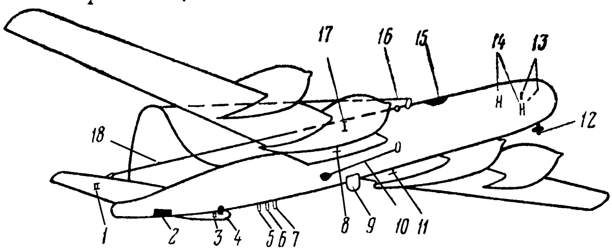


Рис. XX.1. Антенны на тяжелом самолете:

1 — приемная антенна радиовысотомера малых высот; *2* — антенна маркерного приемника; *3* — передающая антенна радиовысотомера малых высот; *4* — приемная антенна радиодальномера; *5* — передающая антенна радиодальномера; *6* — приемо-передающая антенна командной УКВ радиостанции; *7* — приемо-передающая антенна радиоответчика системы опознавания; *8* — передающая антенна радиовысотомера больших высот; *9* — антенна панорамного радиолокатора; *10* — выпускная антенна связной радиостанции; *11* — приемная антенна радиовысотомера больших высот; *12* — антенное устройство курсового и глиссадного радиоприемников; *13* — передающие антенны радиоопросчика; *14* — приемные антенны радиоопросчика; *15* — рамочная антенна автоматического радиокомпаса (АРК); *16* — жесткая проволочная антенна коротковолновой радиостанции для дальней связи; *17* — штыревая антенна ненаправленного приема АРК; *18* — жесткая проволочная антенна коротковолновой радиостанции для командной связи.

Самолетные антенны имеют много характерных особенностей, в силу которых их изучение и разработка выделяется в самостоятельную область. Отметим некоторые из этих особенностей.

Самолетные антенны должны быть сконструированы так, чтобы они заметно не портили аэродинамических характеристик самолета, не ослабляли его конструкцию и были достаточно прочными, чтобы противостоять сильному воздушному напору при полете самолета. Эти требования, специфичные только для самолетных антенн, накладывают известные ограничения на их конструкцию.

Электрические характеристики самолетных антенн, в свою очередь имеют много особенностей. Для того чтобы правильно определить электрические параметры любой антенны, необходимо учесть не только размеры и форму излучающих поверхностей собственно антенны и распределение тока по этим поверхностям, но также размеры, форму и электрические параметры предметов, находящихся в непосредственной близости от нее и облучаемых ею.

Обычно при изучении и проектировании антенн считается, что антенна расположена либо в свободном пространстве, либо на идеально проводящей плоскости, имитирующей поверхность земли. При таких предположениях задача расчета антенн значительно облегчается. Самолетные антенны не могут рассматриваться как антенны, расположенные в свободном пространстве или на идеально проводящей плоскости. Корпус самолета представляет собой сложное окружение, не похожее на плоскую землю или свободное пространство. В то же время, корпус самолета, находясь в зоне облучения антенны, будет сильно влиять на ее электрические параметры. Действительно, электромагнитное поле будет создаваться не только токами, протекающими по антенне, но и токами, протекающими по корпусу самолета. Иными словами, *корпус самолета наравне с антенной участвует в излучении.* Вследствие этого, *диаграмма направленности, входное сопротивление и ряд других параметров самолетной антенны могут сильно отличаться от параметров такой же антенны, но расположенной в свободном пространстве или на проводящей плоскости.*

Влияние самолета на электрические параметры антенны зависит от целого ряда факторов, среди которых основными являются:

а) тип антенны и место ее установки на самолете;
б) размеры и форма самолета;
в) длина рабочей волны.

На различные параметры антенн влияние самолета будет проявляться в разной мере. Наиболее сильно корпус самолета влияет на диаграмму направленности, несколько меньше — на входное сопротивление и другие электрические характеристики.

Влияние корпуса самолета будет проявляться наиболее сильно на параметры слабонаправленных антенн. Это вытекает из того очевидного факта, что если самолетная антенна является слабонаправленной, то значительная часть поверхности самолета будет облучаться этой антенной и, следовательно, участвовать в формировании диаграммы направленности. Если же антенна является остронаправленной и основной лепесток диаграммы направленности расположен в зоне, свободной от элементов конструкции самолета, то влияние корпуса самолета на электрические характеристики антенны будет незначительным.

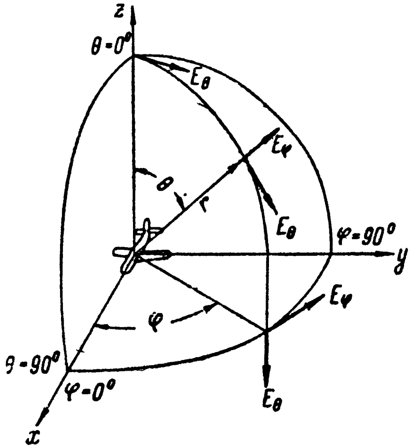


Рис. XX.2. Ориентация сферической системы координат относительно самолета.

Рассмотрим несколько подробнее вопрос о направленном действии слабонаправленных самолетных антенн. Для описания диаграмм целесообразно использовать сферическую систему координат, в которой угол θ измеряется от зенита, а угол φ отсчитывается от носа самолета (рис. XX.2) против часовой стрелки. В соответствии с этим, составляющими электрического поля будут являться E_θ и E_φ. Такое определение составляющих поля исключает неопределенность, которая возникает при эволюциях самолета, а также для углов, близких к зениту, если поле разложить на горизонтальную и вертикальную составляющие.

Вследствие сложности формы самолета полное представление о направленном действии антенны может дать только пространственная (объемная) диаграмма. Однако в ряде случаев можно ограничиться информацией, даваемой характеристиками направленности в трех взаимно перпендикулярных плоскостях: *xy*, *xz* и *yz*. Эти плоскости называются главными плоскостями излучения. Наиболее важная из них плоскость *xy*, которую называют азимутальной. Плоскость *xz* будем называть продольной вертикальной плоскостью, а плоскость *yz* — поперечной вертикальной плоскостью. В дальнейшем направленность самолетных антенн мы будем характеризовать именно в этих плоскостях.

Диаграмма направленности самолетной антенны будет формироваться в соответствии с законами дифракции. Известно, что дифракционные явления протекают по-разному при различном соотношении между длиной волны и размерами препятствия на пути ее распространения. В интересующем нас случае таким препятствием является самолет. Поэтому естественно ожидать, что его влияние на характеристики антенн в различных диапазонах волн будет различным.

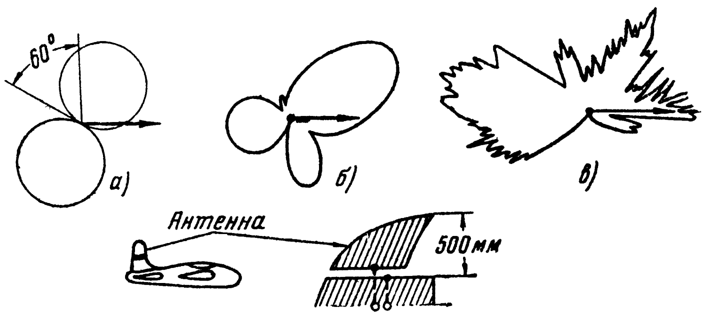


Рис. XX.3. Изменение диаграммы направленности одной и той же антенны при изменении длины волны:

а) длинные волны; б) короткие волны; в) ультракороткие волны. Стрелки указывают направление полета. В нижней части рисунка схематично показана исследуемая антенна.

Это предположение полностью подтверждается. На рис. XX.3 изображены экспериментальные диаграммы направленности одной и той же самолетной антенны, но снятые в разных диапазонах волн *. В качестве антенны использовалась верхняя часть киля самолета, длиной около половины метра, которая была изолирована от остальной его части. Таким образом, используемая антенна была подобна вертикальному штырю с большой площадью поперечного сечения. Диаграммы направленности сняты в продольной вертикальной плоскости. Из рис. XX.3 видно, что на «низких» частотах, т. е. на частотах, для которых максимальные размеры самолета значительно меньше, чем полволны, диаграмма направленности антенны выглядит как диаграмма простого ди-

* PIRE, May 1955, pp. 533.

поля (кривая *а*). Наличие самолета практически не повлияло на ее форму. Однако корпус самолета сильно повлиял на ее ориентацию в пространстве — нулевые направления диаграммы отклонены на значительный угол от вертикали (на угол около 60°).

Кривая *б* этого же рисунка показывает диаграмму направленности на коротких волнах ($\lambda=33{,}3$ *м*), когда размах крыльев и длина фюзеляжа имеют порядок длины волны. Диаграмма имеет более сложную форму вследствие интерференции излучений от различных частей конструкции самолета. На таких волнах отдельные части самолета могут иметь резонансные длины, вследствие чего интерференционные явления могут быть выражены очень сильно и диаграмма направленности будет значительно искажена.

Кривая *в* изображает диаграмму направленности на ультракоротких волнах ($\lambda=1$ *м*), на которых основные размеры конструкции самолета велики по сравнению с длиной волны. Диаграмма отличается изрезанной формой, многолепестковой структурой и наличием сильно затененных областей. Такая форма диаграммы не должна казаться неожиданной. Результирующее поле, характеризуемое диаграммой, формируется посредством интерференции прямых и отраженных от корпуса самолета лучей, причем амплитуда последних имеет тот же порядок, что и амплитуда прямых лучей, а фазовые соотношения могут быть любые (вследствие больших размеров самолета по сравнению с длиной волны).

Заметим, что в свободном пространстве штырь с высотой, равной высоте изолированной части киля, на всех указанных частотах имел бы практически одну и ту же диаграмму направленности восьмерочного типа, присущую коротким вибраторам. Наличие же самолета сильно изменяет эту диаграмму направленности, причем, как это следует из рис. XX.3, влияние самолета существенно различно на различных диапазонах волн.

Таким образом, мы видим, что самолетные антенны имеют много специфических особенностей. В соответствии с этим антенны должны быть сконструированы так, чтобы с учетом влияния корпуса самолета их электрические характеристики были вполне удовлетворительными, а аэродинамические и механические показатели соответствовали скоростям полета того самолета, на котором они установлены.

2. ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К САМОЛЕТНЫМ АНТЕННАМ

После того как мы познакомились с некоторыми особенностями самолетных антенн, примерно можно сформулировать основные требования, предъявляемые к этим антеннам. Эти требования в основном сводятся к следующим:

1) конструкция и размещение антенн на самолете должны быть такими, чтобы влияние корпуса самолета не приводило к существенному ухудшению их электрических характеристик.

2) аэродинамическое (лобовое) сопротивление антенн должно быть минимальным.

3) антенны не должны ослаблять прочность конструкции самолета и сами должны быть механически достаточно прочными, чтобы противостоять воздушному напору на высоких скоростях полета.

4) антенна не должна выходить из строя вследствие обледенения.

5) электрическая прочность антенны должна быть достаточной вплоть до максимальных высот полета.

6) размещение антенн на самолете должно быть таким, чтобы свести к минимуму их вредное взаимное влияние.

7) антенны не должны мешать обзору.

Как видно, эти требования присущи только самолетным антеннам (или антеннам, установленным на других летательных аппаратах). Удовлетворить всем этим требованиям в большинстве случаев не удается. Часто приходится находить компромиссные решения, например, идти на некоторое ухудшение электрических параметров антенны с целью улучшения ее аэродинамических характеристик и т. п.

3. КЛАССИФИКАЦИЯ САМОЛЕТНЫХ АНТЕНН

Одним из основных показателей самолетных антенн являются их аэродинамические характеристики. С точки зрения аэродинамического сопротивления, вносимого антеннами, последние удобно разбить на две группы:

1) наружные антенны, выступающие за профиль самолета и 2) скрытые или невыступающие антенны, которые практически не вносят аэродинамического сопротивления.

Деление антенн на наружные и невыступающие относится, главным образом, к слабонаправленным самолетным антеннам, так как в этом случае конструкция и принцип действия наружных и невыступающих антенн могут существенно отличаться. Что касается остронаправленных самолетных антенн, то их конструкция, как правило, имеет мало отличий от соответствующих наземных образцов, а снижение аэродинамического сопротивления достигается путем накрытия антенны обтекателем и разумным размещением антенны на самолете.

Таким образом, рассмотрение самолетных антенн целесообразно производить, предварительно разбив их на следующие группы:

1) слабонаправленные антенны: наружные, невыступающие;

2) остронаправленные антенны.

Кроме того, в пределах каждой группы следует выделять антенны различных диапазонов волн и различной конструкции.

4. НАРУЖНЫЕ СЛАБОНАПРАВЛЕННЫЕ АНТЕННЫ

Основными типами наружных антенн являются: выпускные; жесткие проволочные; штыревые; антенны в виде симметричного вибратора.

Наружные антенны являются наиболее распространенными типами антенн. Однако в силу присущих им недостатков они в настоящее время интенсивно вытесняются невыступающими антеннами.

Основными недостатками наружных антенн являются: значительное аэродинамическое лобовое сопротивление; недостаточная механическая прочность; отказ в работе при обледенении.

Наружные самолетные антенны находятся в потоке воздуха и вследствие этого испытывают определенные аэродинамические нагрузки. Эти нагрузки обусловлены перепадом давления спереди и сзади антенны, а также трением воздуха о ее поверхность. Силы, действующие при этом на антенну, равны по величине и противоположны по знаку тому аэродинамическому сопротивлению, которое оказывает антенна воздуху. Это сопротивление называется лобовым, так как оно не создает подъемной силы. Величина лобового сопротивления антенны зависит от ее профиля, размеров и от скорости полета.

Лобовое сопротивление наружных антенн возрастает приблизительно пропорционально квадрату скорости полета, а поглощаемая ими мощность двигателя — кубу скорости, пока скорость полета не приблизится к звуковой.

Если скорость полета приближается к звуковой, то лобовое сопротивление и поглощаемая мощность возрастают в значительно большей степени.

Значительное лобовое сопротивление антенн ведет не только к непроизводительному расходу мощности самолетного двигателя. Возникают также большие затруднения конструктивного характера, связанные с обеспечением механической прочности антенн.

Для уменьшения лобового сопротивления сечение мачт, поддерживающих проволочные антенны, а также поперечное сечение штыревых антенн делается обтекаемой формы и уменьшается по мере приближения к верхнему концу мачты или штыревого излучателя. При таком профиле уменьшается перепад давления воздуха спереди и сзади антенны. В некоторых штыревых антеннах для уменьшения лобового сопротивления излучатель устанавливается не перпендикулярно поверхности самолета, а наклонно так, что угол между излучателем и обшивкой самолета составляет около 60°.

Однако все эти меры становятся малоэффективными, когда скорость полета приближается к скорости звука.

При всех своих недостатках наружные антенны обладают и некоторыми достоинствами. К числу последних следует отнести простоту конструкции, а также то, что наружные антенны не требуют внесения существенных изменений в конструкцию самолета. Поэтому такие антенны могут успешно применяться на низких скоростях полета примерно до 400 *км/час*. На скоростях от 400 до 600 *км/час* имеется свобода выбора между наружными и невыступающими антеннами, причем, если применение невыступающих антенн влечет за собой нежелательные конструктивные изменения самолета, то выбор может быть в пользу наружных антенн. Однако при скоростях полета выше 600—700 *км/час* желательно все антенны сделать невыступающими.

Приведенные рекомендации являются, конечно, весьма ориентировочными. Окончательный выбор того или иного типа самолетной антенны зависит от конкретных условий.

Рассмотрим несколько подробнее наружные слабонаправленные антенны.

На рис. XX.4 показана выпускная антенна, которая является одной из наиболее ранних самолетных антенн.

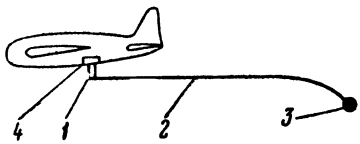


Рис. XX.4. Выпускная антенна: *1* — антенная труба; *2* — антенный канатик; *3* — груз; *4* — лебедка.

Она состоит из антенной трубы *1*, антенного канатика *2*, груза *3* и лебедки *4*. Выпуск и уборка антенны производится с помощью лебедки, которая обычно приводится в действие механизмом, включающим в себя реверсивный электродвигатель и счетчик оборотов.

Длина антенного канатика на катушке лебедки достигает 70—80 *м*, диаметр обычно не превышает 1—1,5 *мм*. Антенный канатик, пройдя через скользящий контакт и антенную трубу, заканчивается грузом, предназначенным для поддержания выпущенной антенны в натянутом состоянии. В зависимости от рабочей длины волны можно выпускать антенну на ту или иную длину. Возможность регулировки длины антенны является ее достоинством. Однако на практике обычно ограничиваются работой на нескольких фиксированных длинах, подобранных для различных участков диапазона волн.

На ранней стадии развития самолетного радиооборудования выпускная антенна была основным типом самолетных антенн. Она применялась в качестве приемно-передающей антенны самолетной связной радиостанции для работы в диапазоне средних и коротких радиоволн. В силу присущих ей серьезных недостатков выпускная антенна была вытеснена другими, главным образом, жесткими проволочными антеннами.

В настоящее время выпускная антенна встречается очень редко и используется в основном для работы в средневолновом диапазоне на нескоростных самолетах.

Основным типом слабонаправленных самолетных антенн вплоть до конца второй мировой войны являлись жесткие проволочные антенны. Они широко применяются и в настоящее время, хотя постепенно вытесняются антеннами с меньшим аэродинамическим сопротивлением. Жесткие проволочные антенны используются главным образом для целей связи в диапазоне частот от 2 до 25 *Мгц*, т. е. в диапазоне коротких волн.

Основные типы жестких проволочных антенн показаны на рис. XX.5. Это Г-образные, Т-образные и наклонные антенны. Они выполняются из стального омедненного провода диаметром 1—1,5 *мм*, натянутого между мачтой и килем самолета. Высота мачты обычно не превышает 1—1,2 *м*. Иногда мачта отсутствует и антенна натягивается между проходным изолятором на фюзеляже и килем или стабилизатором самолета. Для поглощения усилий в тросе, возникающих от вибраций при посадке самолета или других перегрузках, антенна крепится через амортизатор. Длина рабочей антенны (от проходного изолятора на фюзеляже до концевого изолятора у киля или стабилизатора самолета) лежит в пределах от 4—5 *м* на легких самолетах и до 20—25 *м* на тяжелых самолетах.

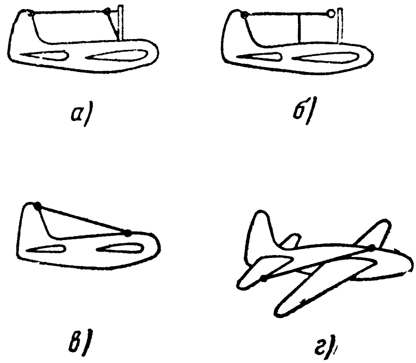
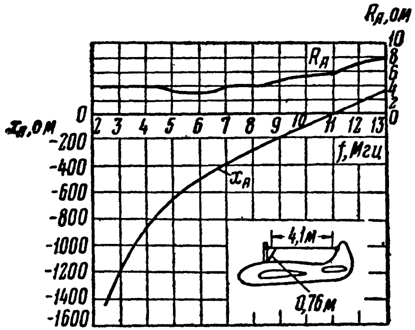


Рис. XX.5. Основные типы жестких антенн:

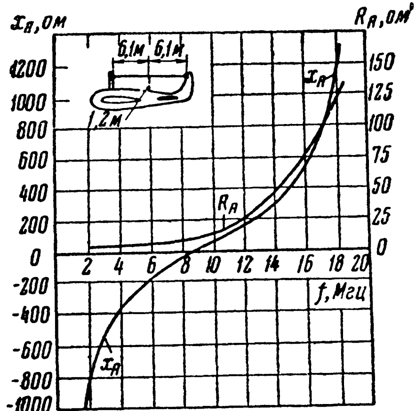
а) Г-образная; *б*) Т-образная; *в*) наклонная (фюзеляж—киль); *г*) наклонная (фюзеляж—стабилизатор).

На рис. XX.6 представлены кривые измеренных входных сопротивлений типичной антенны такого вида *. Как видно из рисунка, активное сопротивление составляет несколько омов, исключая область второго (параллельного) резонанса, где оно сильно повышается. Реактивное сопротивление антенны высокое, исключая область вблизи резонансов. Следовательно, на зажимах антенн

* JIEE, part III, 1947.



а)



б)

Рис. XX.6. Кривые измеренных входных сопротивлений проволочной самолетной антенны:

а) Г-образная антенна; *б*) Т-обоазная антенна.

при работе на передачу развивается высокое напряжение. Это приводит к необходимости применять проходные изоляторы из высококачественного диэлектрика с тем, чтобы избежать больших потерь.

Высокое реактивное сопротивление антенн (особенно на низких частотах диапазона) и ее малое активное сопротивление характеризуют антенну как нагрузку с высокой добротностью. Это накладывает жесткие требования на добротность элементов настройки антенны для того, чтобы иметь высокий к. п. д. антенной цепи.

Последний, как известно, определяется выражением

$$\eta_{\text{ант. цепи}} = \frac{P_{\text{А}}}{P_{\text{А}} + P_{\text{потерь в цепи}}} = \frac{1}{1 + \dfrac{Q_{\text{А}}}{Q_{\text{н}}}}. \qquad \text{(XX.1)}$$

Здесь $Q_{\text{А}}$ — добротность антенны, определяемая как отношение ее реактивного сопротивления к активному на данной частоте;

$Q_{\text{н}}$ — добротность элементов настройки антенны.

Так как рассматриваемые антенны работают в основном на волнах более длинных, чем их собственные, элементом настройки является катушка индуктивности. Для того чтобы к. п. д. антенной цепи был достаточно высок, необходимо выполнение неравенства

$$Q_{\text{н}} > Q_{\text{А}}.$$

Однако это неравенство не всегда выполнимо. Например, из приведенных кривых видно, что на частоте 3 *Мгц* $Q_{\text{А}} = 300$. Создать катушку настройки с добротностью более 300 очень трудно. Практически добротность катушек настройки лежит в пределах 100—200. Следовательно, значительная часть мощности (в нашем примере до 75%) будет теряться на нагрев элементов настройки. Если учесть еще потери в изоляторах и в корпусе самолета, то общий к. п. д., определяемый как

$$\eta_{\text{А}} = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_{\text{п}}} \eta_{\text{ант. цепи}}, \qquad \text{(XX.2)}$$

будет малым и на низких частотах диапазона нередко исчисляется единицами процентов. На более высоких частотах диапазона к. п. д. жестких проволочных самолетных антенн достигает нескольких десятков процентов.

Каковы же пути повышения к. п. д. слабонаправленных самолетных антенн? Это, во-первых, переход на работу в диапазон метровых и дециметровых волн. В этом диапазоне к. п. д. самолетных антенн может быть достаточно высоким, так как высота антенн может быть взята около четверти длины волны. Но такое решение не всегда приемлемо, так как по условиям распространения ультракоротких радиоволн дальность уверенной связи в диапазоне метровых и дециметровых волн не будет превышать пределов прямой видимости *. Для связи же на большие расстояния диапазон коротких волн является незаменимым.

В коротковолновом диапазоне антенны с повышенным к. п. д. могут быть созданы, если удастся повысить сопротивление излучения и снизить реактивное сопротивление антенны. Кроме того, желательно сделать реактивное сопротивление антенны индуктивным. Тогда для ее настройки потребуется конденсатор, потери в котором могут быть сделаны очень малыми и, следовательно, к. п. д. антенной цепи будет высоким.

Наилучшим образом эти условия будут удовлетворяться, если в качестве антенны использовать корпус самолета, соответственно возбудив его. Методы возбуждения самолета будут рассмотрены ниже, а сейчас вернемся к графикам входных сопротивлений жестких проволочных антенн.

Рассматривая представленные рисунки, нетрудно заметить, что вблизи первого резонанса активное сопротивление имеет величину порядка 4—6 *ом*. Рассчитать его практически не удается. Реактивное сопротивление антенны меняется приблизительно по закону котангенса. Для приближенного расчета этого сопротивления можно использовать теорию длинных линий. Вследствие того, что высота антенны мала, а горизонтальная и вертикальная части антенны выполнены из одинакового провода, волновое сопротивление этих частей можно считать одинаковым и равным 500 *ом*. Антенну можно рассматривать как длинную линию без потерь с волновым сопротивлением 500 *ом* и длиной, равной его физической длине

---

* Системы дальней связи на УКВ, основанные на использовании тропосферного рассеяния радиоволн, в самолетном радиооборудовании пока еще не применяются.

плюс 10—15 *см* (величины емкости изолятора на концах).

Эквивалентная схема Т-образной антенны, как наиболее общей формы жесткой проволочной антенны, показана на рис. XX.7. Входное реактивное сопротивление

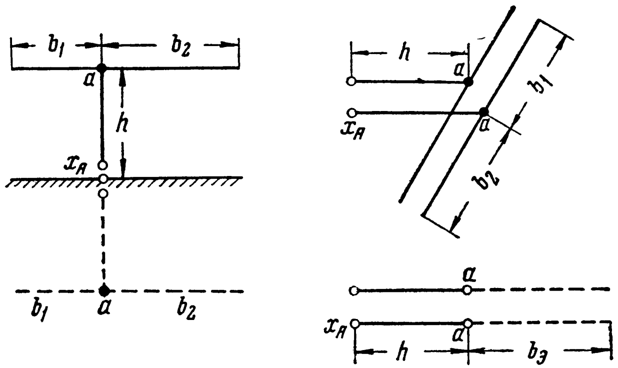


Рис. XX.7. Эквивалентная схема Т-образной антенны.

приближенно определится выражением

$$X_A = -\rho \operatorname{ctg} k(h + b_э), \qquad (XX.3)$$

где $b_э$ определится из условия, чтобы сумма проводимостей участков b_1 и b_2 равнялась проводимости эквивалентного удлинения $b_э$

$$\operatorname{tg} kb_э = \operatorname{tg} kb_1 + \operatorname{tg} kb_2. \qquad (XX.4)$$

Преобразуя (XX.3) по известным формулам тригонометрии и учитывая (XX.4), получаем расчетную формулу

$$X_A = \rho \frac{\operatorname{tg} kh (\operatorname{tg} kb_1 - \operatorname{tg} kb_2) - 1}{\operatorname{tg} kh + \operatorname{tg} kb_1 + \operatorname{tg} kb_2}. \qquad (XX.5)$$

Что касается диаграмм направленности рассматриваемых антенн, то их вид нетрудно предугадать. Поле излучения будет создаваться как вертикальными токами, протекающими по снижению антенны и килю самолета, так и горизонтальными, протекающими по горизонтальной части антенны и фюзеляжу. Вследствие этого, поле будет иметь две компоненты E_φ и E_θ. Диаграмма направленности для составляющей E_φ должна напоминать диаграмму диполя с осью, лежащей вдоль оси фюзеляжа.

Полярная диаграмма направленности для составляющей E_θ должна напоминать окружность. Эксперимент подтверждает эти соображения. На рис. XX.8 показаны диаграммы направленности для обеих составляющих, снятые для наклонной антенны, натянутой между фюзеляжем и килем самолета. Как видно, их форма хорошо соответствует ожидаемой. В общем случае составляющие поля E_φ и E_θ будут сдвинуты по фазе и, следовательно, результирующее поле будет поляризовано эллиптически.

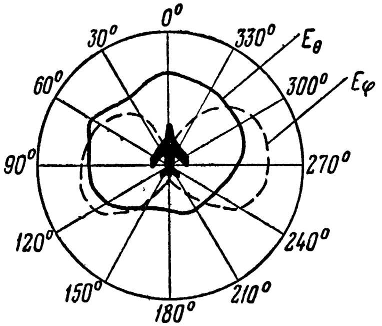


Рис. XX.8. Диаграмма направленности проволочной самолетной антенны.

В диапазоне метровых и дециметровых волн в качестве слабонаправленных самолетных антенн применяются штыревые антенны. Эти антенны представляют собой несимметричные вибраторы длиной около четверти длины волны, имеющие большое поперечное сечение и установленные, как правило, сверху и снизу фюзеляжа самолета.

Антенны такого типа используются для целей радиосвязи в диапазоне УКВ, в системе опознавания самолетов в качестве антенн ответчиков и запросчиков, в системе радионавигации в качестве антенн дальномеров и некоторых других радионавигационных устройств и т. д. Штыревая антенна используется также и в диапазоне средних волн в качестве ненаправленной антенны атоматического радиокомпаса (АРК).

По конструкции штыревые антенны, независимо от их назначения, мало отличаются друг от друга. В основном используются жесткие антенны в виде твердой сужающейся к концу лопасти и гибкие хлыстообразные штыревые антенны (рис. XX.9). Для снижения аэродинамического лобового сопротивления штыревым антеннам придается обтекаемая форма. Несмотря на это, антенны на больших скоростях полета испытывают большие аэродинамические нагрузки. Для того чтобы они могли эти нагрузки выдержать, их механическая прочность должна быть достаточно высокой. С этой целью поперечное сечение штыревых антенн делается большим, а сами антенны выполняются из прочных металлов и сплавов. Большое поперечное сечение штыревых антенн одновременно улучшает их электрические характеристики, так как делает антенны более диапазонными.

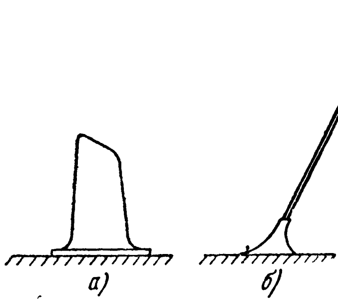


Рис. XX.9. Штыревые антенны: *а*) лопастного типа; *б*) хлыстообразного типа.

Входное сопротивление штыревой антенны определяется не только размерами и формой самой антенны, но также размерами и формой главным образом той части самолета, на которой она установлена. Измерения показали, что для сравнительно тонкой хлыстообразной антенны, установленной на фюзеляже большого (по сравнению с длиной волны) диаметра, входное сопротивление незначительно отличается от случая расположения антенны над плоской землей. Резонансная длина антенны равна приблизительно четверти длины волны, входное сопротивление при резонансе около 40 *ом*.

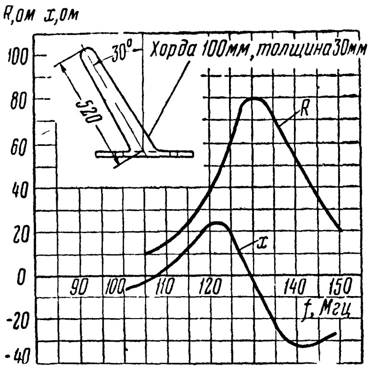


Рис. XX.10. Входное сопротивление самолетной антенны и ее эскиз.

Если же антенна толстая и диаметр фюзеляжа такого же порядка как и длина волны, то входное сопротивление антенны может значительно отличаться от величин, измеренных при расположении антенны над плоской землей. Так, например, на собственной волне входное сопротивление антенны нередко падает до 15—20 *ом*.

На рис. XX.10 для иллюстрации приведено входное сопротивление штыревой самолетной антенны, эскиз которой дан на том же рисунке. Как видно из рисунка, величины входного сопротивления резко отличаются от тех, которые можно было бы ожидать при расположении антенны над плоской землей. На первом резонансе сопротивление немного больше 10 *ом,* на втором всего лишь 80 *ом*. Второй резонанс наступает при длине значительно меньшей половины длины волны. Такое поведение входного сопротивления в диапазоне частот объясняется как большим поперечным сечением излуча-

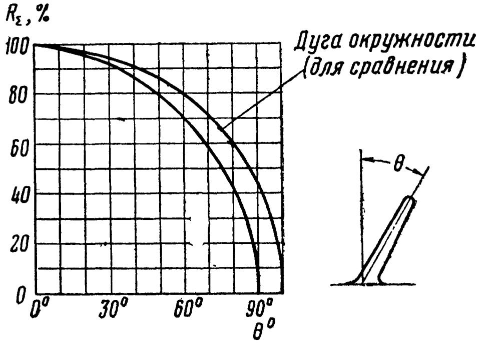
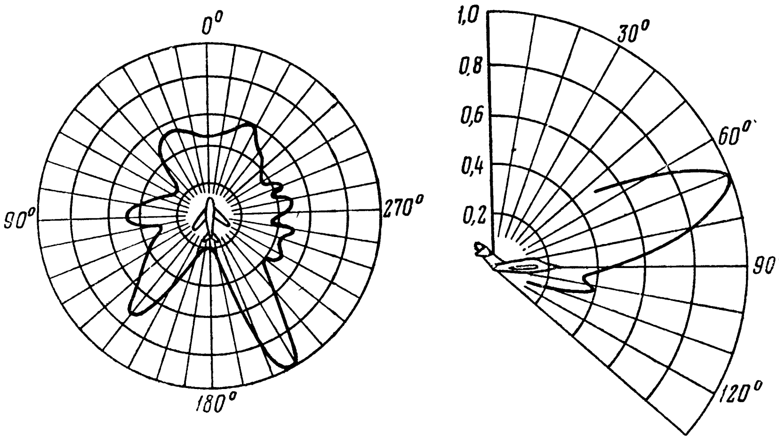


Рис. XX.11. Изменение сопротивления излучения четвертьволновой штыревой антенны в зависимости от угла наклона антенны к поверхности самолета.

теля, так и влиянием корпуса самолета. Поэтому входные сопротивления штыревых антенн рассчитать не удается, они определяются посредством измерения.

Для уменьшения лобового сопротивления штыревые антенны нередко устанавливаются наклонно к поверхности самолета. Кроме того, гибкие хлыстообразные антенны в полете могут изгибаться. В связи с этим возникает вопрос, как будет меняться входное сопротивление штыревых антенн в зависимости от угла наклона к поверхности самолета. Измерения показали, что реактивная составляющая сопротивления меняется очень мало. Так, для наклона в 45° реактивное сопротивление антенны изменяется только на 5%. Изменение сопротивления излучения четвертьволновой штыревой антенны в зависимости от угла наклона к поверхности самолета показано на рис. XX.11. Кривая этой зависимости близко приближается к дуге окружности, показанной на том же рисунке. Последнее обстоятельство позволяет быстро оценить влияние угла наклона на входное сопротивление антенны.

Диаграммы направленности штыревых антенн зависят от длины волны, типа самолета и места расположения антенны на самолете. Вследствие влияния корпуса самолета диаграммы получаются сильно изрезан-



а) б)

Рис. XX.12. Измеренные диаграммы направленности штыревой антенны на УКВ:
а) в азимутальной плоскости; *б*) в продольной вертикальной плоскости.

ными и искаженными по сравнению с диаграммами этих же антенн в случае расположения последних над землей.

В качестве примера на рис. XX.12 показаны диаграммы направленности на УКВ штыревой антенны самолета в азимутальной и продольной вертикальной плоскостях.

Диаграмма в азимутальной плоскости сильно изрезана, а в вертикальной плоскости деформирована так, что направление максимума излучения составляет угол 20° к азимутальной плоскости. Такой подъем направления максимума диаграммы объясняется дифракцией электромагнитной волны на корпусе самолета. Вызванное дифракцией ослабление излучения в азимутальной плоскости может привести к уменьшению дальности действия соответствующей радиолинии самолет—земля, особенно при размещении антенны сверху фюзеляжа.

В случае использования штыревой антенны в диапазоне средних и длинных волн (например, в комплекте автоматического радиокомпаса) диаграмма направленности в вертикальной плоскости будет иметь вид восьмерки. Однако ось диаграммы будет отклонена от оси штыря на некоторый угол θ, зависящий от места расположения антенны на самолете. Наклон диаграммы является результатом суперпозиции вертикального дипольного момента, созданного током на вертикальном штыре, с горизонтальным дипольным моментом, созданным током на горизонтальном фюзеляже. На рис. XX.13 приведены результаты экспериментального определения указанного угла наклона θ для одного из типов самолетов.* Из рисунка видно, что существуют только два положения: одно на верхней, другое на нижней средней линии фюзеляжа, для которых ось эквивалентного диполя вертикальна. Эти точки называются электрическими центрами самолета. Для нормальной работы автоматического радиокомпаса штыревая антенна

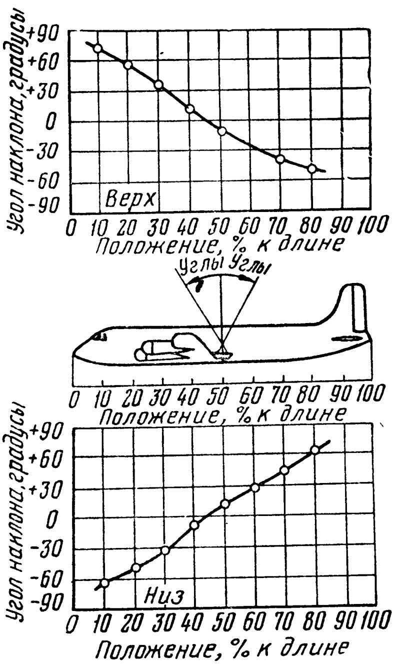


Рис. XX.13. Углы наклона оси диаграммы направленности от вертикали электрически короткого штыря, установленного на самолете.

* PIRE, May, 1955.

должна устанавливаться именно в электрическом центре самолета с тем, чтобы ось диаграммы была направлена вертикально.

5. НЕВЫСТУПАЮЩИЕ СЛАБОНАПРАВЛЕННЫЕ АНТЕННЫ

Существуют различные способы создания невыступающих антенн. Основные из них следующие:

1. Расположение антенн в специальных углублениях или нишах, сделанных в корпусе самолета.
2. Применение поверхностных антенн, образованных заменой некоторой металлической части конструкции самолета диэлектриком, в котором (или на котором) может быть помещена антенна.
3. Применение поверхностных антенн в виде медных или латунных пластин, наклеенных на остекления кабин самолета.
4. Использование щелевых антенн, прорезанных в металлической обшивке самолета.
5. Интенсивное возбуждение той или иной части корпуса самолета с тем, чтобы основным излучающим элементом являлся сам самолет или его часть.
6. Применение так называемых антенн поверхностных волн.

Использование того или иного способа для создания невыступающей антенны зависит от конкретных условий (рабочей длины волны или диапазона волн, назначения и т. п.).

Антенны, утопленные в обшивку самолета

Расположение антенны в специальных углублениях (нишах) на самолете является наиболее простым способом устранения лобового сопротивления антенн. Углубления закрываются диэлектрической пластиной заподлицо с обшивкой самолета и таким образом получается совершенно невыступающая самолетная антенна, лишенная недостатков внешних антенн.

В настоящее время наиболее распространенными антеннами такого типа являются внутрифюзеляжная рамочная антенна автоматического радиокомпаса (АРК) и внутрифюзеляжная антенна маркерного приемника.

Блок внутрифюзеляжной рамочной антенны показан на рис. XX.14.

Рамочная антенна располагается над или под фюзеляжем в плоскости симметрии самолета. При таком расположении чувствительность рамки будет наибольшей, а девиация будет наименьшей и может быть сравнительно легко учтена. Располагать антенну сбоку фюзеляжа нельзя, так как в этом случае наводимая в ней э. д. с. будет резко понижена, а кривая девиации

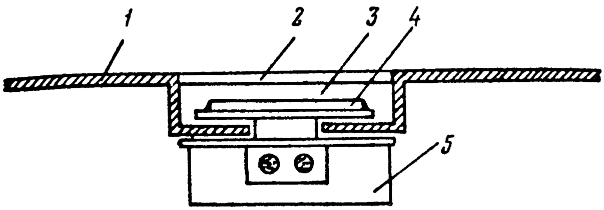


Рис. XX.14. Блок внутрифюзеляжной рамочной антенны:
1 — обшивка самолета; *2* — пластина из органического стекла; *3* — ниша; *4* — рамка; *5* — основание рамки.

будет иметь сложный характер. Причины этого лежат в особой структуре поля у поверхности самолета.

Для установки рамки заподлицо с обшивкой самолета в фюзеляже делается углубление, дно и бока которого должны составлять металлически одно целое с поверхностью фюзеляжа, образуя вместе как бы ванну или нишу. В дне этой ванны делается вырез, через который изнутри самолета в ванну вводится рамка. Блок рамки крепится так, что рамка оказывается в ванне, а основание рамки — под поверхностью дна ванны, т. е. внутри фюзеляжа.

Углубление в фюзеляже после установки рамки закрывается крышкой из диэлектрика заподлицо с поверхностью фюзеляжа. При такой установке рамка АРК нигде не выступает за пределы обтекаемой поверхности самолета. В то же время она оказывается снаружи металлической поверхности самолета и может эффективно принимать электромагнитные волны. Наличие в рамке сердечника из магнитодиэлектрика обеспечивает необходимую действующую высоту.

Другой антенной такого типа является внутрифюзеляжная антенна маркерного приемника. Последний предназначен для приема сигналов маркерных УКВ радиомаяков, располагаемых на аэродроме. Эти сигналы позволяют определить момент пролета самолета над радиомаяком посредством приведения в действие звонка или сигнальной лампочки, установленной на приборной доске летчика.

Излучаемые антенной маркерного передатчика сигналы поляризованы горизонтально. Следовательно, самолетная антенна, предназначенная для приема этих

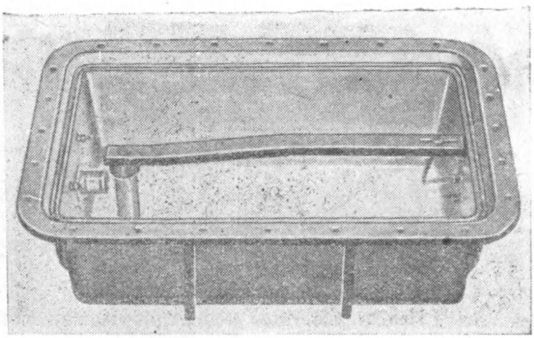


Рис XX 15 Внешний вид внутрифюзеляжной антенны маркерного приемника.

сигналов, должна иметь также горизонтальную поляризацию и такую диаграмму направленности, у которой максимум приема направлен к земле вертикально вниз.

Внешний вид одной из внутрифюзеляжных антенн показан на рис. XX.15. По существу антенна представляет собой горизонтальный вибратор, помещенный в полость в виде ванны. Внутренняя поверхность ванны играет роль рефлектора.

Поверхностные антенны

Под поверхностными самолетными антеннами здесь понимаются антенны, образованные металлизацией части диэлектрического участка поверхности самолета.

Диэлектрические участки могут быть созданы путем специальной замены части металлической конструкции самолета (например, конца киля) диэлектриком. Кроме того, в качестве таких участков могут быть использованы остекления кабин самолетов, блистеров и т. п.

Рассмотрим некоторые типы поверхностных антенн. На рис. XX.16 показаны зарубежные поверхностные антенны, предназначенные для целей связи в диапазоне метровых волн. Эти антенны создаются следующим образом. Металлический конец киля самолета заменяется диэлектриком, в качестве которого обычно используется авиационный шпон. Для обеспечения высокой изоляции

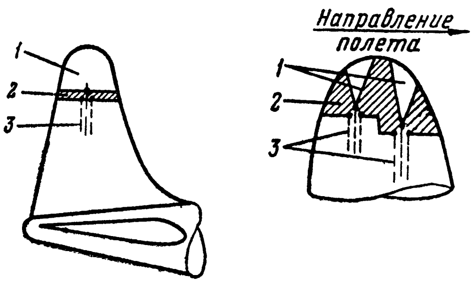


Рис. XX.16. Некоторые типы поверхностных антенн:
1 — металлическая сетка; *2* — диэлектрическая вставка; *3* — коаксиальные кабели.

шпон покрывается специальным клеем. На образовавшийся слой наклеиваются латунные сетки треугольной формы. После наклейки сеток поверхность киля заклеивается авиационным полотном и покрывается эмалью. В результате получаются совершенно невыступающие антенны, которых нельзя даже обнаружить при внешнем осмотре. Антенны соединены с коаксиальным фидером. Центральный провод фидера подключается к треугольной сетке, оболочка фидера соединена с концом металлической части киля самолета. Таким образом, рассматриваемые антенны по электрическим характеристикам аналогичны несимметричным (штыревым) вибраторам. Треугольная форма антенн создает им бóльшую поверхность и, следовательно, обеспечивает бóльшую диапазонность по входному сопротивлению. Вследствие того, что антенны располагаются на вершине киля, диаграмма направленности получается менее изрезанной, чем в случае обычных штыревых антенн, установленных на фюзеляже.

Рассмотрим другой тип поверхностных антенн, образованных наклеиванием металлической фольги на остекление кабин самолетов. На рис. XX.17 показана поверхностная антенна глиссадного приемника. Антенна представляет собой горизонтальный симметричный полуволновый вибратор, работающий на волне длиной около 1 *м*. Обе половины вибратора выполнены из медной фольги и наклеены с внутренней стороны стекла кабины штурмана.

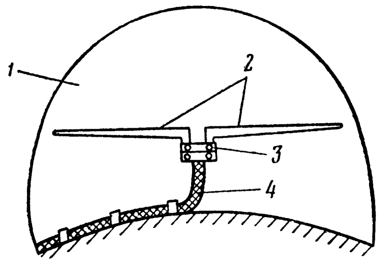


Рис. XX.17. Антенна глиссадного приемника, системы ILS, наклеенная на передней остекленной поверхности фонаря кабины штурмана:

1 — стекло кабины; *2* — полоски из медной фольги; *3* — соединительная колодка; *4* — высокочастотный кабель.

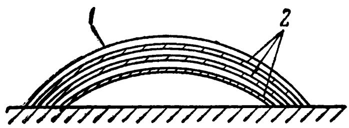


Рис. XX.18. Ненаправленная антенна автоматического радиокомпаса, наклеенная на остекленную поверхность блистера:

1 — остекленная поверхность блистера; *2* — полоски из медной фольги.

На рис. XX.18 показана открытая (ненаправленная) антенна автоматического радиокомпаса, выполненная также в виде полосок медной фольги, наклеенных на остеклении блистера.

Щелевые антенны

В диапазоне УКВ невыступающие антенны могут быть созданы путем применения щелевых излучателей. Последние представляют собой либо щели, прорезанные непосредственно в обшивке самолета, либо вполне законченные автономные конструкции щелевых антенн с возбудителем и полостью, несколько напоминающие рассмотренную выше внутрифюзеляжную маркерную антенну, устанавливаемую заподлицо с обшивкой самолета.

Возбуждение корпуса самолета

Возможность использования металлической конструкции самолета в качестве антенны привлекало внимание авиационных радиоинженеров в течение многих лет. Корпус самолета, имея удлиненную форму больших размеров и будучи выполненным из хорошо проводящего материала делается отличным излучателем, если его надлежащим образом возбудить.

На сравнительно низких частотах, на которых длина волны в несколько раз больше основных размеров самолета, возбужденный корпус самолета будет представлять собой колебательную систему с наибольшими возможными размерами и, следовательно, сможет обеспечить наилучшие электрические характеристики, возможные при габаритных ограничениях, имеющих место на самолете.

В диапазоне коротких волн размах крыльев и длина фюзеляжа становятся порядка длины волны и корпус самолета может интенсивно излучать, так как отдельные части его могут резонировать. Наконец, в диапазоне УКВ можно возбуждать отдельные элементы конструкции самолета или их части (часть киля, стабилизатора, крыла).

Волновое сопротивление основных частей самолета будет значительно ниже, чем проволочных антенн, вследствие значительного увеличения отношения толщины излучающего элемента к его длине.

Вследствие низкого волнового сопротивления диапазонность антенны в виде возбужденного корпуса самолета будет значительно большей, чем тонкой проволочной антенны.

Основная проблема использования самолета в качестве антенны заключается в том, как его возбуждать. Корпус самолета возбуждается практически любой слабонаправленной* самолетной антенной, в том числе и обычной жесткой проволочной. Токи проводимости в проволоке антенны переходят в токи смещения и затем, замыкаясь на корпус самолета, создают опять токи проводимости на поверхности самолета. Эти поверхностные токи создают поле излучения, так же как и токи в проволоке антенны. Результирующее электромагнитное поле является суперпозицией (наложением) полей, создаваемых токами антенны и поверхностными токами самолета.

Хотя любая слабонаправленная самолетная антенна является возбудителем токов в корпусе самолета, из этого вовсе не следует, что корпус самолета при таком возбуждении будет эффективно излучать.

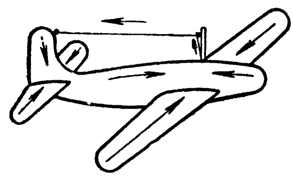


Рис. XX.19. Направление токов, протекающих по корпусу самолета и по антенне.

Рассмотрим в качестве примера обычную жесткую проволочную антенну. На рис. XX.19 показано направление тока, протекающего по антенне и корпусу самолета. Из этого рисунка видно, что в левом и правом крыльях, а также в левой и правой частях стабилизатора, токи протекают в противоположных направлениях. Очевидно такие токи не создадут достаточно сильного поля излучения, так как их действие будет в значительной степени взаимно компенсировано. Также в противоположных направлениях протекают токи в проволоке антенны и фюзеляже самолета. Они будут также в значительной степени компенсировать друг друга. Однако полной взаимной компенсации не получится, так как ток в фюзеляже будет меньше тока в проволоке антенны (вследствие того, что ток в фюзеляже составляет только часть «обратного» тока антенны). Кроме того, поля, создаваемые в какой-либо точке пространства током в проволоке антенны и током в фюзеляже, будут сдвинуты по фазе на угол, несколько отличающийся от 180°, вследствие разности хода лучей от проволоки антенны и фюзеляжа. Эта разность хода

* В случае остронаправленной антенны корпус самолета может оказаться вне зоны действия антенны и поэтому его влияние будет ничтожным.

зависит от направления на точку наблюдения и от высоты расположения антенны над фюзеляжем. Чем выше расположена антенна, тем больше разность хода и тем интенсивнее она излучает.

По аэродинамическим соображениям высота проволочных самолетных антенн мала. Вследствие этого провод антенны и корпус самолета образуют систему, в электродинамическом отношении похожую на разомкнутую длинную линию. Входное сопротивление такой антенны напоминает входное сопротивление разомкнутой длинной линии с умеренными потерями, среди которых только часть обусловлена излучением. Таким образом, обычная жесткая проволочная антенна не является хорошим средством для возбуждения самолета.

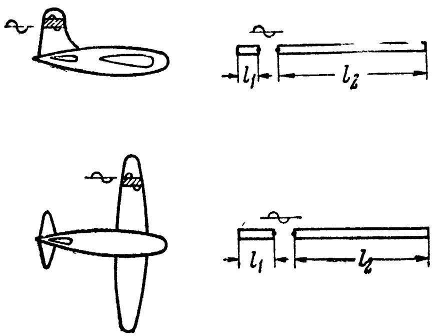


Рис. XX.20. Способы последовательного возбуждения корпуса самолета.

Для того чтобы корпус самолета эффективно излучал, нужно возбудить его таким образом, чтобы токи, протекающие по различным частям поверхности самолета, создавали достаточно сильное результирующее поле излучения, а не компенсировали взаимно друг друга или не были бы слишком слабыми.

Способы интенсивного возбуждения корпуса самолета могут быть различными. В основном их можно разделить на две группы: последовательное возбуждение и шунтовое или шлейфовое возбуждение.

При последовательном возбуждении корпус самолета в том или ином месте разрезается и между образовавшимися двумя частями включается э. д. с. высокой частоты.

На рис. XX.20 слева показаны возможные способы последовательного возбуждения самолета, а справа—их приближенные эквивалентные схемы.

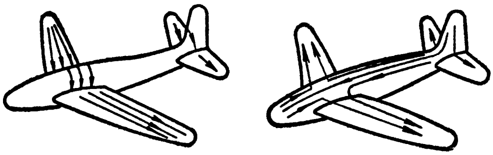
Антенны такого типа приближенно можно рассматривать как несимметрично возбуждаемый вибратор (рис XX.20). Входное сопротивление такого вибратора может быть приближенно представлено следующим простым выражением:

$$Z_{вх} = \frac{1}{2}(Z_1 + Z_2),$$

где Z_1 — входное сопротивление симметричного вибратора длиной $2l_1$;

Z_2 — входное сопротивление симметричного вибратора длиной $2l_2$.

Если длина l_1 возбуждаемого конца киля или крыла мала по сравнению с длиной волны, а общая длина $l_1 + l_2$ имеет порядок длины волны, то реактивная составляющая полного входного сопротивления будет в основ-



а) б)

Рис. XX.21. Виды резонансных токов на самолете:
а) симметричные токи, *б*) асимметричные токи.

ном определяться длиной l_1, тогда как активное сопротивление будет зависеть в основном от l_2. Очевидно, что максимум активного сопротивления будет на тех частотах, на которых длина l_2 будет равна целому числу полуволн.

В рассматриваемом случае под длиной l_1 следует понимать длину изолированной части конца киля или крыла, а под длиной l_2 — длину пути тока по остальной части корпуса самолета. Последняя длина зависит от типа возбуждаемых колебаний — симметричных и асимметричных (рис. XX.21).

Антенна в виде изолированного конца киля возбуждает только асимметричные виды колебаний в корпусе самолета и связана с ними весьма тесно. На рис. XX.22 показано измеренное входное сопротивление такой антенны,* причем длина изолированной части киля равнялась 2,1 *м*. Кривая реактивной составляющей подобна кривой реактивности короткого диполя, тогда как кривая активного сопротивления имеет два ярко выражен-

* PIRE, May, 1955

ных пика: один на частоте 4 *Мгц*, другой — на 17 *Мгц*. Размеры самолета были таковы, что на частоте 4 *Мгц* возникал резонанс на пути тока киль—фюзеляж—крыло, а на частоте 17 *Мгц* — резонанс на пути киль—стабилизатор. Исследования показали, что изменение размеров возбуждаемого конца киля при неизменной ширине зазора очень мало влияет на кривую активного сопротив-

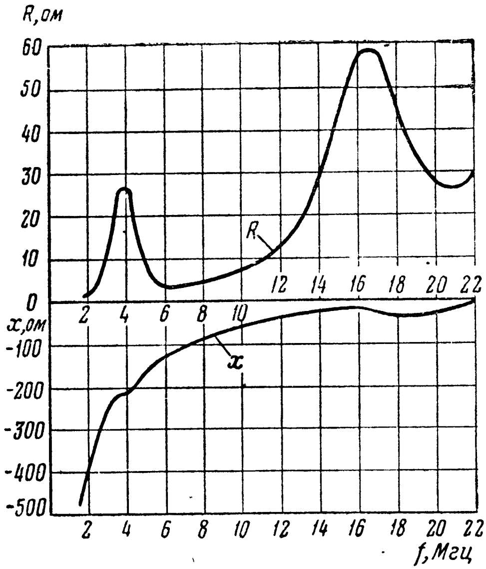


Рис. XX.22. Входное сопротивление антенны в виде изолированного конца киля.

ления, но существенно влияет на уровень кривой реактивного сопротивления. Изменение ширины изолирующего зазора оказывает заметное влияние на величину входного сопротивления, так как при этом изменяется шунтирующая емкость. Размеры зазора обычно выбираются минимальными, при которых еще не происходит электрический пробой на больших высотах.

На рис. XX.23 показаны измеренные кривые входного сопротивления антенны в виде изолированной части крыла самолета.* Длина изолированного конца крыла равнялась 0,6 *м*. Такая антенна не обладает симметрией и поэтому будет возбуждать как симметричные, так и

* PIRE, May, 1955.

асимметричные виды колебаний. Вид кривой реактивного сопротивления такой же, как и в предыдущем случае, зато кривая активного сопротивления имеет большее число максимумов. Резонансные частоты, связанные с асимметричным видом колебаний «киль—фюзеляж—крыло» и первым симметричным колебанием крыла, совпадают и составляют 4 *Мгц*. Пик на 6 *Мгц*

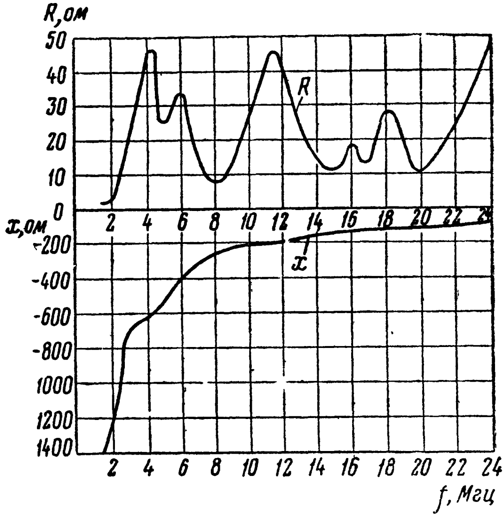


Рис. XX.23. Входное сопротивление антенны в виде изолированного конца крыла самолета.

обусловлен резонансом на пути крыло—нос фюзеляжа. Аналогично могут быть объяснены пики на 12, 18 и 24 *Мгц*, что подтверждается проведенными измерениями распределения тока на этих частотах. Симметричные виды колебаний типа «крыло—крыло» выражены слабо, так как вследствие экранирующего действия фюзеляжа токи на невозбуждаемом крыле малы.

Шунтовое возбуждение

При шунтовом (шлейфовом) возбуждении самолета разрезать его корпус не требуется. Возможные способы такого возбуждения и эквивалентные им схемы показаны на рис. XX.24. Попутно заметим, что шунтовой метод возбуждения часто называют шлейфовым потому, что питающий провод и поверхность самолета под ним образуют петлю или шлейф.

Как видно из рис. XX.24, шлейфовое возбуждение киля самолета имеет своим аналогом заземленный несимметричный вибратор с шунтовым питанием. Роль

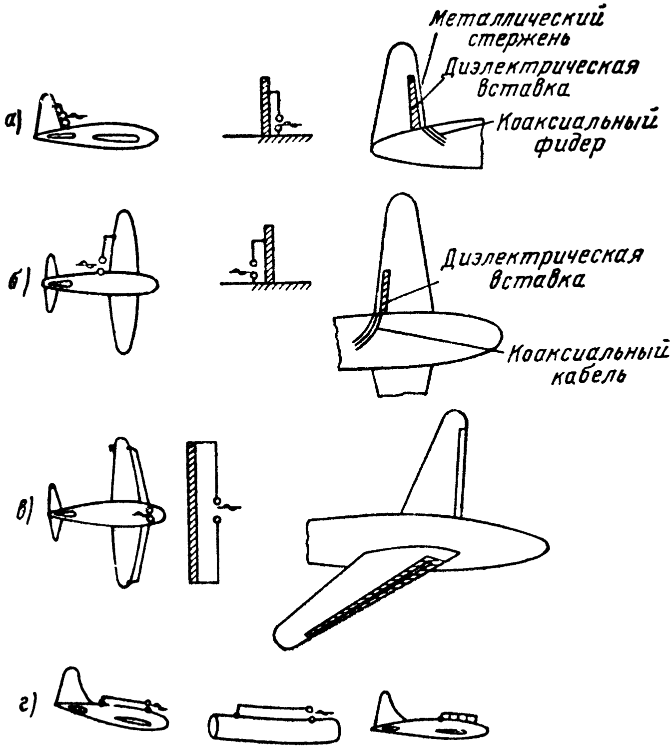


Рис. XX.24. Способы шунтового возбуждения корпуса самолета.

вибратора играет киль самолета, роль «земли» — фюзеляж. Аналогичную схему мы имеем при шлейфовом возбуждении крыла. При симметричном возбуждении крыльев аналогом является петлевой вибратор (шлейф-вибратор) с проводниками неодинакового сечения. Более сложная электродинамическая система образуется при шлейфовом возбуждении фюзеляжа. Ее можно рассматривать как несимметричное шлейфовое возбуждение цилиндра, Для того чтобы сделать шлейфовую антенну совершенно не выступающей за профиль самолета, практическое осуществление шлейфового возбуждения делается примерно так, как показано в правом столбце на рис. XX.24. В таких элементах конструкции самолета как киль и крыло делается вырез, заполняемый диэлектрической вставкой таким образом, чтобы обводы самолета не были нарушены. В диэлектрической вставке располагается металлический стержень, один конец которого соединен с килем или крылом, а другой — с центральным проводником коаксиального фидера. Оболочка фидера соединяется с корпусом самолета.

Простейшую шлейфовую антенну можно получить, если замкнуть на корпус самолета ближайший к килю конец обычной жесткой проволочной антенны. Однако такая антенна сохранит все недостатки наружных проволочных антенн и вследствие слабой электромагнитной связи с самолетом будем иметь электрические характеристики, мало отличающиеся от характеристик обычных проволочных антенн. Отличие будет лишь в том, что ее характеристики будут походить на характеристики не разомкнутой линии, а короткозамкнутой.

Задачей конструктора является выбрать такое место для шлейфовой антенны и такую ее форму, чтобы при хороших аэродинамических характеристиках обеспечить наибольшую электромагнитную связь между антенной и корпусом самолета.

Для усиления этой связи требуется, чтобы возбуждающая рамка, образованная питающим проводником и обшивкой самолета, перехватывала максимальное число магнитных силовых линий, которые окружают корпус самолета.

Вследствие искажения структуры поля самолетом, напряженность магнитного поля вблизи различных точек его поверхности будет различной. Эта напряженность зависит от распределения тока по поверхности самолета. Плотность тока и, следовательно, напряженность местного магнитного поля будет наибольшей в тех местах, где радиус кривизны поверхности самолета наименьший. Следовательно, наибольшая напряженность магнитного поля будет вблизи передних и задних кромок крыльев, киля и стабилизатора.

В диапазоне коротких волн наиболее целесообразно возбуждать крылья самолета. Поэтому наилучшие результаты с точки зрения электрических характеристик можно получить, если проводник шунтового питания поместить в плоскости крыла вблизи передней или задней кромки или же внутри диэлектрического обтекателя, заменяющего часть крыла. Однако, вследствие трудностей, связанных с изменением конструкции самолета, такой вид возбуждения пока еще не нашел широкого применения. Интересно отметить, что напряженность поля вблизи кромок крыльев быстро убывает по мере удаления от них. Это позволяет располагать возбуждающий проводник на небольшом расстоянии от кромки крыла без существенного ослабления электромагнитной связи.

В случае расположения возбуждающего проводника над фюзеляжем, такого быстрого убывания поля с увеличением расстояния не будет и для усиления связи с корпусом самолета потребуется увеличить площадь рамки, т. е. располагать возбуждающий шлейф по возможности выше над фюзеляжем. Однако это противоречит стремлению обеспечить минимальное аэродинамическое сопротивление. Эти противоречия разрешаются путем нахождения разумного компромисса.

Мы здесь кратко рассмотрели основные типы самолетных слабонаправленных антенн. Что касается остронаправленных антенн, то, как уже указывалось, они мало отличаются от своих наземных аналогов. В то же время для остронаправленных самолетных антенн возникают свои специфические проблемы, связанные с их размещением на самолете, конструкцией и материалом обтекателей, способных выдержать действие высоких температур, которые возникают при полете со сверхзвуковой скоростью и т. п. Однако эти вопросы, являющиеся узкоспециальными, здесь рассматриваться не будут.

ГЛАВА XXI

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АНТЕНН

1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущих главах были рассмотрены принципы устройства различных типов антенн и методы расчета их основных параметров. Однако в ряде случаев эти расчеты являются весьма приближенными и не учитывают ряда факторов. Кроме того, не всегда и не все параметры антенн могут быть рассчитаны даже приближенно. Поэтому необходимо уметь определять основные параметры антенн путем измерения.

Методика измерения указанных параметров в значительной мере зависит от диапазона волн, в котором используется антенна. Так, например, измерение ряда параметров антенн длинных, средних и коротких волн должно проводиться с учетом влияния земли. Измерение же параметров многих антенн СВЧ, особенно остронаправленных, может проводиться без учета влияния земли.

На основании принципа взаимности *соответствующие параметры антенны будут одинаковыми независимо от того проводятся ли измерения в режиме передачи или в режиме приема.* Поэтому в некоторых случаях определяются параметры антенны, работающей на передачу, а иногда при работе на прием в зависимости от того, что является более удобным.

В данной главе кратко рассматриваются методы измерения таких основных параметров антенн как входное сопротивление, диаграмма направленности, коэффициент направленного действия, поляризационная характеристика.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ВХОДНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ АНТЕНН

Входное сопротивление антенны в принципе можно измерять точно таким же образом как любое другое комплексное сопротивление на соответствующей частоте.

На коротких и более длинных волнах для этой цели применяются *приборы, построенные на мостовых радиочастотных схемах, на схемах замещения, а также куметры*. Устройство этих приборов и методы измерения с их помощью рассматриваются в литературе по радиотехническим измерениям. При измерении сопротивления антенны необходимо дополнительно учитывать, что *излучение антенны может воздействовать на измерительный прибор* и поэтому последний необходимо более тщательно экранировать. В процессе измерения необходимо также обращать внимание на то, чтобы *вблизи антенны не находились посторонние предметы, которые могут изменить входное сопротивление антенны.*

Упомянутые выше приборы в большинстве случаев имеют несимметричный выход (один зажим соединен с корпусом прибора непосредственно или через емкость) и потому могут быть использованы для измерения сопротивления несимметричных антенн. Для симметричных антенн следует применять измерительные приборы с симметричным выходом. Кроме того, в некоторых случаях для определения входного сопротивления симметричной антенны можно произвести измерение сопротивления одной половины антенны, превратив ее в несимметричную (заменив вторую половину экраном достаточной величины), и удвоить результат измерения.

В диапазоне СВЧ для измерения входного сопротивления антенн, как правило, используются *измерительные линии*. Блок-схема измерения показана на рис. XXI.1. На вход линии *1* подключается измерительный генератор *2* соответствующего диапазона частот, а на выход — измеряемая антенна *3*, расположенная над экраном *4*.

Передвижная головка *5*, с зондом *6*, погруженным в линию, и индикатором *7* позволяет измерять распределение напряжения вдоль линии. При измерении определяется коэффициент бегущей волны (по отношению напряжения в минимуме к напряжению в максимуме), а также расстояние от первого минимума напряжения до нагрузки (антенны). По этим данным с помощью круговой диаграммы сопротивлений легко определяется входное сопротивление измеряемой антенны.

Иногда является затруднительным измерить расстояние от места включения антенны (т. е. от конца линии) до первого минимума. В этом случае конец ли-

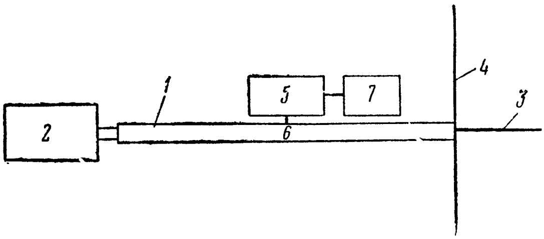


Рис. XXI.1. Блок-схема для измерения входного сопротивления антенны с помощью измерительной линии.

нии замыкают накоротко и определяют местоположение минимума напряжения на линии, которое будет находиться на расстоянии, кратном целому числу полуволн от конца линии. Положение этого минимума и будет

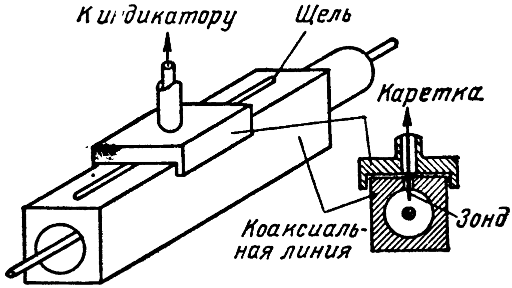


Рис. XXI.2. Эскиз коаксиальной измерительной линии дециметрового диапазона волн.

определять искусственный конец линии, так как изменение длины линии (без потерь) на целое число полуволн не меняет в ней распределения напряжения.

На рис XXI.2 показан эскиз *коаксиальной измерительной линии* дециметрового диапазона волн.

На рис. XXI.3 изображена *волноводная измерительная линия* для волн типа H_{10}. В середине широкой стенки прямоугольного волновода *1* прорезана узкая продольная щель, вдоль которой перемещается отрезок дополнительного волновода *2*, установленного на каретке *3*. Отрезок коаксиальной линии *4* с зондом, погруженным в щель, соединяет оба волновода между собой. На волноводе *2* установлена детекторная головка *5* с индикатором, позволяющим отсчитывать относительные значения напряженности поля внутри волновода. Перемещение каретки осуществляется вращением ручки *6*, а положение зонда отмечается по шкале *7*.

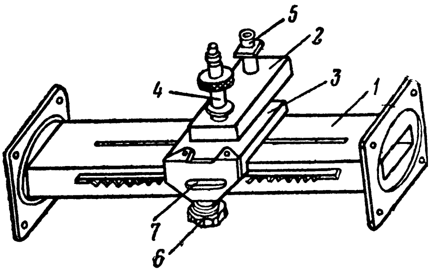


Рис. XXI.3. Эскиз волноводной измерительной линии.

Волноводная измерительная линия включается последовательно между измерительным генератором (обычно клистронного типа) *и измеряемой антенной СВЧ.*

Измерительные линии используются не только для измерений входных сопротивлений антенн, но еще чаще *для проверки или контроля величины $k_{бв}$ в фидерных трактах*. Необходимость в такой проверке возникает в процессе наладки фидерных трактов, когда необходимо добиться должного согласования отдельных участков тракта между собой. Измерительные линии также иногда используются в процессе эксплуатации аппаратуры для контроля исправности антенно-фидерного устройства путем измерения величины $k_{бв}$, которая не должна падать ниже определенного значения.

Для целей контроля величины $k_{бв}$ в эксплуатации более удобными являются специальные приборы так называемые *рефлектометры*, по шкале которых можно непосредственно определять величину $k_{бв}$ в фидерном тракте.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Для снятия пространственной диаграммы направленности передающей антенны следует произвести измерение напряженности поля, создаваемого антенной, на больших, но одинаковых расстояниях от антенны в разных направлениях в пространстве. Однако обычно ограничиваются измерением *диаграмм направленности в двух или трех главных плоскостях* (например, в горизонтальной плоскости и в одной или двух вертикальных).

Диаграмму направленности можно снимать, используя исследуемую антенну в режиме передачи или приема. В первом случае с помощью соответствующего прибора, перемещаемого вокруг антенны, *производятся измерения относительной величины напряженности поля в различных направлениях в соответствующей плоскости.* В некоторых случаях при снятии диаграммы измеритель поля остается неподвижным, а *исследуемая передающая антенна поворачивается* вокруг своей оси.

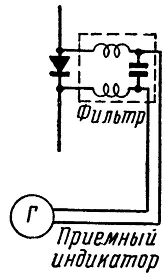
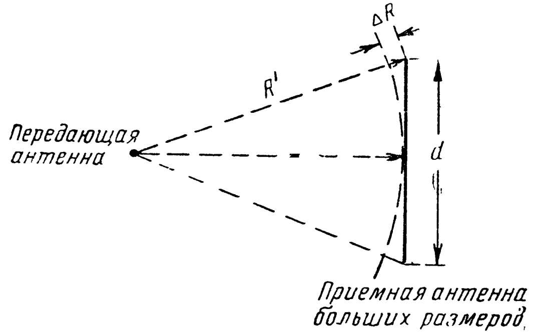


Рис. XXI.4. Схема простейшего индикатора напряженности поля.

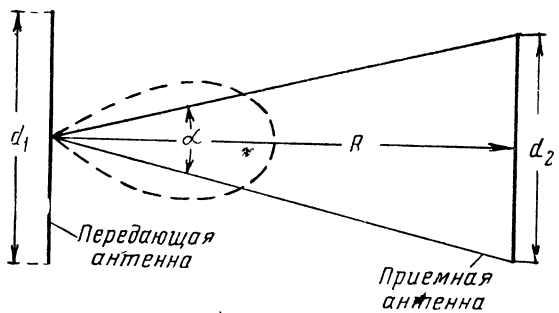
На рис. XXI.4 показана схема простейшего приемного индикатора напряженности поля, состоящего из симметричного вибратора (обычно полуволнового), детектора, фильтра, гальванометра и отрезка фидера, соединяющего приемный вибратор с гальванометром. Для того чтобы по показаниям гальванометра можно было судить об относительных значениях напряженности поля, необходимо знать градуировку детектора, т. е. зависимость показаний гальванометра от напряжения на зажимах детектора. При малых значениях напряженности поля характеристика детектора будет приблизительно квадратичной.

При снятии диаграммы направленности необходимо учитывать поляризацию поля исследуемой антенны. В процессе измерений необходимо проверять наличие и отмечать значения как меридиональной, так и азимутальной составляющих напряженности поля. Если исследуемая антенна линейной поляризации, можно ограничиться измерением только одной составляющей поля, устанавливая приемную антенну в соответствии с поляризацией поля передающей антенны.

При измерении диаграммы направленности антенны *расстояние между передающей и приемной антеннами* *должно быть достаточно большим.* Необходимо, чтобы приемная антенна находилась в области, где поле индукции пренебрежимо мало по сравнению с полем излучения, т. е. в дальней зоне. Для антенн, размеры ко-



а)



б)

Рис. XXI.5. К определению минимального расстояния между антеннами при измерении диаграмм направленности:

а) одна из антенн (приемная) имеет большие размеры; *б*) обе антенны (передающая и приемная) имеют большие размеры.

торых не велики по сравнению с длиной волны, указанное условие выполняется уже на расстоянии в несколько длин волн. Однако, если размеры хотя бы одной из антенн (передающей или приемной) велики по сравнению с волной, расстояние между антеннами должно быть значительно большим. Поясним это, обратившись к рис. XXI.5, *а*, где показаны передающая антенна малых размеров и приемная антенна больших размеров. Расстояние между серединами антенн обозначено через R. Если бы расстояние R было очень велико, электромагнитная волна, падающая на приемную антенну, имела бы одинаковую фазу во всех точках вдоль стороны d. Этому условию соответствовала определенная диаграмма направленности приемной антенны. Однако при малом расстоянии R фаза поля падающей волны в разных точках вдоль приемной антенны будет уже не одинаковой. Наибольшая разность хода лучей

$$\Delta R = R' - R = \sqrt{R^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2} - R =$$

$$= R\left(1 + \frac{1}{8}\frac{d^2}{R^2}\right) - R = \frac{d^2}{8R}. \qquad \text{(XXI.1)}$$

Опыт показывает, что при $\Delta R \leqslant \frac{\lambda}{16}$ искажения при измерении диаграммы направленности получаются уже незначительными. Поэтому расстояние между антеннами желательно брать не меньше чем

$$R = 2\frac{d^2}{\lambda}. \qquad \text{(XXI.2)}$$

В случае, если обе антенны (передающая и приемная) имеют большие размеры (рис. XXI.5, *б*), следует еще учесть условие о том, чтобы амплитуда напряженности поля, создаваемого передающей антенной вблизи разных точек, вдоль приемной антенны была одинаковой (условие однородности волны вблизи приемной антенны). Из упомянутого рисунка видно, что при малом расстоянии R амплитуда поля на краях приемной антенны получается меньшей, чем в середине антенны, вследствие направленного излучения передающей антенны. Теория и опыт показывают, что для исключения указанных амплитудных ошибок расстояние между антеннами должно быть не меньше, чем

$$R = \frac{(d_1 + d_2)^2}{\lambda}. \qquad \text{(XXI.3)}$$

На рис. XXI.6 показано расположение аппаратуры при измерении диаграммы направленности антенны СВЧ. Исследуемая антенна используется в режиме приема. При снятии диаграммы в горизонтальной плоскости приемная антенна поворачивается вокруг вертикальной оси с помощью поворотного механизма, а передающая антенна остается неподвижной.

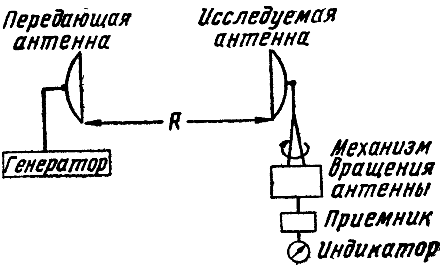


Рис. XXI.6. Примерное расположение аппаратуры при снятии диаграммы направленности антенны СВЧ.

До начала измерения диаграммы следует удостовериться в отсутствии приема посторонних сигналов. Для этого надо убедиться, что при выключенном генераторе и нормальном усилении в приемнике выходной индикатор не дает показаний.

В процессе снятия диаграммы необходимо следить за тем, чтобы мощность генератора, питающего передающую антенну, не изменялась.

При снятии диаграмм направленности антенн в помещении необходимо удостовериться в отсутствии стоячих волн поля в месте расположения антенн. Для этого одну из антенн плавно удаляют от другой. Амплитуда поля при этом должна непрерывно убывать.

Диаграммы направленности антенн, устанавливаемых на движущихся объектах (самолетах, судах и т. д.), часто снимаются с помощью моделей. Более подробно этот вопрос рассматривается в последнем параграфе данной главы.

4. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ АНТЕНН

Для измерения коэффициента усиления антенн применяется ряд методов относительных и абсолютных. Здесь мы остановимся только на одном простейшем *относительном* методе (или методе сравнения), который широко применяется при измерении коэффициента усиления антенн СВЧ.

При рассматриваемом относительном методе измерения *излучение исследуемой антенны сравнивается с излучением некоторой эталонной антенны с известным коэффициентом усиления.* В диапазоне СВЧ в качестве эталонных антенн применяют рупоры, коэффициент усиления которых может быть довольно точно определен, например, расчетным путем. На более длинных волнах в качестве эталона можно использовать симметричный полуволновый вибратор.

Блок-схема установки для измерения коэффициента усиления антенны относительным методом показана на рис. XXI.7.

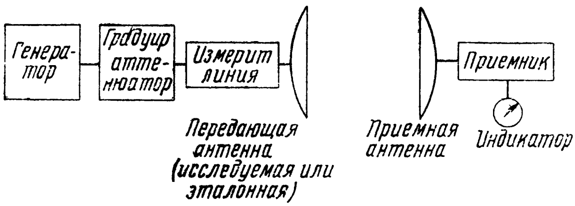


Рис. XXI.7. Блок-схема установки для измерения коэффициента усиления антенны относительным методом

Колебания от генератора через градуированный и согласованный аттенюатор и измерительную линию поступают в исследуемую антенну. Излученные волны достигают приемной антенны. Показания индикатора на выходе приемника замечаются. При этом отмечаются также показания аттенюатора и значение $k_{бв}$, определяемого с помощью измерительной линии. Далее исследуемая антенна заменяется эталонной и регулировкой аттенюатора добиваются тех же показаний индикатора приемника, которые были при первоначальном измерении. При этих условиях можно считать, что плотность потока электромагнитной энергии вблизи приемной антенны в обоих случаях одинакова.

Плотность потока, создаваемого исследуемой антенной,

$$\Pi_1 = \frac{P_{ген}}{N_1}(1 - |p_1|^2)\,G_{иссл}\frac{1}{4\pi R^2}.$$

То же для эталонной антенны

$$\Pi_2 = \frac{P_{ген}}{N_2}(1 - |p_2|^2)\, G_{эт} \frac{1}{4\pi R^2}.$$

В этих выражениях:

$P_{ген}$ — мощность на выходе генератора;

N_1 и N_2 — коэффициенты ослабления (по мощности), даваемые аттенюатором при включении исследуемой и эталонной антенны соответственно;

$|p_1|$ и $|p_2|$ — модули соответствующих коэффициентов отражения в измерительной линии;

$G_{иссл}$ и $G_{эт}$ — коэффициенты усиления исследуемой и эталонной антенн;

R — расстояние между антеннами.

Приравнивая Π_1 и Π_2 и учитывая, что $|p| = \frac{1 - k_{бв}}{1 + k_{бв}}$, получаем

$$G_{иссл} = \frac{N_1}{N_2}\,\frac{1 - |p_2|^2}{1 - |p_1|^2}\, G_{эт} = \frac{N_1}{N_2}\,\frac{k_{бв_2}}{k_{бв_1}}\left(\frac{1 + k_{бв1}}{1 + k_{бв2}}\right)^2 G_{эт}. \quad \text{(XXI.4)}$$

Для упрощения расчетов, а также уменьшения погрешностей, связанных с неточным определением $k_{бв}$, желательно обеспечить хорошее согласование с линией исследуемой и эталонной антенн, т. е. добиться, чтобы $k_{бв_1}$ и $k_{бв_2}$ были близки к единице.

В этом случае

$$G_{иссл} = \frac{N_1}{N_2} G_{эт}. \quad \text{(XXI.5)}$$

При измерении надо следить за тем, чтобы максимум диаграмм передающей и приемной антенн были ориентированы вдоль прямой, проходящей через эти антенны.

Расстояние R между антеннами должно быть достаточно большим и удовлетворять выражению (XXI.3).

Выше был рассмотрен метод определения коэффициента усиления антенны, включаемой в передающий тракт. Для измерения коэффициента усиления исследуемую антенну можно сравнивать с эталонной также и в режиме приема. При таком способе измерения необходимо, чтобы обеспечивались условия отбора наибольшей мощности в приемник, т. е. чтобы последний был должным образом согласован с антенной.

5. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Одним из простейших методов измерения поляризационной характеристики является *метод, основанный на использовании приемной антенны с линейной поляризацией поля.*

Известно, что поляризационный эллипс лежит в плоскости фронта волны. Поэтому плоскость приемной антенны совмещают с плоскостью, перпендикулярной направлению распространения. Для измерения поляризационной характеристики указанную антенну поворачивают вокруг оси, совпадающей с направлением движения волны и проходящей через точку, в которой определяется поляризационная характеристика.

На рис. XXI.8, *а* в качестве примера показана используемая для измерений приемная антенна в виде полуволнового вибратора, расположенного в плоскости чертежа. Вибратор соединен с приемником, выходной индикатор которого проградуирован так, что позволяет определять относительные изменения э. д. с. в антенне.

Пусть волна падает на вибратор с направления, перпендикулярного плоскости чертежа, а *вибратор постепенно поворачивается* в плоскости листа. В каждом положении вибратора индуктируемая в нем э. д. с. будет пропорциональна максимальной проекции на вибратор вращающегося вектора электрического поля.

Поэтому в результате подобных измерений не определяется непосредственно поляризационный эллипс, показанный на рис. XXI.8, *б* пунктиром, а получается так называемая поляризационная диаграмма, изображенная на рисунке сплошной кривой. Если, например, приемный вибратор ориентирован вдоль направления OP, индуктируемая э. д. с. в нем будет пропорциональна максимальной проекции на это направление вращающегося вектора поля, т. е. пропорциональна отрезку OP'. Если вибратор ориентирован вдоль OQ, максимальная проекция будет пропорциональна OQ' и т. д. В случае поля линейной поляризации эллипс поляризации вырождается в прямую линию (пунктир на рис. XXI.8, *в*), а поляризационная диаграмма имеет вид восьмерки (сплошная линия на рис. XXI.8, *в*).

По измеренной поляризационной диаграмме можно построить поляризационный эллипс *. Однако практически в этом нет необходимости, так как основной параметр — *коэффициент равномерности поляризационного эллипса можно определить непосредственно из поляризационной диаграммы.* Действительно, из рис. XXI.8, *б* видно, что большая и малая оси поляризационного эллипса и непосредственно измеряемой поляризационной

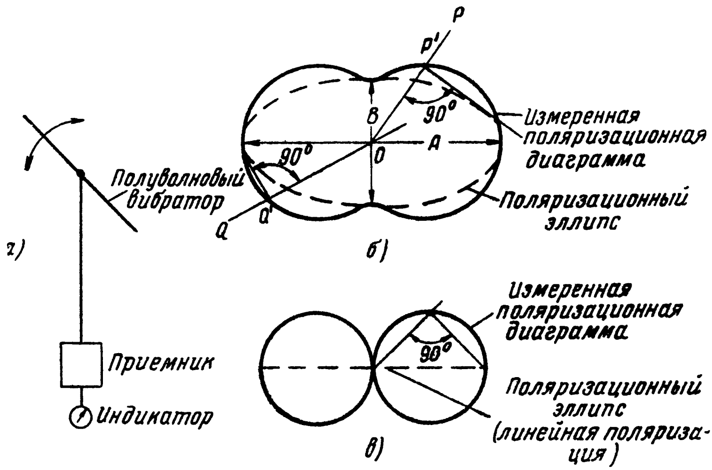


Рис XXI.8. Поворотный полуволновой вибратор, используемый для измерения поляризационной диаграммы (*а*); к определению связи между измеренной поляризационной диаграммой и поляризационным эллипсом (*б*); поляризационная диаграмма в случае поля линейной поляризации (*в*).

диаграммы совпадают, т. е., коэффициент равномерности поляризационной характеристики

$$m = \frac{B}{A} = \frac{\mathcal{E}_{A\,\text{мин}}}{\mathcal{E}_{A\,\text{макс}}}, \qquad (XXI.6)$$

где $\mathcal{E}_{A\text{мин}}$ и $\mathcal{E}_{A\text{макс}}$ — минимальное и максимальное значения э. д. с. в приемном вибраторе, которые определяются по показаниям индикатора на выходе приемника.

При измерении поляризационной диаграммы антенн СВЧ целесообразно в качестве приемной антенны ли-

* См. «Техника сверхвысоких частот». «Советское радио», 1952, стр. 147.

нейной поляризации использовать не простой вибратор, а более остронаправленную антенну.

Примерная схема подобной установки показана на рис. XXI.9. Исследуемая антенна вращающейся поляризации (рупор) установлена неподвижно. Приемный рупор линейной поляризации поворачивается вокруг горизонтальной оси. *По показаниям индикатора на выходе приемника, соответствующим каждому положению приемного рупора, можно построить поляризационную диа-*

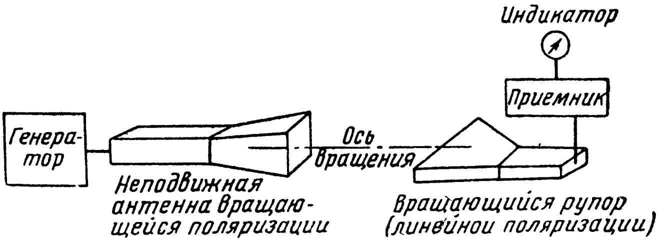


Рис. XXI.9. Примерная схема установки для измерения поляризационной диаграммы антенны СВЧ.

грамму, а по ней определить коэффициент равномерности поляризационного эллипса, как указывалось выше.

Расстояние между передающей и приемной антеннами должно быть таким же, как при снятии диаграмм направленности (выражение XXI.3).

6. ИССЛЕДОВАНИЕ АНТЕНН НА МОДЕЛЯХ

При проектировании антенн нередко возникает потребность проверить результаты расчета непосредственным измерением электрических характеристик спроектированной антенны. Целесообразность таких измерений объясняется тем, что методы расчета в большинстве случаев являются приближенными. Кроме того, часто при поверочных расчетах первоначально задаются формой и размерами антенны, а затем рассчитываются ее электрические параметры. В этом случае в процессе эксперимента можно подобрать оптимальные характеристики антенны, внося в ее конструкцию те или иные изменения.

Если спроектированная антенна имеет большие размеры, а все антенное сооружение является громоздкой и дорогостоящей конструкцией, целесообразно проводить *измерения на модели антенны, имеющей значительно меньшие размеры по сравнению с натуральной антенной.* Моделирование особенно целесообразно и удобно при исследовании длинноволновых и некоторых коротковолновых антенн, так как размеры таких антенн обычно бывают весьма велики.

Модельные измерения в электромагнитных системах основаны на принципе электродинамического подобия, который является прямым следствием линейности уравнений Максвелла.

Согласно этому принципу в геометрически подобных электродинамических системах распределение напряженностей электрического и магнитного полей также подобно при соблюдении следующих условий. Если все геометрические размеры натуральной системы уменьшены в модельной системе в n раз, то электрические параметры модельной системы должны быть изменены следующим образом:

$$f_{\text{м}} = nf_{\text{н}}; \quad \mu_{\text{м}} = \mu_{\text{н}}; \quad \sigma_{\text{м}} = n\sigma_{\text{н}}; \quad \varepsilon_{\text{м}} = \varepsilon_{\text{н}},$$

где f — частота электромагнитных колебаний;
σ — удельная электрическая проводимость;
μ — магнитная проницаемость;
ε — диэлектрическая проницаемость;
м — индекс, относящийся к модельной системе;
н — индекс, относящийся к натуральной системе.

Из этих соотношений вытекают следующие требования к имитации диэлектриков и металлических конструкций.

Имитация диэлектрика. В целях точной имитации изолирующего материала должны быть удовлетворены требования как для диэлектрической проницаемости, так и для проводимости материала. Однако если изоляционный материал в натуральной системе является диэлектриком высокого качества, то его проводимость при конструировании модели можно не учитывать. Следовательно, изоляторы на модели могут быть из того же материала, что и в натуральной антенне.

Имитация металлических конструкций Вследствие высокой проводимости применяемых в натуральных антеннах металлических деталей точно удовлетворить требованию по проводимости при моделировании практически невозможно. Однако если в модели применить хороший проводник, например медь, то ошибка в имитировании будет незначительной.

Таким образом, *модель антенны должна представлять собой точную копию натуральной антенны с линейными размерами, уменьшенными в n раз по сравнению с прототипом. Проводящие элементы модели должны быть выполнены из материала с высокой проводимостью, а изоляторы могут быть изготовлены из того же материала, что и в прототипе. Измерения должны проводиться в частотах, в n раз более высоких, чем соответствующие частоты для натуральной антенны.*

На моделях удобно исследовать диаграмму направленности, поляризационную характеристику, распределение тока и заряда и некоторые другие параметры антенн. При этом должны быть приняты все те меры предосторожности для предотвращения искажений из-за наличия отражений, искривления фронта волны и т. п., которые описаны выше в соответствующих параграфах этой главы.

К измерению входных сопротивлений и коэффициента полезного действия на моделях нужно подходить с большой осторожностью. Если значительная часть активного сопротивления натуральной антенны обусловлена потерями в земле и окружающих предметах (как например, в случае длинноволновых антенн), то получить сколь-либо достоверные данные на моделях маловероятно, так как трудно точно смоделировать проводимость земли и влияние окружающих предметов.

Моделирование может успешно применяться для исследования самолетных антенн. Как указывалось в гл. XX, теоретически рассчитать электрические характеристики самолетных антенн в ряде случаев невозможно. В то же время измерения на натуральном самолете требуют большого количества времени, длительной эксплуатации оборудования, участия экипажа, необходимости проведения сложных эволюций самолета и связаны с большими материальными затратами. Поэтому такой метод измерений является трудно реализуемым и в ряде случаев нецелесообразным. Значительно проще выполнять указанные измерения посредством моделирования.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Часть II

Проволочные антенны

А. Л. ДРАБКИН и В. Л. ЗУЗЕНКО

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

Редактор *В. Г. Машарова*
Техн. редактор *Б. В. Смуров*
Обложка художника *В. Т. Сидоренко*

**Сдано в наб. 18.V.61 г. Подп. в печ. 1/XII-61 г. Формат 84 × 108 1/32. Уч.-изд. л. 41,22
Объем 41,82 п. л. Г-77404. Тир. 20 000. Цена в переплете № 5—2 р. 16 к.
№ 7—2 р. 21 к. Зак. 3/488.**

Ленинградская типография Госгортехиздата.
Ленинград, ул. Салтыкова-Щедрина, 54

Цена 2 р. 16 к.