

основного рупора. Измерения проводились в дальней зоне, на обеих поляризациях в диапазоне $10,0 \div 12,0$ ГГц, крайние частоты которого отличаются в 1,2 раза.

Из сравнения полученных экспериментальных результатов видно, что во всем исследованном диапазоне ДН остаются практически неизменными. В продольной плоскости главный лепесток имеет требуемую форму, причем РРИпо-кс (б), как и ожидалось, имеет меньшую изрезанность вершины главного лепестка, чем РРИпо, (в).

Коэффициент использования поверхности (КИП) в зависимости от угла облучения зеркала, рассчитанный по ДН одного из РРИпо-кс, показан на рис. 1.81. Этот рупор обеспечивает в продольной плоскости АВО при угле облучения зеркала $\varphi \approx 28^\circ$ почти симметричное и одинаковое на обеих поляризациях распределение амплитуды поля ($\varphi \approx 28^\circ$ соответствует облучению кромок зеркала уровнем $-(10 \div 12)$ дБ). Расчетный общий КИП (K_0) антенны с этим облучателем более 0,8, апертурный (K_a) и перехвата (K_n) примерно 0,9, а экспериментальный антенны равен $\sim 0,7$.

Коэффициент отражения ($\Gamma, \%$), измеренный на входе рупора, показан (в зависимости от частоты) на рис. 1.82 для РРИпо-кс (а) и РРИпо-кс-кс (б).

Наличие косого среза в месте излома ($\beta_1 = 20^\circ$) улучшает согласование рупора примерно на 1% во всем исследованном диапазоне, который несколько шире предыдущего.

Экспериментальные результаты весьма хорошо согласуются с физической трактовкой принципа работы РРИпо, РРИпо-кс и РРИпо-кс-кс, а использование методики, разработанной для определения оптимальных геометрических размеров простых РРИ, позволяет с достаточной для практических целей точностью определить оптимальные геометрические размеры всех его модификаций, рассмотренных в данном разделе.

1.7. Улучшение согласования рупоров с питающим трактом

1.7.1. Основные факторы, определяющие согласование рупоров с питающим трактом

Основными факторами, влияющими на согласование рупоров с питающим трактом, являются поля, отраженные от стыка с волноводом, от неоднородностей внутри рупора (если они есть) и от раскрыва. Влияние первого фактора в сильной степени зависит от относительного (в длинах волн) сечения волновода, второго — от величины неоднородностей, третьего — от относительного размера раскрыва. Самое худшее естественное согласование среди рупоров с гладкими стенками (при равном сечении волновода и равной ширине главного

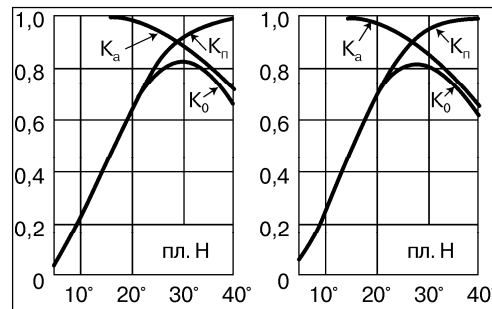


Рис. 1.81

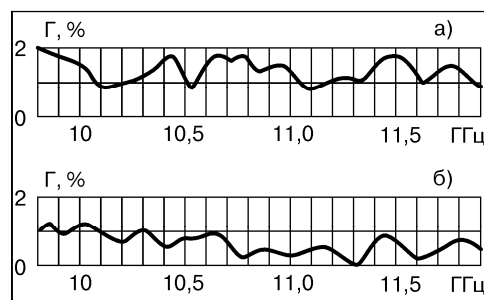


Рис. 1.82

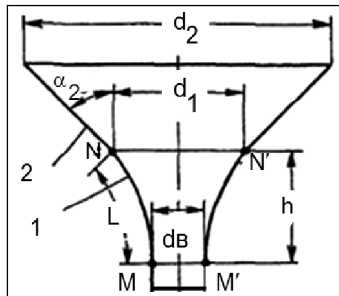


Рис. 1.83

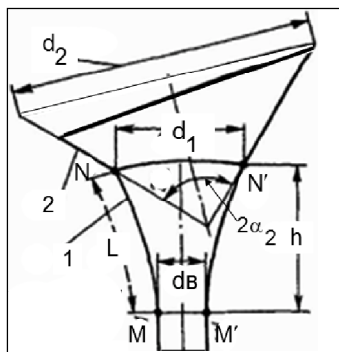


Рис. 1.84

лепестка ДН) имеет синфазный рупор, несколько лучшим согласованием обладает расфазированный, а самым лучшим естественным согласованием отличается РРИ, хотя он и состоит из двух первых.

Основные источники отраженных сигналов в РРИ — это раскрыв основного рупора и изломы в месте соединения рупора 1 с волноводом и с рупором 2, если его сопряжение с ними не является идеальным даже в том случае, когда малый рупор имеет плавную криволинейную образующую, рис. 1.83.

Естественное согласование РРИ с питающим трактом определяется его схемой и размерами. Совокупность в схеме РРИ синфазного и расфазированного рупора дает возможность улучшить его согласование по сравнению с каждым из них, работающим самостоятельно.

Схема РРИпо-кс, когда малый рупор имеет плавно изогнутую образующую, показана на рис. 1.84.

Хорошее согласование с питающим трактом всех модификаций РРИ объясняется, в первую очередь, тем, что переход от волновода к широкоугольному расфазированному рупору 2 и в

схеме РРИ (см. рис. 1.83), и в схеме РРИпо-кс (см. рис. 1.84) происходит через промежуточную секцию 1 (малый синфазный рупор). Эта секция не только при плавном изгибе образующей в сечениях MM' и NN' , но и при резком ее изломе, служит естественным согласующим переходом, хотя изначально она предназначена для другой цели.

Вклад малого рупора 1 в общий коэффициент отражения невелик потому, что его переход к свободному пространству происходит через основной рупор, т. е. менее резко, чем при самостоятельной работе малого рупора. Вклад основного, расфазированного, рупора 2 в общий коэффициент отражения значительно меньше (по сравнению с обычным РР такого же как основной рупор размера) потому, что в его раскрыве спадающее распределение амплитуды поля обеспечивается в обеих плоскостях. Кроме того, в РРИпо и РРИпо-кс (см. рис. 1.84) отражения от кромки основного рупора еще и «размазаны» благодаря расфазировке сигнала, отраженного назад в рупор. В результате все модификации РРИ по сравнению с обычными синфазными и расфазированными рупорами, имеющими примерно равную с ними ширину главного лепестка, отличаются более хорошим естественным согласованием с питающим трактом.

Отражения от раскрыва (при больших размерах основного рупора), как правило, значительно меньше, чем от изломов. Это наиболее характерно для РРИпо, РРИкс и, тем более, для РРИпо-кс, кромка раскрыва которых сильно расфазирована и ее вклад в общее отраженное поле (особенно в продольной плоскости — плоскости симметрии рупора) столь незначителен, что им в большинстве случаев можно вообще пренебречь. Поэтому наиболее существенными источниками

отраженной волны являются изломы ММ и NN' (напомним, что отражения от излома NN', если он выполнен с косым срезом, также уменьшаются, причем это уменьшение наиболее существенно при продольной поляризации).

Коэффициент отражения, измеренный на входе разных модификаций РРИ, в зависимости от выбранной схемы и размеров составляет $1 \div 3\%$. Но при необходимости его можно уменьшить дополнительно.

1.7.2. Способы дополнительного улучшения согласования

Дополнительное улучшение согласования базируется либо на устранении (или уменьшении) величины неоднородностей, вызывающих отражения, либо на противофазном сложении поля, отраженного от основных неоднородностей. Первое позволяет улучшить согласование рупора в широком диапазоне частот, а второе — в весьма ограниченном.

Улучшение согласования за счет уменьшения неоднородностей может быть достигнуто разными путями. Например, путем замены излома плавной кривой (см. рис. 1.83 и 1.84), которая достаточно хорошо аппроксимирует ломаную линию вблизи изломов. Это позволяет улучшить согласование рупора во всей полосе частот, где обеспечивается осевая симметрия главного лепестка. Улучшается при этом и помехозащищенность рупора, но значительно уменьшается и крутизна скатов его главного лепестка, что не всегда желательно. Можно выполнить РРИ с образующей в виде плавной кривой целиком, а не только его отдельную секцию. Но в этом случае практически не удастся (при сохранении оптимальных направленных свойств РРИ) обеспечить сопряжение рупора 1 и с рупором 2, и с волноводом без резких изгибов. Поэтому в сечениях ММ' и NN' неоднородности (крутые изгибы образующей) все равно сохраняются.

Улучшение согласования за счет противофазного сложения полей от двух (или нескольких) неоднородностей основано на том, что отраженные от них внутрь рупора поля искусственно складываются в противофазе на средней волне рабочего диапазона или на той, где требуется обеспечить наиболее хорошее согласование. Если сигналы, складываемые в противофазе, соизмеримы по величине то они на этой частоте полностью «уничтожают» друг друга, а на прилежащих к ней частотах — частично. Ниже этот метод рассмотрен применительно к общему случаю, когда рупор 1 имеет криволинейную образующую, которая, однако, в сечениях ММ' и NN' плавной стыковки не обеспечивает.

Для того, чтобы обеспечить противофазное сложение сигналов на заданной волне, путь отраженного сигнала ($2h$) должен быть кратным нечетному количеству полуволн, распространяющихся на данном участке, а длина h должна быть соответственно кратной нечетному числу четвертей этих волн.

Оптимальная (по согласованию) высота рупора, в данном случае, малого (h) выбирается, в первую очередь, не по согласованию. Она, исходя из его оптимизации по другим параметрам, должна удовлетворять определенным, причем противоречивым, требованиям (см. раздел 1.4.2). С одной стороны, для обеспечения необходимых направленных свойств, она должна быть не менее определенной предельно допустимой величины, а с другой стороны, ее желательно минимизировать, чтобы не увеличивать продольные размеры рупора. Поэтому, определяя оптимальную (по согласованию) величину h , эти требования также необходимо учитывать.

На практике (при учете указанных требований) длина рупора 1, как правило, близка к своему предельно допустимому (минимальному) значению. При

этом сигналы, отраженные от неоднородностей ММ'и NN' оптимизированных рупоров соизмеримы в том случае, когда размер сечения волновода равен примерно $0,85\lambda_0$, где λ_0 длина волны в свободном пространстве.

Чтобы обеспечить в рабочем диапазоне сложение сигналов, отраженных от основных неоднородностей, близкое к противофазному, необходимо точно определить длину волны, распространяющейся на участке h.

Длина волны в рупоре с плавно меняющимся сечением не может быть вычислена однозначно, так как ее величина для каждого поперечного сечения будет разной. Проведенные исследования показали, однако, что с достаточной для практических целей точностью можно рассчитать оптимальные значения h, если допустить, что длина волны в рупоре (или волноводном переходе) переменного сечения равна средней интегральной длине волны λ_Σ основного типа на этом участке:

$$\lambda_\Sigma = \frac{1}{h} \int_0^h \lambda_B(x) dx,$$

где $\lambda_B(x)$ — длина волны основного типа для сечения d(x), соответствующего текущей продольной координате (x) рупора 2.

$$\lambda_B(x) = \lambda_0 \{1 - [\lambda_0 / \lambda_{кр}(x)]^2\}^{1/2},$$

Длина волны в волноводе определяется по общеизвестной формуле:

где $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны основного типа, причем

$\lambda_{кр} = 3,41d(x)/2$ — для круглого волновода, $\lambda_{кр} = 2d(x)$ — для прямоугольного волновода.

$$\lambda_\Sigma = \lambda_0 [(\alpha_1^2 - 4b^2)^{1/2} - (d_B^2 - 4b^2)^{1/2}] / (d_1 - d_B),$$

Если синфазный рупор 1 имеет прямолинейную образующую, то

где $b = \lambda_0/3,41$ — для конического рупора, $b = \lambda_0/4$ — для пирамидального

рупора.

Компенсация отраженных сигналов, в общем случае достигается при выборе длины согласующей секции из соотношения:

$$h = (2n+1)\lambda_\Sigma/4, \text{ где } n = 1, 2, \dots \quad (1.19)$$

При выполнении этого условия (1.19) точно противофазное сложение сигналов, отраженных от указанных выше неоднородностей, достигается на заданной волне рабочего диапазона, которую выбирают обычно равной средней длине волны.

Ширина рабочей полосы увеличивается с уменьшением h (т.е. с уменьшением n), однако при этом одновременно возрастает и фазовая ошибка в раскрытии синфазного рупора 1, что может привести к ухудшению направленных свойств РРИ. Если необходимо их сохранить, то следует, как уже отмечалось, соблюдать соотношение:

$$(L-h) \leq \lambda_0/16, \quad (1.20)$$

где L — длина образующей рупора 1, λ_0 — длина волны в свободном пространстве.

Остальные геометрические размеры РРИ определяются в соответствии с методикой, изложенной в разделе 1.4.2.

Аналогичным образом можно дополнительно улучшить согласование РРИ и с косым срезом малого рупора. Но в этом случае по данному принципу выбирается расстояние от сечения MM' до точек излома, расположенных в поперечной плоскости рупора, т. е. равноудаленных от сечения MM' , отражения от которых, несмотря на косой срез, могут сложиться в фазе.

1.7.3. Результаты экспериментального исследования

Коэффициент отражения конического РРИ ($d_1 = 200$ мм, $d_1 = 62,2$ мм, $\alpha_2 = 40^\circ$, $d_B = 32$ мм), оптимизированного по согласованию для диапазона $7,9 \div 8,6$ ГГц ($\lambda_0 = 36,36$ мм, $\lambda_\Sigma = 41,6$ мм) в зависимости от частоты показан на рис. 1.85.

С целью получения наиболее хорошего согласования при выполнении условия (1.19) и (1.20) высота h малого рупора была выбрана равной $1,25\lambda_\Sigma$ ($n=2$), т. е. 52 мм.

Стрелками на рис. 1.85 указаны частоты, где h равно: $1,25\lambda_0$, $1,25\lambda_B$, $1,25\lambda_\Sigma$, $1,25\lambda_H$ (λ_B и λ_H — длина волны H_{11} для сечения d_B и d_1 , соответственно). Макси-мальное улучшение согласования (точно противофазное сложение сигналов от двух сечений) наблюдается именно для случая, когда $h = 1,25\lambda_\Sigma$, т. е. методика определения оптимального по согласованию значения h , исходя из «интегральной» длины волны, справедлива.

Коэффициент отражения конического РРИпо-кс ($d_2 = 291,5$ мм, $d_1 = 52,5$ мм — в поперечной плоскости, $\alpha_2 = 45^\circ$, $d_B = 32$ мм), оптимизированного для частоты 8,5 ГГц, ($\lambda_0 = 35,29$ мм), показан (в зависимости от частоты) на рис. 1.86. Сплошная линия соответствует случаю, когда вектор E перпендикулярен продольной плоскости рупора, а штриховая, когда вектор E лежит в данной плоскости.

Наблюдаемое на разных поляризациях небольшое смещение минимума коэффициента отражения объясняется тем, что λ_Σ в продольной и поперечной плоскости несколько различается, так как линия NN' в этом рупоре не является прямой, а поэтому величина h для разных плоскостей различна. Но желаемый эффект на расчетной частоте и в этом рупоре выражен достаточно четко. Кроме того, эффект от косого среза, как и следовало ожидать сильнее проявляется в том случае, когда вектор E совпадает с продольной плоскостью (пунктир).

Проведенные многочисленные эксперименты показали, что наиболее сильный желаемый эффект достигается в том случае, когда сечение волновода лежит в пределах $(0,8 \div 0,9) \lambda_0$, которое чаще всего и используется на практике.

При уменьшении сечения MM' отражение от него становится большим и несоизмеримым с отражением от сечения излома NN' , а при увеличении NN' увели-

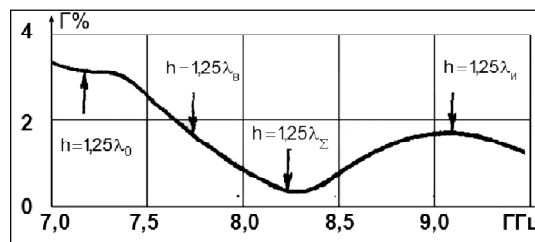


Рис. 1.85

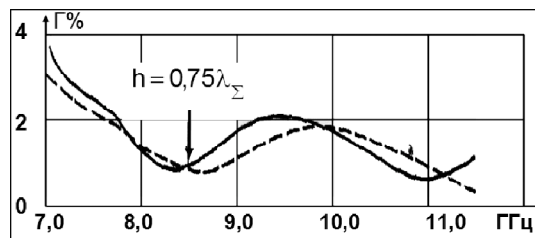


Рис. 1.86

чивается количество высших типов волн, влияние которых приведенные выше формулы не учитывают, хотя это возможно.

Преимущества РРИ всех модификаций, оптимизированных по согласованию за счет противофазного сложения отраженных полей (по сравнению с обычными РРИ): дополнительное улучшение согласования с питающим трактом в заданном диапазоне частот.

Плата: фактически «бесплатно», так как желаемый эффект получается только за счет соответствующего выбора геометрических размеров рупора.

Данная методика, основанная на противофазном сложении отраженных полей с учетом интегральной длины волны, может быть использована не только для улучшения согласования РРИ (конических и пирамидальных) разных модификаций, но и во всех других случаях, когда между соизмеримыми по отраженному полю неоднородностями имеется рупорная или волноводная секция с плавно меняющимся сечением.

1.8. Рупорная биконическая антенна (РБА) с регулируемой ДН

1.8.1. Область применения

В системах, построенных по циркулярному принципу, например, в системах сотовой связи, радиосвязь с абонентами осуществляется обычно посредством приемо-передатчика находящегося на базовой станции, расположенной, как правило, в центре зоны обслуживания, и при этом используются антенны с круговой ДН в горизонтальной плоскости, а зона обслуживания также близка к круговой. Но во многих практических случаях (например, из-за сложного рельефа местности, наличия водных препятствий и др.) зона обслуживания может быть любой произвольной формы. В этом случае целесообразно использовать антенну, с оптимальной ДН, главный лепесток которой по своей форме соответствует зоне обслуживания. Это дает возможность без увеличения мощности передатчика увеличить (по сравнению с антенной, имеющей круговую ДН) уровень сигнала в пределах зоны обслуживания и уменьшить его за пределами этой зоны.

Заданную форму главного лепестка можно синтезировать электронным путем, что сейчас обычно и делают. Однако есть и другой очень простой и надежный (механический) способ реализации ДН заданной формы, который в некоторых случаях может оказаться предпочтительнее электронного [46], [48].

1.8.2. Схема РБА и формирование ДН

Схема рупорной биконической антенны (РБА), позволяющая синтезировать ДН заданной формы механическим способом, может быть построена на базе классической РБА, рис. 1.87, содержащей два усеченных конуса, с основаниями $2R_2'$ и $2R_2''$ углами α' и α'' .

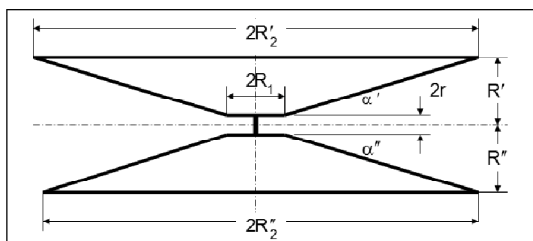


Рис. 1.87

В центральной части РБА имеется «волноводная» секция высотой $2r$, ограниченная диаметром $2R_1$. Высота «цилиндрического» раскрытия антенны равна: $R' + R''$. Возбудитель может быть выполнен в виде штыревого вибратора, а внутренне пространство РБА (для упрочнения кон-

струкции) заполнено радиопрозрачным диэлектриком (пенопластом или полиуретаном малой плотности). Возможны разные соотношения геометрических размеров антенны. В частности, $2R_2' = 2R_2''$ или $2R_2' \neq 2R_2''$, $\alpha' = \alpha''$ или $\alpha' \neq \alpha''$, что дает возможность (аналогично рупору с поворотом оси и/или косым срезом) синтезировать в вертикальной плоскости ДН определенной (заданной) ширины и формы. Схема РБА в вертикальной плоскости может быть построена и по принципу РРИ, но при этом размер антенны увеличится, что не всегда допустимо.

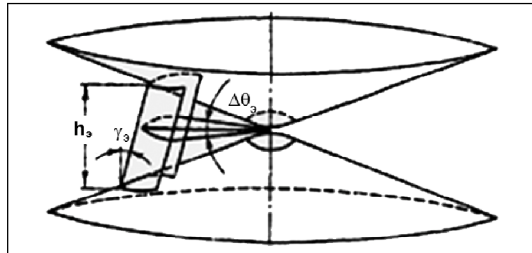


Рис. 1.88

Классическая РБА в горизонтальной плоскости имеет круговую ДН, которая является оптимальной только для круговых зон обслуживания. ДН других форм, причем самых разнообразных, можно синтезировать при помощи экранов высотой h_0 , установленных вблизи оси антенны параллельно ей или под углом γ_0 и закрывающих угловой сектор шириной $\Delta\theta$, рис. 1.88.

Схематичное изображение одного (\mathcal{E}) и двух (\mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2) экранов (вид сверху), показано на рис. 1.89 а и б, соответственно, но их может быть и больше. Экран (экраны) устанавливается в «волноводной» части или между коническими поверхностями на расстоянии ΔR от оси антенны в направлении θ_0 (а) или θ_{01} и θ_{02} , (б). Они закрывают определенный угловой сектор ($\Delta\theta_0$ или $\Delta\theta_{01}$ и $\Delta\theta_{02}$) и могут быть сплошными, сетчатыми или решетчатыми.

Решетчатые экраны при работе антенны на вертикальной поляризации можно выполнить в виде штырей, закрепленных в резьбовых отверстиях. Это значительно упрощает конструкцию и позволяет, если в этом есть необходимость, весьма оперативно менять форму ДН. При этом расстояние между отдельными штырями (в пределах создаваемого ими экрана) желательно обеспечить минимально возможным, чтобы за счет просачивания не сузить рабочую полосу частот по сравнению с рабочей полосой антенны, оборудованной сплошными экранами. Но при узкой рабочей полосе подбором определенного расстояния между штырями можно влиять на ДН дополнительно за счет эффекта «просачивания».

Использование экранов в виде штырей, укрепленных в резьбовых соединениях, позволяет весьма оперативно менять не только число экранов и их рабочий сектор, но и высоту, т. е., в конечном итоге, изменять форму ДН даже в условиях эксплуатации. Для этого резьбовые отверстия вместе с уже ввинченными в них с нерабочей стороны штырями должны быть расположены по всей окружности вокруг оси антенны. Затем (по мере надобности) в рабочую область антенны ввинчиваются те штыри, которые необходимы для формирования

Использование экранов в виде штырей, укрепленных в резьбовых соединениях, позволяет весьма оперативно менять не только число экранов и их рабочий сектор, но и высоту, т. е., в конечном итоге, изменять форму ДН даже в условиях эксплуатации.

Для этого резьбовые отверстия вместе с уже ввинченными в них с нерабочей стороны штырями должны быть расположены по всей окружности вокруг оси антенны. Затем (по мере надобности) в рабочую область антенны ввинчиваются те штыри, которые необходимы для формирования

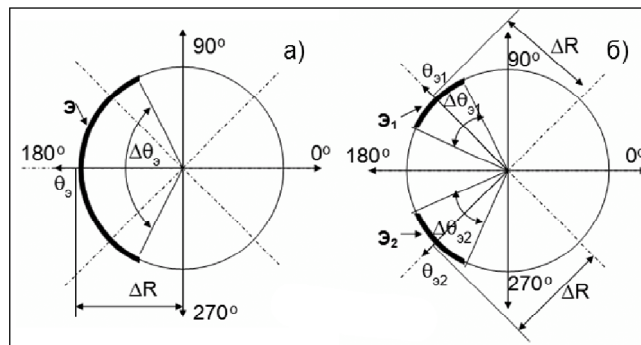


Рис. 1.89

ДН заданной формы. Остальные же штыри с рабочей стороны должны быть ввинчены заподлицо. Штыри, которые не нужны для формирования первоначальной ДН можно просто приложить в качестве запасного комплекта. В паспорт антенны необходимо включить схемы расположения штырей, соответствующие формированию ДН определенной формы.

Формирование ДН заданной формы при помощи экранов осуществляется путем изменения их числа (n), угловой ширины $\Delta\theta_3$, направления действия θ_3 , высоты (h), угла наклона (γ_3) и расстояния от оси (ΔR). При этом, исходя из проведенных исследований, можно дать следующие общие рекомендации:

1. Расстояние от экрана до оси антенны (ΔR) выбирается из условия обеспечения синфазного сложения прямого и отраженного сигналов в заданном направлении. В общем случае ΔR должно быть равным (или кратным) половине длины волны, на которой требуется синтезировать ДН определенной формы. С уменьшением ΔR размеры экранов (при том же затеняемом ими угловом секторе), естественно, уменьшаются, а рабочий диапазон и влияние экранов увеличивается, и наоборот.

2. С увеличением угла наклона экрана (γ_3) относительно оси улучшается согласование антенны с питающим трактом, но увеличивается влияние экранов на ДН в вертикальной плоскости, что, однако, можно использовать для корректировки ее формы в этой плоскости.

3. Изменением высоты экранов (h_3) можно влиять не только на ДН в горизонтальной плоскости, но и в вертикальной.

4. Ширина углового сектора экранов ($\Delta\theta_3$) и их количество (n) выбираются в зависимости от требуемой формы ДН, но практически $n \leq 10$. При этом следует учитывать, что при $\Delta\theta_3 \ll \lambda$ «экран» работает как вибратор, а свойства экрана, способного работать в соответствии с лучевой оптикой, он обнаруживает при размерах, соизмеримых с длиной волны.

5. Суммарный сектор углов, закрываемый экранами (вне зависимости от их числа), не должен превышать 180° , т.е. $(\Delta\theta_{31} + \Delta\theta_{32} + \Delta\theta_{33} \dots + \Delta\theta_{3n}) \leq 180^\circ$.

6. Размер просветов между экранами, если не используется эффект «просачивания», должен (в пределах рабочего диапазона) быть больше критического размера волновода.

Формирование симметричных ДН не вызывает особых трудностей, так как в этом случае экраны располагаются симметрично, но с формированием ДН произвольной формы дело обстоит несколько сложнее, хотя и эта задача вполне разрешима.

1.8.3. Экспериментальные ДН

Диаграммы направленности в горизонтальной плоскости РБА с разными вариантами экранов показаны на рис. 1.90÷1.95.

Размеры антенны: $2R_2' = 2R_2'' = 6,64\lambda_0$; $\alpha_2' = \alpha_2'' = 20^\circ$; $R' = R'' = 1,18\lambda_0$; $2R_1 = 1,1\lambda_0$; $2r = 0,35\lambda_0$; $\Delta R = 0,5\lambda_0$. Высота большинства экранов — $h_3 = 2r$, т.е. они полностью перекрывают вертикальный просвет. Но были исследованы и экраны, перекрывающие его лишь частично, что отмечено дополнительно. Расфазировка этой антенны в вертикальной плоскости на волне $\lambda_0 = 36$ мм оставляет $\sim 1,2\pi$.

ДН антенны, форма которых представляет наибольший интерес, приведены на рис. 1.90÷193 (сплошной линией показаны ДН антенны с экранами, а пунктиром даны ДН той же антенны без экранов, к уровню поля которой привязаны все остальные ДН).

ДН антенны с одним и двумя экранами приведены на рис 1.90.

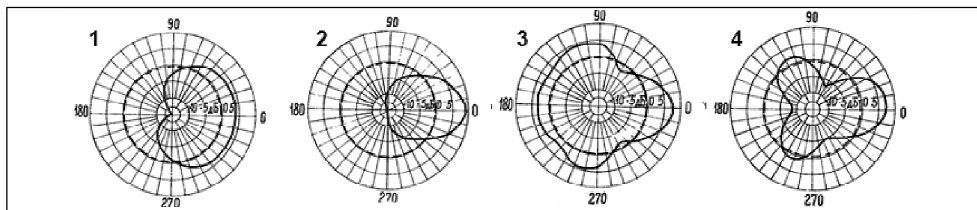


Рис. 1.90

Варианты 1 и 2 имеют по одному экрану, установленному в направлении $\Delta\theta_3 = 180^\circ$, угловая ширина которых $\Delta\theta_3 = 100^\circ$ и $\Delta\theta_3 = 190^\circ$, соответственно.

Варианты 3 и 4 имеют по два экрана. Экраны варианта 3, имеющие $\Delta\theta_{31} = \Delta\theta_{32} = 25^\circ$, расположены в направлениях $\Delta\theta_{31} = 127,5^\circ$ и $\Delta\theta_{32} = 232,5^\circ$. Экраны варианта 4, имеющие $\Delta\theta_{31} = \Delta\theta_{32} = 40^\circ$, расположены в направлениях $\Delta\theta_{31} = 105^\circ$ и $\Delta\theta_{32} = 255^\circ$.

ДН антенны с четырьмя экранами приведены на рис 1.91.

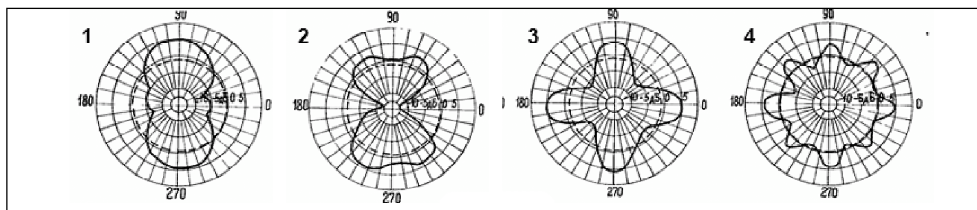


Рис. 1.91

Вариант 1: четыре экрана, имеющие $\Delta\theta_{31} = \Delta\theta_{32} = \Delta\theta_{33} = \Delta\theta_{34} = 25^\circ$, расположены в направлениях $\Delta\theta_{31} = 22,5^\circ$, $\Delta\theta_{32} = 157,5^\circ$, $\Delta\theta_{33} = 202,5^\circ$, $\Delta\theta_{34} = 337,5^\circ$, т. е. промежутки между ними попарно равны.

Вариант 2: четыре экрана, имеющие $\Delta\theta_{31} = \Delta\theta_{32} = \Delta\theta_{33} = \Delta\theta_{34} = 40^\circ$, расположены через равные угловые промежутки.

Вариант 3: четыре экрана, имеющие $\Delta\theta_{31} = \Delta\theta_{32} = \Delta\theta_{33} = \Delta\theta_{34} = 25^\circ$, расположены в направлениях $\Delta\theta_{31} = 37,5^\circ$, $\Delta\theta_{32} = 142,5^\circ$, $\Delta\theta_{33} = 217,5^\circ$, $\Delta\theta_{34} = 322,5^\circ$, т. е. имеют по два равных угловых промежутка.

Вариант 4: четыре экрана, имеющие $\Delta\theta_{31} = \Delta\theta_{32} = \Delta\theta_{33} = \Delta\theta_{34} = 10^\circ$, расположены через равные промежутки.

ДН антенны с тремя и пятью экранами приведены на рис 1.92.

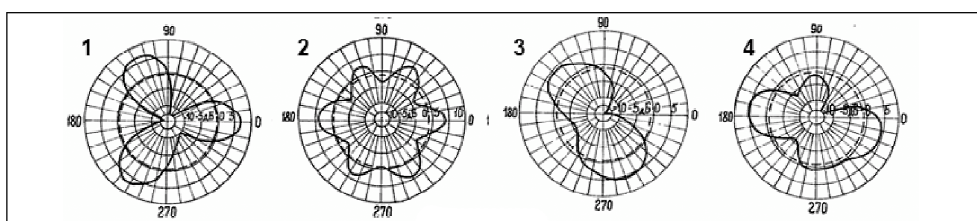


Рис. 1.92

Вариант 1: три экрана ($h_3 = r$), имеющие $\Delta\theta_{31} = \Delta\theta_{32} = \Delta\theta_{33} = \Delta\theta_{34} = 10^\circ$, расположены через равные угловые промежутки.

Вариант 2: Три экрана ($h_3 = r$), имеющие $\Delta\theta_{31} = \Delta\theta_{32} = \Delta\theta_{33} = \Delta\theta_{34} = 70^\circ$, расположены через равные угловые промежутки. В этом случае сектор, закрытый экранами, больше 180 градусов.

Вариант 3: три экрана, имеющие $\Delta\theta_{31} = \Delta\theta_{32} = \Delta\theta_{33} = \Delta\theta_{34} = 10^\circ$, расположены в направлениях $\theta_{31} = 0^\circ$, $\theta_{32} = 45^\circ$, $\Delta\theta_{33} = 225^\circ$.

Вариант 4: пять экранов, имеющих $\Delta\theta_{31} = \Delta\theta_{32} = \Delta\theta_{33} = \Delta\theta_{34} = 10^\circ$, расположены в направлениях $\theta_{31} = 0^\circ$, $\theta_{32} = 60^\circ$, $\Delta\theta_{33} = 75^\circ$, $\Delta\theta_{34} = 240^\circ$ и $\Delta\theta_{35} = 225^\circ$.

Экраны вариантов 3 и 4, расположенные асимметрично, формируют асимметричные ДН.

ДН антенны с разными вариантами экранов приведены на рис. 1.93÷1.95 (толстой сплошной линией показаны круговые ДН антенны без экранов, к уровню поля которых приведены остальные ДН). Среди них есть и ДН, приведенные на рис. 1.90÷1.92.

ДН антенны с одним и двумя экранами показаны на рис. 1.93.

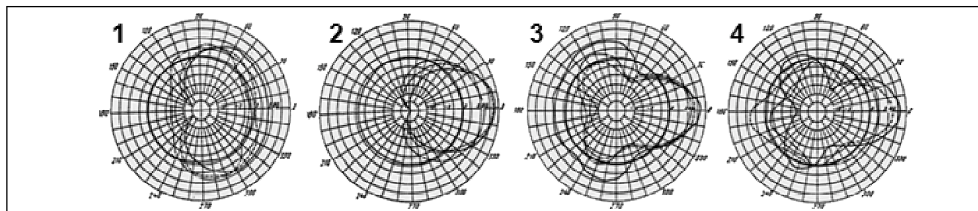


Рис. 1.93

Варианты 1 и 2: имеют по одному экрану, установленному в направлении $\theta_3 = 180^\circ$. Угловая ширина экранов ($\Delta\theta_3$) варианта 1 равна 40, 70 и 100 градусов, а варианта 2 — 130, 160 и 190 градусов. При увеличении угловой ширины ДН из круговой становится все более однонаправленной, а усиление антенны (при и их достаточно большой ширине) увеличивается.

Варианты 3 и 4 имеют по два экрана, расположенные симметрично, но под разными углами. При этом $\Delta\theta_3$ обоих экранов 3-го варианта равна 25, а 4-го — 45 градусов.

ДН антенны с тремя и четырьмя экранами приведены на рис. 1.94.

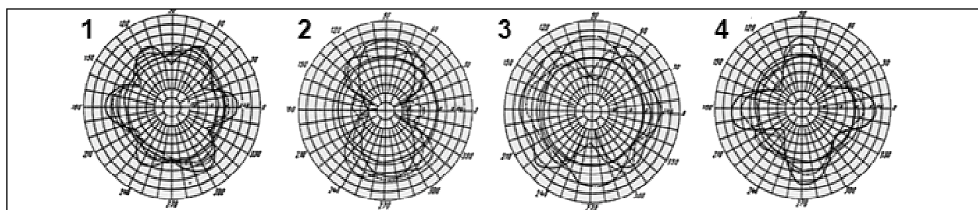


Рис. 1.94

Вариант 1: три экрана, расположенные через 120 градусов, угловая ширина которых ($\Delta\theta_3$) равна 10, 40 и 70 градусов.

Варианты 2, 3 и 4 имеют по четыре экрана, установленных симметрично относительно одной из плоскостей, которые имеют и разную угловую ширину ($\Delta\theta_3$), и разное угловое расположение (θ_3).

ДН антенны с экранами, расположенными асимметрично приведены на рис. 1.95.

Эти экраны отличаются и направлением расположения и угловой шириной.

Рабочий диапазон РБА достаточно широк (при измерении ДН антенны с некоторыми, из приведенных выше, вариантами экранов в диапазоне, крайние частоты которого отличались примерно в 1,2 раза, существенного изменения формы ДН обнаружено не было).

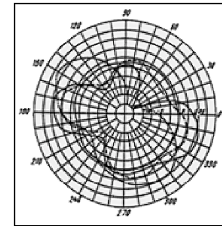


Рис. 1.95

Формирование ДН сложной формы требует определенного опыта, так как влияние на нее оказывает несколько факторов: количество экранов, их угловая ширина и ширина просветов между ними, определяемая количеством экранов и их угловой шириной, а также направление расположения. Кроме того, на форму ДН влияет и высота экрана, если она не равна вертикальному размеру просвета между конусами. Разные сочетания этих факторов, отличающихся, в свою очередь, по величине, выливаются во множество вариантов, каждому из которых соответствует вполне определенная ДН. Но если необходимая форма ДН однажды сформирована, размер экранов и схема их расположения зафиксированы, то последующая реализация этой ДН в процессе производства и изменение ее формы в процессе эксплуатации особых трудностей не вызывает.

Следует отметить, что цель данной работы заключалась не в поиске наиболее оптимальной конструкции экрана, позволяющего синтезировать ДН заданной ширины и формы, а в выяснении всего лишь принципиальной возможности их синтеза данным, механическим, способом. Поэтому для выявления наиболее оптимальных вариантов экранов как по направленности, так и по согласованию, требуются дополнительные исследования.

Преимущества, полученные за счет экранов: возможность формирования механическим способом ДН специальной формы (оптимальной для заданной зоны обслуживания), простота; экономичность, надежность.

Плата: некоторое (механическое) усложнение конструкции антенны.

1.9. Недостаток РРИ, переходящий в достоинство

1.9.1. Основные тенденции освоения частотных диапазонов и разра - ботки антенн

Исторически освоение рабочих диапазонов идет от более низких к все более высоким частотам. В настоящее время (см раздел 2.1) составлена «Таблица распределения полос частот», включающая диапазоны до 1000 ГГц, а детальное распределение частот на сегодняшний момент сделано уже до 275 ГГц. Это подтверждается и на практике. Например, в системах спутниковой связи в настоящий момент уже широко используются полосы 20/30 ГГц, а для новых спутников, запланированных к реализации в течение ближайших семи лет, заявляются полосы частот до 100÷120 ГГц. Аналогичный процесс прослеживается и в наземных системах связи, в частности, в сетях сотовой связи уже используют полосы 20, 30 ГГц и выше.

В связи с увеличением плотности различных систем связи все более острой становится и проблема электромагнитной совместимости, что делает необходимым использование все более помехозащищенных и остронаправленных антенн, которые могут быть выполнены в виде зеркальных антенн с рупорными облучателями.

При постоянно совершенствующихся высокоточных технологиях изготовление с требуемой точностью зеркал, способных работать даже в миллиметровом диапазоне волн, не вызывает особых трудностей даже в том случае, когда речь идет о зеркалах, имеющих очень большие абсолютные размеры. Но изготовление для этих зеркал в этих же диапазонах волн сложных рупорных облучателей с ДН, близкими к оптимальным (в частности, рупоров с канавками) весьма проблематично даже при использовании современных технологий. Однако эта проблемы легко разрешима при использовании РРИ с гладкими стенками, так как даже на самых коротких волнах планируемых к освоению диапазонов его абсолютные размеры остаются еще в пределах «видимости» невооруженным глазом.

1.9.2. Основной недостаток РРИ, переходящий в достоинство

В данной главе были рассмотрены, в основном, разные модификации расфазированных рупоров, так как именно они при наличии всего лишь одного существенного недостатка (большие размеры в длинах волн) обладают многочисленными достоинствами. Однако и этот недостаток в связи с освоением человечеством все более высокочастотных диапазонов может в самом ближайшем будущем перейти в неоспоримое преимущество по сравнению с другими рупорами меньших размеров, но значительно более сложными конструктивно и технологически, имеющими примерно равные (или худшие) по сравнению с РРИ электрические параметры. В таблице приведены примерные размеры диаметра раскрыва ($2R_2$) осесимметричного РРИ с наиболее оптимальной расфазировкой, равной $\approx 2\pi$, и углами раствора $2\alpha_2 = 40, 50, 70$ и 90 градусов для диапазонов частот (f) $30, 100$ и 275 ГГц. РРИ с углами раствора $2\alpha_2 = 40 \div 50$ градусов наиболее целесообразно использовать в схемах двухзеркальных антенн, а с $2\alpha_2 = 70 \div 90$ градусов — в однозеркальных.

	Таблица			
	$2\alpha_2 = 40^\circ$	$2\alpha_2 = 50^\circ$	$2\alpha_2 = 70^\circ$	$2\alpha_2 = 90^\circ$
$f = 30$ ГГц ($\lambda = 10,0$ мм)	$2R_2 = 100$ мм	$2R_2 = 84$ мм	$2R_2 = 60$ мм	$2R_2 = 44$ мм
$f = 100$ ГГц ($\lambda = 3,0$ мм)	$2R_2 = 30$ мм	$2R_2 = 26$ мм	$2R_2 = 18,0$ мм	$2R_2 = 13,2$ мм
$f = 275$ ГГц ($\lambda = 1,09$ мм)	$2R_2 = 10,9$ мм	$2R_2 = 9,2$ мм	$2R_2 = 6,5$ мм	$2R_2 = 4,8$ мм

Примечание: значения, приведенные в таблице, соответствуют значениям $2R_2$, когда облучатель по отношению к зеркалу находится в дальней зоне, т. е. его максимальным размерам при заданной расфазировке и ширине главного лепестка.

Анализ данных показывает, что с уменьшением рабочей длины волны относительно большие размеры РРИ из недостатка переходят в явное достоинство. Рупор таких размеров с гладкими стенками, учитывая современные технологии и малые требования к точности его изготовления, реализовать достаточно просто даже при очень малых абсолютных размерах, которые можно и увеличить, улучшив заодно все его основные параметры. К тому же, как было сказано ранее, РРИ имеет «размытый» фазовый центр, а поэтому нетребователен к точности его совмещения с фокусом антенны. Все это делает весьма целесообразным использование таких рупоров в качестве облучателя зеркальных антенн, работающих на очень высоких частотах.

В следующей главе приведены результаты разработки зеркальных антенн разных типов, где в качестве облучателя используются в основном РРИ разных модификаций.

Глава 2

Расчет диаграмм рупорных антенн

2.1. Общее описание методики расчета

2.1.1. Общие соображения

Известны и успешно применяются различные методы расчета направленных свойств рупорных антенн, включая апертурные и дифракционные.

Апертурные методы обеспечивают хорошее совпадение результатов расчета с экспериментом только в пределах главного и ближних боковых лепестков, но дают большие погрешности в области дальних. Это является их существенным недостатком, так как не позволяет достаточно точно определить коэффициент рассеяния во всем пространственном секторе углов.

Дифракционные методы, в принципе, позволяют рассчитать с достаточной для практических целей точностью ДН антенны во всем пространственном секторе углов.

Большинство апертурных и дифракционных методов разработано применительно к дальней зоне. Но рупорные антенны, используемые в качестве облучателей, располагаются, обычно, вблизи зеркала, поэтому в данном случае необходимо рассчитывать диаграммы на конечном расстоянии, соответствующем установке облучателя в схеме антенны. Такую возможность дает методика [11], [13], [14], [15], базирующаяся на методе геометрической теории дифракции и представлении первичного поля рупора в форме геометрооптических лучей. Такое представление для секториального рупора предложил Б.Е. Кинбер [56], а для конического — М.А.К. Hamid [57].

Данная методика изложена здесь применительно к простым (пирамидальным и коническим, синфазным и расфазированным) рупорам, а также к рупорам с одним изломом образующей. Но при соответствующей модификации она может использоваться для расчета диаграмм и более сложных рупоров, например, рупоров с несколькими изломами, рупоров с косым срезом раскрыва и/или поворотом оси и др.

2.1.2. Составляющие суммарного поля рупора

Согласно геометрической теории дифракции поле вне рупора представляет собой суперпозицию полей, соответствующих прямым, дифракционным и отраженным полям, приходящим в рассматриваемую точку приема, а суммарное поле рупора, в общем случае, имеет следующий вид:

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{пер}} + \sum \vec{E}_{\text{дi}} + \sum \vec{E}_{\text{oi}}, \quad (2.1)$$

где $\vec{E}_{\text{пер}}$ — первичное поле рупора; $\sum \vec{E}_{\text{дi}}$ и $\sum \vec{E}_{\text{oi}}$ — соответственно сумма дифракционных и отраженных полей, учитываемых при расчете.

Часть первичных лучей, дифрагированных впервые на одной стенке рупора, дифрагирует затем на противоположной его стенке, образуя поля следующего порядка малости, а часть попадает внутрь рупора. Некоторые из дифракционных лучей, попадающих внутрь рупора, после однократного или многократного отражения вновь излучаются во внешнее пространство. Точность результатов расчета зависит от количества дифракционных и отраженных полей, учитываемых при расчете, что при современной вычислительной технике особых трудностей не вызывает.

Однако, как показали расчеты, величина дифракционных полей каждого следующего порядка много меньше величины дифракционных полей их вызывающих, а отраженные поля, как правило, малы по сравнению с суммарным полем (прямым и дифракционным) в том же секторе углов. Поэтому практически можно ограничиться только учетом полей, соответствующих прямым лучам, и дифракционных полей первого порядка малости.

2.1.3. Первичное поле рупора

Согласно [56], [57] и [11], первичное поле в любой точке раскрытия простого рупора (секториального, пирамидального и конического) можно представить, рис. 2.1, в виде системы геометрооптических лучей, выходящих по касательным к каустической окружности радиуса R_0 , центр которой (0) совпадает с геометрической вершиной рупора. Мнимыми эквивалентными источниками лучей вида $e^{jv\theta}$ и $e^{-jv\theta}$ являются текущие точки O_1 и O_2 , соответственно.

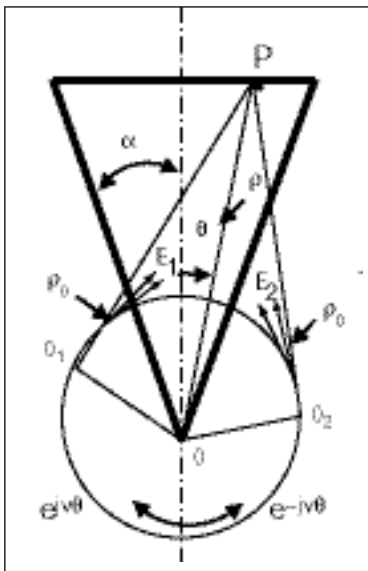


Рис. 2.1

R_0 — радиус каустической окружности; v — величина, определяющая радиус каустической окружности.

Радиус каустической окружности — R_0 определяется v , зависящей от распределения амплитуды первичного поля в раскрытии рупора, [11]:

$$R_0 = v/k, \quad (2.2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, а величина v отличается по плоскостям: $v = v_e$ — для электрической, $v = v_m$ — для магнитной плоскости.

Для простого секториального и пирамидального рупора (волна H_{10}) [56], [11]:

$$v_e = 0, v_m = \pi/2\alpha, \quad (2.3)$$

где α — половина угла раствора рупора. Если $v = v_e = 0$, то $\vec{E}_{\text{пер}} = \vec{E}_0 F(\rho) \exp(jkr)$, что соответствует первичному полю в виде лучей, выходящих из геометрической вершины рупора.

Для простого конического рупора (волна H_{11}), согласно [57] и с учетом уточнений, сделанных в [11]:

$$v_e = 0,268 (1 + 4b_0)^{1/2}, v_m = 1,102 (1 + 0,709b_0)^{1/2}, \quad (2.4)$$

$$\text{где } b_0 = \lg [(1 - 2\alpha/\pi)/4] / \lg(\cos\alpha).$$

Приближенная формула для любого рупора, если известно отношение величины амплитуды первичного поля на краю раскрытия рупора к величине амплитуды поля в его центре — $n_{\text{кц}}$, а характер изменения первичного поля можно аппроксимировать функцией $\cos(v\alpha)$, имеет следующий вид [11]:

$$v = \arccos(n_{\text{кц}})/\alpha. \quad (2.5)$$

Справедливость этой формулы подтверждается расчетом по ней величин v_e и v_m для простых рупоров при условии, что распределение поля в раскрытии рупора и в питающем его волноводе имеет один и тот же характер. Для волны H_{10} в секториальном и пирамидальном рупоре, где $n_{\text{кц}} = 1$ в пл. Е и $n_{\text{кц}} = 0$ в пл.Н, по (2.5) получаем $v_e = 0$ и $v_m = \pi/2\alpha$, что соответствует значениям v в (2.3).

Приближенная формула для конического рупора (волна H_{11}), где $n_{\text{кц}} = 0,623$ в пл. Е и $n_{\text{кц}} = 0$ в пл. Н, имеет следующий вид:

$$v_e = 0,284\pi/\alpha, \quad v_m = \pi/2\alpha. \quad (2.6)$$

Кривые зависимости величин v_e и v_m от угла раствора конического рупора, рис. 2.2, рассчитанные по (2.6) — сплошная линия и по (2.4) — пунктир, хорошо совпадают.

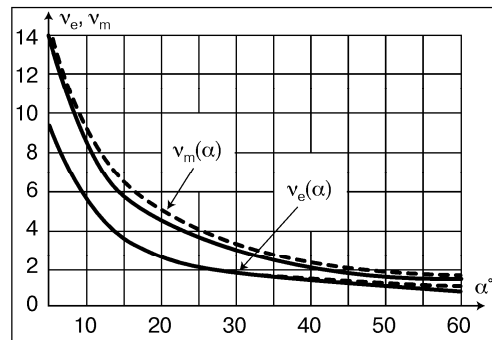


Рис. 2.2

Первичное поле простых рупоров (секториальных, пирамидальных и конических) — $\dot{E}_{\text{пер}}$ при $\rho > R_0$ можно записать в виде суммы двух полей: \dot{E}_1 и \dot{E}_2 ,

образуемых текущими источниками 0_1 и 0_2 , соответственно.

$$\dot{E}_{\text{пер}} = \dot{E}_1 + \dot{E}_2 = \dot{A} \exp(jv\theta) + \dot{A} \exp(-jv\theta),$$

$$\text{где } \dot{A} = \dot{E}_0 F(\rho) \exp\{jk[\rho_0 - R_0 \arccos(R_0/\rho)]\},$$

где \dot{E}_0 — коэффициент, определяемый интенсивностью источника возбуждения рупора, независимый от координат точки наблюдения; $F(\rho)$ — функция, характеризующая изменение амплитуды напряженности поля от расстояния: $F(\rho) = 1/\rho^{1/2}$ — для цилиндрической волны секториального рупора, $F(\rho) = 1/\rho_0$ — для сферической волны пирамидального и конического рупора; $\rho_0 = (\rho^2 - R_0^2)^{1/2}$ — расстояние от источников 0_1 и 0_2 до точки наблюдения P ; ρ, θ — координаты точки наблюдения.

Первичное поле РРИ (пирамидального и конического) определяется исходя из того, что источником первичного поля является малый, синфазный, рупор, а его «раскрывом» служит сечение излома. При этом геометрические размеры РРИ выбраны таким образом, что лучи первичного поля (прямые и отраженные) не пересекают внутренних стенок основного рупора.

2.1.4. Дифракционные поля

Метод геометрической теории дифракции в общем случае базируется на предположении, что энергия распространяется вдоль лучей. Поле, соответствующее каждому дифрагированному лучу, связано с полем каждого прямого луча (в его качестве может выступать и дифрагированный луч предыдущего порядка малости), падающего в точку дифракции P_i , количественным соотношением посредством оптических законов изменения фазы и сохранения энергии. Эта связь осуществляется через коэффициент, определяемый из условия постоянства потока энергии вдоль соответствующей лучевой трубки, и функции дифракции, учитывающей закон изменения дифракционного поля на поверхности данной конфигурации.

Дифракционное поле, возникающее на ребре произвольной формы [58], в общем случае можно записать в следующем виде:

$$\dot{E}_{\text{дi}} = \dot{E}_{\text{пад}}(P_i) [\rho_{\text{кр}i}/(\rho_{\text{кр}i} + \rho_i)]^{1/2} D_i, \quad (2.7)$$

где $\dot{E}_{\text{дi}}$ — дифракционное поле в точке наблюдения P , создаваемое лучом, дифрагированным в точке дифракции P_i ; $\dot{E}_{\text{пад}}(P_i)$ — поле прямого луча, падающего в точку дифракции P_i ; ρ_i — расстояние от точки дифракции P_i до точки

наблюдения P ; ρ_{kpi} — радиус кривизны волнового фронта; D_i — коэффициент дифракции, определяющий закон изменения поля луча, дифрагированного в точке дифракции P_i .

Коэффициенты дифракции для электрической и магнитной плоскостей (D_{iE} и D_{iH}), соответственно, выраженные единой формулой с «дробным» индексом ($D_{iE/H}$), которому соответствуют «дробные» знаки (\pm), определены из предположения, что при одинаковых направлениях падающего луча коэффициент дифракции на ребре идеального проводящего тела (в случае, когда радиус кривизны ребра значительно превышает длину волны) не отличается от коэффициента дифракции на идеально проводящем клине, ребро которого совпадает с касательной к ребру рассматриваемого тела в точке дифракции P_i .

$$D_{iE/H} = \frac{1}{N} \left[\sin(\pi/N) \right]^{1/2} \cdot \exp(-j\pi/4) \cdot \left\{ \cos(\pi/N) - \cos \frac{\psi_i - \psi_{0i}}{N} \right\}^{-1} \mp \mp \left\{ \cos(\pi/N) - \cos \frac{\psi_i + \psi_{0i}}{N} \right\}^{-1} \right\}, \quad (2.8)$$

где ψ_{0i} и ψ_i — углы между проекциями соответственно падающего и дифрагированного лучей на плоскость, перпендикулярную к ребру тела в точке дифракции P_i , и линией пересечения этой плоскости с плоскостью, касательной к освещенной части поверхности тела в точке дифракции P_i ; $N = 2 - \eta/\pi$, где η — угол клина.

Выражения (2.7) и (2.8) достаточно просты и удобны, но имеют два существенных недостатка:

- коэффициент в (2.7), связывающий поле луча, падающего в точку дифракции P_i , с полем дифрагированного луча в точке наблюдения P , в случае падения как плоской или цилиндрической, так и сферической волны на ребро тела криволинейной формы не дает смыкания дифракционного поля с полем геометрической оптики;
- вблизи границы тени ($\psi_i = \pi + \psi_{0i}$) и вблизи направления зеркально отраженных лучей ($\psi_i = \pi - \psi_{0i}$) выражение (2.8) несправедливо и дает бесконечную величину поля.

Радиус кривизны волнового фронта (ρ_{kpi}):

$$\rho_{kpi} = -(R_{kpi} \sin^2 \beta_i) / (\cos \delta_i + R_{kpi} \beta_i \sin^2 \beta_i), \quad (2.9)$$

где β_i — угол между падающим лучом и касательной к ребру в точке дифракции P_i ; β_i — производная угла β_i по длине дуги вдоль ребра в точке дифракции P_i ; δ_i — угол между рассматриваемым дифрагированным лучом и внутренней нормалью к ребру в точке дифракции P_i ; R_{kpi} — радиус кривизны ребра в точке дифракции P_i ;

При падении сферической волны на круглый край раскрыва (рис. 2.3), что характерно для конического рупора, в точке P_i угол между падающим лучом и касательной к ребру $\beta = \pi/2$, а радиус кривизны ребра в этой точке $R_{kp} = R$. Угол между рассматриваемым дифракционным лучом и внутренней нормалью к ребру в точке P_i , исходя из геометрии рупора, равен: $\delta = -(\alpha - \psi_i + \pi/2)$. Формула для расчета производной β при падении сферической волны на круглый раскрыв имеет следующий вид:

$$\beta = a / \{R[(R+a)^2 + b^2]^{1/2}\}, \quad (2.10)$$

где a — расстояние от точки излучения до оси рупора; b — расстояние от точки излучения до плоскости раскрыва рупора. Чтобы выразить β через соответствующие геометрические размеры рупора, рассматриваем падение луча из точки O_1 в точку P_1 , т. е. падение сферической волны на вогнутый край. В этом случае $a = S_{oi} \sin(\psi_{oi} + \alpha) - R$, $b = S_{oi} \cos(\psi_{oi} + \alpha)$, где S_{oi} — расстояние от источника до точки дифракции. Подставляя значения a и b в (2.10) и преобразовывая, получаем для конического рупора:

$$\beta_{\text{вор}} = [S_{oi} \sin(\psi_{oi} + \alpha) - R] / R S_{oi}. \quad (2.11)$$

Аналогичным образом находим, что при падении луча из точки O_2 в точку P_1 , т. е. при падении сферической волны на выпуклый край:

$$\beta_{\text{вып}} = -[S_{oi} \sin(\psi_{oi} - \alpha) - R] / R S_{oi}. \quad (2.12)$$

В силу симметрии рупора значения β для лучей, падающих в точку P_2 и выходящих из точек O_2 и O_1 определяются также по (2.11) и (2.12).

При падении сферической волны на плоский край раскрыва, что характерно для секториального и пирамидального рупора $\beta = \pi/2$; $R_{\text{кр}} = \infty$; $\delta = [(\pi/2) - (\psi_i + \alpha)]$; $\beta = -1/S_{oi}$.

Подставляя найденные значения β , $R_{\text{кр}}$, δ и β в (2.9), получаем:

Радиусы кривизны волнового фронта для конического рупора:

$$\rho_{\text{кр.вып}} = -R / [\sin(\alpha - \psi_{oi})] - R_{\text{кр}} / S_{oi} + \sin(\psi_i + \alpha), \quad (2.13)$$

$$\rho_{\text{кр.вор}} = -R / [\sin(\alpha + \psi_{oi})] - R_{\text{кр}} / S_{oi} + \sin(\psi_i + \alpha). \quad (2.14)$$

Радиус кривизны волнового фронта для пирамидального рупора:

$$\rho_{\text{кр.пир}} = S_{oi}. \quad (2.15)$$

Конечная величина поля на границе тени прямых и отраженных лучей при расчете дифракционного поля, возникающего при падении плоской волны на полуплоскость [60] определяется по следующей формуле:

$$\dot{E}_{\text{д}} = \dot{E}_{\text{д}} (\psi_i - \psi_{oi}) \pm \dot{E}_{\text{д}} (\psi_i + \psi_{oi}). \quad (2.16)$$

$$\dot{E}_{\text{д}}(\psi_i \mp \psi_{oi}) = \frac{\exp(-j\pi/4)}{\pi^{1/2}} \cdot \frac{\cos[(\psi_i \mp \psi_{oi})/2]}{\cos[(\psi_i \mp \psi_{oi})/2]} \cdot \exp[jk\rho_i \cdot \cos(\psi_i \mp \psi_{oi})] \cdot \int_{x_i}^{\infty} \exp(jx^2) \cdot dx, \quad (2.17)$$

где $x_i = \{k\rho_i[1 + \cos(\psi_i \mp \psi_{oi})]\}^{1/2}$; верхний и нижний знак в (2.16) соответствует плоскостям E и H, а в (2.17) — первому и второму слагаемому в (2.16).

Каждое слагаемое в (2.16) определяется произведением плоской волны «своего» (прямого/отраженного) поля геометрической оптики и интегралом Френеля, аргумент которого выбран из условия, чтобы фаза краевой волны асимптотически удовлетворяла принципу Ферма.

Приближенное решение для случая дифракции цилиндрической волны на полуплоскости сконструированное по аналогии с (2.16) обеспечивает непрерывное смыкание с волнами геометрической оптики на границе прямых/отраженных лучей, как около кромки, так и в дальней зоне. При этом амплитуда составляющих дифракционного поля, примыкающих к прямому/отраженному полю геометрической оптики на границе прямых/отраженных лучей, равна половине амплитуды «своего» поля геометрической оптики.

Если ввести соответствующие коэффициенты, учитывающие вид волны и кривизну кромки, то действие аналогичной асимптотической формулы можно распространить и на дифракцию плоской, цилиндрической и сферической волны, падающей на ребро или клин тела прямолинейной и криволинейной формы.

Для простых секториальных и пирамидальных рупоров кромка, при отсутствии фланца, является прямолинейным ребром, а при его наличии — прямолинейным клином.

Для простых конических рупоров кромка, при отсутствии фланца, является криволинейным ребром, а при его наличии — криволинейным клином.

Для РРИ кромка сечения излома всегда является клином, а кромка раскрыва (как и для простых рупоров) — ребром или клином (в зависимости от отсутствия или наличия фланца) причем для конических и пирамидальных рупоров криволинейными или прямолинейными, соответственно.

Для пирамидальных РРИ ребра и клинья прямолинейные, а для конических — криволинейные.

Далее рассмотрены дифракционные поля, возникающие в РРИ, так как он включает все возможные случаи.

Дифракционные поля, возникающие на сечении излома, создаются прямыми лучами 11 и 22 (рис. 2.3) первичной волны, исходящими соответственно из мнимых источников O_1 и O_2 и проходящими, соответственно, через точки дифракции P_1 и P_2 . Лучи 11 и 22 являются падающими по отношению к стенкам А и В, соответственно, а лучи 21 и 12 — отраженными по отношению к тем же стенкам.

Асимптотические формулы для расчета этих полей, не дающие каустик в направлении грани, могут быть построены аналогично [59], где рассматривается случай падения цилиндрической волны на полуплоскость.

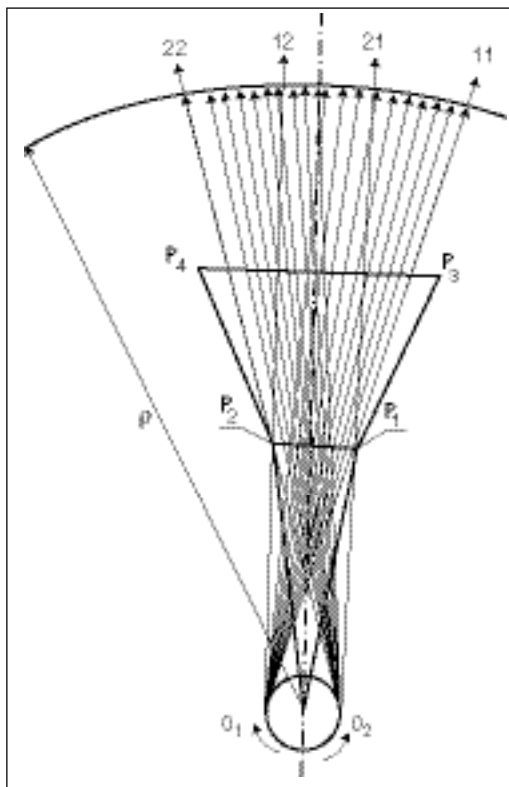


Рис. 2.3

Для этого составляющие дифракционных полей, входящие в (2.16), должны учитывать специфические особенности падающего поля и кромки, являющейся источником соответствующего дифракционного поля.

За исходную формулу для общего случая — падения плоской, цилиндрической или сферической волны на ребро произвольной формы взято асимптотическое выражение для расчета дифракционного поля, возникающего при падении плоской волны на клин.

Это выражение, если ограничиться первым членом ряда, что справедливо для больших kr , отличающееся от (2.17) тем, что учитывает угол клина, имеет следующий вид [60]:

$$\dot{E}_{di(\psi_i \mp \psi_{0i})} = \frac{2 \sin(\pi / N) \cdot \exp(-j\pi / 4)}{N\pi^{1/2}} \cdot \frac{\left| \cos[(\psi_i \mp \psi_{0i}) / 2] \right|}{\cos(\pi / N) - \cos[(\psi_i \mp \psi_{0i}) / N]} \cdot \exp[-jk\rho_i \cdot \cos(\psi_i \mp \psi_{0i})] \cdot \int_{x_i}^{\infty} \exp(jx^2) \cdot dx, \quad (2.18)$$

где $x_i = \{k\rho_i[1 + \cos(\psi_i \mp \psi_{0i})]\}^{1/2}$; $N = 2 - \eta/\pi$.

Приближенное решение для случая дифракции плоской, цилиндрической и сферической волны, падающей на ребро тела произвольной формы, размеры которого достаточно велики по сравнению с длиной волны, конструируется по аналогии с (2.18). При этом полагаем, что дифракционное поле лучей, дифрагированных на малом элементе ребра, который можно рассматривать как прямолинейный, пропорционально выражению (2.18) при условии, что фазовые множители прямого/отраженного поля плоской волны соответствуют фазовым множителям прямого/отраженного поля плоской, цилиндрической или сферической волны. В этом случае интегралы Френеля должны быть записаны таким образом, чтобы фаза лучей удовлетворяла принципу Ферма, т. е. соответствовала разности фаз дифрагированного и прямого/отраженного луча в точке наблюдения.

При рассмотрении ребра произвольной формы необходимо ввести коэффициенты, учитывающие вид волны и кривизну кромки, которые назовем коэффициентами расходимости. Эти коэффициенты вычисляются аналогично [58], [61] из условия закона сохранения энергии, но в отличие от [58], [61], они имеют корректирующие множители, которые определяются отдельно для каждого вида волны из условия смыкания составляющих дифракционного поля (примыкающих соответственно к прямому/отраженному полю) с полем геометрической оптики на границе свет-тень.

На основании изложенного выше формулы (2.16) и (2.18) приобретают следующий вид:

$$\dot{E}_{di} = \dot{E}_{01} (\dot{E}_{di n} R_{px.in} + \dot{E}_{di o} R_{px.io}).$$

$$\dot{E}_{i \frac{n}{0}} = \frac{2 \sin(\pi / N)}{N \cdot \pi^{1/2}} \cdot \exp(-j\pi / 4) \cdot \frac{\left| \cos[(\psi_i \mp \psi_{0i}) / 2] \right|}{\cos(\pi / N) - \cos[(\psi_i \mp \psi_{0i}) / N]} \cdot \exp(jk\rho_{i \frac{n}{0}}) \cdot \int_{x_{i \frac{n}{0}}}^{\infty} \exp(jx^2) dx, \quad (2.19)$$

где $x_{i \frac{n}{0}} = [k \cdot (S_{i \frac{n}{0}} - S_{i \frac{n}{0}})]^{1/2}$, $n = 2 - \eta/\pi$,

где \dot{E}_{01} — поле первичного источника луча, проходящего через точку дифракции P_i ; $\dot{E}_{di n/0}$ — составляющие дифракционного поля прямолинейного элемента кромки, примыкающего к прямому/отраженному полю, соответственно; $S_{i n/0}$ — величины, определяющие фазу прямого/отраженного луча в точке дифракции P_i ; $S_{di n/0}$ — величины, определяющие фазу дифрагированного прямого/отраженного луча в точке наблюдения P с учетом начальной фазы прямого/отраженного луча в точке дифракции P_i ; $R_{px.i n/0}$ — коэффициенты, учитывающие вид волны и кривизну кромки для прямого/отраженного луча.

«Дробным» индексам (при $\dot{E}_{di n/0}$, $S_{i n/0}$, $S_{di n/0}$, $R_{px.i n/0}$) соответствуют «дробные» знаки (\mp), относящиеся к расчету прямого/отраженного поля. В формуле (2.19), в отличие от (2.16), имеется только знак «+». Это объясняется тем, что изменение знака перед составляющей дифракционного поля, примы-

кающей к отраженному полю, характерное для плоскости Н, учитывается фазовым множителем, определяющим фазу отраженного луча.

При расчете дифракционных полей от точек дифракции P_1 и P_2 , возбуждаемых соответственно лучами 11 и 22 (см. рис. 2.3), исходное первичное поле источников этих лучей равно полю на этих лучах в точках O_1 и O_2 , т.е. $E_{i0} = E_{o1} = E_{o2}$.

Дифракционные поля, возникающие на раскрые основного рупора (рис. 2.4) в точках дифракции P_2 и P_3 (\dot{E}_{d3} и \dot{E}_{d4}), создаются граничными лучами 13, 23 и 24, 14 дифракционных полей (\dot{E}_{d1} и \dot{E}_{d2}) от точек излома P_1 и P_2 . Если рупор имеет фланец, то эти поля можно рассчитывать непосредственно по формуле (2.19), а при отсутствии фланца следует принять $N=2$.

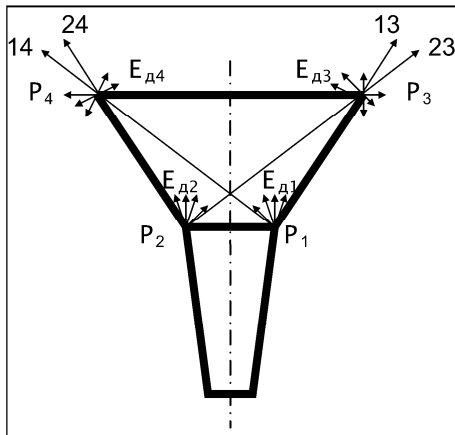


Рис. 2.4

Дифракционные поля, падающие на кромку раскрыва в точки P_3 и P_4 , представляют собой (для пирамидального и конического рупора) сферическую волну. Эквивалентными источниками этих полей являются точки, лежащие на соответствующих граничных лучах. Для того, чтобы найти начальную величину поля этих источников, нужно найти величину дифракционного поля на каждом граничном луче в двух точках: на кромке раскрыва основного рупора и на расстоянии ρ . Зная величину поля в этих двух точках, лежащих на одном и том же луче, можно определить расстояние от точек дифракции P_3 и P_4 до искомых мнимых

эквивалентных источников сферической волны, а также исходную величину поля каждого эквивалентного источника.

Дифракционное поле на граничных лучах в точках P_3 и P_4 , лежащих на кромке раскрыва основного рупора, обозначим как $\dot{E}_{di}(P_i)$, а в точках, лежащих на окружности радиуса ρ (на направлении граничных лучей) как $\dot{E}_{di}(\rho, \theta_i)$.

Поле на граничных лучах в точке дифракции P_i равно:

$$|\dot{E}_{di}(P_i)| = |E_{oi}| I S_{oi}. \quad (2.20)$$

Поле на граничных лучах в точке наблюдения P равно:

$$|\dot{E}_{di}(\rho, \theta_i)| = |E_{oi}| I [\rho_i(\rho, \theta_i) + S_{oi} I], \quad (2.21)$$

где S_{oi} — расстояние от соответствующего эквивалентного источника до точки дифракции P_i ; $\rho_i(\rho, \theta_i)$ — расстояние от точки дифракции P_i до точки наблюдения P , расположенной на окружности радиуса ρ на направлении граничного луча, проходящего через точку дифракции P_i .

Исходя из (2.20) и (2.21), можно записать:

$$\begin{aligned} |\dot{E}_{di}(P_i)| \cdot S_{oi} &= |\dot{E}_{di}(\rho_i, \theta_i)| \cdot [S_{oi} + \rho_i(\rho, \theta_i) I], \text{ тогда} \\ S_{oi} &= \frac{|\dot{E}_{di}(\rho_i, \theta_i)| \cdot \rho_i(\rho, \theta_i) I}{|\dot{E}_{di}(P_i)| - |\dot{E}_{di}(\rho, \theta_i)| I}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Зная величину S_{oi} можно определить \dot{E}_{oi} :

$$\dot{E}_{0i} = \left| \dot{E}_{\text{ди}}(\rho, \theta_i) \right| \cdot [S_{0i} + \rho_i(\rho, \theta_i)] \cdot \exp\{-jk \cdot [S_{0i} + \rho_i(\rho, \theta_i)]\}. \quad (2.23)$$

Коэффициенты, учитывающие вид волны и кривизну кромки, определяются отдельно для каждого вида волны, исходя из зависимости поля в точке наблюдения P [58], [61], [62], возникающего в результате дифракции лучей, падающих на ребро тела произвольной формы, от величины поля на луче, падающем в точку дифракции P_i . Эта зависимость может быть записана следующим образом:

$$\dot{E}_{\text{ди}} = \dot{E}_{0i} \cdot F(S_{0i}) \cdot (1 + \rho_i / \rho_{\text{кр},i})^{-1/2} \cdot F(\psi_i \mp \psi_{0i}), \quad (2.24)$$

где $\dot{E}_{\text{ди}}$ — дифракционное поле в точке наблюдения P ; \dot{E}_{0i} — поле первичного источника лучей, падающих в точку дифракции P_i ; $F(S_{0i})$ — функция, определяющая закон изменения амплитуды поля первичного источника в зависимости от расстояния от этого источника до точки дифракции P_i ; S_{0i} — расстояние от первичного источника до точки дифракции P_i ; ρ_i — расстояние от точки дифракции P_i до точки наблюдения P ; $\rho_{\text{кр},i}$ — радиус кривизны волнового фронта; $F(\psi_i \mp \psi_{0i})$ — функция краевой волны прямолинейного элемента кромки.

Множитель $F(S_{0i}) \cdot (1 + \rho_i / \rho_{\text{кр},i})^{1/2}$ в (2.24) обеспечивает смыкание поля геометрической оптики с дифракционным полем на границе свет-тень только в случае падения плоской волны на полуплоскость. Если же фронт волны или форма кромки отличается от плоской, то на границе свет-тень имеется разрыв, что приводит к неточности расчета.

Для обеспечения смыкания поля геометрической оптики с дифракционным полем при падении плоской, цилиндрической и сферической волны на ребро криволинейной формы вводится корректирующий коэффициент M , который справедлив для каждого вида волны из условия смыкания составляющих дифракционного поля, примыкающих соответственно к прямому/отраженному полю, на границе свет-тень. При этом считается, что источником отраженных лучей является вертикальное отображение источника прямых лучей, а амплитуда поля отраженного луча на границе свет-тень меняется так же, как амплитуда прямого луча. Тогда (2.24) принимает следующий вид:

$$\dot{E}_{\text{ди}} = M \cdot \dot{E}_{0i} \cdot F(S_{0i}) \cdot [(1 + \rho_i / \rho_{\text{кр},i0})^{-1/2} \cdot F(\psi_i - \psi_{0i}) + (1 + \rho_i / \rho_{\text{кр},i0})^{-1/2} \cdot F(\psi_i + \psi_{0i})]. \quad (2.25)$$

В данном случае коэффициент M получен при условии, что составляющие дифракционного поля $F(\psi_i \mp \psi_{0i})$, примыкающие соответственно к прямому/отраженному полю, на границе свет-тень меняют знак и равны 0,5, поэтому для обеспечения непрерывности поля необходимо, чтобы на границе прямого/отраженного луча соблюдалось следующее равенство:

$$M \cdot F(S_{0i}) \cdot (1 + \rho_i / \rho_{\text{кр},i0})^{-1/2} = F(\rho),$$

где $F(\rho)$ — функция, определяющая изменения амплитуды поля вдоль прямого/отраженного луча на границе свет-тень.

Для сферической волны, источник которой находится на расстоянии S_{0i} от точки дифракции P_i и на расстоянии ρ от точки наблюдения P , $F(S_{0i}) = S_{0i}^{-1}$, $F(\rho) = \rho^{-1}$, $\rho_{\text{кр},i0} = S_{0i}$, $\rho = S_{0i} + \rho_i$ — для прямого/отраженного луча на границе свет-тень, тогда

$$M \cdot S_{0i}^{-1} \cdot (1 + \rho_i / S_{0i})^{-1/2} = (S_{0i} + \rho_i)^{-1},$$

$$\text{отсюда } M = [S_{0i}/(S_{0i} + \rho_i)]^{1/2}. \quad (2.26)$$

Подставляя значение M в (2.25) и учитывая, что $F(\psi_i \mp \psi_{0i}) = \dot{E}_{\text{д}i \text{ н} / 0}$, получаем:

$$\dot{E}_{\text{д}i} = \dot{E}_{0i} \cdot [S_{0i} \cdot (S_{0i} + \rho_i) \cdot (1 + \rho_i / \rho_{\text{кр.н}i}) \cdot \dot{E}_{\text{д}n i} + S_{0i} \cdot (S_{0i} + \rho_i) \cdot (1 + \rho_i / \rho_{\text{кр.о}i}) \cdot \dot{E}_{\text{д}0 i}] J. \quad (2.27)$$

Запишем (2.27) в виде:

$$\dot{E}_{\text{д}i} = \dot{E}_{0i} \cdot (R_{\text{рх.н}i} \cdot \dot{E}_{\text{д}n i} + R_{\text{рх.о}i} \cdot \dot{E}_{\text{д}0 i}), \quad (2.28)$$

где $R_{\text{рх.н}i \text{ н} / 0}$ — амплитудный коэффициент, учитывающий вид волны и форму кромки, равный:

$$R_{\text{рх.н}i \text{ н} / 0} = [S_{0i} \cdot (S_{0i} + \rho_i) \cdot (1 + \rho_i / \rho_{\text{кр.н}i \text{ н} / 0})] J^{-1/2}. \quad (2.29)$$

Для цилиндрической волны подобные рассуждения дают:

$$R_{\text{рх.н}i \text{ н} / 0} = [S_{0i} \cdot (1 + \rho_i / \rho_{\text{кр.н}i \text{ н} / 0})] J^{-1/2}. \quad (2.30)$$

Для плоской волны:

$$R_{\text{рх.н}i \text{ н} / 0} = (1 + \rho_i / \rho_{\text{кр.н}i \text{ н} / 0}) J^{-1/2}. \quad (2.31)$$

2.1.5. Фазовый центр

Для правильной установки рупора в схеме зеркальной антенны необходимо знать положение его фазового центра. При этом требования к точности теоретического определения фазового центра могут быть не очень высокими, так как на практике почти всегда имеется возможность небольшого перемещения облучателя относительно зеркала и экспериментального совмещения фазового центра облучателя с его фокусом.

Положение фазового центра синфазных секториальных, пирамидальных и конических рупоров достаточно хорошо известно (см. раздел 1.3.2). Кроме того, оно легко определяется по расчетным или экспериментальным фазовым диаграммам. Сложнее обстоит дело с расфазированными рупорами разных модификаций, включая различные модификации РРИ, фазовые диаграммы которых имеют осциллирующий характер.

При использовании рупоров в качестве облучателей практический интерес представляет положение фазового центра, рассчитанного по фазовым диаграммам только в пределах рабочего сектора углов, в частности, в пределах сектора угла облучения зеркала. В том случае, если в пределах данного сектора равнофазные поверхности представляют собой концентрические сферы, как это характерно, например, для обычных синфазных рупоров, то облучатель имеет точечный фазовый центр, положение которого совпадает с центром равнофазных сфер.

Фазовый центр симметричных рупоров находится на оси рупора. Поэтому достаточно знать лишь его смещение вдоль оси. Экспериментально это смещение ($S_{\text{фц}}$) определяется либо относительно базовой точки на оси рупора, через которую проходит ось вращения при измерении фазовых диаграмм, либо относительно начала координат, выбранного при расчете фазовых диаграмм.

Величина смещения фазового центра ($S_{\text{фц}}$) может быть определена [63]:

$$S_{\text{фц}} = 0,5 \Delta S (2\rho + \Delta S) / [2\rho \sin^2(\theta/2) + \Delta S], \quad (2.32)$$

где $\Delta S = \lambda(\varphi_\theta - \varphi_0)/2\pi$; φ_θ — фаза под произвольным углом θ ; φ_0 — начальная фаза при $\theta = 0^\circ$.

Если рупор имеет точечный фазовый центр, то для определения его положения достаточно вычислить или измерить фазу в двух любых точках в пределах заданного сектора углов. Однако реальные рупорные антенны (особенно расфазированные), как правило, не имеют точечного фазового центра, а имеют место достаточно сильные отклонения фазы от некоторого среднего значения не только в пределах главного лепестка, но и более узкого, рабочего, сектора углов. Поэтому положение фазового центра, вычисленное по точкам, взятым на различных участках фазовой диаграммы, будет различным.

Под фазовым центром рупоров, имеющих осциллирующую фазовую диаграмму (например, расфазированных), следует понимать некую область, в пределах которой сконцентрировано наибольшее количество частных фазовых центров, соответствующих различным участкам фазовой диаграммы.

Установка облучателя в соответствии с найденным «интегральным» фазовым центром по существу определяет положение рупора, при котором достигаются минимальные фазовые погрешности и поэтому реализуется максимально возможный КИП антенны.

Наиболее точным было бы определение средневзвешенного положения общего фазового центра, т.е. с учетом веса каждого частного фазового центра в зависимости от величины амплитуды в тех точках фазовой диаграммы, по которым данный частный фазовый центр рассчитывался.

На практике можно ограничиться вычислением нескольких значений $S_{\text{фц}}$ в пределах рабочего сектора углов, а затем вычислить его среднее арифметическое, а не средневзвешенное, т.е.:

$$S_{\text{фц}} = (\sum S_{\text{фц}})/n, \quad (2.33)$$

где n — число расчетных точек, которое должно быть много больше числа фазовых осцилляций.

Если положение фазового центра, рассчитанное для плоскостей E и H отдельно, не совпадает между собой, то определяется среднее значение $S_{\text{фц}}$:

$$S_{\text{фц}} = S_{\text{ЕН}} = (S_E + S_H)/2, \quad (2.34)$$

где $S_{\text{ЕН}}$ — расстояние от выбранной точки отсчета до фазового центра рупора, за который принято среднее для обеих плоскостей положение фазового центра; S_E — расстояние от выбранной точки отсчета до фазового центра рупора в плоскости E ; S_H — расстояние от выбранной точки отсчета до фазового центра рупора в плоскости H .

Расчеты и многочисленные экспериментальные исследования показали, что приведенная выше упрощенная методика определения фазового центра дает весьма хорошую точность и вполне пригодна для практических целей.

2.1.6. Область применения лучевой методики

Данная, лучевая, методика может быть использована не только для расчета диаграмм простых рупорных антенн и симметричных РРИ, но и для более сложных рупоров, а именно:

- Для РРИ с эллиптическим (РРИЭ) и прямоугольным (РРИП) раскрывом. Но в этом случае в качестве базовых величин следует использовать геометрические размеры рупора, соответствующие той плоскости, в которой проводится расчет.

- Для простых рупоров с фланцем, установленным по периметру раскры- ва, так как при $2\alpha = 180^\circ$ основной рупор вырождается в плоский фланец.
- Для РРИ с косым срезом и/или поворотом оси в той плоскости (попе- речной), где рупор симметричен. В продольной плоскости расчет можно про- водить по аналогичным формулам, но с учетом того, что в этой плоскости (из- за асимметрии рупора) вклад в общее поле его правой и левой половины будет разным, разными будут и зоны действия полей, определяемых правыми и левыми точками дифракции.
- Для рупоров, имеющих не один, а несколько изломов. При этом вклад дифракционного поля лучей, дифрагированных на каждом дополнительном изломе или фланце, определяется по аналогии с полем лучей, дифрагирован- ном на кромке основного рупора, с учетом угла «раствора», образуемого новым изломом или фланцем.

2.2. Расчет диаграмм простых рупоров

2.2.1. Составляющие суммарного поля и основные этапы расчета

Суммарное поле рупора (конического и пирамидального), если ограни- читься, рис. 2.6, вкладом первичных полей O_1 и O_2 от текущих эквивалентных источников \dot{E}_1 и \dot{E}_2 , соответственно и дифракционных полей (только первого

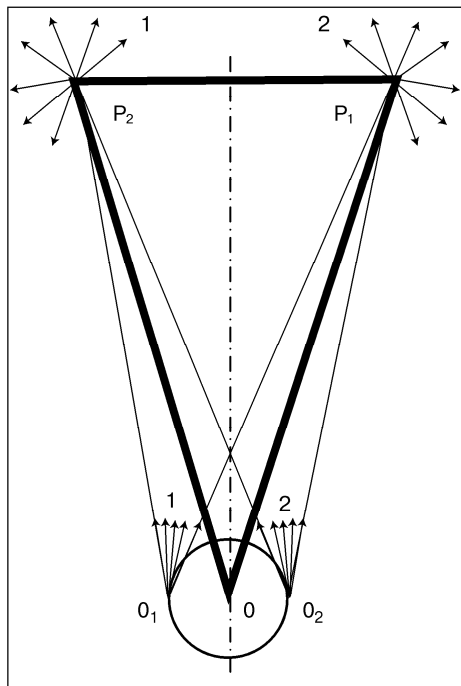


Рис. 2.5

порядка малости) \dot{E}_{d1} и \dot{E}_{d2} от точек P_1 и P_2 , имеет следующий вид:

$$\dot{E} = \dot{E}_1 + \dot{E}_2 + \dot{E}_{d1} + \dot{E}_{d2}, \quad (2.35)$$

где

\dot{E}_1 — первичное поле от эквива- лентного источника 1 (O_1),

\dot{E}_2 — первичное поле от эквива- лентного источника 2 (O_2),

\dot{E}_{d1} — поле лучей, дифрагирован- ных в точке дифракции P_1 ,

\dot{E}_{d2} — поле лучей, дифрагированных в точке дифракции P_2 .

Основные этапы расчета:

- Расчет базовых величин.
- Расчет первичного поля.
- Расчет дифракционных полей.
- Расчет общего (суммарного) поля.
- Определение положение фазо- вого центра.
- Пересчет диаграмм относитель- но фазового центра.

2.2.2. Расчет базовых величин

Базовыми являются: исходные данные (расстояние от геометрической вер- шины рупора до точки наблюдения и его основные геометрические размеры), радиус каустической окружности и некоторые действительные величины, исполь-

зюемые при расчете многократно, рис. 2.6.

Исходные данные:

ρ — расстояние от геометрической вершины рупора до точки наблюдения P ,

$2R$ — диаметр раскрыва конического рупора (размер раскрыва в плоскости расчета пирамидального),

2α — угол раствора рупора.

Радиус каустической окружности R_0 определяется по формулам раздела 2.1.3, исходя из типа рупора (пирамидальный или конический) и поляризации.

Действительные величины, используемые при расчете многократно: ψ_0 , L , L_0 , ρ_0 , ψ_1 , ψ_2 , ρ_1 , ρ_2 , рис. 2.6, определяются из простых геометрических соотношений.

$L = R/\sin\alpha$ — длина образующей рупора, считая от геометрической вершины,

$\psi_0 = \arcsin(R_0/L)$ — угол между лучом, падающим в точку дифракции, и освещенной стенкой рупора,

$L_0 = (L^2 - R_0^2)^{1/2}$ — расстояние от текущих эквивалентных источников O_1 и O_2 до точек дифракции P_1 и P_2 ,

$\rho_0 = (\rho^2 - R_0^2)^{1/2}$ — расстояние от эквивалентных источников O_1 и O_2 до точки наблюдения P ,

$\psi_1 = \pi - \alpha - \arcsin[L \sin(\alpha - \theta)/\rho_1] + \theta$ — угол между лучом, дифрагированным в точке P_1 , и освещенной стенкой рупора,

$\psi_2 = \pi - \alpha - \arcsin[L \sin(\alpha + \theta)/\rho_2] - \theta$ — угол между лучом, дифрагированным в точке P_2 , и освещенной стенкой (В) рупора,

$\rho_1 = [L^2 + \rho^2 - 2L\rho \cos(\alpha - \theta)]^{1/2}$ — расстояние от точки дифракции P_1 до точки наблюдения P ,

$\rho_2 = [L^2 + \rho^2 - 2L\rho \cos(\alpha + \theta)]^{1/2}$ — расстояние от точки дифракции P_2 до точки наблюдения P .

2.2.3. Расчет первичного поля

Первичное поле рупора (согласно изложенной выше методике расчета, см. раздел 2.1.3) представлено в виде лучей $e^{jv\theta}$ и $e^{-jv\theta}$, исходящих из текущих эквивалентных источников O_1 и O_2 , рис. 2.7. Зона действия первого источника (O_1) ограничена лучами 11 и 12, а второго (O_2) — лучами 22 и 21. Этим крайним лучам соответствуют граничные углы: θ_{11} , θ_{12} и θ_{22} , θ_{21} .

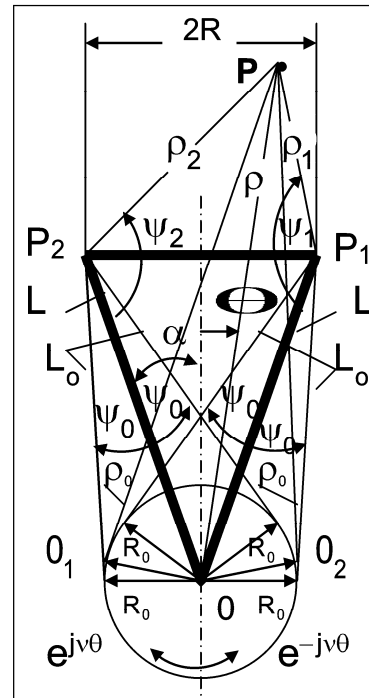


Рис. 2.6

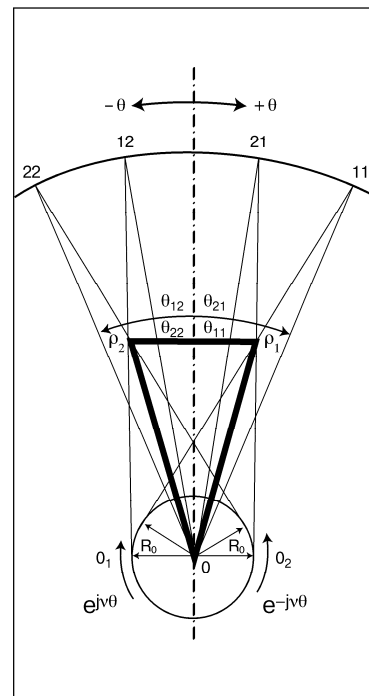


Рис. 2.7

Первичное поле от первого источника (\dot{E}_1):

$$\dot{E}_1 = 0 \quad \text{при } \theta_{12} > \theta > \theta_{11}. \quad (2.36)$$

$$\dot{E}_1 = E_0 \rho^{-1} \exp(jkS_1) \quad \text{при } \theta_{12} \leq \theta \leq \theta_{11},$$

$\exp(jkS_1)$ — фазовый множитель, определяющий фазу луча источника O_1 ,

где $S_1 = \rho_0 - R_0 [\arccos(R_0/\rho) - \theta]$.

Первичное поле от второго источника (\dot{E}_2):

$$\dot{E}_2 = 0 \quad \text{при } \theta_{22} > \theta > \theta_{21}, \quad (2.37)$$

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_0 \rho^{-1} \exp(jkS_2) \quad \text{при } \theta_{22} \leq \theta \leq \theta_{21},$$

$\exp(jkS_2)$ — фазовый множитель, определяющий фазу луча источника O_2 ,

где $S_2 = \rho_0 - R_0 [\arccos(R_0/\rho) + \theta]$.

Граничные углы: $\theta_{11} = \alpha + \psi_0 - \arcsin(R_0/\rho)$; $\theta_{22} = -\theta_{11}$;

$\theta_{21} = \alpha - \psi_0 + \arcsin(R_0/\rho)$; $\theta_{12} = -\theta_{21}$.

2.2.4. Расчет дифракционных полей

Дифракционные поля \dot{E}_{d1} и \dot{E}_{d2} от точек дифракции P_1 и P_2 , соответственно, можно определить по (2.19), при этом для рупора без фланца следует принять $N = 2$.

Первичные поля, дифрагирующие в точках раскрыва P_1 и P_2 (\dot{E}_{01} и \dot{E}_{02}), равны первичному полю, падающему в эти точки из источников O_1 и O_2 (см. рис. 2.7). Для симметричного рупора $\dot{E}_{01} = \dot{E}_{02} = \dot{E}_0$.

Зоны действия дифракционных полей, рис. 2.8:

$$\dot{E}_{d1} = 0 \quad \text{при } \theta'_{12} > \theta > \theta_{10}, \quad (2.38)$$

$$\dot{E}_{d1} = \dot{E}_{01} (\dot{E}_{d1n} R_{px1n} + \dot{E}_{d1o} R_{px1o}) \quad \text{при } \theta'_{12} \leq \theta \leq \theta_{10},$$

$$\dot{E}_{d2} = 0 \quad \text{при } \theta_{20} > \theta > \theta'_{21}, \quad (2.39)$$

$$\dot{E}_{d2} = \dot{E}_{02} (\dot{E}_{d2n} R_{px2n} + \dot{E}_{d2o} R_{px2o}) \quad \text{при } \theta_{20} \leq \theta \leq \theta'_{21}.$$

Граничные углы: $\theta'_{12} = -\theta'_{21}$; $\theta_{10} = \pi + \alpha$; $\theta'_{21} = \arccos(R/\rho \operatorname{tg} \alpha)$; $\theta_{20} = -\theta_{10}$.

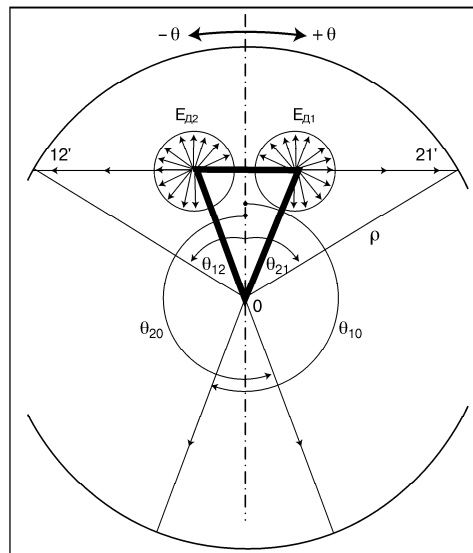


Рис. 2.8

Величина дифракционного поля один ($\dot{E}_{д1}$) от точки P_1 :

$$\dot{E}_{д1} = \frac{\exp(-j\pi/4)}{\pi^{1/2}} \frac{\cos[(\psi_1 \mp \psi_0)/2]}{\cos[(\psi_1 \mp \psi_{01})/2]} \exp(jkS_{10}) \cdot \int_{x_{10}}^{\infty} \exp(jx^2) \cdot dx, \quad (2.40)$$

где

$$x_{10} = [k(S_{д1} - S_{10})J]^{1/2}; \quad S_{10} = S_{\frac{1}{2}}; \quad S_{д1} = L_0 - R_0 [\arccos(R_0/L) \mp \alpha] + \rho_1.$$

Верхние/нижние индексы и знаки соответствуют прямому/отраженному полю.

Величина дифракционного поля два ($\dot{E}_{д2}$) от точки P_2 :

$$\dot{E}_{д2} = -\frac{\exp(-j\pi/4)}{\pi^{1/2}} \frac{\cos[(\psi_2 \mp \psi_0)/2]}{\cos[(\psi_2 \mp \psi_0)/2]} \exp(jkS_{20}) \cdot \int_{x_{20}}^{\infty} \exp(jx^2) \cdot dx, \quad (2.41)$$

где

$$x_{20} = [k(S_{д2} - S_{20})J]^{1/2}; \quad S_{20} = S_{\frac{2}{1}}; \quad S_{д2} = L_0 - R_0 [\arccos(R_0/L) \mp \alpha] + \rho_2.$$

Верхние/нижние индексы и знаки соответствуют прямому/отраженному полю.

Коэффициенты расходимости:

для пирамидального рупора

$$R_{px1n} = R_{px1o} = (L_0 + \rho_1)^{-1}, \quad R_{px2n} = R_{px2o} = (L_0 + \rho_2)^{-1},$$

для конического рупора

$$R_{px1\frac{n}{o}} = 1/|I_0 \cdot (L_0 + \rho_1) \cdot \{1 - \rho_1 \cdot [\sin(\alpha + \psi_1) \pm \operatorname{tg} \psi_0 + \cos(\alpha \pm \psi_0)]/R\}|^{1/2},$$

$$R_{px2\frac{n}{o}} = 1/|L_0 \cdot (L_0 + \rho_2) \cdot \{1 - \rho_2 \cdot [\sin(\alpha + \psi_2) \pm \operatorname{tg} \psi_0 + \cos(\alpha \pm \psi_0)]/R\}|^{1/2}.$$

Верхний/нижний индекс и знак соответствуют прямому/отраженному полю.

2.2.5. Расчет диаграмм простых рупоров

Расчет амплитудных и фазовых диаграмм обычного РРИ проводится по (2.35). При этом первичные поля (\dot{E}_1 и \dot{E}_2) рассчитываются по (2.36) и (2.37), а дифракционные ($\dot{E}_{д1}$ и $\dot{E}_{д2}$) — по (2.38) — (2.41) с учетом соответствующих коэффициентов расходимости.

Определение фазового центра рупора осуществляется по методике, изложенной в разделе 2.1.5.

Пересчет диаграмм относительно фазового центра проводится по обычной методике пересчета координат.

2. 3. Расчет диаграмм РРИ

2.3.1. Составляющие суммарного поля и основные этапы расчета

Суммарное поле РРИ (конического и пирамидального), если ограничиться (рис. 2.9 и рис. 2.10) вкладом первичных полей \dot{E}_1 и \dot{E}_2 от текущих эквивалентных источников 0_1 и 0_2 , а также дифракционных полей (только первого порядка малости) $\dot{E}_{д1}$ и $\dot{E}_{д2}$, создаваемых дифракционными точками излома P_1 и P_2 , а также $\dot{E}_{д3}$ и $\dot{E}_{д4}$, создаваемых дифракционными точками раскрыва P_3 и P_4 , имеет следующий вид:

$$\dot{E} = \dot{E}_1 + \dot{E}_2 + \dot{E}_{д1} + \dot{E}_{д2} + \dot{E}_{д3} + \dot{E}_{д4}, \quad (2.42)$$

где \dot{E}_1 — первичное поле рупора, определяемое лучами эквивалентного источника 0_1 ; \dot{E}_2 — первичное поле рупора, определяемое лучами эквивалентного источника 0_2 ; $\dot{E}_{д1}$ — дифракционное поле луча 11, дифрагированного в точке P_1 , расположенной на контуре излома; $\dot{E}_{д2}$ — дифракционное поле луча 22, дифрагированного в точке дифракции P_2 , расположенной на контуре излома; $\dot{E}_{д3}$ — дифракционное поле лучей 13 и 23 (поля $\dot{E}_{д13}$ и $\dot{E}_{д23}$, соответственно), дифрагированных в точке дифракции P_3 , расположенной на кромке раскрыва основного рупора: $\dot{E}_{д3} = \dot{E}_{д13} + \dot{E}_{д23}$; $\dot{E}_{д4}$ — дифракционное поле лучей 24 и 14 (поля $\dot{E}_{д24}$ и $\dot{E}_{д14}$, соответственно), дифрагированных в точке дифракции P_4 расположенной на кромке раскрыва основного рупора: $\dot{E}_{д4} = \dot{E}_{д24} + \dot{E}_{д14}$.

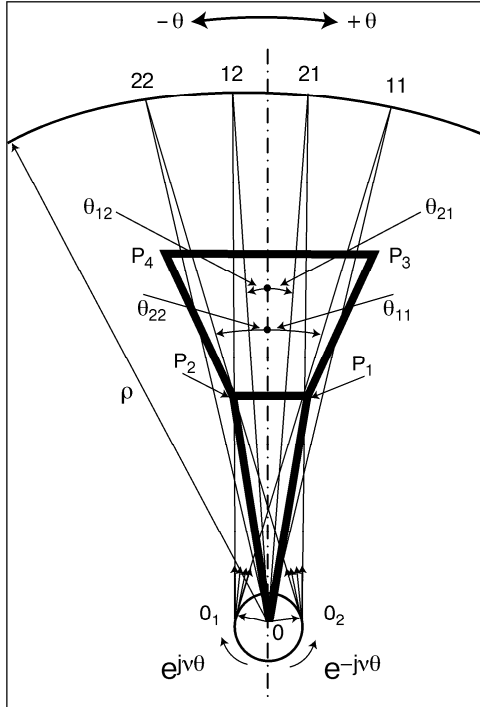


Рис. 2.9

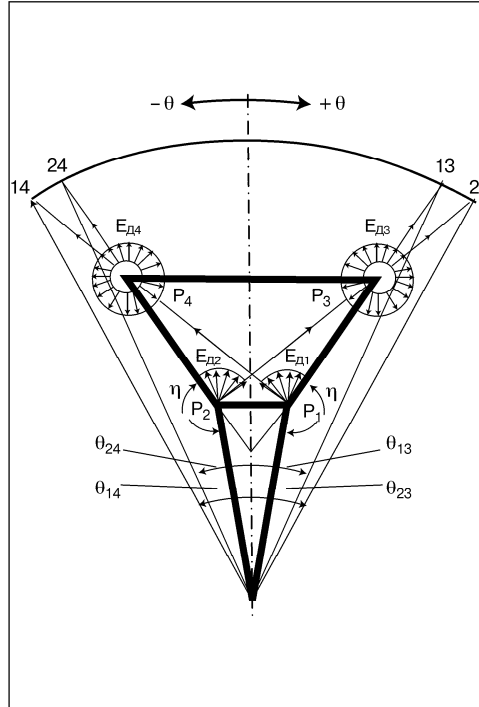


Рис. 2.10

Основные этапы расчета:

- Расчет базовых величин.
- Расчет первичного поля.
- Расчет дифракционных полей излома.
- Расчет дифракционных полей раскрыва.
- Расчет общего (суммарного) поля.
- Определение фазового центра.
- Пересчет диаграмм относительно фазового центра.

центра.

2.3.2. Расчет базовых величин

Базовыми являются: исходные данные (расстояние от геометрической вершины рупора до точки наблюдения и его основные геометрические размеры), радиус каустической окружности и некоторые действительные величины, используемые при расчете многократно, рис. 2.11 и рис. 2.12.

Исходные данные:

ρ — расстояние от геометрической вершины рупора до точки наблюдения P ;

$2R_1$ — диаметр раскрыва (сечение излома) малого конического рупора 1 (сечение излома в плоскости расчета пирамидального рупора);

$2\alpha_1$ — угол раствора малого рупора;

$2R_2$ — диаметр раскрыва основного конического рупора 2 (размер раскрыва в плоскости расчета пирамидального рупора);

$2\alpha_2$ — угол раствора основного рупора.

Оптимальные размеры РРИ определяются по методике, изложенной в разделе 1.4.2.

Радиус каустической окружности R_0 определяется по формулам раздела 2.1.3, исходя из типа рупора (пирамидальный или конический) и поляризации.

Внимание! При расчете R_0 по (2.2)...(2.6) для РРИ следует принять $\alpha = \alpha_1$.

Действительные величины, используемые при расчете многократно: $L_1, L_2, L, \alpha, L_3, \psi_0, \eta, \rho_0, \rho_1, \rho_2, \psi_1, \psi_2$ (см. рис. 2.12) определяются из простых геометрических соотношений:

$L_1 = R_1 / \sin \alpha_1$ — длина образующей малого рупора, считая от его геометрической вершины.

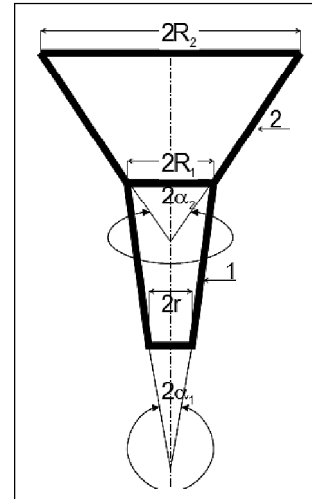


Рис. 2.11

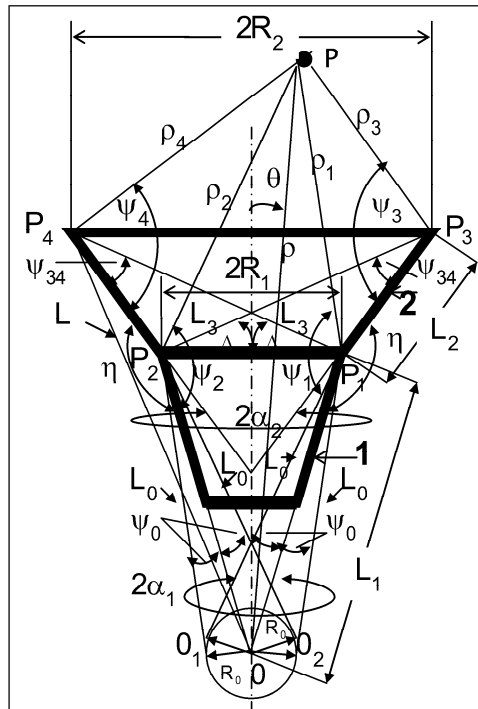


Рис. 2.12

$L_2 = (R_2 - R_1)/\sin \alpha_2$ — длина образующей основного рупора, считая от сечения излома.

$L_3 = (L_2^2 + 4R_1^2 + 4R_1 L_2 \sin \alpha_2)^{1/2}$ — расстояние между точками дифракции $P_2 - P_3$ и $P_1 - P_4$.

$H_2 = (R_2 - R_1)/\tan \alpha_2$ — высота основного рупора (расстояние от плоскости раскрыва основного рупора до плоскости сечения излома).

$\eta = \pi - \alpha_2 + \alpha_1$ — угол клина.

$L = (L_1^2 + L_2^2 - 2L_1 L_2 \cos \eta)^{1/2}$ — расстояние от геометрической вершины малого рупора до точек дифракции P_3 и P_4 , расположенных на кромке раскрыва основного рупора.

$\alpha = \arcsin(R_2/L)$ — угол между осью рупора и направлением на точки дифракции P_3 и P_4 из геометрической вершины рупора.

$L_0 = (L_1^2 - R_0^2)^{1/2}$ — расстояние от источников O_1 и O_2 до точек дифракции P_1 и P_2 .

$\psi_0 = \arcsin(R_0/L_1)$ — угол между лучом, падающим в точки дифракции P_1 и P_2 , и освещенной стенкой малого рупора.

$\rho_0 = (\rho^2 - R_0^2)^{1/2}$ — расстояние от источников O_1 и O_2 до точки наблюдения P .

$\rho_1 = [L_1^2 + \rho^2 - 2L_1 \cos(\alpha_1 - \theta)]^{1/2}$ — расстояние от точки дифракции P_1 до точки P .

$\rho_2 = [L_1^2 + \rho^2 - 2L_1 \cos(\alpha_1 + \theta)]^{1/2}$ — расстояние от точки дифракции P_2 до точки P .

$\psi_1 = \pi - \alpha_1 - \arcsin[L \sin(\alpha_1 - \theta)/\rho_1] + \theta$ — угол между лучом, дифрагированным в точке P_1 , и освещенной стенкой малого рупора.

$\psi_2 = \pi - \alpha_1 - \arcsin[L \sin(\alpha_1 + \theta)/\rho_2] - \theta$ — угол между лучом, дифрагированным в точке P_2 , и освещенной стенкой малого рупора.

$\rho_3 = [L^2 + \rho^2 - 2L \rho \cos(\alpha - \theta)]^{1/2}$ — расстояние от точки дифракции P_3 до точки P .

$\rho_4 = [L^2 + \rho^2 - 2L \rho \cos(\alpha + \theta)]^{1/2}$ — расстояние от точки дифракции P_4 до точки P .

$\psi_3 = \eta - \alpha_1 - \arcsin[L \sin(\alpha - \theta)/\rho_3] + \theta$ — угол между лучом, дифрагированным в точке P_3 , и освещенной стенкой основного рупора.

$\psi_4 = \eta - \alpha_1 - \arcsin[L \sin(\alpha + \theta)/\rho_4] - \theta$ — угол между лучом, дифрагированным в точке P_4 , и освещенной стенкой основного рупора.

$\psi_{34} = \arcsin[2R_1 \cos(\alpha_2)L_3]$ — угол между лучами, дифрагированными в точках P_1 и P_2 и падающими соответственно в точки дифракции P_4 и P_3 , и освещенными стенками основного рупора.

$$\Delta = \arcsin\{L_2 \cdot \cos \alpha_2 / [L_2^2 + 4R_1^2 + 4R_1 \cdot L_2 \cdot \sin \alpha_2]^{1/2}\}.$$

2.3.3. Расчет первичного поля РРИ

Первичное поле РРИ представлено в виде лучей $e^{j\psi_0}$ и $e^{-j\psi_0}$, исходящих из мнимых эквивалентных источников O_1 и O_2 (см. раздел 2.1.3).

Зоны действия первичных источников (первого — O_1 и второго — O_2) ограничены лучами 11, 12 и 22, 21, рис. 2.9, которым соответствуют граничные углы: θ_{11} , θ_{12} и θ_{22} , θ_{21} , рассчитываемые по формулам:

$$\theta_{11} = \alpha + \psi_0 - \arcsin(R_0/\rho); \theta_{22} = -\theta_{11}; \theta_{21} = \alpha + \psi_0 + \arcsin(R_0/\rho); \theta_{12} = -\theta_{21}.$$

Следует отметить, что указанные границы зон действия верны лишь в том случае, когда краевые лучи 11 и 22 не пересекают стенок основного рупора, т. е. соблюдается условие: $(\alpha_2 + \psi_0) < \alpha_2$, которое является также обязательным для РРИ, имеющих ДН, близкие к оптимальным.

Первичное поле от первого источника (\dot{E}_1):

$$\dot{E}_1 = 0 \quad \text{при } \theta_{12} > \theta > \theta_{11}, \quad (2.43)$$

$$\dot{E}_1 = \dot{E}_0 \rho_0^{-1} \exp(jkS_1) \quad \text{при } \theta_{12} \leq \theta \leq \theta_{11},$$

$\exp(jkS_1)$ — фазовый множитель, определяющий фазу луча источника O_1 ,

где $S_1 = \rho_0 - R_0 [\arccos(R_0/\rho) - \theta]$.

Первичное поле от второго источника (\dot{E}_2):

$$\dot{E}_2 = 0 \quad \text{при } \theta_{22} > \theta > \theta_{21}, \quad (2.44)$$

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_0 \rho_0^{-1} \exp(jkS_2) \quad \text{при } \theta_{22} \leq \theta \leq \theta_{21},$$

$\exp(jkS_2)$ — фазовый множитель, определяющий фазу луча источника O_2 ,

где $S_2 = \rho_0 - R_0 [\arccos(R_0/\rho) + \theta]$.

2.3.4. Расчет дифракционных полей от излома

Дифракционное поле от излома, рис. 2.10, представляет собой сумму двух дифракционных полей: дифракционного поля один — \dot{E}_{d1} и дифракционного поля два — \dot{E}_{d2} , создаваемых соответствующими граничными лучами, выходящими из эквивалентных источников O_1 и O_2 и дифрагирующими в точках дифракции P_1 и P_2 .

Первичные поля, дифрагирующие в точках излома P_1 и P_2 (\dot{E}_{01} и \dot{E}_{02}), равны первичному полю, падающему в эти точки из источников O_1 и O_2 . Для симметричного рупора $\dot{E}_{01} = \dot{E}_{02} = \dot{E}_0$.

Зоны действия дифракционных полей от точек P_1 и P_2 излома (\dot{E}_{d1} и \dot{E}_{d2}) ограничены лучами 13, 14 и 23, 24, которым соответствуют граничные углы θ_{13} , θ_{14} и θ_{23} , θ_{24} (см. рис. 2.10), рассчитываемые по формулам:

$$\theta_{13} = \pi - \eta + \alpha_1 - \arcsin[L_1 \sin(\eta/\rho)]; \theta_{24} = -\theta_{13};$$

$$\theta_{23} = \pi/2 - \Delta - \arcsin[L_1 \cos(\alpha - \Delta)/\rho]; \theta_{14} = -\theta_{23}.$$

Величина дифракционных полей от точек дифракции P_1 и P_2 излома рассчитывается по методике, изложенной в разделе 2.1.4 для клина и с учетом коэффициента расходимости R_{px} . Поле от точек дифракции (\dot{E}_{d1} и \dot{E}_{d2}) представляет собой сумму полей — прямого и отраженного ($\dot{E}_{d1п}$, \dot{E}_{d10} и $\dot{E}_{d2п}$, \dot{E}_{d20}).

Дифракционное поле один — \dot{E}_{d1} :

$$\dot{E}_{d1} = 0 \quad \text{при } \theta_{14} \leq \theta \leq \theta_{13}, \quad (2.45)$$

$$\dot{E}_{d1} = \dot{E}_{01} (\dot{E}_{d1п} R_{px1п} + \dot{E}_{d10} R_{px10}) \quad \text{при } \theta_{14} < \theta < \theta_{13}.$$

Дифракционное поле два — \dot{E}_{d2} :

$$\dot{E}_{d2} = 0 \quad \text{при } \theta_{24} > \theta > \theta_{23}, \quad (2.46)$$

$$\dot{E}_{d2} = \dot{E}_{02} (\dot{E}_{d2п} R_{px2п} + \dot{E}_{d20} R_{px20}) \quad \text{при } \theta_{24} \leq \theta \leq \theta_{23}.$$

Составляющие дифракционного поля один ($\dot{E}_{d1п}$ и \dot{E}_{d10}) рассчитываются по единой формуле, где верхний/нижний показатель индекса и верхний/нижний знак в формуле соответствуют прямому/отраженному полю:

$$\dot{E}_{\pi_0} = \frac{2 \sin(\pi/N)}{N \cdot \pi^{1/2}} \exp(-j\pi/4) \frac{\left| \cos[(\psi_1 \mp \psi_{01})/2] \right|}{\cos(\pi/N) - \cos[(\psi_1 \mp \psi_{01})/N]} \exp(kS_{\pi_0}) \int_{x_{\pi_0}}^{\infty} \exp(jx^2) dx, \quad (2.47)$$

где:

$$x_{\pi_0} = [k \cdot (S_{\pi_0} - S_{\pi_0})]^{1/2}.$$

$S_{1\pi}$, S_{1o} , S_{π_0} , S_{π_0} определяются с учетом того, что по отношению к стенке «А» (см. рис. 2.3), на которой лежит точка дифракции P_1 , прямым является луч $e^{j\psi_0}$, а отраженным — $e^{-j\psi_0}$.

$e^{jS_{1\pi}}$ определяет фазу прямого (для стенки А) первичного луча в точке наблюдения Р, поэтому:

$$S_{1\pi} = S_1 = \rho_0 - R_0 [\arccos(R_0/\rho) - \theta].$$

$e^{jS_{1o}}$ определяет фазу отраженного (для стенки А) первичного луча в точке Р, поэтому:

$$S_{1o} = S_2 = \rho_0 - R_0 [\arccos(R_0/\rho) + \theta].$$

$S_{\pi_0} = S_{1\pi}(P_1) + \rho_1$ определяет фазу в точке Р на луче, дифрагированном в точке P_1 , с учетом фазы прямого (для стенки А) луча в точке дифракции P_1 , где $S_{1\pi}(P_1)$ определяет фазу прямого (для стенки А) первичного луча в точке дифракции P_1 , следовательно:

$$S_{1\pi}(P_1) = S_1(P_1) = L - R_0 [\arccos(R_0/L_1) - \alpha_1],$$

тогда:

$$S_{\pi_0} = L_0 - R_0 [\arccos(R_0/L_1) - \alpha_1] + \rho_1.$$

$S_{\pi_0} = S_{1o}(P_1) + \rho_1$ определяет фазу в точке Р на луче, дифрагированном в точке P_1 с учетом фазы отраженного (для стенки А) первичного луча в точке дифракции P_1 , где $S_{1o}(P_1)$ определяет фазу отраженного (для стенки А) луча в точке P_1 , следовательно:

$$S_{1o}(P_1) = S_2(P_1) = L - R_0 [\arccos(R_0/L_1) + \alpha_1],$$

тогда:

$$S_{\pi_0} = L_0 - R_0 [\arccos(R_0/L_1) + \alpha_1] + \rho_1.$$

Используя найденные значения $S_{1\pi}$, S_{1o} , S_{π_0} , S_{π_0} получаем:

$$x_{\pi_0} = \left\{ k \cdot [L_0 - R_0 (\arccos(R_0/\rho) \mp \alpha_1) + \rho_1 - \rho_0 + R_0 (\arccos(R_0/\rho) \mp \theta)] \right\}^{1/2}.$$

Составляющие дифракционного поля два (\dot{E}_{π_0} и \dot{E}_{π_0}) также рассчитываются по единой формуле, где верхний/нижний показатель индекса и верхний/нижний знак в формуле соответствуют прямому/отраженному полю:

$$\dot{E}_{\pi_0} = \frac{2 \sin(\pi/N)}{N \pi^{1/2}} \exp(-j\pi/4) \frac{\left| \cos[(\psi_2 \mp \psi_{02})/2] \right|}{\cos(\pi/N) - \cos[(\psi_2 \mp \psi_{02})/N]} \exp(jkS_{\pi_0}) \int_{x_{\pi_0}}^{\infty} \exp(jx^2) dx, \quad (2.48)$$

где:

$$x_{\pi_0} = [k \cdot (S_{\pi_0} - S_{\pi_0})]^{1/2}.$$

$S_{2п}, S_{2о}, S_{д2п}, S_{д2о}$ определяются с учетом того, что по отношению к стенке «В» рупора, на которой лежит точка дифракции P_2 , прямым лучом является первичный луч $\exp(-jv\theta)$, а отраженным — первичный луч $\exp(jv\theta)$.

$\exp(-jkS_{1п})$ определяет фазу прямого (для стенки В) первичного луча в точке Р, поэтому:

$$S_{2п} = S_2 = \rho_0 - R_0 [\arccos(R_0/\rho) + \theta].$$

$\exp(jkS_{1о})$ определяет фазу отраженного (для стенки В) первичного луча в точке Р, поэтому:

$$S_{2о} = S_1 = \rho_0 - R_0 [\arccos(R_0/\rho) - \theta].$$

$S_{д2п} = S_{2п}(P_2) + \rho_2$ определяет фазу в точке Р на луче, дифрагированном в точке P_2 , с учетом фазы прямого (для стенки В) луча в точке дифракции P_2 , где $S_{2п}(P_2)$ определяет фазу прямого (для стенки В) первичного луча в точке дифракции P_2 , следовательно:

$$S_{2п}(P_2) = S_2(P_2) = L - R_0 [\arccos(R_0/L_1) - \alpha_1],$$

тогда:

$$S_{д2п} = L_0 - R_0 [\arccos(R_0/L_1) - \alpha_1] + \rho_2.$$

$S_{д2о} = S_{2о}(P_2) + \rho_2$ определяет фазу в точке Р на луче, дифрагированном в точке P_2 с учетом фазы отраженного (для стенки В) первичного луча в точке дифракции P_2 , где $S_{2о}(P_2)$ определяет фазу отраженного (для стенки В) первичного луча в точке P_2 , следовательно:

$$S_{2о}(P_2) = S_1(P_2) = L - R_0 [\arccos(R_0/L_1) + \alpha_1],$$

тогда:

$$S_{д2о} = L_0 - R_0 [\arccos(R_0/L_1) + \alpha_1] + \rho_1.$$

Используя найденные значения $S_{2п}, S_{2о}, S_{д2п}, S_{д2о}$ получаем:

$$x_{\frac{2п}{о}} = \left\{ k \left[L_0 - R_0 \cdot (\arccos(R_0/L_1) \mp \alpha_1) + \rho_2 - \rho_о + R_0 \cdot (\arccos(R_0/\rho) \pm \theta) \right] \right\}^{1/2}.$$

Коэффициенты расходимости для излома рассчитываются для сферической волны, что справедливо для пирамидального и конического рупора.

Коэффициенты расходимости для дифракционного поля один ($R_{px1п}$ и $R_{px1о}$) при $S_{io} = L_о$ и $\rho_i = \rho_1$ имеют следующий вид:

$$R_{px1\frac{n}{о}} = [L_о(L_о + \rho_1) \cdot (1 + \rho_1/\rho_{kp1\frac{n}{о}})]^{-1/2}, \quad (2.49)$$

где $\rho_{px1п}$ и $\rho_{kp1о}$ — радиусы кривизны волнового фронта прямой и отраженной волны в точке дифракции P_1 . При $S_{io} = L_о$, $\rho_i = \rho_1$, $\psi_{io} = \psi_{1о} = \psi_о$:

$\rho_{px1п} = \rho_{kp1о} = L_о$ — для пирамидального рупора,

$\rho_{kp1п/о} = -R_1/[\sin(\alpha_1 \pm \psi_о) - R_1/L_о + \sin(\alpha_1 + \psi_о)]$ — для конического рупора.

Подставляя полученные значения радиусов кривизны в (2.49), получаем:

$R_{px1п} = R_{px1о} = (L_о + \rho_i)^{-1}$ — для пирамидального рупора,

$R_{px1п/о} = 1/[L_о(L_о + \rho_i) \{1 + \rho_1[\sin(\alpha_1 \pm \psi_о) - R_1/L_о + \sin(\alpha_1 + \psi_1)]/R_1\}]^{1/2}$ —

для конического рупора.

Коэффициенты расходимости для дифракционного поля два ($R_{px2п}$ и $R_{px2о}$) при $S_{io} = L_о$ и $\rho_i = \rho_2$ имеют следующий вид:

$$R_{px2_o}^n = [L_0(L_0 + \rho_2) \cdot (1 + \rho_2 / \rho_{kp2_o}^n)] J^{-1/2}, \quad (2.50)$$

где ρ_{px2n} и ρ_{kp2o} — радиусы кривизны волнового фронта прямой и отраженной волны в точке дифракции P_2 . При $S_{io} = L_0$, $\psi_{io} = \psi_{2o} = \psi_o$:

$\rho_{px2n} = \rho_{kp2o} = L_0$ — для пирамидального рупора,

$\rho_{kp2n/o} = -R_1 / [\sin(\alpha_1 \pm \psi_o) - R_1/L_0 + \sin(\alpha_1 + \psi_2)]$ — для конического рупора.

Подставляя соответствующие значения радиусов кривизны в (2.50), получаем:

$R_{px2n} = R_{px2o} = (L_0 + \rho_2)^{-1}$ — для пирамидального рупора:

$R_{px2n/o} = 1 / [L_0(L_0 + \rho_2) \{1 + \rho_2[\sin(\alpha_1 \pm \psi_o) - R_1/L_0 + \sin(\alpha_1 + \psi_2)]/R_1\}]^{1/2}$ —

для конического рупора.

2.3.5. Расчет дифракционных полей от раскрыва

Дифракционное поле от раскрыва (см. рис. 2.10) представляет собой сумму двух дифракционных полей: дифракционного поля три — $\dot{E}_{д3}$ и дифракционного поля четыре — $\dot{E}_{д4}$, создаваемых граничными лучами 13, 23 и 24, 14, выходящими из мнимых эквивалентных источников O_{13} , O_{23} , O_{24} , O_{14} расположенных на направлении этих лучей, рис. 2.13.

Первичные поля, дифрагирующие в точках раскрыва P_3 и P_4 (\dot{E}_{013} , \dot{E}_{023} , \dot{E}_{024} , \dot{E}_{014}) определяются дифракционными полями от точек излома P_1 и P_2 . Величина этих полей (\dot{E}_{013} , \dot{E}_{023} , \dot{E}_{024} , \dot{E}_{014}) и расстояние от их эквивалентных источников (O_{13} , O_{23} , O_{24} , O_{14}) до точек дифракции P_3 и P_4 , определяются в соответствии с методикой, изложенной в разделе.

Первичное поле луча 13:

$$\dot{E}_{013} = \dot{E}_{д1}(\rho, \theta_{13}) \cdot [S_{013} + \rho_3(\rho, \theta_{13})] \cdot \exp\{-jk[S_{013} + \rho_3(\rho, \theta_{13})]\}, \quad (2.51)$$

где \dot{E}_{013} — величина поля источника O_{13} ; $\dot{E}_{д1}(\rho, \theta_{13})$ — дифракционное поле от точки дифракции P_1 в точке наблюдения P с координатами ρ и θ_{13} ; $\rho_3(\rho, \theta_{13})$ — расстояние от точки дифракции P_1 до точки наблюдения P с координатами ρ и θ_{13} ; $\dot{E}_{д1}(P_3)$ — дифракционное поле от точки дифракции P_1 в точке дифракции P_3 ; S_{013} — расстояние от источника O_{13} до точки дифракции P_3 ,

$$S_{013} = |\dot{E}_{д1}(\rho, \theta_{13})| / \rho_3(\rho, \theta_{13}) \cdot |\dot{E}_{д1}(P_3)| - |\dot{E}_{д1}(\rho, \theta_{13})|.$$

Первичное поле луча 23:

$$\dot{E}_{023} = \dot{E}_{д2}(\rho, \theta_{23}) \cdot [S_{023} + \rho_3(\rho, \theta_{23})] \cdot \exp\{-jk[S_{023} + \rho_3(\rho, \theta_{23})]\}, \quad (2.52)$$

где \dot{E}_{023} — величина поля источника O_{23} ; $\dot{E}_{д2}(\rho, \theta_{23})$ — дифракционное поле от точки дифракции P_2 в точке наблюдения P с координатами ρ и θ_{23} ; $\rho_3(\rho, \theta_{23})$ — расстояние от точки дифракции P_2 до точки наблюдения P с координатами ρ и θ_{23} ; $\dot{E}_{д2}(P_3)$ — дифракционное поле от точки дифракции P_2 в точке дифракции P_3 ; S_{023} — расстояние от источника O_{23} до точки дифракции P_3 ,

$$S_{023} = |\dot{E}_{д2}(\rho, \theta_{23})| / \rho_3(\rho, \theta_{23}) \cdot |\dot{E}_{д2}(P_3)| - |\dot{E}_{д2}(\rho, \theta_{23})|.$$

Первичное поле луча 24 (для симметричного рупора):

$\dot{E}_{024} = \dot{E}_{013}$, где \dot{E}_{024} — величина поля эквивалентного источника O_{24} .

$S_{024} = S_{013}$, где S_{024} — расстояние от источника O_{24} до точки дифракции P_4 .

Первичное поле луча 14 (для симметричного рупора):

$\dot{E}_{014} = \dot{E}_{023}$, где \dot{E}_{014} — величина поля эквивалентного источника O_{14} .

$S_{014} = S_{023}$, где S_{014} — расстояние от источника O_{14} до точки дифракции P_4 .

За источники отраженных лучей принимаем зеркальное отображение источников прямых лучей, проходящих через точки P_3 и P_4 , которые обозначим как O'_{13} , O'_{23} , O'_{24} , O'_{14} соответственно.

Зоны действия дифракционных полей от точек P_3 и P_4 раскрыва ($\dot{E}_{д3}$ и $\dot{E}_{д4}$) ограничены соответственно лучами 13, 23 и 14 и 24, которым соответствуют граничные углы θ_{30} , θ_{34} и θ_{40} , θ_{43} , рис. 2.14, рассчитываемые по формулам: $\theta_{30} = \pi + \alpha$; $\theta_{34} = -\arccos[L \cos(\alpha/\rho)]$; $\theta_{40} = -\theta_{30}$; $\theta_{43} = -\theta_{34}$.

Величина дифракционных полей от точек дифракции P_3 и P_4 раскрыва ($\dot{E}_{д3}$ и $\dot{E}_{д4}$) определяется суммой дифракционных полей ($\dot{E}_{д13}$, $\dot{E}_{д23}$ и $\dot{E}_{д24}$, $\dot{E}_{д14}$), возбуждаемых лучами 13, 23 и 14 и 24 (см. рис. 2.10).

Дифракционное поле один — $\dot{E}_{д3}$:

$$\begin{aligned} \dot{E}_{д3} &= 0 & \text{при } \theta_{34} > \theta > \theta_{30}, \\ \dot{E}_{д3} &= \dot{E}_{д13} + \dot{E}_{д23} & \text{при } \theta_{24} \leq \theta \leq \theta_{23}. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Дифракционное поле два — $\dot{E}_{д4}$:

$$\begin{aligned} \dot{E}_{д4} &= 0 & \text{при } \theta_{40} > \theta > \theta_{43}, \\ \dot{E}_{д4} &= \dot{E}_{д24} + \dot{E}_{д14} & \text{при } \theta_{40} \leq \theta \leq \theta_{43}. \end{aligned} \quad (2.54)$$

Дифракционные поля от раскрыва рассчитываются по методике, изложенной в разделе 2.1.4 для ребра ($N = 2$) и с учетом коэффициентов расходимости $R_{рх}$. Составляющие дифракционных полей ($\dot{E}_{д13}$, $\dot{E}_{д23}$ и $\dot{E}_{д14}$, $\dot{E}_{д24}$), возбуждаемое лучами 13, 23 и 14, 24, представляет собой сумму двух полей: прямого и отраженного (мнимыми источниками отраженного поля являются зеркальные

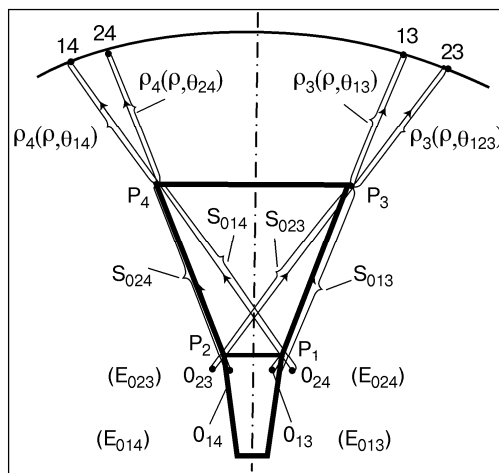


Рис. 2.13

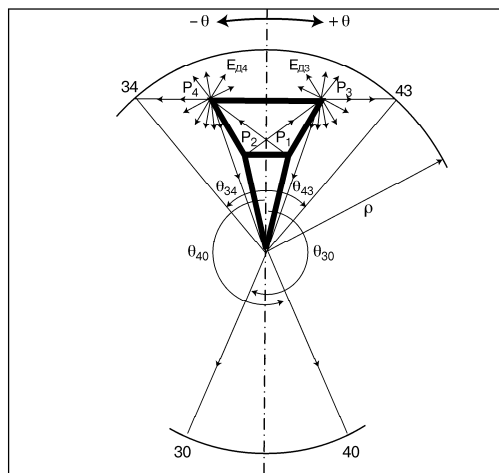


Рис. 2.14

отражения мнимых источников прямого поля). Прямые и отраженные поля рассчитываются по общей формуле, где верхний/нижний показатель «дробного» индекса и верхний/нижний знак в формуле соответствуют прямому/отраженному полю.

Дифракционное поле луча 13 — $\dot{E}_{д13}$:

$$\dot{E}_{д13} = \dot{E}_{013} (\dot{E}_{д13п} R_{рх13п} + \dot{E}_{д13о} R_{рх13о}), \quad (2.55)$$

где:

$$\dot{E}_{д13о} = - \frac{\exp(-j\pi/4)}{\pi^{1/2}} \frac{\cos[(\psi_3 \mp \psi_{013})/2]}{\cos[(\psi_3 \mp \psi_{013})/2]} \cdot \exp(jkS_{13о}) \int_{x_{13о}}^{\infty} \exp(jx^2) dx,$$

$x_{13п/о} = [k(S_{д13п/о} - S_{13п/о})]^{1/2}$; $S_{д13п/о} = S_{013} + \rho_3$ — расстояние от источников O_{13} и O'_{13} до точки наблюдения Р по пути луча, дифрагированного в точке P_3 ;

$S_{13п/о} = [S_{013}^2 + \rho_3^2 - 2S_{013} \cos(\psi_3 \pm \psi_{013})]^{1/2}$ — расстояние от источников O_{13} и O'_{13} до точки наблюдения P_3 .

Дифракционное поле луча 23 — $\dot{E}_{д23}$:

$$\dot{E}_{д23} = \dot{E}_{023} (\dot{E}_{д23п} R_{рх23п} + \dot{E}_{д23о} R_{рх23о}), \quad (2.56)$$

где:

$$\dot{E}_{д23о} = - \frac{\exp(-j\pi/4)}{\pi^{1/2}} \frac{\cos[(\psi_3 \mp \psi_{023})/2]}{\cos[(\psi_3 \mp \psi_{023})/2]} \cdot \exp(jkS_{23о}) \int_{x_{23о}}^{\infty} \exp(jx^2) dx,$$

$x_{23п/о} = [k(S_{д23п/о} - S_{23п/о})]^{1/2}$; $S_{д23п/о} = S_{023} + \rho_3$ — расстояние от источников O_{23} и O'_{23} до точки Р по пути луча, дифрагированного в точке P_3 ;

$S_{23п/о} = [S_{023}^2 + \rho_3^2 - 2S_{023} \cos(\psi_3 \pm \psi_{023})]^{1/2}$ — расстояние от источников O_{23} и O'_{23} до точки Р.

Дифракционное поле луча 24 — $\dot{E}_{д24}$:

$$\dot{E}_{д24} = \dot{E}_{024} (\dot{E}_{д24п} R_{рх24п} + \dot{E}_{д24о} R_{рх24о}), \quad (2.57)$$

где:

$$\dot{E}_{д24о} = - \frac{\exp(-j\pi/4)}{\pi^{1/2}} \frac{\cos[(\psi_4 \mp \psi_{024})/2]}{\cos[(\psi_4 \mp \psi_{024})/2]} \cdot \exp(jkS_{24о}) \int_{x_{24о}}^{\infty} \exp(jx^2) dx,$$

$x_{24п/о} = [k(S_{д24п/о} - S_{24п/о})]^{1/2}$; $S_{д24п/о} = S_{024} + \rho_4$ — расстояние от источников O_{24} и O'_{24} до точки Р по пути луча, дифрагированного в точке P_4 ;

$S_{24п/о} = [S_{024}^2 + \rho_4^2 - 2S_{024} \cos(\psi_4 \pm \psi_{024})]^{1/2}$ — расстояние от источников O_{24} и O'_{24} до точки Р.

Дифракционное поле луча 14 — $\dot{E}_{д14}$:

$$\dot{E}_{д14} = \dot{E}_{014} (\dot{E}_{д14п} R_{рх14п} + \dot{E}_{д14о} R_{рх14о}), \quad (2.58)$$

где:

$$\dot{E}_{д14о} = - \frac{\exp(-j\pi/4)}{\pi^{1/2}} \frac{\cos[(\psi_4 \mp \psi_{014})/2]}{\cos[(\psi_4 \mp \psi_{014})/2]} \cdot \exp(jkS_{14о}) \int_{x_{14о}}^{\infty} \exp(jx^2) dx,$$

$x_{14п/о} = [k(S_{д14п/о} - S_{14п/о})]^{1/2}$; $S_{д14п/о} = S_{014} + \rho_4$ — расстояние от источников O_{14} и O'_{14} до точки Р по пути луча, дифрагированного в точке P_4 ;

$S_{14n/o} = [S_{014}^2 + \rho_4^2 - 2S_{014} \cos(\psi_4 \pm \psi_{014})]^{1/2}$ — расстояние от источников O_{14} и O'_{14} до точки Р.

Формулы для определения $\rho_3, \rho_4, \psi_3, \psi_4, \psi_{34}$ даны в разделе 2.3.2. Значения углов $\psi_{013}, \psi_{023}, \psi_{024}, \psi_{014}$ определяются с учетом того, что для лучей, выходящих из точек P_1 и P_2 и распространяющихся вдоль стенки основного рупора, $\psi_{013} = \psi_{024} = 0$, а в случае симметрии рупора, кроме того, $\psi_{014} = \psi_{023} = \psi_{34}$, однако в рупорах с косым срезом и (или) поворотом оси эти углы будут разными.

Коэффициенты расходимости для раскрыва определяются отдельно для конического и пирамидального рупора по аналогии с коэффициентами расходимости для излома.

Для конического рупора:

$$\begin{aligned} R_{px13n/o} &= 1/|S_{013}(S_{013} + \rho_3)\{1 - \rho_3[\sin(\alpha_2 + \psi_3) - R_2/S_{013} + \sin \alpha_2]/R_2\}|^{1/2}, \\ R_{px23n/o} &= 1/|S_{023}(S_{023} + \rho_3)\{1 - \rho_3[\sin(\alpha_2 + \psi_3) - R_2/S_{023} \pm \sin(\alpha_2 \pm \psi_{023})]/R_2\}|^{1/2}, \\ R_{px24n/o} &= 1/|S_{024}(S_{024} + \rho_4)\{1 - \rho_4[\sin(\alpha_2 + \psi_4) - R_2/S_{024} + \sin \alpha_2]/R_2\}|^{1/2}, \\ R_{px14n/o} &= 1/|S_{014}(S_{014} + \rho_4)\{1 - \rho_4[\sin(\alpha_2 + \psi_4) - R_2/S_{014} \pm \sin(\alpha_2 \pm \psi_{014})]/R_2\}|^{1/2}. \end{aligned}$$

Для пирамидального рупора:

$$\begin{aligned} R_{px13n} &= R_{px13o} = (S_{013} + \rho_3)^{-1}, \quad R_{px23n} = R_{px23o} = (S_{023} + \rho_3)^{-1}, \\ R_{px24n} &= R_{px24o} = (S_{024} + \rho_4)^{-1}, \quad R_{px14n} = R_{px14o} = (S_{014} + \rho_4)^{-1}. \end{aligned}$$

2.3.6. Расчет диаграмм РРИ

Расчет амплитудных и фазовых диаграмм РРИ проводится по (2.42).

При этом первичные поля (\dot{E}_1 и \dot{E}_2) рассчитываются по (2.51) и (2.52), а дифракционные поля от излома ($\dot{E}_{д1}$ и $\dot{E}_{д2}$) и раскрыва ($\dot{E}_{д3}$ и $\dot{E}_{д4}$) — по (2.53) — (2.58) с учетом соответствующих коэффициентов расходимости.

Определение фазового центра рупора осуществляется по методике, изложенной в разделе 2.1.5.

Пересчет диаграмм относительно фазового центра проводится по обычной методике пересчета координат.

2.4. Область применения расчетных формул

Область применения расчетных формул ограничивают несколько факторов.

Соотношение углов раствора основного и малого рупора ($2\alpha_2$ и $2\alpha_1$) должно быть таким, чтобы первичные лучи 11 и 22 (см. рис. 2.9) не касались стенок основного рупора и не скользили вдоль них. Возбуждение кромки основного рупора должно быть лучами, дифрагированными в точках P_1 и P_2 , а не первичными, т.е. $\psi_0 < (\pi - \eta)$, но так как $\eta = \pi - \alpha_2 + \alpha_1$, то $\psi_0 < (\alpha_2 - \alpha_1)$.

Если выразить ψ_0 через геометрические размеры рупора и величину v , соответствующую распределению амплитуд поля в плоскости расчета, то:

для конического рупора

$$(\alpha_2 - \alpha_1) > \arcsin [(0,1412\lambda \sin \alpha_1)/R_1 \alpha_1] \text{ — в электрической плоскости,}$$

$$(\alpha_2 - \alpha_1) > \arcsin [(0,25\lambda \sin \alpha_1)/R_1 \alpha_1] \text{ — в магнитной плоскости;}$$

для пирамидального рупора

$$(\alpha_2 - \alpha_1) > 0 \text{ — в электрической плоскости,}$$

$$(\alpha_2 - \alpha_1) > \arcsin [(0,25\lambda \sin \alpha_1)/R_1 \alpha_1] \text{ — в магнитной плоскости.}$$

Допустимые значения углов ψ_0 и ψ_{0i} , определяются, исходя из решения неопределенности в множителе, входящем в формулы для расчета дифракционных полей, который имеет следующий вид:

$$|\cos[(\psi_0 + \psi_{0i})/2] / \{\cos(\pi/N) - \cos[(\psi_0 \mp \psi_{0i})/N]\}|.$$

В этом множителе при $\psi_0 + \psi_{0i} = \pi$ получается неопределенность $0/0$, которая, однако, легко раскрывается, и тогда можно определить, что необходимо соблюдать условие: $(\psi_0 + \psi_{0i}) < [\pi + 2(\alpha_2 - \alpha_1)]$.

Подставив в приведенный выше множитель максимально возможное значение ψ_i , когда $\psi_i = \pi + \alpha_2 - \alpha_1$, получаем: $\psi_{0i} < (\alpha_2 - \alpha_1)$, т.е. то же самое условие, что и для предела применимости расчетных формул вообще.

Если ψ_{0i} подходит к граничному значению очень близко, то для получения конечной величины рассматриваемого множителя в области $(\psi_i + \psi_{0i})/N > \pi$ его можно аппроксимировать следующей асимптотической формулой:

$$\cos[(\psi_i + \psi_{0i})/2] / [\cos(\pi/N) - \cos \pi].$$

Сравнение расчетных и экспериментальных данных показало, что такая аппроксимация позволяет получить достаточно хорошее совпадение в секторе углов, близком к границе, но не на самой границе. Поэтому граничные точки приходится из расчета исключать или искать для них другое решение или другую аппроксимацию этого множителя.

2.5. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов

По изложенной выше методике были рассчитаны фазовые и/или амплитудные диаграммы разных рупоров (расфазированных и синфазных, конических и пирамидальных), включая РРИ, и проведено их сравнение с экспериментальными данными. Часть полученных результатов приведена на рис. 2.15÷2.21, где

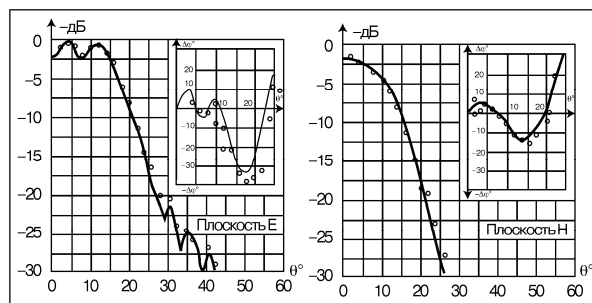


Рис. 2.15

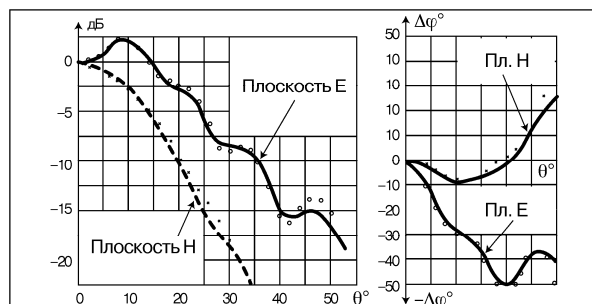


Рис. 2.16

результаты расчета показаны точками или крестиками.

Измерения проводились на моделях в миллиметровом диапазоне волн на обеих поляризациях (пл. Е и пл. Н) на расстоянии ρ' от фазового центра рупора, соответствующем установке каждого из рупоров в схеме конкретной антенны, для которой он был предназначен в качестве облучателя.

На рис. 2.15 приведены амплитудные и фазовые диаграммы обычного конического РР ($2\alpha_p = 40^\circ$, $2R_p = 14,54\lambda$, $\rho' = 223\lambda$, $\lambda = 8,25$ мм).

На рис. 2.16 — пирамидального РР ($2\alpha_p = 50^\circ$, $2R_p = 5,77\lambda$, $\rho' = 48,5\lambda$, $\lambda = 13,0$ мм).

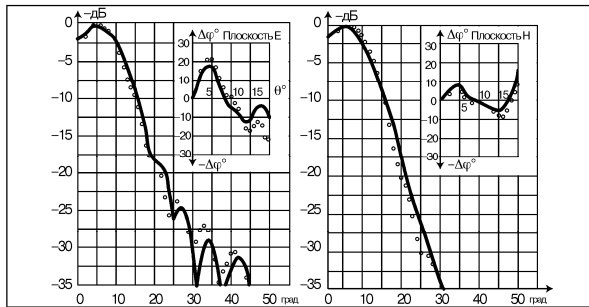


Рис. 2.17

На рис. 2.17 показаны амплитудные и фазовые диаграммы конического РРИ ($2\alpha_1 = 10^\circ$, $2R_2 = 9,2\lambda$, $2R_1 = 2,91\lambda$, $\rho' = 43,63\lambda$, $\lambda = 8,25$ мм, $\Delta\varphi_\Sigma = 2,1\pi$).

На рис. 2.18 — амплитудные ДН конического РРИ с большим углом раствора ($2\alpha_2 = 80^\circ$, $2\alpha_1 = 25^\circ$, $2R_2 = 6,06\lambda$, $2R_1 = 1,45\lambda$, $\rho' = 124,42\lambda$, $\lambda = 8,25$ мм).

На рис. 2.19 приведены ДН пирамидального РРИ ($2\alpha_2 = 35^\circ$, $2\alpha_1 = 14^\circ$, $2R_2 = 8,52\lambda$, $2R_1 = 2,84\lambda$, $\rho' = 102,3\lambda$, $\lambda = 8,8$ мм).

На рис. 2.20 — амплитудные и фазовые диаграммы обычного синфазного пирамидального рупора ($2\alpha_p = 14^\circ$, $2R_p = 2,22\lambda$, $\rho' = 89,1\lambda$, $\lambda = 11,25$ мм).

На рис. 2.21 — амплитудные ДН синфазного конического рупора ($2\alpha_p = 10^\circ$, $2R_p = 3,64\lambda$, $\rho' = 223\lambda$, $\lambda = 8,25$ мм).

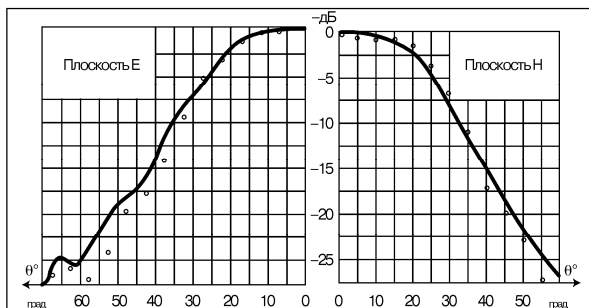


Рис. 2.18

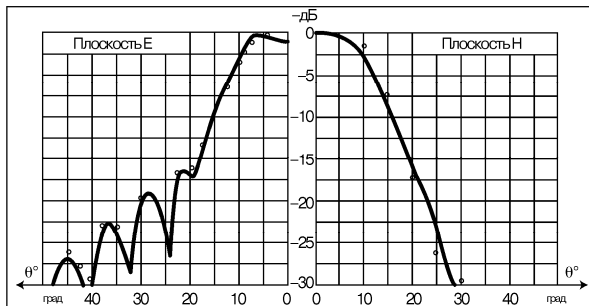


Рис. 2.19

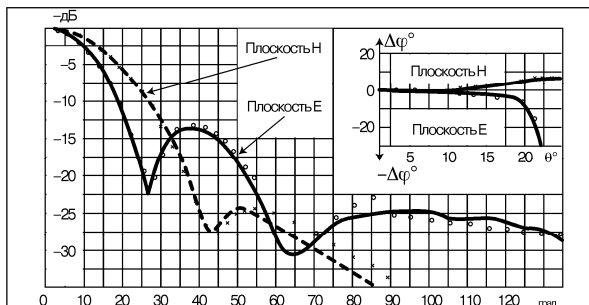


Рис. 2.20

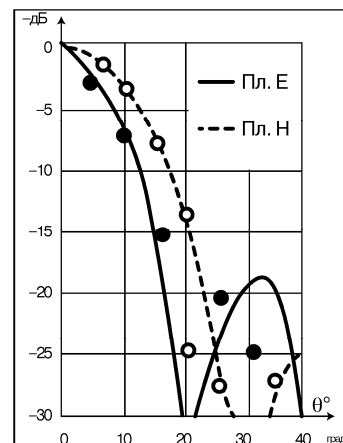


Рис. 2.21

Анализ полученных результатов показывает (см. рис. 2.15 — рис. 2.21):

- При сравнении расчетных и экспериментальных диаграмм РРИ (конических и пирамидальных) наблюдается хорошее совпадение расчета с экспериментом, а несколько меньший уровень боковых лепестков в плоскости Е экспериментальной диаграммы направленности объясняется, возможно, тем, что измерения проводились в миллиметровом диапазоне, где толщина стенок рупора была соизмерима с длиной волны, а поэтому выступала в качестве фланца, установленного по периметру рупора, несколько снижая уровень бокового излучения.
- Небольшой выброс расчетных точек вблизи оси рупора объясняется тем, что в программу расчета не было заложено решение для осевой каустики, которую дают коэффициенты расходимости, хотя принципиально такое решение существует.
- При сравнении расчетных и экспериментальных диаграмм простых рупоров хорошее совпадение расчета с экспериментом наблюдается для расфазированных рупоров и для синфазных пирамидальных. Для синфазного конического рупора между расчетными и экспериментальными данными имеются значительные расхождения. Это можно объяснить тем, что при выводе формул для расчета ДН конических рупоров был сделан ряд допущений и упрощений (в частности, при расчете коэффициента, учитывающего кривизну кромки), несправедливых при очень малых углах раствора и очень малых размерах раскрыва рупора в длинах волн.

В целом, данная методика (особенно в части РРИ и РР) вполне пригодна для практических целей. Она позволяет (даже при учете дифракционных полей только первого порядка малости) рассчитать, направленные свойства рупорных антенн не только в дальней зоне, но и на конечном достаточно близком, расстоянии, что является весьма важным ее преимуществом при определении направленных свойств рупоров, используемых в качестве облучателей.

Глава 3

Зеркальные антенны

3.1. Международные требования к характеристикам зеркальных антенн

3.1.1. Общие соображения

Обычно, говоря о международно-признанных требованиях к параметрам радиотехнических устройств, применимых на глобальной основе, прежде всего, обращаются к документам Международного Союза Электросвязи (МСЭ) — старейшей специализированной организации ООН, ответственной за международное сотрудничество в области электросвязи.

В своей деятельности, среди прочего, МСЭ уделяет большое внимание международному регулированию использования радиочастотного спектра наземными и спутниковыми радиослужбами. Основным документом, определяющим условия использования радиочастот, является Международный Регламент Радиосвязи (РР), принимаемый и корректируемый на Всемирных конференциях радиосвязи (ВКР), имеющий статус международного договора и подлежащий ратификации странами-членами МСЭ.

Прежде чем перейти к собственно анализу конкретных документов МСЭ, содержащих сведения по направленным свойствам зеркальных антенн, начнем с определения диапазонов частот, в которых либо применяются, либо могут в будущем применяться антенны этого класса.

Наиболее общие сведения о распределении полос частот между различными радиослужбами содержатся в Статье 5 РР «Таблица распределения полос частот», которая формально включает диапазоны частот от 9 кГц до 1000 ГГц, хотя детальное распределение на сегодняшний момент сделано только до 275 ГГц, а участок до 1000 ГГц пока вообще не распределен. Однако уже в 2007 году ВКР внесла в повестку дня следующей конференции, намеченной на 2012 год, анализ использования полос частот от 275 до 3000 ГГц. Сама постановка этой задачи, безусловно, отражает тенденцию освоения все более высокочастотных диапазонов в связи с большой загрузкой полос частот в нижней (хорошо освоенной) части спектра.

Заметим, что не только планы будущих исследований, но и сегодняшняя практика уже демонстрирует явно выраженную тенденцию освоения все более высокочастотных диапазонов. Например, если еще недавно системы спутниковой связи создавались в основном в полосах частот 4/6, 7/8 и 11/14 ГГц, то в настоящий момент уже достаточно широко используются полосы 20/30 ГГц. А для новых спутников, запланированных к реализации в течение ближайших семи лет, уже заявляются полосы частот до 100 - 120 ГГц.

Этот же процесс прослеживается и в наземной фиксированной службе, где ранее были наиболее востребованы магистральные радиорелейные линии большой протяженности, использующие преимущественно полосы ниже — 10 ГГц. Тогда как в настоящее время реализуется большое число коротких линий, например, в сетях сотовой связи или системах связи с множественными абонентами, которые уже используют полосы 20, 30 ГГц и выше.

Действующий в настоящий момент Регламент Радиосвязи содержит в основном тексте или в ссылках на соответствующие Рекомендации МСЭ-Р

обширную информацию по параметрам направленности различных антенн. Эта информация предназначена главным образом для использования в процедурах международной координации или модификации планов, когда отсутствуют достоверные данные о реальных диаграммах направленности антенн, планируемых к применению.

Заметим сразу, что приведенные ниже диаграммы направленности антенн, заимствованные из Регламента Радиосвязи или из соответствующих Рекомендаций МСЭ-Р, не могут рассматриваться как международно-признанные нормы, к которым следует стремиться при разработке антенн. Напротив, они являются требованиями, которые должны выполняться в любом наихудшем случае, и могут рассматриваться только как своеобразная программа минимум или как инструмент для сравнительной оценки качественных показателей разрабатываемых антенн.

Интересно также отметить, что эти минимальные требования существенно менялись во времени, отражая, хотя и довольно консервативно, достижения в антенной технике на определенных этапах развития, поэтому их сравнение может оказаться интересным и с этой точки зрения.

Основные обозначения:

$G(\varphi)$ — коэффициент усиления относительно изотропной антенны в направлении φ (дБи);

φ — угол (в градусах), отсчитываемый от электрической оси антенны;

D и λ — диаметр раскрыва антенны и длина волны, соответственно, выраженные в одной и той же системе единиц;

G_{\max} — усиление антенны в направлении максимума главного лепестка (дБи);

G_1 — усиление первого бокового лепестка (дБи).

3.1.2. Диаграммы направленности (ДН) антенн земных станций (ЗС) спутниковой связи

Рекомендация МСЭ-Р S.465-5 «Справочные диаграммы направленности антенн земных станций для использования при координации и оценке помех в полосах частот от 2 до примерно 30 ГГц» является наиболее общей, поэтому именно с нее и начнем наше рассмотрение. В этой рекомендации представлены ДН для проведения координационных расчетов при отсутствии знаний о реальных диаграммах.

Для антенн большого диаметра ($D/\lambda \geq 100$):

$$G(\varphi) = \begin{cases} 32 - 25 \log \varphi & \text{при } \varphi_{\min} \leq \varphi < 48^\circ, \\ -10 & \text{при } 48^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ. \end{cases} \quad (3.1)$$

φ_{\min} определяется как наибольшая величина между 1° и $(100\lambda/D)^\circ$.

Для антенн меньшего диаметра ($D/\lambda \leq 100$) рекомендуется применять другое выражение:

$$G(\varphi) = \begin{cases} 52 - 10 \log (D/\lambda) - 25 \log \varphi & \text{при } (100\lambda/D)^\circ \leq \varphi < 48^\circ, \\ 10 - 10 \log (D/\lambda) & \text{при } 48^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ. \end{cases} \quad (3.2)$$

Заметим, что данная Рекомендация была разработана довольно давно и базируется на весьма консервативных параметрах направленности, соответствующих уровню развития антенной техники примерно семидесятых годов прошлого века.

Приложение 8 к Регламенту Радиосвязи «Метод определения необходимости координации между геостационарными спутниковыми сетями, совместно использующими одни и те же полосы частот», содержит несколько более полные данные и рекомендует, если сведения о реальных диаграммах отсутствуют, использовать следующие расчетные ДН:

Для антенн большого диаметра ($D/\lambda \geq 100$, $G_{\max} \geq \approx 48$ дБ):

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_{\max} - 2,5 \cdot 10^{-3} (\varphi D/\lambda)^2 & \text{при } 0 < \varphi < \varphi_m, \\ G_1 & \text{при } \varphi_m \leq \varphi < \varphi_r, \\ 32 - 25 \log \varphi & \text{при } \varphi_r \leq \varphi < 48^\circ, \\ -10 & \text{при } 48^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ. \end{cases} \quad (3.3)$$

Для антенн меньшего диаметра ($D/\lambda < 100$, $G_{\max} < \approx 48$ дБ):

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_{\max} - 2,5 \cdot 10^{-3} (\varphi D/\lambda)^2 & \text{при } 0 < \varphi < \varphi_m, \\ G_1 & \text{при } \varphi_m \leq \varphi < 100\lambda/D, \\ 52 - 10 \log (D/\lambda) - 25 \log \varphi & \text{при } 100\lambda/D \leq \varphi < 48^\circ, \\ 10 - 10 \log (D/\lambda) & \text{при } 48^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ. \end{cases} \quad (3.4)$$

$$G_1 = 2 + 15 \log (D/\lambda); \varphi_m = 20 (G_{\max} - G_1)^{1/2} \lambda/D; \varphi_r = 15,85 (D/\lambda)^{-0,6}.$$

Эти диаграммы, будучи несколько более детальными, основаны на тех же консервативных предположениях и, по-видимому, также не отражают современного уровня развития антенной техники.

Приложение 7 к Регламенту Радиосвязи «Методы определения координационной зоны вокруг земной станции в полосах частот между 100 МГц и 105 ГГц» в последней версии содержит более полную и несколько более прогрессивную информацию. В нем для определения усиления антенны в случаях, когда $D/\lambda \geq 35$, рекомендуется использовать следующие уравнения:

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_{\max} - 2,5 \cdot 10^{-3} (\varphi D/\lambda)^2 & \text{при } 0 < \varphi < \varphi_m, \\ G_1 & \text{при } \varphi_m \leq \varphi < \varphi_r, \\ 29 - 25 \log \varphi & \text{при } \varphi_r \leq \varphi < 36^\circ, \\ -10 & \text{при } 36^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ. \end{cases} \quad (3.5)$$

$$G_1 = \begin{cases} -1 + 15 \log (D/\lambda) & \text{для } D/\lambda \geq 100, \\ -21 + 25 \log (D/\lambda) & \text{для } 35 \leq D/\lambda < 100. \end{cases}$$

$$\varphi_r = \begin{cases} 15,85 (D/\lambda)^{-0,6} & \text{для } D/\lambda \geq 100, \\ 100\lambda/D & \text{для } 35 \leq D/\lambda < 100. \end{cases}$$

$$\varphi_m = 20 (G_{\max} - G_1)^{1/2} \lambda/D.$$

Однако и здесь, как и в других документах, указывается, что если известна реальная ДН антенны, то она и должна быть использована для расчетов, т.е. снова эти данные не могут рассматриваться как международно-принятый норматив.

Рекомендация МСЭ-R S.580-6 стоит несколько особняком от остальных документов МСЭ и заслуживает отдельного упоминания потому, что только в ней представлены ДН, рекомендуемые как цель для разработки антенн земных станций, предназначенных для работы с геостационарными спутниками.

Согласно этому документу целью разработки новых антенн земных станций должна быть гарантия того, чтобы коэффициент усиления, $G(\varphi)$, по крайней мере 90 % боковых лепестков, не превосходил:

$$G(\varphi) = 29 - 25 \log \varphi. \quad (3.6)$$

Это требование действует только в ограниченном секторе углов φ от наибольшего значения угла между 1° или $(100\lambda/D)^\circ$ и 20° для любого направления в пределах 3° от направления на геостационарную спутниковую орбиту.

Указано также, что данная Рекомендация применима только для антенн, у которых соотношение $D/\lambda \geq 50$, а для меньших размеров требуются дальнейшие исследования, однако упоминаются разработки малых антенн с улучшенными характеристиками и указывается на перспективу ужесточения представленных в данной Рекомендации требований. Говорится также, что требования данной Рекомендации уже выполняются для меньших размеров антенн с вынесенным облучателем, работающих в полосе $10 - 14$ ГГц с $D/\lambda \geq 35$ и для приемных антенн, работающих в полосе $10,7 - 11,7$ ГГц с $D/\lambda \geq 22$.

Как видно, Рекомендация МСЭ-Р S.580-6 содержит весьма ограниченный набор требований, применимый только для определенных размеров антенн и, главное, только в ограниченном секторе углов. Таким образом, несмотря на название, эта Рекомендация по существу также не является полноценным нормативом для оценки ДН антенн земных станций.

3.1.3. Диаграммы направленности антенн земных станций, используемые в Планах спутниковой вещательной и фиксированной службы

Большой интерес для нашего анализа, естественно, представляют сведения, касающиеся ДН антенн земных станций, использованных в планах спутниковой вещательной и фиксированной службы.

Приложение 30 к Регламенту Радиосвязи содержит Планы для радиовещательной спутниковой службы в полосах частот $11,7 - 12,2$ ГГц (в Районе 3), $11,7 - 12,5$ ГГц (в Районе 1) и $12,2 - 12,7$ ГГц (в Районе 2).

Последний пересмотр Плана для Районов 1 и 3 в 2000 году был основан на использовании современной приемной антенны диаметром 60 см с усилением 35,5 дБ и улучшенной ДН, приведенной в Рекомендации МСЭ-Р ВО.1213-1 и рассчитываемой по следующим выражениям:

Основная (совпадающая) поляризация:

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_{\max} - 2,5 \cdot 10^{-3} (\varphi D/\lambda)^2 & \text{при } 0 < \varphi < \varphi_m, \\ G_1 = 29 - 25 \log \varphi_r & \text{при } \varphi_m \leq \varphi < \varphi_r, \\ 29 - 25 \log \varphi & \text{при } \varphi_r \leq \varphi < \varphi_b, \\ -5 & \text{при } \varphi_b \leq \varphi < 70^\circ, \\ 0 & \text{при } 70^\circ \leq \varphi < 180^\circ. \end{cases} \quad (3.7)$$

Кроссполяризация:

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_{\max} - 25 & \text{при } 0 < \varphi < 0,25\varphi_0, \\ G_{\max} - 25 + 8(\varphi - 0,25\varphi_0)/0,19\varphi_0 & \text{при } 0,25\varphi_0 \leq \varphi < 0,44\varphi_0, \\ G_{\max} - 17 & \text{при } 0,44\varphi_0 \leq \varphi < \varphi_0, \\ G_{\max} - 17 + C |(\varphi - \varphi_0)/(\varphi_1 - \varphi_0)| & \text{при } \varphi_0 \leq \varphi < \varphi_1, \\ 21 - 25 \log \varphi & \text{при } \varphi_1 \leq \varphi < \varphi_2, \\ -5 & \text{при } \varphi_2 \leq \varphi < 70^\circ, \\ 0 & \text{при } 70^\circ \leq \varphi < 180^\circ. \end{cases} \quad (3.8)$$

$\varphi_m = 20 (G_{\max} - G_1)^{1/2} \lambda/D$; $G_1 = 2 + 15 \log (D/\lambda)$; $\varphi_r = 95\lambda/D$; $\varphi_b = 10^{34/25}$;
 $\varphi_0 = 2 (3/0,0025)^{1/2} \lambda/D$ — ширина луча по уровню 3 дБ, $\lambda \approx 0,0248$ — длина

волны (м), соответствующая 12,1 ГГц; $C = 21 - 25 \log \varphi_1 - (G_{\max} - 17)$;

$\varphi_1 = \varphi_0 (10,1875)^{1/2}/2$; $\varphi_2 = 10^{26/25}$.

Ограничим рассмотрение параметров плановых антенн приведенными выше данными для Районов 1 и 3, поскольку действующая до настоящего момента версия Плана для Района 2 была разработана еще в 1983 году, с тех пор не пересматривалась и основана на более консервативных параметрах антенн.

Приложение 30В к Регламенту Радиосвязи содержит весьма интересные данные по параметрам антенн земных станций спутниковой связи, принятые на ВКР в 2007 году для Плана фиксированной спутниковой службы в полосах частот 4500 — 4800 МГц, 6725 — 7025 МГц, 10,70 — 10,95 ГГц, 11,20 — 11,45 и 12,75 — 13,25 ГГц. Этот План основан на применении антенн земных станций с диаметром 5,5 м в полосе частот 6/4 ГГц и диаметром 2,7 м — в полосе частот 13/10 — 11 ГГц.

Коэффициент усиления антенн $G_{\max} = 10 \log[\eta(\pi D/\lambda)^2]$ при принятом для расчетов коэффициенте использования поверхности антенны ($\eta = 70\%$) составлял соответственно: 50,4 дБ на частоте 6,875 ГГц; 47,0 дБ на 4,65 ГГц; 49,8 дБ на 13,0 ГГц и 48,4 дБ на 11,075 ГГц.

На основной поляризации ДН антенны земной станции определялась по следующим выражениям:

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_{\max} - 2,5 \cdot 10^{-3} (\varphi D/\lambda)^2 & \text{при } 0 < \varphi < \varphi_m, \\ \min(G_1, 29 - 25 \log \varphi) & \text{при } \varphi_m \leq \varphi < 19,95^\circ, \\ \max(\min(-3,5, 32 - 25 \log \varphi), -10) & \text{при } \varphi > 19,95^\circ. \end{cases} \quad (3.9)$$

$$G_1 = -1 + 15 \log(D/\lambda); \varphi_m = 20 (G_{\max} - G_1)^{1/2} \lambda/D.$$

На кроссполяризации данные, к сожалению, отсутствуют, т.к. в этом Плане кросс-поляризационная развязка не использовалась.

Заметим, что все приведенные выше диаграммы, использованные при разработке планов, строго говоря, применимы только для конкретных размеров антенн в плановых полосах частот, т.е. для их использования в качестве обобщенных требуется дополнительный анализ. Однако, очевидно, что эти данные могут существенно помочь в оценках достижимых перспективных качественных показателей.

3.1.4. Эталонные диаграммы направленности антенн радиорелейных систем прямой видимости

Приложение 7 Регламента Радиосвязи содержит эталонные ДН антенн радиорелейных систем прямой видимости, рекомендованные для использования в расчетах, когда фактическая ДН неизвестна:

Для антенн большого диаметра ($D/\lambda \geq 100$):

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_{\max} - 2,5 \cdot 10^{-3} (\varphi D/\lambda)^2 & \text{при } 0 < \varphi < \varphi_m, \\ G_1 & \text{при } \varphi_m \leq \varphi < \varphi_r, \\ 32 - 25 \log \varphi & \text{при } \varphi_r \leq \varphi < 48^\circ, \\ -10 & \text{при } 48^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ. \end{cases} \quad (3.10)$$

Для антенн меньшего диаметра ($D/\lambda < 100$):

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_{\max} - 2,5 \cdot 10^{-3} (\varphi D/\lambda)^2 & \text{при } 0 < \varphi < \varphi_m, \\ G_1 & \text{при } \varphi_m \leq \varphi < 100\lambda/D, \\ 52 - 10 \log(D/\lambda) - 25 \log \varphi & \text{при } 100\lambda/D \leq \varphi < 48^\circ, \\ -10 - 10 \log(D/\lambda) & \text{при } 48^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ. \end{cases} \quad (3.11)$$

$G_{\max} = 10 \log[\eta(\pi D/\lambda)^2]$; η — коэффициент использования поверхности раскрытия, который для современных антенн может быть принят равным 0,6 — 0,7; $G_1 = 2 + 15 \log(D/\lambda)$; $\varphi_m = 20 (G_{\max} - G_1)^{1/2} \lambda/D$; $\varphi_r = 15,85 \lambda/D^{-0,6}$.

Рекомендация МСЭ-R F.699-7 «Эталонные диаграммы направленности антенн фиксированных беспроводных систем для использования при изучении вопросов координации и оценке помех в диапазоне частот от 100 МГц до примерно 70 ГГц» (2006 г.) практически содержит такие же эталонные ДН.

Не останавливаясь на деталях этой Рекомендации, отметим только, что в Приложении к ней рекомендовано временно использовать для отдельного вида антенн эталонную диаграмму с более высокими направленными свойствами.

Для рупорно-параболических антенн и антенн с вынесенным облучателем в поперечной (горизонтальной) плоскости со слабым облучением края рефлектора:

$$G(\varphi) = 88 - 30 \log(D/\lambda) - 40 \log \varphi. \quad (3.12)$$

Эта ДН действительна вне главного лепестка при углах φ примерно до 90° . Однако, если облучение края рефлектора не очень слабое, то уровень боковых лепестков может превышать уровни, указанные в (3.12).

3.1.5. Диаграммы направленности антенн наземного оборудования в системах со станциями на высотных платформах (HAPS)

Резолюция 122 «Использование полос частот 47,2 — 47,5 ГГц и 47,9 — 48,2 ГГц станциями на высотной платформе (HAPS) фиксированной и другими службами», принятая на Всемирной конференции радиосвязи 2007 года, является весьма интересной для наших исследований. В ней сформулировано прямое требование, что ДН антенн наземного оконечного оборудования HAPS должны соответствовать следующим выражениям:

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_{\max} - 2,5 \cdot 10^{-3} (\varphi D/\lambda)^2 & \text{при } 0 < \varphi < \varphi_m, \\ 39 - 5 \log(D/\lambda) - 25 \log \varphi & \text{при } \varphi_m \leq \varphi < 48^\circ, \\ -3 - 5 \log(D/\lambda) & \text{при } 48^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ. \end{cases} \quad (3.13)$$

$$\varphi_m = 20 (G_{\max} - G_1)^{1/2} \lambda/D, \quad G_1 = 2 + 15 \log(D/\lambda).$$

Заметим, что, пожалуй, это единственный документ, использующий императивную формулировку. Однако и в этом случае нельзя рассматривать это требование как однозначный норматив, т.к. практически оно также формулирует минимальное требование, а антенны с лучшими диаграммами будут, безусловно, приемлемы и в координационных расчетах и при регистрации систем в МСЭ.

3.1.6. Некоторые комментарии к справочным ДН МСЭ

Справочные ДН МСЭ выражены эмпирическими формулами и действительны только для определенных относительных размеров апертуры (D/λ) и соответствующих им коэффициентов усиления.

Усиление антенны в любом угловом направлении приведено к уровню изотропного излучения. Для пересчета ДН относительно максимального коэффициента усиления антенны следует пользоваться формулой:

$$G'(\varphi) = G(\varphi) - G_{\max}, \quad (3.14)$$

$G'(\varphi)$ и $G(\varphi)$ — усиление антенны в направлении φ относительно максимального усиления антенны и относительно изотропного излучения, соответственно; G_{\max} — коэффициент усиления антенны в главном направлении; φ — текущий угол.

Расчетные формулы для ДН антенн с $D/\lambda \geq 100$ и $D/\lambda \leq 100$ различны. Но область их применения со стороны верхних и нижних значений D/λ не всегда оговорена.

Это объясняется тем, что до недавнего времени разброс антенн по D/λ был небольшим, а антенн с $D/\lambda \leq 40$ — 50 почти не встречалось. С увеличением количества малых антенн появились и новые формулы для расчета их ДН, и ограничения, накладываемые на область их применения, но при этом более ранние формулы остались без изменения и не учитывают уже существующей реальности.

Формулы для расчета одной и той же ДН, но в разных угловых секторах, где уровень излучения определяется разными факторами, могут быть различными.

В некоторых случаях ДН отражены всего лишь одной формулой, справедливой вообще-то только для ближних (апертурных) лепестков, например, (3.6) и (3.12). Иногда ограничиваются подразделением ДН на две зоны: зону ближних (апертурных) и дальних (переливных и дифракционных) лепестков, например (3.1), (3.2). Но в последнее время все чаще используют более детальное подразделение по угловым секторам и дают разные формулы для расчета усиления антенны в области главного лепестка, первого бокового, ближних и дальних лепестков, указывая при этом и сектор их действия (3.3), (3.4) и др.

Усиление в области первого лепестка в ряде ДН МСЭ рассчитывается с учетом D/λ . Но это не совсем справедливо, и такая эмпирическая формула дает существенную погрешность.

Фактически уровень первых боковых лепестков (при отсутствии чрезмерного затенения апертуры) определяется не отношением D/λ , а распределением амплитуды поля в раскрыве антенны. Для антенн с круглым раскрывом его максимальные колебания лежат в пределах -20 ± 4 дБ.

Усиление дальних (и задних) лепестков, начиная с определенного уровня и/или угла, в справочных ДН МСЭ ограничивают обычно постоянной величиной.

В качестве постоянной величины может выступать уровень изотропного излучения или более низкое (по сравнению с ним) значение. В настоящее время дальнее и заднее излучения ограничивают обычно уровнем от 0 до -10 дБ относительно изотропного. Это связано с тем, что большая часть современных ДН МСЭ на антенны с улучшенной помехозащищенностью в секторе дальних и задних лепестков не ориентирована (улучшение помехозащищенности реальных антенн коснулось в них пока только ближних, апертурных, лепестков), но отдельные вклады по таким антеннам уже появились.

Обилие рекомендаций, относящихся к разным системам наземной и спутниковой связи, а также поправок к ним, небольшая часть которых приведена выше, весьма затрудняет выяснение общей картины состояния (на сегодня) антенной техники применительно к нуждам МСЭ.

3.1.7. Универсальная справочная диаграмма направленности

Как видно из изложенного, приведенные выше ДН существенно отличаются друг от друга и рекомендованы для различных применений. В то же время на практике мы часто имеем дело с одним и тем же классом антенн, которые могут применяться в различных сетях. В связи с этим попытаемся синтезировать универсальную ДН, которая удовлетворяла бы наиболее жестким требованиям любой из приведенных выше справочных диаграмм, и могла бы быть универсальным измерительным инструментом для оценки качества разрабатываемых антенн в полосах частот выше 1 ГГц.

При этом расширим область применения указанной «идеализированной» справочной ДН и на антенны меньших диаметров, принимая, однако, во внимание, что на практике маловероятно использование зеркальных антенн с диаметром зеркала меньшим, чем 10 — 15 длин волн.

На основной поляризации (совпадающей) всем сформулированным выше требованиям удовлетворяют следующие обобщенные уравнения для определения усиления антенны в разных угловых секторах:

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_{\max} - 2,5 \cdot 10^{-3} (\varphi D/\lambda)^2 & \text{при } 0 < \varphi < \varphi_m, \\ G_1 & \text{при } \varphi_m \leq \varphi < \varphi_r, \\ 29 - 25 \log \varphi & \text{при } \varphi_r \leq \varphi < 36^\circ, \\ -10 & \text{при } 36^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ. \end{cases} \quad (3.15)$$

$G_{\max} = 10 \log [\eta (\pi D/\lambda)^2]$ — коэффициент усиления антенны, η — коэффициент использования поверхности раскрытия, который для современных антенн может быть принят равным 0,6-0,7; $\varphi_m = 20 (G_{\max} - G_1)^{1/2} \lambda/D$.

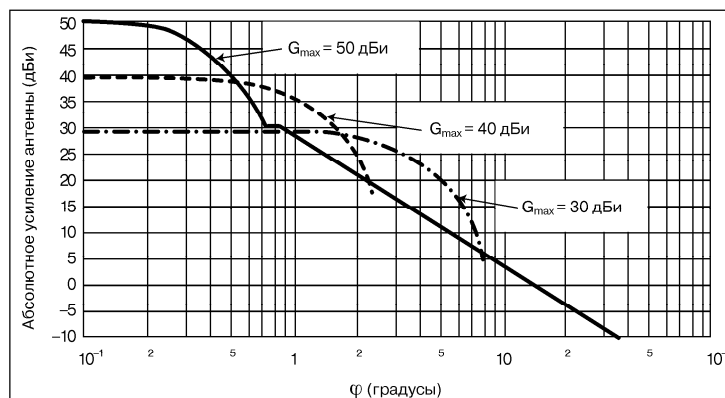
$$G_1 = \begin{cases} -1 + 15 \log (D/\lambda) & \text{для } D/\lambda \geq 100, \\ -21 + 25 \log (D/\lambda) & \text{для } D/\lambda < 100. \end{cases}$$

Или иначе $G_1 \approx G_{\max} - (20 \pm 2)$.

$$\varphi_r = \begin{cases} 15,85 (D/\lambda)^{-0,6} & \text{для } D/\lambda \geq 100, \\ 100 \lambda/D & \text{для } D/\lambda < 100. \end{cases}$$

Результаты расчетов по приведенным выше формулам для антенн с усилением 50, 40 и 30 дБ представлены на рис. 3.1.

Отметим, что даже эта «идеализированная» ДН не должна быть конечной целью разработчиков, т.к. уже реализованы лучшие параметры, например, упомянутые выше ДН



РПА и антенн с вынесенным облучателем. А также потому, что в отдельных секторах углов могут накладываться более жесткие требования по системным соображениям, например, требование большего

Рис. 3.1

подавления задних лепестков для антенн некоторых РРЛ чем принятый в нашей формуле уровень минус 10 дБ.

Значительно более трудно сконструировать аналогичную обобщенную огибающую для кросс-поляризационных составляющих, т.к. в нашем распоряжении имеются только нормированные ДН, примененные в планах для спутниковой вещательной службы, а требования к антеннам для других применений (например, в РРЛ) ограничиваются нормированием поляризационной развязки в главном направлении.

Тем не менее, в результате обобщения имеющихся в нашем распоряжении данных по антеннам земных станций, принятым в планах, увязывая их с приведенными выше обобщенными данными по основной поляризации, а также учитывая уже довольно давно реализованные экспериментальные параметры антенн, описанные в других разделах данной книги, можно записать и справочную кросс-поляризационную диаграмму.

На кроссполяризации сформулированным выше требованиям удовлетворяют следующие обобщенные уравнения для определения усиления антенны в разных угловых секторах:

$$G(\varphi) = \begin{cases} \leq (G_{\max} - 25) & \text{при } 0 < \varphi < 0,25\varphi_0, \\ G_{\max} - 25 + 8(\varphi - 0,25\varphi_0)/0,19\varphi_0 & \text{при } 0,25\varphi_0 \leq \varphi < 0,44\varphi_0, \\ G_{\max} - 17 & \text{при } 0,44\varphi_0 \leq \varphi < \varphi_0, \\ G_{\max} - 17 + C |(\varphi - \varphi_0)/(\varphi_1 - \varphi_0)| & \text{при } \varphi_0 \leq \varphi < \varphi_1, \\ 21 - 25 \log \varphi & \text{при } \varphi_1 \leq \varphi < \varphi_2, \\ -10 & \text{при } \varphi_2 \leq \varphi < 180^\circ. \end{cases} \quad (3.16)$$

$$C = 21 - 25 \log \varphi_1 - (G_{\max} - 17); \quad \varphi_0 = 70\lambda/D; \quad \varphi_1 = \varphi_0 (10,1875)^{1/2}; \quad \varphi_2 \approx 17,4^\circ.$$

Кросс-поляризационные диаграммы представлены на рис. 3.2 для антенн с усилением 50, 40 и 30 дБ.

В заключение отметим также весьма важную особенность антенн с вынесенным облучателем, у которых при работе на круговой поляризации кросс-поляризационная диаграмма отсутствует и реализуемая развязка в любом направлении определяется только кросс-поляризационной развязкой питающего тракта и поэтому для этого случая кросс-поляризационная диаграмма теряет смысл.

Приведенные выше ДН МСЭ, включая универсальную ДН, отражают всего

лишь реализованные для большинства современных антенн параметры в части их помехозащищенности, а также уже наметившиеся основные тенденции дальнейшего ее улучшения.

Эти тенденции отражены в отдельных вкладах, вклю-

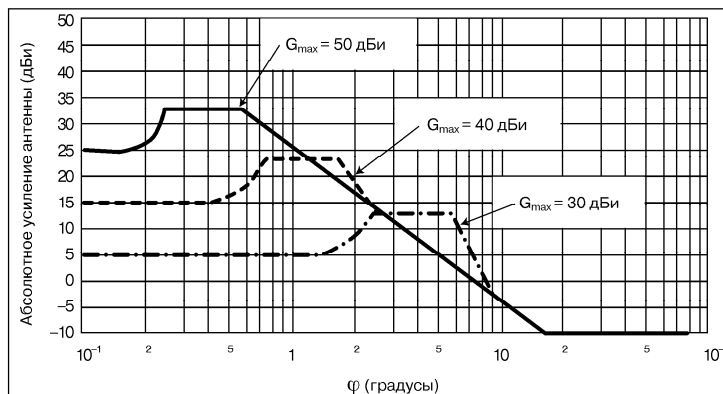


Рис. 3.2

чая Рекомендацию МСЭ-R F.699-7, где приведены ДН антенн с вынесенным облучателем, отличающихся очень высокой помехозащищенностью. Поэтому, возможно, недалек тот день, когда высокая помехозащищенность антенн станет не редким исключением, реализуемым сейчас только в отдельных антеннах, а нормой для большинства эксплуатируемых антенн.

3.2. Выбор типа антенны и облучателя

3.2.1. Общие сведения о зеркальных антеннах

Зеркальные антенны — это сравнительно большие (относительно длины волны) поверхности, обладающие хорошими отражательными свойствами в рабочем диапазоне волн.

Зеркальная антенна состоит из одного, двух (или нескольких) зеркал и облучателя (одного или нескольких), при этом самое большое зеркало называют основным, а остальные, если они есть, вспомогательными или малыми. В качестве основного чаще всего используют параболическое зеркало, а в качестве вспомогательных — гиперболические, параболические и эллиптические зеркала. В зависимости от рабочей длины волны и поляризации зеркала могут быть сплошными, сетчатыми и решетчатыми, а по форме — осесимметричными и неосесимметричными.

Облучатель (излучатель) является одним из основных элементов зеркальных антенн. Он может быть одноэлементным или представлять собой облучающую систему, состоящую из первичного облучателя и вспомогательного (малого) зеркала.

Строго говоря, слова «облучатель», «излучатель» справедливы лишь при рассмотрении антенны в режиме передачи, когда он служит для вывода энергии. В режиме приема облучатель служит для ввода энергии и поэтому выступает не в качестве излучателя, а в качестве уловителя и концентратора электромагнитных волн.

Облучатель может располагаться в центре раскрыва или вынесен из центра к краю раскрыва или даже за его пределы. Антенны, облучатель которых вынесен из центра раскрыва, называют антеннами с вынесенным облучателем (АВО).

Выбор схемы зеркальной антенны и облучателя зависит от требований, предъявляемых к электрическим, конструктивным и экономическим параметрам антенны. Требования к электрическим параметрам являются, обычно, определяющими. Однако при равных или близких электрических параметрах предпочтение отдают более простому конструктивно и менее дорогому варианту антенны.

В этой главе приведены результаты разработки и улучшения параметров целого ряда зеркальных антенн, в большинстве которых в качестве облучателя использованы разные модификации РРИ, рассмотренные в первой главе, а также освещены и некоторые другие вопросы, связанные с зеркальными антеннами.

Осесимметричные антенны представлены здесь всего лишь двумя антеннами: двухзеркальной антенной, выполненной по классической схеме Кассегрена, и антенной двухзеркальной с эллиптическим вспомогательным зеркалом (АДЭ).

Неосесимметричные антенны (к ним, в принципе, можно отнести все антенны, не обладающие осевой симметрией, но имеющие одну или две

плоскости симметрии) представлены антеннами с вынесенным облучателем (АВО), включая перископические, рупорно-параболические антенны (РПА) и антенны с разной апертурой (АРА) во взаимно перпендикулярных плоскостях.

3.2.2. Выбор типа и схемы антенны

Выбор типа и схемы антенны (осесимметричная или неосесимметричная, однозеркальная или двухзеркальная и др.) зависит от многих факторов. Главными из них являются:

- Максимально допустимые абсолютные и минимально необходимые относительные (в длинах волн) размеры зеркала.
- Максимально допустимый уровень первых боковых лепестков, а также дальнего и заднего излучения.
- Требования к эффективности, согласованию с питающим трактом и ширине рабочего диапазона.
- Требования к уровню кросс-поляризационного излучения, включая максимумы кроссполяризации.
- Конструктивные ограничения.

Так как выполнение одних требований делает, зачастую, невозможным выполнение других, то обычно приходится выбирать компромиссный вариант.

Максимально допустимый размер основного зеркала определяется чаще всего технологическими факторами и в сильной степени зависит от типа антенны.

Например, изготовление неосесимметричных антенн большого диаметра (в частности, АВО и РПА) значительно сложнее и дороже, чем осесимметричных. Поэтому, несмотря на высокие электрические параметры, неосесимметричные антенны наибольшее распространение нашли при массовом производстве и только при небольших абсолютных размерах зеркала (меньше $1,5 \div 2$ м), так как основные трудности и финансовые затраты связаны с изготовлением оснастки, а при крупносерийном производстве вклад этих затрат в стоимость каждой антенны уменьшается.

Минимально необходимые относительные размеры зеркала определяются требуемым коэффициентом усиления и зависят от коэффициента использования поверхности (КИП). КИП серийных антенн колеблется в пределах $0,5 \div 0,7$, хотя, в принципе, он может достигать и $0,8$.

Уровень первых боковых лепестков и ближних (апертурных) зависит от уровня облучения кромки зеркала, характера распределения амплитуды поля в его раскрыве и затенения зеркала облучателем и элементами его крепления, которое не только уменьшает эффективность антенны, но и увеличивает уровень первых и ближних боковых лепестков. В осесимметричных антеннах затенение имеется всегда, но оно полностью отсутствует в РПА и полностью или частично — в АВО. Диаметр затененной области, по возможности, не должен превышать $0,1D$ (D — диаметр раскрыва основного зеркала). Если затенение укладывается в указанные пределы, а уровень облучения кромки зеркала (при спадающем распределении) составляет порядка $-(10 \div 12)$ дБ, то уровень первых боковых лепестков может быть получен меньше -20 дБ. Но на практике затенение иногда достигает $0,2D$, что приводит к значительному росту ближних боковых лепестков, включая первые, и снижению эффективности. Это также следует учитывать при выборе схемы антенны.

Уровень дальнего и заднего излучения (защитное действие) зависит от многих факторов, включая геометрическую схему антенны и уровень бокового излучения используемого облучателя.

Защитное действие антенны плавно возрастает с увеличением угла раствора зеркала (уменьшением фокусного расстояния), но при этом увеличивается уровень кросс-поляризационного излучения. Поэтому при высоких требованиях к защитному действию его увеличивают не только (и не столько) за счет увеличения угла раствора, но и за счет использования специальных защитных экранов, включая экраны с поглощающим покрытием.

Эффективность антенны, согласование с питающим трактом и ширина рабочего диапазона неразрывно связаны не только с геометрической схемой антенны, но и с параметрами используемого облучателя.

Эффективность антенны зависит от ДН облучателя и наличия (или отсутствия) модификации профиля зеркала (зеркал); согласование — от конструктивной схемы облучателя и антенны в целом; ширина рабочего диапазона, в первую очередь, определяется шириной рабочего диапазона облучателя, но дополнительные ограничения на ширину рабочего диапазона может наложить и модификация профиля зеркала (зеркал).

Уровень кросс-поляризационного излучения (в частности, уровень максимумов кроссполяризации) при использовании рупорных облучателей в основном зависит от типа антенны (осесимметричная или АВО), вида поляризации (линейная или круговая) и от угла раствора зеркала.

На линейной поляризации осесимметричные антенны имеют 4-е максимума кроссполяризации, а АВО и РПА — только два, расположенных в поперечной плоскости с двух сторон от плоскости симметрии антенны.

На круговой поляризации кросс-поляризационная ДН осесимметричной антенны также имеет 4-е максимума кроссполяризации, а по своему уровню излучения она является как бы усредненной по пл. Е и Н диаграммой антенны на линейной поляризации. Кросс-поляризационные максимумы при работе на круговой поляризации АВО и РПА не только теоретически, но практически, отсутствуют. Но происходит некоторый поворот главного лепестка в разные (для разных направлений вращения поля) стороны. Это при одновременной работе на обеих поляризациях (и при отсутствии подстройки на максимум, соответствующий каждой поляризации) приводит к некоторым потерям усиления (порядка 0,1 — 0,3 дБ).

С увеличением угла раствора зеркала уровень максимумов кроссполяризации увеличивается. При этом для АВО он определяется не только углом облучения зеркала, но и углом раствора исходного параболоида, т. е. уровень максимумов кроссполяризации АВО и РПА будет больше, чем осесимметричной антенны с тем же углом облучения зеркала, так как угол раствора ее исходного параболоида будет в два раза больше.

Конструктивные ограничения зависят от многих причин, которые для однозеркальных и двухзеркальных (многозеркальных) антенн несколько отличаются.

Максимально допустимый угол раствора зеркала в однозеркальной антенне ограничивается максимально достижимой шириной главного лепестка ДН облучателя.

Если используется рупорный облучатель с осесимметричной ДН, то угол раствора зеркала со стороны больших углов ограничивается величиной при-

мерно $120^\circ \div 140^\circ$, потому что получить осесимметричную ДН, которая имела бы по уровню $-(10 \div 12)$ дБ ширину больше $120^\circ \div 140^\circ$ при использовании рупорных облучателей, как уже было сказано ранее, не представляется возможным.

Минимально возможный угол раствора зеркала ограничивается не только слабой естественной помехозащищенностью такой антенны, включая низкое защитное действие и высокий уровень дальнего бокового излучения, но и конструктивными факторами.

С уменьшением угла раствора (увеличением фокусного расстояния) облучатель удаляется от зеркала, что очень сильно затрудняет его крепление. Однако в схеме АВО это менее критично, так как ее облучатель вместе с его системой крепления вынесен за пределы раскрыва и закрепить независимо от зеркала, что позволяет использовать зеркала с большим фокусным расстоянием (малым углом раствора). Такие зеркала применяют обычно в перископических антенных системах.

На практике осесимметричные однозеркальные антенны имеют угол раствора основного зеркала порядка $100^\circ \div 120^\circ$, а угол раствора АВО обычно равен или меньше 100° . Осесимметричные антенны с углом раствора $120^\circ \div 210^\circ$ чаще всего выполняют по двухзеркальной (или многозеркальной) схеме.

Затенение раскрыва зеркала облучателем и элементами его крепления наиболее сильно сказывается в осесимметричных антеннах, так как в этих антеннах они расположены в центре раскрыва.

При выполнении антенны по двухзеркальной схеме затенение, как правило, определяется размером вспомогательного зеркала, которое не может быть меньше нескольких длин волн (~ 5 -ти). Поэтому при малых коэффициентах усиления (при малых в длинах волн размерах основного зеркала) использование двухзеркальной схемы в осесимметричной антенне не всегда возможно. И тогда (в зависимости от требований к электрическим параметрам) приходится применять либо осесимметричные однозеркальные антенны с малогабаритным облучателем, либо АВО.

В схеме АВО облучатель обычно полностью (или частично) вынесен за пределы раскрыва, что исключает (или уменьшает) его влияние. Но даже тогда, когда облучатель расположен полностью в пределах раскрыва его влияние все равно незначительно, так как он находится на периферии зеркала, уровень облучения которой, как правило, значительно ниже центра.

При выборе типа и схемы антенны можно руководствоваться следующими общими рекомендациями:

- Антенны большого диаметра (больше $1,5 \div 2$ м) при отсутствии каких-либо специальных требований целесообразно выполнять по осесимметричной схеме, выбирая угол их раствора в пределах $\sim (100^\circ \div 210^\circ)$, используя при углах раствора меньших 120° однозеркальные схемы, а больших — двухзеркальные.
- Антенны малого диаметра (меньше $1,5 \div 2$ м), если требуется реализовать высокие электрические параметры, целесообразнее выполнять по схеме АВО, исключая те случаи, когда антенна предназначена для работы на линейной поляризации и при этом предъявляются очень высокие требования к минимизации уровня максимумов кроссполаризации.

При выборе схемы антенны следует учитывать достоинства и недостатки антенн разных типов:

Основные достоинства АВО по сравнению с осесимметричными антеннами:

- Отсутствие в ее раскрытии облучающей системы и элементов ее крепления, ухудшающей практически все основные параметры антенны.
- Возможность формирования в раскрытии АВО практически любого распределения амплитуды поля, так как нет препятствующих этому факторов (наличия в раскрытии облучающей системы и элементов ее крепления).

Основные недостатки АВО (по сравнению с осесимметричными антеннами):

- Несколько повышенная (по сравнению с осесимметричными антеннами) сложность изготовления и вытекающая из этого повышенная стоимость, особенно антенн с большими абсолютными размерами зеркала.

Преимущества АРА (по сравнению с антенной, имеющей одинаковый в главных плоскостях размер апертуры и равную с АРА площадь раскрытия):

- Возможность получения разной (в главных плоскостях) ширины главного лепестка ДН, что позволяет (при равном КУ) улучшить помехозащищенность в горизонтальной плоскости или увеличить КУ без сужения главного лепестка в вертикальной плоскости. Последнее особенно важно для антенн РРЛ из-за рефракции сигнала.

Основной особенностью АВО и АРА (при оптимизации параметров) является необходимость использования облучателя, имеющего разную в разных плоскостях форму и/или ширину главного лепестка ДН.

3.2.3. Выбор типа облучателя

При выборе наиболее подходящего типа облучателя для той или иной схемы и типа антенны следует руководствоваться конкретными требованиями, к ней предъявляемыми.

Для антенн, пропускающих большие мощности, подходят рупорные облучатели с гладкими стенками, включая обычные рупоры (синфазные и расфазированные) и РРИ, а рупорные облучатели с диэлектрическим заполнением (включая диэлектрические втулки), а также с канавками при передаче больших мощностей пригодны далеко не всегда, так как возможны электрические пробои.

Для широкодиапазонных антенн (при работе в многократном диапазоне) наиболее хорошо подходят обычные РР с гладкими стенками, имеющие на самой низкой частоте рабочего диапазона $\Delta\varphi_{\Sigma} \geq (1,3 \div 1,5)\pi$. Однако при работе антенны в 1,5÷2-х кратном (или даже 3-х кратном) рабочем диапазоне предпочтение следует отдать РРИ.

Напомним (см. раздел 1.4.2), что главный лепесток РРИ (одинаковый, в отличие от РР, на обеих поляризациях) при изменении частоты в 1,5 раза остается почти неизменным и по форме, и по ширине. В 2-кратном диапазоне его ширина меняется незначительно, а в 3-кратном антенна сохраняет работоспособность, хотя ее эффективность на высоких частотах значительно снижается.

Синфазные рупоры (всех модификаций) для работы в широком диапазоне непригодны, так как их направленные свойства и положение фазового центра сильно зависят от частоты.

Для антенн, улучшенных по согласованию, больше всего подходит РРИ (со скачкообразным или плавным изменением образующей). Это объясняется

тем, что его малый рупор служит естественным согласующим переходом, а путем специального подбора его размеров (см. раздел 1.7) согласование можно улучшить дополнительно, снизив (в весьма широкой полосе частот) коэффициент отражения до долей процента. Никакой другой рупор, насколько известно автору, не позволяет получить столь же малый коэффициент отражения в столь же широком диапазоне частот, причем очень простым и надежным способом.

Для антенн, улучшенных по эффективности, также подходит РРИ, так как он (и его модификации) дает возможность реализовать форму главного лепестка весьма близкую к оптимальной, причем как для осесимметричных антенн, так и для АВО, а уровень его бокового излучения весьма низок (см. разделы 1.4 — 1.6). Это позволяет достигнуть высокой эффективности без модификации профиля зеркал.

ДН, аналогичную РРИ, имеют и некоторые другие рупорные облучатели, но ни один из них, насколько известно автору, не обладает его другими важными достоинствами, включая ширину рабочего диапазона, хорошее естественное согласование с питающим трактом, простоту изготовления и надежность.

Использование в РРИ канавок (см. раздел 1.4.3) позволяет дополнительно улучшить осевую симметрию главного лепестка и снизить уровень бокового излучения в полосе влияния канавок, сохраняя в остальной части его рабочего диапазона присущие данному рупору, близкие к оптимальным, ДН.

Для антенн, улучшенных по всем (или большинству) указанных выше параметров, РРИ (и его модификации) является, пожалуй, лучшим из всех известных облучателей, способным достаточно хорошо удовлетворить всем требованиям.

Единственный существенный недостаток РРИ — его относительно большие (в длинах волн) геометрические размеры, ограничивает его применение только в осесимметричных антеннах с малым (в длинах волн) размером основного зеркала. Во всех остальных случаях, включая двухзеркальные осесимметричные антенны с большим относительным размером основного зеркала и антенны с вынесенным облучателем (вне зависимости от их размера), его можно использовать почти без ограничений. При этом в двухзеркальных антеннах (благодаря наличию дополнительной расфазировки из-за близости расположения рупора к вспомогательному зеркалу) оптимальные параметры рупора можно обеспечить при значительно меньших его размерах.

Недостаток РРИ может перейти в достоинство при освоении более высокочастотных диапазонов (см. раздел 1.9.2).

Таким образом, РРИ (и его модификации) может служить в качестве облучателя для антенн, улучшенных как по одному из перечисленных выше (основных) параметров, так и во всей их совокупности. Поэтому он может быть использован во всех случаях, когда его большие относительные размеры не являются препятствием или даже способствуют его применению.

3.2.4. Выбор облучателя для конкретного зеркала

После выбора типа антенны и облучателя можно приступить к выбору геометрических размеров конкретного зеркала и оптимального для него облучателя. Это можно осуществить разными путями:

Первый путь — при заданном (или выбранном) угле раствора и форме раскрытия зеркала подбирают для него облучатель, исходя из требований, предъявляемых к данной антенне, включая ее помехозащищенность и эффек-

тивность. Этот путь для разных модификаций РРИ подробно рассмотрен в разделах 1.4÷1.6.

Второй путь (он может быть и вторым этапом первого) — при заданном (или выбранном) облучателе, определяют наиболее оптимальный угол раствора (облучения) и форму раскрыва зеркала (в зависимости от требуемой эффективности и помехозащищенности) путем расчета КИП.

Определение оптимального угла облучения зеркала при выбранном облучателе осуществляется путем расчета общего КИП (K_0) по ДН облучателя:

$$K_0 = K_a K_n, \quad (3.17)$$

где K_a — апертурный коэффициент, определяемый реализуемым распределением амплитуды поля в раскрыве антенны, которое зависит от формы главного лепестка ДН облучателя и угла облучения зеркала. При заданной ДН облучателя с увеличением угла облучения зеркала K_a уменьшается;

K_n — коэффициент перехвата, определяемый ДН облучателя, включая форму главного лепестка, и углом облучения зеркала. Он возрастает с уменьшением уровня бокового излучения и увеличением крутизны скатов главного лепестка облучателя. При заданной ДН облучателя с увеличением угла облучения зеркала K_n увеличивается.

Оптимальный угол облучения кромки зеркала соответствует (см. рис. 1.81) максимальному значению K_0 . Но так как величина K_0 сохраняется почти постоянной в широком секторе углов, то углом раствора зеркала можно варьировать.

С целью повышения помехозащищенности ψ_0 целесообразно выбирать больше оптимального значения, но в пределах допустимых потерь коэффициента усиления.

При больших углах раствора расстояние от фокуса зеркала до его центра и до кромки может существенно отличаться. Это создает дополнительные трудности реализации высокоэффективных антенн, выполненных на базе глубоких зеркал.

На рис. 3.3 (слева) показано изменение амплитуды поля в раскрыве в зависимости от изменения угла раствора зеркала — $2\psi_0$, а справа — распределение амплитуды поля в раскрыве зеркал с разным углом раствора, где x — текущая координата, R — радиус раскрыва зеркала.

Из графиков (см. рис. 3.3) видно, что уменьшение амплитуды поля на краю зеркала, возникающее из-за разности хода до центральной и краевых точек его

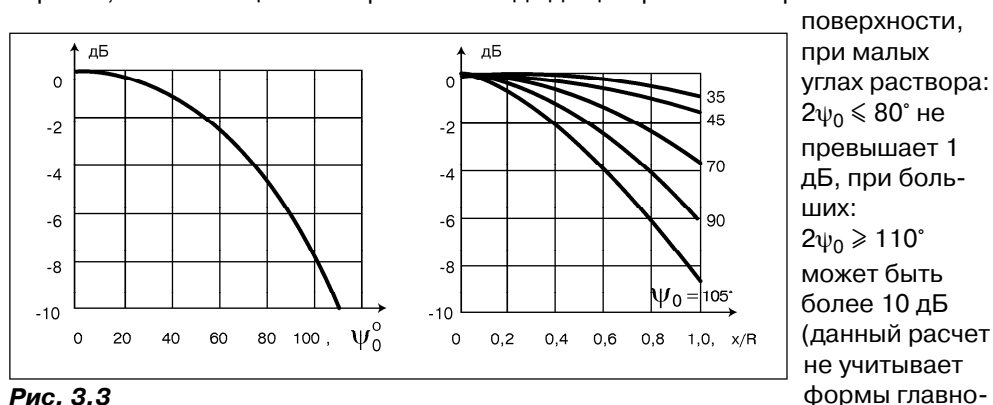


Рис. 3.3

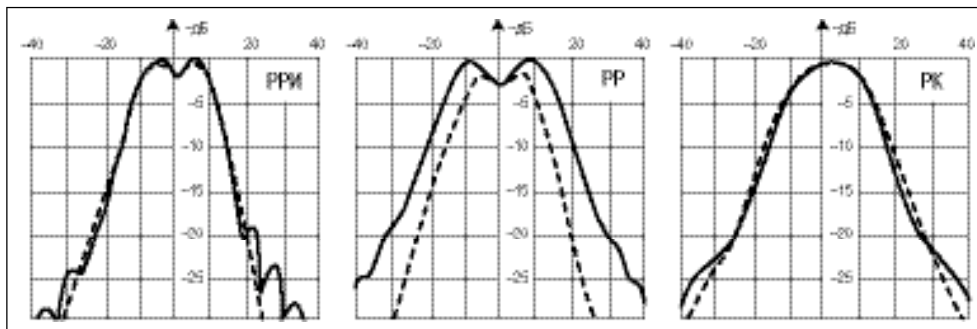


Рис. 3.4

го лепестка ДН облучателя, т. е. подразумевается использование гипотетического облучателя с главным лепестком идеально столбовидной формы).

В длиннофокусных зеркалах, в отличие от короткофокусных (см. рис. 3.3, справа), распределение поля в раскрытии мало зависит от геометрии зеркала. Оно почти полностью определяется ДН облучателя. Это наиболее характерно для АВО, в которых затенение раскрытия облучателем отсутствует.

При использовании облучателя с главным лепестком столбовидной формы в длиннофокусных однозеркальных антеннах с обычным параболическим зеркалом можно получить распределение поля в раскрытии весьма близким к равномерному. Но при использовании короткофокусных зеркал для создания в раскрытии антенны такого же распределения при аналогичной ДН облучателя, используют обычно дополнительные способы повышения эффективности, включая модификацию профиля зеркал и установку на вспомогательном зеркале специального фланца.

На рис. 3.4 показаны ДН расфазированных рупоров с гладкими стенками — РРИ и РР, а также синфазного рупора с канавками — РК, оптимизированных по эффективности для одной и той же антенны. И даже без проведения расчетов видно, что (при использовании немодифицированных зеркал) наилучшим облучателем является РРИ, причем не только по эффективности, но и по помехозащищенности.

С учетом всех преимуществ (более широкого рабочего диапазона и лучшего согласования с питающим трактом) РРИ, в качестве облучателя, значительно превосходит и обычный расфазированный рупор, и синфазный рупор с канавками. Поэтому именно РРИ был выбран в качестве облучателя ряда антенн разных типов, рассмотренных в последующих разделах.

3.3. Осесимметричные двухзеркальные антенны

3.3.1. Антенна Кассегрена

Осесимметричные двухзеркальные антенны с глубоким зеркалом (короткофокусные), имеющие угол раствора $2\psi_0 \approx 180^\circ \div 210^\circ$, относятся к разряду антенн с естественной повышенной помехозащищенностью. В качестве первичного облучателя в этих антеннах используют, обычно, рупоры разных модификаций.

На рис. 3.5 показана двухзеркальная осесимметричная антенна Кассегрена (ввиду симметрии приведена лишь верхняя ее половина), где в качестве образующих основного и вспомогательного зеркала использована парабола и гипербола, соответственно.

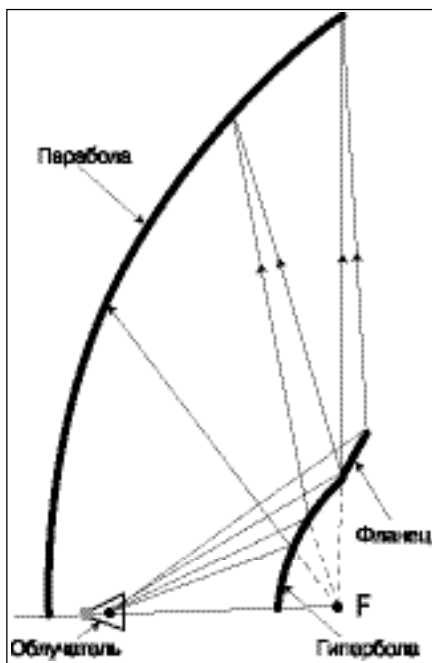


Рис. 3.5

Возникающее в глубоком зеркале (по мере приближения к его периферии) существенное падение амплитуды поля можно компенсировать модификацией профиля зеркал, а при использовании первичного облучателя с ДН, близкой к оптимальной, для обеспечения высокой эффективности иногда достаточно установить на малом зеркале конический фланец с определенным углом наклона образующей. Именно этот способ дополнительного повышения эффективности использован [5] в рассмотренной ниже антенне ($2\psi_0 = 180^\circ$) для ЗС спутниковых систем, работающей в двух диапазонах частот.

Схема и основные геометрические размеры облучающей системы показаны на рис. 3.6 [8], [53].

Облучающая система включает в себя вспомогательное, гиперболическое, зеркало с коническим фланцем и первичный рупорный облучатель, выполненный по схеме РРИ (см. раздел 1.4.2). Она предназначена для использования в двух антеннах

с равным углом раствора (180°), но разным диаметром ($D = 25$ м и $D = 12$ м).

Рупор в данной антенне (с целью дополнительного увеличения его расфазировки) расположен вблизи малого зеркала. В этом случае следует обратить особое внимание на затенение им основного зеркала, так как оно зависит не только от размера раскрыва рупора, но и от угла, под которым видна его кромка из фокуса основного зеркала. Поэтому одна и та же облучающая система, установленная в зеркалах с одним и тем же углом раствора, но разным диаметром раскрыва, дает разный размер затеняемого «пятна» — $d_{3.обл}$. В оптимальном случае $d_{3.обл} \leq d_k$.

Исследования проводились на модели рупора и модели облучающей системы (1:10) на волне $\lambda_0 = 8,25$ мм, выбранной в качестве базовой.

Размеры рупора: $2\alpha_1 = 17,5^\circ$, $2\alpha_2 = 40^\circ$, $2R_1 = 24$ мм ($\sim 2,91\lambda_0$), $2R_2 = 64$ мм ($\sim 7,76\lambda_0$).

Размеры вспомогательного зеркала: $d_r = 106,25$ мм ($\sim 12,88\lambda_0$),

$d_k = 193,2$ мм ($\sim 23,42\lambda_0$), $2\varphi_r = 30^\circ$, $2\varphi_k = 46^\circ$.

Другие размеры:

$S_{фц} = 73$ мм ($\sim 8,85\lambda_0$),

$S_p = 125,4$ мм ($\sim 15,2\lambda_0$),

$\rho' = 198,4$ мм ($\sim 24,05\lambda_0$).

При использовании данной облучающей системы в антенне с $D = 25$ м $d_{3.обл} \approx d_k \approx 0,08D$. В

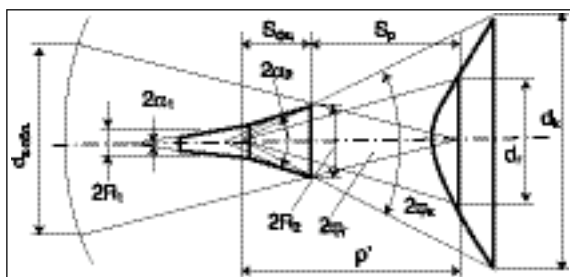


Рис. 3.6

антенне с $D = 12$ м $d_{з.обл} < d_k$, а затенение основного зеркала составляет $\sim 0,16D$.

Диаграммы рупора в пл. Е (сплошная линия) и пл. Н (пунктир), измеренные на одной из волн длинноволнового диапазона приведены на рис 3.7 (амплитудные — вверх, фазовые — вниз). Измерения проводились на расстоянии ρ' , равном расстоянию от фазового центра рупора до плоскости, проходящей через кромки гиперболической части вспомогательного зеркала, где суммарная расфазировка рупора близка к 2π .

Выбор оптимальных углов облучения гиперболической и конической части зеркала осуществлялся путем расчета КИП по ДН рупора.

Зависимость K_a (апертурного), K_n (перехвата) и K_0 (общего) коэффициента от угла облучения вспомогательного зеркала показана на рис. 3.8.

Как следует из графика, если использовалось малое зеркало без фланца, то оптимальный угол равен $\sim 19^\circ$, что соответствует $K_0 \approx 0,78$ и (исходя из ДН рупора, см. рис. 3.7) облучению кромки малого зеркала уровнем $- (10 - 12)$ дБ. При наличии фланца угол облучения гиперболической части зеркала был уменьшен, а конической — увеличен по сравнению с оптимальным на одинаковую величину ($\varphi_r = 15^\circ$, $\varphi_k = 23^\circ$), но в пределах незначительного изменения K_0 .

Экспериментальные ДН облучающей системы рупор-малое зеркало показаны на рис. 3.9. За счет использования конического фланца получен резкий подъем уровня поля под углами, соответствующими периферии основного зеркала, что и позволило дополнительно увеличить эффективность данной короткофокусной антенны, которая определялась сначала ориентировочно — путем расчета КИП по ДН облучателя и облучающей системы.

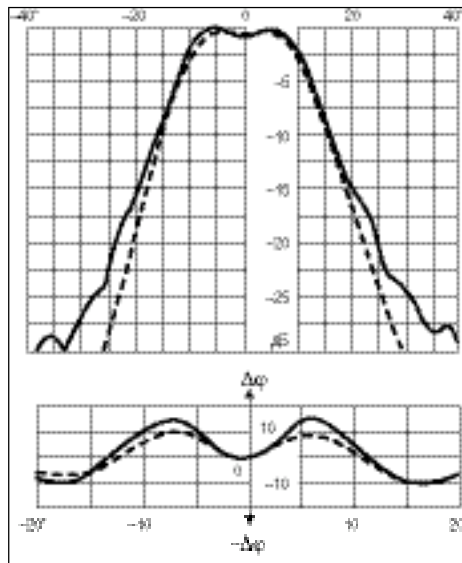


Рис. 3.7

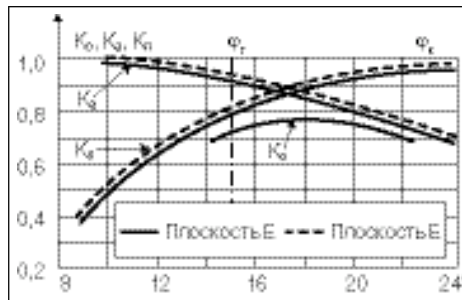


Рис. 3.8

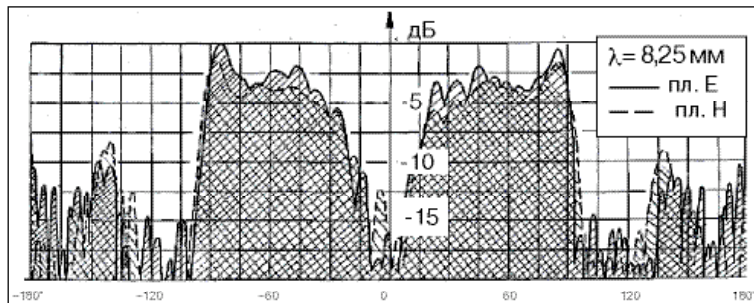


Рис. 3.9

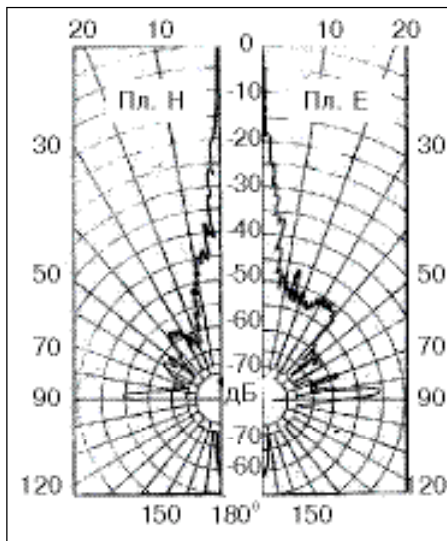


Рис. 3.10

При выбранном угле $\varphi_r = 15^\circ$ апертурный коэффициент $K_a \approx 0,91$ (см. рис. 3.8), а уровень облучения края гиперболической части зеркала составляет примерно $-(5-7)$ дБ (см. рис. 3.7). При выбранном угле $\varphi_k = 23^\circ$ коэффициент перехвата $K_n \approx 0,98$, а уровень облучения края конической части составляет $-(17-23)$ дБ. Ориентировочное значение $K_0 \approx 0,89$ (если его рассчитывать как произведение K_a и K_n). При расчете КИП по экспериментальным ДН облучающей системы (без учета фазовых искажений) $K_0 = 0,875$. Расчетные значения K_0 хорошо согласуются между собой. Так как потери (из-за затенения раскрыва, фазовых ошибок, дифракции на кромках и др.) составляют в двухзеркальных антеннах порядка 10 — 15%, то ожидаемый реальный КИП (с учетом возможных потерь) должен лежать в пределах 0,72 — 0,79.

ДН модели антенны с зеркалом диаметром 1,1 м, измеренные на волне 8,22 мм, показаны на рис. 3.10.

Анализ ДН показывает, что в этой антенне, благодаря оптимизации облучающей системы в целом и использованию РРИ, удалось обеспечить весьма низкий уровень бокового излучения, определяемого переизлучением рупора за края малого зеркала и дифракцией на его кромке.

Диаметры моделей зеркал (при моделировании 1:10) должны быть равны: 2,5 м и 1,2 м. Но (за неимением таких зеркал) исследования антенны в целом проводились лишь с одним зеркалом, причем меньшего, чем нужно, диаметра (1,1 м). Это привело к увеличению затенения до $\sim 0,18$ Д и к дополнительному повышению уровня первых боковых лепестков.

Главный и первые боковые лепестки в пл. Е, пл. Н и в 45-ти градусной плоскости приведены на рис. 3.11 в увеличенном масштабе (в минутах).

Главный лепесток антенны, благодаря осевой симметрии главного лепестка РРИ, имеет почти идеальную осевую симметрию, а уровень первых боковых лепестков, порядка $-(17 \div 19)$ дБ, примерно соответствует равномерному распределению поля в раскрыве, но, возможно, он несколько завышен и из-за повышенного затенения.

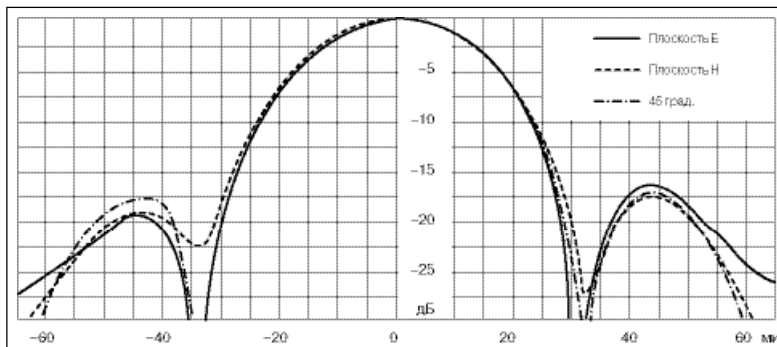


Рис. 3.11