

связанным с отражением от подстилающей поверхности, вносят заметный вклад в общее поле, рассеянное объектом. Для углов места 10° и 30° , так же как и для идеально проводящей модели, ЭПР танка на влажной земле выше, чем для сухой земли. При углах места, близких к 0° и 90° , влияние типа почвы на уровень ЭПР существенно ниже.

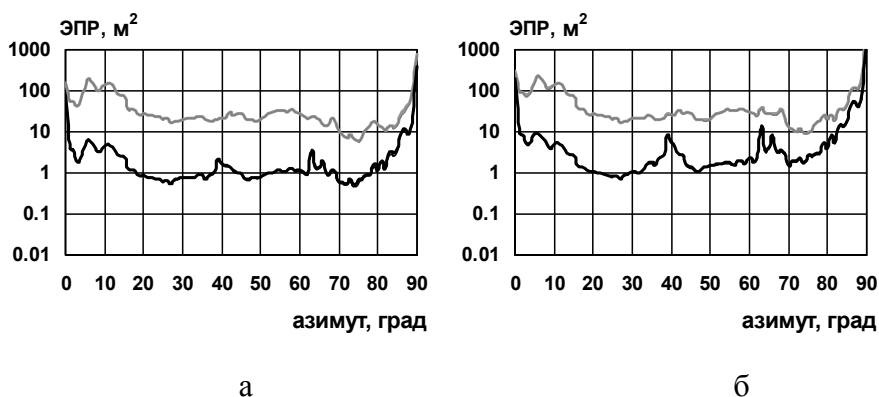


Рис. 2.64. Некогерентная ЭПР модели танка при угле места 75°
(а – сухая земля, б – влажная земля)

2.4. Характеристики рассеяния зеркальных антенных систем

В последние десятилетия возможности средств обнаружения как аэродинамических, так и наземных (надводных) целей резко возросли. Поэтому особое значение в настоящее время приобретает снижение радиолокационной заметности (РЛЗ) образцов вооружения.

Решению этой задачи посвящено много работ [58 – 66]. С помощью использования РПМ, придания образцу вооружения специальной формы, можно достичь существенного снижения РЛЗ. В этом случае антенные системы (АС) образца вооружения могут стать одним из основных демаскирующих его элементов. Это связано с тем, что исходя из основного предназначения антенны (излучение и прием радиоволн), поверхность антенной системы не может быть неотражающей.

В связи с вышесказанным необходимо уметь рассчитывать характеристики рассеяния антенных систем. Данный раздел посвящен расчету характеристик рассеяния зеркальных антенных систем, в том числе с радиопрозрачными обтекателями, а также способу снижения РЛЗ зеркальных антенн для определенных ракурсов облучения и приема с помощью использования РПМ на отдельных элементах конструкции.

Зеркальные антенны (ЗА) получили широкое распространение в различных образцах вооружения и военной техники в основном из-за их высоких направленных свойств и простоте конструкции при относительно низкой стоимости. В этой связи огромный интерес для разработчиков вооружения и военной техники вызывает задача снижения радиолокационной заметности таких АС путем применения радиопоглощающих материалов на их отдельных элементах.

Бортовые РЛС переднего обзора, используемые на ряде боевых самолетов (Миг-29, Су-24), существенно увеличивают суммарную ЭПР объекта, особенно при наблюдении из передней полусферы. Развитие общего метода расчета ЭПР включает количественную оценку вклада антенных систем такого типа в ЭПР воздушного объекта. В разделе также предлагается метод расчета характеристик рассеяния антенных устройств, закрытых диэлектрическим обтекателем (рис. 2.65).

Поле, рассеянное системой в направлении, обратном облучению, представляется в виде суммы, в которой первое слагаемое соответствует рассеянию на одном лишь обтекателе (при отсутствии антенны), а второй, интегральный член, дает вклад, вносимый наличием антенны в поле, рассеянное системой "антенна-обтекатель" и включающий все внутрисистемные взаимодействия. При этом учитывается, что ток, наведенный на зеркале антенны, порожден волной, непосредственно прошедшей через стенку обтекателя и волной, однократно переотраженной внутренней поверхностью стенки обтекателя.

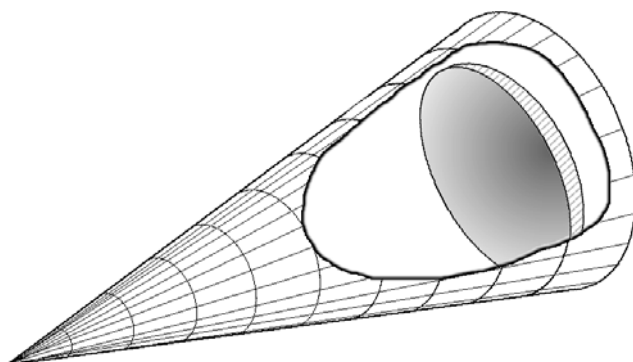


Рис.2.65. Модель антенной системы с коническим обтекателем

Использование асимптотических методов коротковолновой дифракции позволяет производить расчеты обтекателей, имеющих малую кривизну поверхности. Применяемые на практике носовые обтекатели оживальной формы, средней между конической и сферической, в окрестности "носика" указанным свойством не обладают. Кроме того, применение асимптотических лучевых и токовых методов связано с заметными трудностями, возникающими при учете многократных переотражений электромагнитной волны под обтекателем. Указанные недостатки приводят к необходимости разработки универсального расчетного метода, справедливого для обтекателей как с малой, так и с большой кривизной поверхности, а также учитывающего всевозможные переотражения между стенками обтекателя и расположенной под ним антенной системой. В данном разделе описан расчет двумерной системы "диэлектрический обтекатель – антенна", основанный на применении метода интегральных уравнений.

2.4.1. Расчет характеристик рассеяния электрически больших антенн и меры по снижению их заметности

Снижение радиолокационной заметности зеркальной антенны за счет придания ей специальной формы неприемлем, так как форма зеркала определяется необходимостью формирования

направленного излучения антенны. В этой связи для зеркальных антенн на первое место выступает применение РПП на изломах поверхности. Основным изломом поверхности, присутствующим в любой ЗА, является кромка ее зеркала, поэтому данный пункт посвящен получению расчетных соотношений, позволяющих рассчитывать характеристики рассеяния ЗА, кромка зеркала которой покрыта РПП.

Рассмотрим расположенную в свободном пространстве зеркальную антенну. Будем предполагать, что размеры антенны существенно больше длины волны падающего поля (что выполняется в случае остронаправленных антенн). Зеркало антенны представим в виде бесконечно тонкого экрана D , выполненного в форме параболоида вращения, края которого снабжены тороидальным радиопоглощающим покрытием с абсолютными диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_A, μ_A (рис. 2.66).

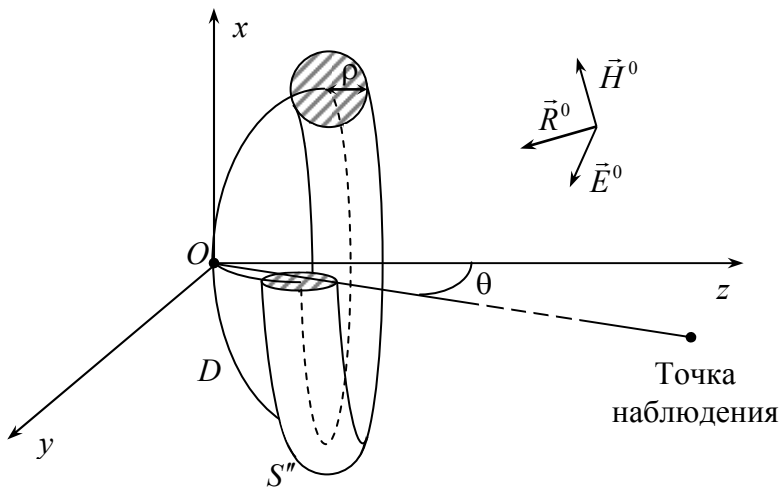


Рис. 2.66. Геометрия модели зеркальной антенны

Пусть на зеркало антенны падает плоская монохроматическая волна (2.1).

Здесь, как и везде в монографии, будем полагать, что временная зависимость поля имеет вид $\exp(-j\omega t)$.

2.4.1.1. Основные математические соотношения для расчета электромагнитного поля, рассеянного электрически большой зеркальной антенной с радиопоглощающим покрытием кромки зеркала

Для решения поставленной задачи воспользуемся интегральным представлением рассеянного поля типа Стрэттона – Чу [28] (которое в свою очередь может быть получено, если воспользоваться леммой Лоренца [10, 67]):

$$\vec{H}^{pac}(\vec{x}_0) = \int_S \left[-(\vec{H}^\perp \times \vec{\nabla} g)_+ + j\omega\epsilon_0 g \vec{E}^\perp - \frac{1}{j\omega\mu_0} (\vec{E}^\perp \cdot \vec{\nabla}) \vec{\nabla} g \right] ds, \quad (2.141)$$

где \vec{x}_0 – радиус-вектор точки наблюдения, S – любая замкнутая поверхность, охватывающая экран D (рис. 2.66), $\vec{E}^\perp = \vec{n} \times \vec{E}$, $\vec{H}^\perp = \vec{n} \times \vec{H}$ – тангенциальные составляющие полного поля на поверхности S , \vec{n} – внутренняя по отношению к S нормаль, $g = \frac{\exp(jk_0 r)}{4\pi r}$, $r = |\vec{x}_0 - \vec{x}|$, \vec{x} – радиус-вектор точки на поверхности S .

Устремим S к D (рис. 2.67) везде, за исключением окрестности кромки. Вблизи же кромки устремим S к тороидальной поверхности S' , охватывающей поверхность поглотителя S'' .

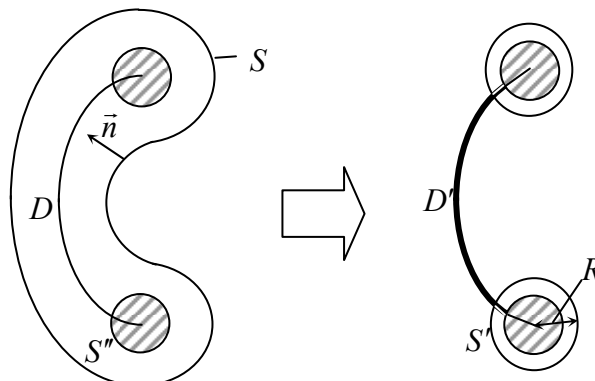


Рис. 2.67. Сечение экрана плоскостью xOz

В результате получим следующее выражение для рассеянного поля:

$$\begin{aligned} \vec{H}^{pac}(\vec{x}_0) = \int_{S'} \left[-(\vec{H}^\perp \times \vec{\nabla}g) + j\omega\varepsilon_0 g \vec{E}^\perp - \frac{1}{j\omega\mu_0} (\vec{E}^\perp \cdot \vec{\nabla}) \vec{\nabla}g \right] ds - \\ - \int_{D'} \vec{K} \times \vec{\nabla}g ds, \end{aligned} \quad (2.142)$$

где D' – та часть поверхности D , которая не включает в себя окрестность кромки, ограниченной поверхностью S' (на рис. 2.67 поверхность D' выделена жирной линией). Входящая в (2.142) величина \vec{K} представляет собой скачок плотности поверхностного тока, индуцированного на D' :

$$\vec{K} = (\vec{H}^\perp)^+ - (\vec{H}^\perp)^-, \quad (2.143)$$

где $(\vec{H}^\perp)^+$ и $(\vec{H}^\perp)^-$ – плотности электрических токов на освещенной и затененной сторонах экрана, соответственно.

Получим соотношения для расчета поля, рассеянного экраном в дальней зоне. Для этого воспользуемся асимптотикой функций g и $\vec{\nabla}g$ при $r \rightarrow \infty$ [67]:

$$g \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} \frac{\exp(jk_0|\vec{x}_0|) \exp[-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})]}{4\pi|\vec{x}_0|}, \quad (2.144)$$

$$\vec{\nabla}g \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} -jk_0 \frac{\exp(jk_0|\vec{x}_0|) \exp[-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})]}{4\pi|\vec{x}_0|} \vec{r}^0, \quad (2.145)$$

где \vec{r}^0 – орт направления на точку наблюдения.

С учетом (2.144) и (2.145) получаем:

$$\vec{H}^{pac}(\vec{r}^0) \approx jk_0 \frac{\exp(jk_0|\vec{x}_0|)}{4\pi|\vec{x}_0|} (\vec{I}_{S'} + \vec{I}_{D'}) \times \vec{r}^0, \quad (2.146)$$

где

$$\vec{I}_{S'} = \int_{S'} \left[\vec{H}^\perp - \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{E}^\perp \times \vec{r}^0) \right] \exp[-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})] ds, \quad (2.147)$$

$$\vec{I}_{D'} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_{D'} \vec{K} \exp[jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}] ds. \quad (2.148)$$

Так как геометрические размеры поверхности D' велики по сравнению с длиной волны, и она не включает в себя окрестность кромки экрана, где существенную роль играет неравномерная составляющая плотности поверхностного тока, то вклад поверхности D' в рассеянное поле будем рассчитывать в приближении физической оптики. А именно:

$$(\vec{H}^\perp)^+ = 2(\vec{n} \times \vec{H}^0), \quad (\vec{H}^\perp)^- = 0. \quad (2.149)$$

С учетом (2.149) выражение (2.148) примет вид:

$$\vec{I}_{D'} = 2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_{D'_+} \vec{n} \times (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \exp[jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}] ds, \quad (2.150)$$

где D'_+ – освещенная часть поверхности D' .

Так как подынтегральная функция в (2.150) имеет быстро осциллирующий экспоненциальный множитель вычисление данного интеграла целесообразно проводить с помощью полученной в п.2.2.2 кубатурной формулы (2.15) для интеграла вида $M = \int_{S'_i} f(\vec{x}) \exp(jk_0 \Omega(\vec{x})) ds$, в котором амплитудная и фазовая

функции в подынтегральном выражении имеют вид: $f(\vec{x}) = \vec{n}(\vec{x}) \times (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0)$ и $\Omega(\vec{x}) = jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}$, соответственно. Заметим, что применение указанной кубатурной формулы требует проведения триангуляции поверхности D'_+ , т. е. замены ее системой плоских треугольников $\{\Delta_j\}$. В пределах каждого треуголь-

ника амплитудная и фазовая функции интерполируются линейными функциями. Интеграл M представляется суммой интегралов по всем треугольникам Δ_j .

В работе [51] дана оценка остаточного члена кубатурной формулы (2.15), которая может быть использована для оценивания точности вычисления интеграла (2.14), либо для определения необходимого числа разбиений поверхности D'_+ , обеспечивающего заданную точность.

Вклад кромочного участка зеркала в суммарное рассеянное поле определяется соотношением (2.147). Представим радиус-вектор точки на поверхности S' в выражении (2.147) в виде суммы (см. рис. 2.68):

$$\vec{x} = \vec{X}(l) + \vec{\xi}(\varphi), \quad (2.151)$$

где $\vec{X}(l)$ – радиус-вектор точки на кромке, имеющей дуговую координату l , $\vec{\xi}(\varphi)$ – ортогональный кромке в точке l вектор, имеющий длину $R \geq \rho$ и ориентацию, определяемую углом φ ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$). Угол φ отсчитывается от полуплоскости, подстроенной касательным образом к кромке зеркала в точке l .

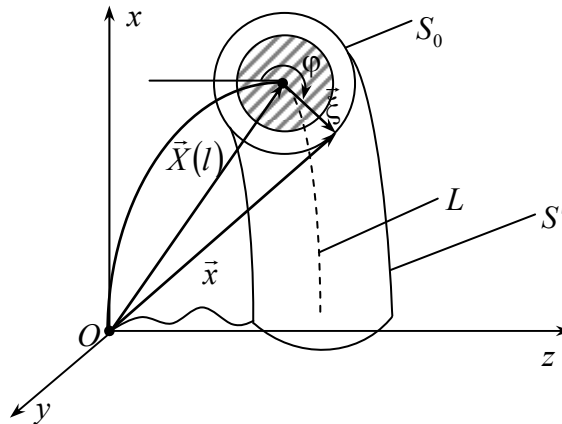


Рис. 2.68. Пояснение процесса интегрирования по поверхности S'

На основании (2.151) величины \vec{H}^\perp и \vec{E}^\perp в точке с радиус-вектором \vec{x} на поверхности S' могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned}\vec{H}^\perp &= \vec{\tilde{H}}^\perp(\vec{\xi}) \exp(jk_0 \vec{R}^0 \cdot \vec{X}(l)), \\ \vec{E}^\perp &= \vec{\tilde{E}}^\perp(\vec{\xi}) \exp(jk_0 \vec{R}^0 \cdot \vec{X}(l)),\end{aligned}\quad (2.152)$$

где $\vec{\tilde{H}}^\perp(\vec{\xi})$ и $\vec{\tilde{E}}^\perp(\vec{\xi})$ – плотности электрического и магнитного токов соответственно в точке на поверхности S' , возбуждаемые падающей волной:

$$\begin{aligned}\vec{\tilde{E}}^0(\vec{\xi}) &= \vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\xi})), \\ \vec{\tilde{H}}^0(\vec{\xi}) &= \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}(\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\xi})).\end{aligned}\quad (2.153)$$

Таким образом, поверхностный интеграл, входящий в выражение (2.147), можно представить в виде повторного, как это сделано в [30]. Внешнее интегрирование будем проводить по линии кромки L :

$$\vec{I}_{S'}(\vec{r}^0) = \int_L \exp[jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{X}(l)] \vec{M}(l, \vec{r}^0) dl, \quad (2.154)$$

где dl – элемент дуги L . Внутреннее же интегрирование будем проводить по линии S_0 , которая представляет собой линию пересечения поверхности интегрирования S' плоскостью, ортогональной к кромке в точке l . В нашем случае S_0 представляет собой окружность радиуса R (рис. 2.68). Выражение для $\vec{M}(l, \vec{r}^0)$ будет иметь вид:

$$\vec{M}(l, \vec{r}^0) = \int_{S_0} \exp[-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{\xi})] \left(\vec{\tilde{H}}^\perp(\vec{\xi}) - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\vec{\tilde{E}}^\perp(\vec{\xi}) \times \vec{r}^0) \right) dq, \quad (2.155)$$

где $dq = R d\varphi$ – элемент дуги окружности S_0 . При проведении

расчетов радиус R выбирался равным половине длины волны падающего поля. Такой выбор R обусловлен тем, что, как показано в [28], на расстоянии большем половины длины волны от ребра клина значения полного поля на гранях клина практически не отличаются от соответствующих значений, вычисленных в приближении физической оптики.

Оценка интеграла (2.154) может быть получена методом стационарной фазы [24]. Уравнение для нахождения точек стационарной фазы l_0 на кромке L имеет вид:

$$h'(l_0) = (\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{X}'(l_0) = 0. \quad (2.156)$$

Однако для кромки, представляющей собой окружность (что соответствует нашей модели), существует ситуация, когда метод стационарной фазы применять нельзя. Такая ситуация возникает в случае осевого зондирования и совмещенного приема. При этом "блестит" вся кромка, и значение интеграла $\vec{I}_S(\vec{r}^0)$ может быть получено численным интегрированием (в расчетах, результаты которых будут приведены ниже, использовалась составная пятиточечная формула Гаусса [68]).

После нахождения точек стационарной фазы необходимо проверить их на "видимость" как со стороны передатчика, так и со стороны приемника. Такую проверку будем проводить с использованием алгоритма трассировки лучей, описанного в [46]. Суть алгоритма рассмотрим на примере проверки на видимость точки стационарной фазы с координатами (x_0, y_0, z_0) в направлении \vec{R}^0 . Для этого необходимо решить систему уравнений:

$$\begin{cases} x = x_0 + R_x^0 t, \\ y = y_0 + R_y^0 t, \\ z = z_0 + R_z^0 t, \\ x^2 + y^2 - 4fz = 0, \end{cases} \quad (2.157)$$

где R_x^0 , R_y^0 , R_z^0 – проекции вектора \vec{R}^0 на оси x , y , z соответственно, f – фокусное расстояние зеркала антенны.

В системе (2.157) первых три выражения параметрически описывают заданную прямую, проходящую через точку (x_0, y_0, z_0) в направлении \vec{R}^0 , четвертое уравнение описывает геометрическую форму зеркала антенны. В ходе решения системы (2.157) относительно t получаем квадратное уравнение с корнями t_1, t_2 . Один из корней всегда равен 0. Если отличный от нуля корень является отрицательным, это означает, что рассматриваемый луч пересекает зеркало антенны в точке, которая закрывает собой точку (x_0, y_0, z_0) . Аналогично осуществляется проверка на "видимость" из точки приема. Если точка стационарной фазы не видна хотя бы в одной из этих ситуаций, ее вклад в рассеянное поле не учитывается. Для случая совмещенного приема достаточно провести одну проверку. Прделав такую проверку для каждой точки стационарной фазы и применив собственно метод стационарной фазы, получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \bar{I}_S(\vec{r}^0) \sim \sum_{l_0^{uid}} \exp \left[jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}(l_0) + \text{sgn}[(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{n}_L(l_0)] j \frac{\pi}{4} \right] \cdot \\ \cdot \bar{M}(l_0, \vec{r}^0) \sqrt{\frac{2\pi}{k_0 \varpi(l_0) |(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{n}_L(l_0)|}}, \end{aligned} \quad (2.158)$$

где $\vec{n}_L(l_0)$ – орт главной нормали к L в точке l_0 , символ l_0^{uid} означает, что суммирование проводится по всем "видимым" точкам стационарной фазы на кромке, $\varpi(l_0)$ – кривизна кривой L в точке l_0 .

При вычислении интеграла (2.154) с помощью выражения (2.158) необходимо знать значение функции $\bar{M}(l, \vec{r}^0)$ в точке l_0 . В силу того, что подынтегральная функция в (2.155) является доста-

точно плавной, $\vec{M}(l_0, \vec{r}^0)$ можно оценить с помощью одномерного численного интегрирования. При проведении расчетов будем пользоваться составной пятиточечной формулой Гаусса [68]. Для этого необходимо определить значения $\vec{H}^\perp(\vec{\xi})$ и $\vec{E}^\perp(\vec{\xi})$ на линии S_0 . Учитывая тот факт, что зеркало имеет большие электрические размеры, а кромка – малую кривизну, значения $\vec{H}^\perp(\vec{\xi})$ и $\vec{E}^\perp(\vec{\xi})$ по аналогии с изложенным в п.2.2.4 можно приближенно положить равными соответствующим значениям на поверхности поглощающего цилиндра, закрывающего ребро подстроенной касательным образом к поверхности зеркала в точке l_0 идеально проводящей полуплоскости.

Как и в п. 2.2.4, для вычисления значений $\vec{H}^\perp(\vec{\xi})$ и $\vec{E}^\perp(\vec{\xi})$ воспользуемся решением модельной задачи о наклонном падении плоской электромагнитной волны на идеально проводящий клин с тороидальным РПП на ребре [45] с той лишь особенностью, что внешний угол клина примем равным 2π . В этом случае клин вырождается в полуплоскость (рис. 2.69).

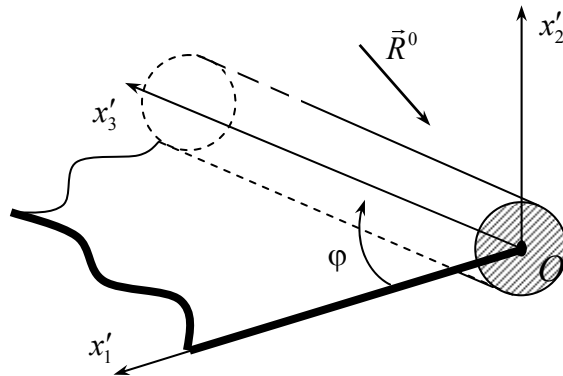


Рис. 2.69. Полуплоскость с радиопоглощающим цилиндром на ребре

Как и в п. 2.2.4 представим \tilde{E}_3 и \tilde{H}_3 в виде $\tilde{E}_3 = u(x'_1, x'_2) \exp(jk_0 x'_3 R_3^0)$, $\tilde{H}_3 = v(x'_1, x'_2) \exp(jk_0 x'_3 R_3^0)$ и введем в рассмотрение вектор $\vec{w} = \begin{pmatrix} u(x'_1, x'_2) \\ v(x'_1, x'_2) \end{pmatrix}$. В рассматриваемом случае \vec{w}

вне поглощающего цилиндра записывается с помощью разложений в ряды (2.78), но по функциям Бесселя полуцелого индекса, что получается в результате принятия параметра ϕ , определяющего угол раствора клина, равным 2:

$$\vec{w} = \sum_{m=0}^{\infty} \left[A_m J_{\frac{m}{2}}(\eta_0 r) + C_m H_{\frac{m}{2}}^{(1)}(\eta_0 r) \right] \vec{f}_m(\phi), \quad (2.159)$$

где $J_{\frac{m}{2}}(\eta_0 r)$ – функция Бесселя, $H_{\frac{m}{2}}^{(1)}(\eta_0 r)$ – функция Ганкеля,

$$\eta_0 = k_0 \sqrt{1 - (R_3^0)^2}, \quad \vec{f}_m(\phi) = \begin{pmatrix} \sin(\phi m/2) \\ \cos(\phi m/2) \end{pmatrix}.$$

Выражения для матричных (2×2) коэффициентов A_m , C_m получены в [45].

Зная $u(x'_1, x'_2)$ и $v(x'_1, x'_2)$, воспользовавшись уравнениями Максвелла, можно найти остальные компоненты искомого поля.

Таким образом, используя выражение (2.159) для расчета $\vec{M}(l, \vec{r}^0)$ по формуле (2.155) и учитывая, что $\vec{H}^\perp(\vec{\xi}) = \vec{n} \times \vec{H}(\vec{\xi})$, $\vec{E}^\perp(\vec{\xi}) = \vec{n} \times \vec{E}(\vec{\xi})$, находим суммарный вклад всех видимых кромочных участков в полное рассеянное поле.

С целью проверки адекватности результатов, получаемых с помощью описанной методики, реальным процессам рассеяния плоской ЭМВ на зеркале антенны проведем сравнение результатов расчета с экспериментальными данными, полученными в безэховой камере.

В качестве зеркала антенны использовался параболоид вращения с диаметром раскрыва 0,3 м и фокусным расстоянием

2.4. Характеристики рассеяния зеркальных антенных систем

0,137 м. Расчеты проводились для длины волны $\lambda = 0,032$ м.

Результаты эксперимента и расчета представлены на рис. 2.70.

Здесь представлена зависимость ЭПР параболоида вращения от угла обхода θ , отсчитываемого от оси вращения зеркала в плоскости yOz (см. рис. 2.66). Вектор поляризации падающего поля был ориентирован вдоль оси Ox (далее такую ориентацию вектора поляризации будем называть вертикальной, а случай, когда вектор поляризации перпендикулярен оси Ox , будем называть горизонтальной поляризацией). Жирной линией показаны экспериментальные значения ЭПР, тонкой линией – расчетные.

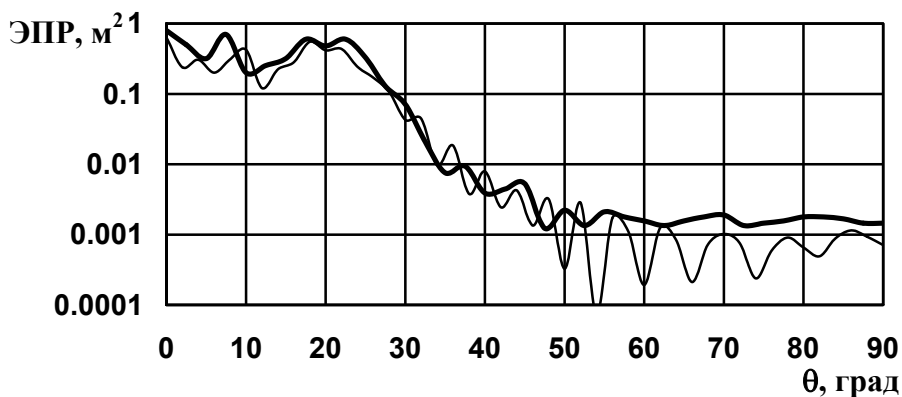


Рис. 2.70. Диаграмма обратного вторичного излучения параболоида вращения

Как видно из этого рисунка расчетные данные достаточно хорошо совпадают с экспериментальными. Имеющее место небольшое расхождение между ними объясняется, во-первых, неточностью совмещения в вертикальной плоскости оси параболоида с направлением на приемную антенну при проведении измерений; во-вторых, тем, что при измерениях шаг по углу θ был равен $2,5^\circ$, и поэтому некоторые провалы в диаграмме обратного вторичного излучения параболоида могли быть пропущены.

2.4.1.2. Исследование возможности снижения эффективной поверхности рассеяния зеркальных антенн за счет применения радиопоглощающего покрытия кромок

В настоящее время зеркальные антенные системы (АС) широко используются на многих воздушных объектах (в самолетах – антенная система переднего обзора, в различного типа и назначения ракетах – антенные системы радиолокационных головок наведения). Поэтому в данном пункте приведем результаты расчетов диаграмм обратного вторичного излучения параболических антенн различных геометрических размеров для случаев применения на кромках их зеркал радиопоглощающих покрытий различной толщины.

В первой главе приведено выражение для ЭПР конечного параболоида вращения в случае осевого зондирования и совмещенного приема в приближении физической оптики:

$$\sigma = 2\pi q^2(1 - \cos(2k_0d)), \quad (2.160)$$

где q – параметр параболической антенны, равный удвоенному фокусному расстоянию параболоида, d – глубина параболоида.

Из (2.160) видно, что величина ЭПР имеет осциллирующий характер в зависимости от частоты (или волнового числа k) падающего поля. Поэтому, небольшие колебания частоты зондирующего сигнала могут заметно изменить величину ЭПР. В связи с этим, с целью получения устойчивых значений, ЭПР усредняется в некотором частотном диапазоне. Целесообразно выбирать частотный диапазон усреднения ЭПР АС воздушных объектов равным частотному диапазону РЛС обнаружения.

Одним из основных средств обнаружения воздушных целей в полете на данный момент являются самолеты дальнего радиолокационного обнаружения. Радиолокационная станция обнаружения самолета AWACS работает в s-диапазоне (7,5см...15см). Поэтому диапазон длин волн, в котором будем усреднять ЭПР

2.4. Характеристики рассеяния зеркальных антенных систем

рассматриваемых ниже АС, выберем внутри s-диапазона, а именно: 8,5см...9,5см. Следует отметить, что для данного диапазона длин волн бортовые АС действительно можно рассматривать как пассивный рассеиватель, так как для большинства из них длина волны радиолокатора обнаружения AWACS в среднем в 2–3 раза больше, чем рабочие длины волн рассматриваемых АС.

Геометрические параметры параболических зеркал, для которых выполнялись расчеты, представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Геометрические параметры бортовых зеркальных антенн

Номер антенны	Диаметр зеркала, м	Фокусное расстояние зеркала, м
АС №1	0,63	0,233
АС №2	0,33	0,15
АС №3	0,365	0,166

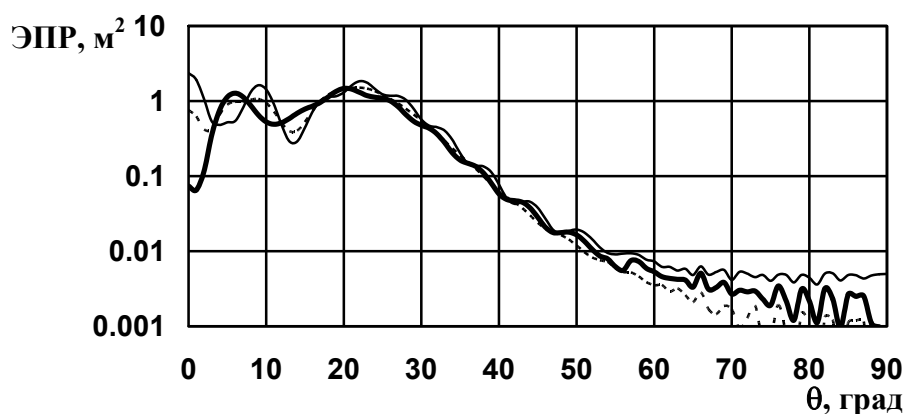
Результаты расчетов диаграмм обратного вторичного излучения (ДОВИ) для трех рассматриваемых АС, представлены на рис. 2.71...2.73. Рис. 2.71 соответствует АС №1, рис. 2.72 – АС №2, а рис. 2.73 – АС №3. На всех трех рисунках буквой (а) обозначен случай вертикальной поляризации падающего поля, а буквой (б) – случай горизонтальной поляризации. Тонкой линией изображены ДОВИ для идеально проводящего зеркала, сплошной жирной линией – для случая, когда кромка зеркала была закрыта тороидальным РПП с радиусом 0,016 м, пунктирной линией – с радиусом 0,008 м.

Параметры поглотителя выбирались следующими: $\varepsilon' = 1 + j10$, $\mu' = 1 + j10$. Это так называемый поглотитель зоммерфельдовского типа. Такие поглощающие материалы описаны в [17, 69]. Внутри такого поглотителя электромагнитное поле быстро затухает по мере удаления от поверхности, так как мнимые части в ε' и μ' , обуславливающие потери в материале, велики. Для слу-

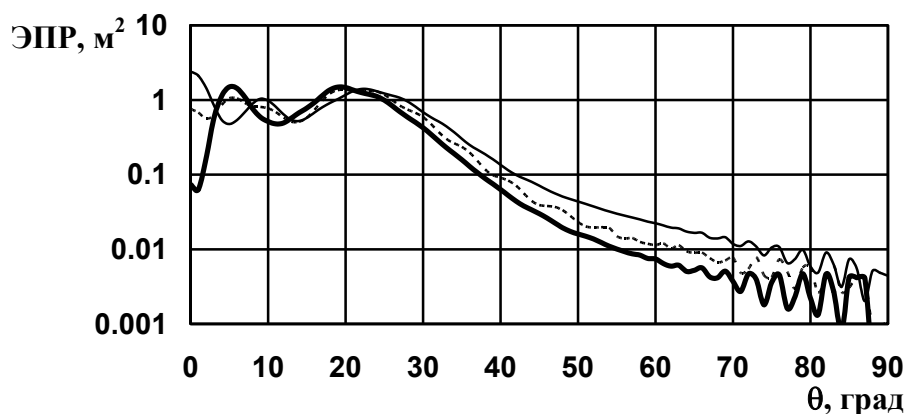
чая, когда внешнее поле падает по нормали к поверхности тако-
го поглотителя, достигается полное согласование поверхности по-

глотителя с окружающей средой, так как $Z = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = Z_0$ (Z_0

– импеданс свободного пространства; Z – импеданс поверхности;
 ε_a , μ_a – абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемо-
сти поглощающего материала).

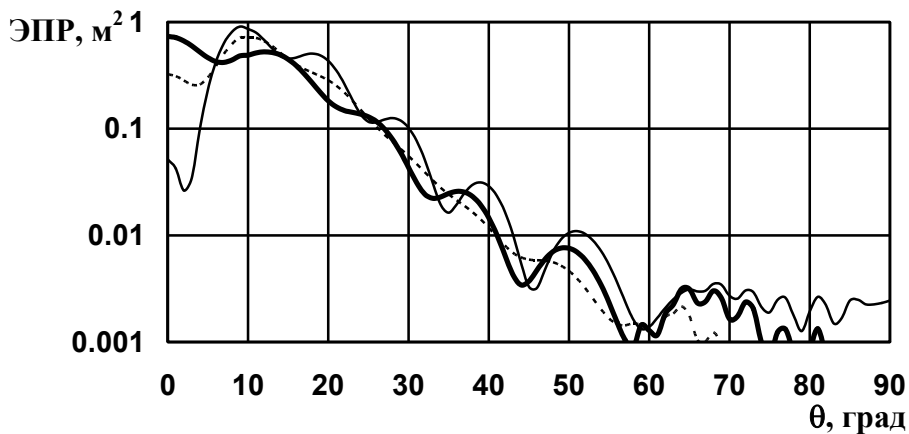


а

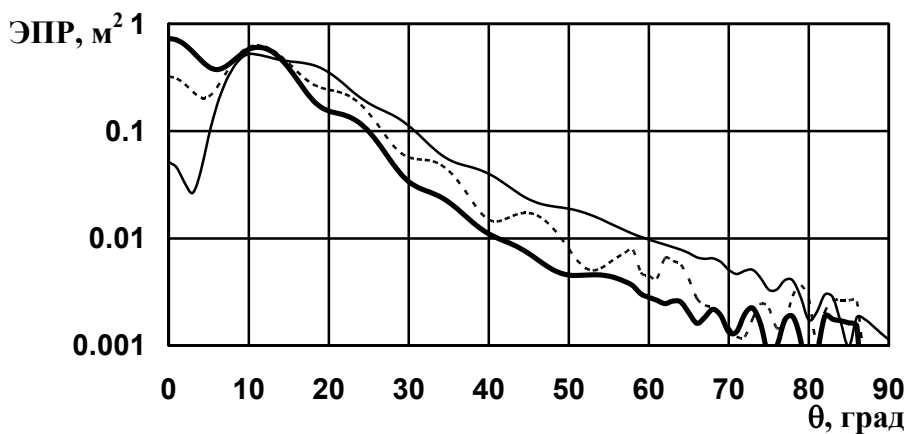


б

Рис. 2.71. Диаграммы обратного вторичного излучения АС №1
(а – вертикальная поляризация, б – горизонтальная поляризация)



а

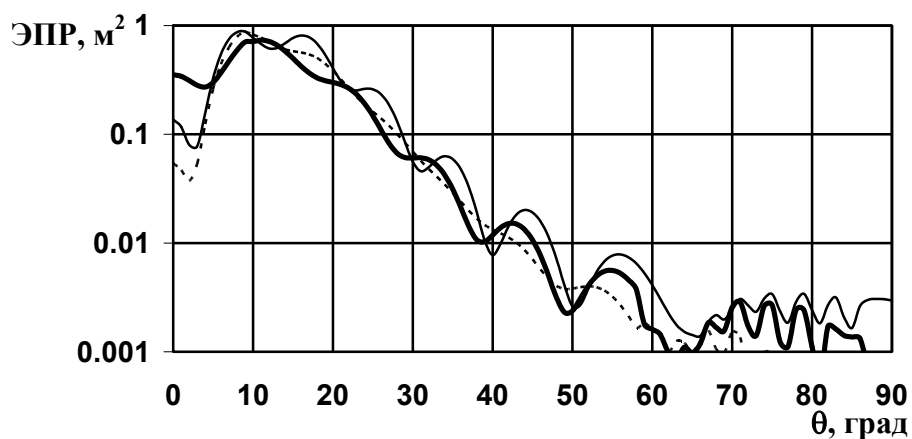


б

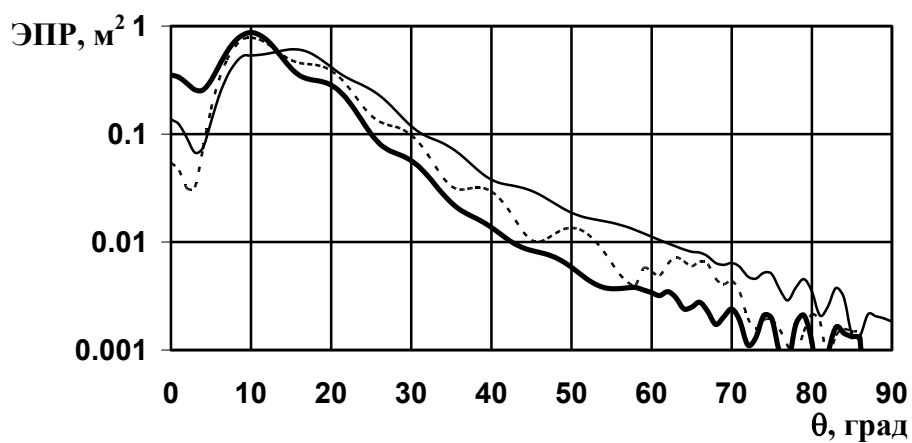
Рис. 2.72. Диаграммы обратного вторичного излучения АС №2 (а – вертикальная поляризация, б – горизонтальная поляризация)

При анализе ДОВИ на рис. 2.71...2.73 удобно условно выделить три участка углов обхода θ (рис. 2.66). Первый – диапазон углов θ , близких к осевому зондированию. Он соответствует либо пику, либо провалу в ДОВИ. На рис. 2.71 это диапазон углов $0 \leq \theta \leq 5^\circ$, на рис. 2.72 – $0 \leq \theta \leq 7^\circ$, а на рис. 2.73 – $0 \leq \theta \leq 8^\circ$. Для этих направлений применение РПП на кромках антенны может как

снизить ЭПР (рис. 2.71), так и увеличить уровень отраженного поля (рис. 2.72).



а



б

Рис. 2.73. Диаграммы обратного вторичного излучения АС №3 (а – вертикальная поляризация, б – горизонтальная поляризация)

Это связано с тем, что ЭПР конечного параболоида вращения для случая совмещенного приема и осевого зондирования

является осциллирующей функцией длины волны падающего поля. Указанное свойство видно уже из выражения (2.160), которое не учитывает неравномерную часть тока (вызванную краем зеркала). На рис. 2.74 представлена зависимость ЭПР параболоида от длины волны падающего поля, вычисленная по формуле (2.160). Здесь сплошной жирной линией изображена ЭПР АС №1, сплошной тонкой линией – АС №2, пунктирной линией – АС №3. Анализ рисунка 2.74 показывает, что для диапазона длин волн от 0,085 м до 0,095 м значения ЭПР АС №1 близки к максимальным.

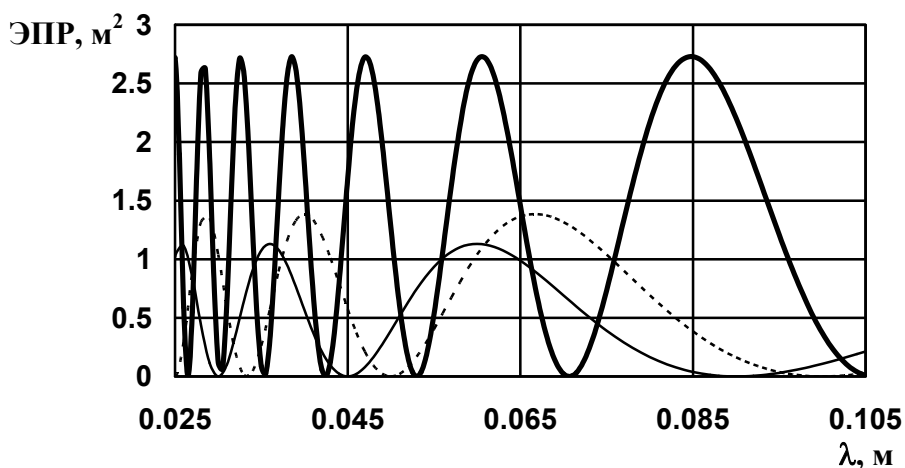


Рис. 2.74. Зависимость ЭПР антенн в осевом направлении от длины волны падающего поля, вычисленная в приближении физической оптики (жирная линия – АС №1, сплошная тонкая линия – АС №2, пунктирная линия – АС №3)

Расчеты показали, что поля, рассеянные "гладким" и "кромочным" участками АС №1 в указанном диапазоне длин волн складываются практически синфазно, что и обуславливает наличие максимума в ЭПР. При этом закрытие кромки РПП приводит к снижению ЭПР в первом диапазоне углов θ .

Для АС №2 такого не происходит, так как в этом случае поля, рассеянные "кромочным" и "гладким" участками, складываются

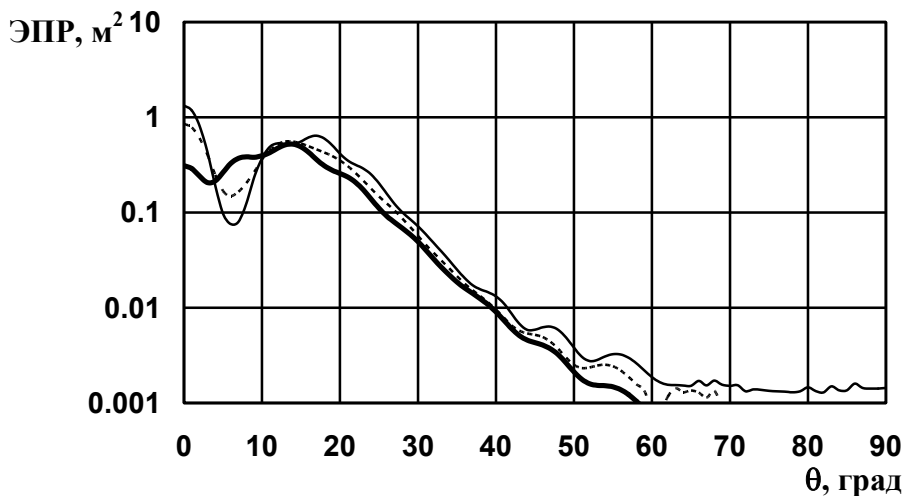
практически противофазно, в результате чего в направлении $\theta=0$ наблюдается минимум в ДОВИ. Применение РПП кромки уменьшает "кромочную" часть рассеянного поля, общее же поле, рассеянное параболоидом в направлении $\theta=0$ увеличивается (рис. 2.72).

ЭПР АС №3 (пунктирная линия на рис. 2.74) не достигает своего минимального значения в рассматриваемом диапазоне длин волн. Поэтому, применение РПП с радиусом 0,008 м приводит к снижению ЭПР (рис. 2.73), а увеличение радиуса поглотителя до 0,016 м, наоборот, приводит к росту ЭПР (жирная линия на рис. 2.73).

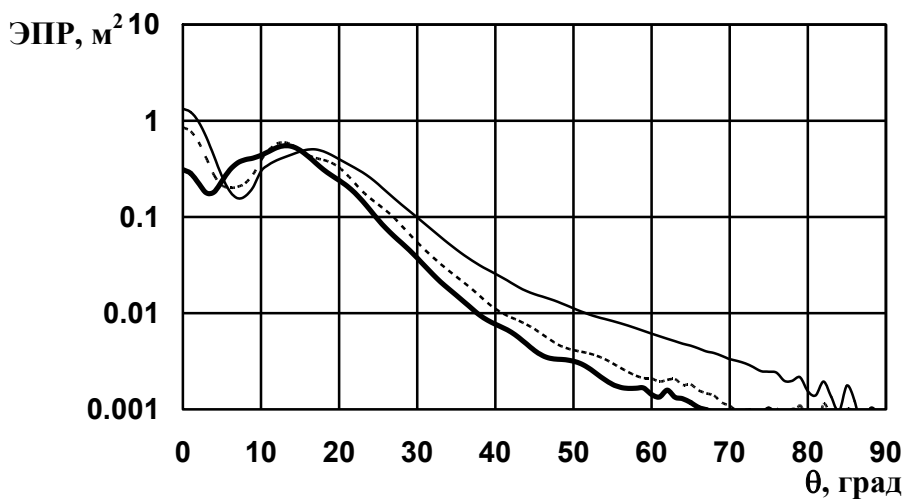
Анализ рис. 2.74 показывает, что в первом диапазоне углов θ снижение ЭПР при использовании РПП на кромке следует ожидать для диапазонов длин волн, в которых наблюдаются максимумы ЭПР (рис. 2.74). Так, например, результаты расчета ДОВИ АС №2 для диапазона длин волн 0,055...0,065 м, представленные на рис. 2.75 (здесь графики аналогичны представленным на рис. 2.72), показывают эффективность применения РПП на кромках.

Второй диапазон углов θ включает углы, при которых на "гладкой" части зеркала имеется точка зеркального отражения ("блестящая" точка), которая вносит основной вклад в рассеянное в обратном направлении поле. Для АС №1 этот диапазон включает углы $5^\circ < \theta \leq 28^\circ$, для АС №2 – $7^\circ < \theta \leq 18^\circ$, а для АС №3 – $8^\circ < \theta \leq 17^\circ$. Как видно из рис. 2.71...2.73, применение поглощающего материала на крае зеркала не дает ощутимого снижения уровня рассеянного поля.

В третьем диапазоне углов обхода "блестящая" точка на "гладкой" части поверхности зеркала антенны отсутствует, поэтому существенный вклад в рассеянное поле вносят "кромочные" участки. Для АС №1 третьему диапазону соответствуют углы $28^\circ < \theta \leq 90^\circ$, для АС №2 – $18^\circ < \theta \leq 90^\circ$, а для АС №3 – $17^\circ < \theta \leq 90^\circ$. Поэтому в третьем диапазоне углов θ для рассматриваемых антенн использование РПП на краях зеркала приводит к значительному снижению ЭПР.



а



б

Рис. 2.75. Диаграммы обратного вторичного излучения АС №2 в диапазоне длин волн падающего поля 0,055...0,065 м (а – вертикальная поляризация, б – горизонтальная поляризация)

Таким образом, в каждом конкретном случае необходимо проводить отдельное исследование возможности снижения ЭПР

зеркальной антенны за счет выбора материала и толщины РПП кромок зеркала в конкретном диапазоне углов облучения.

2.4.2. Расчет характеристик рассеяния двумерных моделей бортовых антенных систем

В данном подразделе производится вывод интегральных уравнений для системы из незамкнутых идеально проводящих экранов в присутствии диэлектрического обтекателя, на основе которых построен численный метод расчета полей рассеяния для данной системы в двумерном случае. Получен ряд результатов расчетов полей рассеяния для двумерной модели "зеркальная антенна – диэлектрический обтекатель".

2.4.2.1. Геометрия модели обтекателя

В двумерной модели обтекателя выделим две части: "носик", обладающий большой кривизной поверхности, и боковые стенки обтекателя (рис. 2.76).

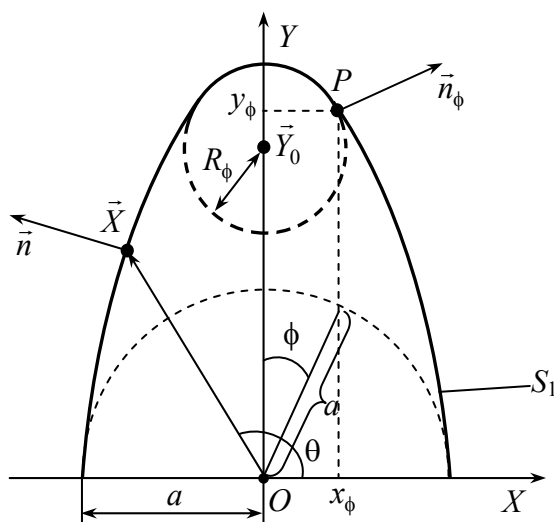


Рис. 2.76. Геометрия двумерной модели обтекателя