

Рис. 2.10. Модель поверхности танка Т-90

Описанный в разделе метод позволяет моделировать поверхность различных радиолокационных объектов. Точность описания поверхности объекта может быть повышена за счет увеличения количества используемых при моделировании эллипсоидов и кромок. Предложенный метод сочетает преимущества метода простейших компонент при определении "освещенной" части поверхности объекта и метода фаяет при описании поверхности и дальнейшем расчете характеристик рассеяния.

2.2. Метод расчета характеристик рассеяния воздушных объектов сложной формы с неидеально отражающей поверхностью

Предлагаемый метод расчета позволяет рассчитывать характеристики рассеяния уединенного объекта с неидеально отражающей поверхностью. Поверхность объекта может либо быть гладкой, либо иметь изломы в виде острых кромок, снабженных РПМ. В частности, поверхность такого вида (совокупность гладких и кромочных областей с использованием РПП) имеют объекты, выполненные по технологии "Stealth" [47]. Таким образом, у воздушных объектов с неидеально отражающими поверхностями рассеивающими областями являются именно гладкие и кромочные участки поверхности (рис. 2.11).

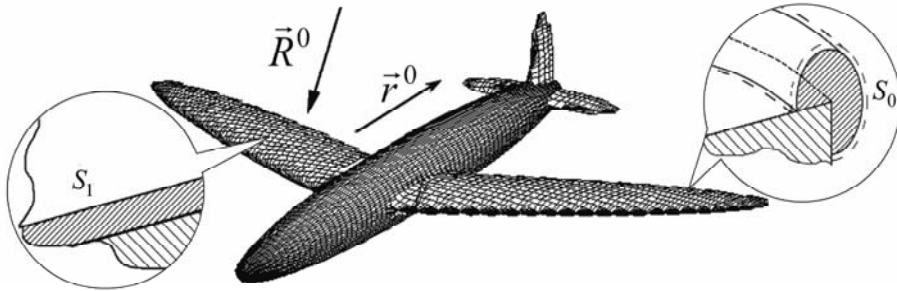


Рис. 2.11. Модель объекта в свободном пространстве

Хорошо известно [48], что, вычислив значения тангенциальных составляющих полного поля на любой замкнутой поверхности, охватывающей рассеиватель, можно с помощью квадратур получить значение рассеянного поля в любой точке вне охватывающей поверхности. Метод расчета характеристик рассеяния объектов с изломами поверхности основан на предварительном разбиении поверхности, охватывающей объект, на некоторые окрестности изломов (поперечные размеры которых лежат в резонансной области) и гладкую часть поверхности объекта (вне этих окрестностей). Для расчета рассеянного поля используются интегральные представления типа Кирхгофа. Таким образом, поверхность интегрирования, охватывающая рассеиватель, в этих интегральных представлениях выбирается совпадающей с поверхностью объекта везде за исключением некоторой окрестности изломов.

Рассмотрим плоскую электромагнитную монохроматическую волну единичной амплитуды с ортом поляризации \vec{p}^0 и направлением распространения, характеризуемым ортом \vec{R}^0 ,

$$\begin{aligned} \vec{E}^0(\vec{x}) &= \vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \\ \vec{H}^0(\vec{x}) &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \end{aligned} \quad (2.1)$$

которая падает на поверхность объекта, расположенного в свобод-

ном пространстве (рис. 2.11). Здесь k_0 – волновое число в свободном пространстве ($k_0 = 2\pi/\lambda$, λ – длина падающей монохроматической волны), ε_0 , μ_0 – абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума, \vec{x} – радиус-вектор текущей точки. Поле, рассеянное объектом в направлении \vec{r}^0 (проекция на направление \vec{p}), с помощью леммы Лоренца может быть представлено в виде [28]

$$\vec{p} \cdot \vec{E}_S = -jk_0 \frac{\exp(jk_0 R)}{4\pi R} \cdot \int_S \left(\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} (\vec{p} \cdot \vec{H}^\perp) + (\vec{p} \times \vec{r}^0) \cdot \vec{E}^\perp \right) \exp(-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})) dS, \quad (2.2)$$

где R – расстояние от объекта до точки наблюдения, $\vec{E}^\perp = \vec{n} \times \vec{E}$, $\vec{H}^\perp = \vec{n} \times \vec{H}$, (\vec{E}, \vec{H}) – полное поле, \vec{n} – орт внешней нормали к поверхности интегрирования S , охватывающей рассматриваемый объект. Выберем S так, чтобы она совпадала с поверхностью объекта везде за исключением окрестностей изломов, где она проходит по тороидальной поверхности кругового сечения, "натянутого" на излом (рис. 2.11). При этом указанный тор охватывает кромку и радиопоглощающее покрытие, которое расположено на ребре. Радиус сечения тора выбирается из условия, чтобы поле в точках пересечения тора с гранями кромки уже практически не содержало вкладов, вызванных рассеянием от кромки, и могло рассчитываться в приближении физической оптики, как для гладких участков поверхности. В этом случае поверхность S можно представить в виде суммы $S=S_1+S_0$, где S_1 совпадает с гладкими (вообще говоря, неидеально проводящими участками поверхности), а S_0 – совокупность тороидальных окрестностей кромок. Таким образом, интеграл в (2.2) представляет собой сумму интегралов по поверхностям S_1 и S_0 .

2.2.1. Рассеяние на гладких участках поверхности объекта

Поле, рассеянное гладкой поверхностью, можно получить с помощью квадратур, зная значение тангенциальных составляющих полного поля (\vec{E}^T, \vec{H}^T) на поверхности объекта [48]. Учитывая, что в радиолокационном случае обычно характерные размеры гладких участков объектов много больше длины волны облучения (высокочастотный диапазон), естественно находить значения \vec{E}^T , \vec{H}^T приближенно. Так для гладких идеально проводящих участков поверхности, покрытых слоем РПМ, \vec{E}^T , \vec{H}^T полагаются равными соответствующим их значениям на поверхности подстроенного в рассматриваемой точке плоского слоя (из того же материала) на идеально проводящей подложке. Поле, рассеянное гладкой частью поверхности объекта S_1 в направлении \vec{r}^0 , может быть представлено в виде части выражения (2.2)

$$\vec{p} \cdot \vec{E}_{S_1} = -jk_0 \frac{\exp(jk_0 R)}{4\pi R} \cdot \int_{S_1} \left(\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} (\vec{p} \cdot \vec{H}^\perp) + (\vec{p} \times \vec{r}^0) \cdot \vec{E}^\perp \right) \exp(-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})) dS. \quad (2.3)$$

В локационном случае, обычно, гладкие участки поверхности объекта имеют большие электрические размеры и малые кривизны. В приближении физической оптики [28] повернутые на 90 градусов в касательной плоскости тангенциальные составляющие поля $\vec{E}^\perp(\vec{x})$, $\vec{H}^\perp(\vec{x})$ в (2.2) могут быть заменены соответствующими значениями $\tilde{\vec{E}}^\perp(\vec{x})$, $\tilde{\vec{H}}^\perp(\vec{x})$ на плоскости, касательной к поверхности S_1 в точке \vec{x} . При этом для идеально проводящих участков поверхности объекта, покрытых слоем радиопоглощающего материала, подстраиваемая плоскость представляет собой поверхность плоскопараллельного слоя РПМ, расположенного на

идеально проводящей подложке. В точках \vec{x} поверхности, ограничивающей части объекта, полностью выполненные из композиционного материала, подстраиваются полупространства с электродинамическими характеристиками данного материала. Это оправдано тем обстоятельством, что волна, прошедшая в достаточно протяженную область, заполненную композитом, практически полностью затухает. Так, например, передняя кромка фюзеляжа самолета В2 состоит из многослойного РПМ толщиной более 200 мм, покрывающего металлическую сотовую конструкцию, ячейки которой заполнены радиопоглощающим материалом с плотностью, повышающейся в направлении от переднего края ячейки к заднему [49]. В результате электромагнитные волны частично поглощаются многослойным покрытием, а затем наполнителем в ячейках сот и ослабляется при многократном отражении от ее внутренних стенок. Крылья самолета полностью выполнены из композиционных материалов. Таким образом, для получения значения поля, рассеянного гладкой частью поверхности объекта, в приближении физической оптики необходимо решить две модельных задачи: о рассеянии плоской монохроматической волны (2.1) идеально проводящей плоскостью, покрытой слоем РПМ (рис. 2.12 а), и о рассеянии той же плоской волны на полупространстве из композиционного материала (рис. 2.12 б).

Обычно решение данных задач [50] сводится к нахождению отраженного поля для двух взаимно ортогональных поляризаций падающей волны, связанных с вектором \vec{R}^0 и ортом оси Ox_2 . Из-за этого возникают сложности с получением решений, равномерно пригодных для любых углов падения и поляризаций зондирующей волны. Так, при углах падения, близких к нормальным, разложение падающего поля на две ортогональные составляющие приводит к появлению неопределенностей. Однако именно отражение от участков поверхности объекта, для которых ракурсы облучения близки к нормальным, вносит наибольший вклад в общее рассеянное объектом поле. В связи с этим необходимо иметь решение,

равномерно пригодное для широкого диапазона углов облучения, в том числе, и для ракурсов облучения, близких к нормальным.

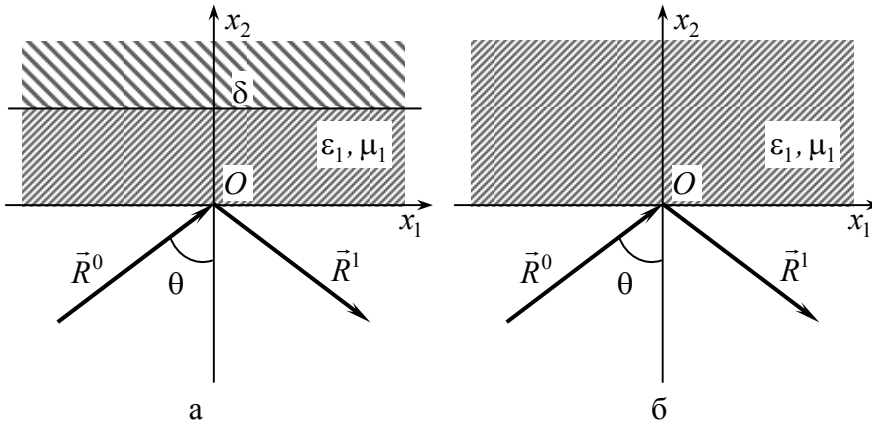


Рис. 2.12. Рассеяние на неидеально отражающей поверхности

Рассмотрим решение модельной задачи о рассеянии плоской монохроматической волны на плоскопараллельном поглощающем слое, расположенном на идеально проводящей подложке (рис.2.12 а). Решение будем искать в виде [32]

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}(\vec{x}) \\ \tilde{H}(\vec{x}) \end{pmatrix} = \begin{cases} \begin{pmatrix} \vec{p}^0 \\ (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \end{pmatrix} \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \\ \begin{pmatrix} \vec{p}^1 \\ (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \end{pmatrix} \exp(jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x})), & x_2 < 0, \\ \begin{pmatrix} \vec{e}(x_2) \\ \vec{h}(x_2) \end{pmatrix} \exp(jk_0(\vec{R}^{0T} \cdot \vec{x})), & 0 < x_2 < \delta, \end{cases} \quad (2.4)$$

где $\vec{R}^1 = \vec{R}^0 - 2\vec{n}(\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$, $\vec{R}^{0T} = \vec{R}^0 - \vec{n}(\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$.

Поскольку для данной задачи важным является нахождение

именно отраженного поля, решение сводится к определению комплексного вектора \vec{p}^1 .

Подставив выражение для полного поля внутри слоя в волновое уравнение Гельмгольца, получим обыкновенные дифференциальные уравнения для тангенциальных составляющих векторов $\vec{\mathcal{E}}(x_2)$ и $\vec{\mathcal{H}}(x_2)$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \vec{\mathcal{E}}^T}{d x_2^2} + k_1^2 \cos^2 \theta_1 \vec{\mathcal{E}}^T &= 0, \\ \frac{d^2 \vec{\mathcal{H}}^T}{d x_2^2} + k_1^2 \cos^2 \theta_1 \vec{\mathcal{H}}^T &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

Где $\cos^2 \theta_1 = 1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon'_1 \mu'_1}$; $k_1 = k_0 \sqrt{\epsilon'_1 \mu'_1}$; ϵ'_1 , μ'_1 – относительная

диэлектрическая и магнитная проницаемости материала поглотителя; θ – угол падения волны на слой.

Запишем граничные условия для тангенциальных составляющих поля ($\vec{\mathcal{E}}(x_2), \vec{\mathcal{H}}(x_2)$) на идеально отражающей поверхности ($x_2 = \delta$):

$$\vec{\mathcal{E}}^T(\delta) = 0, \quad \frac{d \vec{\mathcal{H}}^T(\delta)}{d x_2} = 0. \quad (2.6)$$

Используя граничные условия (2.6), из выражения (2.5) можно получить

$$\left. \begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}^T(x_2) &= \vec{U}^T \sin(k_1 \cos \theta_1 (\delta - x_2)), \\ \vec{\mathcal{H}}^T(x_2) &= \vec{V}^T \cos(k_1 \cos \theta_1 (\delta - x_2)), \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

где векторы \vec{U}^T , \vec{V}^T подлежат нахождению. Из уравнений Максвелла вытекает, что между \vec{U}^T и \vec{V}^\perp существует линейная связь:

$$\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} j \cos \theta_1 \vec{V}^\perp = \vec{U}^T - \frac{\vec{R}^{0\perp} (\vec{R}^{0\perp} \cdot \vec{U}^T)}{\varepsilon'_1 \mu'_1}, \quad (2.8)$$

где $\vec{R}^{0\perp} = (\vec{n} \times \vec{R}^0)$.

Запишем граничные условия для поверхности поглощающего слоя ($x_2 = 0$):

$$\left. \begin{aligned} \vec{p}^{0T} + \vec{p}^{1T} &= \vec{U}^T \sin(k_1 \cos \theta_1 \delta), \\ \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \vec{n} \times [(\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) + (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1)] &= \vec{V}^\perp \cos(k_1 \cos \theta_1 \delta). \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

Тогда из выражения (2.8) и граничных условий (2.9) получим уравнение относительно вектора \vec{p}^{1T}

$$\begin{aligned} jc \left[(\vec{p}^{1T} - \vec{p}^{0T}) \cos \theta + \frac{1}{\cos \theta} \vec{R}^{0T} \cdot ((\vec{p}^{1T} - \vec{p}^{0T}) \cdot \vec{R}^{0T}) \right] &= \\ = (\vec{p}^{1T} + \vec{p}^{0T}) - \frac{1}{\varepsilon'_1 \mu'_1} \vec{R}^{0\perp} \cdot ((\vec{p}^{1T} + \vec{p}^{0T}) \cdot \vec{R}^{0\perp}), \end{aligned} \quad (2.10)$$

где $c = \sqrt{\frac{\mu'_1}{\varepsilon'_1}} \cos \theta_1 \operatorname{tg}(k_1 \delta \cos \theta_1)$.

Решив уравнение (2.10), найдем окончательно:

$$\begin{aligned} \vec{p}^{1T} &= \frac{jc \cos \theta + 1}{jc \cos \theta - 1} \vec{p}^{0T} - \\ - \frac{2jc}{jc \cos \theta - 1} &\left[\vec{R}^{0T} \frac{(\vec{R}^{0T} \cdot \vec{p}^0)}{jc - \cos \theta} + \vec{R}^{0\perp} \frac{(\vec{R}^{0\perp} \cdot \vec{p}^0)}{\varepsilon'_1 \mu'_1 \left(jc - \frac{\cos^2 \theta_1}{\cos \theta} \right)} \right]. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Учитывая связь между тангенциальной и нормальной

составляющими вектора \vec{p} , получим:

$$\vec{p}^1 = \vec{p}^{1T} - \vec{n} \frac{(\vec{p}^{1T} \cdot \vec{R}^0)}{\cos \theta}. \quad (2.12)$$

Отметим, что аналогичная процедура может быть проведена при решении модельной задачи о рассеянии плоской монохроматической волны на полупространстве из композиционных материалов (рис.2.12 б). В этом случае при выводе расчетных соотношений толщина слоя из материала поглотителя $\delta \rightarrow \infty$. При этом все соотношения останутся прежними за исключением выражения (2.11) для \vec{p}^{1T} , которое примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \vec{p}^{1T} = & \frac{c \cos \theta - 1}{c \cos \theta + 1} \vec{p}^{0T} + \\ & + \frac{2c}{c \cos \theta + 1} \left[\vec{R}^{0T} \frac{(\vec{R}^{0T} \cdot \vec{p}^0)}{c + \cos \theta} + \vec{R}^{0\perp} \frac{(\vec{R}^{0\perp} \cdot \vec{p}^0)}{\varepsilon'_1 \mu'_1 \left(c + \frac{\cos^2 \theta_1}{\cos \theta} \right)} \right]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

где $c = \sqrt{\frac{\mu'_1}{\varepsilon'_1}} \cos \theta_1$.

Выражения (2.11) – (2.13) уже пригодны для расчета рассеянного поля с помощью (2.4) при любой поляризации падающей волны и любых направлений облучения (кроме близких к касательным). В частности, для углов θ близких к нулю, выражение (2.10) для комплексного (в общем случае) векторного коэффициента отражения \vec{p}^1 не содержит неопределенности и при $\theta = 0$ формулы (2.11) – (2.13) переходят в хорошо известные формулы [50] для нормального падения. Вычисление векторов $\vec{\mathcal{E}}$ и $\vec{\mathcal{H}}$ не является необходимым условием для нахождения поля на поверхности радиопоглощающего слоя ($x_2 = 0$), поэтому вычисление $\vec{\mathcal{E}}$

и \mathcal{H} приводиться не будет.

В приближении физической оптики поле на "неосвещенной" поверхности объекта тождественно равно нулю. Поэтому, заменив поверхность S_1 ее освещенной частью S'_1 и подставив найденные выражения для $\tilde{\vec{E}}(\vec{x})$, $\tilde{\vec{H}}(\vec{x})$ в (2.3), получим приближенное выражение для рассеянного поля:

$$\vec{p} \cdot \vec{E}(R \vec{r}^0) \approx -jk_0 \frac{\exp(jk_0 R)}{4\pi R} \int_{S'_1} f(\vec{x}) \exp(ik_0 \Omega(\vec{x})) dS, \quad (2.14)$$

где $f(\vec{x}) = \vec{h}(\vec{x}) \cdot \vec{p} + \vec{e}(\vec{x}) \cdot (\vec{p} \times \vec{r}^0)$, $\Omega(\vec{x}) = (\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}$,
 $\vec{h}(\vec{x}) = \vec{n} \times [(\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) + (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1)]$, $\vec{e}(\vec{x}) = \vec{n} \times (\vec{p}^0 + \vec{p}^1)$.

Вычисление интеграла, входящего в (2.14), требует применения специальных кубатурных формул, так как его подынтегральная функция является быстроосциллирующей. В [51] были получены кубатурные формулы для аналогичных интегралов, основанные на линейных аппроксимациях функций $f(\vec{x})$ и $\Omega(\vec{x})$.

2.2.2. Кубатурная формула для поверхностных интегралов от быстроосциллирующих функций

Зададим на поверхности S'_1 систему точек $A_i (i=1,2,\dots,n)$, плотно расположенных на поверхности. При этом точки могут быть заданы нерегулярным образом, что является весьма полезным, а иногда, и необходимым условием при аппроксимации гладких участков поверхности реальных объектов. Известны также значения функций $f(\vec{x})$ и $\Omega(\vec{x})$ в этих точках. В этом случае можно произвести триангуляцию – покрыть область S'_1 системой треугольников $(\Delta_1), \dots, (\Delta_m)$ с вершинами в точках $\{A_i\}$ с тем, чтобы приближенно представить интеграл M , входящий в (2.14) суммой интегралов по $\{\Delta_i\}$:

$$M = \int_{S'_1} f(\bar{x}) \exp(jk_0 \Omega(\bar{x})) dS \approx \sum_{i=1}^m \int_{(\Delta_i)} f(\bar{x}) \exp(jk_0 \Omega(\bar{x})) dS. \quad (2.15)$$

Приближенность представления (2.15) обусловлена двумя причинами: заменой S'_1 плоскими треугольниками, если сама поверхность неплоская, и неточностью аппроксимации S'_1 системой треугольников $\{\Delta_i\}$ вблизи края S'_1 , вызванного, например, наличием нерегулярностей поверхности объекта (рис. 2.13).

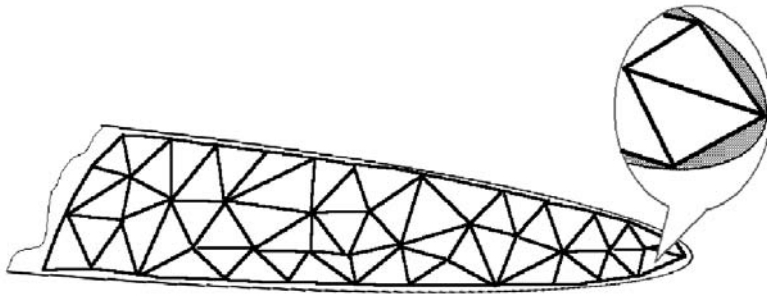


Рис. 2.13. К вопросу о точности аппроксимации гладкой поверхности с помощью треугольников

Рассмотрим интеграл M_{Δ} по плоскому треугольнику Δ с вершинами A_0, A_1, A_2 , радиус-векторы которых $\bar{a}_0, \bar{a}_1, \bar{a}_2$. Опишем положение произвольной точки $\bar{x} \in \Delta$ посредством ее "барицентрических" координат:

$$\bar{x} = W_0 \bar{a}_0 + W_1 \bar{a}_1 + W_2 \bar{a}_2, \quad (2.16)$$

где W_0, W_1, W_2 – неотрицательные параметры, такие, что $W_0 + W_1 + W_2 = 1$. Тогда выражение (2.16) можно переписать в виде

$$\bar{x} = W_1(\bar{a}_1 - \bar{a}_0) + W_2(\bar{a}_2 - \bar{a}_0) + \bar{a}_0. \quad (2.17)$$

В рассматриваемом интеграле

$$M_{\Delta} = \int_{(\Delta)} f(\bar{x}) \exp(jk_0 \Omega(\bar{x})) dS \quad (2.18)$$

воспользуемся (2.17) и перейдем к барицентрическим координатам W_1, W_2 :

$$M_{\Delta} = \left| \frac{\partial \bar{x}}{\partial W_1} \times \frac{\partial \bar{x}}{\partial W_2} \right| \iint_{\Sigma} f[W_1, W_2] \exp(jk_0 \Omega[W_1, W_2]) dW_1 dW_2, \quad (2.19)$$

где

$$f[W_1, W_2] = f(W_1(\bar{a}_1 - \bar{a}_0) + W_2(\bar{a}_2 - \bar{a}_0) + \bar{a}_0), \quad (2.20)$$

$$\Omega[W_1, W_2] = \Omega(W_1(\bar{a}_1 - \bar{a}_0) + W_2(\bar{a}_2 - \bar{a}_0) + \bar{a}_0), \quad (2.21)$$

Σ – единичный треугольник, представленный на рис. 2.14.

Множитель перед интегралом в (2.19) представляет собой удвоенную площадь треугольника Δ

$$\left| \frac{\partial \bar{x}}{\partial W_1} \times \frac{\partial \bar{x}}{\partial W_2} \right| = 2S_{\Delta}. \quad (2.22)$$

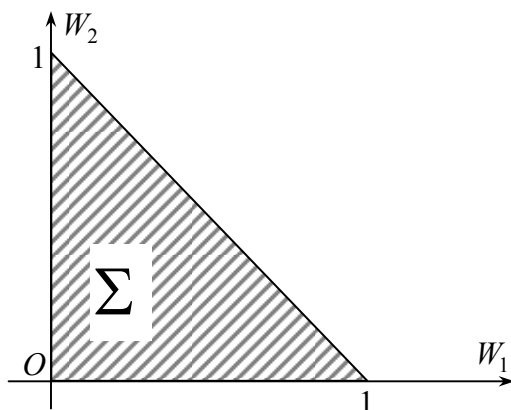


Рис. 2.14. Единичный треугольник в барицентрических координатах

Кубатурную формулу для интеграла M_{Δ} можно получить с помощью аппроксимации поверхностей $f[W_1, W_2]$, $\Omega[W_1, W_2]$ плоскостями, проходящими через три точки: $(1, 0, f[1,0])$, $(0, 1, f[0,1])$, $(0, 0, f[0,0])$ и $(1, 0, \Omega[1,0])$, $(0, 1, \Omega[0,1])$, $(0, 0, \Omega[0,0])$, соответственно. В этом случае (2.20) и (2.21) могут быть представлены в виде

$$f[W_1, W_2] \approx (f[1,0] - f[0,0])W_1 + (f[1,0] - f[0,0])W_2 + f[0,0], \quad (2.23)$$

$$k_0\Omega[W_1, W_2] \approx pW_1 + qW_2 + k_0\Omega[0,0], \quad (2.24)$$

где $p = k_0(\Omega[1,0] - \Omega[0,0])$, $q = k_0(\Omega[0,1] - \Omega[0,0])$.

В этом случае для интеграла M_{Δ} можно записать следующее выражение:

$$M_{\Delta} \approx 2S_{\Delta} \exp(jk_0\Omega[0,0])((f[1,0] - f[0,0])I_{10} + (f[0,1] - f[0,0])I_{01} + f[0,0]I_{00}), \quad (2.25)$$

где величины I_{00}, I_{01}, I_{10} , могут быть вычислены с помощью следующих интегралов

$$\begin{aligned} I_{00} &= \int_0^1 dW_1 \int_0^{1-W_1} \exp(j(pW_1 + qW_2)) dW_2, \\ I_{10} &= \int_0^1 W_1 dW_1 \int_0^{1-W_1} \exp(j(pW_1 + qW_2)) dW_2, \\ I_{01} &= \int_0^1 W_2 dW_2 \int_0^{1-W_2} \exp(j(pW_1 + qW_2)) dW_1. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Вычислив интегралы, получим следующие окончательные выражения:

$$\left. \begin{aligned} I_{00} &= \frac{1}{j(p-q)} \left(\frac{\exp(jp)-1}{jp} - \frac{\exp(jq)-1}{jq} \right), \\ I_{10} &= -\frac{1}{(p-q)^2} \left(\frac{\exp(jp)-1}{jp} - \frac{\exp(jq)-1}{jq} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{p-q}{jq^2} (jq \exp(jq) - \exp(jq) + 1) \right), \\ I_{01} &= -\frac{1}{(p-q)^2} \left(\frac{\exp(jq)-1}{jq} - \frac{\exp(jp)-1}{jp} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{q-p}{jp^2} (jp \exp(jp) - \exp(jp) + 1) \right), \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

которые, совместно с соотношением (2.25) дают представление интеграла M_{Δ} с помощью кубатурных формул.

Используя, далее, представление (2.14), с помощью формул (2.15), (2.25), (2.27) можно рассчитать поле, рассеянное гладкой частью S_1 поверхности объекта. Для приблизительной оценки необходимой плотности разбиений можно воспользоваться приведенной в [52] оценкой.

В рассматриваемом высокочастотном диапазоне поле, рассеянное гладкой частью поверхности объекта, является быстроосциллирующей функцией частоты, что обусловлено сильно изменяющейся картиной зон Френеля на поверхности объекта даже при незначительном изменении частоты зондирующего сигнала. Поэтому для того, чтобы получить устойчивые значения амплитуды рассеянного поля (используемого при вычислении ЭПР), необходимо провести усреднение этой величины в некотором частотном диапазоне зондирования. Также, несмотря на определенные преимущества применяемой кубатурной формулы, с уменьшением длины волны облучения, как и следовало ожидать, возрастает необходимое количество разбиений поверхности интегрирования. Проблема состоит в том, что для объекта очень больших электри-

ческих размеров (каковым является, например, самолет) весьма сложно провести достаточно мелкое разбиение поверхности. В этом случае приходится удовлетворяться усредненными по полосе частот значениями рассеянного поля и ЭПР. Как показывают расчеты, проведенные для объектов простой формы (сфера, эллипсоид), зафиксировав количество разбиений поверхности, можно так подобрать ширину полосы частот (с заданным наперед средним значением), что значение, полученное усреднением ЭПР по этой полосе, достаточно близко к соответствующему среднему значению для реальной поверхности.

2.2.3. Асимптотический метод расчета вторичного излучения гладких участков поверхности объекта в бистатическом случае

Изложенная в п.п. 2.2.1, 2.2.2 методика численного расчета вторичного излучения гладких участков поверхности объекта основана на использовании специальных кубатурных формул для интегралов от быстроосциллирующих функций. Эта методика представляет собой разновидность "токавого" метода.

В настоящем пункте рассмотрим альтернативную методику расчета, основанную на получении "лучевых" асимптотик соответствующих интегралов, в общем бистатическом случае.

Из формулы (2.3) (п.2.2.1) можно получить следующее выражение для рассеянного гладкой частью S_1 поля:

$$\vec{E}_{S_1} = -j k_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\exp(j k_0 R)}{4 \pi R} \vec{I}(\vec{r}_0), \quad (2.28)$$

где

$$\vec{I}(\vec{r}_0) = \int_{S_1} \left[\vec{H}^\perp - \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{E}^\perp \times \vec{r}^0) \right] \exp(-j k_0 (\vec{r}^0 \cdot \vec{x})) dS. \quad (2.28')$$

Таким образом, для оценки вклада "гладких" участков поверхности в суммарное рассеянное поле необходимо произвести вычисление интеграла $\vec{I}(\vec{r}^0)$. Так как все геометрические параметры (линейные размеры, радиусы кривизны) "гладких" участков поверхности велики по сравнению с длиной волны падающего поля, а ближайшие к краям граничные контуры этих участков расположены вне той окрестности, в которой заметную роль играет неравномерная составляющая плотности поверхностного тока, то допустимо рассчитывать вклад этих участков какими-либо асимптотическими методами коротковолновой дифракции.

В настоящем пункте будет рассмотрена поверхность рассеивателя, содержащая при разнесенном приеме эллиптические точки стационарной фазы как на идеально проводящих, так и на снабженных радиопоглощающим покрытием участках поверхности.

Рассмотрим вначале случай идеально проводящего гладкого выпуклого участка поверхности, содержащего эллиптическую точку стационарной фазы при разнесенном приеме и оценим его вклад в суммарное рассеянное поле. В случае идеально проводящей области S_1 соотношение (2.28') переходит в

$$\vec{I}(\vec{r}^0) = \int_{S_1} \exp(-j k_0 (\vec{r}^0 \cdot \vec{x})) \vec{v}(\vec{x}, k_0) dS, \quad (2.29)$$

где $\vec{v}(\vec{x}, k_0) = [\vec{n}_s \times \vec{H}]$.

Ради простоты поместим начало координат в точку стационарной фазы на S_1 (точка $\vec{x} = 0$). Итерационный метод для интегрального уравнения Фока в области S_1 позволяет представить $\vec{v}(\vec{x}, k_0)$ асимптотической (при больших k_0) формулой

$$\begin{aligned} \bar{v}(\bar{x}, k_0) \sim 2(\bar{v}^0(\bar{x}, k_0)) + \int_{S_1} \left[\frac{\partial f(\bar{x}, \bar{\xi})}{\partial n_s} \bar{v}^0(\bar{\xi}, k_0) - \right. \\ \left. - \bar{\nabla}_s f(\bar{x}, \bar{\xi}) (\bar{n}_s \cdot \bar{v}^0(\bar{\xi}, k_0)) \right] dS_{\bar{\xi}}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Итерированием уравнения Фока могут быть получены последовательные члены лучевой асимптотики плотности поверхностного тока. Следуя в общем этой методике, мы приводим ниже вычисление двух членов асимптотики $\bar{v}(\bar{x}, k_0)$, вносимых поверхностной точкой стационарной фазы эллиптического типа.

Учитывая, что

$$\bar{v}^0(\bar{x}, k_0) = (\bar{n}_s \times \bar{p}^0) \exp(j k_0 \bar{R}^0 \cdot (\bar{a} + \bar{x})),$$

где $\bar{p}^0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\bar{R}^0 \times \bar{p})$, \bar{a} – радиус-вектор точки стационарной фазы в системе координат, связанной с источником облучения, из (2.30) нетрудно увидеть, что

$$\bar{V}(\bar{x}, k_0) = \exp(j k_0 \bar{R}^0 \cdot (\bar{a} + \bar{x})) \bar{v}(\bar{x}, k_0), \quad (2.31)$$

причем

$$\begin{aligned} \bar{V}(\bar{x}, k_0) \sim 2(\bar{n}_s \times \bar{p}^0) + \\ + \frac{1}{\pi} \int_{S_1} \bar{Z}(\bar{\xi}, \bar{x}) \left(j k_0 - \frac{1}{|\bar{\xi} - \bar{x}|} \right) \exp(j k_0 (|\bar{\xi} - \bar{x}| + \bar{R}^0 \cdot (\bar{\xi} - \bar{x}))) dS_{\bar{\xi}}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

где

$$\bar{Z}(\bar{\xi}, \bar{x}) = \frac{\partial \ln |\bar{\xi} - \bar{x}|}{\partial n_s} (\bar{n}_{\bar{\xi}} \times \bar{p}^0) - \frac{\bar{\xi} - \bar{x}}{|\bar{\xi} - \bar{x}|} ((\bar{n}_s \times \bar{n}_{\bar{\xi}}) \cdot \bar{p}^0). \quad (2.33)$$

Отсюда следует, что

$$\vec{V}(\vec{x}, k_0) \sim \vec{V}_0(\vec{x}) + \frac{1}{jk_0} \vec{V}_1(\vec{x}),$$

где

$$\vec{V}_0(\vec{x}) \sim 2(\vec{n}_s \times \vec{p}^0),$$

а $\vec{V}_1(\vec{x})/jk_0$ – главный член асимптотики интеграла в (2.32).

Из (2.29), (2.31), (2.33) следует, что при больших k_0 имеет место асимптотическое представление

$$\vec{I}(\vec{r}^0) \times \vec{r}^0 \sim \exp(jk_0|\vec{a}|) \int_{S_1} \exp(jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}) \left[\vec{W}_0(\vec{x}) + \frac{1}{jk_0} \vec{W}_1(\vec{x}) \right] dS, \quad (2.34)$$

в котором

$$\begin{aligned} \vec{W}_0(\vec{x}) &= 2(\vec{n}_s \times \vec{p}^0) \times \vec{r}^0, \\ \vec{W}_1(\vec{x}) &= \vec{V}_1(\vec{x}) \times \vec{r}^0. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Введем цилиндрические координаты (ρ, φ, ζ) : $\xi_1 = \rho \cos \varphi$, $\xi_2 = \rho \sin \varphi$. Тогда поверхность S_1 вблизи $\vec{x} = 0$ имеет уравнение

$$\zeta = \zeta(\rho, \varphi) = \sum_{m=2}^4 \frac{g_m(\varphi)}{m!} \rho^m + o(\rho^4), \quad (2.36)$$

где, например,

$$g_2(\varphi) = \varkappa_1 \cos^2 \varphi + \varkappa_2 \sin^2 \varphi$$

(\varkappa_1, \varkappa_2 – главные кривизны S_1 в точке $\vec{x} = 0$). Так как $\vec{x} = (\xi_1, \xi_2, \zeta)$, то

$$(\bar{R}^0 - \bar{r}^0) \cdot \bar{x} = 2 \cos \theta \zeta(\rho, \varphi), \quad (\bar{x} \cdot \bar{n}_0) = \zeta(\rho, \varphi), \quad (2.37)$$

где θ - половина угла разноса между приемником и передатчиком,
 \bar{n}_0 - внутренняя нормаль к поверхности S_1 в точке $\bar{x} = 0$.

Далее,

$$\begin{aligned} dS &= \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \xi_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \xi_2}\right)^2} \rho d\rho d\varphi = \\ &= \left(1 + \frac{1}{2} h_2(\varphi) \rho^2 + O(\rho^2)\right) \rho d\rho d\varphi, \end{aligned} \quad (2.38)$$

причем

$$h_2(\varphi) = \alpha_1 \cos^2 \varphi + \alpha_2 \sin^2 \varphi.$$

Кроме того, вблизи точки $\bar{x} = 0$

$$\bar{W}_0(\bar{x}) = \bar{W}_0(0) + \rho \bar{W}_{01}(\varphi) + \rho^2 \bar{W}_{02}(\varphi) + o(\rho^2), \quad (2.39)$$

$$\bar{W}_1(\bar{x}) = \bar{W}_1(0) + O(\rho), \quad (2.40)$$

где

$$\bar{W}_0(0) = 2(\bar{n}_0 \times \bar{p}^0) \times \bar{r}^0 = 2 \cos \theta (-\bar{p}^0 + 2(\bar{p}^0 \cdot \bar{n}_0) \bar{n}_0) = -2 \cos \theta \bar{p}_{omp}^0,$$

$$\rho \bar{W}_{01}(\varphi) = \left(\frac{\partial \bar{W}_0}{\partial \xi_1}\right)_0 \rho \cos \varphi + \left(\frac{\partial \bar{W}_0}{\partial \xi_2}\right)_0 \rho \sin \varphi. \quad (2.41)$$

Используя формулу Френе, из (2.39) получим окончательно

$$\bar{W}_{01}(\varphi) = 2 \left[\alpha_1 (\bar{\tau}_1 \times \bar{p}^0) \times \bar{r}^0 \cos \varphi + \alpha_2 (\bar{\tau}_2 \times \bar{p}^0) \times \bar{r}^0 \sin \varphi \right], \quad (2.42)$$

$$\bar{W}_{02}(\varphi) = h_2(\varphi) \bar{p}_{omp}^0 \cos \theta. \quad (2.43)$$

Здесь $\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2$ – орты главных направлений в точке $\vec{x} = 0$, причем $(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2, \vec{n}_0)$ образуют правую тройку векторов. Вектор $\vec{W}_1(0)$ будет вычислен ниже. В нашем случае $\alpha_1, \alpha_2 > 0$. Тогда, приняв во внимание формулы (2.36)...(2.43), применим метод стационарной фазы к асимптотической оценке интеграла (2.34), домноженного на jk_0

$$jk_0 \vec{I}(\vec{r}^0) \times \vec{r}^0 \sim jk_0 \exp(jk_0 |\vec{a}|) \int_{S_1} \exp(jk_0 2 \cos \theta \zeta(\rho, \varphi)) \times \\ \times \left[\vec{W}_0(0) + \rho \vec{W}_{01}(\varphi) + \frac{1}{jk_0} \vec{W}_1(0) \right] \left(1 + \frac{1}{2} \rho^2 h_2(\varphi) + \dots \right) \rho d\rho d\varphi. \quad (2.44)$$

Проведя ряд асимптотических оценок и преобразований в (2.44), получим:

$$jk_0 \vec{I}(\vec{r}^0) \times \vec{r}^0 \sim \exp(jk_0 |\vec{a}|) \left(\frac{2\pi}{\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}} \vec{p}_{omp}^0 + \frac{1}{jk_0} \vec{T}(\vec{r}^0) \right), \quad (2.45)$$

где

$$\vec{T}(\vec{r}^0) = - \int_0^{2\pi} \left\{ \vec{W}_1(0) - \vec{W}_0(0) \frac{h_2(\varphi)}{2g_2(\varphi) \cos \theta} + \right. \\ \left. + \frac{2}{g_2^2(\varphi) \cos \theta} \left(\vec{W}_0(0) \frac{g_4(\varphi)}{12} + \vec{W}_{01}(\varphi) \frac{g_3(\varphi)}{3} \right) \right\} \frac{d\varphi}{2g_2(\varphi) \cos \theta}.$$

В том случае, если поверхность ζ представима полиномом второго порядка, т. е. $g_3 = g_4 = 0$,

$$\vec{T}(\vec{r}^0) = - \frac{\vec{W}_1(0)}{2 \cos \theta} \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{g_2(\varphi)} + \frac{\vec{W}_0(0)}{4 \cos^2 \theta} \int_0^{2\pi} \frac{h_2(\varphi)}{g_2^2(\varphi)} d\varphi. \quad (2.46)$$

Интегралы в (2.46) могут быть вычислены явно и тогда

$$\vec{T}(\vec{r}^0) = \left\{ -\vec{W}_1(0) - \frac{\vec{P}_{omp}^0}{2}(\mathfrak{x}_1 + \mathfrak{x}_2) \right\} \frac{2\pi}{\sqrt{\mathfrak{x}_1 \mathfrak{x}_2}}. \quad (2.47)$$

Выражение (2.47) содержит вектор $\vec{W}_1(0)$, явного выражения которого еще не было найдено.

Так как

$$\vec{W}_1(0) = \vec{V}_1(0) \times \vec{r}^0,$$

то нам надлежит найти в точке $\vec{x} = 0$ главный член $\vec{V}_1(0)/jk_0$ асимптотики интеграла \vec{J} , входящего в (2.32). Этот интеграл можно оценить асимптотически как

$$\vec{J} \sim \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \vec{Z}(\vec{\xi}, 0) \left(jk_0 - \frac{1}{\rho} \right) \exp(jk_0 \rho (1 + c_0(\varphi))) \rho d\rho, \quad (2.48)$$

где $c_0(\varphi) = \sin\theta \cos(\varphi - \alpha)$, а α – угол, образованный проекцией орта \vec{R}^0 на плоскость $\xi_1 O \xi_2$ с осью $O\xi_1$. Далее, осуществив переход

$$\vec{Z}(\vec{\xi}, 0) = \vec{Z}(\rho, \varphi),$$

и, проведя необходимые выкладки, получим

$$\begin{aligned} \lim_{\rho \rightarrow 0} \vec{Z}(\vec{\xi}, 0) = \vec{Z}_0(\varphi) = & \frac{1}{2} \bar{\tau}_1 \left[p_2^0 (\mathfrak{x}_2 \sin^2 \varphi - \mathfrak{x}_1 \cos^2 \varphi) + \right. \\ & \left. + p_1^0 \mathfrak{x}_2 \sin 2\varphi \right] + \frac{1}{2} \bar{\tau}_2 \left[p_1^0 (\mathfrak{x}_1 \cos^2 \varphi - \mathfrak{x}_2 \sin^2 \varphi) - \right. \\ & \left. - p_2^0 \mathfrak{x}_1 \sin 2\varphi \right], \quad p_i^0 = \bar{\tau}_i \cdot \vec{p}^0. \end{aligned}$$

Поэтому

$$\bar{J} \sim \frac{1}{j\pi k_0} \int_0^{2\pi} \bar{Z}_0(\varphi) \frac{2+c_0(\varphi)}{(1+c_0(\varphi))^2} d\varphi$$

и, следовательно,

$$\bar{V}_1(0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{2+c_0(\varphi)}{(1+c_0(\varphi))^2} \bar{Z}_0(\varphi) d\varphi. \quad (2.49)$$

Вычислив явно интеграл в (2.49), получим

$$\bar{V}_1(0) = \bar{\tau}_1 \bar{V}_{11}(\theta) + \bar{\tau}_2 \bar{V}_{12}(\theta), \quad (2.50)$$

где

$$\begin{aligned} V_{11}(\theta) = \Phi_0(\theta) & \left[\frac{p_1^0 \mathfrak{a}_2}{2} \sin 2\alpha - \frac{p_2^0 (\mathfrak{a}_1 + \mathfrak{a}_2)}{4} \cos 2\alpha \right] + \\ & + \frac{p_2^0}{4} (\mathfrak{a}_2 - \mathfrak{a}_1) \Phi_1(\theta), \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\begin{aligned} V_{12}(\theta) = \Phi_0(\theta) & \left[-\frac{p_2^0 \mathfrak{a}_1}{2} \sin 2\alpha - \frac{p_1^0 (\mathfrak{a}_1 + \mathfrak{a}_2)}{4} \cos 2\alpha \right] + \\ & + \frac{p_1^0}{4} (\mathfrak{a}_2 - \mathfrak{a}_1) \Phi_1(\theta), \end{aligned} \quad (2.52)$$

$$\Phi_0(\theta) = 2 \left[\frac{\operatorname{tg}^2(\theta/2)}{\cos \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \left(2 + \frac{3 \sin^2 \theta - 2}{\cos^3 \theta} \right) \right],$$

$$\Phi_0(0) = 0,$$

$$\Phi_1(\theta) = 2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{\cos^3 \theta}.$$

Учитывая соотношения (2.50) – (2.52), получим

$$\begin{aligned} \vec{W}_1(0) = & \bar{\tau}_1 \cos \theta V_{12}(\theta) - \bar{\tau}_2 \cos \theta V_{11}(\theta) + \bar{n}_0 \sin \theta \times \\ & \times (\sin \alpha V_{11}(\theta) - \cos \alpha V_{12}(\theta)). \end{aligned} \quad (2.53)$$

Таким образом, соотношения (2.45), (2.47), (2.50) – (2.53) и определяют искомое значение интеграла (2.29).

Пусть, далее, радиус-вектор точки стационарной фазы в некоторой системе координат, связанной с целью – \vec{y}^0 , а $|\vec{a}| = d_1$, $|\vec{x}_0| = d_2$. Тогда, воспользовавшись соотношением (2.28), получим оценку вклада поверхности S_1 , в суммарное рассеянное поле:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{S_1} \sim & -\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\exp(jk_0(d_1 + d_2 + (\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{y}^0))}{2d_2 \sqrt{\alpha_1 \alpha_2}} \times \\ & \times \left[\vec{p}_{omp}^0 + \frac{1}{jk_0} \frac{1}{2 \cos \theta} (-\tau_1 \cos \theta V_{12}(\theta) + \tau_2 \cos \theta V_{11}(\theta)) - \right. \\ & \left. - \bar{n}_0 (\sin \alpha V_{11}(\theta) - \cos \alpha V_{12}(\theta)) \sin \theta - \frac{\vec{p}_{omp}^0}{2} (\alpha_1 + \alpha_2) \right]. \end{aligned} \quad (2.54)$$

Пусть теперь поверхность S_1 (либо вся, либо ее определенная часть, содержащая точку стационарной фазы) снабжена тонким эквидистантным радиопоглощающим покрытием. В этом случае поверхность S_1 уже не является идеально проводящей (по крайней мере в некоторой окрестности точки стационарной фазы) и $\vec{E}^\perp \neq 0$ в интеграле (2.28'). При этом, вопрос оценки интеграла (2.28') связан, в первую очередь, с определением значений векторов \vec{E}^\perp , \vec{H}^\perp , входящих в подынтегральное выражение. Пусть, далее, радиус-вектор \vec{X} точки на поверхности рассеивателя в окрестности точки стационарной фазы (т. е. точки, в которой $(\vec{R}^0 \cdot \vec{n}) = -(\vec{r}^0 \cdot \vec{n})$) представлен в виде суммы векторов

$$\vec{X} = \vec{y}^0 + \vec{x}, \quad (2.55)$$

где \vec{y}^0 – радиус-вектор точки стационарной фазы в некоторой системе координат, связанной с целью. Тогда первичное падающее поле (2.1) можно записать в виде

$$\begin{pmatrix} \vec{E}^0 \\ \vec{H}^0 \end{pmatrix} = \exp(j k_0 (\vec{R}^0 \cdot \vec{y}^0)) \begin{pmatrix} \vec{p}^0 \exp(j k_0 (\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) \\ \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \exp(j k_0 (\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) \end{pmatrix}. \quad (2.56)$$

В силу линейности задачи эквивалентные плотности токов в окрестности точки зеркального отражения можно представить аналогичным образом

$$\begin{pmatrix} \vec{E}^\perp(\vec{x}) \\ \vec{H}^\perp(\vec{x}) \end{pmatrix} = \exp(j k_0 (\vec{R}^0 \cdot \vec{y}^0)) \begin{pmatrix} \vec{E}^\perp(\vec{x}) \\ \vec{H}^\perp(\vec{x}) \end{pmatrix}. \quad (2.57)$$

Значения $\vec{E}^\perp(\vec{x})$, $\vec{H}^\perp(\vec{x})$ могут быть приближенно (асимптотически) определены как соответствующие компоненты поля на поверхности касательного (в точке стационарной фазы) плоскопараллельного слоя из материала покрытия на металлической подложке [54, 55]. Указанные соотношения имеют вид:

$$\vec{E}^\perp(\vec{x}) = (\vec{n} \times \vec{p}^0) \exp(j k_0 (\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + (\vec{n} \times \vec{p}^1) \exp(j k_0 (\vec{R}^1 \cdot \vec{x})), \quad (2.58)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}^\perp(\vec{x}) = & \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} [\vec{n} \times (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0)] \exp(j k_0 (\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \\ & + \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} [\vec{n} \times (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1)] \exp(j k_0 (\vec{R}^1 \cdot \vec{x})). \end{aligned} \quad (2.59)$$

Здесь \vec{n} – орт внешней нормали к поверхности S_1 в точке зеркального отражения; $\vec{R}^1 = \vec{R}^0 - 2\vec{n}(\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$;

$$\vec{p}^1 = \vec{p}^{1T} - \vec{n} \frac{(\vec{p}^{1T} \cdot \vec{R}^0)}{\cos \theta}, \quad (2.60)$$

где

$$\vec{p}^{1T} = \frac{j c \cos \theta + 1}{j c \cos \theta - 1} \vec{p}^{0T} - \frac{2 j c}{j c \cos \theta - 1} \left[\vec{R}^{0T} \frac{(\vec{R}^{0T} \cdot \vec{p}^0)}{j c - \cos \theta} + \right. \\ \left. + \vec{R}^{0\perp} \frac{(\vec{R}^{0\perp} \cdot \vec{p}^0)}{\varepsilon_1' \mu_1' \left(j c - \frac{\cos^2 \theta_1}{\cos \theta} \right)} \right]; \quad (2.61)$$

$$c = \sqrt{\frac{\mu_1'}{\varepsilon_1'}} \cos \theta_1 \cdot \operatorname{tg} [k_0 \sqrt{\varepsilon_1' \mu_1'} \delta \cos \theta_1]; \quad \cos \theta_1 = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_1}{\varepsilon_1' \mu_1'}};$$

δ – толщина слоя поглотителя;

ε_1' , μ_1' – относительные проницаемости поглощающего материала.

Отметим, что в окрестности точки зеркального отражения справедливо следующее соотношение

$$(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}) \approx (\vec{R}^{0T} \cdot \vec{x}) = (\vec{R}^1 \cdot \vec{x}). \quad (2.62)$$

Воспользовавшись (2.62), можно переписать соотношения (2.58), (2.59) в виде:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}^\perp(\vec{x}) \\ \vec{H}^\perp(\vec{x}) \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \vec{n} \times (\vec{p}^0 + \vec{p}^1) \\ \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} [\vec{n} \times ((\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) + (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1))] \end{pmatrix} \exp(j k_0 (\vec{R}^0 \cdot \vec{x})). \quad (2.63)$$

Поскольку основной вклад в интеграл (2.28') дает окрестность точки стационарной фазы, то последовательной подстановкой (2.63) в (2.57) и затем в (2.28') этот интеграл можно привести к виду

$$\vec{I}(\vec{r}^0) \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{y}_0) \int_{S_1} \vec{A} \exp(jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}) dS, \quad (2.64)$$

где

$$\vec{A} = \vec{R}^0(\vec{p} \cdot \vec{n}) - 2\vec{p}^1 \cos \theta + \vec{R}^1(\vec{p}^1 \cdot \vec{n}) + \vec{n}(\vec{p} \cdot \vec{R}^1), \quad \cos \theta = -(\vec{R}^0 \cdot \vec{n}).$$

Амплитудный множитель \vec{A} в подынтегральном выражении является медленно меняющейся функцией точки на поверхности рассеивателя и, следовательно, он может быть с достаточной степенью точности заменен его значением в точке стационарной фазы и вынесен за знак интеграла. Очевидно также, что при этом $\vec{R}^1 = \vec{r}^0$. И, таким образом,

$$\vec{I}(\vec{r}^0) \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{y}_0) \vec{A}_{cm} \int_{S_1} \exp(jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}) dS. \quad (2.65)$$

После асимптотического вычисления интеграла, стоящего в правой части (2.65) (методом стационарной фазы), и проведения соответствующих преобразований для выражения вектора \vec{A} в точке стационарной фазы (\vec{A}_{cm}), получим окончательно:

$$\vec{I}(\vec{r}^0) = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{y}_0) \frac{2\pi}{jk_0 \sqrt{\varkappa_1 \varkappa_2}} \cdot \vec{p}^1, \quad (2.66)$$

где \varkappa_1 и \varkappa_2 – главные кривизны поверхности в точке зеркального отражения. Воспользовавшись соотношением (2.28), (2.66), далее можно получить вклад эллиптического локального центра рассеяния с радиопоглощающим покрытием в суммарное рассеянное поле.

2.2.4. Рассеяние на кромочных локальных участках поверхности объекта с радиопоглощающими покрытиями

Расчет характеристик рассеяния нерегулярностей поверхности объекта в виде изломов связан с решением дифракционных задач. Строгое решение задач о дифракции электромагнитной волны на изломе поверхности сопряжено с большими математическими и вычислительными трудностями. Поэтому на практике для этих целей используются асимптотические методы высокочастотной дифракции [4].

Решение задач высокочастотной дифракции на объектах с ребрами базируется в первую очередь на методе краевых волн (физической теории дифракции П.Я. Уфимцева [7, 8]). С его помощью находится поле, порождаемое неравномерной частью тока, возникающего на геометрических неоднородностях объекта типа кромок и изломов поверхности. Нахождение этих полей-поправок к полю, соответствующему приближению Кирхгофа, производится непосредственно в дальней зоне рассеивателя. Это делает необходимым проведение всех рассмотрений в каждом из геометрооптических секторов и, особенно непросто, в пограничных областях между этими секторами. Этим обусловлена и необходимость получения решения ключевой задачи о дифракции на клине в дальней зоне. Все это затрудняет использование метода краевых волн при возникающих на практике усложнениях, таких как разнесенный прием, наличие неидеально проводящих участков поверхности (покрытых радиопоглощающим материалом). В этом случае метод физической теории дифракции нуждается в модификации, связанной с заменой ключевой (модельной) задачи.

Ниже изложен метод расчета, применяемый для оценки вклада кромочных локальных участков рассеяния, снабженных РПП, во вторичное излучение объекта [33, 55]. При этом использовано решение модельной задачи о произвольном падении плоской электромагнитной волны на идеально проводящий клин с радиопоглощающим цилиндром на ребре [45].

Рассчитанная на использование в случае разнесенного приема (наклонное падение плоской волны на клин с радиопоглощающим цилиндром на ребре) она не может быть сведена к суперпозиции двух независимых двумерных задач, как это сделано в [7]. Следует так же отметить, что решение модельной задачи получено вблизи ребра клина, что позволило использовать разложения, равномерно пригодные во всех секторах. С этим связано и отсутствие в разработанном методе разбиения поверхностного тока на равномерную и неравномерную составляющие. В этом состоит главное методологическое отличие предложенного метода от метода краевых волн.

Выражение для поля, рассеянного кромочными локальными участками рассеяния можно представить в виде

$$\begin{aligned} \vec{p} \cdot \vec{E}_{S_0} &= -jk_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\exp(jk_0 R)}{4\pi R} (\vec{p} \cdot \vec{F}(\vec{r}^0)), \\ \vec{F}(\vec{r}^0) &= \int_{S_0} \left[\vec{H}^\perp - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\vec{E}^\perp \times \vec{r}^0) \right] \exp(-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})) dS. \end{aligned} \quad (2.67)$$

В качестве поверхности интегрирования S_0 выберем тороидальную поверхность, "натянутую" на кромку. Как показано на рис. 2.15 в сечении, ортогональном кромке, поверхность интегрирования представляет собой часть окружности радиуса z_0 с центром в точке O , охватывающей поверхность поглощающего покрытия кромки.

В дальнейшем будем предполагать, что граница поглощающего покрытия в том же сечении является также частью окружности радиуса $z \leq z_0$ с центром в точке O . Значения z и z_0 определяются так, чтобы выполнялось условие $z \leq z_0 < \lambda$ (λ — длина падающей монохроматической волны).

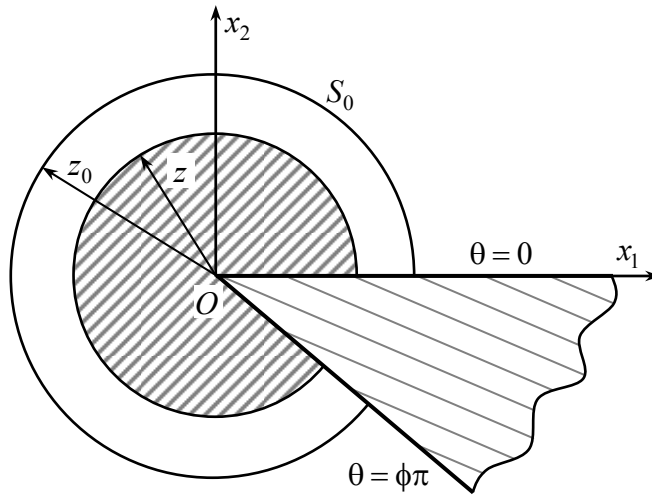


Рис. 2.15. Сечение поверхности интегрирования S_0
вблизи излома поверхности

Для определения $\vec{F}(\vec{r}^0)$ в (2.67) нам необходимо знать распределение тангенциальных составляющих полного поля ($\vec{E}^\perp = \vec{n} \times \vec{E}$, $\vec{H}^\perp = \vec{n} \times \vec{H}$) на поверхности S_0 . Введем декартову систему координат $Ox_1x_2x_3$, связанную с кромкой (рис. 2.15) так, что

$$\vec{X} = \vec{x}(\upsilon) + \vec{\tau}(z_0, \theta), \quad (2.68)$$

где $\vec{x}(\upsilon)$ – радиус-вектор точки на изломе Y с дуговой координатой υ , а $\vec{\tau}(z_0, \theta)$ – ортогональный кромке в этой точке вектор, имеющий постоянную длину z_0 и направление, определяемое углом θ ($0 \leq \theta \leq \phi\pi$). Здесь $\phi\pi$ – угол раствора клина, подстроенного касательным образом к кромке в точке с соответствующей дуговой координатой υ .

Пусть на объект падает плоская волна (2.1). В силу линейности задачи величины \vec{H}^\perp , \vec{E}^\perp на S_0 в точке $(\upsilon, \vec{\tau})$ могут быть представлены в виде

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}^\perp(\vec{x}) \\ \tilde{H}^\perp(\vec{x}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{E}^\perp(\vec{\tau}) \\ \tilde{H}^\perp(\vec{\tau}) \end{pmatrix} \cdot \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}(\nu))), \quad (2.69)$$

где $\tilde{H}^\perp(\vec{\tau}), \tilde{E}^\perp(\vec{\tau})$ – векторы напряженности поля, возбуждаемого на поверхности S_0 плоской волной

$$\begin{aligned} \tilde{E}^0(\vec{\tau}) &= \vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\tau})), \\ \tilde{H}^0(\vec{\tau}) &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\tau})). \end{aligned} \quad (2.70)$$

Теперь с учетом (2.69) интеграл $\vec{F}(\vec{r}^0)$ можно представить в виде

$$\vec{F}(\vec{r}^0) = \int_Y \exp[jk_0((\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}(\nu))] \vec{D}(\nu, \vec{r}^0) d\nu, \quad (2.71)$$

где

$$\vec{D}(\nu, \vec{r}^0) = \int_{S'_0} \exp[-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{\tau})] \vec{B}(\vec{\tau}) d\tau, \quad (2.72)$$

S'_0 – линия (часть окружности) на поверхности S_0 , лежащая в плоскости, ортогональной к Y , $d\tau = z_0 d\theta$ – элемент дуги S'_0 ,

$$\vec{B}(\vec{\tau}) = \tilde{H}^\perp(\vec{\tau}) - \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left[\tilde{E}^\perp(\vec{\tau}) \times \vec{r}^0 \right]. \quad (2.73)$$

Оценивая интеграл (2.71) методом стационарной фазы, можно показать, что, по крайней мере, для кромки, представляющей собой выпуклую замкнутую плоскую кривую, всегда должны существовать две точки стационарной фазы (за исключением "особого" случая, который будет оговорен ниже). Такие кромки (изломы) обычно присутствуют на телах вращения. В общем

случае уравнение для нахождения точек стационарной фазы ν_0 имеет вид

$$y'(\nu_0) = (\bar{R}^0 - \bar{r}^0) \cdot \bar{q}(\nu_0) = 0, \quad (2.74)$$

где $\bar{q}(\nu_0)$ – орт касательной к Y в точке ν_0 . Заметим, что в точке ν_0

$$y''(\nu_0) = \kappa(\nu_0) [(\bar{R}^0 - \bar{r}^0) \cdot \bar{v}(\nu_0)], \quad (2.75)$$

где $\kappa(\nu_0)$ – кривизна Y в точке ν_0 , $\bar{v}(\nu_0)$ – орт главной нормали к Y в точке ν_0 . В дальнейшем будем предполагать для определенности, что $\kappa(\nu_0) > 0$. Таким образом, "особым" случаем, когда нельзя применять метод стационарной фазы, является ситуация, при которой выполняется условие

$$(\bar{R}^0 - \bar{r}^0) \cdot \bar{v}(\nu_0) \ll 1, \quad (2.76)$$

(например, для тела вращения с кромками – это случай осевого зондирования и совмещенного приема). В этом случае значение $\bar{F}(\bar{r}^0)$ можно получить численным интегрированием, что также является несложной задачей, если учесть, что z_0/λ меньше единицы. После нахождения с помощью уравнения (2.74) точек стационарной фазы необходимо осуществить их проверку на "видимость" при облучении рассеивателя плоской волной с волновым вектором \bar{R}^0 и волной, имеющей направление прихода $(-\bar{r}^0)$. С этой целью в обоих случаях находятся терминатор (граница "свет-тень") и тем самым освещенная область, и последовательно проверяется попадание точки в каждую из этих областей. Если оказывается, что точка стационарной фазы не попадает хоть в одну из освещенных областей, то ее вклад в рассеянное поле не вычисляется и не учи-

тывается. Такой анализ проводится для каждой кромки (излома). Применив метод стационарной фазы к интегралу в (2.71), получим окончательную расчетную формулу

$$\vec{F}(\vec{r}^0) \approx \sum_{(\nu_0)} \exp \left[j k_0 \left((\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}(\nu) \right) + \delta j \frac{\pi}{4} \right] \vec{D}(\nu, \vec{r}^0) \times \\ \times \sqrt{\frac{2\pi}{k_0 \varpi(\nu_0) |(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{\nu}(\nu_0)|}}, \quad (2.77)$$

где $\delta = \text{sgn} \left[(\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{\nu}(\nu_0) \right]$, а символ (ν_0) означает, что суммирование ведется по всем "видимым" точкам стационарной фазы. В силу того, что подынтегральное выражение в (2.72) является достаточно плавной функцией, значение $\vec{D}(\nu, \vec{r}^0)$ может быть найдено с помощью одномерного численного интегрирования. Учитывая большие электрические размеры объекта и малые кривизны, можно приближенно положить значения $\vec{H}^\perp(\vec{\tau})$, $\vec{E}^\perp(\vec{\tau})$ на линии S'_0 , равными соответствующим значениям на поверхности поглощающего цилиндра, закрывающего ребро подстроенного в точке ν_0 касательного идеально проводящего клина ($z = z_0$). Таким образом, модельная задача, которую необходимо решить для расчета вклада кромочных локальных центров рассеяния в рассеянное поле – это задача о наклонном падении плоской электромагнитной волны на идеально проводящий клин с радиопоглощающим цилиндром на ребре.

Эта задача является принципиально трехмерной. Ее решение не может быть представлено в виде суперпозиции двух независимых двумерных задач, как в задаче о наклонном падении плоской волны на идеально проводящий клин или в задаче о нормальном (к ребру) падении плоской волны на рассматриваемую структуру. Однако можно показать, что эта задача может быть сведена к системе двух двумерных задач, решения которых связаны гранич-

ными условиями (посредством некоторого матрично-дифференциального оператора) [28, 45].

Если $E_3 = u(x_1, x_2) \exp(jk_0 x_3 R_3^0)$, $H_3 = v(x_1, x_2) \exp(jk_0 x_3 R_3^0)$, $\vec{w} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$, то вектор \vec{w} может быть представлен в виде рядов Фурье-Бесселя с (2x2) матричными коэффициентами. Например, вне поглощающего цилиндра

$$\vec{w} = \sum_{m=0}^{\infty} [A_m J_{\gamma_m}(\eta_0 r) + C_m H_{\gamma_m}^{(1)}(\eta_0 r)] \vec{f}_m(\theta), \quad (2.78)$$

где J_{γ_m} – функция Бесселя, $H_{\gamma_m}^{(1)}$ – функция Ханкеля,

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

ϕ – угол раскрытия клина ($0 \leq \theta \leq \phi$). Матричные коэффициенты A_m , C_m определяются из граничных условий для функций u , v и их производных на поверхности поглощающего цилиндра. Ряды типа (2.78) хорошо сходятся для небольших значений r ($z \leq r \leq z_0$) [45].

Необходимо отметить, что для прямолинейных кромок выражение (2.77) не может быть применено, так как кривизна $\kappa(v_0)$ линии излома в этом случае равна нулю. Запишем параметрическое уравнение для прямолинейной кромки (рис. 2.16)

$$\vec{x}(v) = \begin{cases} a_0 + v_1^0 t, \\ b_0 + v_2^0 t, \\ c_0 + v_3^0 t, \end{cases} \quad (2.79)$$

где $\alpha \leq t \leq \beta$, α , β – крайние точки прямолинейной кромки.

Если считать, что прямолинейный участок кромки составляет хотя бы несколько длин волн, так что краевыми эффектами можно пренебречь, то значение функции $D(\nu, \vec{r}^0)$ можно приближенно считать постоянным вдоль всей кромки Y и его вычисление провести с помощью решения модельной задачи о рассеянии плоской монохроматической волны, наклонно падающей на идеально проводящий клин с радиопоглощающим цилиндром на ребре [45]. В связи с этим выражение (2.71) может быть представлено в виде

$$\vec{F}(\vec{r}^0) = \bar{D}_0 \int_Y \exp[j k_0 ((\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{x}(\nu))] d\nu. \quad (2.80)$$

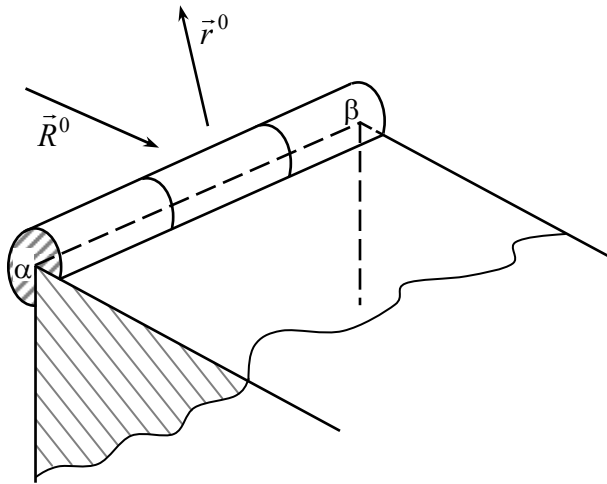


Рис. 2.16. Прямолинейная кромка, покрытая РПМ

Если разность векторов $\vec{R}^0 - \vec{r}^0$ представить в виде $\vec{R}^0 - \vec{r}^0 = (r_1, r_2, r_3)$, то с учетом (2.79) интеграл (2.80) будет иметь вид

$$\vec{F}(\vec{r}^0) = \bar{D}_0 \int_Y \exp[j k_0 (l + qt)] d\nu. \quad (2.81)$$

где $l = r_1 a_0 + r_2 b_0 + r_3 c_0$, $q = r_1 v_1^0 + r_2 v_2^0 + r_3 v_3^0$, а $d\nu = \sqrt{v_1^{02} + v_2^{02} + v_3^{02}} dt = dt$. Таким образом вычисление выражения (2.81) сводится к вычислению одномерного интеграла

$$\begin{aligned} \vec{F}(\vec{r}^0) &= \vec{D}_0 \exp(jk_0 l) \int_{\alpha}^{\beta} \exp(jk_0 q t) dt = \\ &= \vec{D}_0 \exp(jk_0 l) \frac{\exp(jk_0 q \alpha)}{jk_0 q} (\exp(jk_0 q (\beta - \alpha)) - 1). \end{aligned} \quad (2.82)$$

Выражение (2.82) позволяет вычислить интеграл $\vec{F}(\vec{r}^0)$ и с помощью (2.67) вычислить поле, рассеянное прямолинейными кромочными локальными участками рассеяния с РПМ на ребре в общем случае бистатического приема.

2.2.5. Расчет характеристик рассеяния модели крылатой ракеты

Опишем принятую в монографии систему зондирования исследуемых объектов, схема которой приведена на рис. 2.17.

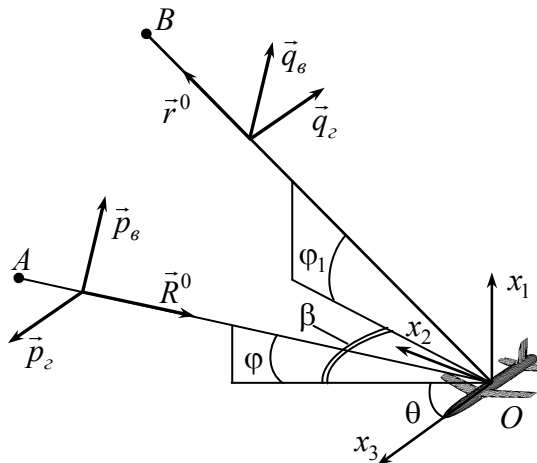


Рис. 2.17. Система зондирования исследуемых объектов

С исследуемым объектом связана система координат $Ox_1x_2x_3$. Ось Ox_3 совпадает с осью объекта, Ox_1 перпендикулярна плоскости крыльев, орт оси Ox_2 дополняет систему координат до правой системы. В выбранной системе координат вектор направления облучения \vec{R}^0 определяется углом места φ между этим вектором и плоскостью Ox_2x_3 , а также азимутом θ – углом между осью Ox_3 и проекцией вектора $-\vec{R}^0$ на плоскость Ox_2x_3 . В этом случае вектор $\vec{R}^0 = \{-\sin \varphi, -\cos \varphi \sin \theta, -\cos \varphi \cos \theta\}$. Вектор направления приема \vec{r}^0 определяется углом места φ_1 и углом разноса (бистатистическим углом) β между проекциями векторов $-\vec{R}^0$ и \vec{r}^0 на плоскость Ox_2x_3 . $\vec{r}^0 = \{\sin(\varphi_1), \cos(\varphi)\cos(\theta + \beta), \cos(\varphi)\cos(\theta + \beta)\}$. Вектор горизонтальной поляризации зондирующего сигнала \vec{p}_2 параллелен плоскости Ox_2x_3 , вектор вертикальной поляризации зондирующего сигнала \vec{p}_e дополняет тройку векторов $(\vec{p}_e, \vec{p}_2, \vec{R}^0)$ до правой. Аналогичным образом определяются понятия горизонтальной и вертикальной поляризаций для направления приема \vec{r}^0 (рис. 2.17).

Приведем результаты расчета ЭПР модели крылатой ракеты, изображенной на рис. 2.18, в зависимости от направления облучения при совмещенном приеме и от угла разноса.

Расчеты проводились для идеально проводящей модели и для модели, снабженной РПМ. Гладкие участки поверхности были покрыты тонким (толщиной 1,3 мм) слоем РПМ с относительными проницаемостями $\epsilon'_1 = 20 + j0.1$, $\mu'_1 = 1.35 + j0.8$. Кромки крыльев модели, снабженной РПМ, были закрыты тороидальным поглощающим покрытием радиусом 1 мм из того же материала. Зондирование проводилось на длине волны $\lambda = 3$ см (частота $f = 10$ ГГц). Длина ракеты вдоль оси – 6300 мм, размах крыльев – 3400 мм.

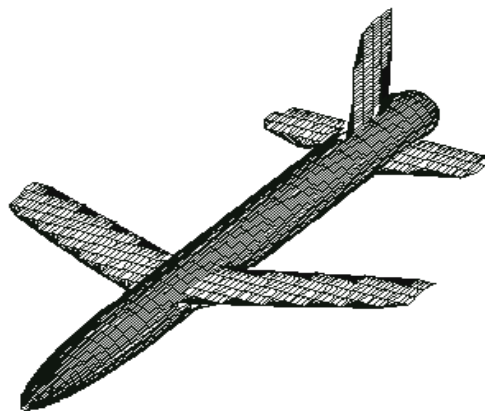


Рис. 2.18. Модель поверхности крылатой ракеты

На рис. 2.19 представлены зависимости ЭПР от азимута зондирования цели при совмещенном приеме. Угол места $\varphi = 0^\circ$. Зондирование и прием проводились на вертикальной (малиновая линия) и горизонтальной (синяя линия) поляризациях. ЭПР модели минимальна при лобовых ракурсах ($\theta \approx 0^\circ$) и постепенно возрастает до максимума при зондировании модели сбоку ($\theta \approx 90^\circ$). Как видно, почти во всем диапазоне азимутов зондирования значения ЭПР совпадают для обеих поляризаций. Исключения составляют азимуты, на которых существенный вклад в ЭПР модели вносят кромочные локальные участки рассеяния. Так, при азимутах $\theta \approx 10^\circ$ и $\theta \approx 24^\circ$ ЭПР на горизонтальной поляризации выше ЭПР на вертикальной поляризации, что связано с отражением от горизонтальных кромок крыльев и стабилизаторов. При значениях азимута больше 75° значения ЭПР на вертикальной поляризации может становиться больше значений ЭПР на горизонтальной поляризации, что обусловлено отражением от кромок вертикального оперения.

В рассматриваемом высокочастотном диапазоне ЭПР объекта, также как и рассеянное поле, является быстроосциллирующей функцией частоты (рис. 2.20). Это обусловлено зависимостью от частоты разности фаз сигналов, отраженных различными участками поверхности модели, а также сильно изменяющейся карти-

ной зон Френеля на поверхности объекта даже при незначительном изменении частоты зондирующего сигнала. Поэтому для того, чтобы получить устойчивые оценки ЭПР, необходимо провести усреднение этой величины в частотном диапазоне, в несколько раз превышающем период колебаний зависимости ЭПР от частоты (рис. 2.20).

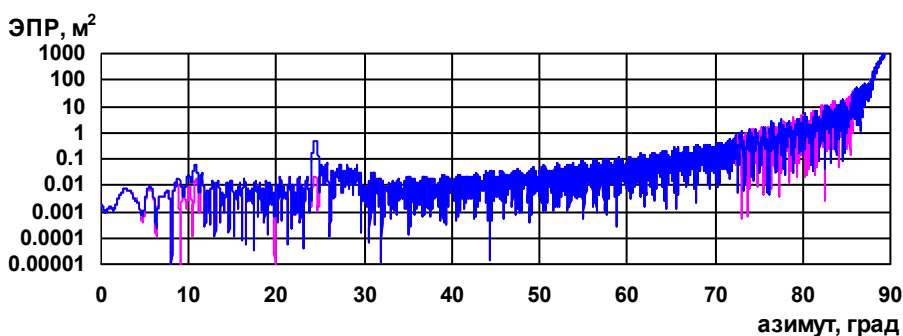


Рис. 2.19. Зависимость ЭПР модели крылатой ракеты от азимута при зондировании в плоскости крыла

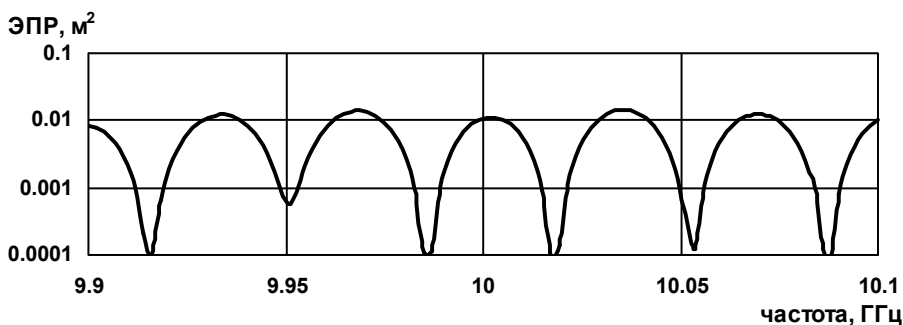


Рис. 2.20. Зависимость ЭПР модели крылатой ракеты от частоты ($\varphi = 0^\circ$, $\theta = 20^\circ$)

На рис. 2.21 приведены зависимости усредненной ЭПР, аналогичные представленным на рис. 2.19. Усреднение проводилось в диапазоне $f = 9.95 \dots 10.05$ ГГц по 50 значениям частоты. Так же, как и на рис. 2.22, 2.23 тонкой линией здесь изображен случай зондирования и приема на вертикальной поляризации, жирной линией – на горизонтальной.

Отметим, что при численных расчетах ЭПР по предложенным методам основное время тратится на расчет поля, отраженного от гладких участков поверхности. В связи с этим необходимость усреднения значений в частотном диапазоне с целью получения устойчивых оценок ЭПР требует значительного увеличения времени расчета. Одним из факторов, делающим ЭПР быстроосциллирующей функцией частоты и ракурса зондирования, является зависимость от этих параметров разности фаз, с которыми складываются отклики от различных участков поверхности объекта. Для снижения влияния этого фактора предлагается в качестве устойчивой оценки ЭПР использовать сумму ЭПР отдельных участков поверхности исследуемого объекта. Поскольку данная сумма при расчете не учитывает фазовых набегов от разных участков, такая оценка ЭПР ниже будет называться "некогерентной" ЭПР. Соответственно, ЭПР объекта в общепринятом смысле (с учетом фазовых набегов) ниже будет называться "когерентной" ЭПР.

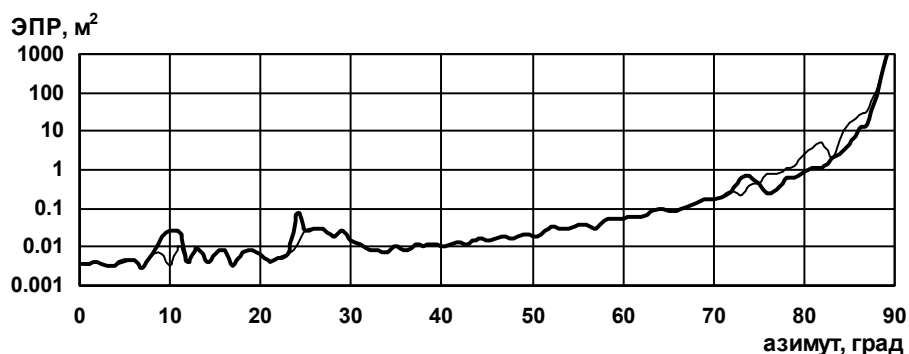


Рис. 2.21. Зависимость ЭПР, усредненной в диапазоне частот, для модели крылатой ракеты от азимута при зондировании в плоскости крыла

В частности, модель поверхности крылатой ракеты (рис. 2.18) разбивается на 11 гладких и 15 кромочных участков поверхности. Например, фюзеляж разбивается на 6 частей, 3 – образуют верхнюю часть поверхности (нос, основная часть, хвост) и 3 части образуют днище фюзеляжа. Отдельными гладкими час-

тами являются поверхность крыльев стабилизаторов и руля за исключением некоторых окрестностей острых кромок.

На рис. 2.22 показана зависимость некогерентной ЭПР модели крылатой ракеты. Условия зондирования аналогичны использованным выше.

Приведенная зависимость некогерентной ЭПР от азимута практически не отличается от зависимости когерентной ЭПР, усредненной в диапазоне частот зондирования, приведенной на рис. 2.21. Можно сказать, что значения некогерентной ЭПР являются хорошей и достаточно устойчивой оценкой ЭПР в определенном диапазоне зондирующих частот и ракурсов облучения цели. Кроме того, данные значения некогерентной ЭПР получены при расчете на одной частоте, что существенно снижает временные затраты для получения конечного результата.

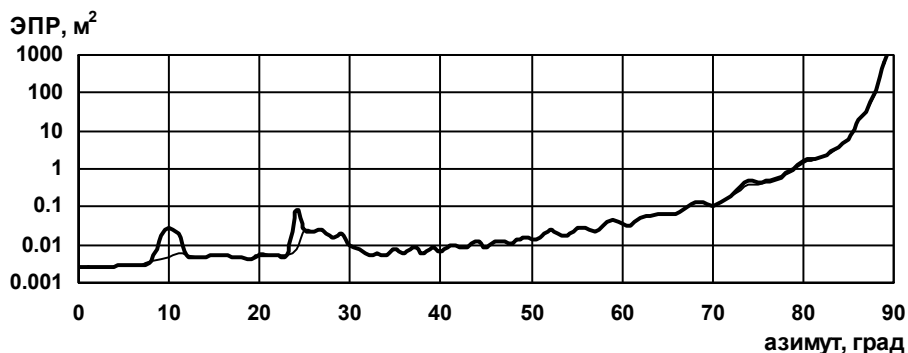


Рис. 2.22. Зависимость некогерентной ЭПР модели крылатой ракеты от азимута при зондировании в плоскости крыла

На рис. 2.23 представлены зависимости некогерентной ЭПР для различных ракурсов зондирования и углов разноса. На рис. 2.23а показана зависимость ЭПР от азимута зондирования при угле места -20° (зондирование из нижней полусферы), на рис. 2.23б – зависимость ЭПР от азимута зондирования при угле места $+20^\circ$ (зондирование из верхней полусферы). При зондировании снизу средний уровень ЭПР ниже, чем при зондировании сверху. Пики зависимостей имеют примерно одинаковую ампли-

туду, что определяется рассеянием падающей волны кромочными локальными участками. ЭПР вне указанных пиков определяется рассеянием на гладкой части поверхности объекта. Поскольку нижняя часть фюзеляжа модели крылатой ракеты имеет кривизну меньшую, чем у верхней части, уровень отраженного сигнала при зондировании снизу ниже, чем при зондировании сверху. На рис. 2.23в показана зависимость ЭПР от угла места зондирования при азимуте 0° .

На рис. 2.23г приведена зависимость ЭПР модели от угла разноса (бистатического угла) при углах места облучения и приема 0° и азимуте направления облучения 0° (облучение вдоль оси объекта, прием в плоскости крыла).

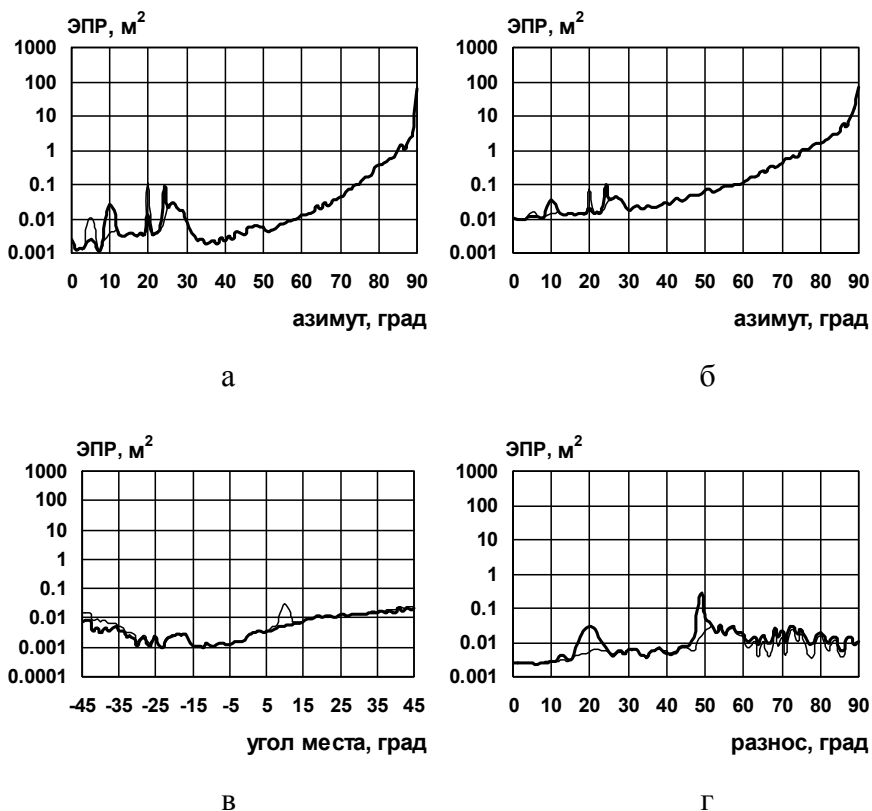


Рис. 2.23. Зависимости некогерентной ЭПР для различных ракурсов зондирования и углов разноса

Приведенный график практически полностью повторяет поведение графика на рис. 2.22, только он растянут по оси аргумента в два раза. Так на рис. 2.22 основные пики графика, определяемые рассеянием на кромочных локальных участках, приходится на азимуты 10° и 24° . Аналогичные пики на рис. 2.23г приходится на углы разноса 20° и 48° , соответственно. При азимуте зондирования 0° именно при таких углах разноса происходит зеркальное отражение от кромочных участков поверхности, отвечающих за пики ЭПР на азимутах 10° и 24° при совмещенном приеме. То есть при зондировании вдоль оси модели и разнесенном приеме пики ЭПР находятся на углах разноса, в два раза превышающих азимуты соответствующих пиков ЭПР при совмещенном приеме.

На рис. 2.24 представлены зависимости некогерентной ЭПР модели от азимута зондирования при горизонтальной поляризации приемника и излучателя. ЭПР идеально проводящей модели показана толстой линией, ЭПР модели с неидеально отражающей поверхностью – тонкой линией. Использование РПП на гладкой поверхности приводит к существенному (на порядок) снижению уровня ЭПР.

Применение РПМ на кромочных участках поверхности приводит к снижению уровня отраженного сигнала в соответствующих секторах в 2...3 раза.

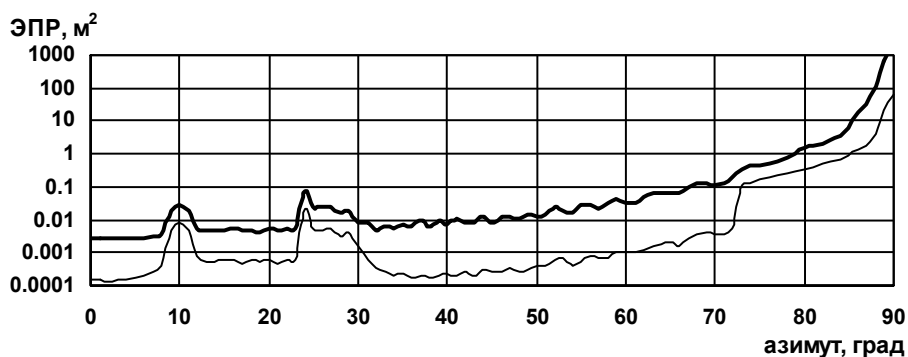


Рис. 2.24. Зависимости ЭПР для идеально проводящей модели и модели с РПП

На рис. 2.25 представлены зависимости некогерентной ЭПР для различных ракурсов зондирования и углов разноса при использовании РПП на поверхности модели. Ракурсы зондирования и углы разноса аналогичны приведенным на рис. 2.23. Зондирование и прием осуществлялись на горизонтальной поляризации. Толстой линией показана зависимость ЭПР для идеально проводящей модели, тонкой линией – ЭПР модели, снабженной РПП.

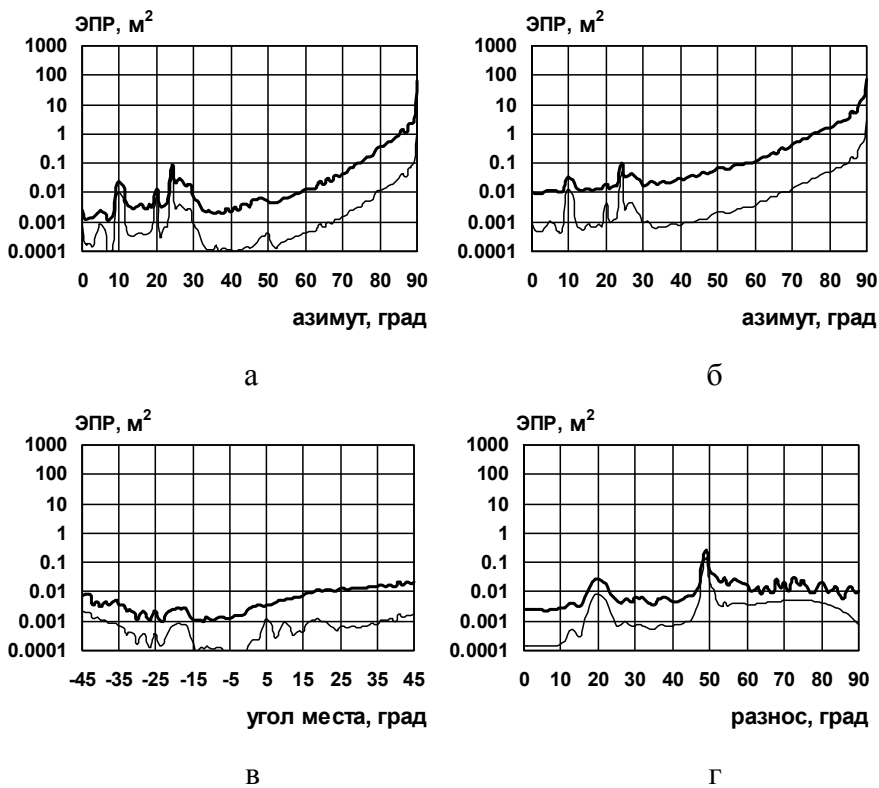


Рис. 2.25. Зависимости некогерентной ЭПР для различных ракурсов зондирования и углов разноса

Анализ графиков, приведенных на рис. 2.25, показывает, что использование данного РПП на гладкой поверхности исследуемой модели при совмещенном приеме приводит к снижению ЭПР в среднем на порядок. При разнесенном приеме (рис. 2.25г) использование РПП при углах разноса больше 50° приводит к

несколько меньшему снижению ЭПР. Использование тороидальных РПП на поверхности кромочных участков поверхности модели приводит к снижению отражения от кромок в 1,4...5 раз.

Приведенные результаты расчетов показывают, что предлагаемые методы позволяют оценивать ЭПР уединенных объектов, имеющих нерегулярности поверхности и снабженных РПП, для случаев совмещенного и разнесенного приемов.

В [41] была описана машинная программа RECOTA фирмы Boeing Aerospace, которая предназначена для расчета ЭПР сложных радиолокационных целей. С целью верификации программы были получены экспериментальные зависимости ЭПР модели крылатой ракеты от углов зондирования. Модель крылатой ракеты, представленная на рис. 2.26, имела идеально проводящую поверхность. По приведенным данным с помощью моделирования поверхности объекта сложной формы, изложенному в п.3.1, была построена аналогичная модель крылатой ракеты, представленная на рис. 2.27. Моделирование поверхности было осуществлено с помощью участков 12 эллипсоидов и 15 прямолинейных кромок.

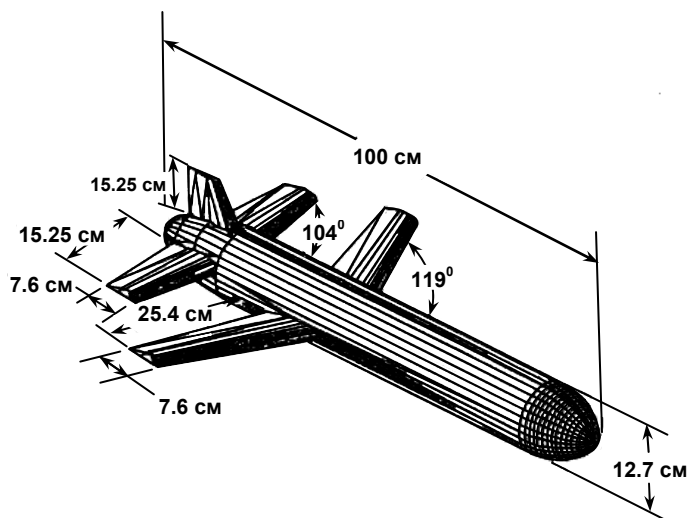


Рис. 2.26. Модель крылатой ракеты Boeing Aerospace

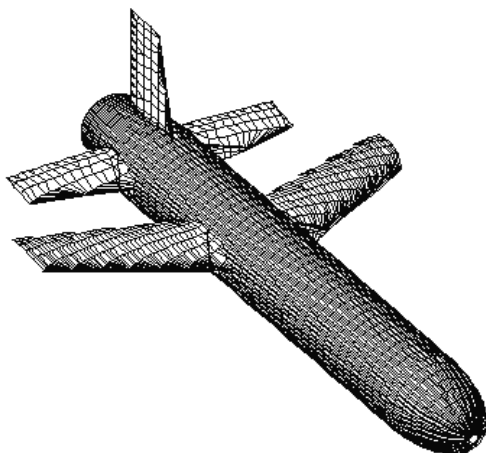


Рис. 2.27. Модель крылатой ракеты, использованная при математическом моделировании

На рис. 2.28, 2.29 приведены результаты расчета ЭПР модели крылатой ракеты с помощью предложенного в данном разделе метода (черная линия) и измеренные ЭПР (серая линия), полученные в Boeing Aerospace для аналогичной модели.

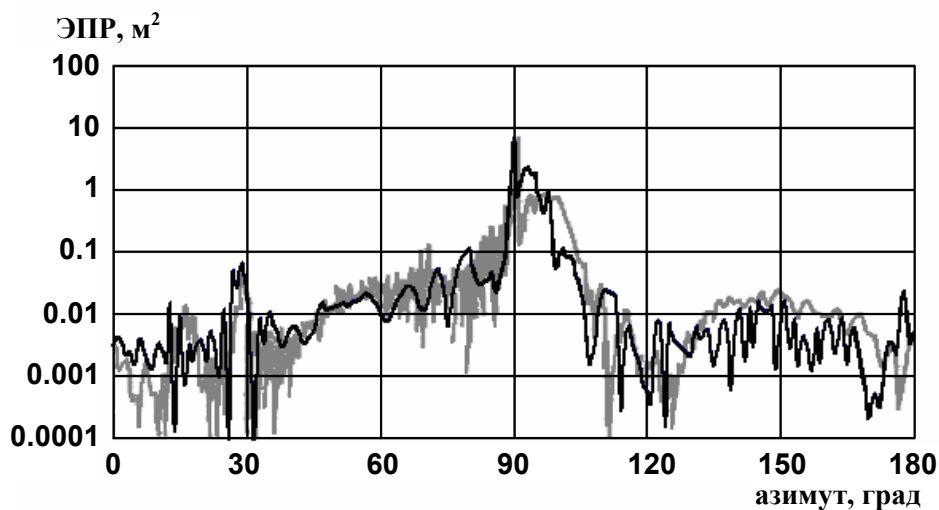


Рис. 2.28. Зависимости расчетной и измеренной ЭПР крылатой ракеты от азимута при зондировании в плоскости крыла и вертикальной поляризации

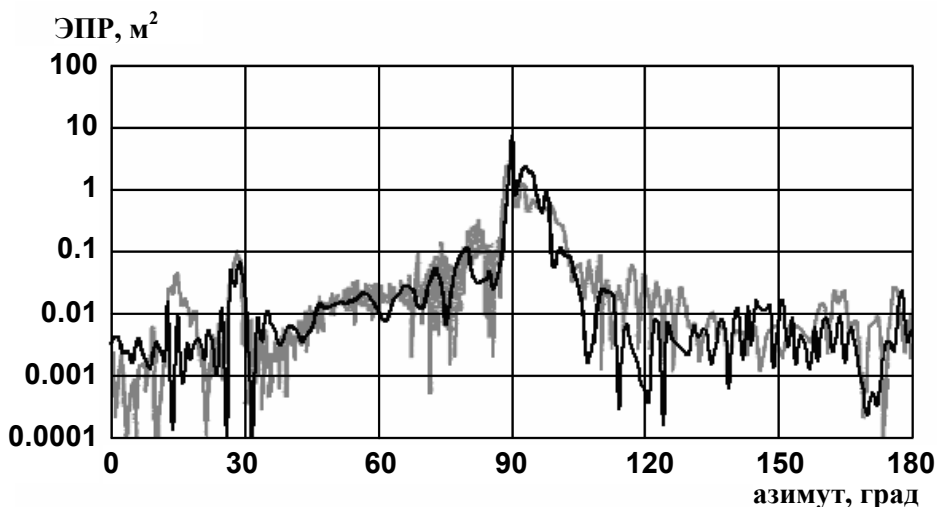


Рис. 2.29. Зависимости расчетной и измеренной ЭПР крылатой ракеты от азимута при зондировании под углом $-10,5^\circ$ к плоскости крыла (зондирование из нижней полусферы) и горизонтальной поляризации

Анализ приведенных зависимостей показывает достаточно хорошее согласование результатов математического и физического моделирования. Имеющиеся несовпадения (например, при азимутах больше 100°) можно объяснить неполным соответствием между реальным макетом и моделью, созданной для математического моделирования, особенно в области хвостового оперения и законцовки фюзеляжа крылатой ракеты. На схожие факторы указывается и в [41] как на причину различий между результатами эксперимента и результатами расчета ЭПР по программе RECOTA.

Необходимо отметить, что результаты математического моделирования характеристик рассеяния модели крылатой ракеты, полученные с помощью предложенного метода расчета, также весьма хорошо соответствуют результатам расчета ЭПР по программе RECOTA. Это является косвенным подтверждением адекватности предложенного метода реальным физическим процессам рассеяния электромагнитных волн объектами сложной формы.

2.2.6. Снижение средней ЭПР объекта сложной формы за счет оптимального распределения ограниченного количества РПМ на его поверхности

Существенный вклад в значение ЭПР объекта сложной формы вносят участки локального рассеяния на гладких выпуклых элементах поверхности [32, 33]. В целях маскировки именно эти участки поверхности объектов сложной формы покрывают РПМ. РПП обычно имеет довольно значительные вес и стоимость. В связи с этим возникает задача наиболее эффективного расположения РПМ на поверхности объекта с целью снижения ЭПР для определенных ракурсов облучения и приема при ограничении на количество используемого РПМ.

В данном подразделе предлагается метод покрытия поверхности объекта сложной формы РПМ, позволяющий заметно снизить среднюю ЭПР объекта в заданном диапазоне направлений облучения и приема при ограничении на площадь поверхности, снабженной РПП. Указанный квазиоптимальный выбор нанесения РПП осуществляется путем решения некоторой задачи целочисленного линейного программирования. Также приводятся результаты оптимизации нанесения РПП для упрощенной модели самолета и оценивается выигрыш в ЭПР модели для различных секторов облучения и приема.

Конструкционные особенности объекта и технология нанесения РПМ определяют разбиение поверхности на ряд участков, каждый из которых либо снабжен РПП, либо является идеально проводящим. При этом ЭПР объекта (некогерентная) приближенно может быть представлена в виде суммы парциальных ЭПР указанных участков

$$\sigma(\theta) = \sum_{i=1}^N \sigma_i(\theta), \quad (2.83)$$

где N – количество участков разбиения поверхности объекта, θ –

угол облучения или приема, функцией которого является ЭПР. Поскольку в конечном итоге нас будут интересовать значения ЭПР объекта, усредненные в некотором диапазоне углов облучения или приема, то приближенное представление ЭПР формулой (2.83) вполне приемлемо для проведения расчетов. При этом для расчета парциальных ЭПР отдельных участков использован метод, предложенный в п. 2.2.1.

Введем среднюю ЭПР всего объекта и среднюю ЭПР i -го участка поверхности для диапазона углов $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$:

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\theta_2 - \theta_1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sigma(\theta) d\theta, \quad (2.84)$$

$$\bar{\sigma}_i = \frac{1}{\theta_2 - \theta_1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sigma_i(\theta) d\theta. \quad (2.85)$$

Проведя усреднение в указанном диапазоне для соотношения (2.83), получим

$$\bar{\sigma} = \sum_{i=1}^N \bar{\sigma}_i. \quad (2.86)$$

Именно сумму парциальных ЭПР отдельных участков поверхности (2.86), усредненных в конечном диапазоне углов облучения или приема, и будем минимизировать. Введем обозначения для ЭПР i -го участка поверхности объекта сложной формы: $\bar{\sigma}_{i1}$ — средняя ЭПР i -го участка в случае идеально проводящей поверхности в указанном диапазоне углов, $\bar{\sigma}_{i2}$ — средняя ЭПР этого же участка в случае использования на его поверхности РПМ. В таком случае для ЭПР объекта сложной формы, полностью покрытого РПМ, можно записать

$$\bar{\sigma}_2 = \sum_{i=1}^N \bar{\sigma}_{i2} . \quad (2.87)$$

Вычитая (2.87) из (2.86), получим:

$$\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_2 = \sum_{i=1}^N (\bar{\sigma}_i - \bar{\sigma}_{i2}) = \sum_{i=1}^N \kappa_i (\bar{\sigma}_{i1} - \bar{\sigma}_{i2}) = \sum_{i=1}^N \kappa_i \Delta \sigma_i . \quad (2.88)$$

Здесь κ_i – целочисленный коэффициент, равный нулю, если i -ый участок поверхности объекта покрыт РПМ, и единице, если этот участок идеально проводящий.

Пусть S_0 – максимально возможная площадь поверхности объекта, допускающая покрытие РПМ, S – полная площадь поверхности объекта ($S_0 < S$), причем

$$S = \sum_{i=1}^N S_i . \quad (2.89)$$

Запишем ограничение на площадь используемого РПП с помощью $\kappa_i (i = 1, \dots, N)$:

$$\sum_{i=1}^N (1 - \kappa_i) S_i \leq S_0 \quad (2.90)$$

или

$$\sum_{i=1}^N \kappa_i S_i \geq S - S_0 . \quad (2.91)$$

Решение задачи квазиоптимального размещения РПМ на поверхности объекта свелось к задаче целочисленного программирования – нахождению набора бинарных коэффициентов κ_i , минимизирующего выражение (2.88) и удовлетворяющего ограничительному условию (2.91). Решение указанной задачи целочислен-

ного линейного программирования может быть проведено одним из стандартных методов, например, аддитивным алгоритмом либо методом ветвей и границ [56].

В качестве иллюстрации применения метода была использована упрощенная модель самолета (рис. 2.30), состоящая из четырех трехосных эллипсоидов. Размеры полуосей эллипсоидов: фюзеляж – $a = 1,25$ м, $b = 1,25$ м, $c = 9$ м; крылья – $a = 0,5$ м, $b = 11$ м, $c = 2$ м; горизонтальный стабилизатор – $a = 0,3$ м, $b = 3$ м, $c = 1$ м; вертикальный стабилизатор – $a = 3$ м, $b = 0,3$ м, $c = 1$ м. Центры эллипсоидов фюзеляжа и крыльев совмещены и смещены относительно центров эллипсоидов стабилизаторов на расстояние 7,6 м.

ЭПР модели рассчитывалась при частоте зондирующего сигнала 10 ГГц. При расчетах использован РПМ толщиной 1,3 мм с относительными проницаемостями $\epsilon'_1 = 20 + j0,1$, $\mu'_1 = 1.35 + j0,8$. Данный материал обеспечивает снижение коэффициента отражения проводящей пластины на 15 дБ при нормальном падении и зондирующем сигнале с указанной частотой.

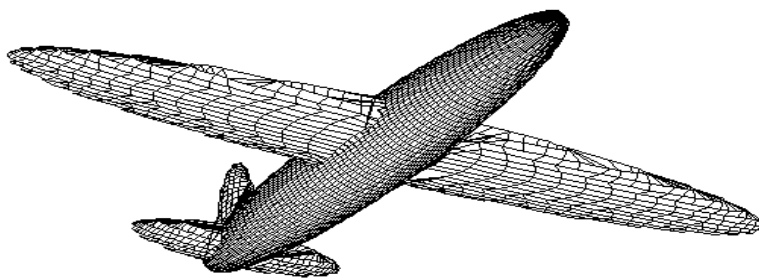


Рис. 2.30. Модель самолета

Для оценки ЭПР частично покрытой модели самолета поверхность объекта была разбита на 140 частей с площадями от 0,3 до 4,5 м². Были получены значения средних парциальных ЭПР для каждого участка поверхности при наличии и отсутствии РПМ для различных диапазонов углов облучения и приема.

На рис. 2.31 представлена зависимость средней ЭПР модели самолета от площади оптимально использованного РПМ для азимута $-10^\circ \dots +10^\circ$ относительно оси самолета и углов места $0^\circ \dots -8^\circ$ относительно плоскости крыла (совмещенный прием при облучении из нижней полусферы).

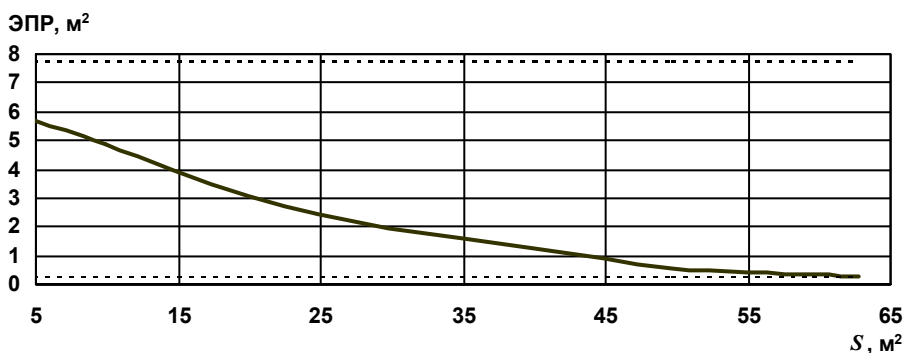


Рис. 2.31. Зависимость средней ЭПР от площади оптимально размещенного РПП при совмещенном приеме

На рис. 2.32 приведена аналогичная зависимость средней ЭПР для разнесенного приема при лобовом зондировании и бистатическом угле, изменяющемся в области: по азимуту $-10^\circ \dots +10^\circ$ и по углу места $0^\circ \dots -8^\circ$. Значение средней ЭПР при разнесенном приеме снижается быстрее чем при совмещенном приеме.

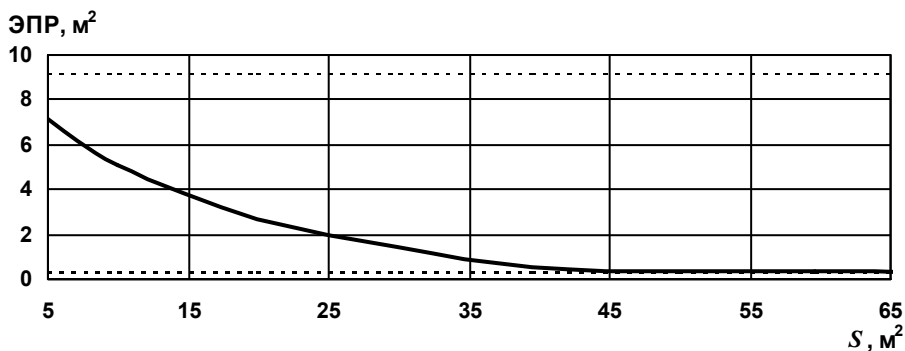


Рис. 2.32. Зависимость средней ЭПР от площади оптимально размещенного РПП при разнесенном приеме

Очевидно, это связано с меньшими перемещениями локальных центров рассеяния на поверхности объекта и, соответственно, несколько иным оптимальным распределением РПМ на поверхности самолета. Приемлемые значения ЭПР достигаются при оптимальном покрытии РПМ всего лишь 20–25% поверхности модели.

Результаты, аналогичные приведенным выше, но полученные при большем телесном угле усреднения, представлены на рис. 2.33, 2.34 соответственно для совмещенного и разнесенного приема.

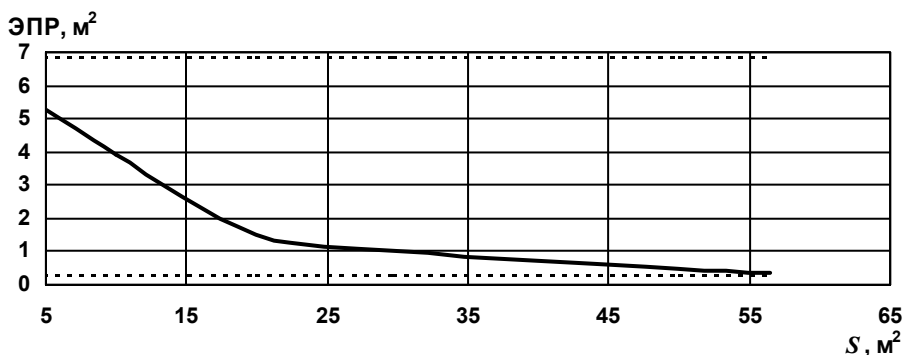


Рис. 2.33. Зависимость средней ЭПР от площади оптимально размещенного РПП при совмещенном приеме и большем телесном угле усреднения

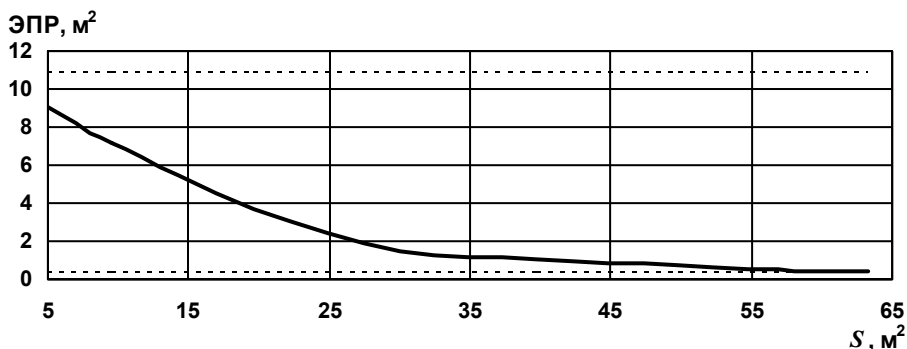


Рис. 2.34. Зависимость средней ЭПР от площади оптимально размещенного РПП при разнесенном приеме и большем телесном угле усреднения

В этом случае усреднение по азимуту проводилось в диапазоне углов $-20^\circ \dots +20^\circ$, а по углу места – $0^\circ \dots -20^\circ$. Необходимо отметить, что при площади РПМ $50 \dots 60 \text{ м}^2$ оптимальное размещение позволяет получить ЭПР, практически равную ЭПР полностью покрытой модели.

В качестве примера квазиоптимального размещения РПМ рассмотрим распределение покрытия по поверхности самолета в двух случаях. На рис. 2.35 представлено оптимальное распределение РПМ для усреднения ЭПР при совмещенном приеме в диапазоне изменения азимута $-5^\circ \dots +5^\circ$ и угла места $-3^\circ \dots +3^\circ$. Вид самолета из верхней полусферы представлен на рис. 2.35а, вид из нижней полусферы – на рис. 2.35б. Места размещения РПМ показаны серым цветом и обведены рамкой.

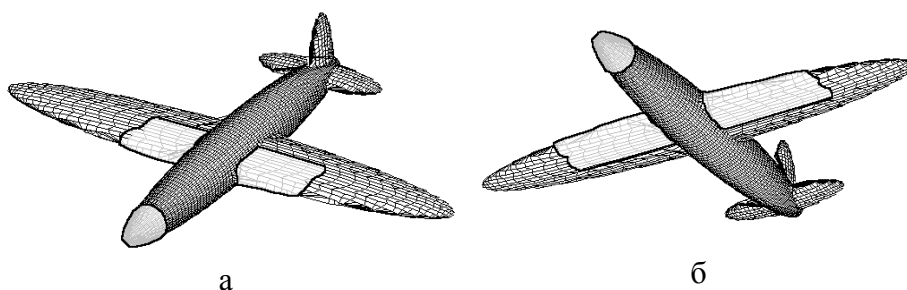


Рис. 2.35. Оптимальное распределение для усреднения ЭПР при совмещенном приеме в диапазоне изменения азимута $-5^\circ \dots +5^\circ$ и угла места $-3^\circ \dots +3^\circ$

Площадь РПМ – 40 м^2 . ЭПР самолета с таким расположением РПМ для лобового ракурса составляет $0,68 \text{ м}^2$ при ЭПР полностью покрытой модели $0,26 \text{ м}^2$, а идеально проводящей $8,11 \text{ м}^2$.

На рис. 2.36 представлено оптимальное распределение РПМ для усреднения ЭПР при совмещенном приеме в диапазоне изменения азимута $-20^\circ \dots +20^\circ$ и угла места $0^\circ \dots -20^\circ$.

Площадь РПМ также составляет 40 м^2 . Средняя ЭПР самолета в заданном телесном угле с таким расположением РПМ

составляет $0,74 \text{ м}^2$ при ЭПР полностью покрытой модели $0,23 \text{ м}^2$, а идеально проводящей – $6,81 \text{ м}^2$. Анализ рисунков показывает существенное отличие между вариантами оптимального распределения ограниченного количества РПМ для двух различных диапазонов углов облучения самолета.

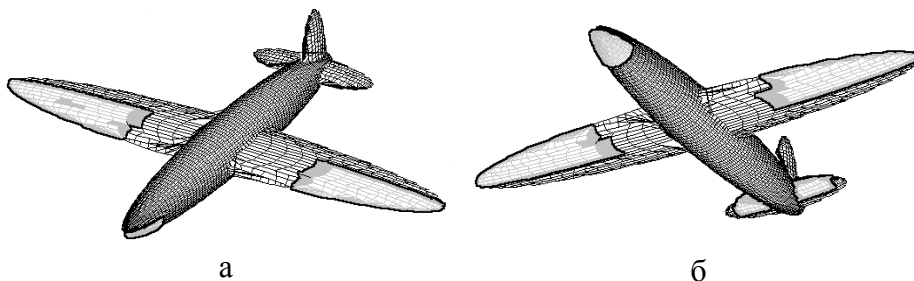


Рис. 2.36. Оптимальное распределение для усреднения ЭПР в диапазоне изменения азимута $-20^\circ \dots +20^\circ$ и угла места $0^\circ \dots -20^\circ$

Предложенный метод оптимизации использования РПМ на поверхности объекта сложной формы является простым и легко реализуемым в виде алгоритмов и программ для ЭВМ. С его помощью получена приближенная оценка снижения ЭПР в конечных диапазонах изменения ракурсов облучения и приема при оптимальном использовании РПМ на части поверхности объекта. Можно сделать вывод, что для широкого диапазона ракурсов можно достичь существенного снижения ЭПР, используя РПМ только на 20–25% поверхности модели.

2.2.7 Снижение уровня вторичного излучения кромочного локального участка рассеяния за счет изменения его формы

В данном пункте предлагается способ снижения обратного вторичного излучения кромочного локального участка рассеяния. В основе предлагаемого способа лежит метод расчета характеристик рассеяния изломов поверхности радиолокационных объектов, описанный в п.2.2.4. Проводится анализ результатов расчетов

эффективной поверхности рассеяния модельной кромки в зависимости от ее формы.

Практически все радиолокационные объекты (аэродинамические и наземные) имеют на своей поверхности изломы (острые кромки). Наличие изломов на поверхности может приводить к увеличению ЭПР объекта. В связи с этим необходимо, во-первых, учитывать вклад кромочных локальных участков в общее поле, рассеянное объектом, во-вторых, принимать меры по снижению уровня вторичного излучения кромок.

При расчетах использован метод оценки вклада кромочных локальных участков рассеяния, снабженных радиопоглощающими покрытиями, во вторичное излучение объекта [33, 55]. В основе использованного метода лежит решение модельной задачи о произвольном падении плоской электромагнитной волны на идеально проводящий клин с радиопоглощающим цилиндром на ребре [45]. В качестве примера рассмотрим острую прямолинейную кромку длиной 0,6 м (рис. 2.37). Внешний угол кромки равен 360° (кромка плоская). Облучение проводилось в плоскости граней кромки, азимут 0° соответствует нормальному падению зондирующей волны на кромку. Азимуты -90° и 90° соответствуют зондированию вдоль линии прямой кромки. Вектор поляризации падающей волны \vec{p} параллелен плоскостям граней кромки. Длина зондирующей волны равна 3 см. На рис. 2.38 приведена зависимость ЭПР прямолинейной кромки от азимута зондирования.

Зависимость ЭПР имеет главный максимум при нормальном падении зондирующей волны на кромку ($0,08 \text{ м}^2$). Ширина главного максимума порядка полутора градусов по уровню 0,5. Несмотря на достаточно узкий диапазон углов, в котором данная кромка может вносить вклад в общее поле, рассеянное объектом, может возникнуть задача, требующая снижения максимального уровня ЭПР при зондировании данного кромочного участка при любых ракурсах зондирования либо в заданном диапазоне углов (например, снижение ЭПР при нулевом азимуте).

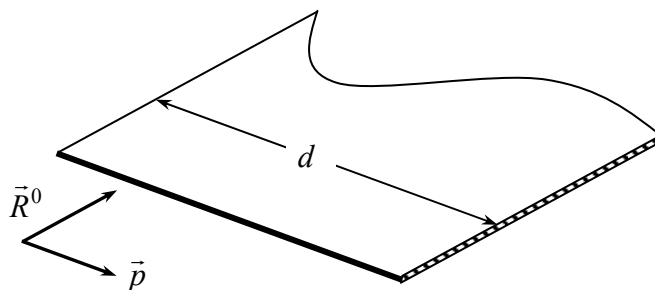


Рис. 2.37. Прямолинейная кромка

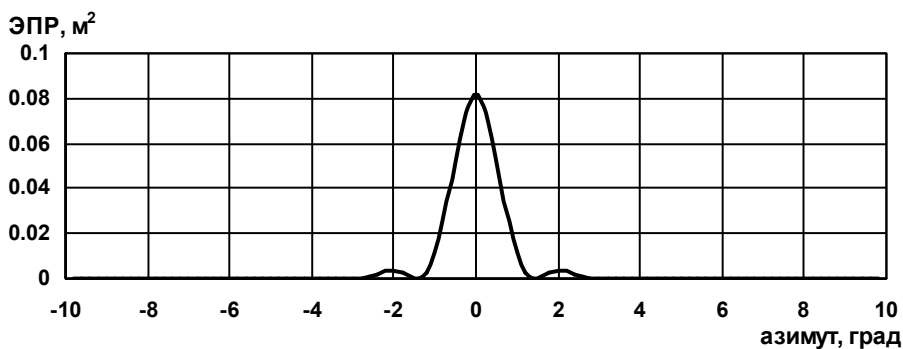


Рис. 2.38. Зависимость ЭПР прямолинейной кромки от азимута

В качестве альтернативы прямой кромке рассмотрены следующие варианты: пилообразный излом кромки (рис. 2.39а), три пилообразных излома кромки (рис. 2.39б), кромка в виде участка окружности (рис. 2.39в), кромка в виде трех одинаковых участков окружности (рис. 2.39г). Во всех рассматриваемых случаях расстояние d между крайними точками кромок фиксировано. В качестве изменяемого параметра для всех четырех вариантов принята высота зубца (сегмента окружности) h .

На рис. 2.40 представлены зависимости ЭПР от азимута для кромки в виде одного пилообразного излома (рис. 2.39,а). Тонкой линией приведена зависимость ЭПР при высоте зубца $h=0,05$ м, толстой линией – при высоте зубца излома $h=0,10$ м. Максимумы рассеяния соответствуют направлениям ортогонального зондирования участков кромки.

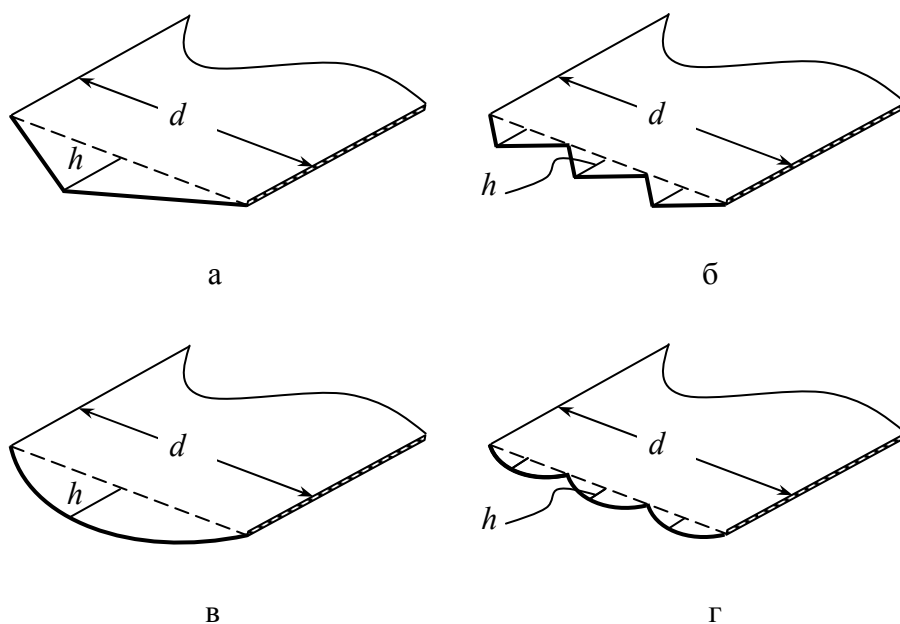


Рис. 2.39. Варианты изменения формы кромочного локального участка рассеяния

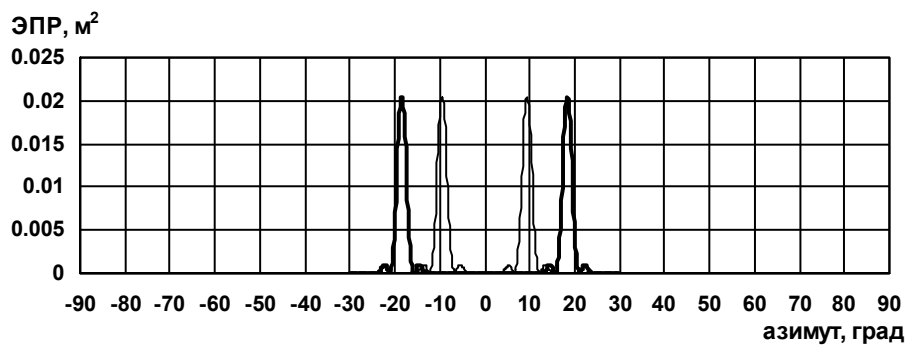


Рис. 2.40. Зависимости ЭПР одного пилообразного излома от азимута зондирования

Как следует из приведенных графиков, использование пилообразного излома приводит к снижению максимального уровня ЭПР в четыре раза и уходу направлений максимумов рассеяния с нулевого азимута. "Платой" за этот выигрыш является

появление двух направлений зондирования, на которых ЭПР максимальна, а также расширение главных максимумов до 4° . Амплитуда и ширина максимумов при описанных изменениях высоты зубца h практически не изменяется, поскольку эти параметры определяются длиной участков кромки.

На рис. 2.41 приведены зависимости ЭПР от азимута зондирования для кромки в виде трех пилообразных изломов. Изломы именно такого вида использованы при снижении ЭПР кромок воздухозаборников бомбардировщика В2 [47]. Тонкой линией приведена зависимость ЭПР при высоте зубца $h=0,02$ м, толстой линией – при высоте зубца излома $h=0,05$ м. Также как и в случае одного пилообразного излома, максимумы рассеяния соответствуют направлениям зондирования, перпендикулярным парциальным участкам кромки. Значения максимумов ЭПР ниже, чем для кромки в виде одного излома. Разница в амплитудах главных максимумов определяется когерентным сложением вкладов участков кромки. Ширина максимумов ЭПР составляет уже величину порядка 10° , что объясняется уменьшением длины прямолинейных участков изломов.

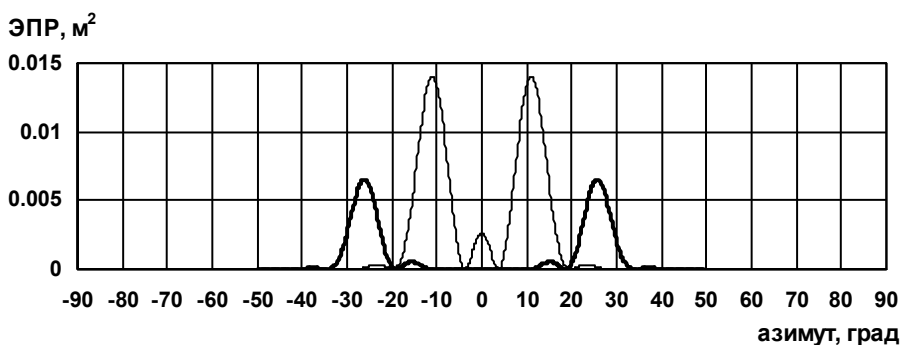
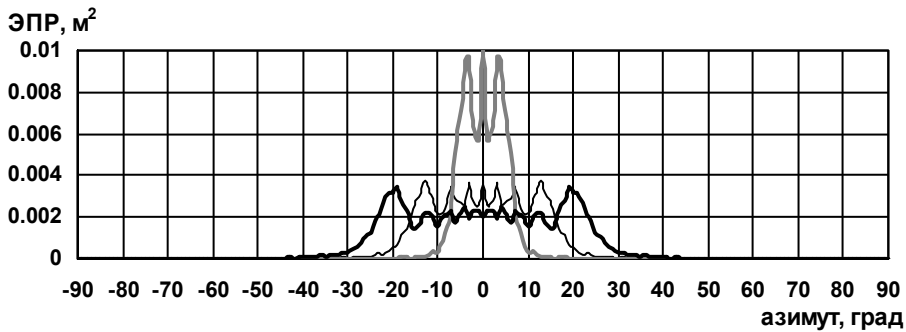


Рис. 2.41. Зависимости ЭПР трех пилообразных изломов от азимута зондирования

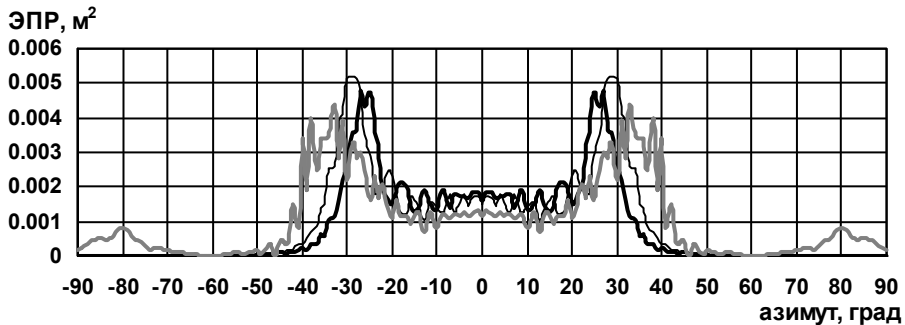
При оценке вклада прямолинейных изломов и изломов с эллиптической кромкой в общее поле, рассеянное объектом слож-

ной формы [33], было показано, что криволинейные изломы вносят меньший по величине вклад, однако в более широком диапазоне углов зондирования.

На рис. 2.42 представлены зависимости ЭПР от азимута для кромки в виде одного участка окружности (рис. 2.39в). На рис. 2.42а серой линией приведена зависимость ЭПР кромки при высоте сегмента окружности 0,02 м, тонкой линией – зависимость ЭПР при высоте сегмента окружности 0,05 м, толстой черной линией – зависимость ЭПР при высоте сегмента окружности $h=0,07$ м. На рис. 2.42б толстой черной линией приведена зависимость ЭПР при высоте сегмента окружности 0,09 м, тонкой линией – ЭПР при высоте сегмента окружности 0,10 м, серой линией – ЭПР при высоте сегмента окружности 0,15 м.



а



б

Рис. 2.42. Зависимости ЭПР от азимута для кромки в виде участка окружности

Как видно из приведенных зависимостей, уже при использовании сегмента высотой $h=0,02$ м происходит снижение ЭПР при нулевом азимуте в восемь раз по сравнению с ЭПР прямолинейной кромки, однако при этом происходит расширение главного максимума до 12° . Увеличение высоты сегмента приводит к дальнейшему расширению диапазона азимутов зондирования, при которых ЭПР кромки превышает $0,001 \text{ м}^2$.

Анализ графиков на рис. 2.42 показывает, что более приемлемой является высота сегмента $h=0,07$ м. Ширина диапазона азимутов зондирования, при котором ЭПР кромки превышает $0,001 \text{ м}^2$, составляет 50° , при этом практически во всем диапазоне зависимость ЭПР колеблется в районе $0,002 \text{ м}^2$, за исключением двух локальных максимумов ($0,0035 \text{ м}^2$). Необходимо отметить, что высота сегмента должна выбираться исходя из конструктивных особенностей того объекта, на котором расположен оптимизируемый кромочный локальный участок рассеяния. При этом использование кромок в виде участка окружности с любой высотой сегмента большей 5 см также является приемлемым с точки зрения снижения вторичного излучения излома поверхности, поскольку ЭПР такой кромки при любом ракурсе зондирования не превышает $0,005 \text{ м}^2$.

На рис. 2.43. приведены зависимости ЭПР от азимута для кромки в виде трех участков окружностей (рис. 2.39г).

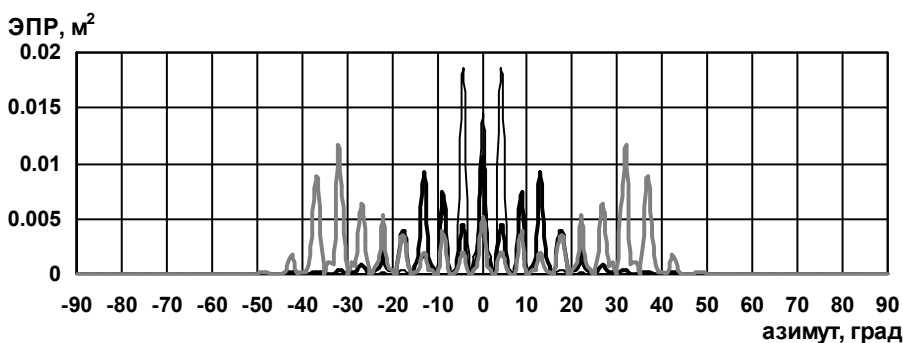


Рис. 2.43. Зависимости ЭПР от азимута для кромки в виде трех участков окружности

Зависимость ЭПР для кромки из трех сегментов высотой 1 см приведена тонкой линией, для сегментов высотой 2 см – черной толстой линией, для сегментов высотой 5 см – серой линией. Все приведенные зависимости имеют осциллирующий характер, определяемый когерентным сложением откликов от отдельных сегментов. Максимумы ЭПР для большинства зависимостей превышают $0,01 \text{ м}^2$, что существенно выше, чем для кромки, образованной одним сегментом. При этом ширина максимумов не превышает 2° , а при диапазоне азимутов зондирования $-40^\circ \dots 40^\circ$ зависимость ЭПР имеет 17 пиков, большинство из которых по амплитуде превышает $0,005 \text{ м}^2$. При этом максимумы зависимости ЭПР излома при высоте сегментов 2 см сконцентрированы в диапазоне ракурсов $-15^\circ \dots 15^\circ$ и их амплитуда не превышает $0,01 \text{ м}^2$.

Так как кромка состоит из трех сегментов, на каждом из которых практически при любом угле зондирования возникает локальный центр рассеяния ("блестящая точка"), то можно сказать, что величина максимумов будет существенно изменяться от длины зондирующей волны. В связи с этим использование излома в виде конкретной конфигурации из нескольких секторов приводит к снижению его ЭПР в довольно узком частотном диапазоне зондирующих сигналов.

Изменение формы кромочного локального участка рассеяния позволяет существенно снизить максимальный уровень его ЭПР. Выбор формы кромки определяется требованиями, выдвигаемыми к максимальным значениям ЭПР излома и к характеру зависимости ЭПР от азимута зондирования.

2.3. Метод расчета характеристик рассеяния наземных объектов сложной формы

Предлагаемый метод основывается на методе расчета характеристик рассеяния уединенного объекта, представленном в подразделе 2.1, но дополнительно позволяет учитывать наличие и