

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).

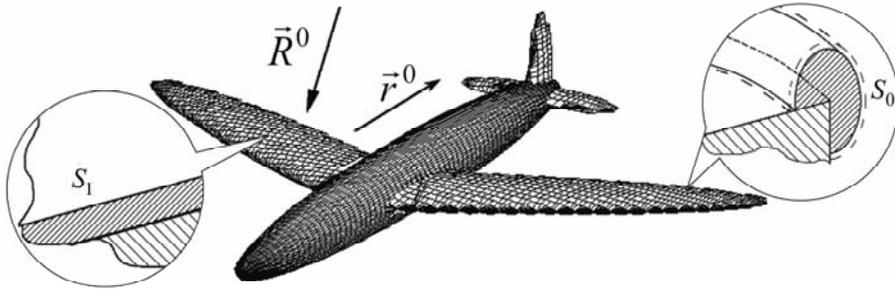


Рис. 2.11. Модель объекта в свободном пространстве

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]

$$\vec{p} \cdot \vec{E}_S = -jk_0 \frac{\exp(jk_0 R)}{4\pi R} \cdot \int_S \left(\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} (\vec{p} \cdot \vec{H}^\perp) + (\vec{p} \times \vec{r}^0) \cdot \vec{E}^\perp \right) \exp(-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})) dS, \quad (2.2)$$

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.

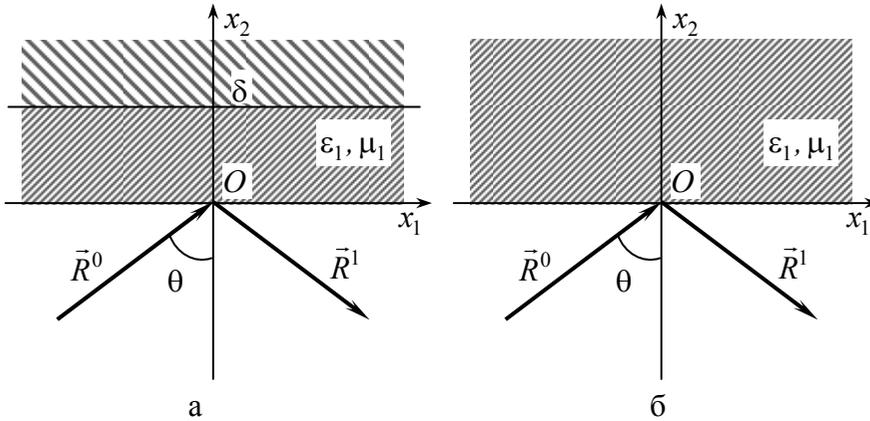


Рис. 2.12. Рассеяние на неидеально отражающей поверхности

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 подинтегральная 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 $\{\Delta_i\}$: