

#### **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  $z \leq z_0 < \lambda$  ( $\lambda$  — длина падающей монохроматической волны).

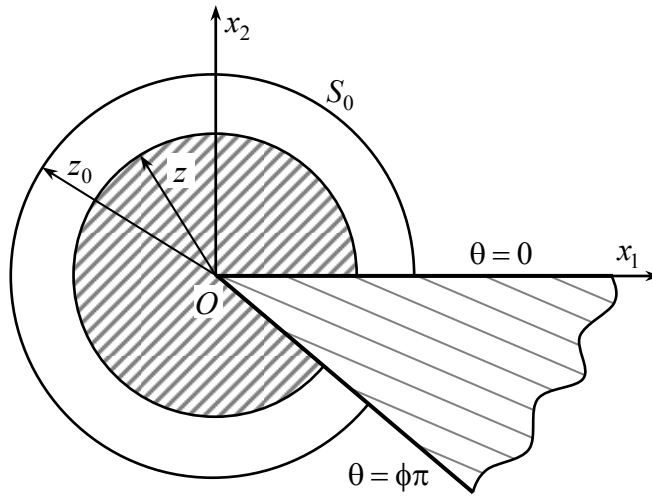


Рис. 2.15. Сечение поверхности интегрирования  $S_0$   
вблизи излома поверхности

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

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  $\nu_0$  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  $\nu_0$ . Заметим, что в точке  $\nu_0$

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

где  $\varkappa(\nu_0)$  – кривизна  $Y$  в точке  $\nu_0$ ,  $\bar{v}(\nu_0)$  – орт главной нормали к  $Y$  в точке  $\nu_0$ . В дальнейшем будем предполагать для определенности, что  $\varkappa(\nu_0) > 0$ . 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  $z_0/\lambda$  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). Применяв метод стационарной фазы к интегралу в (2.71), получим окончательную расчетную формулу

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

где  $\delta = \text{sgn} \left[ (\vec{R}^0 - \vec{r}^0) \cdot \vec{v}(\nu_0) \right]$ , а символ  $(\nu_0)$  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  $\nu_0$  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  $J_{\gamma_m}$  – функция Бесселя,  $H_{\gamma_m}^{(1)}$  – функция Ханкеля,

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

$\phi$  – 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  $\alpha \leq t \leq \beta$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  – 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

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

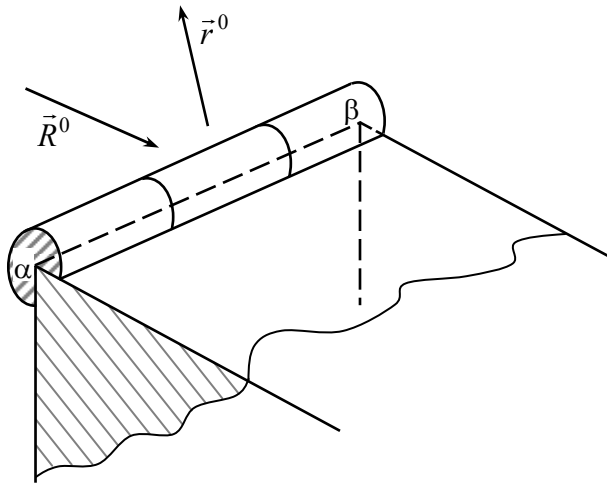


Рис. 2.16. Прямолинейная кромка, покрытая РПМ

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.

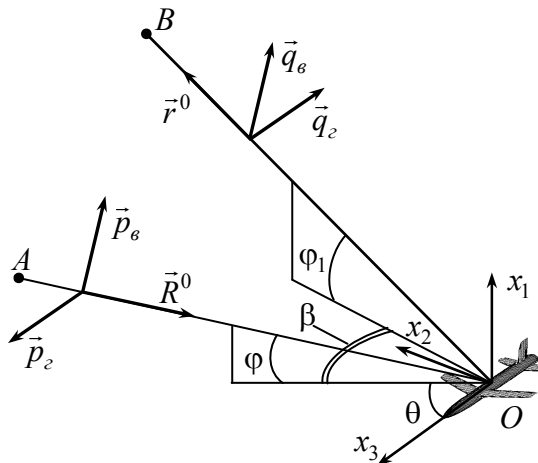


Рис. 2.17. Система зондирования исследуемых объектов