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 "токового" 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:

$$\vec{E}_{S_1} = -j\,k_0\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,\frac{exp\left(j\,k_0\,R\right)}{4\pi R}\,\vec{I}\left(\vec{r}_0\right), \tag{2.28}$$

где

$$\vec{I}\left(\vec{r}_0\right) = \int\limits_{S_1}\left[\vec{H}^{\perp} - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left(\vec{E}^{\perp}\times\vec{r}^{\,0}\right)\right]exp\left(-\,j\,k_0\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{x}\right)\right)dS\,. \tag{2.28'}$$

Таким образом, для оценки вклада "гладких" участков поверхности в суммарное рассеянное поле необходимо произвести вычисление интеграла $\vec{I}\left(\vec{r}^{\,0}\right)$. Так как все геометрические параметры (линейные размеры, радиусы кривизны) "гладких" участков поверхности велики по сравнению с длиной волны падающего поля, а ближайшие к кромкам 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

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

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

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 $\vec{v}\left(\vec{x},k_0\right)$ асимптотической (при больших k_0) формулой

$$\vec{v}\,(\vec{x},k_0) \sim 2\left(\vec{v}^{\,0}(\vec{x},k_0)\right) + \int_{S_1}\left[\frac{\partial f(\vec{x},\vec{\xi})}{\partial n_s}\vec{v}^{\,0}\left(\vec{\xi},k_0\right) - \right.$$

$$\left. -\vec{\nabla}_S\, f\left(\vec{x},\vec{\xi}\right)\left(\vec{n}_s\cdot\vec{v}^{\,0}\left(\vec{\xi},k_0\right)\right)\right] dS_{\xi}. \qquad (2.30)$$

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 $\vec{v}\,(\vec{x},k_0)$, вносимых поверхностной точкой стационарной фазы эллиптического типа.

Учитывая, что

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

где $\vec{p}^{\,0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left(\vec{R}^0\times\vec{p}\right)$, $\vec{a}$ – радиус-вектор точки стационарной фазы в системе координат, связанной с источником облучения, из (2.30) нетрудно увидеть, что

$$\vec{V}\,(\vec{x},k_0) = exp\left(j\,k_0\,\vec{R}^0\cdot(\vec{a}+\vec{x})\right)\vec{v}(\vec{x},k_0), \qquad (2.31)$$

причем

$$\vec{V}\,(\vec{x},k_0) \sim 2\left(\vec{n}_s\times\vec{p}^{\,0}\right) +$$

$$+\frac{1}{\pi}\int_{S_1}\vec{Z}\left(\vec{\xi},\vec{x}\right)\left(jk_0 - \frac{1}{\left|\vec{\xi}-\vec{x}\right|}\right) exp\left(j\,k_0\left(\left|\vec{\xi}-\vec{x}\right| + \vec{R}^0\cdot\left(\vec{\xi}-\vec{x}\right)\right)\right) dS_{\xi}\,, \qquad (2.32)$$

где

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

Отсюда следует, что

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

где

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

а $\vec{V}_1\left(\vec{x}\right)/j\,k_0$ – главный член асимптотики интеграла в (2.32).

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

$$\vec{I}\left(\vec{r}^{\,0}\right)\times\vec{r}^{\,0}\sim exp\left(j\,k_0\,|\,\vec{a}\,|\right)\int\limits_{S_1} exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0-\vec{r}^{\,0}\right)\cdot\vec{x}\right)\left[\vec{W}_0\left(\vec{x}\right)+\frac{1}{j\,k_0}\vec{W}_1\left(\vec{x}\right)\right]dS\,, \tag{2.34}$$

в котором

$$\vec{W}_0\left(\vec{x}\right)=2\left(\vec{n}_s\times\vec{p}^{\,0}\right)\times\vec{r}^{\,0}\,,$$
$$\vec{W}_1\left(\vec{x}\right)=\vec{V}_1\left(\vec{x}\right)\times r^0\,. \tag{2.35}$$

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

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

где, например,

$$g_2\left(\varphi\right)=æ_1\,cos^2\varphi+æ_2\,sin^2\varphi$$

($æ_1$, $æ_2$ – главные кривизны S_1 в точке $\vec{x}=0$). Так как $\vec{x}=\left(\xi_1,\xi_2,\zeta\right)$, то

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

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

$$dS = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial\zeta}{\partial\xi_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial\zeta}{\partial\xi_2}\right)^2}\,\rho\, d\rho\, d\varphi =$$

$$= \left(1 + \frac{1}{2}h_2(\varphi)\rho^2 + O\left(\rho^2\right)\right)\rho\, d\rho\, d\varphi\ , \tag{2.38}$$

причем

$$h_2(\varphi) = æ_1 \cos^2\varphi + æ_2 \sin^2\varphi .$$

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

$$\vec{W}_0(\vec{x}) = \vec{W}_0(0) + \rho\vec{W}_{01}(\varphi) + \rho^2\vec{W}_{02}(\varphi) + o\left(\rho^2\right), \tag{2.39}$$

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

где

$$\vec{W}_0(0) = 2\left(\vec{n}_0 \times \vec{p}^0\right)\times \vec{r}^0 = 2\cos\theta\left(-\vec{p}^0 + 2\left(\vec{p}^0\cdot\vec{n}_0\right)\vec{n}_0\right) = -2\cos\theta\,\vec{p}^0_{отр},$$

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

Используя формулу Френе, из (2.39) получим окончательно

$$\vec{W}_{01}(\varphi) = 2\left[æ_1\left(\vec{\tau}_1 \times \vec{p}^0\right)\times\vec{r}^0\cos\varphi + æ_2\left(\vec{\tau}_2\times\vec{p}^0\right)\times\vec{r}^0\sin\varphi\right], \tag{2.42}$$

$$\vec{W}_{02}(\varphi) = h_2(\varphi)\vec{p}^0_{отр}\cos\theta . \tag{2.43}$$

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 $æ_1, æ_2 > 0$. Тогда, приняв во внимание формулы (2.36)…(2.43), применим метод стационарной фазы к асимптотической оценке интеграла (2.34), домноженного на $j k_0$

$$j k_0 \vec{I}\left(\vec{r}^{\,0}\right)\times\vec{r}^{\,0} \sim j k_0\, exp\left(j k_0 |\vec{a}|\right)\int\limits_{S_1} exp\left(j k_0\, 2 cos\theta\, \zeta(\rho,\varphi)\right)\times$$

$$\times\left[\vec{W}_0(0)+\rho\vec{W}_{01}(\varphi)+\frac{1}{j k_0}\vec{W}_1(0)\right]\left(1+\frac{1}{2}\rho^2 h_2(\varphi)+\ldots\right)\rho\, d\rho\, d\varphi. \quad (2.44)$$

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

$$j k_0 \vec{I}\left(\vec{r}^{\,0}\right)\times\vec{r}^{\,0} \sim exp\left(j k_0 |\vec{a}|\right)\left(\frac{2\pi}{\sqrt{æ_1 æ_2}}\vec{p}^{\,0}_{отр}+\frac{1}{j k_0}\vec{T}\left(\vec{r}^{\,0}\right)\right), \quad (2.45)$$

где

$$\vec{T}\left(\vec{r}^{\,0}\right)=-\int\limits_0^{2\pi}\left\{\vec{W}_1(0)-\vec{W}_0(0)\frac{h_2(\varphi)}{2 g_2(\varphi) cos\theta}+\right.$$

$$\left.+\frac{2}{g_2^2(\varphi) cos\theta}\left(\vec{W}_0(0)\frac{g_4(\varphi)}{12}+\vec{W}_{01}(\varphi)\frac{g_3(\varphi)}{3}\right)\right\}\frac{d\varphi}{2 g_2(\varphi) cos\theta}.$$

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

$$\vec{T}\left(\vec{r}^{\,0}\right)=-\frac{\vec{W}_1(0)}{2 cos\theta}\int\limits_0^{2\pi}\frac{d\varphi}{g_2(\varphi)}+\frac{\vec{W}_0(0)}{4 cos^2\theta}\int\limits_0^{2\pi}\frac{h_2(\varphi)}{g_2^2(\varphi)}d\varphi. \quad (2.46)$$

Интегралы в (2.46) могут быть вычислены явно и тогда

$$\vec{T}\left(\vec{r}^{\,0}\right)=\left\{-\vec{W}_1(0)-\frac{\vec{p}^{\,0}_{отр}}{2}(æ_1+æ_2)\right\}\frac{2\pi}{\sqrt{æ_1 æ_2}}. \qquad (2.47)$$

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

$$\vec{J}\sim\frac{1}{\pi}\int\limits_0^{2\pi}d\varphi\int\limits_0\vec{Z}\left(\vec{\xi},0\right)\left(jk_0-\frac{1}{\rho}\right)exp\left(jk_0\rho\left(1+c_0(\varphi)\right)\right)\rho\,d\rho, \qquad (2.48)$$

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

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

и, проведя необходимые выкладки, получим

$$\lim_{\rho\to 0}\vec{Z}\left(\vec{\xi},0\right)=\vec{Z}_0(\varphi)=\frac{1}{2}\vec{\tau}_1\left[p_2^0\left(æ_2\,sin^2\varphi-æ_1\,cos^2\varphi\right)+\right.$$
$$\left.+\,p_1^0\,æ_2\,sin\,2\varphi\right]+\frac{1}{2}\vec{\tau}_2\left[p_1^0\left(æ_1\,cos^2\varphi-æ_2\,sin^2\varphi\right)-\right.$$
$$\left.-\,p_2^0\,æ_1\,sin\,2\varphi\right],\qquad p_l^0=\vec{\tau}_l\cdot\vec{p}^{\,0}.$$

Поэтому

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

и, следовательно,

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

Вычислив явно интеграл в (2.49), получим

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

где

$$V_{11}(\theta) = \Phi_0(\theta) \left[\frac{p_1^0 æ_2}{2} sin\, 2\alpha - \frac{p_2^0 (æ_1 + æ_2)}{4} cos\, 2\alpha \right] + $$
$$+ \frac{p_2^0}{4} (æ_2 - æ_1) \Phi_1(\theta) \,, \tag{2.51}$$

$$V_{12}(\theta) = \Phi_0(\theta) \left[-\frac{p_2^0 æ_1}{2} sin\, 2\alpha - \frac{p_1^0 (æ_1 + æ_2)}{4} cos\, 2\alpha \right] + $$
$$+ \frac{p_1^0}{4} (æ_2 - æ_1) \Phi_1(\theta), \tag{2.52}$$

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

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

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

Учитывая соотношения (2.50) – (2.52), получим

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

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:

$$\vec{E}_{S_1} \sim -\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{exp\left(j k_0 \left(d_1 + d_2 + \left(\vec{R}^0 - \vec{r}^0\right) \cdot \vec{y}^0\right)\right)}{2 d_2 \sqrt{æ_1 æ_2}} \times \\ \times \left[\vec{p}^{\,0}_{omp} + \frac{1}{j k_0} \frac{1}{2\cos\theta} \left(-\tau_1 \cos\theta V_{12}(\theta) + \tau_2 \cos\theta V_{11}(\theta)\right) - \right. \\ \left. - \vec{n}_0 \left(\sin\alpha V_{11}(\theta) - \cos\alpha V_{12}(\theta)\right) \sin\theta - \frac{\vec{p}^{\,0}_{omp}}{2}(æ_1 + æ_2) \right]. \quad (2.54)$$

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 $\left(\vec{R}^0 \cdot \vec{n}\right) = -\left(\vec{r}^0 \cdot \vec{n}\right)$) представлен в виде суммы векторов

$$\vec{X} = \vec{y}^0 + \vec{x}\,, \tag{2.55}$$

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

$$\begin{pmatrix} \vec{E}^0 \\ \vec{H}^0 \end{pmatrix} = exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0 \cdot \vec{y}^0\right)\right)\begin{pmatrix} \vec{p}^0\,exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}\right)\right) \\ \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left(\vec{R}^0 \times \vec{p}^0\right)exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}\right)\right) \end{pmatrix}. \tag{2.56}$$

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

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

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:

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

$$\vec{H}^\perp(\vec{x}\,) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left[\vec{n} \times \left(\vec{R}^0 \times \vec{p}^0\right)\right]exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}\right)\right) +$$
$$+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left[\vec{n} \times \left(\vec{R}^1 \times \vec{p}^1\right)\right]exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^1 \cdot \vec{x}\right)\right). \tag{2.59}$$

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

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

где

$$\vec{p}^{1T} = \frac{j\,c\,cos\,\theta + 1}{j\,c\,cos\,\theta - 1}\vec{p}^{0T} - \frac{2\,j\,c}{j\,c\,cos\,\theta - 1}\left[\vec{R}^{0T}\frac{\left(\vec{R}^{0T} \cdot \vec{p}^{0}\right)}{j\,c - cos\,\theta} + \right.$$

$$\left. + \vec{R}^{0\perp}\frac{\left(\vec{R}^{0\perp} \cdot \vec{p}^{0}\right)}{\varepsilon_1' \mu_1' \left(j\,c - \dfrac{cos^2\theta_1}{cos\,\theta}\right)}\right]; \tag{2.61}$$

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

δ – толщина слоя поглотителя;

ε_1', μ_1' – относительные проницаемости поглощающего материала.

Отметим, что в окрестности точки зеркального отражения справедливо следующее соотношение

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

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

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

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

$$\vec{I}\left(\vec{r}^{\,0}\right)\approx\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0-\vec{r}^{\,0}\right)\cdot\vec{y}_0\right)\int\limits_{S_1}\vec{A}\,exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0-\vec{r}^{\,0}\right)\cdot\vec{x}\right)dS\,, \quad (2.64)$$

где

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

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,

$$\vec{I}\left(\vec{r}^{\,0}\right)\approx\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0-\vec{r}^{\,0}\right)\cdot\vec{y}_0\right)\vec{A}_{cm}\int\limits_{S_1}exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0-\vec{r}^{\,0}\right)\cdot\vec{x}\right)dS\,. \quad (2.65)$$

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 $\left(\vec{A}_{cm}\right)$, получим окончательно:

$$\vec{I}\left(\vec{r}^{\,0}\right)=-\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0-\vec{r}^{\,0}\right)\cdot\vec{y}_0\right)\frac{2\pi}{j\,k_0\sqrt{æ_1\,æ_2}}\cdot\vec{p}^{\,1}\,, \quad (2.66)$$

где $æ_1$ и $æ_2$ – 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.