$$\left(\vec{\mathscr{H}}^{\,рас}\left(t,\vec{x}\,\middle|\,\vec{r}^{\,0}\right)\right)_{Вкл.L} \sim \delta\left(t-a-r-c\right)\int\limits_{L}\vec{A}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial\nu}\Big/\left|\vec{D}\Phi\right|^{2}\right)dS\,.$$

В этом случае, как легко видеть, образуется сильный "паразитный" терминаторный всплеск импульсной характеристики, который необходимо исключить.

В ряде случаев для оценки импульсных характеристик сложных рассеивателей в двухпозиционной локации более предпочтительным может оказаться другой подход (разработанный авторами) также использующий приближение физической оптики, но минующий оценку вкладов точек стационарной фазы [27–29].

Таким образом, в разделе дана методика получения импульсной характеристики идеально проводящего гладкого объекта в двухпозиционном случае.

При этом в полученном асимптотическом представлении выделены члены, ответственные за возникновение "паразитных" всплесков, которые выражаются контурным интегралом. Получены главные члены асимптотики этих интегралов, которые необходимо исключить из представления импульсной характеристики для сглаживания последней. Это позволит повысить точность расчетов на интервале времени до момента прихода "ползущей" волны, огибающей область тени.

Эти результаты опираются на полученное обобщение формулы М.И. Конторовича, дающей вклад граничного контура в двумерном методе стационарной фазы, на случай неплоской области и невырожденных точек стационарной фазы любого типа.

1.5. О принципе взаимности для рассеянных полей в приближении физической оптики

Как известно, для полей, удовлетворяющих уравнениям Максвелла, и, вообще говоря, каким-либо граничным условиям на поверхности рассеивающих объектов, справедлив принцип взаимности. Однако когда речь идет об аппроксимативных полях (например, высокочастотных асимптотических решений уравнений Максвелла), то принцип взаимности, как оказывается, может и не выполняться. Остановимся подробнее в этом плане на использованном в разделе 1.4 методе физической оптики.

Пусть идеально проводящий рассеивающий объект V ограничен замкнутой поверхностью S и начало декартовой системы координат расположено в области V.

Рассмотрим облучение объекта V электрическим диполем, вектор-момент которого $\vec{p}$ и который локализован в точке с радиус-вектором $\vec{a} = -a\vec{R}^0$. Порождаемое диполем первичное поле $\vec{E}\left(\vec{x}\,|\,\vec{a},\vec{p}\right)$, $\vec{H}\left(\vec{x}\,|\,\vec{a},\vec{p}\right)$ имеет при фиксированном орте $\vec{R}^0$ и $a \to +\infty$ следующее асимптотическое представление:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}\left(\vec{x}\,|\,\vec{a},\vec{p}\right) \\ \vec{H}\left(\vec{x}\,|\,\vec{a},\vec{p}\right) \end{pmatrix} = \frac{k_0^2}{\varepsilon_0}\frac{exp\left(j k_0 a\right)}{4\pi a}\begin{pmatrix} \vec{E}^0\left(\vec{x}\,|\,\vec{R}^0,\vec{p}\right) \\ \vec{H}^0\left(\vec{x}\,|\,\vec{R}^0,\vec{p}\right) \end{pmatrix}, \tag{1.110}$$

где

$$\begin{pmatrix} \vec{E}^0\left(\vec{x}\,|\,\vec{R}^0,\vec{p}\right) \\ \vec{H}^0\left(\vec{x}\,|\,\vec{R}^0,\vec{p}\right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left(\vec{p}-\vec{R}^0\left(\vec{p}\cdot\vec{R}^0\right)\right) exp\left(j k_0\left(\vec{R}^0\vec{x}\right)\right) \\ \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left(\left(\vec{R}^0\times\vec{p}\right)\right) exp\left(j k_0\left(\vec{R}^0\vec{x}\right)\right) \end{pmatrix} - \tag{1.111}$$

поле плоской волны.

Из векторных интегральных формул типа Грина для электромагнитных полей [10] с учетом формулы (1.110) следует, что рассеянное объектом V поле в дальней зоне в точке с радиус-вектором $\vec{r} = r\cdot\vec{r}^{\,0}$ имеет асимптотическое (при $a \to +\infty$, $r \to +\infty$) представление:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}^{рас}\left(\vec{r}\,|\,\vec{a},\vec{p}\right) \\ \vec{H}^{рас}\left(\vec{r}\,|\,\vec{a},\vec{p}\right) \end{pmatrix} = \frac{k_0^2}{\varepsilon_0}\frac{exp\left(j k_0\left(a+r\right)\right)}{\left(4\pi\right)^2 a r}\begin{pmatrix} \vec{\mathscr{E}}^{рас}\left(\vec{r}^{\,0}\,\middle|\,\vec{R}^0,\vec{p}\right) \\ \vec{\mathscr{H}}^{рас}\left(\vec{r}^{\,0}\,\middle|\,\vec{R}^0,\vec{p}\right) \end{pmatrix}, \tag{1.112}$$

в котором векторы $\vec{\mathscr{E}}^{\,рас}$, $\vec{\mathscr{H}}^{рас}$ составляют комплексную диаграмму рассеяния – поле, рассеиваемое в направлении $\vec{r}^{\,0}$ (в дальней зоне) при падении на V плоской волны (1.110). При этом

$$\vec{\mathscr{E}}^{\,рас}\left(\vec{r}^{\,0}\,\middle|\,\vec{R}^{0},\vec{p}\,\right)=-j\,k_0\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\int\limits_S\left(\vec{K}-\vec{r}^{\,0}\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{K}\,\right)\right)exp\left(-j\,k_0\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{x}\,\right)\right)dS\,,$$

$$\vec{\mathscr{H}}^{рас}\left(\vec{r}^{\,0}\,\middle|\,\vec{R}^{0},\vec{p}\,\right)=-j\,k_0\int\limits_S\left(\vec{r}^{\,0}\times\vec{K}\,\right)exp\left(-j\,k_0\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{x}\,\right)\right)dS\,,\quad(1.113)$$

где $\vec{K}=\vec{n}\times\vec{H}^{полн}$, $\vec{H}^{полн}$ – полное поле вызванное падающей плоской волной (1.110).

Из принципа взаимности в его обычной формулировке:

$$\vec{q}\cdot\vec{E}^{рас}\left(\vec{r}\,\middle|\,\vec{a},\vec{p}\,\right)=\vec{p}\cdot\vec{E}^{рас}\left(\vec{a}\,\middle|\,\vec{r},\vec{q}\,\right),\qquad(1.114)$$

асимптотической формулы (1.112) и соотношений

$$\vec{r}=r\cdot\vec{r}^{\,0},\qquad\vec{a}=-a\cdot\vec{R}^{0}$$

вытекает принцип взаимности для комплексных диаграмм рассеяния:

$$\vec{q}\cdot\vec{\mathscr{E}}^{\,рас}\left(\vec{r}^{\,0}\,\middle|\,\vec{R}^{0},\vec{p}\,\right)=\vec{p}\cdot\vec{\mathscr{E}}^{\,рас}\left(-\vec{R}^{0}\,\middle|\,-\vec{r}^{\,0},\vec{q}\,\right).\qquad(1.115)$$

Равенства (1.114), (1.115) имеют строгий характер, представляют собой строгое следствие уравнений Максвелла. Выясним, как обстоит дело с выполнимостью равенства (1.115) в случае рассеянных полей, рассчитываемых в приближении физической оптики, при кирхгофовской аппроксимации в формулах (1.113) эквивалентной плотности поверхностного тока

$$\vec{K}\left(\vec{x}\,\right)\approx 2\,\vec{n}\times\vec{H}^{0}\left(\vec{x}\,\middle|\,\vec{R}^{0},\vec{p}\,\right)$$

на той части $S'\left(\vec{R}^0\right)\subset S$, где $\vec{n}\cdot\vec{R}^0>0$ ($\vec{n}$ – орт внутренней нормали) и $\vec{K}\left(\vec{x}\right)\approx 0$ на дополнительной части $S\setminus S'\left(\vec{R}^0\right)$. В этом приближении

$$\vec{\mathscr{E}}^{\,рас}\left(\vec{r}^{\,0}\,\middle|\,\vec{R}^0,\vec{p}\right)=-2\,j\,k_0\int\limits_{S'\left(\vec{R}^0\right)}\Big[\left(\vec{R}^0-\vec{r}^{\,0}\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{R}^0\right)\right)\left(\vec{n}\cdot\vec{p}\right)-$$

$$-\left(\vec{p}-\vec{r}^{\,0}\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{p}\right)\left(\vec{R}^0\cdot\vec{n}\right)\right)\Big]\;exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0-\vec{r}^{\,0}\right)\cdot\vec{x}\right)dS\,. \qquad (1.116)$$

$$\vec{\mathscr{E}}^{\,рас}\left(-\vec{R}^0\,\middle|\,-\vec{r}^{\,0},\vec{q}\right)=-2\,j\,k_0\int\limits_{S'\left(-\vec{r}^{\,0}\right)}\Big[-\left(\vec{r}^{\,0}-\vec{R}^0\left(\vec{R}^0\cdot\vec{r}^{\,0}\right)\right)\left(\vec{n}\cdot\vec{q}\right)+$$

$$+\left(\vec{q}-\vec{R}^0\left(\vec{R}^0\cdot\vec{q}\right)\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{n}\right)\right)\Big]\;exp\left(j\,k_0\left(\vec{R}^0-\vec{r}^{\,0}\right)\cdot\vec{x}\right)dS\,. \qquad (1.117)$$

В случае однопозиционной локации, когда $-\vec{r}^{\,0}=\vec{R}^0$, поверхности $S'\left(\vec{R}^0\right)$ и $S'\left(-\vec{r}^{\,0}\right)$ совпадают и при этом $\vec{R}^0-\vec{r}^{\,0}\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{R}^0\right)=\vec{r}^{\,0}-\vec{R}^0\left(\vec{R}^0\cdot\vec{r}^{\,0}\right)=0$, так что

$$\vec{\mathscr{E}}^{\,рас}\left(\vec{r}^{\,0}\,\middle|\,\vec{R}^0,\vec{p}\right)=2\,j\,k_0\left(\vec{p}-\vec{r}^{\,0}\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{p}\right)\right)\cdot I\,, \qquad (1.118)$$

$$\vec{\mathscr{E}}^{\,рас}\left(-\vec{R}^0\,\middle|\,-\vec{r}^{\,0},\vec{q}\right)=2\,j\,k_0\left(\vec{q}-\vec{r}^{\,0}\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{q}\right)\right)\cdot I\,, \qquad (1.119)$$

где

$$I=\int\limits_{S'\left(\vec{R}^0\right)}\left(\vec{R}^0\cdot\vec{n}\right)exp\left(2\,j\,k_0\left(\vec{R}^0\cdot\vec{x}\right)\right)dS\,. \qquad (1.120)$$

Из (1.118), (1.119) следуют (для случая $-\vec{r}^{\,0}=\vec{R}^0$) равенства:

$$\vec{q}\,\vec{\mathscr{E}}^{\,рас}\left(\vec{r}^{\,0}\,\middle|\,\vec{R}^0,\vec{p}\right)=\vec{p}\,\vec{\mathscr{E}}^{\,рас}\left(-\vec{R}^0\,\middle|\,-\vec{r}^{\,0},\vec{q}\right)=$$

$$=2\,j\,k_0\Big[\left(\vec{p}\cdot\vec{q}\right)-\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{q}\right)\left(\vec{r}^{\,0}\cdot\vec{p}\right)\Big]\cdot I\;.$$

Таким образом, в однопозиционном случае равенство (1.117) имеет место и для рассеянных полей, рассчитанных в приближении физической оптики.

В случае же бистатической локации $\left(-\vec{r}^{\,0} \neq \vec{R}^{0}\right)$ интегрирование в (1.118), (1.119) проводится по разным, несовпадающим многообразиям (и при этом не совпадают, вообще говоря, и подынтегральные функции, домноженные скалярно соответственно на $\vec{q}$ и $\vec{p}$).

Таким образом, принцип взаимности в бистатическом случае (в приближении физической оптики), вообще говоря, места не имеет.

Этот вывод является тем более практически важным, что разнесенный прием занимает важное место в современной радиолокации, а физоптическое приближение с использованием соображений взаимности представляет собой достаточно привычный подход, часто применяемый в электродинамических расчетах без должного обоснования.

1.6. Эффективная поверхность рассеяния (ЭПР) трехмерных объектов и ее связь с ЭПР двумерных объектов

Пусть на объект конечных размеров, ограниченный поверхностью S, падает плоская волна

$$\vec{E}^{0}(x) = \vec{p}\,exp\left(-jk_0\left(\vec{R}^{0}\cdot\vec{x}\right)\right),$$

$$\vec{H}^{0}(x) = \left(\vec{p}\times\vec{R}^{0}\right)\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,exp\left(-jk_0\left(\vec{R}^{0}\cdot\vec{x}\right)\right)$$

(излучение радиолокатора), где $-\vec{R}^{0}$ – орт луча, идущего в направлении от радиолокатора к цели, а $\vec{p} = p\cdot\vec{p}^{\,0}$ – вектор поляризации, $\vec{p}^{\,0} \perp \vec{R}^{0}$.