

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

влияние подстилающей поверхности с заданными электромагнитными характеристиками. Из-за наличия границы раздела "воздух-земля" на поверхности объекта возникают две взаимно-пересекающиеся освещенные области, первая из которых вызвана прямой волной, падающей из точки облучения, а вторая – волной, отраженной от земной поверхности. Полученные интегральные представления позволяют указать на 4 главных пути распространения электромагнитных волн в описываемой системе (рис. 2.44): "передатчик-объект-приемник", "передатчик-объект-земля-приемник", "передатчик-земля-объект-земля-приемник", "передатчик-земля-объект-приемник". Для наземных объектов метод также позволяет рассчитывать характеристики рассеяния при наличии радиопоглощающих покрытий и изломов поверхности.

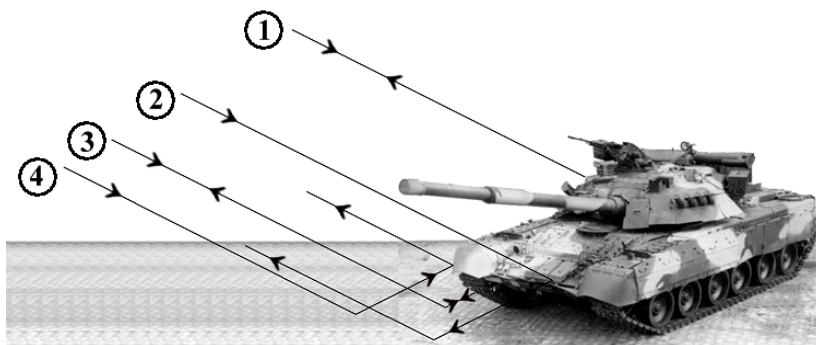


Рис. 2.44. Главные пути распространения электромагнитных волн при зондировании наземного объекта

2.3.1. Рассеяние плоской электромагнитной волны на идеально проводящем объекте, находящемся вблизи границы однородного полупространства

Ниже предлагается приближенная методика расчета характеристик обратного рассеяния плоской электромагнитной волны на идеально проводящем объекте больших электрических размеров (и малых кривизн), который находится вблизи границы однородного полупространства (возможно, с комплексными параметрами).

Актуальность такой постановки задачи обусловлена, в частности, необходимостью получения априорной информации о характеристиках вторичного излучения наземных объектов в интересах решения задачи их локального обнаружения и распознавания.

Методика основана на получаемых из леммы Лоренца интегральных представлениях полей, учитывающих электродинамические взаимодействия между идеально проводящим рассеивателем и границей однородного полупространства.

Для расчетов вторичного излучения объекта, находящегося вблизи подстилающей поверхности, необходимо учитывать взаимное влияние этих объектов между собой, т.е. следует рассматривать систему "идеально проводящий объект – полупространство с параметрами земли" (рис. 2.45) с учетом внутрисистемных взаимодействий.

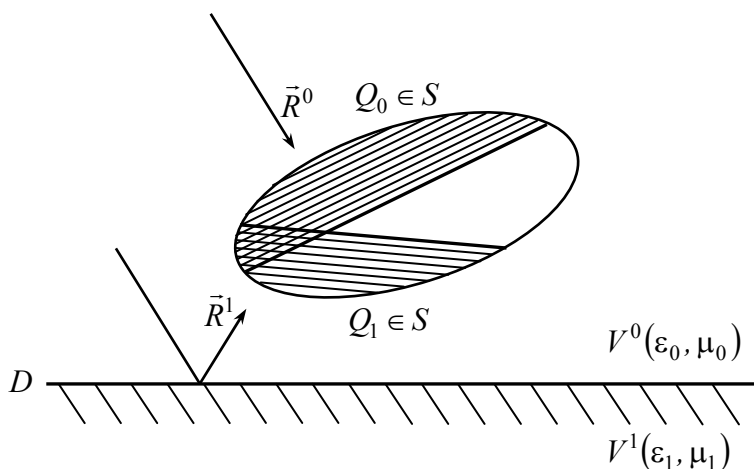


Рис. 2.45. Система "объект - земля"

Для учета влияния подстилающей поверхности необходимо рассматривать четыре указанных выше наиболее существенных пути распространения электромагнитной волны. Многократными переотражениями, как эффектами второго порядка малости, в первом приближении можно пренебречь.

Пусть $\vec{\mathcal{E}}(\vec{x}|\vec{x}_0, \vec{p})$, $\vec{\mathcal{H}}(\vec{x}|\vec{x}_0, \vec{p})$ – поле, порожденное точечным диполем, расположенным в точке x_0 с вектор-моментом \vec{p} в присутствии полупространства V^1 . Поле $\vec{\mathcal{E}}(\vec{x}|\vec{x}_0, \vec{p})$, $\vec{\mathcal{H}}(\vec{x}|\vec{x}_0, \vec{p})$ удовлетворяет системе уравнений Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \text{rot} \vec{\mathcal{E}} &= j\omega \mu_0 \vec{\mathcal{H}} \\ \text{rot} \vec{\mathcal{H}} &= -j\omega \varepsilon \vec{\mathcal{E}} - j\omega \vec{p} \delta(\vec{x} - \vec{x}_0) \end{aligned} \right\} \quad (2.92)$$

где $\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_0, & x_0 \in V^0, \\ \varepsilon_1, & x_0 \in V^1. \end{cases}$

Отметим, что если основная часть спектра зондирующего сигнала расположена выше 50 МГц, то дисперсионными свойствами среды с параметрами земли можно пренебречь [57].

Система уравнений (2.92) дополняется граничными условиями на поверхности раздела сред D :

$$\vec{\mathcal{E}}^{+T} = \vec{\mathcal{E}}^{-T}; \quad \vec{\mathcal{H}}^{+T} = \vec{\mathcal{H}}^{-T}. \quad (2.93)$$

Рассмотрим поле $\vec{E}(\vec{x})$, $\vec{H}(\vec{x})$, порожденное заданным распределением объемной плотности тока \vec{J} в V^0 при наличии полупространства V^1 и идеально проводящего рассеивателя S . Для этого случая уравнения Максвелла будут иметь следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \text{rot} \vec{E} &= j\omega \mu_0 \vec{H} \\ \text{rot} \vec{H} &= -j\omega \varepsilon \vec{E} + \vec{J} \end{aligned} \right\} \quad (2.94)$$

Отметим, что границей области V^0 является $D \cup S$ (рис. 2.45). Граничные условия на поверхности раздела сред D

$$\vec{E}^{+T} = \vec{E}^{-T}, \quad \vec{H}^{+T} = \vec{H}^{-T} \quad (2.95)$$

дополняются требованием равенства нулю тангенциальной

составляющей электрической напряженности на поверхности S :

$$\vec{E}^T \Big|_S = 0. \quad (2.96)$$

Применим лемму Лоренца к полям $\vec{E}(\vec{x})$, $\vec{H}(\vec{x})$ и $\vec{\mathcal{E}}(\vec{x}|\vec{x}_0, \vec{p})$, $\vec{\mathcal{H}}(\vec{x}|\vec{x}_0, \vec{p})$ в области V^0 при условии $x_0 \in V^0$:

$$\begin{aligned} & \int_D (\vec{E}^{-T} \cdot \vec{\mathcal{H}}^{-\perp} - \vec{\mathcal{E}}^{-T} \cdot \vec{H}^{-\perp}) dl - \int_S \vec{\mathcal{E}}^{-T} \cdot \vec{H}^{-\perp} dS = \\ & = - \int_{V^0} (j\omega \delta(\vec{x} - \vec{x}_0) \vec{p} \cdot \vec{E} + \vec{J} \cdot \vec{\mathcal{E}}) dv \end{aligned} \quad (2.97)$$

и на основании принципа суперпозиции, используя фильтрующее свойство δ -функции, получим

$$j\omega \vec{p} \cdot (\vec{E}(\vec{x}_0) - \vec{\mathcal{E}}(\vec{x}_0)) = \int_S \vec{\mathcal{E}}^T \cdot \vec{H}^\perp(\vec{x}) dS - \int_D (\vec{E}^{-T} \cdot \vec{\mathcal{H}}^{-\perp} - \vec{\mathcal{E}}^{-T} \cdot \vec{H}^{-\perp}) dl, \quad (2.98)$$

где $\vec{\mathcal{E}}(\vec{x}_0)$ – поле, порожденное в полупространстве V^0 заданным распределением сторонних токов \vec{J} в отсутствие рассеивателя S .

Применив лемму Лоренца к тем же полям в области V^1 , можно получить

$$\int_D (\vec{E}^{+T} \cdot \vec{\mathcal{H}}^{+\perp} - \vec{\mathcal{E}}^{+T} \cdot \vec{H}^{+\perp}) dl = 0. \quad (2.99)$$

Здесь $\vec{A}^T = \vec{A} - \vec{n}(\vec{A} \cdot \vec{n})$, $\vec{B}^\perp = (\vec{n} \times \vec{B})$, \vec{n} – орт нормали к соответствующей границе.

Складывая почленно соотношения (2.98) и (2.99) и учитывая граничные условия (2.93), (2.95), (2.96), можно получить следующее интегральное представление:

$$j\omega \vec{p} \cdot (\vec{E}(\vec{x}_0) - \vec{\mathcal{E}}(\vec{x}_0)) = \int_S \vec{\mathcal{E}}(\vec{x}|\vec{x}_0, \vec{p}) \cdot \vec{H}^\perp(x) dS. \quad (2.100)$$

Пусть вектор \vec{x}_0 имеет направление на источник излучения $-\vec{R}^0$ и по длине равен r :

$$\vec{x}_0 = -r\vec{R}^0. \quad (2.101)$$

Устремив $r \rightarrow \infty$, представим (2.100) в следующем виде:

$$j\omega\vec{p} \cdot \left(\vec{E}(\vec{R}^0) - \vec{\mathcal{E}}(\vec{R}^0) \right) = \int_S \vec{\mathcal{E}}^T(x|\vec{R}^0, \vec{p}) \cdot \vec{H}^\perp(x) dS, \quad (2.102)$$

где $\vec{\mathcal{E}}^T(x|\vec{R}^0, \vec{p})$ – поле, порожденное плоской волной

$$\vec{\mathcal{E}}_0(x|\vec{R}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) \cdot \Omega(k_0 r), \quad (2.103)$$

$$\Omega(k_0 r) = \frac{1}{4\pi} \frac{\exp(jk_0 r)}{r}, \quad \vec{p}^0 = \vec{p} - \vec{R}^0(\vec{p} \cdot \vec{R}^0),$$

распространяющейся в направлении \vec{R}^0 , при наличии лишь полупространства V^1 (при отсутствии рассеивателя S); $\vec{E}(\vec{R}^0)$, $\vec{\mathcal{E}}(\vec{R}^0)$ – диаграммы вторичного обратного рассеяния рассматриваемой системы при наличии и отсутствии рассеивателя S , соответственно.

Выражение для падающей плоской волны (2.103) получено в результате предельного перехода к вектор-функции

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{x}|\vec{x}_0, \vec{p}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \left[\vec{\nabla}(\vec{p} \cdot \vec{\nabla} g) + k_0^2 \vec{p} g \right], \quad \left(g(\vec{x}, \vec{x}_0) = \frac{\exp(jk_0|\vec{x} - \vec{x}_0|)}{4\pi|\vec{x} - \vec{x}_0|} \right),$$

выражающей поле электрического диполя, расположенного в свободном пространстве и локализованного в точке $x_0 \in V^0$ при удалении x_0 в бесконечность. При этом используется асимптотическое разложение функции $g(\vec{x}, \vec{x}_0)$ при $r \rightarrow \infty$:

$$g(\vec{x}, \vec{x}_0) \sim k_0 \Omega(k_0 r) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})).$$

В общем случае плоская волна (2.103) падает наклонно на границу раздела сред D . В этой ситуации отраженное поле в направлении $-\vec{R}^0$ можно положить равным нулю. Таким образом, выражение для поля над поверхностью D в отсутствие рассеивателя S можно записать в виде:

$$\vec{E}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \left[\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^1 \exp(jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right] \Omega(k_0 x_0), \quad (2.104)$$

где $\vec{R}^1 = \vec{R}^0 - 2\vec{n}(\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$ – направление распространения отраженной от плоскости D волны, \vec{p}^1 – векторный коэффициент отражения от подстилающей поверхности, рассчитываемый с помощью выражений (2.12), (2.13) по методике, приведенной в [28].

Таким образом, будем считать, что поверхность S облучается, во-первых, исходной плоской волной, распространяющейся в направлении \vec{R}^0 и, во-вторых, волной, переотраженной плоскостью D .

При этом необходимо учитывать фазовые набеги, связанные с отражением от границы D . Пусть в некоторой системе координат $Ox_1x_2x_3$ точка M на поверхности объекта имеет радиус-вектор \vec{x} и пусть точка A – точка зеркального отражения на плоскости D , отраженный луч из которой проходит через точку M на S (рис. 2.46).

Плоскость D описывается равенством

$$(\vec{x} \cdot \vec{n}) + h = 0, \quad (2.105)$$

где h – расстояние от плоскости D до начала координат вдоль

направления орта нормали \vec{n} к плоскости D ; \vec{x} – радиус-вектор точки плоскости.

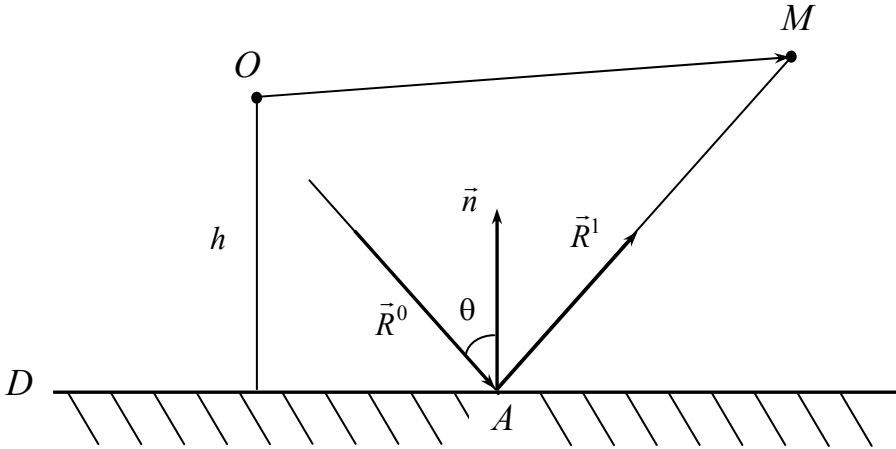


Рис. 2.46. К вопросу отражения падающей волны от подстилающей поверхности

Введем обозначения $\vec{a} = \vec{OA} = \vec{x} - \rho \vec{R}^1$, $\vec{\xi} = \vec{AM} = \vec{x} - \vec{a} = \rho \vec{R}^1$, где значение ρ определяется из условия принадлежности точки A плоскости D :

$$\rho = \frac{(\vec{x} \cdot \vec{n}) + h}{(\vec{R}^1 \cdot \vec{n})}. \quad (2.106)$$

Тогда падающая волна (2.103) может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \vec{E}_0(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) &= k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot (\vec{a} + \vec{\xi}))) \Omega(k_0 x_0) = \\ &= k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \Omega(k_0 x_0) \vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{a})) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\xi})) = \hat{\vec{p}}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\xi})), \end{aligned}$$

а волна, отраженная от плоскости D , соответственно,

$$\begin{aligned} \vec{\varepsilon}(\vec{x}|\vec{R}^1, \vec{p}^1) &= \hat{p}^1 \exp(jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{\xi})) = \\ &= k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \Omega(k_0 x_0) \vec{p}^1 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{a})) \exp(jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{\xi})) = \\ &= k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \Omega(k_0 x_0) \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{a} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})). \end{aligned}$$

Таким образом, полное поле в точке \vec{x} поверхности объекта S с учетом фазовых набегов, вызванных отражением первичной волны от плоскости D , можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \vec{\varepsilon}(\vec{x}|\vec{R}^0, \vec{p}) &= k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \Omega(k_0 r) \times \\ &\times \left[\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{a} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right]. \quad (2.107) \end{aligned}$$

Тогда из (2.103) с учетом (2.107) получаем

$$\begin{aligned} \vec{p} \vec{E}(\vec{R}^0) &= -j\Omega(k_0 r) k_0^2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_S \left[\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \right. \\ &\left. + \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{a} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right] H^\perp(\vec{x}) dS. \quad (2.108) \end{aligned}$$

Отметим, что $\vec{H}^\perp(\vec{x})$ – плотность поверхностного тока на S , порожденная распространяющейся в направлении \vec{R}^0 плоской волной в присутствии границы D полупространства V^1 . Наличие в рассматриваемой системе полупространства V^1 приводит к тому, что на поверхность объекта S дополнительно падает волна, отраженная от поверхности D и распространяющаяся в направлении \vec{R}^1 . Поэтому на поверхности объекта локализуются две взаимно-пересекающиеся (в общем случае) "освещенные" области Q_0 и Q_1 (рис. 2.45). В приближении физической оптики плотность

поверхностного тока на гладкой части поверхности S можно представить в виде:

$$\bar{H}^\perp(\bar{x}) = \begin{cases} 2\bar{n}_S \times \bar{H}_1^0, & \bar{x} \in Q_0, \\ 2\bar{n}_S \times \bar{H}_2^0, & \bar{x} \in Q_1, \end{cases} \quad (2.109)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{H}_1^0 &= (\bar{R}^0 \times \bar{p}^0) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{x})), \\ \bar{H}_2^0 &= (\bar{R}^1 \times \bar{p}^1) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0(\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{a}) \exp(jk_0(\bar{R}^1 \cdot \bar{x})). \end{aligned} \quad (2.110)$$

Таким образом, правую часть (2.108) можно представить в виде суммы четырех интегралов вида $\Gamma = \int_Q f(\bar{x}) \exp(jk_0 \Theta(\bar{x})) dS$:

$$\begin{aligned} \bar{p} \cdot \bar{E}(\bar{R}^0) &= -jk_0 \frac{\exp(jk_0 r)}{2\pi r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \times \\ &\times \left\{ \int_{Q_0} \bar{p}^0 \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{x})) \cdot (\bar{n}_S \times (\bar{R}^0 \times \bar{p}^0)) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{x})) dS + \right. \\ &+ \int_{Q_0} \bar{p}^1 \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{a} - \bar{R}^1 \cdot \bar{x})) \cdot (\bar{n}_S \times (\bar{R}^0 \times \bar{p}^0)) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{x})) dS + \\ &+ \int_{Q_1} \bar{p}^0 \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{x})) \cdot (\bar{n}_S \times (\bar{R}^1 \times \bar{p}^1)) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{a} + \bar{R}^1 \cdot \bar{x})) dS + \\ &\left. + \int_{Q_1} \bar{p}^1 \exp(jk_0(\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{a} - \bar{R}^1 \cdot \bar{x}) \cdot (\bar{n}_S \times (\bar{R}^1 \times \bar{p}^1)) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0(\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c} - \bar{R}^1 \cdot \bar{x}) dS \right\}. \end{aligned} \quad (2.111)$$

При этом интегрирование для первых двух интегралов проводится по "освещенной" области Q_0 , а для двух других интегралов – по "освещенной" области Q_1 .

Функции, соответствующие $f(\vec{x})$ и $\Theta(\vec{x})$ в каждом интеграле, являются медленно меняющимися. Подынтегральные же функции в (2.111) являются быстроосциллирующими и требуют применения кубатурных формул, описанных в п. 2.2.2.

Аналогичным образом может быть получена расчетная формула для поля, рассеянного локальными участками кромочного типа с учетом подстилающей поверхности. При этом используется решение задачи о бистатическом рассеянии на локальном участке рассеяния кромочного типа [30].

В п. 2.3.3 будет изложен метод оценки вклада кромочных локальных участков рассеяния с радиопоглощающими покрытиями в ЭПР наземного объекта с неидеально отражающей поверхностью.

Используя полученные значения полей, рассеянные гладкими и кромочными элементами поверхности, оценивается полное рассеянное поле объекта, расположенного вблизи подстилающей поверхности.

2.3.2. Характеристики рассеяния идеально проводящей модели наземного объекта

Для проверки работоспособности предложенной методики расчета было проведено математическое моделирование рассеяния плоской электромагнитной волны на модели танка (рис. 2.47), расположенного на поверхности земли.

Длина модели – 8 м, ширина 3 м, высота – 2 м. В качестве подстилающей поверхности использовался каштановый суглинок с эквивалентной сухой плотностью $1,2 \text{ г/см}^2$. Параметры сухой почвы (влажность 1%): $\epsilon' = 3 + j0,38$, $\mu' = 1 + j0$; для влажной

(влажность 20%) почвы $\varepsilon' = 17 + j0,9$, $\mu' = 1 + j0$.

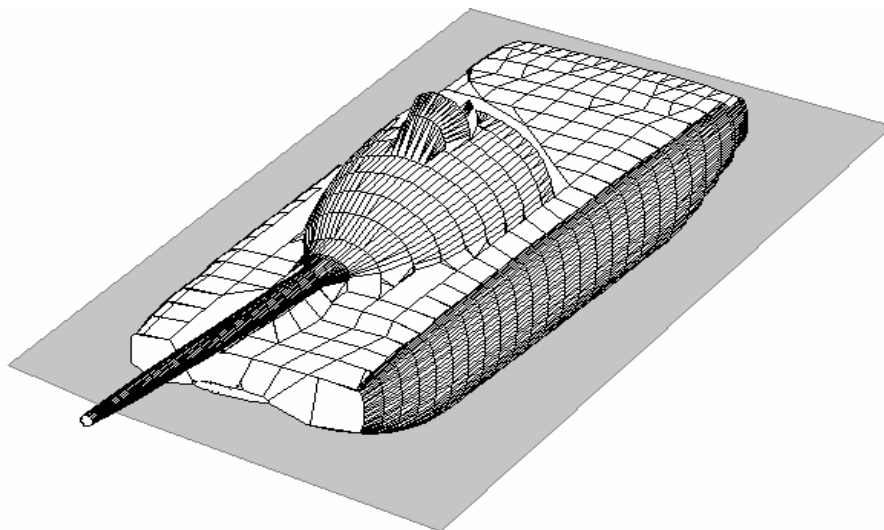


Рис. 2.47. Модель танка

Под углом места будем понимать угол между вектором направления зондирования и нормалью к подстилающей поверхности. При зондировании параллельно плоскости земли угол места равен 0° . Азимут зондирования отсчитывался от лобового направления.

Расчет ЭПР модели проводился в диапазоне азимутальных углов $0^\circ \dots 90^\circ$. Угол места 30° . Частота зондирующего сигнала 10 ГГц ($\lambda = 0,03$ м).

На рис. 2.48 изображены зависимости когерентной ЭПР идеально проводящей модели танка на сухой земле. ЭПР при горизонтальной поляризации изображена жирной линией, а ЭПР при вертикальной поляризации – тонкой линией. На рис. 2.49 изображены зависимости ЭПР модели танка на влажной земле.

Наибольшие значения ЭПР модели достигаются при лобовом и боковом зондировании независимо от типа почвы и поляризации зондирующего сигнала. ЭПР при вертикальной поляризации почти во всем диапазоне ракурсов зондирования ниже, чем ЭПР

при горизонтальной поляризации. Это объясняется меньшим вкладом подстилающей поверхности при вертикальной поляризации зондирующего сигнала. Локальные превышения ЭПР при вертикальной поляризации можно объяснить более сильным рассеянием на вертикальных кромочных локальных участках поверхности, чем на горизонтальных. При влажной земле ЭПР модели выше, чем при сухой. Это особенно заметно при горизонтальной поляризации зондирующего сигнала.

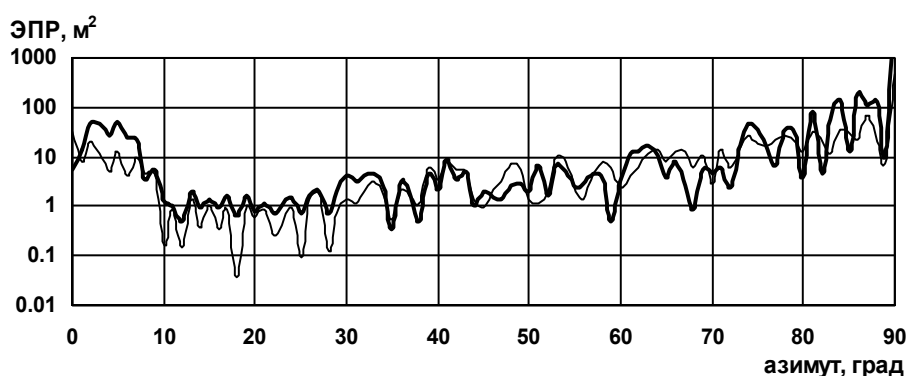


Рис. 2.48. Когерентная ЭПР модели танка на сухой земле

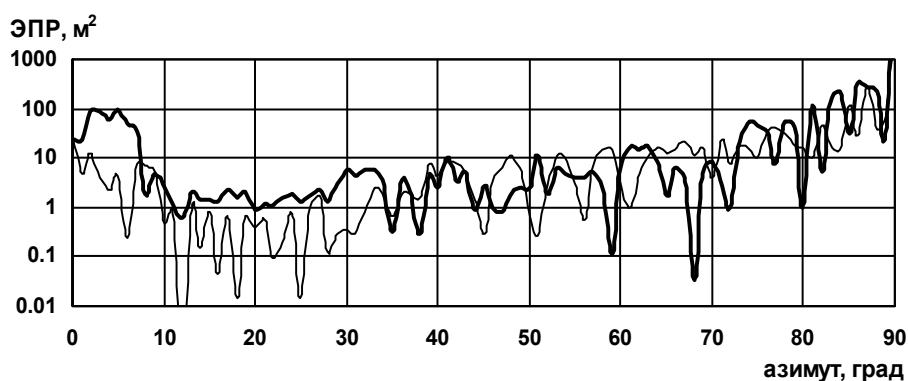


Рис. 2.49. Когерентная ЭПР модели танка на влажной земле

В рассматриваемом высокочастотном диапазоне ЭПР объекта, также как и рассеянное поле, является быстроосциллирующей функцией частоты.

2.3. Метод расчета характеристик рассеяния наземных...

При зондировании объектов реальными сигналами происходит усреднение ЭПР в частотном диапазоне, соответствующем ширине спектра зондирующего сигнала. Как показано на рис. 2.20 для получения устойчивых оценок ЭПР, необходимо провести усреднение этой величины в частотном диапазоне не менее 5 МГц. На рис. 2.50 приведены зависимости усредненной ЭПР модели при сухой земле, аналогичные представленным на рис. 2.48. Усреднение проводилось в диапазоне $f = 9.95...10.05$ ГГц по 50 значениям частоты. На рис. 2.51. приведены зависимости усредненной ЭПР модели при влажной земле, аналогичные представленным на рис. 2.49. ЭПР при горизонтальной поляризации приведена толстой линией, а ЭПР при вертикальной поляризации – тонкой линией.

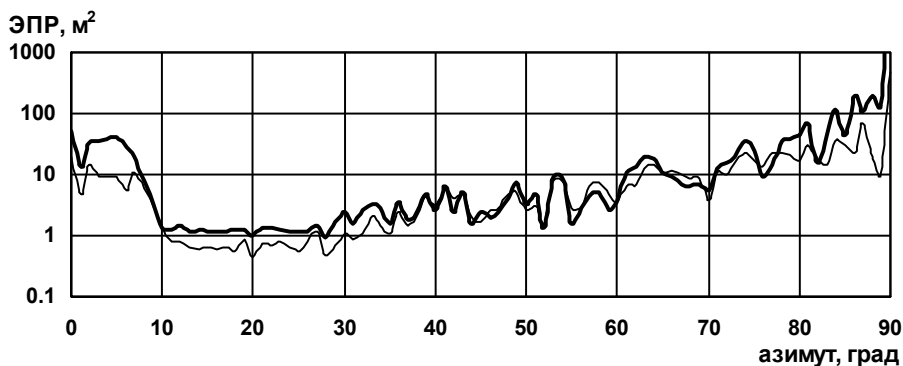


Рис. 2.50. Усредненная ЭПР модели танка на сухой земле

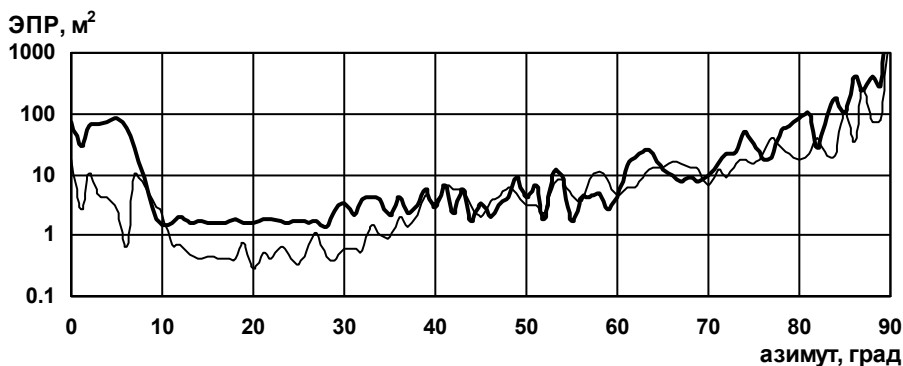


Рис. 2.51. Усредненная ЭПР модели танка на влажной земле

Графики, приведенные на рис. 2.50...2.51, являются более гладкими по сравнению с графиками на рис. 2.48...2.49. Это объясняется усреднением значений по частоте и снижением влияния когерентного сложения откликов от различных участков поверхности модели.

С целью уменьшения временных затрат при получении устойчивых оценок ЭПР были рассчитаны значения некогерентной ЭПР. На рис. 2.52 показаны зависимости некогерентной ЭПР модели танка на сухой земле. На рис. 2.53 показаны зависимости некогерентной ЭПР модели танка на влажной земле.

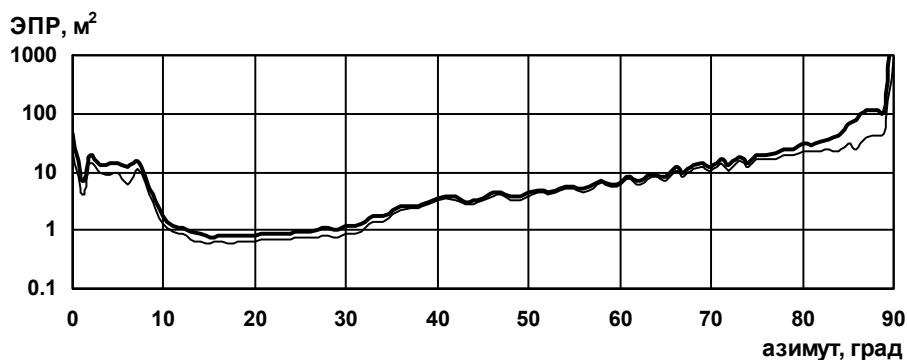


Рис. 2.52. Некогерентная ЭПР модели танка при сухой земле

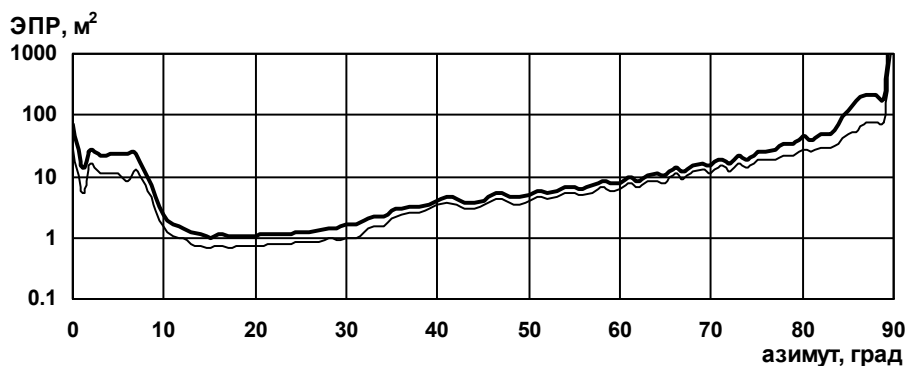


Рис. 2.53. Некогерентная ЭПР модели танка на влажной земле

Приведенные зависимости некогерентной ЭПР от азимута являются даже более гладкими, чем зависимости усредненной в

2.3. Метод расчета характеристик рассеяния наземных...

диапазоне частот ЭПР, приведенные на рис. 2.50...2.51. Значения некогерентной ЭПР являются хорошей и достаточно устойчивой оценкой ЭПР в определенном диапазоне зондирующих частот и ракурсов облучения цели. Также необходимо отметить, что значения некогерентной ЭПР получены при расчете на одной частоте, что существенно снижает временные затраты для получения конечного результата.

На рис. 2.54...2.56 представлены зависимости некогерентной ЭПР модели танка при различных углах места зондирования.

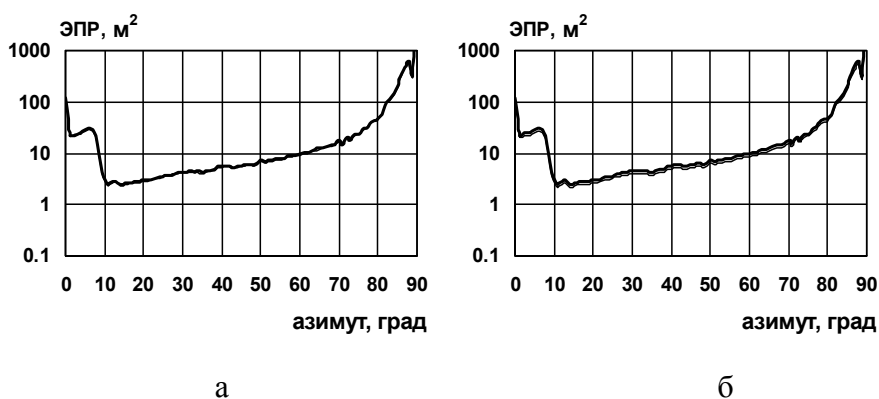


Рис. 2.54. Некогерентная ЭПР модели танка при угле места 0°
(а – сухая земля, б – влажная земля)

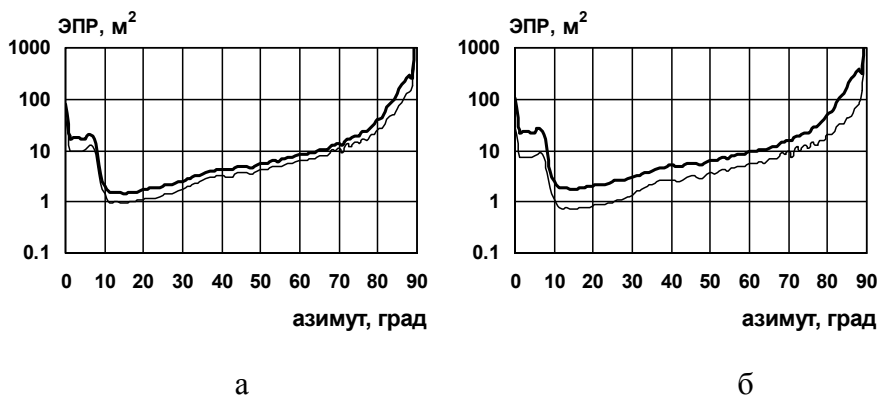


Рис. 2.55. Некогерентная ЭПР модели танка при угле места 10°
(а – сухая земля, б – влажная земля)

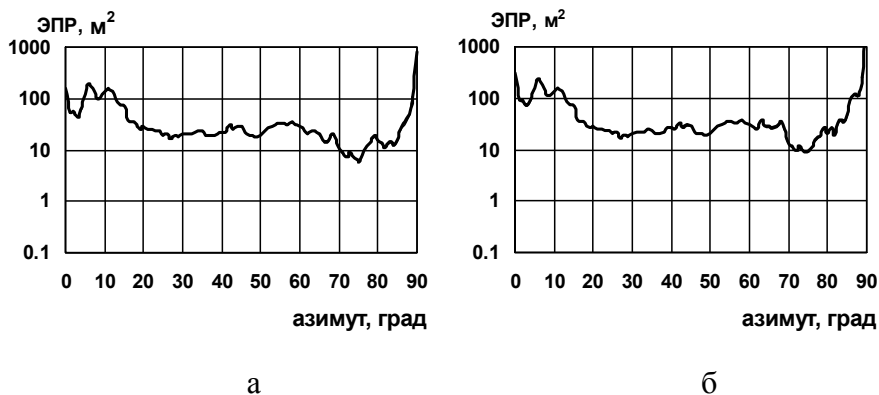


Рис. 2.56. Некогерентная ЭПР модели танка при угле места 75°
(а – сухая земля, б – влажная земля)

Приведенные графики показывают, что при зондировании вдоль поверхности земли нет разницы между ЭПР при вертикальной и горизонтальной поляризациями. Это происходит в силу того, что при направлениях зондирования, близких к касательным относительно поверхности земли, коэффициент отражения близок к единице при любой поляризации для всех рассматриваемых путей распространения падающей электромагнитной волны, а изломы поверхности исследуемого объекта в большинстве своем затенены либо не рассеивают в обратном направлении. При зондировании под углами места близкими к 90° значения ЭПР на горизонтальной и вертикальной поляризации также близки в силу того, что наибольший вклад в суммарное рассеяние вносит волна, распространяющаяся по пути "РЛС-объект-РЛС" без отражения от подстилающей поверхности. Наибольшие различия между значениями ЭПР на вертикальной и горизонтальной поляризациях имеет место при углах места 10° и 30° (рис. 2.53, 2.54, 2.55), когда различия между коэффициентами отражения от земной поверхности на разных поляризациях существенна. Именно поэтому для углов места 10° и 30° ЭПР модели танка на влажной земле выше, чем ЭПР модели на сухой земле. При малых или больших углах места влияние типа почвы на уровень ЭПР существенно ниже.

2.3.3. Метод расчета ЭПР наземного объекта с неидеально отражающей поверхностью

Предлагаемый метод основан на получаемых из леммы Лоренца интегральных представлениях полей, учитывающих электродинамические взаимодействия между рассеивателем и границей однородного полупространства. Кроме того, учитывается наличие неоднородностей (острые кромки и радиопоглощающие покрытия) на поверхности исследуемого объекта.

Рассмотрим падение плоской монохроматической волны (2.1) на неидеально отражающий наземный объект. Воспользовавшись леммой Лоренца [10], можно получить выражение для поля, рассеянного объектом с поверхностью S :

$$\vec{p} \cdot \vec{E}(x_0) = \frac{1}{j\omega} \int_S [\vec{H}^\perp(x) \cdot \vec{\mathcal{E}}(x | x_0, \vec{p}) + \vec{E}^\perp(x) \cdot \vec{\mathcal{H}}(x | x_0, \vec{p})] dS_x, \quad (2.112)$$

где $\vec{\mathcal{E}}, \vec{\mathcal{H}}(x | x_0, \vec{p})$ – поле электрического диполя, расположенного в точке x_0 с вектор-моментом \vec{p} в присутствии границы D полупространства V^1 (рис. 2.45), $(\vec{E}^\perp, \vec{H}^\perp)$ – как и ранее, повернутые на 90° тангенциальные составляющие полного поля на поверхности объекта S . В частности, если неидеальность границы объекта связана с наличием эквидистантного радиопоглощающего слоя на идеально проводящей поверхности рассеивателя, то для нахождения поля (\vec{E}, \vec{H}) можно воспользоваться решением модельной задачи, изложенным в подразделе 2.1. Отметим, что для случая обратного рассеяния $\vec{x}_0 = -r \cdot \vec{R}^0$. Если $r \rightarrow \infty$, то выражение для поля диполя асимптотически можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{x}_0, \vec{p}) &\sim \Omega(k_0 r) \vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}), \\ \vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{x}_0, \vec{p}) &\sim \Omega(k_0 r) \vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}), \end{aligned} \quad (2.113)$$

где

$$\Omega(k_0 r) = \frac{e^{jk_0 r}}{4\pi k_0 r}.$$

Поле $\vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{R}_0, \vec{p})$, $\vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{R}_0, \vec{p})$ порождено плоской волной

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}_0(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) &= k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \vec{p}^T \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \\ \vec{\mathcal{H}}_0(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) &= -k_0^2 \omega \vec{p}^\perp \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \end{aligned} \quad (2.114)$$

где $\vec{p}^\perp = \vec{R}^0 \times \vec{p}$, $\vec{p}^T = \vec{p} - \vec{R}^0(\vec{R}^0 \cdot \vec{p})$.

Следовательно, поле над поверхностью D в отсутствие рассеивателя S можно записать в виде

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} [\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^1 \exp(jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x}))], \quad (2.115)$$

$$\vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) = -k_0^2 \omega [\vec{p}^{0\perp} \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^{1\perp} \exp(jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x}))], \quad (2.116)$$

где $\vec{p}^{0\perp} = \vec{R}^0 \times \vec{p}^0$, $\vec{p}^{1\perp} = \vec{R}^1 \times \vec{p}^1$, $\vec{p}^0 = \vec{p}^T$, \vec{p}^1 – вектор, рассчитываемый с помощью выражений (2.12), (2.13).

Таким образом, так же как и в п. 2.3.1, будем считать, что поверхность S облучается, во-первых, исходной плоской волной, распространяющейся в направлении \vec{R}^0 и, во-вторых, волной преотраженной плоскостью D , распространяющейся в направлении \vec{R}^1 , (рис. 2.45).

Учет фазовых набегов, связанных с отражением от границы D , происходит также как и для идеально проводящего объекта. Например, для электрической составляющей полного поля в точке \vec{x} поверхности объекта S с учетом фазовых набегов, вызванных отражением первичной волны от плоскости D , можно записать:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \Omega(k_0 r) \times \\ \times \left[\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right], \quad (2.117)$$

где $\vec{c} = \vec{x} - \frac{(\vec{x} \cdot \vec{n}) + h}{(\vec{R}^1 \cdot \vec{n})} \vec{R}^1$, \vec{n} – нормаль к поверхности D , h – расстояние от центра системы координат, связанной с объектом, до поверхности D (рис. 2.46). Аналогично с учетом фазовых набегов можно записать выражение для $\vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p})$.

Тогда, из (2.112), с учетом полученных выражений для $\vec{\mathcal{E}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p})$, $\vec{\mathcal{H}}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p})$, можно записать выражение для полного поля, рассеянного в направлении $-\vec{R}^0$ (над поверхностью D), при наличии объекта S :

$$\vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{R}^0) = -j k_0 \Omega(k_0 r) \times \int_S \left[\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left[\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right] \vec{H}^\perp(\vec{x}) + \left[\vec{p}^{0\perp} \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{p}^{1\perp} \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right] \vec{E}^\perp(\vec{x}) \right] dS. \quad (2.118)$$

Отметим, что $\vec{H}^\perp(\vec{x})$ представляет собой эквивалентную плотность электрического тока на поверхности S неидеально отражающего объекта. Плотность поверхностного тока $\vec{H}^\perp(\vec{x})$ порождена распространяющейся в направлении \vec{R}^0 плоской волной в присутствии границы D полупространства V^1 (рис. 2.45). В приближении физической оптики $\vec{H}^\perp(\vec{x})$ для гладких участков поверхности S может быть представлена в виде

$$\vec{H}^\perp(\vec{x}) = \begin{cases} \vec{n}_S \times \vec{H}_1, & \vec{x} \in Q_0, \\ \vec{n}_S \times \vec{H}_2, & \vec{x} \in Q_1, \end{cases} \quad (2.119)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{H}_1 &= (\bar{R}^0 \times \bar{p}^0) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0 (\bar{R}^0 \cdot \bar{x})) + (\bar{R}^{01} \times \bar{p}^{01}) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0 (\bar{R}^{01} \cdot \bar{x})), \\ \bar{H}_2 &= (\bar{R}^1 \times \bar{p}^1) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0 (\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}) \exp(jk_0 (\bar{R}^1 \cdot \bar{x})) + \\ &+ (\bar{R}^{11} \times \bar{p}^{11}) \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \exp(jk_0 (\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}) \exp(jk_0 (\bar{R}^{11} \cdot \bar{x})). \end{aligned} \quad (2.120)$$

Здесь \bar{n}_S – нормаль к поверхности S объекта; $\bar{R}^{01} = \bar{R}^0 - 2\bar{n}_S(\bar{R}^0 \cdot \bar{n}_S)$, $\bar{R}^{11} = \bar{R}^1 - 2\bar{n}_S(\bar{R}^1 \cdot \bar{n}_S)$, \bar{p}^{01} , \bar{p}^{11} – комплексные векторные коэффициенты отражения от неидеально отражающей поверхности объекта при облучении в направлениях \bar{R}^0 и \bar{R}^1 , соответственно. Векторы \bar{p}^{01} и \bar{p}^{11} могут быть получены с помощью методики, изложенной в подразделе 2.1.1.

В выражении (2.112) $\vec{E}^\perp(\bar{x})$ представляет собой эквивалентную плотность магнитного тока на поверхности S . В приближении физической оптики $\vec{E}^\perp(\bar{x})$ можно представить в виде

$$\vec{E}^\perp(\bar{x}) = \begin{cases} \bar{n}_S \times \vec{E}_1, & \bar{x} \in Q_0, \\ \bar{n}_S \times \vec{E}_2, & \bar{x} \in Q_1, \end{cases} \quad (2.121)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \bar{p}^0 \exp(jk_0 (\bar{R}^0 \cdot \bar{x})) + \bar{p}^{01} \exp(jk_0 (\bar{R}^{01} \cdot \bar{x})), \\ \vec{E}_2 &= \bar{p}^1 \exp(jk_0 (\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}) \exp(jk_0 (\bar{R}^1 \cdot \bar{x})) + \\ &+ \bar{p}^{11} \exp(jk_0 (\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}) \exp(jk_0 (\bar{R}^{11} \cdot \bar{x})). \end{aligned} \quad (2.122)$$

С учетом (2.119)...(2.122) выражение (2.118) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned}
 \vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{R}^0) = & -jk_0 \frac{\exp(jk_0 r)}{2\pi r} \times \\
 & \times \left\{ \int_{Q_0} [\vec{p}^0 \cdot (\vec{n}_S \times \vec{H}_1) + (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \cdot (\vec{n}_S \times \vec{E}_1)] \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) dS + \right. \\
 & + \int_{Q_0} [\vec{p}^1 \cdot (\vec{n}_S \times \vec{H}_1) + (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1) \cdot (\vec{n}_S \times \vec{E}_1)] \exp\left(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} - \vec{R}^1 \cdot \vec{x})\right) dS + \\
 & + \int_{Q_1} [\vec{p}^0 \cdot (\vec{n}_S \times \vec{H}_2) + (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \cdot (\vec{n}_S \times \vec{E}_2)] \exp\left(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})\right) dS + \\
 & \left. + \int_{Q_1} [\vec{p}^1 \cdot (\vec{n}_S \times \vec{H}_2) + (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1) \cdot (\vec{n}_S \times \vec{E}_2)] \exp\left(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} - \vec{R}^1 \cdot \vec{x})\right) dS \right\}. \quad (2.123)
 \end{aligned}$$

Интегрирование для двух первых интегралов проводится по "освещенной" области Q_0 , а для двух других интегралов – по "освещенной" области Q_1 . Подынтегральные функции в (2.123) являются быстроосциллирующими и требуют использования кубатурных формул, описанных в подразделе 2.1.

Применив кубатурную формулу (п.2.2.2) к интегралам, входящим в (2.123), можно рассчитать поле, рассеянное гладкой частью поверхности рассматриваемого объекта.

Для поля, рассеянного локальными участками кромочного типа наземного объекта, также воспользуемся выражением (2.112). Для полного поля в точке \vec{X} поверхности S , охватывающей объект, с учетом фазовых набегов, вызванных отражением первичной волны от плоскости D , можно записать:

$$\begin{aligned}
 \vec{e}(\vec{X} | \vec{R}^0, \vec{p}) = & k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \Omega(k_0 r) \times \\
 & \times [\vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{X})) + \vec{p}^1 \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{X}))], \quad (2.124)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{\mathcal{H}}(\bar{X} | \bar{R}^0, \bar{p}) = k_0^2 \omega \Omega(k_0 r) \times \\ \times \left[\bar{p}^{0\perp} \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{X})) + p^{1\perp} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{C} + \bar{R}^1 \cdot \bar{X})) \right], \end{aligned} \quad (2.125)$$

где $\Omega(k_0, r) = \frac{\exp(jk_0 r)}{4\pi k_0 r}$, $\bar{C} = \bar{X} - \frac{(\bar{X} \cdot \bar{n}) + h}{(\bar{R}^1 \cdot \bar{n})} \bar{R}^1$, $\bar{p}^{0\perp} = \bar{R}^0 \times \bar{p}^0$, $\bar{p}^{1\perp} = \bar{R}^1 \times \bar{p}^1$, \bar{n} – нормаль к поверхности D , h – расстояние от центра системы координат, связанной с объектом, до поверхности D (рис. 2.46).

Тогда поле, рассеянное кромочными участками поверхности наземного объекта в направлении $-\bar{R}^0$, можно представить в виде:

$$\bar{p} \cdot \bar{E}(\bar{R}^0) = -jk_0 \frac{\exp(jk_0 r)}{2\pi r} (F_0 + F_1), \quad (2.126)$$

$$\begin{aligned} F_0 = \int_{w_0} \left[\bar{H}^{a\perp}(\bar{x}) \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left[\bar{p}^0 \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{X})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \bar{p}^1 \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{C} + \bar{R}^1 \cdot \bar{X})) \right] + \right. \\ \left. + \bar{E}^{a\perp}(\bar{x}) \cdot \left[\bar{p}^{0\perp} \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{X})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \bar{p}^{1\perp} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{C} + \bar{R}^1 \cdot \bar{X})) \right] \right] dS, \end{aligned} \quad (2.127)$$

$$\begin{aligned} F_1 = \int_{w_1} \left[\bar{H}^{b\perp}(\bar{x}) \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left[\bar{p}^0 \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{X})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \bar{p}^1 \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{C} + \bar{R}^1 \cdot \bar{X})) \right] + \right. \\ \left. + \bar{E}^{b\perp}(\bar{x}) \cdot \left[\bar{p}^{0\perp} \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{X})) + \right. \right. \\ \left. \left. + \bar{p}^{1\perp} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{C} + \bar{R}^1 \cdot \bar{X})) \right] \right] dS. \end{aligned} \quad (2.128)$$

Здесь W_0 – совокупность тороидальных поверхностей, охватывающих кромки, "освещенные" при облучении в направлении \vec{R}^0 (рис. 2.57), W_1 – совокупность тороидальных поверхностей, охватывающих кромки, "освещенные" волной, отраженной от поверхности D , $\vec{E}^{a\perp} = (\vec{n}_0 \times \vec{E}^a)$ и $\vec{H}^{a\perp} = (\vec{n}_0 \times \vec{H}^a)$ – плотности эквивалентных магнитного и электрических токов на поверхности W_0 (\vec{n}_0 – нормаль к поверхности W_0) при облучении в направлении \vec{R}^0 , $\vec{E}^{b\perp} = (\vec{n}_1 \times \vec{E}^b)$ и $\vec{H}^{b\perp} = (\vec{n}_1 \times \vec{H}^b)$ – плотности эквивалентных магнитного и электрических токов на поверхности W_1 (\vec{n}_1 – нормаль к поверхности W_1) при облучении в направлении \vec{R}^1 .

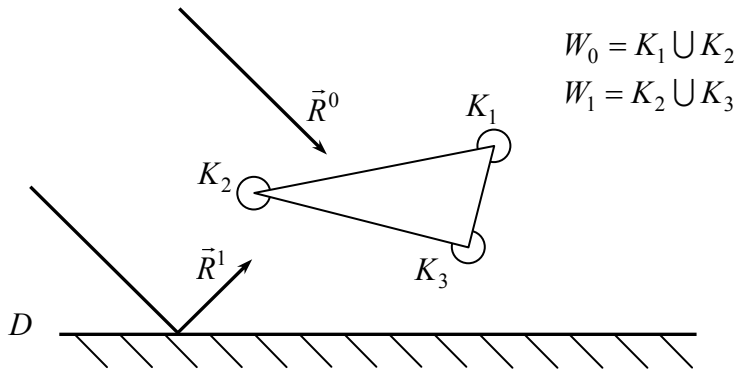


Рис. 2.57. К вопросу определения поверхностей W_0 и W_1

Рассмотрим интеграл F_0 по поверхности W_0 . Для этого введем выражение для координат точек \vec{X} на поверхности W_0 :

$$\vec{X} = \vec{x}(v) + \vec{z}, \quad (2.129)$$

где $\vec{x}(v)$ – радиус-вектор точки на изломе Y с параметром линии кромки v , а \vec{z} – ортогональный кромке в этой точке вектор, имеющий постоянную длину z_0 и направление, определяемое углом θ ($0 \leq \theta \leq \phi\pi$) (рис. 2.15).

Введем разбиение поправочного фазового векторного коэффициента \vec{C} на две части:

$$\vec{C} = \vec{c}_0(\vec{x}(\nu)) + \vec{c}_1(\vec{\tau}), \quad (2.130)$$

$$\text{где } \vec{c}_0(\vec{x}(\nu)) = \vec{x}(\nu) - \frac{(\vec{x}(\nu) \cdot \vec{n}) + h}{(\vec{R}^1 \cdot \vec{n})} \vec{R}^1; \quad \vec{c}_1(\vec{\tau}) = \vec{\tau} - \frac{(\vec{\tau} \cdot \vec{n})}{(\vec{R}^1 \cdot \vec{n})} \vec{R}^1.$$

Тогда \vec{E}^a и \vec{H}^a могут быть представлены в виде

$$\begin{pmatrix} \vec{E}^a \\ \vec{H}^a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{\tilde{E}}^a \\ \vec{\tilde{H}}^a \end{pmatrix} \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}(\nu))), \quad (2.131)$$

где $\vec{\tilde{E}}^a$, $\vec{\tilde{H}}^a$ – векторы напряженности поля, возбуждаемого на W_0 плоской волной

$$\begin{aligned} \vec{\tilde{E}}^{0a}(\vec{\tau}) &= \vec{p}^0 \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\tau})), \\ \vec{\tilde{H}}^{0a}(\vec{\tau}) &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\tau})). \end{aligned}$$

С учетом вышесказанного для интеграла F_0 по поверхности W_0 можно записать:

$$\begin{aligned} F_0 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_{W_0} \left[\vec{\tilde{H}}^{a\perp}(\vec{\tau}) \cdot \vec{p}^0 + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \vec{\tilde{E}}^{a\perp} \cdot (\vec{R}^0 \times \vec{p}^0) \right] \times \\ &\quad \times \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{X})) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}(\nu))) dS + \\ &\quad + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_{W_0} \left[\vec{\tilde{H}}^{a\perp}(\vec{\tau}) \cdot \vec{p}^1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \vec{\tilde{E}}^{a\perp} \cdot (\vec{R}^1 \times \vec{p}^1) \right] \times \\ &\quad \times \exp(jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{C} + \vec{R}^1 \cdot \vec{X})) \exp(jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}(\nu))) dS. \quad (2.132) \end{aligned}$$

Выражение для интеграла F_0 при замене поверхностного интеграла повторным будет иметь вид:

$$F_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \bar{p}^0 \int_{Y_0} \exp(jk_0 2(\bar{R}^0 \cdot \bar{x}(v))) \bar{D}_{00} dv +$$

$$+ \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \bar{p}^1 \int_{Y_0} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(v)))) +$$

$$+ (\bar{R}^0 + \bar{R}^1) \cdot \bar{x}(v)) \bar{D}_{01} dv, \quad (2.133)$$

$$\bar{D}_{00} = \int_{W'_0} \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{\tau})) \bar{B}_{00} dz,$$

$$\bar{B}_{00} = \tilde{H}^{a\perp}(\bar{\tau}) + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\tilde{E}^{a\perp} \times \bar{R}^0), \quad (2.134)$$

$$\bar{D}_{01} = \int_{W'_0} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_1(\bar{\tau}) + \bar{R}^1 \cdot \bar{\tau})) \bar{B}_{01} dz,$$

$$\bar{B}_{01} = \tilde{H}^{a\perp}(\bar{\tau}) + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\tilde{E}^{a\perp} \times \bar{R}^1). \quad (2.135)$$

Здесь Y_0 – совокупность линий изломов, охватываемых поверхностью W_0 , W'_0 – линия пересечения поверхности W_0 и плоскости, перпендикулярной кромке.

Отметим, что первое слагаемое в выражении для интеграла F_0 аналогично соответствующему выражению для поля, рассеянного кромочным участком уединенного объекта.

Рассмотрим интеграл F_1 по поверхности W_1 . Поле (\bar{E}^b, \bar{H}^b) может быть представлено в виде

$$\begin{pmatrix} \bar{E}^b \\ \bar{H}^b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{E}^b \\ \tilde{H}^b \end{pmatrix} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(v)) + (\bar{R}^1 \cdot \bar{x}(v))))), \quad (2.136)$$

где \tilde{E}^b , \tilde{H}^b – векторы напряженности поля, возбуждаемого на W_1 плоской волной

$$\begin{aligned}\tilde{E}^{0b}(\bar{\tau}) &= \bar{p}^1 \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_1(\bar{\tau}) + (\bar{R}^1 \cdot \bar{\tau}))), \\ \tilde{H}^{0b}(\bar{\tau}) &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\bar{R}^1 \times \bar{p}^1) \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_1(\bar{\tau}) + (\bar{R}^1 \cdot \bar{\tau}))).\end{aligned}$$

С учетом (2.88) выражение (2.81) для интеграла F_1 можно записать в виде:

$$\begin{aligned}F_1 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_{W_1} \left[\tilde{H}^{b\perp} \cdot \bar{p}^0 + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \tilde{E}^{b\perp} \cdot (\bar{R}^0 \times \bar{p}^0) \right] \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{X})) \times \\ &\quad \times \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(\nu)) + \bar{R}^1 \cdot \bar{x}(\nu))) dS + \\ &\quad + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_{W_1} \left[\tilde{H}^{b\perp} \cdot \bar{p}^1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \tilde{E}^{b\perp} \cdot (\bar{R}^1 \times \bar{p}^1) \right] \times \\ &\quad \times \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{C} + \bar{R}^1 \cdot \bar{X})) \times \\ &\quad \times \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(\nu)) + \bar{R}^1 \cdot \bar{x}(\nu))) dS.\end{aligned}\quad (2.137)$$

Выражение для интеграла F_1 в результате замены поверхностного интеграла повторным будет иметь вид:

$$\begin{aligned}F_1 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \bar{p}^0 \int_{Y_1} \exp(jk_0((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(\nu)) + \\ &\quad + (\bar{R}^0 + \bar{R}^1) \cdot \bar{x}(\nu))) \bar{D}_{10} d\nu + \\ &+ \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \bar{p}^1 \int_{Y_1} \exp(jk_0(2((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_0(\bar{x}(\nu)) + \bar{R}^1 \cdot \bar{x}(\nu))) \bar{D}_{11} d\nu,\end{aligned}\quad (2.138)$$

$$\bar{D}_{10} = \int_{W_1} \exp(jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{\tau})) \bar{B}_{10} dz, \quad \bar{B}_{10} = \tilde{H}^{b\perp}(\bar{\tau}) + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\tilde{E}^{b\perp} \times \bar{R}^0), \quad (2.139)$$

$$\begin{aligned} \bar{D}_{11} &= \int_{W'_1} \exp(jk_0 ((\bar{R}^0 - \bar{R}^1) \cdot \bar{c}_1(\bar{\tau}) + \bar{R}^1 \cdot \bar{\tau})) \bar{B}_{11} dz, \\ \bar{B}_{11} &= \tilde{H}^{b\perp}(\bar{\tau}) + \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\tilde{E}^{b\perp} \times \bar{R}^1), \end{aligned} \quad (2.140)$$

где Y_1 – совокупность линий изломов, охватываемых поверхностью W_1 , W'_1 – линия пересечения поверхности W_1 и плоскости, перпендикулярной линии излома.

Задача сводится к нахождению четырех векторных коэффициентов \bar{D}_{00} , \bar{D}_{01} , \bar{D}_{10} , \bar{D}_{11} , что можно сделать аналогично описанному в подразделе 2.2.4 вычислению векторного коэффициента \bar{D} с помощью процедур численного интегрирования.

Как следует из выражений (2.133), (2.138), расчет рассеяния на кромочных участках наземного объекта также может быть проинтерпретирован в терминах четырехлучевой картины распространения электромагнитных волн, как и при рассеянии на гладкой части поверхности объекта.

Суммируя поля, рассеянные гладкими и кромочными элементами поверхности, можно оценить поле, рассеянное объектом, который находится на подстилающей поверхности.

2.3.4. Характеристики рассеяния неидеально отражающей модели наземного объекта

Для проверки работоспособности предложенной методики расчета было проведено математическое моделирование рассеяния плоской электромагнитной волны на неидеально отражающей модели танка (рис. 2.46), снабженного РПП и расположенного на поверхности земли.

Длина модели – 8 м, ширина 3 м, высота – 2 м. При моделировании использовалось РПП со следующими параметрами: относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости:

$\varepsilon' = 20 + j0,1$, $\mu' = 1,35 + j0,8$, толщина на гладких участках поверхности – 1,3 мм, радиус радиопоглощающего тора на линиях излома 1 мм. Была использована подстилающая поверхность с параметрами каштанового суглинка. Относительные проницаемости сухого каштанового суглинка (влажность 1%): $\varepsilon' = 3 + j0,38$, $\mu' = 1 + j0$; для влажного каштанового суглинка (влажность 20%): $\varepsilon' = 17 + j0,9$, $\mu' = 1 + j0$.

Расчет ЭПР модели проводился в диапазоне азимутальных углов $0^\circ..90^\circ$ с шагом 1° . Частота зондирующего сигнала 10 ГГц ($\lambda = 0,03$ м.).

На рис. 2.58 изображены зависимости когерентной ЭПР модели танка на сухой земле. ЭПР при горизонтальной поляризации зондирующего сигнала приведена черной толстой линией, а ЭПР при вертикальной поляризации – черной тонкой линией. На рис. 2.59 изображены зависимости когерентной ЭПР модели танка на влажной земле. Серыми линиями на графиках обозначены соответствующие зависимости для идеально проводящей модели.

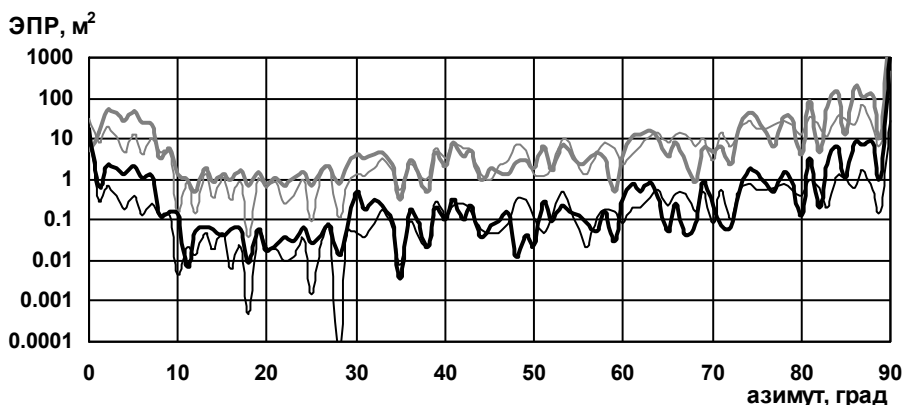


Рис. 2.58. Когерентная ЭПР модели танка с РПП на сухой земле

Все основные качественные закономерности в поведении ЭПР объекта с РПП для обеих поляризаций зондирующего сигнала остаются теми же, что и для идеально проводящей модели (п.2.3.2).

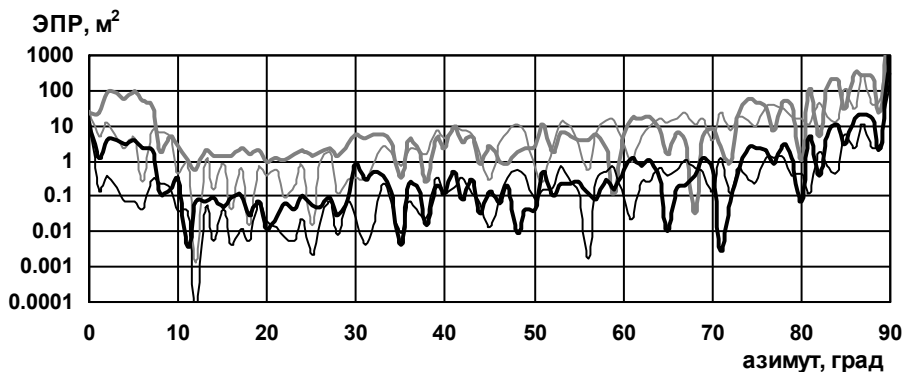


Рис. 2.59. Когерентная ЭПР модели танка с РПП на влажной земле

Для уменьшения временных затрат и получения устойчивых оценок ЭПР были рассчитаны значения некогерентной ЭПР. На рис. 2.60 показаны зависимости некогерентной ЭПР модели танка на сухой земле. На рис. 2.61 показаны зависимости некогерентной ЭПР модели танка на влажной земле. ЭПР покрытой модели приведена черными линиями, зависимости для идеально проводящей модели приведена серыми линиями. ЭПР на горизонтальной поляризации приведена толстыми линиями, на вертикальной – тонкими.

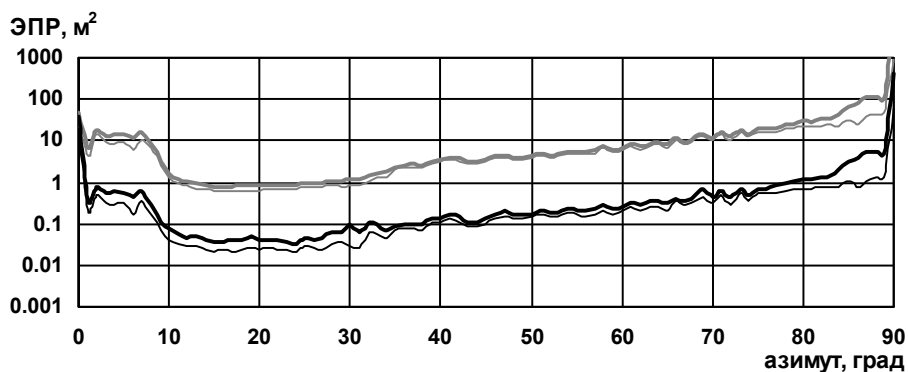


Рис. 2.60. Некогерентная ЭПР модели танка на сухой земле

ЭПР покрытой модели в среднем на порядок меньше, чем ЭПР идеально проводящей модели. Значения ЭПР при вертикальной поляризации меньше значений ЭПР на горизонтальной поляризации, что наиболее заметно для влажной земли (рис. 2.61).

Представленные зависимости некогерентной ЭПР от азимута являются более гладкими, чем зависимости когерентной ЭПР, и являются устойчивой оценкой ЭПР в некотором диапазоне зондирующих частот и ракурсов облучения цели.

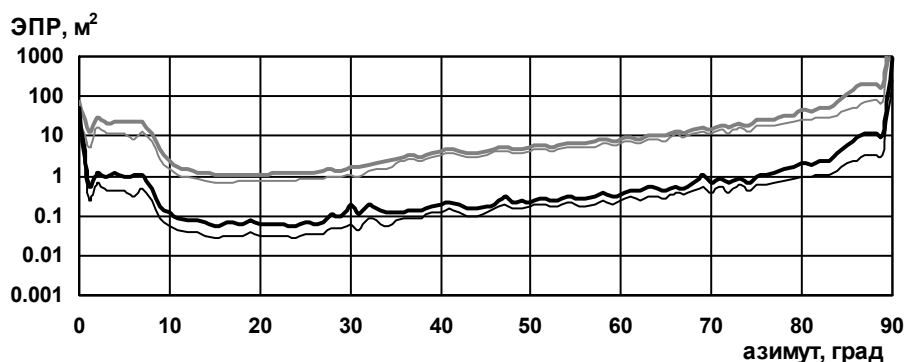


Рис. 2.61. Некогерентная ЭПР модели танка на влажной земле

На рис. 2.62...2.64 представлены зависимости некогерентной ЭПР модели танка при различных углах места зондирования объекта. Приведенные графики показывают, что поведение зависимостей некогерентной ЭПР моделей с РПП практически полностью повторяет зависимости некогерентной ЭПР идеально проводящих моделей. Отличие только в общем уровне ЭПР, который при использовании данного РПП снижается на порядок почти во всем диапазоне углов места и азимутов зондирования.

Величина снижения ЭПР достигает 16 дБ. Различия между значениями ЭПР при разных типах подстилающей поверхности возрастают при увеличении угла места зондирования. Основные качественные выводы для модели наземного объекта с неидеально отражающей поверхностью совпадают со случаем наземного объекта с идеально отражающей поверхностью. В частности, при зондировании вдоль поверхности земли нет разницы между ЭПР при вертикальной и горизонтальной поляризациях – они практически совпадают, так как при направлениях зондирования, близких к касательным к поверхности земли, коэффициент отражения близок к единице при любой поляризации.

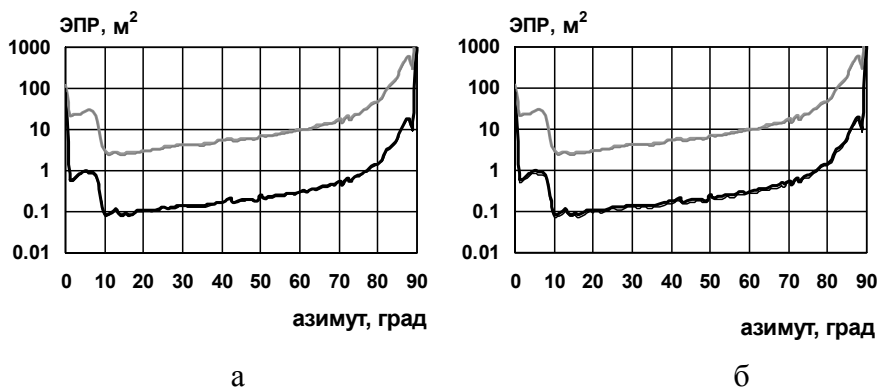


Рис. 2.62. Некогерентная ЭПР модели танка при угле места 0°
(а – сухая земля, б – влажная земля)

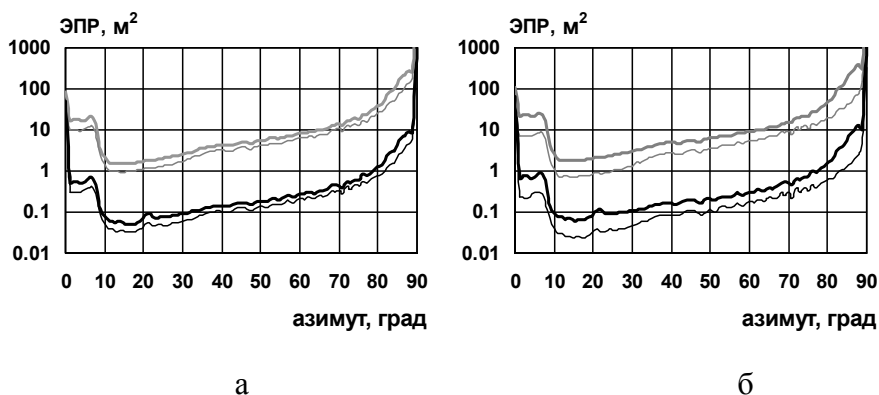


Рис. 2.63. Некогерентная ЭПР модели танка при угле места 10°
(а – сухая земля, б – влажная земля)

При зондировании под углами места, близкими к 90° , значения ЭПР на горизонтальной и вертикальной поляризации также близки в силу того, что наибольший вклад в суммарное рассеяние вносит волна, распространяющаяся по прямому пути (без отражения от подстилающей поверхности). Так же как и в случае идеально проводящей модели наибольшие различия между значениями ЭПР на вертикальной и горизонтальной поляризациях существует при углах места 10° и 30° , когда имеется существенное различие в коэффициентах отражения от земной поверхности на разных поляризациях, а волны, распространяющиеся по путям,

связанным с отражением от подстилающей поверхности, вносят заметный вклад в общее поле, рассеянное объектом. Для углов места 10° и 30° , так же как и для идеально проводящей модели, ЭПР танка на влажной земле выше, чем для сухой земли. При углах места, близких к 0° и 90° , влияние типа почвы на уровень ЭПР существенно ниже.

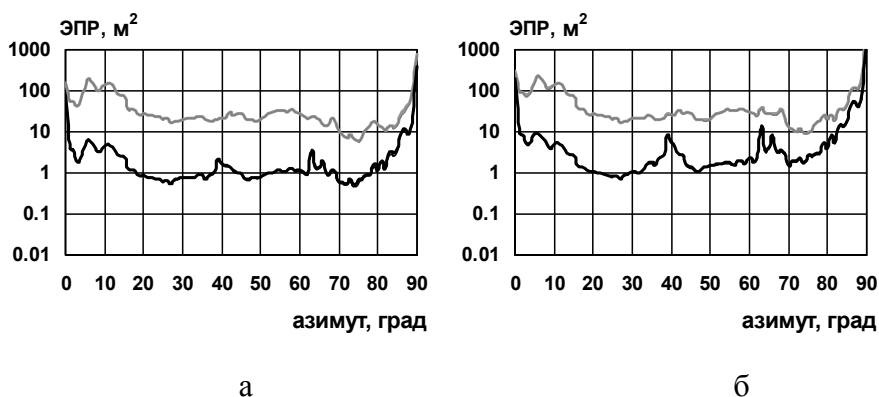


Рис. 2.64. Некогерентная ЭПР модели танка при угле места 75°
(а – сухая земля, б – влажная земля)

2.4. Характеристики рассеяния зеркальных антенных систем

В последние десятилетия возможности средств обнаружения как аэродинамических, так и наземных (надводных) целей резко возросли. Поэтому особое значение в настоящее время приобретает снижение радиолокационной заметности (РЛЗ) образцов вооружения.

Решению этой задачи посвящено много работ [58 – 66]. С помощью использования РПМ, придания образцу вооружения специальной формы, можно достичь существенного снижения РЛЗ. В этом случае антенные системы (АС) образца вооружения могут стать одним из основных демаскирующих его элементов. Это связано с тем, что исходя из основного предназначения антенны (излучение и прием радиоволн), поверхность антенной системы не может быть неотражающей.