

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.

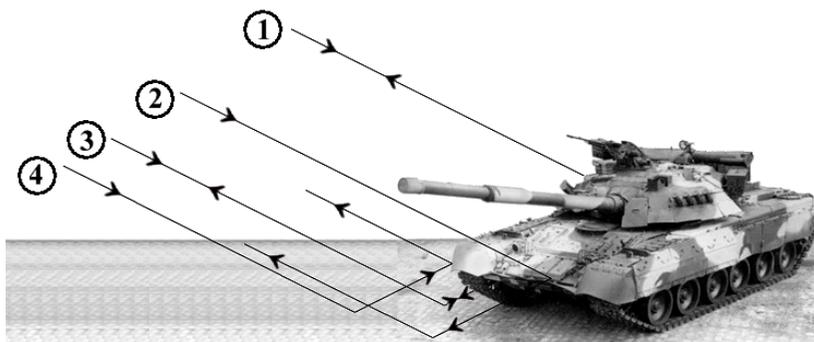


Рис. 2.44. Главные пути распространения электромагнитных волн при зондировании наземного объекта

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.

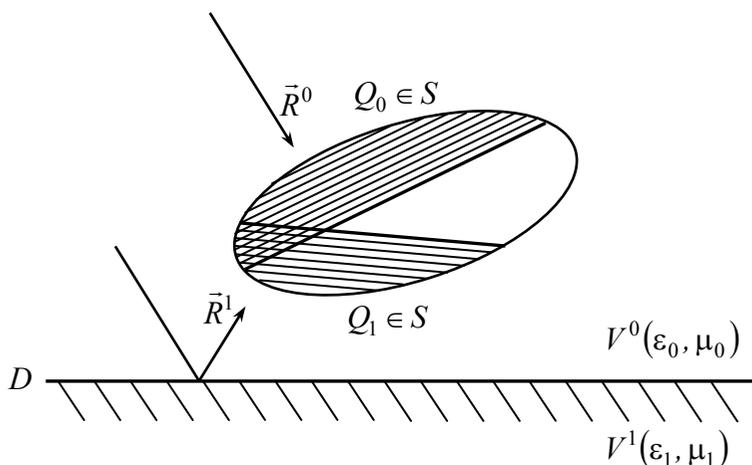


Рис. 2.45. Система "объект - земля"

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:

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

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 набег, 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.

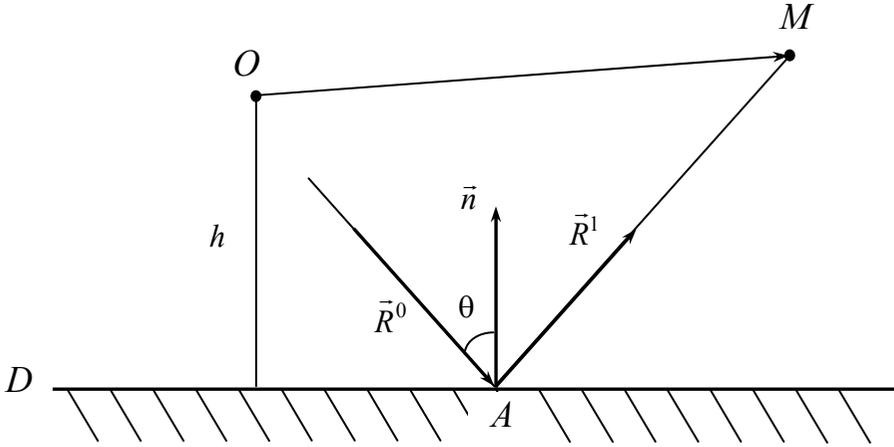


Рис. 2.46. К вопросу отражения падающей волны от подстилающей поверхности

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

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

Тогда из (2.103) с учетом (2.107) получаем

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

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