

Обратное рассеяние плоской импульсной волны на идеально проводящем объекте, находящемся вблизи границы однородного полупространства

О. И. Сухаревский, С. А. Горельшев, В. А. Василец, А. В. Музыченко

Харьковский военный университет
310043, г. Харьков, пл. Свободы, 6

Статья поступила в редакцию 27 июля 1998 г., после переработки 2 ноября 1998 г.

Предлагается приближенная методика расчета обратного рассеяния плоской импульсной волны на идеально проводящем объекте больших электрических размеров (и малых кривизн), который находится вблизи границы однородного полупространства (возможно, с комплексными параметрами). Приведены результаты расчетов электромагнитных полей, рассеянных идеально проводящей сферой и эллипсоидом, расположенными вблизи сухой почвы.

Пропонується наблизена методика розрахунку зворотного розсіяння плоскої імпульсної хвилі на об'єкті великих електричних розмірів (та малих кривин), що ідеально проводить і знаходиться поблизу межі однорідного напівпростору (можливо, з комплексними параметрами). Наведено результати розрахунку електромагнітних полів, розсіяних сферою та еліпсоїдом, що ідеально проводять та знаходяться поблизу сухої землі.

В ряде выполненных в последние годы работ [1-3] рассматривались задачи рассеяния импульсных сигналов на объектах резонансных размеров, расположенных вблизи границы раздела диэлектрических сред. Ввиду того, что размеры объекта были соизмеримы с длиной волны облучения, в указанных работах применялся метод интегральных уравнений.

Целью настоящей статьи является разработка приближенной методики расчета обратного рассеяния плоской импульсной волны на идеально проводящем объекте больших электрических размеров (и малых кривизн), который находится над границей однородного полупространства (возможно с комплексными параметрами).

Актуальность такой постановки задачи обоснована, в частности, необходимостью получения априорной информации о характеристиках вторичного излучения различных наземных объектов в интересах решения задач радиолокационного обнаружения и распознавания.

В указанной ситуации применение метода интегральных уравнений является практически нереализуемым из-за своей трудоемкости. Предлагаемая методика основана на получаемых из леммы Лоренца интегральных представлениях полей, учитывающих электродинамические взаимодействия между идеально проводящим рассеивателем и границей однородного полупространства. Далее, с использованием ряда геометрических соображений и приближения физической оптики [4] для плотности поверхностного тока на объекте, в статье получена асимптотика переходной характеристики вблизи волнового фронта объекта (при об-

ратном рассеянии в приближении дальней зоны) с учетом влияния границы материального полупространства. В дальнейшем, говоря о переходной или импульсной характеристике объекта, будем подразумевать их асимптотики вблизи волнового фронта¹. Знание переходной характеристики позволяет получить отклик объекта на произвольную плоскую импульсную волну.

В общем случае расчет импульсного отклика идеально проводящего объекта, расположенного вблизи поверхности земли, сводится к нахождению суммарного вторичного излучения идеально проводящего объекта, находящегося в свободном пространстве, в бистатистическом (двухпозиционном) случае для различных направлений облучения зондирующего импульса.

Метод получения с помощью принципов физической оптики асимптотики импульсной характеристики гладких идеально проводящих объектов в общем бистатистическом случае и неплоском терминаторе (граница "свет-тьнь") приведен в [5].

1. Постановка задачи и основные расчетные соотношения

Для расчетов вторичного излучения объекта, находящегося вблизи поверхности земли, необходимо рассматривать систему "идеально проводящий объект – полупространство с параметрами земли" (рис. 1) с учетом внутрисистемных взаимодействий.

¹ Такие асимптотики, как известно, находятся в операционном соответствии с коротковолновой асимптотикой в частотной области.

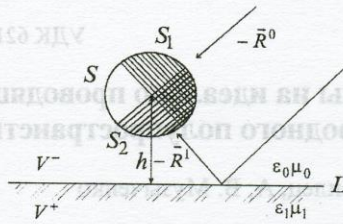


Рис. 1. Геометрия рассеяния на идеально-проводящем объекте с поверхностью S , находящемся над границей полупространства L

Рассматривается падение плоской линейно поляризованной импульсной волны (сигнала):

$$\vec{E}^0(\vec{R}^0, t) = \vec{p}^0 Q(t + \vec{R}^0 \cdot \vec{x}) \quad (1)$$

$$\vec{H}^0(\vec{R}^0, t) = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} [\vec{p}^0 \times \vec{R}^0] Q(t + \vec{R}^0 \cdot \vec{x})$$

на идеально проводящий объект с поверхностью S , находящийся над границей L диэлектрического полупространства V^+ (рис. 1). Здесь $Q(t)$ – функция, описывающая временную зависимость сигнала, $\vec{R}^0 = (-\sin \theta, 0, -\cos \theta)$; $\vec{p}^0 = (p_1, p_2, p_3)$; ϵ^0, μ^0 – проницаемость свободного полупространства V^- .

В ряде случаев (при определенной форме поверхности S и взаимной конфигурации поверхности S и плоскости L) многократными переотражениями между объектом и подстилающей поверхностью, как эффектами более высокого порядка малости (по сравнению с однократно отраженным полем L полем), можно пренебречь. Именно такая “нерезонансная” ситуация будет рассмотрена в статье. Таким образом, будем считать, что поверхность S облучается, во-первых, исходной плоской волной, распространяющейся в направлении $-\vec{R}^0$ и, во-вторых, волной, однократно отраженной плоскостью L .

Предварительно необходимо получить интегральные представления полей, рассеянных данной системой.

Пусть $\vec{E}(x|x_0, \vec{p})$, $\vec{H}(x|x_0, \vec{p})$ – электромагнитное поле, порожденное монохроматическим точечным диполем с вектор-моментом \vec{p} , расположенным в точке x_0 , в присутствии полупространства V^+ . Поля $\vec{E}(x|x_0, \vec{p})$, $\vec{H}(x|x_0, \vec{p})$ удовлетворяют системе уравнений Максвелла:

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = j\omega\mu_0 \vec{H}, \\ \text{rot } \vec{H} = -j\omega\epsilon \vec{E} - j\omega\vec{p}\delta(x - x_0), \end{cases} \quad (2)$$

$$\text{где } \epsilon = \begin{cases} \epsilon_0, & x_0 \in V^-; \\ \epsilon_1, & x_0 \in V^+. \end{cases}$$

Здесь и далее $j = \sqrt{-1}$.

Отметим, что если основная часть спектра зондирующего сигнала расположена выше 50 МГц, то дисперсионными свойствами поглощающей среды с параметрами земли можно пренебречь [6].

Система уравнений (2) дополняется граничными условиями на поверхности раздела сред L :

$$\vec{E}_T^+ = \vec{E}_T^-; \quad \vec{H}_T^+ = \vec{H}_T^- \quad (3)$$

Здесь и далее символы A_T, B_{\perp} означают: $\vec{A}_T = \vec{A} - \vec{n}(\vec{A}\vec{n})$, $\vec{B}_{\perp} = (\vec{n} \times \vec{B})$, где \vec{n} – орт нормали к соответствующей границе.

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

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = j\omega\mu_0 \vec{H}, \\ \text{rot } \vec{H} = -j\omega\epsilon \vec{E} + \vec{J}. \end{cases} \quad (4)$$

Отметим, что границей области V^- является $L \cup S$ (рис. 1). Граничные условия на поверхности раздела сред L

$$\vec{E}_T^+ = \vec{E}_T^-, \quad \vec{H}_T^+ = \vec{H}_T^- \quad (5)$$

дополняются требованием равенства нулю тангенциальной составляющей напряженности электрического поля на поверхности S :

$$\vec{E}_T \Big|_S = 0. \quad (6)$$

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

$$\begin{aligned} & \int_L (\vec{E}_T^- \cdot \vec{H}_T^- - \vec{E}_T^- \cdot \vec{H}_T^-) dl - \int_S \vec{E}_T^- \cdot \vec{H}_T^- ds = \\ & = - \int_{V^-} (j\omega\vec{p}\delta(x - x_0) \vec{E} + \vec{J} \cdot \vec{E}) dv, \end{aligned} \quad (7)$$

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

$$j\omega\vec{p}(\vec{E}(x_0) - \vec{\mathcal{E}}(x_0)) = \int_S \vec{\mathcal{E}}_T(x|x_0, \vec{p}) \cdot \vec{H}_\perp(x) ds - \int_L (\vec{E}_T^+ \cdot \vec{n}_\perp^+ - \vec{\mathcal{E}}_T^+ \cdot \vec{H}_\perp^+) dl, \quad (8)$$

где $\vec{\mathcal{E}}(x_0)$ – поле, порожденное в полупространстве V^- заданным распределением сторонних токов \vec{J} в отсутствие рассеивателя S .

Применив лемму Лоренца к тем же полям в области V^+ , получим

$$0 = \int_L (\vec{E}_T^+ \cdot \vec{n}_\perp^+ - \vec{\mathcal{E}}_T^+ \cdot \vec{H}_\perp^+) dl. \quad (9)$$

Складывая почленно соотношения (8) и (9) и, учитывая граничные условия (3), (5), (6), можно получить следующее интегральное представление для поля $\vec{E}(x_0)$:

$$j\omega\vec{p}(\vec{E}(x_0) - \vec{\mathcal{E}}(x_0)) = \int_S \vec{\mathcal{E}}(x|x_0, \vec{p}) \cdot \vec{H}_\perp(x) ds. \quad (10)$$

Введем вектор \vec{x}_0 , направленный на источник излучения и по длине равный x_0 :

$$\vec{x}_0 = x_0 \vec{R}^0, \quad (11)$$

где \vec{R}^0 – единичный вектор.

Устремим в формуле (10) $x_0 \rightarrow \infty$. В результате представление (10) приобретет вид:

$$j\omega\vec{p}(\vec{E}(\vec{R}^0) - \vec{\mathcal{E}}(\vec{R}^0)) = \int_S \vec{\mathcal{E}}_T(x|\vec{R}^0, \vec{p}) \cdot \vec{H}_\perp(x) ds. \quad (12)$$

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

$$\vec{\mathcal{E}}_0(x|\vec{R}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \vec{p}^0 \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) \cdot \Omega(k_0 x_0), \quad (13)$$

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

Плоская волна, описываемая соотношением (13), возникает в результате предельного перехода в вектор-функции

$$\vec{\mathcal{E}}(x|x_0, \vec{p}) = \frac{1}{\epsilon_0} [\vec{v}(\vec{p}\vec{v}g) + k_0^2 \vec{p}g],$$

$$\left(g(x, x_0) = \frac{\exp(jk_0|\vec{x} - \vec{x}_0|)}{4\pi|\vec{x} - \vec{x}_0|} \right),$$

выражающей поле диполя, расположенного в свободном пространстве и локализованного в точке $x_0 \in V^-$, которая удаляется на бесконечность. При этом использовано асимптотическое разложение функции $g(x, x_0)$ при $x_0 \rightarrow \infty$:

$$g(x, x_0) \sim k_0 \Omega(k_0 x_0) \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})),$$

$$\text{где } \Omega(k_0 x_0) = \frac{1}{4\pi} \frac{\exp(jk_0 x_0)}{k_0 x_0}.$$

В общем случае плоская волна (13) падает наклонно на границу раздела сред L . В этой ситуации отраженное поле в направлении \vec{R}^0 можно положить равным нулю ($\vec{\mathcal{E}}(\vec{R}^0) = 0$). Таким образом, выражение для поля над поверхностью L в отсутствие рассеивателя S можно записать в виде:

$$\vec{\mathcal{E}}(x|\vec{R}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left[\vec{p}^0 \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^1 \exp(-jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right] \Omega(k_0 x_0), \quad (14)$$

где $-\vec{R}^1 = -\vec{R}^0 + 2\vec{n}(\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$ – направление распространения отраженной от плоскости L волны, \vec{p}^1 – неизвестный вектор, рассчитываемый, например, с помощью методики, приведенной в [5].

При этом необходимо учитывать фазовые набеги, связанные с отражением от границы L . Пусть в некоторой (произвольной) системе координат $Ox_1x_2x_3$ точка M на поверхности объекта имеет радиус-вектор \vec{x} и пусть точка C – точка зеркального отражения на плоскости L , из которой отраженный луч проходит через точку M на S (рис. 2).

Плоскость L описывается уравнением

$$(\vec{x} \cdot \vec{n}) + h = 0, \quad (15)$$

где h – расстояние от плоскости L до начала координат вдоль направления орта нормали \vec{n} к плоскости L ; \vec{x} – радиус-вектор точки плоскости.

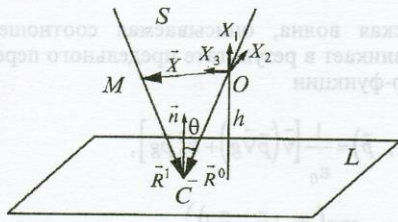


Рис. 2. К вычислению фазовых набегов волны, переотраженной от границы раздела сред

Введем обозначения:

$$\vec{c} = \vec{OC} = \vec{x} - \lambda \vec{R}^1; \quad \vec{\xi} = \vec{CM} = \vec{x} - \vec{c} = \lambda \vec{R}^1,$$

где значение λ определяется из условия принадлежности точки C плоскости L :

$$\lambda = \frac{(\vec{x} \cdot \vec{n}) + h}{(\vec{R}^1 \cdot \vec{n})}. \quad (16)$$

Тогда падающая волна (13) может быть представлена в виде

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

а отраженная, соответственно,

$$\begin{aligned} \vec{E}_1(\vec{x} | \vec{R}^1, \vec{p}^1) &= \vec{p}^1 \exp(-jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{\xi})) = \\ &= \Omega(k_0 x_0) k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \vec{p}^1 \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{c})) \exp(-jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{\xi})) = \\ &= \Omega(k_0 x_0) k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \vec{p}^1 \exp(-jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})). \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{x} | \vec{R}^0, \vec{p}) &= k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left[\vec{p}^0 \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \right. \\ &+ \left. \vec{p}^1 \exp(-jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right] \Omega(k_0 x_0). \quad (17) \end{aligned}$$

Тогда из (12) с учетом (17) получаем:

$$\begin{aligned} \vec{p} \vec{E}(\vec{R}^0) &= -jk_0 \Omega(k_0 x_0) k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \int_S \left[\vec{p}^0 \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \right. \\ &+ \left. \vec{p}^1 \exp(-jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) \right] \vec{H}_\perp(\vec{x}) ds. \quad (18) \end{aligned}$$

Отметим, что $\vec{H}_\perp(\vec{x})$ – плотность поверхностного тока на S , порожденная распространяющейся в направлении $-\vec{R}^0$ плоской волной в присутствии границы L полупространства V^+ . Наличие в рассматриваемой системе полупространства V^+ приводит к тому, что на поверхность объекта S дополнительно падает волна, отраженная от поверхности L и распространяющаяся в направлении $-\vec{R}^1$. Поэтому на поверхности объекта S локализируются две взаимно пересекающиеся (в общем случае) “освещенные” области S_1 и S_2 (рис. 1). В этом случае, в приближении физической оптики плотность поверхностного тока на S можно представить в виде:

$$\vec{H}_\perp(\vec{x}) = \begin{cases} 2\vec{n} \times \vec{H}_1^0, & \vec{x} \in S_1, \\ 2\vec{n} \times \vec{H}_2^0, & \vec{x} \in S_2, \end{cases} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{H}_1^0 &= (\vec{p}^0 \times \vec{R}^0) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})), \\ \vec{H}_2^0 &= (\vec{p}^1 \times \vec{R}^1) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \exp(-jk_0(\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c}) \exp(-jk_0(\vec{R}^1 \cdot \vec{x})). \end{aligned} \quad (20)$$

С учетом вышесказанного выражение (18) можно преобразовать к сумме интегралов по поверхностям S_1, S_2 :

$$\begin{aligned}
 \vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{R}^0) = & -jk_0 \frac{\exp(jk_0 r)}{2\pi r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left\{ \int_{S_1} [\vec{p}^0 \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^1 \exp(-jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x}))] (\vec{n} \times (\vec{p}^0 \times \vec{R}^0)) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) ds + \right. \\
 & + \int_{S_2} [\vec{p}^0 \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) + \vec{p}^1 \exp(-jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x}))] (\vec{n} \times (\vec{p}^1 \times \vec{R}^1)) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \exp(-jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) ds \left. \right\} = \\
 = & -jk_0 \frac{1}{2\pi r} \exp(jk_0 r) \left\{ \int_{S_1} \vec{p}^0 \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) (\vec{n} \times (\vec{p}^0 \times \vec{R}^0)) \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) ds + \right. \\
 & + \int_{S_1} \vec{p}^1 \exp(-jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) (\vec{n} \times (\vec{p}^0 \times \vec{R}^0)) \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) ds + \\
 & + \int_{S_2} \vec{p}^0 \exp(-jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})) (\vec{n} \times (\vec{p}^1 \times \vec{R}^1)) \exp(-jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) ds + \\
 & \left. + \int_{S_2} \vec{p}^1 \exp(-jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) (\vec{n} \times (\vec{p}^1 \times \vec{R}^1)) \exp(-jk_0((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x})) ds \right\}. \quad (21)
 \end{aligned}$$

Здесь $r = x_0$ - расстояние от источника излучения до объекта.

Далее, упрощая каждый интеграл в отдельности, и, вводя обозначения:

$$A_0(\vec{x}) = \frac{1}{2\pi r} (\vec{R}^0 \cdot \vec{n}),$$

$$A_1(\vec{x}) = \frac{1}{2\pi r} \left((\vec{p}^0 \cdot \vec{p}^1) (\vec{R}^0 \cdot \vec{n}) - (\vec{p}^1 \cdot \vec{R}^0) (\vec{p}^0 \cdot \vec{n}) \right),$$

$$B_0(\vec{x}) = \frac{1}{2\pi r} (\vec{R}^1 \cdot \vec{n}) |\vec{p}^1|^2,$$

$$B_1(\vec{x}) = \frac{1}{2\pi r} \left((\vec{p}^0 \cdot \vec{p}^1) (\vec{R}^1 \cdot \vec{n}) - (\vec{p}^0 \cdot \vec{R}^1) (\vec{p}^1 \cdot \vec{n}) \right),$$

получим следующее выражение

$$\begin{aligned}
 \vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{R}^0) = & -jk_0 \left\{ \int_{S_1} [A_0(\vec{x}) \exp(-jk_0(2\vec{R}^0 \cdot \vec{x} - r)) + \right. \\
 & + A_1(\vec{x}) \exp(-jk_0((\vec{R}^0 + \vec{R}^1) \cdot \vec{x} + (\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} - r))] ds + \\
 & + \int_{S_2} [B_0(\vec{x}) \exp(-jk_0(2\vec{R}^1 \cdot \vec{x} + (\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} - r)) + \\
 & \left. + B_1(\vec{x}) \exp(-jk_0((\vec{R}^0 + \vec{R}^1) \cdot \vec{x} + (\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} - r))] ds \right\} \quad (22)
 \end{aligned}$$

Воспользовавшись связью между коротковолновой асимптотикой рассеянной волны (отклика в частотной области на плоскую монохроматическую волну (22)) и асимптотическим поведением

вторичной волны $\vec{\mathcal{E}}(t)$ при импульсном зондировании вблизи волнового фронта, получим:

$$\begin{aligned}
 \vec{p} \cdot \vec{\mathcal{E}}(t) = & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_{S_1} [A_0(\vec{x}) \delta(t + 2(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}) - r) + \right. \\
 & + A_1(\vec{x}) \delta(t + ((\vec{R}^0 + \vec{R}^1) \cdot \vec{x} + (\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} - r))] ds + \\
 & + \int_{S_2} [B_0(\vec{x}) \delta(t + 2((\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} + \vec{R}^1 \cdot \vec{x}) - r) + \\
 & \left. + B_1(\vec{x}) \delta(t + ((\vec{R}^0 + \vec{R}^1) \cdot \vec{x} + (\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} - r))] ds \right\}. \quad (23)
 \end{aligned}$$

С помощью несложных преобразований получим $(\vec{R}^0 - \vec{R}^1) \cdot \vec{c} = 2\vec{n} \cos \theta \vec{x} - 2(\vec{x} \cdot \vec{n}) \cos \theta - 2h \cos \theta = -2h \cos \theta$. Окончательно, выражение (23) при этом приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \vec{p} \cdot \vec{\mathcal{E}}(t) = & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_{S_1} [A_0(\vec{x}) \delta(t + 2(\vec{R}^0 \cdot \vec{x}) - r) + \right. \\
 & + A_1(\vec{x}) \delta(t + ((\vec{R}^0 + \vec{R}^1) \cdot \vec{x} - (2h \cos \theta) - r))] ds + \\
 & + \int_{S_2} [B_0(\vec{x}) \delta(t + 2(\vec{R}^1 \cdot \vec{x}) - (4h \cos \theta) - r) + \\
 & \left. + B_1(\vec{x}) \delta(t + ((\vec{R}^0 + \vec{R}^1) \cdot \vec{x} - (2h \cos \theta) - r))] ds \right\}. \quad (24)
 \end{aligned}$$

Заметим, что интегралы в (24) по структуре аналогичны полученным в [5]. Воспользовавшись связью между импульсной характеристикой $\vec{\mathcal{E}}(t)$

и переходной характеристикой $\overset{\Delta}{\mathcal{E}}(t)$ (отклик на ступенчатое воздействие)

$$\overset{\Delta}{\mathcal{E}}(t) = \int \overset{\Delta}{\mathcal{E}}(t) dt, \quad (25)$$

и, проведя рассуждения, аналогичные [5], получим окончательно выражение для проекции вектора переходной характеристики на произвольное направление \vec{p} :

$$\begin{aligned} \vec{p} \cdot \overset{\Delta}{\mathcal{E}}(t) = & \int_{\Gamma_{11}(t)} \frac{A_0(\vec{x})}{\sqrt{1 - (\vec{R}^0 \cdot \vec{n})^2}} dl + \\ & + \int_{\Gamma_{12}(t)} \frac{A_1(\vec{x})}{\sqrt{1 - ((\vec{R}^0 + \vec{R}^1) \cdot \vec{n} / |\vec{R}^0 + \vec{R}^1|)^2}} dl + \\ & + \int_{\Gamma_{21}(t)} \frac{B_0(\vec{x})}{\sqrt{1 - (\vec{R}^1 \cdot \vec{n})^2}} dl + \\ & + \int_{\Gamma_{22}(t)} \frac{B_1(\vec{x})}{\sqrt{1 - ((\vec{R}^0 + \vec{R}^1) \cdot \vec{n} / |\vec{R}^0 + \vec{R}^1|)^2}} dl. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь $\Gamma_{ij}(t)$ – контуры интегрирования – представляют собой пересечения “освещенных” областей S_1, S_2 с плоскостями, определяемыми различными комбинациями векторов \vec{R}^0 и \vec{R}^1 :

$$\begin{aligned} \Gamma_{11}(t): \{S_1 \cap \Pi_1\}, & \quad \Gamma_{12}(t): \{S_1 \cap \Pi_2\}, \\ \Gamma_{21}(t): \{S_2 \cap \Pi_3\}, & \quad \Gamma_{22}(t): \{S_2 \cap \Pi_4\}, \end{aligned}$$

где $\Pi_i (i=1, \dots, 4)$ – плоскости, уравнения которых

$$\begin{aligned} -2\vec{R}^0 \cdot \vec{x} + r = t & \quad (\Pi_1), \\ -(\vec{R}^0 + \vec{R}^1) \cdot \vec{x} + 2h \cos \theta + r = t & \quad (\Pi_2), \\ -2\vec{R}^1 \cdot \vec{x} + 4h \cos \theta + r = t & \quad (\Pi_3), \\ -(\vec{R}^0 + \vec{R}^1) \cdot \vec{x} + 2h \cos \theta + r = t & \quad (\Pi_4). \end{aligned}$$

причем θ – угол падения (по отношению к границе L) плоской волны. Таким образом, расчет переходной характеристики свелся к вычислению четырех контурных интегралов. Переход от выражений (24), (25) к выражению (26) основан на проведении формального предельного перехода в конечно-разностном отношении для вычисления производных по t , входящих в (24), (25) (при этом используется известная связь между функцией $\delta(t)$ и единичной функцией Хевисайда). Сравнение полученного выражения для переходной характеристики с интегралом, описывающим бистатиче-

скую переходную характеристику “уединенного” объекта [5], позволяет заключить, что каждый из интегралов, входящих в выражение (26) переходной характеристики, может быть проинтерпретирован в терминах решения задачи бистатического рассеяния. Так, первый интеграл дает вклад в переходную характеристику, обусловленный непосредственно отражением первичной плоской волны от поверхности S (без учета переотражений от плоскости L); второй интеграл выражает вклад, вносимый в переходную характеристику первичной волной, переотраженной поверхностью S в направлении \vec{R}^1 и затем плоскостью L в направлении \vec{R}^0 . Аналогичным образом могут быть проинтегрированы остальные два интеграла.

Используя переходную характеристику рассматриваемой системы $\overset{\Delta}{\mathcal{E}}(t)$ и функцию $Q(t)$, описывающую временную зависимость зондирующего сигнала длительности τ , можно получить выражение нестационарного отклика на импульсное воздействие:

$$\vec{E}(t) = \int_0^T Q(s) \overset{\Delta}{\mathcal{E}}(t-s) ds,$$

$$T = \min\{\tau, t\}.$$

2. Результаты математического моделирования

Для установления практической применимости описанной выше методики был проведен ряд расчетов на ЭВМ. Приведем некоторые типичные результаты этих расчетов.

В качестве объекта исследования были взяты идеально проводящая сфера радиуса 1 м и эллипсоид вращения с полуосями 1, 1 и 3 м, расположенные над полупространством с параметрами сухой земли. На исследуемые объекты из верхнего полупространства падает плоская импульсная волна (1).

При проведении численных расчетов в качестве зондирующего сигнала были выбраны математические модели сверхширокополосного сигнала

$$Q(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \exp\left[-\frac{t^2}{\tau^2}\right] - \frac{1}{1,5\sqrt{\pi\tau}} \exp\left[-\frac{t^2}{1,5\tau^2}\right], \quad (27)$$

и радиоимпульсного сигнала

$$Q(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \exp\left[-\frac{t^2}{\tau^2}\right] \cos(k_0 t), \quad (28)$$

где $\vec{R}^0 = (-\sin\theta, 0, -\cos\theta)$, $\vec{p}^0 = (p_1, p_2, p_3)$, τ – длительность импульса в световых метрах ($\tau = c\tau_1$, c – скорость света, τ_1 – длительность импульса в секундах). Длительность зондирующих сигналов выбиралась равной 1 нс. Заметим, что спектры радиоимпульсного и сверхширокополосного сигналов находятся в высокочастотной области. Так, например, в случае рассматриваемого сверхширокополосного сигнала 90 % мощности переносится спектральными составляющими сигнала с частотами выше 600 МГц. И, таким образом, применение в этих случаях высокочастотной аппроксимации переходной характеристики оправдано для объектов, имеющих размеры ≥ 1 м.

В результате был получен ряд зависимостей (от времени) нормированной напряженности электрического поля (иными словами, отклики объектов) при различных ракурсах облучения объектов и горизонтальной поляризации падающей плоской волны. Полученные результаты приведены на рис. 3-7. На всех рисунках по оси абсцисс отложено время в нс. По оси ординат отложена нормированная величина напряженности электрического поля $e(t)$. Для подстилающей поверхности были приняты следующие параметры: относительная диэлектрическая проницаемость полупространства $\epsilon = 7$, магнитная $\mu = 1$, проводимость $\sigma = 10^{-3}$ См/м. Начало системы координат расположено в центре идеально проводящего объекта. Углы ϕ и ψ сферической системы координат, характеризующие направление облучения (орт \vec{R}^0), выбирались следующим образом. Угол ϕ отсчитывался от положительного направления оси OX_3 в плоскости OX_1X_3 и изменялся по часовой стрелке от 0° до 180° , а нулевое значение угла ψ соответствовало оси OX_3 и угол ψ отсчитывался по часовой стрелке в плоскости, параллельной подстилающей поверхности (рис. 2).

На рис. 3, 4 приведены отклики сферы, расположенной над подстилающей поверхностью на высоте² $h=1$ м (сфера и материальная среда имеют точку касания), при различных углах ϕ и фиксированном $\psi=0^\circ$ соответственно при зондировании сверхширокополосным импульсом длительности $\tau=1$ нс и радиоимпульсом той же длительности с несущей частотой 10 ГГц.

Анализируя полученные сверхширокополосные отклики, заметим следующее. При углах ϕ , близких к 0° , получаем незначительные по амплитуде положительные парциальные импульсы и довольно большие по величине отрицательные (рис. 3, а). При увеличении угла ϕ наблюдается

появление второго положительного импульса (например, при угле $\phi = 30^\circ$ второй импульс явно заметен (рис. 3, в)), уменьшение отрицательной части и выделение в качестве составляющей отклика сигнала, отраженного идеально проводящей сферой в свободном пространстве (рис. 3, г). При увеличении угла ϕ второй парциальный импульс, обусловленный переотражениями между материальным полупространством и “освещенной областью” S_2 , начинает уменьшаться, что определяется уменьшением отражения падающей волны материальным полупространством и уменьшением геометрических размеров “освещенной” области S_2 .

Заметим, что, как следует из рис. 4, радиоимпульсный отклик (огibaющая сигнала) представляет собой несколько импульсов от “блестящих” точек, находящихся в разных “освещенных” областях объекта. При углах ϕ , близких к 0° , при незначительной разнице длин геометрических путей распространения зондирующего импульса, разделение импульсов от различных “блестящих” точек невозможно (рис. 4, а), что и объясняет большую амплитуду отклика. С ростом угла ϕ увеличивается разница длин геометрических путей распространения до различных “блестящих” точек и, как следствие этого, более четко наблюдаются парциальные импульсы от каждой из этих “блестящих” точек. Кроме того, как и при сверхширокополосном зондировании, с ростом угла ϕ наблюдается уменьшение амплитуды импульсов, связанных с переотражениями от материального полупространства (рис. 4, г).

Было исследовано влияние расположения объекта относительно подстилающей поверхности на рассмотренные выше отклики (рис. 5 и 6 при $h=2$ м) и показано, что при увеличении высоты происходит разделение отклика сферы на отдельные парциальные отклики, обусловленные увеличением разницы длин геометрических путей распространения импульса, отраженного от “блестящих” точек в областях S_1, S_2 . Кроме того, область S_2 “освещается” из направления облучения $-\vec{R}^1$ полностью, поэтому мы наблюдаем полный второй отклик от сферы, но с определенной задержкой и меньшей амплитудой. Однако, как и в предыдущих расчетах, с увеличением угла ϕ влияние материального полупространства снижается.

В качестве следующего объекта был рассмотрен эллипсоид вращения с полуосями 1, 1 и 3 метра, лежащий на подстилающей плоскости (большая ось эллипсоида направлена вдоль оси

² Высота объекта над поверхностью определяется как расстояние между центром объекта S и граничной плоскостью L .

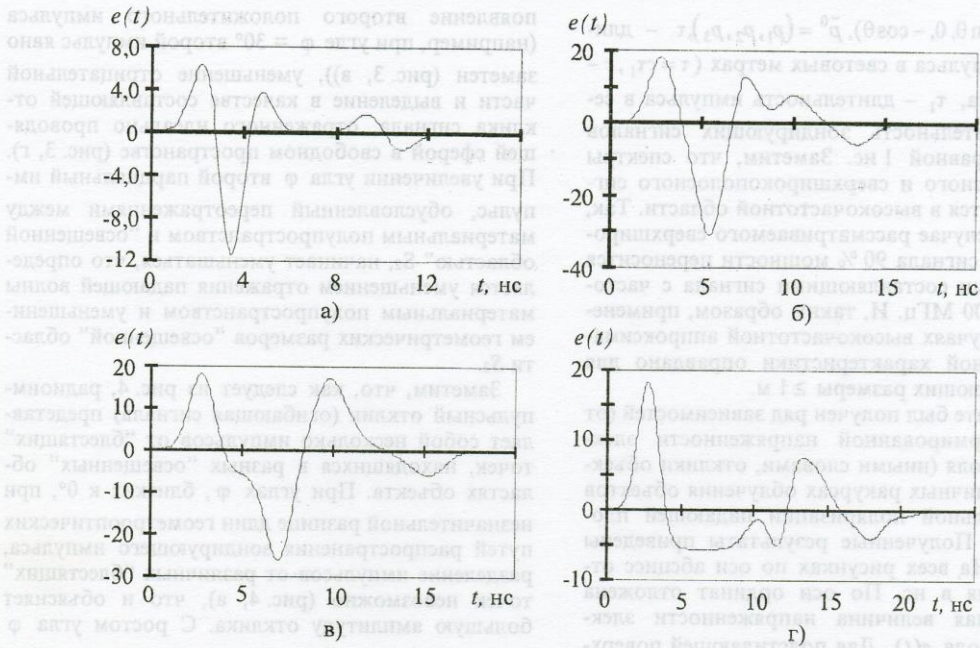


Рис. 3. Сверхширокополосный отклик сферы радиуса 1 м, расположенной над подстилающей поверхностью на высоте $h=1$ м

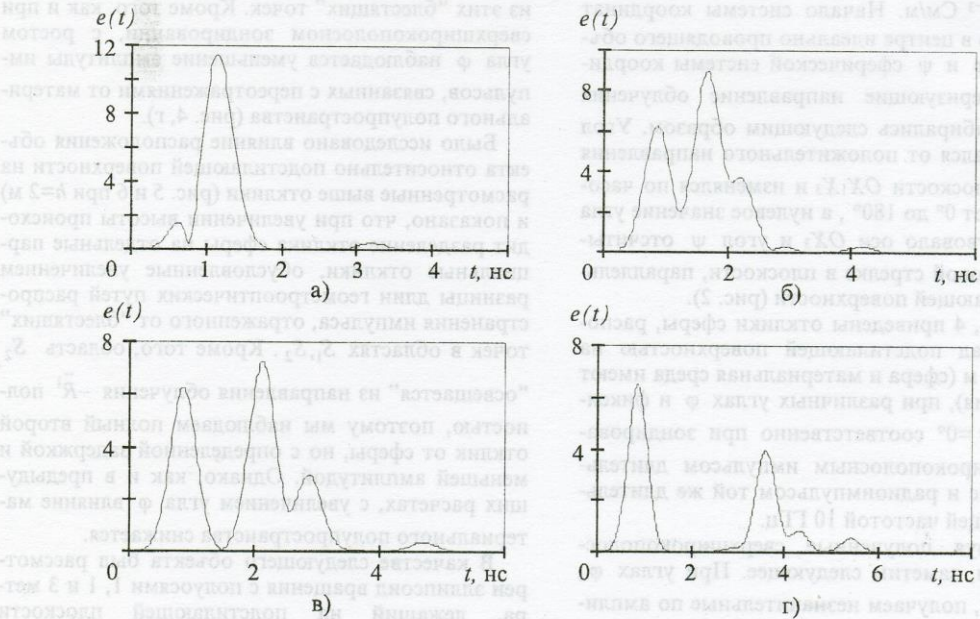


Рис. 4. Радиои́мпульсный отклик сферы радиуса 1 м, расположенной над подстилающей поверхностью на высоте $h=1$ м

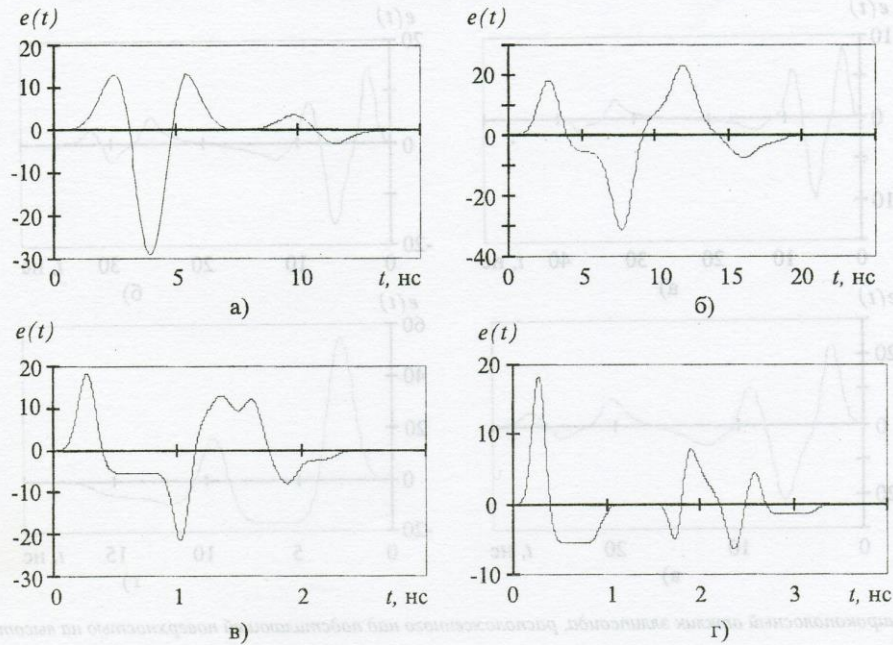


Рис. 5. Сверхширокополосный отклик сферы радиуса 1 м, расположенной над подстилающей поверхностью на высоте $h=2$ м

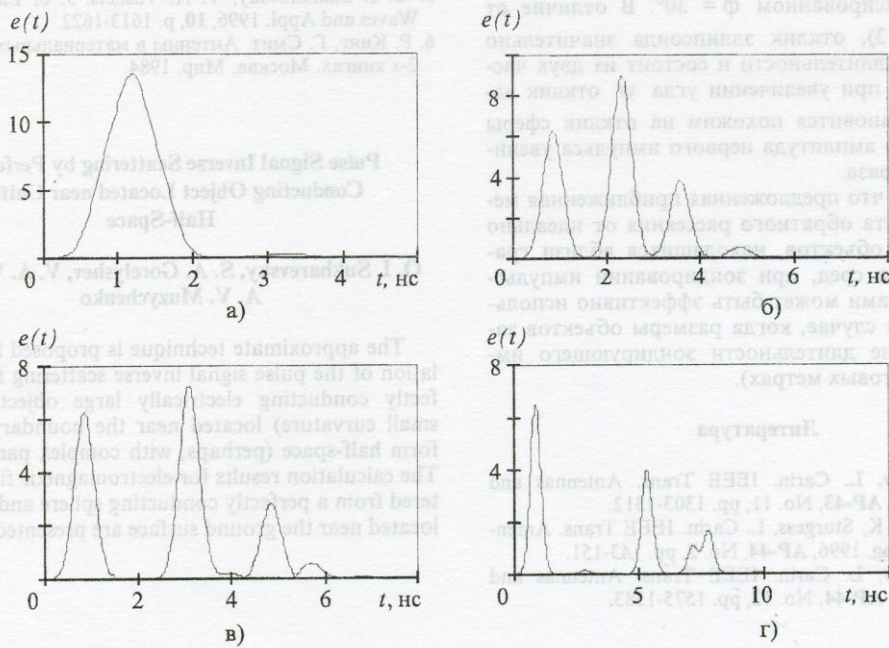


Рис. 6. Радиопульсный отклик сферы радиуса 1 м, расположенной над подстилающей поверхностью на высоте $h=2$ м

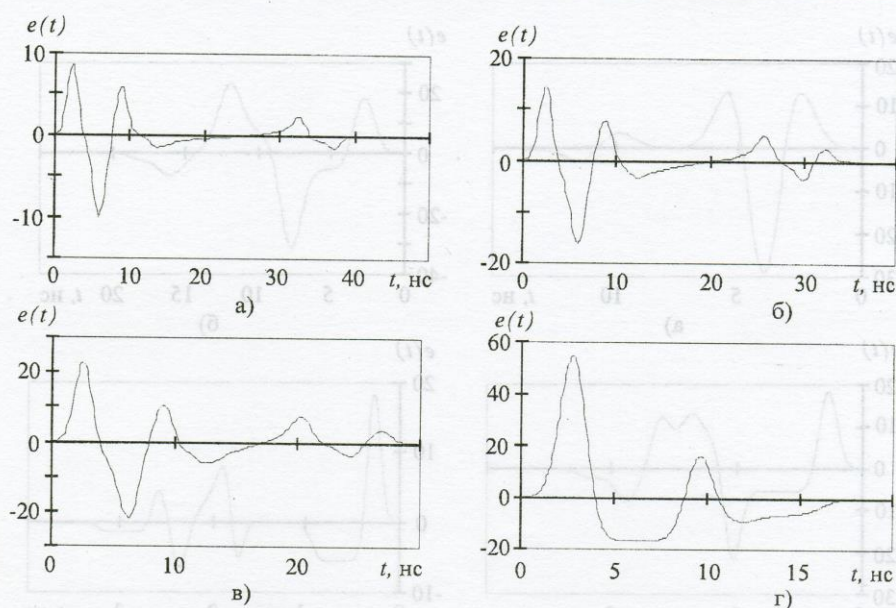


Рис. 7. Сверхширокополосный отклик эллипсоида, расположенного над подстилающей поверхностью на высоте $h=1$ м

ОХЗ). На рис. 7 приведены сверхширокополосные отклики объекта при изменении угла ψ от 0° до 90° при фиксированном $\varphi = 30^\circ$. В отличие от сферы (рис. 3), отклик эллипсоида значительно увеличен по длительности и состоит из двух частей. Причем при увеличении угла ψ отклик эллипсоида становится похожим на отклик сферы (рис. 7, г), но амплитуда первого импульса увеличивается в 3 раза.

Отметим, что предложенная приближенная методика расчета обратного рассеяния от идеально проводящих объектов, находящихся вблизи границы раздела сред, при зондировании импульсными сигналами может быть эффективно использована в том случае, когда размеры объектов заметно больше длительности зондирующего импульса (в световых метрах).

Литература

1. S. Vitebskiy, L. Carin. IEEE Trans. Antennas and Propag. 1995, **AP-43**, No. 11, pp. 1303-1312.
2. S. Vitebskiy, K. Sturgess, L. Carin. IEEE Trans. Antennas and Propag. 1996, **AP-44**, No. 2, pp. 143-151.
3. S. Vitebskiy, L. Carin. IEEE Trans. Antennas and Propag. 1996, **AP-44**, No. 12, pp. 1575-1583.

4. П. Я. Уфимцев. Метод краевых волн в физической теории дифракции. Москва, Сов радио, 1962, 243 с.
5. O. I. Sukharevsky, V. A. Vasilets. J. of Electromagn. Waves and Appl. 1996, **10**, p. 1613-1622.
6. Р. Кинг, Г. Смит. Антенны в материальных средах: в 2-х книгах. Москва, Мир, 1984.

Pulse Signal Inverse Scattering by Perfectly Conducting Object Located near Uniform Half-Space

O. I. Sukharevsky, S. A. Gorelyshev, V. A. Vasilets, A. V. Muzychenko

The approximate technique is proposed for calculation of the pulse signal inverse scattering for a perfectly conducting electrically large object (having small curvature) located near the boundary of uniform half-space (perhaps, with complex parameters). The calculation results for electromagnetic fields scattered from a perfectly conducting sphere and ellipsoid located near the ground surface are presented.