

Рассеяние электромагнитных волн подповерхностными объектами резонансных размеров

О. И. Сухаревский, Г. С. Залевский

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

Статья поступила в редакцию 11 февраля 1998 г., после переработки 3 апреля 1998 г.

Получены расчетные соотношения для нахождения электромагнитных полей, рассеиваемых подповерхностными объектами резонансных размеров, расположенными вблизи границы раздела двух диэлектрических полупространств. Приведены результаты расчетов электромагнитных полей, рассеянных идеально проводящими и диэлектрическими (с различными параметрами материала заполнения) сферой и эллипсоидом.

Одержано розрахункові співвідношення для знаходження електромагнітних полів, що розсіюються підповерхневими об'єктами резонансних розмірів, розташованими поблизу межі розділу двох діелектричних напівпросторів. Наведено результати розрахунку електромагнітних полів, розсіяних ідеально провідними і діелектричними (з різними параметрами матеріалу заповнення) сферою та еліпсоїдом.

Для обнаружения и распознавания диэлектрических и идеально проводящих подповерхностных объектов резонансных размеров (ПО) необходима априорная информация об их рассеивающих свойствах. Для получения такой информации требуется алгоритм, позволяющий рассчитывать электромагнитные поля, рассеянные ПО при произвольных форме и ориентации объекта относительно границы раздела сред, диэлектрической проницаемости материала заполнения, типе и расположении облучателя и приемника.

В данной статье рассматривается задача рассеяния электромагнитной волны, порождаемой точечным монохроматическим источником, расположенным в свободном пространстве, на вышеупомянутых ПО. Размеры объектов, расстояние от поверхности земли, высота облучателя и приемника над поверхностью – величины, соизмеримые с длиной волны облучателя. Следовательно, задача носит существенно резонансный характер. Ее решение получено с помощью выводимой в статье непосредственно из леммы Лоренца (в ее общей постановке) [1] системы интегральных уравнений (ИУ), ядрами которой служат разности полей некоторых точечных источников, учитывающих наличие границы раздела сред.

Простота и ясность физического смысла процесса вывода ИУ и эффективность получаемого таким путем вычислительного алгоритма дают авторам основание предпочесть применение леммы Лоренца известной методике [2,3], основанной на построении матриц фундаментальных решений и тензорных интегральных представлений (обобщенных формул типа Стреттона-Чу).

В работах [4,5,6] приведены результаты расчетов полей, рассеянных идеально проводящими телами вращения, помещенными в диэлектрическое полупространство, при зондировании плоской волной. Вычисления проводились при помощи ИУ Фредгольма 1-го рода (относительно плотностей поверхностных токов) с последующим применением метода моментов. Задача решения таких уравнений, как известно, является некорректной и требует применения специальных регуляризирующих алгоритмов. Кроме того, модель, используемая авторами этих работ, имеет следующие ограничения: 1) в качестве объекта рассматривается тело вращения с осью, перпендикулярной к плоской границе раздела сред; 2) для зондирования используется плоская волна.

Предлагаемая нами методика позволяет получать электромагнитные поля, рассеянные как идеально проводящими, так и диэлектрическими объектами произвольной формы и ориентации относительно границы раздела диэлектрических полупространств при облучении сферической волной.

1. Постановка задачи и основные расчетные соотношения

Модель, соответствующая решаемой задаче, изображена на рис. 1. Источником электромагнитного поля являются распределенные в свободном полупространстве V_1 (относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_1 = 1$) электрические (либо эквивалентные им магнитные) токи. Рассмотрим случай диэлектрического подповерхностного объекта. В нижнем полупространстве V_2 с

комплексной относительной диэлектрической проницаемостью $\hat{\epsilon}_2 = \epsilon'_2 + i\epsilon''_2$, граничащем с V_1 по плоскости L , находится диэлектрический объект V_3 с поверхностью $\Sigma \subset V_3$, заполненный материалом с относительной диэлектрической проницаемостью $\hat{\epsilon}_3 = \epsilon'_3 + i\epsilon''_3$. Задача состоит в нахождении поля, рассеянного системой "граница раздела L - объект V_3 ", в произвольной точке полупространства V_1 .

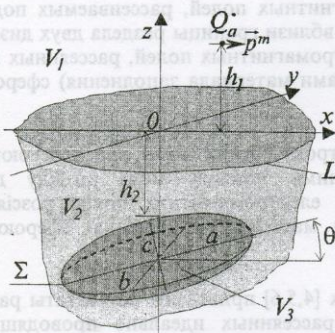


Рис. 1.

В дальнейшем рассматриваются поля, порождаемые источниками одного из следующих видов:

а) распределенные в области $V_a \subset V_1$ сторонние электрические токи с заданной плотностью $\vec{J}^e(x, y, z)$ (либо эквивалентные им магнитные токи с плотностью $\vec{J}^m(x, y, z)$);

б) точечный электрический диполь, характеризуемый в точке $Q = \{x, y, z\}$ плотностью тока $\vec{J}_d^e(Q|Q_0, \vec{p}^e) = -i\omega \vec{p}^e \delta(Q - Q_0)$, где $Q_0 = \{x_0, y_0, z_0\}$ - точка расположения диполя, \vec{p}^e - электрический вектор-момент диполя;

в) точечный магнитный диполь, характеризуемый плотностью тока $\vec{J}_d^m(Q|Q_0, \vec{p}^m) = -i\omega \vec{p}^m \delta(Q - Q_0)$, где \vec{p}^m - магнитный вектор-момент диполя.

Введем вспомогательные поля:

1) $(\vec{\mathcal{E}}_1^{e,m}(Q|Q_0, \vec{p}^{e,m}), \vec{\mathcal{H}}_1^{e,m}(Q|Q_0, \vec{p}^{e,m}))$ - поле,

порождаемое электрическим (магнитным) векторным точечным монохроматическим источником, при наличии границы раздела двух диэлектрических полупространств V_1, V_2 и при условии, что

область, занятая объектом V_3 , заполнена той же средой, что и область V_2 ;

2) $(\vec{\mathcal{E}}_2^{e,m}(Q|Q_0, \vec{p}^{e,m}), \vec{\mathcal{H}}_2^{e,m}(Q|Q_0, \vec{p}^{e,m}))$ - поле, порождаемое аналогичным источником, но при условии, что область V_2 имеет те же электрические параметры, что и область V_3 .

Искомое поле, порождаемое заданными в области V_1 токами с плотностью $\vec{J}^e(Q)$ ($\vec{J}^m(Q)$) при наличии в нижнем полупространстве рассеивателя V_3 , обозначим (\vec{E}, \vec{H}) .

Применим интегральную лемму Лоренца [1] к полям (\vec{E}, \vec{H}) и $(\vec{\mathcal{E}}_1^e(Q|Q_0, \vec{p}^e), \vec{\mathcal{H}}_1^e(Q|Q_0, \vec{p}^e))$ в области $V_1 \cup V_2$, считая, что поле (\vec{E}, \vec{H}) порождается электрическими токами и точка наблюдения $Q_0 \in V_3$. В результате получим:

$$i\omega \vec{p}^0 \vec{\mathcal{E}}_1(Q_0) = - \int_{\Sigma^+} \{ \vec{E}'(Q) \vec{\mathcal{H}}_1^{e\perp}(Q|Q_0, \vec{p}^0) - \vec{H}^\perp(Q) \vec{\mathcal{E}}_1^{e\perp}(Q|Q_0, \vec{p}^0) \} ds, \quad (1)$$

где $\vec{\mathcal{E}}_1(Q_0)$ - напряженность электрического поля, порождаемого теми же источниками, что и поле (\vec{E}, \vec{H}) , но в отсутствие объекта; \vec{p}^0 - электрический вектор-момент вспомогательного электрического диполя.

Далее, применяя лемму Лоренца к полям (\vec{E}, \vec{H}) и $(\vec{\mathcal{E}}_2^e(Q|Q_0, \vec{p}^e), \vec{\mathcal{H}}_2^e(Q|Q_0, \vec{p}^e))$ в области V_3 ($Q_0 \in V_3$), получим:

$$-i\omega \vec{p}^0 \vec{E}(Q_0) = \int_{\Sigma^-} \{ \vec{E}'(Q) \vec{\mathcal{H}}_2^{e\perp}(Q|Q_0, \vec{p}^0) - \vec{H}^\perp(Q) \vec{\mathcal{E}}_2^{e\perp}(Q|Q_0, \vec{p}^0) \} ds. \quad (2)$$

Здесь и далее символами "t", "l" обозначены векторы, касательные к поверхности Σ : $\vec{A}^t = \vec{A} - \vec{n}(\vec{n}\vec{A})$, $\vec{B}^l = \vec{n} \times \vec{B}$, где \vec{n} - внешняя нормаль к поверхности Σ . Индекс "+" ("l") указывает на то, что интегрирование ведется по внешней (внутренней) стороне Σ относительно направления нормали к этой поверхности.

Сложив соотношения (1) и (2), получим:

$$\begin{aligned}
 i\omega\vec{p}^0(\vec{E}(\mathcal{Q}_0) - \vec{E}_1(\mathcal{Q}_0)) &= \\
 &= \int_{\Sigma} \{ \vec{E}^{\perp}(\mathcal{Q}) [\vec{\mathcal{H}}_2^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) - \vec{\mathcal{H}}_1^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0)] + \\
 &+ \vec{H}^{\perp}(\mathcal{Q}) [\vec{\mathcal{E}}_2^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) - \vec{\mathcal{E}}_1^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0)] \} ds. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Аналогично, применяя лемму Лоренца к полям (\vec{E}, \vec{H}) и $(\vec{E}_1^m(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^m), \vec{\mathcal{H}}_1^m(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^m))$ в области $V_1 \cup V_2$ и, к полям (\vec{E}, \vec{H}) и $(\vec{E}_2^m(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^m), \vec{\mathcal{H}}_2^m(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^m))$ в области V_3 , полагая при этом, что поле (\vec{E}, \vec{H}) порождается эквивалентными электрическим магнитными токами, при $\mathcal{Q}_0 \in V_3$ получим:

$$\begin{aligned}
 -i\omega\vec{p}^0(\vec{H}(\mathcal{Q}_0) - \vec{H}_1(\mathcal{Q}_0)) &= \\
 &= \int_{\Sigma} \{ \vec{E}^{\perp}(\mathcal{Q}) [\vec{\mathcal{H}}_2^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) - \vec{\mathcal{H}}_1^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0)] + \\
 &+ \vec{H}^{\perp}(\mathcal{Q}) [\vec{\mathcal{E}}_2^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) - \vec{\mathcal{E}}_1^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0)] \} ds. \quad (4)
 \end{aligned}$$

Для удобства перейдем в интегральном представлении (3) от векторов напряженности электрического поля к векторам электрической индукции, воспользовавшись соотношением $\vec{D} = \epsilon_n \epsilon_n \vec{E}$, где $n=1,2,3$ соответствует областям V_1, V_2, V_3 . В этом случае соотношения (3), (4) перейдут в эквивалентные интегральные представления:

$$\begin{aligned}
 i\omega\vec{p}^0(\vec{D}(\mathcal{Q}_0) - \vec{D}_1(\mathcal{Q}_0)) &= \\
 &= \int_{\Sigma} \{ \vec{D}^{\perp}(\mathcal{Q}) \Delta \vec{\mathcal{H}}^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) + \\
 &+ \vec{H}^{\perp}(\mathcal{Q}) \Delta \vec{\mathcal{D}}^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) \} ds, \\
 -i\omega\vec{p}^0(\vec{H}(\mathcal{Q}_0) - \vec{H}_1(\mathcal{Q}_0)) &= \\
 &= \int_{\Sigma} \{ \frac{\vec{D}^{\perp}(\mathcal{Q})}{\epsilon_3} \Delta \vec{\mathcal{H}}^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) + \\
 &+ \vec{H}^{\perp}(\mathcal{Q}) \Delta \vec{\mathcal{E}}^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) \} ds,
 \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned}
 \Delta \vec{\mathcal{H}}^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) &= \vec{\mathcal{H}}_2^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} \vec{\mathcal{H}}_1^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0); \\
 \Delta \vec{\mathcal{D}}^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) &= \vec{\mathcal{D}}_2^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) - \vec{\mathcal{D}}_1^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0);
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Delta \vec{\mathcal{H}}^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) &= \vec{\mathcal{H}}_2^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) - \vec{\mathcal{H}}_1^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0); \\
 \Delta \vec{\mathcal{E}}^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) &= \vec{\mathcal{E}}_2^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0) - \vec{\mathcal{E}}_1^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0);
 \end{aligned}$$

$\vec{D}(\mathcal{Q}_0)$ – вектор электрической индукции искомого поля; $\vec{D}_1(\mathcal{Q}_0)$ – вектор электрической индукции поля, порождаемого теми же источниками, что и искомое поле, но в отсутствие объекта; $\vec{\mathcal{D}}_{(2)}^e(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{p}^0)$ – вектор электрической индукции поля, порождаемого вспомогательным электрическим диполем; вектор-моменты вспомогательных электрического и магнитного диполей приняты такими, что $\vec{p}^e = \vec{p}^m = \vec{p}^0$.

Устремим точку наблюдения \mathcal{Q}_0 на поверхность Σ объекта и введем в точке \mathcal{Q}_0 два взаимно ортогональных касательных к этой поверхности орта $\vec{\tau}_1^0, \vec{\tau}_2^0$, причем $(\vec{\tau}_1^0, \vec{\tau}_2^0, \vec{n}^0)$ (\vec{n}^0 – внешняя нормаль к поверхности Σ в точке \mathcal{Q}_0) составляют правую тройку. Воспользовавшись свойством нормальной производной потенциала простого слоя [7], получим систему поверхностных ИУ Фредгольма 2-го рода для плотностей эквивалентных электрических и магнитных токов на поверхности диэлектрического объекта:

$$\begin{aligned}
 &\left\{ \begin{aligned}
 &\frac{\vec{\tau}_2^0}{-\vec{\tau}_1^0} \left\| (\vec{D}^{\perp}(\mathcal{Q}_0) (1 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_3}) - 2\vec{D}_1^{\perp}(\mathcal{Q}_0)) = \right. \\
 &= \frac{2}{i\omega} \left\{ \vec{D}^{\perp}(\mathcal{Q}) \left\| \frac{\Delta \vec{\mathcal{H}}^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{\tau}_1^0)}{\Delta \vec{\mathcal{H}}^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{\tau}_2^0)} \right\| + \right. \\
 &+ \vec{H}^{\perp}(\mathcal{Q}) \left\| \frac{\Delta \vec{\mathcal{D}}^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{\tau}_1^0)}{\Delta \vec{\mathcal{D}}^{et}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{\tau}_2^0)} \right\| \} ds, \\
 &\left. - \frac{\vec{\tau}_2^0}{-\vec{\tau}_1^0} \left\| (\vec{H}^{\perp}(\mathcal{Q}_0) - \vec{H}_1^{\perp}(\mathcal{Q}_0)) = \right. \right. \\
 &= \frac{1}{i\omega} \left\{ \frac{\vec{D}^{\perp}(\mathcal{Q})}{\epsilon_3} \left\| \frac{\Delta \vec{\mathcal{H}}^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{\tau}_1^0)}{\Delta \vec{\mathcal{H}}^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{\tau}_2^0)} \right\| + \right. \\
 &+ \vec{H}^{\perp}(\mathcal{Q}) \left\| \frac{\Delta \vec{\mathcal{E}}^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{\tau}_1^0)}{\Delta \vec{\mathcal{E}}^{mt}(\mathcal{Q}|\mathcal{Q}_0, \vec{\tau}_2^0)} \right\| \} ds.
 \end{aligned} \right. \quad (6)
 \end{aligned}$$

Ядрами системы ИУ (6) являются разности полей электрических и магнитных вспомогательных точечных источников, учитывающих наличие границы раздела двух диэлектрических сред. Поля этих вспомогательных источников могут быть найдены путем применения ряда дифференциальных операций к вектору Герца для соответствующих электрического и магнитного диполей [8].

Ниже, в качестве примера, приведено выражение для разности

$$\begin{aligned} & \left[\Delta \vec{\mathcal{H}}^e(Q|Q_0, \vec{p}_x^0) \right]_y = \\ & = \left[\vec{\mathcal{H}}_2^e(Q|Q_0, \vec{p}_x^0) - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} \vec{\mathcal{H}}_1^e(Q|Q_0, \vec{p}_x^0) \right]_y \end{aligned}$$

y -составляющих векторов напряженности магнитного поля, порождаемого электрическим диполем с вектор-моментом, направленным вдоль оси Ox :

$$\begin{aligned} & \left[\Delta \vec{\mathcal{H}}^e(Q|Q_0, \vec{p}_x^0) \right]_y = \\ & = \frac{\vec{p}_x^0 \omega}{i4\pi} \left\{ \frac{z_\Delta}{R^3} (G(k_3, R) - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} G(k_2, R)) - \frac{z'_\Delta}{R'^3} (G(k_3, R')) - \right. \\ & - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} G(k_2, R') + \frac{2}{r^2} \int_0^\infty \lambda r^2 J_0(\lambda r) \left[\frac{M_3 e^{M_3 z'_\Delta}}{M_1 + M_3} - \frac{\epsilon_2 M_2 e^{M_2 z'_\Delta}}{\epsilon_3 M_1 + M_2} \right] + \\ & + \lambda^2 \left[x^2 J_0(\lambda r) - \frac{x^2 - y^2}{r} J_1(\lambda r) \right] \times \\ & \left. \times \left[\frac{(M_1 - M_3) e^{M_3 z'_\Delta}}{k_3^2 M_1 + k_1^2 M_3} - \frac{\epsilon_2 (M_1 - M_2) e^{M_2 z'_\Delta}}{\epsilon_3 k_2^2 M_1 + k_1^2 M_2} \right] \right\} d\lambda, \quad (7) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} G(k_{2,3}, R) &= e^{ik_{2,3}R} (ik_{2,3}R - 1); \\ G(k_{2,3}, R') &= e^{ik_{2,3}R'} (ik_{2,3}R' - 1); \\ x' &= x - x_0; \quad y' = y - y_0; \quad r = \sqrt{x'^2 + y'^2}; \\ R &= \sqrt{r^2 + z_\Delta^2}; \quad R' = \sqrt{r^2 + z'_\Delta{}^2}; \\ z_\Delta &= z - z_0; \quad z'_\Delta = z + z_0; \end{aligned}$$

$M_{1,2,3} = \sqrt{\lambda^2 - k_{1,2,3}^2}$, k_1, k_2, k_3 – волновые числа соответственно в V_1, V_2, V_3 .

Если в соотношения (3), (4) подставить значения $\vec{D}^\perp(Q)$, $\vec{H}^\perp(Q)$, найденные из (6), и положить $Q_0 \in V_1$, то можно рассчитать поле (\vec{E}, \vec{H}) , рассеянное диэлектрическим подповерхностным объектом в произвольной точке свободного полупространства.

странства V_1 , с учетом всех внутрисистемных взаимодействий.

В том случае, если предметом исследований является идеально проводящий подповерхностный объект, то применяя лемму Лоренца в области $V_1 \cup V_2$ к искомому полю (\vec{E}, \vec{H}) и вспомогательному полю $(\vec{E}^m(Q|Q_0, \vec{p}^m), \vec{\mathcal{H}}^m(Q|Q_0, \vec{p}^m))$, порождаемому магнитным диполем при наличии границы раздела областей V_1 и V_2 , но в отсутствие объекта V_3 , получим интегральное представление для $Q_0 \notin V_3 \cup \Sigma$:

$$i\omega \vec{p}^0 (\vec{H}(Q_0) - \vec{\mathcal{H}}^m(Q_0)) = - \int_\Sigma \vec{\mathcal{E}}^{mt}(Q|Q_0, \vec{p}^0) \vec{H}^\perp(Q) ds, \quad (8)$$

где $\vec{\mathcal{H}}^m(Q_0)$ – напряженность магнитного поля, порождаемого теми же источниками, что и искомое поле (\vec{E}, \vec{H}) , но в отсутствие рассеивателя V_3 . При этом \vec{n}^0 является внутренней нормалью к поверхности объекта.

Из интегрального представления (8) может быть получено интегральное уравнение, являющееся обобщением известного уравнения В. А. Фока на случай идеально проводящего объекта, погруженного в диэлектрическое полупространство:

$$\begin{aligned} & \left\| \begin{matrix} \vec{\tau}_2^0 \\ -\vec{\tau}_1^0 \end{matrix} \right\| (\vec{H}^\perp(Q_0) - 2\vec{\mathcal{H}}^{m\perp}(Q_0)) = \\ & = -\frac{2}{i\omega} \int_\Sigma \left\| \vec{\mathcal{E}}^{mt}(Q|Q_0, \vec{\tau}_1^0) \right\| \vec{H}^\perp(Q) ds \quad (Q_0 \in \Sigma). \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь $\vec{H}^\perp(Q_0)$ – искомая плотность поверхностного электрического тока на Σ .

Решив интегральное уравнение (9) и определив таким образом плотность поверхностного тока $\vec{H}^\perp(Q_0)$, с помощью интегрального представления (8) можно рассчитать поле $\vec{H}(Q_0)$ для $Q_0 \in V_1$, т. е. найти поле, рассеянное идеально проводящим подповерхностным объектом.

Отметим, что ИУ (9) не может быть непосредственно получено из второго уравнения системы (6) простым предельным переходом при $\text{Im } \epsilon_3 \rightarrow \infty$.

Система ИУ (6) решалась путем сведения ее к системе линейных алгебраических уравнений. Дискретизация интегралов в правой части проводилась с использованием квадратурной формулы типа средних прямоугольников. Количество точек на поверхности объектов выбиралось таким образом, чтобы расстояние между соседними точками составляло не более $0,2\lambda$ (λ – длина зондирующей волны). ИУ (9) решалось аналогичным образом.

С помощью изложенной методики были рассчитаны поля, рассеянные сферой и эллипсоидом (как идеально проводящими, так и диэлектрическими), находящимися в почве, для различных точек расположения совмещенного с облучателем приемника.

2. Результаты расчетов

Вычислению подлежал модуль вектора напряженности магнитного поля $|\vec{H}(x,y)|$, рассеиваемого подповерхностными объектами при облучении монохроматической волной ($f=900$ МГц). Совмещенные в точке Q_a (рис. 1) облучатель и приемник – магнитный диполь с вектор-моментом \vec{p}^m , направленным вдоль оси ОХ, располагались на фиксированной высоте $h_1=20$ см от поверхности земли. Координаты x_a, y_a точки Q_a принимали дискретные значения от $-0,5$ до $0,5$ м с шагом $0,1$ м. Объект находился в почве (серый суглинок) с плотностью $1,2$ г/см³, влажностью 10% , относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2 = 5,63 + 1,068i$ (на данной частоте). Расстояние h_2 от границы раздела до поверхности объекта составляло 8 см. Координатам центра объекта соответствовали значения $x=0, y=0$. Амплитуда магнитной составляющей поля показана в относительных единицах.

На рис. 2 изображены распределения $|H_x(x,y)|$ полей, рассеянных идеально проводящей (рис. 2, а) и диэлектрическими (с относительной проницаемостью соответственно $\epsilon_3 = 7,049 + 1,74i$ (рис. 2, б) и $\epsilon_3 = 1$ (рис. 2, в)) сферами радиуса $7,5$ см. Приведенные зависимости имеют резонансный характер. Как и следовало ожидать, существенное влияние на распределение поля оказывает материал заполнения объекта. Отклик от объекта маскируется сильным отражением от границы раздела “воздух-почва”. Для первого случая (идеально проводящая сфера) отношение модуля магнитной составляющей рассеянного поля над центром объекта к модулю магнитной составляющей поля, отраженного поверхностью земли в отсутствие объекта, составляет $1,064$. Во втором и

третьем случаях аналогичные отношения составляют соответственно $1,001$ и $1,0139$. Максимальный вклад объекта в результирующее поле, как видно из приведенных зависимостей, может наблюдаться не только над центром объекта.

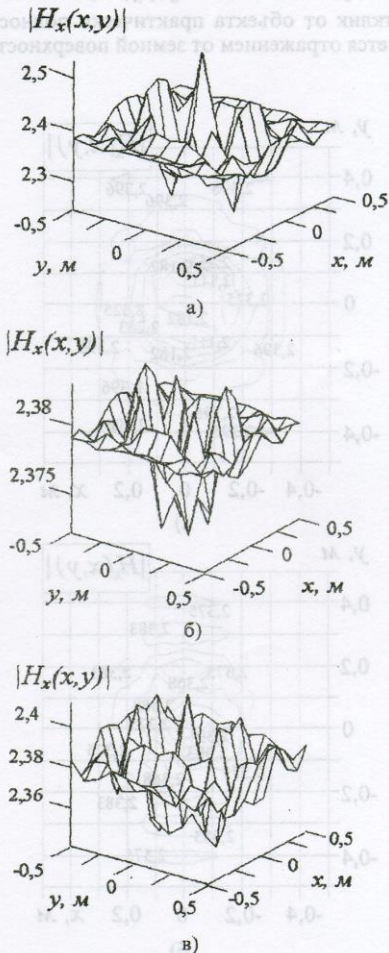


Рис. 2.

На рис. 3 линиями уровня показаны распределения $|H_x(x,y)|$ поля, рассеянного идеально проводящим (рис. 3, а) и диэлектрическим с проницаемостью $\epsilon_3 = 7,049 + 1,74i$ (рис. 3, б) эллипсоидом с полуосями: $a=10$ см, $b=5$ см, $c=3$ см. Большая полуось эллипсоида составляет угол $\theta=10^\circ$ с осью ОХ. Как и в предыдущих случаях, характер зависимостей резонансный. Наблюдается нарушение

симметрии распределения поля. В случае идеально проводящего эллипсоида над центром объекта наблюдается провал, а максимум поля соответствует координатам точки Q_a : $x_a = y_a = 30$ см. Во втором случае максимум находится над центром объекта. Зависимости рис. 2, 3 свидетельствуют о том, что при значениях x_a, y_a , превышающих 0,5 м, отклик от объекта практически полностью маскируется отражением от земной поверхности.

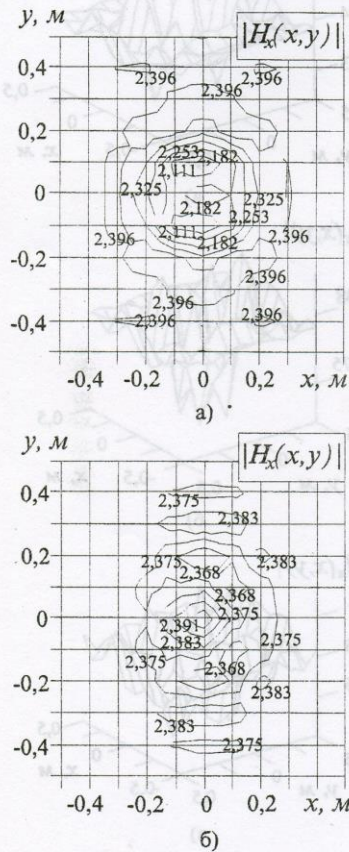


Рис. 3.

Полученные расчетные данные, в том числе приводимые в статье, свидетельствуют о том, что в заданном диапазоне частот при резонансных размерах объекта и расстояниях между объектом и поверхностью земли, а также между точкой облучения и приема и поверхностью земли порядка длины волны, форма, ориентация объекта и материал его заполнения оказывают существенное влияние на распределение поля.

Таким образом, полученные расчетные соотношения и созданный на их основе алгоритм численного расчета позволяют исследовать рассеивающие свойства резонансных подповерхностных объектов. С помощью предложенной методики можно получать необходимую априорную информацию при решении широкого круга задач подповерхностной локации.

Литература

1. В. В. Никольский. Электродинамика и распространение радиоволн. Москва, Наука, 1978, 544 с.
2. В. И. Дмитриев, Е. В. Захаров. Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики. Москва, МГУ, 1987, 167 с.
3. Проблемы вычислительной математики. Под ред. А. Н. Тихонова, А. С. Ильинского. Москва, МГУ, 1980, 136 с.
4. S. Vitebskiy, L. Carin. IEEE Trans. Antennas Propag. 1995, AP-43, No. 11, p. 1303-1312.
5. S. Vitebskiy, K. Sturgess, L. Carin. IEEE Trans. Antennas Propag. 1996, AP-44, No. 2, p. 143-151.
6. S. Vitebskiy, L. Carin. IEEE Trans. Antennas Propag. 1996, AP-44, No. 12, p. 1575-1583.
7. В. И. Смирнов. Курс высшей математики. Т. IV. Москва, Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1957, 812 с.
8. А. Зоммерфельд. Дифференциальные уравнения в частных производных физики. Москва, Издательство иностранной литературы, 1950, 456 с.

Electromagnetic Waves Scattering by Resonant Objects Buried in a Dielectric Half-Space

O. I. Sukharevsky, G. S. Zalevsky

The mathematical formulations for computation of electromagnetic fields scattered from the resonant objects near the boundary of dielectric media were obtained. The calculation results of electromagnetic fields scattered from perfectly conducting and dielectric (with various parameters of object material) sphere and ellipsoid are demonstrated and discussed.