

## **Асимптотическое решение задачи рассеяния электромагнитной волны на идеально проводящем цилиндрическом объекте, погруженном в диэлектрическое полупространство**

О. И. Сухаревский, А. В. Музыченко, А. З. Сазонов

*Харьковский военный университет,  
Украина, 61043, г. Харьков, пл. Свободы, 6*

*Статья поступила в редакцию 17 января 2002 г.*

Рассмотрена двумерная задача рассеяния плоской монохроматической электромагнитной волны на идеально проводящем круговом цилиндре, погруженном в диэлектрическое дисперсионное поглощающее полупространство. Выведены асимптотические соотношения для рассеянного поля. Указана возможность применения полученных результатов для определения параметров рассеивателя (глубины погружения, радиуса кривизны поверхности в точке зеркального отражения, ориентации).

Розглянуто двовимірну задачу розсіювання плоскої монохроматичної електромагнітної хвилі на ідеально провідному круговому циліндрі, який занурено в діелектричний дисперсійний поглинаючий напівпростір. Виведено асимптотичні співвідношення для розсіяного поля. Указано можливість застосування отриманих результатів для визначення параметрів розсіювача (глибини занурення, радіуса кривини поверхні у точці дзеркального відбиття, орієнтації).

### **Введение**

Задача рассеяния плоской монохроматической электромагнитной волны (ЭМВ) на цилиндрическом идеально проводящем объекте, находящемся в диэлектрическом полупространстве, представляет интерес для ряда практических приложений. В частности, такая задача возникает при зондировании подземных трубопроводов различного назначения.

Решение задачи позволит, во-первых, исследовать рассеивающие свойства конкретных объектов указанного типа с целью создания локаторов, предназначенных для их обнаружения, во-вторых, разработать способы определения параметров подповерхностных цилиндрических объектов.

В статье ставится задача определения электромагнитного поля (ЭМП), рассеянного погруженным в диэлектрическое дисперсионное поглощающее полупространство идеально проводящим цилиндрическим объектом больших электрических размеров. Получены достаточно простые, пригодные для инженерных расчетов, асимптотические соотношения, связывающие искомое поле с такими параметрами задачи как глубина погружения, радиус кривизны объекта в точке зеркального отражения и его ориентация.

### **Основные расчетные соотношения**

Рассматривается бесконечный идеально проводящий цилиндрический рассеиватель с поверхностью  $L$  (см. рис. 1), находящийся на

глубине  $d$  в однородном полупространстве  $G_2$  с электрическими параметрами  $\epsilon_2, \mu_2$ , которое характеризуется волновым числом  $k_2$  (в общем случае это комплексная величина). С полупространством  $G_2$  по плоскости  $L_1$  граничит полупространство  $G_1$ , имеющее электрические параметры свободной среды. Выберем систему координат  $XYZ$  с центром на поверхности рассеивателя. Ось  $Z$  направлена вдоль образующей цилиндра. Из полупространства  $G_1$  на границу раздела по нормали падает плоская монохроматическая ЭМВ единичной амплитуды. Длина волны много меньше характерного радиуса кривизны рассеивателя. Требуется определить поле, рассеянное цилиндром, в точке, которая расположена над центром сечения цилиндра (рис. 1) на большой высоте в области  $G_1$ .

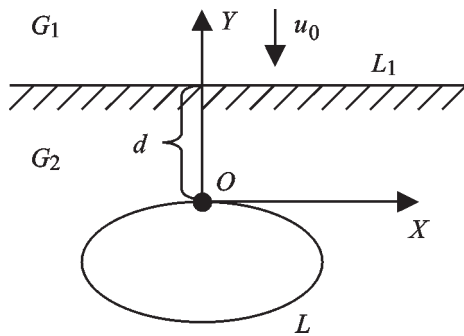


Рис. 1. Геометрия задачи

Для решения поставленной задачи воспользуемся приведенными в [1] интегральными представлениями для полного ЭМП в присутствии цилиндрического объекта, погруженного в полупространство  $G_2$ :

$$u(\vec{r}) = u_0(\vec{r}) + \int_L \left[ u(\vec{\xi}) \frac{\partial F(\vec{r}, \vec{\xi})}{\partial n} - F(\vec{r}, \vec{\xi}) \frac{\partial u(\vec{\xi})}{\partial n} \right] dl,$$

где функции  $u, u_0$  –  $z$ -компоненты вектора электрической (в случае  $E$ -поляризации) либо магнитной (в случае  $H$ -поляризации) напряженности полного и первичного полей соот-

ветственно; функция  $F(\vec{r}, \vec{\xi})$  – функция Грина данной задачи,  $\vec{r}$  – радиус-вектор точки наблюдения с координатами  $(x_0, y_0)$ ,  $\vec{\xi}$  – радиус-вектор точки контура  $L$  с координатами  $(x, y)$ ;  $dl$  – элемент длины дуги контура  $L$ . Падающая ЭМВ будет называться  $E$ - ( $H$ -) поляризованной, если вектор электрического (магнитного) поля параллелен образующей цилиндра.

Решение задачи проведем для  $E$ -поляризованной ЭМВ.

Учитывая, что в рассматриваемом случае  $u(\vec{\xi})|_{\vec{\xi} \in L} = 0$ , выражение для полного поля можно записать в виде:

$$u(\vec{r}) = u_0(\vec{r}) - \int_L F(\vec{r}, \vec{\xi}) \frac{\partial u(\vec{\xi})}{\partial n} dl. \quad (1)$$

Продифференцировав выражение (1) по нормали  $\vec{n}$  к цилиндру и устремив точку наблюдения к поверхности рассеивателя, получим, с учетом свойства нормальной производной потенциала простого слоя, интегральное уравнение (ИУ) для плотности поверхностного тока. Найденное уравнение является ИУ Фредгольма второго рода. Решать его будем методом последовательных приближений. В работе [2] показано, что получающийся в результате ряд порождает коротковолновые асимптотики решения данного ИУ. Ограничившись двумя итерациями, можно записать следующее соотношение:

$$v(\vec{\tau}) \approx 2v_0(\vec{\tau}) - 4 \int_L \frac{\partial F(\vec{\tau}, \vec{\xi})}{\partial n_{\tau}} v_0(\vec{\xi}) dl, \quad (2)$$

где  $\vec{\tau} = (x_1, y_1)$  – радиус-вектор точки наблюдения на поверхности цилиндра,  $n_{\tau}$  – нормаль в этой точке,  $v_0(\vec{\tau}) = \frac{\partial u_0(\vec{\tau})}{\partial n}$  – плотность поверхностного тока, создаваемого падающей ЭМВ,  $u_0(\vec{\xi}) = p e^{-ik_2(y-d)}$ ,  $p$  – коэффициент прохождения ЭМВ в полупространство  $G_2$ . Для рассматриваемого случая нормального падения на плоскую границу раздела полупространств  $p$  определяется формулой [3]:

$$p = \frac{2W_2}{W_1 + W_2},$$

где  $W_1 = 120\pi$  и  $W_2 = \sqrt{\mu_2/\epsilon_2}$  – волновые сопротивления соответствующих полупространств, Ом.

Таким образом, для решения поставленной задачи необходимо вычислить плотность тока  $v_0(\tau)$  на поверхности рассеивателя по формуле (2) и подставить полученные значения в выражение для рассеянного поля:

$$u_{\text{расс}}(\vec{r}) = u(\vec{r}) - u_0(\vec{r}) = \int_L F(\vec{r}, \vec{\xi}) v(\vec{\xi}) dl. \quad (3)$$

В данном случае (точка наблюдения  $\vec{r}$  находится в свободном полупространстве, точка интегрирования  $\vec{\xi}$  – в полупространстве  $G_2$ ) функция  $F(\vec{r}, \vec{\xi})$  имеет вид [1]:

$$F(\vec{r}, \vec{\xi}) = -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{-\eta_1(y_0+d)} e^{\eta_2(y-d)} \frac{\cos \lambda(x-x_0)}{\eta_1 + \eta_2} d\lambda, \quad (4)$$

где  $\eta_i = \sqrt{\lambda^2 - k_i^2}$ ,  $i = 1, 2$ .

Поскольку точка наблюдения находится на большом расстоянии от границы раздела полупространств (т. е.  $k_1 y_0 \gg 1$ ), интеграл в формуле (4) может быть асимптотически оценен методом стационарной фазы. Учитывая, что в силу больших электрических размеров рассеивателя токами на его “теневого” части можно пренебречь, выражение (3) можно записать в виде:

$$u_{\text{расс}}(\vec{r}) \approx \Omega(y_0) \int_{L_{\text{осв}}} e^{-ik_2 y} v(x, y) dl,$$

где

$$\Omega(y_0) = \frac{e^{ik_1(y_0+d)}}{\sqrt{y_0+d}} \sqrt{\frac{k_1}{2\pi}} \frac{e^{ik_2 d}}{k_1 + k_2} e^{i\frac{\pi}{4}},$$

$L_{\text{осв}}$  – “освещенная” часть поверхности рассеивателя. Значение полученного интеграла зависит от формы рассеивателя.

Далее в работе будет рассмотрен круговой цилиндр радиуса  $R$  ( $y = \sqrt{R^2 - x^2} - R$ ,  $dl = \sqrt{1+(y')^2} dx = R(R^2 - x^2)^{-1/2} dx$ ). В этом случае рассеянное поле может быть представлено как

$$u_{\text{расс}}(\vec{r}) \approx \Omega(y_0) \int_{-R}^R e^{-ik_2 R \left( \sqrt{1 - \frac{x^2}{R^2}} - 1 \right)} v(x, y) \frac{R}{\sqrt{R^2 - x^2}} dx. \quad (5)$$

Оценка интеграла (5) методом стационарной фазы показывает, что основной вклад в рассеянное поле будет вносить малая окрестность  $(-\delta, \delta)$  точки  $x = 0$ . Проведем аппроксимацию поверхности рассеивателя в этой окрестности соприкасающимся параболоидом  $y = -ax^2$  (для кругового цилиндра  $a = 1/2R$ ). С учетом этого выражение для рассеянного поля примет следующий вид:

$$u_{\text{расс}}(\vec{r}) \approx \Omega(y_0) \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\frac{k_2 x^2}{2R}} v(x, y) dx. \quad (6)$$

Таким образом, из проведенных выше рассуждений следует, что для расчета рассеянного поля необходимо вычислить функцию  $v(x, y)$  в окрестности точки  $x = 0$ .

Для этого воспользуемся формулой (2). Теперь, когда и точка наблюдения, и точка интегрирования принадлежат полупространству  $G_2$ , функция Грина примет следующий вид [1]:

$$F(\vec{\tau}, \vec{\xi}) = F_0(\vec{\tau}, \vec{\xi}) + F_1(\vec{\tau}, \vec{\xi}), \quad (7)$$

где

$$F_0(\vec{\tau}, \vec{\xi}) = \frac{1}{4i} H_0^{(1)}(k_2 h),$$

$$F_1(\bar{\tau}, \bar{\xi}) = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty e^{\eta_2(y+y_1-2d)} \cos \lambda(x-x_1) \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \frac{d\lambda}{\eta_2},$$

$h$  – расстояние между точками  $\bar{\tau}$  и  $\bar{\xi}$ ,  $H_0^{(1)}(k_2 h)$  – функция Ханкеля первого рода нулевого порядка,  $(x_1, y_1)$  – координаты точки наблюдения  $\bar{\tau}$ ,  $(x, y)$  – координаты точки интегрирования  $\bar{\xi}$ .

Продифференцируем почленно функцию  $F(\bar{\tau}, \bar{\xi})$  по нормали к поверхности рассеивателя в точке наблюдения. С учетом того, что вблизи точки  $x=0$  расстояние между точками наблюдения и интегрирования можно приближенно записать в виде  $h = |\bar{\xi} - \bar{\tau}| \approx |x - x_1|$ , первое слагаемое полученной суммы примет вид:

$$\frac{\partial F_0(\bar{\tau}, \bar{\xi})}{\partial n_\tau} \approx \frac{1}{4i} \frac{k_2 |x - x_1|}{2R} H_1^{(1)}(k_2 |x - x_1|). \quad (8)$$

Вычисление второго слагаемого приводит к следующей формуле:

$$\frac{\partial F_1(\bar{\tau}, \bar{\xi})}{\partial n_\tau} \approx -\frac{\partial F_1(\bar{\tau}, \bar{\xi})}{\partial y} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty e^{\eta_2(y+y_1-2d)} \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \times \cos \lambda(x - x_1) d\lambda. \quad (9)$$

Следовательно, выражение для плотности поверхностного тока можно представить как

$$v(\bar{\tau}) = 2v_0(\bar{\tau}) - 4(I_0(\bar{\tau}) + I_1(\bar{\tau})), \quad (10)$$

где

$$I_0(\bar{\tau}) = \int_L \frac{\partial F_0(\bar{\tau}, \bar{\xi})}{\partial n_\tau} v_0(\bar{\xi}) dl,$$

$$I_1(\bar{\tau}) = \int_L \frac{\partial F_1(\bar{\tau}, \bar{\xi})}{\partial n_\tau} v_0(\bar{\xi}) dl.$$

Рассмотрим слагаемые в скобках в выражении (10). С учетом формул (8), (9)

$$I_0(\bar{\tau}) = \frac{k_2^2 e^{ik_2 d}}{8R} p \int_L |x - x_1| H_1^{(1)}(k_2 |x - x_1|) e^{-ik_2 y} dl. \quad (11)$$

Переходя в (11) к интегрированию по малой окрестности “блестящей” точки и учитывая четность подынтегральной функции, получим:

$$I_0(\bar{\tau}) = \frac{k_2^2 e^{ik_2 d}}{8R} p I_{01},$$

где

$$I_{01} = \int_{x_1}^{x_1+\delta} (x - x_1) H_1^{(1)}(k_2(x - x_1)) e^{i \frac{k_2 x^2}{2R}} dx.$$

Путем несложных математических преобразований этот интеграл может быть сведен к следующему:

$$I_{01} = \frac{2R}{k_2} e^{i \frac{k_2 x_1^2}{2R}} \int_0^{\delta_1} \gamma H_1^{(1)}(\epsilon \gamma) e^{i(\gamma^2 + 2\gamma \beta_0)} d\gamma,$$

или

$$I_{01} = -\frac{2R}{k_2} e^{i \frac{k_2 x_1^2}{2R}} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \int_0^{\delta_1} H_0^{(1)}(\epsilon \gamma) e^{i(\gamma^2 + 2\gamma \beta_0)} d\gamma, \quad (12)$$

где  $\epsilon = \sqrt{2k_2 R}$ ,  $\delta_1 = \delta \sqrt{\frac{k_2}{2R}}$ ,  $\gamma = (x - x_1) \sqrt{\frac{k_2}{2R}}$ ,

$\beta_0 = \frac{k_2}{2R} x_1^2$ . Поскольку второй множитель подынтегрального выражения на интервале интегрирования является, по сравнению с первым, медленно изменяющейся функцией, полученный интеграл может быть оценен по методу, описанному в [4]. В соответствии с этим

методом рассмотрим вначале вспомогательный интеграл

$$I(\zeta, \gamma) = \int_0^{\infty} e^{i(\gamma^2 + 2\gamma\beta_0)} H_0^{(1)}(\epsilon\gamma) e^{-\zeta\gamma} d\gamma.$$

Заменяя функцию  $e^{i(\gamma^2 + 2\gamma\beta_0)}$  ее разложением в ряд Тейлора в окрестности точки  $\gamma = 0$  и ограничившись главным членом этого разложения, получим:

$$I(\zeta, \gamma) \approx \int_0^{\infty} H_0^{(1)}(\epsilon\gamma) e^{-\zeta\gamma} d\gamma.$$

Значение данного интеграла выражается следующей формулой [5]:

$$I(\zeta, \gamma) \approx \frac{1}{\sqrt{\zeta^2 + \epsilon^2}} \left( 1 - \frac{2i}{\pi} \ln \left[ \frac{\zeta}{\epsilon} + \sqrt{1 + \left( \frac{\zeta}{\epsilon} \right)^2} \right] \right).$$

Перейдем теперь к пределу при  $\zeta \rightarrow 0$ :

$$I(0, \gamma) \approx \frac{1}{\epsilon}.$$

Найденное значение является асимптотической интеграла в формуле (12). С учетом этого выражение для  $I_0(\bar{\tau})$  примет вид:

$$I_0(\bar{\tau}) = \frac{e^{-ik_2(y-d)}}{4R} p.$$

Приступим теперь к вычислению интеграла

$$I_1(\bar{\tau}) = \frac{1}{2\pi} ik_2 p e^{ik_2 d} \int_0^{\infty} \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} e^{\eta_2(y_1 - 2d)} \times \\ \times \int_L e^{\eta_2 y - ik_2 y} \cos \lambda(x - x_1) d\lambda d\lambda.$$

Внутренний интеграл путем замены переменной сводится к табличному, и выражение для  $I_1(\bar{\tau})$  принимает вид:

$$I_1(\bar{\tau}) = ik_2 p \sqrt{\frac{R}{2\pi}} e^{ik_2 d} \times \\ \times \int_0^{\infty} \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \frac{e^{\eta_2(y_1 - 2d)} e^{-\frac{\lambda^2 R}{2(\eta_2 - ik_2)}}}{\sqrt{\eta_2 - ik_2}} \cos(\lambda x_1) d\lambda.$$

Полученный интеграл после упрощения оценивается методом перевала [6]:

$$I_1(\bar{\tau}) \sim i \frac{k_2}{2} p \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} e^{-ik_2 y_1} e^{ik_2 3d} \sqrt{\frac{R}{4d + R - 2y_1}}.$$

Окончательно плотность поверхностного тока в окрестности “блестящей” точки равна

$$v(\bar{\tau}) = e^{-ik_2(y-d)} p \left( 2ik_2 - \frac{1}{R} - \right. \\ \left. - 2ik_2 \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} e^{ik_2 2d} \sqrt{\frac{R}{4d + R - 2y_1}} \right).$$

Подставив это выражение в формулу (6) и проведя оценку методом стационарной фазы, получим следующее выражение для рассеянного цилиндром поля в дальней зоне:

$$u_{\text{расс}}(\vec{r}) = - \frac{e^{ik_1(y_1+d)}}{\sqrt{y_1+d}} \frac{e^{i2k_2 d}}{k_1 + k_2} \sqrt{2k_1 k_2 R} p \times \\ \times \left( 1 + \frac{i}{2k_2 R} - \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \sqrt{\frac{R}{R+4d}} e^{i2k_2 d} \right).$$

Найденное выражение можно уточнить путем более точной аппроксимации рассеивающей поверхности вблизи зеркальной точки в формуле (4)  $\left( y \approx -\frac{x^2}{2R} - \frac{x^4}{8R^3} \right)$ :

$$u_{\text{расс}}(\vec{r}) = -\frac{e^{ik_1(y_0+d)} e^{i2k_2d}}{\sqrt{y_0+d} k_1+k_2} \sqrt{2k_1k_2R} p \times \left( 1 + \frac{5i}{16k_2R} + \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2} \sqrt{\frac{R}{R+4d}} e^{i2k_2d} \left( \frac{3i}{16k_2R} - 1 \right) \right) \quad (13a)$$

Аналогично можно получить выражение для поля, рассеянного погруженным в диэлектрическое полупространство цилиндром при *H*-поляризации падающей волны:

$$u_{\text{расс}}(\vec{r}) = \frac{e^{ik_1(y_0+d)} e^{i2k_2d}}{\sqrt{y_0+d} k_1+k_2} \sqrt{2k_1k_2R} p \times \left( 1 + \frac{5i}{16k_2R} - \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2} \sqrt{\frac{R}{R+4d}} e^{i2k_2d} \left( \frac{3i}{16k_2R} - 1 \right) \right) \quad (13б)$$

Как показало сравнение с результатами расчетов, основанных на методе интегральных уравнений [7], погрешность результатов, полученных при помощи выведенных в статье соотношений, уменьшается с ростом частоты зондирующей волны и уже при  $|k_2R|=8$  составляет 7.8 %, что говорит о возможности использования разработанного метода для проведения инженерных расчетов.

### Анализ выражений для рассеянного поля

Проанализируем полученные выражения (13а, б). Первый множитель перед внешними скобками указывает на то, что рассеянное поле носит характер цилиндрической волны, которая распространяется от “блестящей” линии на поверхности цилиндрического рассеивателя, находящегося на глубине *d*, до точки наблюдения, расположенной в полупространстве *G*<sub>1</sub> на расстоянии *y*<sub>0</sub> от границы раздела полупространств. Множитель  $e^{i2k_2d}$  перед скобками описывает набег фазы и затухание ЭМВ при распространении от границы раздела до

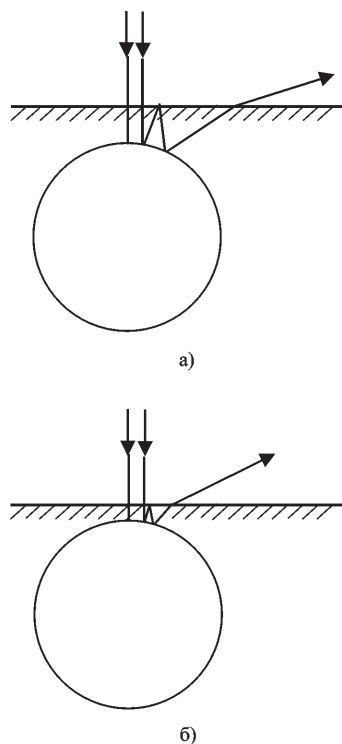
рассеивателя и обратно. Первое слагаемое, получающееся после раскрытия внешних скобок, описывает рассеянное поле в приближении физической оптики. Второе слагаемое представляет собой поправку за счет искривленности поверхности рассеивателя. Третье слагаемое описывает ту часть рассеянного поля, которая отражается от границы раздела, вновь попадает на цилиндр и, отразившись от него, распространяется в направлении к точке наблюдения. Таким образом, третье слагаемое учитывает однократное переотражение рассеянной волны между границей раздела и поверхностью рассеивателя. В его состав входит три со-

множителя. Первый из них,  $\frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}$ , представляет собой (для рассматриваемого случая диэлектрического полупространства *G*<sub>2</sub>, т. е. когда  $\mu_2 \approx 1$ ) коэффициент отражения рассеянной цилиндром ЭМВ от границы раздела полупространств при нормальном падении. Сомножитель  $e^{i2k_2d}$  учитывает дополнительные набег фазы и затухание, которые приобретает переотраженная волна по сравнению с отраженной. Сомножитель  $\sqrt{\frac{R}{R+4d}}$  описывает влияние соотношения глубины погружения рассеивателя и его радиуса на интенсивность переотраженного поля. Для пояснения физического смысла этой величины построим для различных ее значений лучевую картину распространения переотраженной волны.

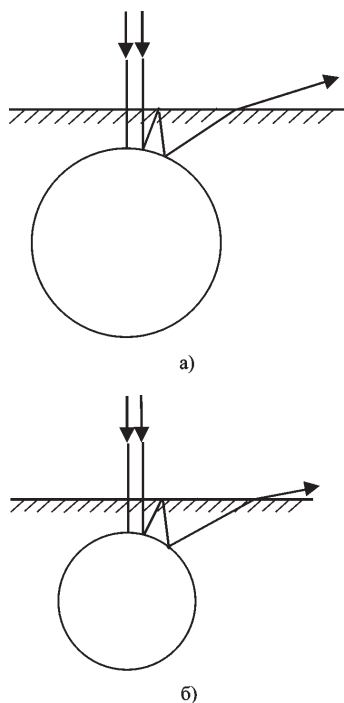
Из рис. 2 видно, что при возрастании глубины погружения рассеивателя (рис. 2, а) увеличивается угловой размер пучка переотраженных лучей, вследствие чего уменьшается плотность мощности рассеянной волны, попадающей на апертуру приемной антенны.

Рис. 3 иллюстрирует случай, когда при фиксированной глубине погружения *d* изменяется радиус цилиндра. Видно, что уменьшение радиуса цилиндра (рис. 3, б) приводит к увеличению углового размера пучка переотраженных лучей, что, как и в предыдущей ситуации, приводит к уменьшению мощности принятого сигнала.





**Рис. 2.** Лучевая картина распространения рассеянного поля при изменении глубины погружения цилиндра



**Рис. 3.** Лучевая картина распространения рассеянного поля при изменении радиуса цилиндра

### Определение параметров рассеивающего цилиндра

Как видно из формул (13а, б), напряженность рассеянного поля явным образом зависит от геометрических параметров рассеивателя (радиуса цилиндра  $R$ ) и глубины  $d$  его погружения в почву. Это дает основание для создания алгоритма решения обратной задачи – определения параметров неизвестного цилиндрического рассеивателя по измеренным в дальней зоне характеристикам рассеянного поля.

Предположим, что в точке  $\vec{x}$  расположена антенная система совмещенной радиолокационной станции. Пусть она находится на большом расстоянии от поверхности земли (например, размещена на борту летательного аппарата). Допустим, что тем или иным способом установлено местонахождение подповерхностного объекта и кроме того известно, что он имеет форму цилиндра. Требуется определить его радиус, глубину залегания и ориентацию. Для этого достаточно провести зондирование для двух ортогональных поляризаций, направления которых характеризуются ортами  $\vec{u}_1^0$  и  $\vec{u}_2^0$ . В точке приема производится измерение характеристик рассеянного поля для тех же поляризаций, в результате чего определяются амплитуды напряженности полей  $\vec{u}_1$  и  $\vec{u}_2$ . Пусть, для определенности, ось цилиндра составляет угол  $\varphi$  с направлением вектора поляризации  $\vec{u}_1$ . Обозначим через  $\vec{u}_{\parallel}$  и  $\vec{u}_{\perp}$  векторы напряженности рассеянного поля в случае, когда вектор поляризации соответственно параллелен и перпендикулярен оси цилиндра. Тогда можем записать:

$$|\vec{u}_1|^2 = |\vec{u}_{\parallel}|^2 \cos^2 \varphi + |\vec{u}_{\perp}|^2 \sin^2 \varphi,$$

$$|\vec{u}_2|^2 = |\vec{u}_{\parallel}|^2 \sin^2 \varphi + |\vec{u}_{\perp}|^2 \cos^2 \varphi,$$

откуда

$$|\vec{u}_1|^2 + |\vec{u}_2|^2 = |\vec{u}_\parallel|^2 + |\vec{u}_\perp|^2, \quad (14)$$

$$|\vec{u}_1|^2 - |\vec{u}_2|^2 = \left( |\vec{u}_\parallel|^2 - |\vec{u}_\perp|^2 \right) \cos 2\varphi. \quad (15)$$

Левые части выражений являются известными (из измерений) величинами. Правые части представляют собой известные функции (формулы (13а, б)) искомых параметров. При этом в уравнение (14) не входит угол ориентации рассеивателя. Дальнейшие действия зависят от наличия и состава априорной информации.

В случае, когда известна глубина погружения (например, измерена предварительно), из уравнения (14) можно найти радиус цилиндра, после чего из уравнения (15) определяется ориентация оси цилиндра.

Учитывая, что выкладки проведены в предположении зондирования плоской монохроматической волной, для практической реализации описанного алгоритма целесообразно использовать длинные одночастотные зондирующие сигналы.

Отметим, что измерения на других частотах зондирования дают дополнительную информацию, обеспечивающую решение задачи определения параметров цилиндрического рассеивателя в отсутствие априорных данных.

Следует также отметить, что для применения описанного алгоритма необходима информация об электрических параметрах почвы, в которой находится рассеиватель. Такая информация может быть получена из цифровых карт местности либо по данным радиолокационных измерений.

### Выводы

Таким образом, в статье приведен вывод асимптотических выражений для ЭМП, рассеянного круговым идеально проводящим ци-

линдром, радиус которого много больше длины зондирующей волны. Источник излучения находится в свободном пространстве на большом расстоянии (достаточном для того, чтобы на границу раздела падала плоская волна). При этом цилиндр погружен в диэлектрическое полупространство (в общем случае с потерями), а приемная антенна находится в свободном полупространстве на большом расстоянии от границы раздела.

Получены простые, имеющие ясный физический смысл, соотношения для случаев  $E$ - и  $H$ -поляризации первичного поля.

Кроме этого, указана возможность решения (на основе полученных соотношений) обратной задачи для цилиндрического идеально проводящего рассеивателя, находящегося в диэлектрическом полупространстве.

### Литература

1. В. И. Дмитриев, Е. В. Захаров. Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики: Учеб. пособие. Москва, Изд-во Московского университета, 1987, 167 с.
2. Фундаментальные и прикладные задачи теории рассеяния электромагнитных волн. Ю. К. Сиренко, И. В. Сухаревский, О. И. Сухаревский, Н. П. Яшина. Под ред. Ю. К. Сиренко. Харьков, Крок, 2000, 344 с.
3. В. В. Никольский, Т. И. Никольская. Электродинамика и распространение радиоволн. Учеб. пособие для вузов. Москва, Наука, 1989, 544 с.
4. К. Дж. Трантер. Интегральные преобразования в математической физике. Москва, 1956, 204 с.
5. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Москва, Физматгиз, 1962, 1100 с.
6. М. В. Федорюк. Асимптотика: Интегралы и ряды. Москва, Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987, 544 с.
7. О. И. Сухаревский, Г. С. Залевский, А. В. Музыченко. Радиотехника. 2001, №6, с. 6-13.



**Asymptotic Solution of a Problem  
of Electromagnetic Wave Scattering  
by Perfectly Conducting Cylindrical  
Object Embedded  
in a Dielectric Half-Space**

**O. I. Sukharevsky, A. V. Muzychenko,  
A. Z. Sazonov**

The 2D problem of scattering the plane monochromatic electromagnetic wave by a perfectly conducting circular cylinder embedded

in dielectric dispersive half-space with losses is considered. The asymptotic relations for the scattered field are obtained. The possibility of applying the results obtained for determination of the scatterer parameters (the depth, the radius of surface curvature at the bright point, the orientation) is pointed out.