

Влияние потерь в диэлектрическом полупространстве на характеристики отраженного трехмерного импульсного волнового пучка

Н. Н. Колчигин, С. Н. Пивненко, В. М. Ломакин

*Харьковский государственный университет
310077, Харьков, пл. Свободы, 4*

Статья поступила в редакцию 2 октября 1997 г.

Исследуется влияние потерь в диэлектрическом полупространстве на характеристики отраженного трехмерного импульсного волнового пучка. Решение задачи рассеяния основано на представлении поля импульсного пучка в виде суперпозиции полей монохроматических плоских волн с помощью преобразования Фурье. Поле в дальней зоне приближенно вычисляется с помощью метода седловой точки. Для частного случая отражающего полупространства без потерь решение получено в аналитическом виде. Вычислены диаграммы отражения поля и энергии импульсного волнового пучка в дальней зоне для случаев E - и H -поляризованного поля для различных значений диэлектрической проницаемости и проводимости нижнего полупространства.

Досліджується вплив поглинання в діелектричному напівпросторі на характеристики відбитого тривимірної імпульсного хвильового пучка. Рішення задачі розсіяння базується на зображенні поля імпульсного пучка як суперпозиції полів монохроматичних плоских хвиль за допомогою перетворення Фур'є. Поле в дальній зоні наближено обчислюється за допомогою метода сідлової точки. Для часткового випадку відбиваючого напівпростору без втрат рішення отримано в аналітичному вигляді. Обчислено діаграми відбиття хвиль та енергії імпульсного хвильового пучка в дальній зоні для випадків E - та H -поляризованого поля для різних значень діелектричної проникності та провідності нижнього напівпростору.

1. Введение

Импульсные сигналы находят широкое применение в ряде областей, таких как подземное зондирование, неразрушающий контроль материалов, биологические исследования [1-3]. Это обусловлено определенными преимуществами применения импульсных сигналов по сравнению с непрерывными монохроматическими сигналами, а именно: широкой полосой частот, возможностью временного разделения сигналов от разных расщепителей.

Исследованию взаимодействия импульсных сигналов с границей раздела двух сред был посвящен ряд работ. Так, в работе [4] авторы исследовали отражение импульсных плоских волн с временной зависимостью в виде двойной экспоненциальной функции, наклонно падающих на полупространство с потерями. Для вычисления обратного преобразования Фурье использовалось контурное интегрирование. В работе [5] было применено аналитическое представление обратного преобразования Лапласа с помощью двух канонических функций и получено точное выражение для рассеянного нестационарного поля. Однако авторы этих работ ограничились рассмотрением двумерных задач и нестационарными плоскими волнами.

Реальные импульсы, излученные антеннами, нельзя рассматривать как бесконечные плоские волны, они могут моделироваться как импульсные волновые пучки. Пространственно-временное распределение поля такого пучка зависит от типа, размеров и способа возбуждения излучающей антенны. Представление поля излучения как импульсного пучка несколько упрощает решение задачи рассеяния, поскольку позволяет отдельно рассматривать поле падающего и отраженного пучков. В работе [6] с помощью спектральной теории переходных процессов было исследовано рассеяние импульсного пучка от источника поля, заданного в комплексной плоскости, на границе раздела двух сред, но для случая недисперсных и слабо дисперсных сред.

В данной работе для решения задачи рассеяния трехмерного импульсного волнового пучка на границе раздела свободного пространства и диэлектрического полупространства с потерями используется подход, который можно назвать классическим. С помощью интегрального преобразования Фурье поле падающего пучка представляется в виде непрерывной суперпозиции полей монохроматических плоских волн. Для получения рассеянного поля сначала вычисляется интеграл в комплексной плоскости по углам падения, затем в дальней зоне с помощью метода сед-

ловой точки [7] оценивается интеграл по частоте. Преимуществом такого подхода является возможность использования известных решений для монохроматических плоских волн.

2. Постановка задачи и решение

Электромагнитный импульсный пучок падает из свободного пространства на плоскую поверхность диэлектрического полупространства с проницаемостью ϵ и проводимостью σ (рис. 1). Введем систему координат X, Y, Z , в которой располагается граница раздела двух сред ($z = 0$). Введем также систему координат X_i, Y_i, Z_i , удобную для описания поля падающего волнового пучка. Начало системы координат X_i, Y_i, Z_i находится в точке $x = 0, y = 0, z = z_0, z_0 > 0$, оси $O X$ и $O X_i$ параллельны. Система координат X_i, Y_i, Z_i повернута в плоскости XOZ так, что угол между осями OZ и OZ_i равен $\pi + \alpha$, где α - угол между осью падающего волнового пучка и нормалью к границе раздела двух сред.

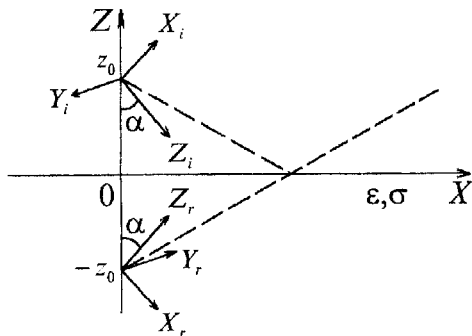


Рис. 1. Геометрия задачи

В системе координат X_i, Y_i, Z_i поле падающего импульсного волнового пучка $U_i(x_i, y_i, z_i, t)$ может быть представлено как суперпозиция полей монохроматических плоских волн ($z_i > 0$):

$$U_i(x_i, y_i, z_i, t) = 2\text{Re} \times \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty U(\omega, \xi, \eta) k^2 e^{-i\omega t} e^{ik(\xi x_i + \eta y_i + \zeta z_i)} d\xi d\eta d\omega,$$

где

$$U(\omega, \xi, \eta) = (1/2\pi)^3 \times \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty U_i(x_i, y_i, 0, t) e^{i\omega t} e^{-ik(\xi x_i + \eta y_i)} dx_i dy_i dt.$$

В этих формулах

$\xi = k_x / k, \eta = k_y / k, \zeta = (1 - \xi^2 - \eta^2)^{1/2}$ — спектральные переменные ($\text{Im}\zeta > 0$); $k = \omega / c$ — волновое число; k_x, k_y — проекции волнового вектора на оси системы координат X_i, Y_i, Z_i и $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ — скорость света в свободном пространстве.

Переход от системы координат X_i, Y_i, Z_i к системе координат X, Y, Z может быть выполнен с помощью матрицы преобразования координат (см. рис. 1)

$$\begin{bmatrix} x_i \\ z_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & -\cos\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ z - z_0 \end{bmatrix}.$$

Обозначим через $V(\omega, \alpha)$ коэффициент отражения Френеля для монохроматической плоской волны с частотой ω , падающей на границу раздела под углом α . Поле отраженного импульсного пучка удобно рассматривать в системе координат X_r, Y_r, Z_r (см. рис. 1), которая связана с системой координат X, Y, Z с помощью матрицы

$$\begin{bmatrix} x_r \\ z_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ z + z_0 \end{bmatrix}.$$

В системе координат X_r, Y_r, Z_r отраженный импульсный пучок представляется в следующем виде:

$$U_r(x_r, y_r, z_r, t) = 2\text{Re} \int_0^\infty k^2 e^{-i\omega t} I(x_r, y_r, z_r, \omega) d\omega, \tag{1}$$

где

$$I(x_r, y_r, z_r, \omega) = \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty U(\omega, \xi, \eta) V(\omega, \alpha) e^{ik(\xi x_r + \eta y_r + \zeta z_r)} d\xi d\eta.$$

В формуле (1) $U_r(x_r, y_r, z_r, t)$ соответствует E или H компоненте отраженного поля и коэффициент отражения $V(\omega, \alpha)$ выбирается для E - или H -поляризованной плоской монохроматической волны, соответственно.

Для оценки отраженного поля в дальней зоне был применен метод седловой точки, описанный в

[7]. Перейдем в (1) к сферической системе координат

$x_r = r \sin \theta_0 \cos \varphi_0, y_r = r \sin \theta_0 \sin \varphi_0, z_r = r \cos \theta_0$
и введем новые переменные интегрирования θ и φ : $\xi = \sin \theta \cos \varphi, \eta = \sin \theta \sin \varphi, \zeta = \cos \theta$. Учитывая условие $kr \sin^2(\theta_0 - \theta_p) \gg 1$, где θ_p — полюс коэффициента отражения, и пренебрегая вкладом точек ветвления, получим

$$I(r, \theta_0, \varphi_0, \omega) = -i(2\pi / kr) \times \\ \times V(\omega, \theta_0, \varphi_0) U(\omega, \theta_0, \varphi_0) \cos \theta_0 e^{ikr}. \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), приходим к выражению для поля отраженного импульсного пучка в точке с координатами r, θ_0, φ_0 :

$$U_r(r, \theta_0, \varphi_0, t) = -\text{Re} \left[4 \frac{\pi i}{rc} \cos \theta_0 \times \right. \\ \left. \times \int_0^\infty V(\omega, \theta_0, \varphi_0) U(\omega, \theta_0, \varphi_0) \omega e^{-i\omega\tau} d\omega \right], \quad (3)$$

где $\tau = t - r/c$.

В общем случае интеграл в (3) может быть посчитан только численными методами. В частном случае, когда полупространство $z < 0$ является средой без потерь и V не зависит от частоты, отраженное поле может быть найдено аналитически.

Например, если распределение падающего поля в плоскости $z_i = 0$ задано в следующем виде

$$U_i(x_i, y_i, 0, t) = f(t) g_1(x_i) g_2(y_i),$$

где

$$f(t) = e^{-(t/T)^2}, \quad g_1(x_i) = e^{-(x_i/L_x)^2},$$

$$g_2(y_i) = e^{-(y_i/L_y)^2}, \quad T - \text{длительность импульса,}$$

L_x, L_y — пространственные размеры пучка, то рассеянное поле в дальней зоне принимает вид

$$U(r, \theta_0, \varphi_0, t) = \\ = \frac{\tau T L_x L_y \cos \theta_0}{rc T_o^3(\theta_0, \varphi_0)} V(\theta_0, \varphi_0) e^{-(\tau^2 / T_o^2(\theta_0, \varphi_0))},$$

где

$$T_o^2(\theta_0, \varphi_0) = T^2 + (L_x \sin \theta_0 \cos \varphi_0 / c)^2 + \\ + (L_y \sin \theta_0 \sin \varphi_0 / c)^2.$$

3. Численные результаты

Результаты вычислений распределения поля и энергии отраженного импульсного волнового пучка в зависимости от углов наблюдения θ_0, φ_0 представлены на рис. 2 - 6. Отметим, что на рисунках угол наблюдения $\theta_0 + \alpha$ отсчитывается в системе координат X, Y, Z , связанной с границей раздела двух сред.

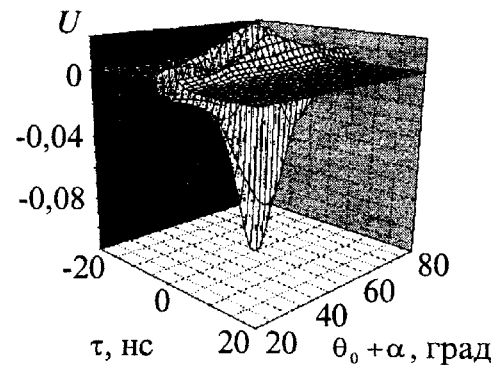


Рис. 2. Распределение поля $U_r(r, \theta_0, \varphi_0, t)$ отраженного импульсного волнового пучка в зависимости от угла наблюдения $\theta_0 + \alpha$ (E -поляризация)

Для удобства анализа отраженного поля импульсного волнового пучка определим его энергию для данных углов θ_0 и φ_0 и фиксированного значения α как

$$W(r, \theta_0, \varphi_0) = A_{E,H} \int_{-\infty}^{\infty} U_r^2(r, \theta_0, \varphi_0, t) dt,$$

для E -поляризованного поля $A_E = 1/120\pi$, для H -поляризованного поля $A_H = 120\pi$. Все вычисления были выполнены для случая, когда падающий пучок моделировался с помощью пропуска E - или H -поляризованной волны через пространственный фильтр, имеющий вид квадратного отверстия в непрозрачном экране ($L \times L = 0,48 \times 0,48$ м). Временная зависимость падающей на пространственный фильтр плоской волны выбрана в виде производной от колоколообразной функции $f(t) = -2tT^3 / (1+t^2T^{-2})^2$ для моделирования сигнала от реального источника в дальней зоне ($2T = 0,4 \cdot 10^{-9}$ с, $cT/L = 1/4$). Расстояние от начала системы координат X_r, Y_r, Z_r , связанной с отраженным полем, до точки наблюдения выбрано равным

$r = 10$ м, что соответствует дальней зоне для самой низкой частоты в спектре сигнала; угол падения импульсного волнового пучка α равен 50° .

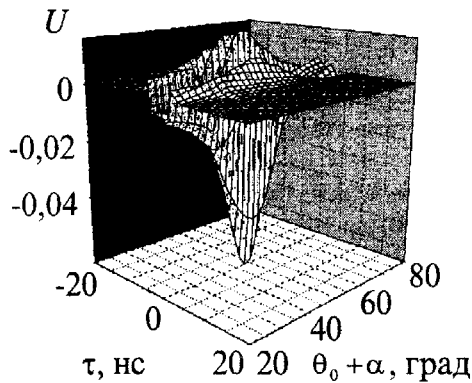


Рис. 3. Распределение поля $U_r(r, \theta_0, \varphi_0, t)$ отраженного импульсного волнового пучка в зависимости от угла наблюдения $\theta_0 + \alpha$ (H -поляризация)

Рис. 2, 3 иллюстрируют распределение поля отраженного импульсного волнового пучка в плоскости падения для случаев E - и H -поляризованного поля, соответственно ($\varphi_0 = 0^\circ, \epsilon = 10, \sigma = 0,2$ См/м). Зависимость поля от угла наблюдения $\theta_0 + \alpha$ для случая E -поляризации почти симметрична, для случая H -поляризации можно видеть сильное уменьшение амплитуды отраженного импульса для углов наблюдения $65^\circ - 70^\circ$, что обусловлено наличием угла Брюстера. Для углов наблюдения больших, чем угол Брюстера, отраженный импульс меняет свою полярность на противоположную, но с возрастанием потерь в рассеивающем полупространстве этот эффект становится менее выраженным.

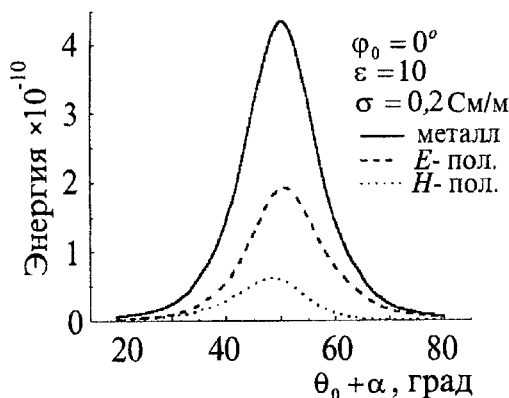


Рис. 4. Энергия импульсного волнового пучка, отраженного от диэлектрического полупространства с потерями, в сравнении с энергией, отраженной от идеально проводящей поверхности

На рис. 4 для сравнения показана энергия E - и H -поляризованного поля для случаев отражения от однородного диэлектрического полупространства с потерями ($\epsilon = 10, \sigma = 0,2$ См/м) и от идеально проводящей металлической поверхности ($V(\omega, \alpha) = -1$). Видно, что величина отраженной энергии E -поляризованного поля значительно выше, чем H -поляризованного поля. Кроме того, наблюдается резкое снижение значения отраженной энергии H -поляризованного поля для углов наблюдения $65^\circ - 70^\circ$.

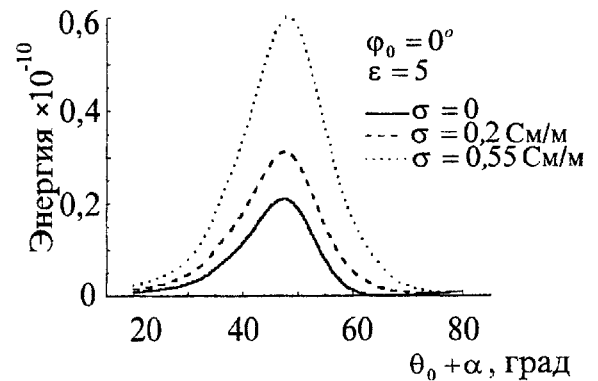


Рис. 5. Зависимость отраженной энергии от угла наблюдения $\theta_0 + \alpha$ для различных значений проводимости диэлектрика (H -поляризация)

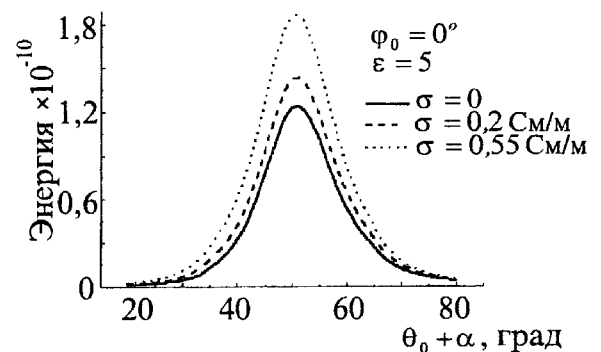


Рис. 6. Зависимость отраженной энергии от угла наблюдения $\theta_0 + \alpha$ для различных значений проводимости диэлектрика (E -поляризация)

На рис. 5, 6 представлено распределение отраженной энергии H - и E -поляризованного поля в плоскости падения ($\varphi_0 = 0^\circ$) для различных значений проводимости диэлектрического полупространства. Зависимости отраженной энергии от угла наблюдения несимметричны. Из рис. 5 видно, что для случая H -поляризации кривые имеют явно выраженный минимум, который смещается к большим углам наблюдения при возрастании по-

ть. В отличие от этого, для случая E -поляризации кривые при больших углах наблюдения спадают медленнее. При увеличении потерь в рассеивающем полупространстве энергия отраженного поля возрастает, что особенно выражено для случая H -поляризации.

В плоскости, перпендикулярной плоскости падения ($\varphi_0 = 90^\circ$), кривые симметричны, а зависимость отраженной энергии от величины потерь та же, что и в случае $\varphi_0 = 0^\circ$.

4. Заключение

Рассмотрена трехмерная задача рассеяния импульсного волнового пучка произвольной временной и пространственной формы на диэлектрическом полупространстве с потерями. Исследовано влияние потерь в диэлектрике на характеристики отраженного E - и H -поляризованного импульса.

Как следует из анализа энергетических характеристик отраженного поля, величина отраженной энергии при E -поляризации значительно выше, чем при H -поляризации. Зависимость отраженной энергии от угла наблюдения для H -поляризованного поля имеет минимум, который смещается к большим значениям угла наблюдения при возрастании потерь в диэлектрике. Для обеих поляризаций величина отраженной энергии возрастает при увеличении потерь в материале, что объясняется дополнительным вкладом в отраженное поле за счет низкочастотной части импульса, существенно зависящим от проводимости.

Литература

1. H.L. Bertoni, L. Carin, and L.B. Felsen, Eds. Proceedings of the International Conference on Ultra-Wideband Short Pulse Electromagnetics. New York, Plenum, 1993.

2. S. Vitebskiy, K. Sturgess, and L. Carin. IEEE Trans. Antennas Propagation. 1996, AP-44, No. 2, pp. 143 - 151.
3. S.He, P. Fuks, and G. Larson. IEEE Trans. Antennas Propagation. 1996, AP-44, No. 9, pp. 1277 - 1282.
4. D.G. Dudley, T.M. Papazoglou, and R.C. White. J. Appl. Phys. 1974, 45, No. 3, pp. 1171 - 1175.
5. H.-Y. Pao, S.L. Dvorak, and D.G. Dudley. IEEE Trans. Antennas Propagation. 1996, AP-44, No. 7, pp. 918 - 932.
6. E. Heyman, and R. Iancunescu. IEEE Trans. Antennas Propagation. 1990, AP-38, No. 11, pp. 1791 - 1800.
7. L.B. Felsen, and N. Marcuvitz. Radiation and Scattering of Waves. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1973.

Influence of Losses in Dielectric Half-Space on Characteristics of Reflected Pulsed 3D Wave Beam

N.N. Kolchigin, S.N. Pivnenko, and V.M. Lomakin

An influence of losses in dielectric half-space on characteristics of reflected pulsed 3D wave beam is investigated. Solution for a scattering problem is based on pulsed beam field representation with the usage of Fourier transform in terms of time-harmonic plane waves. The field in far zone is calculated approximately by making use of the saddle point method. For the particular case of lossless reflecting halfspace the solution is obtained in explicit form. The plots of the field and the energy of the reflected pulsed wave beam in the far zone are presented referring to the cases of E - and H -polarization for different values of permittivity and conductivity of lower halfspace.