

平直有耗地面上目标地波散射 FDTD 近-远场外推¹

李清亮 葛德彪

(西安电子科技大学物理系 西安 710071)

摘要 由平直有耗地面上垂直电偶极子产生地波场的解析解和互易原理,本文导出了用 FDTD 方法处理目标地波散射问题时的近-远场外推公式。在数值结果验证了该公式的正确性之后,对海上一金属半球的地波散射场进行了求解,并以此与李清亮等(1997)提出的工程应用方法相对比,考察了工程应用方法的适用性。

关键词 地波散射, FDTD 方法, 近-远场外推

中图分类号 TN011

1 引言

地波是短波通讯、海上超视距目标探测和定位电波传播中的一种重要机制,研究目标的地波散射特性具有实用价值。

利用时域有限差分(FDTD)方法结合地波传播理论,我们在文献[1]中提出了适用于海上目标地波散射远区场计算的工程应用方法,即

$$E^s = AE_0^s, \quad (1)$$

其中 E_0^s 代表由目标到接收天线传播路径上无衰减时的远区散射场, A 代表传播路径引起的地波衰减因子。 E_0^s 、 A 分别用 FDTD 方法和地波传播理论计算得到。实际上,由于 A 的不确定性,这种方法是一种工程近似方法。

本文利用平直有耗地面上电偶极子产生地波场的解析公式^[2]和互易原理,给出由目标散射近场外推远场的方法。这种方法有别于近来 Wong, *et al.*^[3]和 Demarest, *et al.*^[4]得到的用于半空间界面附近目标散射的 FDTD 近-远场外推公式,这些公式中不包括侧波项,只适用于散射方向偏离地面时的远区场求解。

2 外推公式

在短波段(3~30MHz),只有高有耗地面(如海面)才能引导地波长距离传播。一般情况下,在目标周围入射地波的幅度变化较小可近似认为垂直极化平面波,取有耗地面为平静海面,海水的平均电参数 $\epsilon_r = 70$, $\sigma = 5\text{S/m}$, 在短波段 $60\lambda\sigma = 3 \times 10^4 \sim 3 \times 10^3 \gg \epsilon_r$, 满足良导体条件。这样我们把地波与目标的相互作用处理为良导体平面上垂直极化平面波与目标间的相互作用。如图 1 所示,利用 FDTD 方法可计算得到输出面(以 S 表示)上的散射近场,由等效原理得到 S 面上的等效面电流和磁流,即

$$\mathbf{J} = \mathbf{n} \times \mathbf{H}_n^s, \quad \mathbf{M} = -\mathbf{n} \times \mathbf{E}_n^s. \quad (2)$$

其中 \mathbf{n} 为 S 面的单位外法向矢量, \mathbf{E}_n^s 、 \mathbf{H}_n^s 表示 S 面上目标的散射近场。

不失一般性,令地波沿 $+y$ 方向入射,对于单基地雷达需求解 S 面上等效面电流和磁流在 $-y$ 方向上远区地波场 E_z 。经分析知道, S 面上只有 J_z 、 J_y 和 M_x 对地波场有贡献。

¹ 1997-09-23 收到, 1998-07-17 定稿
电科院预研基金和陕西省自然科学基金项目资助课题

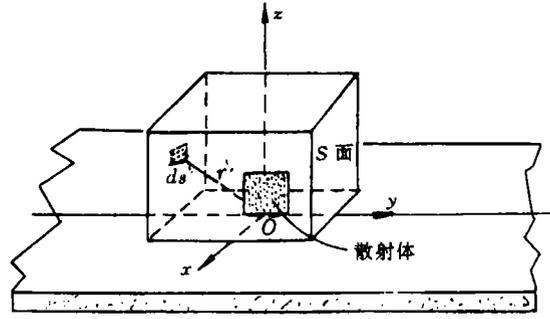


图 1 平直地面上 FDTD 输出面

King, et al. [5] 给出了垂直电偶极子产生地波场的解析公式, 具体形式为

$$E_z^a = \frac{k_0 \eta_0 I d l}{2\pi} \left\{ \frac{e^{-jk_0 r_1}}{2r_1} \left[-j - \frac{1}{k_0 r_1} + \frac{j}{k_0^2 r_1^2} - \left(-j - \frac{3}{k_0 r_1} + \frac{3j}{k_0^2 r_1^2} \right) \left(\frac{h_r - h_t}{r_1} \right)^2 \right] \right. \\ \left. + \frac{e^{-jk_0 r_2}}{2r_2} \left[-j - \frac{1}{k_0 r_2} + \frac{j}{k_0^2 r_2^2} - \left(-j - \frac{3}{k_0 r_2} + \frac{3j}{k_0^2 r_2^2} \right) \left(\frac{h_r + h_t}{r_2} \right)^2 \right] \right. \\ \left. - e^{-jk_0 r_2} \frac{k_0^2 r_2^2}{k_g d} \sqrt{\frac{\pi}{k_0 r_2}} e^{jp} F(p) \right\}, \quad (3)$$

$$E_y^a = -\frac{k_0 \eta_0 I d l}{2\pi} \left\{ \frac{e^{-jk_0 r_1}}{2r_1} \frac{d}{r_1} \left(-j - \frac{3}{k_0 r_1} + \frac{3j}{k_0^2 r_1^2} \right) \left(\frac{h_r - h_t}{r_1} \right) \right. \\ \left. + \frac{e^{-jk_0 r_2}}{2r_2} \frac{d}{r_2} \left(-j - \frac{3}{k_0 r_2} + \frac{3j}{k_0^2 r_2^2} \right) \left(\frac{h_r + h_t}{r_2} \right) \right. \\ \left. - e^{-jk_0 r_2} \left[\frac{d}{r_2} \left(-j - \frac{1}{k_0 r_2} \right) - \frac{k_0^2 r_2}{k_g} \sqrt{\frac{\pi}{k_0 r_2}} e^{jp} F(p) \right] \right\}, \quad (4)$$

$$H_x^a = \frac{k_0 I d l}{2\pi} \left\{ \frac{e^{-jk_0 r_1}}{2r_1} \frac{d}{r_1} \left(-j - \frac{3}{k_0 r_1} \right) + \frac{e^{-jk_0 r_2}}{2r_2} \frac{d}{r_2} \left(-j - \frac{3}{k_0 r_2} \right) \right. \\ \left. - e^{-jk_0 r_2} \frac{k_0^2 r_2}{k_g} \sqrt{\frac{\pi}{k_0 r_2}} e^{jp} F(p) \right\}, \quad (5)$$

其中 $r_1 = \sqrt{d^2 + (h_r - h_t)^2}$, $r_2 = \sqrt{d^2 + (h_r + h_t)^2}$ 以及

$$p = \frac{k_0^3 r_2}{2k_g} \left(\frac{k_0 r_2 + k_g (h_r + h_t)}{k_0 d} \right)^2, \quad (6a)$$

$$F(p) = \int_p^\infty \frac{e^{-jt}}{\sqrt{2\pi t}} dt = \frac{1}{2}(1-j) - \int_0^p \frac{e^{-jt}}{\sqrt{2\pi t}} dt, \quad (6b)$$

h_t 为偶极子距离地面的高度, h_r 为接收点高度, d 为收发间距, k_0 、 k_g 分别为自由空间和地面的介质波数。(6b) 式右端的积分为 Fresnel 积分, 它可以采用下列方法 [6] 进行计算。

当 $|p| \leq 4$ 时, 用 Taylor 级数展开得到

$$F(p) = \frac{1}{2}(1-j) - \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-j)^m p^{m+1/2}}{(2m+1)m!}. \quad (7)$$

当 $|p| \geq 4$ 时,

$$F(p) = \frac{1}{2}(1-j) - \sqrt{\frac{1}{2j}} e^{-jp} w(\sqrt{-jp}), \quad (8)$$

式中

$$w(x) = e^{-x^2} \operatorname{erfc}(-jx) \approx \frac{j}{x\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{1}{2x^2} + \frac{3}{(2x^2)^2} + \dots \right), \quad (9)$$

$\operatorname{erfc}(x)$ 为误差函数。注意 (3) ~ (5) 式的适用条件是: $|k_g| > 3k_0$, $d^2 \gg h_t^2$ 和 $d^2 \gg h_r^2$ 。

为了求得接收天线处水平电流 J_y 和磁流 M_x 产生的电场垂直分量, 我们应用互易原理。按照互易原理^[7], 电流源和磁流源满足下列关系:

$$\langle J, E^M \rangle = \langle M, H^J \rangle, \quad (10)$$

其中 E^M 代表磁流源 M 在电流源 J 处产生的电场, H^J 表示电流源 J 在磁流源 M 处产生的磁场, $\langle A, B \rangle$ 表示源所在空间的体积分。对于偶极源, 由 (10) 和 (4)、(5) 式分别求得水平电偶极子和水平磁偶极子产生的地波场为

$$E_z^{J_y} = \frac{(Idl)_y}{Idl} E_y^a, \quad (11)$$

$$E_z^{M_x} = -\frac{(\kappa dl)_x}{Idl} H_x^a, \quad (12)$$

其中 $(Idl)_y$ 为水平电偶极子的偶极矩, $(\kappa dl)_x$ 为水平磁偶极子的偶极矩。

注意到 S 面上任一点 (x', y', z') 距接收点的距离 d' 可近似为

$$d' \approx d - \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{k}} = d + y', \quad (13)$$

$\hat{\mathbf{k}}$ 为散射地波的单位波矢量即 $-\hat{\mathbf{y}}$ 。当 $d \gg h_r$, $d \gg h_t$ 时, 应用场的叠加原理求出 S 面上等效电流、磁流在远区产生的地波场为

$$\begin{aligned} E_z^{FD}(d, h_r) = & \frac{k_0}{2\pi d} e^{-jk_0 d} \left[\eta_0 \left(\iint_S J_z G_u^{J_z}(d, h_r; x', y', z') e^{jk_0 y'} ds' \right. \right. \\ & + \iint_S J_y G_u^{J_y}(d, h_r; x', y', z') e^{jk_0 y'} ds' \left. \left. - \iint_S M_z G_u^{M_z}(d, h_r; x', y', z') e^{j_0 y'} ds' \right) \right], \quad (14) \end{aligned}$$

其中 $G_u^\chi(d, h_r; x', y', z')$ 表示等效面电(磁)流在上半空间中的 Green 函数 (χ 代表 J_z 、 J_y

或 M_x)。由 (3)、(11) 和 (12) 式得到

$$G_u^{Jz}(d, h_r; x', y', z') = -j - \frac{1}{k_0 d} + \frac{j}{k_0^2 d^2} - \left(\frac{z'}{d}\right)^2 \left(-j - \frac{3}{k_0 d} + \frac{3j}{k_0^2 d^2}\right) - \frac{k_0^3}{k_g} \sqrt{\frac{\pi}{k_0 d}} e^{j p_d} F(p_d), \quad (15)$$

$$G_u^{Jy}(d, h_r; x', y', z') = \left(\frac{z'}{d}\right) \left(-j - \frac{3}{k_0 d} + \frac{3j}{k_0^2 d^2}\right) - \frac{k_0}{k_g} \left[-j - \frac{1}{k_0 d} - \frac{k_0^3}{k_g} \sqrt{\frac{\pi}{k_0 d}} e^{j p_d} F(p_d)\right], \quad (16)$$

$$G_u^{Mx}(d, h_r; x', y', z') = j + \frac{1}{k_0 d} + \frac{k_0^2}{k_g} \sqrt{\frac{\pi}{k_0 d}} e^{j p_d} F(p_d), \quad (17)$$

$$p_d \approx \frac{k_0^3 d}{2k_g^2} \left(1 + \frac{k_g z'}{k_0 d}\right)^2. \quad (18)$$

容易证明, 若把 (15) ~ (18) 式中含有 $F(p_d)$ 的侧波项去掉, 得到的 (14) 式即为通常情况下半空间目标散射的 FDTD 近-远场外推公式^[4]。

3 数值结果

首先, 对外推公式 (14) 式的正确性进行验证。把图 1 中的目标去掉而放置一个垂直电偶极子, 采用标准 FDTD 方法^[7]对空间离散, 由 (2) 式求出 S 面 (共计五个面) 等效电流、磁流分布。然后利用 (14) 式外推远场, 所得结果 (记作 E_z^{FD}) 与直接由解析公式 (3) 式计算结果 (记作 E_z^a) 作比较。表 1 中给出了 $I d l = 1.0 \text{ Am}$, $h_r = h_t = 0$, $d = 20 \text{ km}$, 时, 海面上远区场强 (单位: $\text{dB}(\mu\text{V/m})$) 的对比值, 两组数据的良好吻合验证了外推公式的正确性。

表 1 外推公式验证和目标散射场强

$f(\text{MHz})$	外推公式验证		目标散射场强	
	$ E_z^a $	$ E_z^{FD} $	$ E_{GW}^s $	$ E_{FD}^s $
3	45.42	45.41	50.32	50.74
9	54.46	54.42	48.02	48.81
15	58.02	58.06	44.62	46.07

其次, 令图 1 中的目标为一个半径等于 12m 的良导体半球。由外推公式 (14) 计算得到的远区地波散射场记作 E_{FD}^s , 由文献 [1] 中的方法 (即 (1) 式) 得到的结果记作 E_{GW}^s 。表 1 中后两列数据即为海面上 $d = 30 \text{ km}$ 时两种方法得到的半球散射场强值。可以看到, 就工程中常用的场强单位 $[\text{dB}(\mu\text{V/m})]$ 而言, 与严格外推方法相比, 文献 [1] 的方法具有较小误差。

4 结论

从文中数值计算结果可以得出: 在由 FDTD 方法求出目标的散射近场之后, 利用 (14) 式可准确计算目标的远区地波散射场; 当目标的高度不太高时, 文献 [1] 中的工程应用方法具有良好的计算精度; (14) 式的出发点是偶极子位于平直有耗地面上, 对于视距外目标需要考虑地面的曲率, 相应的远区场计算方法我们将在另文讨论。

参 考 文 献

- [1] Li Qingliang, Ge Debiao, *et al.* Ground wave scattering from a ship on the sea. Proc. of 97' Int. Symp. on Radio Propagat., Qingdao, China, Aug. 1997, 134-136.
- [2] King R W P, Owens M, Wu T T. Lateral Electromagnetic Wave. New York: Springer-verlay, 1992, 51-86.
- [3] Wong P B, Tyler G L, Baron J E, Simpson R A. A three-wave FDTD approach to surface scattering with application to remote sensing of geophysical surface. IEEE Trans. on Antennas and Propagt., 1996, AP-44(4): 504-514.
- [4] Demarest K, Huang Z B, Plumb R. An FDTD near-to far-zone transformation for scatterers buried in stratified ground. IEEE Trans. on Antennas and Propagt., 1996, AP-44(8): 1150-1157.
- [5] Harrington R F. Time-Harmonic Electromagnetic Fields. New York: McGraw-Hill, 1961, Chapter 3.
- [6] 吴良超, 汪茂光. 复宗量非涅尔函数的计算及其性质. 电子科学学刊, 1996, 16(6): 614-621.
- [7] Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. IEEE Trans. on Antennas and Propagt., 1966, AP-14(5): 302-306.

AN FDTD NEAR TO FAR ZONE TRANSFORMATION FOR
GROUND WAVE SCATTERING FROM
OBJECTS ABOVE A FLAT EARTH

Li Qingliang Ge Debiao

(Department of Physics, Xidian University, Xi'an 710071)

Abstract A scheme of FDTD near to far zone transformation for ground wave scattering from objects above a flat earth is presented in this paper. With the equivalent principle, the equivalent electric and magnetic currents can be obtained from FDTD near field output boundaries. The fields radiated by these currents in the presence of a flat earth are then calculated using the reciprocity theorem and the known lateral wave formula of a vertical dipole(King, *et al.* 1992). Numerical results show excellent agreement between this scheme and analytical method. The feasibility of another approximation approach (Q.L. Li, *et al.* 1997) is also tested by this scheme.

Key words Ground wave scattering, FDTD method, Near to far zone transformation

李清亮: 男, 1963年生, 博士生, 从事电磁散射、逆散射及数值计算方法研究.

葛德彪: 男, 1938年生, 教授, 博士生导师, 长期从事逆问题、电磁散射、电磁理论和数值方法研究.