

半空间复杂目标的高频分析方法

李晓峰 谢拥军 陈博韬 樊君

(天线与微波技术国家重点实验室 西安电子科技大学 西安 710071)

摘要: 该文研究了半空间内复杂导体目标散射的高频求解方法。分析半空间电磁波的传播规律, 将半空间并矢格林函数引入传统的物理光学方法, 等效电磁流法方法中, 推导出半空间物理光学算法、半空间等效电磁流算法, 同时结合图形电磁学和射线追踪方法, 分别对半空间复杂目标的消隐和多重散射进行考虑, 与半空间目标面元、棱边散射场相叠加, 快速有效地计算了半空间复杂目标的雷达散射截面。数值结果证明了方法的有效性和准确性。

关键词: 图形电磁学; 半空间格林函数; 半空间物理光学方法; 雷达散射截面

中图分类号: O441

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2010)02-0449-05

DOI: 10.3724/SP.J.1146.2009.00096

High-Frequency Analysis on Scattering from Complex Conductive Targets in Half Space

Li Xiao-feng Xie Yong-jun Chen Bo-tao Fan Jun

(National Key Laboratory of Antennas and Microwave Technology, Xidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract: The high-frequency method for solving the scattering from electrically large conductive targets in half space is presented in this paper. The High-frequency method is deduced by introducing the half-space Green's function into the conventional method of physical optics, method of equivalent currents. Combined with the graphical-electromagnetic computing method and ray tracing technique that account for shadowing, multiple scattering in half space, one may calculate the radar cross-section of a conductive targets object in a half space. The numerical results show that this method is efficient and accurate.

Key words: Graphical-electromagnetic computing; Half-space Green's function; Half-space physical optics method; Radar cross section

1 引言

随着计算电磁科学技术的发展, 介质的平面分层模型是对复杂电磁环境最常用的一种有效模拟手段。平面分层介质中目标, 特别分层介质表面上方目标的电磁散射和辐射模型在很多应用电磁领域都有着具体的体现。目前, 自由空间复杂电大目标的电磁散射研究已经日益成熟^[1-4], 而在层状介质中任意形体的电大目标的电磁散射仿真中, 常常因为背景的复杂和涉及的变量过多而成为颇具挑战性的课题, 迫切需要开展相关的研究工作。

计算机技术的发展使得分层介质问题作为特殊的边值问题可以由数值方法来求解。首先是微分方程方法, 如具有代表性的有限元方法(FEM)^[5]和时域有限差分方法(FDTD)^[6], 由于求解非均匀介质问题的固有优势, 被广泛用于分层介质问题的求解, 但困难在于目标的复杂边界拟合(对于 FDTD 方法而言)、截断边界条件的施加以及体空间离散带来的

巨大未知量; 积分方程方法正好能克服这些缺点, 更适合于求解这类特殊的开域问题, 但是从积分方程入手, 将半空间格林函数与矩量法相结合^[7], 并引入快速多极子对较大尺寸目标进行计算, 将会受到现有计算机内存和计算时间的限制, 还是无法较好地处理电大尺寸复杂目标的散射问题。

本课题组在利用高频算法对半空间目标面元散射特性研究的基础上^[8], 进一步分析了半空间内复杂电大导体目标散射的高频求解方法。分别将半空间并矢格林函数引入物理光学方法^[9], 等效电磁流方法中, 对半空间复杂目标面元和棱边的电磁模型进行计算处理, 同时结合图形电磁学, 利用 3 维图形软件标准接口 OpenGL 将消隐后的目标图像显示在计算机屏幕上, 提取单位像素面元法矢量和深度值等有效信息^[3], 与地面反射波对目标的 2 次照射贡献相叠加, 从而快速有效地计算出半空间电大导体目标的雷达散射截面。

2 理论分析

考虑位于半空间环境中的电大导体目标, 如图 1 所示, 设 S 为半空间导体目标表面, L 为半空间导体目标棱边, E^i 为照射到导体目标表面上的平面

2009-01-19 收到, 2009-10-16 改回

国家自然科学基金(60771040)资助项目

通信作者: 李晓峰 afeng4819@163.com

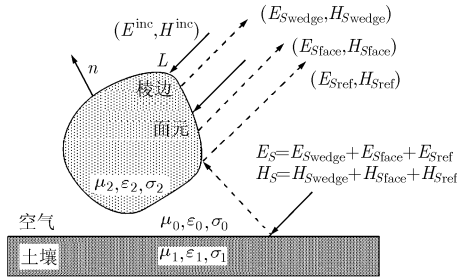


图1 半空间环境下的导体目标

波。

当处理电大目标的电磁散射问题时, 利用矩量法等算法已经远远超出现有计算机的处理能力(大型计算机除外), 因此, 考虑目标电大特性及计算效率等多重因素, 采用高频算法对半空间电大复杂目标进行计算是较为合理的。所以, 将半空间格林函数引入高频算法中, 对半空间环境中目标的面元和棱边电磁散射进行计算, 同时结合半空间多重散射对目标的2次照射影响, 将半空间目标散射场表示为如上3类散射场的叠加:

半空间目标总散射场=半空间面元散射场+半空间棱边散射场+半空间多重散射场

2.1 半空间目标消隐的实时图像处理

由于采用高频近似, 所以需对半空间目标进行遮挡和消隐判断。本文结合图形电磁学, 对目标可视部分面元和棱边的有效信息进行实时提取计算。当提取半空间面元像素信息时, 需要面对图形的实时信息提取与半空间格林函数相结合的问题, 这里可以利用图形电磁学中的反向提取功能, 将消隐处理后的目标几何信息重新反向还原为半空间中的实际坐标, 从而与半空间格林函数准确结合。提取棱边像素信息时, 如果目标可见表面上的相邻两个像素的法向矢量不同, 并且两像素点的深度值连续, 此时判定两像素点的交界为棱边。此时需注意: 目标自身或不同目标的相互遮挡也会产生法矢量的不连续, 然而此时, 深度缓存是不连续的, 因此, 可用此方法判断目标表面棱边分布。

2.2 半空间面元散射场

在平面入射波照射下, 半空间导体面元与地面经过直接或间接的反射、折射产生不同散射场 E_{sf} 。

$$E_{sf}(r') = -j\omega A(r') - \nabla V_e, \quad r' \in S \quad (1)$$

A 和 V_e 表示由面电流 $J_s(\vec{r}')$ 产生的电矢量位和标量位。

当散射体长度 $l \gg \lambda$ 时, 散射体可以作为若干

独立散射中心的集合进行处理, 此时利用物理光学方法可以给散射体表面赋予简单明确的值。电流在金属体表面满足以下边界条件:

$$J(\vec{r}') \approx 2\hat{n} \times H_i \quad (2)$$

半空间并矢格林函数可由电、磁矢量位和标量位函数表示, 矢量位格林函数并不是可以唯一定义的, 本文使用如下形式^[9]:

$$\vec{G}_A = (\hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y})G_A^{xx} + \hat{z}\hat{x}G_A^{zx} + \hat{z}\hat{y}G_A^{zy} + \hat{z}\hat{z}G_A^{zz} \quad (3)$$

其中

$$G_A^{yy} = G_A^{xx}, \quad G_y^{qe} = G_x^{qe} \quad (4)$$

式(4)中, G_A^{xx} , G_A^{zx} , G_A^{zy} , G_A^{zz} 为半空间电矢量位格林函数, G_x^{qe} , G_y^{qe} , G_z^{qe} 为半空间电标量位格林函数。具体的表达式可由文献[10,11]得到。在远场条件下, 从散射体上面或其附近的源到远场观察点的距离远远大于散射体尺寸, 得到半空间导体目标单位面元的散射场 E_{sf} :

$$E_{sf}(\vec{r}) = -j\omega \iiint_v \vec{G}_A \cdot J(\vec{r}') d\vec{r}' + \frac{k \cdot \hat{s}}{\omega} \iiint_v [G_x^{qe} \cdot \frac{\partial}{\partial x} J(\vec{r}') + G_y^{qe} \frac{\partial}{\partial y} J(\vec{r}') + G_z^{qe} \frac{\partial}{\partial z} J(\vec{r}')] d\vec{r}' \quad (5)$$

2.3 半空间棱边散射场

根据高频理论, 棱边远区散射场可以看成等效电磁流的辐射, 电流的大小由入射方向和观察点的相对棱边方位来确定, 因此沿着棱边该值的大小不为常数。等效电磁流的基本方法是: 假设在环绕表面奇异性(边缘回路)的各个点处存在线电流 I_e 和线磁流 I_m , 并以远场辐射积分的形式对它们进行求和来获得棱边绕射场。等效电流通常表示为一些增量长度绕射系数的函数:

$$I_e = \frac{j2(\hat{t} \cdot E_{inc})D_e}{kZ_0 \sin \beta_i \sin \beta_s} \quad (6)$$

$$I_m = \frac{j2(\hat{t} \cdot H_{inc})D_m}{kY_0 \sin \beta_i \sin \beta_s} \quad (7)$$

式(6,7)中, Z_0 为自由空间波阻抗, D_e, D_m 分别为软硬边界条件的散射系数^[3]。为了计算等效电磁流的线积分, 必须获得位于棱边上各个像素的增量长度绕射系数, 并且将所有的点的贡献相加起来。

考虑半空间环境对目标的电磁散射影响, 现将半空间格林函数引入传统的等效电磁流方法中, 对半空间复杂目标棱边的电磁散射进行分析, 在上面的章节中, 已引入半空间并矢格林函数中的电矢量位和标量位函数对半空间面元散射场进行计算, 现针对目标的棱边散射场, 进一步引入磁矢量位函数对棱边上的等效磁流进行计算。

$$\vec{G}_F = (\hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y})G_F^{xx} + \hat{z}\hat{x}G_F^{zx} + \hat{z}\hat{y}G_F^{zy} + \hat{z}\hat{z}G_F^{zz} \quad (8)$$

式(8)中, G_F^{xx} , G_F^{zx} , G_F^{zy} , G_F^{zz} 为半空间磁矢量位格林函数。在平面入射波照射下, 半空间导体目标棱边散射场 \mathbf{E}_{sw} :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{sw}(\mathbf{r}) = & -j\omega\mu_0 \int_L \bar{\mathbf{G}}_A(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot I_e \hat{t} dL' + \frac{\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{s}}}{\omega \cdot \epsilon_0} \\ & \cdot \int_L \left[G_x^{qe} \frac{\partial}{\partial x} I_e \hat{t} + G_y^{qe} \frac{\partial}{\partial y} I_e \hat{t} + G_z^{qe} \frac{\partial}{\partial z} I_e \hat{t} \right] dL' \\ & - j\omega\epsilon_0 \int_L \times \bar{\mathbf{G}}_F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot I_m \hat{t} dL' \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\nabla \times \bar{\mathbf{G}}_F = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial y} G_F^{zx} & \frac{\partial}{\partial y} G_F^{zx} - \frac{\partial}{\partial z} G_F^{yy} & \frac{\partial}{\partial y} G_F^{zz} \\ \frac{\partial}{\partial z} G_F^{xx} - \frac{\partial}{\partial x} G_F^{zx} & -\frac{\partial}{\partial x} G_F^{zy} & -\frac{\partial}{\partial x} G_F^{zz} \\ -\frac{\partial}{\partial y} G_F^{xx} & \frac{\partial}{\partial x} G_F^{yy} & 0 \end{bmatrix} \quad (10)$$

利用半空间物理光学算法与半空间等效电磁流方法对半空间面元和棱边进行计算, 得到半空间棱边散射场 \mathbf{E}_{sw} 与半空间面元散射场 \mathbf{E}_{sf} , 半空间复杂目标散射场可以表示为面元散射场与棱边散射场的叠加:

$$\sigma = 4\pi \lim_{R \rightarrow \infty} R^2 \frac{\left| \sum_{n=1}^N (\mathbf{E}_{sf} \cdot \hat{\mathbf{e}}_r)_n + \sum_{m=1}^M (\mathbf{E}_{sw} \cdot \hat{\mathbf{e}}_r)_m \right|^2}{|E_o|^2} \quad (11)$$

式(11)中, σ 表示半空间复杂目标的雷达散射截面, R 是从雷达到该散射中心的双程距离, $\hat{\mathbf{e}}_r$ 是接受装置电极化方向的单位矢量。

2.4 半空间多重散射

考虑半空间地面与目标之间的相互散射影响, 采用射线追踪算法对 2 次散射场进行计算, 如图 2 所示, 为了简化及加快运算速度, 现仅考虑面与面之间的相互散射影响, 将多重散射区域分为区域 1, 区域 2 两部分进行研究。

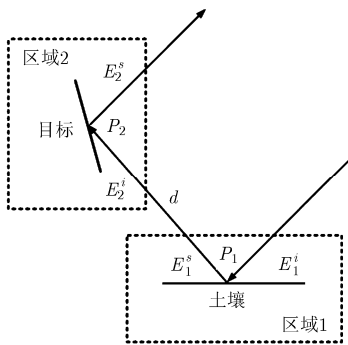


图2 半空间多重散射示意图

首先, 利用射线追踪方法对区域 1 内的入射场 E_1^i 和散射场 E_1^s 进行定义。当区域 1 到区域 2 之间的射线轨迹被确定之后, 根据几何光学原理, 可以将区域 2 的入射场 E_2^i 求解出来。

$$E_2^i = [\mathbf{T}] \cdot \text{DF} \cdot \Gamma \cdot E_1^i \cdot e^{-j \cdot d} \quad (12)$$

其中 $e^{-j \cdot d}$ 表示从 P_1 到 P_2 处的相位变化, Γ 是第 1 个反射点处的平面反射系数, 这里考虑的是土壤的垂直和水平极化系数, DF 是散射因子, 主要考虑的是几何光学射线管的自然扩散。矩阵 $[\mathbf{T}]$ 表示 E_1^i 到 E_2^i 的转换矩阵。

其次, 当利用射线方法得到区域 2 的入射电场 E_2^i 后, 采用物理光学算法对区域 2 处的面元散射场进行计算, 将区域 2 处的 2 次散射场贡献叠加到半空间目标面元和棱边的 1 次散射场中。

3 数值计算及讨论

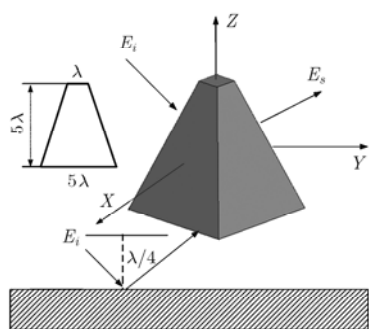
由于现有电磁仿真软件, 如基于有限元的 HFSS 等, 仅能对半空间简单电大导体目标进行考虑, 而对于十几个波长以上的半空间较复杂目标, 就会由于计算机内存和计算时间的限制而无法进行处理, 所以, 我们可以在与半空间典型目标散射结果进行比较验证的前提下, 将此方法推广到半空间电大尺寸或超电大尺寸复杂导体目标。为了验证半空间高频方法的正确性, 下面给出具体算例。

图 3 所示的是边长为 $5\lambda \times 5\lambda \times \lambda$, 距离地面为 $\lambda/4$ 的棱台, 土壤的相对介电常数 $\epsilon_r = 4.0$, 相对磁导率 $\mu_r = 1.0$, 电导率 0.01 s/m , 频率 $f = 10 \text{ GHz}$, 将计算结果与 HFSS 仿真结果进行比较验证, 结果如图 3。

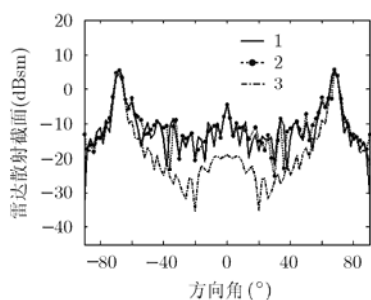
图 4 所示的是距离地面 $\lambda/4$ 的电大棱柱, 实验条件与半空间棱台单站实验条件相同, 设定 X 轴正方向为 0° 入射方向, 入射波在 XOZ 平面内, 将计算结果与仿真结果进行比较验证, 结果如图 4。

对照上面的半空间图形曲线变化趋势发现, 半空间与自由空间之间的目标散射特性还是存在较大差异的, 采用半空间格林函数得到的雷达散射截面明显大于采用自由空间格林函数的雷达散射截面, 这是因为地面的影响使散射场增强, 因此半空间模型能够更好地描述半空间复杂导体目标的电磁散射特性。

从图 4 中可以看到, 忽略半空间目标棱边电磁散射影响时, 与实际结果相比较还是存在一定误差的, 因此, 引入半空间等效电磁流方法与半空间物理光学方法相结合, 可以更为准确的计算半空间电大目标的电磁散射。下面, 我们以半空间环境下电大椭球体为例对半空间多重散射影响进行验证, 图 5 所示的是距离地面 $\lambda/4$ 的电大椭球体, 实验条件

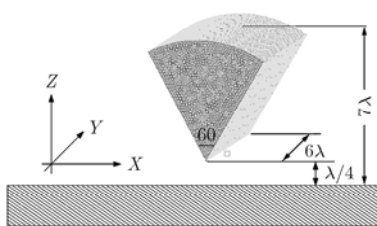


(a)半空间棱台散射示意图

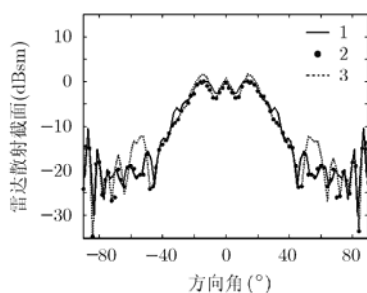


(b)半空间棱台单站计算结果比较

图3 半空间棱台的单站 RCS
(曲线1为半空间仿真结果, 2为半空间
计算结果, 3为自由空间计算结果)

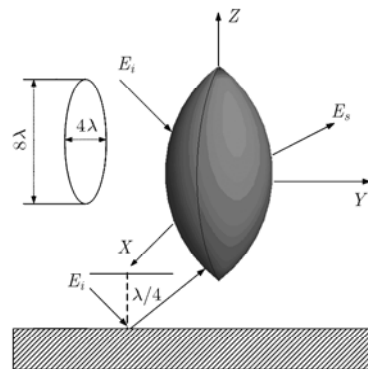


(a)半空间棱柱散射示意图

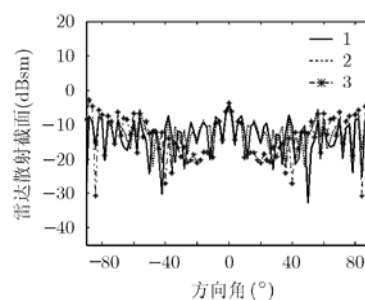


(b)半空间棱柱单站计算结果比较

图4 半空间棱柱的单站 RCS
(曲线1为仿真结果, 2为半
空间考虑棱边的计算结果, 3
为半空间忽略棱边的计算结果)



(a)半空间椭球体散射示意图



(b)半空间椭球体单站计算结果比较

图5 半空间椭球体单站 RCS
(曲线1为半空间仿真结果, 2为
半空间考虑多重散射计算结果, 3
为半空间忽略多重散射计算结果)

与半空间棱柱单站实验条件相同, 将计算结果与仿真结果进行比较验证, 结果如图5。

从图5中可以看到, 当忽略地面多重散射对目标总散射计算的影响时, 与实际结果相比还是存在一定误差的, 在 $-30^\circ \sim -10^\circ$ 和 $10^\circ \sim 30^\circ$ 之间, 地面的多重散射影响较大, 这是与物体的复杂外形及经过地面反射后的入射方向紧密相关的。当引入地面多重散射影响后, 可以更为准确地计算半空间电大目标的电磁散射, 数值计算结果能够与软件仿真结果较好的吻合, 在趋势上具有良好的一致性, 在精度方面能够满足 RCS 计算要求。因此, 可以将半空间高频方法进一步推广到半空间电大复杂目标中。

4 结论

本文研究了半空间内电大导体目标散射的高频求解方法。考虑半空间环境电磁散射影响, 将半空间格林函数引入传统的物理光学法, 等效电磁流法中, 克服了传统高频算法对半空间环境的局限性, 并结合图形电磁学, 利用 OpenGL 将消隐后的目标图像显现在计算机屏幕上, 提取目标可视棱边像素中的有效信息, 同时利用射线追踪方法, 考虑地面反射波对目标的2次照射影响, 与半空间面元和棱

边的散射场相叠加, 从而快速有效地计算出半空间导体目标的雷达散射截面。

参考文献

- [1] Solomon R C, H Leong, and Antar Y M M. Forward scattering effects in RCS of complex targets in the 3-20 MHz high frequency range [C]. Antennas and Propagation Society International Symposium, Boston, MA, 2008: 1-4.
- [2] Chauviere C, Hesthaven J S, and Wilcox L C. Efficient computation of RCS from scatterers of uncertain shapes [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2007, 55(5): 1437-1448.
- [3] Kubicke G, Bourlier C, and Saillard J. High-frequency bistatic scattering by depolarizing, nearly omnidirectional reflectors: Higher order polyhedral reflectors [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2008, 56(9): 3029-3035.
- [4] Xiao Tian and Liu Qing-huo. A 3-D enlarged cell technique (ECT) for the conformal FDTD method [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2008, 56(3): 765-773.
- [5] Han Dong-ho and Polycarpou A C. Ground effects for VHF/HF antennas on helicopter air frames[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2001, 49(3):

- 402-412.
- [6] 李清亮, 葛德彪, 等. 求解目标地波散射特性的方法研究[J]. 微波学报, 1998, 14(3): 23-28.
- Li Qing-liang and Ge De-biao, *et al.* An approach for solving ground wave scattering from objects[J]. *Journal of Microwares*, 1998, 14(3): 23-28.
- [7] Weng Cho-chew. *Waves and Fields in Inhomogeneous Media* Van- Nostrand Reinhold [M]. New York, USA, 1990: 58-101.
- [8] Li Xiao-feng, Xie Yong-jun, Wang Peng, and Yang Tong-min. High-Frequency method for scattering from electrically large conductive targets in half-space [J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2007, 6: 259-262.
- [9] Ansoorge H. Electromagnetic reflection from curved dielectric interface [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1986, 34(6): 842-845.
- [10] Yang J J, Chow Y L, and Fang D G. Fast solution of mixed-potential time-domain integral equations for half-space environments. *IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing*, 2005, 43(2): 269-279.
- [11] Acar R C and Dural G. Complete set of closed-form Green's functions for cylindrically layered media. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, Columbus, Ohio, USA, 2006: 2863-2866.
- 李晓峰: 男, 1982 年生, 博士生, 从事电磁散射及计算电磁学等方面的研究.
- 谢拥军: 男, 1968 年生, 教授, 博士生导师, 研究方向为计算微波与计算电磁学、微波通信、电磁兼容及电波传播特性等.
- 陈博韬: 男, 1983 年生, 博士生, 从事电磁场数值计算的研究和应用工作.
- 樊君: 男, 1984 年生, 博士生, 从事电磁场数值计算的研究和应用工作.