

地下目标散射的 FDTD 计算

张晓燕^{①③} 盛新庆^②

^①(中国科学院电子学研究所微波成像国家重点实验室 北京 100080)

^②(北京理工大学电子工程系 北京 100081)

^③(中国科学院研究生院 北京 100039)

摘要: 该文给出了一种利用时域有限差分法(FDTD), 结合各向异性完全匹配层(UPML)以及互易原理, 计算地下目标雷达散射截面的计算方法。通过数值实验, 对这种计算方法的数值性能作了仔细研究。给出了一批新的不同电尺寸、不同形状、不同介电常数地下目标的雷达散射截面计算结果。

关键词: 地下目标; 电磁散射; FDTD; UPML

中图分类号: O441.4

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2007)08-1997-04

FDTD Computation of Scattering by Buried Objects

Zhang Xiao-Yan^{①③} Sheng Xin-qing^②

^①(National Key Laboratory of Microwave Imaging Technology, Institute of Electronics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

^②(Dept. of Electronic Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

^③(Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract: A computation approach of scattering by buried objects is presented by using Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method, the Uniaxial Perfectly Matched Layer (UPML), and reciprocity principle. The numerical performance of this approach is in detail investigated by numerical experiments. The Radar Cross Section (RCS) of various buried objects with different electrical size, shape, dielectric constant, are computed and analyzed, from which useful conclusions are obtained.

Key words: Buried objects; Electromagnetic scattering; Finite-Difference Time-Domain method(FDTD); Uniaxial Perfectly Matched Layer(UPML)

1 引言

地下目标电磁散射的精确计算是全面深入了解地下目标电磁散射特征的重要工具, 对提高探地雷达和合成孔径雷达的检测概率具有十分重要的意义。早期以解析方法为主, 其中比较典型的工作是Hill^[1]使用Born近似法对此问题进行的研究。理论和实验证明Born近似法仅适用于目标和背景介电常数相差不大的情形。随后各种数值方法, 譬如有限元方法^[2], 矩量法^[3], 时域有限差分法^[4-9], 都被应用于求解此问题。用时域有限差分法求解半空间问题时, 必须在计算域边界上强加适用于有耗媒质的边界条件来对外向行波进行吸收。PML吸收边界条件的提出^[10]与扩展^[11, 12]使时域有限差分法可以更为广泛地应用到地下目标的研究中。实践证明时域有限差分法是计算地下复杂介质目标宽带电磁散射的有效方法之一。

虽然已有不少学者研究过用时域有限差分法计算地下目标电磁散射, 然而不难看到还有下述几项工作没有着重开展: 一是将FDTD方法, UPML, 互易原理, 半空间入射源处理技术集成为一个计算地下目标散射截面的算法; 二是对时域有限差分法计算地下目标的计算性能作仔细研究; 三是计算地下较大电尺寸目标的散射, 因为以往计算目标电尺寸较小, 一般不超过一个波长, 这样地下目标独有的一些电磁散射特征就很难看到。本文首先给出了一种利用强加解析入射源, 并结合互易原理进行远场外推, 计算地下目标雷达散射截面的计算方法。然后通过数值实验, 对这种计算方法的数值性能作了仔细研究。最后给出一批新的不同电尺寸、不同形状、不同介电常数地下目标的雷达散射截面计算结果, 并且给出具体分析, 得出一些结论。

2 计算方法

图1所示为地下目标散射的FDTD计算模型。这里采用的是目前较为通用的UPML^[12]总场-散射场联合离散模型。即连接边界以内以总场为变量进行离散, 以外以散射场为变量进

2005-12-21 收到, 2006-06-30 改回

国家自然科学基金(60371004)和国家 973 计划项目(2005CB321702)资助课题

行离散。与自由空间目标散射的FDTD计算不同在于：连接边界处的入射源强加以及计算远区散射场^[3]。连接边界处的强加入射源在上半空间为反射场与入射场的叠加，下半空间为透射场。同样，在进行远场外推时采用的是半空间格林函数而不是自由空间的格林函数。因此下面就着重阐述连接边界处的入射源的强加，以及如何计算远区散射场两个问题。

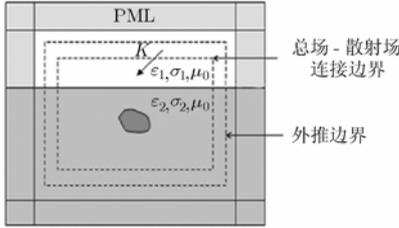


图1 地下目标散射的FDTD计算模型

2.1 入射源的强加

如图1所示，由于地面的存在，连接边界处的强加入射源不再是自由空间中的平面波，而是，在上半空间的入射波源为反射场与入射场的叠加 ($E_i + E_r$)，下半空间的入射源为透射场 (E_t)，这些可以通过解析求出。以TM极化为例，根据水平极化入射波在分层媒质中的表达式，直接给出水平极化下单层媒质空间的电场形式

$$E_{y1}^{TM}(\omega, x, z) = E_i^{TM}(\omega) \cdot e^{jk_0 x \sin \theta} (e^{jk_0 z \cos \theta} + R_h e^{-jk_0 z \cos \theta}) \quad (1)$$

$$E_{y2}^{TM}(\omega, x, z) = E_i^{TM}(\omega) \cdot (1 + R_h) e^{jk_0 x \sin \theta} e^{jk_0 z (\epsilon_r^* - \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (2)$$

这里角标(1,2)分别表示上半空间与下半空间。 E_i^{TM} 为原点处 ($z = x = 0$) 的入射波形式，可以通过 $E_i^{TM}(t) \xrightarrow{\text{FFT}}$ $E_i^{TM}(\omega)$ 进行计算。反射系数 R_h 为

$$R_h = \frac{\cos \theta - (\epsilon_r^* - \sin^2 \theta)^{1/2}}{\cos \theta + (\epsilon_r^* - \sin^2 \theta)^{1/2}}, \quad \epsilon_r^* = \epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (3)$$

H_1^{TM}, H_2^{TM} 可以根据公式 $\nabla \times \mathbf{E}^{TM} = j\omega\mu\mathbf{H}$ 进行计算。对式(1)，式(2)进行逆傅里叶变换就可以得到入射源的时域场值。而对于单色波入射源来说，无需作逆傅里叶变换就可以直接把电场表示为时域形式。

$$E(t) = \text{Im}(E(\omega) \cdot e^{i\omega t}) \quad (4)$$

2.2 远区散射场的计算

根据上面导出时间递推公式，便可计算出图1所示的外推边界上每一时间步的电磁场。由于地面的存在，由外推边界上的电磁场计算远区的散射场的公式自然也与自由空间中的不同。根据互易原理，不难得到远区散射场的公式^[13]

$$\mathbf{E}^s(r) = \sum_{n=1}^2 \left\{ \int_{S_n} \bar{\mathbf{G}}_J^n(r, r') \mathbf{J}(r') dS' + \int_{S_n} \bar{\mathbf{G}}_M^n(r, r') \mathbf{M}(r') dS' \right\} \quad (5)$$

其中

$$\mathbf{E}^s = \begin{pmatrix} E_\theta^s \\ E_\phi^s \end{pmatrix} \quad \bar{\mathbf{G}}_J^n = \begin{pmatrix} G_{\theta, J_\rho}^n \cos \phi & G_{\theta, J_\rho}^n \sin \phi & G_{\theta, J_z}^n \\ -G_{\phi, J_\rho}^n \sin \phi & G_{\phi, J_\rho}^n \cos \phi & 0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$\bar{\mathbf{G}}_M^n = \begin{pmatrix} -G_{\theta, M_\phi}^n \sin \phi & G_{\theta, M_\phi}^n \cos \phi & 0 \\ G_{\phi, M_\rho}^n \cos \phi & G_{\phi, M_\rho}^n \sin \phi & G_{\phi, M_z}^n \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$\mathbf{J} = [J_x \quad J_y \quad J_z]^T \quad (8)$$

$$\mathbf{M} = [M_x \quad M_y \quad M_z]^T \quad (9)$$

其中

$$G_{J_\phi}^1 = \kappa \eta_1 (e^{jk_1 z' \cos \theta} + R_h e^{-jk_1 z' \cos \theta}) \quad (10)$$

$$G_{M_\rho}^1 = -\kappa \cos \theta (e^{jk_1 z' \cos \theta} - R_h e^{-jk_1 z' \cos \theta}) \quad (11)$$

$$G_{M_z}^1 = \kappa \sin \theta (e^{jk_1 z' \cos \theta} + R_h e^{-jk_1 z' \cos \theta}) \quad (12)$$

$$G_{J_\phi}^2 = \kappa \eta_1 (1 + R_h) e^{jk_1 z' (\epsilon_r^* - \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (13)$$

$$G_{M_\rho}^2 = -\kappa (1 - R_h) \cos \theta e^{jk_1 z' (\epsilon_r^* - \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (14)$$

$$G_{M_z}^2 = \kappa (1 + R_h) \sin \theta e^{jk_1 z' (\epsilon_r^* - \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (15)$$

$$\text{其中} \quad \kappa(r, x', y') = \frac{-jk_1}{4\pi} \frac{e^{-jk_1 r}}{r} e^{jk_1 \sin \theta (x' \cos \phi + y' \sin \phi)} \quad (16)$$

3 数值结果与讨论

根据以上给出的计算方法，本文用 Fortran 语言编写了计算机程序。为了验证程序的正确，本文首先计算了几个有可比结果的算例；然后对本计算方法的数值性能展开研究，最后给出一批新的计算结果和相关的分析讨论。

3.1 计算方法验证

图2 是半径为 1.5λ ($\lambda = 0.5\text{m}$) 的介质球 ($\epsilon_r = 4.0 - i0.0$)，在自由空间中的同向水平极化双站RCS。程序中采用通常的梯度近似，网格大小为 $\Delta s = 0.01\text{m}$ ，计算时间步为15676步，计算结果与解析解吻合得很好。图3 为水平极化垂直入射下，弱损耗地下介质立方体和介质小球归一化散射远场的计算。其中，立方体边长 $a = 0.2\lambda$ ($\lambda = 0.5\text{m}$)，球体的半径 $R = 0.1241\lambda$ ，电参数均是 $\epsilon_r = 2.9 - i0.05$ 。土壤电参数为 $\epsilon_r = 3.0 - i0.1$ ，物体中心距地面高度 $h = 0.1\lambda$ 。FDTD空间步长为 $\Delta s = 0.005\text{m}$ ，计算结果与Hill用Born^[1]近似法计算的结果基本一致。

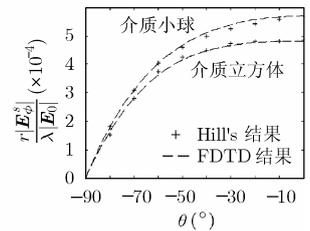
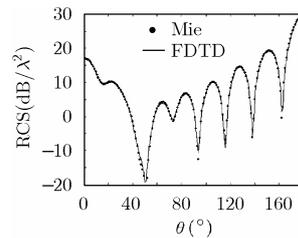


图2 自由空间中介质球 ($R = 1.5\lambda$) 的同向水平极化双站雷达散射截面 σ_{hh}

图3 弱损耗地下目标归一化散射远场

3.2 计算方法的数值性能

自由空间中，为使计算达到稳定，计算时间步通常按电磁波往返穿越FDTD总场区对角线3-5次来估计，实际计算中，还需考虑散射体的具体结构与介电特性。以直径 $D = 3\lambda$ ($\lambda = 0.5\text{m}$) 的金属球与介质球 ($\epsilon_r = 4.0 - i0.0$) 为例， $\Delta s = 0.01\text{m}$ ，总场区网格尺寸为 $160 \times 160 \times 160$ ，采用水平极化垂直入射的时谐场入射源。定义 $0^\circ \sim 180^\circ$ 接收范围内双站RCS(E面)的均方根误差为

$$\text{erro} = \sqrt{\frac{1}{181} \sum_{i=0^\circ}^{180^\circ} (\text{RCS}_{\text{FDTD}} - \text{RCS}_{\text{Mie}})^2} \quad (17)$$

图 4 的结果显示, 自由空间中的金属球只需要 1100 步, 即电磁场来回总场区对角线 2 次的计算时间步就可以达到稳定, 均方根误差为 $0.021\text{dB}/\lambda^2$, 而自由空间中的介质球则需要计算超过 10000 步才可以达到稳定, 最小均方根误差为 $0.0465\text{dB}/\lambda^2$, 计算时间为电磁波穿越 5 次总场区对角线的时间步。计算时间步的差异主要是由于电磁波在金属体表面的爬行波衰减较快, 而在介质体内需多次反射。

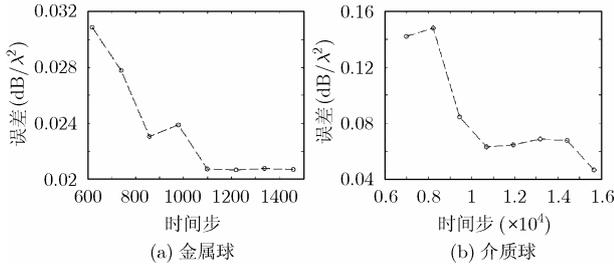


图 4 自由空间中金属球与介质球双站 RCS 的计算误差随时间步的变化

对于半空间地下散射体(散射体中心距地面 2λ), 判断计算是否达到稳定, 可以通过计算观测点相邻周期的幅度差 q 来决定

$$q = \left| \text{Amp}(\mathbf{E}^s)^n - \text{Amp}(\mathbf{E}^s)^{n-1} \right| \quad (18)$$

以球心为原点, 考察距离球心 $r = 1.66\lambda, \theta = 90^\circ, \varphi = 180^\circ$ 处, 散射区观测点的瞬态场 E_y^s , 分别考察金属球与介质球在无耗介质半空间 ($\epsilon_r = 2.0 - i0$), 以及有耗介质半空间 ($\epsilon_r = 2.0 - i0.1$) 中的稳定程度, 总场区网格尺寸为 $160 \times 160 \times 185$ 。

图 5(a) 的数据显示, 无耗介质半空间中金属球的稳定时间步约为 3000 步 ($q < 10^{-3}$), 约为电磁波来回穿越 3 次总场区对角线的时间。而对于介质球(见图 5(b)) 仍需迭代 10000 步以上, 并且 q 的数值介于 $\times 10^{-3}$ 与 $\times 10^{-4}$ 之间起伏。相较之下, 有耗介质半空间中散射场的稳定程度更高, 计算时间步也有所缩减。金属球的稳定时间步约为 2500 步 ($q < 10^{-4}$), 而介质球需迭代的时间步不变, 但稳定度明显提高, q 的数值只在 $\times 10^{-4}$ 与 $\times 10^{-5}$ 之间变化。

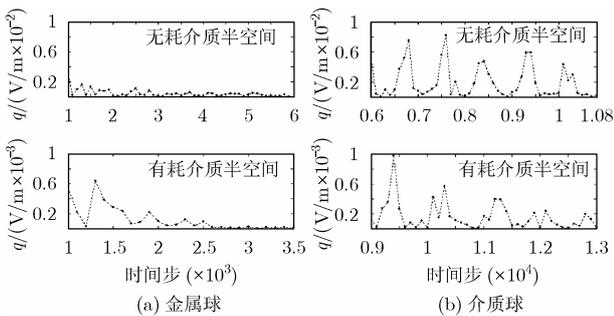


图 5 自由空间与半空间中金属球与介质球散射的 FDTD 计算中 q 值随时间步的变化

3.3 地下电尺寸较大目标的散射结果

图 3 中已经给出垂直入射下弱损耗介质方块与小球的双站散射远场, 图 6 进一步给出介质小球的双站散射远场(E 面), 图 7 则给出它们的后向散射远场。这些结果显示地下弱损耗背景下的介质方块与小球, 它们的后向散射远场都随着入射角的增大而减小, 在垂直入射情况下, 它们的后向 E_θ^s 最大, 符合物理意义。对比图 3 与图 6 的结果可以看到, 由于地下目标的尺寸很小, 并且与背景媒质间的介电常数相近, 因而只能产生弱散射场, 散射远场的变化单一, 很难看出地下不同形状目标的电磁散射特征。为此, 下面适当加大地下目标的尺寸, 以及目标与背景媒质的差异进行计算。

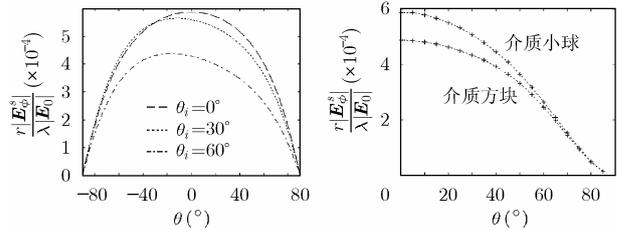


图 6 斜入射下有耗介质球 图 7 不同入射角下弱散射体的双站散射远场 的后向散射远场

地下目标分别为半径 $R = 1.5\lambda$ ($\lambda = 0.5$) 的金属球与边长为 3λ 的金属方块, 埋地距离 $h = 2\lambda$, 土壤参数不变 ($\epsilon_r = 2.9 - i0.05$), FDTD 网格尺寸为 $\Delta s = 0.0125\text{m}$ 。图 8(a) 给出了金属球在自由空间和半空间下的双站 RCS(E 面) 比较。由图可以看出, 在 $0^\circ \sim 90^\circ$ 的观察角内, 自由空间中金属球的双站 RCS 变化很小, 不超过 1dB , 而地下金属球的双站 RCS 变化很大, 但变化单一, 只是单调下降, 从后向 $\theta = 0^\circ$ 的 2.5dB , 下降到 $\theta = 80^\circ$ 的 -10dB , 最后到 $\theta = 90^\circ$ 的负无穷。图 8(b) 给出了金属立方体在自由空间和地下的 E 面双站 RCS 比较。与金属球不同, 在 $0^\circ \sim 90^\circ$ 的观察角内自由空间中金属立方体的双站 RCS 变化较大且复杂, 这一散射特征同样也表现在地下金属立方体的双站曲线上, 且更为明显。

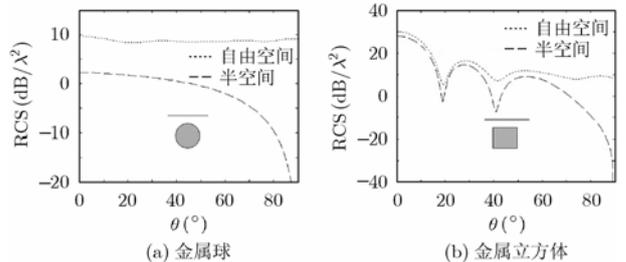


图 8 垂直入射下地下金属散射体的双站 σ_{hh}

改变入射波方向, 计算它们的 E 面双站 RCS。图 9 给出的就是不同入射角度下金属球和立方体的双站 RCS。由图可见, 随着入射角度的增大, 双站 RCS 向地面反射方向偏移, 并且最大幅值减小, 与小尺寸目标的散射规律(图 6)一致。图 10 给出了他们的后向散射比较。图中的数据结果显示, 地下金属球的后向散射随入射角单调下降, 而地下金属立方体的后向散射变化复杂, 这是因为立方体含有棱和角导致的。

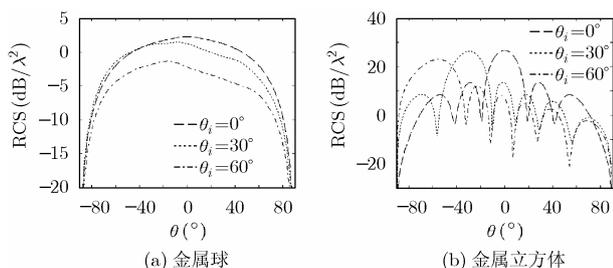


图9 不同入射角度下地下金属散射体的双站 σ_{dh}

最后改变地面参数为 $\epsilon_r = 2.0 - i0.1$, 计算介质立方体 ($\epsilon_r = 6.0 - i0.05$) 的双站 RCS。图 11 给出了它的双站 RCS。由图可见, 自由空间下介质立方体的双站 RCS 曲线形状与地下的有很大不同。对比地下金属体(图 8(b))可以得出, 地下介质体散射现象比金属体更为复杂。

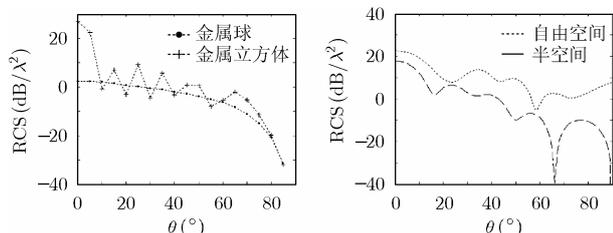


图10 地下金属体的单站RCS

图11 有耗介质立方体的双站RCS

4 结束语

本文给出了一种利用FDTD, 结合UPML以及互易原理, 计算地下目标雷达散射截面的计算方法。数值实验表明, 计算介质体散射要求电磁波来回穿越5次总场区对角线的计算时间, 而金属散射体的计算时间步则要少得多, 并且数值结果稳定程度远高于介质散射体。相对于自由空间, 无耗半空间背景下计算目标的散射所需时间要适当延长, 而有耗半空间背景下计算目标的散射会适当缩短。新的数值结果还表明, 地下目标的RCS曲线形状反映了散射体的结构信息。金属立方体的RCS表现出明显的震荡特性, 而金属球的RCS曲线则单调下降。而且, 地下散射体的双站RCS, 随着入射角的增大, 其最大值向地面反射方向发生偏移, 且最大值变小。

参考文献

[1] Hill D A. Electromagnetic scattering by buried objects of low contrast. *IEEE Trans. on Geosci. Remote Sens.*, 1988, 26(2): 195-203.

[2] Vitebskiy S, Sturgess K, and Carin L. Short-pulse plane-wave scattering from buried perfectly conducting bodies of revolution. *IEEE Trans. on Antennas Propag.*, 1996, 44(2): 143-151.

[3] Wong P B, et al. A three-wave FDTD approach to surface scattering with applications to remote sensing of geophysical surfaces. *IEEE Trans. on Antennas Propag.*, 1996, 44(4): 504-514.

[4] Demarest K, Plumb R, and Huang Z B. FDTD modeling of scatterers in stratified media. *IEEE Trans. on Antennas Propag.*, 1995, 43(10): 1164-1168.

[5] Demarest K, Huang Z B, and Richard P. An FDTD near- to far-zone transformation for scatterers buried in stratified grounds. *IEEE Trans. on Antennas Propag.*, 1996, 44(8): 1150-1156.

[6] 李清亮, 葛德彪等. 求解目标地波散射特性的方法研究. *微波学报*, 1998, 14(1): 23-28.

Li Qing-liang and Ge De-biao, et al. An approach for solving ground wave scattering from objects. *Journal of Microwaves*, 1998, 14(1): 23-28.

[7] 王均宏. 有耗媒质的PML技术及其在目标探测中的应用. *电子学报*, 1999, 27(9): 5-8.

Wang Jun-hong. PML technique of lossy media and its application to object detection. *Acta Electronica Sinica*, 1999, 27(9): 5-8.

[8] 李清亮, 葛德彪. 平直有耗地面上目标地波散射FDTD近-远场外推. *电子科学学刊*, 1999, 21(3): 428-432.

Li Qing-liang and Ge De-biao. An ftdt near to far zone transformation for ground wave scattering from objects above a flat earth. *Journal of Electronics*, 1999, 21(3): 428-432.

[9] 方广有, 张忠治, 汪文秉. FDTD法分析无载频脉冲探地雷达特性. *电子学报*, 1999, 27(3): 74-78.

Fang Guang-you, Zhang Zhong-zhi, and Wang Wen-bing. Study about the properties of carrier-free ground penetrating radar by fd-td method. *Acta Electronica Sinica*, 1999, 27(3): 74-78.

[10] Berenger J P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comput. Phys.*, 1994, 114(1): 185-200.

[11] Fang J Y and Wu Z H. Generalized perfectly matched layer for the absorption of propagating and evanescent waves in lossless and lossy media. *IEEE Trans. on Microwave Theory Tech.*, 1996, 44(12): 2216-2222.

[12] Gedney S D. An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices. *IEEE Trans. on Antennas Propag.*, 1996, 44(12): 1630-1639.

[13] Born J E. Numerical simulation of diffuse radiowave scattering from planetary surfaces. [Ph.D.thesis], Stanford university, 2001: 21-27.

张晓燕: 女, 1979年生, 博士生, 研究方向为地下目标的电磁散射特性和计算电磁学。

盛新庆: 男, 1968年生, 教授, 博士生导师, 主要从事计算电磁学、目标特性、微波传感器仿真技术、无线分析与设计的研究。