

基于理想导体界面的三维激光漫反射特性

李 恪^{1,2}, 王江安¹, 姚 瑶³

(1. 海军工程大学 电子工程学院光电研究所, 湖北 武汉 430033; 2. 海军 92985 部队, 福建 厦门 361100; 3. 海军 91287 部队, 上海 200434)

摘要:针对激光点对点通信方式的不足,提出了利用海面作为激光漫反射媒介进行组网通信的设想,并对激光入射理想导体表面后产生的散射场进行了研究。首先利用三维锥形波对三维入射激光束进行了模拟;然后对散射场在各个方向上的分量之间的耦合关系进行了研究,并列出了矩阵方程;最后通过结合格林函数谱积分加速算法的前后向迭代法求解矩阵方程,得出三维散射系数,准确的表示了基于理想导体界面的三维激光漫反射特性,为进一步研究三维激光海面漫反射特性奠定了基础。

关键词:激光;理想导体界面;漫反射;前后向迭代法;格林函数

中图分类号:TN249 **文献标识码:**A **DOI:**10.3969/j.issn.1001-5078.2012.03.007

3D characteristics of laser diffusion from PCS

LI Ke^{1,2}, WANG Jiang-an¹, YAO Yao³

(1. College of Electronic Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;

2. Navy Unit 92985, Xiamen 361100, China; 3. Navy Unit 91287, Shanghai 200434, China)

Abstract: Aiming at the shortcomings of laser point to point communication, the assumption of building the communication networks by laser diffusion from sea surface is proposed so that the characteristics of the scattered field of laser from the PCS is studied. Firstly, the 3D model of incident laser beam is established with 3D tapered wave. Secondly, the coupling relationships among components in different directions are analyzed and the corresponding matrix equations are calculated with FBM/SAA. Finally, the 3D BSC is given to accurately express the characteristics of laser diffusion from the PCS. That will make contribution for the further study about the characteristics of laser diffusion from sea surface.

Key words: laser; PCS; diffusion; FBM; Green function

1 引言

漫反射是一种特别的反射现象,激光海面漫反射组网通信是以粗糙海面为媒介,利用波浪和泡沫对激光进行漫反射,通过大气传输,使得信号在较大的自由空间进行传播、通信。

由于入射激光束经过理想导体界面(PCS)漫反射后,不同偏振状态的激光在各个方向上有着复杂的耦合关系,因此为了方便计算,以往求解方法大多基于一定的近似条件,如基尔霍夫近似(KA)方法^[1],这些近似条件不但对粗糙面的参数有一定的限制,由于其固有的物理近似势必带来误差,使得计

算结果达不到理想的效果。时域有限差分法^[2]是将 Maxwell 方程进行差分并结合边界条件进行数值模拟。由于目前很多的边界条件并不理想,因而数值模拟计算的结果受边界条件影响很大。而前后向迭代法(FBM)^[3]基于经典的 Maxwell 方程,不含物理近似,理论上讲是一种精确的求解方法。它计算精度高,能够准确计算出各个方向上的能量分布,但

基金项目:国防科技基础研究基金项目资助。

作者简介:李 恪(1980-),男,博士研究生,主要从事激光海面漫反射组网通信的机理研究。E-mail:acerlee2008@sohu.com

收稿日期:2011-08-07

是由于 FBM 要求存储整个矩阵,使得其不适合计算大尺度的散射问题。

因此,为了得到准确的基于理想导体界面的激光漫反射能量分布特性,本文采用结合谱加速方法(SSA)的 FBM 对激光在 PCS 上的双站散射系数(BSC)与各种因素之间的关系进行研究。

2 激光漫反射原理

假设一束激光入射到二维理想导体表面 S 上,则三维激光漫反射的切面示意图如图 1 所示。

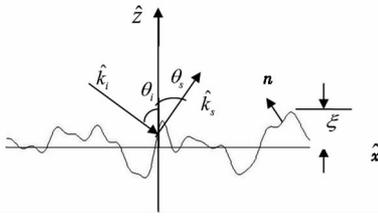


图 1 激光在理想导体表面漫反射的几何关系

Fig. 1 geometry of laser diffusion from PCS

图中曲线代表二维理想导体表面 S ; \hat{k}_i, \hat{k}_s 分别为入射激光束和散射激光束的波矢; θ_i, θ_s 分别为入射角和散射角; $\zeta(x, y)$ 为波高函数; \mathbf{n} 为局部法向矢量。

假设散射场中的接收点 $\mathbf{r} = (x, y, z)$, 源点 $\mathbf{r}' = (x', y', z')$, 则接收点 \mathbf{r} 和源点 \mathbf{r}' 之间的距离为:

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (\zeta(x,y) - \zeta(x',y'))^2} = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \quad (1)$$

磁场积分方程^[4]为:

$$\mathbf{n} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 2\mathbf{n} \times \mathbf{H}^{inc}(\mathbf{r}) + 2\mathbf{n} \times \int_S ds \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \times \mathbf{n}' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}') \quad (2)$$

其中, $\nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = (\mathbf{r} - \mathbf{r}') G(R)$, $G(R) = \frac{(1 - ikR) \exp(ikR)}{4\pi R^3}$; k 是上半空间波数; $\mathbf{H}^{inc}(\mathbf{r})$ 和 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 分别表示 \mathbf{r} 点处的入射磁场和散射磁场。

假设 $H_x(\mathbf{r})$ 和 $H_y(\mathbf{r})$ 分别与 $\mathbf{n} \times \mathbf{H}(\mathbf{r})$ 在 x 方向和 y 方向上的分量成正比,为了便于计算,将式(2)分解为两个耦合的标量方程:

$$H_y^{inc} + \frac{\partial \xi(x,y)}{\partial y} H_z^{inc} = \frac{H_x(\mathbf{r})}{2} + \int_{-L_y/2}^{L_y/2} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx' dy' G(R) \times \left\{ H_x(\mathbf{r}') \left[\Delta y \frac{\partial \xi(x,y)}{\partial y} + \Delta x \frac{\partial \xi(x',y')}{\partial x'} - \Delta z \right] + H_y(\mathbf{r}') \left[\frac{\partial \xi(x',y')}{\partial y'} - \frac{\partial \xi(x,y)}{\partial y} \right] \Delta x \right\} \quad (3)$$

$$H_x^{inc} + \frac{\partial f}{\partial x} H_z^{inc} = \frac{H_y(\mathbf{r})}{2} - \int_{-L_y/2}^{L_y/2} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx' dy' G(R) \times$$

$$\left\{ H_x(\mathbf{r}') \left(\frac{\partial \xi(x,y)}{\partial x'} - \frac{\partial \xi(x,y)}{\partial x} \right) \Delta y + H_y(\mathbf{r}') \left(\Delta x \frac{\partial \xi(x,y)}{\partial x} + \Delta y \frac{\partial \xi(x,y)}{\partial y'} - \Delta z \right) \right\} \quad (4)$$

按照矩量法^[5]将式(3)和式(4)离散后,写成如下矩阵形式:

$$\mathbf{Z}\mathbf{X} = \mathbf{Y} \quad (5)$$

其中, \mathbf{Z} 是阻抗矩阵; $\mathbf{X} \begin{bmatrix} H_x(\mathbf{r}) \\ H_y(\mathbf{r}) \end{bmatrix}$ 是解向量; $\mathbf{Y} =$

$\begin{bmatrix} Q_x \\ Q_y \end{bmatrix}$ 是已知向量; $Q_x = H_y^{inc} + \frac{\partial \zeta(x,y)}{\partial y} H_z^{inc}$ 和 $Q_y = H_x^{inc} + \frac{\partial f}{\partial x} H_z^{inc}$ 分别是 $\mathbf{n} \times \mathbf{H}^{inc}(\mathbf{r})$ 在 x 方向和 y 方向上的分量。

3 前后向迭代法

前后向迭代方法(FBM)对粗糙面散射问题有很好地收敛特性,它将粗糙表面每个离散单元对散射场的贡献分为前向和后向两部分,由入射电磁波和接收场单元前面的源单元的感应电流共同产生前向贡献,由接收场单元后面的源单元的感应电流产生后向贡献。

将光斑在 $x-y$ 平面上的投影区域 S_{xy} 均匀划分成 $N \times N$ 个网格,该区域的每个采样点位于每个网格的中心处,每个网格的边长 $\Delta l = L/N$,则该区域上的前后向划分如图 2 所示。

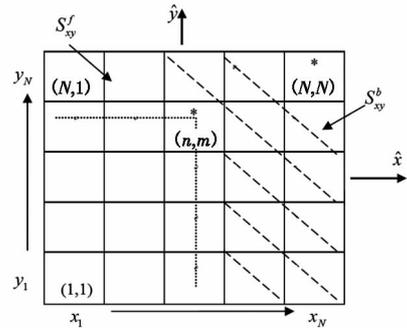


图 2 S_{xy} 的前后向划分示意图

Fig. 2 forward and backward discretization of S_{xy}

从图 2 中可以看出,采样点的排序是按照从上到下,再从左到右的顺序。在第 (n, m) 个点之前的空白区域即为计算时的前向区域 S_{xy}^f ,而在第 (n, m) 个点之后的阴影区域即为计算时的后向区域 S_{xy}^b 。

按照上述的前后向区域划分原则,可以将所有未知量和系数矩阵分解为如下形式:

$$\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_f + \mathbf{Z}_s + \mathbf{Z}_b \quad (6)$$

$$\mathbf{X} = \mathbf{X}_f + \mathbf{X}_b \quad (7)$$

其中, \mathbf{X}_f 是前向分量,代表激光能量前向传播产生

的贡献; \mathbf{X}_b 是后向分量, 代表激光能量后向传播产生的贡献。 \mathbf{Z}_f 是下三角矩阵, 表示位于接收单元前面的所有散射点的贡献; \mathbf{Z}_b 是上三角矩阵, 表示位于接收单元后面的所有散射点的贡献; \mathbf{Z}_s 是对角线矩阵, 表示粗糙面上各点对自身的贡献。

根据前后向迭代法对方程(6)进行迭代, 则在第 p 次迭代时, 各未知量可表达为如下形式:

$$(\mathbf{Z}_f + \mathbf{Z}_s) \mathbf{X}_f^{(p)} = \mathbf{Y} - \mathbf{Z}_f \mathbf{X}_b^{(p-1)} \quad (8)$$

$$(\mathbf{Z}_b + \mathbf{Z}_s) \mathbf{X}_b^{(p)} = -\mathbf{Z}_b \mathbf{X}_f^{(p)} \quad (9)$$

进行迭代计算时, 由初始值 $\mathbf{X}_b^{(0)} = \mathbf{0}$ 开始计算, 然后进入下一步迭代, 直到收敛到要求的精度为止。

4 格林函数谱积分加速算法

上述的 FBM 迭代方程为了分别反映前后向的传播过程, 往往需要重复计算矩阵和矢量的乘积。由于源点和接收点的水平距离越近, 源点对接收点的贡献就越大, 因此需要划分散射区域的强区和弱区。令源点和接收点之间的水平距离 $R_\rho = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$, r_d 为用来区分强弱区域的临界距离, 则令 $R_\rho < r_d$ 的区域为强作用区域, $R_\rho \geq r_d$ 的区域为弱作用区域。

前后向强弱区域对接收点 r_n 的贡献可以表示为:

$$\begin{aligned} V_f(r_n) &= V_f^S(r_n) + V_f^W(r_n) \\ &= \sum_{m=n-N_s}^{n-1} \mathbf{Z}_f(m, n) \mathbf{X}_f(m) + \sum_{m=1}^{n-N_s+1} \mathbf{Z}_f(m, n) \mathbf{X}_f(m) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} V_b(r_n) &= V_b^S(r_n) + V_b^W(r_n) \\ &= \sum_{m=n+1}^{n+N_s} \mathbf{Z}_b(m, n) \mathbf{X}_b(m) + \sum_{m=n+N_s+1}^{2N} \mathbf{Z}_b(m, n) \mathbf{X}_b(m) \end{aligned} \quad (11)$$

对于接收点 r_n 附近的 N_s 个源点对其产生的强贡献 V_f^S 和 V_b^S , 可以采用 FBM 进行迭代计算。而对于大部分的远场源点, 为了节约计算成本, 对其产生的弱作用贡献 V_f^W 和 V_b^W , 可以采用格林函数的谱积分加速算法(SAA)进行加速计算。

由自由空间三维标量格林函数 $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 的谱积分形式^[6], 可得:

$$\nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{8\pi^2} \int_{C_{k_z}} dk_z \int_{C_{k_y}} dk_y \frac{k e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{k_x} \quad (12)$$

其中, $k = |\mathbf{k}|$; $\mathbf{k} = x\mathbf{k}_x + y\mathbf{k}_y + z\mathbf{k}_z$, $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$, C_{k_z} 和 C_{k_y} 是积分路径。

以计算前向区域 S_{xy}^f 的弱作用贡献为例, 令 $\mathbf{r}_{(n,m)}$ 表示在 S_{xy}^f 的弱作用区域中第 (n, m) 个点的位

置矢量, 则在进行第 p 次迭代时的复矢量辐射函数可以表示为^[7]:

$$\mathbf{F}^{(p)}(\mathbf{r}_{(n,m)}, k_z, k_y) = \begin{cases} \mathbf{F}^{(p)}(\mathbf{r}_{(n-1,N)}, k_z, k_y) e^{i\Psi_1} + \Delta S_{xy} \sum_{j=1}^N U^{(p)} \mathbf{r}_{(n-N_{L_x}, j)} e^{i\Psi_2}, & m=1 \\ \mathbf{F}^{(p)}(\mathbf{r}_{(n,m-1)}, k_z, k_y) e^{i\Psi_3}, & m \neq 1 \end{cases} \quad (13)$$

其中, $\Psi_1 = \mathbf{k} \cdot [\mathbf{r}_{(n,1)} - \mathbf{r}_{(n-1,N)}]$, $\Psi_2 = \mathbf{k} \cdot [\mathbf{r}_{(n,1)} - \mathbf{r}_{(n-N_{L_x}, j)}]$, $\Psi_3 = \mathbf{k} \cdot [\mathbf{r}_{(n,m)} - \mathbf{r}_{(n,m-1)}]$; $\Delta S_{xy} = \Delta l^2$; $U^{(p)}(\mathbf{r}') = \mathbf{k} \times [\mathbf{X}_f^{(p)}(\mathbf{r}') + \mathbf{X}_b^{(p-1)}(\mathbf{r}')]$; $N_{L_x} = L_x / \Delta l$; L_x 是前向强作用区域的宽度。

进行第 p 次迭代时, 前向弱作用区域的贡献可表示为^[7]:

$$V_f^{W,(p)}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{8\pi^2} \int_{C_{k_z}} dk_z \int_{C_{k_y}} dk_y \frac{\mathbf{F}^{(p)}(\mathbf{r}, k_z, k_y)}{k_x} \quad (14)$$

类似的, 可以得到后向弱作用区的贡献 V_b^W 。 $\mathbf{F}^{(p)}(\mathbf{r}_{(n,m)}, k_z, k_y)$ 的连续递归计算, 使得 SAA 对于这种在积分路径上缓慢变化的远场模式具有很高的效率。

5 数值计算与分析

在对有限照射区域进行数值计算时, 为了减少边界效应产生的偏差, 采用具有能量强度服从高斯分布的锥形波^[8]来模拟入射激光束。假设粗糙面是一种分布式随机目标, 因此用归一化微分散射截面, 即散射系数来表征粗糙面角度性的散射特征。基于理想导体界面的三维激光漫反射在不同偏振状态下的 BSC 可以被定义为^[9]:

$$\gamma_{\alpha h} = \frac{|\delta_\alpha^S|^2}{2\eta P_{\text{inc}}} \quad (15)$$

其中, α 代表散射激光的偏振状态, 当 $\alpha = h$ 时, 代表水平偏振; 当 $\alpha = v$ 时代表垂直偏振; δ_α^S 表示不同偏振状态时的散射光强; P_{inc} 代表入射激光束的能量; η 是自由空间的阻抗。

为了说明激光在理想导体界面上的漫反射特性, 以 $\gamma = \gamma_{hh}$ 为例仿真计算三维激光 BSC。本文采用基于高斯谱的高斯随机过程^[10]来模拟二维理想导体粗糙界面, 假设界面 A 的均方高度 $h = 0.3 \text{ cm}$, 相关长度 $l = 6 \text{ cm}$; 界面 B 的均方高度 $h = 1 \text{ cm}$, 相关长度 $l = 5 \text{ cm}$ 。取入射角 $\theta_i = 20^\circ$ 和 $\theta_i = 60^\circ$, 入射方位角 $\theta_i = 0^\circ$; 当 $\theta_i = 20^\circ$ 时, 取光斑面积 $S_{xy} = 10 \lambda \times 10 \lambda$, 当 $\theta_i = 60^\circ$ 时, 取光斑面积 $S_{xy} = 60 \lambda \times 60 \lambda$ 。入射激光波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, 每个网格的边长

$\Delta l = \lambda/10$, 蒙特卡洛仿真次数为 500 次。

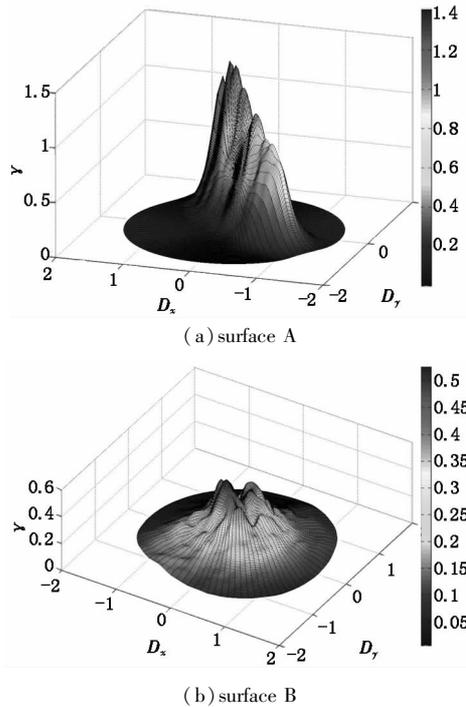


图3 当入射角 $\theta_i = 20^\circ$ 入射不同粗糙度的界面时的双站散射系数
Fig.3 the BSC of laser from different rough surface at incident angle $\theta_i = 20^\circ$

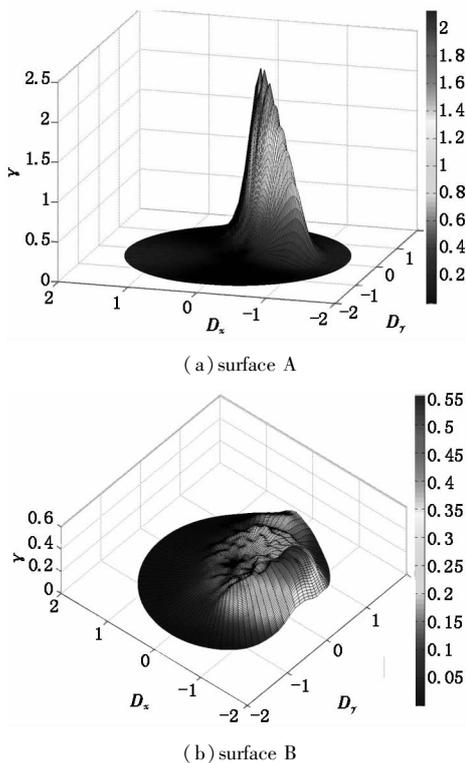


图4 当入射角 $\theta_i = 60^\circ$ 入射不同粗糙度的界面时的双站散射系数
Fig.4 the BSC of laser from different rough surface at incident angle $\theta_i = 60^\circ$

由于 Matlab 中没有直接绘制属于极坐标系下数据图形的命令, 因此为了描述散射场三维能量分

布的角度特性, 特将散射角 θ_s 和散射方位角 ϕ_s 转换为直角坐标系下的坐标值 D_x, D_y , 它们的取值范围只与极坐标系中的半径有关。图3和图4说明了当界面的粗糙度相对较小时, 散射场的能量分布相对集中; 当界面的粗糙度适度增加时, 散射场的能量分布越均匀, 并且在边缘处, 能量迅速衰减。

为了表示散射场能量在前后向上的分布, 令散射方位角 $\phi_s = 0^\circ$ 时的散射角为正, $\phi_s = 180^\circ$ 时的散射角为负, 则散射场能量分布的切面示意图如图5所示。

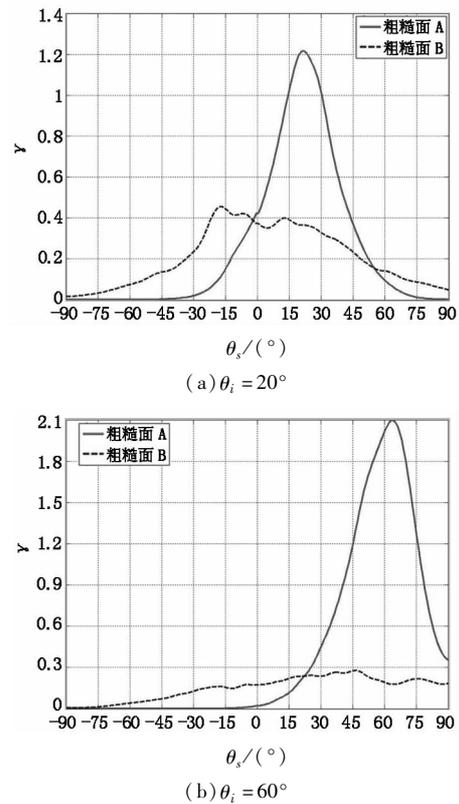


图5 不同入射角度时的双站散射系数
Fig.5 the BSC at different incident angles

图5说明, 当入射角相对较大时, 散射场的能量分布以前向为主, 后向较弱; 当入射角相对较小时, 散射场的能量分布会出现后向增强效应, 前向较弱; 入射角的分界点随着粗糙度的变化而变化, 粗糙度越大, 入射角的分界点就越大。当粗糙度较小时, 散射的能量的峰值会出现在(前或后向)镜面反射方向附近; 反之, 则会出现较大的偏离。

6 结论

本文采用 FBM/SAA 对基于理想导体界面的三维激光漫反射特性进行了研究, 在得出准确的三维 BSC 的同时, 极大地节约了计算成本。通过分析研究, 发现散射场的能量分布与入射角度和界面的粗糙度有着密切的关系, 区分散射场能量前后向分布

大小的入射角度随着的粗糙度变化而变化,粗糙度越大,入射角的分界点就越大,并且较为粗糙的界面会使得散射场的能量分布更加均匀。在散射场的边缘处能量迅速衰减。

参考文献:

- [1] Liu Chunxiang, Cheng Chuanfu, Ren Xiaorong, et al. Green's function method of light scattering from random surfaces compares with Kirchoff's approximation[J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(2): 427 - 435. (in Chinese)
刘春香,程传福,任晓荣,等. 随机表面散射光场的格林函数法与基尔霍夫近似的比较[J]. 物理学报, 2004, 53(2): 427 - 435.
- [2] Liang Huafeng, Lai Jianjun, Peng Zhongliang, et al. Narrow band infrared emitter based on one-dimensional photonic crystals used for gas sensing[J]. Journal of Infrared and Millim Waves, 2009, 28(6): 414 - 417. (in Chinese)
梁华锋,赖建军,彭中良,等. 用于气体传感的一维光子晶体窄带红外发射光源[J]. 红外与毫米波学报, 2009, 28(6): 414 - 417.
- [3] Li Zhongxin, Jin Yaqiu. Numerical simulation of bistatic scattering from fractal rough surface by fast forward-backward method[J]. Acta Physica Sinica, 2001, 50(5): 797 - 804. (in Chinese)
李中新,金亚秋. 分形粗糙面双站散射的快速前后向迭代法数值模拟[J]. 物理学报, 2001, 50(5): 797 - 804.
- [4] Cui Zhiwei, Han Ping, Li Minglei. Analysis of scattering characteristics of conducting objects covered with magnetized plasma by FE/BI method[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2010, 10(5): 973 - 978. (in Chinese)
崔志伟,韩平,李明磊. 磁化等离子覆盖导体散射问题的FE/BI方法分析[J]. 电波科学学报, 2010, 10(5): 973 - 978.
- [5] Yang Yuchuan, Tan Jichun, Sheng Dingyi, et al. Response characteristics and protection techniques of monopole on conductive plane exposed to electromagnetic pulse[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2008, 20(4): 649 - 652. (in Chinese)
杨雨川,谭吉春,盛定仪,等. 导体板上单极天线对电磁脉冲响应特性的矩量法分析[J]. 强激光与粒子束, 2008, 20(4): 649 - 652.
- [6] Xu Liming, Nie Zaiping. A fast forward algorithm for modeling vector electromagnetic scattering from buried dielectric objects[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2005, 48(1): 209 - 215. (in Chinese)
徐利明,聂在平. 埋地目标体矢量电磁散射的一种快速正演算法[J]. 地球物理学报, 2005, 48(1): 209 - 215.
- [7] H T Chou, J T Johnson. A novel acceleration algorithm for the computation of scattering from two-dimensional large-scale perfectly conducting random rough surfaces with the forward-backward method[J]. Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2000, 38(4): 1656 - 1668.
- [8] Kuang Lei, Jin Yaqiu. Bistatic scattering from a three-dimensional object over a randomly rough surface using the FDTD algorithm[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2007, 55(8): 2302 - 2312.
- [9] Tsang L, Kong J A. Scattering of electromagnetic waves - numerical simulation[M]. New York: John Wiley, 2001.
- [10] Ren Xincheng, Guo Lixin. Study on characteristics of transmission coefficient from gaussian rough surface using Kirchoff approximation[J]. Aerospace Shanghai, 2008, 25(2): 1 - 6. (in Chinese)
任新成,郭立新. 基尔霍夫近似下高斯粗糙面透射波散射系数的特征研究[J]. 上海航天, 2008, 25(2): 1 - 6.