

三维激光水面漫反射能量分布特性研究

席沛丽¹, 李 恪²

(1. 上海卫星工程研究所, 上海 200240; 2. 上海航天电子技术研究所, 上海 201109)

摘 要: 为了提高卫星海色遥感技术在实际应用中的效率, 对不同海况下, 不同入射角度时的三维激光海面漫反射特性进行了建模仿真计算, 并在实验室条件下对激光入射波动水面后产生的散射场的能量分布特性进行了研究。首先, 根据麦克斯韦方程和边界条件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, 并列出矩阵方程; 然后, 利用三维锥形波对入射激光束进行了模拟; 最后, 通过前后向迭代法结合谱加速方法求解矩阵方程, 得出三维双站散射系数, 并通过实验对仿真结果加以验证。结果表明该方法能够准确地表示波动水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: 卫星; 遥感; 激光; 漫反射; 双站散射系数

中图分类号: TN249 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1001-5078.2015.03.006

Study on 3D characteristics of laser diffusion from water surface

XI Pei-li¹, LI Ke²

(1. Shanghai Institute of Satellite Engineering, Shanghai 200240, China;

2. Shanghai aerospace electronic technology institute, Shanghai 201109, China)

Abstract: To enhance the efficiency of ocean color remote sense technology, the 3D characteristics of laser diffusion from water surface in different sea conditions and different incident angles were modeling and simulated, and energy distribution characteristics of scattered field after laser incidence were studied in the laboratory. Firstly, the coupling relationships among components in different directions were analyzed and the corresponding matrix equations were obtained with Maxwell equations and boundary conditions. Secondly, the 3D model of incident laser beam was established with 3D tapered wave. Finally, the 3D BSC was gotten and was verified by experiments. The results show that this method can accurately express the characteristics of laser diffusion from water surface.

Key words: satellite; remote sense; laser; diffusion; BSC

1 引言

海洋占地球总面积的 70%, 伴随人类对海洋的开发、利用和保护进程的加快, 海洋的资源 and 环境状况都发生了明显的变化。世界各国对于海洋的可持续发展越来越重视, 各国科学家纷纷利用各种高新技术对海洋进行监测和监视。海洋水色卫星主要用于探测海洋水色环境要素, 包括对叶绿素浓度、悬浮

泥沙、海面温度、污染物等。由于入射激光束经过粗糙海面漫反射后, 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, 针对不同海况, 得出准确的三维激光海面漫反射特性, 对于提高卫星海色遥感的准确率具有重要的意义。

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 (Kirchhoff Ap-

基金项目: 国防科技基础研究基金项目资助。

作者简介: 席沛丽 (1978 -), 女, 高级工程师, 主要从事星载遥感系统设计。

收稿日期: 2014-06-26; **修订日期:** 2014-10-26

proach, 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。二维前后向迭代法 (2D Forward-Backward Method, 2DFBM)^[2] 虽然是数值计算方法, 但是它是将三维的粗糙界面简化为二维界面后得出的数值模拟。由于其所建立的二维粗糙界面与现实中的粗糙界面差别很大, 因此仿真计算结果的准确性较差。

因此, 为了得到准确的激光在波动水面上的漫反射能量分布特性, 本文采用三维前后向迭代法 (3D Forward-Backward Method, 3DFBM) 结合谱加速算法 (Spectrum Acceleration Algorithm, SAA) 来计算激光在波动水面上的双站散射系数 (Bistatic Scattering Coefficient, BSC), 该算法不仅减小了计算机内存的需求, 而且进一步减小了 CPU 的计算时间。

2 激光漫反射原理

假设一束激光入射到波动水面 S 上, 则三维激光漫反射的剖面示意图如图 1 所示。

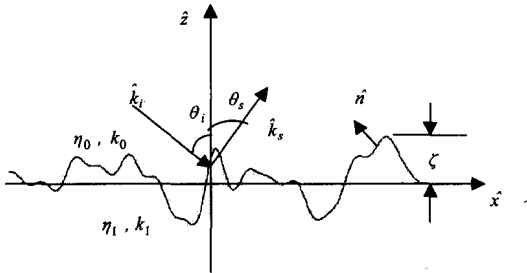


图 1 激光在波动水面漫反射的几何关系

Fig. 1 Geometry of laser diffusion from water surface

图中, 曲线代表波动水面 S ; k_i , 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; $\xi(x, y)$ 为波高函数; $\hat{n}$ 为局部法向矢量; k_0 和 k_1 分别为激光在大气和水中的波数; 大气和水中的阻抗分别为 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 和 $\eta_1 = \sqrt{\mu_1/\epsilon_1}$; ϵ_0, μ_0 和 ϵ_1, μ_1 分别为激光在大气和水中的介电常数和磁导率。

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

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

其中, Δx , Δy 和 Δz 分别为 $\bar{r}$ 和 $\bar{r}'$ 在 x , y 和 z 方向上的坐标值之差, 即: $\Delta x = x - x'$, $\Delta y = y - y'$, $\Delta z = \xi(x, y) - \xi(x', y')$ 。

那么, 根据 Stratton-Chu 公式^[3], 结合由麦克斯韦方程推导得到散射场的电场和磁场的积分方程和边界条件^[4], 通过对粗糙海面散射场切向和法向进行分析, 可以得出以下方程:

$$\hat{n} \times H_{inc}(\bar{r}) = \frac{\hat{n} \times \bar{H}(\bar{r})}{2} + \hat{n} \times$$

$$\int_S dS' \{ \nabla g_0 \times [\hat{n}' \times \bar{H}(\bar{r}')] + i\omega\epsilon_0 g_0 [\hat{n}' \times \bar{E}(\bar{r}')] - \nabla g_0 [\hat{n}' \cdot \bar{H}(\bar{r}')] \} \quad (2a)$$

$$0 = \frac{\hat{n} \times \bar{E}(\bar{r})}{2} + \hat{n} \times \int_S dS' \{ [\hat{n}' \times \bar{E}(\bar{r}')] \times \nabla g_1 + i\omega\mu_1 g_1 [\hat{n}' \times \bar{H}(\bar{r}')] + \frac{\epsilon_0}{\epsilon_1} \nabla g_1 \hat{n}' \cdot \bar{E}(\bar{r}') \} \quad (2b)$$

$$\hat{n} \cdot H_{inc}(\bar{r}) = \frac{\hat{n} \cdot \bar{E}(\bar{r})}{2} - \hat{n} \cdot$$

$$\int_S dS' \{ [\hat{n} \times \bar{E}(\bar{r}')] \times \nabla g_0 + i\omega\mu_0 g_0 [\hat{n}' \times \bar{H}(\bar{r}')] + \nabla g_0 [\hat{n}' \cdot \bar{E}(\bar{r}')] \} \quad (2c)$$

$$0 = \frac{\hat{n} \cdot \bar{H}(\bar{r})}{2} + \hat{n} \cdot \int_S dS' \left\{ \nabla g_1 \left[\hat{n}' \cdot \frac{\mu_0}{\mu_1} \bar{H}(\bar{r}') \right] + [\hat{n} \times \bar{H}(\bar{r}')] \times \nabla g_1 - i\omega\epsilon_1 g_1 [\hat{n}' \times \bar{E}(\bar{r}')] \right\} \quad (2d)$$

其中, $H_{inc}(\bar{r})$ 和 $H_{inc}(\bar{r})$ 分别表示入射磁场和入射电场的场量; $\bar{H}$ 和 $\bar{E}$ 分别表示散射磁场和散射电场的场量; ω 表示激光在大气中的角频率; i 为虚部符号; g_0 和 g_1 分别为大气和海水中的标量格林函数, ∇ 为哈密顿算子, 用于对向量求微分。它们的具体表达式为^[5]:

$$g_{0,1} = \frac{\exp(ik_{0,1}R)}{4\pi R} \quad (3)$$

$$\nabla g_{0,1} = (\bar{r} - \bar{r}') G_{0,1} \quad (4)$$

$$G_{0,1} = \frac{(1 - ik_{0,1}R) \exp(ik_{0,1}R)}{4\pi R^3} \quad (5)$$

3 建立标量场方程组

令 F_x 、 F_y 分别表示 $\hat{n} \times \bar{H}$ 在 $\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 方向上的分量, F_n 表示 $\bar{H}$ 的法向分量, 则:

$$F_x(\bar{r}) = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \xi(x, y)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi(x, y)}{\partial y} \right)^2} \hat{n} \times \bar{H}(\bar{r}) \cdot \hat{x} \quad (6a)$$

$$F_y(\bar{r}) = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \xi(x, y)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi(x, y)}{\partial y} \right)^2} \hat{n} \times \bar{H}(\bar{r}) \cdot \hat{y} \quad (6b)$$

$$F_n(\bar{r}) = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \xi(x, y)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi(x, y)}{\partial y} \right)^2} \hat{n} \cdot \bar{H}(\bar{r}) \quad (6c)$$

同样, 令 I_x 、 I_y 分别表示 $\hat{n} \times \bar{E}$ 在 $\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 方向上的分量, I_n 表示 $\bar{E}$ 的法向分量, 则:

$$I_x(\bar{r}) = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \xi(x, y)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi(x, y)}{\partial y} \right)^2} \hat{n} \times$$

$$\bar{E}(\bar{r}) \cdot \hat{x} \quad (7a)$$

$$I_y(\bar{r}) = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \xi(x,y)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \xi(x,y)}{\partial y}\right)^2} \hat{n} \times \bar{E}(\bar{r}) \cdot \hat{y} \quad (7b)$$

$$I_n(\bar{r}) = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \xi(x,y)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \xi(x,y)}{\partial y}\right)^2} \hat{n} \cdot \bar{E}(\bar{r}) \quad (7c)$$

经过矢量分解后,根据式(2a)~(2d)可以得到6个关于标量场的方程。

为了便于数值计算,根据 MOM 对这6个标量方程进行离散,离散后的矩阵方程表示为:

$$\mathbf{Z}\mathbf{A}_p\mathbf{F}_x(\bar{r}) + \mathbf{Z}\mathbf{B}_q\mathbf{F}_y(\bar{r}) + \mathbf{Z}\mathbf{C}_q\mathbf{F}_n(\bar{r}) + \mathbf{Z}\mathbf{D}_q\mathbf{I}_x(\bar{r}) + \mathbf{Z}\mathbf{E}_q\mathbf{I}_y(\bar{r}) + \mathbf{Z}\mathbf{F}_q\mathbf{I}_n(\bar{r}) = U_q \quad (8)$$

其中, $q = 1, 2, 3, \dots, 6$, 用来表示这6个标量方程的序号; $\mathbf{Z}\mathbf{A}_q, \dots, \mathbf{Z}\mathbf{F}_q$ 分别表示第 p 个方程中不同变量相应的系数矩阵; U_p 为6个标量方程中的已知量, 当 $p = 1, 2, 3$ 时, $U_p = 0$, 当 $p = 4, 5, 6$ 时, U_p 分别为 $F_x^{\text{inc}}(\bar{r})$, $F_y^{\text{inc}}(\bar{r})$ 和 $I_n^{\text{inc}}(\bar{r})$ 。

4 三维前后向迭代法

3DFBM 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 $N_x \times N_y$ 个网格, 该区域的每个采样点位于每个网格的中心处。在 x 和 y 方向上, 每个网格的边长分别为 $\Delta l_x = L_x/N_x$ 和 $\Delta l_y = L_y/N_y$, 则该区域上的前后向划分如图2所示。

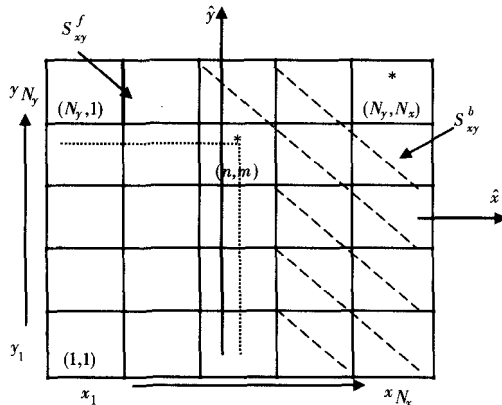


图2 S_{xy} 的前后向划分示意图

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下到上, 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^[6]:

$$\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_f + \mathbf{Z}_s + \mathbf{Z}_b \quad (9)$$

$$\mathbf{X} = \mathbf{X}_f + \mathbf{X}_b \quad (10)$$

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(10)进行迭代, 则在进行第 p 次迭代时, 各未知量可表达为如下形式

$$(\mathbf{Z}_f + \mathbf{Z}_s)\mathbf{X}_f^{(p)} = \mathbf{Y} - \mathbf{Z}_f\mathbf{X}_b^{(p-1)} \quad (11)$$

$$(\mathbf{Z}_b + \mathbf{Z}_s)\mathbf{X}_b^{(p)} = -\mathbf{Z}_b\mathbf{X}_f^{(p)} \quad (12)$$

进行迭代计算时, 由初始值 $\mathbf{X}_b^{(0)} = 0$ 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。

5 格林函数谱积分加速算法

上述的3DFBM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 $R_p = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$, r_d 为用来区分强弱区域的临界距离, 则令 $R_p < r_d$ 的区域为强作用区域, $R_p \geq r_d$ 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:

$$\begin{aligned} V_f(r_n) &= V_f^S(r_n) + V_f^W(r_n) \\ &= \sum_{m=n-N_s}^{n-1} Z_f(m, n) X_f(m) + \sum_{m=1}^{n-N_s+1} Z_f(m, n) X_f(m) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} V_b(r_n) &= V_b^S(r_n) + V_b^W(r_n) \\ &= \sum_{m=n+1}^{n+N_s} Z_b(m, n) X_b(m) + \sum_{m=n+N_s+1}^{2N} Z_b(m, n) X_b(m) \end{aligned} \quad (14)$$

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:

$$\nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{8\pi^2} \int_{C_{k_z}} dk_z \int_{C_{k_y}} dk_y \frac{\mathbf{k} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{k_x} \quad (15)$$

其中, $k = |\mathbf{k}|$; $\mathbf{k} = xk_x + yk_y + zk_z$; $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$; 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]:

$$\mathbf{F}^{(p)}(\mathbf{r}_{(n,m)}, k_z, k_y) = \begin{cases} \mathbf{F}^{(p)}(\mathbf{r}_{(n-1,N)}, k_z, k_y) e^{i\Psi_1} + \Delta S_{xy} \sum_{j=1}^N U^{(p)} \mathbf{r}_{(n-N_{L_x}, j)} e^{i\Psi_2}, & m = 1 \\ \mathbf{F}^{(p)}(\mathbf{r}_{(n,m-1)}, k_z, k_y) e^{i\Psi_3}, & m \neq 1 \end{cases} \quad (16)$$

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]:

$$V_f^{W,(p)}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{8\pi^2} \int_{C_{k_z}} dk_z \int_{C_{k_y}} dk_y \frac{\mathbf{F}^{(p)}(\mathbf{r}, k_z, k_y)}{k_x} \quad (17)$$

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。

6 锥形入射波

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来模拟入射激光束, 假设一束激光波数为 k_0 , 以方向 $\hat{k}_i$ 照射在粗糙海面上。那么, 入射电场 $\mathbf{E}_{inc}$ 和入射磁场 $\mathbf{H}_{inc}$ 可以分别表示为^[8]:

$$\mathbf{E}_{inc}(\bar{\mathbf{r}}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y e^{i\mathbf{k}\cdot\bar{\mathbf{r}}} Q(k_x, k_y) \cdot [E_{TE} \hat{\mathbf{e}}(-k_z) - E_{TM} \hat{\mathbf{h}}(-k_z)] \quad (18)$$

$$\mathbf{H}_{inc}(\bar{\mathbf{r}}) = -\frac{1}{\eta_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y e^{i\mathbf{k}\cdot\bar{\mathbf{r}}} Q(k_x, k_y) \cdot [E_{TE} \hat{\mathbf{h}}(-k_z) + E_{TM} \hat{\mathbf{e}}(-k_z)] \quad (19)$$

$$\hat{\mathbf{h}}(-k_z) = \hat{x} \frac{k_x k_z}{k k_\rho} + \hat{y} \frac{k_y k_z}{k k_\rho} + \hat{z} \frac{k_\rho}{k} \quad (20)$$

$$\hat{\mathbf{e}}(-k_z) = \hat{x} \frac{k_y}{k_\rho} - \hat{y} \frac{k_x}{k_\rho} \quad (21)$$

其中, $\bar{k} = \hat{x}k_x + \hat{y}k_y + \hat{z}k_z$, $k = |\bar{k}|$, $k_\rho = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$; 当入射光束为水平偏振时, $E_{TE} = 1$, $E_{TM} = 0$; 当入射光束为垂直偏振时, $E_{TE} = 0$, $E_{TM} = 1$ 。

$$Q(k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy e^{-i(k_x x + k_y y)} e^{[i(k_{ix} x + k_{iy} y)(1+\chi)]} e^{-t} \quad (22)$$

$$t = t_x + t_y \quad (23)$$

$$t_x = \frac{(\cos\phi_i x + \sin\phi_i y)^2}{g_x^2} \quad (24)$$

$$t_y = \frac{(-\sin\phi_i x + \cos\phi_i y)^2}{g_y^2} \quad (25)$$

$$\chi = \frac{1}{k^2} \left[\frac{2t_x - 1}{g_x^2 \cos^2 \theta_i} + \frac{(2t_y - 1)}{g_y^2} \right] \quad (26)$$

其中, k_{ix} 和 k_{iy} 分别是 $\hat{k}_i$ 在 $\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 方向上的分量; g_x 和 g_y 是三维锥形入射波的照射区域控制参数。

入射激光束的总能量为:

$$P_{inc} = \frac{2\pi^2}{\eta_0} \int_{k_\rho < k} dk_x dk_y |Q(k_x, k_y)|^2 \frac{k_z}{k} \quad (27)$$

7 数值计算与分析

假设波动水面是一种分布式的随机过程, 则采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。三维激光漫反射在不同偏振状态下的双站散射系数可以被定义为^[9]:

$$\gamma_{\alpha\beta} = \frac{|\delta_\alpha^s|^2}{2\eta P_{inc}} \quad (28)$$

其中, α 和 β 分别代表散射激光和入射激光的偏振状态, 当 $\alpha, \beta = h$ 时, 代表水平偏振; 当 $\alpha, \beta = v$ 时代表垂直偏振; δ_α^s 表示不同偏振状态时的散射光强。

通过对双站散射系数进行立体角的积分求和, 可以得到不同偏振状态的入射激光以角度 θ_i 入射时所产生的散射场的总能量与入射能量的比值 $Pr_\beta(\theta_i)$, 具体的表达式为:

$$Pr_\beta(\theta_i) = \frac{1}{4\pi} \sum_\alpha \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta_s \sin\theta_s \int_0^{2\pi} d\phi_s \gamma_{\alpha\beta}(\theta_s, \phi_s) \quad (29)$$

本文采用基于高斯谱的高斯随机过程^[10]来模拟二维随机粗糙海面。为了模拟粗糙海面不同的粗糙度, 建立了 A、B 两种海面模型来模拟不同粗糙度的波动水面。其中模型 A 的均方高度 $h_x = h_y = 0.5$ cm, 相关长度 $l_x = l_y = 6$ cm; 模型 B 的均方高度 $h_x = h_y = 1$ cm, 相关长度 $l_x = l_y = 5$ cm。

为了说明三维激光海面漫反射的能量分布特性, 我们以水平偏振为例, 仿真计算了三维激光海面漫反射的双站散射系数, 即 $\gamma = \gamma_{hh}$ 。在仿真计算实

在图 5(b) 中,并未体现出散射场的后向增强现象。而通过对比可以看出,本文采用的三维数值计算的仿真结果与真实情况更为接近,说明该方法具有较高的准确度。

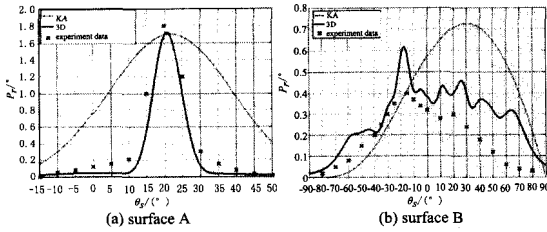


图 5 $\theta_i = 20^\circ$ 时的漫反射率

Fig. 5 the BSC at $\theta_i = 20^\circ$ with different surface models

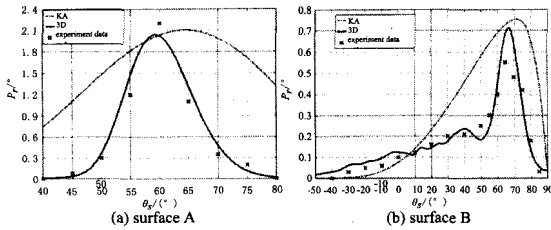


图 6 $\theta_i = 60^\circ$ 时的漫反射率

Fig. 6 the BSC at $\theta_i = 60^\circ$ with different surface models

关于实验数据与采用数值计算方法得出的三维双站散射系数之间存在的偏差,经过认真分析之后,我们认为主要是由于以下原因造成的:

- (1) 实验条件的客观因素,不可避免地会出现一些误差;
- (2) 粗糙海面的理论模型和真实水面还有一定差距。

9 结 论

采用数值计算方法对激光在波动水面上的三维漫反射特性进行了研究和实验验证。并且通过与其他方法得出的计算结果进行对比之后,认为三维数值计算方法得出的三维 BSC 是最能准确反映散射场能量分布特性的。通过分析研究,发现散射场的能量分布与入射角度和水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粗糙度的变化而变化,粗糙度越大,入射角的分界点就越大。并且较为粗糙的水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 Kirchhoff'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 Millimeter 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] 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.

[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, (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, (5): 973 - 978.

[5] WU Guorong, ZHONG Weifang, WU Yongdong. Nonlinear inversion of strong scattering elastic wave with two parameters in half-space [J]. Journal of Huazhong University of Science and Technology: Natural Science Edition, 2003, 31(4): 105 - 107. (in Chinese)

吴国荣,钟伟芳,吴永东. 半空间弹性波强散射双参数非线性反演 [J]. 华中科技大学学报: 自然科学版, 2003, 31(4): 105 - 107.

[6] H T Chou, J T Johnson. A novel acceleration algorithm for the computation of scattering from rough surfaces with the forward-backward method [J]. Radio Sci., 1998, 33(4): 1277 - 1287.

[7] Tsang L, Kong J A. Scattering of electromagnetic waves-numerical simulation [M]. New York: John Wiley, 2001.

[8] YE Hongxia, JIN Yaqiu. Fast iterative approach to bistatic scattering of the electromagnetic difference fields from the target above a randomly rough surface [J]. Acta Electronica Sinica, 2006, 34(6): 1074 - 1079. (in Chinese)

叶红霞,金亚秋. 随机粗糙面上介质目标差场散射的快速计算方法 [J]. 电子学报, 2006, 34(6): 1074 - 1079.

[9] Tsang L, Kong J A. Scattering of electromagnetic waves-numerical simulation [M]. New York: John Wiley, 2001.

[10] Lei Kuang, Yaqiu Jin. Bistatic scattering from a three-dimensional object over a randomly rough surface using the FDTD algorithm [J]. Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, 2007, 55(8): 2302 - 2312.