

# 激光海面漫反射解析特性研究

李 恪<sup>1,2</sup>, 王江安<sup>1</sup>, 潘 琛<sup>3</sup>

(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 95829 部队指挥自动化站, 湖北 孝感 432100)

**摘 要:**为了解决激光在海战中的应用瓶颈问题,采用基尔霍夫近似的方法对激光海面漫反射特性进行了研究。通过对激光光束入射海面后产生的散射场的分析、计算,并采用遮蔽函数对计算过程中的阴影效应加以修正,得出了较为准确的二维激光海面双站散射系数。最后通过分析,得出了海面粗糙度、入射角度与激光漫反射率之间的关系,为相关的研究提供了一定的理论依据。

**关键词:**激光;漫反射;基尔霍夫;双站散射系数;遮蔽效应

**中图分类号:**TN249 **文献标识码:**A

## Study about analytical character of laser diffusion from sea surface

LI Ke<sup>1,2</sup>, WANG Jiang-an<sup>1</sup>, PAN Chen<sup>3</sup>

(1. College of Electronic Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;  
2. Navy Unit 92985, Xiamen 361100, China; 3. Navy Unit 95829, Xiaogan 432100, China)

**Abstract:** Aiming at the bottleneck problems of laser applications in the sea battle, the characteristics of laser diffusion from sea surface is studied with the method of Kirchhoff Approach. The more accurate backscattering coefficient and bistatic scattering coefficient are derived by analyzing and computing the laser scattering field from the rough sea surface and by modifying the shadowing effect in the process of computation using shadowing function. Finally, the relationship between the roughness of sea surface, incident angle and the laser diffusion reflectivity is obtained and some results can be taken as the theoretical basis for other relevant studies.

**Key words:** laser; diffusion; Kirchhoff; bistatic scattering coefficient; shadowing effect

### 1 引 言

漫反射是一种特别的反射现象,随着激光技术的不断发展,激光漫反射技术在现代战争中,特别是海战中的应用越来越多。从激光诱骗、激光制导到现在的激光海面漫反射通信。激光海面漫反射技术正在通过得天独厚的自然反射介质,发挥着巨大的作用。但是,由于激光与海面作用的机理研究不够深入,使得激光设备在海战中的使用和发展受到很大限制。因此,加强对激光在海面上的漫反射特性

的研究显得尤为重要。本文采用了基尔霍夫近似的方法对 Gauss 粗糙海面的双站散射系数、遮蔽效应等特性进行了研究。

### 2 激光海面漫反射原理

假设一束激光照射到粗糙海面上,则激光在海面上产生漫反射的原理如图 1 所示。

基金项目:“十一五”预研项目(No. 4010607020201)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:2010-12-09

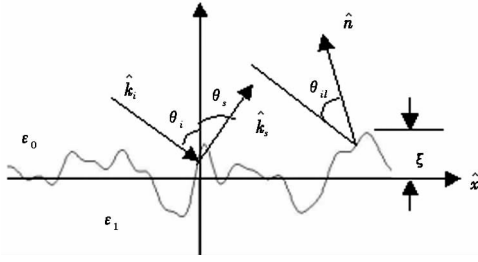


图1 激光海面漫反射的几何关系

Fig.1 geometry of laser diffusion from sea surface

图1中曲线代表高斯粗糙海面 $S'$ ;  $\hat{k}_i, \hat{k}_s$ 分别为入射激光光束和散射激光光束的波矢;  $\theta_i, \theta_s$ 分别为入射角和散射角;  $\xi$ 为海面波高函数;  $\theta_{il}$ 为局部入射角; 海面局部法向矢量  $\hat{n} = \frac{-\alpha \hat{x} - \beta \hat{y} + \hat{z}}{\sqrt{1 + \alpha^2 + \beta^2}}$ ,  $\alpha = \frac{\partial \xi(x, y)}{\partial x}$ ,  $\beta = \frac{\partial \xi(x, y)}{\partial y}$ ;  $x$ 和 $y$ 分别为 $x$ 轴和 $y$ 轴上的坐标;  $\hat{x}, \hat{y}$ 和 $\hat{z}$ 分别为 $x$ 轴,  $y$ 轴和 $z$ 轴方向上的单位矢量; 其中 $\alpha$ 和 $\beta$ 分别 $\hat{x}, \hat{y}$ 方向上的局部斜率,  $\epsilon_0$ 和 $\epsilon_1$ 分别为大气和海水的介电常数。由于入射激光光束的频率极高, 因此海水的介电常数与纯水相近, 可取  $\epsilon_1 = 4.9 + i0.02$  [1]。

当入射激光光束  $\vec{E}_i = \hat{e}_i E_0 e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}}$  入射在随机粗糙海面上时, 根据 Huygen 原理 [2], 某区域中的散射场可完全由该区域的包络表面上的场表示为:

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \int_{S'} dS' \{ i\omega\mu_0 \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot [\hat{n} \times \vec{H}(\vec{r}')] + \nabla \times \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot [\hat{n} \times \vec{E}(\vec{r}')] \} \quad (1)$$

其中, 并矢 Green 函数  $\vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \approx (\vec{I} - \hat{k}_s \hat{k}_s) \frac{e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}}}{4\pi r}$ 。  $S'$  表示粗糙海面;  $\vec{E}(\vec{r}')$ ,  $\vec{H}(\vec{r}')$  分别为粗糙海面上  $\vec{r}' \in S'$  处的感应电磁场。

### 3 基尔霍夫近似

基尔霍夫近似 (Kirchhoff Approximation, KA) 又称为切平面近似, 它是将粗糙面上任一点处的曲面用切平面代替, 并把求出的切平面上的总场代入远区散射场的积分表示式, 从而求得散射场的一种近似方法。基尔霍夫近似要求粗糙面相关长度、起伏方差、平均曲率半径大于入射波长, 用数学表达式可表示为 [3]:

$$k_1 l > 6, k_1 \delta > \sqrt{10}/(\cos\theta_i - \cos\theta_s), R_c > \lambda \quad (2)$$

其中, 波数  $k_1 = (2\pi/\lambda) \sqrt{\epsilon_1}$ ;  $\delta$  是粗糙海面的均方高度;  $R_c = \delta \left[ \frac{2}{\pi} \frac{\partial^4 C(\xi)}{\partial \xi^4} \right]_{\xi=0}^{0.5}$  为粗糙面平均曲率

半径。在 Gauss 粗糙面, 由  $R_c$  可得,  $l^2 > 2.76\delta\lambda$ 。

由于入射激光束的波长极短, 粗糙海面的平均曲率半径远大于波长, 因此可以用基尔霍夫近似的方法来求解散射场。根据 KA 原理, 可将散射场表达如下 [4]:

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \frac{ike^{ikr}}{4\pi r} E_0 (\vec{I} - \hat{k}_s \hat{k}_s) \int_A d\vec{\rho}' \vec{F}(\alpha, \beta) e^{i\vec{k}_d \cdot \vec{r}'} \quad (3)$$

其中,  $\vec{\rho}' = x' \hat{x} + y' \hat{y} \in S'$ ,  $\vec{k}_d = \vec{k}_i - \vec{k}_s = k_{dx} \hat{x} + k_{dy} \hat{y} + k_{dz} \hat{z}$ ;  $A$  为粗糙海面上的光斑面积;  $r$  为海面上的反射点与接收点之间的距离。

### 4 激光海面双站散射系数

按照切平面近似, 散射场的贡献应该来自于能将  $\hat{k}_i$  方向的入射波镜面反射到  $\hat{k}_s$  方向上的那些点, 这样应有  $\hat{n} = -\vec{k}_d / |\vec{k}_d|$ 。在高频  $k \rightarrow \infty$  近似条件下, 对式(3)应用稳态相位法 [5], 积分中的相位:

$$\phi = \vec{k}_d \cdot \vec{r} = k_{dx} x' + k_{dy} y' + k_{dz} \xi(x', y') \quad (4)$$

由稳相条件  $\frac{\partial \phi}{\partial x'} = 0$ ,  $\frac{\partial \phi}{\partial y'} = 0$ , 得到  $\alpha_0 = \frac{-k_{dx}}{k_{dz}}$ ,

$$\beta_0 = \frac{-k_{dy}}{k_{dz}}。$$

于是, 将  $\vec{F}(\alpha, \beta)$  关于  $(\alpha_0, \beta_0)$  展开:

$$\vec{F}(\alpha, \beta) = (\alpha_0, \beta_0) + \left. \frac{\partial \vec{F}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_0} (\alpha - \alpha_0) + \left. \frac{\partial \vec{F}}{\partial \beta} \right|_{\beta_0} (\beta - \beta_0) + \dots \quad (5)$$

仅保留式(5)右端第一项, 代入式(3)中, 得到:

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \frac{ike^{ikr}}{4\pi r} E_0 (\vec{I} - \hat{k}_s \hat{k}_s) \cdot \vec{F}(\alpha_0, \beta_0) I \quad (6)$$

$$I = \int_A d\vec{\rho}' e^{i\vec{k}_d \cdot \vec{r}'} \quad (7)$$

粗糙海面的电磁散射场  $\vec{E}_s(\vec{r})$  是一随机场, 根据 KA, 可将其分解成平均场  $\vec{E}_m(\vec{r})$  和起伏部分  $\vec{\varepsilon}(\vec{r})$ , 即:

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \vec{E}_m(\vec{r}) + \vec{\varepsilon}(\vec{r}) \quad (8)$$

由于激光波长为微米级, 因此可近似认为波数  $k \rightarrow \infty$ 。此时, 粗糙面上不同部分产生的散射场的相位有很大起伏, 使得散射场只有非相干场的贡献, 而相干场的贡献为零。

双站散射系数是用来表示当接收器和发射器在不同方位时, 所接收到的散射场能量的强度。结合几何光学近似 [6] 与稳态相位法可近似认为双站散射系数与稳相点分布概率成正比, 即 [7]:

$$\gamma_{pq}(\hat{k}_s, \hat{k}_i) = \frac{\pi |\bar{k}_d|^4}{\cos\theta_i |\hat{k}_i \times \hat{k}_s|^4 k_{dz}^4} f_{pq} p\left(-\frac{k_{dx}}{k_{dz}}, -\frac{k_{dy}}{k_{dz}}\right) \quad (9)$$

其中,  $p(\alpha, \beta)$  为粗糙海面的坡度概率密度函数;  $p$  和  $q$  代表入射激光光束的偏振状态;  $f_{pq}$  为入射激光光束的偏振反射系数<sup>[8]</sup>。

对于 Gauss 随机粗糙海面, 则有:

$$p(\alpha, \beta) = \frac{1}{2\pi\delta |C''(0)|} \exp\left\{-\frac{\alpha^2 + \beta^2}{2\delta^2 |C''(0)|}\right\} \quad (10)$$

其中,  $\rho = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}$  表示海面上任意两点之间投影到  $x - y$  平面上的距离;  $C(\rho)$  为 Gauss 分布的相关函数,  $C''(0) = d^2 C(\rho) / d\rho^2 |_{\rho=0}$ 。

结合式(9)和式(10), 可得双站散射系数为:

$$\gamma_{pq}^r(\hat{k}_s, \hat{k}_i) = \frac{|\bar{k}_d|^4}{\cos\theta_i |\hat{k}_i \times \hat{k}_s|^4 k_{dz}^4} f_{pq} \frac{1}{2\delta^2 |C''(0)|} \cdot \exp\left(-\frac{k_{dx}^2 + k_{dy}^2}{2k_{dz}^2 \delta^2 |C''(0)|}\right) \quad (11)$$

为了得到不同海况下的激光海面散射系数, 可以假设粗糙海面服从 Gauss 分布, 海面模型 A 的均方高度  $\delta = 0.03$  m, 相关长度  $l = 0.6$  m, 海面模型 B 的均方高度  $\delta = 0.05$  m, 相关长度  $l = 0.35$  m, 当入射角度分别为  $\theta_{i1} = 30^\circ$  和  $\theta_{i2} = 60^\circ$  时, 根据式(11), 对不同海面模型相同入射角度和同一海面模型不同入射角度的水平极化和垂直极化激光光束所产生的双站散射系数 Rhh, Rvv 分别进行计算, 得到的结果如图 2 所示。

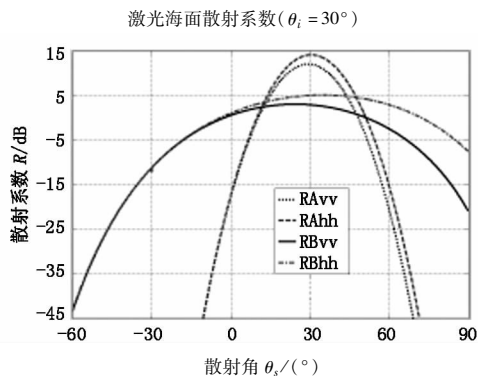


图 2 相同入射角度不同海面模型的激光海面散射系数  
Fig. 2 coefficient of the laser scattering on different models of sea surface at the same incident angle

从图 2 中可以看出, 对于任一海面模型, 在前向镜面反射方向, 即  $\theta_s = 30^\circ$ , 激光海面散射系数最大, 说明散射后的能量以镜面反射为主, 距离镜面反射方向越远, 则该方向上的散射能量越小。在散射场

的边缘, 经过海面散射后的能量迅速衰减为零。在波动较小的海面 A 上, 由于反射面较少, 因此能量分布较为集中, 而在波动较大的海面模型 B 上, 会形成较多的反射面, 使得散射后的能量较为分散, 这与实际情况是相符的。

从图 3 中可以看出, 由于入射角度的增大, 海面对入射光束的遮蔽效应也愈加明显, 使得在大角度入射情况下 ( $\theta_i > 45^\circ$ ), 计算结果会出现较大偏差。如  $\theta_{i2} = 60^\circ$  时, 当  $\theta_s > 60^\circ$  散射系数并未随着  $\theta_s$  的增大而收敛, 而是反弹, 呈继续增大的趋势, 这是与实际情况不相符的, 说明在计算过程中遮蔽效应对散射系数的准确性产生了很大的影响。因此在大角度入射情况下, 必须采用遮蔽函数对遮蔽效应加以修正才能获得较为准确的计算结果。

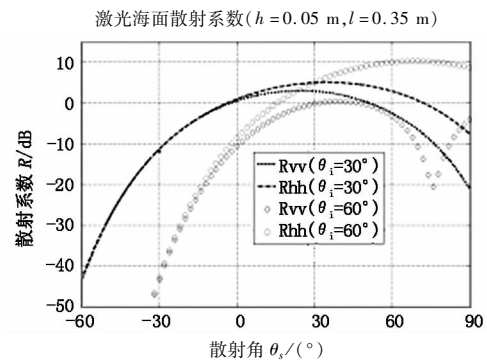


图 3 相同海面模型不同入射角度的激光海面散射系数  
Fig. 3 coefficient of the laser scattering at different incident angles on the same model of sea surface

### 5 阴影遮蔽函数

在基尔霍夫近似下, 散射场主要贡献来自于稳相点, 这些稳相点应该是被入射波照明到的, 其散射波也未被遮蔽到的。因此图 4 中被阴影遮住的那一部分对双站散射是没有贡献的。因此, 若要考虑遮蔽效应, 双站散射系数要乘以阴影遮蔽的概率函数即遮蔽函数进行修正。

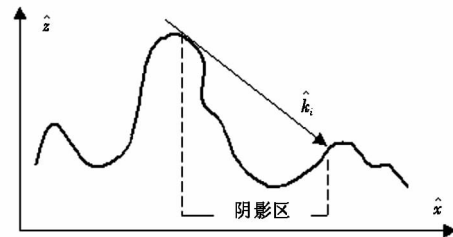


图 4 遮蔽效应的几何说明  
Fig. 4 geometry of the shadowing effect

这里介绍单次反射二维遮蔽函数, 并将其代入一阶非相干散射系数进行计算。在计算二维一阶双站遮蔽函数时与一维情况不同, 需要考虑三种情况, 即: 发射器和接收器位于同一平面  $\phi_s = \pi + \phi_i$  时,

$\theta_s \leq \theta_i$  和  $\theta_s > \theta_i$  的情况以及发射器和接收器位于不同平面的情况。若二维粗糙海面的概率密度函数为

$$S(\hat{k}_s, \hat{k}_i) = \begin{cases} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{\sqrt{2}h} \right) \right]^{C_0(\mu_s)} p(x) & \phi_s = \pi + \phi_i, \theta_s > \theta_i \\ \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{\sqrt{2}h} \right) \right]^{C_0(\mu_i)} p(x) & \phi_s = \pi + \phi_i, \theta_s \leq \theta_i \\ \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{\sqrt{2}h} \right) \right]^{C_0(\mu_i) + C_0(\mu_s)} p(x) & \phi_s \neq \pi + \phi_i \end{cases} \quad (12)$$

假设二维粗糙海面服从 Gauss 分布, 则式(12)可简化为:

$$S(\hat{k}_s, \hat{k}_i) = \begin{cases} \frac{1}{1 + C_0(\mu_s)} & \phi_s = \pi + \phi_i, \theta_s > \theta_i \\ \frac{1}{1 + C_0(\mu_i)} & \phi_s = \pi + \phi_i, \theta_s \leq \theta_i \\ \frac{1}{1 + C_0(\mu_i) + C_0(\mu_s)} & \phi_s \neq \pi + \phi_i \end{cases} \quad (13)$$

式中,  $\mu = \cot(\theta)$ ,  $C_0(\mu) = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{s}{\mu} e^{-\mu^2/(2s^2)} - \right.$

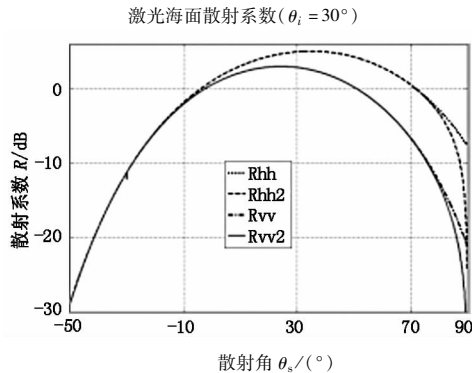


图5  $\theta_i = 30^\circ$  时修正前后的激光海面散射系数对比  
Fig. 5 comparison between the modified and unmodified laser scattering coefficients at  $\theta_i = 30^\circ$

从图5、图6中可以看出, 二维一阶遮蔽函数对于激光海面散射系数起到了较好的修正作用。但是随着入射角度的进一步增大, 粗糙海面上的阴影区域不断增多, 使得激光海面双站散射系数的偏差越来越大。因此对于某一特定海况, 当入射角度在一定范围内时二维一阶遮蔽函数能够保证较好的修正效果。

## 6 结论

本文采用基尔霍夫近似的方法对激光海面漫反射特性进行了研究, 对激光入射 Gauss 海面后的双站散射系数、遮蔽效应以及海面漫反射率进行了分析和数值计算。研究结果表明, 越粗糙的海面会使得散射场的能量分布更加均匀, 而漫反射率的大小

取决于入射光束的偏振状态、入射角度和海面粗糙度的综合影响。散射场中后向散射强度很弱, 并且在散射场的边缘处能量迅速衰减。以上结果对激光海面漫反射特性做出了解析说明, 为进一步的研究提供了一定的理论依据。

$p(x)$ , 则双站散射的二维一阶遮蔽函数可定义如下<sup>[9]</sup>:

$\operatorname{erfc} \left( \frac{\mu}{\sqrt{2}s} \right) \Big] , s^2$  表示粗糙海面均方坡度。

假设二维 Gauss 粗糙海面模型的均方高度  $\delta = 0.1$  m, 相关长度  $l = 0.4$  m, 发射器和接收器位于同一平面, 即  $\phi_s = \pi + \phi_i$ , 激光光束的入射角度分别为  $\theta_{i1} = 30^\circ$  和  $\theta_{i2} = 50^\circ$ 。将由式(13)计算得到的遮蔽函数乘以由式(11)得到的水平极化和垂直极化激光海面双站散射系数 Rhh, Rvv, 即得到修正后的激光海面散射系数 Rhh', Rvv', 结果如图5、图6所示。

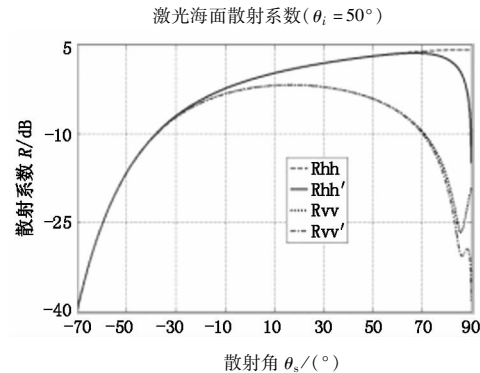


图6  $\theta_i = 50^\circ$  时修正前后的激光海面散射系数对比  
Fig. 6 comparison between the modified and unmodified laser scattering coefficients at  $\theta_i = 50^\circ$

取决于入射光束的偏振状态、入射角度和海面粗糙度的综合影响。散射场中后向散射强度很弱, 并且在散射场的边缘处能量迅速衰减。以上结果对激光海面漫反射特性做出了解析说明, 为进一步的研究提供了一定的理论依据。

## 参考文献:

- [1] Jiao Peinan, Zhang Zhongzhi. The character of electromagnetic transmission and Radar environment [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2007: 37 - 39. (in Chinese)  
焦培南, 张忠治. 雷达环境与电波传播特性 [M]. 北京: 电子工业出版社, 2007: 37 - 39.
- [2] Jin Yaqiu. Remote sense theory of electromagnetic scatter-

- ing and heat emission[M]. Beijing: Science Press, 1993: 29 - 39. (in Chinese)
- 金亚秋. 电磁散射和热辐射的遥感理论[M]. 北京: 科学出版社, 1993: 29 - 39.
- [3] Ren Xincheng, Guo Lixin. Study on characteristics of transmission coefficient from gaussian rough surface using kirchhoff approximation [J]. Aerospace Shanghai, 2008, 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, 2: 1 - 6.
- [4] Timothy R F. Electromagnetic scattering from random media[M]. New York: Oxford University Press. , 2009: 34 - 35.
- [5] 胡荣旭. 粗糙海面电磁散射的数值分析[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2004: 18 - 20.
- [6] Bhattacharyya A K. High-frequency techniques: recent advance and applications [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc, 1995: 82 - 97.
- [7] Tsang L, Kong J A. Scattering of electromagnetic waves-advance topics [M]. New York: John Wiley, 2001: 72 - 93.
- [8] Ren Xincheng, Guo Lixin. Analysis on electromagnetic scattering from stratified sea surface Based on an improved 2D fractal model [J]. Aerospace Shanghai, 2009, 4: 1 - 6. (in Chinese)
- 任新成, 郭立新. 基于改进二维分形海面模型的分层海面电磁散射分析[J]. 上海航天, 2009, 4: 1 - 6.
- [9] Yao Jihuan, Fang Yidong, Xiao Jingming, et al. Fractal modeling and electromagnetic scattering of time-varying sea surfaces [J]. Journal of Xi'an University, 1999, 26 (6): 763 - 766. (in Chinese)
- 姚纪欢, 方艺东, 肖景明, 等. 动态海面的分形模拟及其电磁散射[J]. 西安电子科技大学学报, 1999, 26 (6): 763 - 766.
- [10] Guo Lixin, Ren Yuchao, Wu Zhensen. Study on the shadowing effect and doppler spectra for the scattering from the time-varying fractal rough sea surface [J]. Journal of Electronics & Information Technology, 2005, 27 (10): 1666 - 1670. (in Chinese)
- 郭立新, 任玉超, 吴振森. 动态分形粗糙海面散射的遮蔽效应和多普勒谱研究[J]. 电子与信息学报, 2005, 27(10): 1666 - 1670.