

文章编号: 1671-0576(2020)03-0030-05

# 基于半确定性面元模型的海面散射系数仿真

冯 明, 安 锐, 张润俊

(电磁散射重点实验室, 上海 200438)

**摘 要:** 针对海面合成孔径雷达图像解译和海杂波特异性分析中的海面散射系数难以高效求解的问题, 提出了一种基于半确定性面元散射模型的海面电磁散射系数仿真方法。该方法采用微扰法对海面单元的微粗糙表面进行散射系数建模, 并用基尔霍夫近似法对垂直面元的入射区进行修正, 实现了确定海面样本的海面散射系数求解。利用半确定性面元散射仿真模型仿真生成海面后向散射系数, 并与造波池测试数据进行对比, 仿真结果验证了该模型的准确性。

**关键词:** 散射系数; 半确定性面元; 微扰法; 基尔霍夫近似

中图分类号: TN011

文献标志码: A

DOI: 10.3969/j.issn.1671-0576.2020.03.005

## Simulation of Sea Scattering Coefficient Based on Semi-deterministic Facet Model

FENG Ming, AN Rui, ZHANG Run-jun

(Science and Technology on Electromagnetic Scattering Laboratory, Shanghai 200438, China)

**Abstract:** A semi-deterministic facet scattering coefficient simulation model is proposed to solve the problems of sea surface scattering coefficient in sea synthetic aperture radar (SAR) image interpretation and sea clutter characteristics analysis. The scattering coefficient of sea surface elements is modeled by perturbation method, the incident area of the facet is modified by Kirchhoff approximation, and the scattering coefficient of the determined sea surface samples is obtained. The proposed model is used to generate the backscattering coefficient of the sea surface, and the comparison with the test data of the wave pool verifies the accuracy of the model.

**Key words:** scattering coefficient; semi-deterministic facet; small perturbation method; Kirchhoff approximation

收稿日期: 2020-02-21

基金项目: 国家自然科学基金(51706145, 61971288, 61901269)

作者简介: 冯 明(1990—), 男, 硕士, 工程师, 主要从事目标与地海环境散射特性研究。E-mail: feng1125ming@163.com

## 0 引言

传统海面电磁散射模型通过求集平均的方法来统计得到不同海况输入参数下的海面散射系数,不需要具体的海面几何样本。常用的方法包括基尔霍夫近似(Kirchhoff Approximation, KA)法<sup>[1]</sup>、微扰法<sup>[2]</sup>、双尺度法<sup>[3]</sup>等。然而,仅用统计模型得到的海面散射系数来获得海面回波是无法满足海面合成孔径雷达(Synthetic Aperture Radar, SAR)图像解译等应用需求的。统计模型无法给出各散射单元的散射贡献,很难分析海表面的尾迹、碎浪、油污等分布特征,应用范围受到较大限制。本文从确定性的海面几何样本出发,提出了一种基于面元的海面散射仿真模型。在该仿真模型中,海面样本的基尔霍夫散射和布拉格(Bragg)漫散射均基于面元进行计算,既可获得不同面元的散射特征,又可获得海面样本总的散射特征。基于面元的海面散射模型适合海面 SAR 图像解译和海洋遥感等应用,扩展了海面电磁散射的应用范围。

## 1 海面面元散射系数模型

基于 Fuks 微扰解推导了倾斜面元上粗糙表面的散射系数,用海谱中的毛细波谱部分来描述微粗糙表面。建立了海面面元 Bragg 散射计算模型,并在垂直入射区进行 KA 修正,建立了修正的面元散射计算模型。

### 1.1 Fuks 微扰解的基本公式

单位入射波照射高低起伏均值为 0 的微粗糙表面, Fuks 微扰解的基本公式给出了散射幅度的表达式,利用微粗糙表面的空间功率谱推导了微粗糙表面的雷达散射系数。

如图 1 所示,  $\mathbf{k}_i, \mathbf{v}_i, \mathbf{h}_i$  分别为入射波的入射方向、电场方向、磁场方向单位矢量,  $\mathbf{k}_s, \mathbf{v}_s, \mathbf{h}_s$  分别为散射波的散射方向、电场方向、磁场方向单位矢量,  $\theta_i, \theta_s, \phi_s$  分别为入射俯仰角、散射俯仰角和散射方位角,微粗糙表面的高低起伏  $\zeta(\mathbf{r})$  均值为 0,其分布具有空间齐性,  $\mathbf{r}$  为表面上点的位置矢量。假设上半空间 ( $z > \zeta(\mathbf{r})$ ) 为真空介

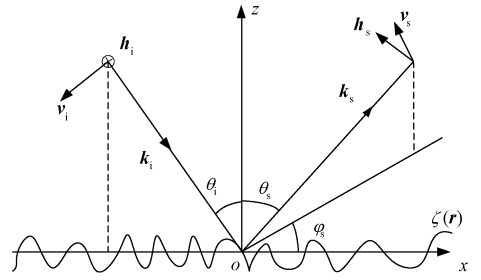


图 1 微粗糙表面散射示意图

质,即相对介电常数为 1,下半空间 ( $z \leq \zeta(\mathbf{r})$ ) 的相对介电常数为  $\epsilon$ 。根据 Fuks 所给出的一阶微扰解公式,考虑单位平面波  $E_i$  沿平面  $xoz$  入射,则散射幅度可表示为<sup>[4]</sup>

$$A_{pq}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) = \frac{k^2(1-\epsilon)}{8\pi^2} F_{pq} \iint \zeta(\mathbf{r}) \exp(-j\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1)$$

式中:  $k$  为电磁波波数大小;  $F_{pq}$  为极化因子,下标  $p = h, v$  表示散射波矢量的极化方式( $h$  表示水平极化,  $v$  表示垂直极化),  $q = h, v$  表示入射波矢量的极化方式;  $\mathbf{q} = k(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i)$ 。极化因子可以表示为

$$F_{vv} = \frac{1}{\epsilon} (1 + R_v(\theta_i))(1 + R_v(\theta_s)) \sin\theta_i \sin\theta_s - (1 - R_v(\theta_i))(1 - R_v(\theta_s)) \cos\theta_i \cos\theta_s \cos\phi_s \quad (2)$$

$$F_{vh} = (1 - R_v(\theta_i))(1 + R_h(\theta_s)) \cos\theta_i \sin\phi_s \quad (3)$$

$$F_{hv} = (1 + R_h(\theta_i))(1 - R_v(\theta_s)) \cos\theta_s \sin\phi_s \quad (4)$$

$$F_{hh} = (1 + R_h(\theta_i))(1 + R_h(\theta_s)) \cos\phi_s \quad (5)$$

式中:  $R_v$  和  $R_h$  分别为两种极化下的菲涅尔反射系数。

假设接收点到坐标中心的距离为  $R_0$ ,则单位面积的散射场可表示为

$$\mathbf{E}_{pq}^{\text{scatt}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) = \frac{2\pi}{jR_0} \exp(jkR_0) A_{pq}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) \quad (6)$$

根据雷达散射系数的定义,粗糙面的雷达散射系数  $\sigma_{pq}^0(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s)$  可以表示为

$$\begin{aligned} \sigma_{pq}^0(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) &= 4\pi R_0^2 \langle \mathbf{E}_{pq}^{\text{scatt}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) \mathbf{E}_{pq}^{\text{scatt}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s)^* \rangle \\ &= \pi k^4 |\epsilon - 1|^2 |F_{pq}|^2 S_\zeta(\mathbf{q}_1) \end{aligned} \quad (7)$$

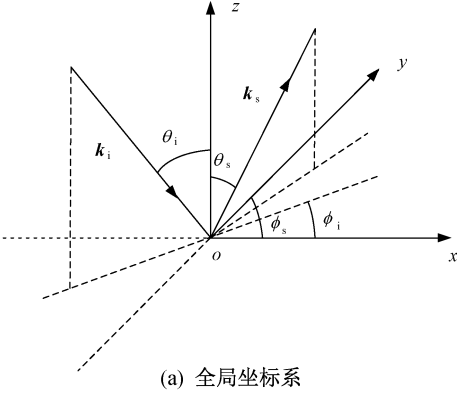
其中

$$S_\zeta(\mathbf{q}_1) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint \langle \zeta(\mathbf{r}') \zeta(\mathbf{r}) \rangle \times \exp[-j\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}' - \mathbf{r})] d\mathbf{r}' d\mathbf{r} \quad (8)$$

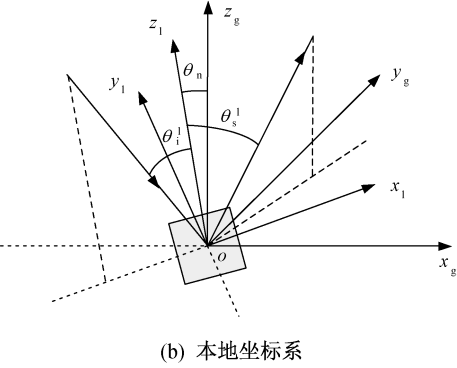
式中:  $\langle \cdot \rangle$  表示求集平均;  $\mathbf{r}'$  为表面上点的位置矢量;  $S_{\zeta'}(\mathbf{q}_1)$  是微粗糙面的空间功率谱;  $\mathbf{q}_1$  为  $\mathbf{q}$  在均值面 ( $z=0$ ) 上的投影矢量。

## 1.2 倾斜粗糙面元电磁散射建模

根据 Fuks 微扰解可以推导任意倾斜面元散射系数的微扰计算公式。



(a) 全局坐标系



(b) 本地坐标系

图 2 全局直角坐标系与本地坐标系示意图

如图 2 所示,  $ox_g y_g z_g$  为全局直角坐标系, 在微粗糙面上建立本地坐标系

$$\begin{cases} \mathbf{z}_1 = \mathbf{n} \\ \mathbf{y}_1 = \mathbf{n} \times \mathbf{k}_i / |\mathbf{n} \times \mathbf{k}_i| \\ \mathbf{x}_1 = \mathbf{y}_1 \times \mathbf{z}_1 \end{cases} \quad (9)$$

式中:  $\mathbf{n}$  为小面元的法向矢量。定义入射和散射方向在两种坐标系下对应的全局角与本地角分别为  $(\theta_i, \theta_s, \phi_i, \phi_s)$  和  $(\theta_i', \theta_s', \phi_i')$ , 所对应的单位极化矢量分别用  $(\mathbf{H}_i, \mathbf{V}_i, \mathbf{H}_s, \mathbf{V}_s)$  和  $(\mathbf{h}_i, \mathbf{v}_i, \mathbf{h}_s, \mathbf{v}_s)$  表示, 根据矢量分解可以得到<sup>[5]</sup>

$$\begin{cases} \mathbf{H}_i = (\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{v}_i) \mathbf{v}_i + (\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{h}_i) \mathbf{h}_i \\ \mathbf{V}_i = (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{v}_i) \mathbf{v}_i + (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{h}_i) \mathbf{h}_i \\ \mathbf{H}_s = (\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{v}_s) \mathbf{v}_s + (\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{h}_s) \mathbf{h}_s \\ \mathbf{V}_s = (\mathbf{V}_s \cdot \mathbf{v}_s) \mathbf{v}_s + (\mathbf{V}_s \cdot \mathbf{h}_s) \mathbf{h}_s \end{cases} \quad (10)$$

全局坐标系下的极化因子  $\tilde{F}_{pq}$  可由本地坐标系下的极化因子  $F_{pq}$  表示, 即

$$\tilde{F}_{hh} = (\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{v}_i)(\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{v}_s)F_{vv} + (\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{v}_i)(\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{h}_s)F_{vh} + (\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{h}_i)(\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{v}_s)F_{hv} + (\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{h}_i)(\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{h}_s)F_{hh} \quad (11)$$

$$\tilde{F}_{hv} = (\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{v}_i)(\mathbf{V}_s \cdot \mathbf{v}_s)F_{vv} + (\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{v}_i)(\mathbf{V}_s \cdot \mathbf{h}_s)F_{vh} + (\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{h}_i)(\mathbf{V}_s \cdot \mathbf{v}_s)F_{hv} + (\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{h}_i)(\mathbf{V}_s \cdot \mathbf{h}_s)F_{hh} \quad (12)$$

$$\tilde{F}_{vh} = (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{v}_i)(\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{v}_s)F_{vv} + (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{v}_i)(\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{h}_s)F_{vh} + (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{h}_i)(\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{v}_s)F_{hv} + (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{h}_i)(\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{h}_s)F_{hh} \quad (13)$$

$$\tilde{F}_{vv} = (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{v}_i)(\mathbf{V}_s \cdot \mathbf{v}_s)F_{vv} + (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{v}_i)(\mathbf{V}_s \cdot \mathbf{h}_s)F_{vh} + (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{h}_i)(\mathbf{V}_s \cdot \mathbf{v}_s)F_{hv} + (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{h}_i)(\mathbf{V}_s \cdot \mathbf{h}_s)F_{hh} \quad (14)$$

那么, 任意倾斜粗糙面元的散射系数可以表示为

$$\sigma_{pq}^{\text{facet}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) = \pi k^4 |\epsilon - 1|^2 |\tilde{F}_{pq}|^2 S_{\zeta'}(\mathbf{q}_1) \quad (15)$$

## 1.3 半确定性面元散射仿真模型的建立

至此可以计算任意倾斜粗糙面元的散射贡献。若忽略各个面元之间的相互作用以及多次散射, 将所有的面元散射叠加起来, 即为总的散射贡献。这样即可将海面总回波与具体时刻海面样本对应起来。这种对确定海面几何特征电磁散射建模的思想称为半确定(半统计)。微粗糙海面的空间功率谱可采用单边谱的高频部分, 则面元的散射系数可表示为

$$\sigma_{pq}^{\text{facet}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) = \pi k^4 |\epsilon - 1|^2 |\tilde{F}_{pq}|^2 S_{\text{capi}}(\mathbf{q}_1) \quad (16)$$

其中

$$S_{\text{capi}}(\mathbf{q}_1) = \frac{1}{2} (S_{\text{E}}^{\text{capi}}(-\mathbf{q}_1) + S_{\text{E}}^{\text{capi}}(\mathbf{q}_1)) \quad (17)$$

式中:  $S_{\text{capi}}(\mathbf{q}_1)$  为对雷达有贡献的 Bragg 毛细波成分。这里用毛细波谱来描述面元的小尺度结构, 用截断波数将单边谱划分为大尺度重力波谱  $S_{\text{E}}^{\text{grav}}$  和小尺度毛细波谱  $S_{\text{E}}^{\text{capi}}$  两部分, 表达式为

$$S_{\text{E}}^{\text{grav}}(\mathbf{k}) = \begin{cases} 0, & |\mathbf{k}| > k_{\text{cut}} \\ S_{\text{E}}(\mathbf{k}), & |\mathbf{k}| \leq k_{\text{cut}} \end{cases} \quad (18)$$

$$S_{\text{E}}^{\text{capi}}(\mathbf{k}) = \begin{cases} S_{\text{E}}(\mathbf{k}), & |\mathbf{k}| > k_{\text{cut}} \\ 0, & |\mathbf{k}| \leq k_{\text{cut}} \end{cases} \quad (19)$$

式中:  $S_{\text{E}}(\mathbf{k})$  为二维海谱;  $k_{\text{cut}}$  为截断波数;  $\mathbf{k}$  为海浪波数方向矢量。假设二维海面模拟样本在  $x$

和  $y$  方向的长度分别为  $L_x$  和  $L_y$ , 面积为  $A$ , 等间隔离散点数为  $M$  和  $N$ , 相邻两点间的距离分别为  $\Delta x$  和  $\Delta y$ , 将所有面元的散射系数叠加起来, 即可得到总的散射系数

$$\sigma_{pq}^{\text{total}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) = \frac{1}{A} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \left( \sigma_{pq, mn}^{\text{TSPM}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) \Delta x \Delta y \right) \quad (20)$$

式中:  $\sigma_{pq, mn}^{\text{TSPM}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s)$  为单个面元的 Bragg 散射系数。

总散射系数在近垂直区域的预估值对截断波数的依赖度较高。引入基尔霍夫近似模型, 修正倾斜调制的微扰系数<sup>[6]</sup>, 得到修正后的总的散射系数

$$\sigma_{pq}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) = \frac{1}{A} \sum_{m=1}^M \left[ \sum_{n=1}^N \left( \sigma_{pq, mn}^{\text{KAM}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) + \sigma_{pq, mn}^{\text{TSPM}}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) \right) \Delta x \Delta y \right] \quad (21)$$

式中:  $\sigma_{pq, mn}^{\text{KAM}}$  为单个面元的镜像散射贡献的散射系数。

## 2 海面散射系数仿真与验证

为了与造波池模拟的海谱相对应, 使用 Pierson-Moscowitz (PM) 谱生成海面几何模型。仿真的频率为 X 波段和 Ku 波段, 极化方式为 vv, hh 极化, 生成海面模型的尺寸为 100 m × 60 m, 空间离散间隔  $\Delta x = \Delta y = 0.5$  m。本文主要仿真海面后向散射系数。

仿真海况为 1 级, 入射频率为 10 GHz。将仿真结果与造波池测试数据进行对比, 结果如图 3 所示。vv 极化的后向散射系数均方根误差为 2.2 dB, hh 极化的均方根误差为 2.6 dB。

仿真海况为 3 级, 入射频率为 16 GHz, 将仿真结果与造波池测试数据进行对比, 结果如图 4 所示。vv 极化的均方根误差为 2.5 dB, hh 极化的均方根误差为 3.0 dB。

图 3 和图 4 的仿真与测试结果之间的后向散射系数的均方根误差在 3 dB 以内, 在建模精度与测试误差允许范围内, 仿真结果具有较高的可信度。

为了验证本文提出的半确定性面元模型计算海面双站散射系数的准确性, 仿真了双站海面散

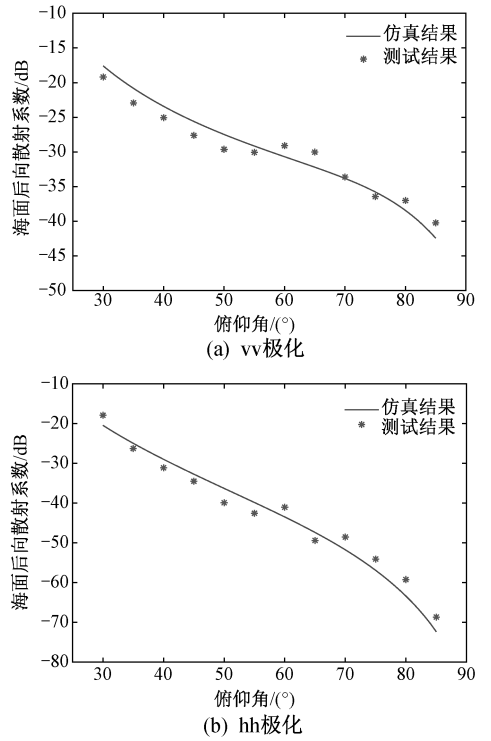


图 3 X 波段 1 级海况后向散射系数仿真与测试对比

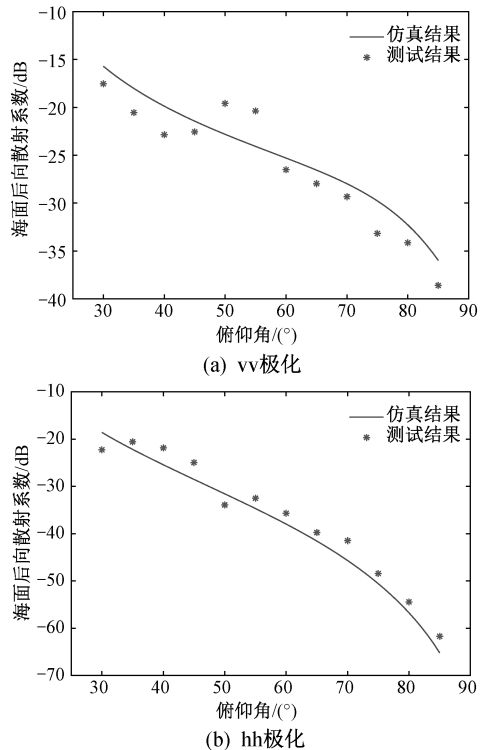


图 4 Ku 波段 3 级海况后向散射系数仿真与测试对比  
射系数, 并与 AWADA 等<sup>[7]</sup> 给出的小斜率近似 (Small-Slope Approximation, SSA) 结果进行对

比,如图 5 所示。仿真时海面样本采用线性滤波法生成,海况 3 级,风速 5 m/s,逆风方向。取离散间隔  $\Delta x = \Delta y = 0.5$  m,离散点数  $512 \times 512$ 。雷达频率为 14 GHz,入射俯仰角和方位角分别为  $50^\circ, 0^\circ$ ,散射方位角为  $0^\circ$ 。

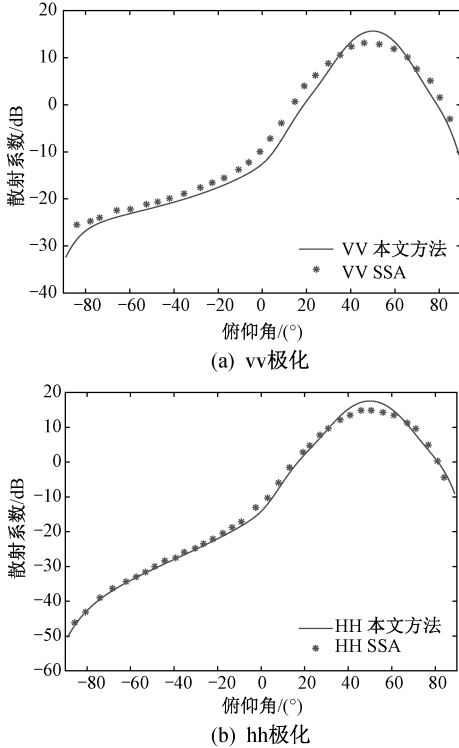


图 5 双站散射系数随俯仰角的变化

由图 5 可知,在散射俯仰角为  $50^\circ$  时,即镜像点左右,产生峰值,且本文方法的仿真曲线与 SSA 仿真曲线基本吻合,验证了本文提出的半确定性面元模型在海面双站散射系数计算中的准确性。

### 3 结论

本文研究了海面散射系数仿真建模方法,建

立了基于半确定性面元模型的海面电磁散射系数仿真模型,对典型海面的电磁散射系数进行了仿真,并与造波池测试数据和文献数据进行了对比,仿真结果验证了模型的正确性。

### 参考文献

- [1] ELFOUHAILY T, THOMPSON D R, VANDE-MARK D, et al. A new bistatic model for electromagnetic scattering from perfectly conducting random surface[J]. *Waves in Random Media*, 1999, 9(3): 281-294.
- [2] FUKS I M, VORONOVICH A G. Wave diffraction by rough interfaces in an arbitrary plane-layered medium[J]. *Waves in Random Media*, 2000, 10(2): 253-272.
- [3] WRIGHT J W. Backscattering from capillary waves with application to sea clutter[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1996, 14(6): 749-754.
- [4] FUKS I M. Wave diffraction by a rough boundary of an arbitrary plane-layered medium[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2001, 49(4): 630-639.
- [5] 陈晖. 动态海面及其上目标复合电磁散射与多普勒谱研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2012.
- [6] AMOLD B A, KHENCHAF A, MARTIN A. Bistatic radar imaging of the marine environment: part I theoretical background[J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2007, 45(11): 3372-3383.
- [7] AWADA A, AYARI M Y, KHENCHAF A, et al. Bistatic scattering from an anisotropic sea surface: numerical comparison between the first-order SSA and the TSM models[J]. *Waves in Random and Complex Media*, 2006, 16(3): 383-394.