

含泡沫面元模型的海面电磁散射研究*

范天奇[†] 郭立新 金健 孟肖

(西安电子科技大学物理与光电工程学院, 西安 710071)

(2014年4月11日收到; 2014年5月22日收到修改稿)

传统计算海面电磁散射的方法都是通过求集平均的方法来统计得到不同输入参数下海面总回波系数的均值曲线, 并不需要具体的几何样本. 随着合成孔径雷达以及雷达成像的发展, 为了充分描述海面各点的分布特征, 需要得到海面具体面元的散射结果, 同时随着海面上方风速的增大, 海面泡沫层的出现会对散射结果产生相当大的影响. 本文采用海面模型面元化的思想, 将海面散射的贡献面元化, 同时考虑泡沫层对大入射角下散射结果的影响, 计算了不同风速下海面的后向散射系数, 并与实测数据做对比分析, 验证了方法的准确性.

关键词: 电磁散射, 面元模型, 海面, 泡沫层

PACS: 41.20.-q, 42.25.Bs, 42.25.Dd

DOI: 10.7498/aps.63.214104

1 引言

随着雷达在科技和军事等领域的广泛应用, 海面电磁散射的研究越来越受到人们的重视, 海面电磁散射是粗糙面电磁散射的一种情况, 而处理粗糙面散射的主要方法主要分为数值方法和近似方法两大类. 基于数值方法的有矩量法、时域有限差分、有限元等^[1-4], 近似方法主要有基尔霍夫近似法(KA), 微扰法(SPM), 小斜率近似法, 双尺度法以及基于这些近似方法的改进方法^[5-11]. 因为数值方法难以满足如海面等电大尺寸目标的计算需求, 海面电磁散射一般采用高频近似方法. 传统的对海面电磁散射计算方法主要是对于不同输入参数的总反射系数的均值求解, 而不对具体的海面样本进行求解. 然而随着计算机和合成孔径雷达的快速发展以及对实时性目标探测的需求, 我们需要得到具体海面面元的散射贡献.

在风速较大的情况下, 波破碎时大量的空气被卷入水中, 从而在海面上表层形成泡沫层, 这层泡沫对海面的散射具有相当的影响, 尤其是在掠入射

的状态下. Droppleman 和 Rosenkranz 等^[12,13] 将海面上产生的泡沫用分层海面来近似计算, 即将海面看成是一层或多层的介质来计算. 梁玉等^[14] 首先通过 Mie 理论求解出单个粒子的散射结果, 继而通过边界条件利用双尺度方法计算了含泡沫海面的后向与双站散射结果. 目前常用的方法是将气泡和水滴抽象为具有不同散射特性的球形粒子, 利用辐射传输理论结合粗糙面散射理论得出含泡沫层的散射结果.

2 海面面元散射模型

2.1 Fuks 微扰解

如图 1 所示, 假设待研究的粗糙面 $\zeta(\mathbf{r})$ 的高度起伏均值为零, 且分布具有空间齐性. 另外, 不失一般应用情况, 假设上半空间为真空介质, 下半空间的相对介电常数为 ε . 根据 Fuks 等给出的微扰公式^[15], 考虑单位平面波 \hat{E}_i 沿 xoz 平面入射, 则容易写出对应的散射幅值

$$S_{pq}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) = \frac{k^2(1-\varepsilon)}{8\pi^2} F_{pq} \iint \zeta(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (1)$$

* 国家杰出青年科学基金(批准号: 61225002)和中央高校基本科研业务费(批准号: K50510070001)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: tianjiang112f@gmail.com

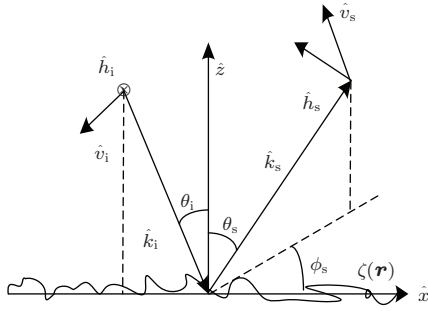


图1 粗糙表面的散射示意图

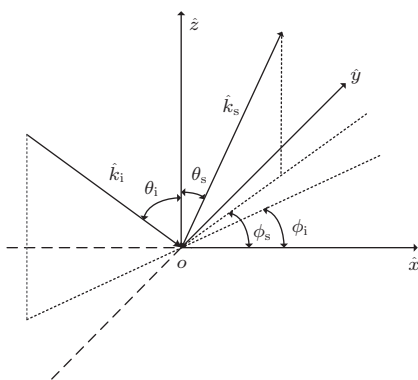
其中, \hat{k}_i 和 \hat{k}_s 分别为入射和散射方向单位矢量. $\mathbf{q} = k(\hat{k}_i - \hat{k}_s)$, k 为电磁波波数, F_{pq} 为极化因子, 下标 $p = h, v$ 表示散射波矢量的极化方式, $q = h, v$ 表示入射波矢量的极化方式 (h 表示水平极化, v 表示垂直极化). 极化因子可表示为

$$\begin{aligned}
 F_{vv} &= \frac{1}{\varepsilon} [1 + R_v(\theta_i)][1 + R_v(\theta_s)] \sin \theta_i \sin \theta_s \\
 &\quad - [1 - R_v(\theta_i)][1 - R_v(\theta_s)] \\
 &\quad \times \cos \theta_i \cos \theta_s \cos \varphi_s, \\
 F_{vh} &= [1 - R_v(\theta_i)][1 + R_h(\theta_s)] \cos \theta_i \sin \varphi_s, \\
 F_{hv} &= [1 + R_h(\theta_i)][1 - R_v(\theta_s)] \cos \theta_s \sin \varphi_s, \\
 F_{vh} &= [1 + R_h(\theta_i)][1 + R_h(\theta_s)] \cos \varphi_s, \quad (2)
 \end{aligned}$$

式中, $\theta_i, \theta_s, \varphi_s$ 分别表示入射角, 散射角和散射方位角. R_v, R_h 分别表示为两种极化下的菲涅耳反射系数.

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

$$\mathbf{E}_{pq}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) = 2\pi \frac{e^{ikR_0}}{iR_0} S_{pq}(\hat{k}_i, \hat{k}_s). \quad (3)$$



根据雷达散射系数的定义

$$\sigma_{pq}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) = \pi k^4 |\varepsilon - 1|^2 |F_{pq}|^2 S_c(\mathbf{q}), \quad (4)$$

其中, $S_c(\mathbf{q})$ 是微粗糙面的空间功率谱. \mathbf{q}_l 是 \mathbf{q} 在均值面 $z = 0$ 上的投影矢量.

2.2 任意倾斜粗糙面元的散射

从(1)式可以看出, Fuks 微扰面元模型十分简洁, 很适合双站散射系数的计算, 为方便将该微扰解形式应用到海面电磁散射的计算, 下面建立并给出适合计算任意倾斜的微粗糙面元微扰系数的公式, 设 $\{x_g, y_g, z_g\}$ 为全局指教坐标系. 在任意倾斜微粗糙均值面 o 上建立如下本地坐标系.

$$\begin{aligned}
 \hat{z}_l &= \hat{n}, \\
 \hat{y}_l &= \hat{n} \times \hat{k}_l / |\hat{n} \times \hat{k}_l|, \\
 \hat{x}_l &= \hat{y}_l \times \hat{z}_l, \quad (5)
 \end{aligned}$$

其中, $\hat{n} = (-Z_x \hat{x}_g - Z_y \hat{y}_g + \hat{z}_g) / \sqrt{1 + Z_x^2 + Z_y^2}$ 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 $(\theta_i, \theta_s, \varphi_i, \varphi_s)$ 和 $(\theta'_i, \theta'_s, \varphi'_i, \varphi'_s)$, 所对应的单位极化矢量分别用 $\{\hat{H}_i, \hat{V}_i, \hat{H}_s, \hat{V}_s\}$ 和 $\{\hat{h}_i, \hat{v}_i, \hat{h}_s, \hat{v}_s\}$ 表示, 则可以写出它们的关系为

$$\begin{aligned}
 \hat{H}_i &= (\hat{H}_i \cdot \hat{v}_i) \hat{v}_i + (\hat{H}_i \cdot \hat{h}_i) \hat{h}_i, \\
 \hat{V}_i &= (\hat{V}_i \cdot \hat{v}_i) \hat{v}_i + (\hat{V}_i \cdot \hat{h}_i) \hat{h}_i, \\
 \hat{H}_s &= (\hat{H}_s \cdot \hat{v}_s) \hat{v}_s + (\hat{H}_s \cdot \hat{h}_s) \hat{h}_s, \\
 \hat{V}_s &= (\hat{V}_s \cdot \hat{v}_s) \hat{v}_s + (\hat{V}_s \cdot \hat{h}_s) \hat{h}_s. \quad (6)
 \end{aligned}$$

假设用 \hat{F}_{PQ} 表示全局坐标系下的极化因子, 通过上面的关系式可以得到

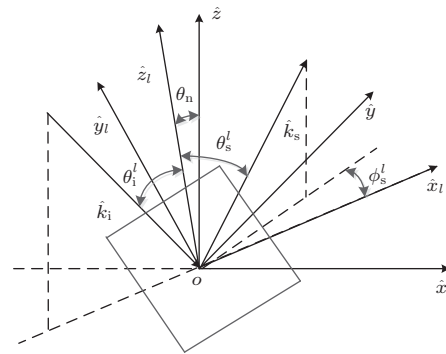


图2 全局坐标系与本地坐标系示意图

$$\begin{bmatrix} \tilde{F}_{VV} & \tilde{F}_{VH} \\ \tilde{F}_{HV} & \tilde{F}_{HH} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{V}_s \cdot \hat{v}_s & \hat{H}_s \cdot \hat{v}_s \\ \hat{V}_s \cdot \hat{h}_s & \hat{H}_s \cdot \hat{h}_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{VV} & F_{VH} \\ F_{HV} & F_{HH} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \hat{V}_i \cdot \hat{v}_i & \hat{V}_i \cdot \hat{h}_i \\ \hat{H}_i \cdot \hat{v}_i & \hat{H}_i \cdot \hat{h}_i \end{bmatrix}. \quad (7)$$

下标 H, V 分别表示散射和入射波在全局坐标系下的极化方式, 则可以写出任意倾斜微粗糙面元的散射系数为

$$\sigma_{PQ}^{\text{facet}}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) = \pi k^4 |\varepsilon - 1|^2 |\tilde{F}_{PQ}|^2 S_\xi(\mathbf{q}_l). \quad (8)$$

上式的计算过程中, 计算面元的散射贡献时, 只计算不被其他面元遮挡的面元, 当满足 $\hat{k}_l \cdot \hat{z}_l < 0$ 和 $\hat{k}_s \cdot \hat{z}_l > 0$ 时, 面元不被自身遮挡. 后面将判断其是否被其他面元遮挡.

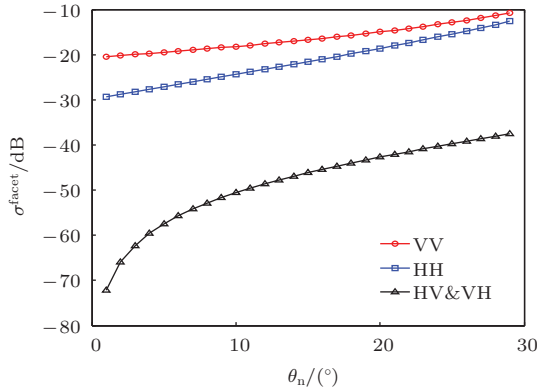


图3 (网刊彩色) φ_n 固定, 后向散射系数随 θ_n 的变化

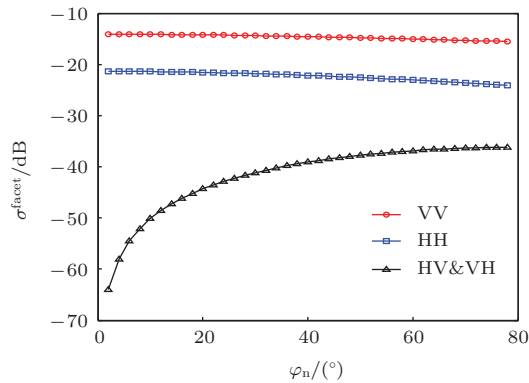


图4 (网刊彩色) θ_n 固定, 后向散射系数随 φ_n 的变化

设面元法向矢量 \hat{n} 在全局坐标系下的极坐标系表示为 (θ_n, φ_n) , 其中, θ_n 为 \hat{n} 与 \hat{z}_g 的夹角, φ_n 为 \hat{n} 在 $x_g o y_g$ 平面的投影到 \hat{x}_g 的夹角. 为了得到倾斜对微小面元的影响, 现给定频率为 10 GHz, 假设面元上的微起伏满足 5 m/s 风速下海面的毛细波结构, 即 (8) 式中的功率谱 S_ξ 选用 ELH 谱^[16] 中的

高频部分, 并选取截断频率为 $k/5$ (之后将讨论截断频率), 则我们可以计算出任意倾斜面元的散射系数. 设海准的相对介电常数为 $\varepsilon = (55.845, 37.713)$. 这里仅考虑后向散射系数, 取 $\theta_i = \theta_s = 50^\circ$, $\varphi = 0^\circ, \varphi_s = 180^\circ$, 并设定面元大小为 $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$, 我们可以得到图 3 和图 4 所示的微粗糙面元的散射系数随倾斜角 θ_n 和方位角 φ_n 的变化.

从图 3 和图 4 的对比可知, 当 φ_n 固定时, 随着 θ_n 的增大, 三种极化条件下的后向散射系数均随之增大. 当 θ_n 固定时, 随着 φ_n 的增大, 交叉极化随之增大, 而同极化相对保持平稳.

2.3 面元模型的 KA 部分与 SPM 部分

通过上面的计算, 我们得到了任意倾斜微粗糙面元的散射贡献. 假设二维风驱海面的大尺度轮廓可以用无数多个合适尺寸的小平面来表征, 那么每个小平面的均可按照海面的确定模拟样本的倾斜特征来调制. 假如忽略小面元之间的相互作用以及多次散射, 将所有小面元的散射贡献叠加起来, 即为总的散射贡献, 这样我们就得到了具体时刻的海面样本的海面回波.

单个面元的 SPM 散射贡献为

$$\sigma_{PQ}^{\text{facet}}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) = \pi k^4 |\varepsilon - 1|^2 |\tilde{F}_{PQ}|^2 S_\xi(\mathbf{q}_l), \quad (9)$$

其中 $S_\xi(\mathbf{q}_l)$ 为对回波有贡献的 Bragg 毛细波成分

$$S_\xi(\mathbf{q}_l) = \frac{1}{2} [S^{\text{capi}}(-\mathbf{q}_l) + S^{\text{capi}}(\mathbf{q}_l)]. \quad (10)$$

单个面元的 KA 散射贡献可以表示为

$$\begin{aligned} \sigma_{pq}^{\text{KAM}}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) \\ = \frac{\pi k^2 |\mathbf{q}|^2}{q_z^4} |\tilde{\mathbf{F}}_{pq}^{\text{KAM}}|^2 P(z_x^{\text{tan}}, z_y^{\text{tan}}), \end{aligned} \quad (11)$$

其中, $\mathbf{q} = k(\hat{k}_s - \hat{k}_i)$, k 为电磁波波数. z_x^{tan} 和 z_y^{tan} 为镜像点切平面的斜率, 可表示为

$$\begin{aligned} z_x^{\text{tan}} &= -q_x/q_z, \\ z_y^{\text{tan}} &= -q_y/q_z. \end{aligned} \quad (12)$$

这里引入截断波数 k_{cut} 来划分两种大小尺度不同的波谱, 即大尺度的重力波成分和小尺度的毛细波成分.

$$\begin{aligned} S^{\text{grav}}(\mathbf{k}) &= \begin{cases} 0, & |k| > k_{\text{cut}}, \\ S(\mathbf{k}), & |k| \leq k_{\text{cut}}, \end{cases} \\ S^{\text{capi}}(\mathbf{k}) &= \begin{cases} S(\mathbf{k}), & |k| > k_{\text{cut}}, \\ 0, & |k| \leq k_{\text{cut}}, \end{cases} \end{aligned} \quad (13)$$

其中 $S(\mathbf{k}) = \frac{1}{k} \Psi_E(k) \Phi_{LH}(k, \phi - \phi_w)$ 为前面所描述的二维 ELH 谱, ϕ_w 为风向角. 如果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 $A = L_x L_y$, 等间隔的离散点数为 M 和 N , 相邻两点间的距离分别为 Δx 和 Δy , 那么所有面元的散射面积的叠加起来, 即可得到总的散射系数

$$\begin{aligned} \sigma_{PQ}^{\text{total}}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) &= \frac{1}{A} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N [\sigma_{PQ,mn}^{\text{TSPM}}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) \Delta x \Delta y], \quad (14) \end{aligned}$$

其中 $\sigma_{PQ,mn}^{\text{TSPM}}(\hat{k}_i, \hat{k}_s)$ 为对应第 mn 个面元的散射贡献的归一化散射截面. 同时, 对于每一个倾斜面元, 在局部坐标下, 不仅存在漫散射分量, 在镜像区域还存在着镜像分量. 对于一个具体的二维海面散射问题, 如果将所有散射区域划分为镜像散射区和漫散射区, 那么具体到每个面元也相应被划分为对镜像散射有主要贡献的面元和对漫散射有主要贡献的面元. 则总的散射结果可表示为

$$\begin{aligned} \sigma_{PQ}^{\text{total}}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) &= \frac{1}{A} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \left\{ \left[\sigma_{PQ,mn}^{\text{KAM}}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) + \sigma_{PQ,mn}^{\text{TSPM}}(\hat{k}_i, \hat{k}_s) \right] \right. \\ &\quad \left. \times \Delta x \Delta y \right\}. \quad (15) \end{aligned}$$

2.4 截止波数的选取

计算风驱海面的电磁散射中, KA 模型适合计算大尺度的重力波而 SPM 模型适合计算小尺度的毛细波, 这两种模型的计算适用范围和适用条件都不相同, 而联系这两种尺度的参量即为截止波束 k_{cut} , 即利用 k_{cut} 来区分大尺度与小尺度, 当 $k < k_{\text{cut}}$ 时, 此时为大尺度的重力波为主要影响, 应用 KA 模型计算. 当 $k > k_{\text{cut}}$ 时, 这时为小尺度的张力波为主要影响, 因此用双尺度模型计算时, 如何合适的划分截止波束 k_{cut} 以区分大小不同尺度对计算结果的影响则为研究的重点.

图 5 和图 6 分别给出了在不同截止波数条件对 KA 和 SPM 部分的影响. 由图 5 可知, 随之截止波数的增大, KA 部分的同极化后向散射系数随之增大, 而在图 6 的 SPM 部分中, 随着截止波数的增大, SPM 部分的同极化后向散射系数开始随之减小, 而后随着入射角的增大, 截止波数对其影响开始减小, 之后影响可以忽略.

为了获取截断波数的值, 对每一个我们感兴趣的入射角度, 可以让复合表面模型的使用条件双双

成立的前提下具有相同的限定值, 由此来计算出针对特定散射问题的合适截断波数 k_c .

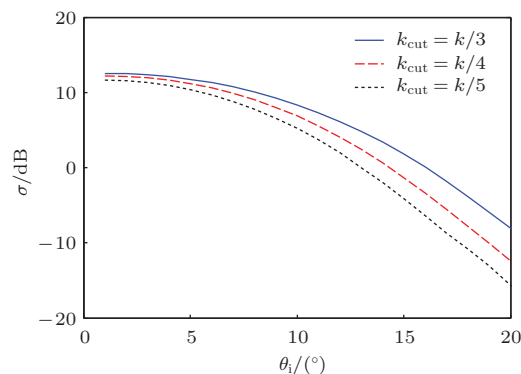


图 5 (网刊彩色) 不同截止波数对 KA 部分的影响

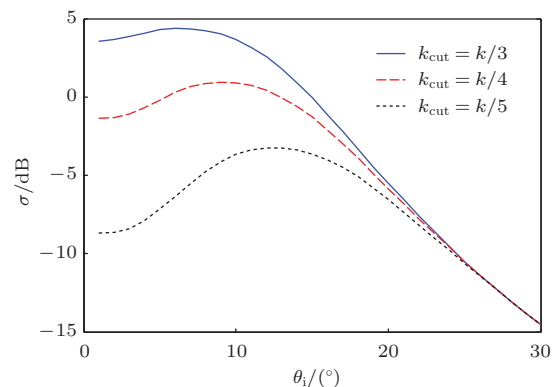


图 6 (网刊彩色) 不同截止波数对 SPM 部分的影响

复合表面模型中针对大尺度波分量模型的成立条件为

$$\frac{2\pi}{k_i} \sigma_c \ll 1, \quad k_i \delta_l > \frac{\sqrt{10}}{2 \cos(\theta_i)}, \quad (16)$$

式中, k_i 是入射电磁波数, θ_i 是入射角度, σ_c 是海面平均曲率的标准偏差, 且有

$$\sigma_c^2 = \int_0^{k_{\text{cut}}} k^4 S(k) dk. \quad (17)$$

$S(k)$ 为海谱函数, 根据不同的海谱, 可取不同的函数形式. δ_l 为大尺度波面的均方根高度

$$\delta_l^2 = \int_0^{k_{\text{cut}}} S(k) dk. \quad (18)$$

复合表面模型中, 小尺度波分量成立条件如下:

$$k_i \delta_s \cos(\theta_i) \ll 1. \quad (19)$$

δ_s 为小尺度波面的均方根高度

$$\delta_s^2 = \int_{k_{\text{cut}}}^{\infty} S(k) dk. \quad (20)$$

使(16), (19)式中 $\frac{2\pi}{k_i}\sigma_c$ 和 $k_i\delta_s \cos(\theta_i)$ 有相同的远小于1的限制值, 即

$$\frac{4\pi^2}{k_i^2} \int_0^{k_{cut}} k^4 S(k) dk = k_i^2 \cos^2(\theta_i) \int_{k_{cut}}^\infty S(k) dk. \quad (21)$$

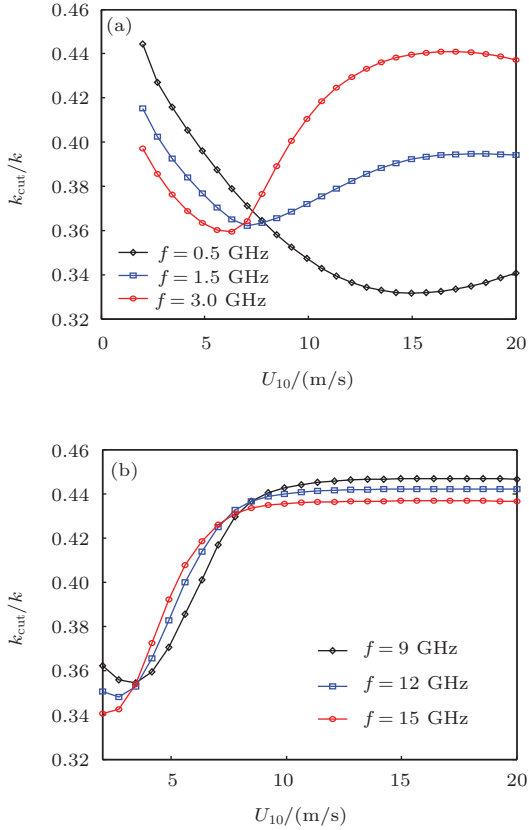


图7 (网刊彩色) 不同入射频率下, k_c/k_i 随风速的变化

图7给出了入射角为 10° 时, 参数 k_c/k_i 在不同频率下随风速的变化情况, 图7(a)选取了微波高频段的几个频率点, 分别为0.5 GHz, 1.5 GHz, 3.0 GHz, 对应P, L, S波段. 观察可以发现, 随着风速的增大, 截断波数与入射波数的比值均出现先减小, 后增大的趋势, 且频率越大, 极小值所对应的风速越小, 增长趋势越快凸显. 图7(b)选取了高频段的几个频点, 分别为9 GHz, 12 GHz, 15 GHz, 对应于X与Ku波段. 与图7(a)中规律类似, 截断波数和入射波数的比值也在低风速时有略微的下降, 之后一直呈上升趋势, 最后上升到平稳的阶段. Lemaire等也观察到类似现象. 从两图可以看出, 截断波数与入射波数无论如何变化, 均在0.3—0.5范围之内, 这也与Kim和Rodriguez等的研究结果一致. 为了验证基于(21)式得到的截断波数的有

效性, 我们将在不同散射条件下计算得到的 k_c 代入(16)和(19)式所示的分量模型成立条件中, 以此来检验模型的适用条件是否满足.

3 泡沫层的影响

随着海面上方风速的增加, 海面即开始出现白帽泡沫, 当风速达到25 m/s时, 海面上几乎三分之一将被泡沫覆盖, 因此当风速大于一定值时, 我们就需要考虑泡沫对海面散射的影响. Droppleman和Rosenkranz等将海面上产生的泡沫用分层海面来近似计算, 即将海面看成是一层或多层的介质来计算. 金亚秋等则采用矢量辐射传输理论, 首先通过Mie理论求解出单个粒子的散射结果, 继而通过边界条件利用双尺度方法计算了含泡沫海面的后向与双站散射结果. 下面将运用修正双尺度散射理论、Mie理论结合矢量传输理论计算泡沫覆盖下的海面电磁散射.

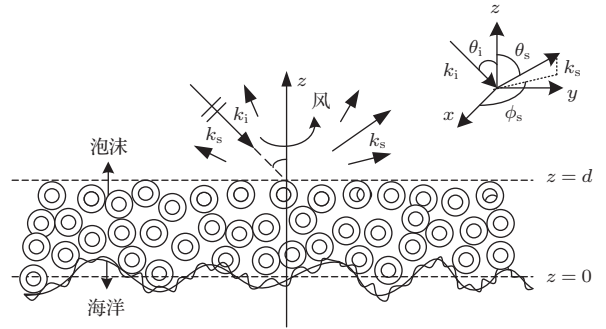


图8 含泡沫双尺度海面剖视图

如图8所示, 泡沫层中的矢量辐射传输方程可表示为

$$\begin{aligned} & \cos \theta_s \frac{d}{dz} \bar{I}(\theta_s, \varphi_s, z) \\ &= -\bar{K}_e(\theta_s, \varphi_s) \cdot \bar{I}(\theta_s, \varphi_s, z) + \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{\pi/2} d\theta' \\ & \quad \times \sin \theta_s \cdot \bar{P}(\theta_s, \varphi_s; \theta', \varphi') \bar{I}(\theta', \varphi', z) \\ & \quad + \bar{Q}(z, \theta_s, \varphi_s), \quad (22) \\ & -\cos \theta_s \frac{d}{dz} \bar{I}(\pi - \theta_s, \varphi_s, z) \\ &= -\bar{K}_e(\theta_s, \varphi_s) \cdot \bar{I}(\pi - \theta_s, \varphi_s, z) \\ & \quad + \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta_s \cdot \bar{P}(\pi - \theta_s, \varphi_s; \theta', \varphi') \\ & \quad \times \bar{I}(\theta', \varphi', z) + \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta_s \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \bar{P}(\pi - \theta_s, \varphi_s; \pi - \theta', \varphi') \cdot \bar{I}(\pi - \theta', \varphi', z) \\ & + \bar{Q}(z, \theta_s, \varphi_s), \end{aligned} \quad (23)$$

其中 $\bar{I}(\theta, \varphi, z)$ 是 4×1 柱矢量, 它包含缩减强度和漫射强度, \bar{K}_e 是消光矩阵. \bar{Q} 为海面下方的热发射源, 在主动矢量辐射传输理论中, 波从上方空气中入射, 故 $\bar{Q} = 0$. $\bar{P}(\theta, \varphi, \theta', \varphi')$ 是相矩阵, 它包括粒子之间多次散射的耦合关系, 由于泡沫粒子的尺寸小于雷达照射波长, 故泡沫粒子符合瑞利 (Rayleigh) 近似, 相矩阵可根据 Rayleigh 近似得出. 边界条件见文献 [14], 其中包含体现粒子与界面耦合作用的反射率矩阵和泡沫层厚 d . 利用常数变易法和边界条件, 解出微分积分辐射传输方程, 再运用迭代法求出各阶解, 便可得到 $I^{(0)}(\theta_s, \varphi_s, z = d)$, $I^{(1)}(\theta_s, \varphi_s, z = d)$, $I^{(0)}(\theta_s, \varphi_s, z = 0)$ 和 $I^{(1)}(\theta_s, \varphi_s, z = 0)$. 根据文献 [14], 含泡沫海面双站散射系数定义为

$$\sigma_{pq}(\theta_s, \varphi_s, \theta_i, \varphi_i) = \frac{4\pi \cos \theta_s I_p(\theta_s, \varphi_s)}{I_q(\theta_i, \varphi_i)}. \quad (24)$$

进而得到零阶和一阶散射系数, 将零阶、一阶散射场强和入射场强代入上式从而得到含泡沫海面零阶散射系数 $\sigma_{pq(a)}^{(0)}$ 和一阶散射系数 $\sigma_{pq(b)}^{(1)}$, $\sigma_{pq(c)}^{(1)}$, $\sigma_{pq(d)}^{(1)}$ 及 $\sigma_{pq(e)}^{(1)}$, 它们分别表示如下含泡沫海面散射过程:

(a) 仅经过粗糙海面的散射时

$$\begin{aligned} & \sigma_{pq(a)}^{(0)}(\theta_s, \varphi_s, \theta_i, \varphi_i) \\ & = \sigma_{pq} e^{-k_e d(1/\cos \theta_s + 1/\cos \theta_i)}. \end{aligned} \quad (25)$$

(b) 仅经过泡沫粒子的散射时

$$\begin{aligned} & \sigma_{pq(b)}^{(1)}(\theta_s, \varphi_s, \theta_i, \varphi_i) \\ & = \frac{4\pi}{k_e} \cos \theta_s \bar{P}_{pq}(\theta_s, \varphi_s, \pi - \theta_i, \varphi_i) \\ & \times (1 - e^{-k_e d(1/\cos \theta_i + 1/\cos \theta_s)}). \end{aligned} \quad (26)$$

(c) 先经过泡沫粒子的散射, 再经过粗糙海面的散射时

$$\begin{aligned} & \sigma_{pq(c)}^{(1)}(\theta_s, \varphi_s, \theta_i, \varphi_i) \\ & = \frac{4\pi}{k_e} \cos \theta_s \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' \\ & \times \sum_{l=v,h} \bar{P}_{pl}(\theta_s, \varphi_s; \theta', \varphi') \cdot \bar{R}_{lq}(\theta', \varphi'; \pi - \theta_i, \varphi_i) \\ & \times \frac{\cos \theta'}{\cos \theta_s - \cos \theta'} e^{-k_e d(1/\cos \theta' - 1/\cos \theta_s)}. \end{aligned} \quad (27)$$

(d) 先经过粗糙海面的散射, 再经过泡沫粒子的散射时

$$\begin{aligned} & \sigma_{pq(d)}^{(1)}(\theta_s, \varphi_s, \theta_i, \varphi_i) \\ & = \frac{4\pi}{k_e} \cos \theta_s \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' \\ & \times \sum_{l=v,h} \bar{R}_{pl}(\theta_s, \varphi_s; \pi - \theta', \varphi') \\ & \times \bar{P}_{mq}(\pi - \theta', \varphi'; \pi - \theta_i, \varphi_i) \\ & \times \frac{\cos \theta_i}{\cos \theta_i - \cos \theta'} e^{-k_e d(1/\cos \theta' - 1/\cos \theta_i)}. \end{aligned} \quad (28)$$

(e) 先经过粗糙海面的散射, 然后受到泡沫粒子的散射, 再经粗糙海面散射时

$$\begin{aligned} & \sigma_{pq(e)}^{(1)}(\theta_s, \varphi_s, \theta_i, \varphi_i) \\ & = \frac{4\pi}{k_e} \cos \theta_s \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' \\ & \times \sum_{l=v,h} \bar{R}_{pl}(\theta_s, \varphi_s; \pi - \theta', \varphi') \times \int_0^{\pi/2} d\theta'' \sin \theta'' \\ & \times \int_0^{2\pi} d\varphi'' \times \sum_{m=v,h} \bar{P}_{lm}(\pi - \theta', \varphi'; \theta'', \varphi'') \\ & \times \bar{R}_{mq}(\theta'', \varphi''; \theta_i, \varphi_i) \times \frac{\cos \theta''}{\cos \theta' + \cos \theta''} \\ & \times (1 - e^{-k_e d(1/\cos \theta' + 1/\cos \theta'')}) \\ & \times e^{-k_e d(1/\cos \theta_i + 1/\cos \theta_s)}. \end{aligned} \quad (29)$$

综合上述各过程, 可以得到泡沫覆盖区域的海面散射系数. 其中 K_e 是消光系数, σ_{pq} 为采用修正双尺度方法计算的无泡沫时的海面散射系数.

其各阶解表示的散射过程可如图 9 表示.

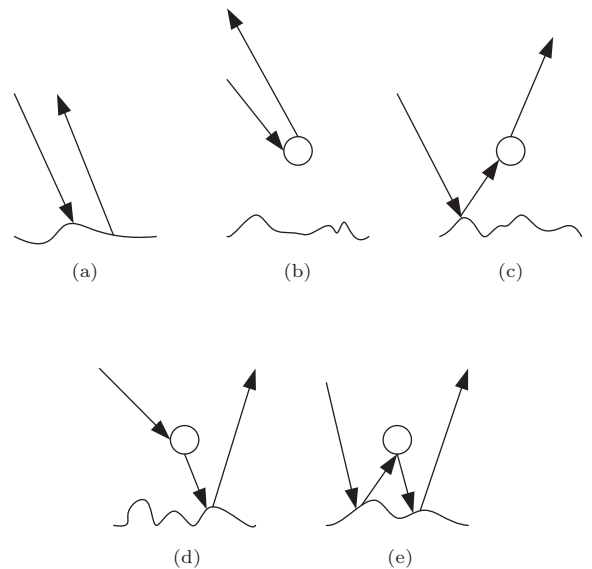


图 9 零阶解和一阶解的散射过程示意图

经简化后的零阶解和一阶解可表示为

$$\sigma_{pq}^0(\theta_i) = \sigma_{pq}(\theta_i) e^{-2k_e d \sec \theta_i}, \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{hh}^1(\theta_i) = & \frac{3}{4} \cos \theta_i \frac{k_s}{k_e} (1 - e^{-2k_e d \sec \theta_i}) \\ & + \frac{3}{4} \cos \theta_i \frac{k_s}{k_e} |R_{hh}|^4 \\ & \times e^{-2k_e d \sec \theta_i} (1 - e^{-2k_e d \sec \theta_i}), \quad (31) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{vv}^1(\theta_i) = & \frac{3}{4} \cos \theta_i \frac{k_s}{k_e} (1 - e^{-2k_e d \sec \theta_i}) \\ & + \frac{3}{4} \cos \theta_i \frac{k_s}{k_e} |R_{vv}|^2 \\ & \times e^{-2k_e d \sec \theta_i} (1 - e^{-2k_e d \sec \theta_i}). \quad (32) \end{aligned}$$

(31) 式, (32) 中 k_s, k_e 分别表示粒子的散射系数和消光系数, d 为泡沫层厚度, 量级为 cm, R_{hh}, R_{vv} 分别表示水平极化和垂直极化的菲涅尔反射系数.

4 计算结果与讨论

为了验证模型的有效性, 采用 SASS-II 水槽实测数据 [17] 与计算结果进行比较, 下图分别是海面上方 10 m 处风速为 5 m/s 和 10 m/s, 入射频率为

13.9 GHz, 计算海面模型为 128 m × 128 m, 海面的介电常数为 (55.845, 35.713), 风向角为 0° 下不同极化条件以及有无泡沫的情况下对应的后向散射系数.

传统的海面泡沫修正即算出泡沫覆盖率后用下式计算:

$$\begin{aligned} \sigma_{pq}(\theta_i, \varphi_i) = & C_w \sigma_{pq}^{\text{Foam}}(\theta_i, \varphi_i) \\ & + (1 - C_w) \sigma_{pq}^{\text{TSM}}(\theta_i, \varphi_i). \quad (33) \end{aligned}$$

当采用面元模型计算海面散射后, 我们能够更加精细的调节泡沫的分布, 即首先得到总的面元数 N , 这里计算面积 128 m × 128 m 的基于 Elfouhaily 谱的海面模型, x 方向和 y 方向间隔都取为 0.5 m, 故面元数为 256 × 256 × 2, 为之后通过计算得到的海面泡沫覆盖率得出泡沫面元数 $M = N \times C_w$, 之后将泡沫加入到保存的海面面元高度差较大的那些面元上, 即得到较精细的泡沫模型.

从图 10 和图 11 可以看出, 在入射角较小时, 在 5 m/s 的风速和 10 m/s 的风速下, 计算结果与实测结果均比较符合. 从图中还可以看出, 随着入射角的增大, HH 极化的计算结果在 60° 之后衰减增大,

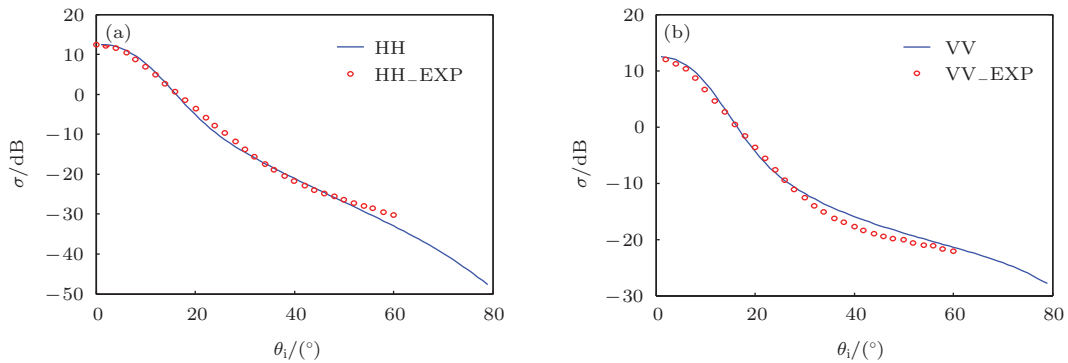


图 10 (网刊彩色) 风速分别为 5 m/s 时后向散射系数 HH 极化和 VV 极化与实测数据对比

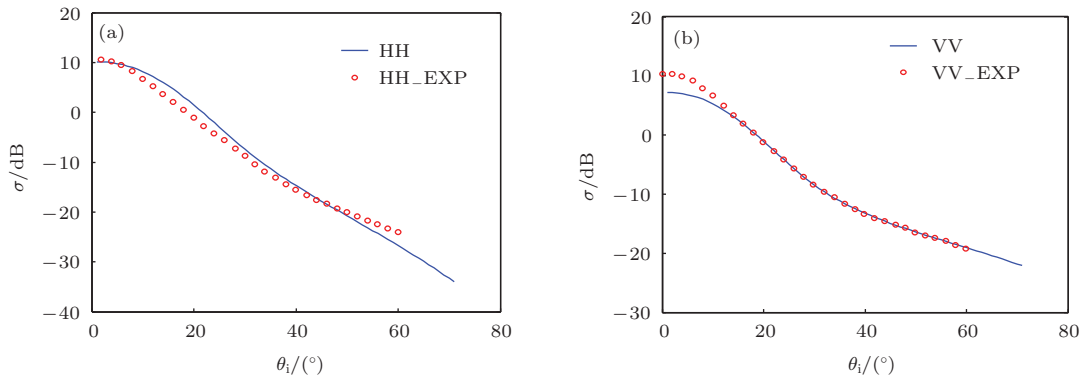


图 11 (网刊彩色) 风速分别为 10 m/s 时后向散射系数 HH 极化和 VV 极化与实测数据对比

而实测数据的衰减趋势却是逐渐减小. 对于VV极化而言, 其结果与HH极化相似, 根据前面的对泡沫的讨论, 加入泡沫的影响应该会对结果有所改善.

图12为不加海面泡沫和加入海面泡沫后HH极化和VV极化与实测数据的对比. 计算条件为海面上方风速为10 m/s, 泡沫为实心水粒子, 其相对介电常数为(12.83, 2.59), 对于HH极化, 加入泡沫后在大角度入射时, 其后向散射得到明显加强. VV则极化影响不大.

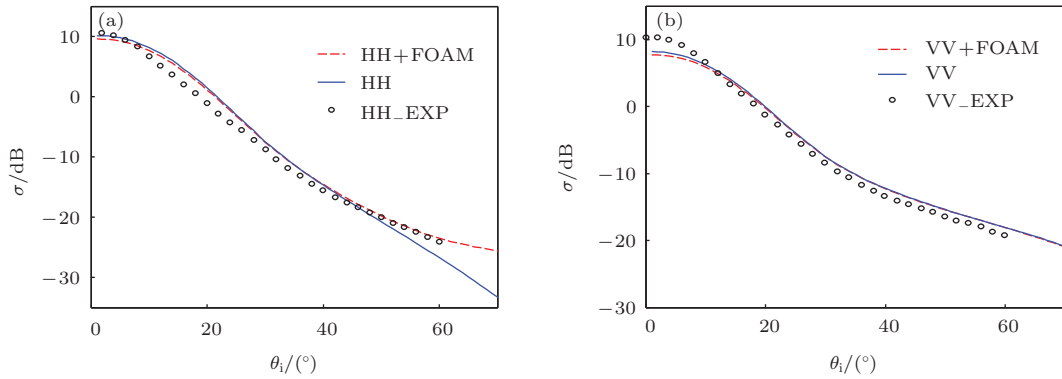


图12 (网刊彩色) 加入泡沫影响后对海面后向散射系数的变化

以下讨论不同入射角和不同极化状态下后向散射系数随入射方向与风向夹角的变化, 其中夹角为 0° 对应与逆风方向, 夹角为 90° 对应与侧风方向, 夹角为 180° 相当于顺风方向.

图13(a)为入射频率 $f = 1.5$ GHz, 海面上方10 m处风速为6.5 m/s, 擦地角为 20° (入射角为 70°)时海面的后向散射系数随方位角的变化, 图13(b)为入射频率 $f = 1.5$ GHz, 海面上方10 m处风速为6.5 m/s, 擦地角为 10° 时海面的后向散射系数随方位角的变化.

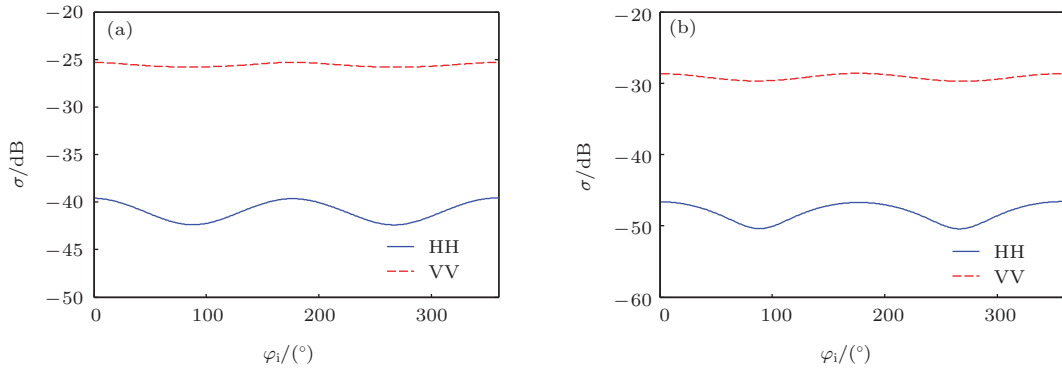


图13 (网刊彩色) 后向散射系数随不同擦地角和方位角的变化

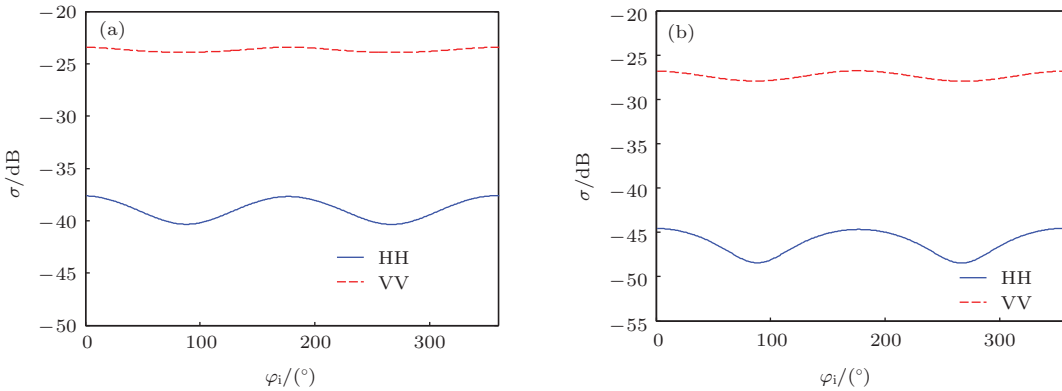


图14 (网刊彩色) 后向散射系数随不同擦地角和方位角的变化

图 14(a) 为入射频率 $f = 10$ GHz, 海面上方 10 m 处风速为 6.5 m/s, 擦地角为 20° 时海面的后向散射系数随方位角的变化, 图 14(b) 为入射频率 $f = 10$ GHz, 海面上方 10 m 处风速为 6.5 m/s, 擦地角为 10° 时海面的后向散射系数随方位角的变化. 从图中可以看出, VV 极化下的后向散射系数结果要大于 HH 极化结果; 与 VV 极化结果相比, HH 极化曲线随方位角有更大的起伏. 另外, 逆风和顺风时海面的粗糙度要大于侧风时的粗糙度. 同时需要指出的是由于受风的影响, 波峰总是顺着风向倾斜, 因而在顺风与逆风方向呈现不对称性, 而理论计算由于没有考虑到这种不对称性, 因而计算的结果在逆风和顺风时几乎没有差别.

5 结 论

本文结合 Fuks 微扰解给出了计算任意倾斜面元的散射计算公式, 讨论了面元不同倾角对后向散射系数的影响. 由于海面面元的散射不仅有漫散射分量, 同时也有镜像散射分量, 因此通过选取合适的截止波数来划分大小不同尺度的波, 结合微扰公式和基尔霍夫近似方法, 给出了面元模型的海面散射结果, 同时考虑泡沫层对散射结果的影响, 运用 Mie 散射理论和矢量辐射传输理论计算了面元覆盖泡沫模型的电磁散射, 并与实测数据进行了对比分析, 结果较为一致. 需要说明的是, 这里计算采用的海面时运用基于谱的傅里叶变换而得到的, 仅有

海面各点的高度值, 因此不包含如卷浪^[17]等特殊的海洋现象.

参考文献

- [1] Rao S, Wilton D, Glisson A 1982 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **30** 409
- [2] Lee S M, Weng Cho C, Moghaddam M, Nasir M A, Chuang S-L, Herrick R W, Balestra C L 1991 *Lightwave Technology, Journal* **9** 1471
- [3] Zhu X M, Ren X C, Guo L X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 054101 (in Chinese) [朱小敏, 任新成, 郭立新 2014 物理学报 **63** 054101]
- [4] Kane Y 1966 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14** 302
- [5] Holliday D 1987 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **35** 120
- [6] Sheppard C, Connolly T, Gu M 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1409
- [7] Voronovich A 1994 *Waves in Random Media* **4** 337
- [8] Johnson J T, Shin R T, Kong J A, Tsang L, Pak K 1998 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **36** 72
- [9] Nieto-Vesperinas M 1982 *J. Opt. Soc. Am.* **72** 539
- [10] Liu W, Guo L X, Wu Z S 2010 *Chin. Phys. B* **19** 074102
- [11] Luo W, Zhang M, Zhou P, Yin H C 2010 *Chin. Phys. B* **19** 379
- [12] Dippleman J D 1970 *J. Geophys. Res.* **75** 696
- [13] Rosenkranz P, Staelin D 1972 *J. Geophys. Res.* **77** 6528
- [14] Liang Y, Guo L X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6158 (in Chinese) [梁玉, 郭立新 2009 物理学报 **58** 6158]
- [15] Fuks I M 2001 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **49** 630
- [16] Elfouhaily T, Chapron B, Katsaros K, Vandemark D 1997 *J. Geophys. Res.* **102** 15781
- [17] Voronovich A G, Zavorotny V U 2001 *Waves in Random Media* **11** 247

Research on the facet model of electromagnetic scatterings from rough sea surface with foams*

Fan Tian-Qi[†] Guo Li-Xin Jin Jian Meng Xiao

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 11 April 2014; revised manuscript received 22 May 2014)

Abstract

The traditional method of calculating electromagnetic scatterings from the rough sea surface, which does not need a geometrical sample of sea surface, considers mainly the total scattering echoes by average assembling of different incident parameters. With the development of synthetic aperture radar and radar imaging, it is important to fully describe the sea surface at every point, and to obtain the result of electromagnetic scatterings from the facets of the rough sea surface. Meanwhile, with increasing wind speed above the sea surface, the influence of the sea foam layer on the scatterings will increase. In this paper, the facet-model is considered, and taking into account the impact of the foam layer on the scatterings at a large angle incidence, the backscattering coefficient is calculated for different wind speeds; and the result of numerical simulation is compared with the experimental data to verify the accuracy of our method.

Keywords: electromagnetic scattering, facet-model, sea surface, foam layer

PACS: 41.20.-q, 42.25.Bs, 42.25.Dd

DOI: [10.7498/aps.63.214104](https://doi.org/10.7498/aps.63.214104)

* Project supported by National Natural Science Funds for Distinguished Young Scholar (Grant No. 61225002), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. K50510070001).

[†] Corresponding author. E-mail: tianjiang112f@gmail.com