

粗糙海面及其上方导体目标复合电磁散射 的混合算法研究*

王 蕊† 郭立新 秦三团 吴振森

(西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

(2007 年 9 月 25 日收到, 2007 年 10 月 19 日收到修改稿)

利用基于电流计算的矩量法结合高频算法基尔霍夫近似的混合算法, 分析了一维 PM 谱粗糙海面及其上方二维无限长任意截面导体目标的双站复合电磁散射特性. 混合算法将粗糙面和目标分别划分到 KA 区域和 MOM 区域, 由于无需数值求解粗糙海面区域的表面极化电流, 该算法的运算时间和对计算机内存的需求主要取决于粗糙面上方目标的网格划分情况. 数值结果以无限长导体圆柱为例计算了其于一维下垫 PM 谱粗糙海面的复合双站散射截面, 并将计算结果与经典 MOM 结果进行了比对和验证, 结果表明混合方法具有较高的计算效率. 最后应用混合方法讨论了不同极化状态、海上不同风速以及目标不同尺寸和位置对复合散射截面的影响.

关键词: 粗糙海面, 电磁散射, 混合算法, 矩量法

PACC: 4110H, 4120

1. 引 言

目标与地、海背景的复合电磁散射研究在现代雷达探测、海洋遥感和目标隐身技术中有着重要的意义, 该研究一直是电磁散射领域较为复杂的课题. 在经典粗糙面与目标复合电磁散射的研究中, 粗糙面和目标散射往往是分开且孤立进行的, 目标和粗糙面的近场作用并未加以考虑. 事实证明, 电磁/光波入射时, 当粒子尺寸与粗糙度及波长相比拟时, 不能将目标的散射和粗糙面的散射割裂为两个孤立的问题来处理, 而应当将目标与粗糙面作为一个整体看待, 既要考虑目标与粗糙面各自独立的电磁/光散射, 又要考虑目标与粗糙面之间的相互耦合作用, 这种相互耦合作用的结果会产生耦合散射分量. 基于复合目标散射的重要意义和应用前景, 国内外目前越来越重视地、海面上方目标的复合电磁散射研究, 但该研究也属于起步阶段, 目前除几何绕射理论和物理光学等近似方法外^[1], 基于各种积分/微分方

程的电磁场数值方法^[2-5], 诸如 MOM, EFIE/MFIE/CFIE, FDTD, FEM/BEM, 以及基于这些数值算法的改进算法, 如基于矩量法(MOM)的快速迭代算法(MOMI)^[6]、多极子方法和基于有限元法的区域分解法^[7]等, 也被应用到求解粗糙背景及其目标的复合散射中, 并可以得到较精确的数值解. 近年来出现的高频算法与数值算法的混合算法, 利用了数值算法的精确性, 又结合高频近似在一定程度上克服了其耗时性. 我们曾引入互易性原理结合高频算法给出了目标与目标之间、粗糙面与其上方球形目标和平板目标复合电磁散射的混合方法^[8-10], 本文基于我们以往的工作基础, 应用基尔霍夫近似(KA)拓展了经典 MOM, 将这两种方法结合起来研究了一维 PM 海面与其上方二维任意形状截面导体目标的复合电磁散射问题. 结果表明, 在保证数值结果准确性的前提下, 较经典 MOM, 该混合方法具有更高的计算效率. 最后采用混合方法计算了海上圆柱目标的双站电磁散射, 讨论了不同极化状态、海上不同风速以及目标不同尺寸和位置对复合电磁散射结果的影响.

* 国家自然科学基金(批准号 60571058)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号 20070701010)资助的课题.

† E-mail: lxguo@mail.xidian.edu.cn

2. 粗糙海面与其上方目标的复合电磁散射分析

2.1. 粗糙海面模型

在此应用 Monte Carlo(线性滤波法)模拟生成海面轮廓. 假设要产生的一维粗糙海面长度为 L , 等间隔离散点数为 $N+1$, 相邻两点间的距离为 Δx , $L = N\Delta x$, 则海面上每一点 $x_n = n\Delta x$ ($n = 1, \dots, N$) 处的高度为^[11]

$$f(x_n) = \frac{1}{L} \sum_{j=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} F(K_j) \exp(jK_j x_n), \quad (1)$$

$f(x_n)$ 即为所构造的海面轮廓. 式中, 对 $j \geq 0$ 有

$$F(K_j) = \sqrt{2\pi L W(K_j)} \times \begin{cases} [N(0,1) + iN(0,1)]\sqrt{2} \\ j \neq 0, N/2, \\ N(0,1) \quad j = 0, N/2, \end{cases} \quad (2)$$

PM 谱函数 $W(K_j)$ 的表达式为^[11]

$$W(K_j) = \begin{cases} \frac{\alpha}{4|K_j|^3} \exp\left(-\frac{\beta g^2}{K_j^2 U_{19.5}^4}\right) & K_j \geq 0, \\ 0 & K_j < 0, \end{cases} \quad (3)$$

其中 $\alpha = 8.10 \times 10^{-3}$, $\beta = 0.74$, $U_{19.5}$ 为海面上方 19.5 m 高度处的风速, g 为重力加速度, 对 $j < 0$, $F(K_j) = F(K_{-j})^*$, $F(K_{-j})^*$ 表示取 $F(K_{-j})$ 共轭, $K_j = 2\pi j/L$, $N(0,1)$ 是服从均值为 0, 方差为 1 的 Gauss 分布随机数. 在具体计算 (1) 式时通常是利用快速 Fourier 变换来实现的.

2.2. MOM 求解粗糙面及其上方目标的复合散射

混合方法主要基于传统 MOM, 在此首先给出 MOM 用于求解粗糙面及其上方目标的复合电磁散射的基本原理. 考虑入射波 $\psi_{in}(\mathbf{r})$ 照射到一维粗糙面及其上方目标上, 自由空间总的波函数 $\psi(\mathbf{r})$ 满足^[12]

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_{in}(\mathbf{r}) + \psi_s(\mathbf{r}), \quad (4)$$

其中 $\psi_s(\mathbf{r})$ 表示散射波. $\psi(\mathbf{r})$ 满足如下波动方程:

$$(\nabla^2 + k^2)\psi = 0. \quad (5)$$

将研究空间以粗糙面为界化分为上、下两个区域, 分别标记为 V_0 和 V_1 , 利用第二标量格林定理可以得到

$$\iint_{V_0} d\mathbf{u} [\psi(\mathbf{r}) \nabla^2 g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \nabla^2 \psi(\mathbf{r})]$$

$$= - \int_s d\mathbf{s} \hat{\mathbf{n}} \cdot [\psi(\mathbf{r}) \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \nabla \psi(\mathbf{r})] + \int_{s_\infty} d\mathbf{s} \hat{\mathbf{n}} \cdot [\psi(\mathbf{r}) \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \nabla \psi(\mathbf{r})], \quad (6)$$

其中 $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 为二维格林函数, 满足如下方程:

$$(\nabla^2 + k^2)g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (7)$$

将 (5) 和 (7) 两式代入 (6) 式后可得

$$\int_{V_0} d\mathbf{u} [\psi(\mathbf{r}) \nabla^2 g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}) + g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') k^2 \psi(\mathbf{r})] = - \int_{V_0} d\mathbf{v} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}), \quad (8)$$

对于不同积分区域 V_0 和 V_1 , 有

$$- \int_{V_0} d\mathbf{v} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}) = \begin{cases} -\psi(\mathbf{r}') & \mathbf{r}' \in V_0, \\ 0 & \mathbf{r}' \in V_1. \end{cases} \quad (9)$$

将 (8) 和 (9) 两式代入 (6) 式后可得

$$\psi_{in}(\mathbf{r}) + \int_s d\mathbf{s}' \hat{\mathbf{n}} \cdot [\psi(\mathbf{r}') \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \nabla \psi(\mathbf{r}')] = \begin{cases} \psi(\mathbf{r}') & \mathbf{r} \in V_0, \\ 0 & \mathbf{r} \in V_1, \end{cases} \quad (10)$$

其中 \mathbf{r} (场点) 和 \mathbf{r}' (源点) 分别代表 V_0 空间任意一点和导体边界上的点, $\psi(\mathbf{r})$ 为 V_0 空间任意一点的总场. 考虑 HH 极化波入射, 此时 $\psi(\mathbf{r})$ 即为电场 $E(\mathbf{r})$. 利用 Dirichlet 边界条件 $E(\mathbf{r}') = 0$, 代入 (10) 式后有

$$E_{in}(\mathbf{r}) - \int_s d\mathbf{s}' g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla E(\mathbf{r}') = E(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in V_0. \quad (11)$$

对于一维导体粗糙面及其上方二维目标的复合散射模型, 上式可以改写为

$$E_{in}(\mathbf{r}) - \int_{C_s} dC_s g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla E(\mathbf{r}') - \int_{C_0} dC_0 g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla E(\mathbf{r}') = E(\mathbf{r}), \quad (12)$$

其中 C_s 代表粗糙面表面轮廓, C_0 代表目标轮廓.

当 \mathbf{r} 位于导体目标表面时 (12) 式可以改写为

$$E_{in}(\mathbf{r}_0) = \int_{C_s} g(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_s) \hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla E(\mathbf{r}'_s) dC_s + \int_{C_0} g(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_0) \hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla E(\mathbf{r}'_0) dC_0, \quad (13)$$

其中 \mathbf{r}_0 和 \mathbf{r}_s 分别代表目标和粗糙面上的点.

当 \mathbf{r} 位于导体粗糙表面时 (12) 式可以改写为

$$E_{in}(r_s) = \int_{C_s} g(r_s, r'_s) \hat{n} \cdot \nabla E(r'_s) dC_s + \int_{C_0} g(r_s, r'_0) \hat{n} \cdot \nabla E(r'_0) dC_0. \quad (14)$$

将(13)和(14)式两边分别相加后可得

$$\begin{aligned} & E_{in}(r_0) + E_{in}(r_s) \\ &= \int_{C_s} g(r_0, r'_s) \hat{n} \cdot \nabla E(r'_s) dC_s \\ &+ \int_{C_0} g(r_0, r'_0) \hat{n} \cdot \nabla E(r'_0) dC_0 \\ &+ \int_{C_s} g(r_s, r'_s) \hat{n} \cdot \nabla E(r'_s) dC_s \\ &+ \int_{C_0} g(r_s, r'_0) \hat{n} \cdot \nabla E(r'_0) dC_0. \quad (15) \end{aligned}$$

上式是一维导体粗糙面及其上方目标的复合电场积分方程(EFIE),可以简写为

$$\begin{aligned} & E_{in, \text{tan}}(r) + E_{s, \text{tan}}(r) \\ &= E_{in, \text{tan}}(r) - \int_s g(r, r') \hat{n} \cdot \nabla E(r') ds \\ &= E(r) = 0, \quad (16) \end{aligned}$$

其中 r, r' 分别代表目标及粗糙表面上的任意点.

采用 Galerkin 法求解上式可得到目标及粗糙表面的感应电流分布.(15)式表明利用 MOM 求解粗糙海面及其目标的复合电磁散射得到的阻抗矩阵大小完全取决于目标表面轮廓 C_s 及粗糙表面轮廓 C_0 采样点的多少,因此对于大尺度粗糙表面,应用传统 MOM 就较困难.鉴于此,本文提出了一种混合方法用于求解一维粗糙面与其上方目标的复合电磁散射问题,该混合方法在考虑了目标与粗糙面所有耦合散射的基础上,仅在目标表面建立 EFIE 进行求解,很大程度上提高了计算效率,克服了传统 MOM 的耗时性.

2.3. 混合法求解粗糙面及其目标复合散射的理论

如图 1 所示,粗糙海面及其目标的复合散射模

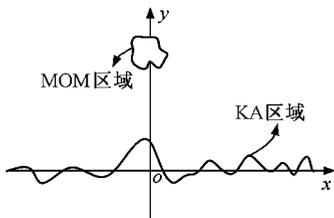


图 1 粗糙面及其上方目标复合散射区域划分

型被划分为 MOM 区域和 KA 区域,原则上,这种划分是任意的,但鉴于目标较粗糙面尺寸小的多,为了尽量减少计算量,一般将目标划分到 MOM 区域,而将粗糙面划分到 KA 区域.假定目标(MOM 区域)表面轮廓被划分为 N 段,粗糙表面轮廓被划分为 K 段.

目标表面感应电流 J^{MOM} 及粗糙面上感应电流 J^{KA} 分别用脉冲基函数 f_n 和 f_k 展开为

$$J^{\text{MOM}} = \sum_{n=1}^N \alpha_n f_n, \quad J^{\text{KA}} = \sum_{k=1}^K \beta_k f_k, \quad (17)$$

其中 α_n 和 β_n 为电流展开系数.自由空间中的散射场可用感应电流表示为

$$E_s = L^e(J), \quad H_s = L^h(J), \quad (18)$$

其中 L^e 和 L^h 分别为电场和磁场算子,其定义如下^[13]:

$$L^e(J) = -j\omega\mu \int_{\Gamma} \left(\bar{I} + \frac{\nabla\nabla}{k^2} \right) g(\rho, \rho') \mathcal{J}(\rho') ds' \quad (19)$$

$$L^h(J) = P.V. \int_{\Gamma} \mathcal{J}(\rho') \times \nabla' g(\rho, \rho') ds', \quad (20)$$

其中 $g(\rho, \rho') = \frac{1}{4j} H_0^{(2)}(k|\rho - \rho'|)$ 为二维空间格林函数, $P.V.$ 表示取该式等号右边柯西积分的主值^[14].对于大尺度导体粗糙面而言,由 KA 近似可得

$$\begin{aligned} E_{s, \text{tan}}(r) &= -j\omega\mu \int_{s_r} \left(\bar{I} + \frac{\nabla\nabla}{k^2} \right) g(\rho, \rho') \\ &\quad \times (2\hat{n} \times H_{in}(r)) dC'. \quad (21) \end{aligned}$$

将(18)和(19)式结合(21)式可得到粗糙表面感应电流表达式

$$J^{\text{KA}}(r) = 2\hat{n} \times H_{in}(r). \quad (22)$$

考虑到 MOM 区域目标的存在,结合(17)和(18)式(22)式可改写为

$$\begin{aligned} J^{\text{KA}}(r) &= 2\hat{n} \times H_{in}(r) \\ &\quad + 2\hat{n} \times L^h \left(\sum_n \alpha_n f_n \right), \quad (23) \end{aligned}$$

其中 \hat{n} 代表粗糙海面轮廓法向.(23)式右边第一项是入射波直接照射粗糙海面产生的 KA 电流,在文献[14]中 KA 电流仅由 H_{in} 决定(不存在目标),但在此必须考虑粗糙海面上方目标的存在.由(17)和(23)式可得

$$\begin{aligned} \beta_k &= \left[2\hat{n} \times H_{in}(r_k) \cdot \hat{z} \right. \\ &\quad \left. + 2\hat{n} \times L^h \left(\sum_n \alpha_n f_n \right) \cdot \hat{z} \right], \quad (24) \end{aligned}$$

将 β_k 代入(17)式可得

$$J^{KA} = \sum_{k=1}^K \left[2\hat{n} \times \mathbf{H}_{in}(\mathbf{r}_k) \cdot \hat{z} + 2\hat{n} \times \sum_n \alpha_n \mathbf{L}^h(\mathbf{f}_n) \cdot \hat{z} \right] \mathbf{f}_k, \quad (25)$$

同时应用(16)式的 EFIE 可以得到

$$\mathbf{E}_{in,z} + \mathbf{E}_{s,z} = \mathbf{E}_{in,z} + \hat{z} \cdot \mathbf{L}^e(\mathbf{J}^{MOM}) + \hat{z} \cdot \mathbf{L}^e(\mathbf{J}^{KA}) = 0, \quad (26)$$

此时两种不同的耦合机理同时体现在 KA 区域和 MOM 区域:一方面, MOM 区域对 KA 区域的作用体现在(23)式 KA 电流的表述上;另一方面(26)式又表明在 MOM 区域应用 EFIE 时也考虑了 KA 区域电流对其的贡献.将(17)和(25)式代入(26)式可得

$$\begin{aligned} & \hat{z} \cdot \mathbf{L}^e \left(\sum_{n=1}^N \alpha_n \mathbf{f}_n \right) \\ & + \hat{z} \cdot \mathbf{L}^e \left(\sum_{k=1}^K \left[2\hat{n} \times \mathbf{H}_{in}(\mathbf{r}_k) \cdot \hat{z} + 2\hat{n} \times \sum_n \alpha_n \mathbf{L}^h(\mathbf{f}_n) \cdot \hat{z} \right] \mathbf{f}_k \right) = -E_{in,z}, \quad (27) \end{aligned}$$

交换上式中 k, n 次序得

$$\begin{aligned} & \sum_n \alpha_n \hat{z} \cdot \left[\mathbf{L}^e(\mathbf{f}_n) + 2\hat{n} \times \mathbf{L}^h(\mathbf{f}_n) \sum_{k=1}^K \hat{z} \cdot \mathbf{L}^e(\mathbf{f}_k) \right] \\ & = -E_{in,z} - \sum_{k=1}^K \hat{z} \cdot [2\hat{n} \times \mathbf{H}_{in}(\mathbf{r}_k) \cdot \hat{z} \mathbf{L}^e(\mathbf{f}_k)]. \quad (28) \end{aligned}$$

同理,对于 VV 极化应用 MEIE 可以得到(限于篇幅,不再给出详细推导)

$$\begin{aligned} & \hat{z} \cdot \mathbf{L}^h(\mathbf{J}^{KA}) + \hat{z} \cdot \mathbf{L}^h(\mathbf{J}^{MOM}) \\ & + \mathbf{J}^{MOM} + \mathbf{J}^{KA} = -H_{in,z}, \quad (29) \end{aligned}$$

即

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^N \alpha_n \hat{z} \cdot \left[\mathbf{L}^h(\mathbf{f}_n) + 2\hat{n} \times \mathbf{L}^h(\mathbf{f}_n) \sum_{k=1}^K \hat{z} \cdot \mathbf{L}^h(\mathbf{f}_k) \right] \\ & - \sum_{n=1}^N \alpha_n \mathbf{f}_n = -H_{in,z} \\ & - \sum_{k=1}^K \hat{z} \cdot [2\hat{n} \times \mathbf{H}_{in}(\mathbf{r}_k) \cdot \hat{z} \mathbf{L}^h(\mathbf{f}_k)]. \quad (30) \end{aligned}$$

应用 Galerkin 法求解(28)和(30)式可得到目标上的表面感应电流 \mathbf{J}^{MOM} 的展开系数 α_n , 将其代入(24)式可求出粗糙表面感应电流 \mathbf{J}^{KA} 的展开系数 β_k . 应用 Stratton-Chu 公式即可求得远区散射场^[15]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^s &= j\omega\mu \left(\bar{\mathbf{I}} + \frac{1}{k^2} \nabla \nabla \right) \\ & \times \iint_S \frac{\exp(jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \mathbf{J} ds'. \quad (31) \end{aligned}$$

(28)和(30)式表明,混合法在用于计算粗糙面与其上方目标复合电磁散射问题时,所得到的 EFIE/MFIE 中阻抗矩阵的大小主要取决于目标表面轮廓的采样点数 N 的大小,与粗糙表面轮廓采样点数无关,所以可以用于计算大尺度粗糙面与其上方目标的复合散射问题,这是该混合法较经典 MOM 求解复合散射问题的差异所在.

本文混合方法可以从物理思想上做进一步解释:它是在考虑粗糙面作用的前提下对经典 MOM 中的阻抗矩阵和电压矩阵元素进行数值上的修正而得到新的阻抗矩阵和电压矩阵,如(28)式可以改写为

$$\begin{aligned} & \hat{z} \cdot \mathbf{L}^e \left(\sum_{n=1}^N \alpha_n \mathbf{f}_n \right) \\ & + \hat{z} \cdot \mathbf{L}^e \left(\sum_{k=1}^K \left[2\hat{n} \times \sum_n \alpha_n \mathbf{L}^h(\mathbf{f}_n) \cdot \hat{z} \right] \mathbf{f}_k \right) \\ & = -E_{in,z} - \sum_{k=1}^K 2\hat{n} \times \mathbf{H}_{in}(\mathbf{r}_k) \cdot \mathbf{L}^e(\mathbf{f}_k), \quad (32) \end{aligned}$$

上式左边第一项即是传统 MOM 中的阻抗矩阵 \mathbf{Z}_{mn} , 左边第二项是对原阻抗矩阵 \mathbf{Z}_{mn} 的附加修正项,记为 \mathbf{Z}_{mn}^G , 它可以理解为第 n 个实际源经过某一物理过程 G (由于粗糙面的存在)到达第 m 个检验电荷而产生的附加阻抗项,所以混合法中新的阻抗矩阵 \mathbf{Z}' 可以写为

$$\mathbf{Z}' = [\mathbf{Z}_{mn} + \mathbf{Z}_{mn}^G], \quad (33)$$

同理,混合法中的新的电压矩阵可以表示为

$$\mathbf{V}' = [\mathbf{V}_{mn} + \mathbf{V}_{mn}^G], \quad (34)$$

其中 \mathbf{V}_{mn}^G 是入射波经过某一物理过程 G (由于粗糙面的存在)到达第 m 个检验电荷,从而在原电压矩阵 \mathbf{V}_{mn} 处产生的附加电压项.物理过程 G 可以理解为目标与粗糙面相互作用的一系列复杂的物理过程,其中包含了目标与粗糙背景所有耦合作用,因此混合法求解得到的感应电流 \mathbf{J}^{MOM} 和 \mathbf{J}^{KA} 既考虑了入射波直接作用又考虑了目标与粗糙背景之间所有耦合作用,从基本理论上保证了该混合算法的精确性.结合(33)和(34)式可得混合方法中的 EFIE,即

$$[\mathbf{Z}_{mn} + \mathbf{Z}_{mn}^G] \alpha_n = [\mathbf{V}_{mn} + \mathbf{V}_{mn}^G], \quad (35)$$

上式左边第一、二项 \mathbf{Z}_{mn} 和 \mathbf{Z}_{mn}^G 分别对应(32)式左边的第一、二项;右边的第一、二项也分别对应(32)式右边的第一、二项.

3. 数值计算结果与分析

如图 2 所示,为了尽量减少数值计算中粗糙面

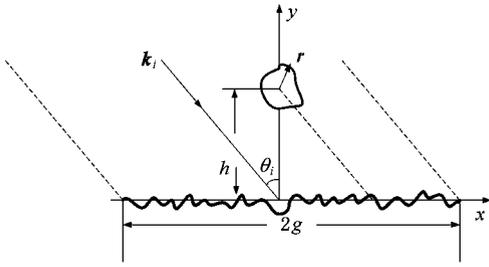


图2 锥形波入射示意图

的人为截断所引起的边缘效应,一般选取具有一定宽度的锥形波代替平面波入射^[12]:

$$E^{\text{in}}(\mathbf{r}) = \exp(-jk_i(x \sin \theta_i - y \cos \theta_i)) \times (1 + u(\mathbf{r})) \exp\left(-\left(\frac{x + y \tan \theta_i}{g}\right)^2\right) \quad (36)$$

其中

$$u(\mathbf{r}) = \frac{\left[2\left(\frac{x + y \tan \theta_i}{g}\right)^2 - 1\right]}{(kg \cos \theta_i)^2}, \quad (37)$$

其中 g 为锥形波因子, θ_i 为入射角, 入射波矢 $\mathbf{k}_i = k(\hat{x} \sin \theta_i - \hat{y} \cos \theta_i)$ 。

对于 PM 粗糙海面而言,锥形波因子及粗糙海面长度 L 的选取首先需要满足波动方程、相关长度及能量截断的要求^[16]:

$$g > \frac{6}{\cos \theta_i^{1.5}}, \quad (38)$$

$$L > 15l_c \approx 3.8U_{19.5}^2 \text{ 且 } L \geq 4g, \quad (39)$$

其中 l_c 是随机海面的相关长度,同时锥形波的宽度 g 要保证图 2 中目标上有足够的入射波照射,有

$$g = 4 \left[\frac{r}{\cos \theta_i} + h \tan \theta_i \right]. \quad (40)$$

另外,粗糙海面长度 L 的选取还必须充分考虑

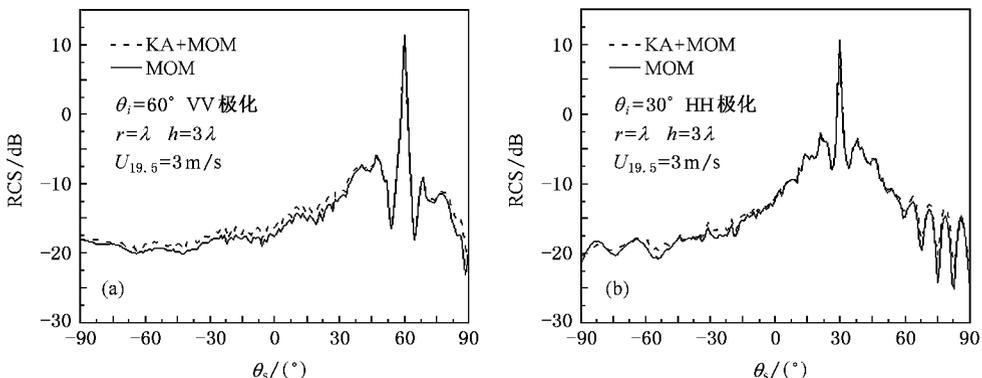
目标与其下垫粗糙海面的相互作用,一般需满足^[17]:

$$L \geq 2 \left[\frac{r}{\cos \theta_{s,m}} + h \tan \theta_{s,m} \right], \quad (41)$$

其中 $\theta_{s,m}$ 是最大散射角, r 是目标最大尺寸, h 是目标中心距离粗糙海面的高度。

在上述理论基础上,以下以粗糙海面上方放置无限长圆柱目标为例,给出了本文混合法用于计算该复合散射模型的相关数值结果.计算过程中海面表面轮廓及目标尺寸均以波长为单位.为了验证本文混合法求解粗糙海面及其上方目标复合散射的可靠性及高效性,图 3 和图 4 分别应用经典 MOM 和本文混合法计算了不同极化状态、不同风速下一维 PM 谱粗糙海面及其上方圆柱目标的双站散射截面(RCS)的结果,其中圆柱目标半径均为 λ ,距离粗糙海面高度为 3λ .图 3(a)和(b)中海面风速 3 m/s,入射角分别为 60° 和 30° .图 4(a)和(b)海面风速 7 m/s,入射角分别为 20° 和 50° .通过比较可以发现,无论风速大小,不同极化状态和不同入射角下两种方法求解的复合散射截面结果吻合较好,从而验证了本文提出的混合法用于求解粗糙海面及其上方目标复合电磁散射问题的可行性。

需要说明的是混合法比 MOM 计算所用时间要少得多.由于利用数值方法在求解 PM 谱粗糙海面及其上方目标的复合散射中,粗糙面长度的选取与目标尺寸、位置、海面风速及入射角、最大散射角等参数均有关^[11,12],所以数值计算中粗糙面长度并不取固定值,就图 3(a)而言,粗糙海面长度取为 240λ ,1 个波长被划分为 10 个网格点,目标表面均被划分为 48 个网格,若使用的 PC 机内存为 1 G, CPU 主频 1.4 GHz, MOM 计算单个双站散射曲线样

图3 $U_{19.5} = 3$ m/s 时不同极化状态下混合法与 MOM 结果比较

本所用时间为 750 s 左右,而应用本文方法所用时间仅为 15 s 左右,是 MOM 所用时间的 2% 左右;而就

镜向散射,同样存在明显的镜向峰值.观察整个散射截面角分布可以看出,在大部分散射角范围内,加目

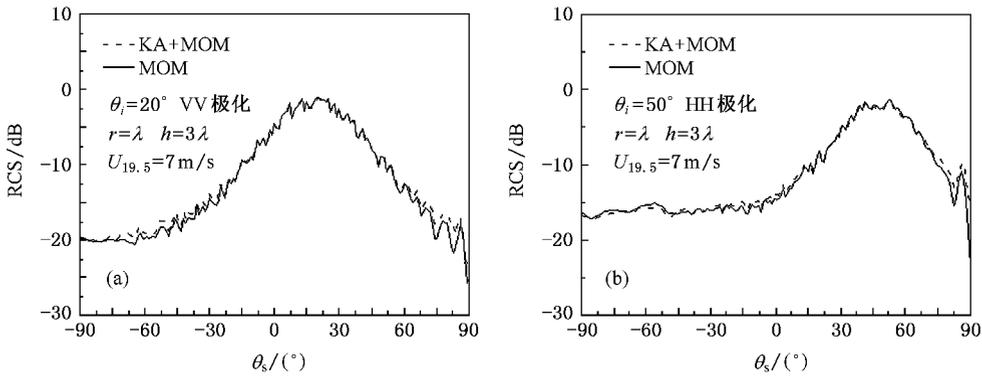


图 4 $U_{19.5} = 7.5 \text{ m/s}$ 时不同极化状态下混合法与 MOM 结果比较

图 4(a)而言,粗糙海面长为 160λ ,1 个波长被划分为 10 个网格点,使用同样的 PC 机,MOM 所用的时间为 269 s 左右,而应用本文方法所用时间仅为 15 s 左右,大概为 MOM 所用时间的 4% 左右.由此可以看出粗糙面尺度越大,本文混合方法优势越明显,原因主要在于混合算法只需数值求解目标表面的积分方程,与粗糙面长度关系不大,这是混合法与传统 MOM 计算复合散射问题的主要差异.

标后的复合散射截面幅值要比单纯粗糙面散射截面幅值大得多,尤其在非镜向方向.主要原因是加目标后,出现了目标与粗糙海面的相互耦合,导致复合散射中非相干散射分量增强,所以在偏离镜向方向,复合散射截面幅值明显高于单纯粗糙面散射截面幅值.另外,从图 5 中还可以发现,粗糙海面及其上方圆柱目标的复合散射截面随着圆柱目标半径的增大而增大,这主要是因为随着圆柱目标半径的增大,海面与圆柱目标之间的耦合面积也随之增大,耦合散射增强,导致复合散射截面增大,此时镜向方向相关散射变得越来越不明显.

图 5 利用混合方法计算了 VV 极化状态时不同入射角下单纯粗糙海面双站散射截面与粗糙海面及其上方目标复合散射截面角分布的比较,其中图 5(a)和(b)入射角分别取为 30° 和 60° ,海面风速均为 3 m/s,圆柱目标中心距离粗糙面高度 $h = 10\lambda$,圆柱目标半径变化范围是 $r = 0.5\lambda - 5\lambda$.从图 5 中可以看出,无论入射角的大小,当风速为 3 m/s 时,粗糙海面起伏不大,接近于平静海面,其相干散射分量比较明显,单纯粗糙海面的双站散射镜向均有明显的峰值,当加目标后,粗糙面和圆柱目标均存在较强的

图 6 利用混合方法计算了 VV 极化状态,不同风速下粗糙海面及其上方目标复合散射截面随着圆柱中心高度的变化情况,其中入射角均为 60° .图 6(a)中圆柱目标半径为 3λ ,粗糙海面风速为 3 m/s,图 6(b)中圆柱目标半径为 5λ ,海面风速为 5 m/s.同样可以发现无论目标大小,在大部分散射角范围内,加目标后的复合散射截面幅值要比单纯粗糙面散射

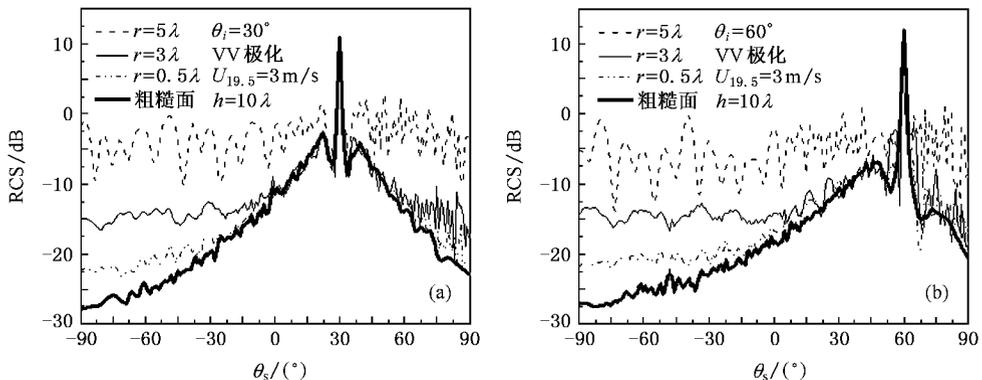


图 5 不同入射角下粗糙海面及其上方圆柱双站 RCS 随圆柱半径的变化

截面幅值大,并且随着圆柱目标中心距离粗糙面高度的增大,复合散射截面随之减小,这主要是因为圆柱目标距离粗糙面高度越大,它们之间的耦合面积就越小,耦合散射越弱,导致复合散射截面幅值越小;另外对比图 6(a)和图 6(b)还可以发现,随着圆柱高度的增大,图 6(b)中复合散射截面的变化较图

6(a)明显,这主要由于图 6(a)中圆柱目标半径较小(3λ),它与粗糙海面的耦合面积也就较小,所以高度变化对耦合散射的影响较弱,进而对复合散射影响也就不大;而当圆柱目标半径较大时(5λ),它与粗糙海面的耦合面积增大,复合散射结果对目标高度的变化就越“敏感”。

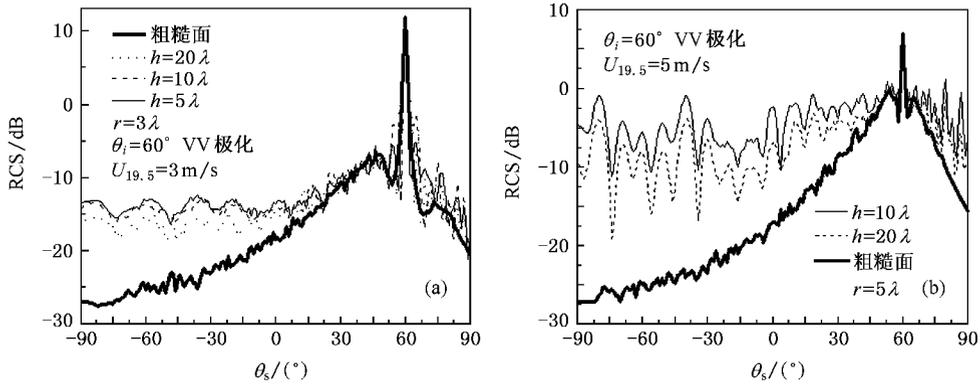


图 6 不同风速下粗糙海面及其上方圆柱双站 RCS 随圆柱中心高度的变化

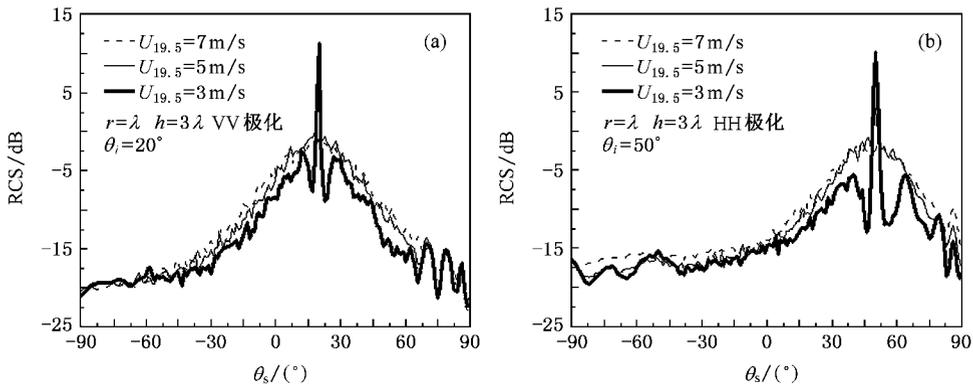


图 7 不同极化状态下粗糙海面及其上方圆柱双站 RCS 随风速的变化

图 7 利用本文所给混合方法计算了不同风速下粗糙海面及其上方目标复合散射的双站散射截面,其中圆柱目标半径均为 λ ,中心距离粗糙面高度为 $h = 3\lambda$,图 7(a)中入射角为 20° (VV 极化),而图 7(b)中入射角为 50° (HH 极化).从图 7 中可以看出当风速较小时,镜向部分有明显的尖峰,这主要是因为风速较小(3 m/s)时的粗糙海面近乎平静海面,其相干散射分量较为明显,镜向散射方向有明显峰值,随着风速的增大,粗糙海面高度起伏也随之增大,其非相干散射分量比重增强,镜向峰值逐渐消失.另外,无论入射角大小,除镜向部分的散射角范围内,复合散射截面幅值随着风速的增大而增大,这主要也是因

为粗糙海面的粗糙程度随着风速的增大而增大,导致目标与粗糙面的非相干耦合散射增强,复合散射幅值也随之增大。

4. 结 论

本文利用基于电流计算的矩量法结合高频基尔霍夫近似的混合算法分析了一维 PM 谱粗糙海面及其上方二维无限长任意截面导体目标的双站复合散射特性,该方法无需对粗糙海面进行数值积分,节省了大量计算机内存,与经典 MOM 相比,在保证数值计算结果可靠性的前提下,具有更高的计算效率.数值结果以二维无限长导体圆柱为例计算了其在一维

下垫 PM 谱粗糙海面的复合双站散射截面,讨论了不同极化状态、海上不同风速以及目标不同尺寸和位置对复合散射截面的影响.当然本研究还局限于将混合方法应用于一维导体粗糙海面及其上方目标

的复合散射中,对于大粗糙度海面和更为实际的介质粗糙海面上极化电磁流的获得及其上方目标电磁散射研究还未进行,有关理论和计算结果还有待于实验验证.

- [1] Perez J ,Catedra M F 1994 *IEEE Trans . Antennas Propag .* **42** 1404
- [2] Pino M R ,Obelleiro F ,Rodriguez J L ,Landesa L ,Burkholder R J 2000 *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium* **4** 2340
- [3] Colak D ,Burkholder R J ,Newman E H 2007 *Microwave and Opt . Tech . Lett .* **49** 241
- [4] Ling L ,He J Q ,Liu Z J ,Dong X ,Carin L 2003 *IEEE Trans . Antennas Propag .* **51** 810
- [5] Pekel U ,Mittra R ,Ngai E ,Wells T ,Cohen A 1995 *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium* **3** 1468
- [6] Richmond J H 1966 *IEEE Trans . Antennas Propag .* **14** 782
- [7] Liu P ,Jin Y Q 2004 *IEEE Trans . Geosci . Remote Sensing* **42** 950
- [8] Wang Y H ,Guo L X ,Wu Q 2006 *Chin . Phys .* **15** 1755
- [9] Guo L X ,Kim C Y 2002 *Microwave and Opt . Tech . Lett .* **33** 142
- [10] Guo L X ,Wang Y H ,Wu Z S 2005 *Acta Phys . Sin .* **54** 5130 (in Chinese)[郭立新、王运华、吴振森 2005 物理学报 **54** 5130]
- [11] Toporkov J V ,Brown G 2000 *IEEE Trans . Geosci . Remote Sensing .* **38** 1616
- [12] Tsang L ,Kong J A ,Ding K H 2001 *Scattering of Electromagnetic Waves* chap. 4 (New York : John Wiley & Sons . Inc)
- [13] Jakobus U ,Landstorfer F M 1995 *IEEE Trans . Antennas Propag .* **43** 162
- [14] Medgyesi-Mitschang L N ,Putnam J M 1994 *ACES Conf . , Monterey , CA* **2** 267
- [15] Wang M G 1994 *Geometrical Theory of Diffraction* (Xi 'an : Xi 'Dian University Press)
- [16] Ye H X ,Jin Y Q 2005 *IEEE Trans . Antennas Propagat .* **53** 1234
- [17] Johnson J T 2002 *IEEE Trans . Antennas Propagat .* **50** 1361

Hybrid method for investigation of electromagnetic scattering interaction between the conducting target and rough sea surface^{*}

Wang Rui[†] Guo Li-Xin Qin San-Tuan Wu Zhen-Sen

(School of Science ,Xidian University ,Xi 'an 710071 ,China)

(Received 25 September 2007 ; revised manuscript received 19 October 2007)

Abstract

A current based hybrid method combining the MOM with the Kirchhoff approximation for analysis of scattering interaction between a two-dimensional infinitely long conducting target with arbitrary cross section and a 1-D rough sea surface with PM spectrum is proposed. The electromagnetic scattering region in the hybrid method is split into KA region and MOM region , respectively. The computational time of the hybrid method mainly depends on the number of unknowns of the target due to the induced current on the rough sea surface does not need to be calculated. The composite bistatic scattering cross section for the infinitely long cylinder above the rough sea surface with PM spectrum is calculated ,the numerical results are compared and verified with those obtained by the conventional MOM ,which shows the high efficiency of the hybrid method. Finally ,the influence of the windspeed ,the size and location of the target on the bistatic scattering cross section with different polarizations is discussed in detail.

Keywords : rough sea surface , electromagnetic scattering , hybrid method , method of moment

PACC : 4110H , 4120

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60571058) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20070701010).

[†] E-mail : lxguo@mail.xidian.edu.cn