

随机粗糙面上目标散射差值计算的 快速互耦迭代方法

叶红霞, 金亚秋

(复旦大学波散射与遥感信息国家教育部重点实验室, 上海 200433)

摘 要: 用粗糙面上方有目标和无目标时空间散射场的差值计算的雷达散射截面, 称为差场雷达散射截面. 本文推导 TE 波入射下电场积分方程(EFIE), 直接求解散射差场. 本文提出目标与粗糙面之间的互耦迭代的计算方法, 散射场纳入了目标与粗糙面之间复杂的相互作用, 给出了迭代过程中纳入的粗糙面长度的选择. 用 Monte Carlo 方法, 计算了 P-M 谱粗糙海面上方二维圆柱和方柱的散射, 说明目标的几何结构对散射方向图的影响.

关键词: 目标与粗糙面; 双站差场散射截面; 迭代数值计算

中图分类号: O441.4, O451 文献标识码: A 文章编号: 0372-2112(2006)06-1074-06

Fast Iterative Approach to Bistatic Scattering of the Electromagnetic Difference Fields from the Target Above a Randomly Rough Surface

YE Hong-xia, JIN Ya-qiu

(Key Laboratory of Wave Scattering and Remote Sensing Information (Ministry of Education), Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract: The difference field RCS (Δ RCS) has been defined to analyze the scattering from the target above a rough surface. In this paper, the electric field integral equations (EFIE) of the difference induced current on the rough surface and the induced current on the target are derived. An iterative approach is developed to solving the two EFIEs and scattering from both the target and underlying surface. How to choose the illuminated length of the rough surface for numerical iterations is discussed. Using the Monte Carlo method to realize the ocean like rough surface, bistatic scatterings from the target, e. g. a cylinder or a square column, above a P-M (Piercer-Morkowitz spectrum) rough oceanic surface are numerically simulated for TE tapered wave incidence. Difference bistatic scattering of a square column above rough surface shows multi peaks in different directions related to the spatial orientation and geometry of the square column.

Key words: target and rough surface, bistatic difference scattering, iterations and numerical simulation

1 引言

粗糙面散射在光学、电磁学与声学等领域有着十分重要的研究与应用^[1,2]. 在风驱粗糙海面上的雷达监测、海面上低飞目标识别与制导截获技术, 以及浅层地下目标勘探等领域, 需要考虑目标在半空间环境中, 尤其是在粗糙分界面形成的半空间环境中的散射特性和识别特征. 粗糙分界面上方或下方目标的电磁散射计算必须充分考虑目标与粗糙面之间复杂的相互作用.

在单独粗糙面的散射计算中, 由于粗糙面是一种分布式的面散射目标, 常引入归一化的微分散射截面^[3] (即单位

长度或单位面积的散射强度) 来分析粗糙面的平均散射特性. 然而, 如果粗糙面环境中引入有限尺寸的孤立体散射目标, 那么, 通常所定义的总雷达散射截面和微分散射截面必然与数值计算中引入的锥形入射波 (Tapered Wave) 的照明宽度 (也就是纳入散射计算的粗糙面长度) 有关. 为消除这种数值上的不确定性, Johnson^[4] 提出了差场雷达散射截面的概念, 即分别计算粗糙面上有目标和无目标两种情况下空间各点的散射场, 用两种情况下散射场的差值所计算的散射截面称为差场雷达散射截面, 它实现了目标自身的体散射以及目标与粗糙面之间的相互作用. 由于扣除了粗糙面自身的散射, 差场雷达散射截面与入射锥形波的

收稿日期: 2005-06-01; 修回日期: 2005-11-25

基金项目: 国家重点基础研究项目 (No. 2001CB309401-5); 国家自然科学基金 (No. 60571050)

照明宽度无关。

本文推导了有无目标两种情况下空间散射场差值 E_{sd} 与粗糙面上感应电流差值 J_{sd} 的电场积分方程 (EFIE), 提出了该积分方程的快速互耦迭代方法, 讨论了在有目标存在时计算中如何选择粗糙面有限长度的问题, 能十分有效地数值计算体-面组合散射。

结合 Monte-Carlo 方法, 迭代计算了 P-M 谱粗糙海面上方二维圆柱和方柱的差场雷达散射截面。数值结果表明电磁波在目标与粗糙面之间的角度性漫散射, 及其与目标、粗糙面各特征参数的关系。

2 理论和方法

为消除数值计算中粗糙面的有限截断引起的边缘效应, 常用锥形波 (Tapered Wave) 代替平面波入射^[5], 并且只要入射锥形波足够宽, 数值计算中粗糙面有足够长, 以粗糙面长度归一化的微分散射截面就有一个确定值, 与锥形波的照明宽度无关^[6]。然而, 如果粗糙面环境中纳入孤立的有限尺寸的散射目标, 那么, 目标大小与粗糙面有限截断长度的尺度比较对数值计算有很大的影响。当入射锥形波照射的粗糙面很宽时, 总雷达散射截面中将是粗糙面的散射占主导作用; 如果入射波的照射宽度缩短, 粗糙面的散射贡献将减小, 目标体散射被突现出来^[4]。而微分散射界面是总散射界面对入射波宽度的归一化。因此, 在目标和粗糙面的联合散射计算中, 总雷达散射截面和微分散射截面都与粗糙面的照明宽度密切相关。为消除这种与照射宽度的关系, Johnson^[4]提出用有目标时面-体组合的散射场 E_{s1} 减去无目标时粗糙面的面散射场 E_{s0} , 得到凸现目标体散射的差场 E_{sd} , 由此计算的散射截面叫差场雷达散射截面 q_d , 它包含了目标自身的体散射以及目标与粗糙面之间的相互作用。由于扣除了粗糙面自身的面散射, q_d 与入射锥形波的照射宽度无关。

考虑图 1 所示的二维粗糙面上方柱状目标 (其轴位于 \hat{y} 方向) 的散射, 目标的最大半径为 r , 位于粗糙面上方 h 高度。TE 极化的平面电磁波沿 $k_i = \hat{x} \sin \theta_i - \hat{z} \cos \theta_i$ 方向入射, 入射电场只有 \hat{y} 方向分量。入射锥形波 $E_T(\mathbf{r})$ 写为^[9]

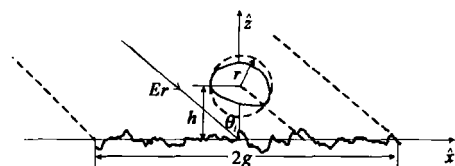


图 1 粗糙面上目标散射模型

$$E_T(\mathbf{r}) = \exp[-jk(x \sin \theta_i - z \cos \theta_i) \cdot (1 + w(\mathbf{r}))] \cdot \exp\left[-\frac{(x + z \tan \theta_i)^2}{g^2}\right] \quad (1)$$

$$w(\mathbf{r}) = \frac{2 \frac{(x + z \tan \theta_i)^2}{g^2} - 1}{(kg \cos \theta_i)^2} \quad (2)$$

其中 k 是自由空间的波数, g 是锥形波的宽度因子。

由于图 1 中二维粗糙面和目标都是理想导体, 它们上面的感应电流以及空间任意一点的散射场都只有 \hat{y} 分量, 电场积分方程 (EFIE) 可简化成标量形式。粗糙面上方有目标 $E_{s1}(\mathbf{r})$ 时空间的散射场可表示为^[7]

$$E_{s1}(\mathbf{r}) = -jk \eta \int_C J_o(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' - jk \eta \int_S J_{s1}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (3)$$

这里 J_o 和 J_{s1} 分别表示目标和粗糙面上的感应电流, $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -jH_0^{(2)}(k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)/4$ 表示自由空间的 2 维标量 Green 函数, 积分 $d\mathbf{r}'$ 是在横截面内沿目标和粗糙表面的线积分, η 是自由空间的波阻抗。根据理想导体表面切向电场为零的边界条件, 可得到 J_o 和 J_{s1} 满足的 EFIE 为^[7]

$$0 = E_T(\mathbf{r}) - jk \eta \int_C J_o(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' - jk \eta \int_S J_{s1}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in C \quad (4)$$

$$0 = E_T(\mathbf{r}) - jk \eta \int_C J_o(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' - jk \eta \int_S J_{s1}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in S \quad (5)$$

如果粗糙面上方不存在目标 (只有粗糙面散射), 在相同的锥形波 $E_T(\mathbf{r})$ 入射下, 空间各点的面散射场 $E_{s0}(\mathbf{r})$ 为

$$E_{s0}(\mathbf{r}) = -jk \eta \int_S J_{s0}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (6)$$

这里 J_{s0} 是无目标时粗糙面上的感应电流, 它满足如下的 EFIE:

$$0 = E_T(\mathbf{r}) - jk \eta \int_S J_{s0}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in S \quad (7)$$

根据 Johnson^[4], 空间的散射场的差值 E_{sd} 表示为

$$\begin{aligned} E_{sd}(\mathbf{r}) &= E_{s1}(\mathbf{r}) - E_{s0}(\mathbf{r}) \\ &= -jk \eta \int_C J_o(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' - jk \eta \int_S [J_{s1}(\mathbf{r}') - J_{s0}(\mathbf{r}')] \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\ &= -jk \eta \int_C J_o(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' - jk \eta \int_S J_{sd}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \end{aligned} \quad (8)$$

$$J_{sd}(\mathbf{r}') = J_{s1}(\mathbf{r}') - J_{s0}(\mathbf{r}') \quad (9)$$

上式中的差值电流 J_{sd} 表示当粗糙面上方引入目标时粗糙面上感应电流的增值。在 Johnson^[4]的方法中, 在有目标两种情况下入射锥形波的宽度以及粗糙面的长度必需对应相同, 锥形波的宽度需保证图 1 中目标上有足够的入射场。若锥形波的宽度参数取值为

$$g = 4 \left(\frac{r}{\cos \theta_i} + h \tan \theta_i \right) \quad (10)$$

其中 r 为目标外接圆的半径 (参见图 1 中虚线)。将式 (10) 代入式 (1), 可以计算得到目标表面的最小照射强度与锥形波中心强度的比值为

$$I_r \geq \exp[-(1/4)^2] \approx 0.94 \quad (11)$$

现在, 我们从上面的方程中推导出一组新的方程, 将

式(9)代入方程(4)和(5),并定义

$$E_0(\mathbf{r}) = E_T(\mathbf{r}) - jk\eta \int_S J_{s0}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (12)$$

它表示粗糙面上方无目标时空间的总场.可以得到

$$0 = E_0(\mathbf{r}) - jk\eta \int_C J_o(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' - jk\eta \int_S J_{sd}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in C \quad (13)$$

$$0 = E_0(\mathbf{r}) - jk\eta \int_C J_o(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' - jk\eta \int_S J_{sd}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in S \quad (14)$$

由式(7)可知, $E_0(\mathbf{r})|_{r \in S} = 0$, 式(14)可进一步简化成

$$0 = -jk\eta \int_C J_o(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' - jk\eta \int_S J_{sd}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in S \quad (15)$$

这样我们得到了两个新的式(13)和(15),由此可求解 J_{sd} 和 J_o , 从而可以由式(8)直接计算差场 E_{sd} , 而无须分别求解 E_{s1} 和 E_{s0} .

现在考虑用迭代方法来求解(13)和(15)两个方程.当迭代次数为 n 时,可得到下面两个方程

$$jk\eta \int_C J_o^{(n)}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' = E_0(\mathbf{r}') - jk\eta \int_S J_{sd}^{(n-1)}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in C \quad (16)$$

$$jk\eta \int_S J_{sd}^{(n)}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' = -jk\eta \int_C J_o^{(n-1)}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in S \quad (17)$$

这里先假设式(16)中的 $E_0(\mathbf{r})$ 为已知量.迭代过程如下:先用上一步求得的感应电流 $J_o^{(n-1)}$ 和 $J_{sd}^{(n-1)}$ 更新两个方程式(16)和(17)右边的激励项,然后分别求解这两个 EFIE,得到新的感应电流 $J_o^{(n)}$ 和 $J_{sd}^{(n)}$, 并进行下一步迭代.其中对式(16)用共轭梯度法(CG)求解,对式(17)用前后向方法(FBM)求解.迭代过程从 $J_o^{(0)} = J_{sd}^{(0)} = 0$ 开始.通过多次迭代,更新激励场来考虑目标与粗糙面之间的相互作用,直至两者上的感应电流都收敛到指定的精度为止.

由感应电流 J_o 和 J_{sd} , 根据式(9)可直接求解散射差场 E_{sd} , 从而得到差场雷达散射截面 $\sigma_d(\theta_s, \theta_i)$ 为

$$\sigma_d(\theta_s, \theta_i) = \lim_{R \rightarrow \infty} pR |E_{sd}(\mathbf{r}, \theta_s)|^2 \quad (18)$$

其中 R 表示远场区的观察点到坐标原点的距离.由于目标和粗糙面的散射场只存在于上半空间 180° 的角度范围内,上面散射截面的表达式(18)中的系数取为 pR .由于扣除了粗糙面自身的面散射,差场雷达散射截面与入射锥形波的照明宽度 g 无关.

在迭代求解之前,需要预先计算式(16)中(即目标表面 $\mathbf{r} \in C$) $E_0(\mathbf{r})$ 的值,其表达式如式(12)所示,它由两项组成,其中第一项为目标所在位置 \mathbf{r} 处的锥形入射波,当锥形入射波的宽度 g 足够大时,可等效成具有相同等相位面的平面波,即

$$E_T(\mathbf{r}) = \exp[-jk(x \sin \theta_i - z \cos \theta_i)] \quad (19)$$

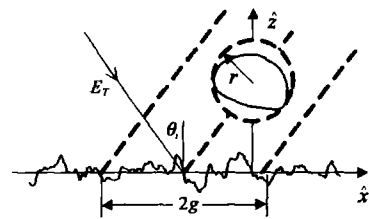


图2 $E_{s0}(\mathbf{r})$ 主要来自对准目标的镜面方向上的一小块粗糙面 $2g$

式(12)的第二项是目标不存在时粗糙面在锥形波照射下的散射场 $E_{s0}(\mathbf{r})$. 在粗糙面不是非常大时(P-M谱海面风速小于 10m/s), $E_{s0}(\mathbf{r})$ 通常在镜面方向最强(比其他方向高一至二个量级)^[6], 因此目标所在位置处 $E_{s0}(\mathbf{r})$ 主要来自于对准目标的镜面方向上的一小块粗糙面的贡献.如图2所示,设入射锥形波的宽度为 g , 中心位于 $(-h \tan \theta_i, 0)$. 为保证与式(19)相同的相位变化(即坐标原点的相位为零),入射波 $E_T(\mathbf{r})$ 的表达式可写成

$$E_T(\mathbf{r}) = \exp[-jk(x \sin \theta_i - z \cos \theta_i) \cdot (1 + w(\mathbf{r}))] \cdot \exp\left[-\frac{(x + h \tan \theta_i + z \tan \theta_i)^2}{g^2}\right] \quad (20)$$

$$w(\mathbf{r}) = \frac{2(x + h \tan \theta_i + z \tan \theta_i)^2 - 1}{(kg \cos \theta_i)^2} \quad (21)$$

其中宽度 g 须保证目标上有足够的散射场照射.由于P-M谱粗糙海面的强镜面散射,散射近场是与入射波相同宽度的高斯波束.假设图2中的 g 取值

$$g = 4r / \cos \theta_i \quad (22)$$

由式(20),此时目标接收来自粗糙面的散射强度与式(11)相同.可见,此时 g 的取值只与目标的尺寸以及入射角度有关,与目标距离粗糙面的高度无关.且入射角度越大, g 取值也越大.

用矩量法(或其他方法^[1,2,8])求解方程式(7),获得粗糙面上的感应电流 J_{s0} .那么,方程式(16)中目标所在位置处的总场 $E_0(\mathbf{r})$ 可表示为

$$E_0(\mathbf{r}) = E_T(\mathbf{r}) - jk\eta \int_S J_{s0}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in C \quad (23)$$

由方程式(17)看出:粗糙面上的差值感应电流 J_{sd} 只受目标上的感应电流 J_o 的影响. Green 函数 $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 随着源点和场点之间距离的增加而减小,因此,目标上 J_o 在粗糙面上产生的场主要分布在距离目标较近的区域内,从而在这些区域内感应出来的 J_{sd} 也较大,并向粗糙面的两端逐渐减小.因此,方程式(16)和式(17)中对粗糙面上 J_{sd} 的积分可在适当的精度范围内截断.空间任意方向的散射场包括目标上 J_o 的直接散射,以及它经过下垫粗糙界面的二次以至多次散射,粗糙面上的差值 J_{sd} 反映的就是目标与粗糙面之间的二次以至多

次散射作用. 由于 P M 粗糙海面的强镜面散射特性, 目标表面任意位置的 J。经下垫面的二次或多次散射场通常在镜面方向最强. 因此, 粗糙面的截断长度 L 须满足

$$L \geq 2 \left(\frac{r}{\cos \theta_m} + h \tan \theta_m \right) \quad (24)$$

这里 θ_m 是所要计算的最大散射角, 如图 3 所示. 可见, 对于较大的散射角 θ_m , 必须考虑目标上所有感应电流的场经过较远位置的分界面的二次或多次散射, 因此

迭代计算中所需纳入的粗糙面的长度较长, 相反, 较小的 θ_m 所需考虑的粗糙面也相应较短. 因此, L 的取值只与目标尺寸、位置和散射角度有关, 而与入射角无关. 当然, Johnson^[4]的方法中粗糙面的长度 L 至少也必须同时满足式(24)的要求, 才能充分考虑目标与粗糙面之间的相互作用.

此外, 在任何涉及锥形波和粗糙面散射的计算中, g 和 L 的选择都必须满足波动方程、粗糙面相关长度以及能量截断的要求, 对此我们已做过详细的讨论^[6]. 对 P M 粗糙海面而言, 它们需满足如下条件

$$g > \frac{6}{(\cos \theta_i)^{1.5}} \quad (25)$$

$$L > L_U \approx 3.8U^2 \text{ 且 } L \geq 4g \quad (26)$$

其中 U 是海面上方 19.5m 处的风速.

本文以上得到的迭代方程中, 只有在求解粗糙面的 J_{s0} 时需要考虑锥形波入射, 并且其宽度须 g 满足式(22)和(25), 此时粗糙面长度 L 须满足式(26). 求得式(23)的 E_0 后, 迭代求解式(16)和(17)的过程中无须考虑锥形波入射, 纳入迭代计算的粗糙面长度 L 需满足式(24)和式(26)条件, 这就有可能减小 L 的大小来加快计算. 而在 Johnson^[4]的方法中, 有无目标两种情况都必须选择同样的锥形波和同样的粗糙面, 锥形波宽度需满足式(10)和式(25), 粗糙面长度需满足式(24)和(26).

表 1 两种方法中粗糙面长度的比较

(圆柱目标, $r = 5l$, $h = 10l$, $L_0 = 4g$, $\theta_m = 85^\circ$)

θ_i	Johnson 方法 L(l)	本文迭代方法	
		$L_0(l)$	$L_1(l)$
30°	343.3	92.4	343.3
60°	437.2	160.0	
80°	1368.4	460.8	

在我们迭代方法中, 为减少计算量, 有无目标两种情况下考虑的粗糙面的长度不同, 设无目标时粗糙面的长度为 L_0 , 有目标时为 L_1 . 而 Johnson 方法中, 由于需要考虑有无目标两种情况下分界面上感应电流的差值, 两种情况的粗糙面必须完全相同, 设为 L. 对于获得同样精确的结果, 表 1 对不同的入射角度比较了两种方法中粗糙面长度的取值, 其中 $\theta_m = 85^\circ$. 可见: 本文的迭代方法中粗糙面的长度比 Johnson^[4]方法小得多, 尤其是在低掠角入射时, 从

而明显减小了计算量和存储量.

3 数值结果

首先考虑平导体表面上方二维长圆柱的散射, 其半径 $r = 5l$, 距离水平面的高度 $h = 10l$, 入射角 $\theta_i = 30^\circ$. 分别选择两种 $L_1: L_1(\theta_m = 75^\circ) = 113.3l$ 和 $L_1(\theta_m = 85^\circ) = 343.3l$, 进行迭代计算. 计算 $E_{s0}(r)$ 的锥形入射波宽度 $g = 23.1l$, 粗糙面长度 $L_0 = 4g$. 上半空间各个方向的差场雷达散射截面如图 4 所示, 并与 Johnson^[4]方法的结果(黑点)比较, Johnson 方法中粗糙面长度也取为 $L = 343.3l$.

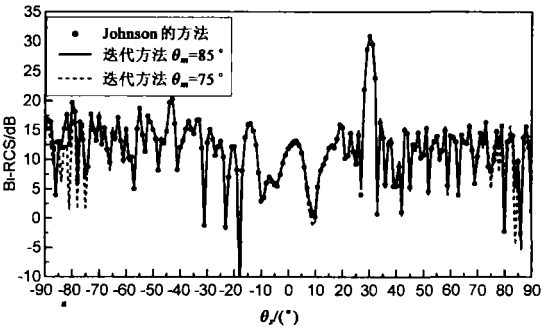


图 4 不同迭代长度 L 的结果比较

可以看出: 在 $\theta \in (-75^\circ, 75^\circ)$ 的散射角度范围内, 三种情况计算的结果基本吻合. 在 $|\theta| > 75^\circ$ 的散射角范围内, $L_1 = 113.3l$ 的计算先失效. 因此, 只要粗糙面散射计算中锥形波的宽度 g 满足式(22)要求, 使得目标上有足够的散射场照射, 并且粗糙面长度 L_1 满足式(24)要求, 迭代方法总能在 $(-\theta_m, \theta_m)$ 的散射角度范围内给出比较满意的结果. 虽然粗糙面上距离目标较远位置的 J_{sd} 很小, 但它对低掠角出射方向的散射影响很大.

对一个确定的 P-M 谱粗糙海面(风速 $U = 5\text{m/s}$), 分别以 $g = 4r/\cos \theta_i = 23.1l$ 和 $g = 102.4l$ 两种锥形波入射, 中心位于 $x = -h \tan \theta_i$, $L_0 = 4g$, $\theta_i = 30^\circ$. 由方程式(7)计算粗糙面上 J_{s0} , 从而可计算空间各点的 E_{s0} . 图 5 给出了高度 $h = 10l$ 的水平线上散射场 $E_{s0}(r)$ 的分布. 可以看出: 散射场 $E_{s0}(r)$ 的宽度与入射锥形波宽度 g 成正比, 中心位于入射波的镜面方向(即 $x = 0$). 由于粗糙面的随机起伏, 散射波束也相应起伏. 目标所在的区域 $(-r/\cos \theta_i, r/\cos \theta_i)$

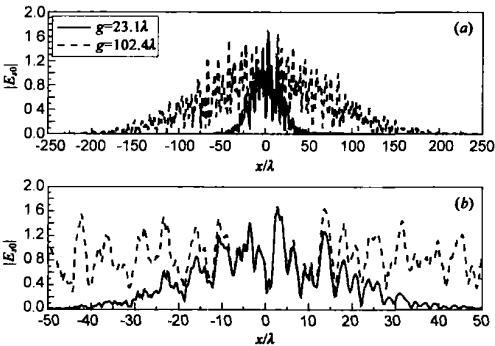


图 5 高度 $h=10l$ 的水平线上散射场 $E_{s0}(r)$ 的幅值 (其中 (b) 是 (a) 的局部放大)

θ) 范围内两种宽度情况下的散射波基本重合. 因此, 当锥形波的宽度 g 满足式 (22) 要求时, 目标上就能有足够的散射波照射强度.

若圆柱位于粗糙海面上方, $U = 5.0 \text{ m/s}$, $\theta_0 = 30^\circ$, 其它参数同图 5. 图 6 比较了平表面和粗糙表面上方、以及自由空间中圆柱目标表面的感应电流. 可以看出: 自由空间中的圆柱在 $\Psi \in 30^\circ \sim 210^\circ$ 角度范围的表面受入射波照射, 并且 $\Psi = 120^\circ$ 附近照射最强, 这些地方的感应电流也较强. 其它位置受入射波照射较少, 感应电流几乎为零. 当圆柱下方存在平表面或粗糙表面时, 由于平面波经下界面反射的散射波通常镜面方向最强, 散射波主要照射在 $\Psi \in 150^\circ \sim 330^\circ$ 角度范围的圆柱表面, 并且 $\Psi = 240^\circ$ 附近的照射最强, 因此, 这些地方的感应电流明显增强. 由于外加平面波和粗糙面的散射波的相互干涉, 圆柱表面上 $\Psi \in 150^\circ \sim 210^\circ$ 角度范围的感应电流出现起伏现象.

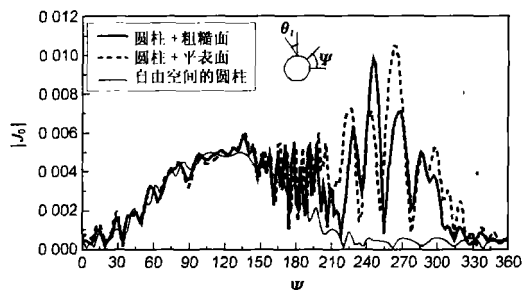


图 6 圆柱目标上的感应电流 J_0

图 7 给出了平导体表面和粗糙表面上的 J_{sd} , 直接反映了目标与粗糙面之间的相互作用. 可以看出: 圆柱体正下方的分界面由于距离圆柱较近, 两者之间的相互作用较强, 其上的差值 J_{sd} 也较强. 随着分界面两边与圆柱间距离的增加, 两者之间的相互作用逐渐减弱, 差值感应电流也越来越小. 由于圆柱本身的散射在前向方向最强, 因此这个方向上对粗糙面的作用较强, J_{sd} 的峰值偏向 $x > 0$ 的位置. 相对于平导体表面而言, 粗糙面上的 J_{sd} 出现一些起伏毛刺.

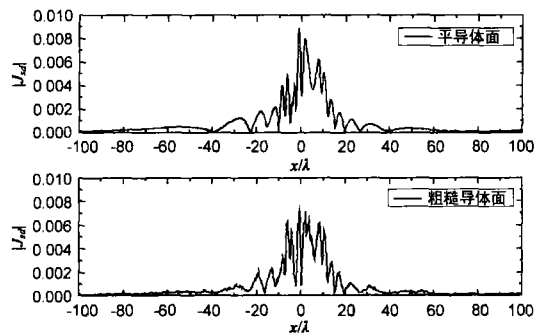


图 7 粗糙面上的差值感应电流 J_{sd}

考虑一个二维导体立方柱目标, 边长 $a = 7.8541$, 使得它与圆柱的周长相等 ($C = 4a = 2\pi r$), 其它参数同圆柱情况. 图 8 比较了不同环境中方柱表面的感应电流. 可以看出: 自由空间中的方柱其上表面接收入射波照射最多, 感应电流最强, 其次是左侧表面, 其它两个表面受入射波照

射少, 其上的感应电流几乎为零. 当方柱下方有平表面或粗糙表面时, 由于受下界面散射波的照射, 方柱的下表面上感应电流明显增强. 此外, 由于外加入射波和下界面的散射波的相互干涉, 方柱左侧表面的感应电流出现了振荡起伏现象.

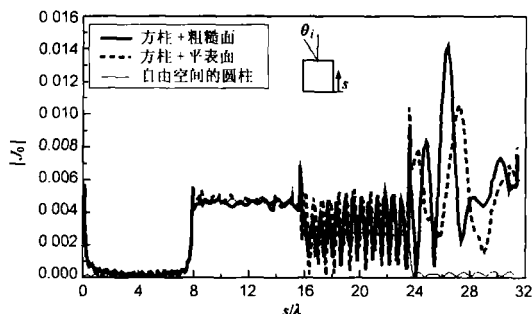


图 8 方柱目标上的感应电流 J_0

可同样计算方柱下方粗糙面上的差值感应电流 J_{sd} , 反映了方柱目标与粗糙面之间的相互作用.

图 9 给出了平导体表面(虚线)和粗糙海面(粗实线)上方方柱目标的差场雷达散射截面 σ_d , 并与无下垫面的自由空间的散射(细实线)进行比较. 可以看出: 自由空间中的方柱只在镜面方向 $\theta_0 = 30^\circ$ 的散射较强. 而当方柱的下方存在平表面或粗糙面时, 由于下界面与目标之间的二次和多次散射, 镜面方向 θ_0 的峰值得到进一步增强, 并且在后向 $\theta_0 = -30^\circ$ 方向上也会出现峰值, 其它方向的散射呈角度性的漫散射. 当粗糙海面的风速增加时, σ_d 在各个方向的起伏闪烁幅度减弱.

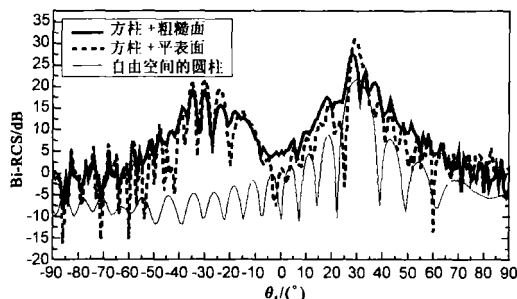


图 9 上半空间各个方向的差场雷达散射截面 σ_d

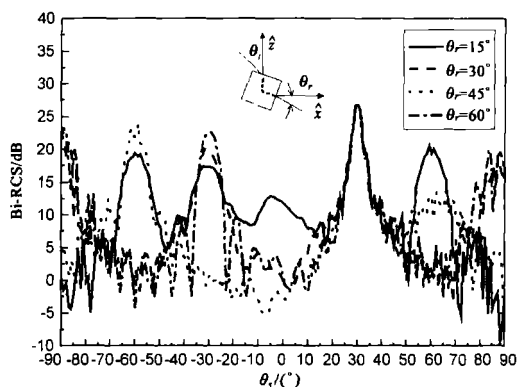


图 10 不同取向方柱的差场雷达散射截面 σ_d

若改变方柱目标的取向, 图 10 给出方柱水平旋转不同 θ_r 角度(与 \hat{x} 轴的夹角)时的差场雷达散射截面 σ_d . 可以看出: 不同取向的方柱在前向的散射都出现峰值, 而在其它方向会随方柱的取向不同而出现角度特征性的峰值, 这是由于方柱平表面与棱角的几何结构产生的镜面反射与粗糙面之间的多次散射作用.

4 结论

本文用粗糙面上有目标和无目标两种情况下空间散射场的差值计算差场雷达散射截面, 它与两种情况下粗糙面上感应电流的差值 J_{sd} 和目标上的感应电流 J_o . 有关, 包括了目标自身的体散射以及目标与粗糙面的相互作用, 与入射锥形波的照明宽度无关.

本文推导出直接求解 J_{sd} 和 J_o 的电场积分方程 (EFIE), 并提出一种快速互耦迭代求解方法: 每次迭代过程中先用上一步计算的感应电流更新目标和粗糙面上的激励场(它体现了目标与粗糙面之间的相互作用), 然后分别孤立地求解目标和粗糙面上的感应电流(对目标用 CG 方法, 对粗糙面用 FBM 方法), 多次迭代, 直至两者上的感应电流收敛.

本文讨论了数值计算中粗糙面长度的取值, 与 Johnson 的方法相比, 迭代方法中粗糙面长度的取值明显减小, 尤其是对于低掠角入射情况, 有效地加速了计算.

本文结合 Monte Carlo 方法, 迭代计算了 P-M 谱粗糙海面上方二维圆柱和方柱的散射, 给出了目标和粗糙面上的感应电流, 并与自由空间的情况进行比较. 结果表明: 由于下垫面散射的影响, 圆柱和方柱表面上朝向粗糙面的部分感应出较多的感应电流. 粗糙面上的差值感应电流反映了目标与粗糙面之间的相互作用, 主要分布在距离目标较近的区域内. 圆柱的差场雷达散射截面在镜面方向明显增强, 由于方柱几何平表面本身的镜面反射以及下垫面的影响, 方柱的双站散射出现多个峰值. 因此, 双站散射峰值反映目标的几何特征. 当粗糙海面风速进一步增大, 目标与粗糙海面的多次散射作用会减弱散射峰值, 逐渐呈角度性的漫散射.

参考文献:

- [1] Chou HT, et al. A novel acceleration algorithm for the computation of scattering from rough surfaces with the forward

backward method[J]. Radio Science, 1998, 33(5): 1227 - 1287.

- [2] Jin Y Q, Z Li. Numerical simulation of radar surveillance for the ship target and oceanic clutters in two dimensional model[J]. Radio Science, 2003, 38(3): 1045- 1050.
- [3] Ishimaru A. Wave Propagation and Scattering in Random Media[M]. New York: IEEE Press, 1978. 37- 94.
- [4] Johnson J T. A numerical study of scattering from an object above a rough surface[J]. IEEE Trans on Antennas and Propagation, 2002, 50(10): 1361- 1367.
- [5] Tsang L, J A Kong, K H Ding, C O Ao. Scattering of electromagnetic waves: Numerical simulations[M]. New York: Wiley-Interscience, 2001: 118- 124.
- [6] Ye H, Y Q Jin. Parameterization of the tapered incident wave for numerical simulation of electromagnetic scattering from rough surface[J]. IEEE Trans on Antennas and Propagation, 2005, 50(10): 1361- 1367.
- [7] Peterson A F, S L Ray, R Mittra. Computational Methods for Electromagnetics[M]. New York: IEEE Press, 1997. 37- 94.
- [8] Jin, Y Q. Theory and Approach of Information Retrieval from Electromagnetic Scattering and Remote Sensing [M]. Germany: Springer, 2005.

作者简介:



叶红霞 女, 1976 年 1 月生于江苏南通. 2003 年获西安交通大学电信学院硕士学位, 现为复旦大学信息科学与工程学院博士生. 研究方向为电磁散射与计算电磁学.



金亚秋 男, 1946 年 9 月生于上海. 1970 年毕业于北京大学, 1985 年获美国麻省理工学院博士学位. 现为复旦大学信息科学与工程学院教授、博士生导师, IEEE 会士 (IEEE Fellow), 国家 973 项目首席科学家. 研究方向为电磁散射与辐射传输、空间遥感、计算电磁等.
E-mail: yqjin@fudan.ac.cn