

## 大尺度分层介质粗糙面电磁散射的特性研究\*

张宇<sup>1)2)†</sup> 张晓娟<sup>1)</sup> 方广有<sup>1)</sup>

1) (中国科学院电子学研究所, 电磁辐射与探测技术院重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100190)

(2012年2月28日收到; 2012年3月13日收到修改稿)

首先建立大尺度分层介质粗糙面散射的物理模型, 基于 Stratton-Chu 积分方程和 Kirchhoff 近似导出了粗糙面散射场的计算公式. 采用高斯随机粗糙面来模拟实际的分层介质粗糙面, 通过数值计算得到了正下视单站雷达接收到的后向散射回波. 理论推导了散射场强度与表面粗糙度之间的定量关系, 并从数值仿真的角度分析了表面和次表面的粗糙度对散射回波的影响, 给出了散射场随粗糙度变化的曲线. 最后考察了分层介质的电特性参数 (介电常数和电导率) 对分层粗糙面散射场的影响, 并对计算结果做出了分析.

**关键词:** 电磁散射, 分层介质, 粗糙面, Kirchhoff 近似

**PACS:** 42.25.Dd, 42.25.Fx

## 1 引言

粗糙面电磁散射是电磁学领域的一个热门课题, 并在医学、军事和航天领域有着广泛的应用<sup>[1-5]</sup>. 其中, 分层介质粗糙面的散射则是该课题的重点之一, 其在医学成像、无损探伤、探地雷达、地球物理与遥感科学、宇宙空间科学探测等方面有重要的应用价值<sup>[6-10]</sup>. 近年来, 在粗糙面电磁散射新方法的研究中, 针对不同的粗糙度特征, 有全波分析方法<sup>[11]</sup>、静态相位近似方法、标量相位近似方法<sup>[12]</sup>、双尺度方法和微扰法<sup>[13]</sup>等方法, 同时有针对分形粗糙面研究的新方法出现<sup>[14]</sup>. 在近十余年中, 随着各国空间科学探测进程的加快, 对行星分层粗糙面结构的探测新方法也不断出现, Picardi 等<sup>[13]</sup>基于双尺度模型和 Nouvel 等<sup>[15]</sup>基于面元法对火星粗糙表面的回波进行了研究, Kobayashi 等基于积分方程方法给出了月球次表层的探测方法<sup>[16-18]</sup>.

在大尺度分层介质粗糙面散射的研究中, 表面

和次表面的电磁散射场随其粗糙度和电特性参数变化规律的研究对于我们开展行星地下结构的探测具有重要的应用价值, 国内外较少有文献从粗糙面的统计特性出发, 理论推导结合数值仿真给出这些变化规律的特征. 本文首先建立大尺度分层介质粗糙面散射的物理模型, 针对波浪形粗糙面, 采用高斯型随机粗糙面来模拟实际的分层介质粗糙面分布. 基于 Stratton-Chu 积分方程和 Kirchhoff 近似推导出了粗糙面散射场的计算公式. 然后采用该方法数值计算了单站雷达探测仪接收到的散射回波, 从理论推导和数值仿真两个层面分析了表层粗糙面和次表层粗糙面的粗糙度对电磁散射场的影响的统计规律, 给出了表面天底区域、表面非天底区域和次表面回波随粗糙度变化的曲线. 最后考察了分层介质的电特性参数 (介电常数和电导率) 对分层粗糙面散射场的影响, 给出了不同电特性参数下雷达回波的对比曲线, 并对结果做出了分析. 结果表明, 本文方法可以实现大尺度分层介质粗糙面散射场的快速计算和分析, 同时本文得出的结论可以为行星地下结构的探测起到一定的借鉴作用.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61172017, 60890071-01) 资助的课题.

† E-mail: zhangyubin@163.com

## 2 物理模型与计算方法

### 2.1 物理模型

图 1 给出了单站正下视雷达探测仪对分层粗糙面结构进行表层和次表层探测的物理模型, 其描绘了一个由两层介质所构成的分层粗糙面结构, 其中表层 (层 1) 的介电常数为  $\epsilon_1$ , 损耗角正切为  $\tan \delta_1$ , 层 1 的厚度为  $Z$ , 层 1 的上方为真空, 介电常数记为  $\epsilon_0$ , 次表层 (层 2) 的介电常数为  $\epsilon_2$ , 损耗角正切为  $\tan \delta_2$ . 天线系统 (偶极子天线) 向星体表面发射电磁波 (图中记为  $P_T$ ), 电磁波在表面发生反射和折射, 后向散射波被天线系统接收 (图中记为  $P_1$ ), 而透射波穿过表层介质在次表面被反射然后又经表层折射被而被天线系统接收 (图中记为  $P_2$ ).

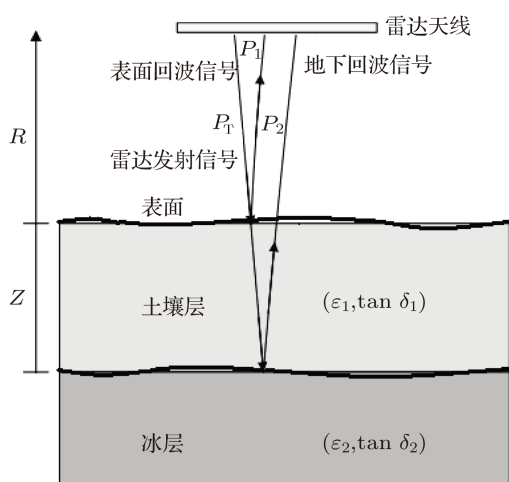


图 1 分层粗糙面电磁散射物理模型

在图 1 中, 表面和次表面均为高低起伏的粗糙面, 本文采用高斯型 (Gaussian) 随机粗糙面来模拟该分层结构的表面和次表面的分布特征. 采用均方根 (RMS) 高度  $\sigma$  和相关长度  $\lambda$  两个物理量来表征高斯型随机粗糙面, 其功率谱密度可以表示为

$$P(k_x, k_y) = \frac{\sigma^2 \lambda_x \lambda_y}{4\pi} \exp\left(-\frac{k_x^2 \lambda_x^2 + k_y^2 \lambda_y^2}{4}\right), \quad (1)$$

其中  $\lambda_x$  和  $\lambda_y$  分别为粗糙面在  $x$  和  $y$  方向的相关长度,  $k_x$  和  $k_y$  分别为粗糙面在  $x$  和  $y$  方向的波数.

### 2.2 散射场的计算方法

在粗糙面每一点的曲率半径大于入射波波长

的条件下, Kirchhoff 近似是解析地求解电磁散射场的有效方法<sup>[19]</sup>. Kirchhoff 近似又称切平面近似, 指粗糙面上任意一点处的表面场用该点的切面场来近似, 同时通过 Fresnel 反射和透射定律来计算局部切平面的反射场和透射场. 针对微起伏波浪形粗糙面, 本文的仿真基于以下两个假设: 1) 表面和次表面粗糙度较小, 属于波浪形粗糙面, 在该情形下 Kirchhoff 近似成立; 2) 不考虑电磁波在分界面上的多重散射和遮蔽效应.

对于一个单站雷达系统, 设由偶极子天线产生的入射场为  $\mathbf{E} = E_0 \hat{e}$ , 波矢量为  $\mathbf{k}_{in}$ , 偶极子天线入射场以一定的波束宽度以正下视模式入射到分层介质的表面, 部分电磁波被后向散射而被天线接收, 而透射波经次表面的反射以及表面的透射后, 部分能量也被天线接收.

考虑以随机粗糙表面为边界的一个封闭区域  $V$ , 根据 Stratton-Chu 积分方程, 处于位置  $\mathbf{r} = (x', y', z')$  的雷达探测仪接收到散射回波强度可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = & \int_V (i\omega\mu\mathbf{J}G + \frac{\rho}{\epsilon}\nabla G - \mathbf{J}^* \times \nabla G) dv \\ & - \int_S [(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}^r)\nabla G + (\mathbf{n} \times \mathbf{E}^r) \times \nabla G \\ & + i\omega\mu(\mathbf{n} \times \mathbf{H})G] ds, \end{aligned} \quad (2)$$

$S$  为被照射的表面区域的大小,  $G$  为真空中的格林函数, 上式第一积分项表示由区域  $V$  内自由的电流  $\mathbf{J}$ 、电荷  $\rho$  和磁流  $\mathbf{J}^*$  产生的电场, 第二项积分项表示在区域的边界上由感应的电流、电荷和磁流产生的电场, 将区域内天线激发的电场以偶极子天线的辐射场代替, 同时考虑到区域内没有自由的电荷和磁流存在, 所以第一积分项为零, (2) 式可以写为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = & - \int_S [(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}^r)\nabla G + (\mathbf{n} \times \mathbf{E}^r) \times \nabla G \\ & + i\omega\mu(\mathbf{n} \times \mathbf{H})G] ds, \end{aligned} \quad (3)$$

上式中  $\mathbf{E}^r$  为入射电场经表面面元反射后的反射场,  $\mathbf{n}$  为面元的法向矢量, 根据远场近似条件  $1/|k| \ll |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|$ , 经过推导<sup>[12]</sup> 得到:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = & \int_S [-ik\hat{k}_{sc} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}^r) + ik\hat{k}_{sc} \\ & \times (\hat{k}_{sc} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{H}^r))] G dS_0, \end{aligned} \quad (4)$$

式中  $\hat{k}_{sc}$  表示由面元指向观察点的单位矢量.

### 3 数值计算与对比分析

#### 3.1 表面粗糙度对散射场的影响

##### 3.1.1 粗糙表面散射场的数值计算结果

为了研究粗糙面对散射场的影响,首先采用上述方法研究了单站雷达接收的不同表面粗糙度的散射场.在仿真的过程中,天线发射的电磁波中心频率  $f_0 = 5 \text{ MHz}$ ,带宽  $B = 8 \text{ MHz}$ ,偶极子天线长度为  $L = 30 \text{ m}$ ,天线发射功率  $P = 800 \text{ W}$ .选取雷达高度  $H = 20 \text{ km}$ ,表面区域大小为  $L = 20 \text{ km}$  的方形区域,粗糙表面相关长度保持为  $60 \text{ m}$  不变.选取次表面为平面,次表面深度为  $500 \text{ m}$  (下文无特别说明,仿真场景不变).表层介质复介电常数  $\epsilon_1 = 4.0 + 0.03i$ ,次表层介质复介电常数  $\epsilon_2 = 8.0 + 0.5i$ ,图 2(a), (b), (c) 和 (d) 分别给出了表面均方根高度  $\sigma = 0 \text{ m}$ ,  $\sigma = 0.5 \text{ m}$ ,  $\sigma = 2.0 \text{ m}$  和  $\sigma = 5.0 \text{ m}$  时天线接收到的散射回波.在图 2 中,横坐标表示回波与回波最前端之间的射程差 (对应于时延),纵坐标为归一化的电场,取表面和次表面均为平面时的天底点回波强度  $E_0$  作为归一化因子.由图 2 可以看出,天线接收的回波包含:强

烈的表面天底点回波 (峰值在  $r = 0 \text{ m}$ ) 处、表面非天底区域回波 (杂波) 和次表面天底点回波 (峰值在  $r = 1000 \text{ m}$ ) 处.图 3 引用了欧航局 MARSIS 雷达探测仪在火星次表层探测过程中实测到的两道数据作为佐证 [20],可以看出本文的仿真结果和 MARSIS 的实测的雷达回波曲线具有大致相同的趋势.

对比图 2 中的 4 例仿真结果可以发现天线接收到的散射回波具有以下特点: 1) 表面天底点回波出现在  $r = 0 \text{ m}$  处,次表面天底点回波出现在  $r = 1000 \text{ m}$  处,这与理论计算得到的次表面回波射程延时  $\Delta r = \sqrt{\epsilon_r \cdot Z} = 1000 \text{ m}$  符合; 2) 当表面和次表面均为平面的时 (图 2(a) 情形),天线接收到的散射回波均来自表面天底区域和次表面天底区域 (雷达正下方),表面非天底区域回波 (杂波) 则非常微弱,但随着表面粗糙度的增加,表面天底点回波 (峰值) 减弱,非天底区域回波开始快速增强,说明表面非天底区域回波对表面粗糙度的变化非常敏感; 3) 比较图 2(a), (b) 和 (c) 可以发现,表面粗糙度的变化对次表面天底区域的回波强度影响较小,图 2(d) 中,强烈的表面杂波湮没了次表面回波.

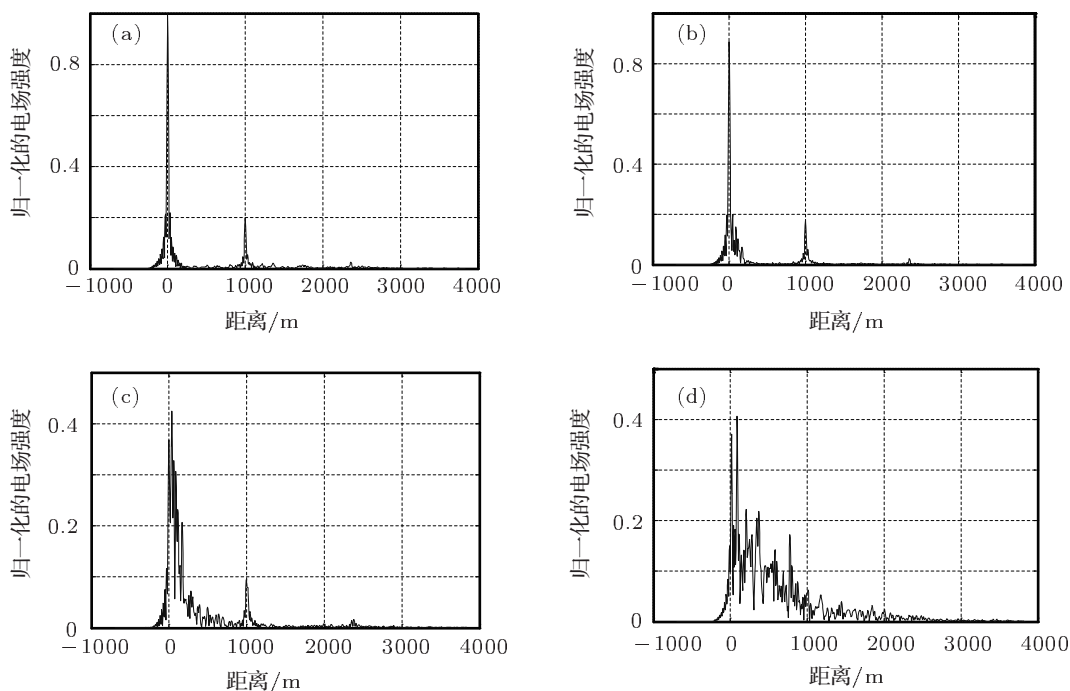


图 2 天线接收到的不同表面粗糙度的散射回波 (a)  $\sigma = 0 \text{ m}$ ; (b)  $\sigma = 0.5 \text{ m}$ ; (c)  $\sigma = 2.0 \text{ m}$ ; (d)  $\sigma = 5.0 \text{ m}$ ; 表面相关长度保持  $60 \text{ m}$  不变,次表面为平面

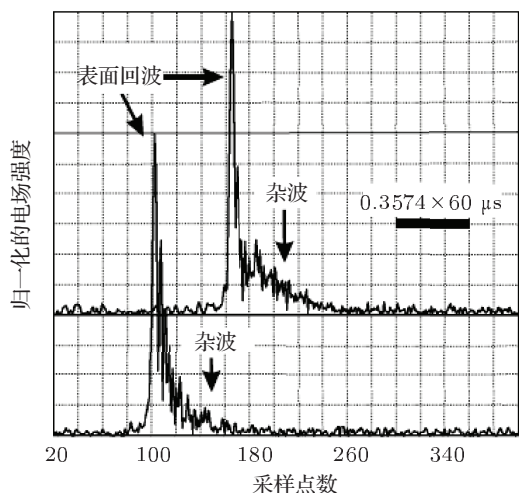


图3 MARSIS 次表层探测雷达在火星次表层探测过程中实测的两道数据

### 3.1.2 粗糙表面散射场的理论分析

本文尝试从单站雷达接收回波的特点和 Gaussian 随机粗糙面的统计特征入手来理论分析表面粗糙度对散射场的影响. 单站雷达接收的是粗糙面对入射波的后向散射回波, 对于后向散射, 入射波矢量  $\mathbf{k}_{\text{in}}$  和散射波矢量  $\mathbf{k}_{\text{sc}}$  满足

$$\mathbf{k}_{\text{sc}} = -\mathbf{k}_{\text{in}}. \quad (5)$$

将 (5) 式代入 (4) 式, 然后经过矢量运算可以得到表面散射场的表达式:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{sur}}(\mathbf{r}) = & -ik \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{2\pi r} \int_{S_0} [\mathbf{k}_{\text{in}} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}_0)] \\ & \times E_r \hat{\mathbf{e}} \cdot e^{i\mathbf{k}_{\text{in}} \cdot \mathbf{r}_0} dS_0, \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $S_0$  为粗糙表面大小,  $E_r$  为表面反射场.

假定粗糙面的高程  $z$  满足分布  $z = f(x, y)$ , 将入射波的波矢量分解为  $\mathbf{k}_{\text{in}} = (k_x, k_y, k_z)$ , 那么散射场在  $\mathbf{r}$  处的回波能量密度可以表示为

$$\begin{aligned} P_{\text{sur}}(\mathbf{r}) = & k^2 \eta \frac{e^{i2\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{4\pi^2 r^2} \int_{S_0} \left[ \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 k_x^2 \right. \\ & + \left( \frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 k_y^2 + k_z^2 - 2 \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right) k_z k_x \\ & + 2 \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial f}{\partial y} \right) k_x k_y \\ & \left. - 2 \left( \frac{\partial f}{\partial y} \right) k_z k_y \right] E_r e^{i\mathbf{k}_{\text{in}} \cdot \mathbf{r}_0} dS_0. \end{aligned} \quad (7)$$

由于入射波矢量的分量  $k_x$  和  $k_y$  在  $xoy$  平面的  $2\pi$  角度内具有概率均等的分布, 同时考虑到我们用高

斯型随机粗糙面来等效实际的粗糙表面, 均方根高度  $\sigma$  来表征高程  $z$  的统计特征分布, 结合其功率密度的表达式 (1) 式, 可以得到高斯型粗糙表面散射场在  $\mathbf{r}$  处能流密度的统计期望值为

$$\begin{aligned} P_{\text{sur}}(\mathbf{r}) = & k^2 \eta \frac{e^{i2\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{4\pi^2 r^2} \int_{S_0} k_z^2 E_r e^{i\mathbf{k}_{\text{in}} \cdot \mathbf{r}_0} dS_0 \\ & + k^2 \left( \frac{\sigma}{\lambda_0} \right)^2 \eta \frac{e^{i2\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{2\pi^2 r^2} \int_{S_0} (k_x^2 + k_y^2) \\ & \times E_r e^{i\mathbf{k}_{\text{in}} \cdot \mathbf{r}_0} dS_0, \end{aligned} \quad (8)$$

式中第一项为表面天底区域的散射场, 第二项为表面非天底区域的散射场. 通过该式可以看出, 若保持电磁波入射波长不变, 同时不考虑粗糙面起伏变化而引起的积分项的变化 (事实上这种变化是不可忽略的, 见下文), 那么天底区域的回波不随粗糙面的粗糙度的变化而变化, 而非天底区域回波 (表面杂波) 随着粗糙度而成二次方的规律增大.

为了数值分析比较表面粗糙度对散射场强度的影响, 我们分别求出表面天底区域的平均能量  $P_{\text{sur-nadir}}$ , 表面非天底区域的平均能量  $P_{\text{off-nadir}}$  和次表面天底区域的回波能量  $P_{\text{sub-nadir}}$ , 定义平均能量为

$$P = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N P_n, \quad (9)$$

其中  $N$  为落在该区域的离散元数目.

考虑到仿真场景的大小, 我们选择入射角度为电磁波半波瓣宽度的  $1/10$  作为天底区域, 即入射角度在

$$\theta = \frac{1}{10} \times \arctan \left( \frac{\frac{1}{2} \cdot L}{H} \right) \approx 2.7^\circ \quad (10)$$

的区域作为天底区域, 其中  $L$  为表面仿真区域大小,  $H$  为雷达高度. 设当表面和次表面均为平面时, 表面天底区域的回波强度为  $P_0$ , 选择  $P_0$  为归一化因子. 图 4 给出了  $P_{\text{sur-nadir}}$ ,  $P_{\text{off-nadir}}$  和  $P_{\text{sub-nadir}}$  随表面均方根高度  $\sigma_{\text{sur}}$  的变化关系 (表面相关长度为  $60 \text{ m}$  保持不变, 次表面为平面).

从图中可以发现以下规律: 1) 在均方根高度  $\sigma < 3 \text{ m}$  时, 表层天底区域回波和次表层天底区域回波强度可以认为不随表面粗糙度的变化而变化, 当  $\sigma_{\text{sur}} \geq 3 \text{ m}$  时, 表层天底区域回波和次表层天底区域回波强度随着表面粗糙度的增大而下降, 同时下降幅度逐渐增大, 这与 (8) 式中积分项

的变化相关联; 2) 在均方根高度  $\sigma \leq 3 \text{ m}$  时, 表面杂波强度随着粗糙度的增加而快速增大, 趋势上是二次方的关系变化. 同时我们注意到, 当  $\sigma_{\text{sur}} \geq 4.5 \text{ m}$  时, 表面杂波强度超过次表面回波强度, 从而导致次表面回波被表面杂波掩盖, 这与图 2(d) 相符合.

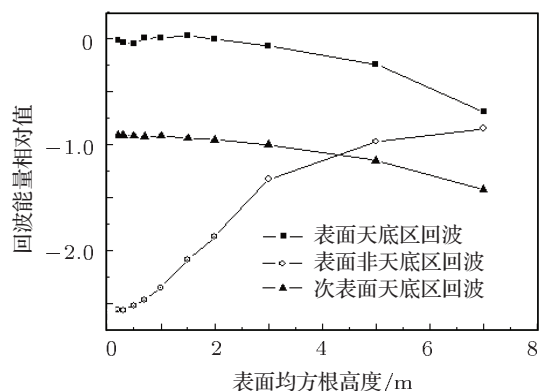


图 4 表面和次表面散射场随表面粗糙度的变化曲线

### 3.2 次表面的粗糙度对散射场的影响

采用与表面粗糙度相同的数值分析方法, 我们研究了次表面粗糙度对散射场的影响. 考虑到地下分界面的粗糙度较地表小 [6,8], 我们选定次表面的相关长度为  $60 \text{ m}$  并保持不变, 次表面均方根高度  $\sigma_{\text{sub}}$  的变化范围为  $0\text{—}3 \text{ m}$ , 图 5 给出了当表面均方根高度分别为  $0 \text{ m}$  (平面)、 $1 \text{ m}$  和  $3 \text{ m}$  时, 次表面天底区域回波强度随次表面粗糙度变化的曲线图. 从图 5 可以发现以下规律: 1) 当表面粗糙度为  $\sigma_{\text{sur}} = 0$  (平面) 时, 次表面天底区域回波在  $\sigma_{\text{sub}} \leq 1 \text{ m}$  范围内基本保持不变,  $\sigma_{\text{sub}} > 1 \text{ m}$ , 次表面回波随着其粗糙度的增加而减小. 纵向比较三条曲线, 当  $\sigma_{\text{sub}} = 0$  时, 即次表面为平面时, 次表面天底区域的回波基本不随表面粗糙度的变化而变化, 这与图 2 和图 4 得到结论符合; 2) 分别观察每条曲线, 可以发现次表面散射场强度随着其粗糙度的增加而减小, 粗糙度越大, 减小的幅度也越大.

### 3.3 介质的电特性参数对散射场的影响

#### 3.3.1 上层介质电导率对散射场的影响

取上层介质的复介电常数分别为  $4.0 + 0.01i$  和  $4.0 + 0.1i$ , 下层介质为  $8.0 + 0.5i$ , 通过这两种不同的介质来考察上层介质的电导率的变化对散

射场的影响. 数值计算结果如图 6 所示, 图中纵坐标代表对回波功率取对数之后的值. 由图 6 可以看出: 1) 这两种情况下, 表层天底点回波和次表层天底点回波峰值都清晰可见, 分别出现在  $r = 0 \text{ m}$  和  $r = 1000 \text{ m}$  处, 表面散射场强度基本不随上层介质电导率的变化而变化; 2) 随着上层介质电导率的增加, 次表面引起的回波强度减弱, 这是由于电导率的增加引起介质中的传导电流增大, 导致电磁波在介质中传播时损耗增大. 从仿真结果可以推断, 如果继续增大上层介质的电导率, 次表面的回波会继续减小直至被表层回波湮没, 这时雷达也失去了次表面的探测能力.

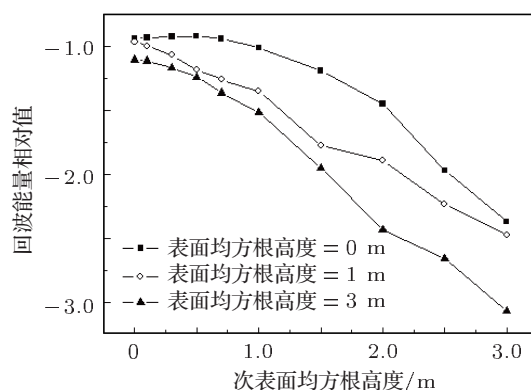


图 5 次表面散射场随其粗糙度变化的曲线

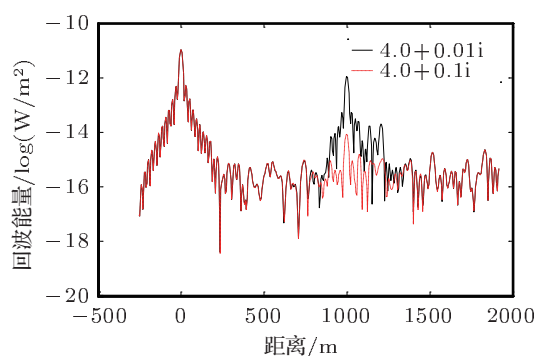


图 6 上层介质的电导率变化对散射场的影响

#### 3.3.2 上层介质相对介电常数散射场的影响

取上层介质的复介电常数分别为  $4.0 + 0.03i$  和  $8.0 + 0.03i$ , 下层介质为  $8.0 + 0.4i$ , 通过这两种不同的介质来考察上层介质的相对介电常数对散射场的影响. 数值计算结果如图 7 所示. 由图 7 可以看出: 1) 随着上层介质相对介电常数的增加, 由表面引起的散射回波增强, 原因是上层介电常数的增



加导致表面对电磁波的反射系数的增大,从而使表面散射场增强;2)随着上层介质介电常数的增加,次表面引起的散射回波强度减弱,可以从两方面来分析原因:首先,上层介质介电常数增大,导致表面反射波增强,透射波减弱;其次,上层介质介电常数增大,导致电磁波在次表面上的反射减弱.以上两方面因素的共同作用使得次表面散射回波被削弱.从仿真结果可以看出,逐渐增大上层介质的介电常数,次表面的回波会逐渐减小直至被表层回波湮没,当上下两层介质的介电常数接近时,次表层回波将消失.

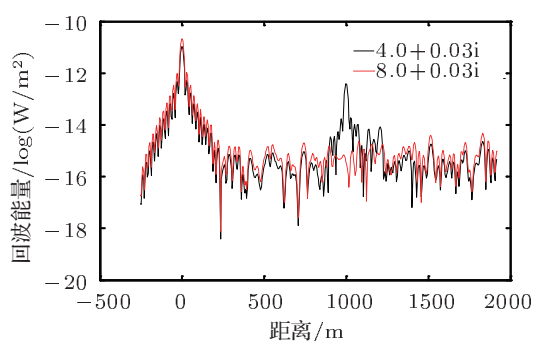


图7 上层介质的相对介电常数的变化对散射场的影响

## 4 结论

本文针对大尺度分层介质粗糙面散射问题建立了物理模型,采用 Stratton-Chu 积分方程和 Kirchhoff 近似给出了模拟粗糙面散射场的方法.从理论推导和数值仿真两个层面分析了表层粗糙面和次

表层粗糙面对电磁散射场的影响.最后给出了分层介质的电特性参数(介电常数和电导率)对分层粗糙面散射场的影响,并对结果做出了分析.主要结论有以下几点.

1)在一定范围内(本文的算例是  $\sigma \leq 3$  m),表层天底区域回波和次表层天底区域回波强度不随表面粗糙度的变化而变化,但从整体上分析,表层天底区域回波和次表层天底区域回波强度随着表面粗糙度的增大而下降,同时下降幅度逐渐增大;表面杂波强度随着粗糙度的增加而快速增大.同时随着粗糙度的增加,表面杂波强度逐渐超过次表面回波强度,从而导致次表面回波被表面杂波掩盖.

2)次表面回波强度随着次表面粗糙度的增加而减小,粗糙度越大,减小的幅度也越大.

3)随着上层介质电导率的增加,表面散射场强度基本没有变化,但次表面引起的回波强度减弱,次表面的回波将逐渐被表面回波湮没.

4)随着上层介质相对介电常数的增加,表面散射场增强;次表面散射回波强度减弱,当上下两层介质的介电常数接近时,次表层回波将逐渐消失.

分层介质中下层介质的电特性参数对散射回波也有影响,采用本文的方法同样可以进行计算分析,本文不再给出.采用几何光学近似方法,本文的方法还可以研究多于三层的分层介质粗糙面的散射问题.本文对于粗糙面的计算是针对微起伏的粗糙面,没有考虑电磁波在粗糙面上的多次散射效应和遮蔽效应,对于其他更加复杂的分层介质粗糙面散射问题有待于进一步深入研究.

- [1] Ilyushin Y A, Seu R, Phillips R J 2005 *Planet. Space Sci.* **53** 1427
- [2] Mouginot J, Kofman W, Safaeinili A, Grima C, Herique A, Plaut J 2009 *Icarus* **201** 454
- [3] Zhang Y Q, Ge D B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4573 (in Chinese) [张玉强, 葛德彪 2009 物理学报 **58** 4573]
- [4] Spagnuolo M G, Grings F, Perna P, Franco M, Karszenbaun H, Ramos V A 2011 *Planet. Space Sci.* **59** 1222
- [5] Wei B, Ge D B, Wang F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6290 (in Chinese) [魏冰, 葛德彪, 王飞 2008 物理学报 **57** 6290]
- [6] 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]
- [7] Ilyushin Y A 2004 *Planet. Space Sci.* **52** 1195
- [8] Ilyushin Y A 2007 *Planet. Space Sci.* **55** 100
- [9] Ye H X, Jin Y Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4579 (in Chinese) [叶红霞, 金亚秋 2009 物理学报 **58** 4579]
- [10] Huang C J, Liu Y F, Wu Z S, Sun Y Q, Long S M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2397 (in Chinese) [黄朝军, 刘亚峰, 吴振森, 孙彦清, 龙姝明 2009 物理学报 **58** 2397]
- [11] Ulaby F T, Moore R K, Fung A K 1982 *Microwave Remote Sensing* (London: Addison Wesley Publishing) p12
- [12] Fung A K 1994 *Microwave Scattering and Emission Models and Their Applications* (London: Artech House) p55
- [13] Picardi G, Biccari D, Seu R, Marinangeli L, Johnson W T K, Jordan R L, Plaut J, Safaeinili A, Gurentt D A, Ori G G, Orosei R, Calabrese D, Zampolini E 2004 *Planet. Space Sci.* **52** 149
- [14] Ren X C, Guo L X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1627 (in Chinese) [任新成, 郭立新 2009 物理学报 **58** 1627]
- [15] Nouvel J F, Herique A, Kofman W, Safaeinili A 2004 *Radio Sci.* **39** RS1013
- [16] Fa W Z, Jin Y Q 2010 *Sci. China Earth Sci.* **40** 473 (in Chinese)

- [法文哲, 金亚秋 2010 中国科学: 地球科学 40 473]  
[17] Kobayashi T, Oya H, Ono T 2002 *Earth Planets Space* 54 973  
[18] Kobayashi T, Oya H, Ono T 2002 *Earth Planets Space* 54 982

- [19] Kong J A 2005 *Electromagnetic Wave Theory* (Massachusetts: EMW Publishing) p470  
[20] Zhang Z F, Nielsen E 2011 *Radio Sci.* 46 RS1007

# Investigation on the characteristics of electromagnetic scattering from large-scale rough surface of layered medium\*

Zhang Yu<sup>1)2)†</sup> Zhang Xiao-Juan<sup>1)</sup> Fang Guang-You<sup>1)</sup>

1) (*Key Laboratory of Electromagnetic Radiation and Sensing Technology of CAS, The Institute of Electronic, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China*)

2) (*Graduated University of Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China*)

(Received 28 February 2012; revised manuscript received 13 March 2012)

## Abstract

A physical model for the electromagnetic scattering from large-scale rough surface of layered medium is established. Stratton-Chu integral equation and Kirchhoff approximation are adopted to calculate the electromagnetic scattering field. The Gaussian random rough surface is selected to simulate the actual rough surface of layered medium. The scattering echo is detected with a single-station nadir-looking radar sounder. The effects of surface and subsurface's roughness on the scattering field are examined both theoretically and numerically. The effect of upper layer's electric properties (permittivity and conductivity) on the scattering field is also investigated and some analysis for the numerical results is presented.

**Keywords:** electromagnetic scattering, layered medium, rough surface, kirchhoff approximation

**PACS:** 42.25.Dd, 42.25.Fx

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61172017, 60890071-01).

† E-mail: zhangyuinbit@163.com