

文章编号:1002-2082(2008)01-0144-08

高斯分层介质粗糙面光波透射问题的微扰法研究

任新成^{1,2}, 郭立新¹

(1. 西安电子科技大学 理学院, 陕西 西安 710071;

2. 延安大学 物理与电子信息学院, 陕西 延安 716000)

摘要: 运用微扰法研究平面波入射分层介质粗糙面的光波透射问题,推出了不同极化状态的透射光波散射系数公式。采用高斯粗糙面来模拟实际的分层介质粗糙面,结合高斯粗糙面的功率谱导出了平面波入射高斯分层介质粗糙面的透射系数计算公式。通过数值计算得到HH极化透射系数随透射光波散射角变化的曲线,讨论底层介质介电常数、中间介质介电常数和厚度、粗糙面参数及入射光波长对透射系数的影响。数值计算结果表明:底层介质介电常数、中间介质介电常数和厚度、粗糙面参数及入射光波长对透射系数的影响是非常复杂的。

关键词: 光波透射;高斯粗糙面;分层介质;微扰法;透射系数

中图分类号: O436.2

文献标志码: A

Investigation on optical wave transmission through Gaussian rough surface of layered medium using perturbation method

REN Xin-cheng^{1,2}, GUO Li-xin¹

(1. School of Sciences, Xidian University, Xi'an 710071, China;

2. College of Physics and Electronic Information, Yan'an University, Yan'an 716000, China)

Abstract: The optical wave transmission was studied with plane wave passing through the rough surface of layered medium. The scattering coefficient formulae of the transmitted light wave under different polarization states was derived with the perturbation method. The natural rough surface of layered medium was simulated with Gaussian rough surface. The calculation formulae for the transmission coefficient of the plane wave incidence to Gaussian rough surface of the layered medium was derived in combination with the power spectrum of Gaussian rough surface. The variation curves of HH polarization transmission coefficient with the scattering angle of transmission wave were obtained by numerical calculation. The influence of the dielectric constant of substrate medium, the dielectric constant and thickness of intermediate medium, rough surface parameters, and wavelength of incident optical wave on the transmission coefficient was discussed. The numerical results show that such influence is very complex.

Key words: optical wave transmission; Gaussian rough surface; layered medium; perturbation method; transmission coefficient

收稿日期:2007-09-07; 修回日期:2007-11-06

基金项目:国家自然科学基金(60571058); 国防科技预研基金资助

作者简介:任新成(1967—),男,陕西富县人,副教授,延安大学物理与电子信息学院副院长,西安电子科技大学在读博士,主要从事电磁波(光波)在复杂介质中的传播和散射的研究。E-mail:yauxchren@yahoo.com.cn

引言

近几十年来,粗糙面电磁(光)散射一直是一个十分活跃、有着大量实际应用、且为多学科领域共同研究的热门课题,从原子物理、医学成像、地球科学到遥感等都有粗糙面电磁(光)散射的应用^[1-7]。由于自然界许多粗糙面下方都是分层介质,不难想象分层介质粗糙面电磁(光)散射在诸多工程、技术和科学研究领域,如在环境遥感、复合材料粗糙表面无损检测、薄膜物理、光学和电磁学方面的应用等是颇有价值的。在近10余年中,研究粗糙面电磁(光)散射新的解析方法不断得到丰富和发展,这些方法有小斜率近似法^[8]、倾斜不变性近似法^[9]、本地微扰法^[10]、全波分析法^[11]、表面场相位微扰法^[12]、双尺度方法^[13-16]和微扰法^[17-18]等。

在过去的粗糙面电磁(光)散射的研究中,研究粗糙面、包括分形粗糙面上方的介质中的电磁(光)散射居多^[19-24],而研究粗糙面下方介质中的电磁(光)透射问题则相对较少^[25-26],不仅如此,所研究的粗糙面大多为2种介质的分界面,而实际的粗糙面大多是其下方有2种或2种以上的介质。本文研究由3种介质(粗糙面下有2种介质)组成的分层介质粗糙面的光透射问题,而且入射到分层介质粗糙面的光波为平面波。假定粗糙面上方和下方的3种介质均是各向均匀的,根据瑞利假设,运用微扰法近似,避免了繁琐的推导和证明,从而得到简洁的透射光散射振幅的表达式,并进一步推出了透射系数的公式,同时用高斯粗糙面来模拟实际的分层介质粗糙面,运用上述结果通过数值计算得到HH极化条件下透射系数随透射光的散射角变化的曲线,讨论底层介质介电常数、中间介质介电常数和厚度、粗糙面高度起伏均方根和相关长度及入射光波长对透射系数的影响。这些结果在诸如海上浮冰、雪层、干旱地区的沙层等的光散射中有重要的应用。

1 公式推导

考虑光波在2个半空间的分界面(粗糙面)上发生光散射,分界面用方程 $z=f(\vec{r})$ ($\vec{r}=\{x,y\}$)描述。不失一般性,我们假设粗糙面上方($z>f(\vec{r})$)均匀半空间介质(介质1)的介电常数和磁导率分别为 $\varepsilon_0=1$ 和 $\mu_0=1$,粗糙面下方($z<f(\vec{r})$)均匀半空间介质的介电常数为 $\varepsilon(z)$,随机函数 $f(\vec{r})$ 具有零均值且在空间上是统计均匀的,即 $\langle f(\vec{r}) \rangle = 0$ 。

现有一频率为 ω 、波矢为 k_i ($\vec{k}_i = \{k_i \sin \theta_i, 0, -k_i \cos \theta_i\}$, $k_i = \omega/c$)的单一频率(忽略时谐因子 $\sim e^{-i\omega t}$)平面光波以入射角 θ_i 从介质1入射到2个半无限介质的粗糙分界面 S_r 上,如图1所示。

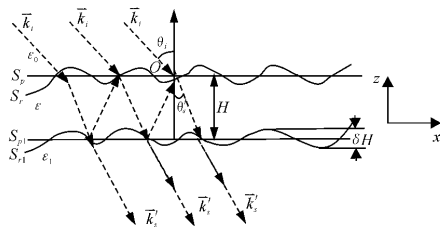


图1 分层介质粗糙面光波透射问题几何示意图

Fig.1 Geometry of the optical wave transmission from rough surface of layered medium

根据电场和磁场的边界条件,电场和磁场的切向分量在粗糙边界 S_r 上连续,即

$$\vec{N} \times (\vec{H}^{(2)} - \vec{H}^{(1)})_{S_r} = \vec{N} \times (\vec{E}^{(2)} - \vec{E}^{(1)})_{S_r} = 1 \quad (1)$$

式中: $\vec{E}^{(2)}$ 和 $\vec{H}^{(2)}$ 分别为下半空间 $z < f(\vec{r})$ 的电场和磁场; $\vec{E}^{(1)}$ 和 $\vec{H}^{(1)}$ 分别为上半空间 $z > f(\vec{r})$ 的电场和磁场; $\vec{N}$ 为粗糙面 S_r 的法线方向的单位矢量,并且指向上方,可以表示为

$$\vec{N} = (\vec{n} - \vec{s})(1 + s^2)^{-1/2} \quad (2)$$

式中: $\vec{n}$ 为水平面(粗糙面 S_r 的平均平面) S_p ($z=0$)法线方向的单位矢量; $\vec{s}(\vec{r}) = \nabla_r f(\vec{r})$ 是表面斜度的矢量场,这里 $\nabla_r = \{\partial/\partial x, \partial/\partial y\}$ 。假定粗糙面 S_r 的斜度与水平面 S_p 相比较足够小,我们可以将边界条件(1)展开为 $f(\vec{r})$ 和 $\vec{s}(\vec{r})$ 的级数,仅保留一阶项,则^[7]

$$\begin{cases} (\vec{n} \times \Delta \vec{H})_{S_p} = (\vec{s} \times \Delta \vec{H})_{S_p} - f(\vec{n} \times \frac{\partial \Delta \vec{H}}{\partial z})_{S_p} \\ (\vec{n} \times \Delta \vec{E})_{S_p} = (\vec{s} \times \Delta \vec{E})_{S_p} - f(\vec{n} \times \frac{\partial \Delta \vec{E}}{\partial z})_{S_p} \end{cases} \quad (3)$$

式中: $\Delta \vec{H} = \vec{H}^{(2)} - \vec{H}^{(1)}$; $\Delta \vec{E} = \vec{E}^{(2)} - \vec{E}^{(1)}$ 。此时,可以用下式描述这一衍射问题。

$$\begin{aligned} \vec{H}^{(1,2)} &= \vec{H}_0^{(1,2)} + \vec{H}_1^{(1,2)} \\ \vec{E}^{(1,2)} &= \vec{E}_0^{(1,2)} + \vec{E}_1^{(1,2)} \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $\vec{E}_0^{(1)}$, $\vec{H}_0^{(1)}$ ($\vec{E}_0^{(2)}$, $\vec{H}_0^{(2)}$)分别是粗糙面上方(下方)半空间对应于通过平面边界 S_p 反射(折射)且

未受扰动的电场和磁场,它们满足一致性边界条件:

$$\vec{n} \times (\vec{H}_0^{(2)} - \vec{H}_0^{(1)})_{S_p} = \vec{N} \times (\vec{E}_0^{(2)} - \vec{E}_0^{(1)})_{S_p} = 0 \quad (5)$$

式中 $\vec{E}_1^{(1)}, \vec{H}_1^{(1)}(\vec{E}_1^{(2)}, \vec{H}_1^{(2)})$ 分别是关于 $f(\vec{r})$ 和 $\vec{s}(\vec{r})$ 的一阶近似、修正的散射电场和磁场,即上(下)半空间的散射场。它们满足非一致性边界条件:

$$\begin{cases} (\vec{n} \times \Delta \vec{H}_1)_{S_p} = (\vec{s} \times \Delta \vec{H}_0)_{S_p} - f(\vec{n} \times \frac{\partial \Delta \vec{H}_0}{\partial z})_{S_p} \\ (\vec{n} \times \Delta \vec{E}_1)_{S_p} = (\vec{s} \times \Delta \vec{E}_0)_{S_p} - f(\vec{n} \times \frac{\partial \Delta \vec{E}_0}{\partial z})_{S_p} \end{cases} \quad (6)$$

式中: $\Delta \vec{H}_0 = \vec{H}_0^{(2)} - \vec{H}_0^{(1)}$; $\Delta \vec{H}_1 = \vec{H}_1^{(2)} - \vec{H}_1^{(1)}$;
 $\Delta \vec{E}_0 = \vec{E}_0^{(2)} - \vec{E}_0^{(1)}$; $\Delta \vec{E}_1 = \vec{E}_1^{(2)} - \vec{E}_1^{(1)}$ 。

我们首先考虑在介质 1 中传播且入射在粗糙面 S_r 上的单一频率水平极化平面光波(TE 波),在波矢 $\vec{k}_i$ 的方向上有

$$\vec{E}_{in}^{(1)} = \vec{P}_0 e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{R}} = \vec{P}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - k_z z)} \quad (7)$$

式中: $\vec{R} = \{\vec{r}, z\}$ 是三维矢径; $\vec{P}_0 = \vec{e}_y = (0, 1, 0)$ 是单位极化矢量; $\vec{k} = \{k, 0, 0\}$ 是入射波矢 $\vec{k}_i = \{\vec{k}, -k_z\}$ 在平面 $z=0$ 上的二维投影; $k_z = \sqrt{k^2 \mu_0 \epsilon_0 - k^2} = k_i \cos \theta_i$ 。

根据斯涅耳折射定律,下半空间($z < 0$)的总的零阶电场 $\vec{E}_0^{(2)}$ 为

$$\vec{E}_0^{(2)} = \vec{P}_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} T_h (e^{-ik'_z z} + R'_h e^{ik'_z z}) \quad (8)$$

式中 R'_h 和 T_h 分别为分层介质的反射系数和透射系数。

根据麦克斯韦方程组可得下半空间($z < 0$)的总的零阶磁场 $\vec{H}_0^{(2)}$ 为

$$\vec{H}_0^{(2)} = \frac{1}{ik_i} \nabla \vec{E}_0^{(2)} \quad (9)$$

在下面的推导中,我们假定下半空间($z < 0$)介质的介电常数 $\epsilon(z)$ 随 z 的变化是缓慢的,并且在平均平面 $S_p(z=0)$ 附近,即在粗糙面下方的一个薄层内 $\epsilon(z)$ 是一个常数,忽略 $\epsilon(z)$ 、 T_h 和 R'_h 的变化,可得

$$\begin{aligned} \vec{H}_0^{(2)} &= \frac{1}{k_i} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} T_h [(k'_i \times \vec{P}_0) e^{-ik'_z z} + \\ &R'_h (k'_r \times \vec{P}_0) e^{ik'_z z}]_{z \rightarrow 0} \end{aligned} \quad (10)$$

将(8)式和(10)式代入一致性边界条件(5)式,我们可以得到菲涅耳反射和折射系数的表达式为

$$R_h = \frac{R_{0h} + R'_h}{1 + R_{0h} R'_h}, T_h = \frac{1 + R_{0h}}{1 + R_{0h} R'_h} \quad (11)$$

这里 R_{0h} 为从 2 种均匀介质(介电常数分别为 $\epsilon_0 = 1$ 和 ϵ)构成的水平分界面反射时的菲涅耳反射系数,可表示为

$$R_{0h} = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i}} \quad (12)$$

由(8)式和(10)式可以得到边界条件(6)式右端零阶散射场的差值 $\Delta \vec{H}_0, \Delta \vec{E}_0$ 及其法向导数,即

$$\begin{cases} \Delta \vec{H}_0|_{z=0} = \Delta \vec{E}_0|_{z=0} = 0 \\ (\vec{n} \times \frac{\partial \Delta \vec{H}_0}{\partial z})|_{z=0} = -i \vec{P}_0 k_i (\epsilon - 1) (1 + R_h) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \\ (\vec{n} \times \frac{\partial \Delta \vec{E}_0}{\partial z})|_{z=0} = 0 \end{cases} \quad (13)$$

我们将透射场按平面波展开,并且对坐标 r 应用傅里叶变换,由(6)式可得:

$$\begin{cases} \vec{n} \times (\frac{\vec{H}^{(2)}}{k'_z} - \frac{\vec{H}^{(1)}}{k_z}) = i \tilde{f}(\vec{q}_\perp) k_i (\epsilon - 1) \cdot (1 + R_h(\theta_i)) \vec{P}_0 = \vec{J}_H^h \\ \vec{n} \times (\frac{\vec{E}^{(2)}}{k'_z} - \frac{\vec{E}^{(1)}}{k_z}) = 0 \end{cases} \quad (14)$$

由此可得水平极化波的透射振幅为

$$(\vec{P}, \vec{E}'_s) = \frac{k'_z k_i (\vec{P} \cdot \vec{J}_H^h)}{k_z [1 + R'_h(\theta_s)] + k'_z [1 - R'_h(\theta_s)]} \quad (15)$$

由(14)式定义的表面电流 $\vec{J}_H^h$ 在矢量 $\vec{P}$ 上的投影为

$$(\vec{P} \cdot \vec{J}_H^h) = i \tilde{f}(\vec{q}_\perp) k_i (\epsilon - 1) (1 + R_h(\theta_i)) \cos \varphi \quad (16)$$

将(16)式代入(15)式可得

$$(\vec{P} \cdot \vec{E}'_s) = i \tilde{f}(\vec{q}_\perp) \frac{(\epsilon - 1) k'_z}{2k_z} k_i^2 T_h(\theta_s) [1 + R_h(\theta_i)] \cos \varphi \quad (17)$$

(17)式给出了水平极化入射波条件下透射波的振幅。类似地,垂直极化入射波条件下透射波的振幅为

$$\begin{aligned} (\vec{P} \cdot \vec{H}'_s) &= \\ & - \frac{\epsilon k'_z k_z [\vec{P} \cdot (\vec{n} \times \vec{J}_H^h)]}{\epsilon k_z [1 + R'_v(\theta_s)] + k'_z [1 - R'_v(\theta_s)]} \end{aligned} \quad (18)$$

考虑(14)式表面电流的定义可得

$$\begin{aligned} \vec{P} \cdot (\vec{h} \times \vec{J}_H^h) &= i \tilde{f}(\vec{q}_\perp) k_i (\epsilon - 1) \\ & (1 + R_h(\theta_i)) \sin \varphi \end{aligned} \quad (19)$$

由此可得到(18)式的最终形式为

$$(\vec{P} \cdot \vec{H}'_s) = -i \tilde{f}(\vec{q}_\perp) \frac{\epsilon - 1}{2} k_i k'_s T_v(\theta_s) [1 + R_h(\theta_i)] \sin \varphi \quad (20)$$

所以透射截面为

$$\sigma'_h(k'_s, k_i) = \lim_{S_p \rightarrow \infty} \frac{(2\pi)^2}{S} \langle |\vec{P} \cdot \vec{E}|^2 \rangle \text{Re} \sqrt{\epsilon} \quad (21)$$

$$\sigma'_v(k'_s, k_i) = \lim_{S_p \rightarrow \infty} \frac{(2\pi)^2}{S} \langle |\vec{P} \cdot \vec{H}|^2 \rangle \frac{\text{Re} \sqrt{\epsilon}}{|\epsilon|} \quad (22)$$

对于水平极化入射波,运用(17)式和(20)式可以得到(21)式和(22)式的统一的、相似的形式^[6,16],即

$$\begin{cases} f'_{hh} = \sqrt{\epsilon} T_h(\theta_s) [1 + R_h(\theta_i)] \frac{\cos \theta'_s}{\cos \theta_s} \cos \varphi \\ f'_{vh} = -T_v(\theta_s) [1 + R_h(\theta_i)] \cos \theta'_s \sin \varphi \\ f'_{vv} = T_v(\theta_s) \left\{ [1 - R_v(\theta_i)] \cos \theta_i \cos \varphi + \frac{1}{\epsilon} [1 + R_v(\theta_i)] \sin \theta_i \tan \theta_s \right\} \cos \theta'_s \\ f'_{hv} = \sqrt{\epsilon} T_h(\theta_s) [1 - R_v(\theta_i)] \frac{\cos \theta'_s}{\cos \theta_s} \cos \theta_i \sin \varphi \end{cases} \quad (24)$$

式中: R_h 和 R_v 分别表示从水平面 $S_p(z=0)$ 下方介质($z < 0$)进入水平面上方($z > 0$)半空间水平极化和垂直极化的镜反射系数; θ_i 为入射角; θ_s 为介质1中的散射角; θ'_s 为介质2中的散射角; φ 为透射波的方位角。对于一般的任意分层介质的情形,镜反射系数 R_h 和 R_v 分别具有如下形式:

$$R_h = \frac{R_{0h} + R'_{1h}}{1 + R_{0h} R'_{1h}}, R_v = \frac{R_{0v} + R'_{1v}}{1 + R_{0v} R'_{1v}} \quad (25)$$

式中 R_{0h} 和 R_{0v} 分别为从2种均匀介质(介电常数分别为 $\epsilon_0=1$ 和 ϵ)构成的水平分界面反射时的菲涅耳反射系数,可表示为(12)式和下式:

$$R_{0v} = \frac{\epsilon \cos \theta - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}}{\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \quad (26)$$

式中 R' 为中间介质下方介质(底层介质)的反射系数($R'=0$ 对应于下半空间($z < 0$)是介电常数为常数的均匀介质)。

现在我们考虑最简单的分层结构介质,也就是粗糙面上方为自由空间,下方为由2层介质构成的空间,具有复介电常数 $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ (平均厚度为 H)的均匀层,覆盖在复介电常数为 $\epsilon_1 = \epsilon'_1 + i\epsilon''_1$ 的均匀底层上。具有这种结构的分层介质的反射系数 R_h 和 R_v 即为(11)给出的一般方程,且 R' 可以表示为^[7]

$$\sigma_{\alpha\beta}^0(k_s, k_i) = \pi k_i^4 |\epsilon - 1|^2 |f'_{\alpha\beta}|^2 W_f(\vec{q} - \vec{k}) \text{Re} \sqrt{\epsilon} \quad (23)$$

式中:下标 α 和 β 分别表示透射波和入射波的极化状态; $W_f(\vec{q} - \vec{k})$ 是粗糙表面的空间功率谱密度,它是粗糙表面自相关函数的傅里叶变换, $\vec{q} - \vec{k} = k'_s \sin \theta'_s \cos \varphi - k_i \sin \theta_i$ 。

类似地,也可推导出TM波入射时分层介质粗糙面的透射波散射系数的公式。

考虑透射的最简单的情形,即对于非磁性分层介质($\mu=1$)构成的粗糙边界,(23)式中的一组因子 $f'_{\alpha\beta}$ 用显式表示为

$$R'_h(\theta) = R_{1h}(\theta) \exp(2ikH \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}) \quad (27)$$

$$R'_v(\theta) = R_{1v}(\theta) \exp(2ikH \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})$$

式中 $R_1(\theta)$ 为从介电常数为 ϵ 和 ϵ_1 的2种介质表面($z=-H$)反射时的菲涅耳反射系数。它们具有如下形式:

$$R_{1h}(\theta) = \frac{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} - \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \theta}}{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} + \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \theta}} \quad (28)$$

$$R_{1v}(\theta) = \frac{\epsilon_1 \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \theta} - \epsilon \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \theta}}{\epsilon_1 \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} + \epsilon \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \theta}}$$

2 数值计算结果和讨论

本文中,我们用高斯粗糙面来模拟实际的分层介质粗糙面。高斯粗糙面的功率谱密度 W_f 为

$$W_f(K) = \frac{\delta^2 l}{2 \sqrt{\pi}} \exp(-K^2 l^2 / 4) \quad (29)$$

根据文献[2]中所述微扰法,将(29)式代入(23)式,可得光波经过高斯分层介质粗糙面透射进入下半空间的单位非相干散射截面为

$$\sigma_{\alpha\beta}^0(\vec{k}_s, \vec{k}_i) = \frac{\pi}{2 \sqrt{\pi}} k_i^4 |\epsilon - 1|^2 |f_{\alpha\beta}|^2 \times \delta^2 l \exp(-K^2 l^2 / 4) \quad (30)$$

这样,就可以进一步得到高斯分层介质粗糙面光波透射的透射系数,即

$$\sigma=10\lg\sigma_{\alpha\beta}^0(\vec{k}_s,\vec{k}_i) \tag{31}$$

我们主要应用(31)式研究高斯分层介质粗糙面的光波透射问题。

微扰法除要求粗糙表面标准离差小于入射光波长的5%外,它还要求粗糙表面的平均斜度与波数和标准离差的乘积具有同一数量级,这2个条件用数学公式^[1]表示为

$$k\delta<0.3 \tag{32}$$

$$\sqrt{2}\delta/l<0.3 \tag{33}$$

在下面的数值计算中,我们仅仅考虑发生在入射平面的光波透射问题,即 $\varphi=0$,此时, $K=\sqrt{\epsilon}k_i\sin\theta'_s-k_i\sin\theta_i$ 。在利用(31)式进行计算时,入射波长取 $1.06\mu\text{m}$,入射角取 30° 。我们分别考虑底层介质介电常数、中间介质介电常数,厚度、粗糙面高度起伏均方根,相关长度和入射光波长对透射系数的影响。

首先研究在入射波波长 λ 一定、HH极化情形下,底层介质介电常数、中间层介质介电常数 ϵ 、中间层介质厚度 H 、粗糙面高度起伏均方根 δ 和相关长度 l 对透射系数的影响。

2.1 底层介质介电常数对透射系数的影响

根据(31)式,通过数值计算可以得到在 $\epsilon=1.6+0.01i$, $H=10\lambda$ (λ 为入射波长,下文相同), $\delta=0.2/k$, $l=10/k$ 时,不同 ϵ_1 对应的 σ 随透射光的散射角 θ'_s 的变化曲线,如图2所示。由图2可以看出,在其他参数一定的条件下,不同 ϵ_1 的曲线几乎是重合的,这说明底层介质介电常数 ϵ_1 对透射系数的影响不大。此外,由图1还可以看出,当 $\theta'_s<\theta'_{s0}$ (θ'_{s0} 为按照斯涅耳定律计算出的对应于入射角 $\theta_i=30^\circ$, $\epsilon_0=1$, $\epsilon=1.6+0.01i$ 的折射角,下文不再赘述)时,曲线几乎不振荡;当 $\theta_s=\theta'_{s0}$ 时, σ 达到最大值;当 $\theta_s>\theta'_{s0}$ 时,曲线开始振荡,并且振荡振幅越来越大, ϵ_1 不影响曲线振荡的频率。

2.2 中间层介质介电常数对透射系数的影响

图3表示在 $\epsilon_1=80+30i$, $H=10\lambda$, $\delta=0.2/k$, $l=10/k$ 时,不同 ϵ 对应的 σ 随透射波的散射角 θ'_s 变化的曲线。从图3不难看出,在其他参数和 ϵ 的虚部一定的条件下, ϵ 的实部越大,曲线振荡的频率越大,振荡的振幅越小,并且在透射波的散射角变化的大部分范围内,透射系数越小;在其他参数和的实部一定的条件下, ϵ 的虚部越大,曲线振荡的频

率越大,振荡的振幅越小。可见透射系数对 ϵ 的变化是非常敏感的,这一结论对环境遥感等雷达工程问题来说颇有价值。

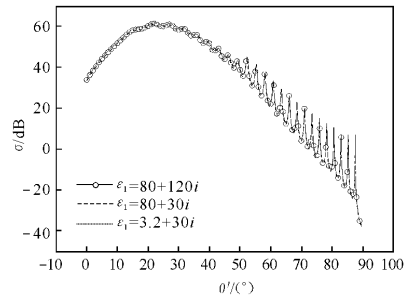


图2 不同 ϵ_1 对应的透射系数角分布

Fig. 2 Distribution of σ with θ'_s for different ϵ_1

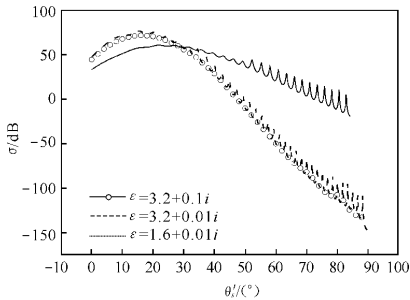


图3 不同 ϵ 对应的透射系数角分布

Fig. 3 Distribution of σ with θ'_s for different ϵ

2.3 中间层介质厚度对透射系数的影响

图4表示在 $\epsilon_1=80+30i$, $\epsilon=1.6+0.01i$, $\delta=0.2/k$, $l=10/k$ 时,不同 H 对应的 σ 随透射光的散射角 θ'_s 的变化曲线。从图3不难看出,在其他参数一定的条件下, H 越大,曲线振荡的频率越大、振幅越小,并且当 H 增大到原来的2倍时,曲线振荡的频率也增大到原来的2倍,这一结果在 $30^\circ<\theta'_s<70^\circ$ 范围内是近似成立的,它对解决平面光波入射高斯分层介质粗糙面的光波逆散射问题具有重要的意义。

2.4 粗糙面高度起伏均方根对透射系数的影响

图5表示在 $\epsilon_1=80+30i$, $\epsilon=1.6+0.01i$, $H=10\lambda$, $l=10/k$ 时,不同 δ 对应的 σ 随透射光的散射角 θ'_s 的变化曲线。从图5不难看出,在其他参数一定的条件下, δ 不影响曲线振荡的频率,但影响曲线振荡的振幅, δ 越大,振荡的振幅越大。

2.5 粗糙面高度起伏相关长度对透射系数的影响

图6表示在 $\epsilon_1=80+30i$, $\epsilon=1.6+0.01i$, $H=$

$10\lambda, \delta=0.2/k$ 时,不同 l 对应的 σ 随透射光的散射角 θ'_s 的变化曲线。从图 6 不难看出,在其他参数一定的条件下,在折射方向附近一个极小的范围内, l 越大, σ 越大;而在透射光的散射角变化的绝大部分范围内, l 越大, σ 越小, σ 变化得越快; l 既影响曲线振荡的频率,又影响曲线振荡的振幅,还影响曲线变化的快慢, l 越大,曲线振荡的频率越小,曲线振荡的振幅亦越小,曲线变化得越快。

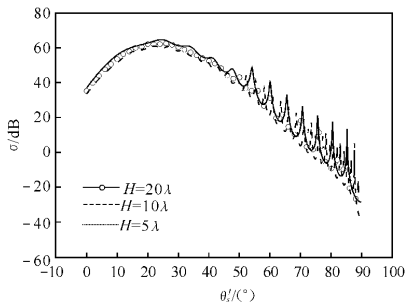


图 4 不同 H 对应的透射系数角分布

Fig. 4 Distribution of σ with θ'_s for different H

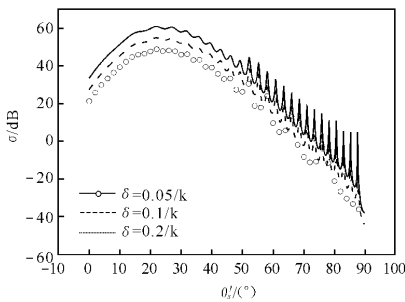


图 5 不同 δ 对应的透射系数角分布

Fig. 5 Distribution of σ with θ'_s for different δ

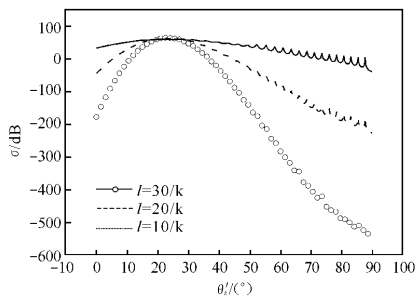


图 6 不同 l 对应的透射系数角分布

Fig. 6 Distribution of σ with θ'_s for different l

从图 2 到图 6 不难看出,在平面光波入射高斯

分层介质粗糙面时,当透射光的散射角小于折射角时,透射系数随透射光的散射角变化的曲线不振荡,当透射光的散射角等于折射角时,透射系数达到最大值,当透射光散射角大于折射角时,透射系数随散射角变化的曲线振荡。总体来说,当透射光的散射角小于折射角时, σ 随 θ'_s 的增大而增大;当透射光散射角大于折射角时, σ 随 θ'_s 的增大而减小。

为了进一步研究透射系数 σ 随入射光波长 λ 变化的特征,本文对此进行了数值计算,图 6 给出了数值计算结果。计算时各种参数的取值如下: $\epsilon_1 = 1.6 + 0.01i$, $\epsilon = 80 + 30i$, $H = 10\lambda$, $\delta = 0.001$ m, $l = 0.1$ m, $\theta_i = 30^\circ$, θ'_s 分别为 10° 和 50° 。

对于一个确定的分层介质粗糙面光波透射,其底层介质介电常数、中介质的介电常数和厚度、粗糙面高度起伏均方根、相关长度均是一定的。这里,粗糙面高度起伏均方根取 $\delta = 0.001$ m、高度起伏相关长度取 $l = 0.1$ m 是根据微扰法条件(32)与(33)2 式和入射频率的取值范围($0.5 \mu\text{m} \sim 15 \mu\text{m}$)确定的,以保证在上述波长变化范围内,微扰法的条件总能成立。在这样的条件下,对于一个确定的分层介质粗糙面来说,当入射光波波长变化时,透射系数如何随波长的变化而变化呢? 对于上述确定的高斯分层介质粗糙面,当不同波长的光波入射时,透射系数随波长的变化特征由图 7 给出。

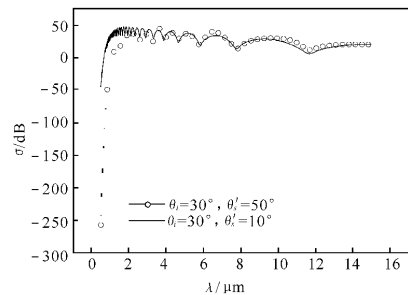


图 7 σ 随入射频率 f 的变化曲线

Fig. 7 Distribution of σ with λ

由图 7 可以看出,当 $\theta'_s = 10^\circ$ 小于折射角时,透射系数随入射光波长的变化是振荡的,振荡频率随波长的增加而减小。在入射光波长小于 $2 \mu\text{m}$ 时,透射系数增大得很快;入射光波长大于 $2 \mu\text{m}$ 时,透射系数变化得很慢。当 $\theta'_s = 50^\circ$ 大于折射角时,透射系数的变化规律与 $\theta'_s = 10^\circ$ 的情形相似,而且 $\theta'_s = 10^\circ$ 时各波长对应的透射系数与 $\theta'_s = 50^\circ$ 时对应的透射系数基

本相当。

我们仅考虑发生在入射平面的光波透射问题,即透射光波的方位角 $\varphi=0$, (24)式中 $f'_{vh}=f'_{hv}=0$,因此交叉极化的透射系数为0。

根据(24)式,并经大量数值计算可以得出,在VV极化的情形下,底层介质介电常数、中间层介质介电常数、中间层介质厚度、粗糙面高度起伏均方根和相关长度对VV极化透射系数的影响与HH极化是完全类似的。与HH极化相比,VV极化情形下透射系数角分布曲线的振荡部分振幅明显减小。

3 结束语

当平面光波入射到一分层介质粗糙面上时,发生在粗糙面下方介质中的光波透射在诸多实际工程中有广泛的应用。本文基于微扰法得到了平面光波入射分层介质粗糙面上时透射系数的表达式,并且采用高斯粗糙面来模拟实际分层介质粗糙面,结合高斯粗糙面的功率谱导出了平面波入射时的透射系数计算公式,通过数值计算得到了HH极化情况下透射系数随透射光散射角变化的曲线,讨论了底层介质介电常数、中间介质介电常数和厚度、粗糙面参数及入射光频率对透射系数的影响。毫无疑问,这些结果在环境遥感、探地雷达、无线电传播与通信、粗糙面重构等光波逆散射问题中有着广泛的应用。当然,本文只是研究了底层介质介电常数、中间介质介电常数和厚度、粗糙面参数及入射光波长对一种结构比较简单的高斯分层介质粗糙面透射系数的影响,对于其他谱分布、结构更为复杂的分层介质粗糙面的透射问题还有待于作进一步地深入研究。

参考文献:

- [1] ULABY F T, MOORE R K, FUNG A K. Microwave remote sensing [M]. London: Addison-Wesbey Publishing, 1982.
- [2] ISHIMARU A. Wave propagation and scattering in random medium[M]. New York: Academic Press, 1978.
- [3] FUNG A K. Microwave scattering and emission models and their applications[M]. London: Artech House, 1994.
- [4] OGILVY J A. Theory of wave scattering from random rough surface [M]. Bristol: Institute of Physics Publishing, 1991.

- [5] BECKMAN P, SPIZZICHINO A. 1963 the scattering of electromagnetic waves from rough surfaces [M]. London: Oxford Pergamon, 1963.
- [6] VORONOVICH A G. Wave scattering from rough surfaces [M]. 2nd ed. Berlin: Springer-Verlag, 1999.
- [7] BASS F G, FUKS I M. Wave scattering from statistically rough surfaces [M]. London: Oxford Pergamon, 1979.
- [8] VORONOVICH A G. Small-slope approximation in wave scattering by rough surfaces[J]. Sov. Phys. JETP, 1985(62):65-70.
- [9] CHARNOTSKII M I, TATARSKII V I. Tiltinvariant theory of rough surface scattering[J]. Waves in Random Media, 1995(5):361-380.
- [10] ISERS A B, PUZENKO A A, FUKS IM. The local perturbation method for solving the problem of diffraction from a surface with small slope irregularities [J]. J. Electromagn. Wave Appl., 1991(5):1419-1435.
- [11] BAHAR E. Scattering cross sections for composite random surfaces: fullwave analysis[J]. Radio Sci., 1981(16):1327-1335.
- [12] WINEBRENNER D P, ISHIMARU A. Investigation of a surface-field phase-perturbation technique for scattering from rough surfaces[J]. Radio Sci., 1985(20):161-170.
- [13] BROWN G S. A new approach to the analysis of rough surface scattering[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1991(39):943-948.
- [14] KAGANOVSKII Yu S, FREILIKHER V D, Kanzieper E, et al. Light scattering from slightly rough dielectric films[J]. J. Opt. Soc. Am. A., 1999(16): 331-338.
- [15] ZHUCK N P. Scattering of EM waves from a slightly rough surface of a generally anisotropic plane-layered half space [J]. IEEE Trans. Anten. and Prop., 1997(45):1774-1782.
- [16] CHAMOTSKII M I, TATARSKII V I. Tiltinvariant theory of rough surface scattering[J]. Waves in Random Medium, 1995(5):361-380.
- [17] SULTAN-SALEM A K, TYLER G L. Validity of the Kirchhoff approximation for electromagnetic wave scattering from fractal surfaces [J]. IEEE Trans. on Geosci. Remote Sensing, 2004, 42(9): 1860-1870.
- [18] GUO Li-xin, JIAO Li-cheng, WU Zhen-sen. Electromagnetic scattering from two-dimensional rough

- surface using Kirchhoff approximation[J]. Chin. Phys. Lett., 2001,18(2):214-216.
- [19] WANG Yun-hua, GUO Li-xin, WU Qiong. Electromagnetic scattering from parallel 2D targets arbitrarily located in a Gaussian beam[J]. Chinese Physics, 2006,15(8):1755-1765.
- [20] LIU Ye, WEI En-bo, HONG Jie-li, et al. Micro-wave backscattering from the sea surface with breaking waves[J]. Chinese Physics, 2006,15 (9): 2175-2179.
- [21] 王君,何俊发,王莲芬,等. 简易 Mie 散射数值计算方法的研究[J]. 应用光学, 2005, 26(4):13-16.
WANG Jun, HE Jun-fa, WANG Lian-fen, et al. The implementation of straightforward Mie scattering numerical calculation [J]. Journal of Applied Optics, 2005, 26(4):13-16. (in Chinese)
- [22] 邓志宏,桂许春,廖树帜. 微小颗粒的光散射数值模拟[J]. 应用光学, 2006, 27(6):543-545.
DENG Zhi-hong, GUI Xu-chun, LIAO Shu-zhi. Numerical simulation of light scattering from small particles[J]. Journal of Applied Optics, 2006, 27 (6):543-545. (in Chinese)
- [23] 项建胜,何俊华. Mie 光散射理论的数值计算方法[J]. 应用光学, 2007, 28(3):363-366.
XIANG Jian-sheng, HE Jun-hua. Numerical calculation of Mie theory[J]. Journal of Applied Optics, 2007, 28(3):363-366. (in Chinese)
- [24] 程光煦,段军红,张善涛,等. 光散射的逆向思考[J]. 物理学进展, 2006, 26(1):51-116.
CHENG Guang-xu, DUAN Jun-hong, ZHANG Shan-tao, et al. In verse thinking and problems for light scattering[J]. Progress in Physics, 2006, 26 (1):51-116. (in Chinese)
- [25] 金亚秋,李中新. 结合谱积分加速法的前后向迭代法数值计算分形粗糙介质面的透射和透射[J]. 电子学报, 2002, 30(11):1648-1653.
JIN Ya-qiu, LI Zhong-xin. Bistatic scattering and transmitting though a fractal rough dielectric surface using the forward and backward method with spectrum acceleration algorithm (FBM/SAA) [J]. Acta Electronic Sinica, 2002, 30 (11): 1648-1653. (in Chinese)
- [26] 李中新,金亚秋. 双网格前后向迭代与谱积分法计算分形粗糙面的散射与透射[J]. 物理学报, 2002, 51(7):1403-1411.
LI Zhong-xin, JIN Ya-qiu. Investigation of Bistatic scattering and transmitting though fractal rough dielectric surface with the physics-based two-grids method in conjunction with the forward and backward method and spectrum acceleration algorithm[J]. Acta Physic Sinica, 2002, 51 (7): 1403-1411. (in Chinese)