第 57 卷 第 9 期 2008 年 9 月
1000-3290/2008/57(09)/5529-08

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.57, No.9, September, 2008

平面上方二维介质目标对高斯波束的电磁散射研究*

王运华[1)] 张彦敏[2)] 郭立新[3)]

1)(中国海洋大学海洋遥感研究所,青岛 266003)
2)(中国海洋大学物理系,青岛 266100)
3)(西安电子科技大学理学院,西安 710071)

(2007 年 11 月 20 日收到;2008 年 1 月 28 日收到修改稿)

基于矩量法、互易性定理及镜像理论,提出了一种新的混合方法用于研究水平分界面上方二维介质目标对垂直入射高斯波束的差值散射场. 应用镜像理论,介质水平分界面可被原始目标相对于该分界面的镜像目标所替代,从而给出散射问题的等效模型. 在等效模型中,应用矩量法求解了原始目标及镜像目标对高斯波束的散射场,同时结合互易性定理得到了原目标与其镜像目标之间的耦合散射场. 数值计算结果与相关文献方法及 MoM 所得结果进行了比较,验证了该混合方法的有效性.

关键词:互易性定理, 电磁散射, 高斯波束, 二维目标

PACC:4110H, 4753

1. 引 言

众所周知,相对于平面波而言高斯波束能更好地模拟激光和雷达波束. 因此,近些年来,目标对高斯波束的电磁散射问题一直是研究热点. 相关学者对柱体及球体等简单形状目标的高斯波束散射问题进行了大量研究[1—7]. 文献[1—3]研究了圆柱对高斯波束的电磁散射问题;在文献[4,5]中,本文作者结合互易性定理研究了相邻多根平行等离子体涂层圆柱目标对高斯波束电磁散射特性. Gouesbet 和 Doicu 应用 Lorenz-Mie 理论分别研究了球形粒子的高斯波束电磁散射问题[6,7];Wu 等将球形粒子对高斯波束散射场的求解算法进行了改进[8];文献[9]还研究了两相邻球形目标的电磁散射问题. 由于无限大平面上方目标的差值散射场在实际应用中的重要性,近年来该问题引起了众多学者的兴趣[10—22]. 文献[10,15—20]基于扩展 Mie 理论和多极子展开法分别研究了平面上方柱形和球形目标的光散射问题,此方法不但考虑到镜像目标散射场的影响,而且还考虑了目标及其镜像目标之间耦合效应的影响,但该方法只适用于求解球形或圆柱形目标的差值散射场. 文献[21,22]基于偶极子方法给出了平面上方小目标电磁散射的求解方法,但是,此方法要求目标相对于入射波长而言足够小而且目标与平面之间的距离足够大. Valle 等人[12]基于消光定理和电场积分方程数值计算了平面上方无限长柱体的光散射问题,但是,应用该方法求解所得到的差值散射场与平面的大小有关,因此,若柱体与无限大平面之间的距离较大或掠射角较小,需取较大尺寸的水平分界面才可得到收敛结果,但此时该方法计算效率很低. 另外,文献[10—22]研究的都是平面波入射的情况,而有关高斯波束的电磁散射问题涉及较少. 本文结合矩量法、互易性定理[4,5,9,23—24]和镜像理论[24],分析了介质分界面存在时二维介质柱体目标对高斯波束的差值散射场. 在计算过程中,应用矩量法求解了二维介质目标及其镜像目标对高斯波束的散射场,同时结合互易性定理计算了原始目标与其镜像目标之间的耦合散射场. 同其他数值方法[12,13]相比,本文方法只需应用矩量法求解单一柱体目标散射场及表面等效电流密度和磁流密度,计算效率较高;另外,同解析方法相比,该方法不受柱体横截面几何形状的限制,适用范围广. 最后,将本文方法计算所得结果与应用文献[13]中的方法所得结果及 MoM 结果进行了比较,讨论了分界面介电常数、束腰半径等因素对差值散射场的影响.

* 国家自然科学基金(批准号:60571058)和国防预研基金资助的课题.

2. 等效模型

图 1 给出了二维高斯波束入射时散射模型的几何示意图. 图中 $0'$ 为高斯波束的束腰中心, W_0 为入射波束的束腰半径, $\hat{y}'$ 为入射方向. 假设差值散射场包括目标散射场、目标和平面的耦合散射场, 那么图 1 所示柱体目标的差值散射场 E^s 可表示为图 2(A)—(H)中八项散射场的叠加. 应用文献[19,20]中所给的近似及镜象理论, 图 2(a)—(h)给出了图 2(A)—(H)中各项散射场的等效模型. 这里忽略了目标与其镜像目标之间的三阶及更高阶散射场, 这种近似的合理性在文献[4,5]中已经进行了讨论. 这样, 图 1 中的差值散射场可以写为

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{E}^s &= \boldsymbol{E}_1^s + \boldsymbol{E}_2^s + \boldsymbol{E}_3^s + \boldsymbol{E}_4^s + \boldsymbol{E}_5^s + \boldsymbol{E}_6^s + \boldsymbol{E}_7^s + \boldsymbol{E}_8^s \\
&= \boldsymbol{E}'^s_1 + R(\theta_s)\cdot\boldsymbol{E}'^s_2 + R(\theta_i)\cdot\boldsymbol{E}'^s_3 \\
&\quad + R(\theta_i)\cdot R(\theta_s)\cdot\boldsymbol{E}'^s_4 + R(0)\cdot\boldsymbol{E}'^s_5 \\
&\quad + R(\theta_i)\cdot R(0)\cdot\boldsymbol{E}'^s_6 + R(\theta_s)\cdot R(0)\cdot\boldsymbol{E}'^s_7 \\
&\quad + R(\theta_s)\cdot R(\theta_i)\cdot R(0)\cdot\boldsymbol{E}'^s_8,
\end{aligned}
\tag{1}
$$

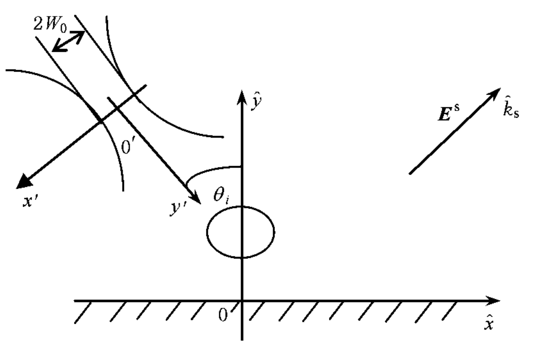

图 1 散射几何示意图

这里 $R(\theta)$ 为水平分界面的 Fresnel 反射系数. 对于 TM 极化入射波而言, 有

$$
R^{\mathrm{TM}}(\theta) = \frac{\cos\theta - (N_{\mathrm{pla}}^2 - \sin^2\theta)^{1/2}}{\cos\theta + (N_{\mathrm{pla}}^2 - \sin^2\theta)^{1/2}},
\tag{2}
$$

对于 TE 极化入射波而言, 有

$$
R^{\mathrm{TE}}(\theta) = \frac{N_{\mathrm{pla}}^2\cos\theta - (N_{\mathrm{pla}}^2 - \sin^2\theta)^{1/2}}{N_{\mathrm{pla}}^2\cos\theta + (N_{\mathrm{pla}}^2 - \sin^2\theta)^{1/2}},
\tag{3}
$$

这里 N_{pla} 为水平分界面的复反射率.

由于高斯波束的传播方向是向四周展开的, 但是在较小的区域内其局部入射角度变化不会太大, 因此在求解介质平面相对于入射波束而言的菲涅尔反射系数时可假定局部坐标中的入射角度为 θ_i. 求解 $\boldsymbol{E}_5^s$, $\boldsymbol{E}_6^s$, $\boldsymbol{E}_7^s$ 和 $\boldsymbol{E}_8^s$ 等四项散射场的过程中, 只有较小散射角度内的一次散射场经介质分界面反射后才能被其自身二次散射(对于圆柱形目标而言, 根据几何知识, 由图 2(e)—(h)可见, 能被目标或镜像目标散射的一阶场的最大散射张角为 30°), 所以此时菲涅尔反射系数可近似为 $R(0)$.

3. 差值散射场的计算

3.1. 矩量法(MoM)

矩量法被广泛应用于求解目标散射场. 这里, 我们应用 MoM 求解目标及其镜像目标的散射场, 因此, 有必要给出应用矩量法求解介质目标散射场时的一些基本公式. 假设入射高斯波束为 TM(水平极化)波, 那么, 目标表面的电场及磁场可应用以下两个公式求解[25,26]:

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{E}^i(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{2}\boldsymbol{E}(\boldsymbol{\rho}) + \int_l \{&\omega\mu_0\phi_0(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')\boldsymbol{J}_s(\boldsymbol{\rho}') \\
&+ \boldsymbol{E}(\boldsymbol{\rho}')[\hat{\boldsymbol{n}}'\cdot\nabla\phi_0(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')]\}\,\mathrm{d}l',
\end{aligned}
\tag{4}
$$

$$
\begin{aligned}
0 = \frac{1}{2}\boldsymbol{E}(\boldsymbol{\rho}) - \int_l \{&\omega\mu_0\phi_1(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')\boldsymbol{J}_s(\boldsymbol{\rho}') \\
&+ \boldsymbol{E}(\boldsymbol{\rho}')[\hat{\boldsymbol{n}}'\cdot\nabla\phi_1(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')]\}\,\mathrm{d}l',
\end{aligned}
\tag{5}
$$

这里 $\boldsymbol{E}^i = E^i\hat{\boldsymbol{y}}$ 和 $\boldsymbol{E} = E\hat{\boldsymbol{y}}$ 分别表示入射电场和总电场, $\boldsymbol{J}_s = \hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H} = J_s\hat{\boldsymbol{y}}$ 为目标表面上的等效面电流密度, $\hat{\boldsymbol{n}}$ 为目标表面上向外的单位法向矢量,

$$
\phi_{0,1}(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}') = -\frac{\mathrm{i}}{4}H_0^{(2)}(k_{0,1}\,|\,\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'\,|)
\tag{6}
$$

为二维空间 Green 函数, k_0 和 k_1 分别为自由空间和目标内的波数. $H_0^{(2)}(\cdot)$ 是第二类零阶 Hankel 函数, l 代表在目标表面上的积分, $\boldsymbol{\rho}$ 和 $\boldsymbol{\rho}'$ 都是目标表面上的点.

对于 TE (垂直极化)极化的入射波束而言, 方程(4)和(5)可改写为

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{H}^i(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{2}\boldsymbol{H}(\boldsymbol{\rho}) + \int_l \{&\omega\varepsilon_0\phi_0(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')\boldsymbol{M}_s(\boldsymbol{\rho}') \\
&+ \boldsymbol{H}(\boldsymbol{\rho}')[\hat{\boldsymbol{n}}'\cdot\nabla\phi_0(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')]\}\,\mathrm{d}l',
\end{aligned}
\tag{7}
$$

$$
\begin{aligned}
0 = \frac{1}{2}\boldsymbol{H}(\boldsymbol{\rho}) - \int_l \{&\omega\varepsilon_1\phi_1(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')\boldsymbol{M}_s(\boldsymbol{\rho}') \\
&+ \boldsymbol{H}(\boldsymbol{\rho}')[\hat{\boldsymbol{n}}'\cdot\nabla\phi_1(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')]\}\,\mathrm{d}l',
\end{aligned}
\tag{8}
$$

这里 $\boldsymbol{H}^i = H^i\hat{\boldsymbol{y}}$ 和 $\boldsymbol{H} = H\hat{\boldsymbol{y}}$ 分别表示入射磁场和总磁场, $\boldsymbol{M}_s = -\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{E} = M_s\hat{\boldsymbol{y}}$ 是目标表面上的等效面磁流密度, ε_0 和 ε_1 分别是自由空间和目标的介电常数.

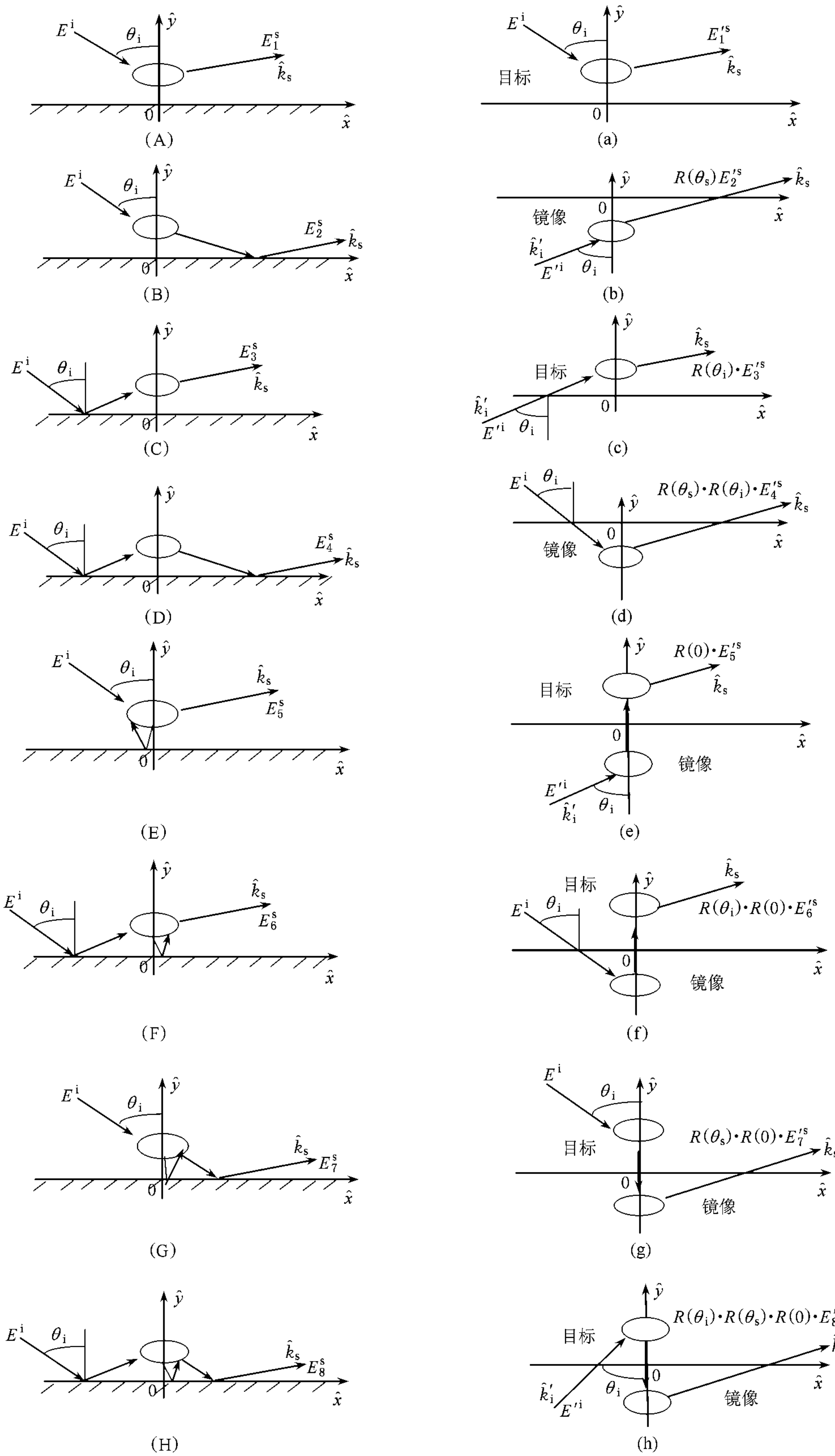

图 2　散射射线模型及等效散射模型的示意图　(A)—(H)图形为散射模型;(a)—(h)图形为等效散射模型

由于 TM 极化与 TE 极化两种情况的求解过程 **类似,因此,下面仅讨论 TM 极化的情况.应用点匹**

配法，积分方程(4)和(5)可离散为下面矩阵方程的形式

$$\begin{bmatrix} A^{11} & A^{12} \\ A^{21} & A^{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E \\ J_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E^i \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{9}$$

其中，子矩阵 A^{11}，A^{12}，A^{21}和 A^{22}具体表达形式见文献[26].

我们通过求解矩阵方程(9)可得目标表面上的总电场 E 及表面等效电流密度 J_s. 这样，TM 极化波束入射时二维介质目标表面的等效磁流密度与自由空间中的散射场分别可由以下两式求解：

$$M_s = -\hat{n} \times E, \tag{10}$$

$$E^s(\rho) = \frac{k_0}{4}\int_l \{Z_0 J_s(\rho') - E(\rho')[\hat{n}' \cdot \hat{k}_s]\} \times H_0^2(k_s |\rho - \rho'|)\mathrm{d}l', \tag{11}$$

这里 $\hat{k}_s$ 为散射方向，Z_0 为自由空间的特征阻抗.

3.2. 耦合散射场

在方程(1)中，E'^s_1，E'^s_2，E'^s_3 和 E'^s_4 可应用 MoM 方法直接求解，具体求解过程在上一小节中已经进行了讨论. 然而，E'^s_5，E'^s_6，E'^s_7 和 E'^s_8 等四项为原始目标同镜像目标之间的二次耦合散射场，对于一般目标而言，该四项散射场的精确解析解并不存在，为了解决这一问题，结合 MoM 方法和互易定理在下文给出了一种求解二次耦合散射场的混合方法.

下面以二次散射场 E'^s_5 为例，具体介绍求解过程. 设入射波束为

$$E^i = \hat{p}\frac{W_0}{W(y')}\exp\left[-\frac{x'^2}{W^2(y')}\right] \times \exp\left[\frac{-\mathrm{i}k_i x'^2 y'}{2(y'^2 + y'^2_0)}\right] \times \exp\left\{-\mathrm{i}\left[ky' - \tan^{-1}\left(\frac{y'}{y'_0}\right)\right]\right\}, \tag{12}$$

这里 $W(y') = W_0\frac{\sqrt{y'^2 + y'^2_0}}{y'_0}$，$y'_0 = \pi W_0^2/\lambda$，$k_i = 2\pi/\lambda$，其中 λ 为自由空间中入射波波长.

那么图 2(e)中的等效入射场可表示为

$$E'^i = \hat{p}\frac{W_0}{W(y')}\exp\left[-\frac{x''^2}{W^2(y'')}\right] \times \exp\left[\frac{-\mathrm{i}k_i x''^2 y''}{2(y''^2 + y''^2_0)}\right] \times \exp\left\{-\mathrm{i}\left[ky'' - \tan^{-1}\left(\frac{y''}{y''_0}\right)\right]\right\}, \tag{13}$$

这里(x'', y'')是以入射方向沿 x 轴的对称方向 $\hat{k}'_i = \sin\theta_i\hat{x} + \cos\theta_i\hat{y}$ 为 $\hat{y}''$，以 $-\hat{z}$ 方向为 $\hat{z}''$方向所建立的局部坐标系中的坐标，θ_i 是入射角.

设远区观测点有一单位线电流源 $J_e = \hat{p}\delta(\rho - \rho_0)$和一单位线磁流源 $M_m = \hat{q}\delta(\rho - \rho_0)$，这里，单位极化矢量 $\hat{q}$($\hat{v}_s$或 $\hat{h}_s$)和 $\hat{p}$($\hat{v}_s$或 $\hat{h}_s$)之间满足关系 $\hat{q} = \hat{k}_s \times \hat{p}_0$，$\rho_0$ 是远区观测点处的位置矢量. 那么，沿 $-\hat{k}_s$ 方向，电流源 $J_e = \hat{p}\delta(\rho - \rho_0)$和磁流源 $M_m = \hat{q}\delta(\rho - \rho_0)$所激发的电场和磁场分别为[4, 5, 27]

$$E_{ed}(\rho) = \frac{-k_0 Z_0}{2\sqrt{2\pi k_0\rho_0}}\exp\left(\mathrm{i}k_0\rho_0 - \mathrm{i}\frac{\pi}{4}\right) \times \exp(-\mathrm{i}k_s \cdot \rho)\hat{k}_s \times \hat{k}_s \times \hat{p}, \tag{14}$$

$$H_{md}(\rho) = \frac{-k_0 Y_0}{2\sqrt{2\pi k_0\rho_0}}\exp\left(\mathrm{i}k_0\rho_0 - \mathrm{i}\frac{\pi}{4}\right) \times \exp(-\mathrm{i}k_s \cdot \rho)k_s \times k_s \times \hat{q}. \tag{15}$$

当原始目标被 E_{ed}及H_{md}所照射时，相应的散射场 E_{eds}和 H_{mds}可应用 MoM 求解. 同时，应用(9)和(10)式可求解等效入射场 E'^i 在图 2(e)中镜像目标表面上引起的等效面电流密度 J_s 和等效面磁流密度 M_s.

这样应用文献[4，5]中给出的公式，可得

$$\hat{p} \cdot E''^s_{J5} = \int_{l_{img}} E_{eds} \cdot J_s \mathrm{d}l, \tag{16}$$

$$\hat{q} \cdot H''^s_{M5} = \int_{l_{img}} H_{eds} \cdot M_s \mathrm{d}l, \tag{17}$$

其中 l_{img}为镜像目标的表面轮廓.

应用(16)，(17)式，耦合散射场 E'^s_5 可写为

$$\hat{p} \cdot E'^s_5 = \hat{p} \cdot (E''^s_{J5} + E''^s_{M5}). \tag{18}$$

在给出(18)式的过程中应用了关系：$E''^s_{M5} = -Z_0\hat{k}_s \times H''^s_{M5}$. 从而，由(1)式，耦合散射场 $E^s_5 = R(0) \cdot E'^s_5$. 应用类似方法可求得耦合散射场 E^s_6，E^s_7 和 E^s_8.

如果目标是二维圆柱，对同一入射场而言，原始目标及其镜像目标的散射场满足以下关系：

$$E^s_{act} = \exp[\mathrm{i}2ky_0(\cos\theta_i + \cos\theta_s)]E^s_{img}, \tag{19}$$

其中 E^s_{act}和 E^s_{img}分别为原始目标和镜像目标的散射场，y_0 是圆柱中心到水平分界面的距离. 对于后向散射场而言，存在以下关系[4, 5, 23]：

$$E^s_2 = E^s_3, E^s_6 = E^s_7. \tag{20}$$

应用(19)和(20)式，求解过程可进一步简化.

4. 数值结果

文中限于文章篇幅只讨论了入射波束为 TM 极

化的情况.

为了验证本文方法的正确性,在图 3 和图 4 中,将应用文献[13]中的方法求解得到的导体分界面上方无限长柱体目标差值散射宽度同应用本文方法计算所得结果进行了比较.另外,图 5 给出了本文方法求解所得介质分界面上方圆柱的差值散射宽度与 MoM 所得结果的比较.

图 3(a)和(b)分别给出了导体分界面上方方柱目标的后向及双站差值散射宽度.图 3(a)和(b)中方柱的边长为 1λ,入射波束的束腰中心坐标分别为 $(0\lambda, 6\lambda)$和$(4\lambda, 6\lambda)$,束腰半径为 5λ,倾角 α 分别为 60°和 30°,方柱中心到分界面的距离 $y_0 = 3\lambda$,图 3(b)中入射角度为 30°.图 4(a)和(b)分别给出了入射角度为 30°和 60°时,导体和介质圆柱的双站差值散射宽度,其中入射波束束腰半径及束腰中心坐标分别为 0.2λ 和$(0\lambda, 0\lambda)$,圆柱轴心到平面的距离及圆柱半径分别为 1λ 和 0.2λ,图 4(b)中圆柱的折射率为 $\varepsilon_c = (10.5, 1.0i)$.由图 3 和 4 可看出本文方法所得结果同文献[13]中的方法所得结果符合较好,从而验证了本文方法的有效性.

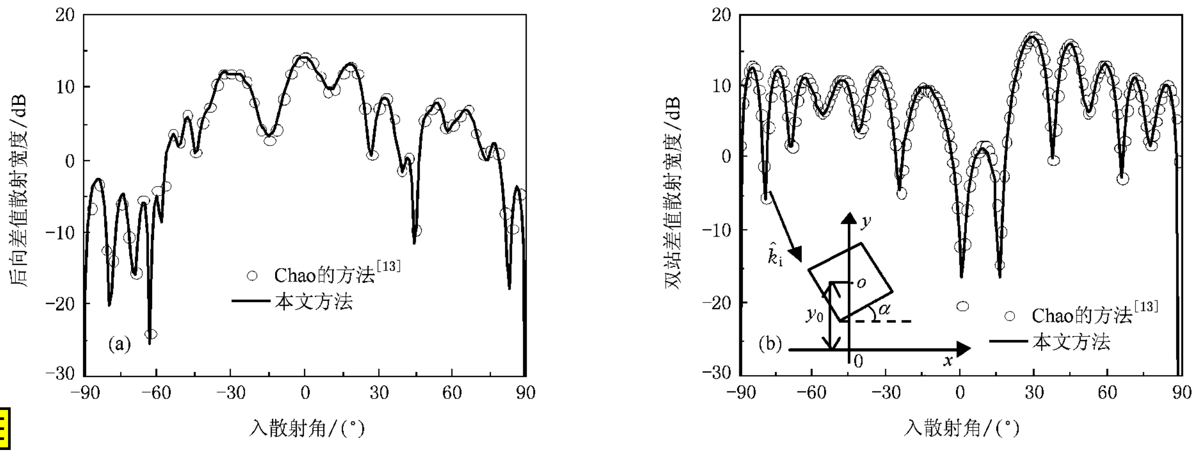

图 3　高斯波束入射时,导体分界面上方方柱目标的差值散射宽度　(a)后向;(b)双站

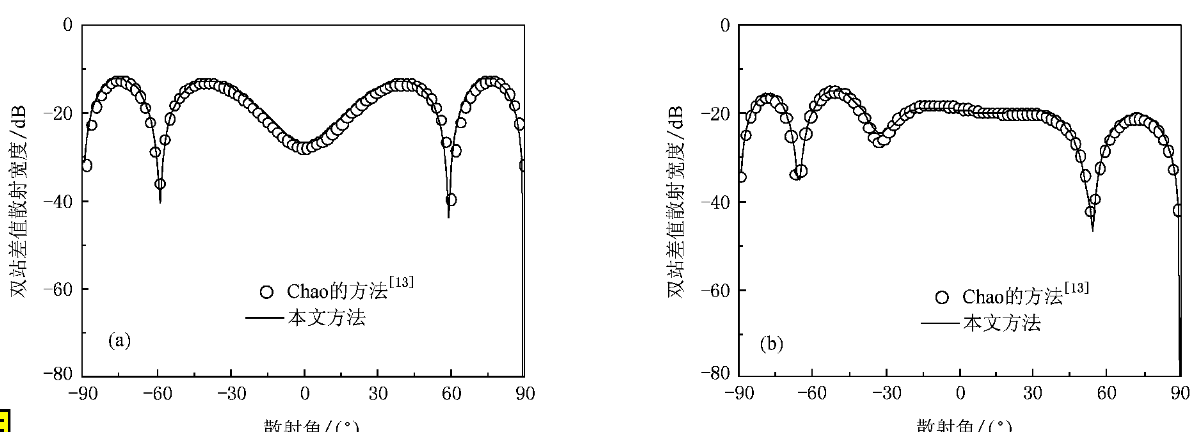

图 4　高斯波束入射时,导体分界面上方圆柱目标的差值散射宽度　(a)导体圆柱;(b)介质圆柱

图 3 和图 4 通过将本文方法所得结果与相关文献方法结果的比较,验证了应用该方法求解导体水平分界面上方二维目标对高斯波束差值散射场的有效性.为了验证该方法求解介质水平分界面上方二维目标差值散射场的有效性,图 5 给出了不同介质分界面时,该方法所得圆柱差值散射场的结果与 MoM 结果的比较(本文涉及的是无限大平面上方二维目标的差值散射场问题,因此在应用 MoM 求解差值散射场的过程中应该注意:1)应用 MoM 求解的平面及其与上方二维目标的复合散射场减去单纯平面的散射场即是该差值散射场;2)平面的几何尺寸影响差值散射场的大小,但是,随平面尺寸的增大差值散射场趋于无限大平面时的结果,经数值计算,当平面宽度大于 128λ 时,文中目标的差值散射场已趋

近于无限大平面时的结果，在应用 MoM 求解过程中，我们取平面宽度为 256λ. 图 5(a)和(b)中入射角度分别为 0°和 30°，圆柱的半径及轴心到平面的距离分别为 0.2λ 和 1λ，且圆柱和平面的相对介电常数相等，即 $\varepsilon_c=\varepsilon_r$. 入射波束束腰半径及束腰中心坐标分别为 1λ 和$(0\lambda, 0\lambda)$. 通过将本文方法所得结果与 MoM 结果进行比较，由图 5 可见二者符合较好，从而进一步验证了本文方法的有效性.

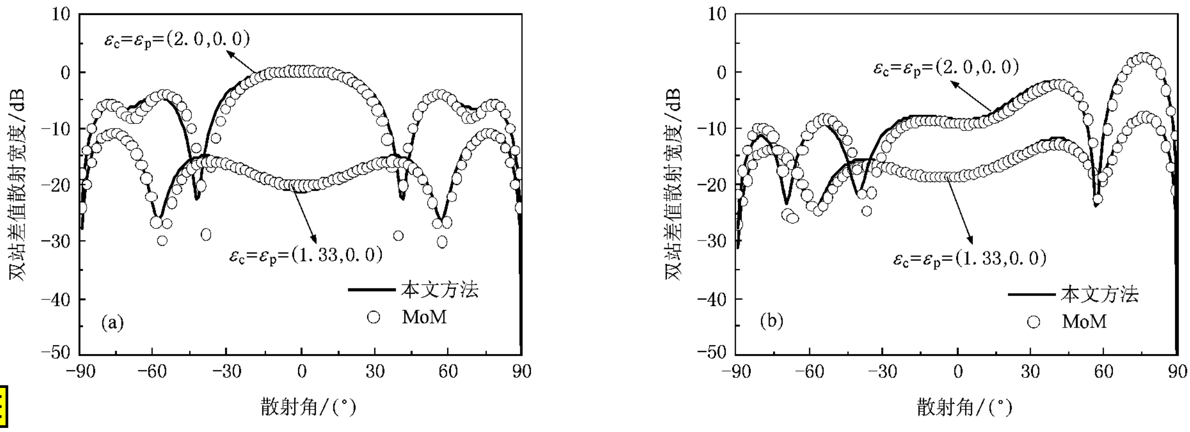

图 5 高斯波束入射时，不同介质分界面上方圆柱目标的双站差值散射宽度 (a) $\theta_i=0°$；(b) $\theta_i=30°$

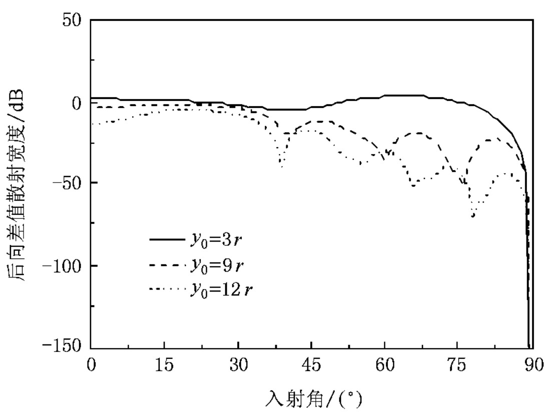

图 6 不同圆柱中心高度后向差值散射宽度的比较

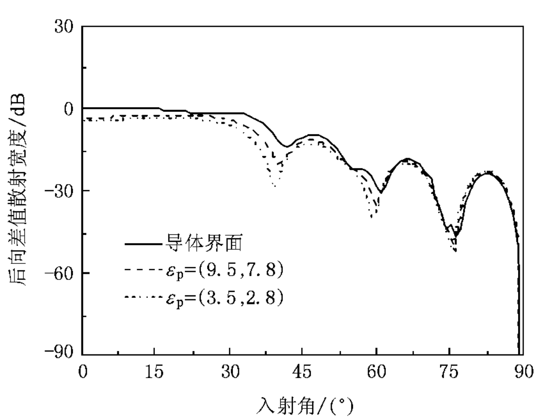

图 7 不同平板介电常数后向差值散射宽度的比较

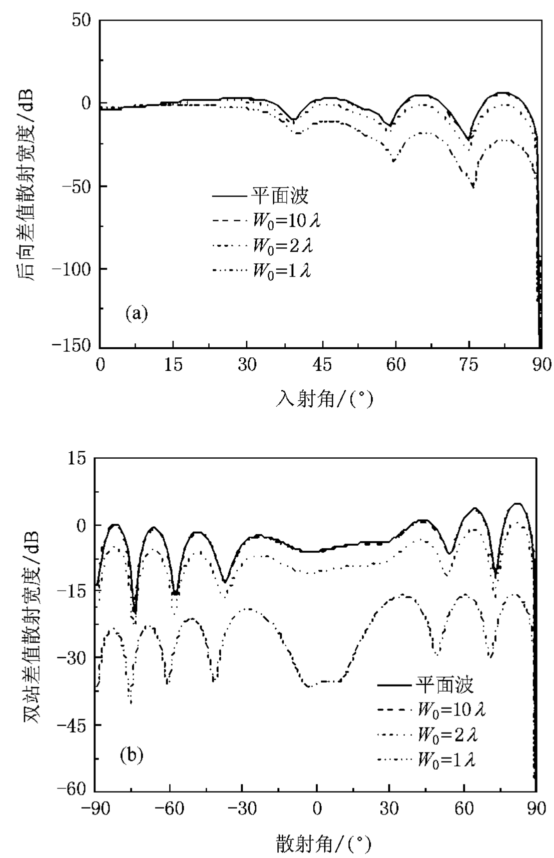

图 8 束腰半径对圆柱差值散射宽度的影响 (a)后向；(b)双站

圆柱中心高度不相同时，图 6 给出了后向差值散射宽度的角分布，其中入射波束的束腰中心坐标及束腰半径分别为$(0\lambda, 0\lambda)$和 1λ，圆柱半径及折射率分别为 0.2λ 和 $\varepsilon_c=(10.5, 1.0i)$，另外介质平面的

相对介电常数为 $\varepsilon_r=(9.5,7.8i)$. 由图 6 可见，圆柱的中心高度越高，图中曲线表面轮廓的振荡越剧烈，这主要是因为当圆柱中心高度较高时，圆柱与其镜像目标之间的距离也较大，从而导致较小入射角度的变化就可引起圆柱及其镜像目标散射场之间相位差较大的变化. 图 7 给出了不同分界面时，圆柱后向差值散射宽度的比较. 圆柱轴心到平面的距离为 1.8λ，其他参数同图 6. 由图 7 可看出，介质分界面上方圆柱的差值散射场小于导体分界面情况下的结果，这主要是由于一部分入射场和散射场透过介质边界的原因.

图 8 给出了不同束腰半径高斯波束入射时圆柱差值散射宽度的角分布. 其中圆柱及水平分界面的参数同图 7. 如图所示，束腰半径越小圆柱的差值散射宽度的值越小，这是因为束腰半径越小，入射波束照射到目标上的能量越少，因此差值散射宽度就越小. 同时还可看出，随着束腰半径的增大，散射宽度逐渐逼近于平面波入射时的结果.

5. 结　　论

本文基于矩量法、互易性定理及镜像理论提出了一种新的混合方法，该方法用于研究水平分界面上方二维介质目标对高斯波束的差值散射场. 当分界面为导体时，本方法所得圆柱和方柱目标的后向及双站差值散射宽度同文献[13]方法所得结果进行了比较. 当分界面为介质时，本方法所得圆柱目标的双站差值散射宽度与 MoM 方法所得结果进行了比较. 通过比较，验证了本方法的有效性. 同时，文中讨论了目标高度、高斯波束束腰半径及水平分界面介电常数等参量对差值散射宽度的影响. 需要指出的是，本方法求解半空间二维目标差值散射场的过程中仅考虑了目标及镜像目标的一阶散射场以及目标与其镜像目标之间的二阶耦合散射场，而根据文献[4,5]中的讨论，忽略了目标与其镜像目标之间的三阶及更高阶耦合散射场.

[1] Zimmermann E, Dändliker R, Souli N, Krattiger B 1995 *J. Opt. Soc. Am.* A **12** 398

[2] Wu Z S, Guo L X 1998 *Progress In Electromagnetics Research PIER* **18** 317

[3] Wu X B, Ren W 1995 *Radio Sci.* **30** 403

[4] Wang Y H, Guo L X, Wu Q 2006 *Chin. Phys.* **15** 1755

[5] Wang Y H, Guo L X, Wu 2007 *Radio Sci.* **42** 4012

[6] Gouesbet G, Mahen B 1990 *J. Opt. Soc. Am.* A **7** 998

[7] Doicu A, Wriedt T 1997 *Applied Opt.* **36** 2971

[8] Wu Z S, Wang Y P 1997 *Applied Opt.* **36** 5188

[9] Guo L X, Wang Y H, Wu Z S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5815 (in Chinese) [郭立新、王运华、吴振森 2006 物理学报 **55** 5815]

[10] Videen G, Ngo D 1997 J. *Opt. Soc. Am.* A **14** 70

[11] Borghi R, Gor FSantarsiero I M, Frezza F, Schettini G 1996 *J. Opt. Soc. Am.* A **13** 2441

[12] Valle P J, Moreno F, Saiz J M 1998 *J. Opt. Soc. Am.* A **15** 158

[13] Chao J C, Rizzo FJ, Elshafiey I, Liu Y J, Upda L, Martin P A 1996 *J. Opt. Soc. Am.* A **13** 338

[14] Kim J H, Mulholland G W, Kukuck S R 2002 *Appl. Opt.* **41** 5405

[15] Videen G 1993 *J. Opt. Soc. Am.* A **10** 110

[16] Fucile E, Denti P, Borghese F, Saija R, Sindoni O L 1997 *J. Opt. Soc. Am.* A **14** 1505

[17] Denti P, Borghese F, Saija R, Fucile E, Sindoni O. I 1999 *J. Opt. Soc. Am.* A **16** 167

[18] Johnson B R 1994 *J. Opt. Soc. Am.* A **11** 2055

[19] Johnson B R 1996 *J. Opt. Soc. Am.* A **13** 326

[20] Videen G 1991 *J. Opt. Soc. Am.* A **8** 483

[21] Taubenblatt M A, Tran T K 1993 *J. Opt. Soc. Am.* A **10** 912

[22] Lindell I V, Sihvola A. H, Muinonen K O, Barber P W 1991 *J. Opt. Soc. Am.* A **8** 472

[23] Sarabandi K, Polatin P F 1994 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **42** 510

[24] Kong J A 2000 *Electromagnetic Wave Theory* (New York: Wiley & Sons)

[25] Chen M F, Chen K S, Fung A K 1990 *J. Electromagn. Waves Applicat.* **4** 963

[26] Franceschetti G, Iodice A, Riccio D 2000 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **38** 1644

[27] Wang M G 1994 *Geometrical Theory of Diffraction* (Xi'an: Xidian University Press)

Investigation of the scattered field from a two-dimensional dielectric target above the planar surface with a Gaussian beam incidence*

Wang Yun-Hua[1)] Zhang Yan-Min[2)] Guo Li-Xin[3)]

1) (*Ocean Remote Sensing Institute*, *Ocean University of China*, *Qingdao* 266003, *China*)

2) (*Department of Physics*, *Ocean University of China*, *Qingdao* 266100, *China*)

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

(Received 20 November 2007; revised manuscript received 28 January 2008)

Abstract

Differential scattering field of vertical incident Gaussian beam from a two-dimensional target near a plane interface is studied by means of a new hybrid method based on the reciprocity theorem (RT), the image theory (IT) and the method of moment (MoM). By application of IT, the plane interface is replaced by the virtual image of the actual target, and an equivalent model of the scattering problem is presented. In the equivalent model, the scattered field from the actual target and the virtual one are numerically calculated by employing MoM, and the rescattered coupling fields between the actual target and the virtual one are evaluated utilizing the combination of MoM and RT. The numerical results of these tests are presented and compared with previously published calculations for the same problems.

Keywords: reciprocity theorem, EM scattering, Gaussian beam, 2D target

PACC: 4110H, 4753

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (60571058) and the National Defense Foundation of China.