

文章编号: 0253-2239(2005)01-115-6

任意形状凸粗糙物体高斯光束相干散射研究^{*}

陈 辉 吴振森 白 璐

(西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

摘要: 研究了任意形状凸粗糙物体对高斯光束的相干散射特性。由平面波谱展开法推导出粗糙面高斯波束散射场表达式,并根据物理光学近似和稳相法原理得到相干散射截面的理论公式。与平面波解不同的是,在公式中引入了波束因子这一表征波束作用的重要参量,该参量与束腰半径、束腰中心与物体中心距离和物体照射面积以及入射、散射方向有关。最后数值计算了 $1.06\ \mu\text{m}$ 激光波束对粗糙球的散射,分析了波束因子,介电常量和极化状态对红外激光相干散射截面的影响,重点讨论了波束因子的变化规律。分析表明,当波束半径远大于物体尺寸时,波束入射的结果可退化到平面波情况。

关键词: 物理光学; 散射; 粗糙面; 平面波谱展开; 波束因子

中图分类号: O451 文献标识码: A

Research on the Coherent Scattering of Gaussian Beam from Arbitrarily Shaped Convex Object with Rough Surface

Chen Hui Wu Zhensen Bai Lu

(School of Science, Xidian University, Xian 710071)

Abstract: The coherent scattering of Gaussian beam by arbitrarily shaped convex dielectric object with rough surface is investigated. Based on the plane wave spectrum method, the scattered field of Gaussian beam from rough object is derived and the formula for calculating the coherent scattering cross section is obtained using the physical optics approximation and the stationary phase method. Compared with the result of plane wave, additional beam factor represents the effect of Gaussian beam, which is related to beam waist size, distance from beam waist to object center and the illuminated area on object, together with the incident or scattering angles. Finally the $1.06\ \mu\text{m}$ laser beam scattering from rough sphere is numerically computed, and the influence of the beam factor, permittivity and polarization on coherent LRCS is analyzed. It is shown that the results of Gaussian beam will approach that of plane wave when the beam radius is much larger than the size of object.

Key words: physical optics; scattering; rough surface; plane wave spectrum description; beam factor

1 引 言

电磁波(光波)对物体的散射特性一直是雷达工程、遥感工程、表面探测等领域的重要研究课题^[1~3]。在微波波段,几乎所有的物体都可以当作是光滑的理想导体。但随着频率的增加,在红外和光波波段,物体应视作粗糙介质。Bass 和 Fuks 在文献[4]中系统讨论了有限尺寸粗糙物体对声波的散射,给出散射场的几何光学解,随后该领域的研究

引起了众多学者的注意。但大部分研究主要集中在具有随机粗糙面的球和无限长圆柱等简单体对电磁波和光波的散射^[5~8]。吴振森等^[9,10]采用物理光学近似研究了任意形状粗糙物体对电磁波的散射,给出单站和双站相干散射截面的理论公式,其结果可以很容易退化到球和柱的情况。

上述研究主要限于平面波入射情况,实际上,诸如激光和高度定向的电磁波都具有波束场的性质,

^{*} 国家自然科学基金(60371020)资助课题。

作者简介: 陈 辉(1976~),男,西安电子科技大学博士研究生,主要从事电磁波、光波对粗糙表面和粗糙物体的散射,脉冲波束粗糙面散射及激光成像与识别技术研究。E-mail: chlwh@yahoo.com.cn。

收稿日期: 2003-09-26; 收到修改稿日期: 2004-05-30

应当考虑波束场对物体的散射。这方面研究较多的是高斯波束对光滑球、椭球和柱等简单粒子的散射^[11~13]。

本文采用平面波谱展开和物理光学近似研究高斯波束场对任意形状粗糙物体的散射。当物体表面任意点的曲率半径远大于入射波长,粗糙面高度起伏,均方根斜率远小于1时,物体表面不同区域的多次散射可以忽略,基尔霍夫近似即物理光学近似可以适用。假设物体位于波束场的远场区且束半径大于物体的横向尺寸,高斯波束入射场采用傍轴近似,即认为入射场是一系列入射方向相同但振幅连续变化的平面波谱构成,则总散射场是各个平面波谱对粗糙物体散射场的叠加。

2 高斯波束对粗糙物体的散射场

由图1(a)所示,建立物体坐标系 $OXYZ$ 和波束坐标系 $O_iX_iY_iZ_i$,其中 Z_i 指向物体坐标系原点, Y_i 垂直于 Z_i 且平行于 XOY 平面, $X_i = Y_i \times Z_i$, $Z_i = 0$ 是高斯波束的束腰平面,束腰中心 O_i 在物体坐标系位置 $\rho_0 = (-\rho_0 \sin \theta_0 \cos \phi_0, -\rho_0 \sin \theta_0 \sin \phi_0, \rho_0 \cos \theta_0)$;图1(b)是物体表面局部放大图, r' 代表物体平均表面 S' 上点, n' 是该点对应 S' 面外法线单位矢量,粗糙面 Σ 上点 r'_Σ 满足方程 $r'_\Sigma = r' + n'(r')\xi(r')$,对应的外法线单位矢量为 N' , $\xi(r')n'(r')$ 是沿平均表面 S' 外法线方向的随机高度起伏, θ_i 和 θ'_i 分别对应于 r' 和 r'_Σ 处的局部入射角。

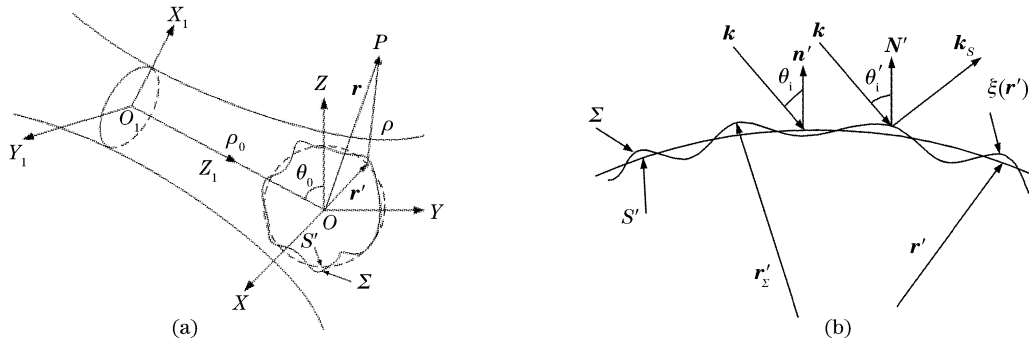


图1 粗糙物体高斯波束散射。(a) 散射示意图,(b) 粗糙表面散射

Fig. 1 Gaussian beam scattering from rough object. (a) Scattering geometry, (b) scattering from rough surface

假设在束腰平面内高斯波束是线极化,并忽略波束场沿轴向的分量,即认为高斯波束在传播过程中始终是横向极化的,则场可以采用标量形式表示。于是在波束坐标系 $O_iX_iY_iZ_i$ 中,满足标量波动方程的高斯波束入射场的平面波谱表示为

$$E_i(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int f_i(k_{xi}, k_{yi}) \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}_i) dk_{xi} dk_{yi}, \quad (1)$$

其中 $k_{xi}^2 + k_{yi}^2 + k_{zi}^2 = k^2$, k 是自由空间的波数; $f_i(k_{xi}, k_{yi}) = \pi\omega_0^2 \exp[-(k_{xi}^2 + k_{yi}^2)\omega_0^2/4]$, ω_0 是束腰半径。

在束腰平面内,波束场满足

$$E_i(x_i, y_i, 0) = \exp[-(x_i^2 + y_i^2)/\omega_0^2]. \quad (2)$$

为了讨论问题的方便,需要将高斯波束由波束坐标系变换到物体坐标系。根据图1所示几何关系,经过坐标变换可以很容易得到高斯波束在物体坐标系中的表达式

$$E_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \cos \theta_0} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int f(k_x, k_y) \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \rho_0)] dk_x dk_y, \quad (3)$$

其中 $f(k_x, k_y) = \pi\omega_0^2 \exp\left\{-\frac{\omega_0^2}{4} [(k_x \sin \phi_0 - k_y \cos \phi_0)^2 + (k_x \cos \theta_0 \cos \phi_0 + k_y \cos \theta_0 \sin \phi_0 + k_z \sin \theta_0)^2]\right\}$ 。

(3) 式表明高斯波束是一系列传播方向不同,振幅连续变化的平面波谱的叠加。每一个平面波谱

$$\frac{1}{4\pi^2 \cos \theta_0} f(k_x, k_y) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \rho_0) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

对粗糙物体的散射场可以用文献[10]的结果表示。根据场的叠加原理,高斯波束对粗糙物体的散射场是所有平面波谱散射场的线性叠加。平面波对粗糙物体的散射场^[10]

$$E_s(\mathbf{r}) = \frac{i}{4\pi} \int_{S'} \mathbf{V} \cdot \mathbf{n}'(\mathbf{r}') R(\theta_i) \exp[i\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}'(\mathbf{r}') \xi(\mathbf{r}')] \frac{\exp\{ik[\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \phi(\mathbf{r}')]\}}{\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} dS', \quad (4)$$

因此总散射场为

$$E_s^b(\mathbf{r}) = \frac{i}{16\pi^3 \cos \theta_0} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} dk_x dk_y \int_{S'} \mathbf{V}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{n}'(\mathbf{r}') R(\theta_i) f(k_x, k_y) \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}'_s - \boldsymbol{\rho}_0)] \times \frac{\exp[ik\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{n}'(\mathbf{r}') \xi(\mathbf{r}')]}{\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} dS', \quad (5)$$

其中 $\mathbf{V} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_s$, \mathbf{k}_s 是散射波矢量, 方向由物体坐标系原点指向观测点 P ; $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, $R(\theta_i)$ 是表面 \mathbf{r}' 处的菲涅尔反射系数, 它们都是入射波矢量 \mathbf{k} 的函数。

如果束腰中心到物体表面任意点的距离 $r_i = |\mathbf{r}'_s - \boldsymbol{\rho}_0|$ 远大于入射波长 λ , 则(5)式中的指数因子 $\exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}'_s - \boldsymbol{\rho}_0)]$ 在 k 空间中是个迅速振荡的函数, 只有在稳相点附近区域内的值对积分有显著贡献, 此时可以采用稳相法求解(5)式中关于 k_x 和 k_y 的积分。我们令稳相点 $\mathbf{k}_0(k_{x0}, k_{y0}, k_{z0})$, 根据稳相法原理^[14], 求出

$$k_{x0} = \frac{k(x'_s + \rho_0 \sin \theta_0 \cos \phi_0)}{r_i}, \quad k_{y0} = \frac{k(y'_s + \rho_0 \sin \theta_0 \sin \phi_0)}{r_i}, \quad k_{z0} = \frac{k(z'_s - \rho_0 \cos \theta_0)}{r_i}. \quad (6)$$

在稳相点处验算(5)式中的积分, 得到

$$E_s^b(\mathbf{r}) = \frac{-1}{4\pi \cos \theta_0} \int_{S'} \frac{k\omega_0^2}{2r_i} \cdot \frac{z'_s - \rho_0 \cos \theta_0}{r_i} \cdot \exp[-\omega_0^2 g_0(\mathbf{k}_0)/4] \cdot \exp(ikr_i) \cdot \mathbf{V}(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{n}'(\mathbf{r}') \cdot R(\theta_i) \times \frac{\exp[ik\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{n}'(\mathbf{r}') \xi(\mathbf{r}')]}{\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} dS', \quad (7)$$

其中 $g_0(\mathbf{k}_0) = (k_{x0} \cos \theta_0 \cos \phi_0 + k_{y0} \cos \theta_0 \sin \phi_0 + k_{z0} \sin \theta_0)^2 + (k_{x0} \sin \phi_0 - k_{y0} \cos \phi_0)^2$ 。

注意到稳相点 \mathbf{k}_0 是物体表面坐标的函数, 严格求解上式的积分很困难, 为此引入约束条件。当物体位于高斯波束的远区, 即 $\rho_0 \gg D$ (D 是物体最大尺寸) 时, 可以作远场近似

$$r_i \approx \rho_0 - \mathbf{r}'_s \cdot \boldsymbol{\rho}_0 / \rho_0 = \rho_0 + (x'_s \sin \theta_0 \cos \phi_0 + y'_s \sin \theta_0 \sin \phi_0 - z'_s \cos \theta_0), \quad (8)$$

将(6)式中的 r_i 近似用 ρ_0 代替, 得到稳相点的一阶近似解

$$k_{x0} = \frac{k(x'_s + \rho_0 \sin \theta_0 \cos \phi_0)}{\rho_0}, \quad k_{y0} = \frac{k(y'_s + \rho_0 \sin \theta_0 \sin \phi_0)}{\rho_0}, \quad k_{z0} = \frac{k(z'_s - \rho_0 \cos \theta_0)}{\rho_0}, \quad (9)$$

忽略(9)式中物体表面坐标分量的影响, 则得到稳相点的零阶近似解

$$k_{x0} = k \sin \theta_0 \cos \phi_0, \quad k_{y0} = k \sin \theta_0 \sin \phi_0, \quad k_{z0} = -k \cos \theta_0. \quad (10)$$

(10) 式表明在傍轴近似下, 只有平行于波束轴向的平面波谱分量对远区场有显著贡献。在(7)式的指数项中采用稳相点的一阶近似, 其它项采用零阶近似, 并假设粗糙物体表面均方根高度 $\sigma \ll D$, 则(7)式可简化成

$$E_s^b(\mathbf{r}) = \frac{k\omega_0^2}{2\rho_0} \cdot \frac{\exp(ik\rho_0)}{4\pi} \int_{S'} \exp\left[-\frac{k^2 \omega_0^2 g_0(\mathbf{r}')}{4\rho_0^2}\right] \cdot \mathbf{V} \cdot \mathbf{n}'(\mathbf{r}') \cdot R(\theta_i) \frac{\exp\{ik[\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \phi(\mathbf{r}')]\}}{\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} \times \exp[i\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}'(\mathbf{r}') \xi(\mathbf{r}')] dS', \quad (11)$$

其中 \mathbf{k}_0 是稳相点的零阶近似, $\phi = \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}'/k$, $\xi(\mathbf{r}')$ 是随机高度起伏, 且

$$g_0(\mathbf{r}') = (x' \cos \theta_0 \cos \phi_0 + y' \cos \theta_0 \sin \phi_0 + z' \sin \theta_0)^2 + (x' \sin \phi_0 - y' \cos \phi_0)^2.$$

该式与平面波入射结果不同之处在于, 积分号内增加了波束照射因子。在照射区内与入射方向垂直的投影面上, 场幅度受高斯函数调制。当束半径 $2\rho_0/(k\omega_0)$ 远大于物体最大尺寸 D 时, 该因子趋向于 1, 可退化到平面波情况。而积分号外的附加相位因子是由于高斯波束场的束腰中心与物体中心相距一定距离所产生的。

3 相干场和相干散射截面

根据(11)式可得高斯波束对粗糙物体的相干散射场

$$\langle E_s^b(\mathbf{r}) \rangle = \frac{k\omega_0^2}{2\rho_0} \frac{\exp(ik\rho_0)}{4\pi} \int_{S'} \exp\left[-\frac{k^2 \omega_0^2 g_0(\mathbf{r}')}{4\rho_0^2}\right] \mathbf{V} \cdot \mathbf{n}' R(\theta_i) \frac{\exp\{ik[\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \phi(\mathbf{r}')]\}}{\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} \langle \exp(i\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}' \xi) \rangle dS' =$$

$$\frac{k\omega_0^2}{2\rho_0} \frac{\exp(ik\rho_0)}{4\pi} \int_S \exp\left[-\frac{k^2\omega_0^2 g_0(\mathbf{r}')}{4\rho_0^2}\right] \mathbf{V} \cdot \mathbf{n}' R(\theta_i) \frac{\exp\{ik[\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \phi(\mathbf{r}')] \}}{\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} \chi(\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}') dS', \quad (12)$$

其中 $\chi(\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}')$ 是表面起伏特征函数。

演算上式我们采用几何光学近似,即认为在高频极限条件下,当波数 k 足够大时,平均散射场的贡献几乎都来自于物体表面镜向点附近第一菲涅耳区^[4]。此时镜向点就是(12)式积分中的稳相点。因此(12)式同样可以采用稳相法求解。演算后我们得到

$$\langle E_s^b(\mathbf{r}) \rangle = -i \exp(ik\rho_0) \frac{k\omega_0^2}{2\rho_0} R(\theta_{i0}) \cos \theta_{i0} \chi(-2k \cos \theta_{i0}) \exp\left[-\frac{k^2\omega_0^2 g_0(\mathbf{r}')}{4\rho_0^2}\right] \times \frac{\exp\{ik[\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \phi(\mathbf{r}')] \}}{\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} \sqrt{\frac{g}{c}} \Big|_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'_0}, \quad (13)$$

其中 $g = \det g_{\alpha\beta}$, $c = \det c_{\alpha\beta}$, $c_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2}{\partial u^\alpha \partial u^\beta}(\rho + \phi)$, θ_{i0} 是镜向点 \mathbf{r}'_0 处的局部入射角, $\cos \theta_{i0} = \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{n}' = -\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{n}'$; $g_{\alpha\beta}$ 是度量因子,仅与物体表面形状有关;式中所有物体表面坐标都取镜向点 \mathbf{r}'_0 处的值。

将上式与文献[10]中单位振幅平面波入射光滑理想导体的散射场表达式

$$E_s^s(\mathbf{r}) = R \cos \theta_{i0} \frac{\exp\{ik[\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \phi(\mathbf{r}')] \}}{\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} \sqrt{\frac{g}{c}} \Big|_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'_0}, \quad (14)$$

比较可得粗糙物体高斯波束相干散射场

$$\langle E_s^b(\mathbf{r}) \rangle = -i \exp(ik\rho_0) \frac{k\omega_0^2}{2\rho_0} \exp\left[-\frac{k^2\omega_0^2 g_0(\mathbf{r}')}{4\rho_0^2}\right] R(\theta_{i0}) \chi(-2k \cos \theta_{i0}) E_s^s(\mathbf{r}). \quad (15)$$

下面讨论相干雷达散射截面。首先计算波束入射场在物体表面的平均强度

$$I_i = \int_S |E_i^b(\mathbf{r}')|^2 dS' / \int_S dS', \quad (16)$$

其中 $E_i^b(\mathbf{r}')$ 是傍轴高斯波束入射场,其形式为^[15]

$$E_i^b(\mathbf{r}') = -i \frac{k\omega_0^2}{2\rho_0} \exp\left[-\frac{k^2\omega_0^2 g_0(\mathbf{r}')}{4\rho_0^2}\right] \times \exp\left[\frac{ikg_0(\mathbf{r}')}{2\rho_0}\right] \exp(ik\rho_0), \quad (17)$$

将(17)式代入(16)式,得平均入射强度

$$I_i = \left| \frac{k\omega_0^2}{2\rho_0} \right|^2 \int_S \exp\left[-\frac{k^2\omega_0^2 g_0(\mathbf{r}')}{2\rho_0^2}\right] dS' / \int_S dS'. \quad (18)$$

按照 Thorsos 的做法^[16],我们定义相干雷达散射截面为远场相干散射功率与波束平均入射强度之比,并结合(15)式和(18)式,得到相干雷达散射截面

$$\sigma_c = 4\pi\rho^2 |\langle E_s^b(\mathbf{r}) \rangle|^2 / I_i = |R(\theta_{i0})|^2 \chi^2(-2k \cos \theta_{i0}) \sigma_g / p, \quad (19)$$

其中波束因子

$$p = \int_S \exp\left\{-\frac{k^2\omega_0^2 [g_0(\mathbf{r}') - g_0(\mathbf{r}'_0)]}{2\rho_0^2}\right\} dS' / \int_S dS', \quad (20)$$

对于高度起伏满足高斯分布的粗糙物体,(19)式可以写成

$$\sigma_c = |R(\theta_{i0})|^2 \exp(-4k^2 \delta^2 \cos^2 \theta_{i0}) \sigma_g / p, \quad (21)$$

其中 δ 是高度起伏均方根值。

(19)式表明相干雷达散射截面与极化、粗糙度以及介电参量有关,同时还取决于物体的几何外形。与平面波结果相比多了参量波束因子 p ,受束腰半径、束腰中心与物体中心距离和物体照射面积以及入射、散射方向的影响,下节将有详细讨论。

4 数值计算及讨论

以粗糙球为例讨论波束因子、极化状态和介电常量对相干散射截面的影响。设球心位于物体坐标系原点,球半径为 a ;波束沿着 $-z$ 方向入射,观测平面位于 XOZ 面, $-\mathbf{k}$ 与 \mathbf{k}_s 的夹角为 θ_s ,即

$$\mathbf{k}_s = (\sin \theta_s, 0, \cos \theta_s).$$

从(20)式可知,波束因子 p 仅与波数 k 、波束参量 ω_0 和 ρ_0 以及物体几何形状、大小有关,而与物体的物理特性和粗糙度统计参量无关。对于粗糙球而言,可以求出镜向点 $x'_0 = a \sqrt{(1 - \cos \theta_s)/2}$, $y'_0 = 0$,并由(20)式计算出波束因子

$$p = \frac{\sqrt{\pi}}{2a} \operatorname{erfi}(a) \exp\left[-\frac{\alpha^2}{2}(1 + \cos \theta_s)\right], \quad (22)$$

其中 $\operatorname{erfi}(x) = \frac{\operatorname{erf}(ix)}{i}$, $\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-t^2) dt$, 分别是虚误差函数和误差函数; $\alpha = \sqrt{2}a/\omega$, $\omega =$

$2\rho_0/(kw_0)$, w 是傍轴高斯波束沿轴向距离束腰中心 ρ_0 处的束半径。

(22) 式表明,粗糙球的波束因子 p 由散射角 θ_s 以及球半径与束半径的比值 α 决定。如图 2 所示,当 α 较小时,即束半径 w 远大于球半径 a ,在球照射表面上的入射场强度分布基本相同。此时波束入射类似与平面波情况,波束因子 p 在各个散射角时均接近 1,

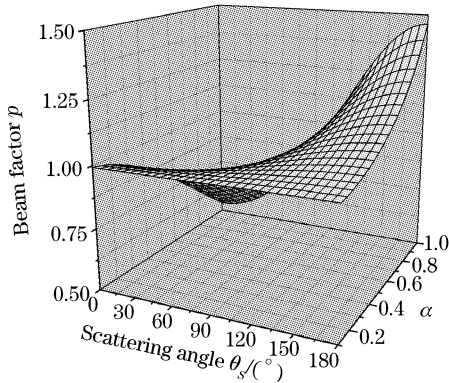


图 2 波束因子 p 与 α 和散射角 θ_s 的函数关系
Fig. 2 Beam factor p as a function of α and scattering angle θ_s

(19) 式退化到平面波入射情况,与文献[7]的结果相符。随着 α 的增大,球照射表面上的入射场强度的不均匀度增加,使得在各个散射方向上波束因子的值绕着 1 有波动,且 α 越大,这种偏差就越明显。

图 3(a)和图 3(b)分别计算了铝球和涂漆球的归一化相干散射截面。假设粗糙面是平稳各向同性的高斯粗糙面,均方根高度 $\delta=0.05 \mu\text{m}$,入射波长 $\lambda=1.06 \mu\text{m}$,对铝球折射率 $n=2.43+i10.7$,对涂漆球折射率 $n=1.533+i0.017$ 。在几何光学极限下,理想导体金属球的散射截面等于其几何截面 πa^2 ,粗糙球的归一化相干散射截面只取决于镜向点处的菲涅耳反射系数、粗糙面的特征函数和波束因子。从图 3 中可以看出,波束入射的结果变化比较平缓,曲线与平面波的计算曲线有交错,且随着 α 的增大其结果接近于平面波入射的情况;波束场对涂漆球的影响比对铝球的影响要小,图 3(b)中当 α 取 0.5 时与平面波已经差别不大,而在图 3(a)中则有明显的差别。图 3(b)还表明,对于垂直(VV)极化,在布儒斯特角附近波束和平面波计算曲线重合,即波束在该处影响很小。

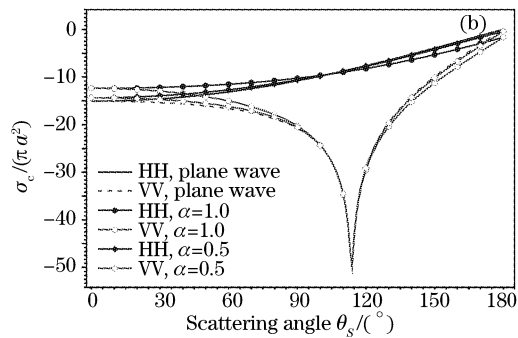
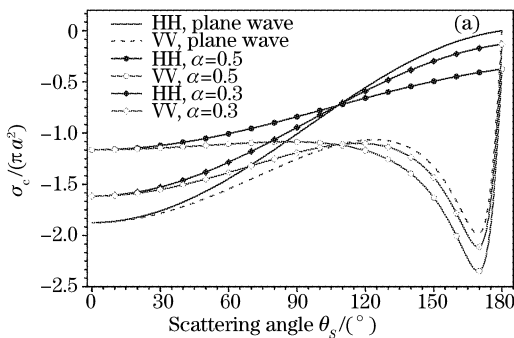


图 3 相干散射截面。(a) 铝球, (b) 涂漆球

Fig. 3 The coherent scattering cross sections. (a) Aluminum sphere, (b) painted sphere

当粗糙球的均方根高度为零时,波束散射场可以退化到光滑球的情况。图 4(a)和图 4(b)分别计

算涂漆球水平(HH)极化和 VV 极化下的归一化相干散射截面随粗糙度变化,图 4 中 $w_0 = 10.6 \mu\text{m}$,

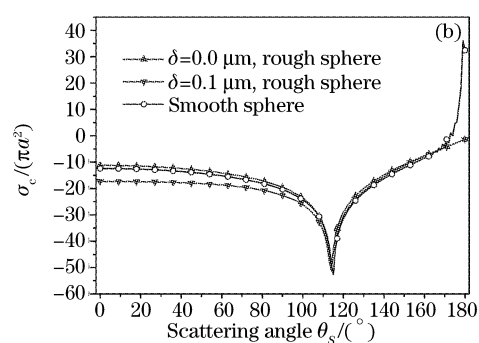
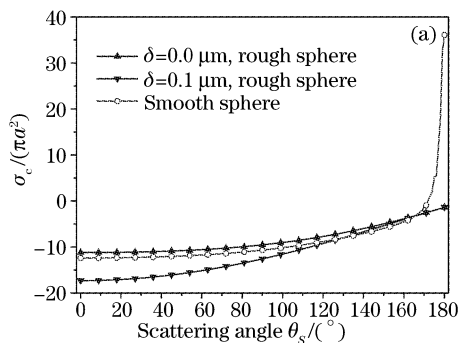


图 4 涂漆球的相干散射截面。(a) HH 极化, (b) VV 极化

Fig. 4 The coherent scattering cross sections for painted sphere. (a) HH polarization, (b) VV polarization

$\rho_0 = 510 \mu\text{m}$, $a = 106 \mu\text{m}$, 光滑球的结果是采用文献[12]的方法计算获得。不论是 HH 极化还是 VV 极化, 除前向区域外, 本文的计算结果与光滑球基本吻合, 由于推导是基于几何光学近似, 在粒子尺寸参量很大时, 前向的相干散射截面近似等于粒子的几何截面, 而文献是采用严格的边界条件求解球对傍轴高斯波束的散射, 在前向区域将爬行波贡献考虑在内, 因此在前向有一个很大的峰值。

5 结 论

本文采用平面波谱展开法和物理光学近似, 从理论上推导出任意形状凸粗糙物体对傍轴高斯波束的相干散射截面公式, 并给出了粗糙球的数值结果。分析表明, 表征波束作用的波束因子依赖于波束参量和物体的几何形状以及大小, 当波束照射面积远大于散射体的投影面积时, 波束因子趋近于 1, 波束入射的情况退化到平面波的结果, 而物体表面材料参量则主要影响散射截面的幅度。本文的研究结果可以为 RCS/LRCS 的预估以及外场和实验室缩比模型的测量提供理论依据。

参 考 文 献

- 1 Wu Zhensen, Dou Yuhong. Visible light scattering and infrared radiation of spatial object[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(10): 1250~1254 (in Chinese)
吴振森, 窦玉红. 空间目标的可见光散射与红外辐射[J]. *光学学报*, 2003, **23**(10): 1250~1254
- 2 Guo Lixin, Kim Cheyoung, Wu Zhensen. Light scattering from a spherical particle above a slight rough surface and the calculation of the scattering cross section[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(6): 717~723 (in Chinese)
郭立新, 金彩英, 吴振森. 微粗糙面上方球形粒子的光散射及其
- 3 Zhang Yandong, Wu Zhensen. Light scattering and imaging of two dimensional rough sea surface in the infrared[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(9): 1039~1043 (in Chinese)
张延冬, 吴振森. 二维粗糙海面的光散射及其红外成像[J]. *光学学报*, 2002, **22**(9): 1039~1043
- 4 F G Bass, I M Fuks. *Wave Scattering from Statistically Rough Surfaces* [M]. New York: Pergamon Press, 1979
- 5 E. Bahar, S. Chakrabarti. Scattering and depolarization by large conducting spheres with rough surface[J]. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(12): 1820~1825
- 6 E. Bahar, M. A. Fizwater. Scattering and depolarization by conducting cylinders with rough surfaces[J]. *Appl. Opt.*, 1986, **25**(11): 1826~1832
- 7 R. Schiffer. The Coherent scattering cross-section of a slightly rough sphere[J]. *Optica Acta*, 1986, **33**(8): 959~980
- 8 M. K. Abdelazeez. Wave scattering from a large sphere with rough surface[J]. *IEEE. Trans. on Appl. Phys.*, 1983, **31**(2): 375~377
- 9 Wu Zhensen. IR laser backscattering by arbitrarily shaped dielectric object with rough surface[J]. *J. Electron.*, 1993, **10**(4): 298~306
- 10 Wu Zhensen, Cui Suomin. Bistatic scattering by arbitrarily shaped objects with rough surface at optical and infrared frequencies[J]. *Inter. J. Infrared and Mill. Waves*, 1992, **13**(4): 537~549
- 11 S. Asano, G. Yamamoto. Light scattering by a spheroidal particle [J]. *Appl. Opt.*, 1975, **14**(1): 29~49
- 12 Wu Zhensen, L. X. Guo, K. F. Ren *et al.*. Improved algorithms for electromagnetic scattering of plane waves and shaped beams by multilayered spheres [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(21): 5188~5198
- 13 Guo Lixin, Wu Zhensen. Rainbow scattering by an inhomogeneous cylinder with an off-axis Gaussian beam incidence at normal [J]. *Inter. J. Infrared and Mill. Waves*, 2000, **21**(11): 1879~1886
- 14 R. E. Collin. *Antennas and Radio Wave Propagation* [M]. New York: McGraw Hill, 1985
- 15 Zhou Bingkun. *Principles of Laser* [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 1980 (in Chinese)
周炳琨. *激光原理* [M]. 北京: 国防工业出版社, 1980
- 16 Eriçl. Thorsos. The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1988, **83**(1): 78~92