任意体目标激光波束的散射场量统计矩及非相干分量比

王明军[1,2] 柯熙政[1] 李应乐[3] 吴鹏飞[1]

[1]西安理工大学自动化与信息工程学院，陕西 西安 710048

[2]咸阳师范学院物理与电子工程学院，陕西 咸阳 712000

[3]陕西学前师范学院物理与电子技术系，陕西 西安 710100

摘要 推导了任意体目标高斯波束的散射场量本征统计矩。以椭球体目标为例，通过数值方法研究体目标在激光波束入射下，三种不同材料的单站散射场量互相关函数、协方差及其非相干散射分量比。数值计算椭球类目标非相干散射分量比随散射角的变化情况，结果表明：目标非相干分量在总散射分量中的比重较小，目标姿态、表面材料及其粗糙度对其散射场量非相干分量比有影响，粗糙面越光滑，非相干分量比越小；金属类材料比非金属镀漆材料的非相干分量比小；具有缩比关系的目标散射场量的非相干分量比的分布趋势基本相同，仅其数值略微有些差别。

关键词 散射；随机粗糙面；非相干分量比；体目标

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.0729002

Statistical Moment and Incoherent Component Ratio of Laser Beam Scattering from Targets with Arbitrary Shapes

Wang Mingjun[1,2] Ke Xizheng[1] Li Yingle[3] Wu Pengfei[1]

[1] *School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi* 710048, *China*

[2] *School of Physics and Electronic Engineering, Xianyang Normal University, Xianyang, Shaanxi* 712000, *China*

[3] *Department of Physics and Electronic Technology, Shaanxi Xueqian Normal University, Xi'an, Shaanxi* 710100, *China*

Abstract Under a Gaussian beam incidence, the fundamental statistical moments of Gaussian beam scattering fields from targets with arbitrary shapes are derived. Taking an ellipsoid-shaped target as an example, the correlation function, covariance, and incoherent component ratio of the scattering fields in three different materials are studied by the numerical method. The variation of the incoherent component ratio of the ellipsoidal target with the scattering angle is numerically obtained. The results show that the incoherent component takes only a small proportion of the total scattering components. The target pose, surface material and its roughness have influence on the incoherent component ratio. The smoother the rough surface is, the smaller the incoherent component ratio is. The incoherent component ratio of metal material is smaller than that of non-metallic painting material. The incoherent component ratio of the scattered field from the scaled target has a similar distribution with the above, except for some difference in value.

Key words scattering; random rough surface; incoherent component ratio; target

OCIS codes 290.5825; 030.6600; 290.5880

收稿日期：2015-11-16；**收到修改稿日期**：2016-01-04

基金项目：国家自然科学基金(61271110，61377080)、中国博士科学基金(2014M552468)、陕西省博士后项目、陕西省自然科学基金(2014JQ8316)

作者简介：王明军(1979－)，男，博士，教授，硕士生导师，主要从事光散射特性理论建模及激光雷达成像技术等方面的研究。E-mail：wmjxd@aliyun.com

1 引　　言

激光雷达探测技术目前已成为各国航天、国防和民用工业领域中不可缺少的探测手段[1-4]，对激光与粗糙面和体目标的光学特征的研究越来越重要。早期，研究人员将入射激光假设为平面波[3-8]来进行激光雷达目标成像及其探测和识别等研究[8-10]，随着建模精度的提高，研究人员逐渐用脉冲波、波束代替平面波来作为入射激光，其理论模型和数值计算过程因此变得更加复杂。有关波束散射特性的研究，长期以来诸多学者关注最多的是理想介质与波束的散射特征，如各向同/异性介质球形粒子、多层球形粒子或圆柱形粒子与波束的散射特征；入射波束有高斯波束、高斯-谢尔波束，粒子的位置有在轴、离轴等情况[11-13]。本课题组也研究了波束入射下各向异性介质球形粒子和厚板的散射特征[14-15]。

当入射电磁波频率增大时，尤其是在红外和可见光波波段，对大尺寸目标而言，物体表面的高度起伏和入射光的波长相比拟，此时散射体的表面应视作随机粗糙面[3-7]。Collin 等[16]首次研究了高斯波束与导体粗糙面的散射特征，王明军等[17]研究了在激光波束入射下多层介质粗糙材料表面的相干和非相干散射特征，Basu 等[18]利用高斯-谢尔模型作为全相干高斯波束形式来研究其与粗糙面的散射特征。研究波束与粗糙面的散射特征的最终目的是为了讨论粗糙物体的激光波束散射特征。体目标激光散射在多个领域具有显著的学术价值和广泛的应用背景[1,2,8,19]，陈辉等[19]研究了粗糙体目标的激光波束相干和非相干散射截面等特征。然而，体目标激光散射场量统计特征的建模仍以平面波为主[20-25]，而关于波束散射场量统计特征的相关研究还比较少[26]，后者涉及到更广泛的领域如激光雷达检测，激光雷达成像系统中信号分析和激光散斑分析等[20,25,27-29]。本文以上述研究为基础，从高斯波束与粗糙体目标的散射特征出发，研究其散射场量的二阶统计特征，数值分析非相干散射部分在探测信号中的比重，为散射场量高阶统计特征和激光散斑等问题的研究提供了技术支持。

2 粗糙体目标的高斯波束散射场

高斯波束基模 TEM_{00} 在各向同性介质中沿 $\boldsymbol{Z}_i$ 轴传播，如图 1 所示。建立目标坐标系 $OXYZ$，入射场坐标系 $O_iX_iY_iZ_i$，$\boldsymbol{Z}_i$ 指向物体中心，$\boldsymbol{Y}_i$ 垂直于波束轴线与 z 轴所在的平面，$\boldsymbol{X}_i=\boldsymbol{Y}_i\times\boldsymbol{Z}_i$，$Z_i=0$ 为高斯波束的束腰平面，束腰中心 O_i 在物体坐标系的位置为 $\boldsymbol{\rho}_0=(-\rho_0\sin\theta_0\cos\phi_0,-\rho_0\sin\theta_0\sin\phi_0,\rho_0\cos\theta_0)$。假设物体被波束场完全照射。$\boldsymbol{X}_i,\boldsymbol{Y}_i,\boldsymbol{Z}_i$ 三个坐标轴上的坐标满足 $\boldsymbol{z}_i=\boldsymbol{\rho}_0=\boldsymbol{x}\sin\theta_0\cos\phi_0+\boldsymbol{y}\sin\theta_0\sin\phi_0-\boldsymbol{z}\cos\theta_0$，$\boldsymbol{y}_i=\boldsymbol{x}\sin\phi_0-\boldsymbol{y}\cos\phi_0$，$\boldsymbol{x}_i=\boldsymbol{y}_i\times\boldsymbol{z}_i=\boldsymbol{x}\cos\theta_0\cos\phi_0+\boldsymbol{y}\cos\theta_0\sin\phi_0+\boldsymbol{z}\sin\theta_0$。

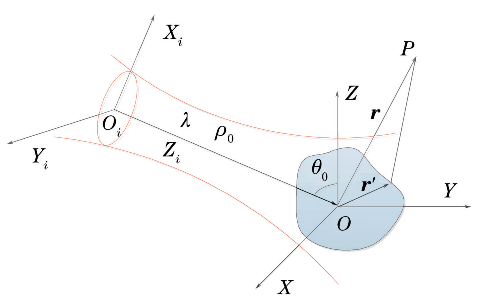

图 1　粗糙物体高斯波束散射坐标关系

Fig. 1　Coordinate relationship of Gaussian beam scattering from object with a rough surface

假设在束腰平面内高斯波束是线极化的，忽略波束场沿轴向的分量，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，高斯波束入射场的平面波可表示为

$$E_i(\boldsymbol{r}_i)=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}f_i(k_{xi},k_{yi})\exp(-\mathrm{i}\boldsymbol{k}_i\cdot\boldsymbol{r}_i)\mathrm{d}k_{xi}\mathrm{d}k_{yi},\tag{1}$$

式中 $k_{xi}^2+k_{yi}^2+k_{zi}^2=k^2$，$k$ 为自由空间的波数。$f_i(k_{xi},k_{yi})$ 为高斯波束电场的平面波谱复振幅。在束腰平面内波矢量的各个坐标分量满足

$$\begin{cases}k_{xi}=-k_x\cos\theta_0\cos\phi_0-k_y\cos\theta_0\sin\phi_0-k_z\sin\theta_0,\\ k_{yi}=-k_x\sin\phi_0+k_y\cos\phi_0,\\ k_{zi}=k_x\sin\theta_0\cos\phi_0+k_y\sin\theta_0\sin\phi_0-k_z\cos\theta_0,\end{cases}\tag{2}$$

且有

$$\boldsymbol{k}_i\cdot\boldsymbol{r}_i=\boldsymbol{k}\cdot(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{\rho}_0),\mathrm{d}k_{xi}\mathrm{d}k_{yi}=\frac{1}{\cos\theta_0}\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y,\tag{3}$$

$$f_i(k_x,k_y)=\pi w_0^2\exp\left\{-\frac{w_0^2}{4}[(k_x\cos\theta_0\cos\phi_0+k_y\cos\theta_0\sin\phi_0+k_z\sin\theta_0)^2+(k_x\sin\phi_0-k_y\cos\phi_0)^2]\right\},\tag{4}$$

式中 k_x ，k_y ，k_z 为波矢量 $\boldsymbol{k}$ 在目标坐标系 $OXYZ$ 三个坐标方向上的分量，w_0 为束腰半径。

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，即

$$E_s(\boldsymbol{r})=\frac{-\mathrm{i}}{16\pi^3\cos\theta_0}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y\int_{S'}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'R(\theta_i)\frac{\exp\{-\mathrm{i}k[\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')+\phi(\boldsymbol{r}')]\}}{\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')}\times$$
$$\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'\xi(\boldsymbol{r}')]f(k_x,k_y)\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{\rho}_0)\mathrm{d}S',\tag{5}$$

式中 $\boldsymbol{V}=\boldsymbol{k}_0-\boldsymbol{k}_s$，$\boldsymbol{k}_0$ 为自由空间波矢量，$\boldsymbol{k}_s$ 为散射波矢量；$R(\theta_i)$ 为目标散射点 $\boldsymbol{r}'$处的菲涅耳反射系数，相位因子 $\phi(\boldsymbol{r}')=\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}'/k_0$，$\xi(\boldsymbol{r}')$为沿光滑面 S' 外法线方向的随机高度起伏，$\boldsymbol{\rho}_0$ 为点 O_i 指向 O 点的矢量，$\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')=|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|$。如果束腰中心到物体表面任意点的距离 $r_i=|\boldsymbol{r}'_\Sigma-\boldsymbol{\rho}_0|$ 远大于入射波长 λ，粗糙面上的点 $\boldsymbol{r}'_\Sigma=\boldsymbol{r}'+\hat{\boldsymbol{n}}'(\boldsymbol{r}')\xi(\boldsymbol{r}')$，$\hat{\boldsymbol{n}}'$为该点对应光滑面 S'的外法线单位矢量。则(5)式中的指数因子 $\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot(\boldsymbol{r}'_\Sigma-\boldsymbol{\rho}_0)]$ 在 $\boldsymbol{k}$ 空间里是迅速振荡的函数，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，在稳相点处演算积分，并采用一阶近似，最后简化成

$$E_s(\boldsymbol{r})=\frac{kw_0^2}{2\rho_0}\frac{\exp(-\mathrm{i}k\rho_0)}{4\pi}\int_{S'}\exp\left[-\frac{k^2w_0^2g_0(\boldsymbol{r}'_\Sigma)}{4\rho_0^2}\right]\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'R(\theta_i)\times$$
$$\frac{\exp\{-\mathrm{i}[k\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')+\boldsymbol{k}_0\cdot\boldsymbol{r}'_\Sigma]\}}{\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')}\exp[\mathrm{i}\boldsymbol{k}_s\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'\xi(\boldsymbol{r}')]\mathrm{d}S',\tag{6}$$

式中 $\boldsymbol{k}_0$ 是稳相点的零阶近似，

$$g_0(\boldsymbol{r}'_\Sigma)=(x'_\Sigma\cos\theta_0\cos\varphi_0+y'_\Sigma\cos\theta_0\sin\varphi_0+z'_\Sigma\sin\theta_0)^2+(x'_\Sigma\sin\varphi_0-y'_\Sigma\cos\varphi_0)^2,\tag{7}$$

若粗糙物体表面起伏 $\sigma\ll D$，D 为目标最大尺寸，则可将(7)式中振幅项的 x'_Σ，y'_Σ，z'_Σ替换成 x'，y'，z'，$\boldsymbol{r}'$为光滑面 S'上的点。(6)式可进一步简化成

$$E_s(\boldsymbol{r})=\frac{kw_0^2}{2\rho_0}\frac{\exp(-\mathrm{i}k\rho_0)}{4\pi}\int_{S'}\exp\left[-\frac{k^2w_0^2g_0(\boldsymbol{r}')}{4\rho_0^2}\right]\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'R(\theta_i)\times$$
$$\frac{\exp\{-\mathrm{i}k[\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')+\phi(\boldsymbol{r}')]\}}{\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')}\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\xi(\boldsymbol{r}')]\mathrm{d}S'。\tag{8}$$

3 体目标高斯波束散射场的一阶和二阶矩统计特征

由(8)式高斯波束对粗糙体的散射场，其一阶矩统计数字特征[29]（均值函数）即散射的相干分量为

$$<E_s(\boldsymbol{r})>=\frac{kw_0^2}{2\rho_0}\frac{\exp(-\mathrm{i}k\rho_0)}{4\pi}\int_{S'}\exp\left[-\frac{k^2w_0^2g_0(\boldsymbol{r}')}{4\rho_0^2}\right]\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}R(\theta_i)\times$$
$$\frac{\exp\{-\mathrm{i}k[\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')+\varphi(\boldsymbol{r}')]\}}{\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')}<\exp(-\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'\xi)>\mathrm{d}S'=$$
$$\frac{kw_0^2}{2\rho_0}\frac{\exp(-\mathrm{i}k\rho_0)}{4\pi}\int_{S'}\exp\left[-\frac{k^2w_0^2g_0(\boldsymbol{r}')}{4\rho_0^2}\right]\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'R(\theta_i)\times$$
$$\frac{\exp\{-\mathrm{i}k[\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')+\varphi(\boldsymbol{r}')]\}}{\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')}\chi(\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}')\mathrm{d}S',\tag{9}$$

式中 $\chi(\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}')$ 为表面起伏特征函数。

散射场场量的二阶统计特征即互相关函数[29]为

$$<E_sE_s^*>=\left|\frac{kw_0^2}{2\rho_0}\right|^2\frac{1}{(4\pi)^2}\int_{S'}\int_{S''}\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\mathrm{d}\boldsymbol{r}''\frac{(\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}')(\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'')R(\theta_i')R(\theta_i'')}{\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'')}\times$$
$$\exp\left\{-\frac{k^2w_0^2}{4\rho_0^2}[g_0(\boldsymbol{r}')+g_0(\boldsymbol{r}'')]\right\}\exp\{-\mathrm{i}k[\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')-\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'')]\}\times$$
$$\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot(\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r}'')]<\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'\xi(\boldsymbol{r}')+\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}''\xi(\boldsymbol{r}'')]>。\tag{10}$$

散射场场量统计均方[29]为

$$|<E_s>|^2=\left|\frac{kw_0^2}{2\rho_0}\right|^2\frac{1}{(4\pi)^2}\int_{S'}\int_{S''}\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\mathrm{d}\boldsymbol{r}''\frac{(\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}')(\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'')R(\theta_i')R(\theta_i'')}{\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'')}\times$$
$$\exp\left\{-\frac{k^2w_0^2}{4\rho_0^2}[g_0(\boldsymbol{r}')+g_0(\boldsymbol{r}'')]\right\}\exp\{-\mathrm{i}k[\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')-\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'')]\}\times$$
$$\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot(\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r}'')]\{<\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'\xi(\boldsymbol{r}')]><\exp[\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}''\xi(\boldsymbol{r}'')]>\}。\tag{11}$$

由(10)、(11)式，可得散射场量的协方差函数$<|E_f|^2>$为

$$<|E_f|^2>=<E_sE_s^*>-|<E_s>|^2=$$
$$\left|\frac{kw_0^2}{2\rho_0}\right|^2\frac{1}{(4\pi)^2}\int_{S'}\int_{S''}\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\mathrm{d}\boldsymbol{r}''\frac{(\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}')(\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'')R(\theta_i')R(\theta_i'')}{\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'')}\times$$
$$\exp\left\{-\frac{k^2w_0^2}{4\rho_0^2}[g_0(\boldsymbol{r}')+g_0(\boldsymbol{r}'')]\right\}\exp\{-\mathrm{i}k[\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')-\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'')]\}\times$$
$$\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot(\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r}'')]\{<\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'\xi(\boldsymbol{r}')+\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}''\xi(\boldsymbol{r}'')]>-$$
$$<\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'\xi(\boldsymbol{r}')]><\exp[\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}''\xi(\boldsymbol{r}'')]>\}。\tag{12}$$

定义比值系数 γ 为

$$\gamma=\frac{<E_sE_s^*>-|<E_s>|^2}{<E_sE_s^*>},\tag{13}$$

由(9)～(12)式，为了进一步便于分析，将波束体目标的散射理论和统计理论结合起来，即

$$\gamma=\int_{S'}\int_{S''}\frac{<\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'\xi(\boldsymbol{r}')+\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}''\xi(\boldsymbol{r}'')]>-<\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'\xi(\boldsymbol{r}')]><\exp[\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}''\xi(\boldsymbol{r}'')]>}{<\exp[-\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}'\xi(\boldsymbol{r}')+\mathrm{i}\boldsymbol{V}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}''\xi(\boldsymbol{r}'')]>}\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\mathrm{d}\boldsymbol{r}''\tag{14}$$

其中(10)～(14)式给出了粗糙体表面任意两点的散射场的互相关函数，均方和协方差函数等，所以被积函数中对应的物理量都是 $\boldsymbol{r}',\boldsymbol{r}''$的函数。由 (13)、(14)式定义 γ 数学含义为随机粗糙面的散射场量的协方差函数与其均值的平方比，(12)式中给出的$<|E_f|^2>$为散射场量强度的非相干分量，所以 γ 的物理含义为非相干分量在总散射场量中的比重或者非相干分量比。

4　数值计算及分析

假定入射激光波束波长 $\lambda=1.06\ \mu\mathrm{m}$，选取三种测试中常见的材料，材料一为抛光的铝表面，光学常数为(2.43，10.7)；材料二为一种镀金包覆薄膜材料，光学常数为(1.2277，10.3768)；材料三为白漆材料，光学常数为(1.5198，0.0829)。粗糙椭球体的球心位于坐标系原点，波束沿着$-\boldsymbol{z}$ 方向入射，$\theta_i=0°$，$\varphi_i=0°$，其轴线与 $\boldsymbol{k}_s$ 的夹角为 θ_s，即 $\boldsymbol{k}_s=(\sin\theta_s,0,\cos\theta_s)$。图 2 所示为粗糙椭球体目标的波束散射示意图。图 3 数值计算了单站(入射角 $\theta_0=\theta_s$)时两种不同椭球体的三种不同粗糙度镀金薄膜材料的非相干分量比随散射角的变化情况，入射波的束腰半径 $w_0=10\lambda$，HH(水平)极化条件下，光学常数为(1.2277，10.3768)，表面不同高度起伏 σ 为 0.01，0.03，0.05 μm，椭球几何尺寸为 $a=b=10$ cm，$c=15$ cm 和 $a=c=10$ cm，$b=15$ cm，其中 a，b，c 分别代表椭球在 x，y，z 轴上的半轴长度。

计算结果表明，当材料表面越粗糙时，非相干分量越多，相干分量越少。图 3(a)给出的三种不同高度起伏(粗糙度统计均方)条件下的γ 值比图 3(b)中给出的值稍微小一些，主要是因为图 3(b)中椭球对应的长轴

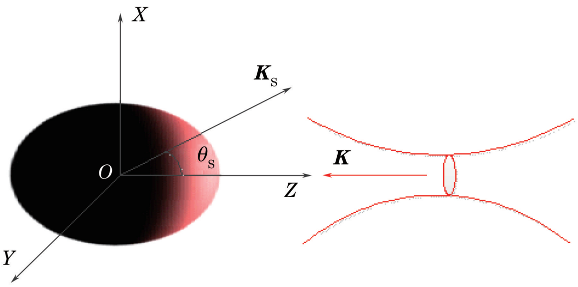

图 2　高斯波束入射粗糙椭球体散射坐标关系

Fig. 2　Coordinate relationship of Gaussian beam scattering from ellipsoid with roughness

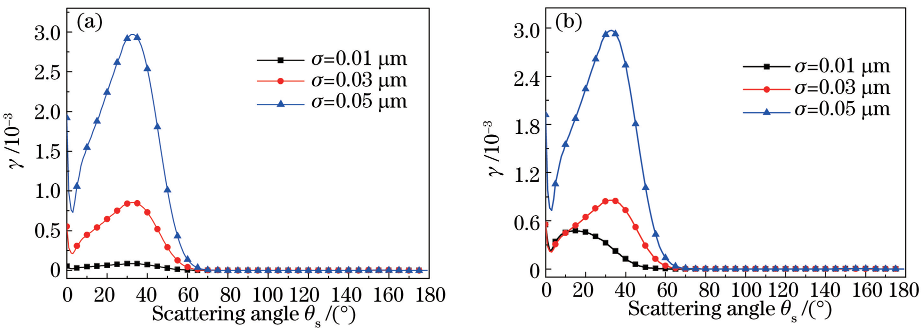

图 3　不同形状椭球散射非相干分量比随散射角的变化情况。(a) $a=b=10$ cm, $c=15$ cm; (b) $a=c=10$ cm, $b=15$ cm

Fig. 3　Variation of incoherent component ratio of ellipsoids of different shapes with scattering angle. (a) $a=b=10$ cm, $c=15$ cm; (b) $a=c=10$ cm, $b=15$ cm

位于 y 轴的可见照射区域较图 3(a)中所给出位置的区域要大，尤其当粗糙面光滑时，表现更为显著。当三种不同材料表面高度起伏均为 $\sigma=0.03$ μm，椭球半径尺寸 $a=b=10$ cm，$c=15$ cm 时，这三种材料椭球非相干分量比随散射角的变化情况如图 4 所示，可以看到抛光的铝和镀金薄膜椭球体表面的非相干分量比比白漆表面的小。图 5 以镀金包覆薄膜材料为例，给出了这三个具有缩比关系的椭球体的非相干分量比随散射角的变化情况，其中表面高度起伏 $\sigma=0.05$ μm，三个椭球半轴尺寸分别为 $a=b=15$ cm，$c=22.5$ cm；$a=b=10$ cm，$c=15$ cm；$a=b=5$ cm，$c=7.5$ cm；缩放比例为 1∶2。从计算结果可以看出，当目标具有缩比关系时，非相干分量比分布趋势基本相似，其中椭球体尺寸对散射场的非相干分量影响较大，椭球体尺寸越大，其非相干分量在总散射场量中比重相对越小。

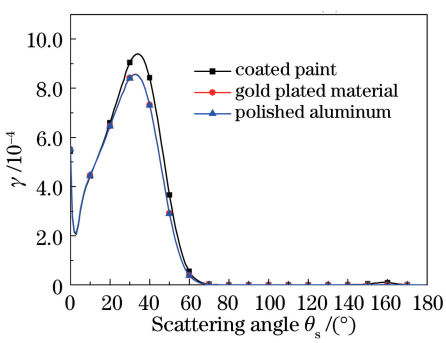

图 4　不同材料椭球体非相干分量比随散射角的变化

Fig. 4　Variation of incoherent component ratio of ellipsoids made of different materials with scattering angle

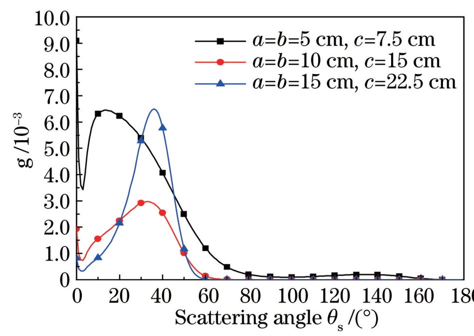

图 5　缩比椭球体的非相干分量比随散射角的变化情况

Fig. 5　Variation of incoherent component ratio of scaled ellipsoids with scattering angle

5 结　　论

基于粗糙面波束散射理论，在高斯波束入射下，推导了任意体目标高斯波束散射场量的本征统计矩，即统计均方和相关函数的二阶统计特征，以椭球类目标为例，通过数值方法研究椭球体在激光波束入射下，三种不同材料的单站散射场量互相关函数、协方差函数以及非相干散射分量在总散射场量中的比值随散射角的变化情况。数值计算结果表明：1）目标非相干分量在总散射分量中的比重较小；2）目标姿态对散射场量的均方、相关函数和非相干分量比有影响；3）目标表面材料及其粗糙度对散射场量非相干分量比也有影响，金属材料比非金属镀漆材料的非相干分量比小，粗糙面越光滑，非相干分量越小；4）具有缩比关系的目标散射场量的非相干分量比分布趋势基本相似，尺寸越大的椭球体其非相干分量比越小。研究非相干分量比实质上是通过定量方法讨论激光波束探测目标过程中非相干分量在整个散射场中的比重，所给出的激光波束散射场统计矩特征为研究其他高阶矩统计特征奠定基础，同时，非相干分量在总散射场量中比值关系的定量分析，为开展空间目标激光探测中与散斑有关的光学特征的研究提供了有效技术支持。

参　考　文　献

1 Wang Mingjun, Wu Zhensen, Li Yingle, *et al.*. Research progress on the laser range resolved Doppler imaging radar and its key technologies[J]. Laser & Infrared, 2009, 39(5): 464-467.
王明军，吴振森，李应乐，等. 激光雷达距离高分辨多普勒成像技术研究进展及其关键技术[J]. 激光与红外, 2009, 39(5): 464-467.

2 Dai Yongjiang. Laser radar technology[M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2010.
戴永江. 激光雷达技术[M]. 北京：电子工业出版社, 2010.

3 Guo Huichao, Sun Huayan, Fan Youchen. Development status of range-gated laser active imaging technology under atmospheric conditions[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(10): 100004.
郭惠超，孙华燕，范有臣. 大气条件下距离选通激光主动成像技术发展现状[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(10): 100004.

4 Liu Zhengjun, Li Qi, Wang Qi. Target recognition of coherent ladar range image using feature selection[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(8): 0814003.
刘正君，李　琦，王　骐. 基于特征选择算法的相干激光雷达目标识别[J]. 中国激光, 2013, 40(8): 0814003.

5 Wu Z S, Cui S M. Bistatic scattering by arbitrarily shaped objects with rough surface at optical and infrared frequencies [J]. Inter J Infrared Mill Wave, 1992, 13(4): 537-549.

6 Sanchez-Gil J A, Nieto-Vesperinas M. Light scattering from random rough dielectric surfaces[J]. J Opt Soc Am A, 1991, 8(8): 1270-1286.

7 Tsang L, Kong J A, Ding K H. Scattering of electromagnetic waves: Theories and applications[M]. New York: Wiley Interscience, 2000.

8 Wei Guanghui, Yang Peigen. Application of laser technology in weapon industry[M]. Beijing: Publishing House of Ordnance Industry, 1995.
魏光辉，杨培根. 激光技术在兵器工业中的应用[M]. 北京：兵器工业出版社, 1995.

9 Beck S M, Buck J R, Buell W F, *et al.*. Synthetic-aperture imaging laser radar: Laboratory demonstration and signal processing[J]. Appl Opt, 2005, 44(35): 7621-7629.

10 Gschwendtner A B, Keicher W E. Development of coherent laser radar at Lincoln Laboratory[J]. Lincoln Laboratory Journal, 2000, 12(2): 383-396.

11 Gouesbet G. Validity of the localized approximation for arbitrary shaped beams in the generalized Lorenz-Mie theory for spheres[J]. J Opt Soc Am A, 1999, 16(7): 1641-1650.

12 Zimmermann E, Dändliker R, Souli N, *et al.*. Scattering of an off-axis Gaussian beam by a dielectric cylinder compared with a rigorous electromagnetic approach[J]. J Opt Soc Am A, 1995, 12(2): 398-403.

13 Li R X, Han X E, Shi L J, *et al.*. Debye series for Gaussian beam scattering by a multilayered sphere[J]. Appl Opt, 2007, 46(21): 4804-4812.

14 Wang M J, Zhang H Y, Liu G S, *et al.*. Gaussian beam scattering by a rotationally uniaxial anisotropic sphere[J]. J Opt Soc Am A, 2012, 29(11): 2376-2380.

15 Wang M J, Zhang H Y, Liu G S, *et al.*. Reflection and transmission of Gaussian beam by a uniaxial anisotropic slab[J]. Opt Express, 2014, 22(3): 3705-3711.

16 Collin R E. Scattering of an incident Gaussian beam by a perfectly conducting rough surface[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1994, 42(1): 70-74.

17 Wang M J, Wu Z S, Li Y L. Investigation on the scattering characteristics of Gaussian beam from two dimensional dielectric rough surfaces based on the Kirchhoff approximation[J]. PIER B, 2008, 4: 223-235.

18 Basu S, Hyde M W, Cusumano S J, *et al.*. Examining the validity of using a Gaussian Schell-model source to model the scattering of a fully coherent Gaussian beam from a rough impedance surface[J]. Opt Eng, 2013, 52(3): 038001.

19 Chen Hui. Scattering of Gaussian beam by object with rough surface and its application on laser one-dimensional range profile[D]. Xi′an: Xidian University, 2004.
陈　辉. 粗糙物体高斯波束散射及在激光一维距离成像中的应用[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2004.

20 Briers J D. Laser Doppler and time-varying speckle: A reconciliation[J]. J Opt Soc Am A, 1996, 13(2): 345-350.

21 Gu Z H. High-order correlations from rough-surface scattering[J]. Appl Opt, 2004, 43(15): 3061-3065.

22 Wang Mingjun, Wu Zhensen, Li Yingle, *et al.*. The fourth order moment statistical characteristic of the laser pulse scattering on random rough surface[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(4): 2390-2396.
王明军, 吴振森, 李应乐, 等. 随机粗糙面激光脉冲散射四阶统计特征[J]. 物理学报, 2009, 58(4): 2390-2396.

23 Zhang G, Wu Z S. Fluctuation correlation of the scattered intensity from two-dimensional rough surfaces[J]. Opt Express, 2012, 20(2): 1491-1502.

24 Goodman J W. Statistical optics[M]. New York: Wiley Interscience, 1985.

25 Guo Guanjun, Shao Yun. Rough surfaces induced speckle effects on detection performance of pulsed laser radar[J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(7): 2089-2093.
郭冠军, 邵　芸. 激光散斑效应对激光雷达探测性能的影响[J]. 物理学报, 2004, 53(7): 2089-2093.

26 Wang Mingjun, Li Yingle, Wu Zhensen, *et al.*. The second order statistical characteristic of mean square and correlation function for laser beam scattering fields from two-dimensional rough surface[J]. Scientia Sinica (Physica, Mechanica & Astronomica), 2013, 43(7): 844-851.
王明军, 李应乐, 吴振森, 等. 二维粗糙面激光波束散射场量均方及相关函数的二阶统计特征[J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2013, 43(7): 844-851.

27 Xu Qian, Zhou Yu, Sun Jianfeng, *et al.*. Analysis of integrated speckle receiving characteristics based on synthetic aperture imaging ladar[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(3): 0328002.
许　倩, 周　煜, 孙建锋, 等. 合成孔径激光成像雷达散斑天线接收特性分析[J]. 光学学报, 2014, 34(3): 0328002.

28 Goodman J W. Speckle phenomena in optics: Theory and application[M]. Colorado: Robert & Company Publishers, 2007.

29 Zhang Zhuokui, Chen Huichan. Stochastic process[M]. Xi′an: Xidian University Press, 2003.
张卓奎, 陈慧婵. 随机过程[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2003.