

单粒子散射对拉盖尔-高斯光束轨道角动量的影响

赵青松, 郝士琦, 张岱, 宛雄丰

国防科技大学脉冲功率激光技术国家重点实验室, 安徽 合肥 230037

摘要 通过时域有限差分法,研究了单粒子散射对拉盖尔-高斯(LG)光束轨道角动量态传输的影响,分别研究了散射粒径、粒子位置、椭球粒子半径比、倾斜角度及 LG 光束初始轨道角动量模式对轨道角动量态衰减的影响。研究表明:散射粒子半径越大,轨道角动量态的衰减越严重;散射粒子与光束相对位置的变化,也会引起能量占比的规律变化;初始轨道角动量模式、椭球粒子半径比和倾斜角度对轨道角动量态的衰减均有不同程度的影响。

关键词 散射; 粒子散射; 轨道角动量; 时域有限差分法; 拉盖尔-高斯光束

中图分类号 O436.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0629001

Effect of Single-Particle Scattering on Orbital Angular Momentum of Laguerre-Gaussian Beams

Zhao Qingsong, Hao Shiqi, Zhang Dai, Wan Xiongfeng

State Key Laboratory of Pulse Power Laser Technology, National University of Defense Technology, Hefei, Anhui 230037, China

Abstract The influence of single-particle scattering on the state transmission of orbital angular momentum (OAM) of Laguerre-Gaussian (LG) beams is studied by using the finite-difference time-domain method. The effects of particle size, particle position, ellipsoidal-particle-radii ratio, orientation angle and initial OAM mode of LG beams on the state degradation of OAM are investigated, respectively. The research results show that the larger the particle radius is, the more serious the OAM state degradation is. The change of the relative position between the scattering particles and the beam also leads to the regular change of the energy proportion. The initial OAM mode, ellipsoidal-particle-radii ratio and orientation angle all have influences on the state degradation at different extents.

Key words scattering; particle scattering; orbital angular momentum; finite-difference time-domain method; Laguerre-Gaussian beam

OCIS codes 290.5850; 010.1310; 010.3310

1 引 言

电磁波携带的角动量可以分为自旋角动量(SAM)和轨道角动量(OAM)。SAM与电磁波传播方向上的偏振电磁场矢量自旋有关,OAM与电磁波波前的空间螺旋分布有关^[1]。利用激光光束,通过螺旋相位板^[2]、叉形全息图衍射^[3]等方法可得到具有轨道角动量的光束,厄密特-高斯(HG)光束可以通过两个柱面透镜转换为具有轨道角动量的拉盖尔-高斯(LG)光束^[1]。OAM光束在大气激光通信^[4-5]、高维量子信息编码^[5]、光学探测和光镊^[6]等领域具有潜在的应用价值。尤其是在大气激光通信

系统中,OAM光束能够利用拓扑荷数增大数据容量、提高传输效率,并且能够有效削弱大气湍流影响^[7],因此在大气光通信中受到越来越多的关注^[8]。

大气中广泛分布着具有不同形状和成分的粒子,如球形的气态分子、水滴,非球形的气溶胶和卷云等^[9]。光束与大气粒子之间的散射作用,改变了光的强度和相位。将OAM光束应用于大气激光通信时,以依赖光束的轨道角动量态作为信息载体,除了光束能量衰减之外,还需考虑散射作用引起的轨道角动量态的性质改变,因此,关于OAM光束粒子散射特性的研究对基于OAM态编码调制的大气激光通信具有重要意义。

收稿日期: 2017-11-24; 收到修改稿日期: 2018-01-17

基金项目: 国家自然科学基金(61571446)

作者简介: 赵青松(1990—),男,博士研究生,主要从事大气激光通信方面的研究。E-mail: Pine_zhao@yeah.net

导师简介: 郝士琦(1963—),女,教授,博士生导师,主要从事卫星通信、大气激光通信方面的研究。

E-mail: liu_hsq@126.com(通信联系人)

对于球形粒子散射的研究, Mie 散射及广义 Mie 散射理论是常用的分析方法。在 LG 光束散射特性的研究中, 吕宏等^[10]根据广义 Mie 理论, 将单球粒子对高斯光束的散射理论推广到 LG 光束的散射研究中, 但在解析式的推导中省去了相移因子, 仅给出了光束的散射强度分布而未对散射场进行分析。赵继芝等^[11]推导了球形粒子在聚焦 LG 光束中散射系数的解析式, 研究了散射强度随散射角、散射球粒子半径和 OAM 态的变化特性。采用这种方法进行计算时需要取级数, 故计算速度及精度受级数项的影响很大。Kiselev 等^[12-13]将广义 Mie 散射理论与 T 矩阵相结合, 得到了近场条件下 LG 光束单球粒子的散射强度和相位分布, 但并未深入分析粒子散射对 OAM 态的影响。由于非球形粒子形状复杂, 理论分析具有很大难度, 解析解难以获得。与 Mie 散射理论不同, 时域有限差分 (FDTD) 法在时域中直接解算有限差分麦克斯韦方程组, 可计算仿真区域中任意结构的光束、任意形状散射体的散射与吸收, 因此适用于 OAM 光束的单粒子散射特性分析^[14]。Sun 等^[15]基于 FDTD 法, 研究了 LG 光束的散射相矩阵与散射粒子的位置及散射角间的关系, 然而并未从散射对 OAM 态传输影响的角度, 分析光束 OAM 态的变化。

本文在以上工作的基础上, 以 LG 光束作为光源, 采用 FDTD 散射场的仿真实现方法, 研究了 OAM 态在单粒子散射场中的演变规律。对入射 LG 光束及 FDTD 计算区域展开理论研究, 通过数值仿真分别研究了散射粒子半径、粒子与光束的相对位置、椭球粒子半径比、倾斜角度及光束的初始轨道角动量等因素对能量衰减的影响, 并且对不同情况下的散射特性进行了对比分析。

2 物理模型和计算方法

2.1 LG 光束

作为最典型的携带有轨道角动量的光束, LG 光束的电场表达式^[16]为

$$u_0(r, \varphi, z) = A \frac{\omega_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)}\right] \left[\frac{\sqrt{2}r}{w(z)}\right]^l \times L_p^l \left[\frac{2r^2}{w^2(z)}\right] \exp(i l \varphi) \times \exp\left\{i(2p + l + 1) \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right) - i\left[\frac{r^2}{w^2(z)}\right] \left(\frac{z}{z_0}\right) + i k z\right\}, \quad (1)$$

式中光束半径 $w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2}$, w_0 为束腰半径, z 为传输距离, r 为径向坐标, φ 为角向坐标, z_0 为瑞利距离, l 为轨道角动量的模式数 (也称为拓扑荷数), p 为径向指数, $L_p^l[\cdot]$ 为缔合拉盖尔多项式, A 为归一化因子, k 为波数。相位因子 $\exp(i l \varphi)$ 表明 l 模式的 LG 光束具有螺旋波前。

将光束的电场表达式展开为螺旋谱谐波的线性叠加, 得到

$$u(r, \varphi, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m(r, z) \exp(i m \varphi), \quad (2)$$

式中

$$a_m(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} u_0(r, \varphi, z) \exp(-i m \varphi) d\varphi. \quad (3)$$

将(2)式展开, 光束可表示为无穷多个具有螺旋波前光束的线性叠加, 其中 m 为各谐波分量的拓扑荷数, 范围为 $(-\infty, +\infty)$ 之间的整数。光束中不同轨道角动量成分所占的强度比重分布形成了光束的轨道角动量谱, 也称为螺旋谱。对于拓扑荷数为 l 的完美 LG 光束, 其螺旋谱仅包含 a_l 项, 其余项均为零。当此光束发生轨道角动量扩散时, 其余项不再为零, 此时通过展开螺旋谱, 可以得到拓扑荷数 l 的归一化能量占比为

$$P_l = \frac{C_l}{\sum_{q=-\infty}^{\infty} C_q}, \quad (4)$$

$$\text{式中 } C_l = \int_0^{\infty} |a_l(r, z)|^2 r dr, C_q = \int_0^{\infty} |a_q(r, z)|^2 r dr,$$

其中 a_l 和 a_q 分别表示拓扑荷数为 l 和 q 时的光束电场分布。

2.2 FDTD 方法

FDTD 方法是一种计算电磁波与散射体相互作用的稳定有效的方法, 由 Yee^[17]于 1966 年提出, 后经过不断改进, 其计算效率与准确率得到提高。现有的改进方法建立了同时包含散射体与光源的离散计算空间, 以吸收截断作为空间外部边界, 将内部划分为一系列网格。每个网格内, 设定介电常数、导电率、导磁率等全局或局部电磁参数。通过时域和空域有限差分近似将麦克斯韦旋度方程离散化, 在零时刻, 光源进入散射场, 光束与粒子相互作用并在网格间传播, 迭代计算网格内及网格之间的传递参数。最后将每个节点的时间序列参数通过离散傅里叶变换转换到频域, 在频域中得到散射体的吸收和散射参数。

根据 FDTD 理论, 在存在散射作用的粒子中,

麦克斯韦方程中的连续空间和时间 (x, y, z, t) 由离散的空间和时间点所替代,并且仅在这些离散点上

计算场分量。在笛卡儿坐标系中,电场和磁场的 x 方向分量^[18]分别表示为

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) = \exp\left[-\frac{\epsilon_i(i+1/2, j, k)}{\epsilon_r(i+1/2, j, k)}\omega\Delta t\right]E_x^n(i+1/2, j, k) + \exp\left[-\frac{\epsilon_i(i+1/2, j, k)}{\epsilon_r(i+1/2, j, k)}\omega\Delta t/2\right]\frac{\Delta t}{\epsilon_r(i+1/2, j, k)\Delta s} \times [H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) + H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k)], \quad (5)$$

$$H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = H_x^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\mu(i, j+1/2, k+1/2)\Delta s} \times [E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k) + E_z^n(i, j, k+1/2) - E_z^n(i, j+1, k+1/2)], \quad (6)$$

式中 E_x, E_y, E_z 和 H_x, H_y, H_z 分别为电场和磁场分量; ϵ_r 和 ϵ_i 分别为介电常数的实部和虚部; μ 为磁导率; ω 为光束的角频率; Δs 为计算网格中单位空间增量,为了保证 FDTD 计算的稳定性,通常取 $\Delta s = \lambda/20$,其中 λ 为入射光波长,取为 632.8 nm;计算网格中单位时间增量 $\Delta t = \Delta s/(2c)$,其中 c 为自由空间中的光速; (i, j, k) 表示计算三维空间的中心位置; n 表示时间步长,采用卷积完美匹配层(CPML)作为计算的吸收截断边界^[15]。

FDTD 计算的区域设置如图 1 所示,计算空间为底边边长 $200\Delta s$ 、高 $128\Delta s$ 的立体空间。LG 光束的束腰半径 $w_0 = 40\Delta s$,径向模式数为 0,拓扑荷数分别为 1、2、3、4。在仿真中,光束沿 z 轴方向入射到散射粒子表面,光束束腰中心位于 $O(x, y, z) = (0, 0, 0)$ 处。FDTD 检测平面位于 $z_D = 128\Delta s$ 处,计算区域 CPML 边界的厚度为 $6\Delta s$ 。

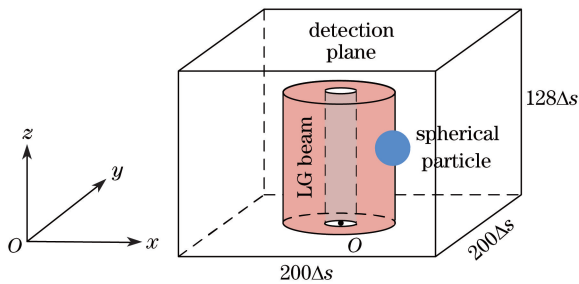


图 1 FDTD 仿真区域示意图

Fig. 1 Schematic of FDTD simulation domain

无散射粒子时,计算空间的检测平面与初始平面的计算距离为 $128\Delta s$,仿真得到 $l=1, 3$ 时 LG 光束在 FDTD 计算空间的传输光束波前,根据(3)~(4)式得到无散射时光场的螺旋谱分布,如图 2 所示。从图 2 中波前与螺旋谱的对比可以看出,在无

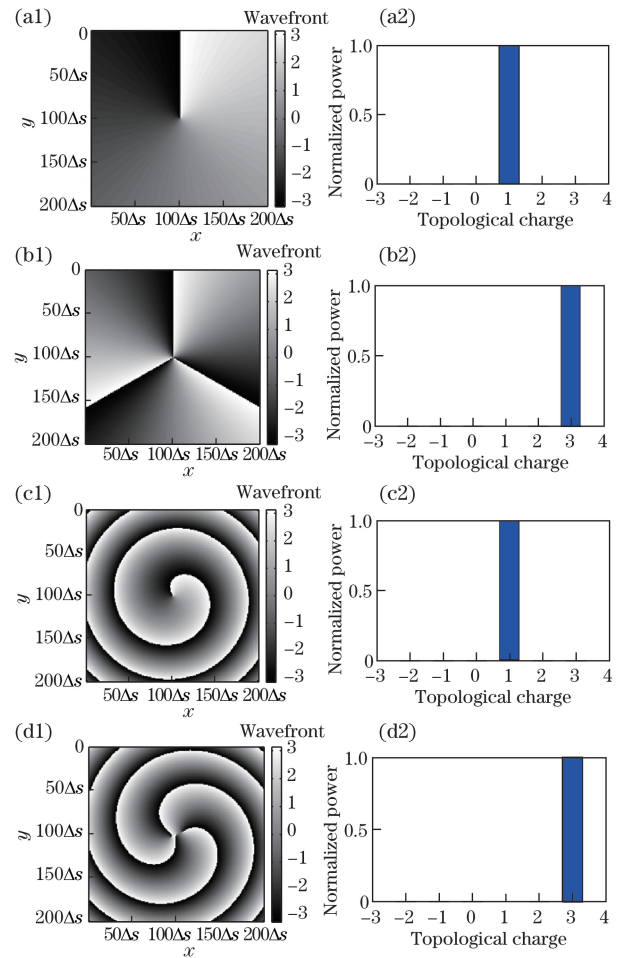


图 2 LG 光束的(左)波前分布及(右)螺旋谱。

(a1)(a2) $l=1$,束腰平面处;(b1)(b2) $l=3$,束腰平面处;
(c1)(c2) $l=1$,检测平面处;(d1)(d2) $l=3$,检测平面处

Fig. 2 (Left) wavefront distributions and (right) spiral spectra of LG beam. (a1)(a2) $l=1$, in waist plane;
(b1)(b2) $l=3$, in waist plane; (c1)(c2) $l=1$, in detection plane; (d1)(d2) $l=3$, in detection plane

散射粒子的条件下,随着光束沿 z 轴传输,光场的螺旋谱保持不变,波前呈现由内向外逐渐扩散的螺旋形变化,且螺旋线条数与光束的拓扑荷数相同。

存在散射粒子时,为简化分析,首先假设粒子为球形,折射率为 $1.33 + 0.0i$,粒子质心分别位于 $(13\Delta s, 0, 64\Delta s)$ 、 $(25\Delta s, 0, 64\Delta s)$ 处,检测平面与初始平面的计算距离为 $128\Delta s$,粒子半径 r_d 分别为 $20\Delta s$ 、 $25\Delta s$ 。仿真得到 $l=1, 3$ 时 LG 光束在检测平面处的波前分布,如图 3 所示。

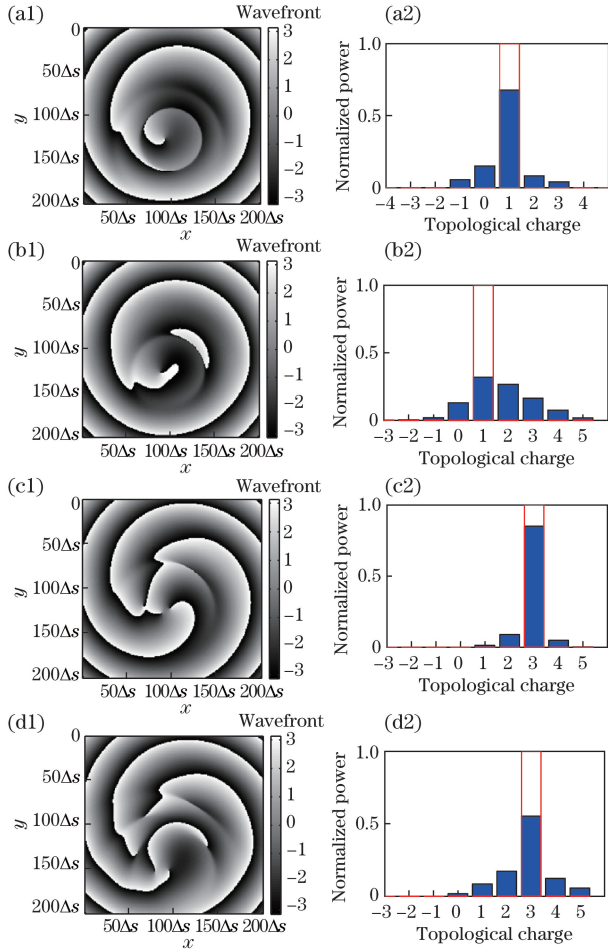


图 3 散射后检测平面的 LG 光束(左)波前分布及(右)螺旋谱。

- (a1)(a2) $l=1$, 粒子质心位于 $(13\Delta s, 0, 64\Delta s)$, $r_d=20\Delta s$;
- (b1)(b2) $l=1$, 粒子质心位于 $(13\Delta s, 0, 64\Delta s)$, $r_d=25\Delta s$;
- (c1)(c2) $l=3$, 粒子质心位于 $(13\Delta s, 0, 64\Delta s)$, $r_d=20\Delta s$;
- (d1)(d2) $l=3$, 粒子质心位于 $(25\Delta s, 0, 64\Delta s)$, $r_d=20\Delta s$

Fig. 3 (Left) wavefront distributions and (right) spiral spectra of LG beam in detection plane after scattering.

- (a1)(a2) $l=1$, particle center at $(13\Delta s, 0, 64\Delta s)$, $r_d=20\Delta s$;
- (b1)(b2) $l=1$, particle center at $(13\Delta s, 0, 64\Delta s)$, $r_d=25\Delta s$;
- (c1)(c2) $l=3$, particle center at $(13\Delta s, 0, 64\Delta s)$, $r_d=20\Delta s$;
- (d1)(d2) $l=3$, particle center at $(25\Delta s, 0, 64\Delta s)$, $r_d=20\Delta s$

从图 2 与图 3 的对比可以看出,粒子的散射引起了 LG 光束的波前畸变。从图 3 可以看出,散射

后在检测平面,光场的波前分布与散射粒子的性质有关,粒子的半径和位置均对波前畸变产生了不同程度的影响;并且对于具有不同拓扑荷数的光束,相同粒子引起的波前畸变的程度也不同。波前分布的畸变引起了光束螺旋谱的扩展,而螺旋谱的扩展程度与散射粒子的性质及光束的拓扑荷数有关。

3 球形粒子散射数值分析

由球形粒子散射带来的波前畸变最终导致 LG 光束的螺旋谱扩展,直观表现为能量衰减,主要传输模式(对于初始拓扑荷数为 l 的 LG 光束,主要传输模式即为 l)扩展到其他模式,衰减的情况通过检测平面主要传输模式的归一化能量占比 P_l 描述。

3.1 球形散射粒子半径与 P_l 之间的关系

图 4 所示为仿真得到的检测平面处 P_l 衰减与球形散射粒子半径之间的关系,图 4(a)、(b)中粒子质心分别位于 $(25\Delta s, 0, 64\Delta s)$ 、 $(13\Delta s, 0, 64\Delta s)$ 处。从图 4(a)可以看出,当粒子半径较小时,接收端光束轨道角动量的衰减较小。随着粒子半径的增大, $l=1, 2, 3, 4$ 这四种模式的 P_l 都逐渐减小。 $l=1, 2, 3$ 光束的 P_l 在 $25\Delta s \leq r_d \leq 38\Delta s$ 范围内下降较为平缓。当 $r_d > 38\Delta s$ 时, P_l 开始迅速下降。 $l=4$ 的光束在 $r_d > 25\Delta s$ 的范围内,衰减速度要大于其他三种模式的。这表明粒子散射对光束轨道角动量的衰减效应与其粒径密切相关,从图 4(b)可以看出相似的规律。对比图 4(a)、(b),还可以看到除粒径因素外, P_l 衰减的速度和大小还和粒子与光束的相对位置相关。下面分别分析 P_l 衰减与粒子的离轴距离和光束束腰的平面距离之间的关系。

3.2 球形散射粒子的离轴距离与 P_l 衰减之间的关系

如图 5(a)所示, Oz 方向为 LG 光束的传输方向,且始终处于光束范围内,粒子质心初始位置在 z 轴上,距离 $x-O-y$ 平面 $50\Delta s$ 。由于 LG 光束和球形粒子具有对称性,可以假设发生离轴时,粒子质心沿 x 轴方向运动,范围为 $[0, 60\Delta s]$,单位步进距离为 $3\Delta s$ 。

仿真得到的轨道角动量功率衰减的变化曲线如图 6 所示,其中 $l=1, 2, 3, 4$ 模式光束分别对应图 6(a)~(d)。可以看出,当粒子质心位于光束传输的轴线时($x=0$),光束的轨道角动量变化很小,这是由于光束波前和球形粒子均具有旋转对称性。粒子质心与光束轴线距离的增大,逐渐破坏了这种对称性, P_l 减小。当距离增大到一定程度,当粒子逐渐偏离光束的覆盖范围时,散射影响减小, P_l 逐

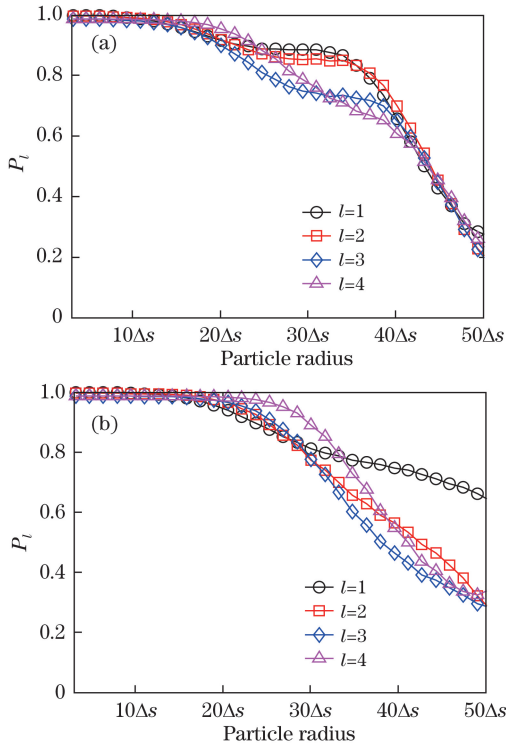


图 4 粒子处于不同位置时, LG 光束的 P_l 随粒子半径的变化曲线。(a) $x=25\Delta s$; (b) $x=13\Delta s$

Fig. 4 P_l of LG beam versus particle radius at different positions. (a) $x=25\Delta s$; (b) $x=13\Delta s$

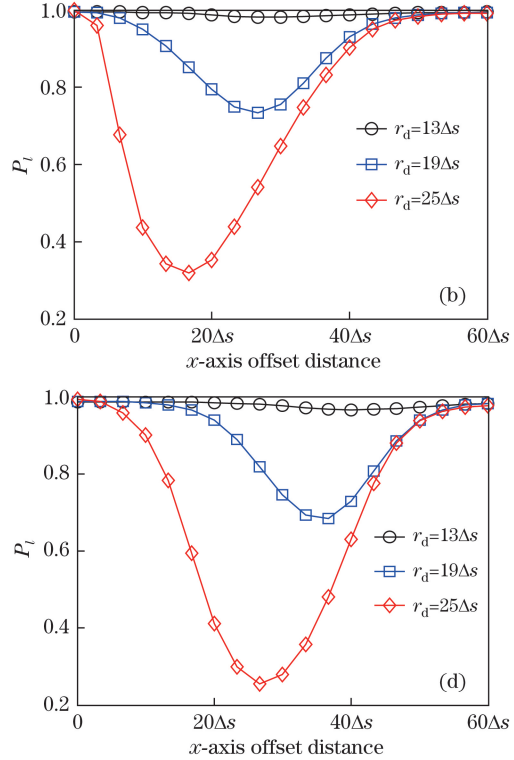
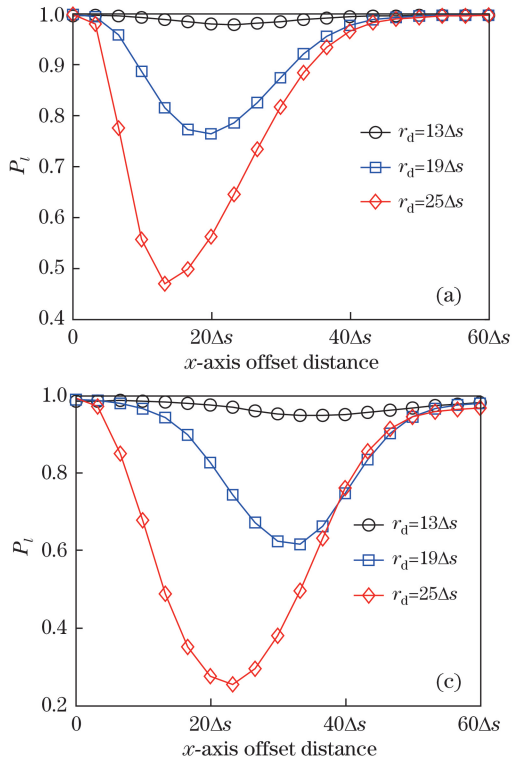


图 6 不同拓扑荷数光束的 P_l 随粒子离轴距离的变化曲线。(a) $l=1$; (b) $l=2$; (c) $l=3$; (d) $l=4$

Fig. 6 P_l of LG beams with different topological charges versus particle off-axis distance.

(a) $l=1$; (b) $l=2$; (c) $l=3$; (d) $l=4$

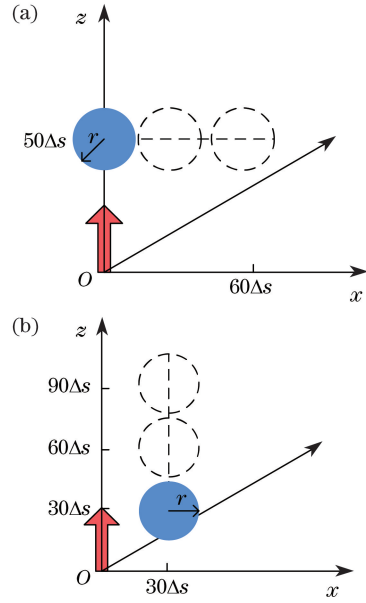


图 5 入射光束与散射粒子相对位置的示意图。

(a) 粒子沿 x 轴方向运动; (b) 粒子沿 z 轴方向运动

Fig. 5 Schematic of relative positions between incident beam and scattering particles. (a) Particle moving along x -axis;

(b) particle moving along z -axis

渐增大。由图 6 中曲线的变化趋势还可以看出, 粒子半径越大, 功率占比减小的速度和范围越大。

定义 $l=m$ 的 LG 光束携带的主要轨道角动量模式衰减最大时的归一化能量占比为 P_l^l , 此时粒子质心与 z 轴的距离为 x_{\min} 。由图 6 可以看出, 对于同一模式的光束, 当散射粒子处于同一位置时, 随着散射粒径的增大, P_l^l 逐渐减小, x_{\min} 逐渐减小。这表明当光束拓扑荷数固定时, 随着粒子质心的离轴距离增大, 散射粒径越大, P_l 衰减越快, 衰减值相对越大。从图 6 还可看出, 当散射粒径相同时, 拓扑荷数越大的光束, P_l^l 越小, x_{\min} 越大。这表明散射粒径相同时, 随着粒子质心的离轴距离增大, 拓扑荷数越大的光束, P_l 衰减越为缓慢, 最大衰减值越大。

3.3 球形散射粒子质心与束腰平面的距离和 P_l 衰减之间的关系

球形散射粒子质心与束腰平面的距离同样影响光束散射特性, 对此进行如下仿真。仿真示意图如图 5(b) 所示, Oz 方向为 LG 光束的传输方向, 质心位于 $x-O-z$ 平面且始终处于光束范围内, 粒子质心

的初始位置与 z 轴的距离为 $30\Delta s$ 。粒子质心沿 z 轴方向移动, 范围为 $[30\Delta s, 90\Delta s]$ 。

仿真得到的 P_l 衰减变化曲线如图 7 所示, 其中 $l=1, 2, 3, 4$ 模式衰减分别对应图 7(a)~(d)。可以看出, 随着粒子质心在 z 轴方向上的移动, 光束散射后的 P_l 先减小后增大, 并且减小的速度和范围与粒径大小相关。定义 P_l 衰减最大时 ($P_l = P_l^l$) 粒子质心与 $x-O-y$ 平面的距离为 z_{\min} 。

从图 7 可以看出, 当散射粒径相同时, 拓扑荷数越大的光束, P_l^l 越小, 且 z_{\min} 也越小。这表明当散射粒径相同时, 随粒子质心与束腰平面的距离增大, 拓扑荷数越大的光束, P_l 衰减越快, 最大衰减值越大。从图 7 还可以看出, 对于同一模式的光束, 当散射粒子处于同一位置时, 随散射粒径的增大, P_l^l 逐渐减小, z_{\min} 的变化规律不明显, 仅当 $l=3$ 和 $l=4$ 时, z_{\min} 逐渐增大。这表明当光束拓扑荷数固定时, 散射粒径越大, P_l 的最大衰减值越大。

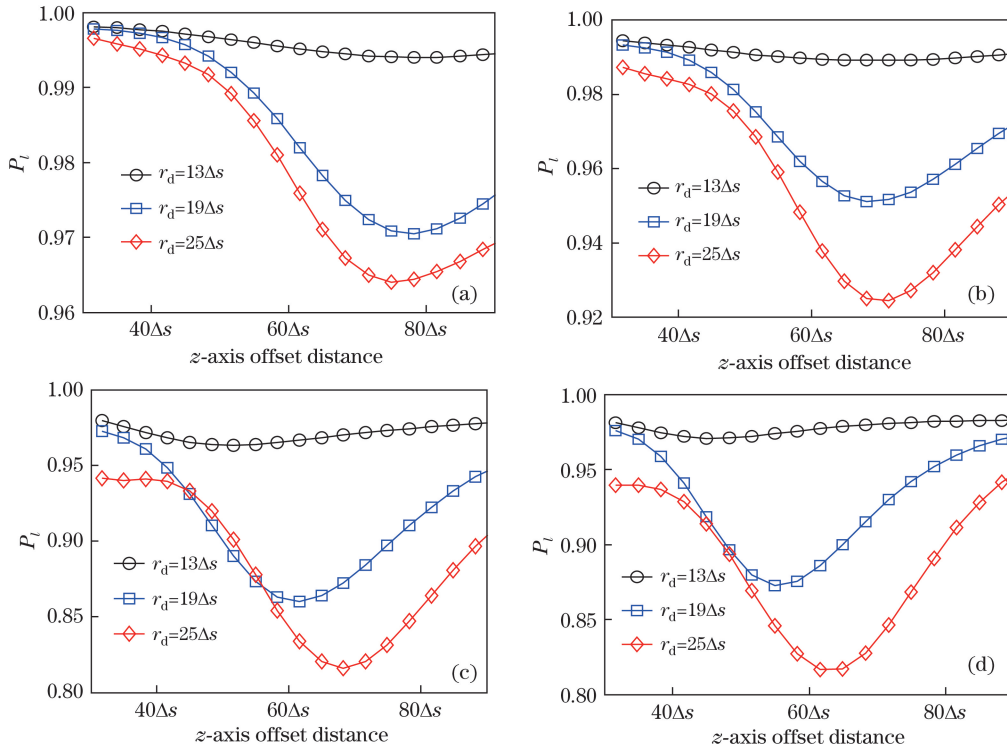


图 7 不同拓扑荷数光束的 P_l 随粒子与束腰平面距离的变化曲线。(a) $l=1$; (b) $l=2$; (c) $l=3$; (d) $l=4$

Fig. 7 P_l for of LG beams with different topological charges versus plane distance between particle and waist plane.

(a) $l=1$; (b) $l=2$; (c) $l=3$; (d) $l=4$

4 椭球形粒子散射的数值分析

自然界中的散射粒子并非标准球形, 采用椭球模型模拟粒子形状更接近实际情况, 因而在球形粒子散射特性研究的基础上, 研究椭球粒子对轴入射

的 LG 光束轨道角动量态的散射作用。

4.1 椭球粒子半径比与 P_l 衰减之间的关系

如图 8 所示, Oz 方向为 LG 光束的传输方向, 椭球粒子质心固定, 且始终位于 z 轴上, 距离 $x-O-y$ 平面 $80\Delta s$ 。图 8(a) 所示为椭球粒子长轴与短轴半

径变化的示意图,其中 r_a 为 $y-O-z$ 平面上的椭球半径, r_b 为 $x-O-z$ 平面上的椭球短轴半径, r_c 为 $x-O-z$ 平面上的椭球长轴半径。

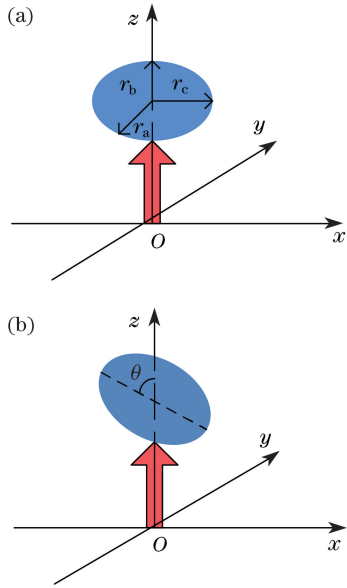


图 8 椭球粒子散射示意图。(a)半径变化;(b)角度变化
Fig. 8 Schematic of scattering of ellipsoid particles.
(a) Change of radii; (b) change of orientation

在仿真中, $r_a = 30\Delta s$, 其余设置与球形粒子的仿真环境相同, 得到的轨道角动量功率衰减变化曲线如图 9 所示。图 9(a) 中横轴坐标为 r_b/r_a , 可以看出, 随着椭球粒子半径比 r_b/r_a 的增大, 对于 $l=1, 2$ 的光束, P_l 变化较小; 而对于 $l=3$ 的光束, 在 r_b/r_a 大于 1.4 的范围内, P_l 逐渐减小; 当半径比 r_b/r_a 相同时, 光束拓扑荷数越大, P_l 越小。

图 9(b) 的横轴坐标为 r_c/r_a , 可以看出, 随着椭球粒子半径比 r_c/r_a 的增大, 对于 $l=1, 2, 3$ 的光束, P_l 均逐渐减小, 且光束拓扑荷数越大, P_l 减小的幅度越大, 速度也越快。通过图 9(a)、(b) 的对比可以看出, 具有不同方向半径比的椭球形粒子对 LG 光束散射的影响不同, 具体表现为光束横截面上半径比变化的影响大于光束传输方向上的。

4.2 椭球粒子的倾斜角度与 P_l 衰减之间的关系

以上仿真均假设椭球粒子的长轴轴线方向与 LG 光束传输方向的角度固定为 90° , 但在实际环境中, 两方向之间的夹角是随机的。考虑到这一因素, 在上述仿真的基础上, 分析了两方向夹角变化时接收面光束轨道角动量态的衰减特性。

定义椭球粒子的倾斜角为粒子长轴方向与光束传输方向的夹角, 如图 8(b) 所示, 倾斜角表示为 θ , 由于光束和椭球粒子均具有中心对称性, 分析时假

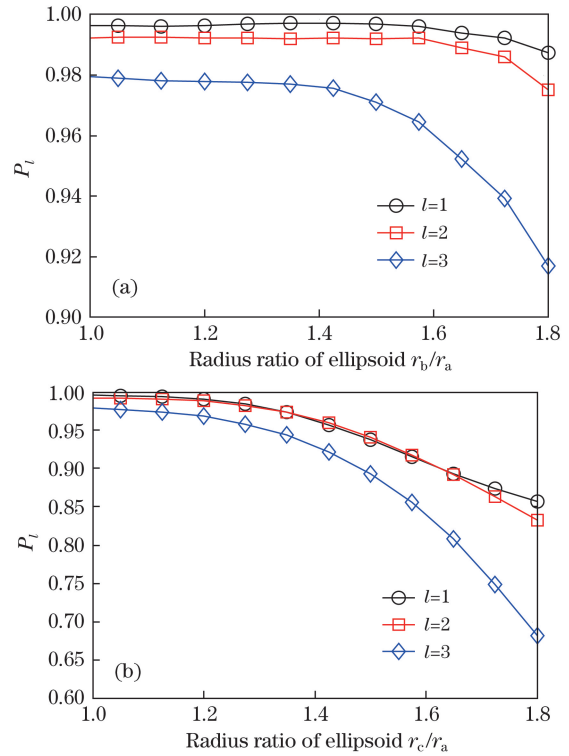


图 9 不同拓扑荷数 LG 光束 P_l 随椭球粒子半径比变化曲线。(a) r_b/r_a ; (b) r_c/r_a

Fig. 9 P_l of LG beams with different topological charges versus ellipsoid-particle-radii ratio. (a) r_b/r_a ; (b) r_c/r_a
设 θ 的变化范围为 $[0, \pi/2]$ 。仿真中 $r_b = r_a = 30\Delta s$, $r_c = 48\Delta s$, 其余环境设置与图 8(a) 中的相同。仿真得到 $l=1, 2, 3$ 时倾斜角 θ 与 P_l 衰减之间的关系曲线, 如图 10 所示, 可以看出, 随着椭球倾斜角度 θ 增大, P_l 总体呈现逐渐减小的趋势; $l=3$ 的光束 P_l 衰减速度大于 $l=1, 2$ 的; 在 $\theta = 20^\circ$ 附近, P_l 减小速度变小。

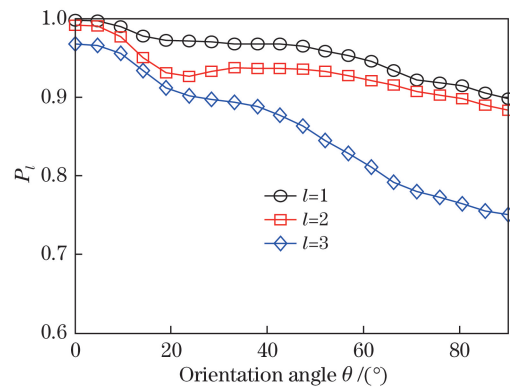


图 10 不同拓扑荷数 LG 光束的 P_l 随椭球粒子倾角的变化曲线

Fig. 10 P_l of LG beams with different topological charges versus orientation angle of ellipsoidal particles

5 结 论

利用三维 FDTD 方法,以 LG 光束作为入射源,得到了单粒子散射对光束的轨道角动量衰减的影响。仿真结果表明:轨道角动量的模式数、散射粒子半径、粒子与光轴的距离、粒子与束腰平面的距离、椭球粒子半径比和倾斜角度对散射后光束轨道角动量模式能量占比的衰减都有影响。散射粒子半径越大,散射后光束轨道角动量模式能量占比的衰减越大;随着粒子质心的离轴距离增大,光束轨道角动量模式能量占比的衰减先增大后减小;随着粒子与束腰平面的距离增大,光束轨道角动量模式能量占比的衰减同样先增大后减小;当粒子半径和位置固定时,光束轨道角动量的模式数越大,其能量占比的最大衰减值越大。当散射粒子为椭球形粒子且粒子质心位于光束中心轴时,椭球粒子的半径比越大,光束轨道角动量模式能量占比的衰减程度越大;椭球粒子的倾斜角度越大,能量占比的衰减程度越大;衰减的速度还与光束的初始拓扑荷数有关。研究结果为轨道角动量光束的单粒子散射特性的理论分析提供了参考,同时为复杂形状粒子及粒子群散射特性的分析建立了研究基础。

参 考 文 献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J, *et al.* Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [2] Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, *et al.* Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate[J]. *Optics Communications*, 1994, 112(5): 321-327.
- [3] Yu V B, Vasnetsov M V, Soskin M S. Laser beams with screw dislocations in their wavefronts[J]. *Nature Genetics*, 1990, 47(1): 73-77.
- [4] Yu S. Potentials and challenges of using orbital angular momentum communications in optical interconnects[J]. *Optics Express*, 2015, 23(3): 3075-3087.
- [5] Djordjevic I B. OAM-based hybrid free-space optical-terahertz multidimensional coded modulation and physical-layer security[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 9(4): 1-12.
- [6] Zhou Z Y, Li Y, Ding D S, *et al.* Classical to quantum optical network link for orbital angular momentum-carrying light[J]. *Optics Express*, 2015, 23(14): 18435-18444.
- [7] Fickler R, Campbell G, Buchler B, *et al.* Quantum entanglement of angular momentum states with quantum numbers up to 10, 010[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2016, 113(48): 13642-13647.
- [8] Ge X L, Wang B Y, Guo C S. Beam broadening of vortex beams propagating in turbulent atmosphere[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(3): 0301002. 葛筱璐, 王本义, 国承山. 涡旋光束在湍流大气中的光束扩展[J]. *光学学报*, 2016, 36(3): 0301002.
- [9] Peng B, Zhong K, Li Z Y. Influence of topological charge on turbid underwater propagation of Laguerre-Gaussian vortex beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(6): 0601005. 彭波, 钟昆, 李中云. 拓扑荷数对拉盖尔-高斯涡旋光浑浊水下传输的影响[J]. *光学学报*, 2017, 37(6): 0601005.
- [10] Li L W, Kooi P S, Leong M S, *et al.* Microwave attenuation by realistically distorted raindrops: Part I. Theory[J]. *IEEE Transactions on Antennas & Propagation*, 1995, 43(8): 811-822.
- [11] Lü H, Ke X Z. Scattering of a beam with orbital angular momentum by a single sphere[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(12): 8302-8308. 吕宏, 柯熙政. 具有轨道角动量光束入射下的单球粒子散射研究[J]. *物理学报*, 2009, 58(12): 8302-8308.
- [12] Zhao J Z, Jiang Y S, Ou J, *et al.* Scattering of the focused Laguerre-Gaussian beams by a spherical particle[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(6): 064202. 赵继芝, 江月松, 欧军, 等. 球形粒子在聚焦拉盖尔-高斯光束中的散射特性研究[J]. *物理学报*, 2012, 61(6): 064202.
- [13] Kiselev A D, Plutenko D O. Mie scattering of Laguerre-Gaussian beams: Photonic nanojets and near-field optical vortices[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(4): 043803.
- [14] Kiselev A D, Plutenko D O. Light scattering of Laguerre-Gaussian beams: Near-field structures and symmetries[J]. *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics*, 2016, 7(2): 349-370.
- [15] Qu T, Wu Z S, Wei Y Y, *et al.* Analysis of scattering of Laguerre-Gaussian vortex beam by biological cells[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(s1): s129002. 屈檀, 吴振森, 韦尹煜, 等. 拉盖尔高斯涡旋光束对生物细胞的散射特性分析[J]. *光学学报*, 2015, 35(s1): s129002.
- [16] Sun W, Hu Y, Weimer C. FDTD modeling of OAM beam's interaction with dielectric particle[C]. *IEEE Progress in Electromagnetic Research Symposium*, 2016: 3295.
- [17] Ge X L, Wei G X, Liu X J, *et al.* Intensity distribution and optical vortex wander of vortex

- beams propagating in turbulent atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1026015.
- 葛筱璐, 魏功祥, 刘晓娟, 等. 湍流大气中涡旋光束的光强分布及光学涡旋的漂移[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1026015.
- [18] Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equation in isotropic media[J]. IEEE Transactions on Antennas & Propagation, 1966, 14(3): 302-307.
- [19] Sun W, Fu Q, Chen Z. Finite-difference time-domain solution of light scattering by dielectric particles with a perfectly matched layer absorbing boundary condition[J]. Applied Optics, 1999, 38(15): 3141-3151.