

# 部分相干复宗量厄米-高斯光束捕获两种类型粒子

罗 慧 汪 冰 袁 扬 胜 崔 执 凤 屈 军

(安徽师范大学物理与电子信息学院, 安徽 芜湖 241000)

**摘要** 基于互谱密度函数和瑞利散射理论, 推导了聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的光强分布和作用在瑞利电介质球上辐射力的解析表达式, 并进行了相应的数值计算。结果表明: 当横向相干长度较大时, 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束具有空心光束的轮廓, 空心的尺寸随着光束阶数的增加而增大; 随着相干度的逐渐减小, 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束逐渐转化成高斯光束, 光强的峰值随着光束阶数的增加而减小。通过改变光束的相干度, 选择合适的光束阶数、光束腰宽及透镜的焦距长度, 可实现对折射率不同的两类粒子的大范围、稳定捕获, 所得结论对光学捕获具有一定的理论参考价值。

**关键词** 激光光学; 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束; 横向相干长度; 辐射力; 光学捕获系统

**中图分类号** O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/CJL201441.0502006

## Two Types of Particle Trapping Using a Partially Coherent Elegant Hermite-Gaussian Beam

Luo Hui Wang Bing Yuan Yangsheng Cui Zhifeng Qu Jun

(College of Physics and Electronic Information, Anhui Normal University, Wuhu, Anhui 241000, China)

**Abstract** Based on the cross-spectral density function and the Rayleigh scattering theory, analytical expressions of the radiation force on Rayleigh dielectric sphere and beam intensity distribution of a focused partially coherent elegant Hermite-Gaussian beam are theoretically derived and corresponding numerical calculations are done. The results denote that when the transverse coherence length degree is large, the focused partially coherent elegant Hermite-Gaussian beam gets a hollow beam profile. Furthermore, the hollow size increases as the beam orders increase. With the decrease of the coherence degree, the focused partially coherent elegant Hermite-Gaussian beam gradually transforms into a Gaussian beam. The light intensity peak decreases as the beam orders increase. Two types of particles with different refractive indexes can be stably trapped in a larger range by changing the degree of spatial coherence and selecting appropriate beam orders, beam waists and focus lengths. The acquired results will have some certain theoretical reference value to optical trapping.

**Key words** laser optics; focused partially coherent elegant Hermite-Gaussian beam; transverse coherence length degree; radiation forces; optical-trap system

**OCIS codes** 140.7010; 030.1670; 350.5500

### 1 引 言

1998 年 Casperson 等<sup>[1]</sup>指出厄米-余弦-高斯光束是傍轴近似下的亥姆霍兹方程的一个特解, 而厄米-高斯光束是厄米-余弦-高斯光束的一个特例。因其在光波导和光学谐振腔中有重要的应用, 许多学者对厄米-高斯光束进行了深入的研究<sup>[2-7]</sup>。王

喜庆等<sup>[2]</sup>对厄米-高斯光束的聚焦特性进行了研究。但有全等<sup>[4]</sup>在吸收介质中研究了厄米-高斯光束的传输特性。Siegman<sup>[8]</sup>在 1973 年介绍了一种新的厄米-高斯光束即复宗量厄米-高斯光束。随后, 学者们又将复宗量厄米-高斯光束作为研究的重心<sup>[9-16]</sup>。Saghafi 等<sup>[10]</sup>研究了标准和复宗量厄米-

收稿日期: 2013-10-20; 收到修改稿日期: 2013-11-11

基金项目: 国家自然科学基金(11374015)

作者简介: 罗 慧(1987—), 女, 硕士研究生, 主要从事激光大气传输与光束质量等方面的研究。

E-mail: kaixinluohui@163.com

导师简介: 屈 军(1970—), 男, 博士, 教授, 主要从事激光大气传输与光束质量等方面的研究。

E-mail: qujun70@mail.ahnu.edu.cn(通信联系人)

高斯光束的特性。Yuan 等<sup>[12]</sup>研究了复宗量厄米-高斯光束在湍流中的平均光强。Zhou<sup>[14]</sup>研究了复宗量厄米-高斯光束远场的矢量结构。

自 1970 年 Ashkin<sup>[17]</sup>首次提出通过使用高斯激光束产生的辐射力捕获粒子以来,光学捕获技术得到了迅速的发展,广泛应用在操控微米尺寸电介质颗粒、中性原子、细胞、DNA、RNA 分子和活的生物细胞等领域<sup>[18-25]</sup>。利用不同类型的光束实现了对不同折射率的粒子有效、稳定地捕获:利用高斯光束和平顶光束可以捕获折射率比周围介质折射率大的粒子<sup>[18]</sup>;利用空心光束可以捕获折射率比周围介质折射率小的粒子<sup>[17]</sup>;改变聚焦双环形辐射偏振光束的截断参数实现了对折射率小于或大于周围介质的两种类型粒子的稳定捕获<sup>[26]</sup>;调节聚焦部分相干复

宗量拉盖尔-高斯光束的空间相干长度,实现了对不同折射率的两种类型的粒子的捕获<sup>[27]</sup>。在过去几十年里,厄米-高斯光束的传输特性得到了广泛的研究<sup>[10,28-30]</sup>。本文在此基础上,基于互谱密度函数和瑞利散射理论,推导了聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束光强分布和作用在瑞利电介质球上的辐射力的解析表达式,通过调节光束的横向相干长度,理论上实现了对不同折射率的两类粒子的稳定捕获,该结果对进一步研究光学捕获具有重要的意义。

## 2 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束光强分布的解析表达式

在笛卡尔坐标系下, $z=0$  平面上的聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的互谱密度表达式为<sup>[3,31]</sup>

$$W(x_1, y_1, x_2, y_2; 0) = H_m\left(\frac{x_1}{w_0}\right) H_n\left(\frac{y_1}{w_0}\right) H_m\left(\frac{x_2}{w_0}\right) H_n\left(\frac{y_2}{w_0}\right) \times \exp\left(-\frac{x_1^2 + x_2^2 + y_1^2 + y_2^2}{w_0^2}\right) \times \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}{2\sigma_0^2}\right], \quad (1)$$

式中  $w_0$  是基模高斯光束的束腰宽度,  $\sigma_0$  是光束的横向相干长度,  $H_m$  和  $H_n$  分别表示  $m$  和  $n$  阶厄米多项式。

在近似傍轴情况下, $z=0$  平面上通过对称的  $A, B, C, D$  光学系统的聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的互谱密度表达式变为<sup>[3]</sup>

$$W(u_1, v_1, u_2, v_2; z=0) = \frac{n_2 \epsilon c_0}{2} E_0^2 \left(\frac{1}{\lambda B}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W(x_1, y_1, x_2, y_2; 0) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \times \exp\left[-\frac{ik}{2B}(Ax_1^2 - 2x_1 u_1 + Du_1^2)\right] \exp\left[-\frac{ik}{2B}(Ay_1^2 - 2y_1 v_1 + Dv_1^2)\right] \times \exp\left[\frac{ik}{2B}(Ax_2^2 - 2x_2 u_2 + Du_2^2)\right] \exp\left[\frac{ik}{2B}(Ay_2^2 - 2y_2 v_2 + Dv_2^2)\right], \quad (2)$$

式中  $x_i$  和  $y_i, u_i$  和  $v_i$  是输入和输出面的坐标,  $k$  是波数,  $k$  与波长  $\lambda$  的关系为  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $E_0$  是归一化因子,  $n_2$  是周围介质的折射率,  $\epsilon$  为介电常数,  $c_0$  是光在真空中传播的速度,  $A, B, C$  和  $D$  是光学系统的矩阵元。

当  $u_1 = u_2 = u, v_1 = v_2 = v$  时,运用(2)式,通过  $A, B, C, D$  光学系统传播之后的聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的光强表达式为<sup>[5,32]</sup>

$$I_{\text{out}}(u, v; z=0) = W(u, v, u, v; z=0) = \frac{n_2 \epsilon c_0}{2} E_0^2 \frac{1}{\lambda^2 B^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W(x_1, y_1, x_2, y_2; 0) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \times \exp\left[-\frac{ikA}{2B}(x_1^2 + y_1^2 - x_2^2 - y_2^2)\right] \exp\left[\frac{ik}{B}(x_1 u + y_1 v - x_2 u - y_2 v)\right]. \quad (3)$$

设聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的功率是  $P$ , 表达式如下<sup>[20]</sup>:

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I_{\text{in}}(x, y; 0) dx dy, \quad (4)$$

式中  $I_{\text{in}}(x, y, 0)$  为输入平面的光强, 表达式为

$$I_{\text{in}}(x, y; 0) = \frac{n_2 \epsilon c_0}{2} E_0^2 H_m\left(\frac{x}{w_0}\right) H_m\left(\frac{x}{w_0}\right) H_n\left(\frac{y}{w_0}\right) H_n\left(\frac{y}{w_0}\right) \exp\left(-\frac{2x^2 + 2y^2}{w_0^2}\right). \quad (5)$$

由(4)、(5)式解出  $E_0$  为

$$E_0 = \sqrt{\frac{2P}{n_2 \epsilon c_0 \left[ m! \sum_{s_1=0}^{\left[ \frac{m}{2} \right]} (-1)^{s_1} \frac{1}{s_1! (m-2s_1)!} \left( \frac{2}{w_0} \right)^{m-2s_1} \right]^2 \frac{\Gamma\left(\frac{2m-4s_1+1}{2}\right)}{\sqrt{\left(\frac{2}{w_0^2}\right)^{2m-4s_1+1}}}} \times \sqrt{\frac{1}{\left[ n! \sum_{s_2=0}^{\left[ \frac{n}{2} \right]} (-1)^{s_2} \frac{1}{s_2! (n-2s_2)!} \left( \frac{2}{w_0} \right)^{n-2s_2} \right]^2 \frac{\Gamma\left(\frac{2n-4s_2+1}{2}\right)}{\sqrt{\left(\frac{2}{w_0^2}\right)^{2n-4s_2+1}}}}, \quad (6)$$

式中  $s_1, s_2$  为求和中的下标变量,  $\Gamma$  表示伽玛函数,  $\Gamma(n) = (n-1)!$ 。在  $z = 0$  平面上的聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的光强解析表达式如下:

$$I_{\text{out}}(u, v; z = 0) = \frac{n_2 \epsilon c_0}{2} E_0^2 \left( \frac{1}{\lambda B} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H_m \left( \frac{x_1}{w_0} \right) H_m \left( \frac{x_2}{w_0} \right) \exp\left(-\frac{x_1^2 + x_2^2}{w_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma_0^2}\right] \times \exp\left[-\frac{ik}{2B}(Ax_1^2 - 2x_1u)\right] dx_1 \exp\left[\frac{ik}{2B}(Ax_2^2 - 2x_2u)\right] dx_2 \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H_n \left( \frac{y_1}{w_0} \right) H_n \left( \frac{y_2}{w_0} \right) \exp\left[-\frac{y_1^2 + y_2^2}{w_0^2}\right] \exp\left[-\frac{(y_1 - y_2)^2}{2\sigma_0^2}\right] \times \exp\left[-\frac{ik}{2B}(Ay_1^2 - 2y_1v)\right] dy_1 \times \exp\left[\frac{ik}{2B}(Ay_2^2 - 2y_2v)\right] dy_2, \quad (7)$$

令

$$M = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H_m \left( \frac{x_1}{w_0} \right) H_m \left( \frac{x_2}{w_0} \right) \exp\left(-\frac{x_1^2 + x_2^2}{w_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma_0^2}\right] \times \exp\left[-\frac{ik}{2B}(Ax_1^2 - 2x_1u) + \frac{ik}{2B}(Ax_2^2 - 2x_2u)\right] dx_1 dx_2, \\ N = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H_n \left( \frac{y_1}{w_0} \right) H_n \left( \frac{y_2}{w_0} \right) \exp\left[-\frac{y_1^2 + y_2^2}{w_0^2}\right] \exp\left[-\frac{(y_1 - y_2)^2}{2\sigma_0^2}\right] \times \exp\left[-\frac{ik}{2B}(Ay_1^2 - 2y_1v) + \frac{ik}{2B}(Ay_2^2 - 2y_2v)\right] dy_1 dy_2, \quad (8)$$

则有

$$I_{\text{out}}(u, v; z = 0) = \frac{n_2 \epsilon c_0}{2} E_0^2 \left( \frac{1}{\lambda B} \right)^2 MN. \quad (9)$$

图 1 为聚焦光学系统的示意图。

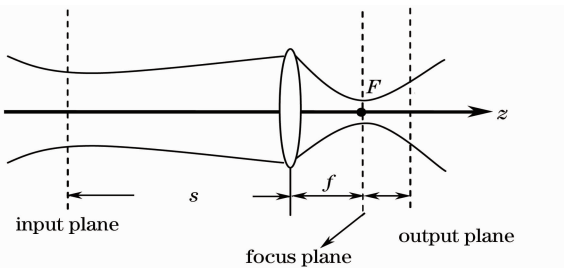


图 1 聚焦光学系统示意图

Fig. 1 Schematic of focusing optical system

以下的数值计算中, 假设聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的功率为 1 W。波长  $\lambda = 1064$  nm,

$s = 0.2$  m 是输入平面到薄透镜的轴向距离, 输出平面位于  $z$  平面, 在源平面和输出平面之间的矩阵元可以表示为

$$A = -z/f, \quad B = (-z/f)s + f + z, \\ C = -\frac{1}{f}, \quad D = 1 - \frac{s}{f}. \quad (10)$$

### 3 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束辐射力的解析表达式

半径远小于聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的波长(即  $a \ll \lambda$ ) 的电介质球可看成是电偶极子, 利用瑞利散射理论来计算聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束作用在瑞利电介质球上的辐射力。假设处于焦点附近的瑞利电介质球的折射率为  $n_1$ , 此

时瑞利介质球所受的辐射力有散射力和梯度力;当入射光作为一个整体被瑞利电介质球散射的过程中,入射光的动量和瑞利电介质球的动量发生了交换而产生的散射力;数值上与电场平方的梯度成正比的梯度力。辐射力的符号决定力的方向:正的  $\mathbf{F}_{\text{Scat}}$  (散射力)是沿着  $+z$  的方向,正的  $\mathbf{F}_{\text{Grad},x}$  和  $\mathbf{F}_{\text{Grad},z}$  (梯度力)分别是沿着  $+x$  和  $+z$  的方向。根据瑞利散射理论,散射力的表达式为<sup>[20]</sup>

$$\mathbf{F}_{\text{Scat}} = \mathbf{e}_z \frac{4}{3} \pi n_2^2 \epsilon k^4 a^6 \left( \frac{r^2 - 1}{r^2 + 2} \right)^2 I_{\text{out}}, \quad (11)$$

式中  $I_{\text{out}}$  是聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束在输出平面的光强,  $\mathbf{e}_z$  是沿着光束传播方向上的单位矢量,  $r = n_1/n_2$ 。

梯度力的表达式为<sup>[20]</sup>

$$\mathbf{F}_{\text{Grad}} = \frac{2\pi n_2 a^3}{c_0} \left( \frac{r^2 - 1}{r^2 + 2} \right) \nabla I_{\text{out}}. \quad (12)$$

在以下的数值计算中,设瑞利电介质球的半径  $a = 40 \text{ nm}$ , 周围介质的折射率  $n_2 = 1.332$ 。

## 4 数值分析

图 2 给出了腰宽  $w_0 = 8 \text{ mm}$ , 波长  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ , 薄透镜的焦距长度  $f = 10 \text{ mm}$  时, 初始横向相干长度  $\sigma_0$ 、光束阶数  $m$  和  $n$  不同时的聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束光强的分布情况 ( $v=0$ )。

从图 2 中可以看出聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的轮廓是随着横向相干长度  $\sigma_0$  变化而变化。当横向相干长度  $\sigma_0$  较大时, 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束具有空心光束的轮廓, 并且空心的尺寸随着光束阶数  $m$  和  $n$  的增大而增大。随着横向相干长度  $\sigma_0$  的减小, 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束逐渐转化成高斯光束, 光强的峰值随着光束阶数  $m$  和  $n$  的增大而减小。因此, 可以通过改变横向相干长度  $\sigma_0$ , 选择合适的光束阶数  $m$  和  $n$ , 改变聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的轮廓, 对利用一种光束捕获折射率大于或小于周围介质折射率的粒子有重要的意义。

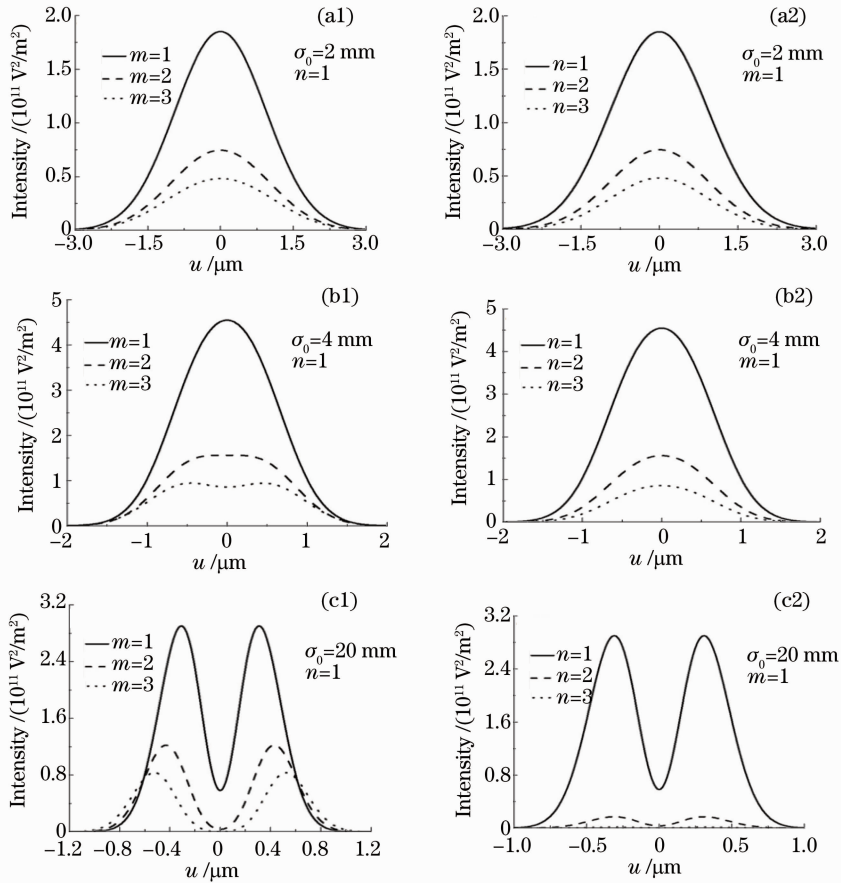


图 2 不同的横向相干长度下, 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的光强分布

Fig. 2 Light intensity distributions of focused partially coherent elegant Hermit-Gaussian beam for different transverse coherence lengths

图 3 给出了腰宽  $\omega_0 = 8$  mm, 波长  $\lambda = 1064$  nm, 薄透镜的焦距长度  $f = 10$  mm, 光束横向相干长度  $\sigma_0 = 2$  mm 时, 不同光束阶数  $m$  和  $n$  的聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束辐射力的分布情况。图 3(a) 为聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束不同阶数  $m$  和  $n$  的散射力分布情况。图 3(b) 和图 3(c) 分别为光束阶数  $m$  和  $n$  不同时, 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的横向梯度力和纵向梯度力的分布情况。从

图 3 可以看出, 此时聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束能够捕获折射率较大的粒子(即  $n_1 > n_2$ )。且在焦平面处存在一个稳定的平衡点, 这就意味着通过改变聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的横向相干长度, 可以实现捕获折射率大于周围介质折射率的瑞利电介质球。此外, 如图 3(b) 和 3(c) 所示, 随着光束阶数  $m$  和  $n$  的减小, 横向和纵向捕获范围都是增大的(粒子的折射率  $n_1 = 1.592$ )。

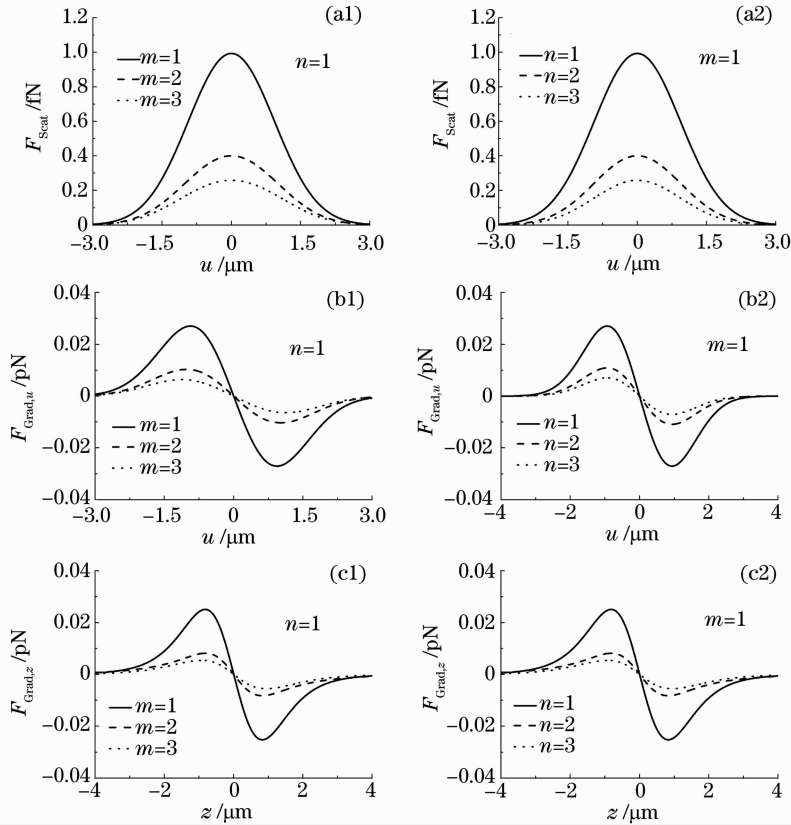


图 3 对于不同的  $m$  和  $n$ , 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的辐射力的分布情况 ( $\sigma_0 = 2$  mm)

Fig. 3 Radiation force distributions of focused partially coherent elegant Hermit-Gaussian beams for different  $m$  and  $n$  ( $\sigma_0 = 2$  mm)

图 4 给出了腰宽  $\omega_0 = 8$  mm, 波长  $\lambda = 1064$  nm, 薄透镜的焦距长度  $f = 10$  mm, 横向相干长度  $\sigma_0 = 20$  mm 时, 不同光束阶数  $m$  和  $n$  的聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束辐射力的分布情况。图 4(a)~(c) 分别表示散射力、横向梯度力和纵向梯度力的分布情况。从图 4(c) 可以看出, 当光束阶数  $m = n = 1$  时, 沿纵向方向, 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束不能捕获粒子。可以看出此时聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束能够捕获折射率较小的粒子(即  $n_1 < n_2$ )。如图 4 所示, 在焦平面处, 也存

在一个稳定的平衡点, 沿着确定方向的捕获范围是从平衡位置到捕获发生的位置。随着光束阶数  $m$  的增加, 横向捕获范围逐渐增大[如图 4(b1) 所示], 但随着光束阶数  $n$  的增加, 横向捕获范围逐渐减小[如图 4(b2) 所示]。因此, 通过改变聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的横向相干长度, 可以捕获折射率小于周围介质折射率的瑞利粒子; 而光束的阶数  $m$  和  $n$  能够影响粒子的捕获范围(粒子的折射率  $n_1 = 1$ )。

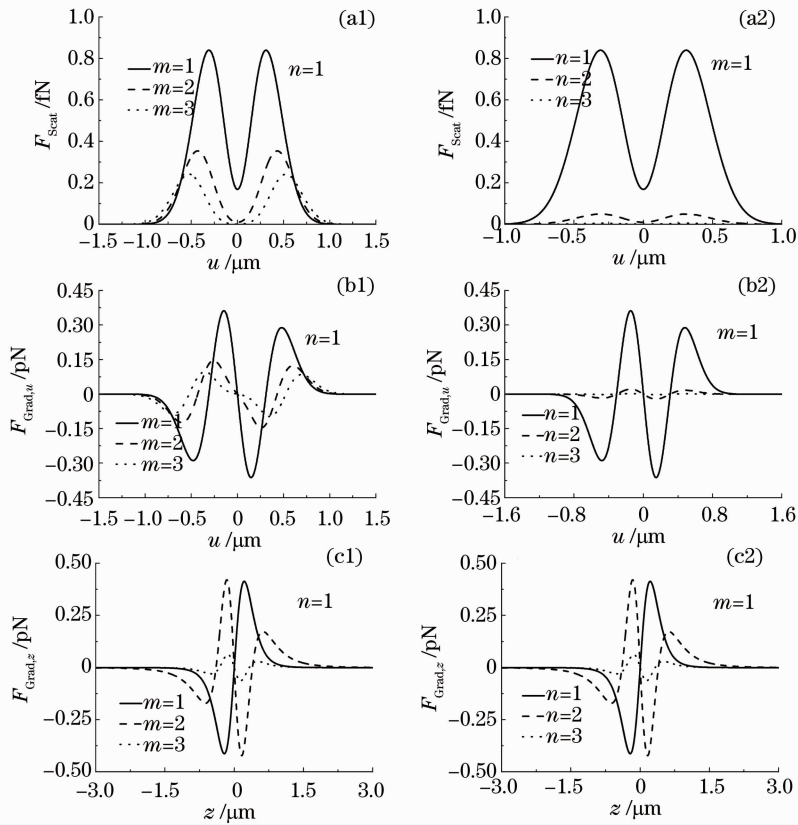


图 4 对于不同的  $m$  和  $n$ , 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的辐射力的分布情况 ( $\sigma_0 = 20 \text{ mm}$ )

Fig. 4 Radiation force distributions of focused partially coherent elegant Hermite-Gaussian beam for different  $m$  and  $n$  ( $\sigma_0 = 20 \text{ mm}$ )

在瑞利近似下, 要实现稳定捕获需要满足三个条件: 1) 梯度力要大于散射力; 2) 梯度力能够克服布朗运动; 3) 梯度力要大于被捕获粒子的重力。通过对比图 3 和图 4, 发现横向和纵向梯度力远大于散射力, 即散射力可以忽略不计。此外, 由于周围介质的热波动, 通常粒子在介质中做的是布朗运动。根据爱因斯坦的波动耗散定理, 布朗力的大小是由  $|F_B| = (12\pi\kappa a k_B T)^{1/2}$  给出的, 其中  $\kappa$  是介质的黏性 ( $T = 300 \text{ K}$  时, 水的黏性  $\kappa = 7.977 \times 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$  [ $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$ ]),  $a$  是粒子的半径,  $k_B = 2.23 \text{ fN}$ 。与图 3、4 中梯度力分量的数值相比较, 梯度力的分量大于布朗力。聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束可以稳定地捕获粒子, 而捕获的稳定性取决于光束阶数  $m$  和  $n$ 。如图 3(b)、(c) 所示, 横向和纵向梯度力都是随着光束阶数  $m$  和  $n$  的增加而减小, 因此适当的减小光束阶数  $m$  和  $n$ , 可以提高横向和纵向捕获的稳定性。

在图 5 中给出了  $m = n = 2$ , 横向相干长度  $\sigma_0 = 2 \text{ mm}$  时, 由聚焦部分相干厄米-高斯光束产生的横

向梯度力和纵向梯度力随着不同腰宽  $\omega_0$  和焦距长度  $f$  的变化情况。如图 5(a1)、(b1) 所示, 随着腰宽  $\omega_0$  的增大, 横向和纵向梯度力都是增大的, 且横向捕获范围大于纵向捕获范围。如图 5(a2)、(b2) 所示, 随着焦距长度  $f$  的减小, 横向和纵向梯度力都是增大的, 且横向捕获范围大于纵向捕获范围(粒子的折射率  $n_1 = 1.592$ )。

图 6 给出了  $m = n = 2$ , 横向相干长度  $\sigma_0 = 20 \text{ mm}$  时, 由聚焦部分相干厄米-高斯光束产生的横向梯度力和纵向梯度力随着不同腰宽  $\omega_0$  和焦距长度  $f$  的变化情况。如图 6(a1)、(b1) 所示, 随着腰宽  $\omega_0$  的增大, 横向和纵向梯度力都是增大的, 且纵向捕获范围大于横向捕获范围。如图 6(a2)、(b2) 所示, 随着焦距长度  $f$  的减小, 横向和纵向梯度力都是增大的, 且纵向捕获范围大于横向捕获范围(粒子的折射率  $n_1 = 1$ )。

由图 5、6 可知, 选择合适的腰宽和透镜的焦距长度能够增大捕获范围, 并且能够提高捕获的稳定性。

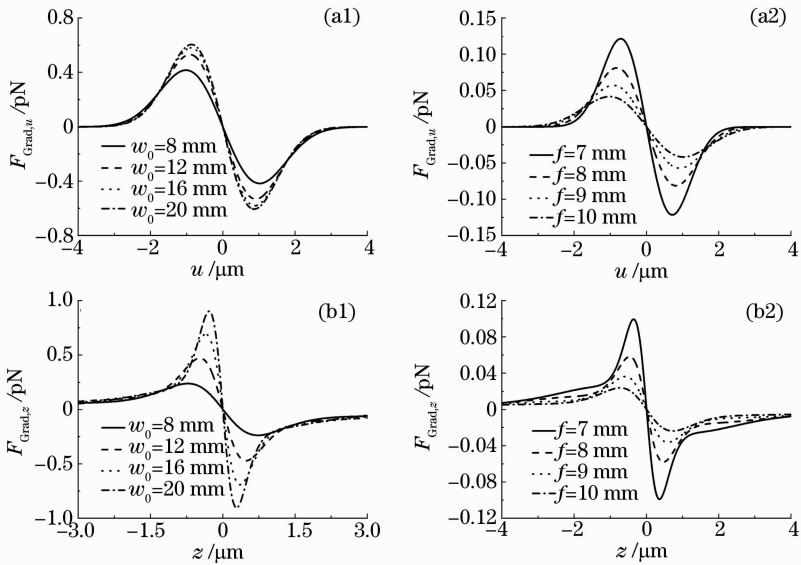


图 5 对于不同的  $w_0$  和  $f$ , 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的横向和纵向梯度力的分布情况 ( $\sigma_0 = 2 \text{ mm}$ )  
 Fig. 5 Radiation force distributions of focused partially coherent elegant Hermit-Gaussian beam for different  $w_0$  and  $f$  ( $\sigma_0 = 2 \text{ mm}$ )

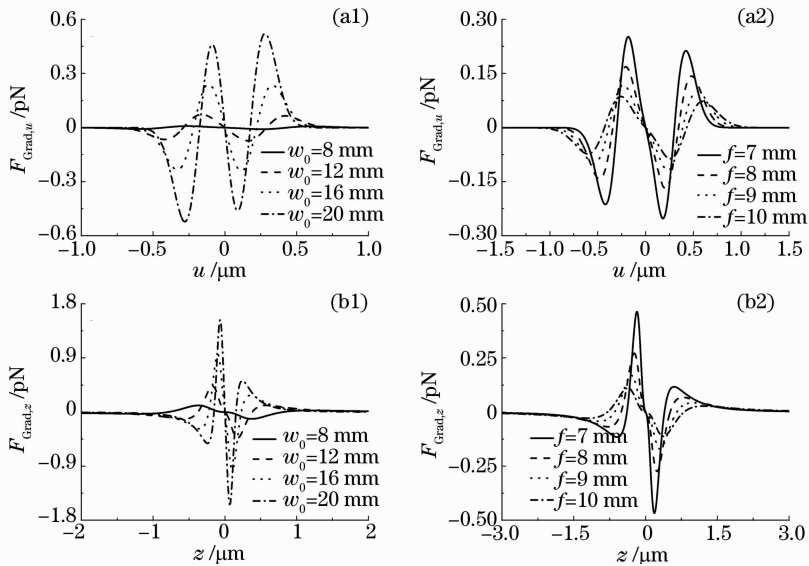


图 6 对于不同的  $w_0$  和  $f$ , 聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的横向和纵向梯度力的分布情况 ( $\sigma_0 = 20 \text{ mm}$ )  
 Fig. 6 Radiation force distributions of focused partially coherent elegant Hermit-Gaussian beam for different  $w_0$  and  $f$  ( $\sigma_0 = 20 \text{ mm}$ )

## 5 结 论

从理论上研究了聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束光强分布情况和作用在瑞利电介质球上所产生的辐射力。结果表明:通过改变聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的横向相干长度,能够改变光束轮廓,可以用来捕获折射率小于或者大于周围介质折射率的两种类型的粒子。当横向相干长度较大时,聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束具有空心光束的轮廓,并且空心的尺寸随着光束阶数  $m$  和  $n$  增

加而增大。随着横向相干长度的逐渐减小,聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束越接近高斯光束,光强的峰值随着光束阶数  $m$  和  $n$  增加而减小。适当的调节光束阶数  $m$  和  $n$ ,不仅能够提高粒子的捕获稳定性,还可以扩大粒子捕获的范围。当光束阶数给定时,通过选择合适的光束腰宽和透镜的焦距长度,可以提高光束捕获粒子的稳定性,增大捕获范围。因此,利用改变聚焦部分相干复宗量厄米-高斯光束的横向相干长度的方法,选择合适的光束阶数、光束

腰宽、透镜的焦距长度,能够应用于光学捕获系统中,达到大范围、稳定的捕获折射率不同的两种类型粒子的目的。

## 参 考 文 献

- 1 Casperson L, Tovar A. Hermite-sinusoidal-Gaussian beams in complex optical systems[J]. *J Opt Soc Am A*, 1998, 15(4): 954-961.
- 2 Wang Xiqing, Lü Baida. Focused field characteristics of Hermite-Gaussian beams[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1996, 8(1): 24-30.  
王喜庆, 吕百达. 厄米-高斯光束的聚焦场特性[J]. *强激光与粒子束*, 1996, 8(1): 24-30.
- 3 Qiu Yunli, Guo Hong, Chen Zhaoxi. Paraxial propagation of partially coherent Hermite-Gauss beams [J]. *Opt Commun*, 2005, 245(1): 21-26.
- 4 Dan Youquan, Zhu Songjun, Zhang Bin. Propagation properties of Hermite-Gaussian beams propagating in absorbing media[J]. *Journal of Sichuan University: Natural Science Edition*, 2005, 28(4): 749-754.  
但有全, 祝颂军, 张 彬. 厄米-高斯光束在吸收介质中的传输特性[J]. *四川大学学报: 自然科学版*, 2005, 28(4): 749-754.
- 5 Cai Yangjian, Chen Chiyi. Paraxial propagation of a partially coherent Hermite-Gaussian beam through aligned and misaligned ABCD optical systems [J]. *J Opt Soc Am A*, 2007, 24(8): 2394-2401.
- 6 Chen Feinan, Chen Yanru, Zhao Qi, *et al.*. Change of propagation quality factor of partially coherence Hermite-Gaussian beam traveling through oceanic turbulence[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(4): 0413002.  
陈斐楠, 陈延如, 赵 琦, 等. 部分相干厄米高斯光束在海洋湍流中光束传输质量的变化[J]. *中国激光*, 2013, 40(4): 0413002.
- 7 Chu Xiuxiang. Evolution of beam quality and shape of Hermite-Gaussian beam in non-mogorov turbulence [J]. *Progress In Electromagnetics Research*, 2011, 120: 339-53.
- 8 Siegman A. Hermite-Gaussian functions of complex argument as optical-beam eigenfunctions[J]. *J Opt Soc Am*, 1973, 63(9): 1093-1094.
- 9 Wang Fei, Cai Yangjian, Eyyuboglu H, *et al.*. Partially coherent elegant Hermite-Gaussian beams[J]. *Applied Physics B*, 2010, 100(3): 617-626.
- 10 Saghafi S, Sheppard C, Piper J. Characterising elegant and standard Hermite-Gaussian beam modes [J]. *Opt Commun*, 2001, 191(3): 173-179.
- 11 Deng Dongmei, Guo Hong, Chen Xuzong, *et al.*. Characteristics of coherent and incoherent off-axis elegant Hermite-Gaussian beam combinations[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2003, 5(5): 489-494.
- 12 Yuan Yangsheng, Cai Yangjian, Qu Jun, *et al.*. Average intensity and spreading of an elegant Hermite-Gaussian beam in turbulent atmosphere [J]. *Optics Express*, 2009, 17(13): 11130-11139.
- 13 Lü Baida, Ma Hong. A comparative study of elegant and standard Hermite-Gaussian beams[J]. *Opt Commun*, 2000, 174(1): 99-104.
- 14 Zhou Guoquan. Vectorial structure of the far field of an elegant Hermite-Gaussian beam[J]. *Optics & Laser Technology*, 2012, 44(1): 218-225.
- 15 Saghafi S, Sheppard C. Near field and far field of elegant Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian modes[J]. *Journal of Modern Optics*, 1998, 45(10): 1999-2009.
- 16 Huang Yongping, Zhao Guangpu, Duan Zhichun, *et al.*. Spreading and M 2-factor of elegant Hermite-Gaussian beams through non-Kolmogorov turbulence [J]. *Journal of Modern Optics*, 2011, 58(11): 912-917.
- 17 Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure[J]. *Phys Rev Lett*, 1970, 24(4): 156-159.
- 18 Zhao Chengliang, Cai Yangjian, Lu Xuanhui. Radiation force of coherent and partially coherent flat-topped beams on a Rayleigh particle[J]. *Opt Express*, 2009, 17(3): 1753-1765.
- 19 Zhang Dianwen, Yuan X -C, Krishnan S, *et al.*. Rigorous time domain simulation of momentum transfer between light and microscopic particles in optical trapping[J]. *Opt Express*, 2004, 12(10): 2220-2230.
- 20 Harada Y, Asakura T. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime[J]. *Opt Commun*, 1996, 124(5-6): 529-541.
- 21 Block S, Goldstein L, Schnapp B. Bead movement by single kinesin molecules studied with optical tweezers [J]. *Nature*, 1990, 348: 348-352.
- 22 Oroszi L, Galajda P, Kirei H, *et al.*. Direct measurement of torque in an optical trap and its application to double-strand DNA [J]. *Phys Rev Lett*, 2006, 97(5): 058301.
- 23 Day C. Optical trap resolves the stepwise transfer of genetic information from DNA to RNA[J]. *Phys Today*, 2006, 59(1): 26-27.
- 24 Ambardekar A, Li Yongqing. Optical levitation and manipulation of stuck particles with pulsed optical tweezers[J]. *Opt Lett*, 2005, 30(14): 1797-1799.
- 25 Zhan Qiwen. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization[J]. *Opt Express*, 2004, 12(15): 3377-3382.
- 26 Zhang Yaoju, Ding Biaofeng, Suyama T. Trapping two types of particles using a double-ring-shaped radially polarized beam[J]. *Phys Rev A*, 2010, 81(2): 023831.
- 27 Zhao Chenliang, Cai Yangjian. Trapping two types of particles using a focused partially coherent elegant Laguerre-Gaussian beam[J]. *Opt Lett*, 2011, 36(12): 2251-2253.
- 28 Cai Yangjian, Lin Qiang. The elliptical Hermite-Gaussian beam and its propagation through paraxial systems[J]. *Opt Commun*, 2002, 207(1-6): 139-147.
- 29 Laabs H. Propagation of Hermite-Gaussian-beams beyond the paraxial approximation[J]. *Opt Commun*, 1998, 147(1-3): 1-4.
- 30 Ji Xiaoling, Chen Xiaowen, Lü Baida. Spreading and directionality of partially coherent Hermite-Gaussian beams propagating through atmospheric turbulence[J]. *J Opt Soc Am A*, 2008, 25(1): 21-28.
- 31 Kojima T. Diffraction of Hermite-Gaussian beams from a sinusoidal conducting grating[J]. *J Opt Soc Am A*, 1990, 7(9): 1740-1744.
- 32 Wang Fei, Cai Yangjian, Korotkova O. Partially coherent standard and elegant Laguerre-Gaussian beams of all orders[J]. *Opt Express*, 2009, 17(25): 22366.

栏目编辑: 史 敏