

·封面文章·

新型椭圆矢量空心光束中瑞利粒子的操控理论

曹萌, 周婧雯, 汤继鸿, 裴春莹, 尹亚玲*

华东师范大学物理与材料科学学院精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062

摘要 提出了一种利用椭圆矢量空心光束实现瑞利粒子非对称操控的方案。理论计算了椭圆矢量空心光束对放置其中的瑞利粒子作用的散射力和梯度力。以实验产生的椭圆矢量空心光束作为操控光束, 以乙酰苯液体中水分子团为研究对象, 进行了相关粒子的囚禁动力学理论分析, 采用蒙特卡罗方法进行了相关模拟。理论研究结果表明, 瑞利粒子在椭圆矢量空心光束中所受散射力的大小远远小于所受梯度力的大小, 选择合适的光强可以将瑞利粒子囚禁在光束非对称空心部分。

关键词 物理光学; 椭圆矢量空心光束; 瑞利粒子; 梯度力

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.052602

Theory on Manipulation of Rayleigh Particles in New Elliptical Vector Hollow Beams

Cao Meng, Zhou Jingwen, Tang Jihong, Pei Chunying, Yin Yaling*

State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, Faculty of Physics and Materials Sciences,
East China Normal University, Shanghai 200062, China

Abstract A scheme for asymmetric manipulation of Rayleigh particles using elliptical vector hollow beams is presented. The scattering force and the gradient force of the elliptical vector hollow beams on the Rayleigh particle which are in these beams are theoretically calculated. Taking the elliptical vector hollow beams produced in the experiment as the manipulating beams, and taking the water molecules group in acetyl benzene liquid as the research object, the theoretical analysis of the trapping dynamics of the related particles is carried out, and the Monte-Carlo method is used to simulate the trapping dynamics. The theoretical research results show that the scattering force onto the Rayleigh particles in elliptical vector hollow beams is much smaller than that of the gradient forces. The Rayleigh particle can be trapped in the asymmetrical hollow part of the beam by choosing the appropriate light intensity.

Key words physical optics; elliptic vector hollow beam; Rayleigh particle; gradient force

OCIS codes 260.5430; 350.4855; 140.7010

1 引言

随着微米、纳米量级粒子操控技术的不断发展, 微米、纳米材料已经广泛应用于各科学领域, 有效的微粒操控方式在原子分子物理、生物物理、量子物理、生物和化学等方面具有广泛的需求^[1-6]。随着近年来激光技术的研究和发展, 激光光束的种类越来越多, 比如标量和矢量光束、涡旋光束等, 从而开发出了各种各样的粒子操控器件^[7-10]。微粒的操控方

式分为接触式和非接触式, 接触式操控存在很大的限制, 很可能对被操控的粒子产生影响, 非接触式操控可实现连续操作、无污染, 并且对粒子的影响较小, 是一种有效的操控方式, 光镊就是一类典型的非接触操控方式。1970年, 贝尔实验室的相关人员首次发现能够用强聚焦光束俘获和操纵粒子^[11]。1986年, Ashkin等^[12]在研究光与粒子的相互作用时发现了光镊, 用以弹性地捕获几纳米至几十微米的分子, 并在基本不影响周围环境的情况下对被操

收稿日期: 2018-09-27; 修回日期: 2018-10-07; 录用日期: 2018-10-22

基金项目: 上海市自然科学基金探索类项目(17ZR1443000)

* E-mail: ylyin@phy.ecnu.edu.cn

控粒子进行亚接触的无损活体捕获。

瑞利粒子是指尺度远远小于光波长的粒子,通常认为粒子尺度小于波长的 $1/20$ 的粒子即为瑞利粒子。光束照射在这样的粒子上会与粒子发生相互作用,产生光辐射压力。光辐射压力主要有梯度力和散射力:梯度力因光强分布不均匀而产生,其大小正比于光强梯度,方向为光梯度方向;散射力因粒子被极化后辐射能量,其辐射场与光场相互作用产生大小正比于光强并指向光传播方向的力。梯度力对粒子操控起主导作用,散射力对粒子操控起负作用。故当散射力相比梯度力可以忽略时,粒子才能被光束很好地操控^[13-14]。不同于尺度较大的粒子,瑞利粒子的尺度较小,其分子热运动不能被忽略,因而需要产生势阱远大于粒子动能的光束才能保证克服粒子的布朗运动,从而将粒子稳定地捕获在光束中心。不同于传统意义上的标量光镊,本文用矢量空心光束代替标量光束对粒子进行操纵,矢量空心光束的光学偏振性质可以使其在粒子操控方面更丰富。采用空心光束的优势是可以捕获折射率小于周围环境的粒子,把粒子控制在光强较小的地方,使光束能量对粒子的影响达到最小^[15-16]。本文提出了采用椭圆矢量空心光束来非对称操控瑞利粒子的方案,理论分析并计算了粒子在光束中所受到的光梯度力和光散射力,阐释了粒子椭圆矢量空心光束中粒子操控的机制。

2 方 案

提出用非对称的椭圆矢量空心光束实现对瑞利粒子的操控的方案,方案示意图如图 1 所示。椭圆矢量空心光束是实验上基于空间光调制器和马赫-曾德尔干涉光路产生的^[17]。当粒子处于椭圆矢量空心光束内部时,光束作用在粒子上会产生散射力和梯度力(其中散射力远小于梯度力,可忽略不计),梯度力作为主导会对放置其中的粒子沿着光强的梯度方向产生作用。在粒子的折射率小于环境的折射率的情况下,粒子所受的力沿着光强的负梯度,指向光束中心;在粒子的折射率大于环境的折射率的情况下,粒子所受的力沿着光强的正梯度,指向光束光强最强的地方。本文理论分析并计算了折射率小于介质折射率的瑞利粒子在椭圆矢量空心光束中的受力作用情况。

3 理论分析

迄今为止,研究人员研究光学力的理论主要有

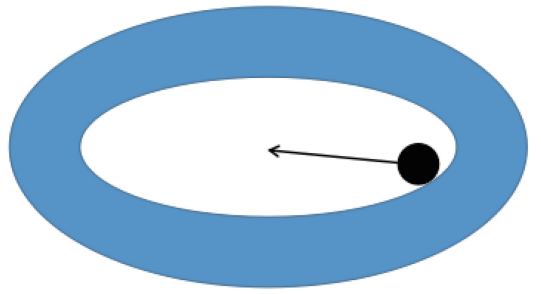


图 1 椭圆矢量空心光束操控瑞利粒子的方案示意图

Fig. 1 Schematic of elliptical vector hollow beam for manipulating Rayleigh particle

三种,分别为几何光学模型、瑞利散射模型和电磁散射模型^[18]。若设 a 与 λ 分别为粒子的半径与光场波长,当粒子尺寸远远大于光场波长($a \gg \lambda$)时,一般会选用几何光学模型分析;而当粒子尺寸远远小于光场波长($a \ll \lambda$)时,一般会选用瑞利散射模型;又因为几何光学模型与瑞利散射模型只能近似求解,所以又有学者提出了基于麦克斯韦方程的电磁理论模型。本次研究选用的粒子尺寸远小于光场波长,因此本文选用了瑞利散射模型对光学力进行理论分析。

在瑞利散射模型中,粒子会被当成一个电偶极子来进行研究,采用电磁学模型来解释其受力原理。光场范围内的微粒被近似看作处于均匀变化的电场内,并被电场所极化,此时粒子被认为是振荡的感生电偶极子,其受到的光学力主要分为梯度力与散射力两种。

本方案探究的是实验上产生的未聚焦的径向偏振或角向偏振的椭圆矢量空心光束对瑞利粒子的操控,椭圆矢量空心光束的光强截面分布为非对称的椭圆空心分布,根据文献^[14]的实验数据,场分布可以近似拟合为

$$E_0 = A \times \left(\frac{x^2}{w_1^2} + \frac{y^2}{w_2^2} \right) \times \exp\left(-\frac{x^2}{w_1^2} - \frac{y^2}{w_2^2} \right), \quad (1)$$

式中 A 为光场强度,理论上可以在较大范围内调节, $w_1 = 0.53 \text{ mm}$, $w_2 = 0.38 \text{ mm}$,分别为光场分布的长轴和短轴。(1)式相应的光场强度二维分布如图 2 所示,从图 2 可以看出,光场分布呈椭圆空心,中心光强最小。梯度力主要是由光场的光强分布不均匀引起的,粒子在外加光场中极化,电场中的感生电偶极子受到的洛伦兹力即为梯度力,其表达式为^[14]

$$\mathbf{F}_{\text{grad}} = \pi n_s^2 \epsilon_0 a^3 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla |\mathbf{E}|^2, \quad (2)$$

$$m = n_p / n_s, \quad (3)$$

式中: ϵ_0 为真空中的介电常数; n_p 和 n_s 分别为粒子折射率和周围环境折射率; a 为粒子半径; m 为粒子折射率与介质折射率的比值; \mathbf{E} 为光场分布。散射力的产生是由于粒子散射光子引起了光子动量的改变, 其方向总是沿着光的传播方向。散射力的表达式为^[14]

$$\mathbf{F}_{\text{scat}} = C_{\text{pr}} n_s^2 \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 \mathbf{z}, \quad (4)$$

$$C_{\text{pr}} = C_{\text{scat}} = \frac{3}{8} \pi (ka)^4 a^2 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2, \quad (5)$$

式中: \mathbf{z} 是纵轴单位矢量; C_{pr} 是交界处粒子的辐射压力截面, 当粒子为各向同性时, C_{pr} 等于散射体的散射力截面 C_{scat} , 即(5)式; 其中 $k = 2\pi n/\lambda$, λ 为光场波长, n 为周围介质折射率, a 仍然是粒子的尺度大小。在光场中, 二者同时对粒子产生作用。若要使粒子被光束稳定操控, 必须满足粒子在光束中所受的梯度力要远远大于散射力, 可以克服布朗运动, 而且要大于粒子的重力。

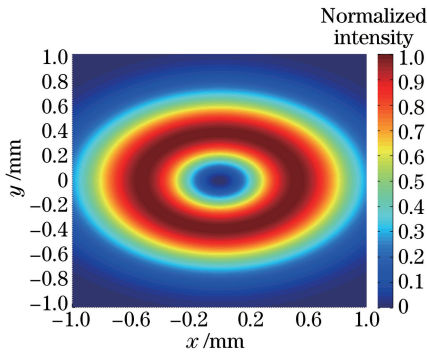


图2 椭圆矢量空心光束的归一化光强分布
Fig. 2 Normalized intensity distribution of elliptical vector hollow beams

4 数值模拟

为了详细研究瑞利粒子在椭圆矢量空心光束中囚禁的具体动力学过程, 根据(2)~(5)式, 数值计算了瑞利粒子在椭圆矢量空心光束中受的梯度力和散射力。选用的瑞利粒子为水分子团, 所处环境为乙酰苯液体^[19]。选用的光波波长为 632.8 nm, 假定光束所操控的水分子尺度为 20 nm 以保证所研究的情况为瑞利情况; 周围环境折射率为 1.53, 粒子的折射率为 1.33, 故 $m = 1.33/1.53 = 0.86 < 1$ 。代入梯度力和散射力公式, 即可分别计算出 x 轴方向和 y 轴方向上所受的梯度力和沿着 z 轴方向的散射力。

4.1 梯度力

如图3所示为瑞利粒子在空心光束中的梯度力方向。图中横轴为 x 轴, 纵轴为 y 轴, z 轴垂直于 x - y 平面代表光强大小。彩色部分为光场的强度分布, 实线为力的作用线, 箭头指向粒子所受力的方向, 以此模拟粒子在光场中的受力方向。当 $m < 1$ 时, 所求出的光梯度力为负, 即粒子在空心光束中受力方向为光强的负梯度, 当粒子被引导进光束的空心部分时, 粒子所受的光场力的方向指向光强弱的区域, 就会受到光束的梯度力而被引导向光强最弱的地方即光束中心被囚禁, 如图3(a)所示。反之, 当 $m > 1$ 时, 粒子所受梯度力的方向将向着光强最强处, 当粒子被引导进光束空心部分时将被引导到光束最强的地方, 无法被光束囚禁, 如图3(b)所示。由图3还可以看出, 所提囚禁方案可以实现瑞利粒子的空间非对称性二维囚禁, 源于光场横截面为椭圆分布, 并且该分布的椭偏率可调^[17]。

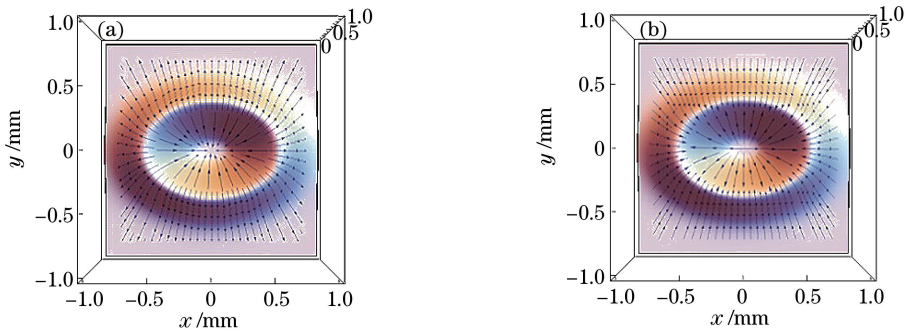


图3 瑞利粒子在空心光束中所受梯度力方向。(a) $m < 1$; (b) $m > 1$

Fig. 3 Direction of gradient force onto Rayleigh particles in hollow beams. (a) $m < 1$; (b) $m > 1$

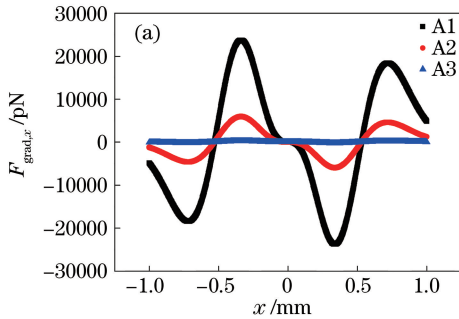
由(2)和(3)式可以求解电场强度在 x 和 y 方向的偏导, 进而求得粒子在两个方向上的受力大小。粒子在 x 方向上的受力为

$$F_x = \pi n_s^2 \epsilon_0 a^3 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left| A \times \left(\frac{x^2}{w_1^2} + \frac{y^2}{w_2^2} \right) \times \exp \left(-\frac{x^2}{w_1^2} - \frac{y^2}{w_2^2} \right) \right|^2, \quad (6)$$

在 y 方向上的受力为

$$F_y = \pi n_s^2 \epsilon_0 a^3 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{\partial}{\partial y} \left| A \times \left(\frac{x^2}{\omega_1^2} + \frac{y^2}{\omega_2^2} \right) \times \exp \left(-\frac{x^2}{\omega_1^2} - \frac{y^2}{\omega_2^2} \right) \right|^2, \quad (7)$$

若选择光束空心处为原点,则在 $y=0$ 的平面内可以计算 x 方向上的梯度力曲线,如图 4 所示,图中 A1、A2 和 A3 分别为在三种不同的光强条件 (10^{12} , 5.0×10^{11} 和 10^{10} W/m²) 下梯度力的曲线。图 4(a) 为瑞利粒子在 x 方向上的受力曲线,从图 4 可以看出,随着光强的减小,粒子受到的梯度力最大值随之减小,因此使用更大的光强,粒子会受到更大的梯度力,其对应的势阱也会加深,更有利于粒子的捕捉。并且在 $x < 0$ 区域,粒子受力为正,三种光强条件下力的最大值均在同一位置。在该区域,光场力将驱



使粒子往 $x=0$ 光场中心运动。在 $x > 0$ 区域,粒子受力为负,三种光强条件下力的最大值也均在同一位置。在该区域,光场力也将驱使粒子往 $x=0$ 光场中心运动。表明光场力最值位置只与光场空间分布有关,与光强最值大小无关,此结果也可从(6)和(7)式看出。

同样如果在 $x=0$ 的平面内进行研究,可以得到粒子在 y 方向上受到的梯度力大小,如图 4(b) 所示。与 x 方向受力相似,梯度力会随着光强的增大而增大,势阱也会相应增大,力的最值位置也与光强无关。在 $y < 0$ 区域,粒子受力为正,光场力将驱使粒子往 $y=0$ 光场中心运动。在 $y > 0$ 区域,粒子受力为负,光场力也将驱使粒子往 $y=0$ 光场中心运动。综上所述,梯度力可以将粒子囚禁在光束的空心部分。

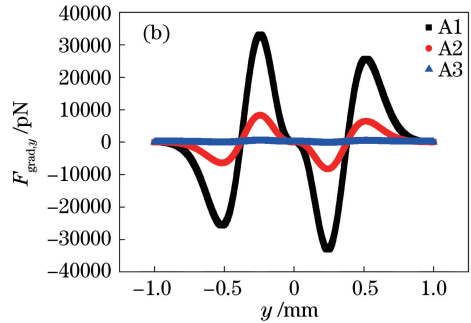
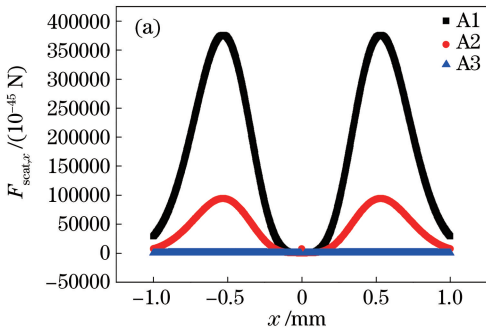


图 4 不同光强下的梯度力大小。(a) x 方向;(b) y 方向

Fig. 4 Gradient forces under different light intensities. (a) x direction; (b) y direction

4.2 散射力

将(4)式代入系统参数,可以求得瑞利粒子在椭圆矢量空心光束中 x 和 y 方向散射力的分布,具体如图 5 所示。与图 4 类似,同样图中 A1、A2 和 A3 分别为三种不同的光强条件 (10^{12} , 5.0×10^{11} 和 10^{10} W/m²) 下梯度力的曲线。从图 5 可以明显看出,



不同光强条件下, x 方向和 y 方向散射力曲线与空心光束光场强度曲线一致,大小和光强大小有关,光强越大,散射力越大。由于散射力大小的数量级要远远小于梯度力,因而当粒子处于光束空心部分时,梯度力和散射力同时作用于粒子,但是起主要作用的是梯度力,即可忽略散射力对囚禁粒子产生的负面影响。

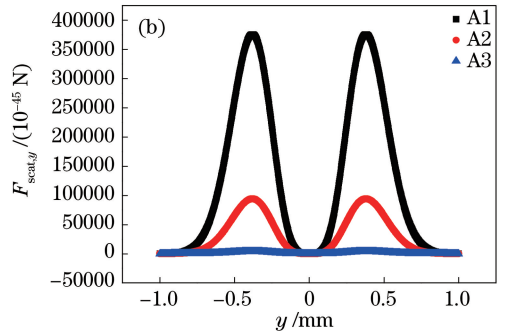


图 5 不同光强下的散射力大小。(a) x 方向;(b) y 方向

Fig. 5 Scattering forces under different light intensities. (a) x direction; (b) y direction

4.3 囚禁粒子的稳定性分析

判断光束囚禁粒子的稳定性的一般判据:1) 梯

度力的轴向分力要能够抵消散射力,那至少要满足梯度力远远大于散射力。从 4.1 与 4.2 节的分析中

可以得到,散射力大小数量级为 10^{-45} N,远远小于梯度力量级,因此满足此项要求。2) 粒子因热运动而造成的扰动量需要梯度力形成的势阱足够深,才能够克服布朗运动的动能。室温下水分子的动能为 $0.5\mu v^2 = 1.5k_B T$,式中 μ 为粒子质量, v 为粒子的运动速度, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为系统所处环境温度。将 20 nm 水分子团的质量代入上式即可求出室温下水分子的热运动的速度,最后选择合适的光强使矢量空心光束势阱深度 $U \geq 10 \times 1.5k_B T$ [势阱深度可以由梯度力(2)式积分而得],并且采用蒙特卡罗方法模拟粒子在光场中的运动过程,得出粒子的轨迹局限于一极小区域内,确保可以满足此项要求。3) 梯度力要能够平衡粒子的重力。本文中使用的粒子为 20 nm 的水分子团,通过质量可求出重力数量级为 10^{-19} N,远远小于梯度力。因此可以消除粒子重力对于梯度力的影响,因此可以满足这一点要求。室温下水分子的动能 $0.5\mu v^2 = 1.5k_B T$,可利用 20 nm 水分子团的质量求出室温下水分子的热运动的速度,采用蒙特卡罗方法模拟粒子在光场中的运动过程,结果如图 6 所示。蒙特卡罗模拟利用了 mathematica 软件进行编程,由于在之前的探究中发现,当光强为 10^{12} W/m² 时操控效果最好,因而在进行蒙特卡罗模拟时也采用这个光强,将粒子初始时刻假定在光场中心范围内的 $(0.25 \mu\text{m}, 0.25 \mu\text{m})$ 处,由于粒子有热运动,所以粒子会有初速度,假设粒子速率均为 0.44 m/s,将粒子的速度分解到 x 方向和 y 方向,通过对 x 方向和 y 方向的受力分析可以算出粒子在该点的受力,根据牛顿运动定律可以计算出粒子在初始时刻后任一时刻所处的位置和速度,这样就可以模拟粒子在光场中受到梯度力而进行的运动过程。

理论上计算了在上述光强下光场梯度力的分布,并对其在长轴和短轴上进行了积分,求出了光的势阱深度,经计算发现该光强下势阱深度大于 10 倍的粒子动能,即 $U \geq 10 \times 1.5k_B T$,并结合分析其梯度力远远大于散射力和粒子重力后,即可判断它能在光场中被稳定捕获。在图中取 500 个点,也可以看出粒子可以被很好地控制在光场的空心部分,即可以确定,在该光强下,粒子所受的梯度力也可以克服分子团本身的热运动而被囚禁在光束的空心部分,粒子在空心光场中不断振荡,从而证明了本文方案的可行性。

4.4 椭圆矢量空心光束操控粒子特性分析

与标量光束的粒子操控相比,所提方案的椭圆

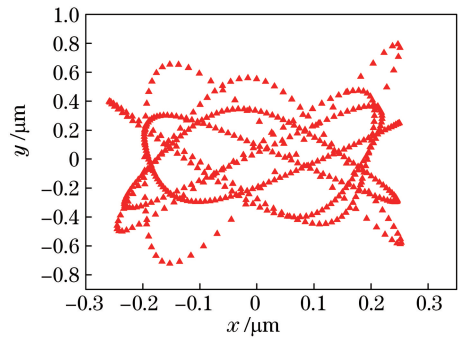


图 6 单个粒子在光场中的运动轨迹

Fig. 6 Moving trajectory of one particle in light field

矢量空心光束具有如下优势:1) 采用空心光束可以在光强最弱处操控粒子,从而实现粒子的无损操控。由梯度力的公式可以看出,在椭圆矢量空心光束中,在粒子的折射率小于周围介质折射率时,粒子受力指向光束中心,粒子将被稳定囚禁在空心光束的空心处。2) 所提方案的椭圆矢量空心光束横截面光强分布为非对称的椭圆,粒子囚禁形状与光场分布类似,因此所提方案可以实现粒子的非对称囚禁。另外由文献[14]可知,椭圆矢量空心光束的椭圆偏率可调,那么就可以满足不同应用需求的粒子操控。3) 椭圆矢量空心光束多一个偏振自由度,如果继续进行聚焦,可以得到突破衍射极限的矢量空心光场,从而满足不同尺度粒子操控的需求。4) 由前期实验结果可知,所提方案中的椭圆矢量空心光束还有一个重要的性质就是可以在空间稳定自由传输,不仅可以实现粒子的横向二维囚禁,还可以实现囚禁粒子的一维导引^[16-17]。

5 结 论

提出了一种采用新型椭圆矢量空心光束实现瑞利粒子非对称性囚禁的理论方案,并对相关囚禁动力学过程进行理论分析,数值模拟了利用椭圆矢量空心光束操控乙酰苯液体中的水分子的情况。光束对处于其中的水分子具有有梯度力和散射力,通过数值分析可知,粒子所受的散射力可忽略不计,主要是梯度力起作用。由于瑞利情况下粒子的热运动不能忽视,因此考虑采用足够大强度的光束产生足够大梯度力来克服粒子热运动从而囚禁粒子。采用聚焦后的矢量光束能提供更大的梯度力,可以获得更深的光势阱,更好地操控粒子,也可以获得更小的光斑去操控更小的分子。采用空心光束可以在光强最弱的地方捕获粒子,减少光强对粒子的影响。在本方案中,可以调控光束的参数去实现更多种类粒子

的操控。另外本方案中空腔光场为非对称的椭圆空心分布,中心部分光强最小,光强分布不均匀,可以实现瑞利粒子的非对称囚禁;并且矢量光束中最重要的特点是可以突破衍射极限,获得更小的衍射光斑,进而操控更小的粒子,这将为粒子囚禁带来新的研究方向,在生物物理、化学以及量子物理中具有广阔的应用空间。

参 考 文 献

- [1] Chiou P Y, Ohta A T, Wu M C. Massively parallel manipulation of single cells and microparticles using optical images[J]. *Nature*, 2005, 436(7049): 370-372.
- [2] Hwang H, Park J K. Optoelectrofluidic platforms for chemistry and biology[J]. *Lab on a Chip*, 2011, 11(1): 33-47.
- [3] Xie S X, Wang X D, Jiao N D, *et al.* Programmable micrometer-sized motor array based on live cells[J]. *Lab on a Chip*, 2017, 17(12): 2046-2053.
- [4] Zhang X Y, Cheng S B, Tao S H. Three dimensional optical tweezers based on Fibonacci zone plate[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(10): 1035001.
张心宇,程书博,陶少华.基于斐波那契波带片的三维光镊[J].*光学学报*, 2017, 37(10): 1035001.
- [5] Chen Z Y, Fang G, Cao L C, *et al.* Direct writing of silver micro-nanostructures by femtosecond laser tweezer[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(4): 0402006.
陈忠赞,方淦,曹良成,等.飞秒激光光镊直写银微纳结构[J].*中国激光*, 2018, 45(4): 0402006.
- [6] Tao Z H, Ke K, Shi D Q, *et al.* Effect of environmental factors on staphyloxanthin biosynthesis based on laser tweezers Raman spectroscopy [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(12): 123001.
陶站华,柯珂,师得强,等.利用光镊拉曼光谱研究环境因素对葡萄球菌黄素生物合成的影响[J].*激光与光电子学进展*, 2017, 54(12): 123001.
- [7] Schmitz C H J, Uhrig K, Spatz J P, *et al.* Tuning the orbital angular momentum in optical vortex beams[J]. *Optics Express*, 2006, 14(15): 6604-6612.
- [8] Rui G H, Wang X Y, Gu B, *et al.* Manipulation metallic nanoparticle at resonant wavelength using engineered azimuthally polarized optical field [J]. *Optics Express*, 2016, 24(7): 7212-7223.
- [9] Guo H L, Huang L, Li J F, *et al.* Capture and mechanical measurement of gold nanoparticles by vector beam [J]. *Journal of Quantum Electronics*, 2014, 31(1): 126-127.
郭红莲,黄璐,李家方,等.矢量光束对金纳米颗粒的捕获与力学测量[J].*量子电子学报*, 2014, 31(1): 126-127.
- [10] Zhang S L, Nikitina A, Chen Y J, *et al.* Escape from an optoelectronic tweezer trap: experimental results and simulations [J]. *Optics Express*, 2018, 26(5): 5300-5309.
- [11] Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure [J]. *Physical Review Letters*, 1970, 24(4): 156-159.
- [12] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, *et al.* Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles[J]. *Optics Letters*, 1986, 11(5): 288-290.
- [13] Chaumet P C, Nieto-Vesperinas M. Time-averaged total force on a dipolar sphere in an electromagnetic field[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(15): 1065-1067.
- [14] Harada Y, Asakura T. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime [J]. *Optics Communications*, 1996, 124(5/6): 529-541.
- [15] Gahagan K T, Jr G A S. Simultaneous trapping of low-index and high-index microparticles observed with an optical-vortex trap[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1999, 16(4): 533-537.
- [16] Ning X L, Wang Z Z, Pei C Y, *et al.* Trapping and guiding of large size particles in hollow beam produced by nonlinear crystals [J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(1): 018701.
宁效龙,王志章,裴春莹,等.非线性晶体产生的空心光束中大尺寸粒子囚禁与导引[J].*物理学报*, 2018, 67(1): 018701.
- [17] Wang Z Z, Pei C Y, Xia M, *et al.* Generation of elliptical and circular vector hollow beams with different polarizations by a Mach-Zehnder-type optical path[J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(1): 015605.
- [18] Ashkin A. History of optical trapping and manipulation of small-neutralparticle, atoms, and molecules[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2000, 6(6): 841-856.
- [19] Gahagan K T, Swartzlander G A. Trapping of low-index microparticles in an optical vortex[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1998, 15(2): 524-534.