物理学报 Acta Physica Sinica



非线性晶体产生的空心光束中大尺寸粒子囚禁与导引 宁效龙 王志章 裴春莹 尹亚玲

Trapping and guiding of large-size particles in hollow beams produced by nonlinear crystals

Ning Xiao-Long Wang Zhi-Zhang Pei Chun-Ying Yin Ya-Ling

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 67, 018701 (2018) DOI: 10.7498/aps.20171571 在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171571 当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I1

您可能感兴趣的其他文章 Articles you may be interested in

运用四元数分析椭球微粒所受的光阱力

Using quaternions to analyze the trapping force of an ellipsoidal bead 物理学报.2017, 66(4): 048701 http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.048701

基于可调控多肽纳米管和石墨烯复合纳米结构的光吸收催化平台

A photocatalysis system based on composite nanostructures of controlable peptide nanotubes and graphene 物理学报.2015, 64(9): 098702 http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.098702

激光波长对纳米光纤俘获和输送聚苯乙烯微球的影响

Laser wavelength influence on capture and delivery of polystyrene microspheres using nanofibers 物理学报.2014, 63(4): 048703 http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.048703

空间散斑场捕获大量吸光性颗粒及其红外显微观测

Trapping of multiple particles by space speckle field and infrared microscopy 物理学报.2014, 63(2): 028701 http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.028701

基于自回归模型的光阱中粒子运动模拟

Simulation of the Brownian motion of particle in an optical trap based on the auto-regressive model 物理学报.2013, 62(18): 188701 http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.188701

非线性晶体产生的空心光束中 大尺寸粒子囚禁与导引*

宁效龙 王志章 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)

(2017年7月7日收到; 2017年9月21日收到修改稿)

提出了一种基于非线性 ZnSe 晶体产生的空心光束与光泳力的大尺寸粒子二维囚禁与一维导引、三维囚禁方案.理论上分析并计算了单个非线性 ZnSe 晶体产生的空心光束内粒子受到的横向与纵向光泳力,纵向光 泳力的大小同粒子尺寸与光束尺寸比例的四次方成正比,与空心光束功率成正比,方向与光束传播方向一致. 粒子尺寸与空心光束尺寸越接近时,横向光泳力的大小越大.结果表明该光泳力可以实现对大尺寸粒子的二 维囚禁,同时可对粒子进行长距离(米量级)一维定向导引;理论上分析并计算了基于双非线性 ZnSe 晶体产生 的局域空心光束内粒子所受横向与纵向光泳力情况,光泳力与系统参数的依赖关系与单个非线性晶体产生的 空心光束中的粒子受力情况类似,不同的是该条件下纵向光泳力指向光束中心.结果表明该局域空心光束可 以实现大尺寸粒子的三维有效囚禁.基于非线性 ZnSe 晶体产生的空心光束或者局域空心光束可以作为大尺 寸粒子非接触式有效操控的工具,在现代光学以及生物医学中有潜在的应用.

关键词:光泳力,粒子囚禁,粒子导引,空心光束 **PACS:** 87.80.Cc, 42.50.Wk, 42.62.-b

DOI: 10.7498/aps.67.20171571

1引言

1970年, Ashkin^[1] 首次利用两束相向传播的 激光束实现了对水中以及空气中微米量级的高折 射率且光学稳定性良好的玻璃微球的二维囚禁与 操控. 1986年, Ashkin小组又首次成功地实现了基 于单光束梯度力的三维粒子囚禁技术, 他们采用聚 焦透镜对光束进行聚焦, 并成功地利用该强聚焦 光束将处于水中的玻璃微球束缚在了光束焦点下 方^[2]. 自此, "光镊技术"(单光束梯度力势阱粒子 俘获技术)正式产生, 并逐渐走进众多科学家的视 野之中. 目前, 科学家们已经成功地利用光镊技术 实现了对纳米粒子^[3]、原子^[4]、生物细胞^[5] 的俘获.

在单光束梯度力阱理论中,光镊俘获粒子主要 利用的是光辐射压力,该力是由于物体对光的吸 收、散射、发射以及再辐射而产生的.光辐射压力包 括散射力和梯度力两种:散射力的大小与入射光强 成正比并指向光传播方向,梯度力的大小与光强的 梯度成正比并指向光强的最强处,二者的合力决定 粒子是否能被稳定地俘获^[2].

尽管传统的基于光辐射压力的光镊技术可以 很好地实现对部分微粒的俘获,但由于光辐射压力 较弱,利用光辐射压力对粒子进行操控会严格受控 于粒子的体积大小,而且操控粒子所能移动的空间 距离也一般仅为几百个微米,因此不适合用于较大 尺寸粒子(微米级)以及有较长距离要求的操控与 运输.近年来,随着对大尺寸粒子操控技术的研究, 一种新的操控力——光泳力逐渐走进人们的视野. 当处于气体介质中的粒子的表面受到入射光的不 均匀加热时,气体分子将会以不同的速度被粒子表 面所弹回,进而对粒子产生一个宏观力,此即为光

* 国家自然科学基金(批准号: 11274114, 11374100)和上海市自然科学基金探索类项目(批准号: 17ZR1443000)资助的课题.

© 2018 中国物理学会 Chinese Physical Society

[†]通信作者. E-mail: ylyin@phy.ecnu.edu.cn

泳力.与光辐射压力相比,光束产生的光泳力要比 相同光强情况下产生的光辐射压力大得多,因此, 光泳现象使得利用光束对大尺寸粒子进行操控与 囚禁成为可能^[6].

随着激光技术的发展,激光光束形状种类越来 越丰富,这些也使得基于光泳力的粒子操控的研 究内容更加丰富. 例如, 利用粒子在空心光束内部 受到的光泳力实现对空气中的碳纳米团簇的三维 俘获与导引^[7],利用锥形光纤实现SiO₂粒子的囚 禁、迁移与分离^[8,9],利用激光散斑场俘获墨粉颗 粒^[10],利用贝塞尔-高斯光束中的光泳力囚禁与操 控磁性微粒子[11],利用艾里光束叠加产生阵列空 心光束囚禁吸收型玻璃碳粒子^[12]等.最近,我们 小组利用非线性ZnSe晶体产生尺寸可调的空心光 束以及局域空心光束[13,14],基于此项工作,本文提 出基于非线性 ZnSe 晶体产生的空心光束与光泳力 的大尺寸粒子的二维囚禁与一维导引,以及三维囚 禁方案,并进行相关的理论研究.我们的方案中空 心光束尺寸大,可以对大量大尺寸粒子同时进行操 控,也可进行微纳米颗粒检测、分离与筛选.研究结 果表明,非线性ZnSe晶体产生的空心光束可以作 为大尺寸粒子非接触式有效操控的工具, 在现代光 学与生物医学中有潜在的应用.

2 基于非线性ZnSe晶体产生的空心 光束的大尺寸粒子的二维囚禁与一 维导引

光泳现象实质上是由于微粒表面温度梯度而 导致的微粒周围空气分子产生的一种热蠕变的现 象.同时,微粒周围的空气分子可以被视为一种连 续且具有滑移边界条件的流体介质.研究发现光泳 力可以实现大尺寸粒子的操控与囚禁.基于此,我 们提出一种基于非线性ZnSe晶体产生的空心光束 的大尺寸粒子的二维囚禁与一维导引方案,具体如 图1所示.一束高斯光束沿z方向传播并由透镜L1 与L2准直,然后通过一块较薄的非线性ZnSe晶体. 在ZnSe晶体后可以得到经由ZnSe晶体非线性效 应整形而得到长距离稳定传输的单向封闭的空心 光束^[14].本方案中,整套装置都处于空气介质中. 空心光束之所以能够实现基于光泳力的粒子囚禁, 是由于其横向中心光强为零的特殊性质.粒子处于 空心光束中心及内部时,横向上会受到来自光束所 引起的横向光泳力以及自身所受的重力作用.当满 足一定条件时,二者的合力指向光束中心,从而会 对粒子产生一个横向二维囚禁的作用.纵向方向 上,粒子会受到光束所引起的纵向光泳力、光辐射 压力以及空气介质所产生的黏滞阻力作用.研究表 明,相同的入射光功率下,光束内粒子受到的光泳 力要比光辐射压力大4—5个数量级^[15],因此光辐 射对粒子的作用力可以忽略不计.由于粒子所受到 的来自空气介质的黏滞阻力远小于光束引起的光 泳力,因此粒子会在纵向光泳力的作用下沿纵向光 泳力方向,即光束传播方向运动,从而实现大尺寸 粒子的纵向一维导引.因此,该方案可以同时实现 大尺寸粒子的横向二维囚禁与纵向一维导引.



图 1 基于非线性 ZnSe 晶体产生的空心光束的大尺寸粒 子的二维囚禁与导引方案示意图, 其中 GLB 是入射高斯 光束, DHB 是空心光束

Fig. 1. Schematic diagram of 2D trapping and guiding large-size particles using a hollow beam generated by a nonlinear ZnSe crystal. GLB and DHB are an incident Gaussian laser beam and a dark hollow beam, respectively.

空心光束照射粒子所产生的光泳力(F_{PP})为^[7]

$$F_{\rm PP} = -J_1 \frac{9\pi \mu_{\rm a}^2 a^2 I}{2\rho_{\rm a} T (k_{\rm f} + 2k_{\rm a})},\tag{1}$$

式中*I*是空心光束的光强, μ_a 是气体的黏度系数, *a* 是粒子的半径, ρ_a 是粒子的质量密度, *T*是环境温 度, k_a 和 k_f 分别是气体和微粒的导热系数, *J*₁是与 粒子吸收长度有关的常系数. 光泳力的产生要求微 粒具有极低的反射率与导热系数, 本方案研究中使 用碳纳米团簇泡沫作为被囚禁粒子, 并将其理想化 为球形粒子, 其质量密度 $\rho_a = 0.00129 \text{ g·cm}^{-3}$, 导 热系数 $k_f = 0.0266 \text{ W·m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ^[16].

之前的研究工作中,我们得到了在沿z轴距 ZnSe晶体不同距离的传播位置z处的光束的归 一化光强与二维光场分布^[13]. 其中,使用的 入射高斯光束的束腰半径 $w_0 = 300 \ \mu m$,光场 振幅为 $Em = 3.3 \times 10^4 \sqrt{W}/m$,光束的波长为 $\lambda = 447.6 \ nm$, ZnSe晶体的厚度为 $L = 450 \ \mu m$. 计算结果表明: 当z = 0.62 m时, 可以得到最佳空 心光束, 在离开最佳位置一段范围保持为发散的空 心光束. 选取z = 0.62 m处的最佳空心光束进行拟 合, 拟合公式为TEM₀₁模的拉盖尔-高斯光束表达 式^[17]:

$$I(\rho) = \frac{P}{\pi} \frac{\rho^2}{w^4} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2}\right),\tag{2}$$

式中*P*为入射光功率, ρ 是光束截面上的某点距光 束中心的距离, *w*是光束截面半径. 经拟合, 得到 z = 0.62 m处的最佳空心光束的光强表达式中参 数w = 0.56 mm. 将拟合出的光束截面半径w与理 论值 ($\approx 0.57 \text{ mm}$)进行比较, 可以发现拟合得到的 公式与数值计算得到的空心光束能较好地符合.

以(2)式中的空心光束为例,从纵向与横向两 个方向,对基于光泳力的空心光束中粒子二维囚禁 与导引进行理论计算、分析与讨论.

2.1 纵向光泳力

光泳力本质上是一种热学力, 光泳力通过作用 于粒子周围的气体分子, 引起气体分子的运动状态 的变化, 进而影响粒子的运动状态. 光束传播方向 (也就是纵向方向)上, 引入一个动量流参数 M, 且 |M| = kI, 其中k为光泳效率, 为一常数. 取粒子 的一个纵向截面进行分析(如图2 所示), 由定义可 知, 光泳力可以由动量流 M 对球面积分得到, 即 $F_{\rm L} = \int M \, \mathrm{d}S$, 其中 $\mathrm{d}S = \pi a^2 \sin \theta \, \mathrm{d}\theta$. 由此, 纵向 光泳力 $F_{\rm L}$ 可以描述为

$$F_{\rm L} = 2 \int_{S+} M_{\rm L} \mathrm{d}S,\tag{3}$$

式中 $M_{\rm L} = -kI(S_+)\cos\theta$, S_+ 指的是受到光照的 半球面, θ 满足 $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$,纵向光泳力的方向与 光束传播方向(图2中的z轴方向)一致.





当光束为光强等于 Io 的平面波时,

$$F_{\rm L0} = 2 \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} -kI_0 \cos\theta \pi a^2 \sin\theta \,\mathrm{d}\theta = k\pi a^2 I_0$$
$$= kP_{\rm in}, \tag{4}$$

式中Pin0为有效光束光功率,且

$$P_{\rm in0} = \int_0^{\rm a} 2\pi \rho I_0 \,\mathrm{d}\rho = \pi a^2 I_0.$$
 (5)

对于平面波,其对粒子产生的横向光泳力必为 0,因此将(4)式与(2)式相比较,可以得到光泳效率 κ的表达式为

$$\kappa = -J_1 \frac{9\mu_{\rm a}^2}{2a\rho_{\rm a}T(k_{\rm f}+2k_{\rm a})},\tag{6}$$

式中气体黏度系数 $\mu_{a} = 1.73 \times 10^{-5} \text{ N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$, 粒子的质量密度 $\rho_{a} = 1.29 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-3}$,环境温度 T = 298 K,气体和微粒的导热系数分别为 $k_{a} =$ 0.0262 W·m⁻¹·K⁻¹和 $k_{f} = 0.0266 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$,微 粒的吸收长度 $l_{f} = 35 \mu \text{m}$, $J_{1} = -2a/(3l_{f})$ ^[15].将 其代入上式可得光泳效率: $\kappa = 8.5 \times 10^{-7} \text{ s/m}$.

当入射光为(2)式所示的空心光束时,可得 $F_{\rm L} = \kappa P_{\rm in}$,式中 $P_{\rm in}$ 为有效空心光束光功率,假设 微粒球心与光束中心重合,则

$$P_{\rm in} = \int_0^a 2\pi \rho I(\rho) \,\mathrm{d}\rho. \tag{7}$$

虽然微粒具有一定的厚度,但由于被囚禁的微 粒的半径一般远小于光束的束腰半径,因此可以在 光束传播方向上将微粒看作是没有厚度的圆面,这 样很大程度上简化了后续的计算.因此,空心光束 的有效入射光光功率为

$$P_{\rm in} = \int_0^a 2\pi \rho I(\rho) \,\mathrm{d}\rho$$
$$= P_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{a^2 + w^2}{2w^2} \,\mathrm{e}^{-(\frac{a}{w})^2} \right). \tag{8}$$

对式中的 $e^{-\left(\frac{a}{w}\right)^2}$ 进行泰勒展开, 因为 $a \ll w$, 故略 去高阶小项后, 可得

$$P_{\rm in} = P_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{a^2 + w^2}{2w^2} \,\mathrm{e}^{-(\frac{a}{w})^2} \right) \cong P_0 \frac{a^4}{2w^4}.$$
 (9)

故空心光束中微粒所受的纵向光泳力为

$$F_{\rm L} = \kappa P_{\rm in} = \kappa P_0 \frac{a^4}{2w^4}.$$
 (10)

上式说明纵向光泳力的大小同粒子尺寸与光束尺 寸比例的四次方成正比,与空心光束功率成正比, 方向与光束传播方向(z轴方向)一致.

2.2 横向光泳力

截取球形微粒的某一横向截面(即与光束传播 方向z轴方向相垂直的截面)进行受力分析(记该 横向截面的半径为 ρ),如图3所示.假设微粒球心 与空心光束的中心不重合,设球心到光束中心的距 离为R,则该截面圆周上每个点所受到的横向光泳 力|M'|不能互相抵消,从而会产生一个由微粒球 心指向空心光束中心的一个宏观力 F_{\perp} ,且圆周上 每一点所受到的横向光泳力呈轴对称分布.为了 简化计算,以微粒的中心为原点建立直角三维坐标 系,且使y轴与 F_{\perp} 方向重合.对纵向光泳力的分 析可以类比,|M'|满足

$$|\mathbf{M}'| = kI(S_+)\sin\theta. \tag{11}$$

对一个球形微粒模型进行分析可以得到 $\sin \theta = \rho/a$,故

$$|M'| = -kI(S_+)\sin\theta = -kI(S_+)\frac{\rho}{a}.$$
 (12)

相应的横向光泳力为

$$F_{\rm T} = |F_{\perp}| = \int_{S_{+}} |M'| \mathrm{d}S$$
$$= \int_{S_{+}} -kI(S) \frac{\rho}{a} \mathrm{d}S. \tag{13}$$





Fig. 3. The force analysis of particle in the transverse plane.

综合以上各式,微粒所受到的横向光泳力F_T为

$$F_{\rm T} = |F_{\perp}| = -\int_{S_{+}} kI(S)\frac{\rho}{a} dS$$
$$= -\frac{kP}{\pi} \int_{x^{2}+y^{2} \leqslant a^{2}} \frac{y}{a} \frac{x^{2}+(y+R)^{2}}{w^{4}}$$
$$\times \exp\left(-\frac{x^{2}+(y+R)^{2}}{w^{2}}\right)$$

$$\times \frac{a}{\sqrt{a^2 - y^2 - x^2}} dx dy = -\frac{kP}{\pi w^4} \int_{x^2 + y^2 \leqslant a^2} y[x^2 + (y+R)^2] \times \exp\left(-\frac{x^2 + (y+R)^2}{w^2}\right) \frac{1}{\sqrt{a^2 - y^2 - x^2}} dx dy = -\frac{kP}{\pi w^4} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^a r \sin\theta (r^2 + 2Rr\sin\theta + R^2) \times \exp\left(-\frac{r^2 + 2Rr\sin\theta + R^2}{w^2}\right) \frac{r dr}{\sqrt{a^2 - r^2}}.$$
(14)

分析(14)式可以发现πF_T/kP可以看作是关 于两个主要参数R/w 和a/w的函数,代入具体 参数后计算结果如图4所示.观察图4(a)可以明 显地看到以R = w为分界的两部分: 1) R < w时,空心光束对粒子产生囚禁效果的宏观光泳 力; 2) R > w时, 空心光束外围对粒子产生排斥 力. 同时除了在R = 0处存在一个平衡位置外, 在R = w 处同样存在一个不稳定的平衡点. 当 a/w 越大, 也就是粒子尺寸与空心光束尺寸越接 近时,横向光泳力越大.观察图4(b)可以看出,对 于尺寸较小的粒子,其所受到的横向光泳力皆为 囚禁力, 粒子总是被束缚在光轴附近; 对于尺寸 大于光束半径a > w的粒子,空心光束对其的束 缚作用很快地消失. 空心光束对粒子的最大束 缚力出现在a = 0.95w附近. 假设空心光束光功 率为P = 1 W, 粒子半径为a = 300 µm, 且已知 光束截面半径为 $w = 560 \mu m$, 即 $\stackrel{a}{-} \approx 0.53$, 由 图4(a)可以看出此时粒子在空心光束内所可能受 到的最大横向光泳力出现在R = 0.5w 处, 其值为 $F_{\rm Tmax} \approx \frac{0.05P}{\pi} = 1.35 \times 10^{-8}$ N. 而粒子的重力约 为 $G = \frac{4}{3}\pi\rho_{a}a^{3}g = 1.46 \times 10^{-9}$ N (取 $g = 10m/s^{2}$), 可以看出 F_{Tmax} 比G高出一个量级,即粒子在空心 光束内部距中心一定距离范围内,其所受到的横向 光泳力完全可以抵消其所受到的重力.因此,粒子 在空心光束内部时,一方面它会受到来自光束的横 向囚禁作用力而向光束中心运动,另一方面,粒子 由于其自身受到的重力会向远离光束中心的方向 运动. 粒子在重力的作用下由光束中心逐渐向光束 外部运动的过程中,其所受到的横向拘禁力会逐渐 增大,最终粒子还会往光束中心运动,粒子处于一 个相对动态平衡的状态,从而空心光束可以实现对 该大尺寸粒子的横向二维囚禁.



图4 (a) $\pi F_T/kP \pi R/w$ 之间的关系; (b) $\pi F_T/kP \pi a/w$ 之间的关系

Fig. 4. (a) $\pi F_{\rm T}/kP$ versus one of key parameters R/w; (b) $\pi F_{\rm T}/kP$ versus one of key parameters a/w.

2.3 粒子导引

之前的研究表明, 在z = 0.1 - 0.8 m 的范围内, 光束始终处于一个"中空"的状态,即中心光强很弱 而周围光强较强,同时每一个z处的光束截面半径 变化较小,比较均匀^[13].而当z > 1 m以后,光束 的截面半径与中心光强均快速增大.因此,可以考 虑将z = 0.1—0.8 m范围内的光束看作是一个导 管,其在横向截面内受到的合力指向光束中心,使 得粒子横向上被囚禁在光场的空间范围内. 粒子在 导管内受到的纵向光泳力的分布如图5所示. 由于 纵向光泳力与光场功率成正比,空心光束横向分布 存在两个光场极大值点,所以纵向光泳力在光场极 大值点最大,其他位置变小(如图5所示,图中箭头 标识的粗细与受力大小呈正相关). 由图5可知, 纵 向光泳力的方向与空心光束传播方向相同, 粒子在 纵向光泳力的作用下沿光场方向运动. 也就是说处 于空心光束中的粒子横向被囚禁的同时,纵向被光 泳力引导着向光束传播的方向运动,即一维定向导

引.因此,利用光束对粒子的纵向光泳力,可以实现对大尺寸粒子的纵向一维定向导引.



图 5 ZnSe 晶体后距离为 z = 0.1—0.8 m 处输出光束在 xoz 截面内纵向光泳力示意图

Fig. 5. Schematic diagram of longitudinal forces of the light beam output from the nonlinear ZnSe crystal for a distance z = 0.1–0.8 m in the *xoz* plane.

接下来理论分析粒子导引动力学过程. 当粒 子在光束的中心沿z方向运动时,在z方向上除了 会受到光束的纵向光泳力 F_L 外,还会受到来自周 围空气介质的黏性阻力S(流体介质的黏性阻力 $S = -6\pi\mu av$,式中 $\mu = 1.73 \times 10^{-5}$ N·s·m⁻²为 气体的黏度系数). 当粒子匀速运动时,必然满足 $F_L + S = 0$,即 $F_L = -6\pi\mu av$. 微粒运动的平均速 度可以由下式描述:

$$\langle v \rangle = L^{-1} \int_0^{\mathcal{L}} v \, \mathrm{d}z = \int_0^{\mathcal{L}} \frac{F_{\mathcal{L}}}{6\pi\mu a L} \, \mathrm{d}z.$$
(15)

由于在z = 0.1—0.8 m的范围内, 光束的截面 半径与光强等参数变化均不大, 因此可以将该范围 内粒子所受的纵向光泳力近似看为不变, 相应的表 达式为 $F_{\rm L} = \kappa P_{\rm in} = \kappa P \frac{a^4}{2w^4}$.则粒子在"导管"内 的平均速度为

$$\langle v \rangle = \frac{F_{\rm L}}{6\pi\mu a} = \kappa P \frac{a^3}{12\pi\mu w^4}.$$
 (16)

由 (16) 式可以看出, 粒子的运动速度与粒子的 半径在一定的范围内呈立方关系. 假设入射光功率 为P = 1 W, 截面半径为w = 560 µm, 粒子半径为 a = 300 µm, 则粒子在"导管"内的平均速度约为 35.8 cm/s. 因此, 该"导管"可以实现对大尺寸粒 子的长距离 (米量级)高速定向导引.

3 基于双非线性ZnSe晶体产生的局 域空心光束的大尺寸粒子的三维 囚禁

局域空心光束 (localized hollow beam, LHB) 是一种在沿传播方向的三维空间内具有封闭暗域

的特殊空心光束,且暗域周围的光束具有极高的 强度.在我们近期的工作中,提出了一种基于双 非线性ZnSe晶体整形后干涉而形成局域空心光 束的方法^[14],数值结果表明该局域空心光场分布 以z = 0.2 m为中心呈对称分布,且光束纵横比可 调^[14].根据上面对单个非线性晶体产生的空心光 束中大尺寸粒子囚禁与导引方案的分析,局域空心 光束中的粒子所受到的横向光泳力同样可以实现 粒子的横向囚禁.由于局域空心光束是由两束相反 传输的光束叠加而成,且光强为对称中心最大,所 以粒子在纵向受到的光泳力使得粒子往局域空心 光束中心运动,从而实现纵向囚禁.综上,该局域 空心光束可以实现大尺寸粒子的三维囚禁.



图 6 基于双非线性 ZnSe 晶体整形的局域空心光束的 产生装置简图 GB 是入射高斯光束; C_1 , C_2 是非线性 ZnSe 晶体; L_1 , L_2 是透镜

Fig. 6. The schematic diagram of generating a localized hollow beam based on double nonlinear ZnSe crystals. GB is Gaussian laser beam; C_1 , C_2 are nonlinear ZnSe crystals; L_1 , L_2 are lenses.

3.1 横向光泳力

对 z = 0.2 m 处的光束截面中的光强分布进行 模拟,同样可以得到该分布的近似表达式为

$$I_1(\rho) = \frac{P}{\pi} \frac{\rho^2}{w_1^4} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_1^2}\right),$$
 (17)

式中 $w_1 = 0.34$ mm. 因此, xoy平面内距离中心距 离为R处半径为a的粒子所受到的横向光泳力为

$$F_{\rm T} = -\frac{kP}{\pi} \iint_{x^2 + y^2 \leqslant a^2} \frac{y}{a} \frac{x^2 + (y+R)^2}{w_1^4} \\ \times \exp\left(-\frac{x^2 + (y+R)^2}{w_1^2}\right) \\ \times \frac{a}{\sqrt{a^2 - y^2 - x^2}} \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y.$$
(18)

根据数值计算结果,同样可以给出πF_T/kP关 于两个主要参数 R/w 和 a/w 的函数,如图 7 所示. 由图 7 可以看出,与图 4 中反映的空心光束中粒子 的受力情况类似,当粒子与局域空心光束中心之间 距离 R < x 时,光束将对粒子产生指向光束中心 的拘禁力; 当R > x时, 光束将对粒子产生指向光 束外部的推力. 我们假设入射光功率为P = 1 W, 粒子的半径为 $a = 300 \mu$ m, 则根据图7可以大致 计算得到粒子在局域空心光束内受到的最大横向 光泳力约为 $F_{\text{Tmax}} = 8.12 \times 10^{-8}$ N, 而粒子的重 力约为 $G = \frac{4}{3} \pi \rho_a a^3 g = 1.46 \times 10^{-9}$ N, 同样满足 $F_{\text{Tmax}} \gg G$. 根据 2.2 节中的分析可以得知在该三 维封闭椭球局域空心光束的中心截面内可以成功 实现对粒子的二维囚禁.



图7 (a) $\pi F_T/kP$ 和 R/w 之间的关系; (b) $\pi F_T/kP$ 和 a/w 之间的关系

Fig. 7. (a) $\pi F_{\rm T}/kP$ versus one of key parameters R/w; (b) $\pi F_{\rm T}/kP$ versus one of key parameters a/w.

3.2 纵向光泳力

在第2.2节中我们已经得到粒子在空心光束内 受到的纵向光泳力与粒子表面照射到的光功率成 正比关系,可以绘出在该局域空心光束的*xoz*截面 内相应位置处粒子所受到的纵向光泳力大小与方 向的示意图,如图8所示(图中箭头标识的粗细与 粒子受力的大小成正比,方向与受力方向相同).由 于局域空心光束是由两束相反传输的光束叠加而 成,且光强为对称中心最大.在左边区域,粒子受 到的光泳力指向右,在右边区域,粒子所受到的光 泳力指向左.因此纵向光泳力可以实现粒子的纵向 囚禁.观察图8可以看出,当粒子处于局域空心光 束的中心时,由于局域空心光束内光强分布关于中 心截面(*xoy*截面)完全对称,因此其受到的横向光 泳力与纵向光泳力都可以完全抵消,从而粒子可以 稳定地被囚禁在光束的中心处.同时,被囚禁粒子 的半径可以达到几百个微米的量级,远远超出了以 往基于光辐射梯度力的粒子囚禁技术所能囚禁的 粒子的尺寸极限.因此,基于双非线性晶体法产生 的局域空心光束可以很好地实现对大尺寸粒子的 三维囚禁.



图 8 基于双非线性晶体整形产生的局域空心光束在 xoz 平面内的纵向光泳力分布示意图

Fig. 8. Schematic diagram of longitudinal forces in the *xoz* plane of LHB reshaped by two nonlinear crystals.

4 结 论

比较第2节中基于单ZnSe晶体整形产生的空 心光束与第3节中基于双非线性ZnSe晶体产生的 局域空心光束对粒子的囚禁情况,我们可以得出以 下结论:两者都可以实现对大尺寸粒子的横向二维 囚禁,空心光束内粒子受到的纵向光泳力的大小同 粒子尺寸与光束尺寸比例的四次方成正比,与空心 光束功率成正比,方向与光束传播方向一致.粒子 尺寸与空心光束尺寸越接近时,横向光泳力的大小 越大.但与利用单非线性ZnSe晶体整形产生的空 心光束相比,利用双非线性ZnSe晶体产生的局域 空心光束可以实现对粒子的三维囚禁,因此其拥有 更好的囚禁能力,在粒子囚禁方面也有着更为广阔 的应用前景.虽然基于单ZnSe晶体整形产生的空 心光束只能实现对粒子的二维囚禁,但是可以利用 其对粒子在光束传播方向上进行长距离(米量级) 的高速粒子导引.总之,基于上述分析与讨论,本 文提出的基于非线性晶体产生的空心光束与光泳 力的大尺寸粒子囚禁与导引方案具有可行性,可以 用于单个或者多个大尺寸粒子的非接触式、无损伤 囚禁与导引.囚禁的大尺寸粒子可以用于光谱、碰 撞、环境监测、生物检测等方面的研究.

参考文献

- [1] Ashkin A 1970 Phys. Rev. Lett. 24 156
- [2] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, Chu S 1986 Opt. Lett. 11 288
- [3] Dienerowitz M, Mazilu M, Dholakia K 2008 J. Nanophoton 2 021875
- [4] Chu S 1998 Rev. Mod. Phys. 70 685
- [5] Ashkin A, Dziedzic J M, Yamane T 1987 Nature 330 769
- [6] Davis E J, Schweiger G 2002 The Air Borne Microparticle: Its Physics, Chemistry, Optics, and Transport Phenomena (Heidelberg: Springer) pp780–785
- Shvedov V G, Desyatnikov A S, Rode A V, Krolikowski
 W, Kivshar Y S 2009 Opt. Express 17 5743
- [8] Xin H B, Li X M, Li B J 2011 Opt. Express 19 17065
- [9] Xin H B, Bao D H, Zhong F, Li B J 2013 Laser Phys. Lett. 10 036004
- [10] Zhang Z G, Liu F R, Zhang Q C, Cheng T, Wu X P
 2014 Acta Phys. Sin. 63 028701 (in Chinese) [张志刚, 刘 丰瑞, 张青川, 程腾, 伍小平 2014 物理学报 63 028701]
- [11] Gong L, Liu W W, Zhao Q, Ren Y X, Qiu X Z, Zhong M C, Li Y M 2016 Sci. Rep. 6 29001
- [12] Zhang Z, Zhang P, Mills M, Chen Z G, Christodoulides D N, Liu J J 2013 Chin. Opt. Lett. 11 033502
- [13] Du X L, Yin Y L, Zheng G J, Guo C X, Sun Y, Zhou Z N, Bai S J, Wang H L, Xia Y, Yin J P 2014 Opt. Commun. 332 179
- [14] Wang Z Z, Ren R M, Xia M, Xia Y, Yin Y L, Yin J P 2017 Las. Optoelect. Prog. 54 071901 (in Chinese) [王志章, 任瑞敏, 夏梦, 夏勇, 尹亚玲, 印建平 2017 激光与光电子学进展 54 071901]
- [15] Lewittes M, Arnold S, Oster G 1982 Appl. Phys. Lett.
 40 455
- [16] Shvedov V G, Rode A V, Izdebskaya Y V, Desyatnikov A S, Krolikowski W, Kivshar Y S 2010 *Phys. Rev. Lett.* 105 118103
- [17] Desyatnikov A S, Shvedov V G, Rode V A, Krolikowski
 W, Kivshar Y S 2009 *Opt. Express* 17 8201

Trapping and guiding of large-size particles in hollow beams produced by nonlinear crystals^{*}

Ning Xiao-Long Wang Zhi-Zhang Pei Chun-Ying Yin Ya-Ling[†]

(School of Physics and Materials Science, State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

(Received 7 July 2017; revised manuscript received 21 September 2017)

Abstract

Since 1970, the trapping of the small objects in space by optical radiation pressure, such as nano particles and other atomic living cells, has been successfully developed and used in the applied physics, life sciences and other fields. As the optical radiation pressure is very weak, the use of radiation pressure on the particle will be strictly limited by the particle size. Also, the manipulated particles can move particle with only hundreds of microns. Therefore, it is not suitable for trapping and long-distance transporting particles with large size (micron). In recent years, with the development of the manipulation technology for large particles, a new control force-photophotetic force has gradually entered into people's vision field. Compared with the optical radiation pressure, the photophoretic force is much large under the same light intensity. Therefore, the photophoretic force makes it possible to manipulate and trap the large particles. With the development of laser beam-shaping technology, the species of laser beams become more and more abundant, which makes it more attractive to study particle manipulation based on the photophoretic force. For example, a hollow beam is used to capture and guide carbon nanoclusters in the air. A tapered optical fiber is used to trap, migrate and separate SiO₂ particles. A Bessel Gaussian beam is used to trap and manipulate magnetic particles. An airy beam is used to trap glass carbon particles of absorption type. In this paper, a trapping and guiding scheme for large-size particles by using the photophoretic force of the hollow beams generated by nonlinear ZnSe crystals is proposed and analyzed theoretically. Our calculated results can be concluded as follows. 1) For the cases of two-dimensional particle trapping and one-dimensional particle guiding using a hollow beam generated by a single nonlinear ZnSe crystal, the magnitude of the longitudianl optical force is proportional to the ratio between particle size and hollow beam size to the fourth power and is proportional to the power of the hollow beam, and the direction is the same as that of the beam propagation. The closer to the hollow beam size the particle size, the greater the transverse optical force is. The results show that the photophoretic force can achieve the two-dimensional trapping of large-size particles, and a long distance (in a meter region) guiding. 2) For the case of three-dimensional particle trapping using a localized hollow beam generated by two nonlinear ZnSe crystals, the dependence of transverse photophoretic forceand that of longitudinal photophoretic force on the system parameters are similar to the scenario for the particles trapping in the hollow beam produced by a single nonlinear crystal. The difference is that under this condition, the direction of the longitudinal photophoretic force points to the center of the beam. So this scheme can achieve the effective three-dimensional trapping of large-size particles. Above all, the hollow beams generated by nonlinear ZnSe crystals can be used as an effective noncontact controlling tool for large-size particels, and might have potential applications in modern optics and biomedicine.

Keywords: photophoretic force, particle trapping, particle guiding, hollow beamPACS: 87.80.Cc, 42.50.Wk, 42.62.-bDOI: 10.7498/aps.67.20171571

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274114, 11374100) and the National Science Foundation of Shanghai Municipality, China (Grant No. 17ZR1443000).

 $[\]dagger$ Corresponding author. E-mail:
 <code>ylyin@phy.ecnu.edu.cn</code>