聚焦双环完美涡旋光束对瑞利微粒的俘获*

师鹏博# 杨晨#† 尹晓金 王洁

(太原科技大学应用科学学院,山西省光场调控与融合应用技术创新中心,太原 030024)

(2024年12月25日收到; 2025年2月6日收到修改稿)

双环完美涡旋光束 (double-ring perfect vortex beam, DR-PVB) 是由两个同心的完美涡旋光束 (perfect vortex beam, PVB) 叠加而成,本文研究了 DR-PVB 在源平面的光强和相位分布及经过 ABCD 光学系统聚焦 后的光强分布,通过数值模拟可知聚焦后的 DR-PVB 产生的光斑数是两束 PVB 的拓扑荷之差绝对值的倍数. 在此基础上,分析了聚焦 DR-PVB 对瑞利微粒的光辐射力,研究表明聚焦后的 DR-PVB 可以同时俘获高折 射率微粒和低折射率微粒.此外,改变 DR-PVB 的半径引起的光强分布的变化将导致光束对高低折射率粒子 的俘获性能改变,且俘获数量也会发生变化,因此实际中可根据主要俘获对象来对光束半径组合进行灵活调整.最后对微粒整体的受力进行分析,并以此为依据判断微粒俘获的尺寸范围及俘获稳定性.这一工作的结果为光学操纵领域提供了潜在的应用价值.

关键词:完美涡旋光束,光镊技术,阵列光束,光辐射力 PACS: 87.80.Cc, 42.50.Wk, 42.60.Jf CSTR: 32037.14.aps.74.20241768

DOI: 10.7498/aps.74.20241768

1 引 言

自 1986 年 Ashkin 等^[1] 首次利用单光束捕获 微米级粒子以来,光镊技术因具有非接触、非侵入 和低损伤的特点,在众多学科中得到了广泛的应 用^[2-4].伴随着结构光场的兴起,光束对粒子的俘获 变得多样化^[5-8].除此之外,微粒在光束作用下还会 产生一些动态行为,主要是光致旋转^[9-11]. 2003 年, Grier^[12] 开辟了涡旋光束在光学俘获中的研究,实 现单光束横向光阱阵列等微纳操作.涡旋光束具有 螺旋波前相位,是一种携带轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM)的结构光束,涡旋光 束与介电粒子相互作用时能够将 OAM 传递给微 粒,常见的涡旋光束有拉盖尔-高斯光束^[13]、贝塞尔 光束^[14]等.但涡旋光束的环半径会随着拓扑荷的 增大而增大,这将在一定程度上限制高阶涡旋光束 在光学操纵中的应用.

为了改善这一情况,在 2013 年,Ostrovsky 等^[15] 提出"完美涡旋光束 (perfect vortex beam, PVB)" 的概念,其光束尺寸与拓扑电荷相互独立,具有在 较大拓扑荷时也能保持较小的光束尺寸的特性.近 年来该光束的产生方法及在光场调控与应用等方 面的研究发展迅速.截至目前,PVB 的产生方法包 括贝塞尔光束的傅里叶变换法^[16]、数字微镜器件 法^[17] 以及超表面法^[18]等.光场调控方面,2017 年, Ma 等^[19] 提出了一种新的方法,利用两个同心的光 学涡旋阵列叠加的方式,制作出可调圆形光学涡旋 阵列,实现了完美涡旋中心亮环半径的自由调控. 2024 年,Das 等^[20] 通过数值模拟发现在光束宽度 和光束半径不变的情况下,改变拓扑荷,复合完美 涡旋光束分裂成两个完全独立的完美涡旋,且分裂

© 2025 中国物理学会 Chinese Physical Society

 ^{*} 国家自然科学基金青年基金(批准号: 62305238)、山西省基础研究计划(批准号: 202103021223299)、太原科技大学博士科研启动金(批准号: 20202014, 20202064, 20222009, 20222054)和太原科技大学研究生教育创新项目(批准号: SY2023056)资助的课题.
 # 同等贡献作者.

[†] 通信作者. E-mail: 2020012@tyust.edu.cn

点的轴间间距相同.应用方面,2015年,Chen等^[21] 在实验上产生了PVB,并成功捕获并驱动微粒转动.2017年,Tkachenko等^[22]产生了分数阶完美 涡旋光束,并实现了微粒的捕获与翻转.2018年, Liang等^[23]利用高阶准贝塞尔光束的傅里叶变换 产生的准完美涡旋光束,在紧密聚焦条件下实现了 对大尺寸低折射率微粒的捕获和旋转.2024年, Wang等^[24]通过建立海洋湍流中完美涡旋光束与 贝塞尔-高斯光束的传播模型,证明了完美涡旋光 束对改善通信质量的有效性.

采用 PVB 捕获粒子时,实验对象多是高折射 率微粒^[25,26],由 PVB 的光强分布可知,只有在中 心暗斑半径非常小的情况下,才能捕获低折射率粒 子,限制了其在光镊中的应用,而双环完美涡旋光 束 (double-ring perfect vortex beam, DR-PVB) 是由两束不同半径的 PVB 同轴叠加形成,在捕获 高折射率微粒的同时,对低折射率微粒的俘获效果 也显著增强,在光镊领域具有潜在的应用价值.本 文以 DR-PVB 为基础,并基于柯林斯公式和惠更 斯-菲涅耳衍射理论推导出 DR-PVB 在经过 ABCD 光学系统聚焦后的光强分布的解析表达式,数值模 拟了该光束对高、低折射率微粒的辐射力,并研究 光束对微粒的俘获情况.最后,讨论了俘获稳定性 的条件.与贝塞尔光束^[27]、艾里光束^[28,29]相比较,聚 焦 DR-PVB 的光强分布可以通过该变两束 PVB 的拓扑荷来进行调控,从而实现在对多个微粒同时 稳定俘获时的多样性和可能性.

2 理论分析

PVB 在源平面 (z = 0) 处的电场表达式如下 ^[30]: $E_0(r,\varphi,0) = A_0 i^{m-1} \exp(im\varphi) \exp\left(-\frac{r^2 + R^2}{w_0^2}\right)$

$$\times \mathbf{I}_m \left(2Rr/w_0^2 \right), \tag{1}$$

其中, r 是径向坐标, φ 是方位角, A_0 是振幅常数, m 和 R 是光束的拓扑荷及光束半径, w_0 是 PVB 的半环宽, 光束亮环的宽度为 $2w_0$, $I_m(\cdot)$ 是第一类 修正贝塞尔函数.

图 1 所示为 PVB 在源平面处的光强分布和相位分布图, 其中 A₀ = 30 V/µm, w₀ = 100 µm. 从



图 1 PVB 在源平面处的光强分布图和相位分布图 (a1), (a2) $R = 600 \mu m$, m = -5; (b1), (b2) $R = 600 \mu m$, m = 5; (c1), (c2) $R = 800 \mu m$, m = 3; (d1), (d2) $R = 800 \mu m$, m = 5. 其余参数为 $A_0 = 30 \text{ V/}\mu m$, $w_0 = 100 \mu m$

Fig. 1. Intensity distribution and phase distribution of PVB at the source plane: (a1), (a2) $R = 600 \ \mu\text{m}$, m = -5; (b1), (b2) $R = 600 \ \mu\text{m}$, m = 5; (c1), (c2) $R = 800 \ \mu\text{m}$, m = 3; (d1), (d2) $R = 800 \ \mu\text{m}$, m = 5. The rest of the parameters are $A_0 = 30 \ \text{V/}\mu\text{m}$, $w_0 = 100 \ \mu\text{m}$.

图 1 可以看出, PVB 和涡旋光束一样呈暗中空结构, 且相位分布同样呈螺旋状分布; *R* = 600 μm时, 相反拓扑荷的 PVB 具有相同的光强分布和相差 π 的位相分布; *R* = 800 μm时, 改变光束拓扑荷 *m*, PVB 的光束尺寸不变, 这一点与传统涡旋光束不同^[15].

当两束参数不同 (m, R 各不相同)的 PVB 同 轴叠加, 形成的 DR-PVB 在源平面处的表达式为

$$E_{0}(r_{0},\varphi_{0},0) = A_{0}i^{m_{1}-1}\exp\left(im_{1}\varphi\right)\exp\left(-\frac{r^{2}+R_{1}^{2}}{w_{0}^{2}}\right) \\ \times I_{m_{1}}\left(2R_{1}r/w_{0}^{2}\right) + A_{0}i^{m_{2}-1}\exp\left(im_{2}\varphi\right) \\ \times \exp\left(-\frac{r^{2}+R_{2}^{2}}{w_{0}^{2}}\right)I_{m_{2}}\left(\frac{2R_{2}r}{w_{0}^{2}}\right).$$
(2)

将图 1(a1) 和 (d1), (a2) 和 (d2) 同轴叠加在 一起时,其在源平面处的光强分布图和相位分布如 图 2 所示,当两束光的半径相差不多之时,会相互 影响,因两束完美涡旋光束拓扑荷值相反,会形成 明暗交替的结构,形成的空洞数目为两束光束的拓 扑荷差值的绝对值,这与之前的研究结论一致^[19]. 相位因子 exp(im₁φ) 和 exp(im₂φ) 决定了 DR-PVB 的相位为螺旋状分布. 光束通过一个焦距为 f 的薄透镜进行聚焦, 再 照射载玻片上的微粒, 对目标微粒在液体中进行光 学俘获. 该系统的 ABCD 矩阵可表示为

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}$$
$$= \begin{bmatrix} -z_1/f & z_1 + f \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}.$$
(3)

其中, $z = z_1 + f$ 表示传播距离, 用 z_1 来表示微粒 相对于焦平面的位置, 当 $z_1 < 0$ 时, 微粒位于焦平 面上侧, 反之, 当 $z_1 > 0$ 时, 微粒位于焦平面下侧.

图 3 所示为本文所采用的光学系统的示意图 及微粒经过光束照射后的受力分析图 (右下),其中 透镜焦距 *f* = 5 mm.

将图 2 中的 DR-PVB 与图 1 中的 PVB 做对 比,可以发现 DR-PVB 在选取合适的半径范围及 拓扑荷时,光强分布存在多个暗斑,这为多个低折 射率粒子的俘获提供了可能性,而 PVB 只有中心 处才有俘获低折射率微粒的可能性.

根据柯林斯公式,通过近轴 ABCD 光学系统 后的双环完美涡旋光束的电场复振幅表达式由 (4)式给出^[31]:



图 2 DR-PVB 在源平面处 (z = 0) 的光强分布图和相位分布图 (a), (b) $R_1 = 600 \ \mu\text{m}, m_1 = -5; R_2 = 800 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c), (d) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}, m_1 = -5; R_2 = 800 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c), (d) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}, m_1 = -5; R_2 = 800 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c), (d) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}, m_1 = -5; R_2 = 800 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c), (d) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}, m_1 = -5; R_2 = 800 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c), (d) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c), (d) $R_2 = 500 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c), (d) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c), (d) $R_2 = 500 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c), (d) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c), (d) $R_2 = 500 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (e) $R_2 = 800 \ \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (c)

Fig. 2. Intensity distribution and phase distribution of DR-PVB at the source plane (z = 0): (a), (b) $R_1 = 600 \ \mu\text{m}$, $m_1 = -5$; $R_2 = 800 \ \mu\text{m}$, $m_2 = 5$; (c), (d) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}$, $m_1 = -5$; $R_2 = 800 \ \mu\text{m}$, $m_2 = 5$. The rest of the parameters are the same as in Fig. 1.

$$E(r,\varphi,z) = -\frac{ik_0}{2\pi B} \exp(ik_0 z) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_0(r_0,\varphi_0,0) \\ \times \exp\left\{\frac{ik_0}{2B} \left[Ar_0^2 + Dr^2 - 2r_0 r \cos(\varphi_0 - \varphi)\right]\right\} r_0 dr_0 d\varphi_0,$$
(4)

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为光束波数, λ_0 为光束在真空中的波长, A, B, C, D 为矩阵元素. 利用以下积分^[32]:

$$\int_{0}^{2\pi} \exp\left[-ir\cos\left(\phi - \phi_{0}\right)\right] \exp\left(il\phi_{0}\right) d\phi_{0} = 2\pi \left(-i\right)^{l} J_{l}(r) \exp\left(il\phi\right),$$
(5)

$$\int_0^\infty r \exp\left(-ar^2\right) \mathbf{I}_m\left(br\right) \mathbf{J}_m\left(cr\right) \mathrm{d}r = \frac{1}{2a} \exp\left(\frac{b^2 - c^2}{4a}\right) \mathbf{J}_m\left(\frac{bc}{2a}\right).$$
(6)

将(2)式、(3)式代入(4)式中:

$$E(r,\varphi,z) = (-1)^{m_1} i^{2m_1-1} A_0 \left(-\frac{ik}{2BM} \right) \exp\left(\frac{ik_0 Dr^2}{2B} \right) \exp\left(\frac{R_1^2}{Mw_0^4} \right) \exp\left(-\frac{k_0^2 r^2}{4MB^2} \right) J_{m_1} \left(\frac{R_1 k_0 r}{Mw_0^2 B} \right) \\ \times \exp\left(im_1 \varphi \right) \exp\left(ikz - \frac{R_1^2}{w_0^2} \right) + (-1)^{m_2} i^{2m_2-1} A_0 \left(-\frac{ik}{2BM} \right) \exp\left(\frac{ik_0 Dr^2}{2B} \right) \exp\left(\frac{R_2^2}{Mw_0^4} \right) \\ \times \exp\left(-\frac{k_0^2 r^2}{4MB^2} \right) J_{m_2} \left(\frac{R_2 k_0 r}{Mw_0^2 B} \right) \exp\left(im_2 \varphi \right) \exp\left(ikz - \frac{R_2^2}{w_0^2} \right).$$
(7)

(7) 式 即 为 推 导 出 的 DR-PVB 经 过 近 轴 *ABCD* 光学系统后的场分布表达式.其中, *M* = $\frac{1}{w_0^2} - \frac{ikA}{2B}$, J_m(·) 是第一类 *m* 阶贝塞尔函数.

通过电场与光强的关系,可得 DR-PVB 通过 近轴 ABCD 光学系统后的光强表达式.

经过数值模拟, 得到 DR-PVB 在焦平面处的 光强分布图, 如图 4 所示, 图中参数 $\lambda_0 = 0.6328 \mu m$, f = 5 mm, 其余参数与图 2 相同. 从图 4 可以看 出, DR-PVB 在焦平面处的光强分布具有对称性,





Fig. 3. System device diagram and particle force analysis diagram (lower right).

且整体光强可以划分为多圈,这一分布与两束贝塞 尔-高斯光束干涉后的分布情况相同,每一圈的亮 光斑数为两束 PVB 的拓扑荷差值的绝对值.根据 俘获理论^[33],即高折射率微粒将被俘获在光强极 大值处,低折射率微粒则被俘获在光强极小值处, 由此猜测该光束有可能同时俘获多个微粒.

3 聚焦 DR-PVB 对瑞利微粒的俘获

当微粒位于光场中时, 会受到光辐射力的影响. 当微粒的半径符合瑞利散射模型的条件时 (*a* < λ₀/20), 可以采用瑞利散射模型来分析微粒在焦平 面处所受到的光辐射力, 瑞利微粒受到的光辐射力 分为梯度力和散射力两种^[34]:

$$F_{\text{Grad}} = \frac{2\pi n_{\text{m}} a^3}{c} \left(\frac{n_{\text{r}}^2 - 1}{n_{\text{r}}^2 + 2} \right) \nabla I\left(r, \varphi, z\right), \quad (8)$$

$$\mathbf{F}_{\text{Scat}} = \boldsymbol{e}_{z} \frac{128 n_{\text{m}} \pi^{5} a^{6}}{3c \lambda^{4}} \left(\frac{n_{\text{r}}^{2} - 1}{n_{\text{r}}^{2} + 2}\right)^{2} I\left(r, \varphi, z\right), \quad (9)$$

式中, e_z 是光在 z 轴传播方向上的单位矢量, a 是 粒子半径, c 是真空中的光速, $\lambda = \lambda_0/n_{\rm m}$ 是光在 介质中传播的波长, λ_0 是光在真空中的波长, $n_{\rm r} = n_{\rm p}/n_{\rm m}$ 是相对折射率, $n_{\rm m}$ 是介质折射率, $n_{\rm p}$ 是瑞利 微粒的折射率, 当瑞利微粒的折射率小于介质的折 射率时, 即 $n_{\rm r} < 1$, 为低折射率粒子, 反之, 为高折 射率粒子.



图 4 DR-PVB 在焦平面处的光强分布, $f = 5 \text{ mm}, \lambda_0 = 0.6328 \mu\text{m}$ (a) $R_1 = 600 \mu\text{m}, m_1 = -5; R_2 = 800 \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (b) $R_1 = 500 \mu\text{m}, m_1 = -5; R_2 = 800 \mu\text{m}, m_2 = 5$ Fig. 4. Intensity distribution of DR-PVB at the focal plane, $f = 5 \text{ mm}, \lambda_0 = 0.6328 \mu\text{m}$: (a) $R_1 = 600 \mu\text{m}, m_1 = -5; R_2 = 800 \mu\text{m}, m_2 = 5;$ (b) $R_1 = 500 \mu\text{m}, m_1 = -5; R_2 = 800 \mu\text{m}, m_2 = 5.$

从 (8) 式可知, 梯度力与光强梯度 $\nabla I(r, \varphi, z)$ 成正比, 方向与光强梯度变化方向一致, 因此在光 强迅速变化的位置, 其受到的梯度力也会大幅增 大; 此外, 梯度力还与 a^3 成正比, 微粒半径越大, 其所受的梯度力也越大. 梯度力 F_{Grad} 分为横向梯 度力 (*x*-*y* 平面的 $F_{\text{Grad},x}$ 和 $F_{\text{Grad},y}$) 和轴向梯度力 ($F_{\text{Grad},z}$) 两个部分. 由 (9) 式可知, 散射力与光强 $I(r, \varphi, z)$ 成正比, 且方向与光的传播方向一致; 此 外, 散射力还与 a^6 成正比. 辐射力的正负号代表力 的方向.

3.1 对高折射率微粒的俘获

在计算聚焦 DR-PVB 对高折射率微粒的俘获 过程中,参数 $n_{\rm m} = 1.332$ (水), $n_{\rm p} = 1.592$ (玻璃), 粒子半径 a = 5 nm,其余参数与图 4 相同,将其代 入到 (8) 式、(9) 式中,得到高折射率微粒所受到的 横向梯度力如图 5 所示.



图 5 聚焦 DR-PVB 对高折射率微粒在 *x-y* 平面的光辐射 力分布,箭头表示 $F_{\text{Grad},x}$ 和 $F_{\text{Grad},y}$ 合力的方向,背景为焦平 面处的光强分布, $n_{\text{m}} = 1.332$, $n_{\text{p}} = 1.592$, a = 5 nm (a) $R_1 = 600 \, \mu\text{m}$, $R_2 = 800 \, \mu\text{m}$; (b) $R_1 = 500 \, \mu\text{m}$, $R_2 = 800 \, \mu\text{m}$; 其 余参数与图 4 相同

Fig. 5. Distribution of optical radiation force in the x-y plane for high refractive index particles by focused DR-PVB, the arrows indicate the direction of the combined $F_{\text{Grad},x}$ and $F_{\text{Grad},y}$, and the background is the intensity distribution at the focal plane, $n_{\rm m} = 1.332$, $n_{\rm p} = 1.592$, a = 5 nm: (a) $R_1 = 600$ µm, $R_2 = 800$ µm; (b) $R_1 = 500$ µm, $R_2 = 800$ µm; the rest of the parameters are the same as in Fig. 4.

图 5 中背景部分为 DR-PVB 在焦平面处的光 强分布, 白线代表高折射率瑞利微粒所受到的横向 梯度力 F_{Grad,x}和 F_{Grad,y}的合力,箭头方向为力的 方向. 从图 5 可知, 经薄透镜聚焦后的 DR-PVB 的 光强分布仍具有对称性, 根据箭头指向可知在 x-y 平面, 有多个位置合力指向光强极大值处. 光强极 大值的位置可根据光强值分为多组. 对其进行具体 分析, 图 5 中具有光强极大值位置如表 1 所示.

接下来通过分析光辐射力的大小及方向验证 这些 *x-y* 平面的点能否稳定俘获高折射率微粒,取 表 1 中的每组光强极大值位置之一绘制力的折线 图,如图 6 所示. 以图 5(a) 中 (0, 4.286, 0) 这一点进

行分析,其在该点附近所受到的光辐射力 FGrad x 与 F_{Grad,y} 如图 6(a), (b) 黑线所示. 对 x 轴方向所 受辐射力 $F_{\text{Grad},x}$ 进行分析, 当微粒位于 x > 0 的 位置时, 其受到的 FGrad.x 为正值, 梯度力会将微粒 推向 x = 0 处; 同理, 当微粒位于 x < 0 的位置时, 其受到的 FGrad x 为负值, 梯度力同样会将微粒推 向 x = 0 处. 因此高折射率微粒会在 x 轴方向上被 俘获在 x = 0 处. 根据以上原理同样对 y 轴所受到

的光辐射力 FGrad. y进行分析,同样可以得到高折 射率微粒可以被俘获在 y = 4.286 处. 经过对其余 点进行相同的分析,发现其余点均能在 x-y 平面的 相应位置俘获高折射率微粒. 接下来, 将在 z 轴方 向上, 对高折射率粒子所受轴向辐射力进行分析. 以表1每组光强极大值所在位置中的一个为例,绘 制 z 轴方向光辐射力的折线图, 如图 7 所示. 微粒 在 z 轴方向上受到的光辐射力包括轴向梯度力

8.27

10

10

图 5 中光强极大值位置 表 1

Table 1.Location of light intensity maxima in Fig. 5.					
不同R组合	焦平面处光强极大值位置				
$R_1 = 600 \ \mu m, R_2 = 800 \ \mu m$	第1组	$(0, \pm 4.286, 0), (\pm 2.519, \pm 3.467, 0), (\pm 4.076, \pm 1.324, 0)$			
	第2组	$(\pm 1.898, \pm 5.843, 0), (\pm 4.97, \pm 3.611, 0), (\pm 6.144, 0, 0)$			
	第3组	$(\pm 2.69, \pm 8.27, 0), (\pm 7.043, \pm 5.117, 0), (\pm 8.706, 0, 0)$			
$R_1 = 500 \ \mu { m m}, \ R_2 = 800 \ \mu { m m}$	第1组	$(0, \pm 4.244, 0), (\pm 2.494, \pm 3.433, 0), (\pm 4.036, \pm 1.311, 0)$			
	第2组	$(\pm 1.996, \pm 6.145, 0), (\pm 5.227, \pm 3.798, 0), (\pm 6.461, 0, 0)$			
	第3组	$(0, \pm 8.160, 0), (\pm 4.796, \pm 6.601, 0), (\pm 7.760, \pm 2.521, 0)$			
	第4组	$(\pm 2.839, \pm 8.740, 0), (\pm 7.435, \pm 5.401, 0), (\pm 9.190, 0, 0)$			
	第5组	$(0, \pm 10.658, 0), (\pm 10.136, \pm 3.293, 0), (\pm 6.264, \pm 8.622, 0)$			



图 6 微粒在不同光强极大值位置处受到的光辐射力随 x 轴或 y 轴的变化图 (a), (b) R₁ = 600 µm, R₂ = 800 µm; (c), (d) R₁ = 500 µm, $R_2 = 800 \, \mu m$,其余参数与图 5 相同

Fig. 6. Plots of the variation of the optical radiative force received by the particles at the positions of different light intensity maxima with the x-axis or y-axis: (a), (b) $R_1 = 600 \ \mu m$, $R_2 = 800 \ \mu m$; (c), (d) $R_1 = 500 \ \mu m$, $R_2 = 800 \ \mu m$, and the rest of the parameters ers are the same as in Fig. 5.



图 7 微粒在点附近受到的 z 轴方向光辐射力 F_z ($F_{\text{Grad},z}$ - F_{scat}) 随 z 轴坐标的变化 (a) $R_1 = 600 \, \mu\text{m}, R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (b) $R_1 = 500 \, \mu\text{m}, R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (b) $R_1 = 500 \, \mu\text{m}, R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_1 = 500 \, \mu\text{m}, R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_1 = 500 \, \mu\text{m}, R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_1 = 500 \, \mu\text{m};$ (c) $R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_1 = 500 \, \mu\text{m};$ (c) $R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_1 = 500 \, \mu\text{m};$ (c) $R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_1 = 500 \, \mu\text{m};$ (c) $R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_2 = 800 \, \mu\text{m};$ (c) $R_1 = 500 \, \mu\text{m};$ (c) $R_2 = 800 \, \mu\text{m};$

Fig. 7. Variation of z-axis oriented optical radiation force F_z ($F_{\text{Grad},z}$ - F_{scat}) with z-axis coordinates for particles near the point: (a) $R_1 = 600 \text{ } \mu\text{m}$, $R_2 = 800 \text{ } \mu\text{m}$; (b) $R_1 = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $R_2 = 800 \text{ } \mu\text{m}$, and the rest of the parameters are the same as in Fig. 5.

Table 2. Capture positions of high refractive index particles by focused DR-PVB for different R combinations.				
不同 <i>R</i> 组合		稳定俘获位置		
$R_1 = 600 \ \mu m, R_2 = 800 \ \mu m$	第1组	$(0, \pm 4.286, -0.502) (\pm 2.519, \pm 3.467, -0.502) (\pm 4.076, \pm 1.324, -0.502)$		
	第2组	$(\pm 1.898, \pm 5.843, -0.427) \ (\pm 4.97, \pm 3.611, -0.427) \ (\pm 6.144, \ 0, -0.427)$		
	第3组	$(\pm 2.69, \pm 8.27, -0.745)$ $(\pm 7.043, \pm 5.117, -0.745)$ $(\pm 8.706, 0, -0.745)$		
$R_1 = 500 \ \mu m, R_2 = 800 \ \mu m$	第1组	$(0,\pm 4.244,-0.346)(\pm 2.49,\pm 3.43,-0.346)(\pm 4.03,\pm 1.31,-0.346)$		
	第2组	$(\pm 1.99, \pm 6.14, -0.308) \ (\pm 5.22, \pm 3.79, -0.308) \ (\pm 6.46, 0, -0.308)$		
	第3组	$(0,\pm 8.160,-0.2)~(\pm 4.796,\pm 6.601,-0.2)~(\pm 7.760,\pm 2.521,-0.2)$		
	第4组	$(0,\pm 10.658,-0.37)\;(\pm 10.136,\pm 3.293,-0.37)\;(\pm 6.264,\pm 8.622,-0.37)$		

表 2 不同 R 组合情况下聚焦 DR-PVB 对高折射率粒子的俘获位置

 $F_{\text{Grad},z}$ 和散射力 F_{scat} 两部分, 当微粒在 z 轴正方 向和 z 轴负方向受到的合力均指向同一位置时, 微 粒可以在 z 轴上被稳定俘获在焦平面处. 以点 (0, 4.286,0) 具体分析, 微粒在该位置附近所受到的轴 向光辐射力如图 7(a) 中黑线所示: 因该点位置处 光强为极大值,因此其散射力的值也偏大,会导致 合力为 0 的点不在 $z_1 = 0$ 处, z 轴方向稳定俘获 的点可能会发生偏移,经计算, z轴方向上合力 $F_{\text{Grad},z} - F_{\text{scat}} = 0$ 的点为 $z_1 = -0.502$.在 z 轴负方 向, 微粒所受到的光辐射力为正值, 即将粒子推向 $z_1 = -0.502$ 处; 在 z 轴正方向, 微粒所受的光辐射 力为负值,同样会将粒子推向 $z_1 = -0.502$ 处,因 此,高折射率微粒在(0,4.286,-0.502)处能被稳定 俘获.由于光强分布的对称性,所以高折射率微粒 在 (0, -4.286, -0.502) 处同样可以被稳定俘获. 如 图 7(b) 绿线所示的点 (2.840, 8.741, 0), 该点附近 合力为 0 的点为 $z_1 = -6.211$ 处, 捕获位置已严重 偏离焦点附近,因此在焦平面附近该点处不能稳定 俘获高折射率微粒. 经过对其余点进行相同的分 析,发现其余点均能在z方向稳定俘获高折射率微 粒,不同半径情况下对高折射率粒子的俘获情况如

表2所示.

3.2 对低折射率微粒的俘获

在计算聚焦 DR-PVB 对低折射率微粒的俘获 过程中,图中参数为 $n_{\rm m} = 1.332$ (水), $n_{\rm p} = 1$ (气泡), 粒子半径 a = 5 nm, 经过数值模拟,得到低折射率 微粒所受到的横向梯度力如图 8 所示.

根据图 8 中箭头指向可知在 x-y平面, 有多个 位置合力指向光强极小值处, 同样可根据光强值分 为多组, 图 8 中具有光强极小值的位置如表 3 所 示. 接下来将采用与高折射率微粒相同的分析方法 验证 x-y平面的这些点能否稳定俘获低折射率微 粒, 以图 8(a) 中点 (1.415, 4.357, 0) 为例, 微粒在 该点附近受到的 x轴方向的光辐射力 $F_{\text{Grad},x}$ 和 y轴方向的光辐射力 $F_{\text{Grad},y}$ 如图 9(a), (b) 中黑线 所示, 同样可知低折射率微粒可在 x轴方向上被俘 获在 x = 1.415 处, y轴方向上被俘获在 y = 4.357处. 由于光强分布的对称性, 故 (±1.415, ±4.357, 0) 处也可以稳定俘获低折射率粒子. 经过对其余点进 行分析, 发现均能稳定俘获低折射率粒子.



图 8 聚焦 DR-PVB 对低折射率微粒在 *x-y* 平面的光辐射力分布, *n*_p = 1, *n*_m = 1.332, *a* = 5 nm (a) *R*₁ = 600 μm, *R*₂ = 800 μm; (b) *R*₁ = 500 μm, *R*₂ = 800 μm; 其余参数与图 4 相同

Fig. 8. Distribution of optical radiation force in the *x-y* plane for low refractive index particles by focused DR-PVB, $n_{\rm p} = 1$, $n_{\rm m} = 1.332$, a = 5 nm: (a) $R_1 = 600 \ \mu\text{m}$, $R_2 = 800 \ \mu\text{m}$; (b) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}$, $R_2 = 800 \ \mu\text{m}$; the rest of the parameters are the same as in Fig. 4. 表 3 图 8 中光强极小值位置

Tab	le 3. Location of	light intensity minima in Fig. 8.			
不同R组合	焦平面处光强极小值位置				
$R_1 = 600 \ \mu m, R_2 = 800 \ \mu m$	第1组	$(\pm 1.415, \pm 4.357, 0), (\pm 3.706, \pm 2.693, 0), (\pm 4.581, 0, 0)$			
	第1组 $(\pm 1.505, \pm 4.634, 0) (\pm 3.942, \pm 2.864, 0) (\pm 4.872, 0, 0)$				
$B_1 = 500 \text{ um}$ $B_2 = 800 \text{ um}$	第2组	第2组 $(0, \pm 6.731, 0) (\pm 3.956, \pm 5.445, 0) (\pm 6.401, \pm 2.08, 0)$			
$n_1 = 500 \mu m, n_2 = 500 \mu m$	第3组	第3组 $(\pm 2.545, \pm 7.833, 0) (\pm 6.663, \pm 4.840, 0) (\pm 8.236, 0, 0)$			
	第4组	$(0, \pm 9.427, 0)$ $(\pm 5.541, \pm 7.627, 0)$ $(\pm 8.966, \pm 2.913, 0)$			
Z_{i}^{20} Z_{i}^{3} $Z_{$	(x, 4.357, 0)	$ \begin{array}{c} 6 \\ 6 \\ 4 \\ 2 \\ -2 \\ -4 \\ -6 \\ -10 \\ -10 \\ -5 \\ 0 \\ -10 \\ -5 \\ -5 \\ -10 \\ -5 \\ -5 \\ -10 \\ -5 \\ -5 \\ -10 \\ -5 \\ -5 \\ -5 \\ -5 \\ -5 \\ -5 \\ -5 \\ -$			
$(x, 4.634, 0)$ $\cdots (x, 7.833, 0)$	(x, 6.731, 0) (x, 9.427, 0)	(1.506, y, 0)(0, y, 0) $(0, y, 0)$ 10			
$Z_{L}^{a} = \begin{pmatrix} c \\ c$		$ \begin{array}{c} $			
$x/\mu{ m m}$		$y/\mu{ m m}$			

图 9 微粒在光强极小值位置处受到的光辐射力随 *x* 轴或 *y* 轴的变化图 (a), (b) *R*₁ = 600 μm, *R*₂ = 800 μm; (c), (d) *R*₁ = 500 μm, *R*₂ = 800 μm, 其余参数与图 8 相同

Fig. 9. Plots of the optical radiation force on particles at the position of the light intensity minima versus the x-axis or y-axis: (a), (b) $R_1 = 600 \ \mu\text{m}, R_2 = 800 \ \mu\text{m};$ (c), (d) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}, R_2 = 800 \ \mu\text{m},$ and the rest of the parameters are the same as in Fig. 8.



图 10 微粒在光强极小值点附近受到的光辐射力 F_z ($F_{\text{Grad},z} - F_{\text{scat}}$) 随 z 轴坐标的变化 (a) $R_1 = 600 \ \mu\text{m}, R_2 = 800 \ \mu\text{m};$ (b) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}, R_2 = 800 \ \mu\text{m}, \text{ 其余参数与图 8 相同}$

Fig. 10. Variation of z-axis-directed optical radiation F_z ($F_{\text{Grad},z} - F_{\text{scat}}$) received by particles near the point of light intensity minima with z-axis coordinates: (a) $R_1 = 600 \text{ }\mu\text{m}$, $R_2 = 800 \text{ }\mu\text{m}$; (b) $R_1 = 500 \text{ }\mu\text{m}$, $R_2 = 800 \text{ }\mu\text{m}$, and the rest of the parameters are the same as in Fig. 8.

表 4 不同 *R* 组合情况下聚焦 DR-PVB 对低折射率粒子的俘获情况 Table 4. Capture positons of low refractive index particles by focused DR-PVB for different *R* combinations.

不同R组合	不同R组合 稳定俘获位置		
$R_1 = 600 \ \mu m, R_2 = 800 \ \mu m$	第1组	$(\pm 1.415, \pm 4.357, 0) \ (\pm 3.706, \pm 2.693, 0) \ (\pm 4.581, 0, 0)$	
$R_1 = 500 \ \mu m, R_2 = 800 \ \mu m$	第1组	$(\pm 1.505, \pm 4.634, 0) \ (\pm 3.942, \pm 2.864, 0) \ (\pm 4.872, 0, 0)$	
	第2组	$(0,\pm 6.731,-0.005)\;(\pm 3.956,\pm 5.445,-0.005)\;(\pm 6.401,\pm 2.08,-0.005)$	
	第3组	$(\pm 2.545, \pm 7.833, -0.001)$ $(\pm 6.663, \pm 4.840, -0.001)$ $(\pm 8.236, 0, -0.001)$	
	第4组	$(0, \pm 9.427, 0) \ (\pm 5.541, \pm 7.627, 0) \ (\pm 8.966, \pm 2.913, 0)$	

接下来对微粒在 z 轴方向上的光辐射力进行 分析. 以表 3 中每组光强极小值所在位置中的一个 为例,绘制 z 轴方向光辐射力的折线图,如图 10 所 示. 以点 (1.415, 4.357, 0) 为例进行具体分析, 微 粒在该位置处受到的轴向光辐射力如图 10(a) 黑 线所示,由于该点处光强极小值对应的散射力相对 较小,导致微粒在 z 轴方向的光辐射力合力为 0 的 点仍为 $z_1 = 0$,所以低折射率微粒在(1.415, 4.357, 0) 处能被稳定俘获. 由于光强分布的对称性, 所以低 折射率微粒子在 (+1.415, +4.357, 0) 处同样能被 稳定俘获. 但图 10(b) 中点 (0, 6.731, 0) 及点 (2.545, 7.832,0) 与上述情况不同,光强虽为极小值,但其 合力为0的位置并非 $z_1 = 0$ 处, 而是 $z_1 = -0.005$ 与 $z_1 = -0.001$ 处. 因此微粒在 z 轴方向的俘获位 置可能会发生偏移,不同情况下的具体俘获位置如 表4所示.

4 判断俘获微粒尺寸范围

微粒能被三维稳定俘获的条件应满足多种要求: 首先, 需要满足 $F_{\text{Grad},z} > F_{\text{Scat}}$; 其次, 因微粒

在液体中会作无规则的布朗运动,因此梯度力要满 足克服布朗运动的影响. 布朗力被定义为 $F_{\rm B}$ = $(12\pi\eta ak_{\rm B}T)^{1/2}$,其中 $\eta = 7.997 \times 10^{-4}$ Pa·s 是水的 黏滞系数, a 是微粒半径, $k_{\rm B}$ 是玻尔兹曼常数, T =300 K 是温度. 经计算, 布朗力的量级在 10-3 pN 量级,相比于x方向和y方向的光辐射力,其对微 粒产生的作用可忽略不计;在 z 轴方向上,当微粒 尺寸缩小到一个临界值时,在布朗力(主要)与散 射力的共同作用下,不足以满足 $F_{\text{Grad},z} > F_{\text{B}}+$ F_{Scat} ,该临界值是能满足三维稳定俘获的微粒的最 小尺寸; 当微粒尺寸逐渐增大到一个临界值时, 在 布朗力与散射力 (主要)的共同作用下,不足以满 足 $F_{\text{Grad},z} > F_{\text{Scat}}$,此时该临界值则是能满足三维 稳定俘获的微粒的最大尺寸. 图 11 显示了在不同半 径组合的情况下,所能俘获的微粒的尺寸范围,曲 线表示的是 $(F_{\text{Grad},z \max} - F_{\text{B}} - F_{\text{Scat}})/F_{\text{Grad},z \max}$. 经验证,计算出的微粒的尺寸范围复合瑞利微粒的 定义标准. 基于此判断依据, 得到在不同半径组合 情况下得到的能俘获的微球的尺寸范围,在表5中 给出.



图 11 在不同 R 组合情况下,高 ($n_p = 1.592$)、低 ($n_p = 1$) 折射率粒子所受到的最大轴向梯度力 $F_{\text{Grad},z \max}$ 与其他力 ($F_{\text{B}}, F_{\text{Scat}}$) 的比值随粒子半径的变化图, $n_m = 1.332$ (a) $R_1 = 600 \ \mu\text{m}$, $R_2 = 800 \ \mu\text{m}$; (b) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}$, $R_2 = 800 \ \mu\text{m}$, 其余参数与图 4 相同 Fig. 11. Plots of the ratio of the maximum axial gradient force $F_{\text{Grad},z \max}$ to the other forces ($F_{\text{B}}, F_{\text{Scat}}$) with respect to the particle radius for high ($n_p = 1.592$) and low ($n_p = 1$) refractive index particles for different R combinations, $n_m = 1.332$: (a) $R_1 = 600 \ \mu\text{m}$, $R_2 = 800 \ \mu\text{m}$; (b) $R_1 = 500 \ \mu\text{m}$, $R_2 = 800 \ \mu\text{m}$, and the rest of the parameters are the same as in Fig. 4.

表 5 不同 R 组合情况下聚焦 DR-PVB 所能俘获微粒的尺寸范围 Table 5. Size range of particles captured by focused DR-PVB with different radius combinations.

不同半径组合对不同粒子的俘获半径范围	高折射率粒子	低折射率粒子
$R_1 = 600 \ \mu m, R_2 = 800 \ \mu m$	$0.44~{ m nm} < a < 22.07~{ m nm}$	$0.50~{ m nm} < a < 23.35~{ m nm}$
$R_1 = 500 \ \mu m, R_2 = 800 \ \mu m$	$0.47~{ m nm} < a < 23.53~{ m nm}$	$0.47~{\rm nm} < a < 22.68~{\rm nm}$

5 结 论

本文在惠更斯-菲涅耳原理的基础上,从理论 方面推导了 DR-PVB 通过薄透镜聚焦后的电场表 达式,并数值模拟了其光强分布.其次,根据微粒 的半径选择合适的光镊模型,对高低两种折射率的 微粒进行了研究,研究内容包括微粒在 x, y, z 三个 方向上受到的光辐射力及其俘获可能性分析,结果 表明,因 DR-PVB 在焦平面处的特殊光强分布,其 可以在焦平面处同时捕获高、低折射率两种微粒. 并通过对微粒的受力进行分析,得到了聚焦 DR-PVB所能俘获的高、低折射率微粒的尺寸范围.光 阱的数量和捕获位置可以根据光束参数 m和 R的 变化进行灵活调整,为多个光阱的产生提供了便 利,在实际应用中,可以根据不同的需求来确定不 同的光束参数,对目标微粒进行俘获.该工作中呈 现的结果为多个光阱的产生了更多的便利,为多微 粒俘获提供了可行性的证明,并使光学微操纵在生 物学及化学领域提供潜在的应用价值.

参考文献

[1] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, Chu S 1986 Opt.

Lett. **11** 288

- [2] Ciarlo A, Pastore R, Greco F, Sasso A, Pesce G 2023 Sci. Rep. 13 7408
- [3] Chen H C, Cheng C J 2022 Appl. Sci. 12 10244
- [4] Bustamante C J, Chemla Y R, Liu S, Wang M D 2021 Nat. Rev. Methods Primers 1 25
- [5] Anderegg L, Cheuk L W, Bao Y, Burchesky S, Ketterle W, Ni K K, Doyle J M 2019 *Science* 365 1156
- [6] Tian Y H, Wang L L, Duan G Y, Yu L 2021 Opt. Commun. 485 126712
- [7] Munoz-Perez F M, Ferrando V, Furlan W D, Castro-Palacio J C, Arias-Gonzalez J R, Monsoriu J A 2023 iScience 26 107987
- [8] Yan W Z, Fan Q, Yang P F, Li G, Zhang P F, Zhang T C 2023 Acta Phys. Sin. 72 114202 (in Chinese) [闫玮植, 范青, 杨 鹏飞, 李刚, 张鹏飞, 张天才 2023 物理学报 72 114202]
- [9] Santamato E, Daino B, Romagnoli M, Settembre M, Shen Y 1991 J. Opt. 22 158
- [10] Bonin K D, Kourmanov B, Walker T G 2002 Opt. Express 10 984
- [11] Pedaci F, Huang Z, Van Oene M, Barland S, Dekker N H 2011 Biophys. J. 100 10a
- [12] Grier D G 2003 *Nature* **424** 810
- [13] Huang S J, Miao Z, He C, Pang F F, Li Y C, Wang T Y 2016 Opts. Lasers. Eng. 78 132
- [14] Andrade U M S, Garcia A M, Rocha M S 2021 Appl. Opt. ${\bf 60}$ 3422
- [15] Ostrovsky A S, Rickenstorff-Parrao C, Arrizon V 2013 Opt. Lett. 38 534
- [16] Vaity P, Rusch L 2015 Opt. Lett. 40 597
- [17] Chen Y, Fang Z X, Ren Y X, Gong L, Lu R D 2015 Appl. Opt. 54 8030

- [18] Liu X J, Li Y L, Yao G P, Li C X, Fang B, Tang Y, Hong Z, Jing X F 2024 Chin. J. Phys. 91 828
- [19] Ma H X, Li X Z, Tai Y P, Li H H, Wang J G, Tang M M, Tang J, Wang Y S, Nie Z G 2017 Ann. Phys. 529 1700285
- [20] Das B K, Granados C, Krüger M, Ciappina M F 2024 Opt. Commun. 570 130918
- [21] Chen M Z, Mazilu M, Arita Y 2015 Opt. Rev. 22 162
- [22] Tkachenko G, Chen M Z, Dholakia K, Mazilu M 2017 Optica 4 330
- [23] Liang Y S, Lei M, Yan S H, Li M M, Cai Y A, Wang Z J, Yu X H, Yao B L 2018 Appl. Opt. 57 79
- [24] Wang S L, Xu J P, Yang Y P, Cheng M J 2024 Opt. Commun. 556 130258
- [25] Chen M, Mazilu M, Arita Y, Wright E M, Dholakia K 2013 Opt. Lett. 38 4919

- [26] Arita Y, Chen M, Wright E M, Dholakia K 2017 J. Opt. Soc. Am. B 34 C14
- [27] Garcés-Chávez V, McGloin D, Melville H, Sibbett W, Dholakia K 2002 Nature 419 145
- [28] Christodoulides D N 2008 Nat. Photonics 2 652
- [29] Baumgartl J, Mazilu M, Dholakia K 2008 Nat. Photonics 2 675
- [30] Zhu F Q, Huang S J, Shao W, Zhang J, Chen M S, Zhang W B, Zeng J Z 2017 Opt. Commun. 396 50
- [31] Collins S A 1970 J. Opt. Soc. Am. 60 156
- [32] Gradshteyn I S, Ryzhik I M 2014 Table of Integrals, Series, and Products (San Diego: Academic Press)
- [33] Chen C H, Tai P T, Hsieh W F 2004 Appl. Opt. 43 6001
- [34] Harada Y, Asakura T 1996 Opt. Commun. 124 529

Capture of Rayleigh particles by focused double-ring perfect vortex beams^{*}

SHI Pengbo $^{\#}$ YANG Chen $^{\#\dagger}$ YIN Xiaojin WANG Jie

 $(Shanxi\ Center\ of\ Technology\ Innovation\ for\ Light\ Manipulations\ and\ Applications,\ School\ of\ Applied\ Science,$

Taiyuan University of Science and Technology, Taiyuan 030024, China)

(Received 25 December 2024; revised manuscript received 6 February 2025)

Abstract

The double-ring perfect vortex beam (DR-PVB) is generated through the superposition of two concentric perfect vortex beams (PVBs). In this work, firstly, the intensity and phase distribution of the DR-PVB in the source plane are studied. Secondly, based on the Huygens-Fresnel principle and the Collins formula, the intensity distribution of the DR-PVB after being focused by an ABCD optical system that includes a focusing lens is obtained. The results indicate that the intensity distribution of the focused beam is consistent with the interference pattern of two Bessel Gaussian beams. Furthermore, the number of spots in the focused intensity distribution is a multiple of the absolute value of the difference in topological charges between two PVBs. On the other hand, the overall size of the light beam can be adjusted by changing the focal length of the lens. Thirdly, the optical radiation force, exerted by the focused DR-PVB, on Rayleigh particles with different refractive indices, silica and bubbles, are analyzed, respectively. The results show that the focused DR-PVB can capture both high and low refractive index particles in water. In addition, by comparing the focused DR-PVBs under different radius combinations, it found that the light intensity distribution can be changed with the beam radius, which leads the position and quantity of the captured particles to change. This result provides a new idea for adjusting the capture of particles in future experiments. Finally, the gradient forces, scattering, and Brownian forces acting on the particles in the x, y, and z directions are analyzed, respectively. Based on our analysis, the condition for stable particle capture, where the gradient force must overcome the effects of Brownian motion and scattering forces, is established. Therefore, the theoretical size range of particles that can be captured by the focused DR-PVB is determined. Compared with other beams, such as Airy beams and Bessel beams, the focused DR-PVB can be modulated by changing the topological charges of the two PVBs, making it possible to capture multiple particles. These results have potential applications in optical manipulation.

Keywords: perfect vortex beam, optical tweezer technology, array beams, optical radiation force

PACS: 87.80.Cc, 42.50.Wk, 42.60.Jf

DOI: 10.7498/aps.74.20241768

CSTR: 32037.14.aps.74.20241768

^{*} Project supported by the Young Scientists Found of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62305238), the Fundamental Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 202103021223299), the Scientific Research Initial Funding of Taiyuan University of Science and Technology, China (Grant Nos. 20202014, 20202064, 20222009, 20222054), and the Postgraduate Education Innovation Program of Taiyuan University of Science and Technology, China (Grant No. SY2023056).

 $^{^{\#}\,}$ These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: 2020012@tyust.edu.cn

物理学报Acta Physica Sinica





Institute of Physics, CAS

聚焦双环完美涡旋光束对瑞利微粒的俘获

师鹏博 杨晨 尹晓金 王洁

Capture of Rayleigh particles by focused double-ring perfect vortex beams SHI Pengbo YANG Chen YIN Xiaojin WANG Jie

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 74, 088702 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241768 CSTR: 32037.14.aps.74.20241768 在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.74.20241768 当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于超构表面多通大容量完美矢量涡旋光束的产生及调控研究

Generation and independent-manipulation of multi-channel high-capacity perfect vector vortex beams based on geometric metasurfaces

物理学报. 2025, 74(6): 064201 https://doi.org/10.7498/aps.74.20241725

锥角调制的圆艾里涡旋光束构建光学针

Optical needle constructed by conical-angle modulated circular Airy vortex beams 物理学报. 2024, 73(17): 174203 https://doi.org/10.7498/aps.73.20240878

等离子体中涡旋光束自聚焦与成丝现象的模拟研究

Numerical study of self-focusing and filament formation of intense vortex beams in plasmas 物理学报. 2023, 72(1): 014206 https://doi.org/10.7498/aps.72.20221232

基于电光晶体平板部分相位调制动态产生涡旋光束 Dynamic generation of vortex beam based on partial phase modulation of electro-optical crystal plate 物理学报. 2022, 71(20): 207801 https://doi.org/10.7498/aps.71.20220835

涡旋光束在双拉盖尔-高斯旋转腔中的非互易传输

Nonreciprocal transmission of vortex beam in double Laguerre-Gaussian rotational cavity system 物理学报. 2022, 71(15): 150701 https://doi.org/10.7498/aps.71.20220191

基于相干合成涡旋光束的离轴入射转速测量

Study of off-axis incident rotational speed measurement based on coherent synthetic vortex beams 物理学报. 2024, 73(16): 168701 https://doi.org/10.7498/aps.73.20240655