

低数值孔径聚焦系统俘获多个 Rayleigh 粒子

赵艳 张耀举

温州大学物理与电子信息工程学院, 浙江 温州 325035

摘要 两束不同偏振态的光入射到由两个透镜组成的聚焦系统,利用 Richard-Wolf 矢量衍射理论计算系统的衍射场分布,分析了数值孔径(NA)较小时系统对 Rayleigh 粒子的俘获特性。金粒子的折射率大于周围介质(n_m),空气泡的折射率小于周围介质。 $NA=0.58 n_m$ 时,光轴上产生明暗相间的光斑阵列,可以用来同时俘获多个亚波长大小的金粒子和空气泡。 $NA=0.35 n_m$ 时,沿着光轴产生波长大小的圆环阵列,可 2D 俘获多个空气泡。

关键词 衍射; 光学俘获; Richard-Wolf 矢量衍射理论; 聚焦系统; 数值孔径; Rayleigh 粒子

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP51.100501

Low Numerical Aperture Focusing System Optical Trapping Multiple Rayleigh Particles

Zhao Yan Zhang Yaoju

College of Physics and Electronic Information Engineering, Wenzhou University, Wenzhou, Zhejiang 325035, China

Abstract Two beams of light with different polarizations are incident on a focusing system with two lenses. Based on Richard-Wolf vectorial diffraction theory, the diffraction field distribution is calculated. Properties of optical trapping using the focusing system are analyzed when numerical aperture (NA) of lenses is low. A gold particle's refractive index is higher than that of the medium (n_m), and an air bubble's is lower. When $NA=0.58 n_m$, subwavelength bright and dark spot array is generated on the optical axis. These spots can be used to trap multiple gold particles and air bubbles. When $NA=0.35 n_m$, wavelength cylindrical rings are formed around the optical axis, which can be used to two-dimensionally trap multiple air bubbles.

Key words diffraction; optical trapping; Richard-Wolf vectorial diffraction theory; focusing system; numerical aperture; Rayleigh particle

OCIS codes 050.1960; 050.1965; 140.7010

1 引言

光学俘获技术利用光的力学效应实现对微粒的俘获和操纵,不直接接触粒子,对粒子没有损伤,因而被广泛应用于生命科学领域^[1-3]。

单光束梯度势阱由 Ashkin^[4]首次提出并成功俘获了水中的电介质微粒。单光束俘获需要很大的轴向梯度力来克服散射力,一般采用高斯光束入射^[5-6]或者高数值孔径(NA)透镜聚焦来解决这个问题。Zhan^[7]利用高数值孔径透镜会聚径向偏振光成功地三维俘获了金属粒子。证明径向偏振光经过高数值孔径会聚后能够产生很大的轴向梯度力,可以用来俘获微小粒子。Prabakaran 等^[8]在透镜前加入空间相位调制器,入射的拉盖尔高斯光束经不同的相位调制后可以在透镜后产生多个亚波长大小的亮斑或者空洞。而 Zemánek^[9]用平面波与它的反射波相互干涉的方法来抑制散射力,有效提高了粒子所受的轴向梯度力。近期,张耀举等^[10]提出用两束相向传播的径向偏振光入射至对称放置的两个透镜,粒子在聚焦场中受到的散射力全部为 0,大大提高了粒子俘获的稳定性。而且在光轴上产生了一串亮斑,可以同时俘获多个粒子。

上述研究主要针对高数值孔径会聚^[11-13]的情况,对于数值孔径较小的光学俘获系统研究较少。本文利用两束不同偏振的光入射至由两个相同透镜组成的聚焦系统,基于 Richard-Wolf 矢量衍射理论,计算了焦

收稿日期: 2014-03-29; 收到修改稿日期: 2014-06-03; 网络出版日期: 2014-08-22

作者简介: 赵艳(1990—),女,硕士研究生,主要从事光学俘获方面的研究。E-mail: lotus0430@126.com

导师简介: 张耀举(1960—),男,博士,教授,主要从事光学显微和激光束的传输与变换等方面的研究。

E-mail: zhangyaoju@sohu.com

点附近的衍射场分布。分析数值孔径对场分布的影响,发现数值孔径较小时系统可以产生明暗相间的亚波长光斑阵列和波长大小的圆环阵列,可用于同时俘获多个 Rayleigh 粒子。

2 衍射场强度分布

图1是共聚焦系统的光学结构示意图。两会聚透镜沿 x 轴对称放置,两束入射光分别从左右入射到透镜1和2上。在入射光和透镜之间加入相同的衍射光学元件(DOE)来调节入射光的相位,DOE的最大半径与透镜半径相等。为了使系统获得高对称光斑,两个透镜必须具有相同 NA 以及相同的焦距(f),坐标系原点 O 在两个透镜的共同焦点处。

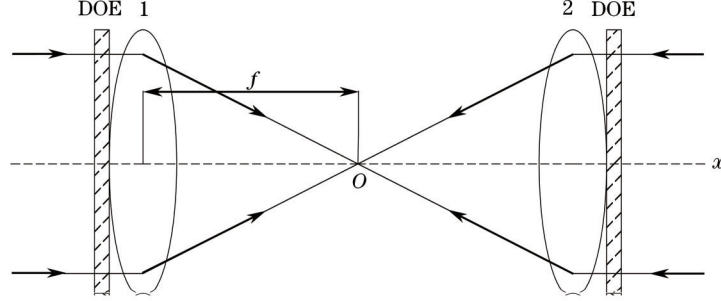


图1 共聚焦光学系统结构示意图

Fig.1 Schematic diagram of the confocal optical setup

假设入射光为双环形拉盖尔高斯(LG₁₀)矢量偏振光, δ_1 和 δ_2 分别为从左右入射的光束偏振不均匀的矢量角,表示偏振态的不均匀分布,如图2(a)所示。一束入射光从左边照射透镜1,电场强度可以表示为:

$$\mathbf{E}_i^1 = E_0 A(\theta) \begin{bmatrix} \cos(\varphi + \delta_1) \\ \sin(\varphi + \delta_1) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 $A(\theta)$ 表示入射光的分布, φ 是入射光的方位角。 E_0 是与入射光功率有关的振幅常数:

$$E_0 = \frac{1}{f} \sqrt{\frac{\eta P_0}{\pi(\tan^2 \alpha - \tan^2 \alpha_0)}}, \quad (2)$$

$\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ 为介质固有阻抗, ε 和 μ 分别为介质介电常数和磁导率。 $\alpha = \arctan(NA_1/n_m)$ 和 $\alpha_0 = \arctan(NA_0/n_m)$ 分别对应不同的数值孔径,如图2(b)所示, n_m 为介质折射率。

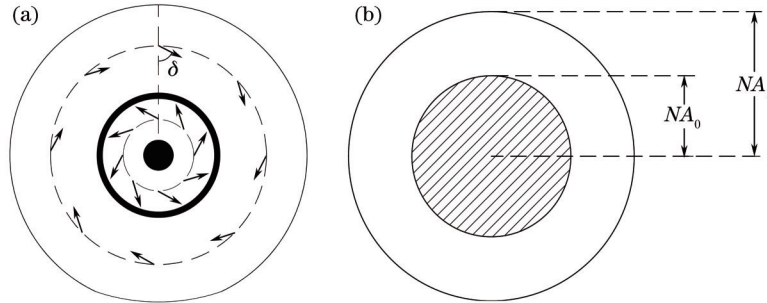


图2 (a) 双环形拉盖尔高斯矢量光束瞬时偏振态矢量图; (b) 双环形衍射光学元件

Fig.2 (a) Schematic vector diagram of the instantaneous polarization pattern of a double-ring-shaped beam with a vector angle of δ ; (b) a binary DOE with two concentric regions

光经过 DOE 和透镜1后,运用坐标变换分析入射光在直角坐标系中各个方向的分量为

$$\mathbf{E}_0^1(\theta, \varphi_1) = \begin{pmatrix} E_{\alpha_x}^1 \\ E_{\alpha_y}^1 \\ E_{\alpha_z}^1 \end{pmatrix} = F(\theta) \mathbf{R}^{-1} L T(\theta) \mathbf{R} \mathbf{E}_i^1, \quad (3)$$

式中 θ 是光经过透镜的会聚角, $T(\theta)$ 表示 DOE 的透射率函数,

$$T(\theta) = \begin{cases} 1, & \alpha_0 \leq \theta \leq \alpha \\ 0, & \text{other} \end{cases}, \quad (4)$$

$F(\theta)$ 是透镜的切值函数, 根据阿贝定理, 对平均光束

$$F(\theta) = f \sqrt{\cos \theta}, \quad (5)$$

矩阵 \mathbf{R} 表示绕着 z 轴旋转的坐标变换,

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos \varphi_1 & \sin \varphi_1 & 0 \\ -\sin \varphi_1 & \cos \varphi_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

矩阵 \mathbf{L} 表示光经过透镜后电场的改变,

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix}. \quad (7)$$

根据 Richard-Wolf 矢量衍射理论^[14], 由 \mathbf{E}_0^1 可以计算得到焦点附近的衍射场分布。透镜 1 的衍射场为

$$\mathbf{E}_1(r, \phi, z) = \xi \begin{pmatrix} \cos \delta_1 I_1 \\ \sin \delta_1 I_2 \\ -i \cos \delta_1 I_0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

(r, ϕ, z) 为观察点的柱坐标表达。其中,

$$I_0 = \int_{\alpha_0}^{\alpha} A(\theta) \sqrt{\cos \theta} \sin^2 \theta J_0(kr \sin \theta) \exp(ikz \cos \theta) d\theta, \quad (9)$$

$$I_1 = \int_{\alpha_0}^{\alpha} A(\theta) \sqrt{\cos \theta} \sin \theta \cos \theta J_1(kr \sin \theta) \exp(ikz \cos \theta) d\theta, \quad (10)$$

$$I_2 = \int_{\alpha_0}^{\alpha} A(\theta) \sqrt{\cos \theta} \sin \theta J_1(kr \sin \theta) \exp(ikz \cos \theta) d\theta. \quad (11)$$

$k = 2\pi n_m / \lambda$ 是光在介质中的波数, λ 是入射光在真空波长, $\xi = kfE_0$ 。同理, 从右边入射透镜 2 后聚焦场的场强可以表示为:

$$\mathbf{E}_2(r, \phi, z) = \xi \begin{pmatrix} -\cos \delta_2 I_1^* \\ -\sin \delta_2 I_2^* \\ -i \cos \delta_2 I_0^* \end{pmatrix}, \quad (12)$$

上标*表示取其复共轭。因此焦点附近的场强为这两个场强之和:

$$\mathbf{E}(r, \phi, z) = \xi \begin{pmatrix} (\cos \delta_1 - \cos \delta_2) \operatorname{Re} I_1 + i(\cos \delta_1 + \cos \delta_2) \operatorname{Im} I_1 \\ (\sin \delta_1 - \sin \delta_2) \operatorname{Re} I_2 + i(\sin \delta_1 + \sin \delta_2) \operatorname{Im} I_2 \\ -i(\cos \delta_1 + \cos \delta_2) \operatorname{Re} I_0 + (\cos \delta_1 - \cos \delta_2) \operatorname{Im} I_0 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

同样计算得到聚焦场的磁场强度为:

$$\mathbf{H}_1(r, \phi, z) = \xi \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \begin{pmatrix} -\sin \delta_1 I_1 \\ \cos \delta_1 I_2 \\ -i \sin \delta_1 I_0 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\mathbf{H}_2(r, \phi, z) = \xi \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \begin{pmatrix} -\sin \delta_2 I_1^* \\ \cos \delta_2 I_2^* \\ i \sin \delta_2 I_0^* \end{pmatrix}. \quad (15)$$

焦点附近总的磁场强度为

$$\mathbf{H}(r, \phi, z) = \xi \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \begin{pmatrix} -(\sin \delta_1 + \sin \delta_2) \operatorname{Re} I_1 - i(\sin \delta_1 - \sin \delta_2) \operatorname{Im} I_1 \\ (\cos \delta_1 + \cos \delta_2) \operatorname{Re} I_2 + i(\cos \delta_1 - \cos \delta_2) \operatorname{Im} I_2 \\ -i(\sin \delta_1 - \sin \delta_2) \operatorname{Re} I_0 + (\sin \delta_1 + \sin \delta_2) \operatorname{Im} I_0 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

3 数值孔径对强度分布的影响

高数值孔径透镜聚焦光束会产生很小的焦斑和很强的轴向光场, 使得其在光学俘获方面有重要应用。下面主要讨论透镜的数值孔径对共聚焦系统的场分布影响。假设两束平行光入射共聚焦系统, 即 $A(\theta) = 1$ 。光学系统的参数设置如下: $P_0 = 100 \text{ mW}$, $n_m = 1.33$, $\lambda = 1.047 \text{ } \mu\text{m}$, $\Delta = \alpha - \alpha_0 = 5^\circ$ 。

图 3 给出了不同数值孔径下 xz 平面的归一化强度分布, 其中 $\delta_1 = 0$ 和 $\delta_2 = 0.75\pi$ 。NA 比较高的时候, 强度分布主要集中在光轴上, 如图 3(a) 所示, 呈现出一串沿着 z 轴旋转对称的亚波长亮斑阵列。将处于原点中

心的光斑定义为中心光斑,两侧的亮斑依次定义为 ± 1 、 ± 2 、 \dots 级亮斑,两侧暗斑依次定义为 ± 1 、 ± 2 、 \dots 级暗斑。图3(a)中+1级亮斑的轴向半峰全宽(FWHM)_z为 0.5408λ ,径向半峰全宽 FWHM为 0.3072λ 。这样的亚波长亮斑可以用来俘获折射率比周围介质大的微粒^[10]。当NA减小,光斑向径向方向扩散,逐渐形成亮斑和暗斑相间排列的阵列形式,如图3(b)所示,+1级亮斑的轴向半峰全宽分别为 0.2436λ ,径向半峰全宽为 0.5188λ 。如图3(c)所示,当 $NA=0.58n_m$ 时,在光轴上形成较好的明暗相间光斑阵列。原点处为中心暗斑,其轴向和径向半峰全宽分别为 0.2199λ 和 0.4177λ 。暗斑由一圈光墙包围着。将光墙强度最小值与最大值的比值定义为暗斑均匀度(U),中心暗斑的均匀度 $U=0.66$,可以用来俘获折射率比周围介质小的亚波长粒子。+1级亮斑的轴向和径向半峰全宽分别为 0.2286λ 和 0.6244λ ,可以用来俘获折射率比周围介质大的亚波长粒子。这样明暗相间的光斑阵列可以用来同时俘获多个不同折射率的Rayleigh粒子。图4(a)、4(b)和4(c)分别给出了 $NA=0.95n_m$ 、 $NA=0.65n_m$ 和 $NA=0.58n_m$ 时 z 轴的强度分布。随着NA减小,光轴上亮斑的体积明显减小。当NA减小至 $0.35n_m$ 时,光轴上的亮斑已经完全消失,在空间形成了一串二维暗斑,称为圆环。当 $x=\pm 0.71\lambda$ 时圆环强度最大,图4(d)给出了 $x=0.71\lambda$ 时的轴向强度分布。这样的圆环阵列可以用来二维俘获波长量级的小折射率粒子。

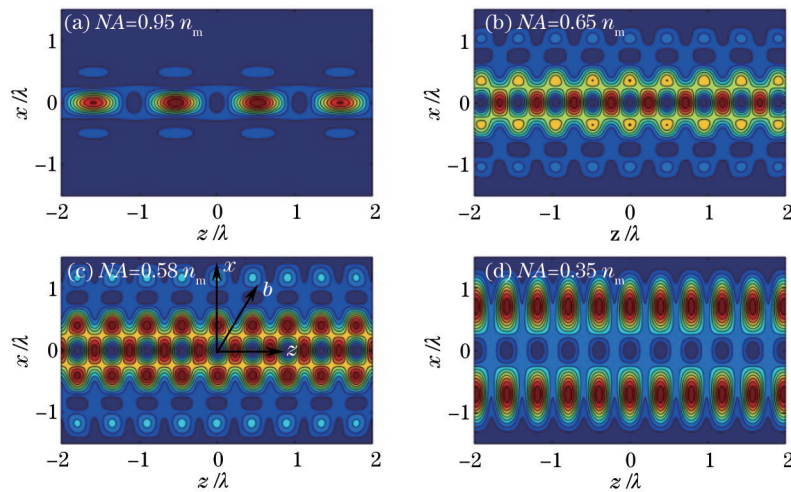


图3 不同数值孔径时 xz 平面的归一化强度分布;其中 $\Delta=5^\circ$, $\delta_1=0$ 和 $\delta_1=0.75\pi$, b 方向为光墙强度最小方向

Fig.3 Normalized intensity distribution in the xz plane when $\Delta=5^\circ$, $\delta_1=0$ and $\delta_1=0.75\pi$; The b direction is the direction where the intensity of the light wall is lowest

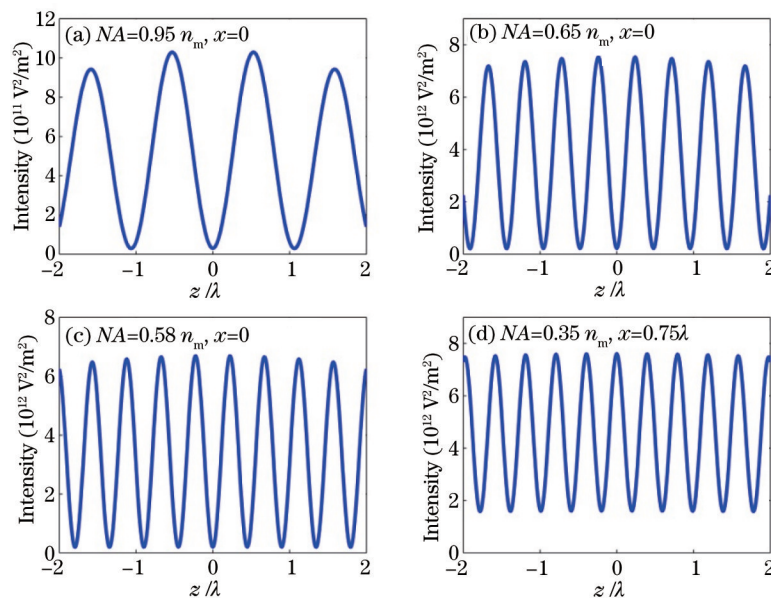


图4 不同数值孔径的时 z 轴强度分布。其中, $\Delta=5^\circ$, $\delta_1=0$ 和 $\delta_2=0.75\pi$

Fig.4 Total intensity distribution in the z axis with different NA when $\Delta=5^\circ$, $\delta_1=0$ and $\delta_1=0.75\pi$

4 低数值孔径聚焦系统对 Rayleigh 粒子的光学俘获

当 Rayleigh 粒子处于光斑实际焦点附近时,可看作偶极子,可以用 Rayleigh 散射理论计算受到的散射力(F_{scat})和梯度力(F_{grad})。稳定俘获出现在梯度力导数为负的实际焦点处。当粒子的布朗运动可以忽略不计时,实现稳定俘获的条件是梯度力的所有分量都大于散射力对应方向的分量。Rayleigh 粒子梯度力和散射力公式^[6]分别为

$$F_{\text{grad}} = \text{Re}(\alpha)\varepsilon_0 \nabla I/4, \quad (17)$$

$$F_{\text{scat}} = n_m S(C_{\text{scat}} + C_{\text{abs}})/c, \quad (18)$$

式中 $C_{\text{scat}} = k_0^4 |\alpha|^2 / 6\pi$, $C_{\text{abs}} = k \text{Im}(\alpha) / \varepsilon_m$ 。 $\alpha = 4\pi r_p^3 \varepsilon_m (\varepsilon_p - \varepsilon_m) / (\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)$ 是粒子的极化强度, $k_0 = k/n_m$, r_p 表示粒子半径, ε_p 和 ε_m 分别为粒子和介质的介电常数。 c 是真空中光速。 $I = |E|^2$ 是衍射场的总光强。平均坡印亭矢量为

$$S = \text{Re}(E \times H^*)/2. \quad (19)$$

下面主要计算 $NA=0.58 n_m$ 和 $NA=0.35 n_m$ 两种数值孔径较小的情况下,系统对 Rayleigh 粒子的俘获性质,系统参数与上文相同。

4.1 同时俘获两类折射率不同粒子

当 $NA=0.58 n_m$, $\Delta = 5^\circ$, $\delta_1 = 0$ 和 $\delta_2 = 0.75\pi$ 时可以产生一串明暗相间的光斑,且原点处为中心暗斑,如图 3(c) 所示,这为同时俘获两种折射率粒子提供了有利条件。假设放置在水中的空气泡折射率 $n_p=1$, 半径为 $r_p=30 \text{ nm}$, 中心暗斑对空气泡的俘获力如图 5 所示, $F_t = F_{\text{grad}} + F_{\text{scat}}$ 。在中心暗斑处俘获力导数为负,满足俘获空气泡的条件。此时空气泡受到的轴向最大俘获力为 $F_{t,z,\text{max}}=0.0098 \text{ pN}$, 径向最大俘获力为 $F_{t,x,\text{max}}=0.0054 \text{ pN}$ 。将俘获力最大值和最小值之间的距离定义为俘获距离,那么中心暗斑对空气泡的轴向俘获距离为 $z_t=0.22 \lambda$, 径向俘获距离为 $x_t=0.399 \lambda$ 。如图 3(c) 所示,光的强度沿 b 方向最弱, b 方向的最大俘获力为 $F_{t,b,\text{max}}=0.0067 \text{ pN}$, 俘获距离为 0.1640λ 。稳定俘获的另一个必要条件是梯度力的势阱深度足够克服粒子的布朗运动动能,满足 $R_{\text{Thermal}} = \exp(-U_{\text{max}}/k_B T) \ll 1$, 其中 $U_{\text{max}} = |\text{Re}(\alpha)\varepsilon_0 I_{\text{max}}/2|$ 为势能深度,在室温 $T=300 \text{ K}$ 条件下,中心暗斑对空气泡的俘获稳定系数 $R_{\text{Thermal}}=0.5747$, 因此中心暗斑可以将空气泡稳定俘获在暗斑中心。

同样也计算了亮斑对金粒子的俘获力,金粒子折射率为 $n_p=0.30572 + 6.5103i$, 半径为 $r_p=19 \text{ nm}$ 。图 6 给出了金粒子受到的轴向俘获力和 +1 亮斑对金粒子的径向俘获力。可以看出 +1 级亮斑对粒子的轴向和径向俘获力导数均为负,满足俘获条件。轴向和径向最大俘获力分别为 $F_{t,z,\text{max}}=0.0166 \text{ pN}$ 和 $F_{t,x,\text{max}}=0.0056 \text{ pN}$, 均大于相应方向上中心暗斑对空气泡的作用力。亮斑对金粒子的稳定俘获系数 $R_{\text{Thermal}}=0.29$, 满足稳定俘获条件,且小于暗斑对空气泡的稳定俘获系数,因此系统能够更加稳定地俘获大折射率粒子。亮斑对金粒子的轴向俘获距离为 $z_t=0.23 \lambda$, 与中心暗斑对空气泡的轴向俘获相近,而径向俘获距离 ($x_t=0.5187 \lambda$) 却远大于

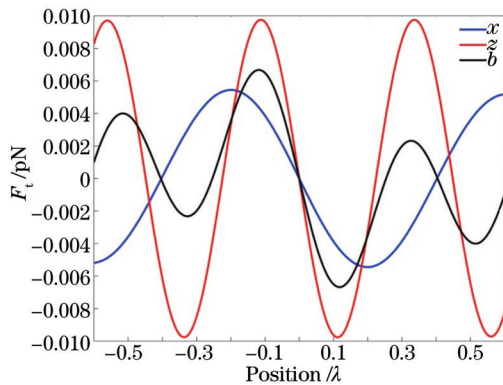


图 5 中心暗斑对空气泡的俘获力。其中 $NA=0.58 n_m$, $\Delta = 5^\circ$, $\delta_1 = 0$ 和 $\delta_2 = 0.75\pi$

Fig.5 Trapping force on an air bubble exerted by the zeroth order of dark spots when $NA=0.58 n_m$, $\Delta = 5^\circ$, $\delta_1 = 0$ and $\delta_2 = 0.75\pi$

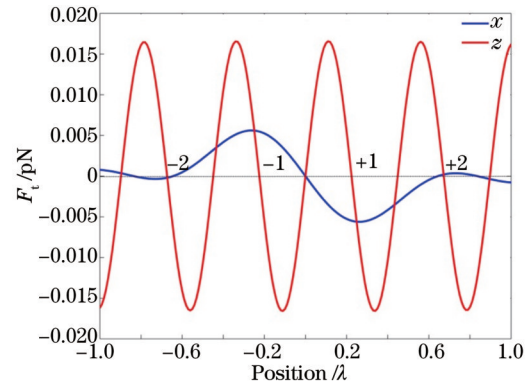


图 6 +1 级亮斑对金粒子的俘获力。其中 $NA=0.58 n_m$, $\Delta = 5^\circ$, $\delta_1 = 0$ 和 $\delta_2 = 0.75\pi$

Fig.6 Trapping force on a gold particle exerted by the first order of dark spots when $NA=0.58 n_m$, $\Delta = 5^\circ$, $\delta_1 = 0$ and $\delta_2 = 0.75\pi$

中心暗斑的径向俘获距离,说明暗斑可以提供更精确的径向俘获。根据上述分析,这样明暗相间的光斑阵列能够将多个不同折射率的 Rayleigh 粒子分别俘获在亮斑和暗斑中心位置。

4.2 二维俘获多个小折射率粒子

图 3(d)展示了一系列均匀分布的圆环,在光轴附近强度较小, xy 平面内形成二维暗斑,其中 $NA=0.35$ n_m , $\Delta=5^\circ$, $\delta_1=0$ 和 $\delta_1=0.75\pi$ 。计算上述空气泡在圆环中的受力情况,如图 7 所示。 $z=0$ 时,原点处产生中心圆环,对空气泡的径向最大俘获力为 $F_{t,r,max}=0.0036$ pN,轴向俘获距离为 $x_t=0.6983\lambda$,俘获位置位于坐标系原点,稳定系数为 $R_{Thermal}=0.4374$ 。计算发现,当空气泡位于 ± 10 级 ($z=\pm 3.956\lambda$) 圆环附近时,最大径向俘获力为 $F_{t,r,max}=0.0034$ pN,稳定系数 $R_{Thermal}=0.4611$,俘获距离 $x_t=0.6983\lambda$,如图 7(b)所示。当空气泡位于 ± 15 级 ($z=\pm 5.934\lambda$) 圆环附近时,最大俘获力为 $F_{t,r,max}=0.0031$ pN,稳定系数 $R_{Thermal}=0.4908$,俘获距离 $x_t=0.6983\lambda$,如图 7(c)所示。当级数继续增加至 ± 20 级 ($z=\pm 7.912\lambda$),俘获力 $F_{t,r,max}=0.0028$ pN, $R_{Thermal}=0.5319$,如图 7(d)所示,而径向俘获距离始终保持不变。说明随着级数增加,圆环对空气泡的俘获力逐渐减少,稳定系数增大,稳定俘获空气泡难度增大,但是圆环对空气泡的俘获距离始终保持不变。

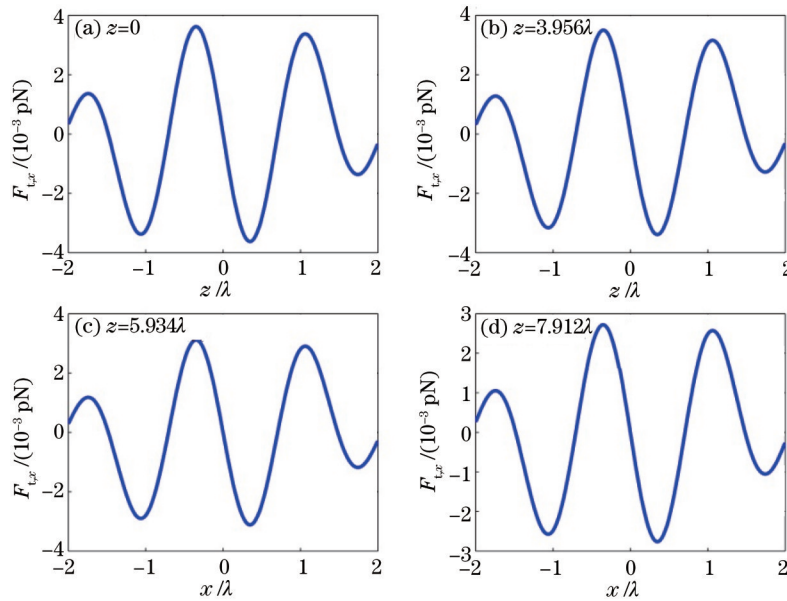


图 7 (a) 中心;(b) +10 级;(c) +15 级和(d)+20 级圆环对空气泡的径向梯度力,其中 $NA=0.35$ n_m , $\Delta=5^\circ$, $\delta_1=0$ 和 $\delta_1=0.75\pi$

Fig.7 (a) Zeroth order; (b) positive tenth order; (c) positive fifteenth order and

(d) positive twentieth order axial gradient force on an air bubble with $NA=0.35$ n_m , $\Delta=5^\circ$, $\delta_1=0$ 和 $\delta_1=0.75\pi$

5 结 论

利用 Richard-Wolf 矢量衍射理论计算了共聚焦系统的衍射场分布,讨论了透镜 NA 对系统俘获特性的影响。 NA 很大时,沿 z 轴产生一串旋转对称的亚波长亮斑,可以用来俘获多个大折射率粒子。当 $NA=0.58$ n_m 时,光轴上产生了明暗相间的光斑阵列,暗斑均匀度 $U=0.66$,能够同时多个金粒子和空气泡,金粒子的折射率比周围介质大,空气泡的折射率比周围介质小。亮斑对金粒子的俘获力大于暗斑对空气泡的俘获力,但是暗斑的径向俘获更加精确。当 NA 减小至 0.35 n_m 时,沿着光轴产生波长大小的圆环阵列,能够 2D 俘获多个空气泡。随着圆环级数增加,对空气泡的俘获稳定性减小,但是俘获距离始终保持不变。系统对小折射率粒子的俘获稳定性较差,但是可以通过优化 DOE 结构或者增加入射光功率来改善。

参 考 文 献

- 1 A Ashkin, J M Dziedzic. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles[J]. Opt Lett, 1986, 11(5): 288-290.
- 2 A Kauppila, M Kinnunen, A Karmenyan, *et al.*. Measurement of the trapping efficiency of an elliptical optical trap with rigid and elastic objects[J]. Appl Opt, 2012, 51(23): 5705-5712.
- 3 T H Liu, J L Xiao, C H Lee, *et al.*. Measurement of membrane rigidity on trapped unilamellar phospholipid vesicles by

- using differential confocal microscopy[J]. Appl Opt, 2011, 50(19): 3311–3315.
- 4 A Ashkin, J M Dziedzic, J E Bjorkholm, *et al.*. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles[J]. Opt Lett, 1986, 11(5): 288–290.
- 5 H Furukawa, I Yamaguchi. Optical trapping of metallic particles by a fixed Gaussian beam[J]. Opt Lett, 1998, 23(3): 216–218.
- 6 Y Harada, T Asakura. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime[J]. Opt Commun, 1996, 124(5–6): 529–541.
- 7 Q Zhan. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization[J]. Opt Express, 2004, 12(15): 3377–3382.
- 8 K Prabakaran, K B Rajesh, T V S Pillai, *et al.*. Generation of multiple focal spot and focal hole of sub wavelength scale using phase modulated LG (1,1) beam[J]. Optik, 2013, 124(21): 5086–5088.
- 9 P Zemánek, A Jonáš, L Šrámek, *et al.*. Optical trapping of Rayleigh particles using a Gaussian standing wave[J]. Opt Commun, 1998, 151(4–6): 273–285.
- 10 Y Zhang, Y Dai. Multifocal optical trapping using counter-propagating radially-polarized beams[J]. Opt Commun, 2012, 285(5): 725–730.
- 11 C L Zhao, L G Wang, X H Lu. Radiation forces on a dielectric sphere produced by high focused hollow Gaussian beams [J]. Phys Lett A, 2007, 363(5–9): 502–506.
- 12 Y Zhang, T Suyama, B Ding. Longer axial trap distance and larger radial trap stiffness using a double-ring radially polarized beam[J]. Opt Lett, 2010, 35(8): 1281–1283.
- 13 Liu Zilong, Zhang Bo. Study on laser trapping Rayleigh particles based on the nanolens[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(9): 0935001.
- 刘子龙, 张 波. 基于纳米光学透镜的激光捕获瑞利粒子研究[J]. 光学学报, 2013, 33(9): 0935001.
- 14 B Richards, E Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. Proceedings of the Royal Society A, 1959, 253(1274): 358–379.