

基于微纳光纤双模式干涉的亚波长 聚焦光场及光捕获应用*

吴婉玲 王向珂 虞华康[†] 李志远

(华南理工大学物理与光电学院, 广州 510641)

(2024年1月27日收到; 2024年3月3日收到修改稿)

本文报道了一种基于微纳光纤中双模式干涉的亚波长聚焦方法. 利用微纳光纤中两种特定导模在微纳光纤端面处的干涉效应, 在微纳光纤端面出口处获得了具有单焦点或多焦点的聚焦光场, 并可通过调节两个模式之间的相位差、功率比分别实现聚焦光场的焦深、焦斑相对强度调谐, 从而实现对纳米颗粒可调谐的选择性捕获. 根据聚焦光场中不同焦点处所对应的捕获刚度和势阱深度的不同, 可以对不同大小的纳米颗粒实现分类. 这种微型化全光纤的亚波长聚焦方法, 将可应用于操纵纳米颗粒、超分辨率光学成像和纳米光刻等领域.

关键词: 双模式干涉, 亚波长聚焦, 微纳光纤

PACS: 04.30.Nk, 42.81.Qb

DOI: 10.7498/aps.73.20240181

1 引言

将光场限制到亚波长的尺度范围内具有重要的科学意义和技术价值. 如果聚焦光场的尺度能够突破衍射极限, 将有助于许多领域的进一步发展, 例如纳米光刻^[1,2]、光存储^[3]、光学显微成像^[4,5]和光捕获^[6-8]等. 学者们已经提出了一些有效的技术方法, 例如用负折射率的材料或结构制备“超级透镜”(superlens)^[9,10], 以及在金属薄膜上制备纳米结构(如纳米缝、纳米孔和纳米柱等)形成表面等离子体透镜(plasmonic lenses)^[11-14], 从而利用表面等离子体激元的亚波长级模场^[15,16]. 然而, 这两种方法的聚焦效果均受到材料固有损耗的掣制, 相关应用受到极大限制. 学者们进而采用传输损耗低的介电材料所制备的微透镜, 如微透镜辅助的系统^[1]、纳米孔准周期阵列^[17]、环状分布的平面纳米孔^[18]和同心圆分布的空气纳米环^[19].

得益于微纳光纤光场紧约束、光损耗低、制备方法简单以及灵活度高的优点, 基于微纳光纤的亚波长聚焦方法能够提供一种小型化、灵活度高的通用工具, 将在生物医学成像和光力学的许多领域中有更好的应用. 借鉴超表面等平面结构中的波前调制机理, 学者们相继提出了基于微光纤束(microfiber bundle)^[20-22]、锥形光纤/锥形微纳光纤^[23-25]或微透镜辅助的微纳光纤^[26,27]等技术方法以获得亚波长的聚焦光场. 值得注意的是, 当下的先进纳米加工技术极大地促进了光纤端面的功能化发展^[28-30].

一般来说, 在微纳光纤中传输的单个模式经由微纳光纤端面出射后, 由于显著的端面衍射效应, 在离开微纳光纤端面后的自由空间中呈发散分布, 没有聚焦的效果. 考虑到不同阶的光学导波模式经由微纳光纤端面出射后, 其在自由空间中的光场强度、相位具有不同的特异性分布. 由此, 假如选用特殊的两种微纳光纤模式(同色且相干), 通过调控

* 国家自然科学基金(批准号: 12174116)和广东省科技计划(批准号: 2020B010190001)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: hkyu@scut.edu.cn

两个模式之间的相对相位差, 两个光学模式之间将产生可控的干涉, 从而在微纳光纤端面出口处形成在横向、轴向维度上具有一定聚焦特性的可调谐光场空间分布.

本文提出了一种基于微纳光纤双模式干涉的亚波长聚焦方法, 通过不同的双模式干涉叠加, 实现了对聚焦光场空间分布的有效调控, 并验证了该种聚焦光场在纳米颗粒光捕获和操纵应用中的可行性.

2 模拟计算模型

图 1 给出了两种光学导波模式的光场在微纳光纤中传输、干涉及透射的示意图. 当两个相干的光学导波模式传输到微纳光纤的端面时, 光场将发生透射、反射和衍射, 其中最主要的是光场透射过程. 在微纳光纤中, 沿着光纤传输的光场通常是高度局域的 [31,32]. 为了简单起见, 本文没有考虑光致热效应以及附着在微纳光纤上的灰尘所引起的散射作用. 本文的模拟计算模型采用笛卡尔坐标系, 如图 1 所示, 其中坐标系 z 方向沿着微纳光纤的光轴. 微纳光纤的左侧用完美匹配层 (PML) 边界条件截止, 以消除来自左端面的非必要反射; 而微纳光纤的右侧至少距离 PML 边界 $4 \mu\text{m}$, 以避免边界所引起的非物理反射效应.

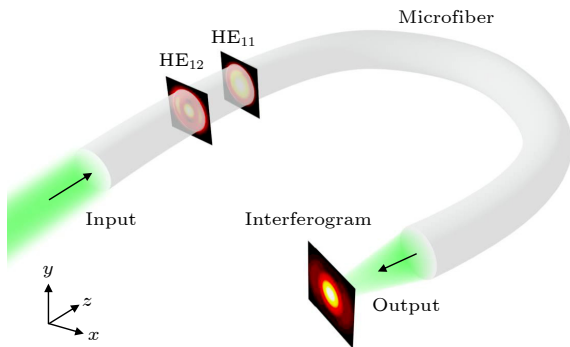


图 1 模拟计算模型的示意图, 光学导波模式沿着 SiO_2 微纳光纤传输, 并在出射空间形成聚焦光场, 模拟计算中采用笛卡尔坐标系

Fig. 1. Schematic of the numerical model, guided modes propagate along a silica microfiber and interfere in transmission space, here the Cartesian coordinate is used.

本工作中, 微纳光纤的周围环境设为真空 (折射率设为 1.0). 数值模拟中选用的连续光激发波长为 532 nm , 微纳光纤材料由二氧化硅 (SiO_2 , 相应

的折射率设为 1.46) 组成. 微纳光纤的直径设为 $1.5 \mu\text{m}$, 从而可支持多种光学导波模式传输. 考虑到微纳光纤右侧平整端面的反射率仅约为 3.5%, 出射光场不受其影响.

微纳光纤中两个传输光学模式的复振幅矢量分别为 $\hat{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{m0}(\mathbf{r})e^{i\hat{\mathbf{k}}_m \cdot \mathbf{r}}$ ($m = 1, 2$), 其中传播常数为 $\hat{\mathbf{k}}_m$, 实振幅矢量为 $\mathbf{E}_{m0}(\mathbf{r})$. 假设两个光学导波模式之间存在相对轴向相位差 $\Delta\Phi$, 这两个模式相干叠加后, 相应的光场强度具有以下关系:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) \\ &= \frac{1}{2} \left[\hat{\mathbf{E}}_1(\mathbf{r})e^{-i\omega t} + \hat{\mathbf{E}}_1^*(\mathbf{r})e^{i\omega t} \right] \\ &\quad + \frac{1}{2} \left[\hat{\mathbf{E}}_2(\mathbf{r})e^{-i\omega t} + \hat{\mathbf{E}}_2^*(\mathbf{r})e^{i\omega t} \right], \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, \Delta\phi) &= |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \\ &\propto |\mathbf{E}_{10}(\mathbf{r})|^2 + |\mathbf{E}_{20}(\mathbf{r})|^2 + 2\mathbf{E}_{10}(\mathbf{r})\mathbf{E}_{20}(\mathbf{r}) \\ &\quad \times \cos \left[\left(\hat{\mathbf{k}}_2 - \hat{\mathbf{k}}_1 \right) \cdot \mathbf{r} + \Delta\phi \right], \end{aligned} \quad (1b)$$

其中 $\mathbf{r} = x_0\mathbf{x} + y_0\mathbf{y} + z_0\mathbf{z}$, 上标星号*表示复共轭; $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t)$ 和 $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t)$ 分别为两个导模的电场强度, $I(\mathbf{r}, \Delta\phi)$ 为聚焦光场的光强度分布. 由 (1) 式可以看出, 当具有固定的相对轴向相位差的两种模式发生相干叠加时, 干涉光场的横向分布取决于电场强度 \mathbf{E} 的横向振幅及横向相位分布. 此外, 干涉光场的光强度沿着 z 轴呈周期性变化, 当改变两个模式之间的相对轴向相位差, 可以改变相应波腹的位置, 从而实时调控出射的聚焦光场的焦深.

图 2 给出了 HE_{11} , EH_{11} 和 HE_{31} 三种光学导波模式的电场强度、相位、偏振分布特性. 第 1 行是电场强度的模值 ($|\mathbf{E}| = \sqrt{|\mathbf{E}_x|^2 + |\mathbf{E}_y|^2 + |\mathbf{E}_z|^2}$) 和偏振特性 ($\text{Re}(\mathbf{E}_x)\mathbf{x} + \text{Re}(\mathbf{E}_y)\mathbf{y}$), 第 2 行是电场强度主要分量的实部 $\text{Re}(\mathbf{E}_x)$ 分布. 图 2(a)–(c) 中, 3 种光学导波模式对应的有效折射率 n_{eff} 分别为 1.439, 1.361 和 1.357. 如图 2(a), (d) 所示, 对于准 x 偏振的基模 HE_{11} , 电场强度和 $\text{Re}(\mathbf{E}_x)$ 均为类高斯分布, 即横向相位分布呈平面波分布. EH_{11} 和 HE_{31} 高阶模均具有环状的电场强度分布和与方位角相关的偏振特性, 见图 2(b), (c). EH_{11} 和 HE_{31} 高阶模的 $\text{Re}(\mathbf{E}_x)$ 分布如图 2(e), (f) 所示. 根据之前的分析, 如果两个光学导波模式在空间上相干叠加, 将有可能在空间特定区域产生相干增强, 即聚焦效果. 下面的计算验证了 $\text{HE}_{11} + \text{EH}_{11}$, $\text{HE}_{11} +$

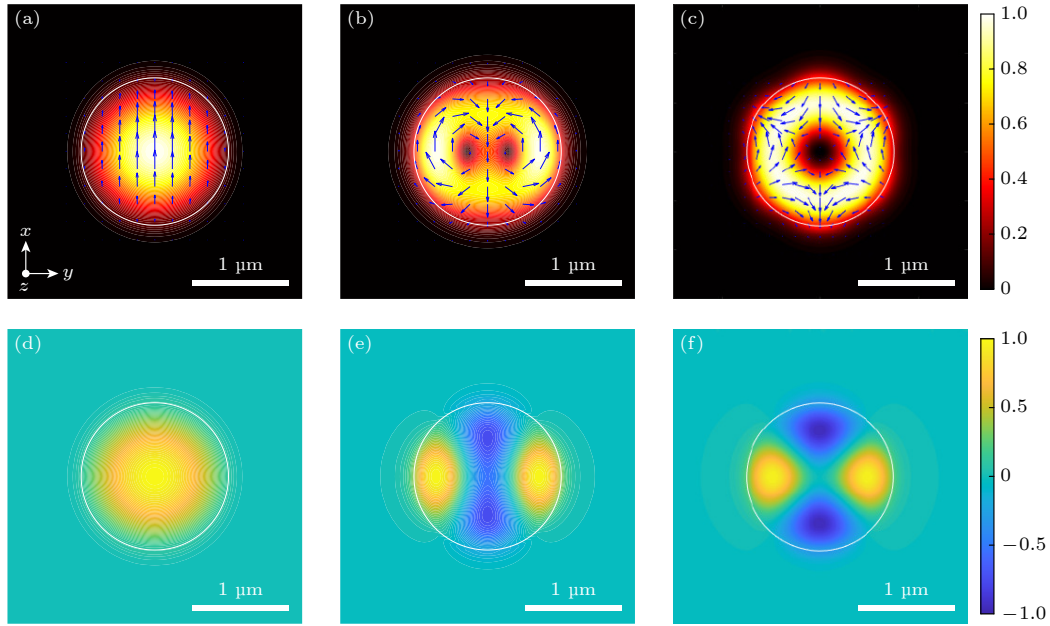


图 2 直径为 $1.5 \mu\text{m}$ 的 SiO_2 微纳光纤中的导模 (a)–(c) 电场强度的模值 ($|\mathbf{E}|$), 箭头表示偏振方向; (d)–(f) 电场强度主要分量的实部 ($\text{Re}(\mathbf{E}_x)$); (a), (d) 准 x 线偏振 HE_{11} 模; (b), (e) EH_{11} 偶模; (c), (f) HE_{31} 偶模. 电场强度的单位为 V/m ; 图中白色圆圈代表微纳光纤的边界, 比例尺为 $1 \mu\text{m}$

Fig. 2. Mode profiles of guided modes in a silica microfiber with a diameter of $1.5 \mu\text{m}$: (a)–(c) Electric field $|\mathbf{E}|$, blue arrows represent polarization directions; (d)–(f) phase distributions $\text{Re}(\mathbf{E}_x)$; (a), (d) x - HE_{11} ; (b), (e) even- EH_{11} ; (c), (f) even- HE_{31} modes. The unit of $|\mathbf{E}|$ is V/m , the white circles indicate microfiber walls, the scale bars are $1 \mu\text{m}$.

HE_{31} , $\text{EH}_{11} + \text{HE}_{31}$ 三种模式相干叠加的情况, 并通过调整两个光学导波模式之间的相对相位差, 优化相应的聚焦效果. 为了后续便于对比焦点处的光场强度大小, 本文假设相互作用的两个光学导波模式等振幅, 在模拟计算中模式的电场幅值均设置为 1 V/m . 进一步, 本文以直径为 85 nm 的聚苯乙烯 (polystyrene, PS) 颗粒 (折射率 $n = 1.59$) 为例, 研究了这种基于双模式干涉的可调谐聚焦光场对 PS 颗粒的光捕获作用, 并用捕获刚度和势能 (3) 式评估捕获强度和稳定性, 验证了该种方案应用于光捕获的可行性.

对于纳米颗粒在光场作用下所产生的时间平均光力, 采用 Einstein-Laub 光力计算理论 [33] 进行分析:

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left[(\mathbf{P} \cdot \nabla) \mathbf{E}^* + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \times \mu_0 \mathbf{H}^* \right] / P_s, \quad (2)$$

其中, $\mathbf{P} = \varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)\mathbf{E}$ 为电极化密度, \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分别为电场强度和磁场强度, 上标星号*表示复共轭. P_s 为输入光功率.

纳米颗粒沿光纤轴方向移动时, 作用在位于不同 z 轴位置的纳米颗粒上的纵向光力 F_z 可通过 (2) 式算得. 当纵向光力 F_z 为零时, 纳米颗粒可被

稳定地捕获在该轴向位置处, 即平衡位置. 聚焦光场对纳米颗粒的纵向捕获刚度 (κ_{trap}), 便定义为纵向光力曲线在平衡位置处的斜率. 纳米颗粒在光场作用下的时间平均势能 [34], 亦是评估光捕获稳定性的有效指标, 其计算方法如下:

$$\langle U \rangle = -\frac{1}{4} \int_V \text{Re}(\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}^*) dV, \quad (3)$$

其中体积分的区域包含整个纳米颗粒.

3 结果与讨论

首先选取准 x 线偏振态 HE_{11} 模和 EH_{11} 偶模这两种光学导波模式, 研究其相干叠加后出射光场的聚焦作用. 当固定两个模式之间的相对相位差为 -140° 时, 相应的聚焦效果如图 3(a), (b) 所示. 该聚焦光场在焦平面上的电场强度分布绘于图 3(c), 其电场强度最强的中心区域呈椭圆形分布. HE_{11} 和 EH_{11} 的聚焦光斑在 y 轴方向的半高宽尺寸约为 440 nm (对应 0.83λ), 与微纳光纤端面的距离 (即焦深) 约为 $0.38 \mu\text{m}$.

进一步通过优化两个光学导波模式之间的轴向相位差, 可以调控相应的端面聚焦效果. 如 (1b) 式

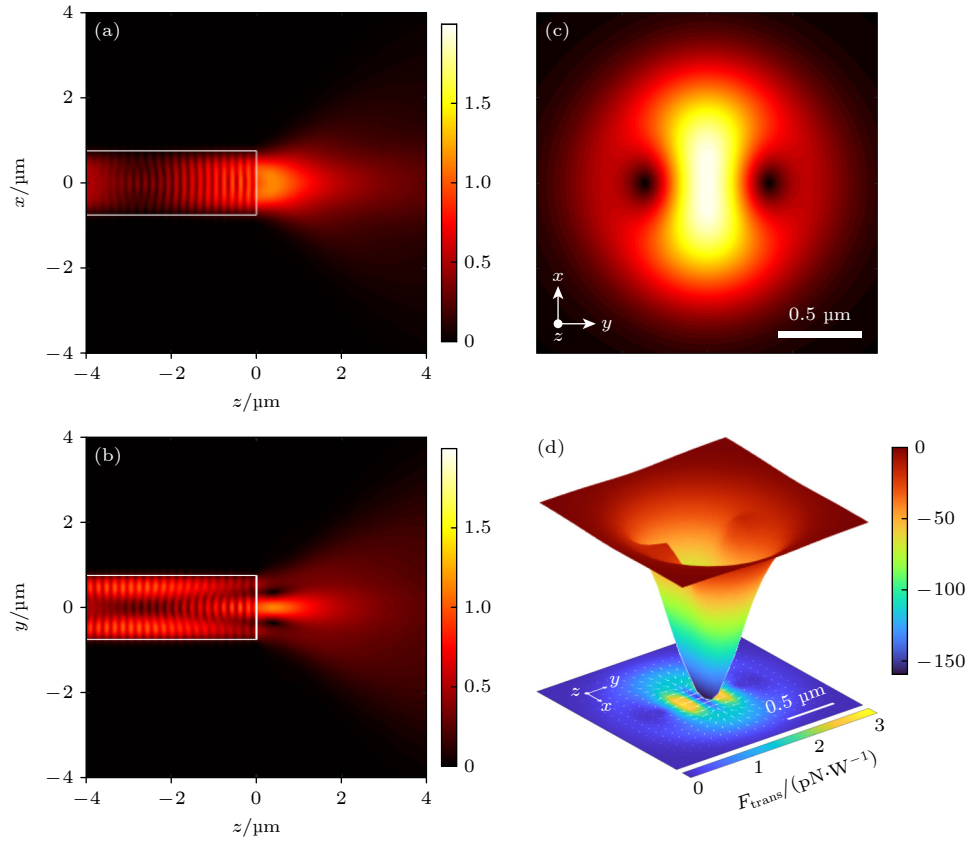


图 3 模式组 $HE_{11} + EH_{11}$ 的聚焦光场及其对直径 85 nm 的 PS 颗粒的捕获强度 (a) xz 平面; (b) yz 平面; (c) 焦平面上的电场强度的模值分布 ($|E|$), 单位为 V/m ; (d) 捕获平面上的势能密度分布 (三维图, 单位为 $k_B T/W$) 和横向光力分布 (底部的二维图, 单位为 pN/W). 图 (c), (d) 中比例尺为 $0.5 \mu m$

Fig. 3. E -field and trapping strength for 85 nm polystyrene (PS) particle under the two-mode set of x - HE_{11} and even- EH_{11} : (a) Electric fields ($|E|$) in xz plane, (b) the central cross-section in yz plane; (c) the focal plane, the unit is V/m ; (d) potential energy densities (3D profile) in trapping planes, with a unit of $k_B T/W$, and the images below show the transverse force exerted on the nanoparticle in trapping planes, with a unit of pN/W ; the color scale indicates the magnitude of the force and the arrows indicate its direction. Scale bars in panels (c) and (d) are $0.5 \mu m$.

所示, 干涉相长所产生的光场沿光纤轴向的分布主要取决于两个导模的传播常数差和轴向相位差 $\Delta\Phi$. 对于 HE_{11} 和 EH_{11} 的干涉作用效果, 图 4(a), (b) 展示了焦斑的电场强度和半高宽尺寸随轴向相位差 $\Delta\Phi$ 变化的情况. 当 $\Delta\Phi$ 从 -140° 调控至 -90° 时, 模式干涉形成的聚焦光场的焦深从 $0.38 \mu m$ 增加到 $0.57 \mu m$. 当 $\Delta\Phi = -140^\circ$ 时, 最大电场强度为 $2 V/m$; 当 $\Delta\Phi = -90^\circ$ 时, 电场强度为 $1.91 V/m$. 对于这两种相对相位差的情况, 在其各自的焦平面上, 单一的椭圆形焦斑 (图 3(c)) 具有相同的半高宽尺寸, 在 x 轴和 y 轴方向上的半高宽尺寸分别约为 1138 nm (对应 2.14λ) 和 440 nm (对应 0.83λ), 见图 4(b).

此外, 也研究了该种模式干涉型聚焦光场在纳米颗粒光捕获的应用潜力. 以直径为 85 nm 的 PS 颗粒为例, 颗粒在捕获平面上的光捕获势能和

横向光力如图 3(d) 所示. 与聚焦光场的电场强度分布相对应, PS 颗粒的光捕获势能亦呈椭圆形分布, 其势阱深度为 $159 k_B T/W$. 如图 3(d) 的底部图所示, 在势阱处横向光力为零, 表明纳米颗粒被稳定地捕获在势阱最深或电场强度最大的位置.

进一步, 还研究了两个光学导波模式之间的相对轴向相位差对光捕获性能的影响. 如图 4(c), (d) 所示, 当 $\Delta\Phi$ 从 -140° 变化到 -90° 时, 颗粒捕获的平衡位置从 $0.58 \mu m$ 移动到 $0.77 \mu m$, 与此同时纵向势阱深度从 $80 k_B T/W$ 减小为 $52.6 k_B T/W$, 纵向捕获刚度 κ_{trap} 从 $3.57 \text{ pN}/(\mu m \cdot W)$ 降低为 $1.24 \text{ pN}/(\mu m \cdot W)$, 这体现出光纤轴上的捕获稳定性略有降低. 这些结果表明, 干涉光场的聚焦效果与两个微纳光纤模式之间的相对轴向相位差紧密相关, 并且通过改变导模间的相对轴向相位差, 可有效调控纳米颗粒的轴向捕获位置以及捕获稳定性.

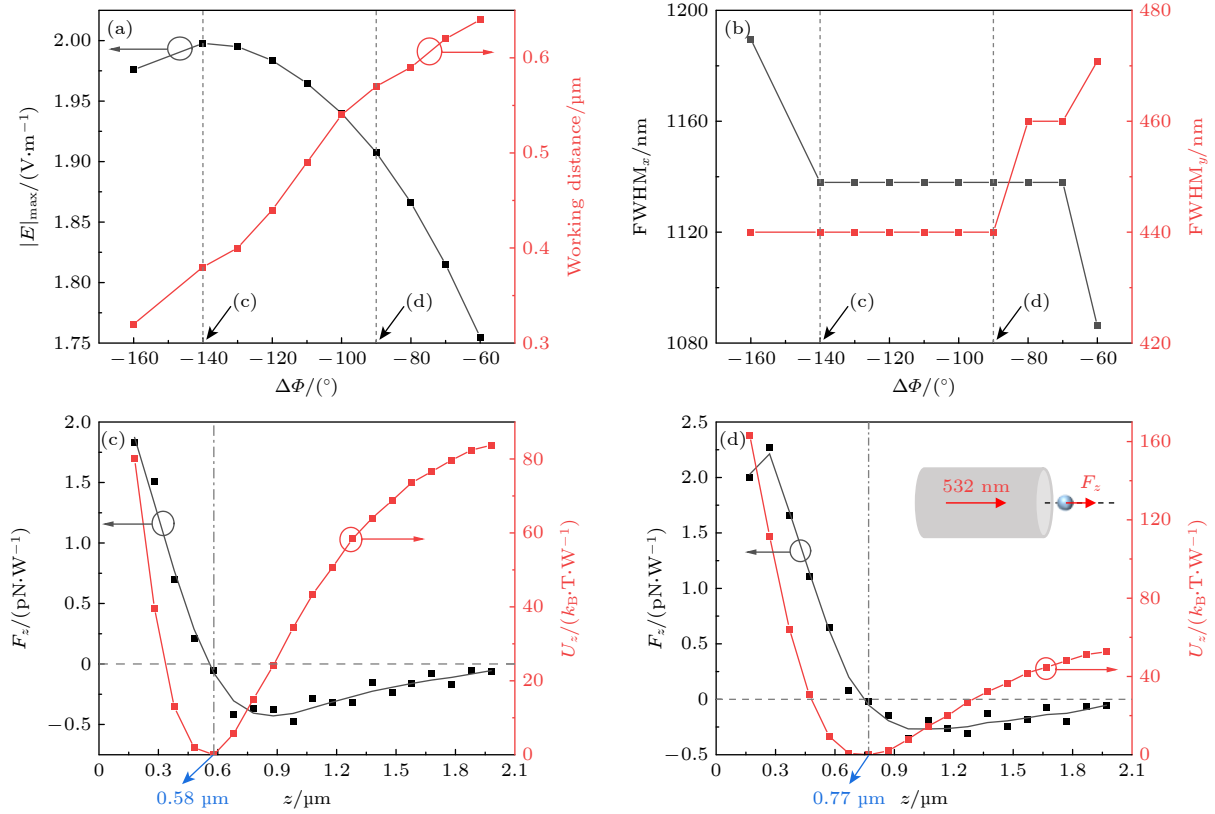


图 4 模式组 $\text{HE}_{11} + \text{EH}_{11}$ 在不同相对轴向相位差下的聚焦光场和颗粒捕获强度 (a) 聚焦光场的最大场强和焦深; (b) 聚焦光场的半高宽尺寸; (c) 相位差为 -140° 时颗粒沿光纤轴移动时的纵向光力和光捕获势能; (d) 相位差为 -90° 时颗粒沿光纤轴移动时的纵向光力和光捕获势能

Fig. 4. Optical trapping effect of two-mode $\text{HE}_{11} + \text{EH}_{11}$ under various phase differences: (a) Maximum E -field and working distance of the focusing light field; (b) the half width dimension of the focused light field; (c) the optical force and potential energy when particles move along the fiber axis with a phase difference of -140° ; (d) the optical force and potential energy of particles moving along the fiber axis with a phase difference of -90° .

其次, 选取了 HE_{11} 和 HE_{31} 两种光学导波模式, 通过优化两个模式之间的相对轴向相位差, 对应的最佳聚焦效果如图 5(a), (b) 所示. 该聚焦光场在焦平面上的电场强度分布绘于图 5(c). 焦平面上的电场强度分布呈蝴蝶结形状, 具有相邻的双焦点, 在 x 轴和 y 轴方向的半高宽尺寸分别为 3.01λ 和 0.97λ . 这两个焦点距离微纳光纤端面 $0.67 \mu\text{m}$, 分别位于 $(x, y) = (\pm 0.41, 0) \mu\text{m}$. 当该聚焦光场用于捕获直径 85 nm 的 PS 颗粒时, 其捕获平面上的势能和横向光力如图 5(d) 所示, 两个势阱深度均为 $99 k_B\text{T}/\text{W}$. 值得注意的是, 在 x 轴的 -0.4 — $0.4 \mu\text{m}$ 范围, 聚焦光场也形成了深度约为 $78 k_B\text{T}/\text{W}$ 的缝隙状势阱.

通过对比图 2 中导模的电场强度与横向相位分布、图 3 和图 5 的干涉图样, 容易发现, 基于双模式干涉的聚焦效果强烈地依赖于两个导模主要电场的横向相位分布, 轴向传播常数差及相应的模

式轴向相位差. 对于基模 HE_{11} 和高阶模 EH_{11} 或 HE_{31} 的相互作用, 基模的横向相位分布呈平面波分布 (相应的主要电场分量实部 $\text{Re}(E_x)$ 见图 2(d)), 而高阶模的横向相位分布呈中心对称角向分布 (相应的 $\text{Re}(E_x)$ 见图 2(e), (f)). 但是对于 EH_{11} 模式的横向相位分布, 其 x 轴方向上两瓣具有 $-\pi$ 相位的区域略微相互连接; 而 HE_{31} 模的四瓣异相的区域完全分离. 因此, HE_{11} 与两个高阶模的干涉光场分别呈椭圆形 (图 3(c)) 和蝴蝶结形 (图 5(c)) 分布.

基于以上分析, 继续探究 EH_{11} 和 HE_{31} 两种高阶模的相互作用, 其最佳聚焦效果如图 6(a), (b) 所示. 该聚焦光场在焦平面上的电场强度分布绘于图 6(c), 具有 4 个焦点: 两个沿 x 轴对称且相同的焦点, 记为 h_1 ; 另一对沿 y 轴对称且相同的焦点, 记为 h_2 . 当该聚焦光场用于捕获直径 85 nm 的 PS 颗粒时, 其捕获平面上的势能和横向光力如图 6(d), 表明了该模式组干涉实现同时捕获多个纳米颗粒

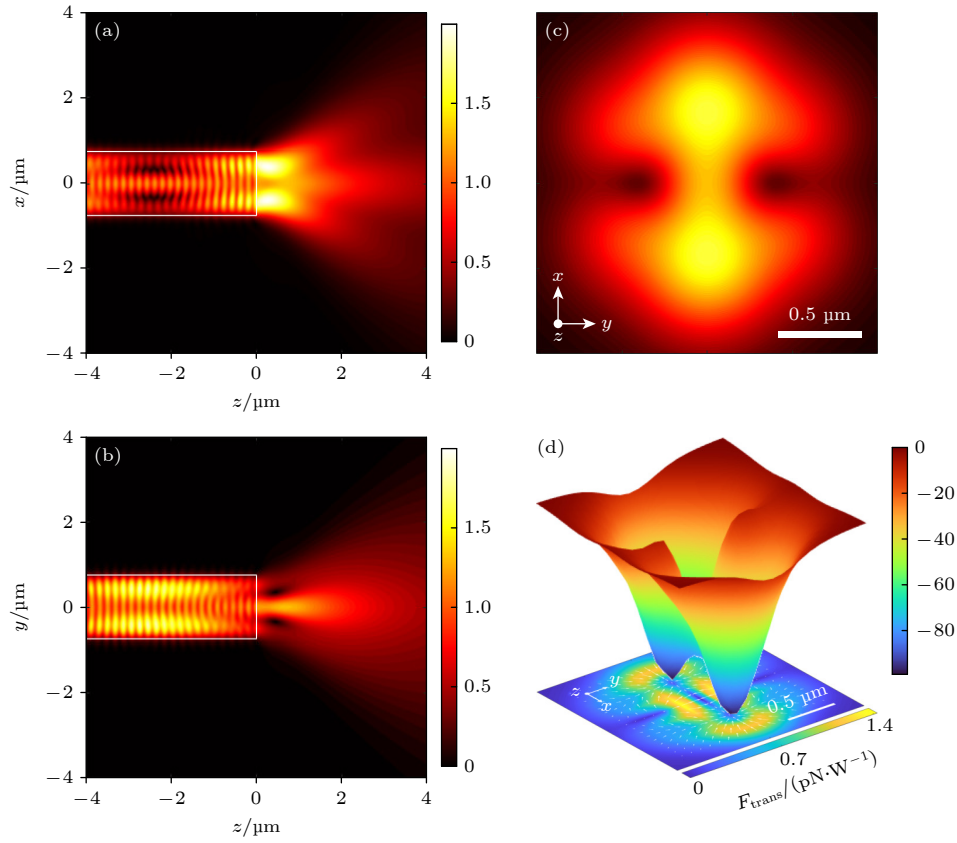


图 5 模式组 $\text{HE}_{11} + \text{HE}_{31}$ 的聚焦光场及其对直径 85 nm 的 PS 颗粒的捕获强度 (a) xz 平面, (b) yz 平面, (c) 焦平面上的电场强度的模值分布 ($|\mathbf{E}|$), 单位为 V/m ; (d) 捕获平面上的势能密度分布 (三维图, 单位为 $k_{\text{B}}\text{T/W}$) 和横向光力分布 (底部的二维图, 单位为 pN/W). 图 (c), (d) 中比例尺为 $0.5 \mu\text{m}$

Fig. 5. \mathbf{E} -field and trapping strength for 85 nm polystyrene (PS) particle under the two-mode set of x - HE_{11} and even- HE_{31} : (a) Electric fields ($|\mathbf{E}|$) in xz plane; (b) electric fields ($|\mathbf{E}|$) in yz plane; (c) electric fields ($|\mathbf{E}|$) in the focal plane, the unit is V/m ; (d) potential energy densities (3D profile) in trapping planes, with a unit of $k_{\text{B}}\text{T/W}$, and the images below show the transverse force exerted on the nanoparticle in trapping planes, with a unit of pN/W , the color scale indicates the magnitude of the force and the arrows indicate its direction. The scale bars in panels (c), (d) are $0.5 \mu\text{m}$.

的可能性. 电场强度更大的焦点 h_2 ($|\mathbf{E}| \approx 2.33 \text{ V/m}$) 产生的势能较大 ($U \approx 179 k_{\text{B}}\text{T/W}$), 而电场强度更小的焦点 h_1 ($|\mathbf{E}| \approx 1.96 \text{ V/m}$) 产生的势能亦较小 ($U \approx 146 k_{\text{B}}\text{T/W}$). 该结果证明了势能极小值与电场强度分布之间的关联性. 因为每个焦点的势阱和捕获刚度也取决于纳米颗粒, 所以该方法还具有根据纳米颗粒的大小、形状和折射率对其进行分类的能力. 补充材料图 S1 (online) 给出了纵向捕获刚度随纳米颗粒直径的变化情况.

以上模式组合 ($\text{HE}_{11} + \text{EH}_{11}$, $\text{HE}_{11} + \text{HE}_{31}$, $\text{EH}_{11} + \text{HE}_{31}$) 对应的亚波长聚焦效应具有明显的角向不对称特性, 这限制了其在光捕获等方面的应用. 从前文的分析可知, 要形成具有角向圆对称性的聚焦光场, 要求参与干涉作用的两个模式具有均匀分布或同心环分布的横向相位与横向场强分布. 基模的横向相位呈平面波分布 (见图 2(d)), 而同

心环相位分布可以在特定的高阶模中获得, 如 HE_{12} 和 HE_{13} 模式. 以 n_{eff} 为 1.341 的 HE_{12} 模式为例, 图 7(a), (b) 展示了其电场强度、偏振特性和 $\text{Re}(\mathbf{E}_x)$ 分布. HE_{12} 模的电场强度和横向相位均为同心环分布, 且两个环形区域的相位相差 2π . 对于准 x 线偏振的 HE_{11} 和 HE_{12} 模式, 最佳的亚波长聚焦效果通过改变两者的相对相位差获得, 如图 7(c), (d) 所示. 聚焦光场的焦点位于微纳光纤的光轴上, 焦深约 $0.35 \mu\text{m}$, 半高宽尺寸为 643 nm (对应 1.21λ). 此外, 该聚焦光场应用于捕获直径为 85 nm 的 PS 颗粒时, 捕获平面位于 $z = 0.43 \mu\text{m}$, 相应的纵向捕获刚度 κ_{trap} 为 $11.48 \text{ pN}/(\mu\text{m}\cdot\text{W})$ (见补充材料图 S2 (online)). 从图 7(e), (f) 可以看到纳米颗粒能够被紧紧地捕获在聚焦光场的中心, 纵向和横向的势阱深度分别为 641 和 $101 k_{\text{B}}\text{T/W}$; 而基于 HE_{11} 和 EH_{11} 模式干涉形成的聚焦光场,

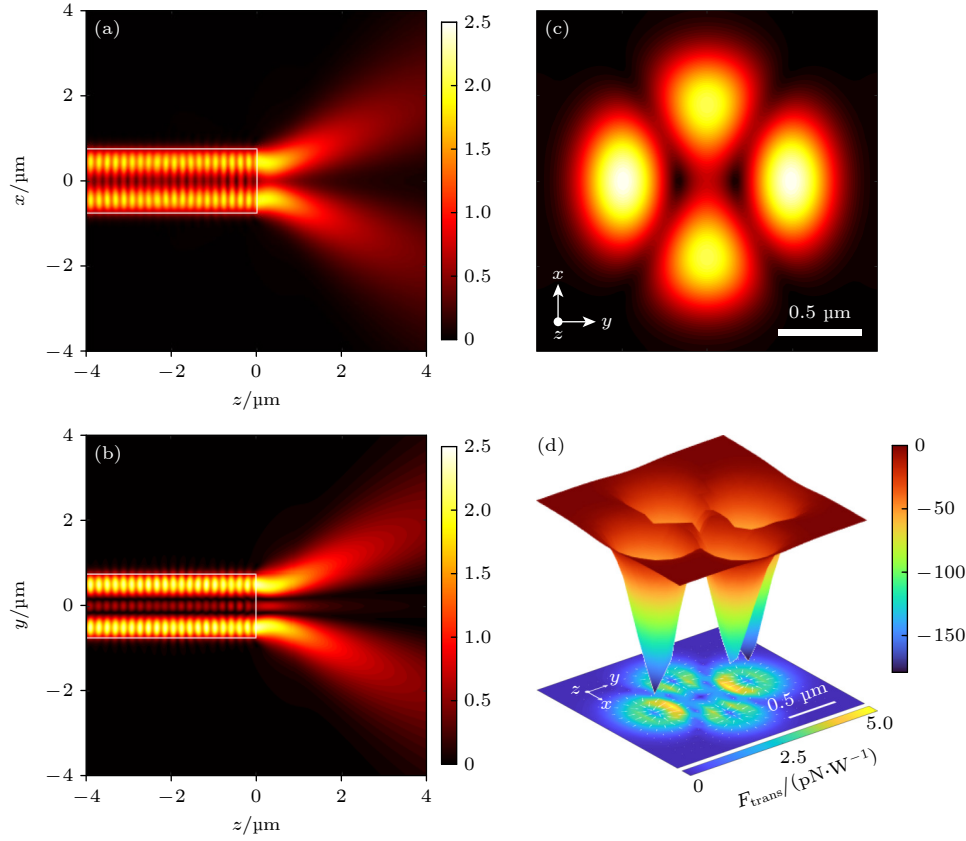


图 6 模式组 $\text{EH}_{11} + \text{HE}_{31}$ 的聚焦光场及其对直径 85 nm 的 PS 颗粒的捕获强度 (a) xz 平面; (b) yz 平面; (c) 焦平面上的电场强度的模值分布 ($|\mathbf{E}|$), 单位为 V/m ; (d) 捕获平面上的势能密度分布 (三维图, 单位为 $k_{\text{B}}\text{T/W}$) 和横向光力分布 (底部的二维图, 单位为 pN/W). 图 (c), (d) 中比例尺为 $0.5 \mu\text{m}$

Fig. 6. \mathbf{E} -field and trapping strength for 85 nm polystyrene (PS) particle under the two-mode set of $x\text{-EH}_{11}$ and even- HE_{31} : (a) Electric fields ($|\mathbf{E}|$) in xz plane; (b) electric fields ($|\mathbf{E}|$) in yz plane; (c) electric fields ($|\mathbf{E}|$) in the focal plane, the unit is V/m ; (d) potential energy densities (3D profile) in trapping planes, with a unit of $k_{\text{B}}\text{T/W}$, the images below show the transverse force exerted on the nanoparticle in trapping planes, with a unit of pN/W , the color scale indicates the magnitude of the force and the arrows indicate its direction. Scale bars in panels (c) and (d) are $0.5 \mu\text{m}$.

其捕获 PS 颗粒的势阱深度为 $159 k_{\text{B}}\text{T/W}$ (见图 3(d)). 这些结果表明, 紧聚焦可以增强对颗粒的捕获刚度. 此外, 与基于 EH_{11} 和 HE_{31} 模式干涉形成的多焦点聚焦光场 (见图 6(c)) 类似, EH_{11} 模 (见图 2(b), (e)) 和 HE_{12} 模的干涉作用可形成具有 3 个焦点的亚波长聚焦光场和实现多颗粒捕获, 见补充材料图 S3 (online), 主焦点在 x 和 y 轴方向的半高宽尺寸分别为 571 nm (1.07λ) 和 348 nm (0.65λ), 在 xy 平面的势阱深度约为 $288 k_{\text{B}}\text{T/W}$.

除了利用具有不同电场强度和横向相位分布的光学导波模式组合, 出射的聚焦光场图样与相应聚焦效果也可以通过改变一组模式的相对功率比进行调控. 以 HE_{11} 和 EH_{11} 的双模式干涉情况为例. 当功率比为 $P_{\text{HE}}:P_{\text{EH}} = 1:1$ 时, 存在单一焦点, 聚焦光场如图 3(c) 所示. 然而也可以观察到, 聚焦光场在 y 方向上还具有两个强度比主瓣弱

得多的旁瓣. 这些旁瓣源自于高阶模 EH_{11} , 旁瓣的抑制比可以通过改变相对功率比进行调控. 将 HE_{11} 模的功率固定为 1.04419 fW (电场强度幅值为 1 V/m), 然后将功率比从 $1:1$ 提高到 $1:5.28$ 和 $1:11.88$, 相应的聚焦光场分布见补充材料图 S4(a), (b) (online). 高阶模 EH_{11} 的功率提高后, 与功率比为 $1:1$ 时的旁瓣强度相比, 旁瓣的相对强度分别提高了 105% 和 166% . 此外随着高阶模 EH_{11} 功率的提高, 主瓣和旁瓣的半高宽尺寸均减小. 值得注意的是, 图 S4(c) (online) 表明, 当 $P_{\text{HE}}:P_{\text{EH}} \approx 3:1$ 时, 旁瓣抑制比高达 11 dB , 从而实现单个聚焦光斑.

如前文所述, 一些线偏振态光学导波模式对应的亚波长聚焦效应具有明显的角向不对称特性, 限制了其在光捕获等方面的应用. 为了克服这一劣势, 采用具有环形相位分布的模式 (即 HE_{12} 模式).

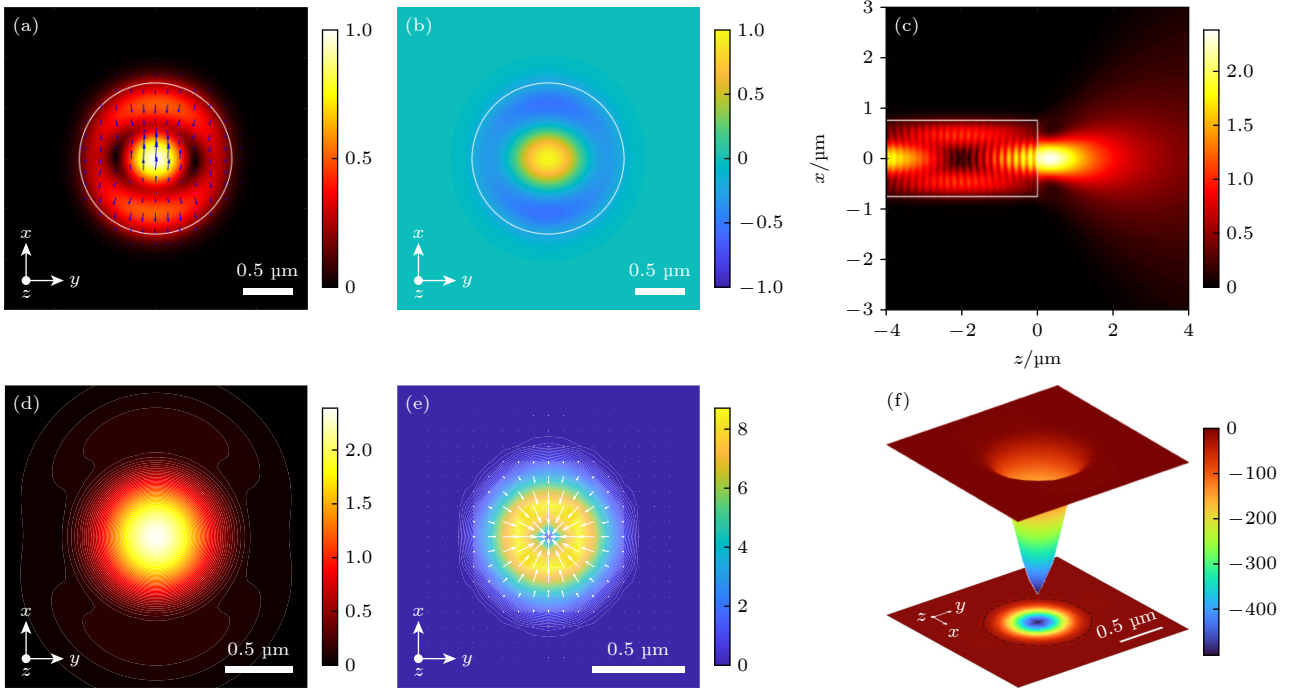


图 7 模式组 $HE_{11} + HE_{12}$ 的聚焦光场及其对直径 85 nm 的 PS 颗粒的捕获强度 (a) 准 x 线偏振 HE_{12} 模的电场强度的模值分布 ($|\mathbf{E}|$), 单位为 V/m, 图中箭头表示电场的偏振方向; (b) 准 x 线偏振 HE_{12} 模的电场强度主要分量的实部 ($\text{Re}(\mathbf{E}_x)$); (c) xz 平面聚焦光场的电场强度的模值分布; (d) 焦平面上聚焦光场的电场强度的模值分布; (e) 纳米颗粒在捕获平面上的横向光力, 单位为 pN/W; (f) 纳米颗粒在捕获平面上的势能密度分布, 单位为 $k_B T/W$. 图中比例尺为 $0.5 \mu\text{m}$

Fig. 7. Sub-wavelength focusing based on two-mode interference of x -polarized HE_{11} and HE_{12} and potential energy (a unit of $k_B T/W$) for an 85 nm PS particle: (a) \mathbf{E} -field (i.e., $|\mathbf{E}|$) distributions of x - HE_{12} mode, the unit is V/m; (b) $\text{Re}(\mathbf{E}_x)$ distributions of x - HE_{12} mode; (c) simulated interference field in the central cross-section xz plane; (d) electric fields ($|\mathbf{E}|$) in the focal plane; (e) transverse force (a unit of pN/W) and (f) potential energy (a unit of $k_B T/W$). The scale bars are $0.5 \mu\text{m}$.

除此之外, 下面也探究圆偏振态导模产生的角向圆对称聚焦光场及其颗粒捕获应用. 在图 3(c), (d) 和补充材料图 S5(a), (b) (online) 中, 当基于准线偏振 HE_{11} 和 EH_{11} 模式干涉效应的聚焦光场用于捕获 PS 颗粒时, 相应的捕获稳定性在横向 x 轴上并不理想, 捕获刚度 κ_{trap} 仅约为 $2.22 \text{ pN}/(\mu\text{m}\cdot\text{W})$. 如上文所述, 基于模式干涉效应的聚焦效果由两个导模中横向相位同相的主要电场发生相长干涉所引起. 对于圆偏振态的光学导波模式, 光场中具有相同横向相位分布的两个垂直分量之间存在 $\pi/2$ 的相位差, 光场在横向分布上的对称轴随着光场沿 z 轴传输而旋转. 因此, 在图 8(a), (b) 看到, 出射的聚焦光场在垂直于入射方向的截面 (即 xy 平面) 上呈均匀的圆形分布. 该单一焦点距离微纳光纤端面约 $0.4 \mu\text{m}$, 在 x 和 y 方向上的半高宽尺寸均约为 940 nm (对应于 1.77λ). 虽然圆偏振态的双模式干涉能在横向方向上均匀地限制光场, 但其焦点的半高宽尺寸已接近微米尺度. 对于该模式组, 虽然圆偏振态对应的聚焦效果不够理想, 但

其聚焦光场仍能将纳米颗粒捕获在光场中心 (见图 8(c)). 相比于线偏振态模式干涉形成的聚焦光场对 PS 颗粒 (直径为 85 nm) 的光捕获效果 (见图 3(d)), 势阱深度从线偏振态的 $159 k_B T/W$ 提高到圆偏振态的 $185 k_B T/W$ (见图 8(d)), 相应的捕获稳定性有所提高. 此外, 当颗粒在捕获平面上沿横向方向移动时, 对应的光力和光捕获势能见补充材料图 S5(c), (d) (online), 在 x 轴方向上的捕获刚度 κ_{trap} 从线偏振模式组下的 $2.22 \text{ pN}/(\mu\text{m}\cdot\text{W})$ 提高到了 $17.6 \text{ pN}/(\mu\text{m}\cdot\text{W})$. 这些结果表明圆偏振态模式组干涉产生的聚焦光场能够在角向上均匀地限制颗粒的运动, 从而提高光捕获的稳定性.

将所选取的模式组合的聚焦特征汇总于表 1, 并对比这些不同模式组合的聚焦光场在光捕获颗粒应用中的有效性 (表 2), 进而归纳总结了微纳光纤中多种多样的模式组合所产生的聚焦特征. 对于普通光纤, 属于同一组 LP 模的简并矢量模具有相似的横向光场强度分布和横向相位分布. 在微纳光纤中, 光学导波模式不再简并 [35]. 但仍可参考在弱

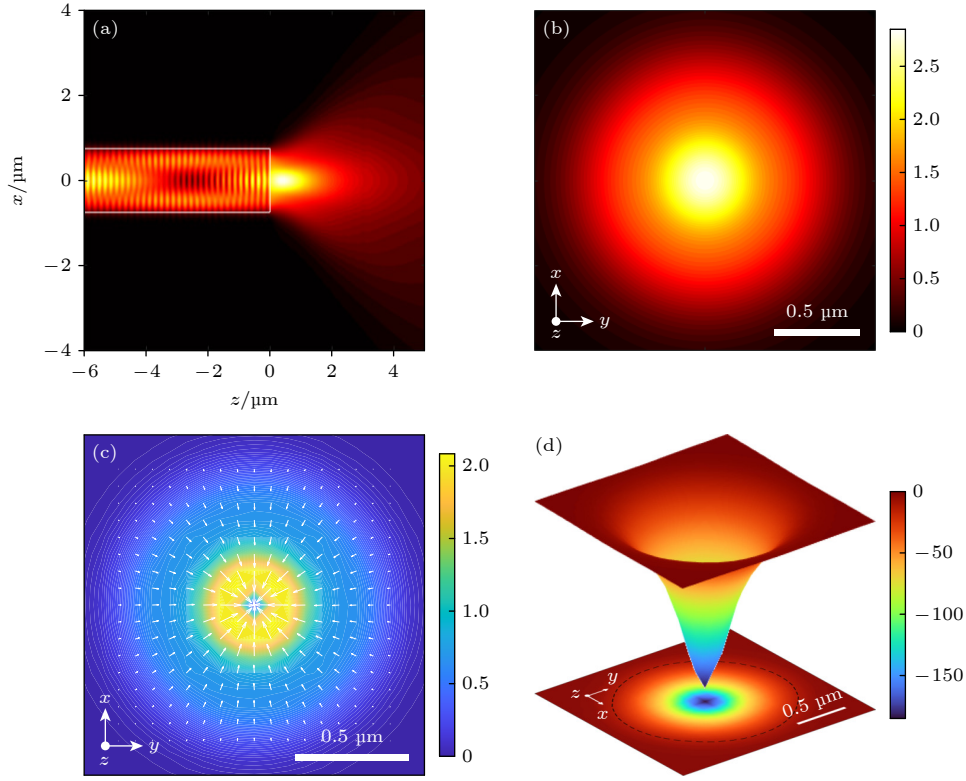


图 8 圆偏振模式组 $HE_{11} + EH_{11}$ 的聚焦光场及其对直径 85 nm 的 PS 颗粒的捕获强度 (a) 聚焦光场在 xz 平面的电场强度的模值分布 ($|\mathbf{E}|$); (b) 焦平面上的电场强度的模值分布 ($|\mathbf{E}|$), 单位为 V/m ; (c) 纳米颗粒在捕获平面上的横向光力, 单位为 pN/W ; (d) 纳米颗粒在捕获平面上的势能密度分布, 单位为 $k_B T/W$. 图中比例尺为 0.5

Fig. 8. Trapping strength of the sub-wavelength focusing under circularly polarized mode group $HE_{11} + EH_{11}$ and capture intensity of PS particles with a diameter of 85 nm: (a) \mathbf{E} -field distribution of the focused light field in the xz plane; (b) electric fields ($|\mathbf{E}|$) in the focal plane, the unit is V/m ; (c) transverse force distributions in the trapping plane (with a unit of pN/W); (d) the trapping potential (3D profile and 2D projection) in the trapping plane, with a unit of $k_B T/W$. The scale bars are $0.5 \mu m$.

表 1 基于微纳光纤双模式干涉的聚焦光场

Table 1. Sub-wavelength focusing of light by the two-mode interference from an optical microfiber.

模式组合	模式1的分布特点		模式2的分布特点		聚焦光斑的分布特点	
	$ \mathbf{E} $	$\text{Re}(\mathbf{E}_x)$	$ \mathbf{E} $	$\text{Re}(\mathbf{E}_x)$	$ \mathbf{E} $	最小半高宽 工作距离/ μm
$HE_{11} + EH_{11}$	类高斯	类高斯	类8字型圆环	略相连的四瓣区域	椭圆形	0.83λ 0.38
$HE_{11} + HE_{31}$	类高斯	类高斯	空心圆环	独立的四瓣区域	双焦点	0.97λ 0.67
$EH_{11} + HE_{31}$	单一圆环	略相连的四瓣区域	空心圆环	独立的四瓣区域	四焦点	0.78λ 0.10
$HE_{11} + HE_{12}$	类高斯	类高斯	同心双环	同心双环	类高斯	1.21λ 0.35
$EH_{11} + HE_{12}$	单一圆环	略相连的四瓣区域	同心双环	同心双环	三明治形	0.65λ 0.3
圆偏振态 $HE_{11} + EH_{11}$	—	—	—	—	类高斯	1.77λ 0.40

表 2 基于微纳光纤双模式干涉的聚焦光场在光捕获方面的应用^{a)b)}

Table 2. Optical traps created by sub-wavelength focusing fields based on two-mode interference from an optical microfiber^{a)b)}.

模式组合	颗粒横向位置(x, y)/ μm	平衡位置/ μm	$U_{x/y}/(k_B T \cdot W^{-1})$	$U_z/(k_B T \cdot W^{-1})$	$\kappa_{x/y}/(pN \cdot \mu m^{-1} \cdot W^{-1})$	$\kappa_z/(pN \cdot \mu m^{-1} \cdot W^{-1})$
$HE_{11} + EH_{11}$	(0, 0)	0.58	159	80	2.22/24.66	3.57
$HE_{11} + HE_{31}$	($\pm 0.41, 0$)	0.77	99	25	11.53	4.0
$EH_{11} + HE_{31}$	(0, ± 0.5)	0.34	179	26	14.64	1.34
$HE_{11} + HE_{12}$	(0, 0)	0.43	641	101	64.98	11.48
$EH_{11} + HE_{12}$	(0, 0)	0.30	288	38	88.07	10.11
圆偏振态 $HE_{11} + EH_{11}$	(0, 0)	0.43	185	79	17.6	4.1

^{a)} 捕获颗粒为 PS 小球, 直径 85 nm;

^{b)} $U_{x/y}$ 和 U_z 分别为横向和纵向的势阱深度; $\kappa_{x/y}$ 和 κ_z 分别为横向和纵向的捕获刚度.

导近似下的 LP 模归纳方法, 将矢量模的横向相位分布分为两类: 同心圆环分布的 LP_{0m} 、中心对称角向分布的 LP_{lm} ($l \neq 0$). 从 (1b) 式可看到, 双模式相干叠加后, 干涉光场的横向分布取决于光学导波模式的光场强度分布、横向相位分布及双模式间的传播常数差和相对轴向相位差.

因为基模 HE_{11} 的横向光场强度呈类高斯分布、横向相位呈平面波分布, 所以当高阶模与 HE_{11} 模发生干涉作用时, 干涉光场的横向分布取决于高阶模的场强和横向相位分布. 先以高阶模与 HE_{11} 模的干涉光场为例, 归纳双模式干涉的聚焦特征. 对于横向相位呈中心对称角向分布的 LP_{lm} ($l \neq 0$) 模, 其横向相位分布沿径向关于圆心对称、相邻相位相差 π (例如 EH_{11} 和 HE_{31} 模, 图 2(e), (f)). 从 (1b) 式可推知, 当高阶模中横向相位为 0 的光场与 HE_{11} 模干涉相消时, 则相位为 π 的光场与 HE_{11} 模干涉相长. 因此, 无论 l 为奇数 (即 $l = 2n+1$ ($n = 1, 2, 3, \dots$)) 或偶数 (即 $l = 2n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$)), 聚焦光场的横向分布上都具有 n 个焦点, 且焦点的横向位置与高阶模的横向相位分布相对应. 对于横向相位呈同心圆环分布的 LP_{0m} 模, 相位环的数量等于 m , 且相邻的相位环相差 π . 当 $m = 2$ 时, 对应于文中的 HE_{12} 模 (图 7(a), (b)). 因为 HE_{12} 模仅存在相差 π 的两个相位环, 所以当中心相位对应的光场与 HE_{11} 模干涉相长时, 外相位环对应的光场区域与 HE_{11} 模干涉相消, 从而形成单一焦点的聚焦光场. 当 LP_{0m} 模的 $m \geq 3$ 时, 因为 LP_{0m} 模中横向相位相同的光场环并不唯一, 所以当 LP_{0m} 模对应的矢量模与 HE_{11} 模发生干涉作用时, 相应的聚焦光场亦呈同心圆环分布. 因为 LP_{0m} 模的横向场强主要集中在中心区域, 所以在聚焦光场中, 其靠近中心的场强比外环的场强大.

两个高阶矢量模之间的干涉作用具有类似的规律. 当两个高阶模相互作用时, 横向场强在空间上相互重叠的光场发生干涉, 而重叠光场的干涉相长或干涉相消分布则取决于这两部分之间的相对相位差. 聚焦光场的焦点数量和横向分布与干涉相长的重叠光场一致. 由于在微纳光纤中矢量模不再简并, 对于同一组 LP 模对应的矢量模, 它们的横向光场强度和横向相位分布存在些许差异, 从而导致聚焦光场的分布亦有所区别. 例如, 本文 HE_{31} 模和 EH_{11} 模分别与基模 HE_{11} 之间的干涉作用, 这两种模式组合对应的聚焦光场具有相对明显的差异 (图 3 和图 4).

表 3 列出了不同方法所获得的聚焦光场特征, 包括工作波长、半高宽尺寸和工作距离 (焦深). 本文所选取的模式组合列于表 1, 其中 EH_{11} 和 HE_{12} 两个模式干涉形成的聚焦光场 (补充材料图 S3 (online)), 其主瓣具有最小的半高宽尺寸, 即 348 nm (对应于 0.65λ); 其次, HE_{11} 和 EH_{11} 模式干涉形成的椭圆形聚焦光场 (图 3), 短轴方向的半高宽尺寸为 440 nm (对应于 0.83λ). 从表 3 可以看到, 直接利用显微物镜与微透镜组合得到的焦斑半高宽尺寸约为 0.85λ ($\lambda = 800$ nm)^[1]. 在普通光纤端面上设计和加工超透镜平面结构, 能够在可见光波段实现半高宽尺寸为 280 nm (对应 0.41λ , $\lambda = 690$ nm) 的亚波长聚焦^[30]. 利用锥状的中空微管道, 可得到半高宽尺寸为 435 nm (对应于 0.65λ , $\lambda = 671$ nm) 的聚焦^[23]. 基于光纤锥的聚焦方法可以得到半高宽尺寸为 840 nm (对应于 1.04λ , $\lambda = 808$ nm) 的焦斑, 结合微透镜可进一步将焦斑的半高宽尺寸压缩至 0.26λ ^[27]. 可看到, 本文提出的聚焦方法, 其聚焦的效果可与传统微透镜、中空微管道和光纤锥的聚焦效果相比拟. 但本方法无需进行高精度的微纳

表 3 基于光纤的亚波长聚焦光场比较
Table 3. Comparisons of sub-wavelength focusing fields by optical fibers.

结构	光波长/nm	半高宽/nm	工作距离/ μ m	文献
微球透镜	800	678 (0.85λ)	8	[1]
中空微管道	671	435 (0.65λ)	1.47	[23]
普通单模光纤超透镜	690	280 (0.41λ)	18	[30]
普通单模光纤超透镜	660	360 (0.54λ)	50	[37]
光纤锥	808	840 (1.04λ)	3	[27]
光纤锥微透镜	808	208 (0.26λ)	0.48	[27]
普通多模光纤微透镜	980	350 (0.36λ)	15	[36]
本工作	532	348 (0.65λ)	0.4	—

表 4 亚波长聚焦光场在光捕获应用方面的比较^{a)b)}
 Table 4. Comparisons of optical traps created by sub-wavelength focusing fields^{a)b)}.

结构	尺寸/nm	$U_{x/y}/k_B T/W$	$U_z/(k_B T \cdot W^{-1})$	$\kappa_{x/y}/(pN \cdot \mu m^{-1} \cdot W^{-1})$	$\kappa_z/(pN \cdot \mu m^{-1} \cdot W^{-1})$	文献
光纤锥	85	150	70	22	4	[27]
光纤锥微透镜	85	500	240	310	60	[27]
普通单模光纤超透镜	2000	—	—	90	8	[37]
普通多模光纤微透镜	200	4.6×10^3	6.3×10^3	720	250	[36]
本工作	85	641	101	64.98	11.48	—

^{a)}文献[37]捕获的颗粒为SiO₂球,其余文献的捕获颗粒为PS小球;

^{b)} $U_{x/y}$ 和 U_z 分别为横向和纵向的势阱深度; $\kappa_{x/y}$ 和 κ_z 分别为横向和纵向的捕获刚度.

结构加工,且具有灵活、易制备、低成本、可调谐等优势.这些优势使该亚波长聚焦方法有望应用在颗粒光捕获、超分辨率光学成像和纳米光刻等领域.

本文探究了基于双模式干涉的亚波长聚焦方法在光捕获应用中的有效性.如表2所列,HE₁₁和HE₁₂模干涉产生的聚焦光场对直径85 nm的PS颗粒的捕获稳定性最佳,其纵向和横向的光捕获势能分别为 $U_z \approx 101 k_B T/W$ 和 $U_{x/y} \approx 641 k_B T/W$,纵向和横向的捕获刚度分别为 $\kappa_z \approx 11.48 pN/(\mu m \cdot W)$ 和 $\kappa_{x/y} \approx 64.98 pN/(\mu m \cdot W)$.表4对比了以上不同聚焦方法在颗粒光捕获应用中的有效性,包括所捕获颗粒的尺寸、横向和纵向的势阱深度与捕获刚度.微纳光纤拉制的光纤锥已被应用于捕获直径为85 nm的PS颗粒,其纵向和横向的光捕获势能分别为 $U_z \approx 70 k_B T/W$ 和 $U_{x/y} \approx 150 k_B T/W$,纵向和横向的捕获刚度分别为 $\kappa_z \approx 4 pN/(\mu m \cdot W)$ 和 $\kappa_{x/y} \approx 22 pN/(\mu m \cdot W)$ [27].当光纤锥结合微透镜时,其光捕获的纵向和横向势能分别提升至 $U_z \approx 240 k_B T/W$ 和 $U_{x/y} \approx 500 k_B T/W$,纵向和横向的捕获刚度分别提升为 $\kappa_z \approx 60 pN/(\mu m \cdot W)$ 和 $\kappa_{x/y} \approx 310 pN/(\mu m \cdot W)$ [27].基于普通多模光纤与微透镜的复合结构,实现了对直径200 nm的PS颗粒的稳定捕获,并极大地将光捕获势阱深度提升到 $10^3 k_B T/W$,纵向和横向的捕获刚度分别提升为 $\kappa_z \approx 250 pN/(\mu m \cdot W)$ 和 $\kappa_{x/y} \approx 720 pN/(\mu m \cdot W)$ [36].基于普通单模光纤端面超透镜的方式,实现了对直径2 μm 的SiO₂颗粒的稳定捕获,其纵向和横向的捕获刚度分别为 $\kappa_z \approx 90 pN/(\mu m \cdot W)$ 和 $\kappa_{x/y} \approx 8 pN/(\mu m \cdot W)$ [37].可看到,本文的聚焦方法应用于百纳米直径的颗粒捕获,具有与已报道方案可媲美的效果.该聚焦方法不仅在势阱和捕获刚度上均有一定的增强,而且同时兼具可调谐的特点,为纳米颗粒的光捕获应用提供了一种崭新的思路.

在实际应用中,需要考虑微纳光纤中特定导模激发及相位调控的可行性.在普通光纤中,选择性激发光纤模式的常用方法是用模式选择耦合器实现基模到高阶模的转换,如基于机械致或声致长周期光纤光栅[38,39]、基于弱熔融拉锥的少模光纤[40,41].在微纳光纤中,由于波导色散的增加,不存在普通光纤中的模式简并问题[35].故上述基于光栅的模式转换方法同样适用于微纳光纤.在微纳光纤中制备周期性光栅结构[42,43],使初始模式与目标矢量模之间满足相位匹配条件,从而达到完全或部分导模转换.当分别在两根微纳光纤中选择性激发相应的目标矢量模后,可用定制的光纤合束器将两个模式耦合到单根微纳光纤中.并在其中一根光纤上,加载相位调制器以改变对应模式的相位变化,从而调控双模式的相对相位差.同时,研究者利用光纤锥中的LP₀₁和LP₁₁模实现了双颗粒的同轴捕获[25]:由于LP₁₁模的光强具有环形分布,在光纤锥传输时发生全内反射作用而在光纤锥出口处聚焦并捕获一个微米颗粒P1;当LP₀₁模通过被捕获的颗粒P1后被聚焦,从而捕获第2个微米颗粒P2.这为拓展微纳光纤中双模式干涉实现双颗粒的同轴捕获提供了新的参考思路.

以上理论研究的内容若进行实验研究,还需要进一步解决一些实际问题,如针对不同模式组合的耦合器定制、微纳光纤中模式的偏振控制等.但考虑到本方法具有无需在光纤端面进行精密微纳加工的独特优势,对于实际应用来说仍具有一定的借鉴意义.

4 结论

本文的理论研究发现,基于微纳光纤双模式干涉的亚波长聚焦方法,能够获得具有单个或多个焦点的聚焦光场,并实现对多个纳米颗粒的同时操

纵. 对于线偏振态的基模 HE_{11} , 当其与 EH_{11} 或 HE_{12} 模干涉时, 出射的干涉光场产生聚焦效果并形成单焦点, 焦点的横向半高宽尺寸约为 440 nm (对应 0.83λ). 由于模式干涉的轴向周期性分布与两个导模之间的相对轴向相位差密切相关, 因此聚焦光场与微纳光纤端面的轴向距离 (焦深) 可通过改变两个导模之间的相对轴向相位差进行调节, 这提供了一种调控聚焦光场焦深和纳米颗粒轴向捕获位置的崭新思路. 此外, 基于双模式干涉的聚焦效果强烈地依赖于两个导模的横向光场强度分布、横向相位分布与轴向传播常数之差, 因此, 通过选取不同光学导波模式的组合以及改变两个导模之间的功率比, 可进一步优化和定制出射的聚焦光场图样和聚焦效果. 例如, EH_{11} 和 HE_{12} 两个模式干涉形成具有多焦点的聚焦光场, 其主瓣具有最小的横向半高宽尺寸, 约为 348 nm (对应 0.65λ). 根据纳米颗粒的大小、形状和折射率, 具有多个焦点的聚焦光场能够在不同焦点对不同纳米颗粒进行分类. 对于一些线偏振态的模式组, 亚波长聚焦效应具有明显的角向不对称特性, 改用相应的圆偏振态模式组可以获得具有角向圆对称性分布的聚焦光场. 由于微纳光纤的导模具有多样性, 这种基于双模式干涉的方法能够定制空间特异性的聚焦光场. 值得一提的是, 该种亚波长聚焦方法基于平整的微纳光纤端面, 无需进行高精度的微纳结构加工, 具有免精密微纳加工的独特优势. 这种基于小型化柔性全光纤的亚波长聚焦方法, 将有望应用于操纵纳米颗粒、超分辨率光学成像和纳米光刻等领域.

参考文献

- [1] Lin Z Y, Liu K, Cao T, Hong M H 2023 *OEA* **6** 230029
- [2] Stoian R, Colombier J P 2020 *Nanophotonics* **9** 4665
- [3] Li X P, Cao Y Y, Tian N, Fu L, Gu M 2015 *Optica* **2** 567
- [4] Lindfors K, Kalkbrenner T, Stoller P, Sandoghdar V 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 037401
- [5] Yang H, Trouillon R, Huszka G, Gijs M A M 2016 *Nano Lett.* **16** 4862
- [6] Berthelot J, Aćimović S S, Juan M L, Kreuzer M P, Renger J, Quidant R 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 295
- [7] Li Y C, Liu X S, Li B J 2019 *Light Sci. Appl.* **8** 61
- [8] Rui G H, Zhan Q W 2022 *Acta Photon. Sin.* **51** 0551301 (in Chinese) [芮光浩, 詹其文 2022 *光子学报* **51** 0551301]
- [9] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [10] Liu Z W, Durant S, Lee H, Pikus Y, Fang N, Xiong Y, Sun C, Zhang X 2007 *Nano Lett.* **7** 403
- [11] Lee S Y, Kim K, Kim S J, Park H, Kim K Y, Lee B 2015 *Optica* **2** 6
- [12] Genet C, Ebbesen T W 2007 *Nature* **445** 39
- [13] Khorasaninejad M, Zhu A Y, Roques-Carnes C, Chen W T, Oh J, Mishra I, Devlin R C, Capasso F 2016 *Nano Lett.* **16** 7229
- [14] García-Vidal F J, Martín-Moreno L, Lezec H J, Ebbesen T W 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 4500
- [15] Yu H K, Liu B D, Wu W L, Li Z Y 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 149101 (in Chinese) [虞华康, 刘伯东, 吴婉玲, 李志远 2019 *物理学报* **68** 149101]
- [16] Zhang Y, Fu H Y, Liang J, Zhu J, Zhou L 2022 *Acta Photon. Sin.* **51** 0551309 (in Chinese) [张毅, 傅涵垚, 梁洁, 朱嘉, 周林 2022 *光子学报* **51** 0551309]
- [17] Huang F M, Zheludev N, Chen Y, Javier Garcia de Abajo F 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 091119
- [18] Wei P K, Chang W L, Lee K L, Lin E H 2009 *Opt. Lett.* **34** 1867
- [19] Wang T T, Wang X, Kuang C F, Hao X, Liu X 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 231105
- [20] Wang X, Fu J, Liu X, Tong L M 2009 *J. Opt. Soc. Am. A* **26** 1827
- [21] Liberale C, Minzioni P, Bragheri F, De Angelis F, Di Fabrizio E, Cristiani I 2007 *Nat. Photonics* **1** 723
- [22] Zhang Y, Liu Z H, Yang J, Yuan L B 2012 *Opt. Commun.* **285** 4068
- [23] Fu J, Dong H T, Fang W 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 41114
- [24] Gong Y, Ye A Y, Wu Y, Rao Y J, Yao Y, Xiao S 2013 *Opt. Express* **21** 16181
- [25] Zhang Y X, Zhou Y, Tang X Y, Wang Z, Zhang Y, Liu Z H, Zhang J Z, Yang J, Yuan L B 2021 *Opt. Lett.* **46** 3017
- [26] Li Y C, Xin H B, Liu X, Zhang Y, Lei H X, Li B J 2016 *ACS Nano* **10** 5800
- [27] Li Y C, Xin H B, Lei H X, Liu L L, Li Y Z, Zhang Y, Li B J 2016 *Light Sci. Appl.* **5** e16176
- [28] Rogers E T F, Savo S, Lindberg J, Roy T, Dennis M R, Zheludev N I 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 31108
- [29] Huang H, Li Q, Fu J, Wu J, Lin F, Wu X K 2015 *Nanoscale* **7** 16504
- [30] Yuan G H, Rogers E T, Zheludev N I 2017 *Light Sci. Appl.* **6** e17036
- [31] Yu H K, Fang W, Gu F X, Qiu M, Yang Z Y, Tong L M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 053830
- [32] Wang S S, Fu J, Qiu M, Huang K J, Ma Z, Tong L M 2008 *Opt. Express* **16** 8887
- [33] Mansuripur M, Zakharian A R 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023823
- [34] Girard C, Dereux A, Martin O J F 1994 *Phys. Rev. B* **49** 13872
- [35] Tong L M, Lou J, Mazur E 2004 *Opt. Express* **12** 1025
- [36] Tang X Y, Zhang Y, Su W J, Zhang Y X, Liu Z H, Yang X H, Zhang J Z, Yang J, Yuan L B 2019 *Opt. Lett.* **44** 5165
- [37] Pliduschun M, Ren H, Kim J, Förster R, Maier S A, Schmidt M A 2021 *Light Sci. Appl.* **10** 57
- [38] Pradhan P, Sengupta D, Wang L, Tremblay C, LaRochelle S, Ung B 2017 *Sci. Rep.* **7** 1552
- [39] Zhang W D, Wei K Y, Huang L G, Mao D, Jiang B Q, Gao F, Zhang G Q, Mei T, Zhao J L 2016 *Opt. Express* **24** 19278
- [40] Ismaeel R, Lee T, Oduro B, Jung Y, Brambilla G 2014 *Opt. Express* **22** 11610
- [41] Xiao Y L, Liu Y G, Wang Z, Liu X Q, Luo M M 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 204207 (in Chinese) [肖亚玲, 刘艳格, 王志, 刘晓硕, 罗明明 2015 *物理学报* **64** 204207]
- [42] Zhang Y, Lin B, Tjin S C, Zhang H, Wang G H, Shum P, Zhang X L 2010 *Opt. Express* **18** 26345
- [43] Liu Y X, Meng C, Zhang A P, Xiao Y, Yu H K, Tong L M 2011 *Opt. Lett.* **36** 3115

Sub-wavelength focused light and optical trapping application based on two-mode interference from an optical micro-/nanofiber*

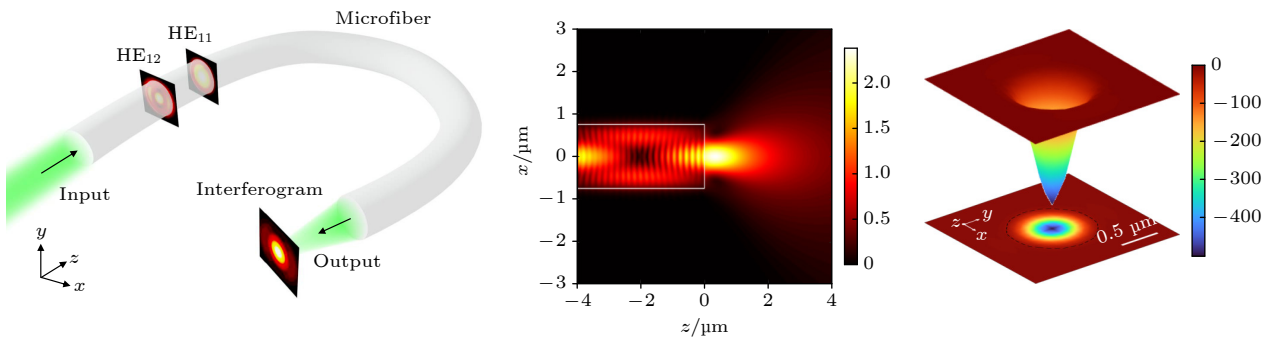
Wu Wan-Ling Wang Xiang-Ke Yu Hua-Kang[†] Li Zhi-Yuan

(School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

(Received 27 January 2024; revised manuscript received 3 March 2024)

Abstract

The ability to focus light on a subwavelength scale is essential in modern photonics. Optical microfiber-based sub-wavelength focusing will allow a miniaturized, flexible and versatile tool for many applications such as biomedical imaging and optomechanics. For a separate mode exited from an optical micro-/nanofiber endface, the photons will experience significant diffraction into the free space. This situation can be changed by incorporating two-mode interference along with the specific spatial distributions of both \mathbf{E} -field amplitude and phase. Herein we report a novel approach to realizing sub-wavelength focusing based on the two-mode interference exited from an optical microfiber endface. By utilizing specific distributions of \mathbf{E} -field amplitude and phase of two interacting optical modes, interference field patterns with a single focus (e.g., via a two-mode set of HE_{11} and HE_{12}) or multiple foci (e.g., via a two-mode set of HE_{11} and HE_{31}) can be obtained. Then, it is proved that the constructed foci will readily facilitate and selective trapping of nanoparticles. Circular polarization of optical mode is utilized in order to bring in angular symmetry of sub-wavelength focusing patterns compared with linear polarized optical modes. Our simulation results show that the smallest focal spot produced from the EH_{11} and HE_{12} mode interference has a full width at half-maximum (FWHM) of ~ 348 nm (i.e. 0.65λ). Such a subwavelength focusing field is applied to the optical trapping of an 85 nm-diameter polystyrene nanosphere. Further calculation reveals that the stable trapping can be fulfilled with axial and transverse trap stiffness of 11.48 pN/ $(\mu\text{m}\cdot\text{W})$ and 64.98 pN/ $(\mu\text{m}\cdot\text{W})$, as well as axial and transverse potential well of 101 $k_{\text{B}}\text{T}/\text{W}$ and 641 $k_{\text{B}}\text{T}/\text{W}$ via two-mode interference of HE_{11} and HE_{12} . These values demonstrate the great improvement over conventional tapered fibers. Further investigations show that different foci, via a two-mode set of HE_{11} and HE_{31} , exhibit unlike trap stiffness and potential wells, justifying the potential for nanoparticle size sorting. Based on the flexible all-fiber device, this subwavelength focusing strategy by two-mode interference may find promising applications in optical manipulation, superresolution optical imaging, data storage and nanolithography.



Keywords: two-mode interference, sub-wavelength focusing, optical microfiber

PACS: 04.30.Nk, 42.81.Qb

DOI: 10.7498/aps.73.20240181

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12174116) and the Science and Technology Project of Guangdong Province, China (Grant No. 2020B010190001).

[†] Corresponding author. E-mail: hkyu@scut.edu.cn

基于微纳光纤双模式干涉的亚波长聚焦光场及光捕获应用

吴婉玲 王向珂 虞华康 李志远

Sub-wavelength focused light and optical trapping application based on two-mode interference from an optical micro-/nanofiber

Wu Wan-Ling Wang Xiang-Ke Yu Hua-Kang Li Zhi-Yuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 100401 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240181

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240181>

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

基于石墨烯的宽带全光空间调制器

Graphene-based broadband all-optical spatial modulator

物理学报. 2018, 67(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180307>

矩形纳米狭缝超表面结构的近场增强聚焦调控

Enhanced near field focus steering of rectangular nanoslit metasurface structure

物理学报. 2019, 68(18): 187103 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190728>

结构光照明相位/荧光双模式显微技术

Phase/fluorescence dual-mode microscopy imaging based on structured light illumination

物理学报. 2022, 71(24): 244203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221518>

亚波长介质光栅/MDM波导/周期性光子晶体中双重Fano共振的形成及演变规律分析

Analysis of formation and evolution of double Fano resonances in sub-wavelength dielectric grating/MDM waveguide/periodic photonic crystal

物理学报. 2022, 71(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211491>

亚波长间距理想导体球阵列近区时间反演电磁场的快速求解

Fast solution of near-field time reversal electromagnetic field of sub-wavelength perfect conducting ball arrays

物理学报. 2018, 67(8): 084101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172508>

内腔亚波长光栅液晶可调谐垂直腔面发射激光器

Liquid crystal tunable vertical cavity surface emission laser with inner cavity sub-wavelength grating

物理学报. 2021, 70(22): 224208 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210957>