

引用格式: WANG Xiaolei, JIANG Guangke, DONG Yuxin, et al. Study on Optical Force Characteristics of Triangular Metal Nanoparticles[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(6):0614002

王晓雷,姜光科,董钰鑫,等. 三角形金属纳米粒子的光力特性研究[J]. 光子学报, 2021, 50(6):0614002

三角形金属纳米粒子的光力特性研究

王晓雷^{1,2,3}, 姜光科¹, 董钰鑫¹, 刘思亮¹, 贡丽萍⁴, 赵洁惠¹, 朱竹青⁵, 顾兵^{6,7}

(1 南开大学 电子信息与光学工程学院 现代光学研究所, 天津 300350)

(2 天津市微尺度光学信息技术科学重点实验室, 天津, 300350)

(3 天津市光电传感器及传感网络技术重点实验室, 天津, 300350)

(4 上海工程技术大学 数理与统计学院, 上海 201620)

(5 南京师范大学 计算机与电子信息学院, 南京 210023)

(6 东南大学 先进光子学中心, 南京 210096)

(7 山东师范大学 光场调控与应用协同创新中心, 济南 250358)

摘要: 基于麦克斯韦应力张量理论, 对多边形金纳米粒子在聚焦场下的光力特性进行了研究。以三角形金纳米粒子为例, 从粒子在聚集场中的受力情况出发, 分别研究了具有圆对称能量分布的聚焦场和具有三角形能量分布的聚焦场对三角形金纳米粒子的捕获特性。研究表明, 当使用圆对称聚焦场时, 可对边长为 50~350 nm 的三角形金纳米粒子实现稳定捕获; 当使用三角形聚焦场时, 在粒子以和聚焦场形状匹配的角度进入聚焦场的情况下, 可对边长为 100~350 nm 的三角形金纳米粒子实现稳定捕获。将圆对称聚焦场和三角形聚焦场对三角形金纳米粒子的捕获特性进行比较, 发现三角形聚焦场在 x 方向的捕获力要强于圆对称聚焦场; 而在 y 方向, 三角形聚焦场对粒子的捕获范围要大于圆对称聚焦场。该工作研究了三角形的金属纳米粒子在不同形状聚焦场下的光力捕获特性, 为基于非球形金属粒子的光学操纵在拉曼光谱超分辨成像、粒子微加工等领域的应用奠定了理论基础。

关键词: 光镊; 三角形金纳米粒子; 径向矢量光场; 紧聚焦; 光力

中图分类号: TN249; O439

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20215006.0614002

Study on Optical Force Characteristics of Triangular Metal Nanoparticles

WANG Xiaolei^{1,2,3}, JIANG Guangke¹, DONG Yuxin¹, LIU Siliang¹, GONG Liping⁴,
ZHAO Jiehui¹, ZHU Zhuqing⁵, GU Bing^{6,7}

(1 Institute of Modern Optics, School of Electronic Information and Optical Engineering, Nankai University, Tianjin 300350, China)

(2 Tianjin Key Laboratory of Micro-scale Optical Information Technology Science, Tianjin 300350, China)

(3 Tianjin Key Laboratory of Photoelectric Sensors and Sensor Network Technology, Tianjin 300350, China)

(4 School of Mathematics, Physics and Statistics, Shanghai University of Engineering Science, Shanghai 201620, China)

(5 School of Computer and Electronic Information, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China)

(6 Advanced Photonics Center, Southeast University, Nanjing 210096, China)

(7 China Collaborative Innovation Center of Light Manipulations and Applications, Shandong Normal University, Jinan 250358, China)

Abstract: Based on Maxwell's stress tensor theory, the photodynamic properties of polygonal gold

基金项目: 国家自然科学基金(No.61875093), 天津市自然科学基金(No.19JCYBJC16500)

第一作者: 王晓雷(1980-), 男, 研究员, 博士, 主要研究方向为光场调控、光学信息处理和太赫兹技术。Email: wangxiaolei@nankai.edu.cn

通讯作者: 贡丽萍(1991-), 女, 讲师, 博士, 主要研究方向为矢量光场、光学微操控、非线性光学。Email: glp@sues.edu.cn

收稿日期: 2021-01-18; 录用日期: 2021-03-04

<http://www.photon.ac.cn>

nanoparticles in a focused field were studied. Taking triangular gold nanoparticles as an example, the trapping characteristics of triangular gold nanoparticles in focusing field with circular symmetric energy distribution and with triangular energy distribution were studied respectively from the stress conditions of the particles in the focusing field. The results show that the triangular gold nanoparticles with side length of 50~350 nm can be stably captured by using the circular symmetric focusing field. When the triangular focusing field is used, the triangular gold nanoparticles with side length of 100~350 nm can be stably captured under the condition that the particles enter the focusing field at an angle matching the shape of the focusing field. The trapping properties of triangular gold nanoparticles were compared between the circular symmetric focusing field and the triangular focusing field, and we found that the trapping force of the triangular focusing field in the x direction was stronger than that of the circular symmetric focusing field. In the y direction, the capturing range of the triangular focusing field is larger than that of the circular symmetric focusing field. In this work, we studied the optical trapping properties of triangular metal nanoparticles in different focused fields, and laid a theoretical foundation for the application of optical manipulation based on non-spherical metal particles in Raman super-resolution imaging, particle micro-processing and other fields.

Key words: Optical tweezers; Triangular gold nano-particles; Radially polarized beam; Tightly focusing; Optical force

OCIS Codes: 140.3055; 140.3015; 140.7101

0 引言

光学捕获是利用高度聚焦的激光束捕获并操控粒子,其实质是折射率大于介质的粒子改变了作用于粒子的紧聚焦激光的传播方向,即改变了光子的线动量。根据动量守恒定律,粒子也获得了动量,即受到光给它的反作用力。早在1970年,ASHKIN A就提出光学力能够在水和空气中移动微小粒子^[1],并于1986年提出了单光束梯度力阱——光镊^[2]并展示了实验结果。随后,光镊技术获得了迅猛发展,因非接触、无损伤、无标记、可实时操控等诸多优点,以及具有pN量级的微小作用力测量及 μm 量级的精确定位能力而广受关注。国内外众多研究团队对光镊技术进行了研究,使其在粒子操控、光镊系统结构及实现等方面都取得了很重要的研究成果^[3]。光镊也成为商业化较为成熟的科学仪器,在物理学^[4-8]、微加工^[9]、生物^[10]和医学^[11]等领域得到了广泛应用。

经过四十多年的发展,光镊对粒子的操控无论从理论还是实验都取得了很大进展,捕获研究对象也从介电小球发展到纳米线、纳米管。最初,ASHKIN A^[2]使用单个紧聚焦光束捕获介电小球,通过小球的散射光间接观察球体并将其与已知尺寸的球体散射图案进行比较来确定其尺寸。此后,研究人员开始使用单光束镊子捕获和操纵碳纳米管或半导体纳米线^[12-15]。PLEWA J等^[16]还展示了用全息光镊将碳纳米管排列成各种形状甚至操控其旋转的潜力。如今,由于金属纳米粒子优越的化学及物理性能,使得金属纳米粒子的光镊操控成为了研究热点。与介电粒子相比,金属粒子折射率包含更大的虚部,这使其吸收增加并潜在地引起加热,从而优化了捕获系统的灵敏性^[17]。并且,金属纳米粒子表现出等离激元的性质,容易在金属粒子表面激发局域表面等离激元,并通过极化产生电磁场耦合作用,实现电场和梯度力的增强,这使得金属粒子的捕获与操控变得更加容易实现^[18-19]。金纳米粒子还可作为近场扫描探针^[20],其优点是探针颗粒不与任何界面或尖端接触,这种无接触探针可用于荧光或近场成像。PELTON M等^[21]还实验研究了金纳米棒的捕获,通过对激光器共振的调控来控制金纳米棒在光阱中停留的时间。

就目前的研究进展而言,对于光镊的研究,大多还是以具有圆对称能量分布的聚焦场为主,例如由激光器产生的高斯光束直接经过透镜紧聚集产生圆对称光斑。而对于捕获的对象,不论是在生物科学、材料还是物理领域,虽然也涉及了纳米线和纳米棒,但仍然以球形粒子的研究居多,其相关理论以及实验也趋于完善。但是对于光作用在非球形粒子(比如多边形粒子)时的受力情况以及如何提高这类粒子的捕获效率等方面的研究鲜有报道。实际上,多边形金属粒子在拉曼增强、微转子、生物医药和表面化学、传感器阵列等领域具有重要的应用价值。以三角形金属粒子为例,通过形成两个尖端对顶的排布,可使两个尖端所形成的中间空隙处得到显著的场增强^[22],从而有望利用这种增强的微小局域场来实现超高分辨的拉曼光谱探测。

为此,本文对非球形金属纳米粒子的光场捕获性能进行研究。以三角形金纳米粒子为例,从三角形金纳米粒子在聚集场中的受力情况分析出发,研究非圆对称粒子的光学捕获力分布特性,并探索提高这类粒子捕获效率的光场调控手段。在高数值孔径聚焦情况下,径向矢量光束相对于线偏振光具有更小的聚焦光斑,且有很强的纵向光场分量,这些特性使径向矢量光束在光学捕获上体现出独特的优势^[23-24],因此我们选用径向矢量光作为光镊的基本入射光束进行非球形金属纳米粒子的操控研究。

1 理论

采用麦克斯韦应力张量(Maxwell's Stress Tensor, MST)的方法计算粒子的受力情况^[26]。根据经典电磁场理论,金属粒子受到的总电磁力的力密度为

$$f = \rho E + J \times B = (\nabla \cdot D) E + \left(\nabla \times H - \frac{\partial D}{\partial t} \right) \times B \quad (1)$$

式中, E 和 B 分别为照射到粒子上的电场和磁感应强度, D 和 H 则分别为电位移矢量和磁场, ρ 为电荷密度, J 为电流密度。由于

$$\nabla \cdot D = \nabla \cdot (\epsilon E) = \epsilon \nabla \cdot E \quad (2)$$

$$\nabla \times H = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu} B \right) = \frac{1}{\mu} \nabla \times B \quad (3)$$

式中, ϵ 为电容量, μ 为磁导率。将式(2)、(3)代入式(1)可得

$$f = \epsilon (\nabla \cdot E) E + \frac{1}{\mu} (\nabla \times B) \times B - \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \times B \quad (4)$$

由于

$$\frac{\partial (E \times B)}{\partial t} = \frac{\partial E}{\partial t} \times B + E \times \frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\partial E}{\partial t} \times B - E \times (\nabla \times E) \quad (5)$$

代入式(4)可得

$$\begin{aligned} f &= \epsilon (\nabla \cdot E) E + \frac{1}{\mu} (\nabla \times B) \times B - \epsilon \left(\frac{\partial (E \times B)}{\partial t} + E \times (\nabla \times E) \right) = \\ &\epsilon [(\nabla \cdot E) E - E \times (\nabla \times E)] + \frac{1}{\mu} (\nabla \times B) \times B - \epsilon \frac{\partial (E \times B)}{\partial t} = \\ &\epsilon [(\nabla \cdot E) E - E \times (\nabla \times E)] + \frac{1}{\mu} [(\nabla \cdot B) B - B \times (\nabla \times B)] - \epsilon \frac{\partial (E \times B)}{\partial t} \end{aligned} \quad (6)$$

因为

$$\frac{1}{2} \nabla (A \cdot A) = A \times (\nabla \times A) + (A \nabla) A \quad (7)$$

所以式(6)可写为

$$\begin{aligned} f &= \epsilon \left[(\nabla \cdot E) E + (E \cdot \nabla) E - \frac{1}{2} \nabla E^2 \right] + \frac{1}{\mu} \left[(\nabla \cdot B) B + (B \cdot \nabla) B - \frac{1}{2} \nabla B^2 \right] - \\ &\epsilon \frac{\partial (E \times B)}{\partial t} = \epsilon \left[\nabla (EE) - \frac{1}{2} \nabla (IE^2) \right] + \frac{1}{\mu} \left[\nabla (BB) - \frac{1}{2} \nabla (IB^2) \right] - \epsilon \frac{\partial (E \times B)}{\partial t} = \\ &\nabla \left[\epsilon (EE) - \frac{\epsilon}{2} IE^2 + \frac{1}{\mu} (BB) - \frac{1}{2\mu} IB^2 \right] - \epsilon \frac{\partial (E \times B)}{\partial t} \end{aligned} \quad (8)$$

式中, EE 、 BB 为张量, I 为单位张量。

根据波印廷矢量

$$S = E \times H = \frac{1}{\mu} E \times B \quad (9)$$

可得

$$\mathbf{f} = \nabla \cdot \mathbf{T} - \mu\epsilon \frac{\partial(\mathbf{E} \times \mathbf{S})}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{T} - \mu\epsilon \frac{\partial(\mathbf{S})}{\partial t} \quad (10)$$

因此,作用于粒子的总电磁力(洛伦兹力)为

$$\mathbf{F} = \int_V \mathbf{f} \cdot d\mathbf{v} = \int_V \left[\nabla \cdot \mathbf{T} - \mu\epsilon \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right] d\mathbf{v} = \oint_S \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} ds - \mu\epsilon \int_V \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} d\mathbf{v} \quad (11)$$

在确定的、连续的人射光照射下,波印廷矢量对时间的偏导数对时间的平均值为0,因此,总的时间平均受力为

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \oint_S \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} ds \quad (12)$$

式中, $\mathbf{T} = \epsilon\epsilon_0 \mathbf{E}\mathbf{E} + \mu\mu_0 \mathbf{H}\mathbf{H} - \frac{I}{2}(\epsilon\epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 - \mu\mu_0 |\mathbf{H}|^2)$ 表示麦克斯韦应力张量矩阵。

麦克斯韦应力张量矩阵中的 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分别为照射到粒子上的电场和磁场,电场和磁场可分为两个部分,分别是入射场和散射场,表示为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\text{in}} + \mathbf{E}^{\text{sca}} \quad (13)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}^{\text{in}} + \mathbf{H}^{\text{sca}} \quad (14)$$

式中, \mathbf{E}^{in} 和 \mathbf{H}^{in} 分别表示入射电场和磁场, \mathbf{E}^{sca} 和 \mathbf{H}^{sca} 则分别表示散射电场和磁场。本文比较了圆对称聚焦场和三角形聚焦场对三角形金纳米粒子的捕获特性,入射场可分别通过线偏振光束和多个离轴涡旋光束叠加于径向偏振光经过高数值孔径透镜聚焦而获得,具体产生方法可参考文献[25]和[27]。根据文献[25],还可以设计出四边形、五边形和六边形等多边形焦场分布,对应的散射场通过电磁仿真软件计算获得。

2 数值模拟结果

在本节中,根据式(12)分别研究了圆对称聚焦场和三角形聚焦场对三角形金纳米粒子的捕获性能。选取物镜聚焦之后的光束焦点作为坐标原点,光束的传播方向沿着 $-z$ 轴,数值计算所需的相关参数分别为: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 光束功率 $P = 1 \text{ W}$, $\text{NA} = 0.7$, 离轴距离 $r_0 = 0.5\omega$, 周围介质的折射率 $n_2 = 1$, 金纳米粒子的折射率为 $n_1 = 0.18377 + 3.4313i$ 。给出横向捕获力曲线,这里的横向是指垂直于光束传播方向且包含焦点在内的横截面上的任意方向。为了数值计算的方便,几何模型中横向仅以 x 、 y 方向为例,纵轴为沿着 x 方向上(某一横向)颗粒中心离开光束焦点的位移。

2.1 圆对称聚焦场对三角形金纳米粒子的捕获

三角形金纳米粒子与圆对称聚焦场相互作用的示意图如图1所示,图1中显示了聚焦场在 x - y 平面内的截面图,其中 x 轴与 y 轴的坐标原点处为焦场的中心。三角形金纳米粒子进入焦场的角度如图1所示,从 x 轴负方向进入并在 x 轴方向进行扫描。

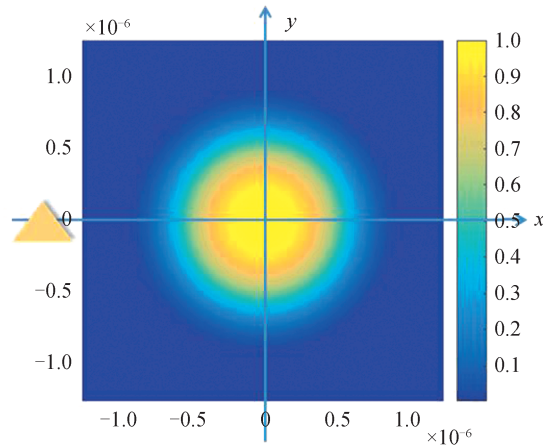


图1 三角形金纳米粒子在圆对称分布聚焦场中的运动示意图

Fig.1 Schematic diagram of the motion of triangular gold nano-particles in a circularly symmetrically distributed focused field

图2为不同大小的三角形金纳米粒子在聚焦场 x 轴不同位置处受到的 x 方向横向光力 F_x ,其中横坐标表示粒子在 x 轴方向所处的位置,纵坐标表示粒子在运动过程中受到 x 方向的横向光力 F_x ,坐标原点表示焦点中心位置。对边长50~440 nm的三角形金纳米粒子进行研究,图中插图所标注尺寸为三角形金粒子边长。基于图2的计算结果,根据粒子在任一位置处的受力情况来判断其运动趋势。除边长为440 nm的曲线外,其他粒子的捕获曲线都是粒子位于焦点左侧时,受到向右的力;当粒子位于焦点右侧时,受到向左的力;在焦点处时不受力。因此,粒子在焦点附近受到回复力作用,且存在负斜率,可实现在该范围内的稳定捕获。从图2整体来看,当粒子边长为50 nm时,粒子所受的光力最小;而随着粒子边长从50 nm增大到300 nm,光力的最值逐渐变大。有趣的是,无论粒子尺寸多大,光力达到最大值的位置都大约出现在-200 nm处,根据刚度的定义, $k=-F/d$ (其中 F 是接近平衡位置的光力, d 是到平衡位置的距离)可知,粒子所受刚度正比于粒子受到的最大光力,因此,随着粒子尺寸的增加,捕获刚度增加,被捕获的稳定性也逐渐增加。但在粒子边长增大到300 nm后,光力最值开始下降,并且当粒子边长为440 nm时,曲线发生反向,在焦点处不存在负斜率,即不再存在回复力,不能稳定捕获。

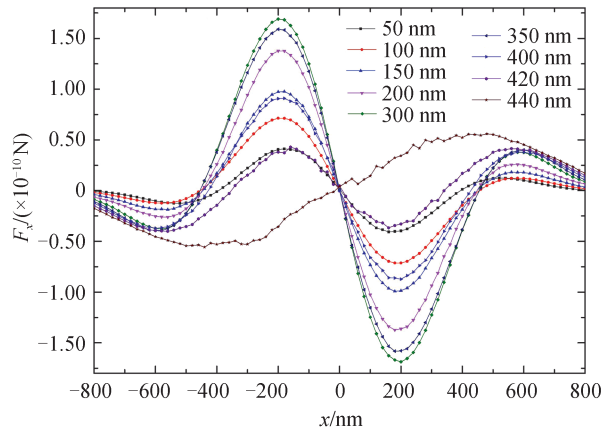


图2 边长50~440 nm的三角形金纳米粒子在 x 轴不同位置处受到的 x 方向横向光力 F_x
 Fig.2 Curve distribution of the lateral light force F_x in the x direction with the position of the triangular gold nanoparticles with size of 50~440 nm in the focal field

边长为50~300 nm的三角形金纳米粒子受到的 y 方向横向光力 F_y 以及 z 方向纵向光力 F_z 分别如图3和图4所示,其中坐标原点表示焦点中心位置。如图3所示,除边长为50 nm外,当粒子在 x 轴上移动时,受到沿着 y 轴正方向的光力作用, F_y 值在焦点处达到极小值。当粒子边长为50 nm时,在焦点处 F_y 值达到极大值。这说明,粒子始终想要偏离 x 轴向 y 轴正方向运动。当粒子为各向同性的球型粒子时,传统的光力理论告诉我们,当聚焦光束为圆形光斑时,粒子在 y 方向上也会受到回复力的作用,但是由于粒子的特殊形状,产生了新奇的光力效果,这些研究在粒子筛选、粒子方向判定等方面具有潜在的价值。图4表明,当粒子沿 x 方向移动时,粒子始终受到沿着 z 轴负方向的力,但粒子在焦点处 F_z 几乎达到最小值0,这表明,粒子在纵向方向上始终受到沿着光束传播方向的力,这与传统的光力理论一致,是由于金属粒子具有很强的散射。但

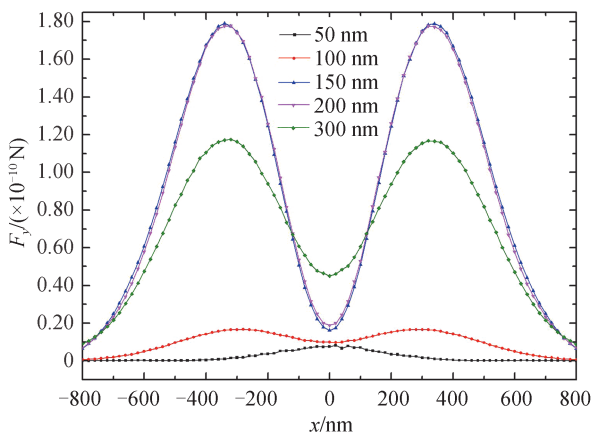


图3 三角形金纳米粒子在 x 轴不同位置处 y 方向的横向光力 F_y
 Fig.3 Curve distribution of the lateral light force F_y in the y direction with the position of the triangular gold nanoparticles at different positions on the x -axis

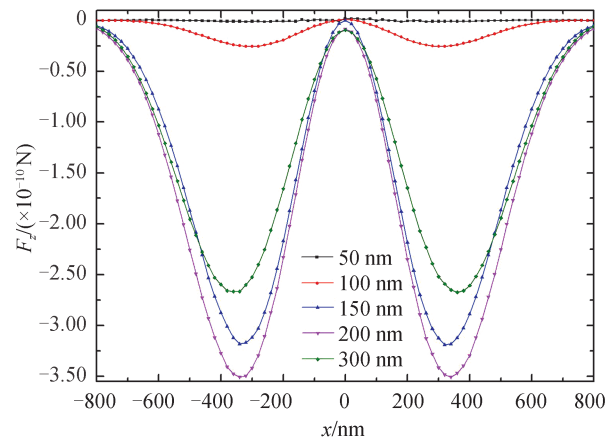


图4 三角形金纳米粒子在 x 轴不同位置处 z 方向的纵向光力 F_z
 Fig.4 Curve distribution of the longitudinal light force F_z in the z direction with the position of the triangular gold nanoparticles at different positions on the x -axis

是在焦点处 F_z 最小与传统认知不同,这必然是粒子形状引发的新奇现象,值得进一步研究。对于 y 方向是否能稳定捕获,还需进一步分析。因此,我们令粒子沿 y 轴进入聚集场来计算光力分布,以检验稳定捕获点。

图5为边长50~420 nm的三角形金纳米粒子在 y 轴不同位置受到的 y 方向横向光力 F_y , 横坐标表示粒子在 y 轴方向所处的位置,纵坐标表示粒子在运动过程中受到 y 方向的横向光力 F_y , 坐标原点表示焦点中心。图5结果表明,除粒子边长为400 nm和420 nm的曲线外,其他粒子的捕获曲线都是在焦点附近时受到回复力作用,且存在负斜率,可实现在该范围内的稳定捕获。但稳定捕获点不再是坐标原点处,而是向 y 轴正向偏移。这一现象与对图3的分析基本吻合,即三角形粒子的重心并不在坐标轴上, y 轴负向部分面积大于 y 轴正向,因此受到一个向 y 轴正向的将其拉到平衡位置的力,从而导致其平衡点向 y 轴正向移动。从图5整体来看,当粒子边长为50~350 nm时,粒子可以实现稳定捕获;但当粒子边长为400 nm时,曲线发生反向,不存在负斜率,即不再存在恢复力,不能稳定捕获。

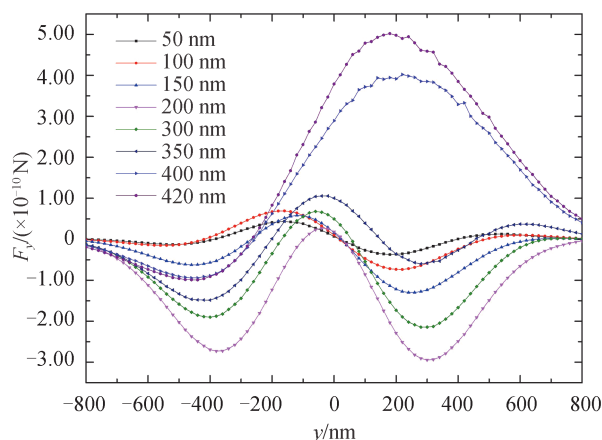


图5 边长50~420 nm三角形金纳米粒子在 y 轴不同位置处的 y 方向横向光力 F_y

Fig.5 Curve distribution of the lateral light force F_y in the y direction with the triangular gold nano-particles whose size of 50~420 nm at different positions on the y -axis

基于上述利用圆对称聚焦场对三角形金纳米粒子的光力研究结果,得到以下结论:1)在 x 方向上受到的横向光力可以实现对边长50~420 nm的三角形金纳米粒子的稳定捕获,且其最佳捕获的粒子尺寸为300 nm; 2)在 y 方向受到的横向光力可以实现对50~350 nm的三角形金纳米粒子的稳定捕获,但由于三角形粒子的重心并不在坐标轴上,从而导致其稳定捕获点向 y 轴正向移动;3)在 z 方向焦点附近所受到的光力几乎为零,表明粒子在此处不受力,即不存在将其拉离中心的力,可以实现稳定捕获。

2.2 三角形聚焦场对三角形金纳米粒子的捕获

三角形金纳米粒子与三角形聚焦场相互作用的示意图如图6所示,聚焦场是 x - y 平面的截面图, x 轴与 y

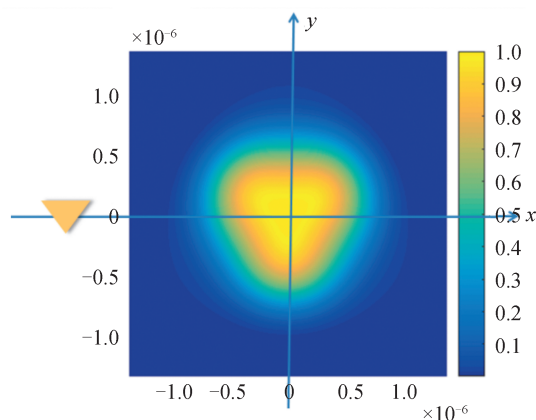


图6 三角形金纳米粒子在三角形聚焦场中的运动示意图

Fig.6 Schematic diagram of the motion of triangular gold nano-particles in a triangular focusing field

轴的坐标原点为焦场的中心。三角形金纳米粒子从 x 轴负方向进入三角形聚焦场,在 x 轴进行扫描。粒子以与聚焦场形状相平行的角度进入聚焦场,如图7和图8所示。

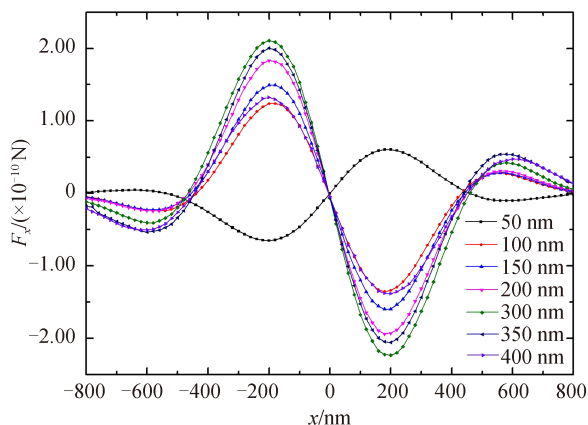


图7 三角形金纳米粒子在 x 轴不同位置处的 x 方向横向光力 F_x

Fig. 7 Curve distribution of the lateral light force F_x in the x direction with the triangular gold nano-particles at different positions on the x -axis in the focal field

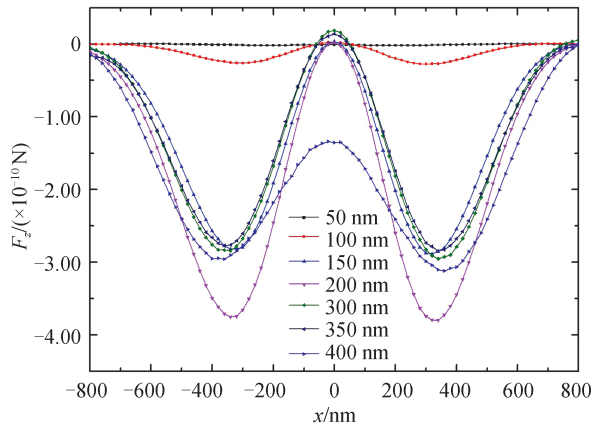


图8 三角形金纳米粒子在 x 轴不同位置处的 z 方向纵向光力 F_z

Fig. 8 Curve distribution of the longitudinal light force F_z in the x direction with the triangular gold nano-particles at different positions on the x -axis in the focal field

图7和图8所示为边长50~400 nm的三角形金纳米粒子在聚焦场中 x 轴不同位置处受到的 x 方向横向光力 F_x 以及 z 方向纵向光力 F_z ,其中横坐标表示粒子在 x 轴方向上的位置,纵坐标表示粒子在运动过程中受到的光力,坐标原点表示焦点中心位置。图7的计算结果表明,除粒子边长为50 nm的曲线外,其他粒子的捕获曲线都是当粒子在焦点左侧时,受到向右的力;当粒子位于焦点右侧时,受到向左的力,在焦点处时不受力。因此,粒子在焦点附近时受到回复力作用,且存在负斜率,可实现该范围内的稳定捕获。从图7整体来看,随着粒子边长从50 nm增大到300 nm,光力的最值逐渐变大,捕获稳定性增加。与此同时,最值出现的位置也受到了影响,粒子边长越大最值出现的位置越远离坐标原点,使得曲线的线性区域扩展,俘获范围扩大,粒子更容易被捕获。粒子尺寸为300 nm时,光力最值最大,粒子的俘获效果最好,因此可作为光镊探针的适合的纳米粒子尺度。但当粒子边长增大到300 nm后,光力最值开始下降。如图8所示, F_z 在焦点附近接近零,表明粒子在焦点附近几乎不受力,不存在将其拉离中心的力,因此可以实现稳定捕获。但当三角形金纳米粒子的边长为400 nm时,由于尺寸过大,操控难度增加, z 向捕获效果变差。

图9表示边长为100~400 nm的三角形金纳米粒子在聚焦场中 y 轴不同位置处受到的 y 方向横向光力,

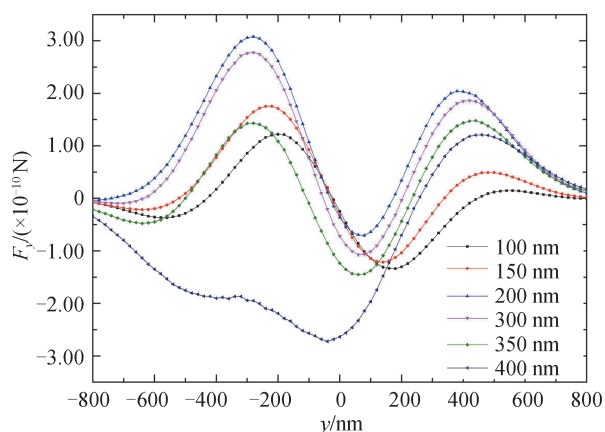


图9 边长100~400 nm的三角形金纳米粒子在 y 轴不同位置处受到的 y 方向横向光力 F_y

Fig. 9 Curve distribution of the lateral light force F_y in the y direction with the triangular gold nano-particles whose size of 100~400 nm at different positions on the y -axis in the focal field

其中横坐标表示粒子在 y 轴方向的位置,纵坐标表示粒子在运动过程中受到 y 方向的横向光力 F_y ,坐标原点表示焦点中心位置。图9结果表明粒子在焦点附近时受到回复力作用,且存在负斜率,可实现该范围内的稳定捕获。随着粒子尺寸的增大,捕获刚度经历先增大再减小的过程,当粒子边长为200 nm时,光力最大值最大,粒子的俘获效果最好,而对于边长400 nm的粒子则无法实现捕获。

为了研究三角形金纳米粒子与三角形聚焦场相互作用时场的能量分布对捕获效果的影响,在300 nm情况下,通过改变产生三角形聚焦场的物镜的数值孔径(NA)来改变场的能量分布。分别计算NA分别为0.7、0.8及0.9时产生的聚焦场,其中当NA=0.7时,聚焦场能量为平顶分布;当NA=0.8,0.9时,聚焦场能量为高斯分布。图10为边长300 nm的三角形金纳米粒子在以上三种不同能量分布的聚焦场中光力 F_x 的曲线。图10结果表明,高斯分布的聚焦场与平顶分布的聚焦场相比,光力结果存在轻微差异:高斯分布时, F_x 最大,捕获效果最好,这是因为当数值孔径增大时,光束强聚焦导致焦点附近的场增强,光强梯度大,捕获效率增大;而平顶分布时,光力 F_x 相对较小,因为平顶分布使其光强梯度平缓。因此对于三角形场作用下的三角形粒子的捕获,场的能量分布存在影响,中间能量越高,光强梯度越大时,捕获效果越好。

综上所述,本节利用三角形聚焦场对不同尺度的三角形金纳米粒子的捕获特性进行了研究,发现能够稳定捕获的粒子尺度在50~350 nm之间。进一步地,研究了场的能量分布对捕获效果的影响,结果表明,当光场中心能量分布越集中、光强梯度越大时,捕获效果也越好。

2.3 圆对称聚焦场与三角形聚焦场捕获特性比较

比较圆对称聚焦场与三角形聚焦场对三角形金纳米粒子的捕获特性,在临界条件下分析圆对称聚焦场和三角形聚焦场对三角形金纳米粒子的捕获能力与捕获范围,以获得最佳的捕获条件。

图11为边长370~400 nm的三角形金纳米粒子在圆对称聚焦场和三角形聚焦场中捕获情况,其中三角形粒子角度为 180° 。图11(a)和(b)分别为圆对称聚焦场和三角形聚焦场在 x 方向的捕获力 F_x ,图11(c)和

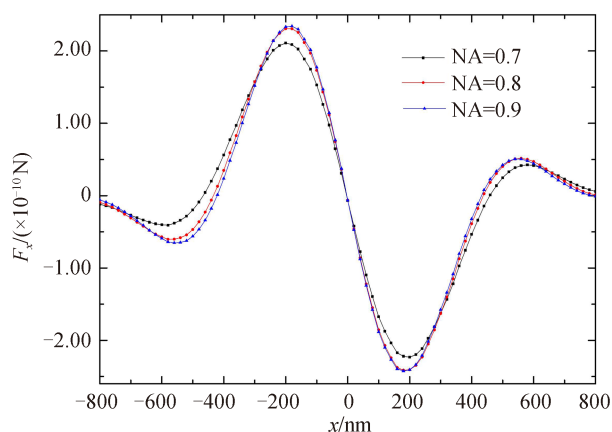
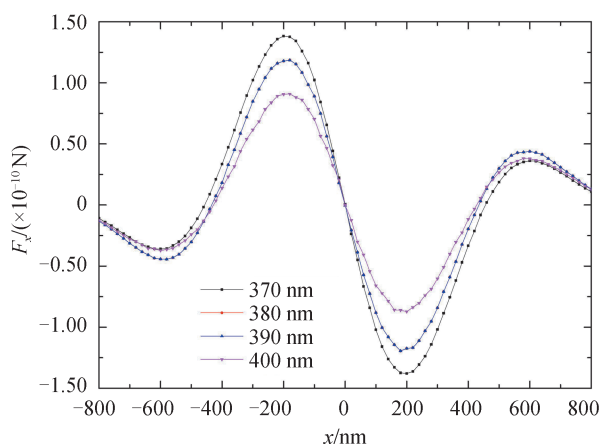
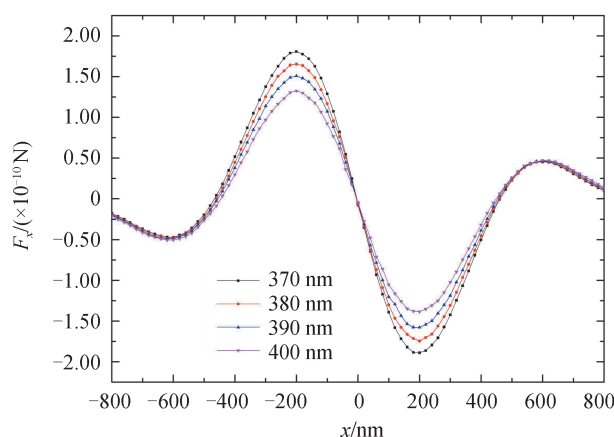


图10 三角形金纳米粒子所受横向光力 F_x 与聚焦场能量分布之间的关系

Fig.10 The relationship between the lateral light force F_x of the triangular gold nano-particles and the distribution of focal field energy



(a) Curve distribution of the force F_x of the particle in the circular symmetry focal field



(b) Curve distribution of the force F_x of the particle in the triangular focal field

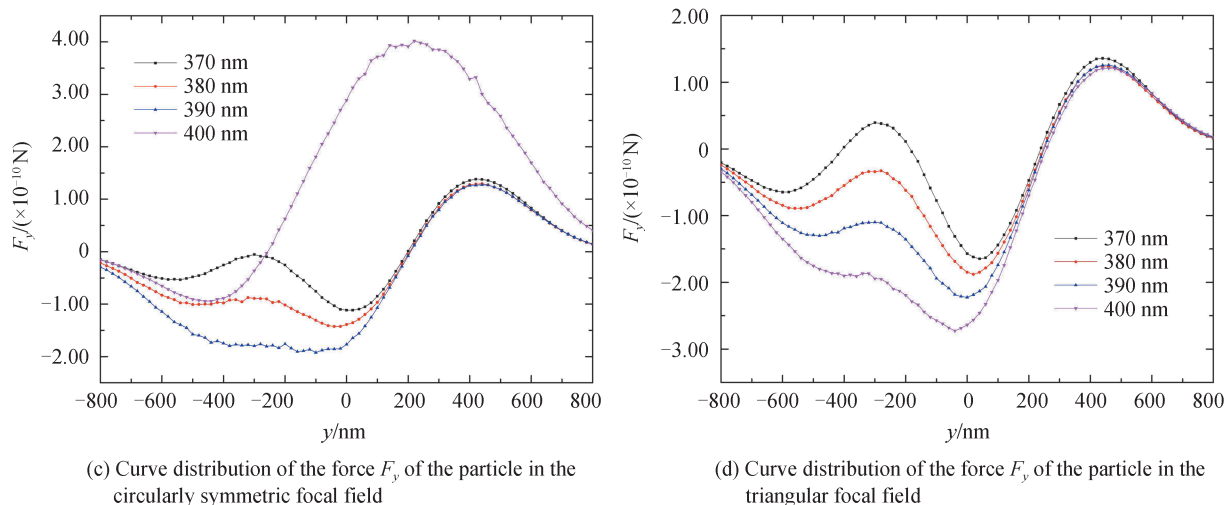


图 11 粒子在圆对称聚焦场和三角形聚焦场中所受光力的比较

Fig. 11 Comparison of light force received by particles in a circular symmetrical focus field and a triangular focus field

(d)分别为圆对称聚焦场和三角形聚焦场在 y 方向的捕获力 F_y 。比较图 11(a)和(b)可知,370~400 nm 范围内,两种场在 x 方向都可以实现对粒子的稳定捕获,但三角形聚焦场比圆对称聚焦场的捕获力更强,说明在 x 方向,三角形聚焦场对三角形粒子的捕获比圆形场有优势。比较图 11(c)和(d)可知,对于 y 方向,在此范围内,圆对称聚焦场无法实现对粒子的稳定捕获,而三角形聚焦场在 370 nm 时还可以实现稳定捕获。因此, y 方向上,三角形聚焦场比圆对称聚焦场的捕获范围大。综上所述,与圆对称聚焦场相比,三角形聚焦场对于三角形粒子在捕获力的大小和捕获范围方面具有一定的优势。因此,我们认为与粒子形状匹配的聚焦场能够对形状特异的粒子产生更好的光力捕获效果。

3 结论

本文研究了多边形金属纳米粒子在聚焦场下的光力特性。以三角形金纳米粒子为例,从粒子在聚集场中的受力情况出发,分别利用具有圆对称能量分布的聚焦场和具有三角形能量分布的聚焦场对三角形金纳米粒子的捕获特性进行了研究。研究表明:对于具有圆对称能量分布的聚焦场,在 x 方向可以实现对 50~420 nm 的三角形粒子的稳定捕获,在 y 方向可以实现对 50~350 nm 的三角形粒子的稳定捕获;但是因为三角形粒子特殊的形状而导致其稳定捕获点向 y 轴正向移动,在 z 方向同样也可以实现三角形金纳米粒子的稳定捕获。对于与三角形粒子角度匹配的三角形聚焦场,在 x 方向可以实现对 100~400 nm 的三角形粒子的稳定捕获,在 y 方向可以实现对 100~350 nm 的三角形粒子的稳定捕获,捕获效果良好,在 z 方向同样也可以实现三角形粒子的稳定捕获。对比圆对称聚焦场和三角形聚焦场对三角形金纳米粒子的捕获特性,发现三角形聚焦场在 x 方向的捕获力要大于圆对称聚焦场;而在 y 方向,三角形聚焦场对粒子大小的捕获范围要大于圆对称聚焦场。因此在相同条件下,和三角形粒子形状相匹配的三角形聚焦场与圆对称聚焦场在捕获效果和捕获范围方面具有一定优势。本文研究为拉曼光谱超分辨成像、粒子微加工等领域对非球形金属粒子的光学操纵的应用提供了理论基础。

参考文献

- [1] ASHKIN A. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime [J]. Biophysical Journal, 1992, 61(2):569-582.
- [2] ASHKIN A, DZIEDZIC J M, BJORKHOLM J E, et al. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles [J]. Optics Letters, 1986, 11(5): 288-290.
- [3] ONDA K, ARAI F. Multi-beam bilateral teleoperation of holographic optical tweezers [J]. Optics Express, 2012, 20(4): 3633-3641.
- [4] WANG K, SCHONBRUN E, STEINVURZEL P, et al. Trapping and rotating nanoparticles using plasmonic nano-tweezer with an integrated heat sink [J]. Nature Communications, 2011, 2(1):469.
- [5] DU L, LEI D Y, YUAN G, et al. Mapping plasmonic near-field profiles and interferences by surface-enhanced Raman

- scattering[J]. *Scientific Reports*, 2013, 3:3069.
- [6] DU L, YUAN G, TANG D, et al. Tightly focused radially polarized beam for propagating surface plasmon-assisted Gap-mode raman spectroscopy [J]. *Plasmonics*, 2011, 6(4): 651-657.
- [7] SHEN J, WANG J, ZHANG C, et al. Dynamic plasmonic tweezers enabled single-particle-filmsystem Gap-mode Surface-enhanced Raman scattering[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(19): 191119.
- [8] DORN R, QUABIS S, LEUCHS G. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(23): 233901.
- [9] ROXWORTHY B J, KO K D, KUMAR A, et al. Application of plasmonic bowtie nanoantenna arrays for optical trapping, stacking, and sorting[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(2): 796-801.
- [10] SVOBODA K, BLOCK S M. Optical trapping of metallic Rayleigh particles[J]. *Optics Letters*, 1994, 19(13):930-932.
- [11] BRAUN G, L S J, DANTE M, et al. Surface-enhanced Raman spectroscopy for DNA detection by nanoparticle assembly onto smooth metal films [J]. *Journal of the American Chemical Society*, 2007, 129(20): 6378-6379.
- [12] TAN S, LOPEZ H A, CAI C W, et al. Optical trapping of single-walled carbon nanotubes[J]. *Nano Letters*, 2004, 4(8): 1415-1419.
- [13] PAUZAUSKIE P J, RADENOVIC A, TREPAGNIER E, et al. Optical trapping and integration of semiconductor nanowire assemblies in water[J]. *Nature Materials*, 2006, 5: 97-101.
- [14] ZHANG J, KIM H, OH C, et al. Multidimensional manipulation of carbon nanotube bundles with optical tweezers[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 88(5): 053123-053123-3.
- [15] HORST A, CAMPBELL A, VUGT L V, et al. Manipulating metal-oxide nanowires using counterpropagating optical line tweezers[J]. *Optics Express*, 2007, 15(18): 11629-11639.
- [16] PLEWA J, TANNER E, MUETH D, et al. Processing carbon nanotubes with holographic optical tweezers[J]. *Optics Express*, 2004, 12(9): 1978-1981.
- [17] SEOL Y, CARPENTER A, PERKINS T. Gold nanoparticles: enhanced optical trapping and sensitivity coupled with significant heating[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(16): 2429-2431.
- [18] ZHANG W, HUANG L, SANTSCHI C, et al. Trapping and sensing 10nm metal nanoparticles using plasmonic dipole antennas[J]. *Nano Letters*, 2010, 10(3): 1006-1011.
- [19] MIN C, SHEN Z, SHEN J, et al. Focused plasmonic trapping of metallic particles[J]. *Nature Communications* 2013, 4: 2891.
- [20] KAWATA S, INOUE Y, SUGIURA T. Near-field scanning optical microscope with a laser trapped probe[J]. *Japan Society of Applied Physics*, 1994, 33(12A): 1725-1727.
- [21] PELTON M, LIU M, KIM H Y, et al. Optical trapping and alignment of single gold nanorods by using plasmon resonances[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(13): 2075-2077.
- [22] CIRACÌ C, HILL R T, MOCK J J, et al. Probing the ultimate limits of plasmonic enhancement[J]. *Science*, 2012, 337: 1072.
- [23] KOZAWA Y, SATLO S. Optical trapping of micrometer-sized dielectric particles by cylindrical vector beams[J]. *Optics Express*, 2010, 18: 10828.
- [24] ZHAN Q. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization: reply to comment[J]. *Optics Express*, 2012, 20: 6058.
- [25] WANG X L, ZHU B W, DONG Y X, et al. Generation of equilateral-polygon-like flat-top focus by tightly focusing radially polarized beams superposed with off-axis vortex arrays [J]. *Optics Express*, 2017, 25(22): 26844-26852.
- [26] AUBRY A, LEI D Y, MAIER S A, et al. Plasmonic hybridization between nanowires and a metallic surface: a transformation optics approach[J]. *ACS Nano*, 2011, 5(4): 3293-3308.
- [27] GONG L, ZHANG X., GU B, et al. Optical pulling forces on Rayleigh particles using ambient optical nonlinearity[J]. *Nanophotonics*, 2019, 8(6): 1117-1124.