

任意入射高斯波束对偏心球微粒 辐射俘获力的理论分析

韩国霞 刘子龙

(中国石油大学(华东)理学院物理与光电工程系,青岛 266555)

摘要 基于偏心球微粒对任意入射波束的散射以及离轴入射高斯波束对偏心球微粒辐射俘获力的理论研究,对高斯波束任意入射时的辐射俘获力进行了精确地计算与分析。给出了任意入射时偏心球微粒的辐射俘获力的理论表达式。理论退化到双层球微粒并与已有的理论结果进行对比,吻合很好。分析了辐射俘获力随内核半径、球心间距离、入射角度的变化关系;考虑波束极化方向,分析了不同入射方向时辐射俘获力与极化角度之间的关系。

关键词 辐射俘获力 偏心球微粒 高斯波束 广义米理论

中图分类号 O436.2; **文献标志码** A

光镊是对基于微粒与高度汇聚波束的相互作用而形成的梯度力势阱的一种形象而通俗的比拟^[1-3],通过移动具有强度梯度光束从而实现对微粒的移动或翻转。因此,利用光镊可以实现对活体样品非接触、无损伤的捕获和操纵,克服了传统的机械镊子难以实现的高难度动作和易产生机械损伤的缺点。目前,光镊已在生物医学领域发挥着重要作用,如生物细胞及生物大分子的捕获与固定、染色体移动、细胞器移动、细胞骨架弹性测量等。同时在微小作用力的测量、小粒子光散射、微小器件的制作与加工、液滴拉曼光谱等方面,光镊也体现了它独特的优势。

就捕获系统中操控对象受力情况的理论研究而言,以均匀或者分层微粒作为计算模型来模拟激光束对微粒的辐射俘获力的文献较多。G. Gouesbet^[4]、J. P. Barton^[5]、Ren K. F.^[6,7]等利用广义米理论(generalized Lorenz-Mie theory, GLMT)研究了均匀球形微粒在轴和离轴时的轴向、横向辐射压力截面及辐射力。F. Onofri^[8]、H. Polaert^[9]、韩一平等

人^[10]对分层球形微粒的辐射俘获力进行了讨论。Xu F. 等人^[11]研究了任意角度入射波束对均匀椭球形微粒的辐射压力截面及辐射力矩。就研究方法来说,除前面提到的 GLMT 外,适用于大粒子的射线光学^[12-14]、适用于小粒子的瑞利近似^[15]以及几种数值方法在辐射俘获力的研究中也有应用:如有限元法(Finite Element Method, FEM)、时域有限差分算法(FDTD)、离散偶极子近似算法(Discrete Dipole Approximation, DDA)等等。每种研究方法都有它独特的优势。文中主要利用 GLMT 的方法进行分析,该方法是麦克斯韦方程的精确解,并且理论上不受粒子尺寸大小的限制。

对于均匀或分层球形微粒来说,其球对称性决定了波束的入射方向、极化方向对微粒受到的辐射俘获力没有影响。而偏心球微粒则不同,其单轴对称性使得其在系统中的受力随波束入射方向、极化方向等因素的不同而不同。对于偏心微粒对高斯波束的散射以及高斯波束离轴入射时的辐射俘获力我们^[16,17]已经作了分析。本文利用 GLMT 详细研究偏心球微粒在高斯波束任意入射时受到的辐射俘获力。从现有的文献来看,还没有关于波束任意入射时偏心球粒子的辐射俘获力在理论分析方面的详细报道。

1 任意入射激光束对偏心微粒辐射俘获力的理论表达式

由电磁场动量守恒,波束对被照射粒子的辐射俘获力等于单位时间内从波束传递给粒子的动量,数学上表示为:

$$F = \left[\oint_S \hat{n} \cdot \vec{T} dS \right] \quad (1)$$

$$\langle \vec{T} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\varepsilon_{\text{ext}} E E^* + H H^* - \frac{1}{2} \varepsilon_{\text{ext}} |E|^2 \vec{I} - \frac{1}{2} |H|^2 \vec{I} \right] \quad (2)$$

其中,符号 $\langle \rangle$ 代表时间平均, $\vec{T}$ 为麦克斯韦张量, dS 为包围散射粒子的闭合球面上的面元, $\hat{n}$ 为外向单位矢量, ε_{ext} 为周围介质的介电常数(设磁导率 $\mu = 1$), F 为时间平均值。值得注意的是:式(2)中的电场 E 和磁场 H 均是指粒子外部的总场,包括入射场和散射场,即 $E = E^i + E^{\text{sca}}$ 、 $H = H^i + H^{\text{sca}}$ 。下面利用文献[5]中给出的方法推导偏心球微粒的辐射俘获力。

1.1 电磁场的描述

偏心球微粒在波束任意入射时的入射场 E^i 和散射场 E^{sca} 分别用矢量波函数表示为:

$$E^i = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{nm}^{ic} m_{nm}^{(1)}(kr, \theta_1, \varphi_1) + b_{nm}^{ic} n_{nm}^{(1)}(kr, \theta_1, \varphi_1)] \quad (3)$$

$$E^{\text{sca}} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{mn}^{sc} n_{mn}^{(3)}(kr_1, \theta_1, \varphi_1) + b_{mn}^{sc} m_{mn}^{(3)}(kr_1, \theta_1, \varphi_1)] \quad (4)$$

a_{nm}^{ic} 、 b_{nm}^{ic} 和 a_{nm}^{sc} 、 b_{nm}^{sc} 依次为入射场和散射波场的展开系数^[16]。将球矢量波函数 $m_{mn}^{(i)}(kr, \theta_1, \varphi_1)$ 、 $n_{mn}^{(i)}(kr, \theta_1, \varphi_1)$ ($i=1,3$)的具体表达式分别代入式(3)和式(4),则入射和散射电场的 $\hat{r}$ 、 $\hat{\theta}$ 、 $\hat{\varphi}$ 分量分别为:

$$E_r^i = \frac{1}{(kr)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [n(n+1)b_{nm}^{ic} \psi_n(kr) Y_{nm}(\theta, \varphi)] \quad (5)$$

$$E_{\theta}^i = \frac{1}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[b_{nm}^{ic} \psi'_n(kr) \frac{\partial Y_{nm}(\theta, \varphi)}{\partial \theta} + \text{Im} a_{nm}^{ic} \times \psi_n(kr) \frac{Y_{nm}(\theta, \varphi)}{\sin \theta} \right] \quad (6)$$

$$E_{\varphi}^i = \frac{1}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[\text{Im} b_{nm}^{ic} \psi'_n(kr) \frac{Y_{nm}(\theta, \varphi)}{\sin \theta} - a_{nm}^{ic} \psi_n(kr) \frac{\partial Y_{nm}(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \right] \quad (7)$$

$$E_r^{\text{sca}} = \frac{1}{(kr)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [n(n+1)a_{nm}^{sc} \xi_n(kr) Y_{nm}(\theta, \varphi)] \quad (8)$$

$$E_{\theta}^{\text{sca}} = \frac{1}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[a_{nm}^{sc} \xi'_n(kr) \frac{\partial Y_{nm}(\theta, \varphi)}{\partial \theta} + \text{Im} b_{nm}^{sc} \xi_n(kr) \frac{Y_{nm}(\theta, \varphi)}{\sin \theta} \right] \quad (9)$$

$$E_{\varphi}^{\text{sca}} = \frac{1}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[\text{Im} a_{nm}^{sc} \xi'_n(kr) \frac{Y_{nm}(\theta, \varphi)}{\sin \theta} - b_{nm}^{sc} \xi_n(kr) \frac{\partial Y_{nm}(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \right] \quad (10)$$

相应的各部分磁场的展开式由式(11)得到。

$$H = \frac{1}{i\omega\mu} (\nabla \times E) \quad (11)$$

1.2 辐射俘获力的理论表达式

将式(2)代入式(1),在 $r > a$ 时对式(1)积分,则辐射俘获力的积分表示为:

$$F = \frac{1}{2} \text{Re} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left[\varepsilon_{\text{ext}} E_r E + H_r H - \frac{1}{2} (\varepsilon_{\text{ext}} E^2 + H^2) \right] r^2 \sin \theta \, d\theta d\varphi \Big|_{r>a} \quad (12)$$

利用笛卡尔坐标系中的坐标 (x, y, z) 与共原点的球坐标系中的坐标 (r, θ, φ) 之间的关系,

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, y = r \sin \theta \sin \varphi, z = r \cos \theta \quad (13)$$

将上面总的辐射俘获力式(12)进一步展开,并在相应的直角坐标系中 $\hat{x}$ 、 $\hat{y}$ 、 $\hat{z}$ 方向上进行分解,将入射场及散射场的对应分量分别代入积分式,引入远场($r > \lambda$)时 Ricatti-Bessel 函数的近似表示

$$\psi_n(kr) \rightarrow \sin(kr - n\pi/2) \quad (14)$$

$$\xi_n(kr) \rightarrow -i \exp(i(kr - n\pi/2)) \quad (15)$$

再利用归一化的球谐函数 Y_{nm} 所满足的递推关系和正交归一关系^[4,10],则不难得到总的辐射俘获力在 $\hat{x}$ 、 $\hat{y}$ 、 $\hat{z}$ 方向上的各分量 F_x 、 F_y 、 F_z 分别用展开系数 a_{nm}^{ic} 、 b_{nm}^{ic} 、 a_{nm}^{sc} 、 b_{nm}^{sc} 级数表示为:

$$F_x = \text{Re}(F), F_y = \text{Im}(F) \quad (16)$$

$$F = -\frac{1}{16\pi} \frac{\varepsilon_{\text{ext}}}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (n(n+2) \times$$

$$\begin{aligned}
& \sqrt{\frac{(n+m+1)(n+m+2)}{(2n+1)(2n+3)}} (2a_{nm}^{sc} a_{n+1,m+1}^{sc*} + \\
& a_{nm}^{sc} b_{n+1,m+1}^{ic*} + b_{nm}^{ic} a_{n+1,m+1}^{sc*} + 2b_{nm}^{sc} b_{n+1,m+1}^{sc*} + \\
& b_{nm}^{sc} a_{n+1,m+1}^{ic*} + a_{nm}^{ic} b_{n+1,m+1}^{sc*}) + n(n+2) \times \\
& \sqrt{\frac{(n-m+1)(n-m+2)}{(2n+1)(2n+3)}} (2a_{n+1,m-1}^{sc} a_{nm}^{sc*} + \\
& a_{n+1,m-1}^{sc} b_{nm}^{ic*} + b_{n+1,m-1}^{ic} a_{nm}^{sc*} + 2b_{n+1,m-1}^{sc} b_{nm}^{sc*} + \\
& b_{n+1,m-1}^{sc} a_{nm}^{ic*} + a_{n+1,m-1}^{ic} b_{nm}^{sc*}) + \\
& i \sqrt{(n-m)(n+m+1)} \times (2a_{nm}^{sc} b_{n,m+1}^{sc*} + \\
& a_{nm}^{sc} a_{n,m+1}^{ic*} + b_{nm}^{sc} b_{n,m+1}^{ic*} + 2b_{nm}^{sc} a_{n,m+1}^{sc*} + b_{nm}^{ic} b_{n,m+1}^{sc*} + \\
& a_{nm}^{ic} a_{n,m+1}^{sc*}) \quad (17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_z = & -\frac{1}{8\pi} \frac{\varepsilon_{ext}}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \text{Im}(n(n+2) \times \\
& \sqrt{\frac{(n-m+1)(n+m+1)}{(2n+1)(2n+3)}} (2a_{n+1,m}^{sc} a_{n,m}^{sc*} + a_{n+1,m}^{sc} b_{nm}^{ic*} + \\
& b_{n+1,m}^{ic} a_{nm}^{sc*} + 2b_{n+1,m}^{sc} b_{nm}^{sc*} + b_{n+1,m}^{sc} a_{nm}^{ic*} + a_{n+1,m}^{ic} b_{nm}^{sc*}) + \\
& \text{Im}(2a_{nm}^{sc} b_{nm}^{sc*} + a_{nm}^{sc} a_{nm}^{ic*} + b_{nm}^{ic} b_{nm}^{sc*})) \quad (18)
\end{aligned}$$

式中上标“*”表示该展开系数的共轭。此外,式(17)一式(18)中所表示的是归一化的辐射俘获力的表达式,粒子所受到的辐射俘获力的大小与波束焦点处的强度 I_0 成正比。

2 任意角度入射高斯波束辐射俘获力的数值模拟与分析

利用前面辐射俘获力的理论公式,通过编程可以计算偏心球粒子在波束任意入射时的横向以及轴向辐射俘获力,进而分析不同参数对粒子捕获情况的影响。在分析之前,首先对本文理论及结果的正确性进行验证(本文中是以粒子坐标系为实验室坐标系展开分析,有些文献中是以波束坐标系为主,因此,在与文献结果比较的数值模拟中,为保持一致,我们将横轴设定为 $-x_0$ 或 $-z_0$)。

2.1 与已有理论数值结果的比较

当偏心度 $D=0$ 时,偏心球退化为双层球微粒。文献[10]中利用双层球微粒模型对水(水的折射率为 1.33)中的有核血细胞的辐射俘获力进行了详细地数值模拟与分析。利用本文程序,采用文献中图 3 的参数计算了双层球微粒在不同内核半径($b =$

1 μm , 2 μm , 3 μm)时轴向辐射俘获力 F_z 随束腰中心在轴位置 $-z_0$ 的变化的曲线,见图 1。激光功率 $P=100 \text{ mW}$,水中的激光波长 $\lambda_0 = \lambda/n_0 = 0.5145/n_0 \mu\text{m}$ 。 $r_2 = 3.5 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.3699$, $n_2 = 1.3965$ 。由图中可见,将本文中偏心球微粒退化为双层球微粒所得结果与文献中一致。

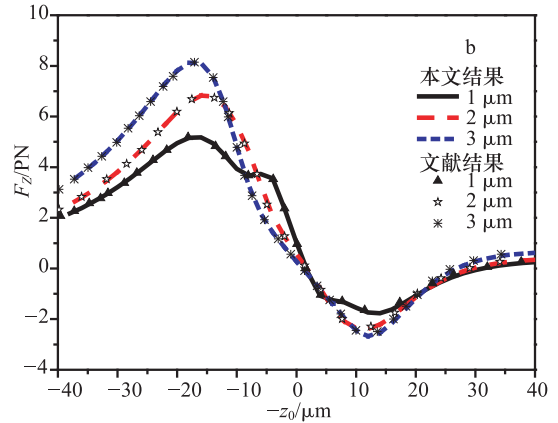


图 1 不同内核半径时轴向辐射俘获力 F_z 随粒子在轴位置 z_0 变化的曲线

2.2 任意角度入射高斯波束辐射俘获力的数值模拟与分析

基于前面的理论分析及程序验证,接下来对偏心球微粒在高斯波束任意入射时的轴向及横向辐射俘获力进行数值模拟,分析微粒内核的相对大小、位置以及入射波束的入射方向、极化方向等因素对辐射俘获力的影响。考虑到细胞等生物样品对光的吸收所造成的对样品本身的损伤,在数值模拟中我们选取远离其吸收线的激光作为光源,在本文中如无特殊说明,计算中所用光波波长为 $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$,功率为 100 mW。微粒的大小、内核的大小、内核的相对位置分别用相对参数 $A = a/\lambda$, $B = b/a$, $D = d/a$ 表示。

2.2.1 高斯波束离轴入射时的辐射俘获力

对于高斯波束离轴入射时的辐射俘获力我们已经给出较为详细的分析^[17]。为了从整体上把握偏心度、内核半径对捕获情况的影响,图 2 中给出了轴向辐射力 F_z 的三维关系图。其中,(a)是 F_z 相对于束腰中心位置 z_0 和球心间距离的三维图,两球心

之间的距离由 0 逐渐增大到 2.0 μm ,即 D 由 0 到 4/7;(b)是 F_z 相对于束腰中心位置 z_0 和内核半径的三维图,内核的半径由 0 逐渐增大到 2.5 μm ,即 B 由 0 到 5/7。由(a)中可见,在球心间距离增大的过程中,粒子能在束腰中心的后方被捕获。当内核大小变化时,见图(b),半径很小时,粒子受到的散射力大于梯度力,没有负的辐射俘获力出现,因此,波束对粒子失去了捕获的能力,粒子沿轴做加速运动。由此也可以看出,偏心度影响了粒子的捕获位置,内核大小则有可能决定了粒子能否被捕获以及捕获的稳定程度。

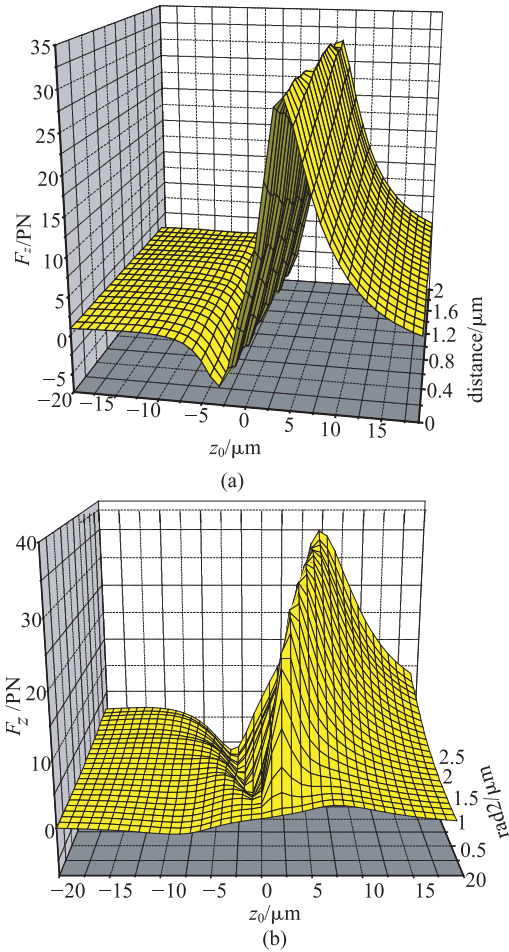


图2 不同球心间距离、内核半径时的轴向辐射俘获力:(a)球心间距离,(b)内核半径

2.2.2.2 高斯波束任意入射时的辐射俘获力

图3中给出了水($m_0 = 1.33$)中的吸收性偏心球微粒($D = 2/7, B = 5/7$)受到的横向及轴向辐射

俘获力 F_x 和 F_z 随入射角度的变化关系。入射角变化范围在 $[0^\circ, 90^\circ]$ 内,入射波为 $O_c u$ 极化($\varphi_{\text{pol}} = 0^\circ$)的高斯波束,束腰半径为 $\omega_0 = 0.6 \mu\text{m}$ 。偏心球粒子外球的大小为 $a = 3.5 \mu\text{m}$,外球、内核的折射率分别为 $m_1 = 1.343\ 3 + 0.000\ 04i, m_2 = 1.463 + 0.000\ 08i$ 。由图3可以很清楚地看出,随着入射角度的增大,粒子所受到的辐射俘获力 F_x 和 F_z 明显不同。横向辐射俘获力 F_x 先增大,在入射角为 50° 附近取得最大值约 14.5 pN;轴向辐射俘获力 F_z 则随着入射角的增大而一直减小,入射角为 0° 时捕获力有最大值,约为 -0.41 pN。随着粒子及波束的参数不同,上面所说的极值和对应的角度也会不同。

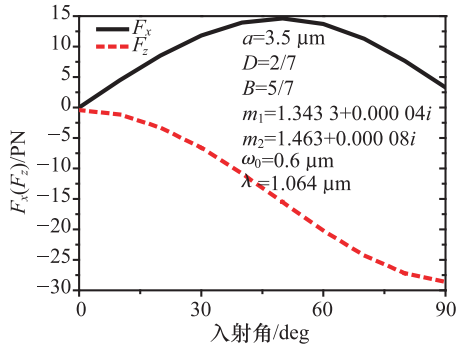


图3 辐射俘获力 F_x 和 F_z 随入射角度的变化关系

针对图3中的微粒,图4中则对应给出了不同入射角度时辐射俘获力随极化角度的变化关系图。图(a)、(b)、(c)分别对应着轴向辐射俘获力 F_z 、横向辐射俘获力 F_x 以及横向辐射俘获力 F_y 随极化角 φ_{pol} 的变化图。极化角 φ_{pol} 的变化范围是从 $O_c u$ 极化 (0°) 到 $O_c v$ 极化 (90°),入射角依次为 $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 时的结果。

从图4(a)中不难看出,对于轴向辐射俘获力 F_z 来说,当入射角为 0° 时,由于散射力的影响以及偏心球粒子相对于 $O_1 Z_1$ 轴的转动对称性,因此,在极化角由 0° 增大到 90° 时轴向辐射俘获力 F_z 保持常数不变。当入射角依次增大为 $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 时,辐射力随极化角度的增大而递增。横向辐射俘获力 F_x 在入射角为 $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 时与 F_z 一致保持递增的趋势,当入射角 $\beta = 0^\circ$ 时 F_x 随极化角的增大保持为零不变,见图(b)。对于横向辐射俘获力 F_y ,见图

(c),它是三个分量中随极化角度变化最特殊的一个。当入射角为 0° 时,正如我们所想, F_y 与 F_x 一样不受极化角的影响始终为零。随入射角依次增大为 30° 、 60° 、 90° 时, F_y 随极化角呈抛物线形变化,在极化角为 $\varphi_{\text{pol}} = 45^\circ$ 时到达抛物线的顶点。且入射角度越大,同一极化角对应的横向辐射俘获力 F_y 越大。辐射俘获力随极化方向的变化关系与文献^[11]中的结论类似,这与粒子的特点有关,这里对此不再进行详细分析。

3 结论

基于广义米理论,以含有偏心核的球体为模型,研究了任意入射的高斯波束对含单核微粒的辐射俘获力。利用 Fortran 语言对偏心球微粒在高斯波束任意入射时的辐射俘获力进行了数值计算,分析了微粒内核的相对大小、位置以及入射波束的入射方向、极化方向等因素对辐射俘获力的影响。本文给出的辐射俘获力的理论表达式对任意极化波束、任意角度入射、含任意内核的复杂球形粒子均适用,为更复杂光镊捕获情况的研究奠定了理论基础。本文的结论为光镊实验系统的改进、实验中力的测量有一定的参考和指导作用。

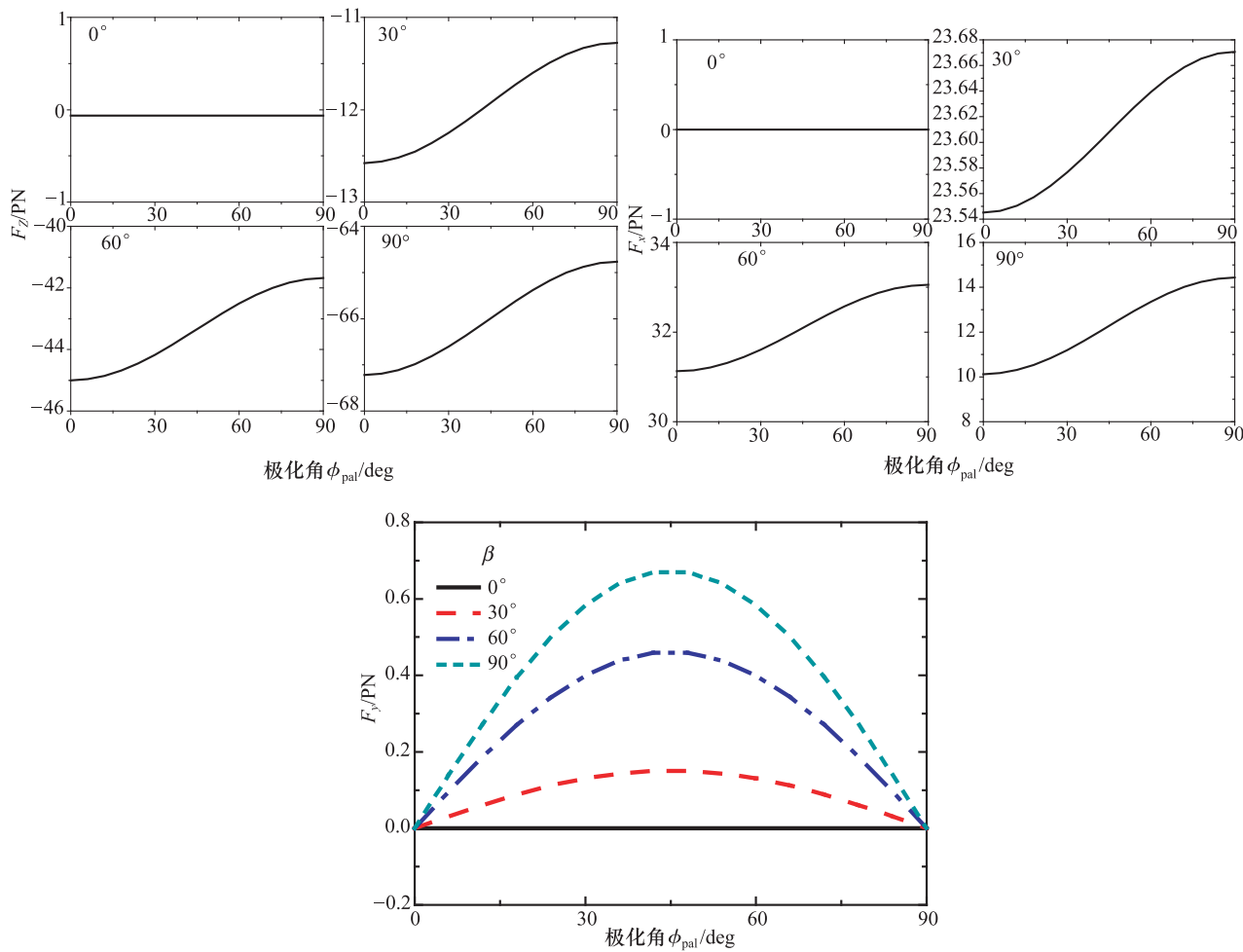


图4 不同入射角时的辐射力与极化角之间的关系:(a)— F_z , (b)— F_x , (c)— F_y

参 考 文 献

- 1 Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys Rev Lett*, 1970; 24: 156—159
- 2 Ashkin A, Dziedzic J, Bjorkholm M, *et al.* Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Opt Lett*, 1986; 11:288—290
- 3 Ashkin A, Dziedzic J M. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams. *Nature*, 1987; 330:769—771
- 4 Gouesbet G, Maheu B, Gréhan G. Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam using a Bromwich formulation. *J Opt Soc Am A*, 1988; 5: 1427—1443
- 5 Barton J P, Alexander D R, Schaub S A. Theoretical determination of net radiation force and torque for a spherical particle illuminated by a focused laser beam. *J Appl Phys*, 1989; 66:4594—4602
- 6 Ren K F, Gréhan G, Gouesbet G. Radiation pressure forces exerted on a particle arbitrarily located in a Gaussian beam by using the generalized Lorenz-Mie theory and associated resonance effects. *Opt Commun*, 1994;108:343—354
- 7 Ren K F, Gréhan G, Gouesbet G. Prediction of reverse radiation pressure by generalized Lorenz - Mie theory. *Appl Opt*, 1996; 35: 2702—2710
- 8 Onofri F, Gréhan G, Gouesbet G. Electromagnetic scattering from a multilayered sphere located in an arbitrary beam. *Appl Opt*, 1995; 34:7113—7124
- 9 Polaert H, Gréhan G, Gouesbet G. Forces and torques exerted on a multilayered spherical particle by a focused Gaussian beam. *Opt Commun*, 1998; 155:169—179
- 10 韩一平, 杜云刚, 张华永. 高斯波束对双层粒子的辐射捕获力. *物理学报*, 2006;55(9): 4557—4562
- 11 Xu F, Ren K F, Gouesbet G, *et al.* Theoretical prediction of radiation pressure force exerted on a spheroid by an arbitrarily shaped beam. *Physical Review A*, 2007;75: 026613
- 12 Schut T C B, Hesselink G, Grooth B G, *et al.* Experimental and theoretical investigations on the validity of the geometrical optics model for calculating the stability of optical traps. *Cytometry*, 1991; 12:479—485
- 13 Ashkin A. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophys J*, 1992;61:569—582
- 14 Gauthier R C. Laser-trapping properties of dual-component spheres. *Appl Opt*, 2002; 41:7135—7144
- 15 Harada Y, Asakura T. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime. *Optics Communications*, 1996; 124: 529—541
- 16 Han G X, Han Y P. Scattering of an eccentric sphere arbitrarily located in a shaped beam. *Journal of the Optical Society of America B*, 2008; 24(11):1893—1897
- 17 韩国霞, 韩一平. 激光对含偏心核球形粒子的辐射俘获力. *物理学报*, 2009; 58(9): 6167—6172

Theoretical Analysis of Radiation Force of an Eccentric Sphere Arbitrarily Illuminated by a Gaussian Beam

HAN Guo-xia, LIU Zi-long

(Department of Physics and Photoelectric Engineering, School of Science, China University of Petroleum, Qingdao 266555, P. R. China)

[Abstract] Based on the theoretical researches on the scattering of an eccentric sphere arbitrarily illuminated by a shaped beam and the radiation force exerted by an off-axis incident Gaussian beam on the eccentric sphere, which are recently presented, the radiation force of the eccentric sphere acted by an arbitrarily incident Gaussian beam is calculated exactly and analysed. The series expressions of the radiation force of the eccentric sphere arbitrarily located in a Gaussian beam are provided. After the comparison with the results presented in the literature for the case of two-layered sphere, the radiation forces are numerically calculated when the inner core's radius, distance between the two centers, incidence angles are different respectively. Considering the polarized direction of the beam, the relationship between the radiation force and the polarized direction of the beam for different incidence angle is analyzed too.

[Key words] radiation force eccentric sphere Gaussian beam generalized Lorenz-Mie theory