

高斯波束致微粒旋转的理论研究^{*}

杜云刚¹⁾²⁾ 韩一平^{1)†} 韩国霞¹⁾ 李继军²⁾

1) (西安电子科技大学理学院应用物理系, 西安 710071)

2) (内蒙古工业大学理学院物理系, 呼和浩特 010051)

(2009年12月3日收到; 2010年4月14日收到修改稿)

基于偏振光波是左旋光子与右旋光子组成的, 从广义米理论出发, 得出了偏振高斯波束对球形粒子的辐射俘获力和力矩的表示式. 分析了微粒在圆偏振高斯波束照射时产生两种不同旋转的原因, 并结合光子的量子特性进行了解释. 对圆偏振高斯波束中粒子的两种力矩进行了数值模拟, 讨论了粒子半径、折射率、吸收系数和束腰半径对力矩及光致旋转的影响.

关键词: 光致旋转, 力矩, 高斯波束, 光子

PACS: 87.80.Cc, 42.55.-f, 42.25.Ja, 42.50.Tx

1. 引言

自1970年Ashkin^[1]报道了激光束对粒子的加速和俘获以来, 人们开始建立各种模型分析粒子与波束之间的相互作用^[1-4]. Barton等^[5]研究了均匀球内场和球表面散射场的分布, 得出了任意波束中球形粒子受到的净辐射力和力矩的级数表达式, 对水滴在空气中的悬浮进行了讨论. Polaert等^[6]讨论了不同吸收情况的多层球形粒子在线偏振和圆偏振聚焦高斯波束中的力矩和辐射压力截面. Nieminen等^[7-9]研究了菠菜的叶绿体和“achiral”, “chiral”等微粒的旋转, 并对光致旋转的原理进行了分析. 高明伟等^[10]研究了具有轨道角动量的扭转对称波束对微米量级微粒的俘获和旋转. 李银妹等^[11]研究了不同偏振高斯波束对CaCO₃晶体微粒的俘获与旋转. 雷铭等^[12]研究了圆偏振光对CaCO₃微粒的光致旋转. 目前, 对光致旋转的研究主要集中在具有轨道角动量的特殊波束对具有双折射特性粒子方面, 对俘获光和俘获微粒都有一定的局限.

本文在高斯波束对多层球形粒子的辐射俘获力的工作基础上^[13,14], 给出了球形粒子所受力矩的表示式, 数值模拟了球形微粒在圆偏振高斯波束照射时的两种力矩, 分析了粒子产生两种不同旋转的

原因, 并结合光子的量子特性进行了解释. 讨论了俘获波束的束腰半径、粒子尺寸、粒子吸收等对光致旋转的影响.

2. 高斯波束对球形粒子的辐射俘获力和力矩

按照经典光学中的相关规定, 在右手坐标系中, 当光沿着 z 轴的正方向传播时, 正对着光源观察, 电场矢量作逆时针圆周运动, 称作左旋圆偏振光; 反之, 电场矢量作顺时针圆周运动, 称作右旋圆偏振光. 研究表明, 宏观上光波的偏振现象是微观上光子角动量属性的表现, 我们把角动量本征值是 $S_{z+} = +\hbar$ 和 $S_{z-} = -\hbar$ 的光子分别称作左旋光子和右旋光子, 实际中最常见的五种光的偏振态, 即自然光、线偏振光、部分偏振光、圆偏振光和椭圆偏振光都是由左旋光子与右旋光子组成的, 当它们的概率幅之间和相位之间取不同的关系时, 宏观上表现为不同的偏振态^[15,16]. 换句话说, 左旋和右旋圆偏振光是光的两种基本的本征偏振状态. 基本的圆偏振光由左旋光子或右旋光子中的一种组成, 光子的自旋角动量在光传播方向上的投影取 $+\hbar$ 或 $-\hbar$, 自旋角动量不为零. 线偏振光可以看作左旋和右旋圆偏振态以相同的比例叠加, 这时光子的自旋角动

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60771039)和内蒙古工业大学科研基金(批准号:X200721)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: yphan@xidian.edu.cn

量在光传播方向上的投影取 $+\hbar$ 和 $-\hbar$ 的几率相同,因此平均自旋角动量为零. 椭圆偏振光可以看成是不同比例的左旋和右旋圆偏振光的叠加,平均自旋角动量不为零. 当波束与微粒作用时,波束中的左、右旋光子与微粒进行能量、动量、角动量的交换,使微粒宏观上受到力和力矩的作用后产生运动和旋转. 我们对左旋光子与右旋光子组成的不同波束采用不同的波束因子进行描述.

圆偏振高斯波束在折射率为 n_0 的均匀媒质中传播,媒质的介电常数为 ε , 磁导率为 μ . 在右手坐标系中,我们选波束中心为坐标原点,波束沿 z 轴正向传播,束腰半径为 w_0 , 粒子中心的位置为 (x_0, y_0, z_0) . 采用波束因子 $g_{n,TE}^{m,c\pm}, g_{n,TM}^{m,c\pm}$ 来描述负时间因子下的圆偏振高斯波束, $c-$ 表示左旋圆偏振, $c+$ 表示右旋圆偏振,其中包含了平面波系数 $C_n^{PW} = i^n(2n+1)/[n(n+1)]$, 当束腰半径趋于无穷时高斯波束退化成平面波. 因为线偏振光可以看作左旋和右旋

圆偏振态以相同的比例叠加,故线偏振高斯波束在负时间因子下的波束因子 $g_{n,TE}^m, g_{n,TM}^m$ 可以通过 $g_{n,TE}^{m,c\pm}, g_{n,TM}^{m,c\pm}$ 的叠加来获得,具体关系为^[6,16]

$$\begin{aligned} g_{n,TE}^m &= \frac{1}{\sqrt{2}}(g_{n,TE}^{m,c+} + g_{n,TE}^{m,c-}), \\ g_{n,TM}^m &= \frac{1}{\sqrt{2}}(g_{n,TM}^{m,c+} + g_{n,TM}^{m,c-}). \end{aligned} \quad (1)$$

根据经典电动力学中关于电磁场动量的讨论,在光镊系统中经显微镜物镜变换会聚到微米量级的激光波束携带着很高的能量、动量和角动量. 电磁场动量密度为 $\mathbf{g} = \varepsilon \mathbf{E} \times \mathbf{B}$, 电磁场角动量密度为 $\mathbf{j} = \varepsilon \mathbf{r} \times (\mathbf{E} \times \mathbf{B})$. 入射高斯波束照射到粒子上发生散射,散射前后波束的动量和角动量将发生变化,也就是处于光场中的粒子将得到一部分动量和角动量,在一段时间内,以粒子受到的辐射俘获力和辐射力矩表现出来,我们得出轴向和横向辐射俘获力的表示式^[13]

$$\begin{aligned} F_z &= \frac{n_0}{2c} \frac{E_0^2}{k^2} \frac{k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \operatorname{Re} \left(in(n+2) \sqrt{\frac{(n-m+1)(n+m+1)}{(2n+1)(2n+3)}} (2a_{n+1,m} a_{n,m}^* - a_{n+1,m} g_{n,TM}^{m,c*} \right. \\ &\quad \left. - g_{n+1,TM}^{m,c} a_{n,m}^* + 2b_{n+1,m} b_{n,m}^* - b_{n+1,m} g_{n,TE}^{m,c*} - g_{n+1,TE}^{m,c} b_{n,m}^*) + im(2a_{n,m} b_{n,m}^* - a_{n,m} g_{n,TE}^{m,c*} - g_{n,TM}^{m,c} b_{n,m}^*) \right), \quad (2) \\ F_x + iF_y &= \frac{n_0}{4c} \frac{E_0^2}{k^2} \frac{k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left(in(n+2) \sqrt{\frac{(n+m+1)(n+m+2)}{(2n+1)(2n+3)}} (-2a_{n,m} a_{n+1,m+1}^* \right. \\ &\quad \left. + a_{n,m} g_{n+1,TM}^{m+1,c*} + g_{n,TM}^{m,c} a_{n+1,m+1}^* - 2b_{n,m} b_{n+1,m+1}^* + b_{n,m} g_{n+1,TE}^{m+1,c*} + g_{n,TE}^{m,c} b_{n+1,m+1}^*) \right. \\ &\quad \left. + in(n+2) \sqrt{\frac{(n-m+1)(n-m+2)}{(2n+1)(2n+3)}} (-2a_{n+1,m-1} a_{n,m}^* + a_{n+1,m-1} g_{n,TM}^{m,c*} + g_{n+1,TM}^{m-1,c} a_{n,m}^* \right. \\ &\quad \left. - 2b_{n+1,m-1} b_{n,m}^* + b_{n+1,m-1} g_{n,TE}^{m,c*} + g_{n+1,TE}^{m-1,c} b_{n,m}^*) - im \sqrt{(n-m)(n+m+1)} (2a_{n,m} b_{n,m+1}^* \right. \\ &\quad \left. - a_{n,m} g_{n,TE}^{m+1,c*} - g_{n,TM}^{m,c} b_{n,m+1}^* - 2b_{n,m} a_{n,m+1}^* + b_{n,m} g_{n,TM}^{m+1,c*} + g_{n,TE}^{m,c} a_{n,m+1}^*) \right), \quad (3) \end{aligned}$$

式中波束因子 $g_{n,TE}^{m,c}, g_{n,TM}^{m,c}$ 可以是代表右旋的 $g_{n,TE}^{m,c+}, g_{n,TM}^{m,c+}$; 或代表左旋的 $g_{n,TE}^{m,c-}, g_{n,TM}^{m,c-}$; 或代表左右旋叠加的 $g_{n,TE}^m, g_{n,TM}^m$. a_{nm}, b_{nm} 为散射系数; 波数 $k = 2\pi n_0/\lambda$; c, λ 分别为真空中的光速和波长. E_0 是束腰中心电场幅度, $\frac{kE_0^2}{\omega\mu} = 2I = \frac{4P}{\pi w_0^2}$, P 为激光功率. 粒子在聚焦高斯波束中受到的相对于粒子质量中心的辐射力矩表示为

$$\mathbf{T}_r = -\frac{d\mathbf{J}}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_V \mathbf{j} dV, \quad (4)$$

其中负号表示粒子的角动量变化与波束的角动量变化相反. 把相关表示式代入(4)式,按照辐射俘获

力表示式的推导方法,可以推导出力矩 $\mathbf{T}_r$ 各分量的表示式,本文主要研究沿光束传播方向的辐射力矩分量 $T_{r,z}$

$$\begin{aligned} T_{r,z} &= -\frac{n_0}{2c} \frac{E_0^2}{k^2} \frac{k}{\omega\mu} \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left(n(n+2)m(-a_{n,m} a_{n,m}^* - b_{n,m} b_{n,m}^*) \right. \\ &\quad \left. + \operatorname{Re}(a_{n,m} g_{n,TM}^{m,c*} + b_{n,m} g_{n,TE}^{m,c*}) \right), \quad (5) \end{aligned}$$

式中各符号表示同上. 光子的自旋角动量沿波束传播光轴的投影为 $+\hbar$ 或 $-\hbar$, 光束与粒子相互作用时,光子与粒子进行角动量的传递,使粒子受到的

力矩是相对于粒子质心的,只要把相关参数代入(5)式中,就可以计算高斯波束对粒子的辐射力矩 $T_{r,z}$. $T_{r,z}$ 可使粒子绕过自身质心的 z 轴旋转. 光子与粒子进行动量的传递,使粒子受到的辐射力是作用于粒子质心的,只要把相关参数代入(2),(3)式中,就可以计算圆偏振、线偏振高斯波束对粒子的辐射俘获力. 对特定转轴(高斯波束的光轴)的辐射俘获力的分力将使粒子受到力矩的作用,从而实现粒子绕波束光轴的光致旋转. 这样粒子的旋转将分为两种:由辐射俘获力引起的光致旋转和由波束的自旋角动量引起的光致旋转.

3. 微粒的光致旋转

3.1. 由辐射俘获力引起的光致旋转

粒子偏离圆偏振高斯波束光轴时受到沿光轴方向的辐射力 F_z , 指向光轴的径向辐射俘获力 F_r , 与 F_r 垂直的切向力 F_t . 计算得到的辐射俘获力 F_x 和 F_y 的合力可以分解为 F_r 和 F_t . 当离轴纵坐标 z 一定时, $F_r(r, z)$ 和 $F_t(r, z)$ 只与粒子偏离光轴的距离 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 有关. 当 r, z 一定时, F_r 和 F_t 的大小是确定的, F_t 的方向随粒子位置而变化. 关于 F_z, F_r 的讨论我们已在文献[13, 14]中报道, 本文重点考查 F_t 及粒子受到的力矩. 我们利用(2),(3)式对水中微球的俘获力和力矩进行数值模拟. 水的折射率 $n_0 = 1.33$, 激光功率 $P = 100 \text{ mW}$, 真空中的波长 $\lambda = 0.6328 \text{ }\mu\text{m}$, 微球的半径、折射率分别用 a, n_1 表示.

右旋圆偏振高斯波束作用于离轴粒子时有一个切向力 F_t , 在 F_t 的作用下粒子将绕光轴旋转, 也就是粒子受到一个对 z 轴的力矩 $T_z = r \times F_t$, T_z 的值等于切向力 F_t 与粒子中心偏离光轴距离 r 的乘积. 图1所示为不同半径粒子的力矩 T_z 随粒子离轴位置 r 变化的曲线. $w_0 = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$, $z_0 = 0 \text{ }\mu\text{m}$, $n_1 = 1.59$. 从图可知左旋、右旋圆偏振高斯波束分别作用于粒子的力矩 T_z 大小相等, 方向相反, 这是因为一段时间内左旋光子和右旋光子对离轴粒子的切向力 F_t 大小相等, 方向相反. 粒子在径向偏离光轴时, 在一定范围内随着偏离的增大, 力矩 T_z 也增大. 随着粒子半径的增大, 力矩 T_z 的最大值也增大, 最大力矩的位置与光轴的距离也变大. 当粒子半径 $a = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 最大力矩出现在离轴 $0.7 \text{ }\mu\text{m}$ 的位

置; 当粒子半径 $a = 1.0 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 最大力矩出现在离轴 $1.0 \text{ }\mu\text{m}$ 的位置. 线偏振高斯波束可以看作左旋和右旋圆偏振态以相同的比例叠加, 左旋、右旋圆偏振高斯波束分别作用于粒子的力矩 T_z 可以相互抵消, 数值计算同样说明线偏振高斯波束作用于粒子的切向力 $F_t = 0$, 力矩 $T_z = 0$.

在光镊系统中, 粒子受到的辐射俘获力为皮牛量级, 粒子的半径、粒子的横向俘获范围都在微米量级, 所以粒子受到的力矩在 $10^{-18} \text{ N}\cdot\text{m}$ 量级. 一个初始位置在俘获范围内偏离光轴的粒子, 在径向辐射俘获力的作用下向光轴运动, 在力矩 T_z 的作用下围绕光轴转动, 而且离光轴越近径向辐射俘获力和力矩越小, 粒子的运动轨迹为逐渐靠近光轴的螺旋线, 这样的俘获称为“旋转俘获”^[17]. 有研究表明^[18], 随着小球半径的增大, 在同样光场中小球所受到辐射俘获力和力矩的增加速度小于需要克服的阻力和阻力矩增加的速度. 所以, 虽然小尺寸的粒子受到的辐射俘获力和力矩相对较小, 但反而容易实现圆偏振高斯波束的俘获和光致旋转.

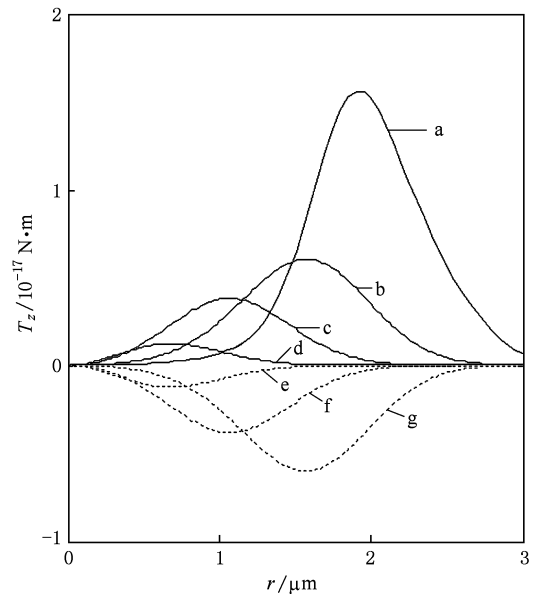


图1 力矩 T_z 随粒子离轴位置 r 变化的曲线. 实线 a—d 分别对应右旋圆偏振高斯波束, 粒子半径 $a = 2.0, 1.5, 1.0, 0.5 \text{ }\mu\text{m}$; 虚线 e—g 分别对应左旋圆偏振高斯波束, 粒子半径 $a = 0.5, 1.0, 1.5 \text{ }\mu\text{m}$.

如果4个(也可为3个、5个)相同的小球在同一平面上组成中空联体球, 轴向辐射俘获力、浮力和重力可使联体球(球心平面在水平方向)在竖直方向受力平衡, 实现联体球的悬浮; 在径向辐射俘获力的作用下, 将使联体球的中心轴和俘获波束的

中心轴重合;高斯波束作用于联体球的力矩大于联体球受到的阻力矩,将可以实现旋转. Nieminen 等^[9]设计了“achiral”和“chiral”等光驱动微机械,这两种微机械结构可以近似用联体球模型来分析. 不同的圆偏振高斯波束、不同形状和材料的粒子将影响粒子的旋转方向和转速.

图2所示为右旋圆偏振高斯波束对吸收粒子的力矩 T_z 随粒子离轴位置 r 变化的曲线. $a = 1.0 \mu\text{m}$, $\text{Re}(n_1) = 1.59$, $w_0 = 0.8 \mu\text{m}$, $z_0 = 0 \mu\text{m}$. 从图可知,随着粒子吸收 $\text{Im}(n_1)$ 的增强,力矩 T_z 逐渐减小,但力矩最大值的位置都在 $r = 1.1 \mu\text{m}$. 这是由于粒子吸收了具有自旋角动量的光子后,使粒子受到的切向力 F_t 和力矩 T_z 都减小. 在媒质中粒子的阻力矩与粒子的形状、尺寸有关,所以粒子受的阻力矩不变,而高斯波束对粒子的力矩 T_z 减小,将导致吸收系数大的粒子不能实现绕光轴转动.

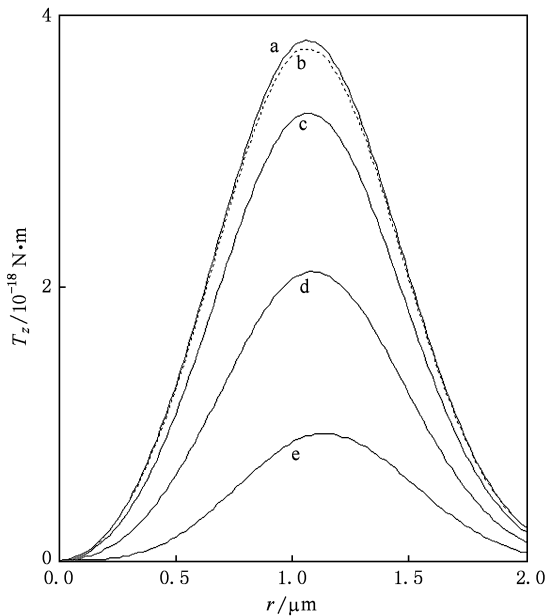


图2 右旋圆偏振高斯波束对吸收粒子的力矩 T_z 随粒子离轴位置 r 变化的曲线. 曲线 a—e 分别表示 $\text{Im}(n_1) = 0, 0.0005, 0.005, 0.02, 0.05$

图3所示为右旋圆偏振高斯波束对不同折射率粒子的力矩 T_z 随粒子离轴位置 r 变化的曲线. $a = 1.0 \mu\text{m}$, $w_0 = 0.8 \mu\text{m}$, $z_0 = 0 \mu\text{m}$. 从图可知,随着粒子折射率的减小,粒子在各个离轴位置的力矩都变小,曲线整体下移,这是粒子折射率减小使切向力也减小的原因. 但力矩最大值的位置都在 $r = 1.1 \mu\text{m}$. 当粒子的折射率接近周围媒质时,粒子受到的力矩趋近于零,作为特例我们可以想象在媒质中存

在一个同种成分的粒子,不论这个粒子是否偏离光轴,受到的力矩都为零. 在媒质中粒子的阻力矩与粒子的形状、尺寸有关,所以高折射率、低吸收的粒子更容易实现在高斯波束中绕光轴的光致旋转.

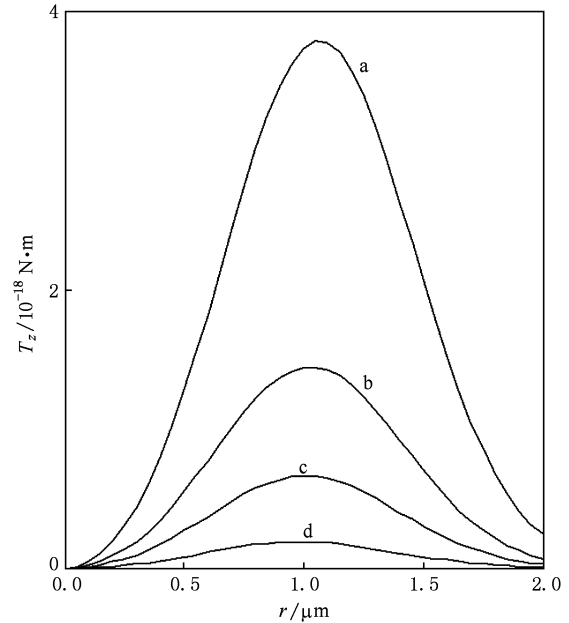


图3 右旋圆偏振高斯波束对不同折射率粒子的力矩 T_z 随粒子离轴位置 r 变化的曲线. 曲线 a—d 分别表示 $n_1 = 1.59, 1.49, 1.44, 1.39$

图4所示为不同束腰半径右旋圆偏振高斯波束对粒子的力矩 T_z 随粒子离轴位置 r 变化的曲线. $a = 1.0 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.59$, $z_0 = 0 \mu\text{m}$. 从图可知,随着束腰半径的增大,力矩 T_z 的最大值减小,力矩最大值出现的位置与光轴的距离变大. 在光束功率一定的条件下,随着波束的束腰半径的增大,单位时间内通过光束横截面上单位面积内的光子数变少,也就是与粒子相互作用的光子变少,所以粒子受到的力矩变小. 从上面的分析可知,力矩 T_z 最大值出现的位置与俘获波束的束腰半径、粒子的半径有关,而与粒子的折射率、吸收系数无关.

3.2. 由波束的角动量引起的光致旋转

根据辐射力矩 $T_{r,z}$ 的表示式,我们对高斯波束作用于粒子的辐射力矩进行数值模拟. 水的折射率 $n_0 = 1.33$, 激光功率 $P = 100 \text{ mW}$, 真空中的波长 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, 微球的半径、折射率分别用 a, n_1 表示. 数值计算表明:在微球粒子没有吸收时 ($\text{Im}(n_1) = 0$), $T_{r,z} = 0$, 与微球的半径和微球在波束中的位置

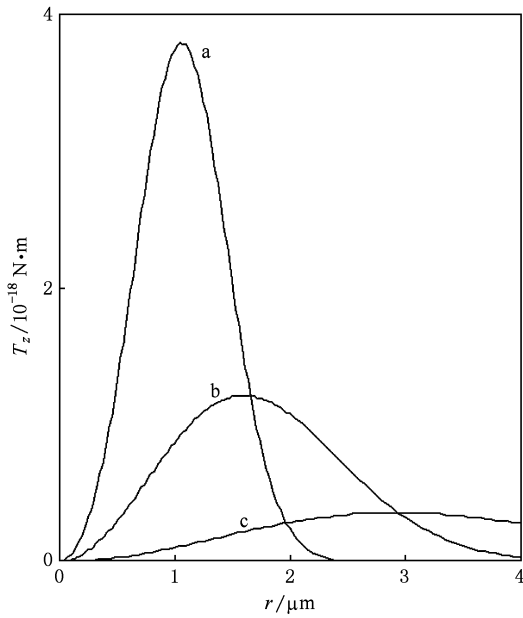


图4 不同束腰半径右旋圆偏振高斯波束对粒子的力矩 T_z 随粒子离轴位置 r 变化的曲线 曲线 a—c 分别表示 $w_0 = 0.8, 2.0, 4.0 \mu\text{m}$

无关.

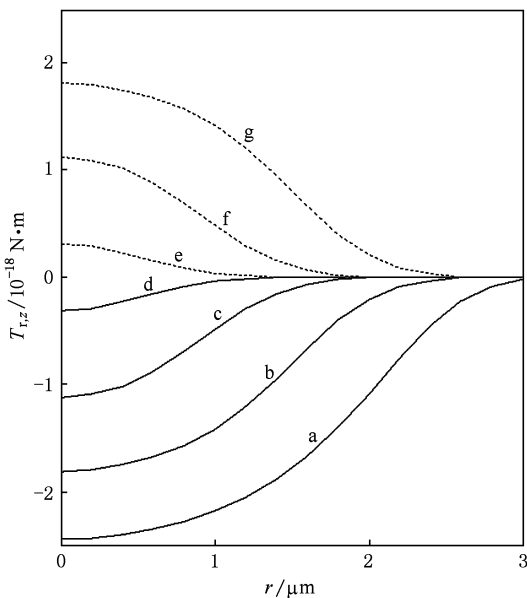


图5 辐射力矩 $T_{r,z}$ 随粒子离轴位置 r 变化的曲线 实线 a—d 分别对应右旋圆偏振高斯波束, 粒子半径 $a = 2.0, 1.5, 1.0, 0.5 \mu\text{m}$; 虚线 e—g 分别对应左旋圆偏振高斯波束, 粒子半径 $a = 0.5, 1.0, 1.5 \mu\text{m}$

图5 所示为不同半径粒子的辐射力矩 $T_{r,z}$ 随粒子离轴位置 r 变化的曲线. $w_0 = 0.8 \mu\text{m}$, $z_0 = 0 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.59 + i0.001$. 从图可知, 左旋、右旋圆偏

振高斯波束分别作用于粒子的辐射力矩 $T_{r,z}$ 大小相等, 方向相反, 这是因为左旋、右旋圆偏振高斯波束分别是左旋、右旋光子组成的, 两种光子的角动量方向相反, 粒子在同一位置吸收的光子数量相同. 右旋光子的自旋角动量在光传播方向上的投影取 $-\hbar$, 所以右旋圆偏振高斯波束作用于粒子的辐射力矩 $T_{r,z}$ 为负值. 粒子在波束中同一位置时, 随着粒子半径的增大, 粒子吸收的光子数量增加, 力矩 $T_{r,z}$ 增大. 粒子在径向偏离光轴时, 粒子中心在光轴上辐射力矩最大, 随着偏离高斯波束光轴的距离增大, 该位置光强变小, 粒子吸收的光子数量减小, 辐射力矩减小. 由高斯波束光强分布的特点, 对同一 z 位置, 辐射力矩 $T_{r,z}$ 只与偏离光轴的距离有关, 与偏离的方向无关. 线偏振高斯波束可以看作左旋和右旋圆偏振态以相同的比例叠加, 左旋、右旋圆偏振高斯波束分别作用于吸收粒子的辐射力矩 $T_{r,z}$ 可以相互抵消, 数值计算同样说明线偏振高斯波束作用于吸收粒子的辐射力矩 $T_{r,z} = 0$.

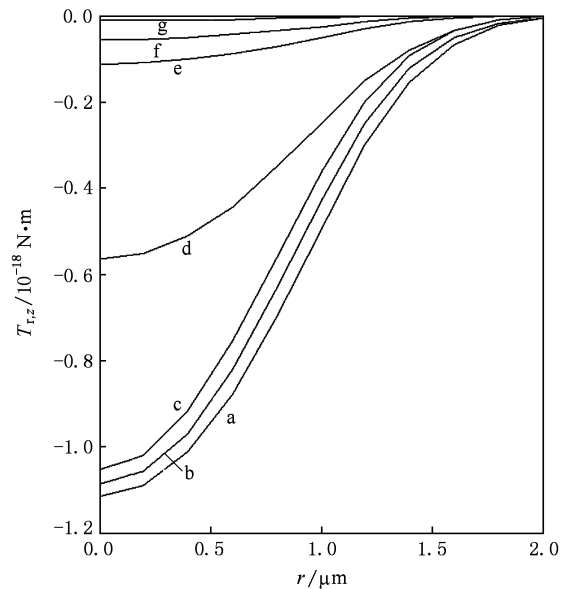


图6 右旋圆偏振高斯波束对吸收粒子的辐射力矩 $T_{r,z}$ 随粒子离轴位置 r 变化的曲线 曲线 a—g 分别表示 $n_1 = 1.59 + i0.001, 1.49 + i0.001, 1.39 + i0.001, 1.59 + i0.0005, 1.59 + i0.0001, 1.59 + i0.00005, 1.59 + i0.00001$

图6 所示为右旋圆偏振高斯波束对吸收粒子的辐射力矩 $T_{r,z}$ 随粒子离轴位置 r 变化的曲线. $a = 1.0 \mu\text{m}$, $w_0 = 0.8 \mu\text{m}$, $z_0 = 0 \mu\text{m}$. 对比图中 a, d, e, f, g 等五条曲线可知, 粒子在波束中同一位置时, 随着粒子吸收 $\text{Im}(n_1)$ 的增大, 粒子吸收的光子数量增加, 辐射力矩 $T_{r,z}$ 增大. 而且粒子吸收 $\text{Im}(n_1)$ 从

10^{-7} 增加到 10^{-3} , 辐射力矩线性增大. 对比图中 a, b, c 等三条曲线可知, 在粒子吸收 $\text{Im}(n_1)$ 相同时, 随着粒子折射率 $\text{Re}(n_1)$ 的减小, 能进入粒子被吸收的光子数量变少, 粒子在各个离轴位置的力矩 $T_{r,z}$ 都变小. 作为特例我们计算在媒质中存在一个同种成分的吸收粒子 ($n_1 = 1.33 + i0.001$), 计算结果和图中曲线 c 很接近, 说明粒子吸收是产生辐射力矩 $T_{r,z}$ 的原因.

图 7 所示为不同束腰半径右旋圆偏振高斯波束对粒子的辐射力矩 $T_{r,z}$ 随粒子在光轴位置 z 变化的曲线. $a = 1.0 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.59 + i0.001$, $x_0 = y_0 = 0 \mu\text{m}$. 基模高斯波束的束腰中心光强最强, 在光传播方向 (z 轴) 上光强呈梯度分布, 所以随着粒子在光轴上偏离束腰中心的距离增加, 单位时间内通过光束横截面上单位面积内的光子数变少, 被粒子吸收的具有角动量的光子变少, 粒子受到的辐射力矩 $T_{r,z}$ 变小. 从图可知, 在波束功率一定的条件下, 随着束腰半径的增大, 在光轴上同一位置的粒子受到的力矩也减小. 当 $w_0 = 5.0 \mu\text{m}$ 时, 粒子位置 z_0 在 $-40 \sim 40 \mu\text{m}$ 范围内, 辐射力矩 $T_{r,z}$ 接近一个定值, 说明粒子吸收的光子数相同.

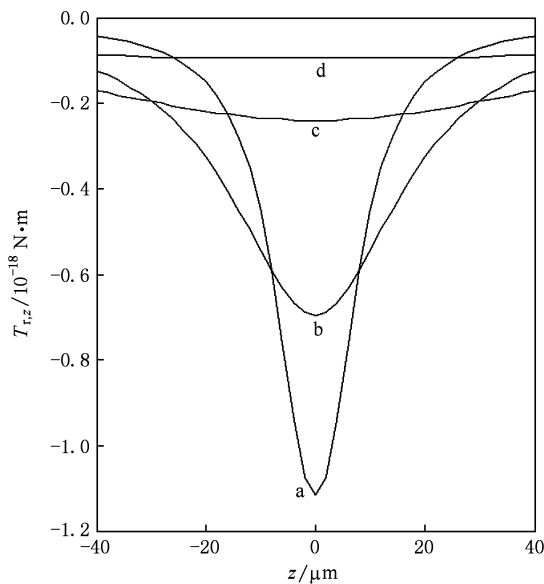


图 7 不同束腰半径右旋圆偏振高斯波束对粒子的辐射力矩 $T_{r,z}$ 随粒子在光轴位置 z 变化的曲线. 曲线 a—d 分别表示 $w_0 = 0.8, 1.5, 3.0, 5.0 \mu\text{m}$

球形粒子受到的辐射力矩 $T_{r,z}$ 大于周围媒质对其的阻力矩时, 粒子将围绕过球心的 z 轴旋转. 右旋

圆偏振高斯波束中离轴吸收粒子在辐射俘获力 F_r 和力矩 T_z (z 轴正方向) 的作用下螺旋靠近光轴, 辐射力矩 $T_{r,z}$ (z 轴负方向) 增大到比阻力矩大时, 粒子开始旋转, 粒子中心到达光轴上后, 旋转角速度达到最大. 在这一过程中力矩 T_z 和辐射力矩 $T_{r,z}$ 的相对转轴和方向都不相同, 这和 Chang 等^[18] 报道的结果相同. 粒子的折射率 $\text{Re}(n_1)$ 对力矩 T_z 的影响大, 粒子的吸收 $\text{Im}(n_1)$ 对辐射力矩 $T_{r,z}$ 的影响大. 线偏振光可以看作左旋和右旋圆偏振态以相同的比例叠加, 平均自旋角动量为零. 吸收粒子在线偏振高斯波束中吸收左旋、右旋光子的概率相同, 辐射力矩 $T_{r,z} = 0$, 也就是粒子不会因为吸收光子而产生旋转.

4. 结 论

根据文献[11,12]报道的光致双折射微粒的旋转, 光束作用于双折射微粒时, 其偏振状态会发生改变, 光束中光子本身所携带的自旋角动量就会发生改变, 根据角动量守恒定律, 双折射微粒将从激光光束获得相应的角动量, 并产生围绕自身光轴的自转. 本文通过对均匀粒子的辐射俘获力和力矩的数值模拟表明: 圆偏振高斯波束作用于离轴粒子的切向力产生一个力矩 T_z , 左旋圆偏振与右旋圆偏振时的力矩大小相等, 方向相反; 高度会聚的圆偏振高斯波束将使高折射率、低吸收、小尺寸的微粒获得更大的力矩和围绕光轴的旋转速度. 粒子吸收圆偏振高斯波束中的光子产生辐射力矩 $T_{r,z}$, 左旋圆偏振与右旋圆偏振时的辐射力矩 $T_{r,z}$ 大小相等, 方向相反; 高度会聚的圆偏振高斯波束将使高折射率、高吸收、小尺寸的微粒获得更大的辐射力矩 $T_{r,z}$ 和围绕过粒子质心的转轴的角速度. 线偏振高斯波束作用于球形粒子时没有切向力产生的力矩 T_z 和辐射力矩 $T_{r,z}$. 微粒受到的力矩与俘获波束的光功率成正比, 椭球状、棒状、联体结构的微粒可以用偏振高斯波束实现旋转. 光致旋转技术可以驱动微机械装置, 是实现微机械马达的有效手段, 是研究旋转马达蛋白、流体的微观性质、细胞膜剪切力等不可或缺的研究工具. 本文的结论对光致旋转的实验系统改进和实验中力矩及转速的测量、旋转微粒的设计有参考价值.

- [1] Ashkin A 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 156
- [2] Ashkin A 1992 *J. Biophys.* **61** 569
- [3] Gouesbet G, Maheu B, Gréhan G 1988 *J. Opt. Soc. Am. A* **5** 1427
- [4] Martinot – Lagarde G, Pouligny B, Angelova M I, Gréhan G, Gouesbet G 1995 *Pure Appl. Opt.* **4** 571
- [5] Barton J P, Alexander D R, Schaub S A 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 4594
- [6] Polaert H, Gréhan G, Gouesbet G 1998 *Opt. Commun.* **155** 169
- [7] Bayoudh S, Nieminen T A, Heckenberg N R 2003 *J. Mod. Opt.* **50** 1581
- [8] Garab G, Galajda P, Pomozi I, Finzi L, Praznovszky T, Ormos P, van Amerongen H 2005 *Eur. Biophys. J.* **34** 335
- [9] Nieminen T A, Asavei T, Loke V L Y, Heckenberg N R, Rubinshtein – Dunlop H 2009 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **110** 1472
- [10] Gao M W, Gao C Q, He X Y, Li J Z, Wei G H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 413 (in Chinese) [高明伟、高春清、何晓燕、李家泽、魏光辉 2004 物理学报 **53** 413]
- [11] Sun Y F, Li Y M, Lou L R 2005 *Chin. J. Lasers* **32** 315 (in Chinese) [孙玉芬、李银妹、楼立人 2005 中国激光 **32** 315]
- [12] Lei M, Yao B L 2007 *Acta Photonica Sin.* **36** 816 (in Chinese) [雷 铭、姚保利 2007 光子学报 **36** 816]
- [13] Han Y P, Du Y G, Zhang H Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4557 (in Chinese) [韩一平、杜云刚、张华永 2006 物理学报 **55** 4557]
- [14] Han G X, Han Y P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6167 (in Chinese) [韩国霞、韩一平 2009 物理学报 **58** 6167]
- [15] Yao Z X, Pan B L, Chen G, Zhong J W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2158 (in Chinese) [姚志欣、潘伯良、陈 钢、钟建伟 2006 物理学报 **55** 2158]
- [16] Zhao K H, Luo W Y 2001 *Quantum Physics* (Beijing: Higher Education Press) p41 (in Chinese) [赵凯华、罗蔚茵 2001 量子物理(北京: 高等教育出版社) 第41 页]
- [17] Gauthier R C, Ashman M 1998 *Appl. Opt.* **37** 6421
- [18] Chang S, Lee S S 1985 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1853

Theoretical study on the rotation of particles driven by Gaussian beam*

Du Yun-Gang¹⁾²⁾ Han Yi-Ping^{1)†} Han Guo-Xia¹⁾ Li Ji-Jun²⁾

1) (Department of Applied Physics, School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China)

2) (Department of Physics, School of Science, Inner Mongolia University of Technology, Hohhot 010051, China)

(Received 3 December 2009; revised manuscript received 14 April 2010)

Abstract

Based on the fact that the polarized beam is composed of L-photon and D-photon, the expressions of the radiation trapping forces and torques of spherical particle exerted by polarized Gaussian beam are obtained in the framework of the generalized Lorenz-Mie theory. The reasons of the two different rotations of particles driven by circularly polarized Gaussian beam are analyzed and explained in combination with the quantum properties of photon. Then numerical simulations are performed for the two kinds of torques acted on the particles by polarized Gaussian beam, and the effects on the torques and optically driven rotations of the radius, relative refractive index, absorbing coefficient of the particle and waist radius of the beam are discussed.

Keywords: optically driven rotation, optical torque, Gaussian beam, photon

PACS: 87.80.Cc, 42.55.-f, 42.25.Ja, 42.50.Tx

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60771039) and the Natural Scientific Research Program of Inner Mongolia University of Technology, China (Grant No. X200721).

† Corresponding author. E-mail: yphan@xidian.edu.cn