第 55 卷 第 9 期 2006 年 9 月
1000-3290/2006/55(09)/4557-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.55, No.9, September, 2006

高斯波束对双层粒子的辐射俘获力*

韩一平 杜云刚 张华永
(西安电子科技大学理学院,西安 710071)
(2005 年 12 月 12 日收到;2005 年 12 月 27 日收到修改稿)

从广义米理论出发,将入射高斯波束用矢量球谐函数展开.根据对电磁场动量的讨论,得出了高斯波束对多层球形粒子的辐射俘获力的表示式,并就单高斯波束对在轴双层有吸收粒子受到的辐射俘获力进行了数值模拟,讨论了束腰半径、吸收系数、内外层相对厚度对俘获情况的影响.

关键词:辐射俘获力,多层球形粒子,光镊,高斯波束
PACC:4110H,4225F,4262

1. 引 言

自 1970 年 Ashkin 报道了激光束对粒子的加速和俘获以来[1,2],人们开始建立各种模型分析粒子与波束之间的相互作用. Gouesbet 等[3] 利用 Bromwich 公式研究了均匀各向同性球形粒子对波束的散射,给出了散射强度、相位角、截面和辐射压力截面的表示式. Martinot-Lagarde 等人对纵向、横向辐射压力截面进行了数值模拟[4—6]. Barton 等[7,8] 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和共振情况进行了讨论. Onofri 等把广义米理论扩展到多层球对任意波束的散射,对散射振幅和辐射压力截面进行了讨论[9]. Polaert 等讨论了不同吸收情况的多层球形粒子在线极化和圆极化聚焦高斯波束中的力矩和辐射压力截面[10]. 吴鹏等在大粒子对高斯波束散射的数值模拟中,改进了计算方法,能够计算的球形粒子的尺寸参数已突破 80000[11]. Ashkin 以几何光学和动量转移为基础建立了射线光学模型[12];Harada 以电磁波理论和微粒极化原理建立了瑞利模型[13]. 姚新程等以射线光学模型为基础计算了双层大尺寸粒子的光作用力[14]. 目前,用于理论分析光镊系统中粒子受力的模型主要是适用于大粒子的射线光学模型和适用于小粒子的瑞利模型,但这两种模型在微粒吸收、微粒尺寸方面具有局限性. 中国科学院物理研究所在光镊实验系统中微位移和力的测量方面进行着深入研究[15,16]. 由于光镊可以实现对生物活体样品非接触无损伤操纵,随着光镊技术的不断成熟,光镊以其独特的优点已经在生物细胞及生物大分子的俘获、分选、操纵等方面得到广泛深入的应用. 目前实验中俘获研究的细胞有动物细胞、大肠杆菌、红血细胞、神经细胞、配偶子等,但还没有关于有吸收多层细胞和微粒在光镊系统中受辐射俘获力的理论分析和实验测量方面的报道[17].

我们从广义米理论出发,将入射高斯波束用矢量球谐函数展开. 根据经典电动力学中关于电磁场动量的讨论,得出了高斯波束对多层球形粒子轴向辐射俘获力的表示式,并以双层有吸收的有核血细胞的俘获情况进行了数值模拟和讨论.

2. 多层球对高斯波束的散射

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. 选波束中心为坐标原点,波束沿 z 轴正向传播,电场沿 x 方向极化,束腰半径为 w_0,省去时间因子 $\exp(-\mathrm{i}\omega t)$. 与平面波入射类似,将入射波束的电磁场用矢量球谐函数展开[18]:

$$\boldsymbol{E}^i = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} [g_{n,\mathrm{TE}}^{m} \boldsymbol{M}_{nm}^{(1)}(r,\theta,\varphi)$$

* 教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号:NECT-04-0949)和国家自然科学基金(批准号:60371019)资助的课题.

$$- \mathrm{i} g_{n,\mathrm{TM}}^{m} \boldsymbol{N}_{nm}^{(1)}(r,\theta,\varphi)], \quad (1)$$

$$\boldsymbol{H}^{i} = -\frac{k}{\omega\mu} E_0 \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} [g_{n,\mathrm{TM}}^{m} \boldsymbol{M}_{nm}^{(1)}(r,\theta,\varphi) + \mathrm{i} g_{n,\mathrm{TE}}^{m} \boldsymbol{N}_{nm}^{(1)}(r,\theta,\varphi)], \quad (2)$$

式中 E_0 是束腰中心电场幅度，$g_{n,\mathrm{TE}}^{m}$，$g_{n,\mathrm{TM}}^{m}$ 是高斯波束在负时间因子下的波束因子. 矢量球谐函数分别为

$$\boldsymbol{M}_{nm}(r,\theta,\varphi) = \frac{z_n(kr)}{\sin\theta}\frac{\partial Y_{nm}}{\partial\varphi}\hat{\theta} - z_n(kr)\frac{\partial Y_{nm}}{\partial\theta}\hat{\varphi}, \quad (3)$$

$$\boldsymbol{N}_{nm}(r,\theta,\varphi) = \frac{z_n(kr)}{kr} n(n+1) Y_{nm}\hat{r} + \frac{1}{kr}\frac{\mathrm{d}(krz_n)}{\mathrm{d}(kr)}\frac{\partial Y_{nm}}{\partial\theta}\hat{\theta} + \frac{1}{kr\sin\theta}\frac{\mathrm{d}(krz_n)}{\mathrm{d}(kr)}\frac{\partial Y_{nm}}{\partial\varphi}\hat{\varphi}, \quad (4)$$

$$Y_{nm} = Y_{nm}(\theta,\varphi) = \sqrt{\frac{(2n+1)(n-m)!}{4\pi(n+m)!}} P_n^m(\cos\theta)\exp(\mathrm{i}m\varphi) \quad (m = 0, \pm 1, \cdots, \pm n), \quad (5)$$

$z_n(kr)$ 根据矢量球谐函数的上标（1，2，3）分别表示球贝塞尔函数 $j_n(kr)$，$y_n(kr)$，$h_n^{(1)}(kr)$. 当高斯波束照射到多层球形介质粒子上时，周围媒质中的波长为 λ_0，波数为 $k = 2\pi/\lambda_0$. 粒子中心的位置为 (x_0, y_0, z_0)，每层介质区域的介电常数为 ε_j，磁导率为 μ_j，半径为 r_j $(j = 1,2,3,\cdots,t)$. 相对折射率为 $m_j = \sqrt{\varepsilon_j/\varepsilon_0}/n_0$，各区域对应的尺寸参数 $x_j = 2\pi r_j m_j/\lambda_0$. 将散射场和多层球内各区域电磁场也按矢量球谐函数展开：

$$\boldsymbol{E}^{s} = E_0 \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} [\mathrm{i} a_{nm} N_{nm}^{(3)}(r,\theta,\varphi) - b_{nm}\boldsymbol{M}_{nm}^{(3)}(r,\theta,\varphi)], \quad (6)$$

$$\boldsymbol{H}^{s} = \frac{k}{\omega\mu} E_0 \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} [\mathrm{i} b_{nm} \boldsymbol{N}_{nm}^{(3)}(r,\theta,\varphi) + a_{nm}\boldsymbol{M}_{nm}^{(3)}(r,\theta,\varphi)], \quad (7)$$

$$\boldsymbol{E}^{j} = E_0 \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} [c_{nm}^{(j)} \boldsymbol{M}_{nm}^{(1)}(r,\theta,\varphi) - \mathrm{i} d_{nm}^{(j)} \boldsymbol{N}_{nm}^{(1)}(r,\theta,\varphi) + e_{nm}^{(j)} \boldsymbol{M}_{nm}^{(2)}(r,\theta,\varphi) - \mathrm{i} f_{nm}^{(j)} \boldsymbol{N}_{nm}^{(2)}(r,\theta,\varphi)], \quad (8)$$

$$\boldsymbol{H}^{j} = -\frac{k_j}{\omega\mu_j} E_0 \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} [d_{nm}^{(j)} \boldsymbol{M}_{nm}^{(1)}(r,\theta,\varphi) + \mathrm{i} c_{nm}^{(j)} \boldsymbol{N}_{nm}^{(1)}(r,\theta,\varphi) + f_{nm}^{(j)} \boldsymbol{M}_{nm}^{(2)}(r,\theta,\varphi) + \mathrm{i} e_{nm}^{(j)} \boldsymbol{N}_{nm}^{(2)}(r,\theta,\varphi)], \quad (j = 1,2,\cdots,t). \quad (9)$$

由边界条件，可以得出散射系数 a_{nm}，b_{nm} 的迭代公式

$$a_{nm} = g_{n,\mathrm{TM}}^{m} \frac{\psi_n(x_t)}{\xi_n(x_t)} \frac{H_n^a(m_t x_t) - m_t D_n^{(1)}(x_t)}{H_n^a(m_t x_t) - m_t D_n^{(3)}(x_t)} = g_{n,\mathrm{TM}}^{m} a_n, \quad (10)$$

$$b_{nm} = g_{n,\mathrm{TE}}^{m} \frac{\psi_n(x_t)}{\xi_n(x_t)} \frac{H_n^b(m_t x_t) - m_t D_n^{(1)}(x_t)}{H_n^b(m_t x_t) - m_t D_n^{(3)}(x_t)} = g_{n,\mathrm{TE}}^{m} b_n, \quad (11)$$

a_n，b_n 的数值计算见文献[19,20]. $g_{n,\mathrm{TE}}^{m}$，$g_{n,\mathrm{TM}}^{m}$ 是高斯波束在负时间因子下的波束因子，其中包含了平面波系数 $C_n^{\mathrm{PW}} = \mathrm{i}^n(2n+1)/[n(n+1)]$，当束腰半径趋于无穷时高斯波束退化成平面波. 关于 $g_{n,\mathrm{TE}}^{m}$，$g_{n,\mathrm{TM}}^{m}$ 的计算我们将另文讨论.

3. 高斯波束对球形多层粒子的辐射俘获力的推导

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和动量. 入射高斯波束照射到粒子上发生散射，散射前后光束的动量将发生变化，也就是处于波束场中的粒子将得到一部分动量，在一段时间内，以粒子受到的辐射俘获力表现出来，即

$$\boldsymbol{F} = -\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{G}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_V \boldsymbol{g}\,\mathrm{d}V = -\frac{n_0}{2c}\mathrm{Re}\iint(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}^{*})\,\mathrm{d}S, \quad (12)$$

其中 c 为光在真空中的速度，$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}^i + \boldsymbol{E}^s$，$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}^i + \boldsymbol{H}^s$，$\boldsymbol{g}$ 为电磁场动量密度，$\boldsymbol{F}$ 为时间平均值. $\mathrm{d}S$ 为包围散射粒子的闭合球面上的面元. 这里只推导和讨论粒子受到的沿光轴方向的辐射俘获力，即

$$F_z = -\frac{n_0}{2c}\mathrm{Re}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}^*)\cdot\hat{z}\,\mathrm{d}S$$
$$= \frac{n_0}{2c}\mathrm{Re}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}(E_\varphi^i H_\theta^{s*} - E_\theta^i H_\varphi^{s*} + E_\varphi^s H_\theta^{i*} - E_\theta^s H_\varphi^{i*} + E_\varphi^s H_\theta^{s*} - E_\theta^s H_\varphi^{s*} + E_\varphi^i H_\theta^{i*} - E_\theta^i H_\varphi^{i*}) \times r^2\sin\theta\cos\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi. \tag{13}$$

考虑到周围媒质不吸收，$E_\varphi^i H_\theta^{i*} - E_\theta^i H_\varphi^{i*}$ 项的积分为零[3]. 把入射场和散射场的分量带入上式积分，并且在大宗量时，

$$\xi_n(kr) = krh_n^{(1)}(kr) \Rightarrow (-\mathrm{i})^{n+1}\exp(\mathrm{i}kr),$$
$$\psi_n(kr) = krj_n(kr) \Rightarrow (\xi_n + \xi_n^*)/2,$$

再利用球谐函数 Y_{nm} 的递推关系和正交关系[21]，我们得出轴向辐射俘获力的表示式

$$F_z = \frac{n_0}{2c}\frac{E_0^2}{k^2}\frac{k}{\omega\mu}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}\mathrm{Re}\Bigg(\mathrm{i}n(n+2)\times\sqrt{\frac{(n-m+1)(n+m+1)}{(2n+1)(2n+3)}}\times(2a_{n+1,m}a_{n,m}^* - a_{n+1,m}g_{n,\mathrm{TM}}^{m*} - g_{n+1,\mathrm{TM}}^{m}a_{n,m}^* + 2b_{n+1,m}b_{n,m}^* - b_{n+1,m}g_{n,\mathrm{TE}}^{m*} - g_{n+1,\mathrm{TE}}^{m}b_{n,m}^*) + \mathrm{i}m(2a_{n,m}b_{n,m}^* - a_{n,m}g_{n,\mathrm{TE}}^{m*} - g_{n,\mathrm{TM}}^{m}b_{n,m}^*)\Bigg), \tag{14}$$

其中$\frac{kE_0^2}{\omega\mu} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}E_0^2 = 2I = \frac{4P}{\pi w_0^2}$，$P$ 为激光功率.

4. 轴向辐射俘获力的数值模拟

根据轴向辐射俘获力的表示式，我们利用 MATLAB，对水中的有核血细胞的俘获力进行了数值模拟. 水的折射率 $n_0 = 1.33$，激光功率 $P = 100\mathrm{mW}$，水中的波长 $\lambda_0 = \lambda/n_0 = 0.5145/n_0\mu\mathrm{m}$. 细胞核和细胞质的半径、折射率分别用 r_1，r_2，n_1，n_2 表示. 图 1 所示为不同束腰半径时轴向辐射俘获力 F_z 随粒子在轴位置 z 变化的曲线. $r_1 = 30\mu\mathrm{m}$，$r_2 = 3.5\mu\mathrm{m}$，$n_1 = 1.3965$，$n_2 = 1.3699$. 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有更大的光强梯度，处在这个梯度场中的微粒将受到指向光强最强方向(波束中心)的梯度力 ;由于微粒对波束的散射作用，微粒还受到沿着波束传播方向的散射力. 当粒子中心和束腰中心重合时，梯度力为零，而散射力不为零，故俘获力大于零，如图所示. 当 $w_0 < 1.0\mu\mathrm{m}$ 时，有负的辐射俘获力出现，即粒子中心在光轴上束腰中心前方沿光传播方向偏离束腰中心时，将受到指向束腰中心的俘获力，粒子将被拉回束腰中心. 负的俘获力是由于小的束腰半径时有大的指向束腰中心的梯度力，在束腰中心前梯度力大于散射力. 随着束腰半径 w_0 的增大，负的俘获力消失，辐射俘获力方向沿着光束传播方向(z 轴正向)为正值，与粒子的重力平衡可以实现粒子的悬浮. 波束束腰半径的变化对单层和双层球形微粒的轴向辐射俘获力的影响是相同的，它主要决定微粒所在光场的光强梯度. 在实验操作中我们常利用高数值孔径的显微镜物镜实现波束束腰半径的变换，使波束束腰半径变小从而对粒子产生负的辐射俘获力，实现微粒的俘获或操纵.

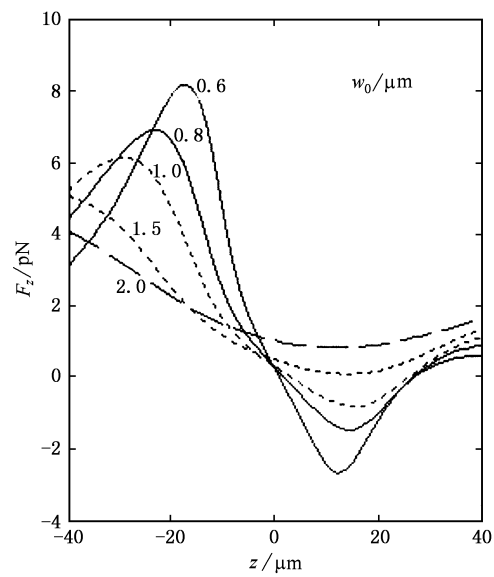

图 1　不同束腰半径时轴向辐射俘获力 F_z 随粒子在轴位置 z 变化的曲线

图 2 所示为粒子内层不同吸收时轴向辐射俘获力 F_z 随粒子在轴位置 z 变化的曲线. $w_0 = 0.6\mu\mathrm{m}$，$r_1 = 3.0\mu\mathrm{m}$，$r_2 = 3.5\mu\mathrm{m}$，$\mathrm{Re}(n_1) = 1.3965$，$n_2 = 1.3699$. 从图可知，粒子内层的吸收比较小时($\mathrm{Im}(n_1) < 0.0000067$ 时)，有负的辐射俘获力出现，粒子将被束缚于束腰中心. 随着粒子内层吸收的增强，负的俘获力消失，俘获力在束腰中心附近出现正的极大值. 这是由于随着粒子吸收的增强，大量的光子被粒子所吸收，引起散射力迅速增大而远超过梯度力(虽然束腰半径小，梯度力较大).

图 3 所示为粒子内层折射率大于外层折射率时，内层半径相对变化时轴向辐射俘获力 F_z 随粒

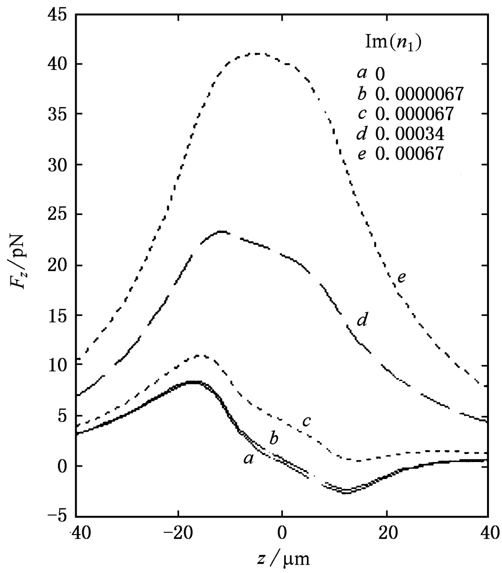

图 2 粒子内层不同吸收时轴向辐射俘获力 F_z 随粒子在轴位置 z 变化的曲线

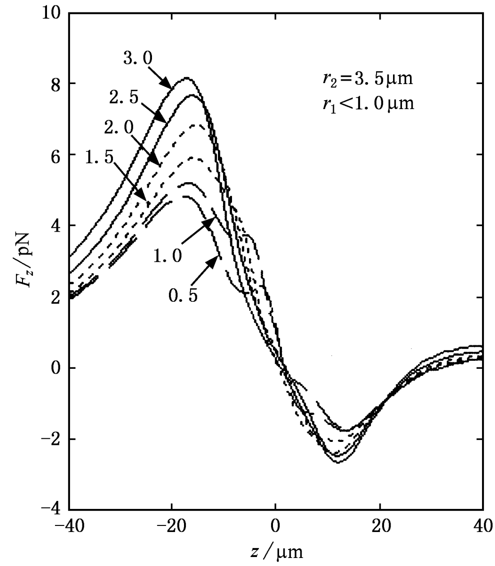

图 3 粒子内层折射率大于外层时轴向辐射俘获力 F_z 随粒子在轴位置 z 变化的曲线

子在轴位置 z 变化的曲线. $r_2 = 3.5\mu m$，$w_0 = 0.6\mu m$，$n_1 = 1.3965$，$n_2 = 1.3699$. 从图可知，随着粒子内层半径的减小，在束腰中心前方（$z = 13\mu m$ 附近）负俘获力的最大值变化不大，在束腰中心后方（$z = -17\mu m$附近）正俘获力的最大值变化较大. 在 $r_1 < 1.0\mu m$ 时，正俘获力出现一个次极大值. 粒子在 $-15\mu m < z < 10\mu m$ 范围内偏离束腰中心都将受到指向中心的俘获力，粒子就被束缚于光轴上这个范围内. 内层半径较大时在俘获范围内有过平衡位置的较大的负斜率，表明粒子被束缚的更强.

图 4 所示为粒子内层折射率小于外层折射率时，内层半径相对变化时轴向辐射俘获力 F_z 随粒子在轴位置 z 变化的曲线. $r_2 = 3.5\mu m$，$w_0 = 0.6\mu m$，$n_1 = 1.3465$，$n_2 = 1.3699$. 从图可知，在 $r_1 = 2.5\mu m$ 时，束腰中心附近出现一个较为平坦的区域，由于粒子周围液体的外部扰动，粒子不能在光轴上这个区域中的某个位置实现固定悬浮. 随着粒子内层半径的减小，光轴上小范围内 $-5\mu m < z < 5\mu m$ 出现过平衡位置的正斜率，粒子将被推出这个范围外，如图 $r_1 = 1.0\mu m$ 最明显，虽然在这个小范围是正斜率，但总体还是负斜率，粒子可以在这个小范围两端中的任一个负斜率且过零力值点的位置实现俘获. 当内层半径 $r_1 < 2\mu m$ 时，随着 r_1 的减小，辐射俘获力的正负极大值不断增大，更容易实现轴上的俘获，这与粒子内层折射率大于外层折射率时的情况相反.

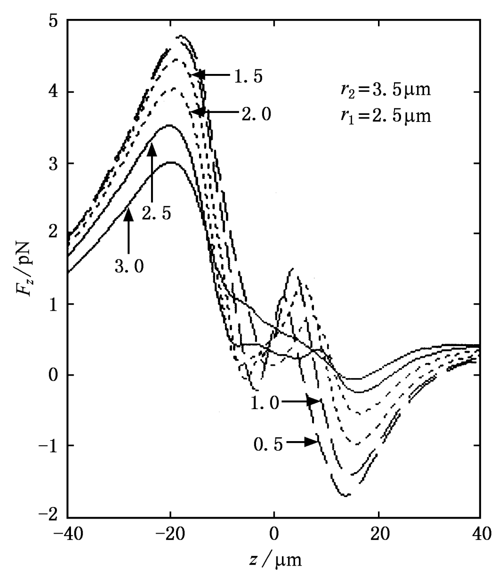

图 4 粒子内层折射率小于外层时轴向辐射俘获力 F_z 随粒子在轴位置 z 变化的曲线

5. 结 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有更大的光强梯度，对于粒子横向偏离光轴，在一定范围内横向辐射俘获力都将把粒子拉回到光轴上. 实现单波束对粒子的俘获关键是在轴向对粒子的俘获. 本文通过对双层有吸收粒子的

轴向俘获力的数值模拟表明:通过高数值孔径的物镜对波束变换得到小的束腰半径时,才能实现粒子的三维俘获;随着粒子对电磁波吸收的增强,粒子在光轴上不再受到束缚;当粒子内层折射率大于外层时,内层半径大的粒子在光轴上有更强的束缚;当粒子内层折射率小于外层时,内层半径小的粒子在光轴上有更强的束缚,且有可能在光轴上两个位置实现束缚.文中轴向辐射俘获力的公式适用于半径在 0.001—10μm 范围的多层球形粒子.本文的结论为光镊实验系统的改进和实验中力的测量提供了参考.对多层生物细胞的辐射俘获力的理论研究对体外辅助受精、细胞加工等研究起到了指导作用.

[1] Ashkin A 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 156

[2] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, Chu S 1986 *Opt. Lett.* **11** 288

[3] Gouesbet G, Maheu B, Gréhan G 1988 *J. Opt. Soc. Am.* A **5** 1427

[4] Ren K F, Gréhan G, Gouesbet G 1996 *Appl. Opt.* **35** 2702

[5] Ren K F, Gréhan G, Gouesbet G 1994 *Opt. Commun.* **108** 343

[6] Martinot-Lagarde G, Pouligny B, Angelova M I, Gréhan G, Gouesbet G 1995 *Pure Appl. Opt.* **4** 571

[7] Barton J P, Alexander D R, Schaub S A 1988 *J. Appl. Phys.* **64** 1632

[8] Barton J P, Alexander D R, Schaub S A 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 4594

[9] Onofri F, Gréhan G, Gouesbet G 1995 *Appl. Opt.* **34** 7113

[10] Polaert H, Gréhan G, Gouesbet G 1998 *Opt. Commun.* **155** 169

[11] Wu Peng, Han Y P, Liu D F 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2676 (in Chinese) [吴 鹏、韩一平、刘德芳 2005 物理学报 **54** 2676]

[12] Ashkin A 1992 *J. Biophys.* **61** 569

[13] Harada Y, Asakura T 1996 *Opt. Commun.* **124** 529

[14] Yao X C, Li Z L, Cheng B Y, Zhang D Z 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 1305 (in Chinese) [姚新程、李兆霖、程丙英、张道中 2000 光学学报 **20** 1305]

[15] Liu C X, Guo H L, Jiang Y Q *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1162 (in Chinese) [刘春香、郭红莲、降雨强等 2005 物理学报 **54** 1162]

[16] Jiang Y Q, Guo H L, Liu C X *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1721 (in Chinese) [降雨强、郭红莲、刘春香等 2004 物理学报 **53** 1721]

[17] Lang M L, Block S M 2003 *Am. J. Phys.* **71** 201

[18] Wu Z S, Guo L X, Wu C M 1998 *Acta Opt. Sin.* **18** 682 (in Chinese) [吴振森、郭立新、吴成明 1998 光学学报 **18** 682]

[19] Wu Z S, Guo L X, Ren K F, Gréhan G, Gouesbet G 1997 *Appl. Opt.* **36** 5188

[20] Wu Z S, Wang Y P 1991 *Radio. Sci.* **26** 1393

[21] Wang Z X, Guo D R 2000 *Introduction to Special Function* (Beijing: Peking University Press) p238 (in Chinese) [王竹溪、郭敦仁 2000 特殊函数概论(北京:北京大学出版社)238]

Radiation trapping forces acting on a two-layered spherical particle in a Gaussian beam*

Han Yi-Ping Du Yun-Gang Zhang Hua-Yong

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

(Received 12 December 2005; revised manuscript received 27 December 2005)

Abstract

Based on the generalized Lorenz-Mie theory (GLMT), the incident fundamental Gaussian beam is expanded in terms of the vector spherical harmonics. We present an expression of radiation trapping forces acting on a multilayered spherical particle in a Gaussian beam by using the theory of electromagnetic momentum, and, as an example, numerical results are given to an axial two-layer absorbing spherical particle, along with a discussion about the influence of the beam waist radius, relative complex refractive index and thickness of the two layers on trapping forces.

Keywords: radiation trapping forces, multilayered spherical particle, optical tweezers, Gaussian beam

PACC: 4110H, 4225F, 4262

* Project supported by the NECT (Grant No. 04-0949) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60371019).