

文章编号: 1001-3806(2018)01-0072-06

T 矩阵方法计算双层球形粒子的受力

毋飞鹏, 张波, 刘子龙*, 唐禹

(武汉理工大学 理学院 物理系, 武汉 430070)

摘要: 为了分析聚焦光束对多层粒子的捕获效率, 结合矢量衍射积分、 T 矩阵方法以及 Maxwell 应力张量积分, 通过理论推导给出了双层球形粒子的 T 矩阵的详细表达式, 并对双层球形粒子在聚焦光场中的受力进行了数值计算, 详细分析了内层折射率和内层尺寸对光场捕获效率的影响。结果表明, 只有内层折射率在一定范围内, 聚焦光束对双层球形粒子才具有捕获作用, 随着内层折射率增加, 最大后向捕获效率先增加后减小至零, 对于空心粒子, 内层尺寸越大, 聚焦光束对粒子的捕获作用越弱, 且平面波的捕获作用比高斯光束更强。此双层球形粒子的受力计算可以拓展到多层的复杂粒子的情形。

关键词: 激光技术; 光学捕获; T 矩阵; 双层球形粒子

中图分类号: O436

文献标志码: A

doi: 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2018.01.014

Calculation of trapping force on double-layer spherical particles using T matrix method

WU Feipeng, ZHANG Bo, LIU Zilong, TANG Yu

(Department of Physics, School of Science, Wuhan University of Technology, Wuhan 430070, China)

Abstract: In order to analyze the trapping efficiency of multi-layer particles in a focused beam, the T matrix of the double-layer spherical particle was deduced. The trapping force on double-layer spherical particles was numerically calculated by means of the vector diffraction integral combining the T matrix method and the Maxwell stress tensor integral. Effect of the refractive index and size of the inner layer on trapping efficiency was discussed in detail. The focused beam can trap the double-layer spherical particles only when the refractive index of the inner layer is appropriate. The maximum backward trapping efficiency will increase at first and decrease to zero finally when the refractive index increases. For hollow particles, the bigger the hollow is, the weaker the trap is. Besides, the trap formed by plane wave is stronger than Gaussian beam. The calculation method of the force on double-layer spherical particles can be expanded to the case of multilayer complex particles.

Key words: laser technique; optical trapping; T matrix; double-layer spherical particle

引言

自从 ASHKIN 在实验中首次观察到激光对微粒的辐射力, 并利用一束强聚焦激光对微粒实现了稳定的 3 维捕获以来^[1-2], 光镊技术得到了巨大的发展, 并广泛运用到原子物理学、生物医药、生命科学等领域^[3-5]。光镊技术已被用于细胞分选^[6]、测量细胞弹性^[7]、研究染色体转录^[8]、研究驱动蛋白^[9]、测量液体粘滞系数^[10]等。在光镊技术的相关研究领域, 理论上计算各种微粒的受力具有重要的指导意义。射线模型和瑞

利模型可以计算尺寸远大于和远小于入射波长的粒子的受力^[11-12], 对于尺寸近似波长的粒子, 可以利用多种数值方法来计算散射场, 并利用麦克斯韦应力张量积分求得粒子的受力^[13-16]。

T 矩阵方法于 1965 年被首次提出^[17], 并在 1971 年得到进一步完善^[18], 在 1974 年被推广到求多层粒子的散射场^[19], 之后 T 矩阵得到了巨大的发展, 被广泛运用到计算光镊对多种微粒的捕获力上。 T 矩阵只与粒子的形状和物理性质有关, 适用于任意形状的粒子, 且能够适用的粒子的尺寸范围较广。 T 矩阵方法可以用来计算介质均匀的椭球粒子在光场中的受力^[20], 也可以用于分析杆状粒子在光场中所受的力与力矩^[21], 如今已可以利用工具箱计算常见粒子的受力^[22]。光镊捕获和操纵生物粒子或镀有金属膜层的纳米粒子时, 这类粒子通常具有多层结构。在计算光镊的捕获力时, 如果将粒子处理为单层结构, 得到的结

基金项目: 中央高校基本科研业务费资助项目 (WUT: 2016-IA-008)

作者简介: 毋飞鹏 (1991-), 男, 硕士研究生, 主要从事光镊技术的研究。

* 通讯联系人。E-mail: zlliu_72@whut.edu.cn

收稿日期: 2017-03-31; 收到修改稿日期: 2017-05-09

果是不够准确的。目前,利用 T 矩阵方法计算多层粒子在光场中的受力的相关研究比较少,粒子各部分的参量对捕获力的影响也没有得到详细的分析。双层球形粒子的受力计算可以进一步推广到任意光源对多层球形粒子的受力和力矩,因此,多层粒子受力的计算是以双层结构的计算为基础的。

本文中给出了双层球形粒子的 T 矩阵的表达式,利用 T 矩阵方法结合矢量衍射积分和麦克斯韦应力张量积分计算了双层球形粒子在聚焦光场中的受力,分析了内层折射率和内层尺寸对粒子受力的影响,讨论了空心粒子在光场中的捕获与运动轨迹。首先介绍了 T 矩阵方法计算粒子受力的相关理论;然后计算了双层球形粒子在光场中的受力,并对数值结果进行了详细的讨论;最后结合理论和数值结果总结了本文中的工作。

1 理论分析

利用 T 矩阵方法计算粒子受力的基本原理是将粒子周围的入射场 $\mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r})$ 和散射场 $\mathbf{E}_{\text{sca}}(\mathbf{r})$ 都展开如下式所示的矢量球形波函数的叠加,其中入射场的展开系数 a_{mn}, b_{mn} 和散射场的展开系数 p_{mn}, q_{mn} 可以通过 T 矩阵联系起来,通过 a_{mn}, b_{mn} 和 T 矩阵可以得到散射场,进而得到粒子周围的场分布,然后通过麦克斯韦应力张量积分得到粒子的受力。

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{mn} \mathbf{M}_{I, mn}(k_0 \mathbf{r}) + b_{mn} \mathbf{N}_{I, mn}(k_0 \mathbf{r})] \\ \mathbf{E}_{\text{sca}}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [p_{mn} \mathbf{M}_{III, mn}(k_0 \mathbf{r}) + q_{mn} \mathbf{N}_{III, mn}(k_0 \mathbf{r})] \end{cases} \quad (1)$$

式中, $\mathbf{M}_{I, mn}, \mathbf{N}_{I, mn}, \mathbf{M}_{III, mn}, \mathbf{N}_{III, mn}$ 为矢量球形波函数^[23], 其下标中的罗马数字表示分别取第 1 类和第 3 类球贝塞尔函数 j_n 和 $h_n^{(1)}$, k_0 为入射光在环境中的波数。

T 矩阵方法中入射场 $\mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r})$ 一般是透镜系统形成的聚焦场。如图 1 所示,入射光经过一个高数值孔径的透镜聚焦之后入射到一个双层球形粒子之上,利用 Richard-Wolf 矢量衍射积分方法以及角谱展开方法将聚焦之后的场展开为一系列平面波的叠加,利用平面波的展开系数^[23],可得入射场的展开系数为:

$$\begin{cases} a_{mn} = 2k_0 f l_0 i^{n-1} \gamma_{mn} \int_0^{\theta_{\max}} d\theta \int_0^{2\pi} \hat{\mathbf{e}}'(\theta, \varphi) \cdot \mathbf{C}_{mn}^*(\theta, \varphi) \times \\ \quad A(\theta, \varphi) \exp(i\sigma) \exp(ik_0 \hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{R}) \sqrt{\cos\theta} \sin\theta d\varphi \\ b_{mn} = -2k_0 f l_0 i^n \gamma_{mn} \int_0^{\theta_{\max}} d\theta \int_0^{2\pi} \hat{\mathbf{e}}'(\theta, \varphi) \cdot \mathbf{B}_{mn}^*(\theta, \varphi) \times \\ \quad A(\theta, \varphi) \exp(i\sigma) \exp(ik_0 \hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{R}) \sqrt{\cos\theta} \sin\theta d\varphi \end{cases} \quad (2)$$

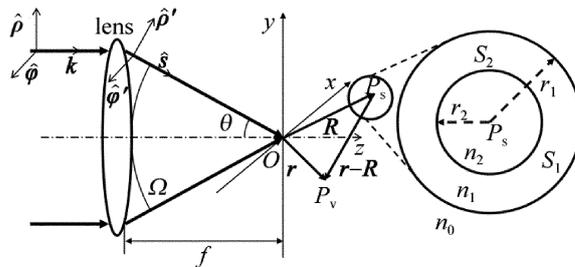


Fig. 1 The particles trapped by the focused beam

式中, f 为透镜的焦距, l_0 为入射光振幅的最大值, i 为虚数单位, γ_{mn} 是矢量球形波函数中的一个系数, θ_{\max} 是出瞳边缘的光线与光轴所形成的夹角, $\hat{\mathbf{e}}'$ 为出射光线的偏振状态, $\hat{\mathbf{s}}(1, \theta, \varphi)$ 为聚焦之后光线的单位波矢, \mathbf{R} 是粒子的位矢, \mathbf{B}_{mn} 和 \mathbf{C}_{mn} 是矢量球形波函数中的角向分量^[23] (上标 * 表示其共轭), $A(\theta, \varphi)$ 为出瞳光线的振幅分布, σ 为光束的附加相位。

图 1 中, $\hat{\rho}$ 和 $\hat{\varphi}$ 分别为径向和角向的单位矢量, $\hat{\rho}'$ 和 $\hat{\varphi}'$ 分别为经过聚焦之后对应的单位矢量, \mathbf{k} 为入射光的波矢, θ 为光线与光轴的夹角, O 为坐标原点, \mathbf{r} 和 \mathbf{R} 分别为观测点 P_v 和粒子中心 P_s 的位矢, 环境折射率为 n_0 , 粒子外层和内层折射率为 n_1, n_2 , 外层和内层半径为 r_1, r_2 , 外层和内层界面为 S_1 和 S_2 。

(2) 式给出了粒子表面入射场的展开系数, 为了得到散射场, 还要求得双层球形粒子的 T 矩阵。双层粒子的 T 矩阵可以表示为:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{12} = & (-\mathbf{K}_{I, I, I} \mathbf{K}_{I, I, III}^{-1} + \mathbf{K}_{I, III, I} \mathbf{K}_{2, I, I} \mathbf{K}_{2, I, III}^{-1} \mathbf{K}_{I, I, III}^{-1}) \times \\ & (1 - \mathbf{K}_{I, III, III} \mathbf{K}_{2, I, I} \mathbf{K}_{2, I, III}^{-1} \mathbf{K}_{I, I, III}^{-1})^{-1} = \\ & (\mathbf{T}_1 - \mathbf{K}_{I, III, I} \mathbf{T}_2 \mathbf{K}_{I, I, III}^{-1}) (1 + \mathbf{K}_{I, III, III} \mathbf{T}_2 \mathbf{K}_{I, I, III}^{-1})^{-1} \end{aligned} \quad (3)$$

式中, \mathbf{T}_1 和 \mathbf{T}_2 为外层界面 S_1 和内层界面 S_2 构成的单一均匀球形粒子的 T 矩阵, \mathbf{T}_{12} 是双层粒子的 T 矩阵, \mathbf{K} 是一个与 T 矩阵等大小的矩阵^[23], 其下标中的第 1 个阿拉伯数字表示积分界面的标号, 后面两个罗马数字表示求解过程中矢量球形波函数的形式, 矩阵 \mathbf{K} 由 4 个子块 $\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2, \mathbf{J}_3, \mathbf{J}_4$ 组成:

$$\mathbf{K}_{y, u, v} = \begin{bmatrix} \mathbf{J}_1 & \mathbf{J}_2 \\ \mathbf{J}_3 & \mathbf{J}_4 \end{bmatrix}, (y = 1, 2; u, v = I, III) \quad (4)$$

在双层球形粒子的情况下, $\mathbf{J}_2 \equiv 0, \mathbf{J}_3 \equiv 0$,

$$\begin{cases} \mathbf{J}_{1, mm'nn'} = i\delta_{mm'nn'} \left[f_v(x_y) f_u'(n_{y, y-1} x_y) - \frac{1}{n_{y, y-1}} f_v'(x_y) f_u(n_{y, y-1} x_y) \right] \\ \mathbf{J}_{4, mm'nn'} = i\delta_{mm'nn'} \left[\frac{1}{n_{y, y-1}} f_v(x_y) f_u'(n_{y, y-1} x_y) - f_v'(x_y) f_u(n_{y, y-1} x_y) \right] \end{cases} \quad (5)$$

式中, $\delta_{mm'nn'}$ 为 Kronecker 函数 ($m = m',$ 且 $n = n'$ 时取 1;

否则取0), 相对折射率 $n_{y,y-1} = n_y/n_{y-1}$ (n_y 和 n_{y-1} 分别表示第 y 层和第 $y-1$ 层介质的绝对折射率), 定义参量 $x_y = k_0 r_y n_{y,y-1}/n_0$ (r_y 表示第 y 层球形界面的半径), 函数 f_u 和 f_v 在各种情况下的形式为:

$$\begin{cases} f_u(n_{y,y-1}x_y) = \begin{cases} \psi_n(n_{y,y-1}x_y), (u = \text{I}) \\ \xi_n(n_{y,y-1}x_y), (u = \text{III}) \end{cases} \\ f_v(x_y) = \begin{cases} \psi_n(x_y), (v = \text{I}) \\ \xi_n(x_y), (v = \text{III}) \end{cases} \end{cases} \quad (6)$$

式中, 函数 $\psi_n(z) = zj_n(z)$, $\xi_n(z) = zh_n^{(1)}(z)$, 上标“ $'$ ”表示对函数的自变量求导。将(4)式~(6)式对应的形式代入(3)式可以得到双层球形粒子的 T 矩阵。

通过双层粒子的 T 矩阵与入射场的展开系数可求得散射场的展开系数, 进一步得到粒子外的场分布, 利用麦克斯韦应力张量积分, 可以求得粒子的受力 F 。

$$\langle F \rangle = -\frac{1}{2} \times$$

$$\text{Re} \oint_S \left[\frac{1}{2} (\mathbf{D} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}) \mathbf{I} - (\mathbf{D}\mathbf{E}^* + \mathbf{B}\mathbf{H}^*) \right] \cdot d\mathbf{S} \quad (7)$$

式中, $\langle \rangle$ 表示求时域平均, $\mathbf{D}, \mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{H}$ 分别为电位移矢量、电场强度、磁感应强度、磁场强度, \mathbf{I} 为单位张量, 中括号的第2项为并矢, $d\mathbf{S}$ 为积分的面积元矢量, 上标 * 表示取相应矢量的共轭。

2 数值结果分析

2.1 内层折射率的影响

根据以上的理论分析, 假设周围环境的折射率 $n_0 = 1.33$ (在水中捕获微粒), 透镜的焦距 $f = 1\text{mm}$, 透镜的数值孔径为 1.25。通过数值模拟, 分别计算了双层球形粒子在聚焦平面波和聚焦高斯光束中的受力情况, 并绘制了捕获效率 Q 与位置的关系曲线, $Q = Fc/(n_0 P)$ (c 为真空中的光速, P 为光功率) 无量纲。若平面波作为入射光源, 真空波长 $\lambda_0 = 1064\text{nm}$ (对应生物粒子的透明波长), 振幅 $l_0 = 1$ (归一化), 沿 x 方向偏振。设粒子的外层半径 $r_1 = 1\mu\text{m}$ (第3类粒子), 内层半径 $r_2 = 0.5\mu\text{m}$, 外层折射率 $n_1 = 1.43$, 内层折射率分别取空气、水和聚苯乙烯的折射率, 即 n_2 为 1, 1.33 和 1.59, 分别对应空心粒子、内层折射率小于和大于外层的3种情形。这3种情况下, 微粒在光轴上的轴向捕获效率 Q_z 以及在焦平面 x 轴上横向捕获效率 Q_x 如图2所示, 其中 $Q_{b,m}$ 为最大后向捕获效率。

从图2可以看到, 当 $n_2 = 1$ (空心粒子, 实线), 粒子在轴上有两个平衡点, 分别位于 $z = -1.02\mu\text{m}$ 和 $z = 1.43\mu\text{m}$ (后面的讨论中将 $-z$ 轴和 $+z$ 轴的平衡点

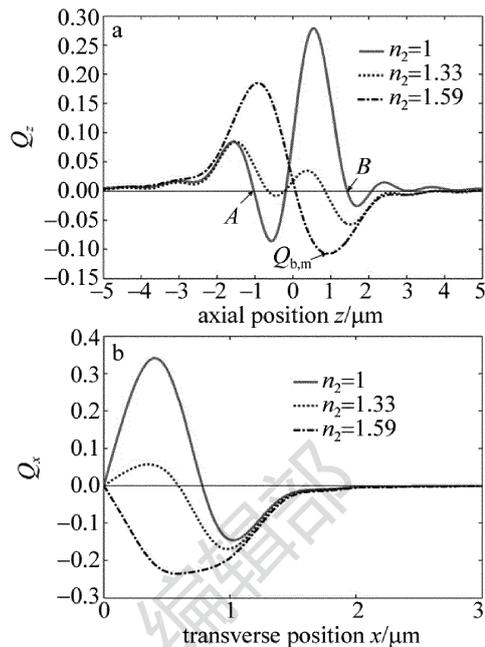


Fig. 2 Trapping efficiency of plane wave with different n_2
a—axial b—transverse

分别称为 A 和 B), 粒子的横向平衡点处于离轴的位置 $x = 0.78\mu\text{m}$ 。此时, 粒子的内层折射率小于外层, 甚至小于环境折射率, 由于内层结构产生的梯度力都会将粒子推向焦点^[24], 而外层折射率大于环境, 外层产生的梯度力将粒子拉回焦点。由于两者的共同作用, 在光轴上产生了两个平衡点, 同理在横向上也有两个横向平衡点 (对称性导致 $-x$ 轴上还有一个平衡点, 预测 y 轴上情况类似, 而且这里的平衡点只是横向上受力平衡)。在此处因外层结构产生的梯度力会将粒子拉向光轴, 而内层结构产生的力则会将粒子推离光轴, 在粒子偏离光轴时, 推离的力会随着光强的减弱而变小, 最后与拉向光轴力达到平衡, 形成一个偏离光轴的横向平衡点。当 $n_2 = 1.33$ 时 (点线), 粒子的受力曲线及平衡点产生的原因与 $n_2 = 1$ 时是相似的。当 $n_2 = 1.59$ 时 (点划线), 在轴向上只有一个平衡点位于 $z = 0.07\mu\text{m}$, 而横向上平衡点位于光轴上, 因为此时内层的折射率大于外层 (也大于环境), 光场对内层与外层的梯度力都指向焦点处, 所以只有一个轴向平衡点, 横向上由于对称性导致平衡点位于光轴上。

前面的分析发现 $n_2 = 1$ 时在轴上有两个平衡点, 为了判断两个平衡点是否都能稳定的捕获粒子, 图3给出了平面波入射时, 粒子在 $y-O-z$ 平面上受力的矢量图。图中箭头的长度代表受力的大小, 箭头的方向代表受力的方向, 插图的箭头只表示受力的方向而不表示大小。

由图3可以看出, 粒子在焦平面的 y 轴上的横向受力和 x 轴类似, 在离轴位置有一个横向平衡点 (只是

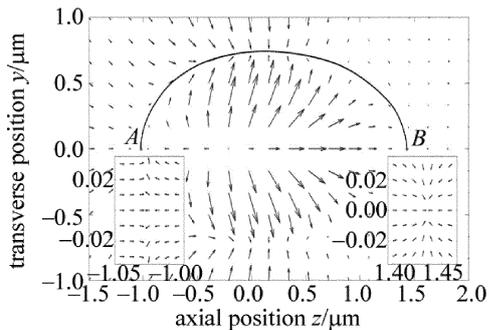


Fig. 3 Vector graph of trapping force of particles in y - O - z plane (enlarged: directions of trapping force near A and B)

横向受力为 0, 轴向受力不为 0), 和前面预期的结果是一致的。而左下角的插图表明, 在平衡点 A 处, 粒子的横向受力平衡但是不稳定, 粒子在受到环境因素扰动的情况下会逐渐远离 A 点。右下角的插图表示粒子在平衡点 B 处的横向和轴向都处于稳定状态。所以, 位于 B 点附近的微粒会直接移动到 B 点, 并被稳定捕获在该位置。而位于 A 点附近的粒子会先向 A 点移动, 然后由于环境干扰和布朗运动, 沿着图 3 实线所示的路径缓慢移动到 B 点并被稳定捕获。综上所述, 只有 $+z$ 轴的 B 点是稳定的平衡点, 内层折射率 n_2 为 1, 1.33, 1.59 时, 聚焦的平面波可以将粒子分别稳定地捕获在 z 为 $1.43\mu\text{m}$, $0.86\mu\text{m}$, $0.07\mu\text{m}$ 处。

如果入射光是高斯光束并且束腰位于出瞳位置, 束腰半径 $w_0 = 1\text{mm}$, 只将振幅分布改为高斯分布, 其它条件不变。如图 4 所示, 在 3 种情况下粒子的受力曲线以及各个平衡点的形成原因与平面波相似。需要注意的是: $n_2 = 1$ (实线) 时不再形成 B 平衡点。射线

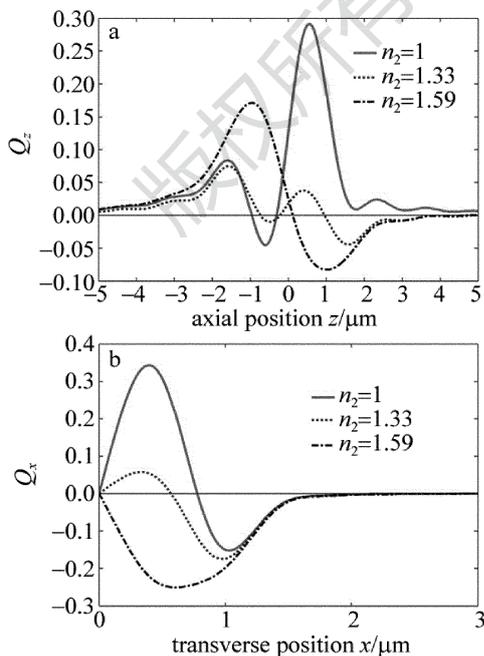


Fig. 4 Trapping efficiency of Gaussian beam with different n_2
a—axial b—transverse

模型可以用来解释这个现象, 光束中的所有光线经过透镜聚焦后, 靠外的光线提供了更大的梯度力^[11]。高斯光束相比于平面波而言, 靠外的光线的功率占比很小, 靠内的光线的功率占比较大, 导致高斯光束提供的梯度力较小, 不能形成平衡点 B 。当粒子位于 $-z$ 轴时, 内层的空心结构使得粒子被沿 $-z$ 方向推离焦点, 而外层提供的梯度力和散射力都沿 $+z$ 轴指向焦点, 两者达到平衡, 形成了平衡点 A 。

2.2 内层尺寸的影响

除了内层折射率的影响, 内层尺寸也是一个影响捕获效率的因素。利用平面波和高斯光作为捕获光

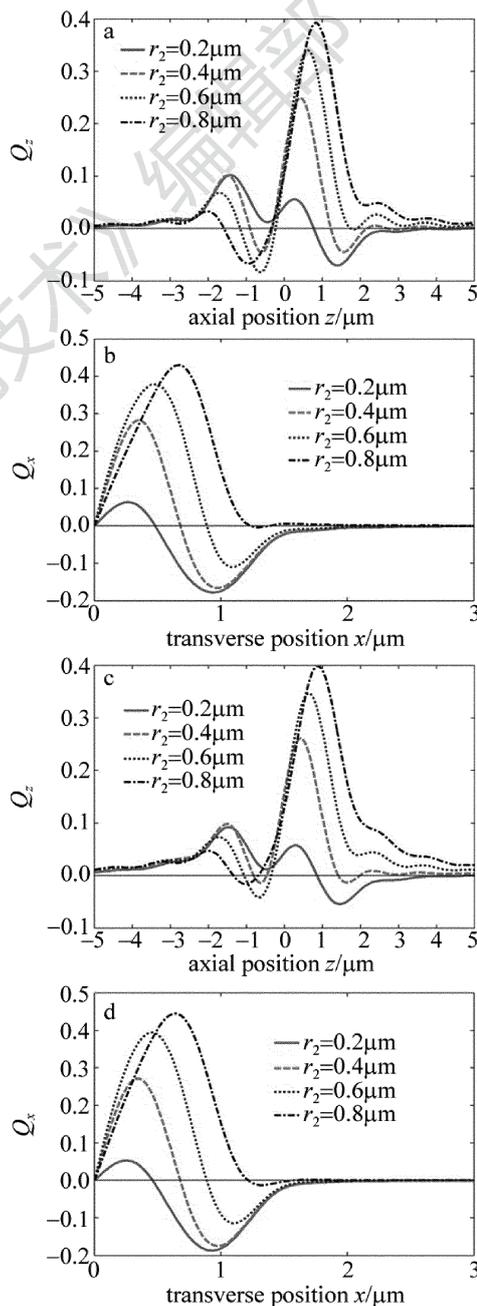


Fig. 5 Trapping efficiency with different r_2
a—plane wave, axial b—plane wave, transverse c—Gaussian beam, axial d—Gaussian beam, transverse

源,设外层折射率 $n_1 = 1.43$,内层折射率 $n_2 = 1$,外层半径 $r_1 = 1\mu\text{m}$,内层半径 r_2 分别为 $0.2\mu\text{m}, 0.4\mu\text{m}, 0.6\mu\text{m}, 0.8\mu\text{m}$,其它参量不变。微粒轴向和横向上的捕获效率如图5所示。

如图5a所示,当 $r_2 = 0.2\mu\text{m}$ 时(实线),粒子在 $+z$ 轴有一个平衡点位于 $z = 0.78\mu\text{m}$ 。参照第2.1节中对平面波的分析,由于内层结构尺寸更小,粒子更接近于一个均匀的介质球,所以该平衡点是稳定的平衡点。而粒子内层结构提供的推离焦点的力过小使得此时没有 $-z$ 轴的平衡点 A 。当 $r_2 = 0.4\mu\text{m}$ 时(虚线),粒子的受力与第2.1节中 $r_2 = 0.5\mu\text{m}$ 时相似。当 $r_2 = 0.6\mu\text{m}$ (点线)和 $r_2 = 0.8\mu\text{m}$ (点划线)时,在光轴上都只有不稳定的平衡点 A ,分别在 $z = -1.15\mu\text{m}$ 和 $z = -1.58\mu\text{m}$,由于内层结构尺寸过大,外层提供的拉向焦点的力不能平衡内层提供的推离焦点的力,所以不能形成稳定的平衡点 B 。从图5a中看出, $r_2 = 0.6\mu\text{m}$ 时,平衡点 B 刚好消失,说明当内层尺寸在 $0\mu\text{m} \sim 0.6\mu\text{m}$ 之间时,聚焦的平面波可以对双层球形粒子进行稳定的3维捕获。横向上,内层尺寸为 $0\mu\text{m}$ 时,粒子相当于一个单层粒子,平衡位置位于光轴上,随着内层尺寸的增加,焦平面上横向的平衡位置越来越远离光轴。

若高斯光束作为捕获光源,内层尺寸变化对捕获效率的影响如图5c和图5d所示,粒子的受力曲线和平面波的结果非常相似。其中 $r_2 = 0.4\mu\text{m}$ 时,高斯光束提供的后向捕获效率已经非常小,捕获作用十分微弱,所以当内层尺寸在 $0\mu\text{m} \sim 0.4\mu\text{m}$ 之间时,聚焦高斯光束可以对双层球形粒子进行稳定的3维捕获,内层尺寸继续增加时不再稳定捕获。

2.3 对最大后向捕获效率的影响

前面分析了几种情况下粒子捕获效率与位置的关系曲线,现在将进一步分析内层折射率和内层尺寸与最大后向捕获效率 $Q_{b,m}$ 的关系。如图6a所示,只有内层折射率处于一定的范围内,粒子才能被稳定捕获,参考文献[25]中在单层粒子的情况下也得到了相似的结论,随着内层折射率增加,内层界面上功率反射率先减少后增加,相应的散射力也按同样的规律变化,导致捕获效率先增加再减小,如图6a所示。平面波入射时(实线),只有内层折射率处于 $1 \leq n_2 \leq 2.1$,粒子($r_1 = 1\mu\text{m}, r_2 = 0.5\mu\text{m}, n_1 = 1.43$)才能被聚焦的平面波捕获,最大后向捕获效率先增加然后减小至0。而当入射光束为高斯光束时(虚线),只有内层折射率在 $1.05 \sim 1.9$ 之间时,粒子才能被聚焦的高斯光束稳定捕获,且最大后向捕获效率变化趋势与平面波的情况类似,可见,平面波捕获的粒子的内层折射率变化范围比高斯

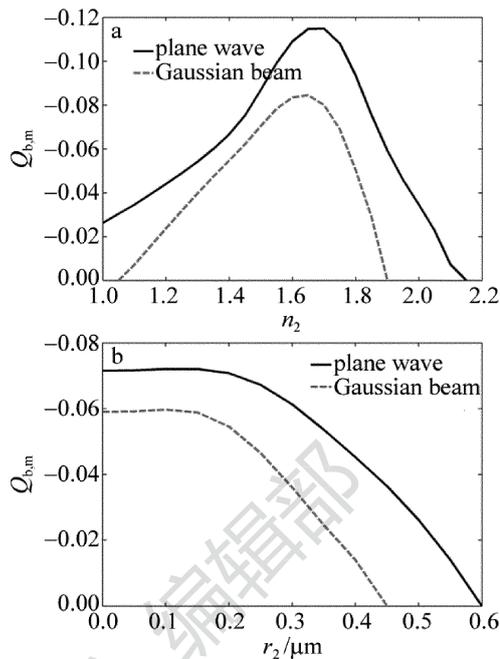


Fig. 6 The maximum backward trapping efficiency of plane wave and Gaussian wave
a—refractive index n_2 of the inner layer b—size r_2 of the inner layer

光束要大。而对于同一个内层折射率,聚焦平面波的最大后向捕获效率要比聚焦高斯光束更大,其原因如前面的分析。

如图6b所示,若内层折射率为1(即为空心粒子), $Q_{b,m}$ 会随着内层尺寸增加而减小直至为0。平面波入射时(实线),内层尺寸在 $0\mu\text{m} \leq r_2 \leq 0.6\mu\text{m}$ 范围内的粒子可以被捕获;高斯光束入射时,内层尺寸变化范围较小($0\mu\text{m} \sim 0.45\mu\text{m}$),这和前面的结论是相符的。可以看出,相同内层尺寸的情况下,平面波的捕获效果要比高斯光束更好。

3 结论

通过 T 矩阵方法给出了双层球形粒子的 T 矩阵的表达式,其结果可以推广至任意多层球形粒子,通过数值计算给出了聚焦光场中不同位置的粒子所受的捕获效率,并分析了粒子内层折射率以及内层尺寸对捕获效率的影响。计算结果表明:粒子的内层的折射率和尺寸都对捕获效率有明显的影响,平面波和高斯光束都可以捕获双层球形粒子,但是粒子的内层折射率需要处在一定范围内,平面波作为捕获光源时的范围更大;随着内层折射率的增加,最大后向捕获效率会先增加然后减小到零;粒子的内层折射率一定的情况下,内层尺寸也会明显影响捕获效率,对于空心粒子,内层的空心越大,捕获效果越弱;对同一个粒子,平面波的捕获效果要比高斯光束更好。

参 考 文 献

- [1] ASHKIN A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure[J]. *Physical Review Letters*, 1970, 24(4): 156-159.
- [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] CHU S. Laser manipulation of atoms and particles [J]. *Science*, 1991, 253(5022): 861-866.
- [4] BLOCK S M. Making light work with optical tweezers[J]. *Nature*, 1992, 360(6403): 493-495.
- [5] YIN H, WANG M D, SVOBODA K, *et al.* Transcription against an applied force[J]. *Science*, 1995, 270(5242): 1653-1657.
- [6] GRIMBERGEN J A, VISSCHER K, GOMES de MESQUITA D S, *et al.* Isolation of single yeast cells by optical trapping [J]. *Yeast*, 1993, 9(7): 723-732.
- [7] WU J G, LI Y M, LU D, *et al.* Measurement of the membrane elasticity of red blood cell with osmotic pressure by optical tweezers[J]. *Cryoletters*, 2009, 30(2): 89-95.
- [8] WEN J D, LANCASTER L, HODGES C, *et al.* Following translation by single ribosomes one codon at a time [J]. *Nature*, 2008, 452(7187): 598-603.
- [9] BLOCK S M, GOLDSTEIN L S, SCHNAPP B J. Bead movement by single kinesin molecules studied with optical tweezers [J]. *Nature*, 1990, 348(6299): 348-352.
- [10] WEI Y. Measurement of viscosity coefficient of liquid micro-area with laser optical tweezers [J]. *Laser Technology*, 2016, 40(5): 738-741 (in Chinese).
- [11] 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.
- [12] HARADA Y, ASAKURA T. Radiation forces on a dielectric sphere in the rayleigh scattering regime[J]. *Optics Communications*, 1996, 124(5/6): 529-541.
- [13] CHEN J, NG J, WANG P, *et al.* Analytical partial wave expansion of vector bessel beam and its application to optical binding[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(10): 1674-1676.
- [14] CHEN J, NG J, WANG P, *et al.* Analytical partial wave expansion of vector bessel beam and its application to optical binding: erratum [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(7): 1243-1243.
- [15] YANG M, WU Y, REN K F, *et al.* Computation of radiation pressure force exerted on arbitrary shaped homogeneous particles by high-order bessel vortex beams using mlfma[J]. *Optics Express*, 2016, 24(24): 27979-27992.
- [16] MILNE G, DHOLAKIA K, MCGLOIN D, *et al.* Transverse particle dynamics in a bessel beam [J]. *Optics Express*, 2007, 15(21): 13972-13987.
- [17] WATERMAN P C. Matrix formulation of electromagnetic scattering [J]. *Proceedings of the IEEE*, 1965, 53(8): 805-812.
- [18] WATERMAN P C. Symmetry, unitarity, and geometry in electromagnetic scattering[J]. *Physical Review*, 1971, D3(4): 825-839.
- [19] PETERSON B, STROM S. T-matrix formulation of electromagnetic scattering from multilayered scatterers [J]. *Physical Review*, 1974, D10(8): 2670-2684.
- [20] YAN Sh H, YAO B L. Transverse trapping forces of focused gaussian beam on ellipsoidal particles[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 2007, B24(7): 1596-1602.
- [21] BAREIL P B, SHENG Y. Angular and position stability of a nanorod trapped in an optical tweezers [J]. *Optics Express*, 2010, 18(25): 26388-26398.
- [22] NIEMINEN T A, LOKE V L Y, STILGOE A B, *et al.* Optical tweezers computational toolbox [J]. *Journal of Optics*, 2007, A9(8): S196-S203.
- [23] MISHCHENKO M I, TRAVIS L D, LACIS A A. Scattering, absorption, and emission of light by small particles[M]. New York, USA: Cambridge University Press, 2002: 115-190.
- [24] ZHAN Q. Radiation forces on a dielectric sphere produced by highly focused cylindrical vector beams [J]. *Journal of Optics*, 2003, A5(3): 229-232.
- [25] KAWAUCHI H, YONEZAWA K, KOZAWA Y, *et al.* Calculation of optical trapping forces on a dielectric sphere in the ray optics regime produced by a radially polarized laser beam [J]. *Optics Letters*, 2007, 32(13): 1839-1841.