

激光悬浮力计算模型分析

秦 勇 赵理曾 卢振中 聂玉昕

(中国科学院物理研究所光物理开放实验室, 北京 100080)

摘 要 在 Ashkin 的光学悬浮纯几何光线模型的基础上, 采用立体解析几何的方法加以改进, 对单光束聚焦俘获透明介质小球的作用力进行了分析和数值计算, 得出了不同参数条件下光辐射压力的量级。特别地, 给出了光的线偏振方向对悬浮力的影响, 以及空间微重力条件下悬浮粒子可能的力学行为。

关键词 光学悬浮, 解析光线模型, 辐射压力计算。

1 引 言

人们在形成微观粒子波粒二象性概念的同时, 已经承认“一束光波”是由大量具有能量和动量的“光子”组成。光子动量所表现出来的力学特性, 在本世纪初分别为美国、俄国科学家的实验所验证^[1]。由于受当时光源强度的限制, 这一效应非常弱, 以至于除理论价值以外, 几乎没有应用可能。直到 1969 年, 美国贝尔(Bell)电话实验室, 利用激光产生的辐射压力对自由悬浮在液体中的粒子成功地进行了加速实验^[2], 揭开了光辐射压力科学应用的篇章。

迄今为止, 光辐射压力作用得到了比较广泛的研究和应用。最直接地, 人们利用这种“光学陷阱”进行光学悬浮, 对液体、胶体、空气中的粒子, 对生物活细胞, 甚至对单个分子、原子实行精细操作与控制。间接地, 在非线性光电效应、球状凝聚物散射、折射率测量、微小液滴的拉曼(Raman)光谱、高质量表面局部防尘保护等研究中, 辐射压力的效应起着重要作用^[3]。

近年来, 人们开始进行光辐射压力作用于球形粒子的理论模型的研究。模型主要有两种: 电磁力模型和光线模型。前者从麦克斯韦(Maxwell)方程出发, 把光辐射压力看成电磁作用力, 试图推导出严格的解^[3, 4]。后者从几何光学出发, 把光线看成是一束光子流, 光子在界面发生反射、折射, 引起动量改变, 产生力的作用^[5, 6]。由于严格的矢量高斯光束的数学表述相当复杂, 电磁模型目前还不完善, 该方法尚只适用于粒子尺寸小于 $1\ \mu\text{m}$ 的情况^[7]。而 Ashkin 的光线模型^[5]给出了直观、明确的物理意义, 并在小球直径大于 $10\ \mu\text{m}$ 的条件下, 与实验测试很好地吻合^[7]。当然, 所作的简化也掩盖了一些细节, 如粒子尺寸、聚焦光斑尺寸对力的大小的影响等。

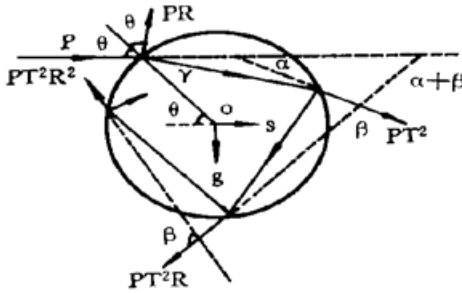
光学悬浮粒子的尺寸一般可以从亚微米到百微米, 空间材料科学将其列入无容器技术手段之一^[9, 10]。本文所研究的课题, 旨在实现空间微重力环境下较大尺寸(百微米量级)粒子悬

浮, 因此, 着重对光线模型进行分析。数值计算过程表明, 在 Ashkin 纯立体几何算法^[5]的基础上, 用空间坐标、空间矢量定位各光线方向、偏振方向以及辐射压力的方向, 更严格、更公式化, 从而可进一步丰富几何模型。

2 数学描述

2.1 一根光线在光线-小球入射面内折、反射情况与力学效应

功率 P 的光线, 从折射率为 n_1 的介质, 以 θ 角入射小球, 每秒的入射动量为 $n_1 P/c$, 如图 1



所示。在行进过程中, 每遇到小球界面, 就要发生部分反射、部分折射, 于是在小球以外产生一系列的散射光线, 相应的散射能量为 $PR, PT^2, PT^2R, PT^2R^2, \dots, PT^2R^n, \dots$ 。若选取坐标系 $s-g$, 原点位于圆心, s 轴平行于入射光线方向, g 轴垂直且背离入射光线, 这样相应的各散射光线与 s 轴的夹角为: $\pi + 2\theta, \alpha, \alpha + \beta, \alpha + 2\beta, \dots, \alpha + n\beta, \dots$ 。

Fig. 1 Geometry for multiple refraction and reflection of a single ray by a dielectric sphere

小球对光的这种散射作用, 使入射光子动量发生了变化。在 s 轴方向上单位时间内动量的减少等于它在该方向上产生的力:

$$F_s = \frac{n_1 P}{c} \left[\frac{n_1 P R}{c} \cos(\pi + 2\theta) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n_1 P}{c} T^2 R^n \cos(\alpha + n\beta) \right]$$

同理, 在 g 方向产生的力(g 方向光线初始动量为 0):

$$F_g = 0 - \left[\frac{n_1 P R}{c} \sin(\pi + 2\theta) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n_1 P}{c} T^2 R^n \sin(\alpha + n\beta) \right]$$

其中 $\alpha = 2\theta - 2\gamma, \beta = \pi - 2\gamma, \gamma$ 为折射角。由折射定律: $n_1 \sin \theta = n_2 \sin \gamma$ 确定, n_1, n_2 分别为周围介质和小球折射率。整理后, 得

$$\left. \begin{aligned} F_s &= \frac{n_1 P}{c} \left\{ 1 + R \cos 2\theta - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2\gamma) + R \cos 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos \gamma} \right\} \\ F_g &= \frac{n_1 P}{c} \left\{ R \sin 2\theta - \frac{T^2 [\sin(2\theta - 2\gamma) + R \sin 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos \gamma} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

按照 Ashkin 的定义^[5], F_s, F_g 分别叫做散射力和梯度力, 这与散射电磁模型的定义一致。(1) 式中, 当已知 n_1, n_2 、入射角 θ 时, 即可得出折射角 γ 。但要确定光线在界面处的能量反射率 R 、透射率 T , 还需考虑光的偏振态。由菲涅耳公式可得到 p 、 s 分量有各自的透过率和反射率 T_p, R_p, T_s, R_s 。为明确 s, p 分量的差别, 可将公式(1) 改写成:

$$\left. \begin{aligned} F_s &= \sum_{i=s,p} \frac{n_1 P_i}{c} \left\{ 1 + R_i \cos 2\theta - \frac{T_i^2 [\cos(2\theta - 2\gamma) + R_i \cos 2\theta]}{1 + R_i^2 + 2R_i \cos \gamma} \right\} \\ F_g &= \sum_{i=s,p} \frac{n_1 P_i}{c} \left\{ R_i \sin 2\theta - \frac{T_i^2 [\sin(2\theta - 2\gamma) + R_i \sin 2\theta]}{1 + R_i^2 + 2R_i \cos \gamma} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

由于光辐射压力正比于 $n_1 P/c$, 这里 P 为总功率, $P = \sum_{i=s,p} P_i$, 因此有

$$F = Q n_1 P/c \quad (3)$$

Q 为一个无量纲的比例因子, 其大小反映力的大小, 可称作辐射压力因子。这样, 相应于(2) 式, 有

$$\left. \begin{aligned} Q_s &= \sum_{i=s,p} C_i \left\{ 1 + R_i \cos 2\theta - \frac{T_i^2 [\cos(2\theta - 2\gamma) + R_i \cos 2\theta]}{1 + R_i^2 + 2R_i \cos \gamma} \right\} \\ Q_g &= \sum_{i=s,p} C_i \left\{ R_i \sin 2\theta - \frac{T_i^2 [\sin(2\theta - 2\gamma) + R_i \sin 2\theta]}{1 + R_i^2 + 2R_i \cos \gamma} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中 $C_i = P_i / \sum_{i=s,p} P_i$, 实际上, 因子 Q 和辐射力都是矢量, 且方向一致。进一步计算时, 只需考虑 Q , 若需知道辐射力绝对大小时, 由 (3) 即可算出。

2.2 汇聚光束对小球的作用力计算

光束经显微物镜聚焦, 可俘获透明介质小球, 如图 2 所示, 取小球中心为坐标系原点, 建立直角坐标系 $x-y-z$ 。其中, z 轴与透镜轴线平行。为分析方便, 再于物镜平面内选取极坐标 $r-\beta$, 透镜中心为极点, 极轴平行于 x 轴。

结构参数、光学参数包括: 小球半径 R , 小球折射率 n_2 , 周围介质折射率 n_1 ; 透镜焦距 f , 透镜孔径半径 r_d 。

按照几何光学的观点, 光能量是沿着光线传播的。照射到物镜孔径内的光束由若干条光线组成。将物镜孔径划分成若干的微元, 微元坐标 (r, β) , 微元面积 $rdrd\beta$, 微元内光线所载的功率为 $P\rho(r, \beta)rdrd\beta$ 。这里 P 为总功率, $\rho(r, \beta)$ 为归一化功率分布强度函数, 每根光线可以看成是一束细细的光子流, 经过透镜后, 汇射向焦点。能够射到小球表面的光子, 将产生力的作用, 所有光线作用的合成, 形成总的力的效果。

假设透镜焦点坐标为 (x_f, y_f, z_f) , 透镜前, 入射光束为任意的线偏振光, 偏振方向与 x 轴(极轴) 夹角为 $\delta (0 \leq \delta < \pi)$ 。如图 2 所示, 透镜平面上 $L(r, \beta)$ 点处的光线, 被透镜汇聚, 折向焦点 $F(x_f, y_f, z_f)$, 与小球表面相交于 $V_R(x_{VR}, y_{VR}, z_{VR})$ 点, 其几何延长线与 xoy 平面相交于 M 点, 图中, $O(0, 0, 0)$ 为小球球心和坐标系原点。 A 点为透镜中心点, A' 、 L' 点分别为 A 、 L 点在 xoy 平面上的投影。根据几何关系, 各点坐标分别为 $A(x_f, y_f, z_f - f)$, $L(x_f + r \cos \beta, y_f + r \sin \beta, z_f - f)$, $M(x_f + z_f r \cos \beta / f, y_f + z_f r \sin \beta / f, 0)$ 。

由球面方程和直线 ML 方程可解出交点坐标 $V_R(x_{VR}, y_{VR}, z_{VR})$ 。直线 OV_R 与 MV_R 确定的平面为入射面, 入射角 θ 为两直线间的夹角为

$$\cos \theta = \frac{OV_R \cdot MV_R}{|OV_R| |MV_R|} \quad (5)$$

为确定光线偏振分量以及辐射力的方向, 有必要定义并计算几个作为基准的空间单位矢量:

1) 散射力方向单位矢量 U_s : $U_s = LM / |LM|$, 与入射光线方向一致。

2) 梯度力方向单位矢量 U_g : 在直线 LM 上找一点 G , 使 $GO \cdot LM = 0$, $U_g = GO / |GO|$ 。

3) 对应光线-透镜入射面的 p、s 分量方向单位矢量 U_{pc} 、 U_{sc} :

在直线 LM 上找一点 P , 使 $PL' \cdot LM = 0$, $U_{pc} = PL' / |PL'|$; 再定义: $U_{sc} = U_s \times U_{pc}$ 。

4) 光线-小球入射面的 P、S 分量方向单位矢量 U_{pi} 、 U_{si} :

在直线 LM 上找一点 P_i , 使 $P_i O \cdot LM = 0$, $U_{pi} = P_i O / |P_i O|$; 再定义: $U_{si} = U_s \times U_{pi}$ 。

若入射透镜前为偏振方向与 x 轴夹角为 δ 的线偏振光, 在 (r, β) 处的光线经折射后, 对该入射面可分解出 p、s 分量:

$$\cos(\delta - \beta) U_{pc} + \sin(\delta - \beta) U_{sc}$$

进一步可以得到光线-小球入射面内 p、s 分量表示式:

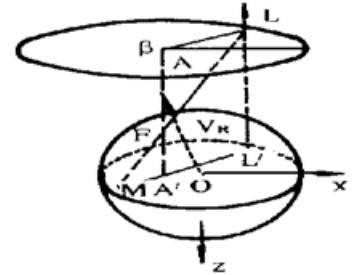


Fig. 2 Geometry for orientating the track of a focused ray

$$\begin{aligned}
 & [\cos (\delta - \beta) U_{pc} \cdot U_{pi} + \sin (\delta - \beta) U_{sc} \cdot U_{pi}] U_{pi} \\
 & + [\cos (\delta - \beta) U_{pc} \cdot U_{si} + \sin (\delta - \beta) U_{sc} \cdot U_{si}] U_{si} \quad (6)
 \end{aligned}$$

至此, 由(5)、(6)式以及相应的计算, 可以得出(4)式中各量, 于是任意点 (r, β) 处微元光线产生的力的比例因子:

$$dQ_s(r, \beta) = U_s(r, \beta) \rho(r, \beta) r dr d\beta \sum_{i=s, p} A_i \left\{ 1 + R_i \cos 2\theta - \frac{T_i^2 [\cos (2\theta - 2\gamma) + R_i \cos 2\theta]}{1 + R_i^2 + 2R_i \cos \gamma} \right\} \quad (7)$$

$$dQ_g(r, \beta) = U_g(r, \beta) \rho(r, \beta) r dr d\beta \sum_{i=s, p} A_i \left\{ R_i \sin 2\theta - \frac{T_i^2 [\sin (2\theta - 2\gamma) + R_i \sin 2\theta]}{1 + R_i^2 + 2R_i \cos \gamma} \right\}$$

这里 A_p, A_s 由(6)式决定

$$\begin{aligned}
 A_p &= [\cos (\delta - \beta) U_{pc} \cdot U_{pi} + \sin (\delta - \beta) U_{sc} \cdot U_{pi}]^2 \\
 A_s &= [\cos (\delta - \beta) U_{pc} \cdot U_{si} + \sin (\delta - \beta) U_{sc} \cdot U_{si}]^2 \quad (8)
 \end{aligned}$$

显微物镜口径内全部光线产生的合力的比例因子为:

$$Q_s = \iint_0^{2\pi d} dQ_s(r, \beta), \quad Q_g = \iint_0^{2\pi d} dQ_g(r, \beta) \quad (9)$$

这是矢性函数积分, 最终可以归结为求三个基矢方向上的标量线性函数积分。

3 数值计算与结果分析

3.1 计算与结果

按照上节的分析思路, 采用复化 Simpson 求积法, 在 DEC5000 工作站上调试运行了光悬浮力计算的 FORTRAN 程序。赋予不同参数, 就有效折射率、聚焦物镜数值孔径、激光偏振方向、以及激光模式对辐射压力的影响进行研究。

由于焦点可能处于小球的任意位置, 完整的讨论应该给出一个焦点在小球范围内各点处产生的矢量力场, 但计算量太大, 也不易分析。当焦点位于坐标轴上变动时, 辐射力因子的大小和方向显示出较强的规律性, 有助于了解辐射压力的性质和力学图象。

图 3~ 图 4 给出了不同有效折射率 n_2/n_1 下, 辐射力因子随焦点在相应坐标轴上变化时的曲线。图 3、图 4 表明, 随着有效折射率的增加, 梯度力、散射力都增大。这可以理解为折射、反射的加强, 光子动量改变大的缘故。但焦点位于 z 负半轴时, 由于散射力增幅大, 逐渐达到梯度力水平, 而两者方向相反, 导致 z 负半轴合力随折射率增加, 先是缓慢增加, 最后减小。

由图 3、图 4 还可看到, 当焦点在 z 轴上时, Q_g 、 Q_s 、合力因子 Q_{tot} 的方向均平行于 z 轴; 当焦点在 x 轴上时, Q_g 平行于 x 轴、 Q_s 仍平行于 z 轴, 合力因子 Q_{tot} 由 Q_g 、 Q_s 按矢量合成。另外, Q_g 和 Q_s 的曲线分别具有奇、偶函数对称性, 这意味着两者力学性质不同(详细讨论见后)。计算结果表明, 不同参数条件下沿坐标轴的辐射力因子曲线都具有相似的曲线轮廓。以下仅以表格的形式给出相应曲线的极值点。

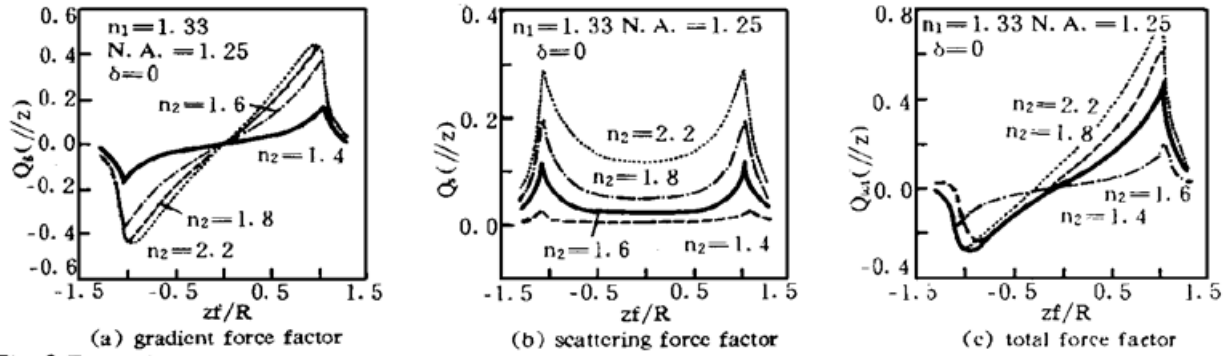


Fig. 3 Dependence of radiation pressure factor on focus position along the z axis, for different effective index

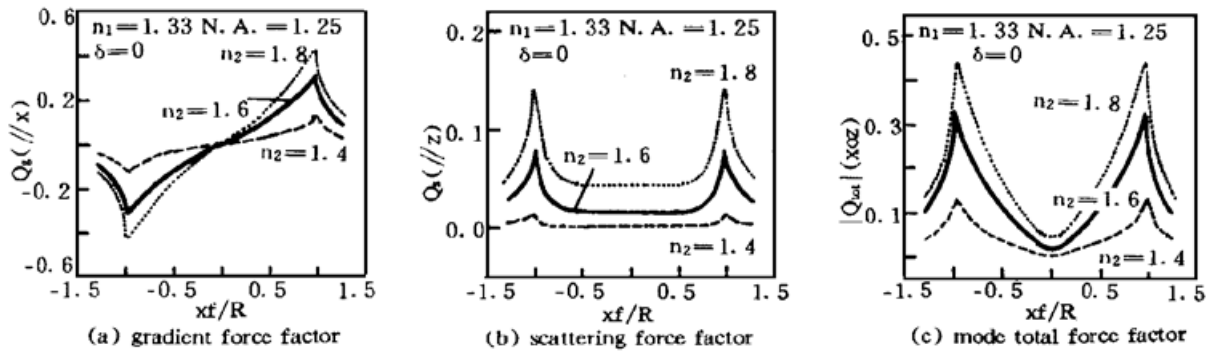


表 1 列出不同数值孔径的物镜聚焦情况下, 焦点沿 z 轴不同点处辐射力因子曲线上的极点。由表 1 可见, 焦点沿 z 轴时, 物镜数值孔径的增加, 一方面增大梯度力, 一方面减小散射力, 因而有效地增加了梯度力陷阱作用。

Table 1. With different N. A., the extreme value points of the curve of radiation pressure factor, when focused along z axis. (other parameter: $n_1 = 1.33$, $n_2 = 1.6$, $\delta = 0$)

N. A.	$Q_{gz_max}(z_f)$	$Q_{sz_max}(z_f)$	$Q_{tot_max}(z_f)$	$Q_{tot_min}(-z_f)$
1.15	0.299(1.1375)	0.127(1.1700)	0.426(1.1375)	-0.192(-1.0725)
1.25	0.376(1.0400)	0.120(1.0725)	0.490(1.0400)	-0.278(-1.0075)
1.3	0.436(0.9750)	0.105(1.0075)	0.525(1.0075)	-0.358(-0.9750)

表 2 给出不同偏振方向的激光聚焦照射时, 焦点沿 x 轴不同点处辐射力因子曲线的极值点。表 2 揭示了入射光偏振方向对辐射压力的影响。当焦点沿 x 轴变动时, 偏振方向平行 x 轴方向的辐射压力最大; 垂直时, 最小。两者最大值相对偏差约 10%。当焦点沿 z 轴变动时, 由于旋转对称性, 偏振方向对辐射力没有影响。以前一些作者, 除作特殊假设外, 也只分别求解了 s 、 p 分量各自的辐射力作用, 没能讨论最终合成的结果^[5, 8]。本文采用解析几何方法, 使光的偏振态在不同参考面内的分解、合成公式化。整个计算过程趋于简明、规范, 结果也更加精细, 给出了偏振方向对辐射力的影响。

Table 2. With different polarizing direction, the extreme value points of the curve of radiation pressure factor, when focused along x axis. (other parameters: $n_1 = 1.33$, $n_2 = 1.6$, $N.A. = 1.25$)

δ	$Q_{gx_max}(x_f)$	$Q_{sz_max}(x_f)$	$ Q_{tot} _{max}(x_f)$
0°	0.326(0.9750)	0.078(0.9750)	0.335(0.9750)
45°	0.298(0.9750)	0.095(0.9750)	0.313(0.9750)
90°	0.271(0.9750)	0.111(0.9750)	0.293(0.9750)

表 3 是三种模式——高斯基模 TEM₀₀、拉革尔环型模 TEM₀₁^{*}、以及场强均匀分布平面波 (前面的计算均采用此模型) 的激光汇聚入射时, 当焦点沿 z 轴变动时辐射力因子曲线的各个极值点。其中 TEM₀₀ 与 TEM₀₁^{*} 的归一化功率分布强度函数依次为

$$\frac{2}{\pi w^2} [1 - \exp(-2 \frac{r_d^2}{w^2})]^{-1} \exp(-2 \frac{r^2}{w^2})$$

和
$$\frac{2r^4}{\pi w^4} [\frac{w^2}{2} - (\frac{r_d^4}{w^2} + r_d^2 + \frac{w^2}{2}) \exp(-2 \frac{r_d^2}{w^2})]^{-1} \exp(-2 \frac{r^2}{w^2})$$

计算时, 暂取 $w = r_d$ 。由表可知, 焦点沿 z 轴变动时, TEM₀₁^{*} 模具有较高的辐射力因子, TEM₀₀ 模较低, 平面波居中。

Table 3. With different laser mode, the extreme value points of the curve of radiation pressure factor, when focused along z axis. (other parameters: $n_1 = 1.33, n_2 = 1.6, N.A. = 1.25, \delta = 0$)

mode	$Q_{gz_max}(z_f)$	$Q_{sz_max}(z_f)$	$Q_{tot_max}(z_f)$	$Q_{tot_min}(-z_f)$
TEM ₀₀	0.319(1.0400)	0.106(1.0725)	0.414(1.0400)	-0.229(-1.0075)
UNIFORM	0.378(1.0400)	0.116(1.0400)	0.494(1.0400)	-0.281(-1.0075)
TEM ₀₁ [*]	0.435(1.0400)	0.137(1.0400)	0.572(1.0400)	-0.332(-1.0075)

3.2 辐射力力学行为分析

上述计算有助于对光辐射压力的力学行为的了解。梯度力、散射力不仅仅是在方向定义上不同, 其力学性质也有明显差别。以透镜焦点为原点进行坐标变换, 梯度力在一定范围内近似与小球位置偏移量成正比, 符号相反(见图 3a、4a)。这很类似于弹性回复力, 当小球不受其它外力作用时, 将在该力场中简谐振荡。若存在阻尼, 最终会停滞于原点, 即将小球限制在焦点处。与此不同, 散射力的符号始终为正, 指向 z 轴正方向(见图 3b、4b), 其作用将小球沿光线方向推离焦点。实际作用力是两力的合成结果。回复性质将随梯度力的增大、散射力的减小而增强。这也正是单光束光学陷阱所期望的。

表 1、表 3 表明, 增大物镜数值孔径和采用环型模式是有利的。这是由于在一定范围内单根光线的辐射压力随入射角的增大而增大^[5](公式(1)给出此规律)。应该指出, 这一结论仅在焦点沿 z 轴变动时是适用的, 当焦点沿 x 轴变动时并非如此。

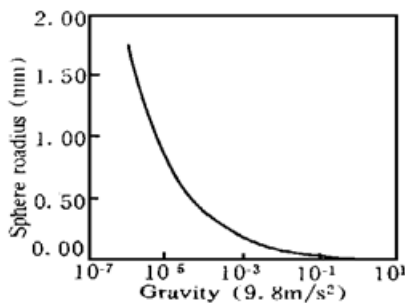


Fig. 5 Size of particles which can be levitated under various gravity conditions

根据以上各图表, Q 值的大小可达 0.5、0.6, 这种情况下, 1 W 激光产生的悬浮力 F 的绝对大小可达 10⁻⁹ N。不同尺寸粒子所受重力为: $G = mg = \rho V_g = (4/3) \pi r^3 \rho_g$ 。

假定 $G = F/2$ 为可悬浮条件的判据, 则算出可悬浮粒子半径为 $r = (\frac{3F}{8\pi\rho_g})^{1/3}$ 。空间微重力条件下, 重力加速度为地面的 10⁻³ ~ 10⁻⁶, 相应地, 能够悬浮起来的粒子(以密度为 $\rho = 2.3 \text{ g/cm}^3$ 的玻璃小球为例)半径见图 5。

若上述判据有效, 空间飞船中有可能悬浮亚毫米、甚至毫米量级玻璃小球。

结 论 立体解析几何方法的引入, 使得悬浮力计算过程更加公式化。为在光线模型中, 把光的偏振特性以及光斑尺寸等因素对辐射压力的影响考虑进来, 提供了可能和手段。本文较

详细地介绍了这一方法。计算结果与纯几何法相吻合。同时又进一步研究了激光偏振方向对辐射力大小的影响, 并估算了空间可悬浮粒子的尺寸。

参 考 文 献

- [1] A. Ashkin, The pressure of laser light. *Scient. Amer.*, 1972, **226**(2): 63~ 72
- [2] A. Ashkin, Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **24**(4): 156~ 159
- [3] K. F. Ren, G. Greha, G. Gouesbet, Radiation pressure forces exerted on a particle arbitrarily located in a Gaussian beam by using the generalized Lorenz-Mie theory, and associated resonance effects. *Optics Comm.*, 1994, **108**(6): 343~ 354
- [4] S. Chang, S. S. Lee, First-order calculations of radiation force for rotating sphere illuminated by circularly polarized Gaussian beam. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1994, **33**(5): 2552~ 2558
- [5] A. Ashkin, Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophys. J.*, 1992, **61**(2): 569~ 582
- [6] T. C. Bakker Schut, G. Hesselink, *et al.*, Experimental and theoretical investigations on the validity of the geometrical optics model for calculating the stability of optical traps. *Cytometry*, 1991, **12**(6): 479 ~ 485
- [7] W. H. Wright, G. J. Sonek, M. W. Berns, Parametric study of the forces on microspheres held by optical tweezers. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(9): 1735~ 1748
- [8] C. Saloma, X. M. Xu, The dielectric microsphere in a single plane polarized gaussian beam: characteristics of the radiation force. *Optik*, 1993, **94**(4): 173~ 176
- [9] J. K. Richard Weber, S. Krishnan, P. C. Nordine, The use of containerless processing in researching reactive materials. *JOM*, 1991, **43**(7): 8~ 14
- [10] L. L. Regel', *Materials Processing in Space*, New York, Plenum Publishing Corporation, 1990: 120 ~ 123

Analytic Ray-Optics Model for Laser Levitation

Qin Yong Zhao Lizeng Lu Zhenzhong Nie Yuxin

tical Physics Laboratory, Institute of Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080,

(Received 6 March 1995; revised 28 September 1995)

Abstract Mechanism of optical levitation is discussed. Based on Ray-Optics model developed by A. Ashkin, solid analytic geometry method is adopted to calculate the forces of focused single-beam laser trap on micron-sized transparent dielectric spheres. Magnitude of radiation pressure under various parameter condition is obtained through numerical computation. Especially, the effect of polarization direction of laser on radiation pressure is studied, and the mechanics behavior of manipulated sphere under micro-gravity conditions is predicted.

Key word optical levitation, analytic RO model, radiation pressure calculation.