

# 时域有限差分法利用聚焦光脉冲模拟介质球微粒所受单频光阱力

李 宏 李 睿 潘 石 张 毅

(大连理工大学物理与光电工程学院, 辽宁 大连 116024)

**摘要** 用三维时域有限差分法对光镊装置中介质球微粒所受光阱力情况进行模拟。根据 Richards-Wolf 矢量场衍射积分公式对消球差会聚透镜像空间中电磁场分布的表示,在总场空间中实现了对聚焦光脉冲的模拟。聚焦光脉冲与介质球微粒的相互作用,通过离散傅里叶变换提取出单频成分,利用计算光阱力的麦克斯韦应力张量公式,计算单频激光对介质球的光阱力。聚焦光脉冲的引入可以使一次计算得到多个频率下的计算结果。对相同的聚焦装置下介质球受不同频率入射光的光阱力情况进行了计算。计算结果表明使用线偏振光作光源时,大数值孔径聚焦透镜和短入射波长有利于介质球的横向操纵;沿光轴方向对介质球进行纵向操纵,需要大数值孔径的物镜和与之相适应的入射波长。

**关键词** 光学制造;光镊;时域有限差分法;光阱力;聚焦光脉冲

**中图分类号** O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201434.1222007

## Numerical Simulation of Optical Force on Dielectric Nanosphere by Focused Light Pulse with Finite-Difference Time-Domain Method

Li Hong Li Rui Pan Shi Zhang Yi

(School of Physics and Optoelectronics Technology, Dalian University of Technology, Dalian, Liaoning 116024, China)

**Abstract** Numerical simulation of the optical force exerted on dielectric nanosphere in laser trapping device with three dimensional finite-difference time-domain (FDTD) method is proposed. The focused light pulse is implemented in FDTD total field zone according to Richards-Wolf vectorial diffraction theory. The monochromatic field is extracted from the interacted electromagnetic field between focused light pulse and dielectric nanosphere by discrete Fourier transform, and the results are substituted into Maxwell stress tensor to calculate the optical force. The method is accurate for both simulation of focused light pulse and calculation of optical force because it is based on strict theories. High efficiency can be achieved for using focused light pulse as incident source. The optical force exerted on dielectric nanosphere is calculated when the sphere center is moving in the focal plane and along the axis of the object lens. From the calculation results we can conclude that the high numerical aperture object lens and short wavelength benefit the transverse manipulation of dielectric nanosphere in the focal plane, and high numerical aperture object lens with appropriate wavelength can trap dielectric nanosphere along the axis of the lens.

**Key words** optical fabrication; optical tweezer; finite-difference time-domain; optical force; focused light pulse

**OCIS codes** 220.4610; 350.4855; 350.4990

## 1 引言

光线经过微粒时,光场中的微粒与光场之间的

吸收、散射等相互作用,使光子流的动量发生改变。根据牛顿定律,光子流动量的改变是受到外力的作

**收稿日期:** 2014-06-27; **收到修改稿日期:** 2014-07-30

**基金项目:** 国家自然科学基金(61137005)、中央高校基本科研业务费专项(3005-851035)

**作者简介:** 李 宏(1973—),男,博士研究生,工程师,主要从事近场光学数值模拟方面的研究。

E-mail: lihong@dlut.edu.cn

**导师简介:** 潘 石(1949—),男,博士,教授,主要从事近场光学方面的研究。E-mail: span@dlut.edu.cn

用,其反作用力会使光场中的介观粒子受到影响。光场中的介观粒子受到的此种力称为光阱力(或称散射力、光场梯度力)。Ashkin<sup>[1]</sup>最先利用这一现象并实现了对电介质微粒的操纵<sup>[2]</sup>,这种技术被称为光捕获或光镊。光镊技术的出现吸引了学术界的广泛关注,在生物化学、生物物理和生命科学等领域取得了突出的成就,众多学者对其进行了深入的研究和报道<sup>[3-8]</sup>。被激光捕获的金属粒子可以作为近场探针用在扫描近场光学显微镜上<sup>[9]</sup>。Svoboda等<sup>[10]</sup>实现了控制金属纳米粒子进行三维扫描的实验,Kawata等<sup>[11]</sup>用光控制单一金纳米粒子作为非接触式的近场扫描光学显微镜(SNOM)探针以及基于表面等离子体激发来操纵微粒<sup>[12]</sup>。

聚焦光束的电场具有较大的梯度分布,处于焦点附近的微粒受到较强的光阱力的作用。对焦点附近的微粒所受光阱力情况进行分析,是光镊技术理论研究的重要内容。实现二维光学势阱的光源虽然易于获得,但二维势阱只能在垂直于光传播方向的平面内束缚微粒。当用二维光学势阱捕获微粒时,需要利用微粒自身重力、器皿壁的反作用力或对向光束的光压来平衡轴向光压力<sup>[13]</sup>。而利用单束激光通过大数值孔径(NA)的物镜所形成的强聚焦光场,可产生三维光学势阱,对微粒实现三维操纵<sup>[2]</sup>。从理论上分析光镊问题,可以用瑞利散射模型来研究粒子尺寸远小于入射波长的情况,用几何光学模型来研究粒子尺寸远大于入射波长的情况。对于粒子尺寸与入射光波波长可比拟的情况,上述两种模型的近似都会产生较大误差。对于这种情况可采用时域有限差分法(FDTD)等数值模拟的方法来定量研究光阱力问题。

使用FDTD方法对光阱力进行模拟,如何实现对接聚焦光束的模拟,以及如何计算光阱力是两个关键的问题。

对光阱力的计算,可以通过计算电场梯度力、洛伦兹力以及麦克斯韦应力张量等方法来进行。其中利用麦克斯韦应力张量来计算的方法具有广泛适用性,可以对任何大小和形状的微粒所受光阱力进行计算。FDTD对接聚焦光束的模拟可以采用高斯光束<sup>[14-15]</sup>或高阶高斯光束<sup>[16]</sup>的近似方法,以及利用Richards-Wolf矢量场衍射积分公式进行计算的方法<sup>[17-19]</sup>。由于物镜的几何尺寸远大于光波波长,物镜对入射光线的会聚现象可以用几何光学近似。而Richards-Wolf积分公式是在几何光学近似下描述消球差会聚透镜焦点附近的聚焦光场的解析解,能

够精确描述由大数值孔径聚焦透镜形成的不满足傍轴近似的聚焦光场的分布。

本文利用基于Richards-Wolf矢量场衍射积分公式实现的聚焦光脉冲做为入射源<sup>[17]</sup>,用FDTD总场散射场实现方法模拟计算了介质球在聚焦光场中所受到的光阱力。与采用纯散射场实现的FDTD不同<sup>[18-19]</sup>,利用总场散射场技术实现的FDTD方法,不需要预先计算出入射聚焦光束的三维空间分布并在FDTD迭代计算过程中在三维空间中加入入射源。利用总场散射场连接边界技术实现的聚焦光源,只需要在总场散射场连接边界的6个二维面上加入。聚焦光脉冲入射源的使用,可以使一次FDTD模拟同时完成对多个频率的入射光的计算。通过设置焦点位置,可以使包含散射体在内的FDTD总场区间模拟远离焦点的部分聚焦光场,无需对全部聚焦光场进行模拟,降低了对计算机物理空间的需求。时间脉冲波源的使用,使FDTD的模拟过程可以在较少的时间步数内完成,从而提高了时间效率。在光阱力的模拟计算中,与采用单色平面波入射且模拟整个聚焦光场区域的方法相比,本方法可以在时间计算效率上有数十倍的提高,在空间效率上有接近十倍的提高。对相同物理结构的多个频率入射光的光阱力进行计算,本方法只需增加很小的计算量。

## 2 物理模型和计算方法

模拟的光镊装置如图1所示。入射光经物镜会

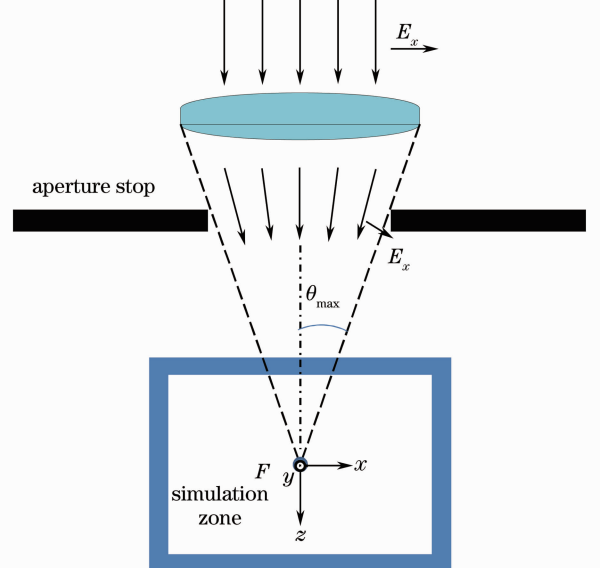


图1 产生光阱力的装置示意图

Fig. 1 Schematic of producing optical force

聚后在焦点处形成聚焦光场,考虑位于焦点处的介质球在焦平面内横向移动,和沿着光轴方向纵向移动时,所受光阱力的变化情况。描述物镜系统的参数为焦距  $f$  和物镜的有效面积对焦点所张的半孔径角  $\theta_{\max}$ 。所模拟的区域如图 1 中矩形框所示,并设物镜的像空间中充满折射率为 1.33 的水。以物镜焦点为坐标原点建立的平面直角坐标系如图 1 所示,其  $Z$  轴的正方向指向正入射光线的传播方向。这里只考虑入射光正入射到物镜的情况。

## 2.1 基于 Richards-Wolf 矢量场衍射积分方法实现的聚焦光脉冲

根据消球差轴对称光学系统像空间电磁场分布的 Richards-Wolf 矢量场衍射积分公式<sup>[20-21]</sup>,在 FDTD 中,可以把入射光脉冲函数表示为

$$E_x(t) = \exp\left[-4\pi\left(\frac{t-t_0}{t_s}\right)^2\right], \quad (1)$$

式中  $t_0 = 100\Delta t$ ,  $t_s = 47\Delta t$ ,  $\Delta t$  是 FDTD 的时间步长,在像空间中表示为<sup>[17]</sup>

$$\mathbf{E}_{\text{FDTD}}(\mathbf{r}, t) = \frac{f}{2\pi c} \sum_{n,m} \alpha_{nm} e^{i\psi}(\theta'_n, \phi'_m) \frac{\partial E'(t'_{nm})}{\partial t} \times \cos(\theta'_n) \sin(\theta'_n), \quad (2)$$

式中  $0 < \theta'_n < \theta_{\max}$ ,  $0 < \phi'_m < 2\pi$  为从会聚透镜出射的各光线的传播方向角;  $t' = t + \frac{r\mathbf{r}_0}{c}$  为各个方向光线的传播时间延迟量,其目的是为到达焦点时,各个光线的

相位相同;  $e^{i\psi}$  为各出射光线的偏振方向角。在设置  $\Delta t = 1.1091 \times 10^{-17}$  s 时, (1) 式的频谱如图 2 所示。

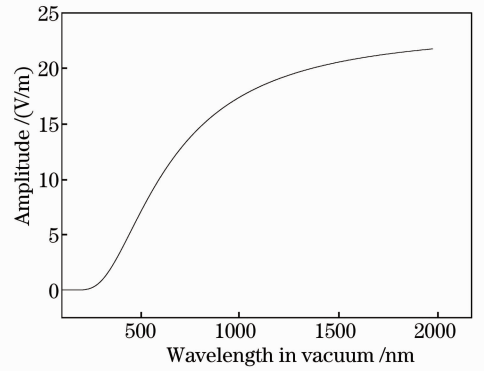


图 2 高斯脉冲入射源的频谱

Fig. 2 Spectrum of Gaussian pulse incident source

## 2.2 聚焦光脉冲提取单频聚焦光场

入射高斯脉冲经会聚透镜折射后通过 FDTD 总场区域时,通过傅里叶变换可以提取出各个单频成分。图 3 是 NA 为 0.53 的物镜,对真空波长分别为 500、700、900 nm 的单色平面波会聚后,得到的焦平面上的光强分布。图 4 是 NA 为 0.94 的物镜对真空波长 500、700、900 nm 的入射波的聚焦效果。对比图 3、图 4 可以看出,更大的 NA 可以实现对光线的更强会聚。NA 为 0.94 的物镜对  $E_x$  线偏振光的会聚,因有较大的纵向电场分量,而在焦平面上形成椭圆形的光斑分布<sup>[22-23]</sup>。椭圆的长轴与偏振方向即  $X$  轴平行,短轴与  $Y$  轴平行。

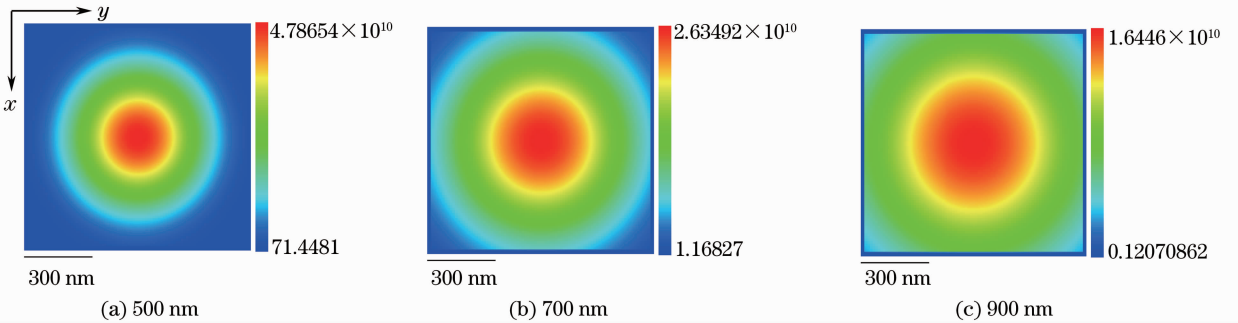


图 3  $E_x$  线偏振光垂直入射,通过数值孔径为 0.53 的物镜在焦平面上的光强分布

Fig. 3 Intensity on the focal plane of objective lens with NA of 0.53, incident light of  $E_x$  polarized

由图 3 和图 4 看到,当计算散射体在聚焦光场的不同位置上的受力情况时,所能计算的位置受限于 FDTD 所能模拟的最大聚焦光场区间。为突破这一限制,采用移动焦点位置的办法,来扩大模拟区域。如图 5 所示,把焦点位置由 FDTD 总场区的中心[图 5(a)],向  $+X$  方向分别移动 50 nm[图 5(b)]和 100 nm[图 5(c)]。在加入介质球进行模拟时,使介质球保持在总场区的中心位置,从而实现介质球

球心相对于焦点的移动。

## 2.3 通过麦克斯韦应力张量计算光阱力

设环境媒质的相对介电常数为  $\epsilon_h$ 、相对磁导率为  $\mu_h$ ,动量密度由麦克斯韦应力张量定义为<sup>[24]</sup>

$$T_{ij} = \epsilon_h \epsilon_0 E_i E_j^* + \mu_h \mu_0 H_i H_j^* - \frac{1}{2} \delta_{ij} (\epsilon_h \epsilon_0 E_k E_k^* + \mu_h \mu_0 H_k H_k^*). \quad (3)$$

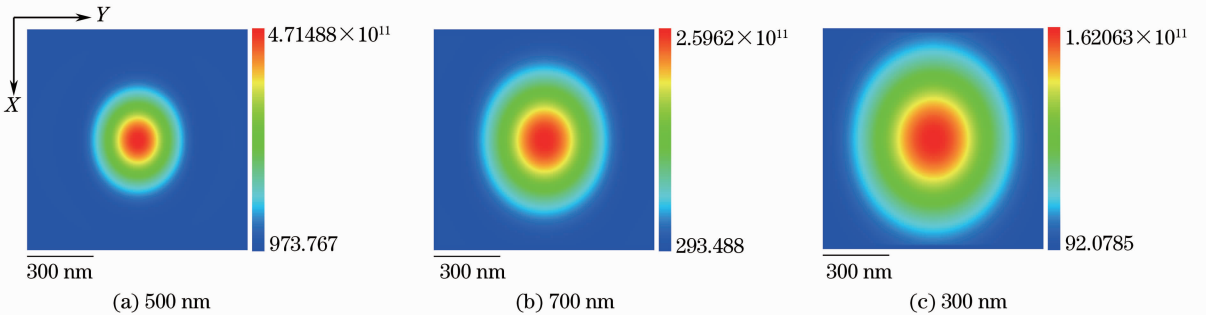


图 4  $E_x$  线偏振光垂直入射,通过数值孔径为 0.94 的物镜在焦平面上的光强分布

Fig. 4 Intensity on the focal plane of objective lens with NA of 0.94, incident light of  $E_x$  polarized

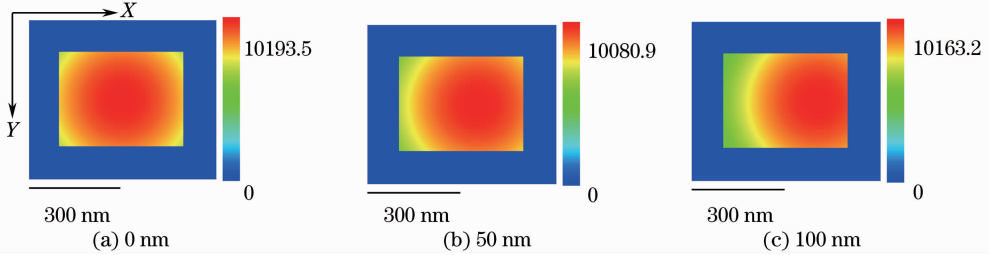


图 5 焦点位置从 FDTD 总场区中心向 X 方向偏移时焦平面上  $|E_x|$  的分布

Fig. 5  $|E_x|$  distribution on the focal plane with the offset of the focal point away from center point

根据应力张量可以计算出动量通过某截面的通量。聚焦光场对微粒的光阱力通过如下的体积分公式计算<sup>[25]</sup>：

$$\langle F_i \rangle = \frac{1}{2} \mathcal{R} \left( \int_S T_{ij} n_j ds \right) = \int_V \langle f_i \rangle dv = \int_V \frac{1}{2} \mathcal{R} (\partial_j T_{ij}) dv, \quad (4)$$

其中  $V$  是微粒的体积,  $n_j$  是微粒外表面  $S$  法矢量的方向分量。括号  $\langle \dots \rangle$  表示取时间平均值, 算符  $\mathcal{R}\{ \}$  表示取实部。

### 3 数值模拟结果及分析

对浸入水中的半径为 500 nm、折射率为 1.65 的介质球,在两种聚焦装置下所受光阱力情况进行了模拟。这两种装置分别具有 NA 为 0.53 和 0.94 的物镜。在每一种聚焦装置下,计算了入射波长(均指真空波长)从 500~900 nm 的聚焦光场对介质球的光阱力。设水的折射率为 1.33,入射光的功率为 10 mW。

#### 3.1 NA 为 0.53 的物镜

处于水中的介质球,在 NA 为 0.53 的物镜的焦平面内沿 X 方向横向移动时,其所受光阱力如图 6 所示。图 6(a)是波长为 500 nm 的线偏振光  $E_x$  的聚焦光场对介质球的光阱力的各分量。坐标系参见图 1 中的“模拟区域”。图 6(a)中三角标志表示的是

光阱力的 Z 向分量  $F_z$ ,即沿入射波矢方向的分量。在  $-200 \leq X \leq 200$  区间,  $F_z$  的值大于 5.14 pN。随着横向偏离焦点的距离增加到 1000 nm 以上,  $F_z$  减小到 0.36 pN 以下。在模拟的整个位移区间,  $F_z$  都为正值,即在焦平面内介质球受到的 Z 向散射力大于梯度力。方形标志表示光阱力的 X 分量  $F_x$ 。  $F_x$  具有做为回复力的特征,当球心向  $\pm X$  方向移动时,指向  $\mp X$  方向的  $F_x$  的值逐渐增大到位于  $X = \pm 400$  nm 处的 1.61 pN。圆形标志表示光阱力 Y 方向分量  $F_y$ ,其值与  $F_x$  相比较小,并表现出一定的随机性。由图 6(a)可以看出,在  $-700 \text{ nm} < X < 700 \text{ nm}$  区间,  $F_z$  的值都大于横向力  $F_x$ ,这表明在图 3(a)所示的焦平面区间内,介质球所受到的 Z 向光阱力将推动介质球向远离物镜的方向移动,除非有其他的力来平衡这个推力,否则无法实现在焦平面内对介质球的横向操纵。

图 6(b)是波长 900 nm 线偏振光  $E_x$  的聚焦光场对介质球的光阱力。各物理量的标志与图 6(a)相同。图 6(b)中的  $F_z$  在焦点处有最大值 9.05 pN,为图 6(a)中 500 nm 的聚焦光场的  $F_z$  的最大值的 1.76 倍,其分布范围扩大到  $-1000 \text{ nm} < X < 1000 \text{ nm}$  区间,超出图 3(c)所示的光斑范围,通过模拟部分聚焦光场的方法扩展模拟区域。由图 6(b)中可以看出,900 nm 的聚焦光场的  $F_x$  不能作为回复力。当球心向  $+X$  方向移动时,  $F_x$  指向  $+X$  方向,推动介质球离开焦点。

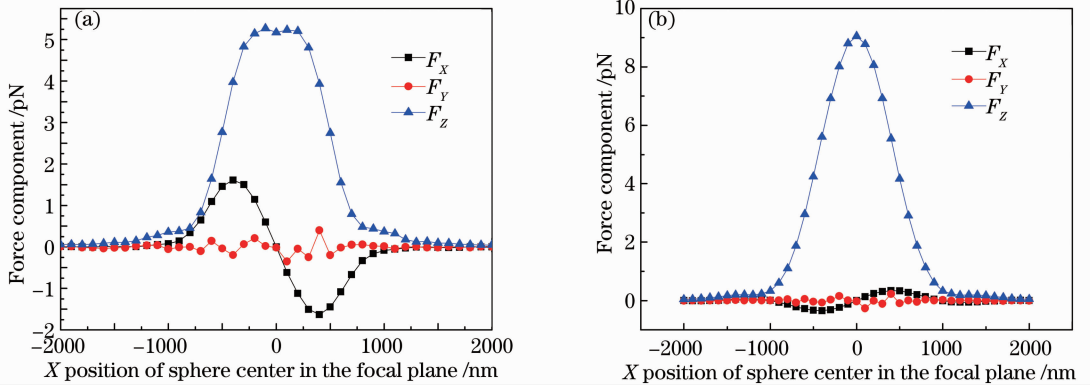


图 6 数值孔径为 0.53 的物镜对波长为(a)500 nm、(b)900 nm 的入射波形成的聚焦光场

Fig. 6 Force component of incident wavelength of (a) 500 nm, (b) 900 nm converged by objective lens of NA 0.53

图 7 是不同波长的聚焦光场对球心横向和纵向移动到不同位置处的介质球的光阱力。图 7(a)中画出球心沿 X 轴正方向移动所受光阱力  $F_x$  在不同入射波长下的分布情况。在  $X=400$  nm 处,由下至上依次是 500、600、700、750、800、900 nm 的入射波的聚焦光场的光阱力曲线。入射波长由 500 nm 向 900 nm 变化时,物镜的聚焦效果随波长的增加而减弱,如图 3(a)和(b)所示,相应横向光阱力  $F_x$  的值由 500 nm 时的  $-1.61$  pN 变为 900 nm 时的  $0.35$  pN。在入射波长由 700 nm 变为 750 nm 时,  $F_x$  方向改变,即此种装置不能用波长大于 750 nm 的光对介质球进行焦平面内的横向捕获操纵。

图 7(b)是球心沿 Z 方向移动时,介质球受各波长聚焦光场的纵向光阱力情况。在  $Z=0$  处,由下至上依次是 500、600、700、900、800 nm 波长的光阱力。在  $-2 \sim 15 \mu\text{m}$  的区间,各波长的光阱力纵向分量  $F_z$  都表现为远离物镜方向的推力。当球心从焦点向物镜方向靠近时,各波长的光阱力均先增大再减小,其中波长 500 nm 的光阱力达到最大值的位置在  $-2 \mu\text{m}$  以外。当介质球向焦点外方向移动时,各波长的光阱力逐渐减小到接近 0 pN,由于 Z 方向的散射力始终大于梯度力,  $F_z$  没有出现负值。这表明在这样的聚焦条件下,在模拟的区间内,无法实现对于介质球的三维单光束光镊操纵。

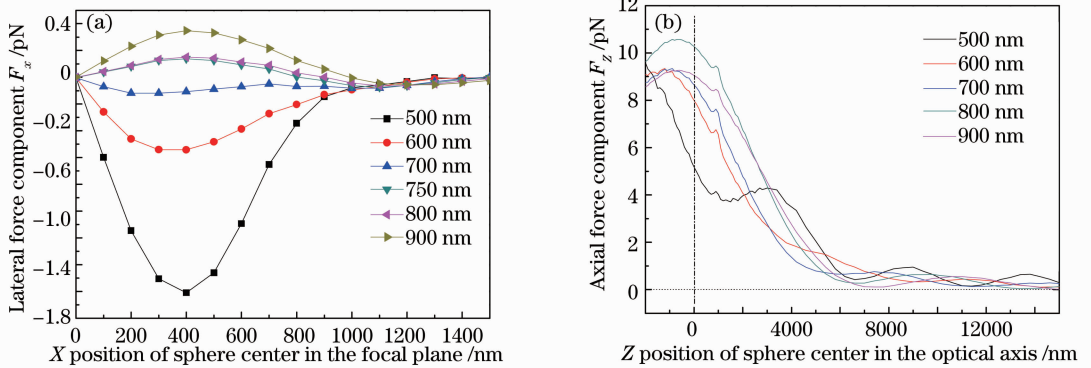


图 7 不同波长的聚焦光场对介质球的光阱力随球心位置变化情况。(a)球心在 X 方向移动受到的横向光场力；(b)球心在 Z 方向移动受到的纵向光阱力

Fig. 7 Optical force by sphere center position of different incident wavelengths. (a) Changing X position of sphere center; (b) changing Z position of sphere center

### 3.2 NA 为 0.94 的物镜

图 8(a)是 500 nm 的入射波经 NA 为 0.94 的物镜聚焦后,对球心在焦平面内沿 X 方向横向移动时的半径为 500 nm 的介质球所产生的光阱力。与图 6(a)的光阱力相比,  $F_x$  的最大值是位于  $-400$  nm 处的  $0.79$  pN,  $F_z$  最大值减小为  $0.93$  pN。图 8(b)

是球心沿 Y 轴方向移动时的光阱力。  $F_y$  在  $Y = \pm 500$  nm 时达到最大值约  $9.4$  pN,远大于  $F_x$  的最大值,表明用线偏振光在焦平面内对介质球进行横向操纵,在与偏振方向垂直的方向上,将更易于实现。纵向推力  $F_z$  与球心沿 X 方向移动时的情况不同,其最大值出现在  $Y = \pm 500$  nm 处。球心沿 X 方

向和 Y 方向移动时,光阱力分量的不同分布是由于大 NA 的物镜对线偏振光的聚焦光斑是椭圆形,导致光场在两个方向上的梯度力不同所致,如图 4 所示。

图 8(c)和图 8(d)是 900 nm 的入射线偏振光经 NA 为 0.94 的物镜聚焦后,对焦平面上横向移动的介质球的光阱力。其中图(c)是球心沿 X 轴方向移动时的情况,图(d)是球心沿 Y 轴方向移动时的情况。与 500 nm 入射线偏振光的光阱力情况相比,

光阱力各分量的最大值有所下降,这是由于同一物镜对长波的聚焦效果减弱所致,如图 4(c)。图 8(c)中的  $F_x$  多次经过零点,显示出 900 nm 线偏振光的聚焦光场对 500 nm 介质球球心沿偏振方向移动时产生的光阱力作用的复杂性。在球心移动过程中,散射力大小和梯度力大小交替变化,使它们的合力多次经过零点。

图 9 是不同波长的线偏振入射光,经 NA 为

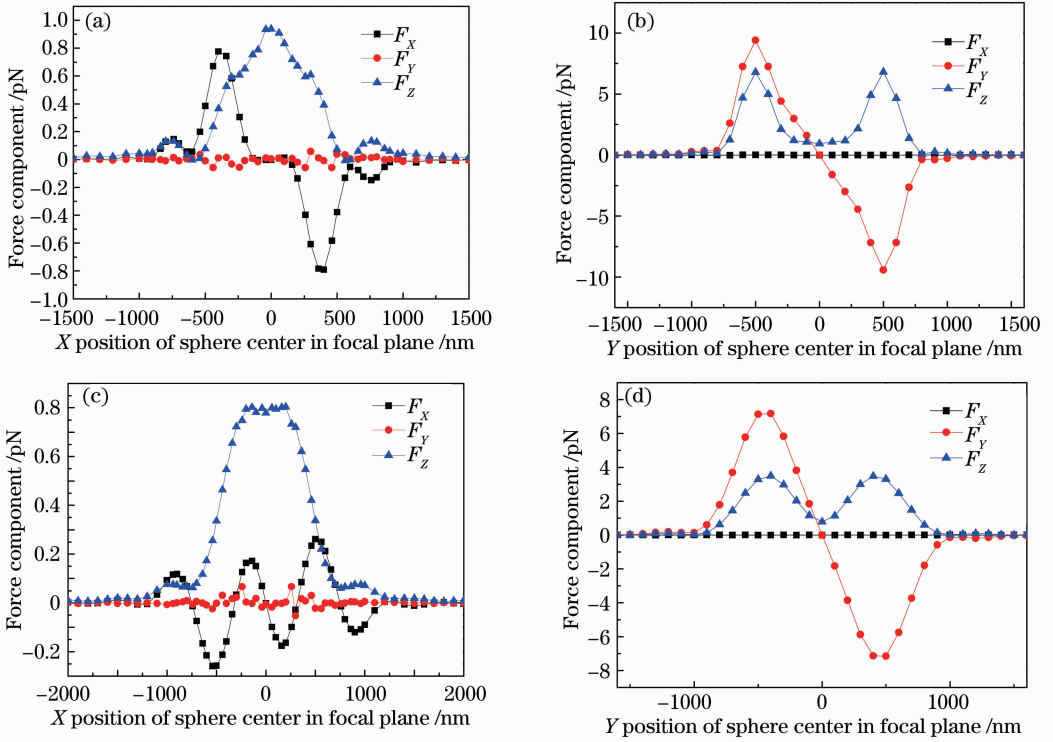


图 8 数值孔径为 0.94 的物镜,对(a)、(b) 500 nm, (c)、(d) 900 nm 的入射对介质球的光阱力。(a)、(c)为球心在焦平面内沿着 X 方向移动,(b)、(d)为球心在焦平面内沿着 Y 方向移动。透镜焦点位于坐标原点

Fig. 8 Force component of incident wavelength of (a), (b) 500 nm, (c), (d) 900 nm, converged by objective lens of NA 0.94. (a), (c) changing along X position of sphere center while (b), (d) changing along Y position

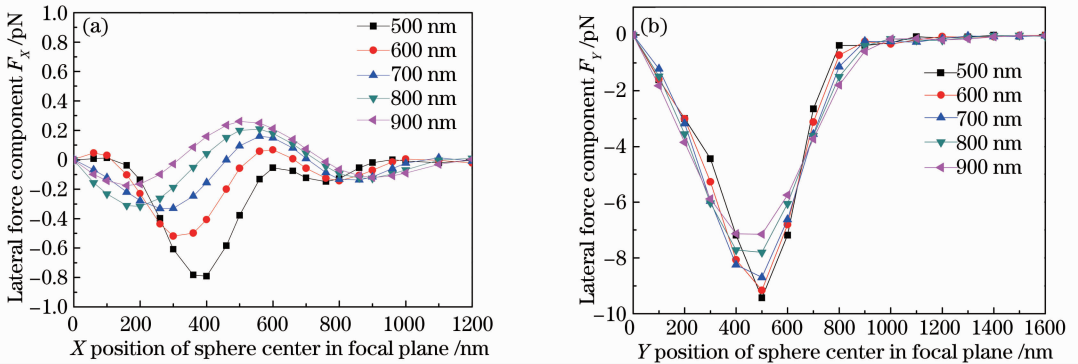


图 9 数值孔径为 0.94 的物镜,不同波长的聚焦光场对介质球的横向光阱力。(a)球心在焦平面内沿 X 方向移动;(b)球心在焦平面内沿 Y 方向移动

Fig. 9 Force lateral component of various incident wavelengths converged by objective lens of NA 0.94, changing along (a) X position; (b) Y position of sphere center, respectively

0.94的物镜汇聚后形成的聚焦光场,对焦平面内横向移动的介质球的光阱力。图9(a)是球心沿 $X$ 方向移动时的受力情况,图9(b)是球心沿 $Y$ 方向移动时的受力情况。随着波长的增加,聚焦效果减弱,光阱力减小。球心沿 $Y$ 方向移动所受光阱力整体上都比 $X$ 方向移动时大10倍以上。各波长的入射光,达到最大横向回复力的位置,在 $Y$ 方向上大致相同,在 $X$ 方向上,则由入射波长500 nm时的400 nm处,逐渐移到入射波长为900 nm的200 nm处。

图10是不同波长的入射波,经NA为0.94的物镜会聚后形成的聚焦光场,对球心沿光轴方向移动的介质球的光阱力。由图10可以看出,在 $600\text{ nm} < Z < 1500\text{ nm}$ 区间,900 nm入射光的 $F_z$ 小于零,且当 $Z=900\text{ nm}$ 时,有最大纵向回复力 $F_z = -0.91\text{ pN}$ 。对于其他波长的聚焦光场,在模拟区间内其 $F_z$ 均大于0,即光阱力纵向分量都表现为推力。这表明波长为900 nm的入射线偏振光,通过NA为0.94的物镜聚焦,能够对半径为500 nm的介质球实现纵向单光束光镊操纵。波长800 nm以下的入射线偏振光,无法利用这样的物镜实现对半径为500 nm的介质球的纵向单光束光镊操纵。

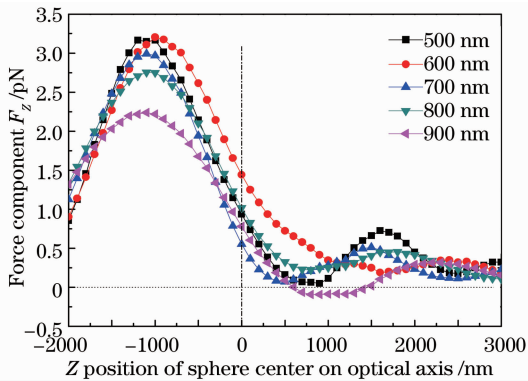


图10 物镜数值孔径为0.94不同波长的线偏振光对球心在光轴上沿 $Z$ 方向移动的介质球的光阱力纵向分量 $F_z$ 的分布情况

Fig. 10 Force axial component  $F_z$  of various incident wavelengths converged by objective lens of NA 0.94, changing along  $Z$  position of sphere center on optical axis

## 4 结 论

实现了在三维FDTD中,使用脉冲光束的聚焦光场作为入射源,对介质球所受光阱力问题进行模拟的程序。实现方法在具有高精度的同时,还具有很高的效率。其高精度体现在,对聚焦光束的模拟是在FDTD总场区对Richards-Wolf矢量场衍射积

分公式的实现,而不是采用高斯光束的近似;对光阱力计算采用的麦克斯韦应力张量法,适用于较广泛的入射条件。

以物镜数值孔径和入射波的真空波长为参数,对水溶液中的介质球受到不同聚焦光场的光阱力问题进行了模拟计算。计算结果表明,光镊装置中使用NA为0.53物镜,以线偏振光做光源,当入射波长在500~700 nm之间时,可以对浸入水中的半径为500 nm、折射率为1.65的介质球实现焦平面内的横向操纵;当波长在750~900 nm之间时,不能实现焦平面内的横向操纵;波长在500~900 nm之间的线偏振光均不能实现沿光轴的纵向单光镊操纵。使用NA为0.94的物镜,波长在500~900 nm之间的入射线偏振光,可以实现焦平面内的横向光镊操纵;波长在800 nm以下的线偏振光不能实现纵向单光镊操纵,波长为900 nm的线偏振光能够实现纵向单光镊操纵。

此方法也可以对金、银等色散介质微粒的光阱力问题进行模拟。在应用于色散介质时,需要考虑采用恰当的色散模型,以准确反映各个频率下的介电常数,FDTD需要采用适合于特定色散模型的迭代算法,并且要根据三维FDTD稳定性条件选择适合的时间步长,防止色散介质因等效复折射率的实数部分过小,导致FDTD计算产生不稳定和发散现象。

## 参 考 文 献

- 1 A Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure [J]. Phys Rev Lett, 1970, 24(4): 156-159.
- 2 A Ashkin, J M Dziedzic, J E Bjorkholm, et al.. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles [J]. Opt Lett, 1986, 11(5): 288-290.
- 3 李银妹. 生命科学新技术——光镊原理、技术和应用[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1996. 40-49.
- 4 J R Moffitt, Y R Chemla, S B Smith, et al.. Recent advances in optical tweezers [J]. Annual Review of Biochemistry, 2008, 77: 205-228.
- 5 D G Grier. A revolution in optical manipulation [J]. Nature, 2003, 424(6950): 810-816.
- 6 K C Neuman, S M Block. Optical trapping [J]. Review of Scientific Instruments, 2004, 75(9): 2787-2809.
- 7 K Dholakia, P Reece, M Gu. Optical micromanipulation [J]. Chemical Society Reviews, 2008, 37(1): 42-55.
- 8 Li Baojun, Xin Hongbao, Zhang Yao, et al.. Progress of optical trapping and manipulation [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(9): 0900126.
- 9 李宝军, 辛洪宝, 张 珏, 等. 光捕获和光操控研究进展[J]. 光学学报, 2011, 31(9): 0900126.
- 10 T Sugiura, T Okada, Y Inouye, et al.. Gold-bead scanning near-field optical microscope with laser-force position control [J]. Opt Lett, 1997, 22(22): 1663-1665.
- 11 K Svoboda, S M Block. Optical trapping of metallic Rayleigh particles [J]. Opt Lett, 1994, 19(13): 930-932.
- 12 S Kawata, Y Inouye, T Sugiura. Near-field scanning optical

- microscope with a laser trapped probe [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 1994, 33(2): L1725—L1727.
- 12 Zhang Bingxin, Chen Shufen, Fu Lei, *et al.*. Dynamic patterning of microparticles via surface plasmon excitation [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(6): 0610001.  
张兵心, 陈淑芬, 付 雷, 等. 基于表面等离子体激发的光学操控技术[J]. 中国激光, 2012, 39(6): 0610001.
- 13 P Zemánek, A Jonáš, L šrámek, *et al.*. Optical trapping of nanoparticles and microparticles by a Gaussian standing wave [J]. Opt Lett, 1999, 24(21): 1448—1450.
- 14 Yang Hao, Feng Guoying, Zhang Dayong, *et al.*. Study on trapping force of focused optical field on the microsphere with the FDTD method [J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(9): 5506—5512.  
杨 浩, 冯国英, 张大勇, 等. 聚焦光场俘获微球的 FDTD 分析 [J]. 物理学报, 2008, 57(9): 5506—5512.
- 15 Gong Lei, Wu Zhensen, Li Zhengjun, *et al.*. Analysis of radiation forces exerted on defect particle on the wafer by a laser beam [J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(2): 0203009.  
巩 蕾, 吴振森, 李正军, 等. 基片表面缺陷粒子在激光光束作用下的辐射力分析[J]. 中国激光, 2013, 40(2): 0203009.
- 16 Wu Xiaoping, Hu Gengjun, Li Jing, *et al.*. FDTD numerical simulation of the trapping force of microsphere in single optical tweezers [J]. Acta Physica Sinica, 2011, 60(3): 030301.  
伍小平, 胡耿军, 李静, 等. 时域有限差分法数值仿真单光镊中微球受到的光阱力[J]. 物理学报, 2011, 60(3): 030301.
- 17 I R Capoglu, A Taflove, V Backman. Generation of an incident focused light pulse in FDTD [J]. Opt Express, 2008, 16(23): 19208—19220.
- 18 W Sun, S Pan, Y Jiang. Computation of the optical trapping force on small particles illuminated with a focused light beam using a FDTD method [J]. Journal of Modern Optics, 2006, 53(18): 2691—2700.
- 19 J Qin, X Wang, D Jia, *et al.*. FDTD approach to optical forces of tightly focused vector beams on metal particles [J]. Opt Express, 2009, 17(10): 8407—8416.
- 20 Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. I. An integral representation of the image field [J]. Proceedings of the Royal Society A, 1959, 253(1274): 349—357.
- 21 B Richards, E Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. structure of the image field in an aplanatic system [J]. Proceedings of the Royal Society A, 1959, 253(1274): 358—379.
- 22 Yan Jie, Lu Yonghua, Wang Pei, *et al.*. Study of focal spot of radially polarized beam [J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(12): 3597—3603.  
阎 杰, 鲁拥华, 王 沛, 等. 径向偏振光聚焦光斑研究[J]. 光学学报, 2010, 30(12): 3597—3603.
- 23 G M Lerman, U Levy. Effect of radial polarization and apodization on spot size under tight focusing conditions [J]. Opt Express, 2008, 16(7): 4567—4581.
- 24 J D Jackson. Classical Electrodynamics (3rd ed) [M]. Massachusetts: John Wiley & Sons, 1999. 258—262.
- 25 M Dienerowitz, M Mazilu, K Dholakia. Optical manipulation of nanoparticles: a review [J]. SPIE, 2008, 2(1): 021875.

栏目编辑: 韩 峰