

文章编号:1004-4213(2011)03-0363-7

光纤探针型近场光镊光阱力特性研究

刘炳辉^{1,2}, 杨立军², 王扬², 袁巨龙¹

(1 浙江工业大学 特种装备制造与先进加工技术教育部重点实验室, 杭州 310032)

(2 哈尔滨工业大学 机电工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要:基于动量守恒原理,结合麦克斯韦应力张量和三维时域有限差分方法,建立了近场空间内激光光镊对纳米微粒的光阱力计算模型.分析了光纤探针型近场光镊的近场分布以及操作纳米微粒时各轴向光阱力的分布情况,并探讨了光纤探针尖端的捕获尺寸、捕获位置和操作稳定性.结果表明:微粒应处于光纤探针针尖的近场空间内才可实现稳定可靠的纳米操作,不同尺寸的微粒具有不同的捕获效果,且随初始位置的不同微粒的捕获位置亦不同.计算结果为激光近场光镊纳米操作装置的设计和制造提供了理论基础.

关键词:近场光镊;光纤探针;光阱力;三维时域有限差分法;纳米操作

中图分类号:TG66

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20114003.0363

0 引言

微纳米技术的迅猛发展带来了新的技术挑战,伴随着自下而上加工手段的日益进步,微纳米尺度上的操作技术变得越来越重要.在纳米生物、纳米材料等领域^[1-2],为实现科学研究的需要,亟需无接触、对物体无损伤的纳米操作技术,光镊作为一种重要的微纳米操作技术,利用光的动量改变来实现微粒的无接触、无损伤捕获与操作,已在生物学和表面科学等领域得到了广泛的应用.

利用光纤微透镜形成光学势阱的特性,光纤光镊具有较高的操作自由度与灵活度,但也存在一些缺点,比如液体的表面张力对光纤的移动存在影响,由于受到光学衍射极限的限制不能捕获更小的微粒^[3].最近发展起来的近场光镊能突破衍射极限,它利用探针尖附近局域增强场所产生的强梯度力来捕获纳米微粒,可实现对几十纳米至几纳米微粒的捕获^[4].刘秀梅等人^[5]用数值模拟的方法研究了光纤探针的近场光学分布, Tanaka 等人^[6]建立了孔径光纤探针捕获纳米微粒的模型,并对隐失场与微粒的相互作用进行了分析,Chaumet 等人^[7]使用具有无孔探针的近场扫描光学显微镜在真空或空气中,在玻璃基底上有选择性地捕获了纳米微粒,Gu

等人^[8,9]设计了新的近场捕获方案并进行了实验研究.然而该技术目前仍处于初始研究阶段,粒子捕获体积还比较大,实验上还没有得到令人满意的结果.此外,常规电磁模型中偶极近似的限制以及分别计算梯度力和散射力带来的误差也给光阱力的计算带来了不便^[10].

在近场光镊纳米操作过程中,光纤探针会对样品表面电磁场产生局部扰动,为分析系统的近场捕获能力,需要对探针与样品间的相互作用力进行研究.本文在电磁模型的基础上推导出一种基于三维时域有限差分法(Three-dimensional Finite Difference Time Domain, 3D FDTD)和麦克斯韦应力张量的近场光阱力计算方法.利用该数值方法计算了近场光镊中的近场分布及纳米微粒所受的光作用力,通过对作用力特性的分析获得近场光镊的具体捕获位置以及微粒尺寸对捕获效果的影响,为激光近场光镊纳米操作装置的设计制造和捕获样品的选择提供了理论指导.

1 光阱力计算模型

1.1 近场计算模型

近场光镊主要利用近场空间内的电磁场产生的梯度力来完成对纳米微粒的操作,由于涉及到电磁

基金项目:国家自然科学基金(No. 90923041)、浙江省机械电子工程重中之重学科开放基金、特种装备制造与先进加工技术教育部重点实验室开放基金项目(No. 2009EP012)和机器人技术与系统国家重点实验室开放研究项目(No. SKLRS-2010-2D-10)资助

第一作者:刘炳辉(1981—),男,博士研究生,主要研究方向为激光近场纳米操作. Email:richealw@163.com

通讯作者:杨立军(1972—),男,副教授,博士,主要研究方向为激光无模成型加工与复合纳米操作技术. Email:yljtj@hit.edu.cn

导师:王扬(1960—),男,教授,主要研究方向为激光加工技术. Email:wyyh@hit.edu.cn

收稿日期:2010-08-19; **修回日期:**2010-11-30

波在金属界面的反射,其特性要远比电介质界面复杂,需要全矢量的电磁场分析.采用二维时域有限差分法分析近场光纤探针的电磁波传播特性时虽然能够在一定程度上描述其物理性质,但针对偏振效应,该方法只能采取一定的近似,分别针对平行偏振方向或垂直入射平面来进行讨论,而忽略了不同偏振之间的转换,因此准确的物理描述不能仅仅依靠二维模型完成.为准确地描述电磁波在锥形镀膜光纤探针中的传播,必须采用三维模型来反映实际物理空间.通过三维时域有限差分法得到电磁场六个分量的全矢量描述,可以获得电磁场各个分量的时间和空间的完整特性,有助于分析各分量在近场纳米操作中的作用.

分析系统电磁场时采用的 3D FDTD 方法从微分形式的麦克斯韦旋度方程出发,按照 Yee 元胞进

行差分离散^[11].离散后的每一个磁场分量周围有四个电场分量,同样,每一个电场分量周围有四个磁场分量,电场和磁场在时间和空间上交替抽样.在无源区,麦克斯韦方程组可表示为

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times H = \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma E \quad (2)$$

式中 E 为电场强度(V/m), H 为磁场强度(A/m), ϵ 为媒质的电介常数(F/m), μ 为媒质的磁导率(H/m), σ 为媒质的电导率(S/m).将式(1)和(2)展开成 6 个偏微分方程,并将电磁场的各分量置于 Yee 网格中,用中心差分公式代替各个偏微分方程中的偏微分运算,经整理后,可以得到 6 个差分迭代公式.对非磁性媒质中的 FDTD 法的迭代公式为^[12]

$$H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = H_x^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) + CD[E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k) + E_z^n(i, j, k+1/2) - E_z^n(i, j+1, k+1/2)] \quad (3)$$

$$E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k) = CA(i+1/2, j, k)E_x^n(i+1/2, j, k) + CD \cdot CB(i+1/2, j, k) [H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k) + H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2)] \quad (4)$$

其他电磁场分量满足的差分方程与此类似.其中

$$CA(i, j, k) = \left[1 - \frac{\sigma(i, j, k) \cdot \Delta t}{2\epsilon(i, j, k)} \right] / \left[1 + \frac{\sigma(i, j, k) \cdot \Delta t}{2\epsilon(i, j, k)} \right], CD = \frac{\Delta t}{\Delta} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

$$CB(i, j, k) = \frac{\epsilon_0}{\epsilon(i, j, k) + \frac{\sigma(i, j, k) \cdot \Delta t}{2}}$$

三维时域有限差分法作为分析电磁场分布的一种纯数值计算方法,运算一次可同时获得整个计算空间的电场、磁场 6 个分量的瞬时值、幅值及位相.近场光镊的三维电磁场计算模型如图 1.对于光纤探针型近场光镊,当锥角越大、孔径越大、镀合适膜厚并且入射波长越小时,探针尖端的出射光强越大并具有较大的通光效率,故取锥角 $\theta = 90^\circ$,孔径 $\varphi_2 = 200$ nm,膜厚 $T = 140$ nm 和入射波长 $\lambda = 632.8$ nm.光纤探针的波导折射率为 1.5,探针置于折射率为 1.0 的介质中,半径为 10 nm 的微粒置于针尖附近,微粒密度为 2.4×10^3 kg/m³,折射率为 1.8.整个计算空间划分为 $160 \times 157 \times 128$ 个网格单元阵列,每个单元格在 x, y, z 坐标方向的网格空间步长分别为 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 5$ nm,时间步长为 $\Delta t = \Delta x/2c$,其中 c 为真空中的光速.为了不在网格截断处引起波的明显反射,从而以有限的网格空间模拟出无界的电磁波传播空间,必须在截断处设置吸收边界.吸收边界对截断边界网格点处的场分量进行特殊计算,使传播到截断边界上的波不产生反射,像

被边界完全吸收.计算中 xoy 面采用 Liao 吸收边界条件,由于 xoz 面的电场是垂直分量,故用 PEC 边界保持垂直分量不变, $yo z$ 面用 PMC 边界保持该面的水平分量不变^[13].这里以理想导体来模拟实际的金属材料,即金属膜电导率为无限大,很薄一层即能将光完全屏蔽.

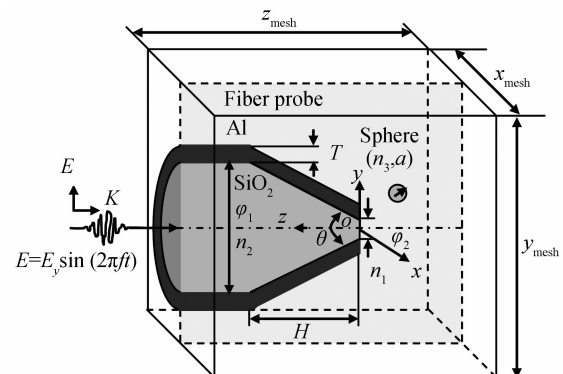


图 1 近场光镊的电磁场计算模型

Fig. 1 Simulation model of near-field optical tweezers using single tapered fiber probe

1.2 作用力计算模型

电磁场与物体的相互作用为电磁场与带电微粒

的相互作用,当电磁场入射到物体上,物体内的带电微粒受到电磁场的作用而使物体受到一定的总力.物体受力后它的动量会发生变化,同时电磁波的运动状态发生改变,电磁场本身的动量也随之发生变化.考虑到空间某区域有电荷分布,电荷受电磁场作用力 f 表示为

$$f = \rho \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (5)$$

式中 $\rho = \nabla \cdot \mathbf{D}$, $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{H}$. 左边等于电荷系统的动量密度变化率,因而右边应该可以化为含有电磁场动量密度变化和表示场内动量转移的一些量.为此,用麦克斯韦方程组把式(5)右边完全用场量表示为

$$\mathbf{f} = [\epsilon_0 (\nabla \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E} + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \epsilon_0 (\nabla \times \mathbf{E}) \times \mathbf{E}] - \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \quad (6)$$

式中 ϵ_0 为真空介电常数, μ_0 为真空磁导率. 等式右边最后一项代表区域内电磁场的动量密度的改变率,经计算右边方括号内可以化作一个张量

$$\vec{\mathbf{T}} = -\epsilon_0 \mathbf{E} \mathbf{E} - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \mathbf{B} + \frac{1}{2} \vec{\mathbf{I}} (\epsilon_0 \mathbf{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}^2) \quad (7)$$

式中 $\vec{\mathbf{T}}$ 为麦克斯韦应力张量. 对于电磁场的稳态分布,电磁场的电磁动量变化率为零,那么物体的动量变化率,也即电磁场作用于物体的总作用力等于麦克斯韦应力张量在界面 S 上的面积分,亦即

$$\mathbf{F} = \int_V \mathbf{f} d\tau = - \int_S \vec{\mathbf{T}} \cdot \mathbf{n} dS \quad (8)$$

微粒的受力完全由电磁场分析而得,计算过程仅需考虑系统内部动量变化,而不必考虑微粒的具体形状. 适用范围从亚微米的瑞利粒子到米氏粒子,不局限于光场和微粒的对称度,甚至微粒透明程度. 考虑三维连续偏振平面波的入射情形,调节激光的输出功率,使耦合进入光纤探针的功率达到探针的最大光学输入能量 $400 \mu\text{W}$, 入射波长设为 632.8 nm , 对应波函数为 $E = 8.85 \times 10^5 \sin(2\pi f t)$. 光波经光纤探针尖与微粒散射后出现退极化现象,出射电磁场在三个方向都存在分量,在取得全空间散射场各分量电磁场值之后,从式(8)可推得三个方向的受力公式

$$\mathbf{F}_x = \int_S (-\frac{\epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}^2 + \mu_0 \mu_r \mathbf{H}^2}{2} \mathbf{e}_x + \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}_x^2 \mathbf{e}_x + \mu_0 \mu_r \mathbf{H}_x^2 \mathbf{e}_x) dS \quad (9)$$

$$\mathbf{F}_y = \int_S (-\frac{\epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}^2 + \mu_0 \mu_r \mathbf{H}^2}{2} \mathbf{e}_y + \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}_y^2 \mathbf{e}_y + \mu_0 \mu_r \mathbf{H}_y^2 \mathbf{e}_y) dS \quad (10)$$

$$\mathbf{F}_z = \int_S (-\frac{\epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}^2 + \mu_0 \mu_r \mathbf{H}^2}{2} \mathbf{e}_z + \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}_z^2 \mathbf{e}_z + \mu_0 \mu_r \mathbf{H}_z^2 \mathbf{e}_z) dS \quad (11)$$

式中 ϵ_0 、 ϵ_r 分别为真空介电常数和介质的相对介电常数, μ_0 、 μ_r 分别为真空磁导率和介质的相对磁导率, \mathbf{e}_x 、 \mathbf{e}_y 、 \mathbf{e}_z 分别为 x 、 y 、 z 方向的单位矢量.

2 近场光镊的光阱力特性分析

2.1 近场分析

光与物质的作用主要是电场起作用,电场的分布特性决定了光纤探针的近场光学特性. 图 2 定量地给出了光纤探针各横截面内总电场沿 x 轴和 y 轴的分布情况. 由数值计算结果可知电场沿 x 轴和沿 y 轴的分布图样不具有圆周对称性. 距离出射孔较近时,由于金属膜表面等离子体共振,沿 y 轴方向在与入射光偏振方向垂直的孔径边缘处会出现明显的近场增强现象,因此 y 轴方向电场分布呈现双峰形状. 出射孔内外场强的不连续致使电场沿 z 轴的分量在 $z=0$ 平面内很小,而在 $z=-10 \text{ nm}$ 平面内则大很多,从而使总电场沿 y 轴方向出现三个极值点. 此后随着与出射孔距离的进一步增大, y 轴方向电场分布逐渐过渡为单峰形状. 在 x 轴方向上电场分布始终为单峰,电场沿 x 轴从中心向边界逐渐减小,孔径边缘没有近场增强现象. 此外, y 轴方向上光斑宽度基本和孔径相近,并且随着与出射孔的距离增加而加大, x 轴方向光斑较 y 方向的光斑小,在适当的距离范围内可能小于孔径. 从图中可以看出,电场边缘增强的现象只存在于距离探针出射孔几十纳米的范围内,随着离出射孔距离的增大,电场总量沿 y 轴的分布趋于平缓,这种近场增强现象逐渐减弱直至消失,当 $z=-70 \text{ nm}$ 时边缘增强现象已经不存在,这表明近场增强效应具有很强的近场特性. 因此在近场光镊中,为了达到纳米级的操作精度,光纤探针的出射孔径应为亚波长,并且距离样品应在亚波长范围内,光纤探针出射孔的大小及其与样品的作用距离是决定近场光镊操作精度的重要因素.

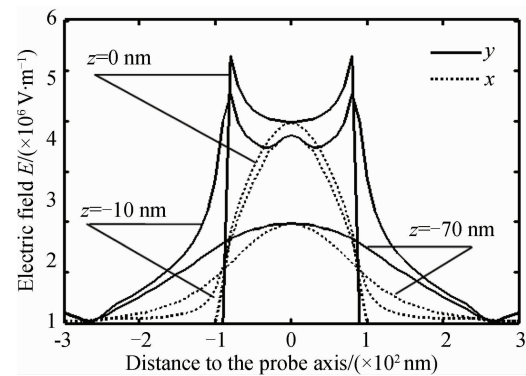


图 2 各横截面上总电场沿 x 轴和 y 轴的分布
Fig. 2 Total electric field distributions along x -axis and y -axis in three cross-sections of the optical fiber

2.2 光阱力分析

为获得该近场方案的捕获效果,下面从纵向和横向的角度对微粒所受的光阱力特性进行计算与分析.图3为不同半径的微粒在光场中受到的 z 向光阱力沿 z 轴的分布情况.为方便分析,只需考虑各种微粒在 z 轴上的 z 向光阱力,图中横坐标表示微粒距光纤探针针尖的距离,纵坐标为 z 向光阱力,曲线中光阱力的符号与坐标轴取向相同,即正值代表 z 轴正方向.从图中可以看出,随着隐失场在 z 轴上的迅速衰减,微粒受到的 z 向光阱力逐渐变小.对于相对较小的微粒($a=10$ nm和50 nm),在距离针尖小于探针孔径的范围内,微粒始终受到指向针尖的 z 向光阱力作用,半径越小将微粒吸引向探针针尖方向的作用区域越大,随着距离的增大 z 向光阱力逐渐变为负值,该力使微粒向远离探针针尖的方向运动.当微粒半径相对较大时($a=100$ nm),微粒在光场中受到的 z 向光阱力始终表现为排斥力,且半径越大,排斥力越强.从分析结果可知,光阱力在 z 向的作用区域约在探针孔径范围内,当微粒尺寸小于探针孔径时,针尖附近的隐失场几乎不受微粒的影响,而当微粒尺寸与孔径相同或大于孔径时,微粒对隐失场会造成一定干扰.因此纵向光阱力是一个与微粒大小有关的物理量,光纤探针型近场光镊对于相对较小的微粒存在一个 z 向捕获作用,而对于相对较大的微粒则不能形成捕获.

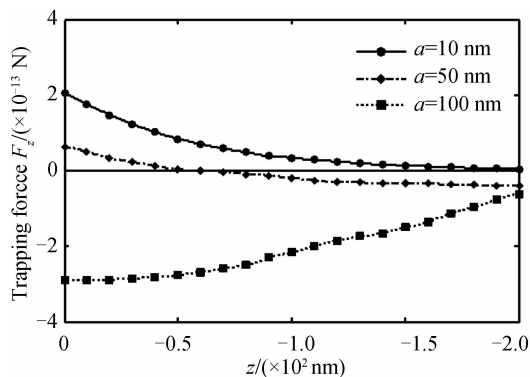


图3 不同半径的微粒 z 向光阱力分布曲线
Fig. 3 Trapping force acting on the particle with different radius along z -axis direction

微粒半径为 $a=10$ nm,计算后得到微粒在光场中沿 z 轴在不同位置的 y 向光阱力曲线如图4.图中纵坐标为 y 向光阱力,横坐标为偏离光纤探针中心轴线的距离.由于光场在 $x=0$ 平面上具有对称性,所以图中只给出了微粒位于 y 轴正半轴上的 y 向光阱力分布, y 轴负半轴上的 y 向光阱力分布与此完全相同.曲线中光阱力的负值表示光场对微粒的作用力指向探针轴线的方向,即有将微粒吸引到轴心线上的趋势.从图中可以看出,光场的对称性使

得位于轴心的微粒所受的 y 向光阱力的合力为零.当微粒离针尖越近, y 向光阱力的最大值越大,但其作用范围随之减小.在距离针尖70 nm的位置, y 向光阱力经历了一个先增大后减小的过程,其作用区域也在探针孔径范围左右,该力的作用始终使微粒向探针轴线方向运动,并最终将微粒束缚于轴心线上.在距离针尖10 nm的位置上, y 向光阱力在靠近探针轴线处表现为吸引力,随后变为排斥作用力,在孔径边缘处改变符号再次表现为吸引力,距离探针轴线越远, y 向光阱力越小.因此,在 $z=-10$ nm平面上沿 y 方向有三个捕获位置,微粒有可能被捕获至探针轴线或孔径边缘处.在针尖端面处, y 向光阱力先使微粒向远离探针轴线的方向运动,然后在孔径边缘处改变作用方向使微粒向探针轴线方向运动,这表明在孔径边缘处存在稳定的捕获点.因此在针尖端面处,微粒沿 y 方向存在位于孔径边缘处的两个捕获点.由此可以得出结论,随着距离针尖位置的不同,在近场中沿 y 方向的捕获位置也不同.

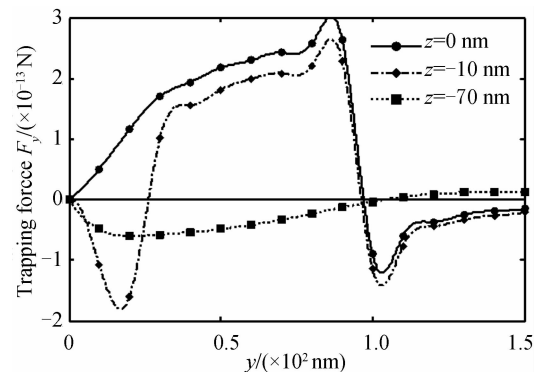


图4 微粒沿 z 轴在不同位置的 y 向光阱力分布曲线
Fig. 4 Trapping force along y -axis direction acting on the particle at different height above the aperture plane

图5为相同微粒在光场中沿 z 轴在不同位置的 x 向光阱力分布曲线.该分布曲线与远场光镊横向光阱力的分布曲线类似,与实际情况符合.图中纵坐标为 x 向光阱力,横坐标为偏离探针轴线的距离.可以看出,在锥形镀膜光纤探针的近场光场中, x 向

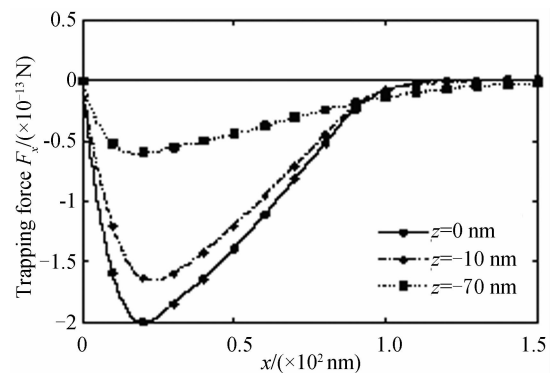


图5 微粒沿 z 轴在不同位置的 x 向光阱力分布曲线
Fig. 5 Trapping force along x -axis direction acting on the particle at different height above the aperture plane

光阱力经历了一个先增大后减小的过程,在 x 向光阱力的作用下微粒始终向探针轴心运动,并最终光束束缚在轴心线上.受入射偏振性的影响,微粒在光场中沿 z 轴在不同位置的 x 向光阱力的平均值比相同情况下 y 向光阱力的平均值要小.从图中还可以看出,由于光场具有对称性,微粒位于轴心时所受的 x 向光阱力的合力为零,且随着与针尖距离的减小, x 向光阱力的最大值增大,其作用范围则随之变小.

由于纳米微粒在近场操作中主要受到重力、光阱力和布朗运动力三种力的作用,因此对这三种力的相对强度进行数量级上的比较可以判断出微粒能否被捕获.由模型中微粒的参数可算出微粒自身重力为 9.8×10^{-20} N,经计算得到光阱力的数量级为 10^{-13} N,可以看到,微粒受到的光阱力要远大于微粒重力.由于纳米微粒在非空气环境中受到的浮力远小于重力,因此可以得出结论,在空气或非空气环境中进行近场操作时光阱力均占主导地位.根据热运动学中的能量均分理论,微粒热运动时各个自由度所包含动能为 $E_k = kT/2$,其中 T 为开氏温度, k 为波尔兹曼常数^[14],室温情况下 E_k 约为 1×10^{-21} J.根据光阱力的大小,计算得到的光阱势能在 1×10^{-21} J 左右.由此可见,室温下布朗运动所产生的运动势能与近场光阱势能处于同一个数量级,适当地调整各种参数可实现不同环境下的近场捕获功能.计算模型仅限于光纤探针尖部小于 $1 \mu\text{m}$ 的区域,经实高约 $200 \mu\text{m}$ 的针尖作用产生的光阱力数量级实际远大于 10^{-13} N,因此,这种近场捕获方案所需的捕获功率($\sim 1.040 \text{ W}/\text{mm}^2$)将大大低于传统光镊所需的捕获功率($\sim 10^5 \text{ W}/\text{mm}^2$).

图 6 为微粒所受光阱力在 $x=0$ 平面和 $y=0$ 平面上的矢量分布情况,其中向量的初始点代表微粒的中心位置,向量的长度和方向表示该位置处光阱力的大小和方向.图 6(a)是 $x=0$ 平面内探针孔附近的近场光阱力垂直指向整个孔平面,而图 6(b)则显示 $y=0$ 平面内探针孔附近的近场光阱力指向孔中心点,因此置于探针孔附近的微粒将沿水平面方向和小孔轴线方向运动.结合纵向和横向光阱力分布属性来看,当直径很小的纳米微粒置于离探针出射孔非常近的 y 向孔径边缘区域时,它在光阱力的作用下将被捕获至孔径边缘处,而当微粒置于针尖近场的其他区域时,它将向探针轴线运动,并最终被捕获到针尖中心表面处.对于直径较大的纳米微粒它将始终向探针轴线运动,并最终捕获至针尖中心表面.

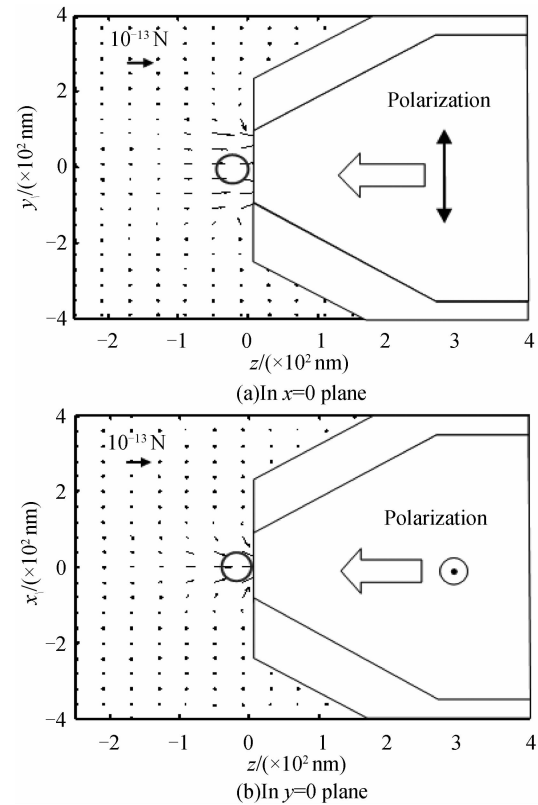


图 6 微粒所受光阱力在纵截面上的矢量分布情况
Fig. 6 Distributions of force in vector form acting on particle

3 光纤探针型近场光镊系统设计

理论研究表明,利用近场光纤探针的场增强效应可以克服外界干扰力(如重力和布朗运动力),实现纳米微粒的稳定操作,但该方法至今还仅限于理论上的数值模拟.本文首次设计了光纤探针型近场光镊的纳米操作系统,如图 7.实验系统中显微镜是重要的装置,它不仅提供了显微观测手段,而且在操作过程中也起着重要作用.对于几十纳米大小的微粒,其尺寸超出了光学显微镜的分辨极限,为判断纳米微粒的空间位置可将其进行荧光处理以获得额外信息.因此,本系统选用激光扫描共聚焦荧光显微镜来对纳米操作过程进行实时动态观测,根据荧光光点位置来判断纳米操作情况.为增强系统的可靠性,

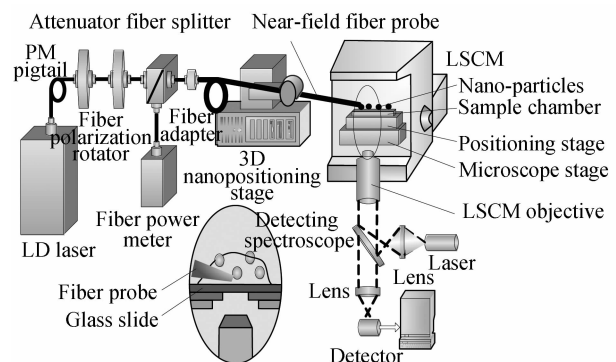


图 7 光纤探针型近场光镊实验系统示意图
Fig. 7 Schematic diagram of the experimental setup for trapping particles in near-field optical tweezers

在光源保偏尾纤后加法兰可调光衰减器,通过调节驱动源电流和功率衰减器来调节功率,输出的保偏激光经光纤偏振旋转器来调整偏振方向,随后由光纤分路器分出一束激光给光纤功率计作功率监测,另一束通过光纤适配器直接与近场光纤探针连接.这种全光纤的低损耗耦合光路避免了空间光路耦合器件的使用并能很好地与近场光纤探针相匹配,光路良好的传输性能大大增强纳米操作的稳定性.

利用该操作系统可以对胶体中的纳米微粒进行组装排布,最终在基底上形成有序结构.此外,应用该操作系统还可以实现微小力的测量.在相对静止的液体环境中,在离样品池底固定高度处用近场光镊操作系统捕获一个微粒后,通过三维调整台控制样品池在水平面上产生一个定向运动.刚开始控制样品池以较小速度运动,微粒在近场光阱中处于被捕获状态,之后逐步加大样品池的运动速度,直到微粒从近场光阱中逃逸出去,此时样品池速度所达到的某临界值即为微粒逃逸速度.根据 Stokes 公式可得, $F=6\pi\eta rv$, 其中, v 为微粒与流体的相对运动速度, r 为微粒半径, η 为流体粘滞系数^[15]. 计算得到的 F 即为近场光镊系统的最大捕获力,此时的光阱力称为逃逸阱力,是描述近场光学捕获性能的重要参量之一.近场光镊突破了衍射极限,可捕获纳米量级微粒,如果得以实现,则在纳米技术领域为生物、化学、物理等方面增加了一个精密度更高的操作工具.目前实验系统正在搭建中,实验结果将另文发表.

4 结论

针对近场光镊的光阱力计算,根据动量守恒原理,结合麦克斯韦应力张量方程和三维时域有限差分法建立了新的近场光阱力计算模型.该模型综合考虑了探针与材料表面的电磁场和相互作用力,忽略了表面散射场的影响,因此适合于计算微粒尺寸远小于光波长的情况.通过对光纤探针型近场光镊中纳米微粒所受光阱力在纵向和横向上的分布情况的模拟验证了该模型,并分析了光纤探针尖端的捕获尺寸、捕获位置和操作稳定性.结果表明,只有当微粒尺寸小于探针孔径时才存在捕获效果,并且随初始位置的不同,微粒将被捕获至孔径边缘或针尖中心表面.实际中由于单模光纤存在随环境温度和应力变化的双折射现象,光波在光纤中传输时其偏振态可能会发生随机变化,此时当纳米微粒置于离

探针出射孔非常近的任意孔径边缘区域时,它将被捕获至孔径边缘处,而当置于其他区域时,它将被捕获至针尖中心表面处.基于计算结果设计了适于宽范围纳米操作的光纤探针型近场光镊系统,该系统可以方便地调整光阱位置和强度,能大大提高近场光镊的捕获效率,为后续的试验研究打下了良好的基础.

参考文献

- [1] JURGEN H G, HUISSTEDE, SUBRAMANIAM V, *et al.* Combining optical tweezers and scanning probe microscopy to study DNA-protein interactions[J]. *Microscopy Research and Technique*, 2007, **70**(1): 26-33.
- [2] RADKO I P, VOLKOV V S, BEERMANN J, *et al.* Plasmonic metasurfaces for waveguiding and field enhancement[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2009, **3**(6): 575-590.
- [3] HU Z H, WANG J, LIANG J W. Manipulation of yeast cells by a tapered fiber probe and measurement of optical trapping force [J]. *Journal of the Korean Physical Society*, 2005, **47**(1): S9-S12.
- [4] ZHANG G P, ZHU Z R, LI Y P, *et al.* Numerical analysis of near-field optical trapping using tapered fiber probe [C]. *SPIE*, 2000, **4082**: 321-328.
- [5] LIU Xiu-mei, WANG Jia. Characterization of near-field distribution of optical fiber probe by FDTD[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **21**(10): 1234-1238.
刘秀梅, 王佳. 用时域有限差分法研究光纤微探针近场分布特性[J]. *光学学报*, 2001, **21**(10): 1234-1238.
- [6] TANAKA M, TANAKA K. Simulation of near field optical manipulator by boundary element method-aperture-probe coated with metal [J]. *Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics)*, 2000, **83**(9): 32-41.
- [7] VESPERINAS M N, CHAUMET P C, RAHMANI A. Near-field photonic forces [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 2004, **362**(2): 719-737.
- [8] GU M, KURIAKOSE S, GAN X S. A single beam near-field laser trap for optical stretching, folding and rotation of erythrocytes[J]. *Optics Express*, 2007, **15**(3): 1369-1375.
- [9] REECE P J, CHÁVEZ V G, DHOLAKIA K. Near-field optical micromanipulation with cavity enhanced evanescent waves[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **88**(22): 1116-1118.
- [10] NEUMAN K C, BLOCK S M. Optical trapping[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2004, **75**(9): 2787-2809.
- [11] 葛德彪, 闫玉波. 电磁波时域有限差分方法[M]. 2 版. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2002: 232.
- [12] TAFLOVE A. Computational electrodynamics: the finite difference time domain method[M]. 2nd ed. Norwood: Artech House Press, 2000: 156.
- [13] TAFLOVE A, HAGNESS S C. Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method [M]. 3rd ed. Norwood: Artech House Press, 2005: 161.
- [14] LIU B H, YANG L J, WANG Y. Optical trapping force combining an optical fiber probe and an AFM metallic probe [J]. *Optics Express*, 2011, **19**(4): 3703-3714.
- [15] LIU Z H, GUO C K, YANG J, *et al.* Tapered fiber optical tweezers for microscopic particle trapping: fabrication and application[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(25): 12510-12511

Nano-manipulation of Near-field Optical Tweezers Using a Fiber Probe

LIU Bing-hui^{1,2}, YANG Li-jun², WANG Yang², YUAN Ju-long¹

(1 *School of Mechanical Engineering, Zhejiang University of Technology, Hangzhou 310000, China*)

(2 *School of Mechatronics Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

Abstract: In order to reveal the near-field distribution of electromagnetic field and the axial distribution of trapping force acting on nano-particles located in near-field optical tweezers, and to explore the trapping size, trapping location and trapping stability, the direct calculations of Maxwell stress tensor were solved numerically by using three-dimensional finite difference time domain method without the limitation of dipole approximation. Calculations show that the particle with radius larger than the aperture is pushed away from the tapered metal-coated fiber probe, while it tends to be trapped in larger effective region as the radius becoming smaller. The near-field optical probe can trap and manipulate a nano-particle with tens of nanometres diameter to different positions with different distance from the probe tip. Results of the calculations are found to be helpful for the design and manufacturing of near-field optical tweezers system.

Key words: Near-field optical tweezers; Fiber probe; Trapping force; 3D FDTD; Nano-manipulation