

亚微米局域空心光束的产生及其在单原子囚禁与冷却中的应用理论研究

任瑞敏 尹亚玲 王志章 郭超修 印建平

Theoretical research on the generation of a submicron localized hollow beam and its applications in the trapping and cooling of a single atom

Ren Rui-Min Yin Ya-Ling Wang Zhi-Zhang Guo Chao-Xiu Yin Jian-Ping

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 114101 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.114101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.114101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非相干照明条件下的 ptychographic iterative engine 成像技术

[Ptychographic iterative engine with the incoherent illumination](#)

物理学报.2015, 64(24): 244201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.244201>

高斯光束在双层云中传输的蒙特卡罗模拟

[Transportation of Gaussian light beam in two-layer clouds by Monte Carlo simulation](#)

物理学报.2015, 64(18): 184204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184204>

金属粒子阵列共振的偏振特性

[Polarization characteristics of the lattice resonance of metal nanoparticle array](#)

物理学报.2015, 64(16): 164202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164202>

Bessel 光束经椭圆环形孔径后的衍射光场

[Diffraction optical field of the Bessel beam through elliptical annular aperture](#)

物理学报.2015, 64(12): 124201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124201>

大散射角散斑场中有关相位奇异新特性的研究

[New features of the speckle phase singularity produced in large angle scattering](#)

物理学报.2015, 64(8): 084210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.084210>

亚微米局域空心光束的产生及其在单原子囚禁与冷却中的应用理论研究*

任瑞敏 尹亚玲[†] 王志章 郭超修 印建平

(华东师范大学物理学系, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

(2016年1月8日收到; 2016年2月16日收到修改稿)

提出了一种采用单模光纤、环形二元相位板和微透镜组成的光束整形系统产生亚微米局域空心光束的方案. 根据瑞利-索莫菲衍射积分公式, 数值计算了微透镜焦平面附近的场分布, 详细研究了空心光束的暗斑尺寸与单模光纤模场半径和微透镜焦距的关系. 数值计算结果表明: 在微透镜焦平面附近光场分布近似对称, 在焦点处场强近似为零, 周围场强逐渐增大, 形成半径约为 $0.4\ \mu\text{m}$ 的三维封闭的球形空心光场区域, 即亚微米局域空心光束. 当局域空心光束为蓝失谐时, 光场中的原子将被囚禁在光场最弱处. 若加上抽运光, 原子将受到蓝失谐局域空心光束与抽运光共同激发的强度梯度Sisyphus冷却. 本文利用该方案产生的亚微米局域空心光束构建单原子的囚禁与冷却器件, 并以单个 ^{87}Rb 原子为例, 利用Mont-Carlo方法研究亚微米局域空心光束中单原子囚禁与强度梯度冷却的动力学过程, 结果表明利用该器件可以获得温度在 $5.8\ \mu\text{K}$ 量级的超冷单原子.

关键词: 亚微米, 局域空心光束, 单原子, 强度梯度冷却**PACS:** 41.85.Ct, 42.25.Fx, 37.10.De**DOI:** 10.7498/aps.65.114101

1 引言

近二十多年来, 随着激光技术的发展和应用领域的拓展, 研究者在理论或实验上产生了一种中心光强为零的新颖激光束, 如拉盖尔-高斯光束、高阶贝塞尔光束、面包圈形空心光束、 LP_{01} 模输出空心光束等, 这种新颖的光束被称之为空心光束^[1]. 因为空心光束具有很多新颖独特的物理性质, 如桶状强度分布、很小的暗斑尺寸、无加热效应、传播不变性、具有自旋和轨道角动量等, 所以空心光束可以作为光学导管、光钳和光扳手等工具对微观粒子(如原子分子、微/纳米粒子和生物细胞等)进行精确、无接触操纵和控制. 空心光束在原子光学、生物医学、全息光学、量子信息等方面有着广泛的应用前景^[2]. 正是因为空心光束的这些独特性质及其应用潜力, 吸引了大批科研工作者的关注. 自

从20世纪90年代起, 科学家们提出了多种产生空心光束的方法, 如几何光学法^[3]、模式转换法^[4]、光学全息法^[5]、计算全息法^[6]、横模选择法^[7]、中空光纤法^[8]、非线性方法^[9,10]、超表面整形法^[11]等. 在这些方法产生的空心光束中, 有一类性质更加特殊的空心光束引起了人们的特别关注, 这类空心光束在空间为中心极小甚至为零、周围为高强度的三维封闭区域, 我们称这种激光束为局域空心光束(localized hollow beam, LHB). 目前, 产生LHB的方法主要有: 相位调制法^[12-15]、基于高斯光束和拉盖尔-高斯光束的干涉法^[16]、采用特殊抽运光束和限制孔径的端面抽运固体激光器法^[17]、径向偏振光束照射光学元件产生轴向阵列的LHB法^[18]、交错型光子筛产生LHB的方法^[19]等. 如果采用蓝失谐的LHB构建原子光学囚禁系统, 则能够较轻易地把原子囚禁在中心暗中空区域内. 由于蓝失谐

* 国家自然科学基金(批准号: 11274114)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: lylin@phy.ecnu.edu.cn

的LHB 轴向光强极低, 由光吸收导致的轴向光色散力非常小, 囚禁效果可望更好. 另外辐射囚禁损耗低, 内态能级光位移最小, 光子散射速率低, 原子密度高, 同时还伴有强度梯度冷却机制. 若将LHB 作为光镊, 可以解决高斯光束的光学损伤问题. 从尺寸角度分析, 亚微米尺寸的LHB 具有更小的囚禁区域, 更高的光场强度梯度. 近年来, 关于单原子的激光冷却与囚禁以及应用受到广泛关注. 单原子系统不仅可以用来研究一系列的基础物理问题, 还可以用于量子信息、测量以及单原子计数^[20,21]. 单原子是一个典型的量子系统, 是量子比特的自然候选. 冷的单原子还可以用于冷碰撞和多体系统的单粒子操控研究. 尽管实验上实现单原子的激光与囚禁存在困难, 但是关于单原子的制备在理论上和实验上都有进展. 通常, 冷的或者超冷单原子可以通过腔冷却^[22,23]、拉曼边带冷却^[24]、反馈冷却^[25]、强度梯度冷却^[26]等技术来制备, 也可以直接从玻色-爱因斯坦凝聚体中提取^[27]. 但以上方案产生的单原子囚禁势阱尺寸相对较大, 是原子尺寸的上万倍, 会对单原子的探测与后续应用增加困难. 本文提出了一种更加简单实用的理论方案, 即单模光纤激发输出的基模光通过环形二元相位板和高数值孔径透镜组成的光束整形系统产生亚微米尺寸的LHB. 根据标量瑞利-索莫菲衍射理论, 本文在理论上详细研究了产生的LHB 在自由空间的强度分布、几何参数与光学参数的关系, 并将产生的LHB 用于单原子的囚禁以及强度梯度冷却, 利用Mont-Carlo方法模拟了单个⁸⁷Rb 原子在蓝失谐的亚微米LHB 中运动的动力学过程, 获得了温度为5.8 μ K 的超冷单⁸⁷Rb 原子.

2 亚微米局域空心光束的产生方案

我们提出的产生亚微米LHB 的方案如图1所示. 图1(a)是由单模光纤、环形二元相位板和薄微透镜组成的亚微米LHB 光束产生装置, 一束高斯光束经过透镜聚焦后耦合进入到单模光纤中并激发出单模光纤的基模, 单模光纤末端面输出的基模光经过紧贴在末端的环形二元相位板与薄微透镜组合的光束整形系统, 在微透镜焦平面附近被整形为亚微米尺寸的LHB. 图1(b)和图1(c)分别是图1(a)中所用单模光纤和环形二元相位板的空

间结构分布. 单模光纤是指给定波长的情况下, 每个偏振方向上只支持一个传播模式的光纤. 单模光纤通常具有直径只有几个微米的很小的纤芯, 因此传输的光场模式直径也只有几个微米. 单模光纤纤芯和包层之间的折射率很小, 通常纤芯的折射率要比敷层的折射率稍大, 其内层为纤芯, 折射率为 n_1 , 半径为 r ; 纤芯外层是均匀分布的折射率为 n_2 的敷层(如图1(b)所示). 单模光纤的特殊性质使光纤输出端的横向强度分布是固定的, 与入射光的入射条件及空间性质都没有关系. 我们假设包层模式不会到达出射端口, 入射条件只会影响入射光耦合到导模中的效率. 图1(c)所示的环形二元相位板的中心圆盘半径为 b , 对应的光场相位为 π , 相邻圆环半径为 a , 对应的光场相位为0. 两圆环之间存在着一个精确的相位差 π , 因此光束在通过这一相位板时, 通过内外两环的光到达微透镜焦平面和光轴交点处将发生相消干涉, 这样就在光场中心形成了暗斑. 在微透镜焦平面的其他位置, 由于失去了空间对称性, 所以通过两环的光场不会完全相互抵消, 不能形成暗斑, 从而在透镜焦点附近得到局部光强为零的LHB.

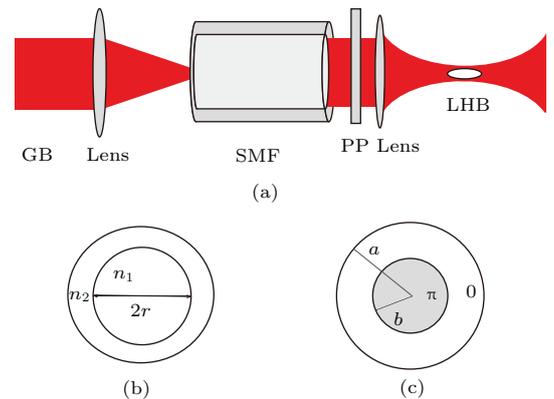


图1 (a) 单模光纤、环形二元相位板和微透镜构成的整形系统产生亚微米LHB 的原理图, 其中GB 表示高斯光束, SMF 表示单模光纤, PP 表示环形二元相位板; (b) 单模光纤的基本空间结构; (c) 环形二元相位板空间相位分布
Fig. 1. (a) The schematic diagram of generating a submicron localized hollow beam with a beam-shaping system composed of a single mode fiber, a circle binary phase plate and a microlens, GB denotes Gaussian beam, SMF denotes single mode fiber, and PP denotes circle binary phase plate; (b) the basic structure of single mode fiber; (c) the phase distribution of circle binary phase plate.

根据文献^[28]可知折射率均匀的阶跃型单模光纤在一定工作波长时, 光纤工作模式为基模 HE_{11} . 计算结果显示基模 HE_{11} 的电磁场分布为高

斯分布, 并且电场分布主要集中在纤芯区域, 而电场分布与磁场分布非常相似, 电场振幅近似为磁场振幅的 250 倍. 根据时间平均 Poynting 矢量的定义, 数值计算的单模光纤中基模 HE₁₁ 的径向强度分布是一高斯分布. 我们假设单模光纤的末端端面处轴向坐标为 $z = 0$, 那么基模 HE₁₁ 的二维复振幅在柱坐标系中可以写成

$$U_0(r_0, \theta, 0) = A e^{-(r_0^2/w^2)}, \quad (1)$$

其中 A 是复振幅系数, w 为单模光纤输出基模光的模场半径. 光场通过微透镜时, 我们设微透镜很薄, 只考虑微透镜对光场相位的调制, 忽略其对光场强度的改变, 那么薄微透镜的相位延迟因子可以近似表示为

$$t_f(r_0, \theta, 0) = e^{(-ikr_0^2/2f)}, \quad (2)$$

其中 f 是微透镜的焦距, $k = 2\pi/\lambda$ 是光场波矢.

根据空间分布特性, 我们所采用的环形二元相位板的相位延迟因子为

$$t_{pp}(r_0, \theta, 0) = \begin{cases} e^{i\pi}, & 0 < r_0 < b \\ 1, & b < r_0 < a \end{cases}. \quad (3)$$

理论上, 要适当选取 a 和 b 的大小, 使其满足如下条件 [15]:

$$b = w \sqrt{-\ln \left\{ \frac{1}{2} [1 + e^{(-a^2/w^2)}] \right\}}, \quad (4)$$

才能由于相消干涉, 在微透镜的焦平面附近得到中心强度为零的三维封闭的 LHB.

根据瑞利-索莫菲衍射积分, 通过环形二元相位板和微透镜后的衍射光场复振幅分布可以写成

$$\begin{aligned} U(r, \theta, z) &= \frac{z}{2\pi} \int_0^r \int_0^{2\pi} U_0(r_0, \theta, 0) t_f t_{pp} \\ &\quad \times \frac{e^{ik\rho}}{\rho^2} \left(\frac{1}{\rho} - ik \right) r_0 dr_0 d\theta_0, \end{aligned} \quad (5)$$

其中, $\rho = \sqrt{z^2 + r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\theta - \theta_0)}$.

将 (1), (2), (3) 式代入 (5) 式中, 得到衍射光场复振幅分布为

$$\begin{aligned} U(r, \theta, z) &= \frac{z}{2\pi} \int_0^b \int_0^{2\pi} A e^{-r_0^2/w^2} e^{(-ikr_0^2/(2f))} e^{i\pi} \\ &\quad \times \frac{e^{ik\rho}}{\rho^2} \left(\frac{1}{\rho} - ik \right) r_0 dr_0 d\theta_0 \end{aligned}$$

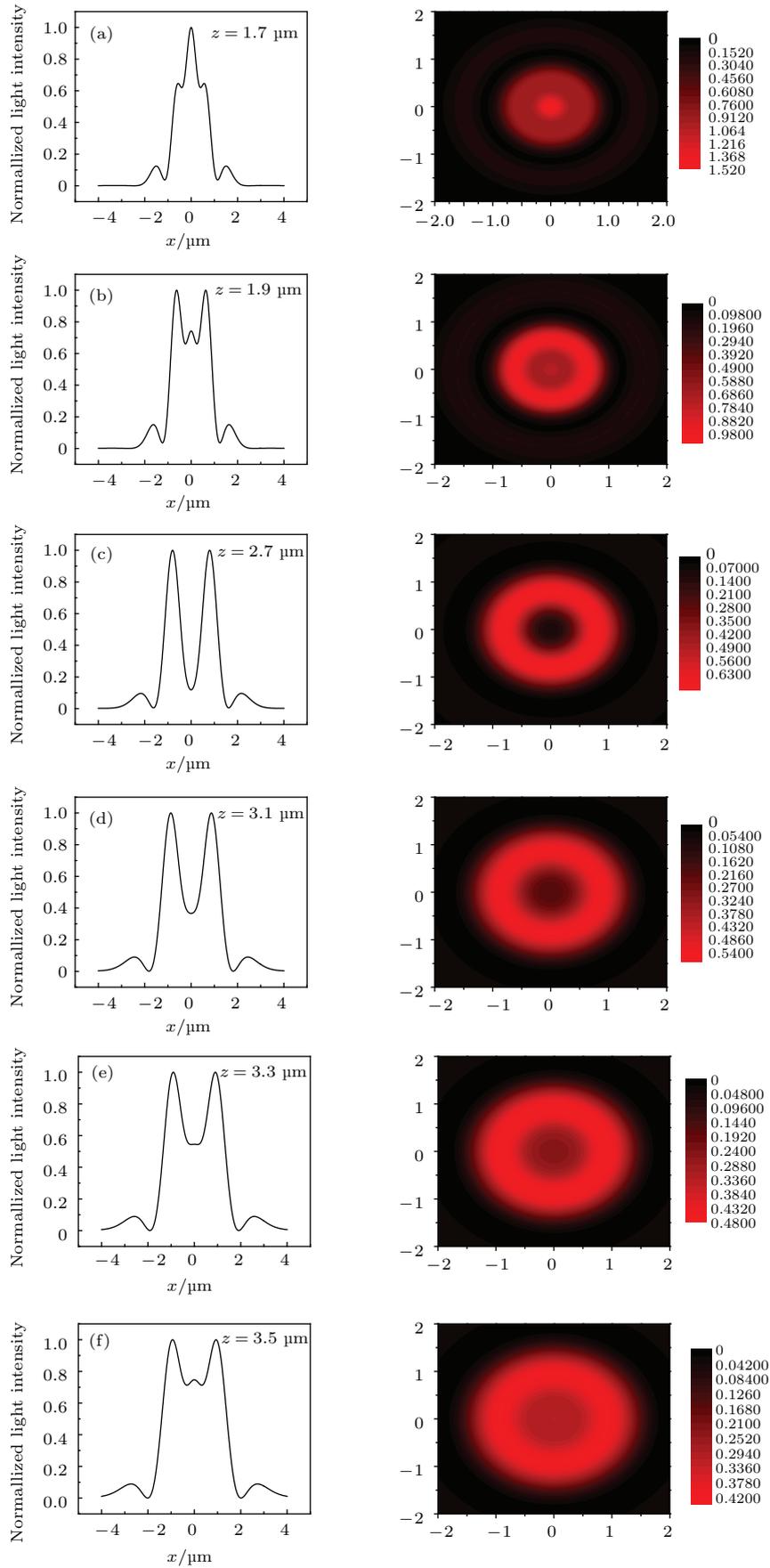
$$\begin{aligned} &+ \frac{z}{2\pi} \int_b^a \int_0^{2\pi} A e^{-r_0^2/w^2} e^{(-ikr_0^2/(2f))} \\ &\quad \times \frac{e^{ik\rho}}{\rho^2} \left(\frac{1}{\rho} - ik \right) r_0 dr_0 d\theta_0 \\ &+ \frac{z}{2\pi} \int_a^\infty \int_0^{2\pi} A e^{-\frac{r_0^2}{w^2}} e^{(-ikr_0^2/(2f))} \\ &\quad \times \frac{e^{ik\rho}}{\rho^2} \left(\frac{1}{\rho} - ik \right) r_0 dr_0 d\theta_0. \end{aligned} \quad (6)$$

根据定义我们可以计算出微透镜后任意位置 z 处垂直于传播方向的平面上的光场强度 $I(r, \theta, z)$ 为

$$I(r, \theta, z) = |U(r, \theta, z)|^2. \quad (7)$$

3 数值计算结果分析与讨论

根据以上理论分析, 单模光纤末端的出射光在经过环形二元相位板和微透镜共同调制后, 其在传播位置 z 处的光场强度分布可以由表达式 (7) 计算出来. 在数值计算时, 我们选择的单模光纤波长 $\lambda = 780 \text{ nm}$, 单模光纤的模场半径 $w = 2 \text{ }\mu\text{m}$, 相位板外圆环半径 $a = 5/3 \text{ }\mu\text{m}$, 微透镜的焦距 $f = 2.7 \text{ }\mu\text{m}$. 微透镜的空间尺寸非常小, 这是为满足光学系统日渐小型化和集成化的需求. 现在的加工技术可以制作出直径为毫米、微米甚至纳米量级的微透镜. 目前制作微透镜的方法有离子交换法 [29]、光敏玻璃热成型法 [30]、光刻胶热熔法 [31]、聚焦离子束刻蚀与沉积法等 [32,33]. 根据表达式 (7), 我们利用以上参数数值计算出微透镜焦平面附近的不同传输距离 z 处的垂直于传输方向的平面上的二维及二维归一化光场强度分布, 如图 2 所示. 图 2(a)–(h) 的图形是整形后的光束在自由空间不同传输距离 z 处光束的一维横向光场强度分布, 它们各自右边的图形分别表示相应不同距离 z 处光束的二维横向光场强度分布. 从图 2 可以看出, 经过整形后的光在传输距离 $z = 1.7 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 由于相位板和微透镜的相位调制作用, 其中心光场强度分布开始发生变化. 随着传输距离的增加, 基模输出光的中心逐渐下陷, 强度慢慢减小, 当传输距离增加到微透镜焦点 $z = f = 2.7 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 光场中心光场强度锐减为零, 光场由高斯分布彻底转化为空心分布. 然后随着传输距离 z 的继续增加, 光场中心光场强度又逐渐上抬, 慢慢增大, 传输距离 z 接近 $3.9 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 光束已向高斯分布演变, 这样就形成了中心光



(continued)

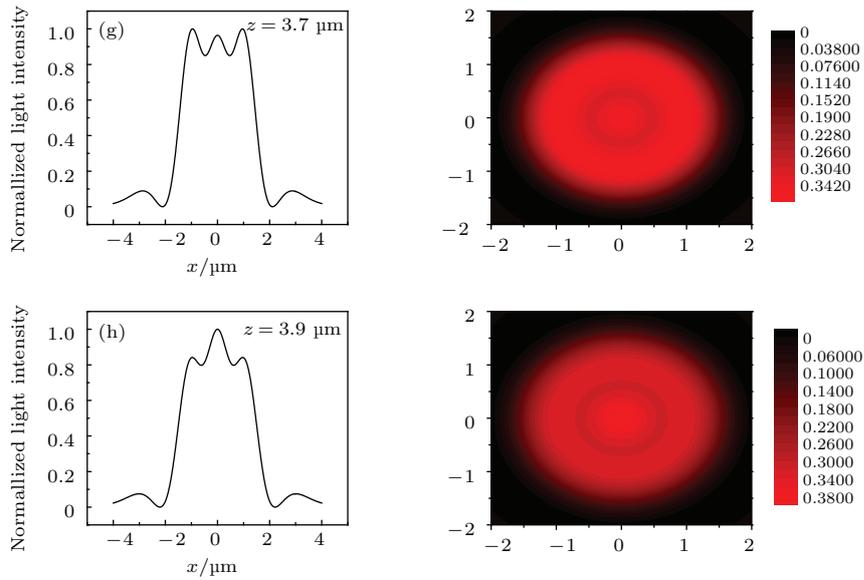


图2 (网刊彩色) 单模光纤末端出射光经过相位板和透镜整形得到的LHB在不同传输距离 z 处的归一化一维及二维光场强度分布

Fig. 2. (color online) The normalized intensity distributions of LHB after the beam-shaping system of single fiber, phase plate and lens.

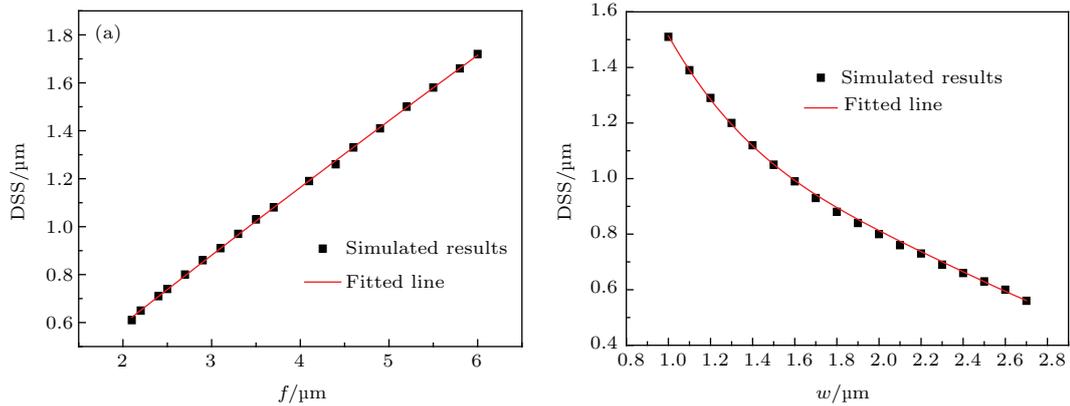


图3 (a)和(b)分别是LHB的DSS随透镜焦距和光纤模场半径的变化

Fig. 3. The DSS of LHB versus both (a) the lens focal length f and (b) the fiber mode waist radius w .

场强度极小甚至为零, 周围光强极高的三维空间封闭的LHB. 这种演变的过程通过各个不同位置处的二维横向光场强度分布进一步加以验证. 通过计算我们发现在焦平面附近形成的LHB近似对称. 当定义暗斑尺寸(DSS)为空心光束暗区域光场强度分布的半高全宽时, 处在透镜焦点 f 处LHB的横向DSS与纵向DSS都大约为 $0.8 \mu\text{m}$, 属于亚微米量级. 根据数值计算数据分析可知, 我们的方案得到了尺寸在亚微米量级近似球形的LHB.

为了详细研究该方案产生的LHB的空间尺寸与系统参数的关系, 我们具体讨论了光纤模场半径和微透镜焦距对微透镜焦平面处LHB的DSS尺寸大小的影响, 数值计算结果如图3所示. 图3(a)

是保持基模输出光束模场半径 $w = 2 \mu\text{m}$ 不变, 不断改变微透镜的焦距 f 大小, 然后得到LHB的暗斑DSS的大小与焦距 f 的关系, 图中实心点是数值计算结果, 红线是拟合结果. 从图中可以看出, DSS大小与焦距 f 大小成正相关, 焦距 f 越小得到的DSS也越小; 当焦距 f 从 $2.1 \mu\text{m}$ 增加到 $6.0 \mu\text{m}$ 时, DSS则从 $0.65 \mu\text{m}$ 增加到 $1.72 \mu\text{m}$, 即焦距 f 增加近三倍, DSS也近似增加三倍. 图3(b)是保持微透镜焦距 $f = 2.7 \mu\text{m}$ 不变, 通过改变束腰半径 w 的大小得到的关于LHB的DSS与束腰半径 w 的关系, 图中实心点是数值计算结果, 红线是拟合的结果. 可以看出DSS与束腰半径 w 是反相关的, DSS随束腰半径 w 的增大反而减小, 入射高斯光束束

腰半径 w 从 $1 \mu\text{m}$ 增加到 $2.7 \mu\text{m}$ 的过程中, DSS 从 $1.51 \mu\text{m}$ 减小到 $0.56 \mu\text{m}$. 通过上面的数值计算结果分析可知, 通过控制透镜焦距 f 和基模输出模场半径 w 的大小, 能产生很小的接近衍射极限的亚微米尺寸的 LHB.

4 亚微米蓝失谐局域空心光束中单原子强度梯度冷却可行性分析与讨论

2015年, 我们提出采用蓝失谐的 LHB 实现单原子的囚禁以及强度梯度冷却的方案, 并以单个 ^{87}Rb 原子为例, 通过 Monte-Carlo 模拟研究了 LHB 中单原子强度梯度冷却的动力学过程^[26]. 研究结果表明, 标准磁光阱 (MOT) 中温度为 $120 \mu\text{K}$ 的单个 ^{87}Rb 原子可以被蓝失谐的 LHB 直接囚禁并冷却到 $4.64 \mu\text{K}$. 在这个方案中, 蓝失谐的 LHB 横向暗斑半径为 $w_{r\text{LHB}} = 8 \mu\text{m}$, 纵向暗斑半径为 $w_{z\text{LHB}} = 36 \mu\text{m}$, 相应的囚禁部分体积为 $V_{\text{LHB}} = 9.65 \times 10^{-15} \text{m}^3$. 由此可知, 该方案中使用的 LHB 空间尺寸在微米量级, 比原子尺寸至少大 4 个量级, 给后续单原子系统的集成以及应用带来困难. 因此, 本文提出用更小尺寸的 LHB 来实现超冷单原子的制备. 我们将上述基于单模光纤、环形二元相位板及微透镜系统得到的亚微米 LHB 的频率调到与原子的能级跃迁为蓝失谐时, 单原子将被囚禁在亚微米尺寸范围之内, 同时伴有强度梯度 Sisyphus 冷却过程.

基于亚微米尺寸的蓝失谐 LHB 的单原子囚禁与冷却方案如图 4 所示: 经过单模光纤和环形二元相位板以及微透镜产生的亚微米 LHB 沿着光轴传播, 并与一个标准的原子 MOT 的中心重合. 一束弱的抽运光沿着光轴与 LHB 相反方向传输, 且与原子 MOT 的中心重合. 当 LHB 的频率与原子的跃迁频率相比为蓝失谐时, 处于 LHB 中的原子将受到光场的指向 LHB 中心零场位置的近共振偶极力的作用. 在这个力的作用下, 原子往 LHB 中心运动. 当原子的动能小于 LHB 的深度, 单原子将被囚禁在该蓝失谐 LHB 中. 将单原子从 MOT 中装载到 LHB 中可以采用与文献^[32]中相同的技术, 首先将 MOT 关闭, 然后打开 LHB, 原子将被囚禁在该 LHB 中. 然后再打开 MOT 光, 用显微物镜收集由 MOT 光激发出的囚禁原子的荧光. 根据荧光信号的跳变来判断 LHB 是否囚禁住单个原子. 一旦光

子计数率超过一定的阈值, 就表明单原子被囚禁了, 此时关闭 MOT 光. 当 MOT 光作用在囚禁的原子上时, 存在碰撞阻碍力学机理, 当两个或者更多的原子进入局域空心光阱时, 它们将相互碰撞并离开光阱, 所以局域空心光阱中只能抓住一个原子或者一个都没有^[34]. 单原子被囚禁之后, 将受到蓝失谐 LHB 与抽运光共同激发的强度梯度 Sisyphus 冷却, 从而可以获得温度在 μK 量级的超冷单原子.

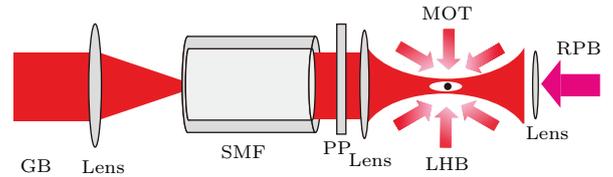


图 4 (网刊彩色) 蓝失谐亚微米 LHB 中单原子的囚禁与冷却方案示意图

Fig. 4. (color online) Schematic diagram of Single atom trapping and cooling in the blue-detuned micro LHB.

以上方案产生的亚微米蓝失谐 LHB 的暗斑半径为 $w_{r\text{LHB}} = 1/2$, DSS = $0.4 \mu\text{m}$, 相应的囚禁部分体积为 $V_{\text{LHB}} = 6.4 \times 10^{-20} \text{m}^3$, 与之前的 LHB 相比, 亚微米 LHB 的囚禁部分体积缩小近五个量级. 由于 LHB 的空间尺寸缩小, 那么在同样大小的光场强度下, 单原子在亚微米 LHB 中所受到的光场强度梯度力大于之前的 LHB. 当光场强度 $I_s = 1.6 \times 10^6 \text{W/m}^2$, $\delta/2\pi = 0.9 \text{GHz}$ 时, $|1, n\rangle$ 态与 $|2, n\rangle$ 态对应的阱深分别为约为 1.6mK 和 0.186mK , 这两个态的阱深均大于 MOT 的温度, 因此该蓝失谐的局域空心光阱可以囚禁住与 MOT 同温度 ($120 \mu\text{K}$) 的单个 ^{87}Rb 原子. 冷却之后的单原子被囚禁在蓝失谐的 LHB 中, 由于 LHB 的尺寸在亚微米量级, 所以单原子的活动范围就在亚微米量级, 这为单原子的精确控制提供了便利, 同时也有利于单原子的后续集成应用, 比如量子计算机的实现、基于单原子冷碰撞的研究等.

蓝失谐的 LHB 中的单原子的强度梯度 Sisyphus 冷却机制具体可简单描述如下^[26]: 以三能级碱金属 ^{87}Rb 原子为例, 当单个 ^{87}Rb 原子囚禁在蓝失谐的 LHB 中, ^{87}Rb 原子的三个能级 ($5S_{1/2}$, $F = 2$), ($5S_{1/2}$, $F = 3$) 和 $5P_{3/2}$ 分别转化为三个缀饰态能级 $|1, n\rangle$, $|2, n\rangle$ 和 $|3, n\rangle$, 对应的光学势分别为

$$U_1(x, y, z) = \frac{\hbar\Gamma^2 I(x, y, z)}{12\delta I_s}, \quad (8)$$

$$U_2(x, y, z) = \frac{\hbar\Gamma^2 I(x, y, z)}{12(\delta + \delta_{\text{hfs}})I_s}, \quad (9)$$

$$U_3(x, y, z) = -U_1(x, y, z) - U_2(x, y, z), \quad (10)$$

这里 δ_{hfs} 两个基态能级的分裂, I_s 和 Γ 分别是原子的饱和光强和自然线宽. 对于 ^{87}Rb 原子, $|1, n\rangle$ 态的光学势 $U_1(x, y, z)$ 大于 $|2, n\rangle$ 态的光学势 $U_2(x, y, z)$, 这是有效 Sisyphus 冷却需要的条件. 在蓝失谐 LHB 中, 处于 $|1, n\rangle$ 和 $|2, n\rangle$ 态的单原子被光场的偶极力排斥到光场强度最小的位置, 这时单原子将被囚禁; 然而, 处于 $|3, n\rangle$ 态的单原子却被偶极力吸引到光场强度最大的位置, 由于在光场最大的区域存在很大的自发散射速率, 该处的原子可能会丢失. 我们把单原子从囚禁态 $|1, n\rangle$ (或者 $|2, n\rangle$) 向非囚禁态 $|3, n\rangle$ 转变的过程定义为非绝热过渡, 在我们的模拟参数条件下, 总的平均非绝热跃迁很小, 在原子囚禁的过程中可以忽略不计 [35].

在缀饰态原子图像中, 我们给出蓝失谐 LHB 囚禁单原子的定性描述. 缀饰态的能级很容易计算, LHB 偶极阱的光学势就等于原子超精细结构基态和激发态之间的能量差, 处于低缀饰态 $|1, n\rangle$ 的三能级原子被囚禁在 LHB 中后自发衰变到高级缀饰态 $|2, n-1\rangle$, 同时释放出一个光子, 因为处于高级缀饰态的原子活性低于处于低缀饰态的原子, 原子会失去一部分动能, 这部分动能正比于两能态之间的能量变化. 加上一束较弱的抽运激光后, 原子很快被抽运回低缀饰态, 这样就可以形成一个封闭可重复的空心光束诱导的 Sisyphus 冷却循环. 尽管每次循环原子损失的能量很小, 当循环过程重复很多次之后, 原子的冷却效果就会很明显, 在再次抽运过程中, 空心光束光子的吸收和发射光子的反冲会产生一个反冲能, 从而对原子产生微弱的加热效应. 通过 LHB 强度梯度 Sisyphus 冷却和自发辐射加热效应, 被囚禁的单原子可以获得净冷却效果.

以上我们分析了蓝失谐 LHB 诱导的 Sisyphus 冷却机制, 为了验证这一梯度冷却, 我们以单个 ^{87}Rb 原子为例, 用 Mont-Carlo 模拟方法对囚禁的单个 ^{87}Rb 原子的强度梯度冷却过程进行了研究, 模拟结果如图 5 所示. 在 Mont-Carlo 模拟时所取的参数为 LHB 波长为 780 nm, LHB 光场强度 $I_0 = 1.6 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, LHB 失谐为 $\delta/2\pi = 0.9 \text{ GHz}$, 抽运光功率 $RP_0 = 2.19 \mu\text{W}$, 抽运光尺寸 $w_{\text{rRPB}} = 0.2 \mu\text{m}$, 初始温度 $T = 120 \mu\text{K}$

的单原子对应的初始动量为 $30\hbar k$. 图 5(a) 是蓝失谐 LHB 阱中单 ^{87}Rb 原子的 3D 运动轨迹, 由此可知, 尽管原子的运动轨迹杂乱无规律, 却始终在 LHB 势阱范围中, 这表明单 ^{87}Rb 原子确实被囚禁于亚微米蓝失谐 LHB 中. 图 5(b) 是囚禁于蓝失谐 LHB 中的 ^{87}Rb 原子的均方根 (*rms*) 动量随时间的衍化, 时间每变化 1 ms, 原子的位置及动量就被记录一次. 从图 5(b) 中可以很明显地看出刚开始单 ^{87}Rb 原子的 *rms* 动量很快减小, 随着时间的推移, 动量变化率开始慢慢减小, 当冷却时间超过 0.01 s 时, 单 ^{87}Rb 原子的 *rms* 动量在很小的范围内振荡并趋于稳定. 经统计分析, 最终稳定的单 ^{87}Rb 原子动量约为 $6.6\hbar k$, 其所对应的温度约为 $5.8 \mu\text{K}$. 因此, 在亚微米蓝失谐 LHB 中, 我们同样可以实现单原子的强度梯度冷却与囚禁. 根据文献 [26] 可知, 抽运光的尺寸对最终的冷却效果有影响, 其与 LHB 的尺寸存在一个最佳匹配. 由于我们的抽运尺寸的

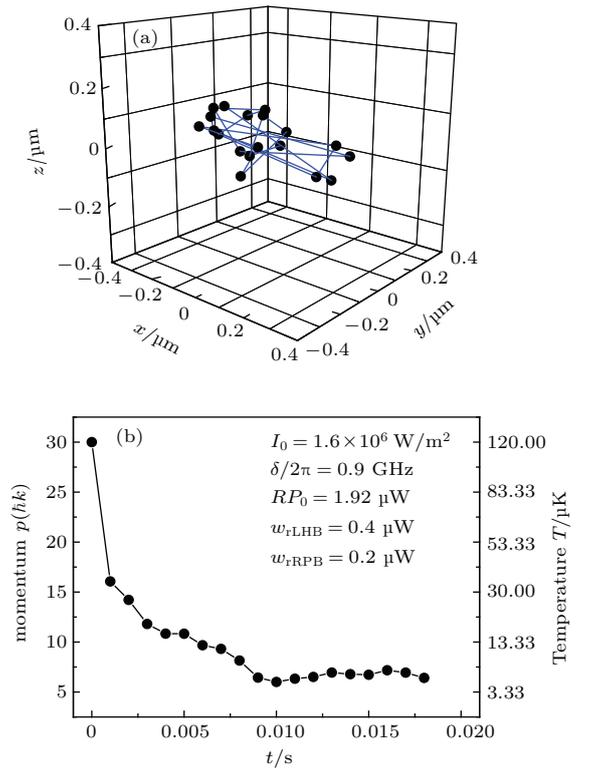


图 5 (a) 单 ^{87}Rb 原子在 LHB 阱中的运动轨迹; (b) 囚禁于蓝失谐 LHB 中的单 ^{87}Rb 原子的均方根动量随时间的演化

Fig. 5. (a) The trajectory of a single ^{87}Rb atom in the blue detuned LHB trap; (b) the time evolution of the *rms* momentum and temperature of a single ^{87}Rb atom trapped in the blue detuned LHB.

大小不能突破衍射极限, 所以抽运光的尺寸与 LHB 之间接近最佳匹配, 从而冷却温度略高于之前的方案, 但是得到的单原子温度也已进入超冷区域, 不影响方案的可行性. 实际上光的相位分布对于光的强度梯度也是有影响的, 对相位进行调制可以产生暗域轴上光强为 0 的局域空心光束, 提高暗域处的光强梯度, 更有利于原子囚禁等的光学微操作 [36].

5 结 论

本文首先提出了一种基于单模光纤的采用环形二元相位板和微透镜组合系统产生亚微米 LHB 的理论方案, 并对亚微米 LHB 在微透镜焦平面附近的场分布进行了详细研究. 根据瑞利-索莫菲衍射理论, 数值计算了 LHB 在不同传播距离上的横向场强分布, 计算结果表明在微透镜焦平面处, 产生的 LHB 的暗斑尺寸 $DSS = 0.8 \mu\text{m}$, 在焦平面两边, LHB 的暗斑尺寸渐变至零, 形成三维封闭中心为空的亚微米光场区域. 研究还发现, 当微透镜焦距 f 增大或者单模光纤模场半径 w 减小时, 该方案产生的 LHB 的 DSS 相应地会减小, 这样就可以通过调控微透镜焦距 f 或者单模光纤模场半径 w 来改变产生的 LHB 的空间尺寸, 便于实际应用的需求. 利用该方案产生的亚微米 LHB 构建了单原子囚禁与冷却光学器件, 根据光与三能级原子相互作用的半经典理论分析了亚微米蓝失谐 LHB 中存在的强度梯度 Sisyphus 冷却机制, 并采用 Mont-Carlo 方法, 以原子 ^{87}Rb 为例, 模拟了单原子在亚微米蓝失谐 LHB 中的 Sisyphus 冷却的动力学过程. 研究发现, 当冷却时间约为 0.01 s 时, 可以将温度为 120 μK 、动量为 $30\hbar k$ 的单原子 ^{87}Rb 冷却到温度约为 5.8 μK 、动量约为 $6.6\hbar k$. 结果表明, 本文提出的方案可以实现超冷单原子的制备与囚禁, 在光物理和原子分子光学等领域中有很重要的应用, 比如基本物理量的测量、量子计算机的实现、基于单原子冷碰撞的研究、单原子激光的实现等. 尤其重要的是, 本文提出的单原子冷却方案还可以实现单个离子或单个分子的激光冷却. 因为该方案为固化且尺寸小, 为 LHB 方案的阵列化 [37] 提供了便利. 理想情况下, 实验可以初始化任意量子态原子的均匀排列, 并对该原子进行阵列重组. 阵列化的单原子可以作为最终实现量子信息处理、量子模拟和量子计

算机 [38] 的一个有效系统.

参考文献

- [1] Yin J P, Gao W J, Zhu Y F 2003 *Prog. Opt.* **44** 119
- [2] Yin J P, Liu N C, Xia Y, Yun M 2004 *Prog. Phys.* **24** 336 (in Chinese) [印建平, 刘南春, 夏勇, 恽旻 2004 物理学进展 **24** 336]
- [3] Ito H, Sakaki K, Jhe W, Ohstu M 1997 *Phys. Rev. A* **56** 712
- [4] Power W L, Allen L, Babiler M 1995 *Phys. Rev. A* **52** 479
- [5] Lee H S, Stewart B W, Choi K, Fenichel H 1994 *Phys. Rev. A* **49** 4922
- [6] Hechenberg N R, McDuff R, Smith C P, White A G 1992 *Opt. Lett.* **17** 221
- [7] Wang X, Littman M G 1993 *Opt. Lett.* **18** 767
- [8] Yin J P, Noh H R, Lee K L, Wang Y Z, Jhe W 1997 *Opt. Commun.* **138** 287
- [9] Mamaev A V, Saffman M, Zozulya A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4544
- [10] Du X L, Yin Y L, Zheng G J, Guo C X, Sun Y, Zhou Z N, Bai S J, Wang H L, Xia Y, Yin J P 2014 *Opt. Commun.* **322** 179
- [11] He Y L, Liu Z X, Liu Y C, Zhou J X, Ke Y G, Luo H L, Wen S C 2015 *Opt. Lett.* **40** 5506
- [12] Zhou Q, Lu J F, Yin J P 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 053701 (in Chinese) [周琦, 陆俊发, 印建平 2015 物理学报 **64** 053701]
- [13] Ma L, Wu F T 2011 *Infrared and Laser Engineering* **40** 1988 (in Chinese) [马亮, 吴锋铁 2011 红外与激光工程 **40** 1988]
- [14] Du T J, Wu F T, W T, Li P, Li D, He X 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 0908001 (in Chinese) [杜团结, 吴锋铁, 王涛, 李攀, 李冬, 何西 2013 光学学报 **33** 0908001]
- [15] Ozeri R, Khaykovich L, Davidson N 1999 *Phys. Rev. A* **59** 1750
- [16] Arlt J, Padgett M J 2000 *Opt. Lett.* **25** 191
- [17] Tai P T, Hsieh W F, Chen C H 2004 *Opt. Express* **12** 5827
- [18] Zhao Y, Zhan Q, Zhang Y, Li Y P 2005 *Opt. Lett.* **30** 848
- [19] Cheng Y G, Tong J M, Zhu J P, Liu J B, Hu S, He Y 2015 *Opt. Laser Eng.* **77** 18
- [20] Hood C J, Lynn T W, Doherty A C, Parkins A S, Kimble H J 2000 *Science* **287** 1447
- [21] Tey M K, Maslennikov G, Liew T C H, Aljunid S A, Huber F, Chng B, Chen Z, Scarani V, Kurtsiefer C 2009 *New J. Phys.* **11** 043011
- [22] Maunz P, Puppe T, Schuster I, Syassen N, Pinkse P W H, Rempe G 2004 *Nature* **428** 50
- [23] Li W F, Du J J, Wen R J, Li G, Zhang T C 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 104210
- [24] Boozer A D, Boca A, Miller R, Northup T E, Kimble H J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 083602
- [25] Koch M, Sames C, Kubanek A, Apel M, Balbach M, Ourjoumtsev A, Pinkse P W H, Rempe G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 173003

- [26] Yin Y L, Xia Y, Ren R M, Du X L, Yin J P 2015 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **48** 195001
- [27] Manning A G, Khakimov R, Dall R G, Truscott A G 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 130403
- [28] Ni Y, Yin J P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 130 (in Chinese) [倪贇, 印建平 2006 物理学报 **55** 130]
- [29] Oikawa M, Lga A, Sanada T 1981 *Jpn. J. Appl. Phys.* **48** 49
- [30] Borroui N F, Morse D L, Beuman R H, *et. al* 1985 *Appl. Opt.* **24** 2520
- [31] Ren Z B, Lu Z W 2005 *J. Laser Appl.* **16** 150 (in Chinese) [任智斌, 卢振武 2005 电子 **16** 150]
- [32] Fu Y, Ngoi B K A 2001 *Opt. Eng.* **40** 511
- [33] Xu P, He X D, Wang J, Zhan M S 2010 *Opt. Lett.* **35** 2164
- [34] He J, Wang J, Yang B D, Zhang T C, Wang J M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3404
- [35] Wang Z L, Dai M, Yin J P 2005 *Opt. Exp.* **13** 8406
- [36] Wu F T, Cheng Z M, Wang T, Pu J X 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 0326001 (in Chinese) [吴逢铁, 程治明, 王涛, 蒲继雄 2013 光学学报 **33** 0326001]
- [37] Mu R W, Lu S, Ji X M, Yin J P 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 80
- [38] Nelson K D, Li X, Weiss D S 2007 *Nature Phys.* **3** 556

Theoretical research on the generation of a submicron localized hollow beam and its applications in the trapping and cooling of a single atom*

Ren Rui-Min Yin Ya-Ling[†] Wang Zhi-Zhang Guo Chao-Xiu Yin Jian-Ping

(Department of Physics, State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

(Received 8 January 2016; revised manuscript received 16 February 2016)

Abstract

In order to generate a submicron localized hollow laser beam and realize the more efficient laser cooling and trapping of a single atom, a simple and promising scheme with using the system of a single mode fiber a circle binary phase plate and a microlens is proposed in this paper. From Rayleigh-Sommerfeld diffraction theory, the intensity distribution of the generated localized hollow laser beam near the focal plane and its propagating properties in free space are calculated. Also, the dependences of the dark-spot size of the localized hollow beam on the mode radius of single mode fiber and the focal length of the microlens are studied. The calculated results show that the intensity distribution of the localized hollow beam presents approximately symmetrical distribution near the focal plane. In the center of the focal plane, the light intensity is 0 and increases gradually around it. So a closed spherical light field (i.e., localized hollow laser beam) with a radius of $0.4\ \mu\text{m}$ is generated. The calculated results also show that the dark-spot size of the localized hollow laser beam decreases with the increasing of the microlens focal length and the decreasing of the single mode fiber mode radius. So proper parameters of this optical system can be chosen to generate localized hollow laser beams with different sizes for various applications. When the localized hollow laser beam is blue detuned, atoms will be trapped in the minimum light field. If a repumping laser beam is applied, the trapped atoms will be also cooled by the intensity-gradient Sisyphus cooling. In this paper, we build a device for trapping and cooling a single atom by using the generated blue detuned submicron localized hollow laser beam. We study the dynamical process of intensity-gradient cooling of a single ^{87}Rb atom trapped in the localized hollow beam by Monte-Carlo method. Our study shows that a single ^{87}Rb atom with a temperature of $120\ \mu\text{K}$ (the corresponding momentum is $30\hbar k$) from a magneto-optical trap (MOT) can be directly cooled to a final temperature of $\sim 5.8\ \mu\text{K}$ (the corresponding momentum is $\sim 6.6\hbar k$). So an ultracold single atom is generated and trapped in our submicro localized hollow beam. This device for obtaining ultracold single atom can be widely used in the regions of the optical physics, the atom and molecule optics, such as the detecting of the fundamental physical parameters, realizing the quantum computer, studying the cold collision of single atoms, and realizing the single atom laser.

Keywords: submicron, localized hollow beam, single atom, intensity-gradient cooling

PACS: 41.85.Ct, 42.25.Fx, 37.10.De

DOI: [10.7498/aps.65.114101](https://doi.org/10.7498/aps.65.114101)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11274114).

[†] Corresponding author. E-mail: ylyin@phy.ecnu.edu.cn