

可控双空心光束的理论方案及实验研究

周琦 陆俊发 印建平

Theoretical and experimental study of a controllable double-dark-hollow beam

Zhou Qi Lu Jun-fa Yin Jian-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 053701 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.053701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.053701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

利用蓝失谐激光诱导微型光学偶极阱中冷原子间的光助碰撞提高单原子制备概率

Improving the single atom probability by using the blue-detuned laser-assisted-collisions between the cold atoms trapped in the far-off-resonance trap

物理学报.2014, 63(2): 023701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.023701>

可操控二种冷原子或冷分子样品的光学双阱新方案及其实验研究

Theoretical and experimental study of a novel double-well optical dipole trap for two-species of cold atoms or molecules

物理学报.2013, 62(23): 233701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.233701>

一种实现冷原子束聚集的微磁透镜新方案

A new mini-magnetic lens proposal for covering the cold atoms

物理学报.2012, 61(22): 223701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.223701>

单原子在两个远红失谐光偶极阱中的转移

Transferring single-atoms between two red-detuned far-off-resonance optical dipole traps

物理学报.2012, 61(20): 203701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.203701>

极化诱导实现 AlGaIn 薄膜材料中的超高电子浓度 (10^{20}cm^{-3}) 掺杂

Polarization induced ultra-high electron concentration up to 10^{20}cm^{-3} in graded AlGaIn

物理学报.2012, 61(16): 163701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.163701>

可控双空心光束的理论方案及实验研究*

周琦¹⁾²⁾ 陆俊发¹⁾²⁾ 印建平^{2)†}

1)(东华理工大学物理系, 抚州 344000)

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

(2014年7月31日收到; 2014年10月12日收到修改稿)

提出了一种利用双周期弧向非满额相位调制的方法产生双空心光束的方案. 当准直氩激光通过 1.5 mm 半径透光孔照射到该相位图样时, 在 200 mm 成像透镜像空间获得长 30 mm, 间距 57.6 μm , 单管束宽度 0.11—0.14 mm 的双空心光束. 该方案结构简单, 产生的双空心光束具有较好的可控性, 双光管间距由相位调制因子 p 决定, 能够实现从双空心光束到单空心光束的双向演化. 对所提出的方案进行了实验研究并得到与理论相符的结果. 利用多种组合方式讨论了将该方案拓展到蓝失谐光学囚禁势阱, 可以实现可控的空心双光阱、四光阱与光学晶格等, 有望在冷原子、冷分子囚禁与操控等领域的实验研究中发挥重要作用.

关键词: 双空心光束, 原子光学, 液晶空间光调制器, 空心光阱

PACS: 37.10.De, 37.10.Gh, 37.10.Pq, 42.50.p

DOI: 10.7498/aps.64.053701

1 引言

非均匀光场可用于原子、分子的操控, 如会聚光束可作为原子漏斗^[1], 可控红失谐的双光阱可用于研究诸如偶极势中粒子的量子隧道效应^[2], 双阱间少量玻色子的量子隧道贯穿动力学^[3]和双阱中不稳定的玻色-爱因斯坦凝聚动力学从而研究量子力学中的非线性^[4]、双阱中原子旋转趋势的相干控制^[5]、双阱中凝聚物旋转驱动的对称性破缺^[6]、双阱中两种玻色-爱因斯坦凝聚体的动力学^[7]等等现象. 这些物理系统的实现都有赖于一个具有良好稳定性和操控性的光学多势阱结构, 文献^[8—10]中报道了很多产生红失谐多光阱囚禁或导引的方案, 但由于原子的自发辐射、加热效应等因素, 红失谐的光阱中原子的自发辐射较强, 原子的囚禁时间短, 因此, 蓝失谐空心光束及空心光阱成为更好的选择, 因为对于空心光阱来说, 原子、分子被囚禁于

光强最弱处, 原子、分子的自发辐射小, 囚禁时间可更长. 2010年, Li等研究了椭圆矢量中空光束的产生方法及其在冷原子、分子物理中的重要作用^[11]; 2013年Liu等研究了用聚焦的空心光束的囚禁雷利介质球^[12]. 同年, Eckerskorn等研究了空心贝塞尔光束用作微粒流的光学导管^[13]. 此外, 具有空间异形或偏振各向异性的暗空光束由于在冷原子、分子物理中的重要作用也备受人们关注, 如具有径向或弧向偏振分布的矢量中空光束^[14]、具有椭圆结构的矢量中空光束^[11,15]以及利用聚焦中空光束产生纵向极化光场^[16]等等. 然而, 如何同时获得具有高相干性和可控性的双空心光束一直没有突破, 本文讨论了一种可演化双空心光管的产生方案并实验研究了该方案的可行性, 该可控双空心光管在原子、分子导引、囚禁等操控方面具有十分诱人的应用前景, 它也可以用于组成可演化的空心双光阱, 从而实现双样品原子或分子的囚禁控制及相关的实验研究.

* 国家自然科学基金(批准号: 11274114, 10374029, 10674047)、江西省教育厅科学技术研究项目(批准号: GJJ13465)和华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室开放基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

2 可控制双空心光束理论方案

2.1 原理描述

产生单空心光束的较为简单的方法之一是在一圆形透光窗口中加入具有均匀弧向相位调制的相位板, 相位调制范围为 $0-2\pi$, 同时也可以具有多个周期, 根据互补原理, 则在光传输的光轴上的各点的光强分布处处为零, 即形成单空心光管^[9]. 而多周期与单周期调制所形成的空心光管的差别在于光管暗斑的直径不同, 随着周期数目增加, 空心光管的直径变大. 基于该原理, 为了在光轴附近产生双光管, 我们在弧向上采用双周期 $0-1.47\pi$ 的非满额相位调制(1.47参数是经过大量数值计算确定的, 此时双光管光强分布最好), 此时光轴上的光强分布不再为零, 而在平行于光轴的两侧出现二条中心光强为零的双光管. 双空心光管中心位置的间距由调制范围的上限决定, 在相位的最大值由 1.47π 上升到 2π 的过程中, 双光管的中心位置向光轴处移动, 光轴上的光强分布由强变弱, 直至最后双空心光管的位置完全重合, 合并为单空心光管.

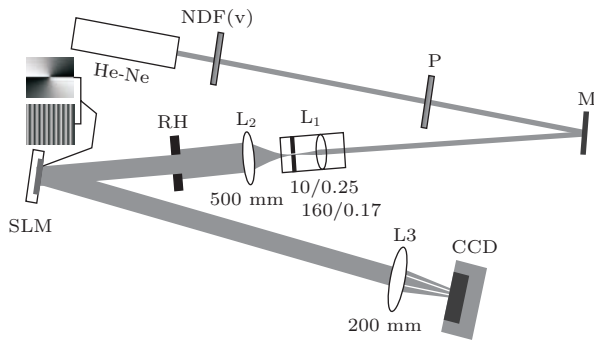


图1 产生可控双空心光束的光路示意图

图1为实现可控制双空心光束的光路示意图, 为便于计算和实验验证, 我们采用波长 $\lambda = 632.8$ nm的氦氖激光作为光源, 先后经过中性衰减片(可变)[Neutral Density Filter(various), NDF(v)], 空间滤波(由显微目镜 L_1 , $10 \mu\text{m}$ 小孔和扩束镜 L_2 构成)、圆形透光孔(round hole, RH), 照射到液晶空间光调制器(liquid crystal spatial light modulator, LC-SLM)上, 计算机生成的双周期弧向相位调制图样被显示在LC-SLM的液晶屏幕上, 如图1中插图所示. 在实验操作中, 为了分离双空心光束和零级衍射光, 我们还在此相位图样上附加了一闪耀光

栅图样, 以将所需的衍射图与零级光分开. 光束被调制后再经透镜 L_3 聚焦, 最终由CCD进行观测.

2.2 理论计算与分析

考虑经 L_2 扩束准直后光斑半径远大于RH孔径, 且忽略入射倾角, 我们假设平面光波垂直入射LC-SLM的情况, 经过RH后, 圆形入射光斑在LC-SLM屏幕上受到一个双周期弧向的相位调制, 以光轴为极点, 水平方向为极轴, 则该调制函数的极坐标表达式为

$$g(r, \varphi) = \text{circ}(r/R) \times \begin{cases} \exp[ip\varphi], & (0 \leq \varphi \leq \pi), \\ \exp[i p(\varphi - \pi)], & (\pi \leq \varphi \leq 2\pi), \end{cases} \quad (1)$$

其中, $p = \varphi_{\text{max}}/\pi$ 为相位调制因子, φ_{max} 为相位调制上限, 当 $p = 1.47$ 时, 对应双周期 $0-1.47\pi$ 的非满额相位调制, 而当 $p = 2$ 时为满额调制. $\text{circ}(r/R)$ 为RH的圆孔透过率函数,

$$\text{circ}(r/R) = \begin{cases} 1, & r \leq R, \\ 0, & r > R. \end{cases} \quad (2)$$

当平面光通过上述窗口时受此相位调制函数的调制, 在透镜后像空间的光场分布满足菲涅耳衍射积分

$$U(x, y, z) = \frac{A}{\lambda z} \iint g(r, \varphi) \times \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[(x'^2 + y'^2) \times \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f} \right) - \frac{2(xx' + yy')}{z} \right] \right\} dx' dy', \quad (3)$$

其中, A 为入射光场复振幅, f 为透镜 L_3 焦距, $x', y'(r = \sqrt{x'^2 + y'^2})$ 为调制平面直角坐标, x, y, z 为像空间直角坐标. 在透镜的焦平面上, 光场分布为

$$U(x, y, f) = \frac{A}{\lambda f} \iint g(r, \varphi) \times \exp \left[-\frac{i\pi 2(xx' + yy')}{\lambda f} \right] dx' dy'. \quad (4)$$

对应强度分布为 $I(x, y, f) = |U(x, y, f)|^2$.

积分式(3)和(4)无法得到解析结果, 我们对其进行了数值求解, 结果如图2所示. 计算中选取的主要参数为: 入射光强为 $I_0 = |A|^2 = 1.27 \times 10^5$ W/m², RH透光孔半径 $R = 1.5$ mm, 双周期弧向

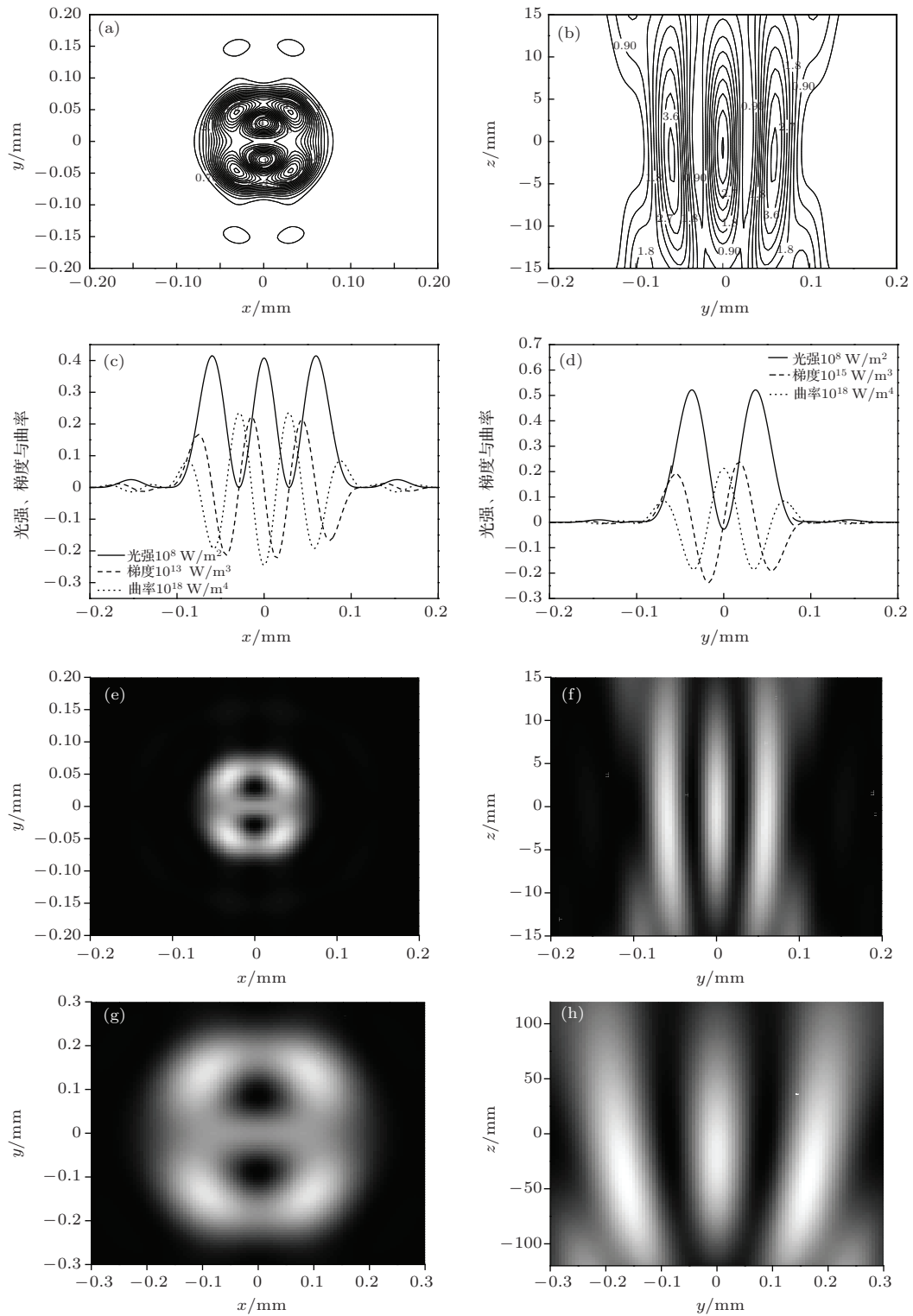


图2 双空心光管理论计算结果 (a) 焦平面光强等高线分布, $f = 200$ mm; (b) 光轴平面光强等高线分布, $f = 200$ mm; (c) 焦平面 $x = 0$ mm 处, y 轴上光强及其梯度、曲率分布, $f = 200$ mm; (d) 焦平面 $y = 0.0288$ mm 处, x 轴上光强及其梯度、曲率分布, $f = 200$ mm; (e) 与 (f) 焦平面与光轴平面上的光强密度分布; (g) 和 (h) 为透镜 L_3 焦距 $f = 600$ mm 时, 焦平面和光轴平面光强密度分布

相位调制因子 $p = 1.47$, 透镜 L_3 焦距 $f = 200$ mm. 图2(a)和(b)分别给出了焦平面(xoy 平面, $z = f$)和光轴平面(zoy 平面, 选择焦点处 $z = 0$)的光强等高线分布. 从图中可以看出双光管沿 y 方向排列,

间距为 $57.6 \mu\text{m}$; 单个空心光管径向束宽度 (Width of Dark Hollow Beam, W_{DHB}) 约 $0.11\text{--}0.14$ mm, 呈椭圆分布 (x 方向尺寸略大于 y 方向), 轴向有效尺寸达到 30 mm. 在图2(c)和(d)中给出了光强

沿 y 轴 ($x = 0$ mm) 和 x 轴 ($y = 0.0288$ mm) 的一维分布情况, 考虑到光强梯度和曲率在冷原子、分子中空光束波导、冷却与囚禁中的重要作用, 该图中我们还同时给出了光强梯度和曲率的分布, 可获得的最大梯度和曲率分别为 2.37×10^{13} W/m³, 2.45×10^{18} W/m⁴. 当需要获得更大光束尺寸时, 可采用具有更大焦距的透镜 L_3 , 图 2(e) 和 (f) 分别给出了 L_3 焦距为 $f = 200$ mm 时焦平面上与光轴平面上的光强密度分布图, 图 2(g) 和 (h) 则分别给出了 L_3 焦距为 $f = 600$ mm 时在焦平面和光轴平面上光强密度分布, 此时单个空心光束宽度达到 0.25—0.38 mm, 轴向有效尺寸增加到 300 mm. 由此可见, 该方案能够产生两个结构完整且易于控制的空心光管.

在表 1 中, 我们列出了图 2(a) 中对应单空心光管的主要几何参数, 其中 r_0 为束半径 (暗斑中心至最大光强 I_{\max} 距离); DSS 为暗斑尺寸 (暗斑中心至外环 $I_{\max}/2$ 距离); W_r 为环宽度 (环壁内外 I_{\max}/e^2 间距); $R_0 = W_r/r_0$ 为空心光束占空比. 经过大量数值计算及模拟, 我们发现 r_0 , DSS, W_r , W_{DHB} 与 RH 透光孔直径 $D = 2R$ 均满足如下函数关系:

$$W_n = \delta_n \frac{\lambda f}{D}, \quad (5)$$

其中, 下标 n 分别表示上述四个参数, δ_n 为对应无量纲系数, 如表 2 所示.

表 1 双空心光束几何尺寸, 透光孔径 $D = 3$ mm, $f = 200$ mm, $\lambda = 632.8$ nm, 相位调制因子 $p = 1.47$

	r_0/mm	DSS/mm	W_r/mm	W_{DHB}/mm	R_0
x 方向	0.0368	0.0360	0.0622	0.1416	1.6902
y 方向	0.0299	0.0298	0.0532	0.1110	1.7793

表 2 空心光束几何尺寸与透光孔径 D 关系系数, $f = 200$ mm, $\lambda = 632.8$ nm, 调制相位范围 $0-1.47\pi$

	δ_{r_0}	δ_{DSS}	δ_{W_r}	$\delta_{W_{\text{DHB}}}$
x 方向	0.8708	0.8551	1.4718	3.3545
y 方向	0.7089	0.7020	1.2581	2.6315

3 实验测量与结果分析

3.1 静态双空心光束

为了验证理论计算的结果, 我们根据图 1 所示光路搭建了实验平台并进行了实验测量. 采用腔长

700 mm 的外腔式氦氖激光器作为光源, 输出功率 25 mW, 具有稳定的 TEM₀₀ 模输出. LC-SLM 选用德国 Holoeye 公司生产的 LC-R 2500 反射式相位型空间光调制器, 屏幕分辨率能够达到 1024×768 . 图 1 中偏振器 P 用于调节入射光偏振方向与 LC-SLM 调制方向匹配. 在透镜 L_2 前光路的作用是滤波、扩束、准直, 从而产生一个质量较好的平行高斯光束, 此光束通过 RH 后照明 LC-SLM 进行调制并反射, 入射和反射夹角被控制在小于 5° 的范围, 同时保证 RH 圆心、光束中心、调制图样的中心完全重合, 然后再经过 L_3 会聚到 CCD 上进行观测记录. 由于采用反射式方案, 难以避免各器件表面的直接反射而形成的非调制光, 其将在像空间光轴上形成零级衍射光斑, 为避开此光斑的影响, 我们在原有相位图样上附加了一个 x 方向的数字型闪耀光栅, 光栅常数为 100 像素 ($19 \mu\text{m}/\text{像素}$), 具体图样如图 1 中插图所示, 以便于分开零级光与 LC-SLM 调制后的衍射光成像位置. 因此, 在实验中测得双光管对称中心不在 $x = 0$ 处. 图 3(a) 呈现了 CCD 拍摄的透镜焦平面上的光强分布, 同时根据实验参数计算的理论结果如图 3(b) 所示. 图 3(a) 中左侧的亮点即为非调制光所形成的零级光, 可见, 如果不消除零级光的影响, 实验中则难以观察到理论上双空心光束的现象. 在相同实验条件下, 我们还进一步对光轴纵向的光强分布进行了测量, 结构如图 3(c) 所示, z 轴为光轴方向, x 坐标为 -0.3328 mm, 相应的理论结果如图 3(d).

对比实验与理论结果, 总体符合度较好, 实验测量双空心光束在暗中空部分略大由于理论结果, x 方向暗斑尺寸 (DSS) 实验值为 $52 \pm 5 \mu\text{m}$, 对应的理论结果 $37.9 \mu\text{m}$, 百分比误差 27%. 误差主要的来源在于光束准直度与相位型数字光栅的调制精度. 由于实验条件的限制, 利用透镜 L_2 对激光进行准直时, 我们只在光学平台的范围内 (约 2 m) 进行了校准, 实测数据显示光束仍然存在发散. 其次, 空间光调制器的位相调制曲线是非线性的, 在制作该实验所需的数字光栅时, 我们对该位相调制曲线进行了拟合, 数值误差也可能导致衍射光场出现欠补偿和过补偿的现象. 此外, 我们还发现附加闪耀光栅对空心光管对称性将造成一定的影响, 从图 3(c) 和 (d) 中可以看出, 左侧光管在距离较大时出现一定程度的闭合现象.

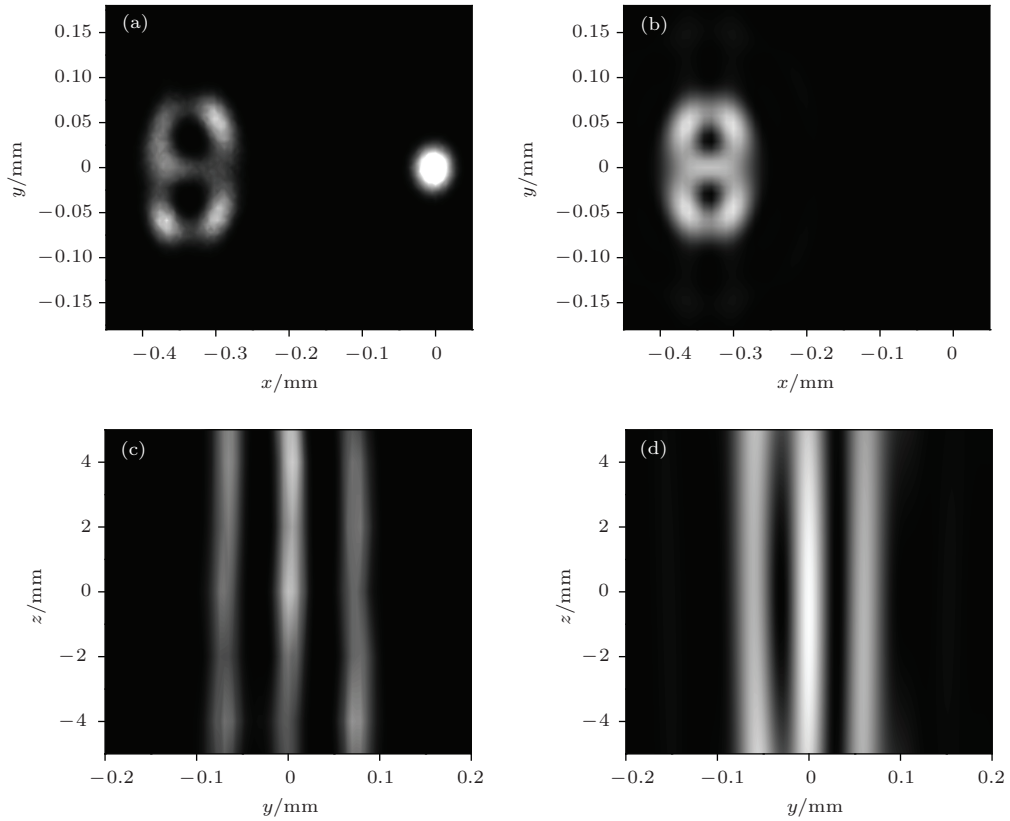


图3 空心双光管的实验与理论结果比较 ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $f = 200 \text{ mm}$, $R = 1.5 \text{ mm}$, $p = 1.4$). (a) 焦平面 (xoy) 实验值; (b) 焦平面理论值; (c) 光轴方向 (yoz 平面) 实验值; (d) 光轴方向理论值

3.2 双空心光管到单空心光束的演化

由于采用LC-SLM作为相位调制器件,其可编程性和实时性使得双空心光束的操控与重构成为可能,同时还可以方便地实现从双空心光管到单空心光管的演化.我们发现当弧向双周期相位调制因子 p 从1.4均匀地增加到2的过程中,双光管间的势垒将逐渐减小,且双光管的中心位置逐渐接近,最后由开始时的双光管完全演化为单光管,演化结束时相当于双周期满额调制的情况,此时,将得到一个标准的大直径单中空光束.另一种演化方法是在改变 p 的同时均匀将双周期改变为单周期的 $0-2\pi$ 的满额调制,最后也形成单个空心光管,但此空心光管与双周期时的空心光管相比,空心光管的直径要小.图4描绘了采用第一种演化方式时双光管中心势垒相对光强与调制因子 p 之间的关系,其实验和计算参数为 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $f = 200 \text{ mm}$, $R = 1.5 \text{ mm}$,图4(a)是理论计算结果,(b)是实验测量结果.图5则给出了双光管中心间距随 p 的关系,图中虚线为理论计算结果,空心圆为实验测量数据.在计算理论值时,我们采用四阶龙格库塔方法对二重衍射积分进行数值计算, d 的计算精度设

置为 $0.01 \mu\text{m}$;实验数据通过CCD(Infinity2-1.4 M, 1392×1040 , $4.65 \mu\text{m}$)进行满分辨率图像采集,并利用连续6张图像取平均消除光学平台振动带来的

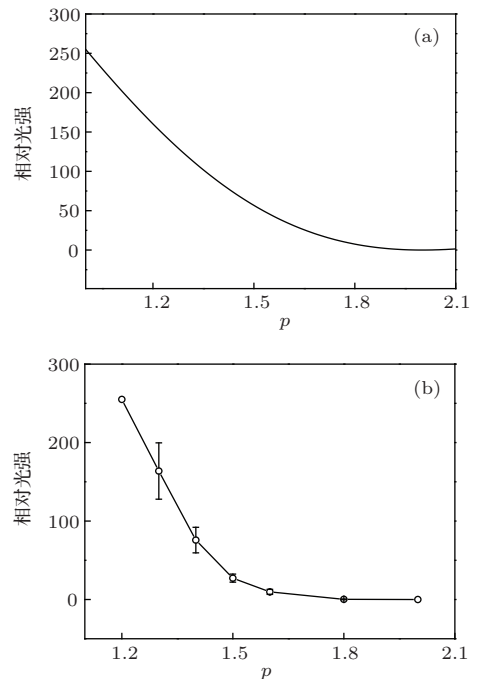


图4 双光管中心势垒相对光强与 p 的关系 (a) 理论结果; (b) 实验结果

误差. 在数据处理上利用零级衍射光斑中心位置定标光轴原点. 误差主来源一方面是 CCD 分辨率引起的系统误差, 该误差由 CCD 像素尺寸决定, 因此 $\delta_d \geq 4.65 \mu\text{m}$; 另一方面, 光轴原点定标的处理也将带来一定程度的误差. 为了清晰地显示双空心光束的全部结构, 图像采集时采用了相对较大的曝光时间, 导致零级衍射光强超出 CCD 的感光范围, 在曲线上表现为截顶的高斯峰, 原点坐标是通过对该峰进行拟合后得到的顶点位置. 比对理论与实验结果, 误差均小于 2 个像素的大小 (约 $9.3 \mu\text{m}$), 因此实验与理论是相符合的.

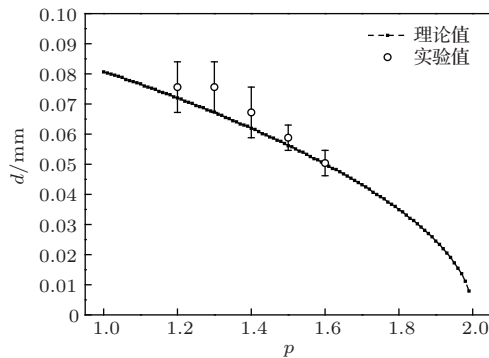


图5 双光管中心间距随 p 的关系

4 双空心光束的应用

本文提出的双空心光束可以直接应用于双样品冷原子、冷分子的蓝失谐光波导, 同时由于其灵活的可控性, 该方案还可以作为分束器、合束器, 研究多样品冷碰撞、凝聚态物质波干涉等基础物理问题. 此外, 如图 6 所示, 使两束空心双光管交叉, 即可形成可控的蓝失谐空心多光阱, 且光阱的形状和数目由光束的交叉的方式决定, 如两个双光管平行斜交, 即可形成棱形的可控蓝失谐双光阱, 其棱角随双光管斜交的角度变化而变化, 如图 6 (a) 所示. 当两个双光管平行正交时即可形成椭圆状的双光阱. 而当二个双光管如图 6 (b) 垂直斜交时, 则可

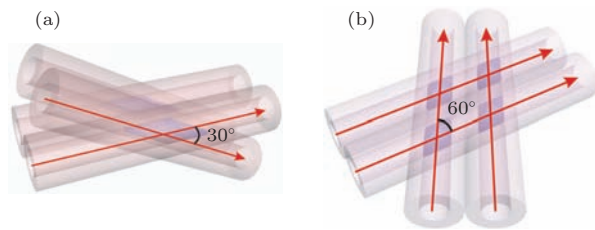


图6 交叉双光管产生蓝失谐囚禁的不同方式 (a) 空心双阱; (b) 空心四阱

产生可控的蓝失谐四光阱; 总之不同的相交形式, 我们可以得到不同的蓝失谐的光阱组合, 甚至还形成可控的蓝失谐的光学晶格.

5 结 论

我们在本文中提出了一种利用弧向双周期非满额相位调制方法产生可控制双空心光束的新方案, 并通过实验研究得到了与理论分析相符的结果. 所生成的空心光束具有良好的几何结构与灵活的操控性能, 同时可以实现双空心光束到单空心光束的演化, 能够应用于冷原子、分子光波导、分束器、合束器、干涉仪等多种场合, 特别是可组成可控的蓝失谐双光阱、四光阱以及蓝失谐光学晶格, 可在冷原子、冷分子囚禁与操控等领域的实验研究中发挥重要作用.

参考文献

- [1] Yin J P, Lu J F, Ji X M, Mu R W 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2061 (in Chinese) [印建平, 陆俊发, 纪宪明, 沐仁旺 2007 物理学报 **56** 2061]
- [2] Esmann M, Pritchard J.D, Weiss C 2012 *Laser Phys. Lett.* **9** 160
- [3] Chatterjee B, Brouzos I, Cao L H, Schmelcher P 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013611
- [4] Javanainen J 2010 *Phys. Rev. A* **81** 051602
- [5] Ng H T, Chu S I 2012 *Phys. Rev. A* **85** 023636
- [6] Mele-Messeguer M, Paganelli S, Julia-Diaz B, Sanpera A, Polls A 2012 *Phys. Rev. A* **86** 053626
- [7] Grond J, Streltsov A I, Cederbaum L S, Alon O E 2012 *Phys. Rev. A* **86** 063607
- [8] Lu J F, Zhou Q, Pan X Q, Yin J P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 233701 (in Chinese) [陆俊发, 周琦, 潘小青, 印建平 2013 物理学报 **62** 233701]
- [9] Zhou Q Q, Xu S W, Lu J F, Zhou Q, Ji X M, Yin J P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 153701 (in Chinese) [周巧巧, 徐淑武, 陆俊发, 周琦, 纪宪明, 印建平 2013 物理学报 **62** 153701]
- [10] Zhou Q, Lu J F, Pan X Q, Yin J P 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 0402001 (in Chinese) [周琦, 陆俊发, 潘小青, 印建平 2014 光学学报 **34** 0402001]
- [11] Li H R, Yin J P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 083204
- [12] Liu Z R, Zhao D M 2013 *Appl. Opt.* **52** 1310
- [13] Eckerskorn N, Li L, Kirian R A, Küpper J, DePonte D P, Krolkowski W, Lee W M, Chapman H N, Rode Ai V 2013 *Opt. Exp.* **21** 30492
- [14] Ye H P, Wan C, Huang K, Han T C, Teng J H, Ping Y S, Qiu C W 2014 *Opt. Lett.* **39** 630
- [15] Li H R, Yin J P 2011 *Opt. Lett.* **36** 457
- [16] Zhang M Q, Wang J, Tian Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 044202

Theoretical and experimental study of a controllable double-dark-hollow beam*

Zhou Qi¹⁾²⁾ Lu Jun-fa¹⁾²⁾ Yin Jian-Ping^{2)†}

1) (College of Science, East China Institute of Technology, Jiangxi Fuzhou 344000, China)

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

(Received 31 July 2014; revised manuscript received 12 October 2014)

Abstract

A novel scheme is proposed for a double-dark-hollow beam (DDHB) based on non-full-range phase modulation with double-period. Upon illumination by a collimated He-Ni laser beam shaped by a round hole with a radius of 1.5 mm, the DDHB with an axial length of 30 mm, a width of 0.11—0.14 mm for each dark hollow beam and their separated distance being 57.6 μm is generated in the image space of lens with a focal length of 200 mm. The proposed scheme has the advantages of simple construction and high controllability, and the separated distance between the two light pipes is only dependent on the factor of phase modulation of p . Under the given conditions, a reversible evolution process from a DDHB to a single dark hollow beam (SDHB) can be realized. Experiments for our scheme are performed, results of which are consistent with the theoretical ones. A valuable expansion of the application of DDHB in blue-detuned optical trapping is also discussed. Double and four well hollow optical traps, even the hollow optical lattices can be obtained by using various spatial combinations of our DDHB. The proposed DDHB is expected to play an important role in the study of trapping and manipulation of cold atoms or molecules.

Keywords: double dark hollow beam, atom optics, liquid-crystal spatial light modulator, hollow optical trap

PACS: 37.10.De, 37.10.Gh, 37.10.Pq, 42.50.p

DOI: 10.7498/aps.64.053701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274114, 10374029, 10674047), the Science and technology research Foundation of the Education Department of Jiangxi province, China (Grant No. GJJ13465), and the Foundation of State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, China.

† Corresponding author. E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn