

文章编号: 0253-2239(2010)05-1217-06

采用相位调制实现冷原子或冷分子囚禁的改进型空心光阱

陈丽雅^{1,2} 印建平²

(¹ 温州大学教师教育学院, 浙江 温州 325035
² 华东师范大学物理系, 光谱学与波谱学国家重点实验室, 上海 200062)

摘要 提出了采用单束平面光波照射圆孔与二元相位板组合系统产生蓝失谐空心光阱的新方案, 分析了空心光阱的光强分布和相应的光学囚禁势分布与相位板相位值 φ 的关系, 并导出了光阱的几何参量与光学系统参量间的解析关系。研究发现, 通过二元相位板的相位调制作用可改善空心光阱的光强分布, 产生具有更大囚禁体积和更有效光强的空心光阱。当用功率 100 W 波长 540 nm 的倍频掺镱光纤激光照射圆孔与 π 相位板组合系统时, 对 ^{87}Rb 原子的光学囚禁势可达 80.2 μK , 该方案不仅装置简单可行, 操作方便, 而且在冷原子分子物理、原子分子囚禁和生命科学领域, 有着广阔的应用前景。

关键词 原子分子物理学; 原子分子囚禁; 二元相位板; 圆孔衍射; 空心光阱

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20103005.1217

An Improved Hollow Optical Trap for Cold Atoms (Molecules) with Phase Modulation

Chen Liya^{1,2} Yin Jianping²

(¹ College of Education, Wenzhou University, Wenzhou, Zhejiang 325035, China
² State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

Abstract A new scheme to trap cold atoms (or cold molecules) by an improved blue-detuned hollow optical trap is proposed, which is formed by an optical system composed of a binary phase plate and a circular aperture illuminated by a plane light wave. The dependence of the relative intensity of the optical trap and its well depth on the phase φ of the binary phase plate is studied, and some analytical relations between the geometric parameters of the optical trap and the parameters of the optical system are derived. It is found that the binary phase plate can be used to improve the intensity profile and produce a hollow optical trap with higher effective intensity and larger trapping volume. In particular, when a 100 W frequency-doubled Ytterbium fiber laser with a wavelength of 540 nm is used to illuminate the optical system composed of the π phase plate and the circular aperture, the optical trapping potential for ^{87}Rb is about 80.2 μK . So this scheme is not only simple and convenient in the manipulation and control of cold atoms (or cold molecules) but also has wide potential applications in the fields of cold atomic and molecular physics, atom and molecule trap, life science, and so on.

Key words atomic and molecular physics; atom and molecule trap; binary phase plate; diffraction of circular aperture; hollow optical trap

收稿日期: 2009-07-21; 收到修改稿日期: 2009-09-29

基金项目: 国家自然科学基金(10434060, 10674047 和 10804031), 科学部重大研究计划项目(2006CB921604), 上海市重点学科专项基金(B408), 浙江省教育厅科研项目(Y200906962)和温州大学自然科学基金(2007L017)资助课题。

作者简介: 陈丽雅(1973—), 女, 硕士, 讲师, 主要从事原子分子光学方面的研究。E-mail: chenliya@wzu.edu.cn

1 引 言

自 1986 年 Chu 等^[1]利用聚焦的红失谐高斯光束形成了第一个光学势阱,并成功地实现了冷钠原子的激光囚禁以来,由于光学势阱便于冷原子或冷分子的装载、囚禁和操控,人们提出了一些采用红失谐的高斯光囚禁中性冷原子或冷分子的方案^[2~4]。这些方案有着许多独特的优点,尤其是冷原子的光学囚禁简单方便,但采用红失谐高斯激光囚禁冷原子(或冷分子),不可避免地存在原子(或分子)自发辐射引起的加热效应等缺点。为此,人们提出了采用蓝失谐空心光囚禁冷原子的新方案^[5~11]。例如 1994 年,蔡邦维等^[5]用单片凸角锥透镜得到了环形光,并指出了使用凹凸锥镜组形成平行空心光束的可能性。1995 年,Soding 等^[6]提出一种利用在锥形凹面棱镜内表面形成蓝失谐消逝波的冷原子重力光学阱方案。1997 年,Kuga 小组^[7]采用蓝失谐拉盖尔-高斯空心光束实现了 Rb 原子的光学囚禁。1998 年,Grimm 小组^[8]用单片凸锥镜形成的环形光场实现了激光冷却和捕获原子的实验。2004 年,印建平^[9]提出了一种采用蓝失谐局域中空光束实现中性原子冷却与囚禁的新方法,2005 年,又提出了采用四台阶相位光栅与微透镜阵列组合产生表面空心微光阱阵列的方案^[10]。2007 年,薛冬梅等^[11]提出了采用零级贝塞尔光束干涉产生局域空心光束的方案。采用蓝失谐空心光阱囚禁冷原子不仅可以有效地减少加热效应,而且利用蓝失谐空心光阱自身强度梯度感应的 Sisyphus 效应,可以进一步冷却原子。因此采用蓝失谐空心光阱囚禁冷原子更有应用价值,但实验中也存在产生蓝失谐空心光阱的激光功率通常较低,实验装置光学元件多,且实验调节复杂的缺点^[12]。本文提出了一种利用单束平面光波照射圆孔与二元相位板组合系统实现囚禁冷原子或冷分子的空心光阱方案,不仅实验装置简单,元器件制作方便,避免了实验中使用透镜或棱镜产生的像差问题,而且通过二元相位板的相位调制,在激光功率较低的情况下获得具有较高光学势的蓝失谐空心光阱。理论分析了空心光阱的光强分布和相应的光学囚禁势分布与相位板相位值 φ 的关系,导出了光阱的几何参量与光学系统参量的解析关系,并讨论了该方案在原子分子芯片、量子光学等领域的潜在应用。

2 采用相位调制实现空心光阱的方案

采用相位调制实现空心光阱的原理性实验方案

如图 1 所示。其中光学系统由一个无限大不透明的具有小圆孔(半径为 a)的衍射屏和一个二元径向相位板组成。图 1(a)为二元圆盘相位板,即中心区域是相位为 0 的圆,外面是相位为 φ 的圆环,且内圆和外圆环的面积相等,令圆环的外半径等于衍射平面上的圆孔孔径 a ,相位板上中心圆的半径为 $\sqrt{2}a/2$,二元相位板被嵌于衍射屏的圆孔内。若没有二元相位板(即 $\varphi = 0$),当一束波长为 λ 、振幅为 A 的单体平面波垂直通过圆孔时,经圆孔衍射后在自由空间产生一系列光强不同的最强和最弱分布区。当中性冷原子(或冷分子)在非均匀激光场中运动时,由于交流斯塔克效应,将受到激光感应的电偶极相互作用。当激光场为红失谐时,激光场与原子的相互作用势为吸引势,中性冷原子将被吸引到光强最强区,构成囚禁冷原子的红失谐高斯光阱;当激光场为蓝失谐时,激光场与原子的相互作用势为排斥势,中性冷原子将被排斥到光强最弱区,构成囚禁冷原子的蓝失谐空心光阱^[13]。在方案中,选择经过倍频后的美国 IPG 公司(YLR-SM)系列掺镱光纤激光器产生的光束作为入射光束,获得波长 $\lambda = 540 \text{ nm}$ 、光束束腰 $\omega_0 = 200 \mu\text{m}$ 、功率 P 为 100 W 的激光。当衍射屏上的圆孔半径 a 为 $20 \mu\text{m}$ 时,因为满足 $\omega_0 \gg a$,则入射激光可视为平面波。由于满足激光频率相对二能级原子共振频率的失谐量 $\delta > 0$,即激光场为蓝失谐,因此激光经过圆孔衍射后的光强最弱区构成蓝失谐空心光阱可实现冷原子或冷分子的囚禁。

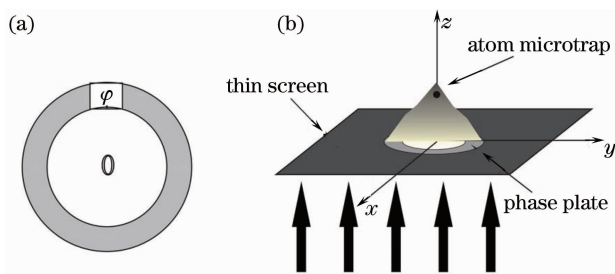


图 1 (a)具有 $(0, \varphi)$ 相位分布的二元相位板;(b)采用二元相位板和圆孔衍射产生光阱的原理性方案

Fig. 1 (a) A binary phase plate with two phase zone $(0, \varphi)$; (b) scheme to generate a trap by using a binary phase plate and circular aperture diffraction

在引入相位板后,当单色平面波垂直照射在由圆孔和二元径向相位板组成的光学系统时,透过相位板的光波被分成面积相等、相位差为 φ 的两部分。由于相位板对入射光束的相位调制,引起透过相位板的两部分光波的相消干涉或相长干涉,从而改变了透过圆孔的衍射光束的横向与纵向的空间光强分

布。因此随着相位 φ 的改变,所产生的空心光阱的光强分布、光学势和囚禁体积也将发生变化。

3 理论计算与分析

3.1 空心光阱的光强与光学势的计算

当用单色平面波垂直照射由相位板与圆孔组成

$$E(r, \theta, z) = \frac{1}{i\lambda z} \exp\left[ik\left(z + \frac{r^2}{2z}\right)\right] \left[\int_0^{\frac{\sqrt{z}}{2}a} + \exp(-i\varphi) \int_{\frac{\sqrt{z}}{2}a}^a \right] E_0 \exp\left[ik\left(\frac{r_0^2}{2z}\right)\right] \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{-ik}{z} r r_0 \cos\theta\right) r_0 dr_0 d\theta, \quad (1)$$

式中 E_0 为入射激光的振幅,当入射激光的功率为 100 W 时,相应的入射激光光强为 $I_0 = |E_0|^2 = 7.96 \times 10^8 \text{ W/m}^2$, $r = [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2]^{1/2}$, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数。衍射光场的光强分布为

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

当二能级冷原子或冷分子在非均匀光场中运动时,由于交流斯塔克效应,将受到激光感应的电偶极相互作用,其相互作用光学势为

$$U(r, z) = \frac{\alpha}{2\epsilon_0 c} I(r, z), \quad (3)$$

式中 $I(r, z)$ 为衍射光束的光强, ϵ_0 为真空介电常

数, α 为原子的极化率。对于 ^{87}Rb 原子, $\alpha_{^{87}\text{Rb}} = 5.3 \times 10^{-39} \text{ m}^2 \text{ c/V}$ 。

3.2 光阱的相对光强分布与相位 φ 的关系

当平面波垂直照射由圆孔和相位板组成的光学系统时,根据(1)~(3)式,分别计算了当孔径 $a = 20 \mu\text{m}$, 激光波长 $\lambda = 540 \text{ nm}$, 激光功率 $P = 100 \text{ W}$, 相位 φ 分别为 $-\pi, -\frac{2}{3}\pi, -\frac{1}{3}\pi, 0, \frac{1}{3}\pi, \frac{2}{3}\pi, \pi$ 时,衍射光场沿 z 轴的相对光强 I/I_0 的分布和对冷 ^{87}Rb 原子的光学囚禁势 U 的分布,结果如图 2 所示。

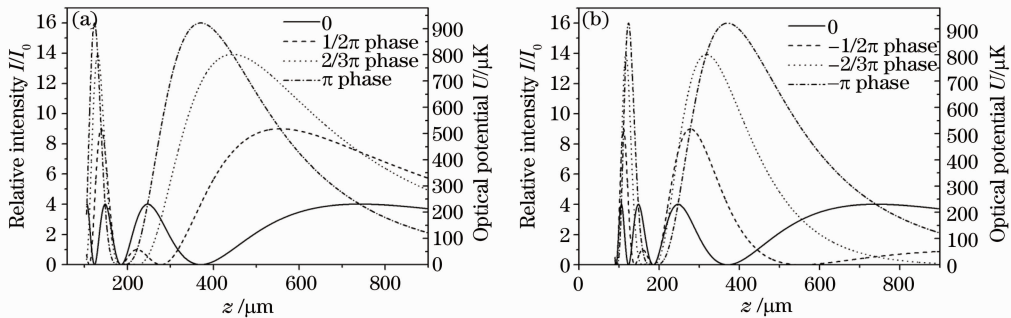


图 2 z 轴上的相对光强分布和相应的囚禁冷 ^{87}Rb 原子的光学势分布与相位 φ 的关系

Fig. 2 Relation of the relative z -axial intensity of diffraction light and its trapping potential with phase φ for ^{87}Rb atoms

从图 2(a)中可以看到,当 $\varphi = 0$ 时,选择从无穷远处数过来的第二个光强最弱区域为囚禁原子的空心光阱(即光阱的中心位置在 $z = 185.19 \mu\text{m}$ 处,其相对光强接近零),而 z 轴上一系列的光强最强区域的最大相对光强约为 4。当相位 φ 从 0 变化到 π 时,发现 z 轴上光强最强区域的位置向衍射屏靠近,且 z 轴上第一、第三个光强最强区的最大相对光强随着相位的增加而增大,第二个光强最强区的最大相对光强由于部分相消干涉随着相位的增加而减小。因此随着相位 φ 的逐渐增大,囚禁原子的空心

光阱左侧光强最强区的最大相对光强随着相位的增加而增大,而右侧光强最强区的最大相对光强随着相位的增加而减小,空心光阱两侧的光强分布出现不对称,使得冷原子无法继续被囚禁于原来的区域。当 $\varphi = \pi/3$ 时,第二个光强最强区的最大相对光强减小至 1,而第一、第三个光强最强区的最大相对光强增大 9。而当 $\varphi = 2\pi/3$ 时,第二个光强最强区的最大相对光强减小至第一、第三光强最强区的最大相对光强的 0.05%,并且第二个光强最强区域大大缩小,伴随着能量分别传递给相邻的第一、第三光强最

强区。根据能量守恒定律,当相位 $\varphi = \pi$ 时,由于完全相消干涉,第二个光强最强区的光强降低到零;而第一、第三两个光强最强区的最大相对光强增加到最大约为 16,是无相位板时的 4 倍,从而在 $z = 185.19 \mu\text{m}$ 处出现具有更高光学势的蓝失谐空心光阱。

从图 2(b)中可以看到,当相位 φ 从 0 变化到 $-\pi$ 时,与 $\varphi = 0$ 时作比较,发现 z 轴上的光强最强区域远离衍射屏,且由于相长干涉,第二、第四个光强最强区的最大光强随着相位的增加而增大,而第一、第三个光强最强区的最大光强由于部分相消干涉随着相位的增加而减小。当相位 $\varphi = -\pi$ 时,第一和第三个光强最强区的光强由于完全相消干涉降低到零,第二和第四个光强最强区的光强由于完全相长干涉增加到最大,最大相对光强约为 16。由于二元相位板相位调制的周期性,此时空心光阱的光强分布与光阱在相位 $\varphi = \pi$ 时的光强分布相同,即在 $z = 185.19 \mu\text{m}$ 区域出现具有更高光学势的蓝失谐空心光阱。

由以上分析可知,当相位板的相位 $\varphi = 0$ 时,在 $z = 185.19 \mu\text{m}$ 处出现适合于原子囚禁的蓝失谐空心光阱。而当 $\varphi = \pi$ 或 $\varphi = -\pi$ 时,由于相位板的相位调制而产生完全相消干涉或完全相长干涉,在 $z = 185.19 \mu\text{m}$ 处出现一个光学势更高的空心光阱。分别计算在相同的入射激光参量下,当相位板的相位分别为 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = \pm\pi$ 时,在 $z = 185.19 \mu\text{m}$ 处垂直于光轴的 xoy 平面上沿 r 轴分布的相对光强 I/I_0 和对冷 ^{87}Rb 原子的光学囚禁势 U 分布,结果如图 3 所示。由图 3 可见,当 $\varphi = 0$ 时,在光阱中心的光强为零,在 $r = 3.05 \mu\text{m}$ 处,内层光强极大值的相对光强 I/I_0 达到 1.96,而当 $\varphi = \pm\pi$ 时,在 $r = 4.86 \mu\text{m}$ 处,内层光强极大值的相对光强 I/I_0 达到 3.50,是无相位板(即 $\varphi = 0$)时的 1.79 倍。根据表示空心光阱特征的定义^[10],空心光阱的有效光强 I_{eff} 决定于空心光阱四周最小的光强极大值。计算了 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = \pm\pi$ 时,空心光阱在 xoz 平面上的光强等值线和二维光强分布,结果如图 4 所示。由图 4 可以看出在 $z = 185.19 \mu\text{m}$ 处出现中心的光强为零的空心光阱,光阱四周被光强极大值包围起来,但是四周的光强最大值不全相同(例如在光阱 r 轴方向的光强最大值较小,在 z 轴方向的光强最大值最大)。由图 4(a)和(b)可见,当相位 $\varphi = 0$ 时,光阱在 $z = 165.8 \mu\text{m}$, $r = 1.71 \mu\text{m}$ 处的光强最大值为最小,则空心光阱的有效光强为 0.73 GW/m^2 ,相对应的囚

禁冷 ^{87}Rb 原子的光学势达到 $52.6 \mu\text{K}$ 。而通过相位板的改善作用,当取相位 $\varphi = \pm\pi$ 时,由图 4(c)和(d)所示,光阱在 $z = 146.6 \mu\text{m}$, $r = 1.92 \mu\text{m}$ 处的光强最大值为最小,有效光强为 1.11 GW/m^2 ,相对应的囚禁冷 ^{87}Rb 原子的光学势增大为原来的 1.53 倍,达到 $80.2 \mu\text{K}$ 。这表明经相位板相位调制改善后的光阱深度,远远高于光学黏胶^[14]中冷 Rb 原子的温度(约 $20 \mu\text{K}$),可用于囚禁由量子简并原子气体产生的冷分子。

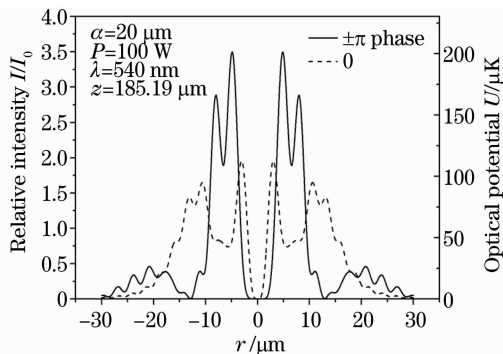


图 3 r 轴上的相对光强分布和相应的囚禁冷 ^{87}Rb 原子的光学势分布

Fig. 3 Relation of the relative radial intensity of the diffraction light and its trapping potential for ^{87}Rb atoms

3.3 光阱参量与小孔半径和激光波长关系的理论分析

根据表征空心光阱特征的参量的定义^[10],空心光阱的宽度 l_{dw} 为光阱内侧光强等于有效光强的两点间径向距离,暗斑尺寸 l_{dss} 为光阱内侧光强等于有效光强一半的两点间径向距离。由图 2 和图 3 可以看出,当孔径 $a = 20 \mu\text{m}$,入射激光波长 $\lambda = 540 \text{ nm}$,功率 $P = 100 \text{ W}$,相位 $\varphi = 0$ 时,空心光阱在 x , y 和 z 方向的宽度及暗斑尺寸分别为 $l_{\text{dwx}} = l_{\text{dwy}} = 3.7 \mu\text{m}$, $l_{\text{dwz}} = 29.62 \mu\text{m}$ 和 $l_{\text{dssx}} = l_{\text{dssy}} = 2.9 \mu\text{m}$, $l_{\text{dssz}} = 20.43 \mu\text{m}$,光阱的囚禁体积可近似为一个椭球,根据暗斑尺寸的大小,求得囚禁体积约为 $90 \mu\text{m}^3$ 。而在相同的入射激光条件下,当 $\varphi = \pm\pi$,空心光阱在 x , y 和 z 方向的宽度及暗斑尺寸分别为 $l_{\text{dwx}} = l_{\text{dwy}} = 6.84 \mu\text{m}$, $l_{\text{dwz}} = 70.02 \mu\text{m}$ 和 $l_{\text{dssx}} = l_{\text{dssy}} = 5.96 \mu\text{m}$, $l_{\text{dssz}} = 57.06 \mu\text{m}$,光阱的囚禁体积增大至 $1.061 \times 10^3 \mu\text{m}^3$,接近 $\varphi = 0$ 时的 11.8 倍。因此通过相位板的改善作用不仅增大了光阱的有效光强,而且大大地增大了光阱的囚禁体积,当冷原子密度为 $n = 10^{12} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 时,改善后的空心光阱中囚禁的粒子数可达到 $N \approx 10^3 \sim 10^5$ 。显然,这样的光阱可用于冷原子或冷分子的光学囚禁。

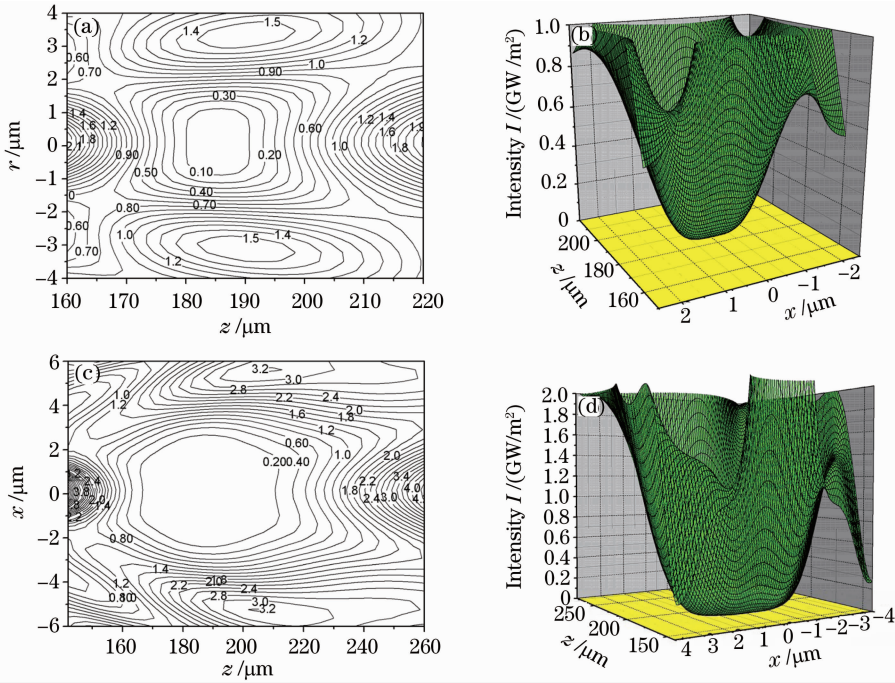


图 4 (a) 和(b)为相位 $\varphi = 0$, (c)和(d)为 $\varphi = \pm\pi$ 时空心光阱在 xoz 平面的光强等值线和二维光强分布
Fig. 4 Intensity contour and two-dimensional intensity distribution of the hollow optical trap in the xoz plane for (a) and (b) $\varphi = 0$, (c) and(d) $\varphi = \pm\pi$

考虑到光阱实际应用的需要,推导出当 $\varphi = \pm\pi$ 时,经相位板相位调制改善后的光阱参量(包括光阱宽度、囚禁体积)与小孔半径 a 和激光波长 λ 之间的解析关系。如果以从右边无穷远处数过来的第二个空心光阱为例,它在 z 方向上和 $z = 185.19 \mu\text{m}$ 处的 xoy 平面上暗斑尺寸分别为

$$l_{\text{dssz}} = 0.0644\lambda \left(1 + 1.1955 \frac{a^2}{\lambda^2}\right),$$

$$l_{\text{dssx}} = l_{\text{dssy}} = 0.0157a \left(18.9681 + \frac{\lambda^2}{a^2}\right), \quad (4)$$

通常有关系 $a \gg \lambda$, 故由(4)式可得等到光阱的纵横比为

$$\kappa = \frac{l_{\text{dssz}}}{l_{\text{dssx}}} \approx 0.1293 \frac{2a}{\lambda}, \quad (5)$$

空心光阱囚禁体积:

$$\Delta V_{1/2} = 8.3116 \times 10^{-6} \lambda^3$$

$$\left(430.1276 \frac{a^4}{\lambda^4} + 405.1415 \frac{a^2}{\lambda^2} + \frac{\lambda^2}{a^2} + 39.1317\right), \quad (6)$$

考虑到 $a \gg \lambda$, 上式可近似为

$$\Delta V_{1/2} \approx 3.58 \times 10^{-3} \times \frac{a^4}{\lambda}. \quad (7)$$

当 $a = 20 \mu\text{m}$ 和 $\lambda = 540 \text{ nm}$ 时,得到空心光阱的纵横比 $\kappa = 9.6$ 。由(4)~(7)式可以看出,空心光阱的囚禁体积与圆孔半径 a 的四次方的正比关系,即通过增大圆孔的半径可有效地增大空心光阱囚禁

冷原子(或冷分子)样品的体积,从而改变囚禁粒子的数目和密度。

4 空心光阱的应用与讨论

当激光场为蓝失谐时,即失谐量 $\delta > 0$, 光学势是排斥势,原子将被排斥到光强最弱处。根据(1)~(3)式,分别计算了当 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = \pm\pi$ 时囚禁⁸⁷Rb原子的空心光阱的有效光强和光学势,当入射激光功率为 100 W, 波长为 540 nm, 取相位板 $\varphi = 0$ 时,空心光阱的有效光强和相应的光学势分别为 0.73 GW/m² 和 52.6 μK , 而取相位板 $\varphi = \pm\pi$ 时,空心光阱的有效光强和相应的光学势分别为 1.11 GW/m² 和 80.2 μK , 与相位板 $\varphi = 0$ 相比,两者都增大为原来的 1.53 倍,这表明通过相位板的改善作用,可以实现在入射激光功率较低的情况下依然获得具有较高光学势的空心光阱。

此外,当二能级原子在光场中运动时还将发生光子自发辐射,其相应的自发辐射速率可以由下式计算^[15]:

$$S_{\text{sp}} = \frac{\Gamma |\Omega|^2 / 2}{2[(\Gamma/2)^2 + \delta^2] + |\Omega|^2}, \quad (8)$$

式中 Ω 是拉比频率,由 $|\Omega|^2 = \frac{1}{2} \Gamma^2 I(\vec{r}) / I_s$ 给出。对于⁸⁷Rb原子的 D_2 线跃迁, $I_s = 1.6 \text{ mW/cm}^2$, $\Gamma =$

$2\pi \times 6.1$ MHz。囚禁原子的空心光阱的有效光强为 1.11 GW/m²。根据(8)式,可以求得自发辐射速率 $S_{sp} = 0.43$ s⁻¹。显然原子在蓝失谐空心光阱中运动时,原子的自发辐射速率比较低,避免了由原子或分子自发辐射引起的加热效应。空心光阱完全可以用来收集并囚禁来自光学粘胶或磁光阱的冷原子,实现原子(或分子)样品的光学囚禁。若选择功率相同的 YLR-SM 系列掺镱光纤激光作为入射光束,由于激光场为红失谐,光学势是吸引势,原子将被吸引到光强最强处。当 $\lambda = 1.080$ μm , $P = 100$ W, $\delta = -2\pi \times 1.03 \times 10^{14}$ Hz 时,入射激光经过圆孔衍射后产生的红失谐高斯光阱的最大光强达到 3.14 GW/m²,相应的光学势为 230 μK 。虽然红失谐的高斯光阱具有较大的光强和较高的光学势,但是原子或分子自发辐射引起的加热效应显著。根据(8)式,求得⁸⁷Rb 原子在大失谐的红失谐高斯光阱中运动时,原子的自发辐射速率达到 $S_{sp} = 3.06$ s⁻¹,比⁸⁷Rb 原子在蓝失谐空心光阱中的自发辐射速率增大了 7.12 倍。因此采用蓝失谐空心光阱囚禁冷原子或冷分子可以有效地减少由原子或分子自发辐射引起的加热效应,具有更高的应用价值。

5 结 论

提出了一种采用激光照射圆孔与二元相位板组合系统产生蓝失谐空心光阱的新方案。研究表明,通过二元相位板的相位调制作用可改善空心光阱的光强分布,从而产生具有更大囚禁体积和更高有效光强的空心光阱。当用 100 W 的倍频掺镱光纤激光照射圆孔与 π 相位板组合系统时,对⁸⁷Rb 原子的光学囚禁势可达 80.2 μK ,接近未加相位板时的 1.53 倍。同时光阱的囚禁体积增大至 1.061×10^3 μm^3 ,接近 $\varphi = 0$ 时的 11.8 倍。此外,光阱的几何参量与光学系统的孔径和照射波长有关,通过改变圆孔的半径和波长可以实现空心光阱中冷原子(或冷分子)的激光操纵与控制。而且若激光照射一个由周期性排列的圆孔阵列和对应二元相位板阵列组成的光学系统,将产生一个一维或二维的光学偶极阱阵列,在新颖的原子芯片、量子信息处理以及在生物大分子研究等实验研究方面,有着广阔的应用前景。

参 考 文 献

- 1 Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin *et al.*. Experimental observation of optically trapped atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **57**(3): 314~317
- 2 G. Birkel, F. B. J. Buchkremer, R. Dumke *et al.*. Atom optics with microfabricated optical elements[J]. *Opt. Commun.*, 2001, **191**: 67~81
- 3 R. Dumke, M. Volk, T. Muther *et al.*. Micro-optical realization of arrays of selectively addressable dipole traps: a scalable configuration for quantum computation with atomic qubits[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(9): 097903-1~097903-4
- 4 S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O' Hara *et al.*. All-optical production of a degenerate Fermi gas[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(12): 12040521~12040524
- 5 Cai Bangwei, LüBaida, Zhang Bin *et al.*. Propagation and transformation properties of axicon optical systems for laser beams[J]. *Chinese J. Lasers*, 1994, **21**(1): 21~25
蔡邦维,吕百达,张 彬 等. 旋转棱镜对激光束的变换特性[J]. *中国激光*, 1994, **21**(1): 21~25
- 6 J. Soding, R. Grimm, Yu. B. Ovchinnikov. Gravitational laser trap for atoms with evanescent-wave cooling[J]. *Opt. Commun.*, 1995, **119**(5,6): 652~662
- 7 T. Kuga, Y. Torii, N. Shiokawa *et al.*. Novel Optical Trap of Atoms with a Doughnut Beam[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(25): 4713~4716
- 8 I. Manek, Yu. B. Ovchinnikov, R. Grimm. Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon[J]. *Opt. Commun.*, 1998, **147**(1~3): 67~70
- 9 Yin Jianping, Gao Weijian. Intensity-gradient cooling of atoms in a localized-hollow beam[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(12): 4157~4162
印建平,高伟建. 局域中空光束中原子的强度梯度冷却[J]. *物理学报*, 2004, **53**(12): 4157~4162
- 10 Ji Xianmin, Mu Renwang, Yin Jianping. A novel array of surface hollow micro-traps[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(11): 5109~5115
纪宪明,沐仁旺,印建平. 一种新颖的表面空心微光阱阵列[J]. *物理学报*, 2005, **54**(11): 5109~5115
- 11 Xue Dongmei, Liu Tingting, Guo Chengshan. Localized hollow beams generated through interference of double zero-order Bessel beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(5): 771~775
薛冬梅,刘婷婷,国承山. 基于零级贝塞尔光束干涉产生的局域空心光束[J]. *光学学报*, 2007, **27**(5): 771~775
- 12 Yin Lianghong, Li Yinmei, Lou Liren *et al.*. Experimental research of doughnut, a new kind of laser trap[J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(3): 211~215
尹良红,李银妹,楼立人 等. 空心新型光阱的实验研究[J]. *中国激光*, 2003, **30**(3): 211~215
- 13 Chen Liya, Yin Jianping. Optical dipole traps for cold molecules (or cold atoms) using a red-detuned small-hole diffracted light field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1852~1857
陈丽雅,印建平. 通过圆孔衍射实现冷分子(或冷原子)囚禁的光学偶极阱[J]. *光学学报*, 2007, **27**(10): 1852~1857
- 14 T. Takekoshi, J. R. Yeh, R. J. Knize. Quasi-electrostatic trap for neutral atoms[J]. *Opt. Commun.*, 1995, **114**: 421~424
- 15 T. Takekoshi, R. J. Knize. CO₂ laser trap for cesium atoms[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(1): 77~79