文章编号　2095-1531(2019)06-1295-08

用于超冷原子囚禁的一体式结构三维光晶格系统

田　晓*,张　俊,黄宝玉,杨　航,现嘉裕
(西安航空学院 理学院,陕西 西安 710077)

摘要:为优化用于冷原子装载的三维光晶格囚禁势阱,提出一种一体式结构且具有腔增强效果的三维光晶格系统。基于激光与原子的相互作用理论,对用于碱土金属^{88}Sr 冷原子囚禁的光晶格势阱进行研究,通过对 Lamb-Dicke 参数 η 的讨论得到该势阱束缚能力对阱中原子的作用效果,当 $\eta \ll 1$ 时,原子被强束缚,与载波跃迁相关的拉比辐射值最大,边带激发跃迁被抑制。通过使一束入射激光在多个特殊角度设置的反射镜之间传播,实现 3 对激光之间相互正交的三维光晶格。研究结果表明,在实现相等势阱深度的前提下,该三维光晶格系统所需激光功率仅为传统晶格系统激光功率的 1/15,此时势阱深度最大值为 86 μK,对温度在几个或十几 μK 量级的锶冷原子囚禁是非常有效的,并得到晶格轴向上的囚禁频率约为 158 kHz,相应的 η 为 0.17。此外,还表明晶格光场偏振态对该三维光晶格势阱的稳定性分布具有明显的影响,可通过使各维度光束的偏振相互垂直,消除干涉引入的负面影响。该一体式三维光晶格能够降低对原子本身的干扰,有利于准确捕捉晶格势阱中,被囚禁原子的内部信息。该研究为实现高效光晶格装载冷锶原子及其它碱土金属原子提供理论参考。

关　键　词:激光;光晶格;一体式结构;腔增强;激光相位
中图分类号:TN248.1　　**文献标识码**:A　　doi:10.3788/CO.20191206.1295

The integrated three dimensional optical lattice system for confining ultra-cold atoms

TIAN Xiao*, ZHANG Jun, HUANG Bao-yu, YANG Hang, XIAN Jia-yu
(*School of Science, Xi'an Aeronautical University, Xi'an* 710077, *China*)
* *Corresponding author*, *E-mail*: *daisy*_1005@126.*com.cn*

Abstract: In order to optimize the trapping potential well of the lattice, an integrated three-dimensional(3-D) optical lattice system with cavity enhancement effect is proposed. Based on the theory of laser-atom interaction, the potential well for loading alkaline-earth metal ^{88}Sr atoms is studied. The effects of confinement ability on cold atoms is obtained by discussing the Lamb-Dicke parameter η. When $\eta \ll 1$, atoms are confined tightly in the well and the Rabi radiations associated with the carrier transition have maximum values. The sideband transition is suppressed. Three pairs of lasers are placed orthogonally to each other to form a three-dimensional optical lattice by making an incident laser propagate among mirrors set at several special angles. Results show

收稿日期:2019-01-10;**修订日期**:2019-03-06
基金项目:陕西省自然科学基础研究计划资助项目(No. 2019JQ-914);西安航空学院博士及高层人才科研启动基金资助项目(No. 206011625);西安航空学院大学生创新创业训练计划项目(No. DCX2019042)
Supported by Natural Science Basic Research Program of Shaanxi(No. 2019JQ-914); Doctoral and Senior Talent Research Fund of Xi'an Aeronautical University(No. 206011625); College Students' Innovation and Entrepreneurship Training Program of Xi'an Aeronautical University(No. DCX2019042)

that the input laser power required by this 3-D optical lattice system is only 1/15 of the power of the traditional system and the maximum depth of the potential well is 86 μK. The trapping frequency along the axis of the lattice is about 158 kHz and the corresponding parameter is only 0.17. It is also shown that the polarization characteristics of the lattice laser have a significant influence on the stability of the potential well distribution. This negative influence of instability induced by interference can be eliminated by perpendicular polarization between beams in each dimension. The integrated three-dimensional optical lattice can reduce the interference to the atom itself and is conducive to the precise detection of the trapped atom. This study provides a theoretical reference for efficiently loading cold Strontium atoms and other alkaline earth metal atoms into the optical lattice in experiments.

Key words: laser; optical lattice; integrated structure; cavity enhancement; laser phase

1 引 言

无论对于经典物理领域还是量子力学领域，光晶格都是研究多体系统的有利工具[1-5]。光晶格本质上是采用激光并基于偶极力形成周期性光阱，将冷原子装载于光晶格势阱中，多普勒频移和光子反冲频移能被极大地抑制，甚至消除，被广泛应用于高精密光谱、量子模拟、高精度时间频率基准等诸多领域[6-8]。基于光学交流斯塔克效应(A. C. Stark)，光晶格势阱中的冷原子被囚禁于一个激光波长尺度的位移范围内，即冷原子运动被限制在“Lamb-Dicke”区域，避免了自由空间冷原子由于频移问题而引起的谱线展宽问题，可获得赫兹甚至亚赫兹量级的超窄线宽跃迁光谱。与固体物理学的传统晶格相比，光晶格可避免固体晶格的缺陷，相邻光晶格的间距在几百纳米到几微米范围内，比固体晶格间距大3个数量级。通过改变光束方向、光强、频率和偏振等参数，能精确地控制光晶格参数及构造不同的光晶格，从而最终达到影响甚至操控光晶格中冷原子行为的目的。日本东京大学的Katori研究小组首次在理论上提出并从实验上实现了利用光晶格技术对锶原子光学频率标准性能的高度优化[9-10]，中国计量科学研究院的研究人员基于构建的一维光晶格系统，对冷原子装载的“零”干扰波长，即“魔术”波长进行了精密测量[11]，国防科技大学的科学研究人员针对碱金属^{87}Rb原子设计了大失谐一维光晶格，通过光晶格光束校准、频率失谐调整等实现该原子的绝热装载与卸载[12]。

上述的一维光晶格(One Dimension, 1-D)系统只能在一维方向上将原子限制在Lamb-Dicke区域，而在其他方向上Doppler谱线加宽，反冲动量频移仍然十分明显，无法避免重力对一维光晶格势阱中原子的影响，此外由于势阱中原子占有数不同，原子之间会存在碰撞频移，从而影响原子内部信息的精确探测。采用外偏置磁场是消除重力引起的原子跃迁频移的一个途径，但无疑将使系统复杂化。另外一个途径是采用高维度的光晶格系统，比如三维光晶格(Three Dimensions, 3-D)，一方面可消除重力影响，另一方面可使势阱中每个晶格格点原子占有数最多为1，从而降低甚至消除碰撞频移，这在超冷玻色子作为探询原子的应用研究中非常重要[13]，而对于费米子，由于泡里不相容原理采用一维光晶格便能获得超低碰撞频移的原子囚禁效果。传统的三维光晶格，采用单独六束激光两两对射或者采用三束激光经反射，组成相互正交的3对驻波光场，即三维光晶格。传统三维光晶格存在以下几个问题：一是同频正交激光束的光偏振若相同，那么沿各个轴方向的晶格光在相遇区域会发生干涉，使得形成的晶格势阱不稳定，进而对势阱内部原子造成加热作用；二是受外部振动的影响，晶格激光各光束之间的相对相位将发生变化，导致各独立光束之间产生相位差，从而使势阱深度发生变化；三是高维度光晶格系统所要求的晶格激光数目要多于一维光晶格，因此对输入激光功率提出了更高的要求。目前已证实，由一束激光经过光路折叠形成的二维光晶格，其内部折叠激光之间相位相互关联，且与元件振动等原因引起的光程差没有关系，所以

形成的光晶格势阱分布稳定,利于光晶格系统的优化[14-15]。

本文主要研究了用于超冷锶原子囚禁的三维光晶格,基于光场与原子的相互作用理论,对该光晶格光场进行理论描述,得到光晶格势阱分布、囚禁频率以及不同势阱条件下阱中囚禁锶玻色子^{88}Sr拉比辐射速率的变化。考虑构成光晶格的激光束之间的相位关系、输入光功率等问题,采用一束激光入射至光晶格内部,通过晶格内部特殊角度设定的高反射镜,实现三对激光两两正交,即仅通过一束激光获得腔增强效果的三维光晶格系统,然后分析该结构光晶格系统与传统结构三维光晶格输入激光功率的差别,以及该三维光晶格势阱分布受激光偏振特性的影响。该研究为实验实现锶原子的三维光晶格囚禁与装载奠定了理论基础,并对其它碱土金属原子或类碱土金属原子的实验研究具有指导意义。

2　光晶格装载冷原子的物理描述

两束相向传播且偏振方向相互平行(偏振)的线偏振激光束或旋转方向相同的圆偏振激光,即 $\pi\rightarrow\pi$ 或 $\sigma\rightarrow\sigma$ 偏振形成一维驻波激光场,或称之为一维光晶格,其结构如图 1 所示。

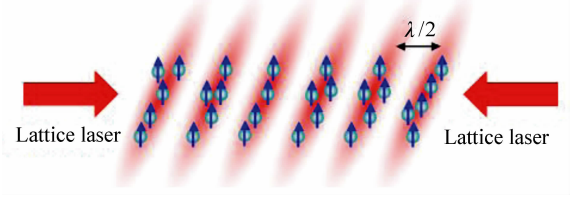

图 1　装载冷原子的一维光晶格结构示意图

Fig. 1　Schematic diagram of one-dimensional optical lattice confining cold atoms

构成光晶格的该激光束即称为晶格激光(lattice laser),形成的驻波光场间隔为 $\lambda_L/2$,λ_L 为晶格激光的波长。当冷原子被装载至光晶格中,激光场频率相对原子跃迁频率为远失谐,此时激光场对原子能级仅产生微扰,使能级发生移动。感应电偶极矩和电场之间相互作用能为 $U=\vec{d}\cdot\vec{E}$。该一维光晶格产生的囚禁势阱为:

$$U_{1D}(r,z) = -U_0 e^{-2\frac{r^2}{\omega_0^2}}\cos^2 kz\ , \qquad (1)$$

其中,ω_0 为晶格激光的光束束腰半径,k 为晶格激光波矢,z 表示该光晶格的轴向,r 表示径向,$U_0=-\alpha_{ik}\frac{4p_0}{\varepsilon_0 c\pi\omega_0^2}$ 为光晶格势阱的最大深度,由公式(1)可看出该势阱深度被周期性调制,其中 $\alpha_{ik}=\sum_k\frac{2|d_{ik}|^2}{\hbar}\frac{\omega_{ik}}{\omega_{ik}^2-\omega_L^2}$,为偶极极化率,$\omega_{ik}$ 和 d_{ik} 分别为能态 $|i\rangle$ 和 $|k\rangle$ 的角频率和偶极动量矩阵元。对多能级结构原子,发生频移的能态 $|i\rangle$,所有相关能级跃迁均对此光频移有贡献,对能级移动产生影响的态设为 $|k\rangle$。

利用 $e^{-\frac{2r^2}{\omega_0}}\approx(1-\frac{2r^2}{\omega_0^2})$ 对公式(1)展开并进一步化简得到:

$$U(r,z) = U_0\left(-1+k^2z^2+\frac{2}{\omega_0^2}r^2-\frac{k^4}{3}z^4-\frac{2k^2}{\omega_0^2}z^2r^2\right). \qquad (2)$$

处于光晶格中的原子其振动能级呈量子化分立结构,在轴向上的振动量子数为 n_z,径向上振动量子数为 n_r,轴向一维谐振子势阱则为 $\frac{1}{2}m\omega_z^2=U_0k^2$,径向一维谐振子势阱为 $\frac{1}{2}m\omega_r^2=\frac{2U_0}{\omega_0^2}$,进而得到光晶格势阱的轴向囚禁频率 $v_z=\frac{\omega_z}{2\pi}$ 和径向囚禁频率 $v_r=\frac{\omega_r}{2\pi}$ 分别为 $v_z=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2U_0k^2}{m}}$ 和 $v_r=\frac{2}{\pi\omega_0}\sqrt{\frac{U_0}{m}}$。可以看出光晶格的囚禁频率与晶格光场的功率有直接关系,且激光功率越高,两囚禁频率越大。对于光晶格的势阱深度,可表示为温度单位,即 U/k_B(其中 k_B 为玻尔兹曼常数),另外也可表示为反冲能量单位,即 U/E_R(其中 $E_R=(\hbar k)^2/2m$ 是晶格光子反冲能量,m 为原子质量)。

装载于上述光晶格势阱中的原子,其运动可被限制在 Lamb-Dicke 区域,该 Lamb-Dicke 参数 $\eta=\sqrt{\frac{\omega_r}{\omega}}$ 指该晶格势阱对原子的束缚能力,$\omega_r=\frac{\hbar k^2}{2m}$ 为探测激光的反冲频率,ω 为光晶格囚禁频

率。根据光晶格功率与晶格囚禁频率的关系、囚禁频率与 η 参数的关系，从而可知晶格激光功率影响了 η 参数，也即影响了晶格内部的原子。

当该 $\eta >> 1$ 时认为原子处于自由空间，即呈无束缚状态，而当 $\eta << 1$ 时原子吸收单光子引起的反冲动量被囚禁势阱吸收，此时原子被强束缚[16]。处于光晶格中被谐振束缚原子受到光场作用，其内部电子能级发生 A. C. Stark 效应，原子具有分立的振动能级，对振动量子数相同的跃迁，即 $n = n'$，称为载波跃迁，n 和 n' 分别表示基态和激发态的振动量子数，此种情况下原子跃迁仅有内部电子激发。振动量子数不同时，且 $n - n' = \pm 1$，便产生边带跃迁，此时原子不仅有内部纯电子激发，还有振动能态的激发（或去激发），进而导致原子振动能态的改变。

对于内部电子激发情况，原子有效拉比辐射速率由下式给出：

$$\Omega_{nn} = e^{-\frac{\eta^2}{2}} L_n^0(\eta^2), \tag{3}$$

其中，$L_n^0(\eta^2) = \sum_{p=0}^{n} (-1)^p \binom{n+0}{n-p} \frac{(\eta^2)^p}{p!}$ 为广义拉盖尔多项式。

由晶格光场引起的原子在不同振动量子数 $n = 0$、$n = 1$ 和 $n = 6$ 下的有效拉比辐射情况，分别如图 2（a）、2（b）和 2（c）所示，此处采用 Ω_{nn}^2/Ω^2 来表征晶格内部原子与振动量子数有关的辐射跃迁，Ω 为原子跃迁拉比频率。由图 2 可看出，当 $\eta << 1$，即原子被强束缚，此时阱中的原子可被视作静止原子，无较大的运动范围，此时占据基态的原子吸收和辐射光子产生的反冲频移被光晶格势吸收，抑制了边带激发光谱强度。按照海森堡不确定原理，如果粒子的空间波函数被局限于比探测光波长还小的区域内，则粒子在动量空间将被高度局域化。此时在该 Lamb-Dicke 区域对原子跃迁进行探测时，原子吸收谱的载波强度与边带强度比变大，且边带结构更加对称。由图 2 还可看出，特别地，在 $\eta << 0.1$ 时原子拉比辐射近似相当于“理想无干扰”原子，此时的有效辐射跃迁等同于原子的正常辐射，$\Omega_{nn} = \Omega$。而随着束缚能越来越弱，即 $\eta >> 1$ 时，原子的波函数特征长度小于 x_0，此时，它的运动范围大到可比拟探测激光波长，此时反冲频率远大于晶格的振动频率，认为原子处于自由空间，$\Omega_{nn}^2 << \Omega^2$，原子处于不同跃迁初始态 n 时，经历不同的相干激发过程至激发态，即呈现明显的非均匀性，表现为类似阻尼振荡曲线，称为阻尼拉比振荡，在图 2（c）中尤为明显。

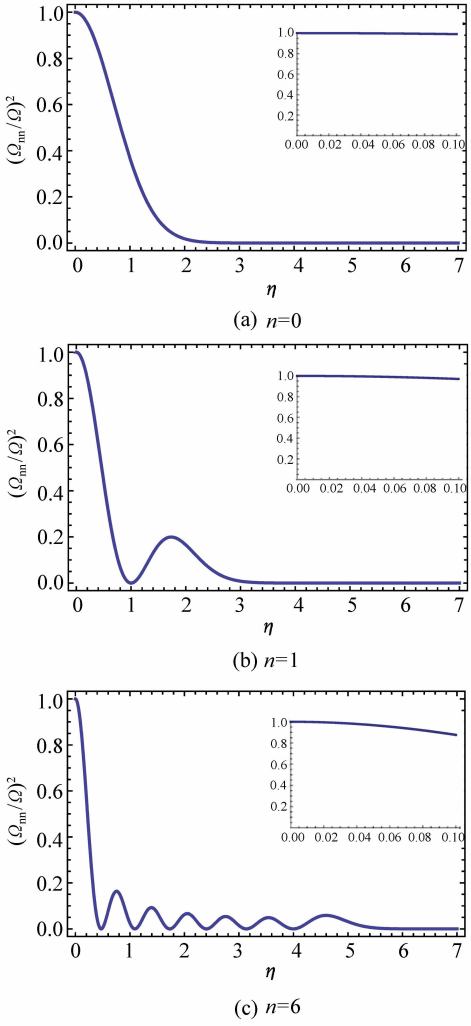

图 2 在不同振动量子数下，原子内部拉比辐射速率与 Lamb-Dicke 参数之间的关系

Fig. 2 The relationship between Rabi radiation rate and parameter η of atoms under different vibrational quantum numbers

3 用于冷锶原子囚禁的三维光晶格

3.1 一体式结构的光晶格系统

为尽量降低光晶格势阱对阱中原子的影响，对一束入射激光经过特殊的光路设计，形成一体

式结构驻波光场,即三维光晶格。光晶格内部,即腔体内部,设置有特殊角度的高度反射镜,使得一束入射晶格激光光束在腔体内部传播后,实现六束激光两两对射,3 对激光相互正交的效果,该晶格系统可看作是 1-D 晶格和反射光的拓展形式。

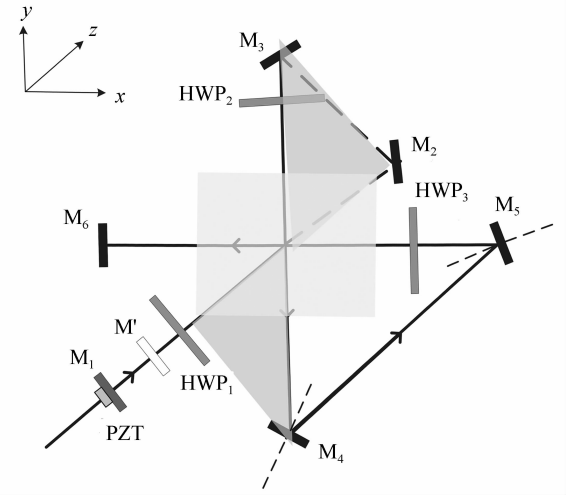

图 3　一体式三维光晶格系统示意图

Fig. 3　Schematic diagram of integrated three-dimensional optical lattice

上述三维光晶格结构如图 3 所示,其中 M_1 为输入耦合镜,$M_2 \sim M_6$ 均为高度反射镜,M′为窗口片,$HWP_1 \sim HWP_3$(Half wavelength plate)均为半波片。该光晶格装置的 3 个方向上,即 x、y、z 方向的激光均为线偏振光;输入耦合镜 M_1 具有一定的反射率,且连接环形压电陶瓷 PZT(Piezoelectric ceramic Transducer)用于调节该光晶格腔的腔长,使之与晶格激光波长实现最佳匹配。入射激光经由腔体输入窗口镜片 M′进入光晶格腔系统内部,且激光入射镜面 $M_2 \sim M_5$ 角度均为 22.5°,对反射镜 M_6 激光为正入射。一般情况下,冷原子在一个标准形真空腔中完成制备,然后通过光学元件将晶格激光经由安装在腔壁的通光法兰导入腔体内,由于经过多个光学元件,不可避免地会大幅损耗激光功率,因此直接将 M′和 $M_2 \sim M_5$ 的镜片设置为真空腔壁,以减少激光功率损耗,这样相应的腔形状就可根据反射镜面的角度进行调整。进入光晶格腔体内部的激光束,在腔体内通过反射镜进行多次反射,即激光束多次正交重合于腔中心,因此对于中心区域而言具有腔增强的效果,使该中心激光功率增加,相应势阱深度增加使得更多的原子被装载,增加原子探测的信噪比,另一方面也意味着在实现相同光晶格阱深的前提下,相比于单独六束激光束形成的三维正交晶格,对入射激光的功率要求要低。

对上述具有腔增强效果的一体式结构光晶格腔中心功率与入射功率的关系进行分析,由激光器出射的激光经过一单模保偏光纤导引至该三维光晶格腔体的输入耦合镜处,设 P_{in} 为通过反射率为 R 的镜片 M_1 后耦合进腔内的功率,由此腔内形成光晶格势阱的激光功率 $P_{Lattice}$ 可表示为:

$$R_{lattice} = P_{in} \frac{(1-R)}{[1-\sqrt{R(1-L)}]^2}, \qquad (4)$$

其中,L 是光晶格腔回路损耗。由式(4)可知当 $R = 1 - L$ 时可实现最大的腔增强效果。腔增强的一体结构三维光晶格系统为冷原子的装载提供了理想环境。

3.2　激光场偏振特性对光晶格的影响

对于碱土金属 ^{88}Sr 原子的光晶格囚禁,首先选取 813.4 nm 作为光晶格激光波长[17],这是因为当锶原子处于该激光波长构成的上述结构光晶格势阱时,锶原子钟跃迁能态 $(5s^2)^1S_0$ 和 $(5s5p)^3P_0$ 的偶极极化率相等,即在 813.4 nm 附近两跃迁相关的两能态的极化率值相等,意味着该波长对囚禁势阱中的冷锶原子不造成光位移,所以探测两跃迁辐射频率时不存在频移问题,将该 813.4 nm 波长称之为锶原子的“魔术”波长。

用于装载冷原子的光晶格,设计原则是使原子近似无干扰地被束缚于晶格势阱中,虽然上述“魔术”波长光晶格使原子能级间相对光位移差为零,但是不同方向上激光的偏振不垂直且具有相同波长(频率)时,那么光束交汇极可能产生干涉,导致势阱不稳定,对阱中冷原子产生加热的负面作用。为了使三维光晶格稳定,要求三维方向光偏振两两垂直,或者之间具有一定的频率差(几十 MHz)。但对于频率差实现需要借助于声光调制器,势必增加系统复杂性,降低系统稳定性。基于以上考虑,采用偏振控制,使各方向 $\boldsymbol{E}$ 振动矢量方向不同,即偏振不同。在图 3 所示晶格系统中,通过旋转半波片 $HWP_1 \sim HWP_3$ 改变各方向激光光束的偏振方向,使其偏振互相垂直,这样三维方向各光束之间偏振不同,即不满足光的

相干条件,形成的势阱稳定。

在上述一维光晶格光场及其囚禁势阱描述的基础上,并基于一维光晶格囚禁势阱表达式(1),得到三维光晶格势阱如下所示:

$$U_{3D}(x,y,z) = U_0 e^{-\frac{2r^2}{\omega_0}}(\cos kx + \cos ky + \cos kz)^2. \tag{5}$$

考虑三维方向上各激光光束的偏振,并结合势阱展开表达式(2),讨论以下激光参数对应的三维光晶格的囚禁势阱深度,如下所示:

$$U(x,y,z) = -U_0(\bar{e}_y\cos\frac{2\pi x}{\lambda} + \bar{e}_x\cos\frac{2\pi y}{\lambda} + 2\,\bar{e}_x\cos\frac{2\pi z}{\lambda})^2, \tag{6}$$

其中,$\bar{e}_i$ 代表轴/方向上的单位方向矢量,此时设定三维方向 x、y 和 z 激光光束的束腰半径 ω_1、ω_2 和 ω_3 之间有关系 $\omega_1 = \omega_2 = 2\omega_3$,此时沿 y,z 方向晶格光束的偏振相同且平行于 x 轴,沿 x 轴方向上的激光光束偏振不同于其它两个方向,且平行于 y 轴,从而得到 z 方向激光的轴向势阱深度,表示如下:

$$U(0,0,z) = -U_0(2\cos\frac{4\pi z}{\lambda} + 4\cos\frac{2\pi z}{\lambda} + 4). \tag{7}$$

再考虑各维度具有不同偏振态的激光,由此形成的三维光晶格囚禁势阱深度表示为:

$$U(x,y,z) = -U_0(\bar{e}_z\cos\frac{2\pi x}{\lambda} + \bar{e}_x\cos\frac{2\pi y}{\lambda} + 2\,\bar{e}_y\cos\frac{2\pi z}{\lambda})^2. \tag{8}$$

3 个方向上的激光偏振相互垂直,具体地,沿 x 方向晶格光束的偏振平行于 z 轴,沿 y 方向晶格光束的偏振平行于 x 轴,沿 z 方向晶格光束的偏振平行于 y 轴。

此外,对另外一种偏振态互相垂直的情况,即沿 x 方向晶格光束的偏振平行于 y 轴,沿 y 方向晶格光束的偏振平行于 z 轴,沿 z 方向晶格光束的偏振平行于 x 轴,相应构成的三维势阱表达式为:

$$U(x,y,z) = -U_0(\bar{e}_y\cos\frac{2\pi x}{\lambda} + \bar{e}_z\cos\frac{2\pi y}{\lambda} + 2\,\bar{e}_x\cos\frac{2\pi z}{\lambda})^2. \tag{9}$$

对于三维光晶格中的冷原子,使探测激光沿 z 轴方向打入,因此关注晶格 z 方向上的势阱情况。最终目的是通过偏振控制构建稳定晶格势阱,从而在该 z 方向上,利用探测激光“无干扰”探测原子获得其精确信息。

但无论上述哪类偏振态组合,在关注轴向阱深的结果均相同,z 方向激光的轴向势阱深度表示:

$$U(0,0,z) = -U_0(2\cos\frac{4\pi z}{\lambda} + 4). \tag{10}$$

该一体式结构的三维光晶格系统,在 z 方向上的激光轴向势阱深度受相应晶格激光之间偏振的影响效果如图 4 所示,即势阱存在干涉时(虚线表示)和无干涉时(实线表示)的势阱分布。

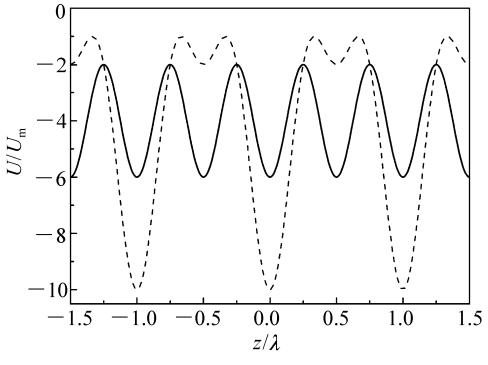

图 4 三维晶格光场的偏振对势阱分布的影响

Fig. 4 Effect of lattice polarization on stability of potential well distribution

由图 4 可知无干涉时,势阱为正常的稳定周期性分布。基于两简谐振动的合成理论可知,同频同向且同振幅振动的合振幅处于 2A 和 0 两极值之间,而相互垂直且同频同振幅振动的合振幅相应要小于该极值,因此相应的势阱深度较浅,即浅于互相平行偏振的势阱深度。但是可通过合理设置参数,实现既满足势阱深度又无干涉的一体式三维光晶格。

3.3 晶格势阱中的^{88}Sr 冷原子

为了讨论上述三维晶格中的锶原子,先基于公式(1)对一维光晶格的势阱深度进行评估,计算中设定锶原子的光晶格激光 813 nm 耦合进入晶格腔的光功率为 850 mW,激光束腰大小为 40 μm,基于高斯光束光强公式可得到该束腰处

对应的晶格光强度值为 33.8 kW/cm^2,从而推算出相应晶格的势阱深度为 514.6E_R(约为 86.1 μK)。相较于一维光晶格,上述三维晶格势阱中以 z 方向为例,以实现和一维同样的势阱深度为前提,对其入射激光功率进行计算比较。由于光晶格功率和其形成的势阱深度成正比,为实现同样的阱深,此时要求三维晶格 z 向的晶格功率 P_{lattice}需要达到八百多毫瓦,根据公式(4)对入射功率进行反推知,除输入耦合镜外,其余反射镜均安装在真空腔壁以降低光学损耗。计算中,输入耦合镜的反射率 R 为 0.92,光路在腔体内部的回路损耗 L 约为 0.065,经过计算得到此条件下腔增强$P_{\text{lattice}}/P_{\text{in}}$约为 15(即在腔内 15 次往复传播),也就是说该一体式结构光晶格入射光功率仅为原来结构光晶格入射光功率的十五分之一,就可以实现与原来相同的势阱深度,即进入腔的激光功率约为 $P_{\text{in}}=55$ mW。基于上述三维晶格的势阱深度,根据本文第二部分的讨论,得到晶格轴向囚禁频率为 158.1 kHz。对应于锶原子$(5s^2)^1S_0$—$(5s5p)^3P_0$跃迁波长为 698 nm 的探测激光,探测光反冲频率 $\omega_r=\frac{\hbar k^2}{2m}=4.7$ kHz,得到该条件下 Lamb-Dicke 参数 η 值为 0.17,即此时原子被晶格强束缚,运动被极大限制,通过探测可获得原子无一阶多普勒频移和无反冲频移的高信噪比光谱。

4　结　论

考虑到囚禁碱土金属冷锶原子的三维光晶格稳定性要求,提出一种内部相位稳定的一体式结构光晶格系统。该光晶格仅由一束入射激光经过角度特殊设置的多个反射镜反射形成,在获得相同势阱深度的前提下,系统所需入射激光功率是传统三维光晶格所需功率的 1/15,该束弱功率激光经晶格腔内多次反射可实现腔增强。该系统所形成的光晶格势阱深度为 514.6E_R,表示成温度单位为 86.1 μK,在轴向晶格具有大于径向的囚禁频率,且对应的 η 值为 0.17。基于对光晶格影响原子拉比辐射频率的描述可得出,原子内部由 A. C. Stark 效应引起能级分裂进而产生振动能级,η 越小表征原子束缚能力越强,此时处于该三维光晶格中的原子被强束缚,即原子辐射跃迁可比拟于无“干扰”下的原子跃迁,此时原子状态相当于处于一种“理想”环境。而随着数值越来越大,原子被弱束缚,其有效拉比跃迁越来越小。此外,考虑了晶格光场偏振态对形成势阱分布的影响,研究发现若两维度上具有相同偏振的激光由于会发生干涉,导致所形成的势阱分布不稳定,对囚禁内部原子的运动行为产生影响。而对各维度偏振控制形成的两两相互垂直偏振的三维晶格系统,可实现势阱的稳定分布,不会对阱中原子造成影响。本研究对进一步优化锶原子囚禁的三维光晶格系统提供理论指导,并对相关的利用光晶格操控冷原子的研究具有参考价值。

参考文献:

[1] GREINER M, MANDEL O, ESSLINGER T, *et al*.. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms[J]. *Nature*, 2002, 415(6867): 39-44.

[2] DUTTA S, MUELLER E J. Variational study of polarons and bipolarons in a one-dimensional Bose lattice gas in both the superfluid and the Mott-insulator regimes[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(5): 053601.

[3] GERTIS J, FRIESDORF M, RIOFR O C A, *et al*.. Estimating strong correlations in optical lattices[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(5): 053628.

[4] 高静. 可调谐锁模光纤激光器泵浦的超连续谱光源[J]. 光学 精密工程, 2018, 26(1): 25-30.
GAO J. Tunable mode-locked fiber laser pumped supercontinuum source[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2018, 26(1): 25-30. (in Chinese)

[5] 郭红英, 王召巴. 基于光纤光栅的高压固体压力传感器研究[J]. 分析化学, 2017, 45(7): 980-986.

GUO H Y, WANG ZH B. Research on solid pressure sensor for high-pressure measurement based on fiber bragg grating [J]. *Chinese J. Anal. Chem.*, 2017, 45(7): 980-986.

[6] WEI CH H, KUHN C C N. Laser cooling of rubidium atoms in a 2D optical lattice[J]. *Journal of Modern Optics*, 2018, 65(10): 1226-1234.

[7] 赵旭, 赵兴东, 景辉. 利用光晶格自旋链中磁振子的激发模拟有限温度下光子的动力学 Casimir 效应[J]. 物理学报, 2013, 62(6): 060302.
ZHAO X, ZHAO X D, JING H. Simulating dynamical Casimir effect at finite temperature with magnons in spin chain within an optical lattice[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(6): 060302. (in Chinese)

[8] 任洁, 刘辉, 卢本全, 等. 锶原子光钟跃迁谱线探测中的程序控制[J]. 光学 精密工程, 2016, 24(1): 50-58.
REN J, LIU H, LU B Q, *et al.*. Program control in transition observation of strontium optical lattice clock[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2016, 24(1): 50-58. (in Chinese)

[9] KATORI H, TAKAMOTO M, PALCHIKOV V G, *et al.*. Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(17): 173005.

[10] TAKAMOTO M, HONG F L, KATORI H, *et al.*. An optical lattice clock[J]. *Nature*, 2005, 435(7040): 321-324.

[11] WANG Q, LIN Y G, MENG F, *et al.*. Magic wavelength measurement of the ^{87}Sr optical lattice clock at NIM[J]. *Chinese Physics Letters*, 2016, 33(10): 103201.

[12] 魏春华, 颜树华, 杨俊, 等. 基于^{87}Rb 原子的大失谐光晶格的设计与操控[J]. 物理学报, 2017, 66(1): 010701.
WEI CH H, YAN SH H, YANG J, *et al.*. Design and control of large-detuned optical lattice based on^{87}Rb atoms[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(1): 010701. (in Chinese)

[13] DEMARCO B, LANNERT C, VISHVESHWARA S, *et al.*. Structure and stability of Mott-insulator shells of bosons trapped in an optical lattice[J]. *Physical Review A*, 2005, 71(6): 063601.

[14] RAUSCHENBEUTEL A, SCHADWINKEL H, GOMER V, *et al.*. Standing light fields for cold atoms with intrinsically stable and variable time phases[J]. *Optics Communications*, 1998, 148(1-3): 45-48.

[15] 贺茂勇, 逯海, 金章东, 等. 人牙齿中锶的特效树脂分离及其同位素测定[J]. 分析化学, 2012, 40(7): 1109-1113.
HE M Y, LU H, JIN ZH D, *et al.*. Separation and isotopic measurement of Sr in tooth samples using selective specific resins[J]. *Chinese Journal of Analytical Chemistry*, 2012, 40(7): 1109-1113. (in Chinese)

[16] WINELAND D J, DRULLINGER R E, WALLS F L. Radiation-Pressure cooling of bound resonant absorbers[J]. *Physical Review Letters*, 1978, 40(25): 1639-1642.

[17] AKATSUKA T, TAKAMOTO M, KATORI H. Optical lattice clocks with non-interacting bosons and fermions[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(12): 954-959.

作者简介:

田 晓 (1984—), 女, 陕西渭南人, 博士, 讲师, 主要从事激光技术及应用方面的研究。E-mail: daisy_1005@126.com.cn