

# 采用消逝波干涉的二维表面微光阱阵列\*

王正岭<sup>1)†</sup> 曹国荣<sup>1)</sup> 印建平<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 江苏大学物理系, 镇江 212013)

<sup>2)</sup> 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)

(2007 年 11 月 13 日收到, 2008 年 4 月 18 日收到修改稿)

提出了一种采用两套超大红失谐消逝波干涉和一束蓝失谐消逝波光场来实现原子二维表面微光阱阵列和原子有效强度梯度冷却的新方案, 得到了二维表面微光阱阵列的光强分布和光学势分布. 研究发现, 二维表面微光阱阵列中微光阱的光学势能够有效地囚禁从标准磁光阱中释放的冷原子, 并且被囚禁的冷原子能在蓝失谐消逝波光场的作用下产生有效的强度梯度 Sisyphus 冷却, 对<sup>87</sup>Rb 原子而言, 原子温度能被冷却到 2.56  $\mu$ K. 该方案在冷原子物理、原子光学和量子光学领域中有广阔的应用前景.

关键词: 消逝波干涉, 微光阱阵列, 原子囚禁, 强度梯度冷却

PACC: 3280P, 4250, 3380P

## 1. 引言

近年来, 基于一维、二维和三维驻波激光场的冷原子微光阱阵列(即原子光学晶格)的研究已成为冷原子物理和原子光学领域中的研究热点之一<sup>[1-4]</sup>. 这种技术已逐渐被应用到对冷原子及玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)体的受限与控制<sup>[5]</sup>, 偏振梯度冷却与囚禁的动力学<sup>[6,7]</sup>, Raman 冷却和绝热冷却<sup>[8,9]</sup>, 量子传输和隧道效应<sup>[10,11]</sup>等研究中. 在微光阱阵列中, 特别是在量子信息、光晶格和原子芯片的研究中, 采用表面微光阱阵列囚禁中性冷原子(或冷分子)具有十分重要的意义<sup>[12-14]</sup>. 2002 年, Dumke 等人<sup>[15]</sup>提出采用微透镜阵列聚焦红失谐高斯光束实现了表面微光阱阵列的方案, 并实现了对中性原子的微光阱阵列囚禁. 2005 年, 纪宪明等人<sup>[16]</sup>采用了四台阶相位光栅与微透镜阵列组合产生了一种表面空心微光阱阵列. 由于构成冷原子微光阱阵列的激光一般是近共振的, 原子间的碰撞和光子散射效应使得微光阱阵列中的原子密度很小( $\sim 10^{11}$  atoms/cm<sup>3</sup>), 原子填充率很低(早期实验为 10%, 最近达到 40%), 无法保证每个微光阱中都有原子. 如果采用 CO<sub>2</sub> 激光器, 由于激光失谐量非常大, 微光阱阵列中的原子密度

被大幅提高( $10^{12} \sim 10^{13}$  atoms/cm<sup>3</sup>), 能使得每个微光阱中都有原子, 并且原子每次发生光子散射的时间间隔达到 600 s 以上<sup>[17,18]</sup>.

利用光在介质和空气界面上发生全反射产生的消逝波, Ovchinnikov 等人<sup>[19]</sup>实现了 Cs 原子的消逝波重力光学阱和原子的强度梯度冷却. Grimm 等人<sup>[20]</sup>采用一束蓝失谐的消逝波光场和一束红失谐的聚焦 Yb 光纤激光构成的光学表面势阱, 并通过 1D 消逝波强度梯度冷却和 Yb 光纤激光的光学势蒸发冷却实现了 Cs 原子的全光型 2D BEC. 最近, Zhang 等人<sup>[21]</sup>提出了利用四套激光的双色消逝波驻波场实现表面微光阱阵列的方案, 得到了二维水平面上和深度上都不是各向同性的表面微光阱阵列. 本文提出了一种采用两套超大红失谐消逝波干涉和一束蓝失谐消逝波光场来实现原子二维表面微光阱阵列和强度梯度冷却的新方案, 得到了各向同性的原子二维表面微光阱阵列, 并且被囚禁原子在蓝失谐消逝波光场的作用下能实现有效的强度梯度冷却.

## 2. 采用消逝波干涉实现原子二维表面微光阱阵列的方案及理论分析

如图 1 所示, 在  $x-z$  平面上, 一束沿  $y$  方向线偏

\* 国家自然科学基金(批准号: 10434060 和 10674047), 江苏省教育厅高校自然科学基金(批准号: D6KJB510020)和江苏大学高级专业人才培养启动基金(批准号: 07JDC027)资助的课题.

† E-mail: zlwang@ujs.edu.cn

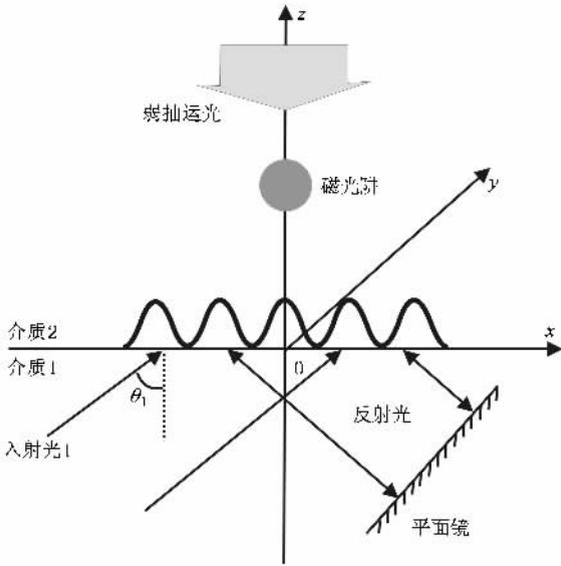


图 1 一维消逝波的产生及干涉示意图

振的激光(入射光 1)从介质 1(折射率为  $n_1$ )射入到介质 1 和介质 2(折射率为  $n_2 (< n_1)$ )的分界面上,当它的入射角  $\theta_1$  大于它的全反射临界角  $\theta_c = \arcsin n_2/n_1$  时,光在  $n_1$  和  $n_2$  的界面上发生全反射.根据电磁波的连续性原理,光并不是绝对地全部被反射回介质 1,而是透入介质 2,在介质 2 中产生沿着  $x$  轴正方向传播的消逝波 1.由于平面镜的反射,从而在分界面上又形成一束沿着  $x$  轴负方向传播的消逝波 2.此时消逝波 1 和消逝波 2 的振幅可分别用下式表示为

$$E_1 = A_1 e^{-k_1 z \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2}} e^{-i(\omega t - k_1 x \sin \theta_1)}, \quad (1)$$

$$E_2 = A_2 e^{-k_1 z \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2}} e^{-i(\omega t + k_1 x \sin \theta_1)}, \quad (2)$$

其中  $k_1 = n_1 \omega / c = 2\pi n_1 / \lambda_1$ ,  $\omega$  是入射光的角频率,  $\lambda_1$  是入射光在真空中的波长,  $\theta_1$  是入射角,  $n = n_2 / n_1$ . 假设入射光是  $TEM_{00}$  模式高斯激光束,则  $A_1$  和  $A_2$  可以分别表示成

$$A_1 = \sqrt{\frac{2P_1}{\pi w_1^2}} \times \exp\left[-\frac{y^2 + (-x \cos \theta_1 + z \sin \theta_1)^2}{w_1^2}\right], \quad (3)$$

$$A_2 = \sqrt{\frac{2P_1}{\pi w_1^2}} \times \exp\left[-\frac{y^2 + (-x \cos \theta_1 - z \sin \theta_1)^2}{w_1^2}\right], \quad (4)$$

其中  $P_1$  是入射激光功率,  $w_1$  是激光束腰,这里假设激光经平面镜反射后功率保持不变.

在消逝波 1 和消逝波 2 的叠加区,由于满足干涉条件,两个消逝波在介质分界面上能产生干涉.根据(1)~(4)式,两个消逝波干涉后的强度可用下式表示为

$$I_1 = \exp(-2k_1 z \sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2}) \times \left[ A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos\left(\frac{4\pi n_1}{\lambda_1} x \sin \theta_1\right) \right] \quad (5)$$

很显然,在介质分界面上形成了沿  $x$  方向的一维周期性的光强分布.

类似在  $x$  方向上的消逝波的产生及其干涉,沿  $y$  和  $-y$  方向传播的消逝波及其干涉也可以用类似的方法形成,只要加上一束沿  $x$  方向线偏振的在  $y$ - $z$  平面上以入射角  $\theta_1$  入射的高斯激光束及在适当位置放置反射平面镜就可,这里选择激光参数和入射光 1 一样.沿  $y$  和  $-y$  方向的消逝波干涉后的强度可以用  $I_2$  表示,表达式  $I_2$  和(5)式类似,只要在(5)式(以及(1)~(4)式)中把  $x$  和  $y$  对换就可得到  $I_2$  的表达式.由于在  $x$  方向和  $y$  方向的两套干涉消逝波之间没有干涉,因此这两套干涉消逝波在  $x$ - $y$  平面上的总光强  $I_{12}$  即为这两套干涉消逝波的强度之和,即总光强为  $I_{12} = I_1 + I_2$ ,这样就在  $x$ - $y$  平面上形成了一个二维周期性的消逝波干涉图样.如果取介质 1 是高密度重火石玻璃,即  $n_1 = 1.89$ ,介质 2 是真空,则其全反射临界角  $\theta_c = 31.9^\circ$ ;如果入射光 1 和 2 采用  $CO_2$  激光器,其波长  $\lambda_1 = 10.6 \mu\text{m}$ ,束腰  $w_1 = 0.12 \text{ mm}$ ,功率  $P_1 = 50 \text{ W}$ ,两套消逝波的入射角度都是  $\theta_1 = 70^\circ$ .根据  $I_{12} = I_1 + I_2$  表达式,我们计算了二维消逝波干涉图样的总光强分布,结果如图 2 所示.

根据图 2 可知,光强分布在  $x$  和  $y$  方向上都是呈周期性分布的,它们的周期是相邻波节或波腹之间的距离,可以表示为  $d = \lambda_1 / 2n_1 \sin \theta_1$ .在  $x = m \times 0.28\lambda_1$ ,  $y = n \times 0.28\lambda_1$  处,光强  $I_{12}$  达到最大值;而在  $x = (m + 0.5) \times 0.28\lambda_1$ ,  $y = (n + 0.5) \times 0.28\lambda_1$  处,光强  $I_{12}$  达到最小值,这里  $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ .这样在  $x$ - $y$  平面上形成了二维周期性的有规律的光强分布.对于上述在  $x$ - $y$  平面上的二维消逝波干涉光场,由于激光频率相对原子共振频率是红失谐的,原子将被吸引到光强最大的地方,即  $x = m \times 0.28\lambda_1$ ,  $y = n \times 0.28\lambda_1$  处,这样,冷原子可以在  $x$ - $y$  平面上实现周期性的二维囚禁.但从(5)式知道光强

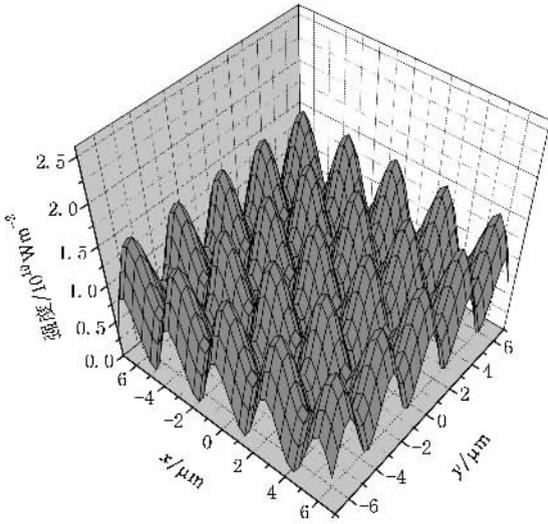


图2 二维消逝波干涉图样的总光强分布

沿  $z$  方向是指数衰减的,考虑到分界面对原子的范德瓦耳斯吸引力和原子的重力,原子将被吸引到介质 1 的表面上,从而无法实现原子的有效囚禁.为了利用二维消逝波干涉光场实现冷原子的二维微光阱阵列的有效光学偶极力囚禁,我们在上述两套消逝波干涉光场的基础上再加上一束蓝失谐消逝波光场.由于蓝失谐消逝波波长远小于红失谐光波,蓝失谐光强衰减很快,红失谐光强衰减较慢,在分界面附近( $z$  较小处)正的蓝失谐光学势远大于负的红失谐光学势,从而在  $z$  较小处形成一个势垒来防止原子被吸附到介质 1 的表面上,而在  $z$  稍大处负的红失谐光学势远大于蓝失谐光学势,将形成一个势阱,从而实现原子的有效囚禁.这里,蓝失谐消逝波的功率为  $P_2$ ,束腰为  $w_2$ ,真空中的波长是  $\lambda_2$ ,入射角为  $\theta_2$ ,其强度表达式  $I_3$  就是把上述参数代入式(1)的平方,其中坐标  $x$  根据蓝失谐入射光在  $x$ - $y$  平面上的方向确定.此时由于激光频率不同,这束蓝失谐消逝波不会和前面的两套红失谐消逝波产生干涉.这样,利用两套超大红失谐消逝波干涉光场和一个蓝失谐消逝波光场就可以在介质 1 的表面上形成冷原子的二维表面微光阱阵列.当入射角  $\theta_1 = 70^\circ$  时,实现原子囚禁的微光阱出现在  $x = m \times 0.28\lambda_1$ ,  $y = n \times 0.28\lambda_1$  处,这里  $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

### 3. 二维表面微光阱阵列中原子的光学势及原子囚禁

由于交流 Stark 效应,在二维表面微光阱阵列

中,三能级原子要受到光场偶极力的作用.在三能级缀饰原子模型中,考虑一个  $\Lambda$  型三能级原子和激光场作用,其中缀饰态  $|1, n\rangle$  对应于碱金属原子  $D_2$  跃迁中超精细结构基态的下态,缀饰态  $|2, n\rangle$  对应于超精细结构基态的上态,缀饰态  $|3, n\rangle$  对应于的激发态,三个缀饰能级  $|1, n\rangle$ ,  $|2, n\rangle$  和  $|3, n\rangle$  上的光学势  $U_1$ ,  $U_2$  和  $U_3$  可以分别由下式给出<sup>[22]</sup>,形式为

$$U_1 = -\frac{\hbar\delta}{2} + \frac{\hbar\sqrt{\delta^2 + \Omega^2}}{2} \operatorname{sgn}(\delta), \quad (6)$$

$$U_2 = -\frac{\hbar(\delta + \delta_{\text{hfs}})}{2} + \frac{\hbar\sqrt{(\delta + \delta_{\text{hfs}})^2 + \Omega^2}}{2} \operatorname{sgn}(\delta + \delta_{\text{hfs}}), \quad (7)$$

$$U_3 = \hbar\delta + \frac{\hbar\delta_{\text{hfs}}}{2} - \frac{\hbar\sqrt{\delta^2 + \Omega^2}}{2} \operatorname{sgn}(\delta) - \frac{\hbar\sqrt{(\delta + \delta_{\text{hfs}})^2 + \Omega^2}}{2} \operatorname{sgn}(\delta + \delta_{\text{hfs}}). \quad (8)$$

其中,  $\delta = \omega_1 - \omega_0$  是激光角频率  $\omega_1$  相对于原子共振(态  $|1\rangle$  与  $|3\rangle$  间)角频率  $\omega_0$  的失谐量,  $\delta_{\text{hfs}}$  为原子基态超精细分裂.其中  $\operatorname{sgn}(x - x_0)$  为符号函数,当  $x - x_0 > 0$  时,  $\operatorname{sgn}(x - x_0) = 1$ ; 当  $x - x_0 < 0$  时,  $\operatorname{sgn}(x - x_0) = -1$ .  $\Omega = \sqrt{K(x, y, z)2I_s/\Gamma}$  为拉比频率,  $K(x, y, z)$  是光场强度,  $I_s$  是原子饱和光强,  $\Gamma$  是原子跃迁的自然线宽.对  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_2$  线跃迁,  $\Gamma/2\pi = 6 \text{ MHz}$ ,  $I_s = 16 \text{ W/m}^2$ ,  $\omega_0/2\pi = 3.846 \times 10^{14} \text{ Hz}$ ,  $\delta_{\text{hfs}}/2\pi = 6.835 \text{ GHz}$ .在二维表面微光阱阵列的微光阱中,原子一般处于超精细结构基态的下态,因此选择态  $|1, n\rangle$  作为原子的囚禁态.如果考虑原子受到介质 1 表面的范德瓦耳斯吸引势,其可以表示成<sup>[23]</sup>

$$U_{\text{vdw}} = -\frac{3}{4f_D} \frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 1} \frac{\hbar\Gamma}{(k_0 z)^3}, \quad (9)$$

其中  $f_D$  表示震动长度,对  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_2$  线,  $f_D \approx 0.67$ ,  $k_0 = 2\pi/0.78 \times 10^{-6}$ .则处于态  $|1, n\rangle$  的原子受到的总势能  $U$  可以写成原子受到的光学势  $U_1$  和范德瓦耳斯吸引势  $U_{\text{vdw}}$  之和,即  $U = U_1 + U_{\text{vdw}}$ ,其中光学势  $U_1$  为两套红失谐消逝波干涉光场和一束蓝失谐消逝波光场分别对原子的光学势之和.

根据总势能的表达式  $U = U_1 + U_{\text{vdw}}$  以及各光强的表达式,可以得到  $^{87}\text{Rb}$  原子的总势能  $U$  的分布.在上述二维表面微光阱阵列中,两套红失谐消逝波干涉光场采用  $\text{CO}_2$  激光器,其波长  $\lambda_1 = 10.6 \mu\text{m}$ ,束腰  $w_1 = 0.12 \text{ mm}$ ,功率  $P_1 = 50 \text{ W}$ ,入射角度  $\theta_1 =$

70° 红失谐  $\delta_1/2\pi = -3.56 \times 10^{14}$  Hz ;同时蓝失谐消逝波光场采用波长  $\lambda_2 = 0.78 \mu\text{m}$  ,束腰  $w_2 = 0.2 \text{ mm}$  ,功率  $P_2$  分别为 0.3 ,0.5 ,0.8 W ,入射角度  $\theta_2 = 80^\circ$  ,蓝失谐  $\delta_2/2\pi = 3.0 \text{ GHz}$  ,在  $x = 0 , y = 0$  处 ,可以得到总势能  $U$  随  $z$  的变化规律 结果如图 3 所示 .从图 3 可知 ,在  $z$  较小的区域 (如  $z < 0.02 \mu\text{m}$ ) ,范德瓦尔斯吸引势占主导地位 ,总势能  $U$  表现出很大的负值 ,在此区域中的原子将被迅速吸引到介质表面 ;随着  $z$  的增大 ,总势能逐渐增大 ,并能达到一个最大值 ,然后慢慢减小并出现一个负的最小值 (见图 3 插图) .对  $P_2$  分别取 0.3 ,0.5 ,0.8 W ,最大总势能分别可以达到 2.95 ,6.98 ,13.36 mK ,出现的高度  $z$  分别为 0.053 ,0.045 ,0.040  $\mu\text{m}$  .这样大的排斥势足以在  $z$  方向实现对从标准磁阱中释放的  $^{87}\text{Rb}$  原子 (温度  $T \approx 20 \mu\text{K}$ ) 的有效囚禁 .实际上 ,当  $P_2 = 0.3 \text{ W}$  时 ,原子的囚禁高度约为  $z = 0.248 \mu\text{m}$  .

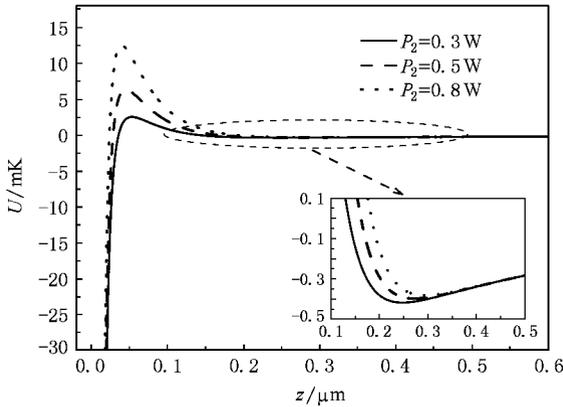


图 3 在  $x = 0 , y = 0$  处  $^{87}\text{Rb}$  原子的总势能沿  $z$  方向的分布

在  $z = 0.248 \mu\text{m}$  处 ,取  $\lambda_1 = 10.6 \mu\text{m}$  ,  $w_1 = 0.12 \text{ mm}$  ,  $P_1 = 50 \text{ W}$  ,  $\theta_1 = 70^\circ$  ,  $\delta_1/2\pi = -3.56 \times 10^{14} \text{ Hz}$  ,  $\lambda_2 = 0.78 \mu\text{m}$  ,  $w_2 = 0.2 \text{ mm}$  ,  $P_2 = 0.3 \text{ W}$  ,  $\theta_2 = 80^\circ$  ,  $\delta_2/2\pi = 3.0 \text{ GHz}$  ,我们得到了  $x$ - $y$  平面上的二维表面微光阱阵列中  $^{87}\text{Rb}$  原子的总势能的等势线分布 结果如图 4 所示 .根据图 4 可知在  $x$ - $y$  平面上形成了二维周期性的总势能分布 ,并且在  $x = m \times 2.97 \mu\text{m}$  ,  $y = n \times 2.97 \mu\text{m}$  处形成原子微光学偶极阱 ,这里  $m , n = 0 , \pm 1 , \pm 2 , \dots$  .为了便于讨论 ,我们取出一个微光阱加以讨论 ,结果如图 5 所示 .图 5 所示微光阱选择在  $x = 0 , y = 0 , z = 0.248 \mu\text{m}$  处 ,此时原子囚禁势之差为  $T_d = 0.22 \text{ mK}$  .这里囚禁势之差为单个微光阱中沿  $x$  方向或  $y$  方向离开最低光学势 (在  $x = m \times 2.97 \mu\text{m}$  ,  $y = n \times 2.97 \mu\text{m}$  处) 的过程中

第一次出现极大值时的光学势与最低光学势之差 .在此微光阱中 ,囚禁势之差  $T_d = 0.22 \text{ mK}$  ,它为在  $x = 0 , y = \pm 1.485 \mu\text{m}$  或  $x = \pm 1.485 \mu\text{m} , y = 0$  处的光学势与在  $x = 0 , y = 0$  处的光学势之差 .研究发现 ,原子囚禁势之差随红失谐激光功率  $P_1$  的增加而增加 ,例如其他条件不变 ,当  $P_1 = 60 \text{ W}$  时 ,  $T_d = 0.26 \text{ mK}$  ;当  $P_1 = 70 \text{ W}$  ,  $T_d = 0.31 \text{ mK}$  .在单个微光阱中 ,如此大的囚禁势及囚禁势之差足以对从标准磁光阱中释放的  $^{87}\text{Rb}$  原子进行有效的囚禁 .

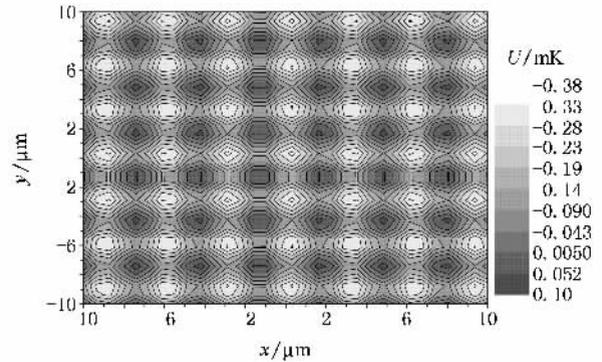


图 4 在  $z = 0.248 \mu\text{m}$  处 , $x$ - $y$  平面上  $^{87}\text{Rb}$  原子的总势能的等势线分布

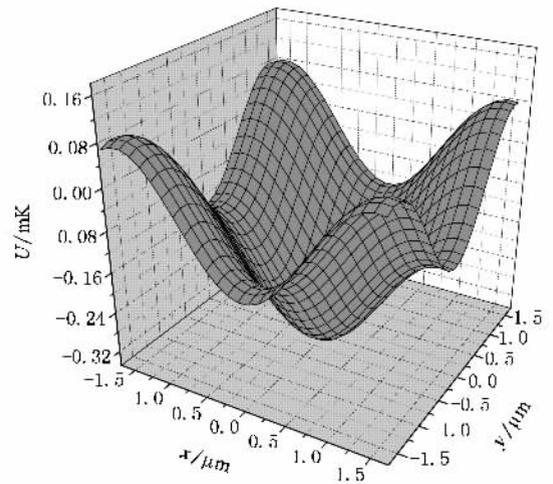


图 5 在  $x = 0 , y = 0 , z = 0.248 \mu\text{m}$  处的单个微光阱中  $^{87}\text{Rb}$  原子的总势能分布

## 4. 分析与讨论

### 4.1. 表面微光阱阵列的光强及强度梯度

当  $\lambda_1 = 10.6 \mu\text{m}$  ,  $w_1 = 0.12 \text{ mm}$  ,  $P_1 = 50 \text{ W}$  ,  $\theta_1 = 70^\circ$  ,  $\lambda_2 = 0.78 \mu\text{m}$  ,  $w_2 = 0.2 \text{ mm}$  ,  $P_2 = 0.3 \text{ W}$  ,  $\theta_2 = 80^\circ$

时,根据  $I = I_{12} + I_3$  表达式,可以得到二维表面微光阱阵列的光强分布.我们以  $x = 0, y = 0$  处的单个微光阱为例进行讨论.在此微光阱中,在  $z = 0.248 \mu\text{m}$  处,沿  $x$  或  $y$  方向,总光强从  $5.70 \times 10^9 \text{ W/m}^2$  到  $1.15 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$  之间变化;在  $x = 0, y = 0$  处,总光强沿  $z$  方向在  $1.15 \mu\text{m}$  内逐渐衰减到其  $1/e^2$ .在  $z = 0.248 \mu\text{m}$  处,沿  $x$  或  $y$  方向,强度梯度最大值可达  $6.05 \times 10^{15} \text{ W/m}^3$ ,平均强度梯度为  $3.89 \times 10^{15} \text{ W/m}^3$ ;在  $x = 0, y = 0$  处,沿  $z$  方向总光强的强度梯度最大可达  $3.08 \times 10^{16} \text{ W/m}^3$ ;在  $z = 0.248 \mu\text{m}$  处,总光强的强度梯度为  $2.0 \times 10^{16} \text{ W/m}^3$ .如果单独考虑蓝失谐消逝波激光场,在  $x = 0, y = 0$  处,光强沿  $z$  方向在  $0.08 \mu\text{m}$  内逐渐衰减到其  $1/e^2$ ;强度梯度最大可达  $1.21 \times 10^{14} \text{ W/m}^3$ ,在  $z = 0.248 \mu\text{m}$  处,强度梯度可达  $2.28 \times 10^{11} \text{ W/m}^3$ .

#### 4.2. 原子的自发辐射及强度梯度冷却

当冷原子被囚禁在表面微光阱阵列的微光阱中时,由于表面微光阱阵列是由两套红失谐消逝波干涉光场和一束蓝失谐消逝波构成,冷原子会同时受到红失谐光场和蓝失谐光场的作用.我们对原子在红失谐光场和蓝失谐光场中的特征分别进行讨论.冷原子在超大红失谐光场中时,会发生光子自发辐射、瑞利(Rayleigh)散射或拉曼(Raman)散射,其相应的自发辐射速率、瑞利散射速率或拉曼散射速率可以分别写成<sup>[24]</sup>

$$S_{\text{sp}} = \frac{\Gamma |\Omega|^2/2}{2(\Gamma/2)^2 + \delta^2 + |\Omega|^2}, \quad (10)$$

$$S_{\text{Rayleigh}} = \frac{8\pi r_0^2 \mathcal{K}(x, y, z)}{\hbar\omega_1} \left(\frac{\omega_1}{\omega_a}\right)^4, \quad (11)$$

$$S_{\text{Raman}} = \frac{8}{9} \left(\frac{\Delta_{\text{fs}} \omega_1}{\omega_a^2}\right)^2 S_{\text{Rayleigh}}, \quad (12)$$

其中,  $r_0 = 2.818 \times 10^{15} \text{ m}$  为经典电子半径,  $\Delta_{\text{fs}}$  为原子激发态精细结构分裂.对  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_2$  线跃迁,  $\Delta_{\text{fs}}/2\pi = 7.26 \times 10^{12} \text{ Hz}$ .在表面微光阱阵列中,我们以在  $x = 0, y = 0, z = 0.248 \mu\text{m}$  处的单个微光阱为例进行求解.对红失谐激光,原子处于红失谐激光的最大光强处,此时  $\lambda_1 = 10.6 \mu\text{m}, w_1 = 0.12 \text{ mm}, P_1 = 50 \text{ W}, \omega_1/2\pi = 2.83 \times 10^{13} \text{ Hz}, \delta_1/2\pi = -3.56 \times 10^{14} \text{ Hz}, I_{\text{max}} = 1.15 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ ,根据(10)–(12)式,可以求得最大自发辐射速率  $S_{\text{sp}} = 0.96 \text{ s}^{-1}$ ,最大瑞利散射速率  $S_{\text{Rayleigh}} = 3.6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ,最大拉曼散射速率  $S_{\text{Raman}} = 6.2 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ .显然,原子在红失谐激

光场中运动时,原子的光子散射速率很低,可以忽略不计.

在蓝失谐消逝波激光场中,原子在  $z$  方向要受到向上的排斥作用,在原子囚禁高度  $z = 0.248 \mu\text{m}$  处,原子受到的光强为  $I = 9.0 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$ .取  $\lambda_2 = 0.78 \mu\text{m}, w_2 = 0.2 \text{ mm}, P_2 = 0.3 \text{ W}, \delta_2/2\pi = 3.0 \text{ GHz}$ ,根据(10)–(12)式,可以求得平均自发辐射速率  $S_{\text{sp}} = 1.06 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ,瑞利散射速率  $S_{\text{Rayleigh}} = 7.05 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ,拉曼散射速率  $S_{\text{Raman}} = 2.23 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ .显然,原子在蓝失谐消逝波激光场中运动时,原子的瑞利散射速率和拉曼散射速率很低,可以忽略不计.但这样大的自发辐射速率( $1.06 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ )对原子的囚禁是不利的,原子只能被囚禁非常短的时间就由于加热而逃离光学阱了.但是,由于蓝失谐消逝波激光场在  $z$  方向具有较大的强度梯度,在原子囚禁高度位置的强度梯度可达  $2.28 \times 10^{11} \text{ W/m}^3$ ,因此,它可以对原子实现有效的一维强度梯度冷却<sup>[22–23]</sup>.

在表面微光阱阵列中,标准磁光阱放在表面微光阱阵列的正上方(见图1).当冷原子从标准磁光阱中释放时,在重力作用下,它们要运动到表面微光阱阵列中被微光阱囚禁,并在微光阱里面产生振荡.在缀饰原子表象中,如果一个  $|1, n\rangle$  态的  $^{87}\text{Rb}$  原子进入蓝失谐消逝波激光场时自发辐射到  $|2, n-1\rangle$  态,由于  $U_1 > U_2$ (见(6)和(7)式),它要损失部分动能.当  $|2, n-1\rangle$  态原子从蓝失谐消逝波激光场反射出光场时,它将受到一束红失谐弱抽运光的作用而被抽运到  $|1, n-1\rangle$  态(见图1),这样就完成了一个强度梯度冷却循环.在抽运过程中,向上反射的  $|2, n-1\rangle$  态原子将吸收一个向下的抽运光子,这将导致原子动能降低,这就是几何冷却.在这个过程中,原子由于自发辐射光子而发生随机反冲,这将导致原子产生一个小的加热.详细的强度梯度冷却及其机理的讨论参阅文献[22–23, 25–27].

考虑到强度梯度冷却和几何冷却,并考虑到原子自发辐射加热和吸收光子过程中的反冲加热,我们得到了一个平衡方程来估计表面微光阱阵列中原子的最后平衡平均根动量  $p_{\text{rms}}$ (或原子平衡温度)<sup>[22–23, 25]</sup>:

$$-\frac{1}{3} \frac{\delta_{\text{hfs}}}{\delta + \delta_{\text{hfs}}} \left(\frac{p_{\text{rms}}}{\hbar k}\right)^2 - \frac{1}{q_r} \frac{p_{\text{rms}}}{\hbar k} + \frac{1}{q_r^2} + \frac{1}{1 - q_d} = 0, \quad (13)$$

其中  $q_r$ ( $q_d$ )是当原子吸收一个抽运光光子(一个蓝

失谐消逝波光子)后从  $|1, n\rangle$  态跃迁到  $|2, n-1\rangle$  态的分岔比. 对<sup>87</sup>Rb 原子而言,  $q_d = 0.75$ ,  $q_r = 0.58$ . 根据(13)式, 当  $\delta/2\pi = 3.0$  GHz 时, 我们得到微光阱中原子的最后平衡方均根动量  $p_{\text{rms}} \approx 2.91\hbar k$ , 相应的温度  $T \approx 2.56 \mu\text{K}$ .

#### 4.3. 其他微光阱及囚禁原子数

前面, 我们都以在  $x=0, y=0$  处的单个微光阱为例进行讨论, 下面看一下高斯光束对表面微光阱阵列中远离中间的其他微光阱的影响. 当  $m, n = \pm 20$  时, 即考虑  $40 \times 40$  的微光阱阵列的情况. 对  $m = 20, n = 20$  的微光阱, 在所选参数不变的情况下, 在  $z = 0.248 \mu\text{m}$  处, 原子囚禁势之差为  $T_d = 0.21$  mK. 沿  $x$  或  $y$  方向, 总光强从  $3.4 \times 10^9 \text{ W/m}^2$  到  $8.92 \times 10^9 \text{ W/m}^2$  之间变化, 沿  $x$  或  $y$  方向, 强度梯度最大可达  $5.65 \times 10^{15} \text{ W/m}^3$ , 平均强度梯度为  $3.7 \times 10^{15} \text{ W/m}^3$ . 如果单独考虑蓝失谐消逝波激光场, 光强从  $3.97 \times 10^6 \text{ W/m}^2$  沿  $z$  方向逐渐衰减, 强度梯度最大可达  $1.0 \times 10^{14} \text{ W/m}^3$ , 在  $z = 0.248 \mu\text{m}$  处, 强度梯度可达  $1.9 \times 10^{11} \text{ W/m}^3$ . 因此, 由于激光束腰取得较大 ( $w_1 = 0.12 \text{ mm}, w_2 = 0.2 \text{ mm}$ ), 高斯光束在截面上光强分布不均匀对表面微光阱阵列中单个微光阱的影响很小, 可以不作考虑.

微光阱阵列在  $x$  和  $y$  方向上都是呈周期性分布的, 它们的周期是相邻微光阱之间的距离, 这可定义为微光阱阵列的阵列常数  $d$  (即光晶格常数), 它可以表示为  $d = \lambda_1/2n_1 \sin\theta_1$ . 如果介质 1 是高密度重火石玻璃, 即  $n_1 = 1.89$ , 介质 2 是真空,  $\theta_c = 31.9^\circ$ ,

当  $31.9^\circ < \theta < 90^\circ$  时,  $d$  可从  $0.5\lambda_1$  变化到  $0.26\lambda_1$ , 即微光阱阵列的阵列常数可以通过改变入射角的大小而加以调节.

如果我们把单个微光阱看成是半回转椭球型的, 则其  $x, y$  和  $z$  方向上的半轴长可由囚禁处原子总势能变化到其  $1/e^2$  处的距离确定, 因此单个微光阱的体积  $V$  可以近似算出. 当  $\lambda_1 = 10.6 \mu\text{m}, w_1 = 0.12 \text{ mm}, P_1 = 50 \text{ W}, \theta_1 = 70^\circ, \lambda_2 = 0.78 \mu\text{m}, w_2 = 0.2 \text{ mm}, P_2 = 0.3 \text{ W}, \theta_2 = 80^\circ$  时,  $V \approx 1.1 \times 10^{-11} \text{ cm}^3$ . 当冷原子的密度  $n = 10^{12} - 10^{13} \text{ atoms/cm}^3$  时<sup>[17, 18]</sup>, 单个微光阱囚禁约 11—110 个原子.

## 5. 结 论

本文提出了一种采用两套超大红失谐消逝波干涉和一束蓝失谐消逝波光场来实现原子二维表面微光阱阵列的新方案, 并且微光阱阵列的阵列常数可以通过改变入射角的大小而加以调节. 根据表面微光阱阵列的光强分布和光学势分布, 可以知道二维表面微光阱阵列中单个微光阱的光学势能够有效地囚禁从标准磁光阱中释放的原子, 并且囚禁原子能在蓝失谐消逝波光场的作用下产生有效的 Sisyphus 强度梯度冷却, 原子温度能被冷却到  $2.56 \mu\text{K}$ . 研究发现, 这种微光阱阵列非常适合于冷原子或冷分子阵列囚禁, 可制备不同晶格常数的 2D 光学晶格和研制全光型原子或分子芯片, 还可以用于制备光子晶体.

- [1] Grynberg G, Robilliard C 2001 *Phys. Rep.* **355** 335
- [2] Prentiss M G 1993 *Science* **260** 1078
- [3] Hemmerich A, Hansch T W 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 410
- [4] Grynberg G, Lounis B, Verkerk P, Courtois J Y, Salomon C 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2249
- [5] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hansch T W, Bloch I 2002 *Nature* **415** 39
- [6] Raithel G, Birkel G, Kastberg A, Phillips W D, Rolston S L 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 630
- [7] Hemmerich A, Weidemüller M, Esslinger T, Zimmerman C, Hansch T W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 37
- [8] Vuletic V, Chin C, Kerman A J, Chu S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5768
- [9] Kastberg A, Phillips W D, Rolston S L, Spreew R J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1542
- [10] Jurczak C, Desruelle B, Sengstock K, Courtois J Y, Westbrook C I, Aspect A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1727
- [11] Dutta S K, Teo B K, Raithel G 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1934
- [12] Grabouski A, Pfau T 2003 *Eur. Phys. J. D* **22** 347
- [13] Folman R 2002 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48** 263
- [14] Reichel J, Hansel W, Hommelhoff P, Hansch T W 2001 *Appl. Phys. B* **72** 81
- [15] Dumke R, Volk M, Mither T, Buchkremer F B J, Birkel G, Ertmer W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 097903
- [16] Ji X M, Mu R W, Yin J P 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5109 (in Chinese) [纪宪明、沐仁旺、印建平 2005 物理学报 **54** 5109]
- [17] Friebel S, D'Andrea C, Walz J, Weitz M, Hansch T W 1998 *Phys. Rev. A* **57** R20
- [18] Friebel S, Scheunemann R, Walz J, Hansch T W, Weitz M 1998 *Appl. Phys. B* **67** 699

- [ 19 ] Ovchinnikov Yu B ,Manek L ,Grimm R 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2225
- [ 20 ] Rychtarik D ,Engeser B ,Nagerl H C ,Grimm R 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 173003
- [ 21 ] Zhang J ,Zhang T C ,Wang J M ,Peng K C 2007 *Chin. Phys. Lett.* **16** 1295
- [ 22 ] Wang Z L ,Yin J P 2006 *Phys. Rev. A* **74** 013408
- [ 23 ] Soding J ,Grimm R ,Ovchinnikov Yu B 1995 *Opt. Commun.* **119** 652
- [ 24 ] Takekoshi T ,Knize R J 1996 *Opt. Lett.* **21** 77
- [ 25 ] Yin J P ,Gao W J ,Wang Y Z ,Wang Y Q 2001 *Phys. Lett. A* **288** 9
- [ 26 ] Yin J P ,Zhu Y F ,Wang Y Z 1998 *Phys. Rev. A* **57** 1957
- [ 27 ] Yin J P ,Zhu Y F ,Jhe W ,Wang Y Z 1998 *Phys. Rev. A* **58** 509

## 2D array of surface optical micro-traps by evanescent wave interference<sup>\*</sup>

Wang Zheng-Ling<sup>1,2)†</sup> Cao Guo-Rong<sup>1)</sup> Yin Jian-Ping<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Department of Physics ,Jiangsu University ,Zhenjiang 212013 ,China )

<sup>2)</sup> State Key Laboratory of Precision Spectroscopy , Department of Physics ,East China Normal University ,Shanghai 200062 ,China )

( Received 13 November 2007 ; revised manuscript received 18 April 2008 )

### Abstract

We propose a novel scheme to form a 2D surface array of optical micro-traps of cold atoms by using two sets of far red-detuned evanescent wave interference and a blue-detuned evanescent wave. The optical potentials of the 2D surface array of optical micro-traps are high enough to trap cold atoms released from the standard magneto-optical trap , and <sup>87</sup>Rb atoms trapped in the array of optical micro-traps can be cooled to 2.56  $\mu$ K with efficient intensity-gradient Sisyphus cooling. Our study shows that the proposed 2D surface array of optical micro-traps can be used in atomic physics , atomic optics , quantum optics and so on.

**Keywords** : evanescent wave interference , array of optical micro-traps , atomic trapping , intensity-gradient cooling

**PACC** : 3280P , 4250 , 3380P

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10434060 and 10674047 ) , the Natural Science Foundation of the Jiangsu Higher Education Institutions of China ( Grant No. 06KJB510020 ) , and the Natural Science Foundation of Jiangsu University of China ( Grant No. 07JDC027 ).

<sup>†</sup> E-mail : zlwang@ujs.edu.cn