

文章编号 : 0253-2239(2001)08-0918-05

红移大功率大失谐驻波光场原子光刻^{*}

曾庆林 霍芸生 蔡惟泉 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学开放实验室, 上海 201800)

摘要: 研究了红移大失谐驻波光场在高功率的情况下对原子束的聚焦特性, 数值结果显示在激光功率较高的情况下, 有实现原子光刻的可能。在单线功率输出为 $P=7\text{ W}$, 光斑尺寸为 $\omega_0=0.1\text{ mm}$ 的 Ar^+ 离子激光束的条件下, Cr 原子束在置于焦平面处的基板上所沉积的条纹半高宽度为 20 nm 左右, 对比度为 $4\sim 5$ 。提出了用增强腔来提高条纹对比度和减小色差的办法。在势阱深度增强 2500 倍时, 沉积的条纹半高宽度为 $5\text{ nm}\sim 10\text{ nm}$, 对比度约为 7 , 条纹有了明显的改善。

关键词: 红移大失谐驻波光场; 增强腔; 原子光刻

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

1 引 言

近 20 年来, 由于中性原子激光冷却与囚禁原理和技术的发展, 原子光学已成为一门比较独立和完整的研究领域^[1]。原子光刻是原子光学的一个重要应用分支, 是在研究光场对原子聚焦特性的基础上发展起来的。利用一维近共振驻波光场将经准直后的 Na 、 Al 和 Cr 原子束聚焦沉积在基板上, 已经获得间距为 $1/2$ 波长的平行条纹, 并在实验上得到了最小条纹半高宽度为 38 nm 的微结构花样, 如果进一步改进实验条件和使用原子量较大的原子, 可以实现半高宽度值为 10 nm 的细条纹^[2~5]。

近几年在实现玻色-爱因斯坦凝聚体的过程中, 为了提高囚禁原子团的相空间密度, 抑制原子的近共振吸收和自发辐射的影响, 采用了大失谐的光势阱, 此势阱在激光功率较大时深度可达 $400\ \mu\text{K}$ ^[6~8], 而在原子光刻实验中所用光势阱深度只比此深度大一个量级^[2]。因此, 利用大失谐的驻波光场有可能实现原子光刻。对此种光场下原子光刻方案, 特别是利用增强腔加深大失谐光场势阱深度, 从而减小条纹半高宽度值和提高条纹对比度的原子刻印方案在国内外尚未见报道。

本文基于上述物理思想, 研究了在氩离子激光器单线 $\lambda=514\text{ nm}$ 输出功率为 $P=7\text{ W}$, 光斑尺寸为 $\omega_0=0.1\text{ mm}$ 条件下的光场对 Cr 原子束的聚焦

特性。数值结果显示, 可在此条件下实现原子光刻。还研究了增强腔下大失谐光场对 Cr 原子束的聚焦, 计算结果表明势阱加深可得到对比度高、条纹更细的花样。

红移大失谐驻波光场原子光刻方案在实验上较容易实现, 不需要复杂的稳频、倍频装置。但在增强腔方案中则需要一定的稳频装置以保持增强腔与激光共振。

2 原子在大失谐光场中的运动和聚焦

由于交流斯塔克效应, 在激光场中, 原子感受一极化力。以二能级原子为例, 原子与光场的相互作用势为

$$U = -\frac{1}{2}\alpha E^2, \quad (1)$$

式中 α 为原子极化率。在近共振驻波光场中, 即失谐量 $|\Delta| = |\omega_1 - \omega_0| < \omega_0/10$ 时(其中 ω_1 为激光频率, ω_0 为原子共振频率), 原子与共振驻波光场相互作用势可表示为

$$U = \frac{\hbar\delta}{2} \ln\left(1 + \frac{I}{I_0} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\Delta^2}\right), \quad (2)$$

式中 I_0 为饱和吸收光强, Γ 为原子自然线宽。对大失谐驻波光场, 根据微扰理论, 可得出相互作用势^[7]

$$U = -\frac{1}{2} \frac{\alpha_s}{1 - (\omega_1/\omega_0)^2} |E|^2, \quad (3)$$

其中 α_s 为原子静态极化率。在大失谐驻波光场中, 假定原子束运动方向为 ox 轴, 激光束沿 oz 轴传播, 相互作用势式(3)可化为

^{*} 国家自然科学基金(69678009、19774060)及上海市科学技术发展基金(97JC14002)资助课题。

$$U = -U_{\max} g(x) \cos^2(kz), \quad (4)$$

其中 $g(x)$ 为光束形状参数，

$$U_{\max} = \frac{16P}{\pi\omega_0^2} \frac{\alpha_s}{1 - (\omega_1/\omega_0)^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}},$$

P 为激光功率， ω_0 为激光光斑尺寸， $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$ ， c 为光速。原子在势阱中的运动方程为

$$m\ddot{x} + \frac{\partial U}{\partial x} = 0, \quad m\ddot{z} + \frac{\partial U}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

由能量守恒，上式可化为^[9]

$$\frac{d}{dx} \left[\left(1 - \frac{U}{E_0}\right)^{1/2} (1 + z')^{1/2} z' \right] + \frac{1}{2E_0} \left(1 - \frac{U}{E_0}\right)^{-1/2} (1 + z'^2)^{1/2} \frac{\partial U}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

式中 $z' = dz/dx$ 。 $E_0 = U + E_k$ ，在一般情况下，原子动能 $E_k \gg U$ ， $E_0 = E_k$ ，取 $g(x) = 1$ ，上式可化简为

$$z'' + [kU_{\max}/(2E_0)] \sin 2kz = 0. \quad (7)$$

在旁轴近似条件下，由(7)式可求出薄透镜和厚透镜的焦距。其中厚透镜的焦距为

$$f_{\text{thick}} = \frac{2}{\omega'_0 \pi}, \quad (8)$$

式中 ω'_0 满足

$$\omega'_0 = \frac{\lambda (U_{\max}/E_0)^{1/2}}{4},$$

为能量 E_0 的原子在光束中穿越的距离。薄透镜的焦距

$$f_{\text{thin}} = \frac{1}{k \sqrt{U_{\max}/E_0} \sin(k\omega_0 \sqrt{U_{\max}/E_0})}, \quad (9)$$

式中 ω_0 为激光光斑尺寸。

3 数值模拟及结果

图 1 为大失谐驻波光场原子光刻原理示意图，与文献[2]中的实验装置图相比，该实验装置简单。

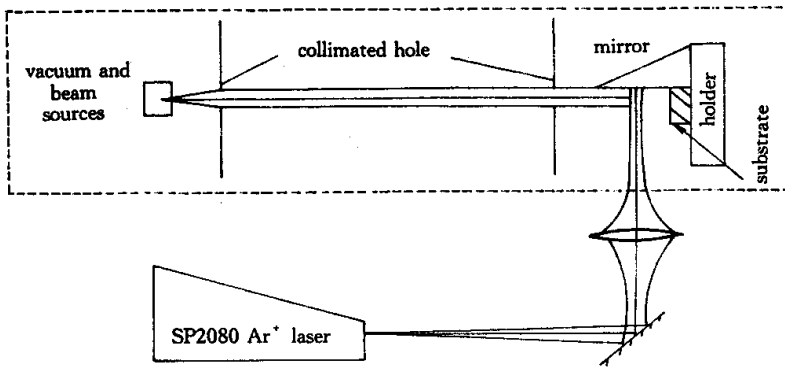


Fig.1 Schematic of experimental arrangement

图 2 给出了 Cr 原子的 ${}^7S_3 - {}^7P_J$ 跃迁能级示意图，Cr 的共振能级线为 425.5 nm 左右。Cr 原子的静态极化率 $\alpha_s = 1.3 \times 10^{-39} \text{ m}^2\text{C/V}^{10}$ 。根据(3)式、(4)式，在激光单线 $\lambda = 514 \text{ nm}$ 、输出功率 $P = 7 \text{ W}$ 、光斑尺寸为 $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$ 的条件下光势阱深度为 $U_{\max} = 5.52 \times 10^{-27} \text{ J}$ ， U_{\max} 相当于温度 $T =$

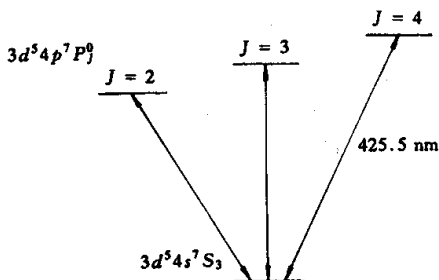


Fig.2 Level scheme for atom Cr transitions between ${}^7S_3 - {}^7P_5$

400.4 μK 。比近共振的驻波光场的光势阱深度只小一个量级。此时，速度为 $v_0 = 940 \text{ m/s}$ 的 Cr 原子经上述原子薄透镜聚焦的焦距为

$$f = 0.479 \text{ mm}. \quad (10)$$

图 3 给出了在上述焦距、势阱和速度下的单色 Cr 原子束的聚焦情况。可以看出(7)式的正弦函数高阶项，即与位置有关的球差，对单色原子束在焦点处沉积的条纹展宽几乎没有影响，旁轴近似是有效的。由(7)式、(8)式可知，驻波光势阱对于纵向速度不同的原子聚焦时有不同的焦距。如果在与某一特定速度的原子相对应的焦平面处放置基板，并让原子沉积，则会得到有一定宽度的条纹。对有速度分布的原子束经原子透镜聚焦造成的这种条纹展宽，通常称为原子透镜色差，它一般与速度分布宽度 $\Delta v/v$ 有关。

图 4 是对玻尔兹曼速度分布为

$$\mu(v) \propto v^4 \exp[-(v^2/(2v_0^2))] \quad (11)$$

的平行原子束的数值模拟结果,式中 $v_0 = 940 \text{ m/s}$ 为原子束的最可几速度。可以发现条纹的展宽主要是速度分布造成的。由于驻波光势阱深度只能约束横向发散速度低于某一速度的原子,被约束的原子将在阱中按(5)式的规律运动。对于横向发散速度较大原子将在沉积条纹中体现为条纹本底。在氩离子激光器单线 $\lambda = 514 \text{ nm}$,输出功率 $P = 7 \text{ W}$,光斑尺寸 $w_0 = 0.1 \text{ mm}$ 条件下,原子束的发散角度不得超过 0.38 mrad 。

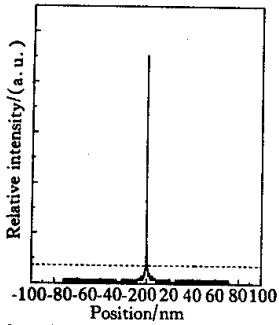


Fig. 3 The predicted distribution of atoms deposited on substrate over $-100 \text{ nm} \sim 100 \text{ nm}$ in ideal situation. It is assumed that the atomic beam has no divergence and all the atoms have the same velocity of 940 m/s . The laser power and $1/e^2$ diameter are 7 W and 0.1 mm respectively. The dash line is ten times the height of the distribution of atoms before being focused.

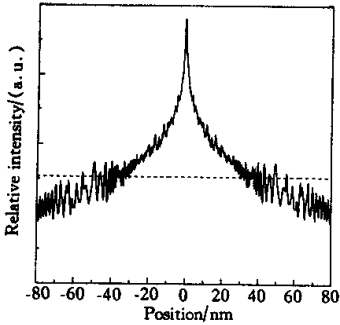


Fig. 4 The calculated distribution of atoms for a thermal atomic beam, which has a zero divergence and the most probability velocity of 940 m/s

图5则是在图4的基础上,考虑了原子束发散角为 0.3 mrad 速度分布为

$$\mu(v, \alpha) \propto v^4 \exp(-v^2/2v_0^2) \exp(-\alpha^2 v^2/2v_{0x}^2) \quad (12)$$

的聚焦的情况,给出了一般原子束的数值模拟结果。(12)式中 α 为原子束的发散角,计算时原子束发散角的取值范围为 $-0.3 \text{ mrad} \sim 0.3 \text{ mrad}$, $v_{0x} =$

$v_0 \alpha_0$, $\alpha_0 = \alpha_{\text{FWHM}}/(2\sqrt{2\sqrt{2}-1})$,在这里,取发散角的半值宽度 $\alpha_{\text{FWHM}} = 0.2 \text{ mrad}^{[2]}$ 。在透镜焦距 $f = 0.479 \text{ mm}$ 处基板上沉积的条纹宽度为 20 nm 左右,对比度为 $4 \sim 5$ 。

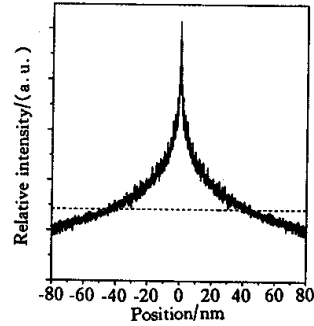


Fig. 5 The predicted distribution of atoms deposited on a substrate for a thermal atomic beam with an angular divergence of 0.2 mrad

4 增强腔对色差的改善

在中性原子激光冷却技术中,如果能有效地提高势阱深度,原子束将更能满足旁轴近似,从而原子束被透镜聚焦的效果将更加明显。但在近共振光场中,由于 $\Gamma \ll \Delta$ 或饱和吸收等因素的限制,不能有效地提高激光输出功率来改善原子聚焦效果。并且由于原子自发辐射和近共振吸收,动量扩散也将对透镜聚焦产生一定的影响^[1]。在大失谐的光势阱中,由于激光频率远离原子共振频率,原子饱和吸收、自发辐射和近共振吸收等影响都可以忽略,所以在此类光势阱中能有效地提高和改善原子透镜的聚焦效果。

另外,在采用如图1所示的刻印方案中不能无限制地压缩激光束,因为过高的激光功率密度可能会烧蚀反射镜。

由于光势阱深度直接由光场功率密度决定,在激光器输出功率有限的情况下,可利用增强腔提高功率密度以加深光势阱深度。在一般的情况下,腔内功率可增强100倍左右。如果采用适当措施来压缩光束,这样腔内功率密度可增强上千倍。图6为此种增强腔装置示意图,该腔由两个焦距为 f 的凸透镜 L_1, L_2 ,一面全反平面镜 R_2 和一面反射率为 r_1 的平面镜 R_1 组成。下面假定激光单频输出功率仍为 $P = 7 \text{ W}$,在腔内光斑尺寸为 $w'_0 = 6.75 \mu\text{m}$,势阱深度为 $U_0 = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J}$ 时给出数值模拟结果。

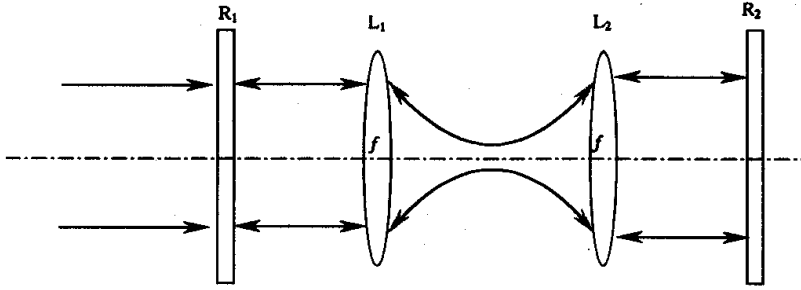


Fig. 6 The setup of enhanced cavity

图 7 是速度分布为(11)式的原子束的数值模拟结果。对比图 4, 条纹的对比度和半高宽度值有了明显的改善, 这是因为减小原子透镜焦距和提高势阱深度的结果。势阱加深后, 原子束中速度较小和较大的原子都将因焦距较小而在沉积中偏离最可几速度焦点的位置较小^[8,10], 因此, 在最可几速度的焦平面上可得到条纹对比度高和半高宽度值较小的条纹。

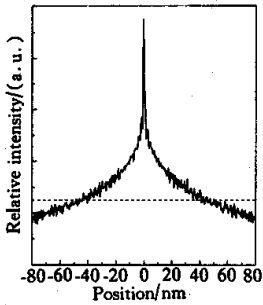


Fig. 7 The calculated distribution of atoms deposited on a substrate, which is placed just after the laser waist within a confocal enhanced cavity. The thermal atomic beam used is assumed to have no divergence

图 8 为速度分布为(12)式的原子束聚焦, 在基板上沉积的条纹半高宽度约为 5 nm~10 nm, 对比度为 6~7。

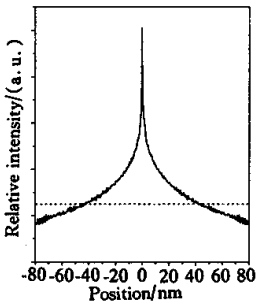


Fig. 8 The calculated distribution of atoms for a thermal atomic beam with an angular divergence of 0.2 mrad. The laser beam within the enhanced cavity has a diameter of 6.75 μm

与图 5 所示薄透镜的聚焦情况相比, 可以看到,

采用增强腔技术以增大势阱深度, 可有效提高原子光刻的对比度和减小条纹的半高宽度。

5 讨论

在这一节里, 将讨论增强腔的可行性。如图 6 所示的增强腔要求两面平面镜形成共振增强腔, 而由两面共焦的凸透镜, 将对腔内的激光束进行压缩。下面分别就激光功率增强和光束压缩给出一些公式。如果激光输入的功率为 P_1 , 共振增强腔内的激光功率为 P_2 , 则

$$P_2 = 4P_1(1 + \sqrt{r_1})(1 - \sqrt{r_1}). \quad (13)$$

对于高斯光束聚焦, 参照一些激光物理的书可以得出光束压缩的公式^[12], 假定被压缩以前的光腰大小为 ω_{01} 并位于透镜主平面上, 经焦距为 f 的透镜聚焦后, 光腰为 ω_{02} , 则

$$\frac{\omega_{02}}{\omega_{01}} = \frac{f}{z_{01}} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{z_{01}}\right)^2}, \quad (14)$$

式中 $z_{01} = \pi\omega_{01}^2/\lambda$ 。如果 $\omega_{01} \gg \lambda$, 压缩后的光腰将位于透镜焦点处。在我们的实验中功率要增强 40 倍, 由(13)式可求出 $r_1 = 90.45\%$ 。并在 $\omega_{01} = 2 \text{ mm}$, $f = 4.74 \text{ cm}$, $\lambda = 514 \text{ nm}$ 的条件下由(14)式可求出腔内激光光束的焦斑及功率密度。

结语 综上所述, 本文研究了大失谐驻波光场对原子束的聚焦特性, 数值结果显示了大失谐驻波光场在大功率的情况下可实现原子光刻。在激光功率为 $P = 7 \text{ W}$, 光斑尺寸为 $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$ 时聚焦沉积的条纹对比度可达到 4~5, 条纹半高宽度值为 20 nm 左右。另外本文还提出了用增强腔来减小条纹宽度和提高条纹对比度的方案, 并对增强腔的实现作了一定的讨论。数值计算结果表明, 在势阱加深的条件下, 聚焦条纹半高宽度值可减小 50%, 对比度也有明显改善。可以说增强腔提供了一种实现条纹精细度较高的新型原子光刻实验方案。

参 考 文 献

- [1] Adams C S , Riis E. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Prog. Quant. Electr.* ,1996 ,**21**(1):1~79
- [2] McClelland J J , Scholten R E , Palm C *et al.*. Laser focused atomic deposition. *Science* ,1993 ,**262**(5135) 877~880
- [3] McGrowan R W , Giltner D M , Lee S A. Light force cooling , focusing , and nanometer-scale deposition of aluminum atoms. *Opt. Lett.* , 1995 , **20**(24):2535 ~ 2537
- [4] Celotta R J , Gupta R , Scholten R E *et al.*. Nanostructure fabrication via laser-focused atomic deposition(invited). *J. Appl. Phys.* , 1996 , **79**(8) 6079~6083
- [5] Timp G , Behringer R E , Tennant D M *et al.*. Using light as a lens for submicron , neutral-atom lithography. *Phys. Rev. Lett.* , 1992 , **69**(11):1636~1639
- [6] Takekoshi T , Yen J R , Knize R J. Quasi-elerostatic trap for neutral atoms. *Opt. Commun.* ,1995 ,**114**(5 , 6) 421~424
- [7] Friebe S , D'Andrea C , Walz J *et al.*. CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms. *Phys. Rev. (A)* ,1998 , **57**(1):R20~R23
- [8] Friebe S , D'Andrea C , Walz J *et al.*. Laser cooling in a CO₂-laser optical lattice. *Appl. Phys. (B)* , 1998 , **67**(6) 699~704
- [9] McClelland J J. Atom-optical properties of a standing-wave light field. *J. Opt. Soc. Am. (B)* ,1995 , **12**(10):1761~1768
- [10] Lide D R. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. Boca :CRC press. 1990
- [11] Balykin V I , Letokhov V S. The possibility of deep laser focusing of an atomic beam into the A-region. *Opt. Commun.* , 1987 , **15**(10):151~156
- [12] Yariv A. *Quantum Electronics*. (second edition) 1975. 121

Atom-Lithography in Red Far-Detuning High-Power Standing Wave

Zeng Qinglin Huo Yunsheng Cai Weiquan Wang Yuzhu

(Laboratory for Quantum Optics , Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics ,
The Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800)

(Received 10 April 2000 ; revised 19 June 2000)

Abstract : The focusing properties of a red far-detuning high-power standing wave for a thermal atomic beam are studied through numerical simulation. The result shows that this type of standing wave is possible to be used for atom-lithography. The FWHM of the line width deposited on the substrate at the focal plane of the thermal atomic beam is about 20 nm , the contrast is 4~5 , with beam waist $w_0 = 0.1$ mm , power $P = 7$ W respectively. A proposal of using enhanced cavity to increase the line contrast to 7 and decrease the FWHM of the line width to 5 nm~10 nm is put forward.

Key words : red far-detuning high-power standing wave ; enhanced cavity ; atom-light ography