

文章编号: 0258-7025(2001)03-0245-04

用于热原子束的消色差原子透镜的研究*

霍芸生 蔡惟泉 曾庆林 王育竹

(中国科学院上海光机所量子光学开放研究实验室 上海 201800)

提要 研究了与钠原子束斜交的激光束所构成的消色差原子透镜的聚焦特性, 计算结果表明, 由于色差得到一定程度的修正, 沟道化钠原子的条纹宽度减小了一半, 且信噪比得到了显著的提高。

关键词 原子透镜, 消色差, 热原子束

中图分类号 O 562; TN 305.7 文献标识码 A

Study on Achromatic Atom Lens for Thermal Atom Beams

HUO Yun-sheng CAI Wei-quan ZENG Qing-ling WANG Yu-zhu

(Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and

Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract The focusing characteristics of an achromatic atomic lens, composed of two laser beams oblique to the sodium atomic beams are studied. It is shown by numerical calculations that the fringe width of the channeled Na atoms is reduced by a factor of two, and the ratio of signal to noise can be significantly enhanced due to the correction of chromatic aberration to certain extend.

Key words atomic lens, achromatic, thermal atomic beam

1 引 言

近年来, 作为原子光学领域的一个重要组成部分, 原子光刻的研究工作受到很大重视。由激光冷却原子技术所得到的准直度很好的钠、铝、铬等原子束, 经激光驻波场所构成的原子透镜阵列聚焦并沉积到硅片等基板上, 得到了 10 nm 量级的微结构^[1~5]。由于热原子束中原子的德布罗意波长约为 0.1 nm 量级, 其衍射极限比常规光刻中所用紫外光的衍射极限小得多, 因此原子光刻技术在微电子及纳米材料等领域中具有重要的应用前景。

与常规的使用紫外光源的光刻相类似, 原子透镜的质量对于原子光刻的分辩率及信噪比有很大影响。在原子光刻中所用的原子透镜属于厚透镜, 它通常由与原子束相垂直的相向传播的两束正失谐激光所形成的驻波场所构成。处于此驻波场中的原子在偶极力的作用下, 以各波节为平衡位置作横向振动。在简谐激光势阱的假定条件下, 均匀入射到驻

波场中的原子的横向振动周期为相同值 T_0 , 而与初始横向位置无关。对于原子纵向速度为单一值 V_0 的单能原子束, 当激光驻波场沿原子束方向的长度即原子透镜的厚度 $L = V_0 \cdot T_0/4$ 时, 所有的原子于通过原子透镜后均处于波节处, 从而得到理想的原子沟道化及聚焦^[6]。但是在原子光刻实验所用的热原子束中, 原子纵向速度呈 Maxwell-Boltzman 分布, 因此通过厚度一定的原子透镜所需时间 t 各不相同。当某些速度组的原子恰好在 $t = T_0/4$ 附近通过原子透镜而聚焦于波节时, 其他速度组的原子通过该透镜的时间将异于 $T_0/4$, 并分布在较宽的范围内而形成像差。由于原子的德布罗意波长直接与原子的运动速度相关连 $\lambda_{db} \propto v^{-1}$, 通常将此类像差称之为原子透镜的色差^[6,7]。

在激光频率的失谐量 Δ 远大于原子自发辐射寿命 Γ 的条件下, 处于正失谐光势阱中原子的振动周期 $T \propto \Delta^{-1/2}$ ^[6]。在图 1 所示的利用与原子束斜交的激光束构成横向驻波场的方案中, Doppler 效应导致纵向速度 V_z 大的原子, 对应较小的激光束失谐量 Δ , 因而原子在光势场中的横向振动周期 $\pi(V_z)$ 也较小, 即纵向运动快的原子其横向振动也快。对于具有合适厚度的原子透镜, 将会有更多的原子在其各

* 国家自然科学基金(批准号: 69678009, 19774060)及上海市科学技术发展基金(批准号: 97JC14002)资助课题。

收稿日期: 1999-12-21; 收到修改稿日期: 2000-02-01

自振动周期 $T(V_z)$ 的四分之一左右通过原子透镜, 因而使透镜的色差得到一定程度的修正。德国的 M. Drewsen 等首先采用斜交驻波场方案, 对于速度分布宽度 $\Delta V_z/V_p = 0.2$ 的亚稳态 He 原子束, 计算了消色差薄透镜焦点处原子密度可有约 3 倍的提高^[7]。本文则探讨了在典型的钠原子光刻条件下^[16] 采用图 1 所示方案, 改善原子光刻中所用厚透镜色差的可能性。对于从蒸发池中喷流产生的钠原子束, 原子的纵向速度分布在更宽的范围内, $\Delta V_z/V_p \sim 1$ 。

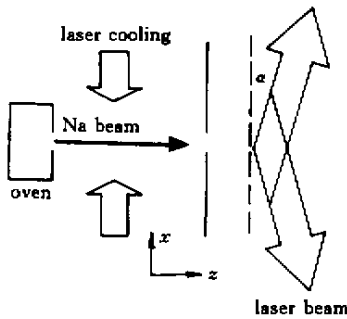


图 1 用于钠原子束的消色差原子透镜方案

Fig. 1 Proposed setup for an achromatic atomic lens for the thermal sodium atomic beam

2 计算模型

由激光与原子的相互作用的 ac Stark 效应所引起的原子在光势阱中的势能为^[6,8]

$$U(x) = \frac{\hbar\Delta}{2} \ln(1+P) \quad (1)$$

其中 $\Delta = \omega_L - \omega_a$ 为激光相对于原子跃迁频率的失谐量, 饱和参量

$$P = 2 \cdot \frac{\Omega_{\max}^2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \cdot \cos^2(k_x \cdot x) \quad (2)$$

式(2)中, Γ 为原子的自发辐射线宽, Ω_{\max} 为在激光驻波场波腹处的 Rabi 频率, $k = 2\pi/\lambda$, $k_x = k \cos(\alpha)$ 处于光势阱中的原子所受的梯度力的方程是^[6,8]

$$f = \frac{\hbar P}{1+P} \cdot \Delta \cdot k_x \cdot \tan(k_x \cdot x) \times \left[1 + (V_x k_x) \frac{\Gamma(1-P) - 2P(\Delta^2 + \Gamma^2/4)}{\Gamma(\Delta^2 + \Gamma^2/4)(1+P)} \cdot \tan(k_x \cdot x) \right] \quad (3)$$

由(3)式可见, 原子在激光驻波场中所受的力由两部分组成, 其中第一项由原子在光势阱中的势能梯度所引起, 而第二项则描述了自发辐射对于原子的冷

却或加热的效应。

在图 1 所示的斜交驻波场中, Doppler 效应导致失谐量 Δ 随原子的纵向速度 V_z 而改变

$$\Delta = \omega_L - kV_z \times \sin\alpha - \omega_0 = \Delta_0 - kV_z \times \sin\alpha \quad (4)$$

式(4)中 $\Delta_0 = \omega_L - \omega_0$ 是对于 $V_z = 0$ 的原子的激光失谐量。在半经典处理中忽略了原子的波动性, 认为其在光势阱中的运动服从经典粒子的运动规律。假定原子入射到激光驻波场时, 其横向速度的初值为 0, 将方程(2)~(4)联立并采用四阶龙格-库塔方法进行数值求解, 从而求出原子在光势阱中的运动规律。

3 计算结果与讨论

由钠蒸发池的小孔喷流产生的热原子束中, 原子的纵向速度 V_z 的分布函数为^[9]

$$f(V_z) = \frac{1}{2} \left(\frac{m}{k_B T_c} \right)^{1/2} \cdot V_z^3 \cdot \exp\left(-\frac{mV_z^2}{2k_B T_c}\right) \quad (5)$$

其中 T_c 为蒸发池的加热温度, k_B 为 Boltzman 常数。图 2 中曲线 *d* 给出了 $T_c = 600$ K 的钠原子束的原子速度分布, 其最可几速率为

$$V_p = \sqrt{\frac{3k_B T_c}{m}} = 840 \text{ m/s}$$

图 2 中的曲线 *a* 则给出了当激光束与原子束垂直时, 在 $\Omega_{\max} = 100$ MHz 及 $\Delta_0 = 100$ MHz 的条件下, 原子通过 $L_a = 64 \mu\text{m}$ 的原子透镜所需时间与原子在光势阱中的振荡周期之比 $t_a(V_z) = L_a f(V_z) T$ 。由于此时式(4)中的 α 值为零, 因此所有的原子具有相同的失谐量 $\Delta = \Delta_0$ 及相同的横向振动周期

$$T = \frac{2\pi}{\Omega_{\max} k} \cdot \left(\frac{m(\Delta^2 + \Gamma^2)}{\hbar\Delta} \right)^{1/2} = 0.31 \mu\text{s}$$

透镜厚度 L_a 的选择使具有最可几速率 V_p 的原子恰好在 $T/4$ 时刻通过该原子透镜。图 2 中的曲线 *b* 给出了与曲线 *a* 同样的 Δ_0 及 Ω_{\max} 条件下, 但此时激光束与原子束的夹角 $\alpha_b = 2.7^\circ$, 原子通过厚度 $L_b = 37 \mu\text{m}$ 的消色差原子透镜的无量纲时间 $t_b(V_z) = L_b f(V_z) T(V_z)$ 。由式(4)可以看到, 在 $\alpha \neq 0$ 的条件下, 失谐量 Δ 随原子速度而变化, 这就导致原子的横向振动周期 T 也随 V_z 而变化。 L_b 与 α_b 的选取不仅使最可几速率 $V_p = 840$ m/s 的原子通过原子透镜所需时间恰好为其振动周期的四分之一, $t_b(V_p) = 1/4$, 而且使此无量纲时间在最可几速率 V_p 处的导数 $\partial t_b / \partial V_z = 0$, 从而使尽可能多的原子在其各自振动

周期的四分之一附近通过原子透镜。

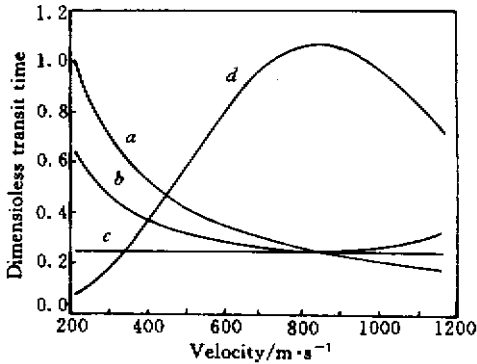


图 2 钠原子分别通过长度 $L_a = 64 \mu\text{m}$, $\alpha_a = 0$ (a), 以及 $L_b = 37 \mu\text{m}$, $\alpha_b = 2.7^\circ$ (b) 的原子透镜的渡越时间随原子速度的变化。曲线 c 为 $t = 1/4$ 的水平线。曲线 d 为原子速度分布函数。所用钠原子束的温度 $T = 600 \text{ K}$ 激光束的参数为 $\Delta = 100 \text{ MHz}$, $\Omega_{\text{max}} = 100 \text{ MHz}$

Fig.2 Velocity vs transition time for sodium atoms to pass through the atomic lenses with length $L_a = 64 \mu\text{m}$ and $\alpha_a = 0$ (a), and $L_b = 37 \mu\text{m}$, $\alpha_b = 2.7^\circ$ (b) respectively. Curve c indicates a horizontal line of $t = 1/4$, curve d is the velocity distribution of atoms. A thermal Na beam of temperature $T = 600 \text{ K}$ is used, with light at $\Delta = 100 \text{ MHz}$ and $\Omega_{\text{max}} = 100 \text{ MHz}$

图 2 中的 $t_c = 1/4$ 的水平线 c 代表了无色差的理想情况。从图 2 可以看到, 与曲线 a 相比, 曲线 b 相对于 c 有更小的偏差。为作一定量比较, 可设想两水平线 $t = (1 \pm 5\%) \times 1/4$ 分别与曲线 a 相交于 V_{z1} 及 V_{z2} , 原子速度分布函数 $f(V)$ 在 V_{z1} 至 V_{z2} 之间的积分 $P_a = \int_{V_{z1}}^{V_{z2}} f(V_z) \cdot dV_z$ 就给出了在 $\alpha = 0$ 的常规原子透镜情况下, 能在 $T/4 \times (1 \pm 5\%)$ 时间间隔内通过原子透镜的原子数, 计算结果为 $P_a = 0.12$ 。若作水平线 $1/4 \times (1 + 5\%)$ 与曲线 b 亦可得两交点, 与上述步骤相仿, 可以得到积分值 $P_b = 0.36$ 。由 $P_b \approx 3P_a$ 可知, 在 $\alpha = 2.7^\circ$ 的消色差原子透镜情况下, 有更多的原子集中在其各自振荡周期的四分之一附近通过该透镜, 因此对钠原子束的沟道化聚焦性能及原子光刻的质量将会有明显改善。

图 3 中的曲线 a 和 b 分别给出了 $\alpha = 0$ 的常规原子透镜及 $\alpha = 2.7^\circ$ 的消色差原子透镜的焦距随原子纵向速度亦即随原子德布罗意波波长的倒数 (λ_{db}^{-1}) 的变化。在这里我们定义原子透镜的焦距为原子在激光势阱中横向振动 $1/4$ 个周期时所通过的纵向距离, 即 $f = V_z \cdot T/4$ 。如前所述, 在与原子束正交的激光驻

波场中, 原子的横向振动周期 T_0 与原子纵向速度 V_z 无关。因此由曲线 a 所给出的常规原子透镜的焦距随着原子纵向速度的增加而线性增大。而在曲线 b 所描述的消色差原子透镜情况下, 多普勒效应导致纵向速度 V_z 快的原子具有较短的振动周期 $\pi(V_z)$, 因而使色差得到一定程度的修正。

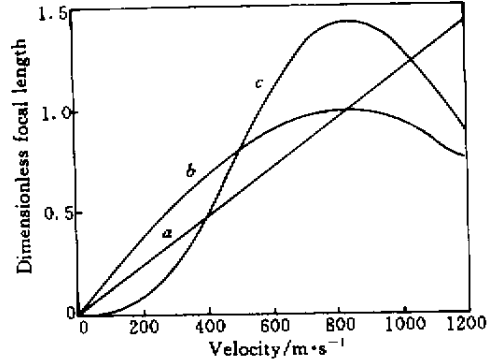


图 3 $\alpha = 0$ 的常规原子透镜 (a) 以及 $\alpha = 2.7^\circ$ 的消色差原子透镜 (b) 的焦距随原子纵向速度的变化。曲线 c 是原子速度分布函数。钠原子束的参数与图 2 相同

Fig.3 Variation of focal-length with the atomic longitudinal velocities for (a) ordinary atom lens of $\alpha = 0$, and (b) achromatic atom lens of $\alpha = 2.7^\circ$, respectively. Curve c is the velocity distributions of atoms. The parameters of the Na beam is the same as in Fig.2

图 4 (a) 给出了蒸发池温度 $T_c = 600 \text{ K}$ 的钠原子束通过如图 1 所示的角度 α 的值为 0 , 且厚度为 $L_a = 64 \mu\text{m}$ 的透镜阵列后在 $x = 0$ 至 $\lambda/2$ 范围内的原子密度分布。它在分布较宽的背景上, 在 $x = \lambda/4$ 处有一个尖锐的峰。此锐峰的宽度 (FWHM) 约 4 nm , 从峰值的 $1/10$ 处到峰值处的横向距离约 40 nm 。图 4 (b) 给出的是 α 值为 2.7° , 厚度 $L_b = 37 \mu\text{m}$ 时消色差原子透镜对钠原子束聚焦的计算结果。它按原子密度最大值的一半处计算的条纹宽度是 2 nm , 从峰值的 $1/10$ 处到峰值处的横向距离是 5 nm 。比较图 4 (a) 和 (b) 的结果可以看到, 采用图 1 所示的与原子束斜交的驻波场所构成的消色差原子透镜阵列后, 聚焦所产生的沟道化原子的条纹宽度减少了一半, 并且从本底到峰值处, 原子密度的上升斜率几乎提高了

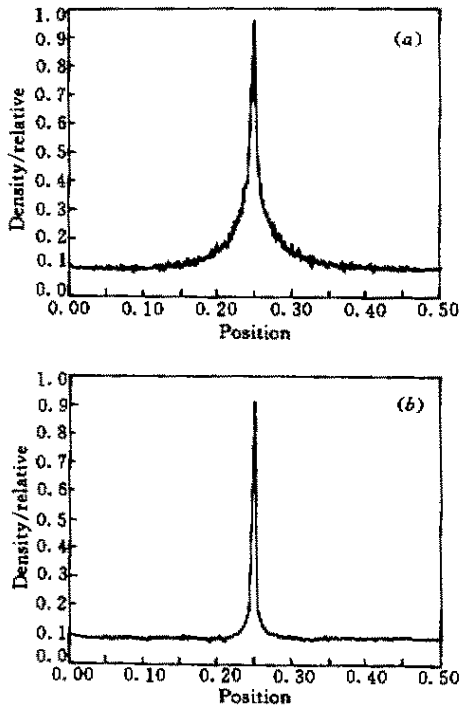


图 4 分别由 $L_a = 64 \mu\text{m}$, $\alpha_a = 0$ (a), 以及 $L_b = 37 \mu\text{m}$, $\alpha_b = 2.7$ (b) 的原子透镜所形成的原子密度分布。原子束的温度为 600 K, 激光束的失谐量和 Rabi 频率分别为 $\Delta = 100 \text{ MHz}$, $\Omega_{\text{max}} = 100 \text{ MHz}$

Fig.4 Density distribution formed by the atomic lenses with $L_a = 64 \mu\text{m}$ and $\alpha_a = 0$ (a), and $L_b = 37 \mu\text{m}$ and $\alpha_b = 2.7$ (b), respectively. The temperature of the atomic beam is 600 K. The detuning and Rabi frequency of the laser beam are $\Delta = 100 \text{ MHz}$ and $\Omega_{\text{max}} = 100 \text{ MHz}$, respectively

一个数量级, 这对于改善原子光刻所产生的纳米结构的分辨率将是很有益处的。

4 结 语

综上所述, 本文研究了斜交激光驻波场所构成的消色差原子透镜对钠原子束的聚焦特性。对于原子光刻中所用的正失谐激光束, Doppler 频移导致其失谐量随原子纵向速度的增大而减小, 因而纵向运动快的原子具有短的振动周期。计算结果表明, 有更多的原子集中在周期的四分之一左右通过原子透镜而聚焦于激光驻波场的波节处, 在一定程度上可以修正透镜的色差。聚焦的钠原子束的条纹宽度减少了一半, 且信噪比得到了较大的改善。

参 考 文 献

- 1 G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant *et al.*. Using light as a lens for submicron neutral-atom lithography. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(11):1636 ~ 1639
- 2 J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Polm *et al.*. Laser focused atomic deposition. *Science*, 1993, **262**:877 ~ 880
- 3 R. W. McGowan, D. M. Giltner, S. A. Lee. Light force cooling, focusing, and nanometer-scale deposition of aluminum atoms. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(24):2535 ~ 2537
- 4 U. Drodofsky, J. Stuhler, B. Brezger *et al.*. Nanometerscale lithography with chromium atoms using light forces. *Microelectr. Eng.*, 1997, **35**(2):285 ~ 288
- 5 C. S. Adams, E. Riis. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Prog. Quantum Electron.*, 1997, **21**(1):1 ~ 79
- 6 K. K. Berggren, M. Prentiss, G. L. Timp *et al.*. Calculation of atomic positions in nanometer-scale direct-write optical lithography with an optical standing wave. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1994, **11**(7):1166 ~ 1176
- 7 M. Drewsen, R. J. C. Spreeuw, J. Mlynek. Achromatic lenses for atoms using velocity-dependent light-induced potentials. *Opt. Commun.*, 1996, **125**(1):77 ~ 81
- 8 J. P. Gordon, A. Ashkin. Motion of atoms in a radiation trap. *Phys. Rev. A*, 1980, **21**(5):1606 ~ 1617
- 9 L. Valyi. *Atom and Ion Sources*. New York, London, Sydney: John Wiley & Sons, Inc., 1977