

用完全非共振光驻波聚焦原子制作纳米结构分析^{*}

陈献忠[†] 姚汉民 陈旭南

(中国科学院光电技术研究所微细加工光学技术国家重点实验室, 成都 610209)

(2004 年 1 月 31 日收到, 2004 年 9 月 30 日收到修改稿)

用完全非共振激光驻波场对热原子束实现纳米量级的聚焦, 可以降低原子光刻试验的难度. 用蒙特卡罗算法和轨迹模拟法分析原子源对原子聚焦的影响, 结果表明靶的有效尺寸对纳米图形线宽的影响远大于原子束的发散角和原子的纵向速度分布. 提出几种改进试验的方法.

关键词: 完全非共振激光驻波场, 原子聚焦, 纳米结构制作

PACC: 3280, 3280P

1. 引言

原子光学在过去的二十余年中得到了广泛深入地研究, 原子激光的出现和玻色-爱因斯坦凝聚的实现表明这一领域在理论探讨和试验手段上已经成熟^[1,2]. 原子光刻是原子光学在纳米加工技术领域的新应用, 具有分辨力高、不受电荷影响、可并行制作等优点^[3-5], 引起人们的极大兴趣, 目前有许多试验室在开展这方面的研究^[3,6-8]. 然而用光场操纵原子沉积来制作纳米结构对试验条件的要求很高, 迄今为止仅有碱金属原子、铬原子、铝原子和镱原子^[6]等少数原子被实现纳米量级聚焦的报道. 采用近共振激光驻波对某种原子实现聚焦, 必须采用与该原子跃迁波长相对应的激光来对其进行操纵. 用一种波长的激光对多种原子进行操纵制作纳米结构是否可行呢? 近几年, 科研人员在实现玻色-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几百 μK ^[9-12], 而在原子光刻试验中所用的光势阱深度仅比此深度大一个量级. 这些数据给研究人员提供了一些很有价值的信息, 那就是在完全非共振情况下实现原子聚焦是有可能的. 本文首先介绍一下用完全非共振激光驻波场聚焦原子制作纳米图形的基本原理, 接着给出原子在基底上的位置分布

与初始位置之间的关系, 基于 Monte-Carlo 算法和轨迹模拟法研究原子源对基底上原子堆积图形的影响规律, 提出改善图形质量的几种方法.

2. 基本原理

完全非共振条件下制作纳米结构的原理如图 1 所示. 由于电阻加热法很难直接蒸发难熔金属材料, 并且加热子与膜料直接接触, 易造成膜层污染, 而采用激光蒸发方法产生原子可解决这些问题. 纳秒脉冲激光器发出的激光束经缩束后在靶上的光斑直径为 d_e , 定义为靶的有效尺寸, 高能脉冲激光轰击金属靶材料产生脉冲原子束^[13,14], 轰击过程中产生的带电荷的粒子可以通过加偏转电场来除掉. 用激光作为热源来蒸发金属薄膜是一种较成熟的技术, 高能激光束透过真空室窗口, 对蒸发材料进行加热, 通过聚焦可使激光束功率密度提高到 10^6 W/cm^2 以上^[15]. 用激光蒸发方法可蒸发高熔点材料, 采用非接触式加热, 热源置于真空室外, 既减少了污染, 又简化了真空室^[15].

采用波长为 λ 、单脉冲为 $100\mu\text{s}$ 的脉冲激光器沿 Ox 方向垂直照在平面反射镜上, 与反射光在重叠区域形成与原子束传播方向垂直的横向激光驻波场用于对原子束进行聚焦. 驻波场的中心到基底和原子源的距离分别为 S_1 和 S_2 , 通过控制纳秒脉冲激光器和微秒脉冲激光器使脉冲原子束和激光驻波场

^{*} 中国科学院知识创新工程项目(批准号: A2K0009)和开放基金资助的课题.

[†] E-mail: ioechenz@126.com

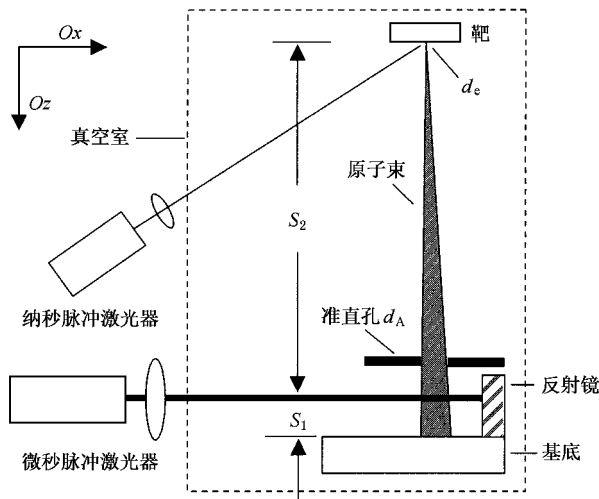


图 1 完全非共振条件下制作纳米结构的原理图

能够相遇. 开口直径为 d_A 的准直孔到驻波场的距离很小(远小于 S_2), 原子束首先通过准直孔进行初步准直, 接着在驻波场中与光场发生相互作用, 最后沉积在基底上形成纳米图形.

3. 理论分析

在近共振(即失谐量 Δ 的绝对值 $|\Delta| = |\omega_L - \omega_0| < \omega_0/10$)激光驻波场中, 要想操纵某种原子, 必须对该原子的光谱信息非常清楚. 自发力和偶极力随光强和失谐量的变化如下所示^[16]:

$$F_{\text{spont}} \propto \frac{I}{\Delta^2}, \quad F_{\text{dipole}} \propto \frac{\nabla I}{\Delta}. \quad (1)$$

可以看出, 随着失谐量的增大, 自发力和偶极力都在减小, 而自发力减小的幅度更大. 这意味着要想在大失谐情况下实现原子光刻, 必须以牺牲激光功率为代价. 而要用一种波长的激光对多种原子操纵, 还必须考虑目前的激光器是否符合要求和聚焦前原子束的横向准直问题. 由于所用的激光与原子的跃迁完全非共振, 用激光冷却的方法对原子进行横向准直是行不通的, 考虑采用准直孔对原子进行横向初步准直. 在完全非共振条件($\Delta/\omega_0 \sim 1$)下, 只有偶极力在起作用, 原子的偶极势能(对时间平均)^[9]为

$$U = -\mathbf{P} \cdot \mathbf{E} = -\alpha' |E|^2, \quad (2)$$

(2)式中 α' 为完全非共振情况下原子的极化率, 激光驻波场的强度分布为

$$I = 4I_0 \sin^2(2\pi x/\lambda), \quad (3)$$

式中 I_0 为入射激光的光强. 在光学中, 时间平均能流密度即平均坡印廷矢量的大小定义为光强, 其表达式为

$$I = S = c\epsilon_0 |E|^2 / 2, \quad (4)$$

式中 c 和 ϵ_0 分别为光速和真空介电常数. 由(2)–(4)式可求出原子的受力为

$$f(x) = -\frac{\partial U(x)}{\partial x} = -\frac{16\pi I_0}{c\lambda} \left(\frac{\alpha'}{\epsilon_0}\right) \sin\left(\frac{4\pi x}{\lambda}\right). \quad (5)$$

原子在穿过激光驻波场后横向速度的变化为

$$\Delta v_x = f(x) \Delta t / m = -c_1 \sin\left(\frac{4\pi x}{\lambda}\right). \quad (6)$$

上式中 Δt 为原子穿过光驻波场的时间, m 为单个原子的质量, 系数 $c_1 = \left(\frac{16\pi I_0 \Delta t}{mc\lambda}\right) \left(\frac{\alpha'}{\epsilon_0}\right)$.

由傍轴近似条件可求出, 当满足下列条件时可获得对比度最好的图形

$$c_1 \approx \frac{\lambda}{4\pi S_1}. \quad (7)$$

假定用来形成光驻波场的光束直径为 0.1cm, S_1, S_2, d_e, d_A 和 λ 分别取为 0.2cm, 20cm, 25 μm , 0.1cm 和 1.0 μm , 以铬原子为例进行分析. 铬原子的纵向速度大小取为 740m/s(温度为 1700K 时原子的最可几速度), 其 α'/ϵ_0 值为 $1.5 \times 10^{-28} \text{m}^3$, 将 $\lambda/(4\pi S_1) = 4 \times 10^{-5}$ 和 $\Delta t = 1.3\mu\text{s}$ 代入(7)式得所需要的激光强度为 $7.8 \times 10^7 \text{W/m}^2$. 用脉冲为 100 μs 的激光器, 把光束聚焦使其束腰尺寸为 0.1cm, 单个脉冲的能量只要达到 10mJ 左右就可以满足要求, 现有商业化微秒激光器的单个脉冲能量达到 10J 都没有问题.

设原子的初始发散角为 α_i , 在靶上的横向坐标为 x_i , 则该原子在基底上的坐标为

$$x_s = x_i + \alpha_i(S_1 + S_2) - c_1 S_1 \sin\left[\frac{4\pi}{\lambda}(x_i + \alpha_i S_2)\right]. \quad (8)$$

从靶的烧蚀区域中心发出的原子在基底上的坐标为

$$x_{s0} = \alpha_i(S_1 + S_2) - c_1 S_1 \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} \alpha_i S_2\right). \quad (9)$$

(9)式给出了从靶心发出的原子在基底上的位置函数表达式, 激光驻波场的周期为 $\lambda/2$, 可求得在纳米结构的峰值处满足如下关系

$$x_{s0}^{(m)} = \frac{m\lambda}{2} \left(1 + \frac{S_1}{S_2}\right) \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (10)$$

纳米结构的周期为 $(\lambda/2)(1 + S_1/S_2)$ 。对于从靶心之外发出的原子,由(8)式可看出原子在基底上也呈现周期密度分布,不过在峰值处满足如下关系

$$x_s^{(m)} = x_{s0}^{(m)} - x_i \frac{S_1}{S_2} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (11)$$

与靶心发出的原子相比,沿 Ox 方向偏移的距离为 $x_i S_1/S_2$ 。

4. 数值模拟与分析

蒙特卡罗(Monte-Carlo)方法又称随机抽样模拟方法或统计试验方法,它是20世纪40年代中期随着科学技术的发展和电子计算机的发明,作为一种独立的方法被提出来的。假定原子在刚进入驻波场

时纵向速度分布满足 Maxwell-Boltzmann 统计,横向速度分布满足高斯分布^[3]。若使试验条件完全满足(7)式是非常困难的,令 $c_1 = 1.1\lambda(4\pi S_1)$,计算原子在基底上的沉积情况。

根据以上建立的物理模型,用蒙特卡罗法和轨迹模拟法分析原子束的发散角、靶的有效尺寸、原子的纵向速度分布对基底上原子密度分布的影响。选取横向位置 $x \in [-0.75\lambda, 0.75\lambda]$,研究靶心正下方基底上的原子堆积情况。分析从靶的中心发出的200万个原子(假定纵向速度大小相同)的运动情况,图2是在不同发散角下原子在基底上堆积情况的模拟结果。当发散角为 2.5mrad 时,图形的线宽(FWHM)小于 0.01λ ,对比度优于 $50:1$ 。减小束发散角可以使对比度得到一定程度的改善,如当束发散角为 $25\mu\text{rad}$ 时图形的对比度可以增加至 $100:1$ 。由

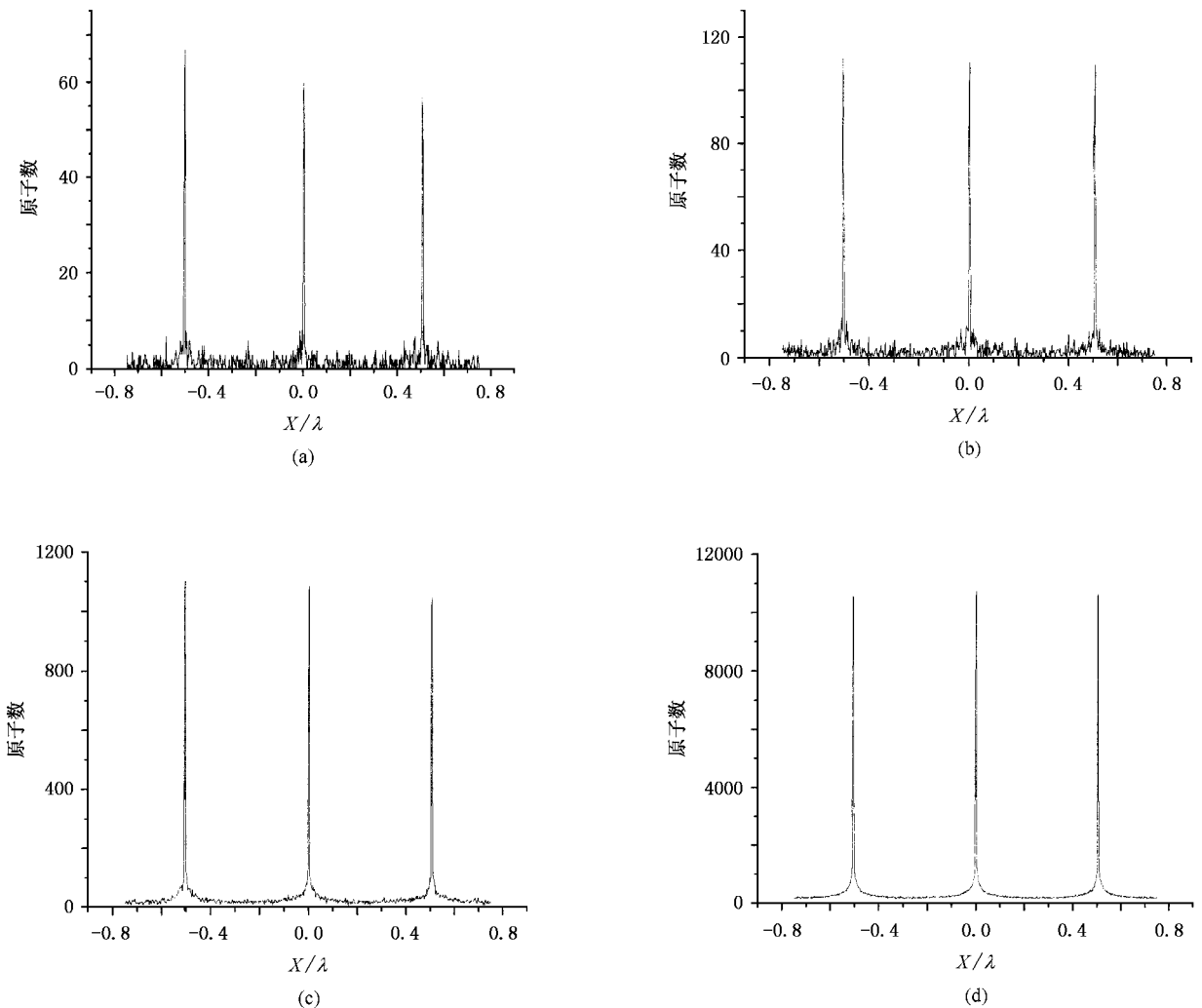


图2 束发散角对原子密度分布的影响。从靶心发出的单能原子束,束发散角分别为(a) 5.0mrad 、(b) 2.5mrad 、(c) $250\mu\text{rad}$ 和(d) $25\mu\text{rad}$

图 2 可看出束发散角对峰值的影响最大,对图形对比度影响较小,二者都随着发散角的增大而减小,而图形线宽对束发散角的变化不敏感.图 3 是束发散角不变的情况下,靶的有效尺寸对原子堆积图形质量的影响,原子在靶上的初始位置由均匀分布的随机数产生.靶的有效尺寸为 $25\mu\text{m}$ 时,图形的线宽约

为 0.24λ ,对比度约 3:1.当靶的有效尺寸分别为 $12.5\mu\text{m}$, $2.5\mu\text{m}$ 和 $1.25\mu\text{m}$ 时,图形的线宽分别为 0.15λ , 0.06λ 和 0.02λ ,对应的对比度分别为 5:1, 20:1 和 50:1.可以看出,靶的有效尺寸对图形质量的好坏起着决定性作用,减小该参数可以提高图形的质量.

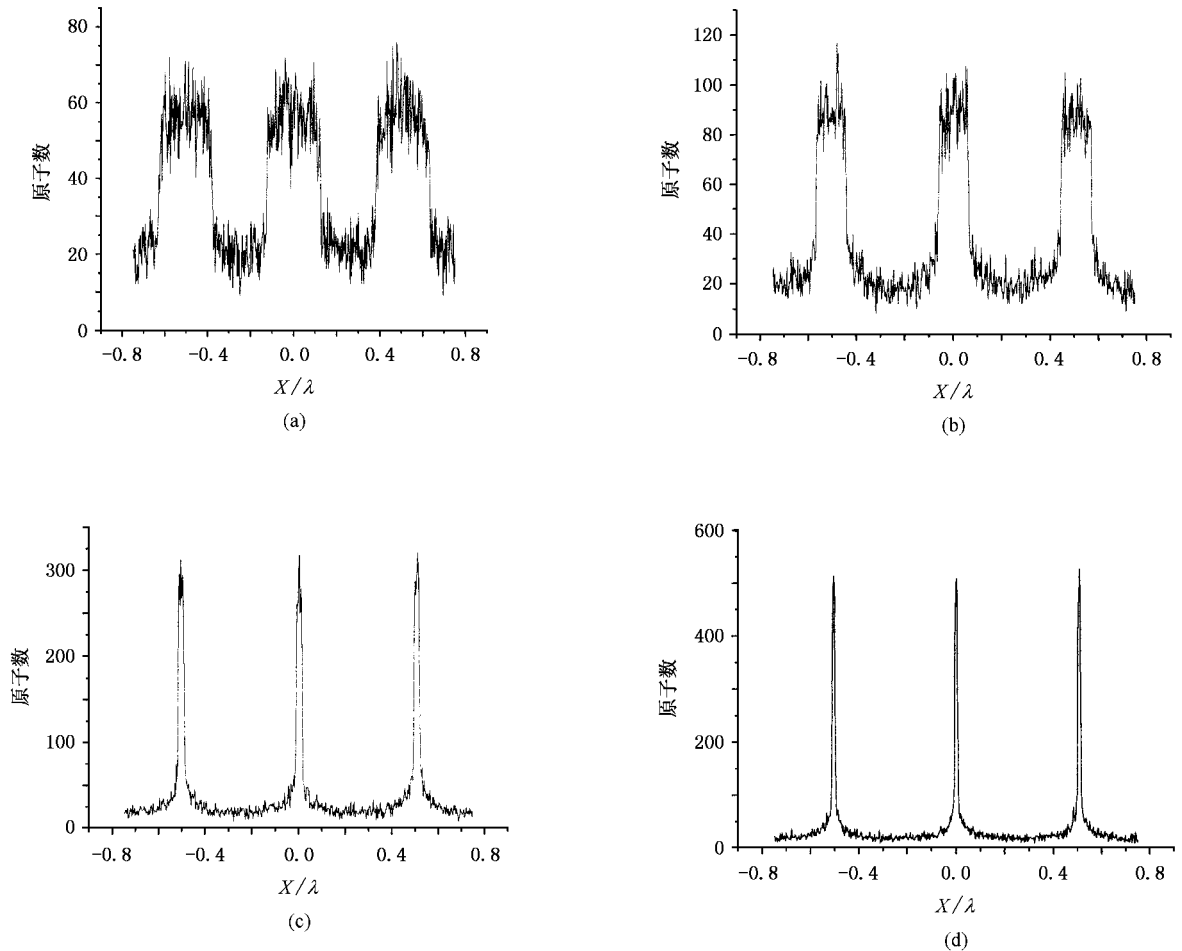
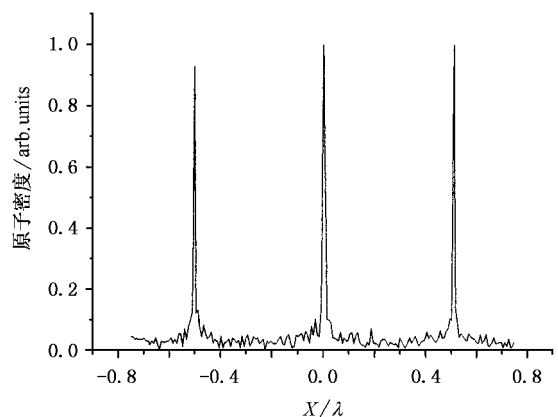


图 3 靶的有效尺寸对基底上原子密度分布的影响.束发散角为 2.5mrad ,靶的有效尺寸为 (a) $d_e = 25\mu\text{m}$, (b) $d_e = 12.5\mu\text{m}$, (c) $d_e = 2.5\mu\text{m}$, (d) $d_e = 1.25\mu\text{m}$

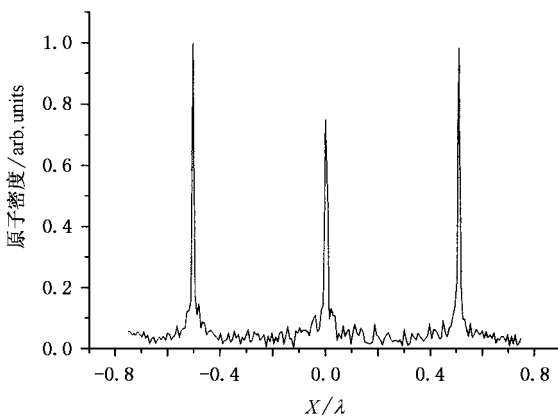
以上的计算都假定原子的纵向速度是相同的,实际上原子的纵向速度满足 Maxwell-Boltzmann 分布.图 4 是从靶心发出的原子束在基底上的堆积情况,考虑原子纵向速度分布的影响,对 200 万个原子的运动情况进行了追迹.当原子的纵向速度分布为 $740\text{m/s} \pm 10\text{m/s}$ 时,沉积图形(见图 4(a))的线宽小于 0.01λ ,对比度约为 45:1;而当原子纵向速度满足热分布时,沉积图形(见图 4(c))的线宽约为 0.02λ ,对比度约为 9:1.可见纵向速度分布对图形的线宽影响不大,而对图形的对比度却有很大的影响.图 5

是在图 4 基础上考虑靶的有效尺寸得到的结果,比较图 2、4 和 5 可以看出原子的纵向速度分布对图形质量的影响大于原子束发散角,但远小于靶的有效尺寸对图形质量的影响.

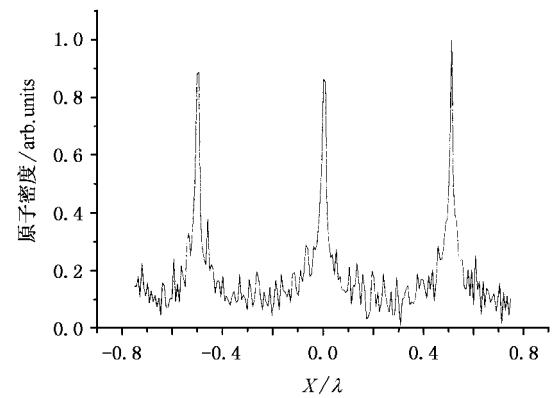
图形是否均匀或在多大程度上是均匀的也是图形质量的一个评价指标.下面我们分析一下原子在基底上的堆积图形是否均匀.图 6 是横向位置对原子密度分布的影响,可以看出图形的线宽和对比度基本不变,而图形的峰值却受到严重影响.偏离中心位置越远,图形的峰值越小,主要是由于原子流在



(a)



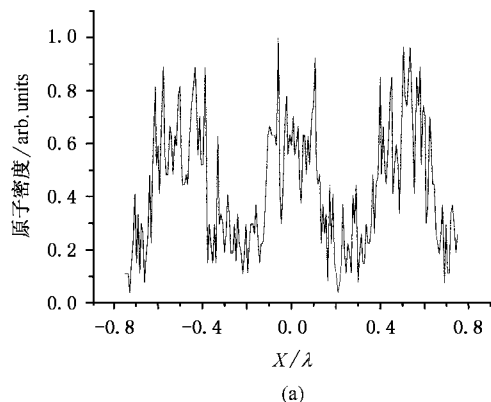
(b)



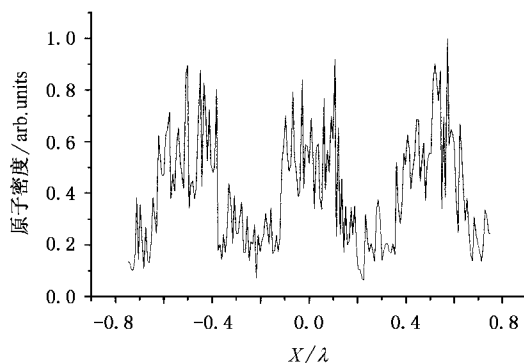
(c)

图4 纵向速度分布对原子密度分布的影响 设定从靶心发出 200 万个原子, 横向采集间隔数为 201, 束发散角 25mrad, 对应的纵向速度分布分别为 (a) $740\text{m/s} \pm 10\text{m/s}$, (b) $740\text{m/s} \pm 100\text{m/s}$ 和 (c) 热速度分布

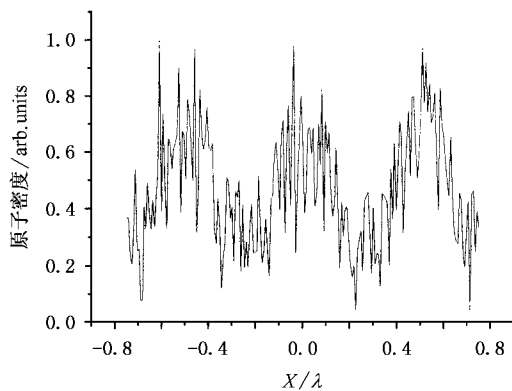
该位置的数量相对较少引起的. 图 7 和图 8 分别是靶的有效尺寸和发散角对图形峰值的影响情况, 可看出图形峰值分布情况近似于高斯分布, 靶的有效



(a)



(b)



(c)

图5 纵向速度分布对原子密度分布的影响. 原子从 $d_e = 25\mu\text{m}$ 的靶发出, 其他条件与图 4 相同

尺寸越大或束发散角越大图形覆盖的范围越广. 由前面的分析我们知道, 靶的有效尺寸越大图形的质量越差, 可见通过增大靶的尺寸来增大沉积图形的面积是不可取的. 由于束发散角对图形的质量的影响不大, 为了增大沉积图形的面积可以通过适当增大准直孔的尺寸来实现.

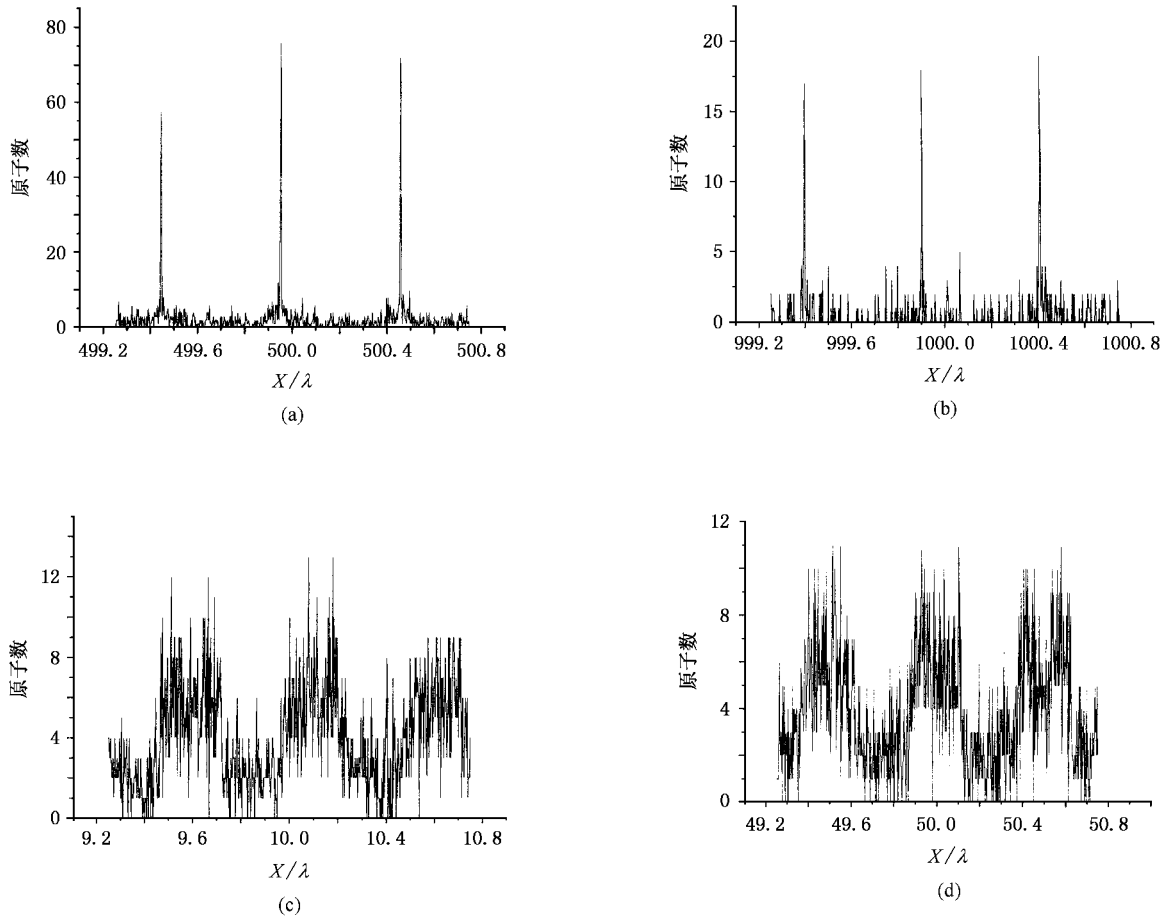


图6 原子的横向密度分布. 束发散角度为 2.5mrad (a)和(b)中的原子束是从靶心发出的 (c)和(d)中的原子束是从 $d_e = 25\mu\text{m}$ 的靶发出的

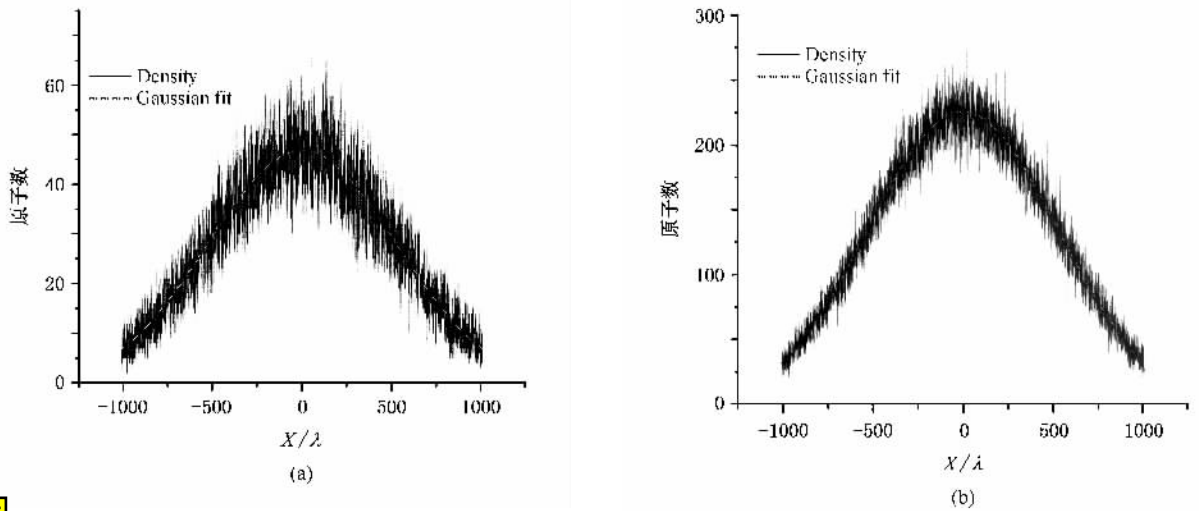


图7 靶的有效尺寸对峰值均匀性的影响. 束发散角为 2.5mrad 对 200 万个原子进行了追迹计算. (a) $d_e = 25\mu\text{m}$, (b) $d_e = 2.5\mu\text{m}$

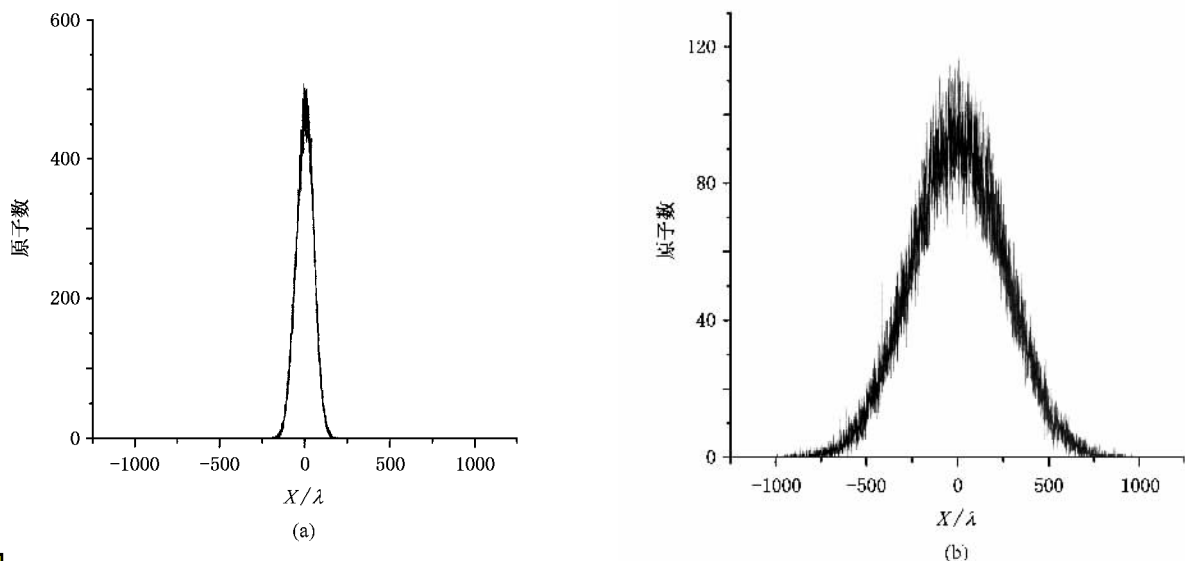


图 8 束发散角对峰值均匀性的影响. 图中 $d_e = 25\mu\text{m}$, 束发散角为 (a) $250\mu\text{rad}$, (b) 1.25mrad

5. 结 语

基于 Monte-Carlo 算法和轨迹模拟方法, 本文分析了原子束发散角、纵向速度分布和靶的有效尺寸对图形质量的影响. 模拟结果表明, 靶的有效尺寸对图形质量起着决定性作用, 减小靶的有效尺寸可以提高图形的质量. 为了增加沉积图形的面积, 可

以通过适当增大准直孔的孔径来实现. 在完全非共振情况下, 对没有经过横向高度准直的原子束实现纳米量级的聚焦在理论上是可行的, 如现有的激光器能够满足光源要求, 用激光轰击产生原子束的技术已比较成熟. 当然实际操作起来还会遇到一些困难, 如针对不同的材料应如何选择激光脉冲的能量, 如何保证试验条件满足原子的理想聚焦等.

- [1] Hou J D *et al* 1998 *Chin. Phys.* **7** 342
- [2] Yin J P *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 660 (in Chinese) [印建平 等 2001 物理学报 **50** 660]
- [3] McClelland J J 1995 *J. Opt. Soc. Am.* B **12** 1761
- [4] Cai W Q *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 611 (in Chinese) [蔡惟泉 等 1999 物理学报 **48** 611]
- [5] Shi J P *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 844 (in Chinese) [石建平 等 2003 物理学报 **52** 844]
- [6] Ohmukai R, Urabe S and Watanabe M 2003 *Appl. Phys.* B **77** 415
- [7] Anderson W R *et al* 1999 *Phys. Rev.* A **59** 2476
- [8] Chen X Z *et al* 2004 *Mod. Phys. Lett.* B **18** 233
- [9] Zhu X D 1997 *Optics Letters* **22** 1890
- [10] Takekoshi T, Yen J R and Knize R 1995 *J. Opt. Commun.* **114** 421
- [11] Friebel S *et al* 1998 *Phys. Rev.* A **57** R20
- [12] Friebel S *et al* 1998 *Appl. Phys.* B **67** 699
- [13] Kruger J 2002 *Appl. Surf. Sci.* **197** 800
- [14] Shariff G and Sathyanarayana P M 2002 *Polymer Degradation and Stability* **76** 265
- [15] Gu P F 1990 *Coating Technology* (Hangzhou : Zhejiang University Press) p22 [顾培夫 1990 薄膜技术 (杭州 : 浙江大学出版社) 第 22 页]
- [16] Madison Kirk William 1998 *Quantum Transport in Optical Lattices* Doctoral Dissertation of the University of Texas at Austin p2

Analysis of atom focusing for nanostructure fabrication with a completely off-resonant optical standing wave

Chen Xian-Zhong[†] Yao Han-Min Chen Xu-Nan

(*State Key Laboratory of Optical Technologies for Microfabrication , Institute of Optics and Electronics , Chinese Academy of Sciences , Chengdu , 610209*)

(Received 31 January 2004 ; revised manuscript received 30 September 2004)

Abstract

The focusing of a thermal atomic beam to nanometer-scale dimensions can be realized by a completely off-resonant standing-wave laser field , which can decrease the difficulty of atom lithography experiments . The effects of atom source on atom focusing are analyzed using the Monte-Carlo scheme and trajectory tracing method , and the simulation results have shown that the effective size of the target has a much more important effect on feature width than beam spread and longitudinal velocity spread . Several methods for improving experiments are presented .

Keywords : completely off-resonant standing-wave laser field , atom focusing , nanostructure fabrication

PACC : 3280 , 3280P

* Project supported by the Knowledge Innovation Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. A2K0009) and the Open Fund .

[†]E-mail : ioechenxz@126.com