

# 椭圆型激光驻波场作用下 Cr 原子的汇聚特性研究\*

张文涛† 朱保华 熊显名

(桂林电子科技大学电子工程学院 桂林 541004)

(2008 年 11 月 21 日收到 2009 年 4 月 2 日收到修改稿)

利用近共振激光驻波场操纵中性原子实现纳米级条纹沉积技术是一种新型的研制纳米结构长度标准传递的方法. 分析了 Cr 原子在椭圆型激光驻波场作用下的沉积特性, 分别对不同椭圆激光驻波场功率下 Cr 原子的沉积条纹及不同  $y$  平面上沉积条纹特性进行了模拟和分析. 同时针对椭圆激光驻波场作用下 Cr 原子发散角对沉积条纹特性的影响进行了模拟计算, 比较了不同发散角条件下沉积条纹的对比度和半高宽.

关键词: 原子光刻, 椭圆激光驻波场, Cr 原子

PACC: 3280, 3280P, 4250V

## 1. 引 言

制作纳米结构是纳米器件研制的前提条件, 也是研究微观量子领域的重要基础之一. 光学领域中的光刻技术在微细图形制作方面一直发挥着重要的作用, 可以通过增大光刻物镜的数值孔径和缩短曝光波长来提高光刻系统的分辨力. 但是, 波长的缩短和物镜数值孔径的增加将会使得系统的焦深和视场范围缩小, 从而影响了工艺因子, 使高分辨率的优点不能被充分利用, 同时还必须克服焦深缩短所带来的系列问题<sup>[1]</sup>. 基于上述的原因, 当光刻图形的尺寸小于 100 nm 时, 光学光刻面临着很大的挑战. 原子光刻是一种利用原子束实现刻印的新方法, 其基本原理如图 1 所示<sup>[2]</sup>. 从原子炉喷射出的原子经过激光冷却形成高度准直的原子束, 在驻波光场的作用下原子束被汇聚于驻波光场的波腹(或波节)处, 进而沉积在基片表面形成纳米级微轮廓结构. 原子光刻所采用的是利用中性原子束来取代光束进行光刻, 不像电子束和离子束那样会受到电荷的影响, 并且原子的德布罗意波长很短(小于 1 nm), 因而具有潜在的高分辨能力<sup>[3]</sup>.

激光驻波场对中性原子的作用将直接决定所形成的沉积纳米条纹的特性, 故对激光驻波场中原子的沉积特性进行研究对于原子光刻技术而言具有较

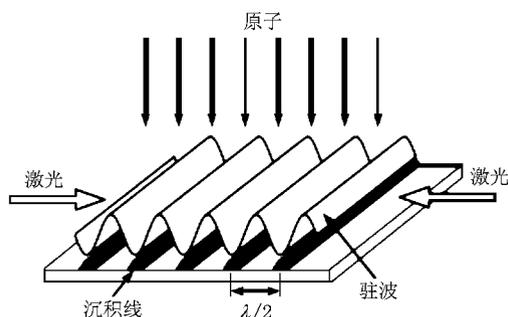


图 1 原子光刻工作原理示意图<sup>[2]</sup>

重要的意义. 1992 年 Timp 等<sup>[4]</sup>首次报道了利用激光汇聚 Na 原子沉积纳米结构的实验, 所得光栅结构的周期为 294 nm; 由 McClelland<sup>[5]</sup>利用 Cr 原子制作出了纳米光栅结构, 光栅间距为 212 nm; McGowan 等<sup>[6]</sup>利用 Al 原子也制作出了一维纳米光栅结构, 其周期为 154.7 nm; Rapof<sup>[7]</sup>首次利用 Yb 原子进行了原子沉积纳米结构实验, 得到了间距为 205 nm 的条纹结构; Myszkiewicz 研究组<sup>[8]</sup>对 Fe 原子沉积纳米结构实验进行了相关研究, 得到了周期为 189 nm 的条纹结构; Camposeo 等<sup>[9]</sup>对 Cs 原子光刻进行了实验研究, 得到了周期约为 213 nm 的二维网格沉积结构; Fioretti 研究组<sup>[10]</sup>首次报道了利用 Ba 原子在  $16.5 \mu\text{m}^2$  的范围内得到了周期为 70 nm 的二维纳米结构; Rostami 研究组<sup>[11]</sup>对原子光刻中的二维光掩模进行了理论上的分析和计算, 给出了一种新的实现二

\* 广西壮族自治区教育厅科学研究基金(批准号: 200807MS006)资助的课题.

† E-mail: uestczk@126.com

维光掩模的算法. 国内也已有相关单位对激光驻波场作用下原子的沉积过程进行了相关的理论分析和实验研究, 如蔡惟泉等<sup>[12]</sup>开展了金属原子光刻和亚稳态气体原子光刻的相关研究, 陈元培等<sup>[13]</sup>对原子在激光驻波场中的运动特性(一维)进行了深入的分析, 文献<sup>[14]</sup>对 Rb 原子在激光场中的运动特性进行了较好的分析和模拟, 郑春兰等<sup>[15]</sup>对 Cr 原子在激光驻波场作用下的沉积特性进行了一维仿真和相关实验研究, 给出了初步实验结果.

本文研究了椭圆型激光驻波场作用下 Cr 原子的沉积特性, 分别针对不同激光功率下 Cr 原子沉积的三维结构以及不同纵向平面沉积条纹的特性进行了分析研究, 同时针对原子束发散条件下椭圆型激光驻波场作用下 Cr 原子的汇聚特性进行了分析讨论.

## 2. Cr 原子在椭圆型激光驻波场中运动轨迹的计算模型

由于激光束从激光器射出后, 经由多个光学器件的作用后往往并不是准确的高斯型激光驻波场, 其截面呈现椭圆状, 故分析原子在椭圆型激光驻波场作用下的沉积特性具有特殊的意义. 在激光驻波场中激光场的强度将沿波矢  $k$  的方向按  $I \propto \sin^2(kx)$  进行变化. 对于一椭圆型激光驻波场而言, 假定该激光驻波场沿  $x$  方向分布, 且沿  $y$  方向和  $z$  方向上的束腰尺寸分别为  $w_y, w_z$ , 则该椭圆型激光驻波场可以表示为<sup>[16, 17]</sup>

$$I(x, y, z) = 4I_0 \sin^2(kx) \exp\left(-\frac{2y^2}{w_y^2} - \frac{2z^2}{w_z^2}\right) \quad (1)$$

式中  $I_0 = 2P/(\pi w_y w_z)$  为光束中心区域的强度,  $P$  为激光场功率. 该椭圆型激光驻波场的稳态偶极势可以表示为<sup>[18, 19]</sup>

$$U(x, y, z) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln\left[1 + \frac{K(x, y, z)I_s}{1 + (2\delta/\Gamma)^2}\right], \quad (2)$$

式中  $\delta$  为激光驻波波长相对于原子共振跃迁波长之间的失谐量,  $I_s$  为原子的饱和强度,  $\Gamma$  为原子的自然线宽. 原子在椭圆型激光驻波场中的运动方程可以表示为

$$\begin{cases} \ddot{x} + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial x} = 0, \\ \ddot{y} + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial y} = 0, \\ \ddot{z} + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (3)$$

式中  $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$  分别表示原子在三个方向上的运动速度. 于是可得

$$\begin{cases} x''z^2 + x'z + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial x} = 0, \\ y''z^2 + y'z + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial y} = 0. \end{cases} \quad (4)$$

又由于

$$\begin{cases} \dot{x} = \frac{dx}{dt} = \frac{dx}{dz} \frac{dz}{dt} = x'z', \\ \dot{y} = \frac{dy}{dt} = \frac{dy}{dz} \frac{dz}{dt} = y'z', \end{cases} \quad (5)$$

式中  $x'$  和  $y'$  分别表示  $x$  和  $y$  对  $z$  的微分.

在保守偶极力的作用下, 原子的总能量  $E_0$  可以表示为

$$E_0 = T + U = \frac{1}{2}m(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) + U(x, y, z). \quad (6)$$

因而由(3)–(6)式可以得到

$$\begin{cases} x'' \frac{\partial(E_0 - U)}{m(1 + x'^2)} + x' \left(-\frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial z}\right) + \frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial x} = 0, \\ y'' \frac{\partial(E_0 - U)}{m(1 + y'^2)} + y' \left(-\frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial z}\right) + \frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial y} = 0. \end{cases} \quad (7)$$

利用数值算法, 通过设定适当步长的四阶 Runge-Kutta 算法对上述方程进行求解, 计算原子在椭圆型激光驻波场中的运动轨迹, 继而通过累积方法得到原子在椭圆型激光驻波场作用下沉积条纹的结构特性.

## 3. 模拟结果与分析

设定椭圆型激光束的尺寸  $w_y \times w_z = 200 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ , 而对处于激光驻波场中的 Cr 原子而言, 其对应于  $S_3 \rightarrow P_4^0$  跃迁的相关参数分别为跃迁波长  $\lambda = 425.55 \text{ nm}$ , 自然线宽  $\Gamma = 5 \text{ MHz}$ , 跃迁饱和强度  $I_s = 85 \text{ W/m}^2$ , 激光驻波场失谐量取值为  $\delta = +200 \text{ MHz}$ . 当 Cr 原子在椭圆型激光驻波场中运动时将会受到驻波场偶极力的作用, 并在该力的作用下沉积在基板的特定位置, 从而形成具有周期结构的纳米条纹. Cr 原子在激光驻波场作用下汇聚, 其汇聚点与激光驻波场功率之间存在着特定的联系. 对于诸如 Cr 原子的二能级原子而言, 将原子汇聚至激光驻波场中心位置所需要的激光驻波场的最佳功率可以通过下式进行估算:

$$P_f = 5.37 \frac{\pi E_k I_s \delta}{\hbar \Gamma k^2} \quad (8)$$

式中  $E_k$  为原子的动能. 对处于激光驻波场中的 Cr 原子而言, 当原子炉的工作温度为 1923 K 时, 通过 (8) 式可以得到激光驻波场的最佳功率为 16 mW. 对于不同功率的激光驻波场, Cr 原子在其中的汇聚特性也不尽相同. 图 2 给出了不同激光驻波场功率条件下 Cr 原子的运动轨迹. 由图 2 可以看出, 当激光驻波场的功率小于最佳汇聚功率时, Cr 原子将被驻波场汇聚于激光驻波场中心后面, 而当激光驻波场功率大于上述最佳汇聚功率时, 激光场中的 Cr 原子

在未达到激光驻波场光束中心时就会与光轴相交形成汇聚, 随后 Cr 原子继续在激光驻波场中运动并将会再次与驻波场中心相交, 从而产生多次汇聚. 但是当激光驻波场的功率恰好为所需的最佳汇聚功率时, 在激光驻波场的作用下 Cr 原子将会被汇聚至驻波场光束的中心位置. 故此, 在利用激光驻波场汇聚中性原子制作纳米结构过程中, 激光驻波场的功率选择非常关键<sup>[20]</sup>. 在以下的分析和计算中, 对 Cr 原子而言所选取的激光驻波场的功率均为 16 mW.

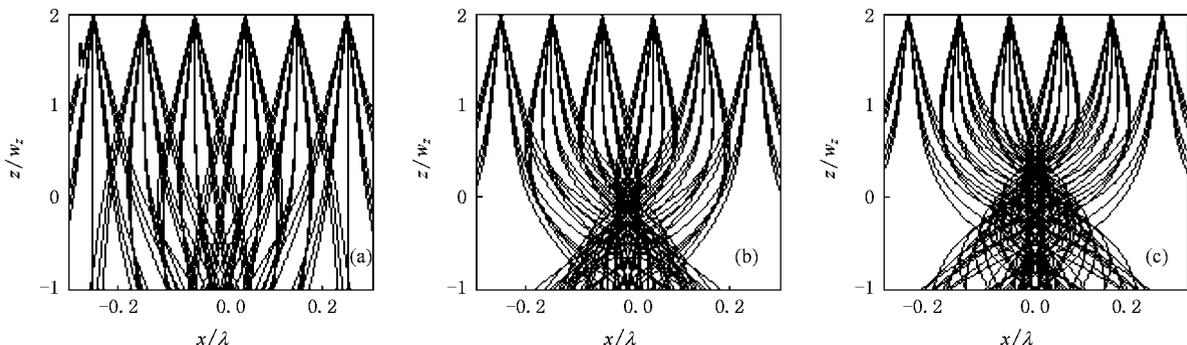


图 2 不同激光功率下 Cr 原子在椭圆激光驻波场中的运动轨迹 (a)  $P=3\text{ mW}$ , (b)  $P=16\text{ mW}$ ; (c)  $P=50\text{ mW}$

图 3 给出了不同椭圆激光驻波场作用下, Cr 原子沉积条纹的三维结构. 图 4 为不同激光驻波场功率条件下不同  $y$  平面上沉积条纹的对比. 从图 3 和图 4 可以看出, 沿横向位置 ( $x$  方向) Cr 原子在激光

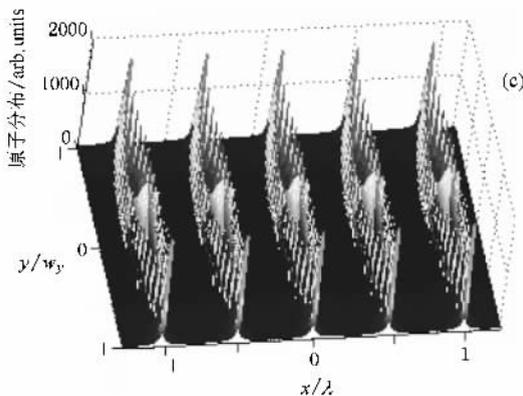
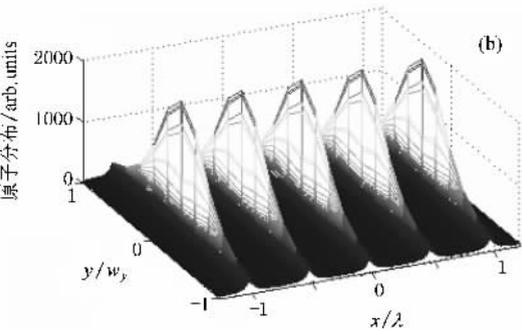
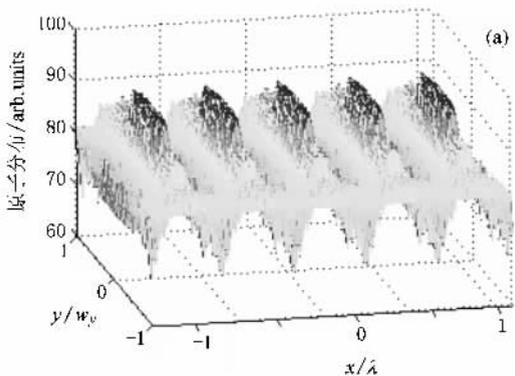


图 3 不同激光功率下 Cr 原子在椭圆激光驻波场中汇聚的三维结构 (a)  $P=3\text{ mW}$ , (b)  $P=16\text{ mW}$ , (c)  $P=50\text{ mW}$

驻波场的作用下被汇聚形成周期性的条纹结构, 且当椭圆型激光驻波场功率较小时, 汇聚所形成的条纹较宽, 同时其对比度也较小. 当激光驻波场功率较大时, 所形成的汇聚条纹具有多个峰值, 相应于 Cr 原子在激光驻波场作用下的振荡汇聚过程. 当激光驻波场功率选取为所需的最佳沉积功率时, 所形成的沉积条纹的质量最好. 如当激光驻波场的功率为 3 mW 时, 激光驻波场汇聚 Cr 原子所形成的沉积条纹的半峰高宽达到了 102 nm, 对比度仅为 2:1. 当激光驻波场的功率增加至所需的最佳汇聚功率时, 激

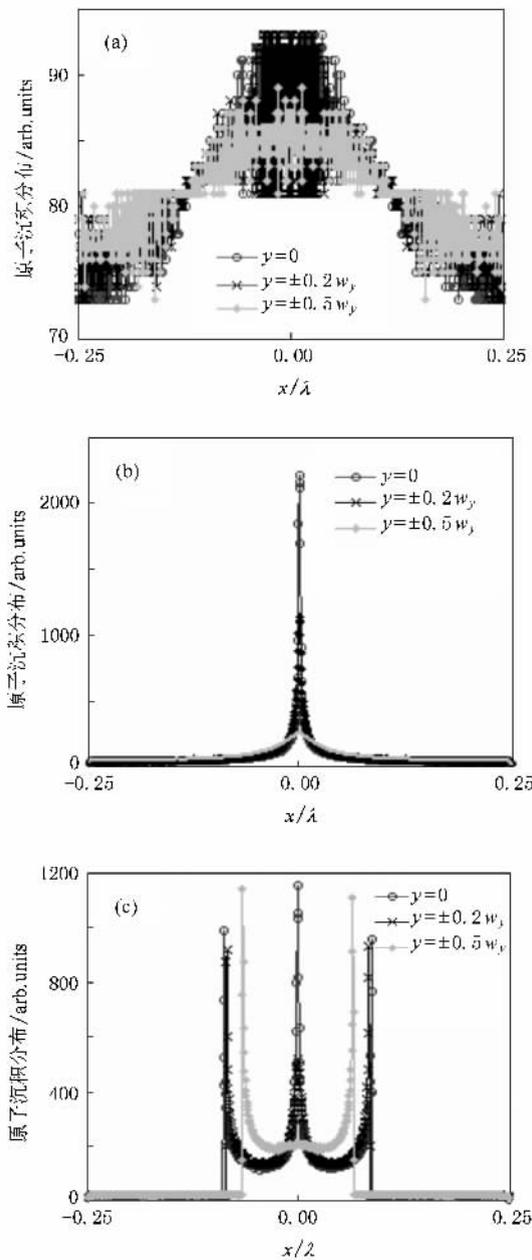


图 4 不同  $y$  平面上沉积条纹的对比 (a)  $P = 3 \text{ mW}$ , (b)  $P = 16 \text{ mW}$ , (c)  $P = 50 \text{ mW}$

光驻波场中心位置处汇聚所形成的沉积条纹的半峰高宽为  $1.2 \text{ nm}$ , 对比度为  $32:1$ . 但是当激光驻波场的功率继续增加, 达到  $50 \text{ mW}$  时, 激光驻波场中心处的沉积条纹将变成多峰结构. 由此可以看出, 只有选择合适的激光驻波场功率, 才能形成较理想的沉积条纹结构.

在沉积型 Cr 原子光刻技术中, 由于 Cr 原子炉工作于高温 ( $1923 \text{ K}$ ) 条件下, Cr 原子是一热原子源, 故该热 Cr 原子束在纵向和横向上具有一定的速度

分布. 在横向 (沿  $x$  方向) 上其速度分布符合 Maxwell-Boltzmann 分布, 该种原子束的横向发散将会对激光驻波场作用下 Cr 原子的汇聚有着重要的影响. 图 5 给出了横向发散角为  $0.5 \text{ mrad}$  条件下 Cr 原子在椭圆型激光驻波场作用下沉积条纹的三维结构, 图 6 为横向发散角为  $0.5 \text{ mrad}$  条件下 Cr 原子在椭圆型激光驻波场作用下不同  $y$  平面沉积条纹的对比.

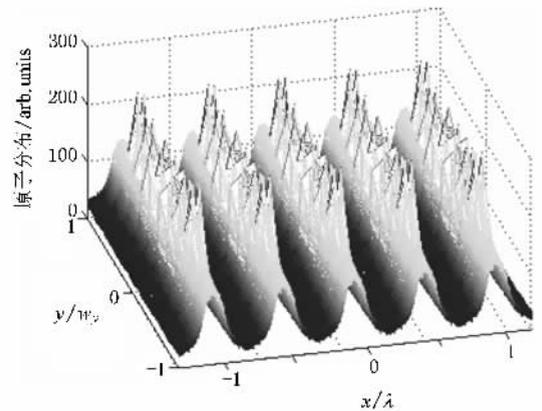


图 5 发散角为  $0.5 \text{ mrad}$  条件下原子沉积条纹的三维结构

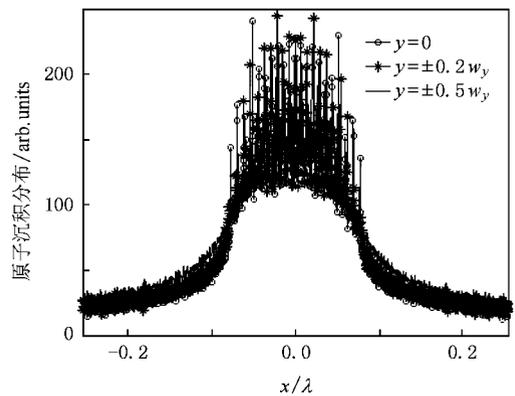


图 6 发散角为  $0.5 \text{ mrad}$  条件下不同  $y$  平面沉积条纹对比

将图 3(b) 与图 5, 图 4(b) 与图 6 进行对比可以看出, 随着原子束横向发散, 将会造成最终沉积条纹质量的恶化, 使得沉积条纹高度明显降低, 条纹半高宽亦明显增加. 如在理想条件下,  $y = \pm 0.2w_y$  平面上沉积条纹的半峰高宽为  $2.98 \text{ nm}$ , 条纹对比度为  $12:1$ , 而当发散角增大至  $0.5 \text{ mrad}$  时, 该平面上沉积条纹的半高宽和对比度分别为  $73 \text{ nm}$  和  $6.6:1$ . 由此可以看出在椭圆型激光驻波场对原子汇聚的过程中, 原子束的发散对最终的沉积条纹特性将会产生重要的影响, 因而在实际的激光驻波场沉积原子制

作纳米结构的实验过程中需要高准直度的原子束。为了进一步说明原子束的横向发散对椭圆型激光驻波场汇聚原子过程所产生的影响,图 7 给出了原子束

横向发散角在理想条件下和 0.5 mrad 条件下,椭圆型激光驻波场汇聚 Cr 原子沉积条纹在不同  $y$  平面上的条纹半峰高宽和对比度的比较。

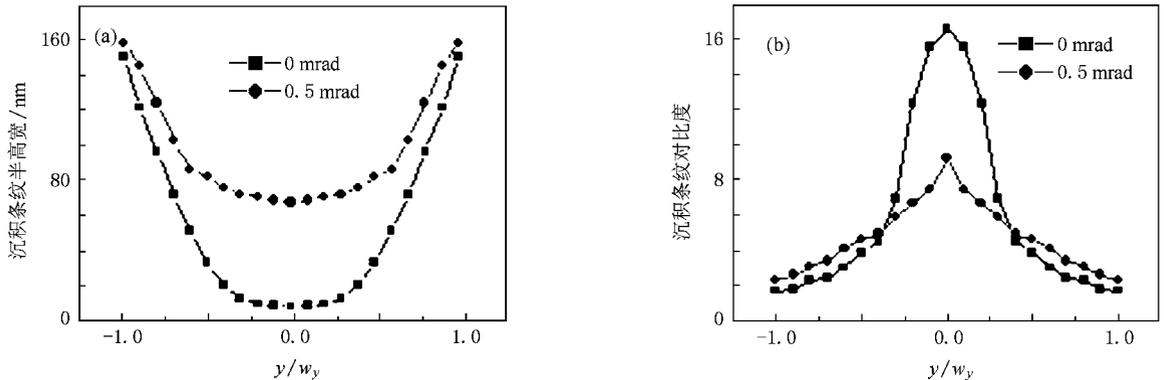


图 7 不同发散角条件下沉积条纹特性对比 (a)半高宽,(b)对比度

## 4. 结 论

本文详细分析了椭圆型激光驻波场中 Cr 原子的汇聚特性,分别分析了椭圆型激光驻波场功率对 Cr 原子运动轨迹的影响以及相应的汇聚条纹特性。给出了相关条件下 Cr 原子沉积条纹三维结构的模

拟结果和不同  $y$  平面上的沉积条纹特性。在此基础上分析了原子束发散角对椭圆型激光驻波场中 Cr 原子汇聚结果的影响,分别用条纹半峰高宽和对比度对这种影响进行了描述。

感谢同济大学李同保院士、马艳副教授和张宝武博士对本文工作的建议及讨论。

- [ 1 ] Li T B 2005 *Shanghai Meas. Test.* **185** 8 ( in Chinese ) 李同保 2005 上海计量测试 **185** 8 ]
- [ 2 ] Zeng Q L , Huo Y S , Cai W Q 2001 *Acta Opt. Sin.* **21** 918 ( in Chinese ) 曾庆林、霍芸生、蔡惟泉 2001 光学学报 **21** 918 ]
- [ 3 ] McClelland J J , Scholten R E , Palm E C , Celotta R J 1993 *Science* **262** 877
- [ 4 ] Timp G L , Behrenger R L , Tennant D M , Cunningham J E , Prentiss M , Berqren K K 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1636
- [ 5 ] McClelland J J 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1761
- [ 6 ] McGowan R W , Giltner D M , Lee S A 1996 *Opt. Lett.* **20** 2535
- [ 7 ] Rapol U D , Krishna A , Wasan A 2004 *Eur. Phys. J. D* **29** 409
- [ 8 ] Myszkiewicz G , Hohlfeld J , Toonen A J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 3842
- [ 9 ] Camposeo A , Cervelli F , Tantussi F 2003 *Mater. Sci. Eng. C* **23** 1087
- [ 10 ] Fioretti A , Camposeo A , Tantussi F 2005 *Appl. Sur. Sci.* **248** 196
- [ 11 ] Rostami A , Rahmani A 2006 *Microelectron. J.* **37** 57
- [ 12 ] Cai W Q , Li C W , Huo Y S 1994 *Acta Phys. Sin.* **48** 611 ( in

Chinese ) 蔡惟泉、李传文、霍芸生 1994 物理学报 **48** 611 ]

- [ 13 ] Chen Y P , Chen X N , Li Z 2003 *Micronanoelectron. Technol.* **7** 546 ( in Chinese ) 陈元培、陈旭南、李 展 2003 微纳电子技术 **7** 546 ]
- [ 14 ] He M , Wang J , Zhan M S 2003 *Chin. Opt. Lett.* **1** 497
- [ 15 ] Zhen C L , Li T B , Ma Y , Ma S S , Zhang B W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4528 ( in Chinese ) 郑春兰、李同保、马 艳、马姗姗、张宝武 2006 物理学报 **55** 4528 ]
- [ 16 ] Petra S J H , Vanleeuwen K A H , Feenstra L , Hogervorst W , Vassen W 2004 *Appl. Phys. B* **79** 279
- [ 17 ] Chen X Z , Yao H M , Chen X N 2004 *Chin. Opt. Lett.* **2** 187
- [ 18 ] Anderson W R , Bradley C C , McClelland J J , Celotta R J 1999 *Phys. Rev. A* **59** 2476
- [ 19 ] McGowan R W 1996 *Ph. D. Dissertation* ( FortCollins : Colorado State University )
- [ 20 ] McClelland J J , Anderson W R , Bradley C C , Walkiewicz M , Celotta R J , Jurdik E , Deslattes R D 2003 *J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol.* **108** 99

# Focusing characteristic of chromium atoms under elliptical standing wave<sup>\*</sup>

Zhang Wen-Tao<sup>†</sup> Zhu Bao-Hua Xiong Xian-Ming

( College of Electronic Engineering , Guilin University of Electronic Technology , Guilin 541004 , China )

( Received 21 November 2008 ; revised manuscript received 2 April 2009 )

## Abstract

Direct-write atom lithography is a new technique in which resonant light is used to pattern an atomic beam and the nanostructures are formed when the atoms are deposited on the substrate. The characteristics of chromium atoms deposit on a substrate are discussed. We simulated and analysed the characteristics of nanostructure under different laser power and on different  $y$ -plane. At the same time , the characteristics of nanostructure are analysed with respect to the effects of atomic beam divergence , the resulting full width at half maximum and contrast are shown under respective conditions .

**Keywords** : atom lithography , elliptical standing wave , chromium atom

**PACC** : 3280 , 3280P , 4250V

---

<sup>\*</sup>Project supported by the Scientific Research Foundation of the Education Bureau of Guangxi Zhuang Autonomous Region , China ( Grant No. 200807MS006 ).

<sup>†</sup> E-mail : uestczrk@126.com