激光驻波场中铬原子的三维沉积特性分析

杨华蕾1 张文涛1 杨 键1 张宝武2

¹ 桂林电子科技大学电子工程与自动化学院,广西 桂林 541004 ² 中国计量学院测试计量工程学院,浙江 杭州 310018

摘要 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是一种新型的研制纳米结构长度标准传递方法, 但仅通过一维和二维形式的仿真不能给出激光驻波场作用下中性原子沉积纳米光栅的全部信息。利用半经典模 型,从铬原子在高斯激光驻波场中的运动方程出发,通过四阶 Rungo-Kutta 法模拟了铬原子在高斯激光驻波场中 的三维运动轨迹以及三维沉积条纹结构,并分析了原子束发散、色差和球差等因素对三维运动轨迹及沉积条纹结 构的影响。结果表明,利用三维仿真形式模拟高斯激光驻波场中铬原子的运动得到的结果与一维和二维形式下相 比可以直观地表现出其较为详细的本质。

关键词 激光光学;三维沉积分析;龙格-库塔法;激光驻波场 **中图分类号** O436 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP49.061405

Analysis of Cr Atoms Three-Dimensional Deposition **Characteristics in Laser Standing Wave Field**

Zhang Wentao¹ Yang Jian¹ Yang Hualei¹ Zhang Baowu²

¹Department of Electrical Engineering and Automation, Guilin University of Electronic Technology, Guilin, Guangxi 541004, China

> ² College of Metrology and Measurement Engineering, China Jiliang University, Hangzhou, Zhejiang 310018, China

Abstract Nanostructures stripe deposition technique is a new method to develop nanostructures length standard transmission with the near resonance laser wave field manipultaion in neutral atoms. But all the information of nanogratings deposited by laser standing wave field can not be given only through the one-dimensional or two-dimensional. The semi-classical model is used to simulate the three-dimensional trajectory and deposition distribution of the chromium atoms in the Gaussian laser standing wave field using the Runge-Kutta method from their motion equation in laser standing wave field. Then the three-dimensional deposition stripes are given, moreover, the effects of atomic beam divergence, chromatic aberration and spherical aberration on deposition structure are also analyzed. The study shows that results of three-dimensional simulation in Gaussian laser standing wave field of Cr can visually demonstrate the more detailed innate characters.

Key words laser optics; three-dimensional deposition analysis; Runge-Kutta method; laser standing wave field OCIS codes 140.3325: 050.6875; 220.1010; 220.4241

引 言 1

纳米技术在某种意义上讲就是实现原子和分子操作的超精细加工技术[1]。纳米技术的各个纳米计量涉 及到在 0.1~100 nm 范围内测量对象的间隔或位移,并表征物体及其表面形貌特征^[2]。各种纳米量级科学 测量仪器受仪器工作原理、测量对象和环境因素等影响较大,例如,用不同仪器检测同一标样或用同一仪器

基金项目:国家自然科学基金(11064002和11061011)、广西自然科学基金和浙江省科技计划(2011R10094)资助课题。 作者简介:杨华蕾(1986—),女,硕士研究生,主要从事激光会聚原子沉积三维纳米光栅的特性方面的研究。

E-mail: mnvad@163.com

导师简介:张文涛(1976—),男,教授,硕士生导师,主要从事原子光刻方面的研究。E-mail:glietzwt@163.com

收稿日期: 2011-12-12; 收到修改稿日期: 2012-01-10; 网络出版日期: 2012-04-28

激光与光电子学进展

在不同环境下测量同一标样,结果可能完全不同。因此,研究准确适用的纳米计量传递标准是当前需要解决 的关键问题。利用激光会聚铬原子沉积纳米光栅结构技术可得到反映驻波场周期结构的纳米级光栅条纹,可 用作许多纳米测量工具的计量标准。由于所得的纳米光栅周期可以直接溯源于原子的跃迁频率^[3],因此激光 会聚铬原子沉积纳米光栅结构技术符合纳米传递标准的要求,可以成为研制纳米计量传递标准的新路线^[4]。

依据纳米光栅沉积过程的相关理论分析,国内外相关研究小组已对不同中性原子在激光驻波场作用下 的沉积特性进行了一维和二维仿真分析,得到了一些对实际应用具有重要意义的结果。但仅通过一维、二维 仿真不能给出激光驻波场作用下中性原子沉积纳米光栅的全部信息,更不能反映纳米光栅沉积制作过程中 的三维全貌。因此,为能更深入分析激光驻波场作用下中性原子的运动特性以及纳米光栅沉积过程的基本 特征,唯有通过三维信息的获取才能给出对实际应用更有指导意义的结果,而目前未见国内外这方面的工作 的报道。本文构建了铬原子在高斯激光驻波场中运动轨迹的三维模型,采用半经典理论分析偶极力作用下 铬原子在激光驻波场中的三维运动轨迹仿真,探讨激光驻波场中原子的运动特性。

2 铬原子在高斯激光驻波场中运动轨迹计算模型的建立

在激光驻波场中,激光场的强度沿波矢 $k(k=|k|2\pi/\lambda)$ 的方向按 $I \propto \sin^2(kx)$ 进行变化。对于高斯激光 驻波场而言,假设其沿 x 方向分布,沿 y 方向和 z 方向上的束腰尺寸均为 ω_0 ,则该三维高斯激光驻波场的光 强可以表示为

$$I(x,y,z) = I_{\max} \exp\left(\frac{-2z^2 - 2y^2}{w_0^2}\right) \sin^2(kx),$$
(1)

式中 Imax为驻波场最大光强。当系统达到稳态时,激光驻波场的稳态偶极势能可以表示为

$$U(x,y,z) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln \left[1 + \frac{I(x,y,z)}{I_s} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2} \right], \tag{2}$$

式中 $\hbar = h/2\pi(h$ 是普朗克常量), δ 为失谐量, Γ 为原子的自然线宽, I_s 为激光驻波场的饱和光强。则原子在 高斯激光驻波场中的运动方程可以表示为

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

式中 \dot{x} 、 \dot{y} 、 \dot{z} 分别表示原子在x,y,z方向上的速度,x'',y''分别是x和y对z的二阶微分。又由于

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

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

式中 x'、y'分别是 x 和 y 对 z 的一阶微分。在保守偶极力的作用下,原子的总能量 E_{\circ} 为

$$E_{o} = T + U = \frac{1}{2}m(\dot{x}^{2} + \dot{y}^{2} + \dot{z}^{2}) + U(x, y, z), \qquad (6)$$

则由(3)~(6)式可以得到

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

利用数值算法,通过设定适应步长的四阶 Runge-Kutta 算法对(7)式进行求解,对铬原子在高斯激光驻波场

1.0

0.5

0

 z / λ

-0.5

-1.0-1.0

图 1 高斯激光驻波场的归一化光强分布 Fig. 1 Normalized intensity of Gaussian laser

standing wave field

中的沉积特性进行三维分析。

3 模拟结果及分析

设定高斯型激光束的束腰半径为 $\omega_0 = 100 \ \mu m$,而且处于激光驻波场中的铬原子对应于⁷S₃→⁷P₄ 跃迁谱 线的相关参数分别为,跃迁波长 $\lambda = 425.55 \ nm$,自然线宽^[5] $\Gamma = 5 \ MHz$,饱和强度^[6] $I_s = 85 \ w/m^2$,激光驻波

Normalized intensity

1.0

0.8 0.6 0.4 0.2

1.0 0.5

0

 $x/\lambda = -0.5$

场失谐量取值为 δ =+200 MHz。当 δ ≫ Γ 时,为了能使 铬原子经过光势阱作用后会聚到光强最强的位置,所需 要的激光功率为^[7]

$$P_{\rm focus} = 5.37 \, \frac{\pi E_{\rm k} I_{\rm s} \delta}{\hbar \Gamma k^2},\tag{8}$$

对于纵向速度 $T_0 = 1900$ K,最可几速率 $V_z = 955$ m/s 的 铬热原子束,聚焦功率 $P_{focus} = 3.93$ mW。

如图 1 所示,激光驻波场的两波节(或波腹)之间的 距离均为波长的一半。可以推断,利用激光驻波场会聚 原子时,所获得的纳米条纹之间的间距也为激光波长 λ 的一半。

原子以 $V_z = 955 \text{ m/s}$ 的初始速度沿z方向进入驻波

场后,在驻波场偶极力的作用下将向驻波场光强强度较弱的波节处移动。铬原子在各种情况下在高斯激光 驻波场中的三维运动轨迹如图 2 所示。由图可以看出,经过激光驻波场的作用,入射的大部分蓝失谐铬原子 被会聚到了驻波场光束的中心位置附近。为了考虑 y 方向的作用,图 3 给出了高斯激光驻波场条件中各种 情况下铬原子束沉积的三维纳米光栅结构。

由图 3(a)可知,在高斯激光驻波场作用下,入射的铬原子沿 x 方向形成了以半波长为周期的条纹结构, 且这些沉积条纹沿 y 方向的高度始终如一,没有发生变化,每一条沉积条纹都非常清晰,且无展宽。对于热



图 2 各种条件下铬原子的运动轨迹 Fig. 2 Trajectories of Cr atoms under various conditions







原子束而言,入射到激光驻波场中的原子束总存在一定的横向速度和发散角分布。将图 3(a)和(b)对比可 以发现,由于原子束发散的因素,导致原子沉积条纹的进一步加宽,这是因为沿 x 轴方向的初速度使原子在 横向的振动周期发生了改变,很多原子沉积在势能最小处附近,沿 x 方向形成具有一定的展宽的光栅结构。 由于真实的原子束非单能射线束,原子束在纵向存在一个速度分布,不同纵向速度平行入射的原子经过驻波

透镜的会聚后,并不是交于透镜光轴的同一点,而是在一 个区域内,这是粒子光学中的色差。从图 3(c)可以看出 具有不同纵向速度的平行入射的原子经过驻波透镜后, 焦距长度有一个变化的范围,在 x 方向相比理想状态会 有一定的展宽,从而导致沉积条纹随之变宽。另外条纹 的高度有了明显降低。势能模型中的非谐波分量是导致 球差存在的根源,它使原子的实际运动轨迹偏离由近轴 方程得到的运动轨迹。最初原子以最可几速率平行于 z 轴运动,进入激光驻波场与驻波交于不同的位置,由于入 射位置的差异,导致了球差的产生,最终使得沉积斑弥 散。如图 4 所示,在原子束发散、色差和球差共同影响下 影响下,沉积条纹的展宽进一步增大,沉积条纹结构的质 量更差。



图 4 原子束发散、色差和球差共同影响下铬原子 沉积条纹三维结构



4 结 论

利用半经典模型,推导了铬原子在高斯激光驻波场中的运动方程,利用适应步长的四阶 Runge-Kutta 法 对其求解,并运用数值方法对铬原子在高斯激光驻波场中的三维运动轨迹进行了模拟,详细分析了高斯激光 驻波场中铬原子的三维会聚特性,在此基础上分析了原子束发散、色差和像差等因素对其沉积光栅结构的影 响。研究结果表明,相比一维和二维形式的仿真,三维形式的仿真结果更具有实用价值。

参考文献

1 Li Tongbao. Nanometerrology and transferstandard [J]. Shanghai Institute of Measurement and Testing Technology, 2005, 185(1): 8~13

李同保. 纳米计量与传递标准 [J]. 上海计量测试, 2005, 185(1): 8~13

- 2 R. Gupta, J. J. McClelland, P. Marte *et al.*. Raman-induced ovoided crossings in adibatic optical potentials: observation of $\lambda/8$ spatial frequency in the distributaion of atoms [J]. *Phy. Rev. Lett.*, 1996, **76**(25): 4689~4692
- 3 Zhang Pingping, Ma Yan, Li Tongbao. Optimization of particle optics model for one-dimentional atom lithography [J]. Acta Optica Sinica, 2011, **31**(5): 0514004

张萍萍,马 艳,李同保.一维原子光刻经典模型的优化[J].光学学报,2011,31(5):0514004

- 4 J. J. McClelland. Atom optical properties of a standing-wave light field [J]. J. Opt. Soc. Am. B, 1995, 12(10): 1761~1768
- 5 Zhang Pingping, Ma Yan, Li Tongbao *et al.*. Properties of 3D nanostructures fabricated by laser-focused Cr atomic deposition [J]. Acta Optica Sinica, 2011, **31**(11): 1114001

张萍萍,马 艳,张宝武等.激光会聚铬原子光栅三维特性分析[J].光学学报,2011,31(11):1114001

- 6 J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm *et al.*. Laser-focused atomic deposition [J]. *Science*, 1993, **262**(5135): 877~880
- 7 Lu Xiangdong, Li Tongbao, Ma Yan. Study of channeling atoms in laser-focused atomic deposition technology [J]. Acta Optica Sinica, 2011, **3**1(s1): s100515

卢向东,李同保,马 艳. 激光会聚原子沉积技术的原子沟道化研究[J]. 光学学报, 2011, 31(s1): s100515