

# 大预准直狭缝的铬原子束一维多普勒激光准直<sup>\*</sup>

张宝武<sup>1)†</sup> 张文涛<sup>1)‡</sup> 马 艳<sup>1)</sup> 李同保<sup>1)</sup>

1) 同济大学物理系, 上海 200092)

2) 桂林电子科技大学电子工程系, 桂林 541004)

(2007 年 10 月 17 日收到, 2008 年 2 月 21 日收到修改稿)

介绍了横向尺寸为 5 mm 的大尺寸预准直狭缝前提下, 铬原子束的一维多普勒激光准直实验, 研究了激光功率和作用区域对铬原子束激光准直效果的影响. 从激光驻波场中原子所受的力出发, 利用适当步长的四阶 Runge-Kutta 算法对实验进行理论模拟. 理论结果和通过 Matlab 程序读取的实验结果都表明在这种大尺寸的预准直狭缝前提下, 经激光准直后的原子束的横向分布被压缩的同时, 峰值也被大大提高. 在作用区域一定时, 随着激光功率的增加准直原子束的半高宽有减小的趋势, 峰值有增大的趋势; 激光功率一定时, 随着作用区域的增加激光功率的增加准直原子束的半高宽有减小的趋势, 峰值有增大的趋势.

关键词: 铬原子束, 光学粘胶, 激光准直, 激光稳频

PACC: 3280, 3280P, 4250V

## 1. 引 言

利用一维近共振驻波光场将准直后的原子束聚焦沉积在基板上, 可以获得间距为  $\lambda/2$  波长的平行条纹<sup>[1]</sup>. 这种技术为纳米传递标准的研制提供了一种技术可能<sup>[2,3]</sup>. 众多与这种技术相关的理论和实验结果显示, 原子束横向 ( $Ox$ ) 准直度的高低会对沉积条纹产生很大的影响<sup>[2,4]</sup>. 在这种技术中, 提高原子束准直度的方法通常是利用一维光学粘胶技术<sup>[5-7]</sup>. 在通常的光学粘胶技术中, 要使得原子束经过激光场作用后达到较好的准直效果, 原子束在进入光学粘胶区域之前, 应先利用一个横向尺寸较小的狭缝或小孔 (约为 1 mm) 进行预准直<sup>[5,6]</sup>. 但是, 这

种在纯粹的激光冷却技术中行之有效的预准直方案被移植到我们的激光汇聚沉积实验上时, 发现有一定的不足, 即如果预准直狭缝的横向尺寸为 1 mm 左右, 那么在进行激光汇聚实验过程中由于装载沉积片的部件的阻挡, 就无法在基片的后面同时检测激光准直效果. 为了能够在沉积的同时检测准直效果, 我们设想采用横向尺寸较大的预准直狭缝, 如图 1(a) 所示, 同时将基片的装载部件改造, 使之能够通过原子束. 这样, 横向宽度一般在 2.5 mm 左右的沉积基片中心对准狭缝的中心, 由于基片的阻隔, 狭缝就被分割成三个小区域:  $a$ ,  $b$  (被基片遮挡) 和  $c$ , 如图 1(b), 其中通过  $b$  区域的原子主要用来沉积, 通过  $a$  和  $c$  的原子主要用来检测沉积过程中的准直效果.

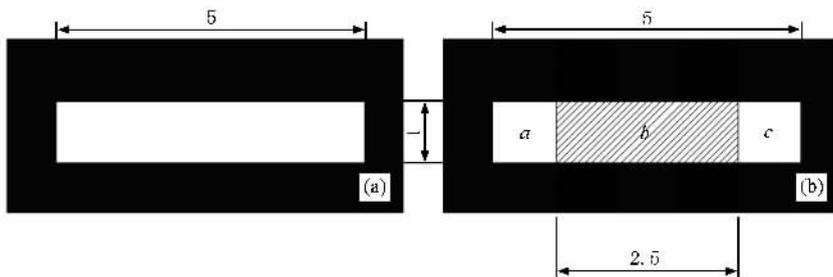


图 1 预准直狭缝的尺寸 (单位为 mm, 空白处为狭缝)

<sup>\*</sup> 上海市科技发展项目 (批准号 0259nm034, 0452nm029) 资助的课题.

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

本文介绍了在图 1(a) 预准直狭缝前提下, 激光功率和作用区域影响铬原子束一维多普勒激光准直效果的实验结果, 以及利用适当步长的四阶 Runge-Kutta 算法对实验进行的模拟结果, 其中, 实验荧光的轮廓曲线由 Matlab 程序读取.

## 2. 实验布局

如图 2, 在真空室中, 装有铬粉的坩埚被加热至

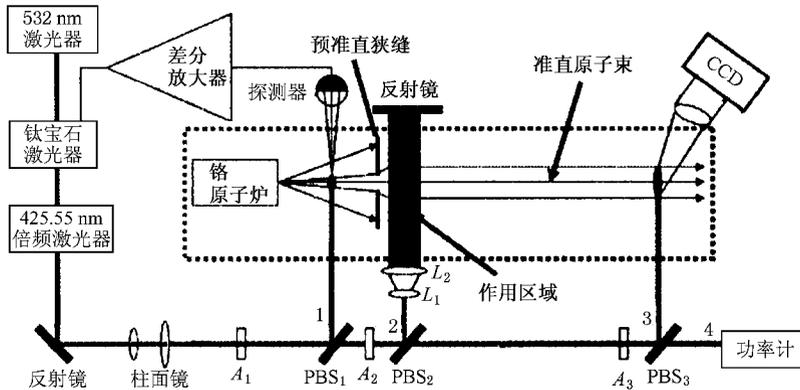


图 2 激光准直铬原子束实验布局

由外腔倍频激光器输出的 425.55 nm 激光经两个柱面镜整形为 5 mm × 3 mm 的准直光束, 再经分束器  $PBS_1$ ,  $PBS_2$ ,  $PBS_3$  分成 4 部分: 光束 1 (约 5 mW) 被导入到激光稳频室中激发铬原子产生激光稳频用的荧光斑点, 用来稳频; 光束 2 被两个相匹配的柱面镜 ( $L_1$ ,  $L_2$ ) 扩束成 24 × 3 mm 后, 在距坩埚口 600 mm 处, 预准直狭缝背后导入到激光准直室中, 垂直穿越原子束后, 再由反射镜反射形成沿  $OZ$  方向的一维光学粘胶对铬原子束进行激光准直; 光束 3 (约 5 mW) 在距坩埚口 1470 mm 处导入到激光准直室中, 垂直穿越原子束, 用来激发铬原子束, 产生探测荧光, 用 CCD 相机来拍摄; 光束 4 入射到激光功率计中监视外腔倍频器的功率变化. 分束器  $PBS_1$ ,  $PBS_2$ ,  $PBS_3$  前的  $A_1$ ,  $A_2$  和  $A_3$  表示  $\lambda/2$  波片, 用于改变分束器两路光的分光比.

## 3. 激光准直铬原子束实验结果

### 3.1. 激光功率对原子束准直效果的影响

我们首先考察了坩埚温度一定时, 在图 1(a) 所示预准直狭缝情况下, 不同激光功率对原子束准直

1650 °C 以后, 其中的铬原子将以约 960 m/s 的纵向最高可几速率从直径为 1 mm 的坩埚口喷出, 沿  $OZ$  方向传输, 在真空系统中依次经过激光稳频室、激光准直室、激光探测室. 在激光准直室中距坩埚口 600 mm 处采用图 1(a) 所示的预准直狭缝对喷射出的铬原子进行预准直. 利用激光感生荧光稳频技术把激光器的中心频率稳定在偏离  $Cr$  原子 425.55 nm 波长对应的共振频率  $-\zeta(2\pi) \pm 0.26$  MHz 的位置处<sup>[8]</sup>.

效果的影响. 图 3 给出了不同激光功率时准直前后探测激光激发的荧光照片和程序读取的原子束横向轮廓的变化情况.

从图 3 中的荧光照片可以看出, 不同激光功率时, 准直后的原子束荧光斑点沿虚线方向上的展宽都明显比准直前小, 亮度也都比准直前大. 为了比较原子束准直前后的不同, 我们将准直原子束荧光的峰值和沿虚线方向上的半高宽与准直前的峰值和半高宽的比值分列于表 1 中. 结果显示随着激光功率的增加准直原子束荧光斑点沿虚线方向上的半高宽有减小的趋势, 峰值有增大的趋势.

表 1 不同激光功率时, 准直原子束的半高宽和峰值与准直前的比值

激光功率/mW	半高宽比值	峰值比值
15	0.61	1.47
25	0.58	1.63
35	0.58	1.68
45	0.56	1.70

### 3.2. 作用区域对原子束准直效果的影响

其次, 我们考察了坩埚温度、激光功率固定不变时, 在图 1(a) 所示预准直狭缝情况下, 不同的作用

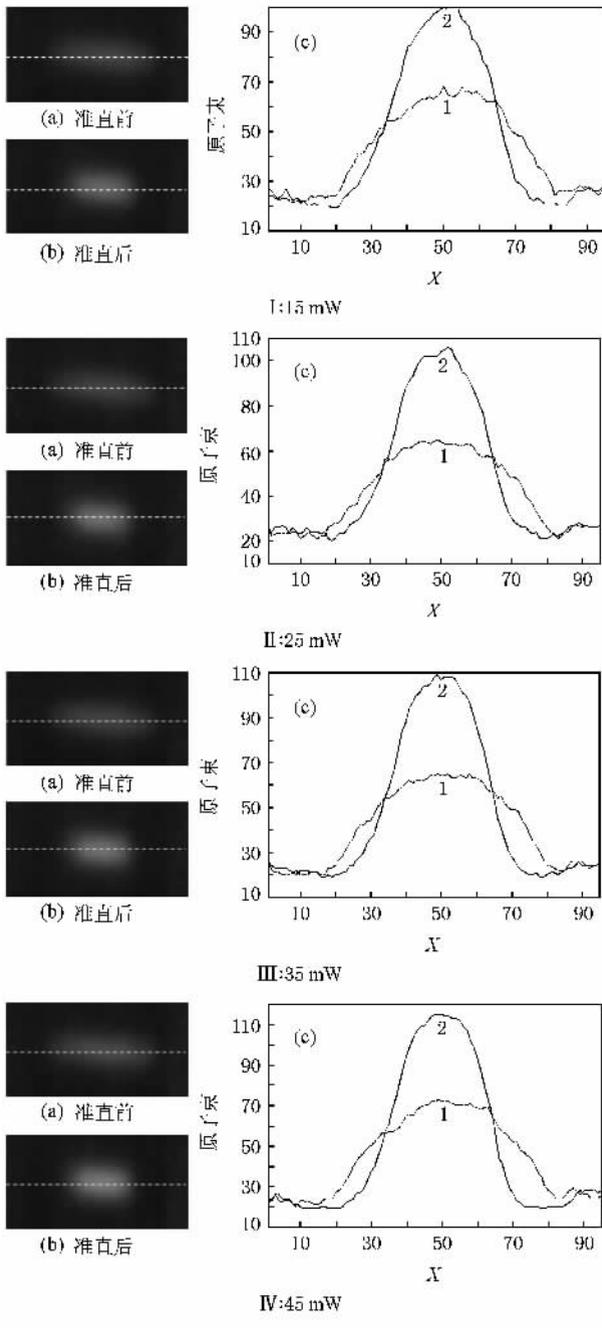


图3 不同激光功率时,准直前后探测激光激发的荧光照片(a)和(b)和程序读取的荧光斑点沿曲线方向的轮廓曲线(c) X轴温度 1650℃,作用区域 24 mm;曲线 1、2 分别为准直前、后)

区域对原子束准直效果的影响.由第 2 部分的数据我们可知铬原子束最大横向速率为 4.8 m/s.利用文献[8]给出的公式,可以得出要想使得 4.8 m/s 的横向速度减小到多普勒极限 0.14 m/s,准直激光束沿 OZ 方向的最小展宽,即原子与准直激光的作用区域应为 15.9 mm.实验中我们将准直激光束的功率固定在 15 mW 处,通过调节两柱面透镜,使准直激

光束沿 OZ 方向的展宽分别为 0 mm、6 mm、8 mm、12 mm、24 mm,并分别测量了原子束的准直效果.如图 4 分别给出了这几个尺寸条件下,铬原子束准直前后的荧光照片和程序读取的荧光斑点沿虚线方向上的轮廓曲线.

从图 4 中的荧光照片可以看出,相同激光功率下,不同作用区域时,准直后的原子束荧光斑点沿虚线方向上的展宽都明显比准直前小,亮度也都比准直前大,并且随着铬原子与准直激光作用区域的增加亮度在逐渐变大.为了比较不同作用区域下的原子束准直效果,我们将准直原子束荧光的峰值和沿虚线方向上的半高宽与准直前的峰值和半高宽的比值分列于表 2 中.结果显示随着作用区域的增加激光功率的增加准直原子束荧光斑点沿虚线方向上的半高宽有减小的趋势,峰值有增大的趋势.

表 2 作用区域不同时,准直原子束的半高宽和中心峰值与准直前的比值

作用区域/mm	半高宽比值	峰值比值
0	1	1
6	0.8	1.25
8	0.7	1.4
12	0.7	1.42
24	0.61	1.54

## 4. 理论模拟

第 3 部分的实验结果可以从如下(1)式所示的激光驻波场中原子受到的力出发,利用适当步长的四阶 Runge-Kutta 算法进行理论模拟.

在激光驻波场中,原子受到的力可表示为<sup>[5]</sup>

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left( \frac{s_0}{1 + s_0 + 4((\delta - kv_x)/\Gamma)^2} - \frac{s_0}{1 + s_0 + 4((\delta + kv_x)/\Gamma)^2} \right), \quad (1)$$

式中,  $\Gamma$  为原子的自然线宽;  $\hbar$  为普朗克常数与  $2\pi$  的比值;  $s_0 = I/I_0$  为行波激光的共振饱和参数,定义为激光强度  $I$  和原子跃迁饱和强度  $I_0$  之比;  $\Delta = \delta - k \cdot v_x$  为激光频率的有效失谐量,而  $\delta = \omega - \omega_0$  为激光相对于共振频率的失谐量;  $k$  为激光波矢;  $v_x$  为原子的横向速率.

在模拟过程中,铬原子束的纵向速率分布满足麦克斯韦-波尔兹曼速率分布,横向速率分布满足高

斯分布,除了和激光有作用外,铬原子之间没有相互作用.每一个原子以一个初始速度从坩埚口处的一个初始位置出发,先经过一个 600 mm 长的自由运动距离到达预准直狭缝处,能够通过狭缝的原子随即进入准直激光场,在激光的作用下运动.出了激光驻

波场以后,原子再次经过一个自由运动的距离到达探测室,在 1470 mm 处给出终点的一个位置.最后,利用柱状图把所有的落点累积起来获得原子束的横向位置分布.激光功率和准直长度对原子束准直效果的影响分别如图 5(a)和 5(b)所示.

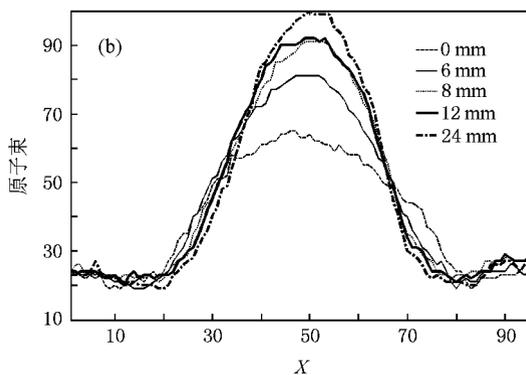
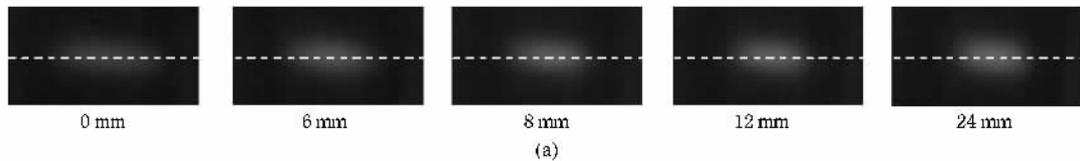


图 4 作用区域不同时,原子束准直前后探测激光激发的荧光照片(a)和程序读取的荧光斑点沿曲线方向的轮廓曲线(b)(激光功率 15 mW,炉温 1650℃)

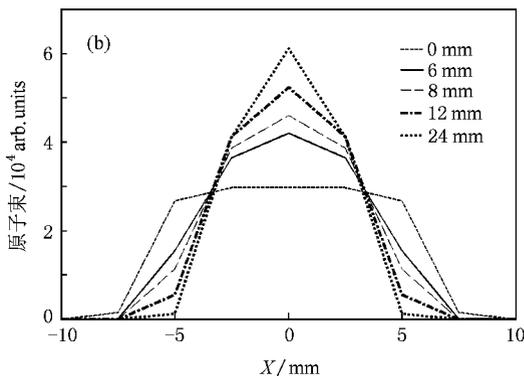
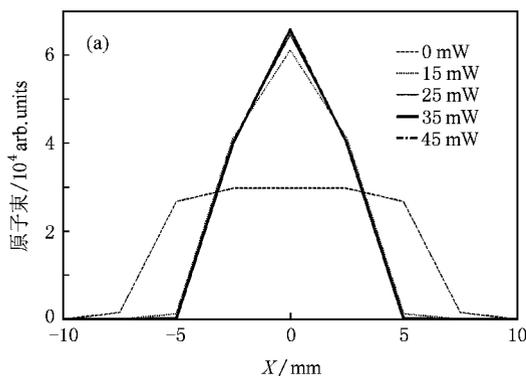


图 5 激光功率(a)和作用区域(b)对原子束准直效果的影响(原子数为 832341)

从图 5(a)可以看出,不同激光功率时,准直后的原子束在  $OX$  方向上的展宽都明显比准直前小,峰值比准直前大.从图 5(b)可以看出,相同激光功率下,作用区域不同时,准直后的原子束在  $OX$  方向上的展宽都明显比准直前小,亮度也都比准直前大,并且随着铬原子与准直激光作用区域的增加,准直后的原子束在  $OX$  方向上的展宽慢慢变小,亮度在逐渐变大.同样,为了比较条件下原子束的准直效果,我们将准直原子束峰值和半高宽与准直前的峰

值和半高宽的比值分列于表 3 和表 4 中.

表 3 不同激光功率时,准直原子束的半高宽和峰值与准直前的比值

激光功率/mW	半高宽比值	峰值比值
15	0.511	2.05
25	0.49	2.16
35	0.48	2.2
45	0.47	2.21

表 4 作用区域不同时,准直原子束的半高宽和峰值与准直前的比值

作用区域/mm	半高宽比值	峰值比值
0	1	1
6	0.7	1.41
8	0.64	1.54
12	0.57	1.75
24	0.51	2.05

结果显示随着激光功率的增加准直原子束在  $OX$  方向上的半高宽有减小的趋势,峰值有增大的趋势,随着作用区域的增加准直原子束的半高宽有减小的趋势,峰值有增大的趋势.这与第 3 部分的实验结果是符合的.

## 5. 结 论

介绍了横向尺寸为 5 mm 的预准直狭缝前提

下,激光功率和作用区域对铬原子束一维多普勒激光准直效果的实验和理论结果.通过准直前后的比较,我们可以看出随着激光功率的增加准直原子束的半高宽有减小的趋势,峰值有增大的趋势,随着作用区域的增加准直原子束的半高宽有减小的趋势,峰值有增大的趋势.这种趋势在实验和理论上是符合的,这也为我们日后利用横向尺寸较大的预准直狭缝进行沉积的同时,对原子束的准直效果进行监测的实验方案打下了基础.但是,由于实验上的限制,我们没有对原子束的分布进行实际量化测量,也没有进行更多的实验来考察上述变化趋势的临界值.日后的进一步工作,例如刀口技术<sup>[6]</sup>会加深上述工作.

- [ 1 ] McClelland J J , Scholten R E , Palm E C , Celotta R J 1993 *Science* **262** 877
- [ 2 ] McClelland J J , Anderson W R , Bradley C C , Walkiewicz M , Celotta R J 2003 *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **108** 99
- [ 3 ] Li T B 2005 *SMT* **18** 8 ( in Chinese ) [ 李同保 2005 上海计量测试 **18** 8 ]
- [ 4 ] Zheng 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、马珊珊、张宝武 2006 物理学报 **55** 4528 ]
- [ 5 ] Metcalf H J , Straten P 1999 *Laser Cooling and Trapping* ( Berlin : Springer-Verlag ) p88
- [ 6 ] Scholten R E , Gupta R , McClelland J J , Celotta R J , Levenson M S , Vangel M G 1997 *Phys. Rev. A* **55** 1331
- [ 7 ] Ma Y , Zhang B W , Zheng C L , Ma S S , Li F S , Wang Z S , Li T B 2006 *Acta Phys. Sin.* **56** 1365 ( in Chinese ) [ 马 艳、张宝武、郑春兰、马珊珊、李佛生、王占山、李同保 2007 物理学报 **56** 1365 ]
- [ 8 ] Ma Y , Zhang B W , Zheng C L , Ma S S , Li F S , Wang Z S , Li T B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4086 ( in Chinese ) [ 马 艳、张宝武、郑春兰、马珊珊、李佛生、王占山、李同保 2006 物理学报 **55** 4086 ]

# Collimation of chromium beam by one-dimensional doppler laser with large collimating slit<sup>\*</sup>

Zhang Bao-Wu<sup>1)†</sup> Zhang Wen-Tao<sup>1)‡</sup> Ma Yan<sup>1)</sup> Li Tong-Bao<sup>1)</sup>

<sup>1</sup> *Department of Physics, Tongji University, Shanghai, 200092, China*

<sup>2</sup> *Department of Electronic Engineering, Guilin University of Electronic Technology, Guilin 541004, China*

( Received 17 October 2007 ; revised manuscript received 21 February 2008 )

## Abstract

In this paper, we present experimental study of effects of laser power and interaction length on collimation of chromium atomic beam by one-dimensional Doppler laser with large collimating slit of 5 mm in length, where the fluorescence is treated by Matlab. In addition, calculation by an adaptive step size, fourth-order Runge-Kutta type algorithm is done corresponding to the experiment. Both results show that with fixed interaction length, when the laser power becomes larger, or with fixed laser power, when the interaction length becomes longer, the FWHM of collimated atomic beam becomes smaller, and the peak becomes higher.

**Keywords** : Cr atom beam, optical molasses, laser collimating, laser frequency stabilization

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

<sup>\*</sup> Project supported by the Shanghai Foundation for Development of Science and Technology, China ( Grant Nos. 0259nm034, 0452nm029 ).

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