

# 利用塞曼扫频法实现对减速铯原子束速度分布的直接测量\*

王心亮<sup>1)</sup> 陈洁<sup>1)2)</sup> 王叶兵<sup>1)2)</sup> 高峰<sup>1)</sup> 张首刚<sup>1)</sup> 刘海峰<sup>1)</sup> 常宏<sup>1)†</sup>

1) (中国科学院国家授时中心, 西安 710600)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2011年1月4日收到; 2011年1月11日收到修改稿)

应用塞曼扫频的方法对减速前后铯原子束的速度分布进行了测量, 减速前铯原子束的最可几速度为 420 m/s, 减速后铯原子束的最可几速度为 60 m/s, 速度分布线宽相应压窄. 塞曼扫频法实验装置简单, 操作方便, 原子束的速度分布源自对原子束荧光的直接观测, 测量精度较高.

**关键词:** 光钟, 原子束, 塞曼效应, 塞曼减速器

**PACS:** 32.30.Dx, 32.60.+i, 37.10.De, 32.70.Jz

## 1. 引言

光钟是建立在原子光学波段跃迁的时间频率标准, 由于其参考谱线极高的品质因子 ( $Q > 2 \times 10^{14}$ )<sup>[1]</sup>, 光钟具有很高的准确度和稳定度性能. 应用光晶格<sup>[2,3]</sup> 技术研制的光钟, 同时有大量超冷原子与探测激光场作用, 其参考谱线有更高的信噪比<sup>[4]</sup>. 对于光晶格钟, 目前研究较多的主要是类碱土金属 (如铯、锶等), 由于类碱土金属熔点较高, 光晶格钟的冷原子样品难以通过汽室磁光阱技术获得. 以中性铯原子为研究对象的光晶格钟一般通过原子束减速、461 nm 激光冷却和 689 nm 激光冷却三个阶段<sup>[5]</sup> 来获得装载光晶格的低温原子. 塞曼减速器是实现原子束减速的主要装置, 经由塞曼减速器减速后原子束的最可几速度决定了磁光阱的俘获效率, 以减速后原子束的速度分布为依据优化塞曼减速器和磁光阱可以有效提高磁光阱的俘获效率, 进而提高光晶格的装载效率, 改善钟的精度. 因此, 必须对塞曼减速器减速以后的原子速度进行有效的测量.

传统的测量原子束速度分布的方法有多普勒测速法<sup>[6,7]</sup> 和飞行时间法<sup>[8]</sup>. 多普勒测速法的原理

是与原子束传播轴线呈一定角度打入一束扫频探测光, 通过分析原子束的荧光获得原子束的速度分布; 飞行时间法是沿原子运动方向相隔一定距离设置一束开关激光和一束探测激光, 记录、分析开关光开启 (关断) 后每一时刻到达探测区原子数的多少可以得到原子束的速度分布. 1982 年, 美国 NIST 小组首先采用了塞曼补偿的方法获得了低速钠原子, 并用多普勒测速法详细分析了减速结果; 1997 年, Metcalf 等人用飞行时间法测量了塞曼减速后钠原子的速度分布, 其速度的分辨率比多普勒测速法提高近一个量级. 上述两种方法一般需要两台独立的激光器, 实验装置相对复杂. 飞行时间法则需要计算和数据拟合得到速度分布, 实验结果源自对原子速度的非直接观测.

本文应用塞曼扫频法实现了铯原子束速度分布的直接测量. 与原子束传播轴线呈一定角度打入一束稳频探测光, 并在原子束两侧设置线性扫描的匀强磁场, 探测磁场扫描时原子辐射的荧光谱线, 由荧光强度与扫描磁场 (扫描电流) 的关系可以直接获得原子束的速度分布. 塞曼扫频法以扫描磁场代替扫描探测光频率, 实验装置简单, 操作方便, 不受探测光功率起伏的影响, 测量精度较高. 我们应用这个方法测量了塞曼减速前后铯原子束的速度

\* 国家自然科学基金 (批准号: Y011ZK1101)、中国科学院百人计划 (批准号: O916YC1101) 和北斗导航青年优秀论文基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn

分布,实验结果为进一步优化塞曼减速器<sup>[9]</sup>,提高磁光阱的俘获效率和最终提高钟的稳定性提供了实验依据.

## 2. 实验原理

原子束速度分布的测量一般采用基于频率调制光谱技术和多普勒效应的多普勒测速法<sup>[6,7]</sup>:设置探测激光束与原子束呈固定角度 $\theta$ ,以一定周期扫描探测光的频率,探测原子荧光的变化,探测光与原子共振的条件为

$$\nu = \nu_0 + V\cos\theta/\lambda, \quad (1)$$

$\nu$  是探测光的频率, $\nu_0$  是静止原子的共振频率, $V$  是原子的速度, $\lambda$  是激光波长.由(1)式可知原子速度与探测光频率一一对应,荧光强度反映与该频率对应的原子数目,荧光强度与探测光频率的关系代表了原子的速度分布.实验中,慢速原子束速度分布的测量一般使用两台独立的激光器,一台激光器稳频后用于原子减速,另一台激光器用来产生扫描探测光.对于目前常用的半导体激光器,频率扫描是通过改变激光器光栅的角度来实现的,大范围的频率扫描会引起探测光功率的变化,这会对探测荧光产生不利影响.单独一台激光器也可以使用分光的方法进行原子束的减速和速度测量,激光器稳频以后分光,一部分光用于原子束减速,另一部分光应用声光调制器(AOM)或电光调制器(EOM)进行扫频探测.这种方法探测光的扫描范围容易受到调谐元件的限制,而且同样存在扫频过程中功率起伏的问题.

由于磁场中的塞曼效应<sup>[10]</sup>,原子的能级在外磁场的作用下会发生分裂或移动,可以采用外磁场扫描光谱技术,使能级间的跃迁频率与固定频率的激光线相共振,以获得原子束的荧光谱<sup>[11]</sup>.利用外磁场扫描技术和多普勒效应,设计与多普勒测速法相类似的实验装置可以实现对原子束速度分布的直接测量.

我们研制的光晶格钟选用铯原子做为参考对象,自然界中存在<sup>88</sup>Sr,<sup>87</sup>Sr,<sup>86</sup>Sr和<sup>84</sup>Sr四种铯同位素,其丰度分别为 82.58%, 7.00%, 9.86%, 0.56%,四种同位素有相似的减速原理和速度测量方法,我们选取丰度最大的<sup>88</sup>Sr做详细讨论.<sup>88</sup>Sr原子 $(5s^2)^1S_0$ — $(5s5p)^1P_1$ 跃迁的自然线宽为 32 MHz,其超精细能级 $^1P_1$ 和 $^1S_0$ 在弱磁场中的分裂情

况如图 1 所示: $^1S_0$ 能级 $F=0$ ,不发生分裂; $^1P_1$ 能级 $F=1$ ,分裂为三条,相邻塞曼子能级之间的能量差均为<sup>[12]</sup>

$$\Delta E = \mu_B B, \quad (2)$$

其中, $\mu_B$ 是玻尔磁子, $B$ 是磁感应强度,磁场方向垂直于原子运动方向.

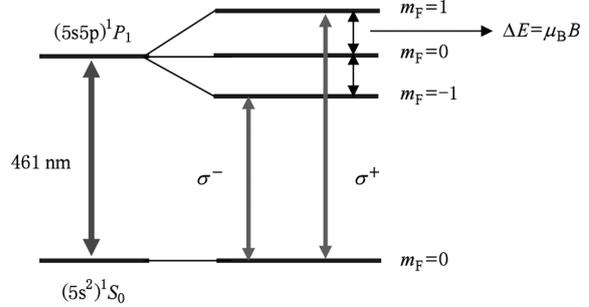


图 1 铯原子 $^1S_0$ — $^1P_1$ 能级在磁场中的分裂

根据选择定则, $^1P_1$ 分裂后的塞曼子能级和基态之间存在两个偶极跃迁: $^1S_0(m_F=0)$ — $^1P_1(m_F=1)$ 跃迁,吸收、辐射 $\sigma^+$ 偏振光; $^1S_0(m_F=0)$ — $^1P_1(m_F=-1)$ 跃迁,吸收、辐射 $\sigma^-$ 偏振光.对于固定频率的、与原子束呈一定角度的 $\sigma^-$ 偏振探测光,原子和探测光的共振条件为<sup>[13]</sup>

$$\nu = \nu_0 + V\cos\theta/\lambda - \mu_B B/h, \quad (3)$$

其中 $\nu$ 是探测激光的频率, $\nu_0$ 是 $^1S_0$ — $^1P_1$ 原子跃迁的固有频率, $V$ 是原子的速度, $\theta$ 是探测光束与原子束的夹角.由(3)式可得原子速度的表达式

$$V = \frac{(h\nu - h\nu_0 + \mu_B B)\lambda}{h\cos\theta}. \quad (4)$$

若探测光频率等于 $^1S_0$ — $^1P_1$ 原子跃迁的固有频率,(4)式简化为

$$V = \frac{\mu_B B\lambda}{h\cos\theta}. \quad (5)$$

由(5)式可知原子速度与磁感应强度是一一对应关系,荧光强度反映了该磁感应强度与探测光共振的原子的数目.荧光强度与扫描磁场的关系代表了原子的速度分布.同样,对于 $\sigma^+$ 偏振探测光可以得到原子速度的表达式为

$$V = -\frac{\mu_B B\lambda}{h\cos\theta}, \quad (6)$$

实验中的匀强磁场通过设计亥姆霍兹线圈产生,亥姆霍兹线圈中心的磁感应强度可以由下式求得:

$$B = \frac{\mu_0}{2} R^2 n I \left\{ \frac{1}{\left[ R^2 + \left( x + \frac{a}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} + \frac{1}{\left[ R^2 + \left( x - \frac{a}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} \right\}, \quad (7)$$

(7)式中 $\mu_0$ 为真空磁导率, $n$ 是线圈匝数, $R$ 为亥姆霍兹线圈的半径, $a$ 是两线圈之间的距离, $I$ 是线圈所通电流的强度,匀强磁场的磁感应强度与线圈所通电流成正比.根据(2)式,原子的能级移动和匀强磁场的磁感应强度成正比,这样我们可以通过线性的电流扫描来实现线性的原子能级扫描.

### 3. 实验装置

塞曼扫频法测量原子束速度分布的实验装置如图2所示,固态铯在铯炉中被加热到600℃形成原子蒸汽,原子蒸汽经准直器准直形成发散角为24 mrad的原子束,原子束进入塞曼减速器进行减速,减速后的原子进入扫描磁场区进行探测.实验中探测光和减速光均由同一台德国Toptica公司生产的TA/DL-SHG110型外腔倍频半导体激光器提供,激光器输出461 nm的线偏振光,激光线宽小于2 MHz,最大扫频范围约20 GHz,标准输出功率为220

mW.激光频率通过另一原子束装置锁在 $^{88}\text{Sr}$ 原子( $5s^2$ ) $^1S_0$ —( $5s5p$ ) $^1P_1$ 跃迁上<sup>[14]</sup>.在垂直磁场方向的一个窗口安置自制探测器观测原子的荧光辐射.探测器的核心部件是日本滨松电子公司生产的S1337系列硅光电二极管,二极管对461 nm波长光的响应度为0.25 A/W,探测器I-V转换电阻 $R = 10 \text{ M}\Omega$ .

塞曼减速器<sup>[9]</sup>由梯度磁场和减速激光两部分组成.梯度磁场由塔状通电线圈产生,塔状线圈分为补偿线圈和主线圈两部分,补偿线圈是用直径1.0 mm铜线绕在外径为40.0 mm的减速管两端,共三层,两端绕线方向相反.主线圈用直径2.5 mm的铜线绕在补偿线圈上面,共十层,绕线方向和补偿线圈一致.磁场线圈外面包有三层工业纯铁的磁屏蔽.减速激光采用461 nm负失谐聚焦光.塞曼减速器长27 cm,对铯原子的减速区间为400 m/s—50 m/s.

线性扫描的匀强磁场由放置在真空腔两边的一对相距164 mm,直径为206 mm的亥姆霍兹线圈产生,线圈匝数为430匝,电流的扫描范围为0—10 A,产生探测区匀强磁场磁感应强度的线性扫描范围为0—250 Gs( $1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$ ).整个真空腔体的真空度维持在 $10^{-6} \text{ Pa}$ 量级.为了消除减速磁场线圈和亥姆霍兹线圈通电产生的热量,我们给整个实验装置设计了水冷系统.

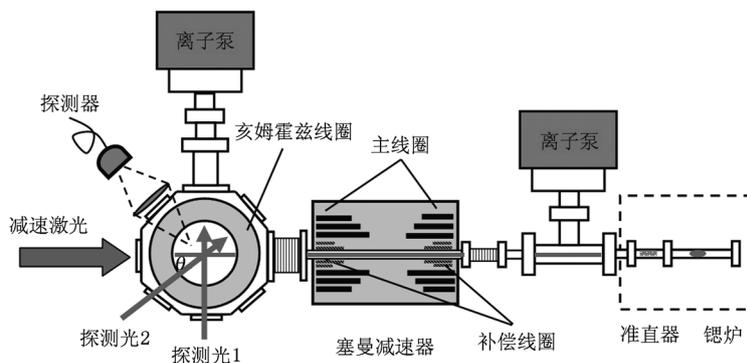


图2 塞曼扫频法测量原子束速度分布实验装置示意图

在磁场中心设置两束探测光,探测光1垂直于原子束,扫描探测光1的频率可以获得原子束的荧光谱线,给亥姆霍兹线圈通电可以研究荧光谱线在磁场中的分裂.探测光1在固定频率的情况下还可以探测磁场扫描时原子束的荧光谱线.探测光2与原子束呈 $\theta = 79^\circ$ 角,用于探测磁场扫描时含多普勒

展宽和频移的荧光谱线,此荧光谱线反映了原子束的速度分布.

### 4. 实验结果与分析

应用图2所示的实验装置,关闭塞曼减速器和

探测光 2, 扫描探测光 1 的频率可以直接获得铯原子荧光谱线. 给亥姆霍兹线圈设定一个恒定的电流可以观测到荧光谱线在匀强磁场中的分裂, 改变电流大小可以观测谱线的分裂程度.

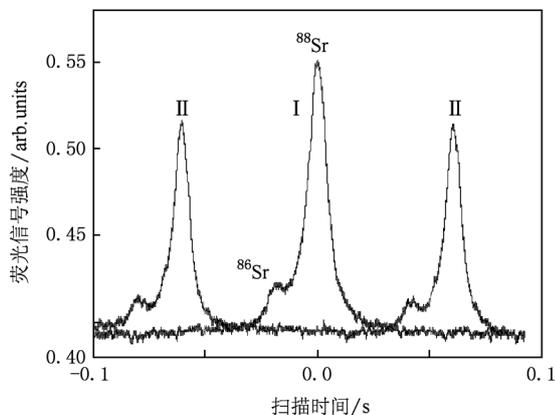


图 3 铯热原子荧光谱在磁场中的分裂 (I 为无磁场时的荧光谱线, II 为塞曼分裂后的荧光谱线)

图 3 是垂直磁场方向观测铯热原子荧光谱在磁场中的分裂状况, 曲线 I 是无磁场时的荧光谱线, 可以明显看到铯的四种同位素中的两种, 较高峰值所对应的是  $^{88}\text{Sr}$  的跃迁谱线, 较低峰值所对应的是  $^{86}\text{Sr}$  的跃迁谱线. 给亥姆霍兹线圈通入 10 A 的电流, 原子束的荧光谱线一分为二, 曲线 II 是塞曼分裂后的荧光谱线, 两谱线沿曲线 I 中心对称, 谱线分裂程度在 0—15 A 内与亥姆霍兹线圈所通电流呈正比. 此时探测光 1 的功率为 20 mW, 光斑直径为 10 mm, 偏振态选用使荧光信号较强的线偏振<sup>[15]</sup>.

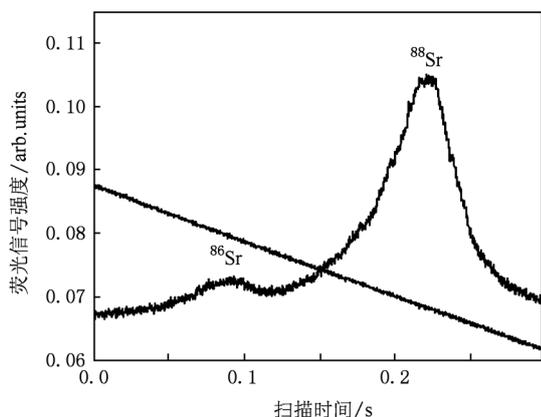


图 4 扫描磁场得热原子的荧光谱

与扫描激光获得原子荧光谱类似, 应用外磁场扫描技术也能获得铯原子的荧光谱线. 图 4 是固定

探测光 1 的频率, 扫描磁场所得的半个周期热原子的荧光谱线, 扫描磁场所得谱线形状和线宽与扫描探测激光频率所得荧光谱相同, 也可以观测到  $^{88}\text{Sr}$  和  $^{86}\text{Sr}$  两种同位素的荧光峰. 图 4 中斜线对应该姆霍兹线圈中半个周期的电流变化, 电流扫描范围为 8 A, 扫描周期为 600 ms. 探测光 1 的功率为 35 mW, 光斑直径为 10 mm.

打开探测光 2, 关闭探测光 1 可以得到多普勒展宽和频移后的荧光谱线, 如图 5 中 a 曲线所示, 探测光 2 的频率为  $^{88}\text{Sr}$  原子  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  跃迁的标准频率, 功率为 20 mW, 光斑直径为 10 mm. b 曲线是磁场中半个周期的电流变化, 电流扫描范围为 0—10 A, 扫描周期为 900 ms. 由 (5), (7) 两式可知, 不同磁感应(电流)强度会有不同速度的原子与探测光共振, 而磁感应(电流)强度是随时间变化的, 所以不同的时刻会有不同速度的原子与探测光共振, 共振荧光的强度反映了分布在这个速度范围内的原子数目的多少. 因此, 将图 5 的时间轴变换成速度轴便能得到原子的速度分布. 图 6 是经变换得到的炉温 600 °C 时热原子的速度分布曲线, 热原子的最可几速度为 420 m/s.

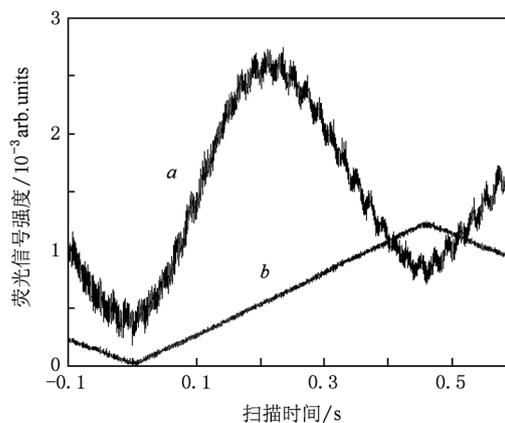


图 5 多普勒展宽频移后的热原子的荧光谱 (a 为热原子荧光谱线; b 为亥姆霍兹线圈电流变化波形)

在上述实验的基础上打开减速光和减速磁场便可以进行减速以后原子束速度分布的测量. 减速光选  $\sigma^-$  型<sup>[16]</sup> 圆偏振聚焦光, 聚焦前光斑直径为 15 mm, 减速器入口处光斑直径为 5 mm, 减速光频率相对于  $^{88}\text{Sr}$  原子  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  跃迁负失谐 560 MHz, 功率在 0—60 mW 范围内可调. 探测光 2 的参数和磁场的扫描参数均不变, 产生减速磁场的主线圈和补偿线圈分别通入 10 和 5 A 的电流<sup>[9]</sup>.

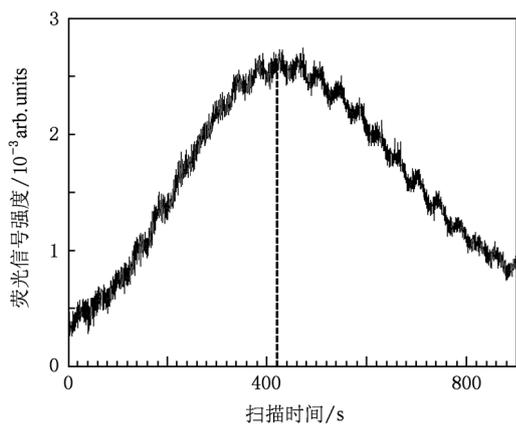


图6 热原子的速度分布

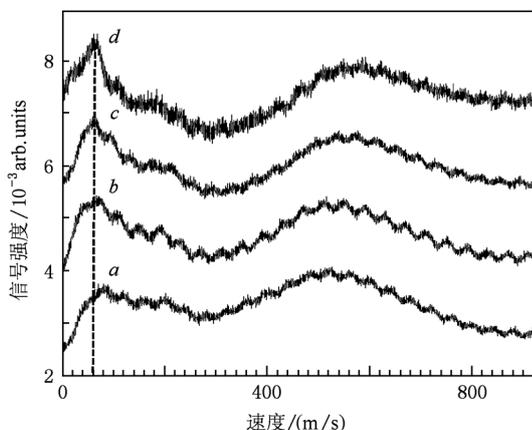


图7 不同减速光功率条件下原子束的速度分布曲线(A为减速光功率为8 mW时的速度分布曲线;B为减速光功率为16 mW时的速度分布曲线;C为减速光功率为24 mW时的速度分布曲线;D为减速光功率为56 mW时的速度分布曲线)

图7是应用塞曼扫频法测量的不同减速光功率条件下原子束的速度分布曲线. *a, b, c, d* 分别是减速光功率为8, 16, 24, 56 mW时原子束的速度分布曲线. 减速光功率较小时, 原子在低速有一分布, 荧光强度很弱; 随着减速光功率的增加, 原子速度变化较慢, 荧光强度变化明显, 慢原子的数目在增加. 当减速光功率超过30 mW时原子的速度和荧光强度都增加缓慢. 当减速光功率为56 mW时减速效果最好, 原子的最可几速度为60 m/s, 速度分布线宽明显比图6热原子速度分布的线宽窄.

图8是固定减速光功率为56 mW, 关断减速

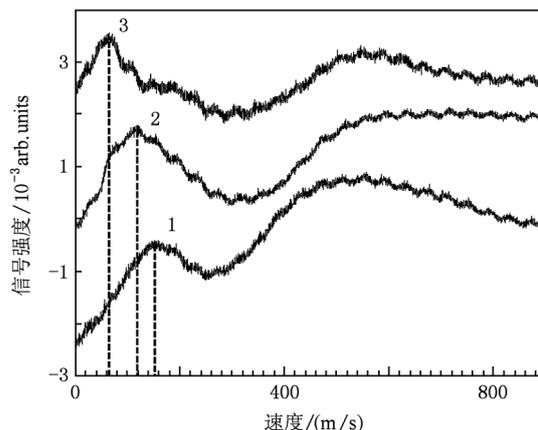


图8 不同减速器磁场主线圈电流条件下原子速度分布(1为减速磁场主线圈电流为0 A时的速度分布曲线;2为减速磁场主线圈电流为8 A时的速度分布曲线;3为减速磁场主线圈电流为11 A时的速度分布曲线)

器补偿线圈电流, 改变主线圈电流所得的三条速度分布曲线. 曲线1, 2, 3分别是主线圈电流为0, 8, 11 A时原子束的速度分布曲线. 当线圈电流为0时, 在减速光的作用下原子速度在150 m/s处有一分布, 随着电流的增加, 原子的荧光峰向低速移动, 荧光信号相应增强; 当线圈电流为8 A时原子的最可几速度为120 m/s; 当电流为11 A时荧光信号最强, 原子最可几速度最小, 最可几速度为62 m/s. 图7和图8获得的实验数据与减速器的设计参数符合很好.

## 5. 结 论

铯原子束减速是获得光晶格钟冷原子样品的重要步骤, 对减速前后原子的状态进行研究既有助于提高减速器的效率也有助于后续冷却工作的开展. 本文应用塞曼扫频的方法实现了一台激光器的原子束减速和速度分布的测量, 详细研究了塞曼减速器减速光功率和减速磁场电流变化对原子束速度分布的影响. 塞曼扫频法与传统的测速方法相比, 简化了实验装置和操作步骤, 提高了测量精度, 避免了探测光功率变化带来的不利影响. 这有助于我们优化实验参数, 研制更加高效的减速器和磁光阱实验系统, 以提高光晶格囚禁原子的数目, 提高光晶格钟的稳定度性能.

- [1] Boyd M M, Zelevinsky T, Ludlow A D, Foreman S M, Blatt S, Ido T, Ye J 2006 *Science* **314** 1430
- [2] Qiu Y, He J, Wang Y H, Wang J, Zhang T C, Wang J M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6227 (in Chinese) [邱英、何军、王彦华、王婧、张天才、王军民 2008 物理学报 **57** 6227]
- [3] He P B, Sun Q, Li P, Shen S Q, Liu W M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 043618
- [4] Takamoto M, Hong H L, Higashi R, Katori H 2005 *Nature* **435** 321
- [5] Katori H, Ido T, Isoya Y, Kuwata-Gonokami M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1116
- [6] Phillips W D, Metcalf H J 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 596
- [7] Prodan J V, Phillips W D, Metcalf H J 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1149
- [8] Molenaar P A, Straten P, Heideman H G M, Metcalf H J 1997 *Phys. Rev. A* **55** 605
- [9] Wang X L 2008 *MS Thesis* (Xi'an: Northwest University) (in Chinese) [王心亮 2008 硕士学位论文(西安:西北大学)]
- [10] Yang F J 2000 *Atomic Physics* (3rd) (Beijing: Higher Education Press) p173 (in Chinese) [杨福家 2000 原子物理学(第三版)(北京:高等教育出版社)第173页]
- [11] Barybin I V, Sorokin V A, Churin A E 2003 *Optics and Spectroscopy* **95** 873
- [12] Ovchinnikov Y B 2007 *Opt. Comm* **276** 261
- [13] Ma H Y, Cheng H D, Zhang W Z, Liu L, Wang Y Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1569 (in Chinese) [马红玉、成华东、张文卓、刘亮、王育竹 2009 物理学报 **58** 1569]
- [14] Tian X, Wang X L, Chang H, Zhang S G 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 898 (in Chinese) [田晓、王心亮、常宏、张首刚 2010 光学学报 **30** 898]
- [15] Wu H, Zhao Y N, Chang H, Zhang S G 2009 *Acta Sin. Quantum Optica* **15** 248 (in Chinese) [吴慧、赵亚楠、常宏、张首刚 2009 量子光学学报 **15** 248]
- [16] Barrett T E, Daport-Schwartz S W, Ray M D, Lafyatis G P 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3483

## Measurement of velocity distribution for strontium atom beam by Zeeman Scanning technology\*

Wang Xin-Liang<sup>1)</sup> Chen Jie<sup>1)2)</sup> Wang Ye-Bing<sup>1)2)</sup> Gao Feng<sup>1)</sup> Zhang Shou-Gang<sup>1)</sup>  
Liu Hai-Feng<sup>1)</sup> Chang Hong<sup>1)†</sup>

1) (*National Time Service Center, Chinese Academy of Science, Xi'an 710600, China*)

2) (*Graduate University of Chinese Academy of Science, Beijing 100049, China*)

(Received 4 January 2011; revised manuscript received 11 January 2011)

### Abstract

We measure the velocity distribution of the strontium atomic beam directly by Zeeman scanning technology. The most probable velocities of atomic beam before and after Zeeman deceleration are 420 m/s and 60 m/s respectively. Zeeman scanning method is much convenient than other detect ways. Because of its direct fluorescence observation, it has a high accuracy relatively.

**Keywords:** optical clock, atom beam, Zeeman effect, Zeeman slower

**PACS:** 32.30.Dx, 32.60.+i, 37.10.De, 32.70.Jz

---

\* Project Supported by the National Natural Science Foundation of China (Gant No. Y011ZK1101), the '100 Talents Project' of Chinese Academy of Sciences (Gant No. 0916YC1101), and the 'Beidou' navigation Youth outstanding Paper Foundation.

† Corresponding author. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn