

应用于铯原子喷泉钟的二维磁光阱研制*

吴长江¹⁾²⁾ 阮军¹⁾³⁾ 陈江¹⁾²⁾ 张辉¹⁾³⁾ 张首刚^{1)3)†}

1) (中国科学院国家授时中心, 西安 710600)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (中国科学院时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

(2012年10月20日收到; 2012年11月14日收到修改稿)

理论模拟研究了二维磁光阱原子束流量与饱和蒸汽压、冷却光强、激光失谐量的关系, 构建了二维磁光阱(2D-MOT)装置, 实验上实现了大流量的慢速原子束, 其测量值为 $2.1 \times 10^9/s$. 利用荧光法测量了各实验参数与流量的关系, 测量结果与数值模拟结果符合较好.

关键词: 2D-MOT, 流量, 慢速原子束, 铯原子喷泉钟

PACS: 32.70.Jz, 07.77.Gx, 95.55. Sh

DOI: 10.7498/aps.62.063201

1 引言

铯喷泉原子钟是目前复现秒定义的时间频率基准钟, 具有最高的准确度性能, 用于标校其他类型的原子钟, 在守时、精密测量、基础物理领域有广泛的应用^[1]. 喷泉钟冷原子团的常规制备方法是磁光阱(MOT)冷却俘获的方法, 此方法虽然俘获原子数多($\sim 10^{10}$), 但存在背景气体干扰、制备时间长、冷原子碰撞频移大等不利因素^[2]. 若利用大流量慢速原子束装载光学黏团, 则可以在短时间内冷却生成原子数目多、密度低的原子黏团, 消除背景气体的干扰, 减少 Dick 效应对钟短期稳定度的影响, 降低冷原子碰撞频移, 从而提高喷泉钟的性能^[3,4].

实验中获得慢速原子束的方法包括塞曼减速法、激光扫频法和二维磁光阱(2D-MOT)技术^[5,6]. 较之前两种方法, 2D-MOT 具有结构紧凑、操作简单、可获得持续的大流量的慢速原子等优势^[7,8]. 法国的喷泉钟 LNE-STRTE-FO2 采用 2D-MOT 技术, 其性能得到了提高^[9,10]. 此外, 2D-MOT 技术在原子光学、原子干涉仪等领域也有广泛的应用^[11-14].

本文首先构建了在 2D-MOT 中铯原子的受力模型, 在考虑了背景气体碰撞的情况下数值模拟了原子束流量与实验参数的关系. 第三节阐述了 2D-MOT 装置的物理结构, 利用荧光法测量了原子束流量与实验参数的关系, 并与数值模拟结果进行了比较.

2 2D-MOT 产生慢速原子束的数值模拟

2D-MOT 产生慢速原子束的原理如图 1 所示. 利用磁光阱产生的作用力使汽室中无规运动的原子在二维方向(x, y 方向)上被减速囚禁, 原子沿 z 方向形成原子束. 单束激光对原子产生的作用力为^[15]

$$F = \hbar \frac{\Gamma}{2} \mathbf{k} \frac{s}{1+s}, \quad (1)$$

$$s = \frac{I}{I_S} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2}, \quad (2)$$

其中, \hbar 为普朗克常数, Γ 为铯原子的自然线宽, \mathbf{k} 为激光的波矢, δ 为激光频率的失谐量. 在 2D-MOT 中, 共有 5 束激光作用于原子, 在激光光强 $I \ll I_S$

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 10834007)、国家杰出青年科学基金(批准号: 61025023)和国家重大科研仪器设备研制专项(批准号: 61127901)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: szhang@ntsc.ac.cn

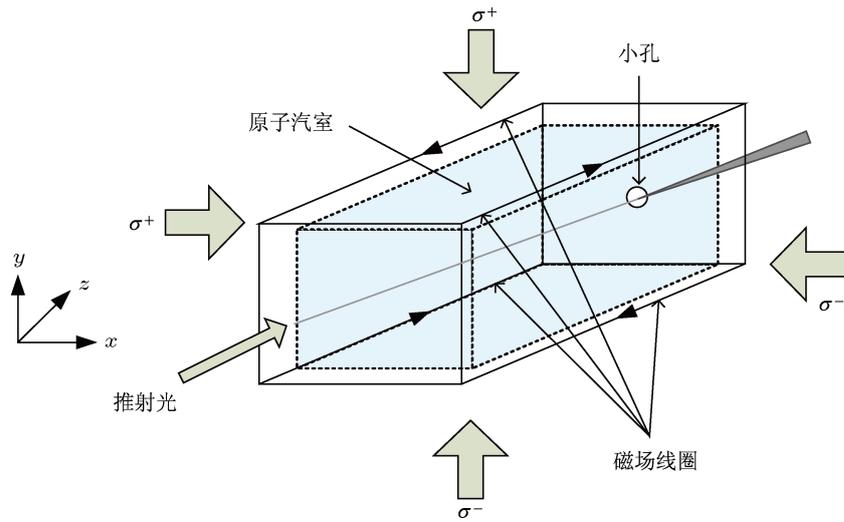


图1 2D-MOT产生慢速原子束的原理

(I_S 为铯原子 D_2 线的饱和光强) 的情况下, 可以认为每束激光作用是独立的, 于是原子在 2D-MOT 中所受的作用力为

$$\mathbf{F} = \hbar \frac{\Gamma}{2} \sum_{i=1, \dots, 5} \mathbf{k}_i \frac{s_i}{1 + s_i}, \quad (3)$$

$$s_i = \frac{I_i}{I_S} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta_i^2}. \quad (4)$$

而当其中一束激光光强 $I \gg I_S$, 原子所受的作用力达到饱和, 所受的作用力为

$$\mathbf{F} = \hbar \frac{\Gamma}{2} \mathbf{k}. \quad (5)$$

基于以上两种极限情况的考虑, 构造出铯原子在 2D-MOT 受到五束激光作用的作用力公式:

$$\mathbf{F} = \hbar \frac{\Gamma}{2} \sum_i \mathbf{k}_i \frac{s_i}{1 + \sum_i s_i}, \quad (6)$$

其中, \mathbf{F} 为原子在 2D-MOT 中所受的力; $i = 1-5$, 分别对应 x 方向、 y 方向 $\sigma^+ - \sigma^-$ 光和 z 方向推射光. 对于 $\sigma^+ - \sigma^-$ 偏振光, 总失谐量相应为 $\delta_i = \delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \pm (5g_5\mu_B A r - 4g_4\mu_B A r)$; 对于推射光, 总失谐量为 $\delta_i = \delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, δ 为激光失谐量, \mathbf{v} 是原子的运动速度, g_5, g_4 为铯原子超精细能级 $F = 5, F = 4$ 的朗德因子, μ_B 为玻尔磁子, A 为磁场梯度, r 为原子到中心线的距离.

假设原子为一质点, 且假设初始速度、位置已给出, 利用 (6) 式可以数值模拟原子的运动轨迹. 当原子运动穿过小孔, 即可认为该原子成为束流的一部分. 假设参与模拟的原子数为 N_0 , 穿过小孔的原子数为 N , 束流中的原子数占减速区的原子数比例

$\zeta = N/N_0$, 利用该 ζ 值可以计算出原子束的流量

$$\Phi_{\text{beam}} = \zeta \cdot \frac{p}{\sqrt{2\pi k_B T}} \cdot S, \quad (7)$$

Φ_{beam} 为原子束流量, T 为 295 K, S 为减速区域的表面积, p 为饱和蒸汽压压强, 后两项的乘积为单位时间流进减速区的原子数目.

在文献 [16] 的数值模拟中, 并没有考虑原子之间相互碰撞的问题. 在实际的模拟中, 假设原子在运动过程中若受到铯原子的碰撞, 这时即认为该原子不再参与冷却. 单位时间内受碰撞的概率为 [17]

$$\frac{1}{\tau} = n_0 \sigma v_{\text{rms}}, \quad (8)$$

其中 n_0 为原子数密度, σ 为原子碰撞截面, v_{rms} 为原子均方根速率. 在模拟程序中, 首先给定一均匀分布的随机数 $\chi_0 \in [0, 1]$, 假设原子参与运动的时间是 T , 若 $T/\tau > \chi_0$, 则原子发生碰撞, 停止运动, 返回计算下一个原子的运动轨迹.

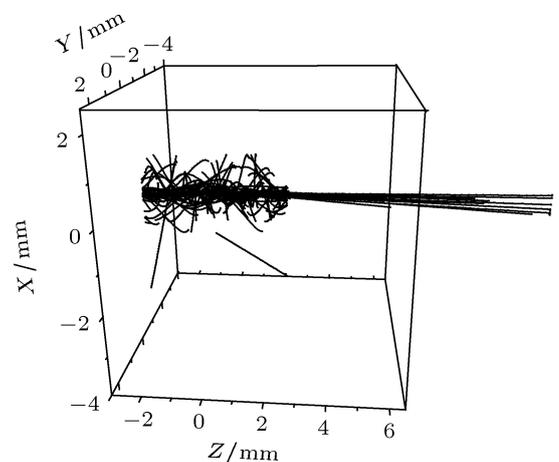


图2 500个铯原子被冷却形成冷原子束

图 2 示意了 500 个原子经过减速后形成原子束的过程, 模拟所用的参数如下: 时间步长为 $8 \mu\text{s}$, 冷却区为 $25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$, 小孔半径 0.75 mm , 磁场梯度 11 G/cm , 激光失谐量为 $\delta = 3\gamma$, 光强 $I_i = 2.2I_s$.

3 2D-MOT 装置

2D-MOT 装置的设计遵循冷却区域尽可能长、铯蒸汽压可控的原则, 以获得最佳的原子束流量. 详细的 2D-MOT 装置结构如图 3 所示, 有两个独立的 2D-MOT 构成, 这种结构增加了冷却区域的长度 L , 具有 v_z 速度的原子受到冷却的时间更长, 在这种情况下, $v_{y,z}$ 速度更大的原子能够被 (6) 式作用力减速而通过小孔, 形成原子束.

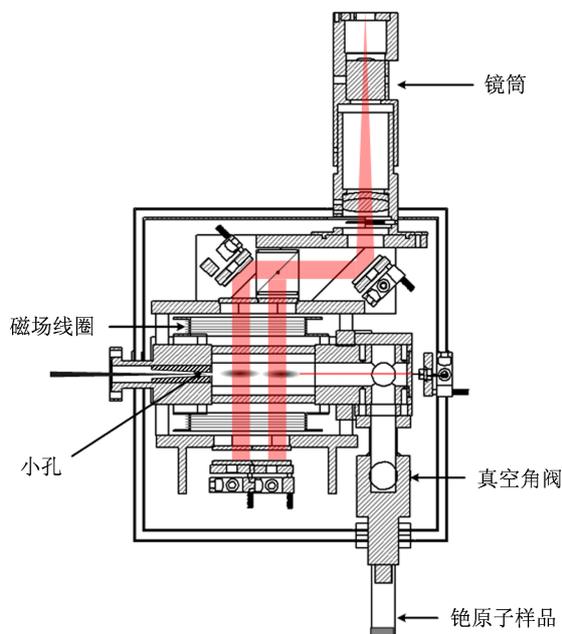


图 3 2D-MOT 装置的物理结构

铯炉通过真空角阀与汽室连接, 通过阀门的开合程度进而控制汽室中铯原子的密度. 磁光阱所需的二维梯度磁场由两对 200 匝相距 50 mm 的长方形反亥姆霍兹线圈产生, 整体装置用两层坡莫合金材料制成磁屏蔽盒包裹, 防止 2D-MOT 磁场对铯原子喷泉钟其他区域产生干扰. 磁光阱所需的激光由单模保偏光纤传输, 经过一体化镜筒准直为 20 mm 的圆形平行光束. 此激光束经偏振分光棱镜分成两束功率相等的光, 单束光的功率为 10 mW . 激光通过腔体后再由反射镜返回以形成对射的囚禁光, 入射光和反射光均通过 $\lambda/4$ 波片以产生合适的偏振态. 为了增加原子束的流量, 在轴向上加入推射光,

推射光的功率为 $0\text{—}1 \text{ mW}$ 可调. 与推射光相对的是直径 1.5 mm 的圆孔, 慢速原子经由此孔进入真空腔.

4 结果和讨论

原子束的特性虽然可以从流量、平均速度、发散角等多个参数来描述, 但是对铯原子喷泉钟性能影响最大的是原子束的流量. 慢速原子束流量直接影响着铯原子喷泉钟的冷原子团的装载速率, 决定着是否能够在较短时间内获得足够大数量的原子样品. 实验上原子束流量通过飞行时间法来测量, 所用的探测光为 $12 \text{ mm} \times 1.5 \text{ mm}$ 的矩形光, 在距小孔 330 mm 处进行探测, 通过测量荧光信号来获得原子束的流量.

图 4 是不同参数下原子束流量的变化关系. 图 4(a) 是磁场梯度 6 Gs/cm , 激光失谐量为 -6 MHz , 光强为 5.0 mW/cm^2 , 推射光功率为 $800 \mu\text{W}$, 偏振态为 σ^+ 圆偏振态的条件下, 原子束流量随蒸汽压的变化关系, 当原子蒸汽压在 $2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ 时原子流量最大, 这与文献 [18, 19] 的实验结果一致. 原子数密度增大可使原子束的流量增大, 但原子数密度增大使背景气体碰撞概率增大, 使得碰撞引起的束中原子的损耗增强, 从而引起原子束流量的下降. 图 4(b) 是蒸汽压 $2.0 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ 条件下原子束流量随激光光强的变化关系. 由图可知, 原子束流量随激光光强增大而呈现饱和的趋势. 这一关系可由铯原子在 2D-MOT 的受力模型得出解释. 由 (6) 式可知, 当激光光强增大时, 原子所受的散射力增大, 在相同的减速时间内更多的原子被减速囚禁在小孔中心线上, 使得原子束流量增大; 但是流量并不随激光光强持续增长, 而是激光光强增长到某一值时, 原子束流量即趋于饱和, 这是因为原子所受的最大散射力由自发辐射率决定, 增大光强并不能持续地增大原子束的流量. 图 4(c) 是选择光强为 5.0 mW/cm^2 , 原子束流量随激光失谐量的变化关系图. 由图可知存在最佳激光失谐量, 在此条件下原子束流量达到最大, 这与文献 [16, 18] 实验结果一致. 原子的捕获速度与激光失谐量有关, 当激光失谐量增大时, 对应的捕获速度增大, 更多原子可以囚禁在小孔中心线上, 原子束的流量增大; 当失谐量增大到某一值时, 由于原子停留在减速区时间不变, 且由散射力公式 (1) 可知失谐量的增大使得散射力减小,

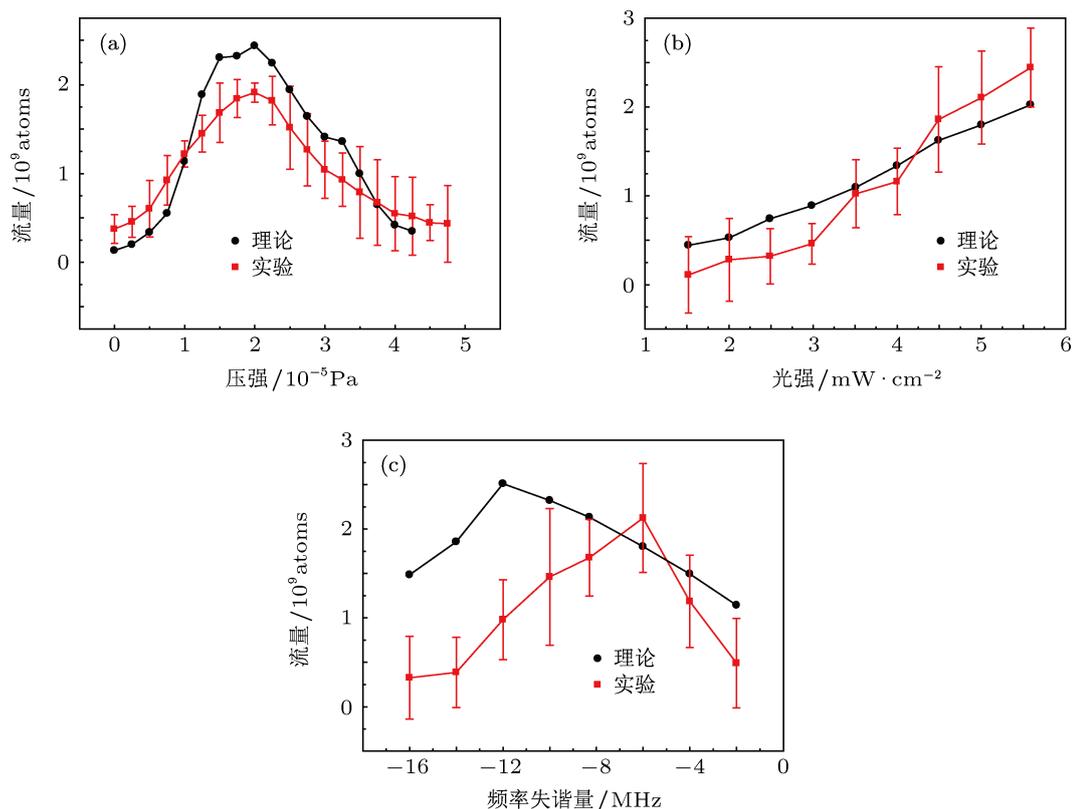


图4 原子束流量随不同实验参数的变化. 其中各图分别代表的参量为 (a) 铯蒸汽压强; (b) 冷却光光强; (c) 激光失谐量

原子束流量反而下降. 由以上实验结果作为参考, 可以在实验中通过调整实验参数获得最大原子流量.

5 结论

本文对应用于喷泉钟的 2D-MOT 进行了理论

分析, 并通过实验, 得到大流量的慢速原子束, 流量为 2.1×10^9 , 较好地满足喷泉钟工作的要求. 从理论与实验上研究了流量与原子蒸汽压、冷却光强、激光失谐量的关系. 结果显示, 存在饱和光强、最佳的失谐量及最佳蒸汽压, 在此条件下能够产生最大的原子束流量. 这为以后的改进工作指明了方向.

- [1] Wynands R, Weyers S 2005 *Metrologia* **42** 64
- [2] Jefferts S R, Shirley J, Parker T E, Heavner T P, Meekhof D M, Nelson C, Levi F, Costanzo G, De Marchi A, Drullinger R, Hollberg L, Lee W D, Walls F L 2002 *Metrologia* **39** 321
- [3] Guéna J, Abgrall M, Rovera D, Laurent P, Chupin B, Lours M, Santarelli G, Rosenbusch P, Tobar M E, Li R, Gibble K, Clairon A, Bize S 2012 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59** 391
- [4] Ovchinnikov Y Marra G 2011 *Metrologia* **48** 87
- [5] Tiecke T G, Gensemer S D, Ludewig A, Walraven J T M 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013409
- [6] Wang X L, Chen J, Wang Y B, Gao F, Zhang S G, Liu H F, Chang H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 103201 [王心亮, 陈洁, 王叶兵, 高峰, 张首刚, 刘海峰, 常宏 2011 物理学报 **60** 103201]
- [7] Kellogg J R, Schlippert D, Kohel J M, Thompson R J, Aveline D C, Yu N 2011 arXiv: 1107.5602v1 [physics.atom-ph]
- [8] Ramirez-Serrano J, Yu N, Kohel J M, Kellogg J R, Maleki L 2006 *Opt. Lett.* **31** 682
- [9] Chapelet F, Guéna J, Rovera D, Laurent P, Rosenbusch P, Santarelli G, Bize S, Clairon A, Tobar M E, Abgrall M 2007 *Proc. of 21th European Freq. and Time Forum* Geneva, Switzerland, 2007 p111
- [10] Gerginov V, Nemitz N, Griebisch D, Kazda M, Li R, Gibble K, Wynands R, Weyers S 2010 *Proc. of 24th European Freq. and Time Forum* Noordwijk, Netherlands, 2010 p222
- [11] Liu Y, Wu J H, Shi B S, Guo G C 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 024205
- [12] Wang X L, Cheng B, Wu B, Wang Z Y, Lin Q 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 053701
- [13] Adams C S, Sigel M, Mlynek J 1994 *Phys. Rep.* **240** 143
- [14] Miffre A, Jacquy M, Buchner M, Trenc G, Vigue J 2006 *Phys. Scr.* **74** 15
- [15] Metcalf H J, van der Straten P 1999 *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer-Verlag) p345
- [16] Chaudhuri S, Roy S, Unnikrishnan C S 2006 *Phys. Rev. A* **74** 023406
- [17] Lindquist K, Stephens M, Wieman C 1992 *Phys. Rev. A* **46** 4082
- [18] Catani J, Maioli P, De Sarlo L, Minardi F, Inguscio M 2006 *Phys. Rev. A* **73** 033415
- [19] Schoser J, Batar A, Low R, Schweikhard V, Grabowski A, Ovchinnikov Yu B, Pfau T 2002 *Phys. Rev. A* **66** 023410

A two-dimensional magneto-optical trap for a cesium fountain clock*

Wu Chang-Jiang¹⁾²⁾ Ruan Jun¹⁾³⁾ Chen Jiang¹⁾²⁾ Zhang Hui¹⁾³⁾
Zhang Shou-Gang¹⁾³⁾†

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

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

3) (Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China)

(Received 20 October 2012; revised manuscript received 14 November 2012)

Abstract

To study the relationship of atomic beam flow with cooling intensity, laser detuning, and magnetic field gradient, the numerical simulation is performed and a two-dimensional magneto-optical trap setup is built. A low-velocity atomic beam flow is generated with a total flux of $2.1 \times 10^9/s$. Theoretical analysis and experimental results are in good consistence. Optimal detuning and magnetic field gradient can produce the largest atomic beam flow.

Keywords: two dimensional magneto-optical trap, flux, low-velocity atom beam, cesium atom fountain clock

PACS: 32.70.Jz, 07.77.Gx, 95.55. Sh

DOI: 10.7498/aps.62.063201

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10834007), the National Science Fund for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 61025023) and the National Major Fund of Scientific Equipment and Instrument Development, China (Grant No. 61127901).

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