

**一种精确测量原子喷泉冷原子团温度的方法**

施俊如 王心亮 管勇 阮军 刘丹丹 白杨 杨帆 张辉 余凤翔 范思晨 张首刚

**A method of accurately determining temperature of cold atomic cloud in atomic fountain**

Shi Jun-Ru Wang Xin-Liang Guan Yong Ruan Jun Liu Dan-Dan Bai Yang Yang Fan Zhang Hui  
Yu Feng-Xiang Fan Si-Chen Zhang Shou-Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 190601 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190115

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190115>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

**您可能感兴趣的其他文章**

**Articles you may be interested in**

原子喷泉频标:原理与发展

Atomic fountain frequency standard: principle and development

物理学报. 2018, 67(16): 163202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180540>

冷原子系综内单集体激发态的相干操纵

Coherent manipulation of single collective excitations in a cold atomic ensemble

物理学报. 2018, 67(22): 224203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181183>

超冷原子系综的非高斯纠缠态与精密测量

Non-Gaussian entangled states and quantum metrology with ultracold atomic ensemble

物理学报. 2019, 68(4): 040306 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190147>

自旋-轨道耦合下冷原子的双反射

Double reflection of spin-orbit-coupled cold atoms

物理学报. 2016, 65(16): 164201 <https://doi.org/10.7498/aps.65.164201>

大倾斜角度下基于冷原子重力仪的绝对重力测量

Measurement of absolute gravity based on cold atom gravimeter at large tilt angle

物理学报. 2018, 67(19): 190302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181121>

冷原子物理中的一维少体问题

Review of one-dimensional few-body systems in ultracold atomic physics

物理学报. 2019, 68(4): 040304 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181993>

## 一种精确测量原子喷泉冷原子团温度的方法\*

施俊如<sup>1)2)3)</sup> 王心亮<sup>1)2)†</sup> 管勇<sup>1)2)3)</sup> 阮军<sup>1)2)</sup> 刘丹丹<sup>1)2)</sup> 白杨<sup>1)2)</sup>  
 杨帆<sup>1)2)3)</sup> 张辉<sup>1)2)3)</sup> 余凤翔<sup>1)2)3)</sup> 范思晨<sup>1)2)3)</sup> 张首刚<sup>1)2)</sup>

1) (中国科学院国家授时中心, 西安 710600)

2) (中国科学院时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2019年1月22日收到; 2019年7月5日收到修改稿)

冷原子团的高斯半径和温度是用来描述冷原子团, 反映冷原子特性的主要参数. 本文提出了一种新型的测量冷原子团高斯半径和温度的方法, 采用过饱和近共振激光束照射冷原子团, 原子由于吸收了光子动量偏离原来的运动轨道, 而不能被探测系统所探测. 根据冷原子团的原子分布规律, 理论上构建了物理模型, 通过改变作用于冷原子团的推除光的尺寸来控制被推除的冷原子数目, 计算得到了不同高斯半径的冷原子团剩余原子数目与推除光尺寸的关系. 以国家授时中心铯原子喷泉为实验平台, 利用横向偏置的刀口光阑在不同下落高度控制作用于冷原子团的推除光尺寸, 测量出不同高度的剩余原子数目随推除光尺寸的变化情况. 应用理论公式拟合实验数据, 最终得到冷原子团在磁光阱中心正下方 10 mm 和 160 mm 处的高斯半径分别为  $(1.54 \pm 0.05)$  mm 和  $(3.29 \pm 0.08)$  mm, 进一步计算得到冷原子团温度为  $(7.50 \pm 0.49)$   $\mu$ K. 为了验证刀口法的准确性和可重复性, 在同一实验条件下用刀口法和飞行时间法对冷原子团温度进行了测量与对比, 最终得到两种方法的测量结果基本一致.

**关键词:** 刀口法, 冷原子团, 高斯半径, 冷原子团温度

**PACS:** 06.30.Ft, 07.77.Gx, 32.10.-f, 37.10.De

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190115

## 1 引言

冷原子物理是近 30 年来物理学最热门、发展最迅速的领域之一<sup>[1-4]</sup>, 激光冷却原子技术的发展促进了原子光学、冷原子钟等一些新的学科和技术的发展<sup>[5-11]</sup>. “冷原子团”是冷原子物理研究中比较成熟的技术手段, 并在喷泉钟、原子干涉仪的研究中有广泛应用<sup>[12-14]</sup>. 冷原子团高斯半径和温度是反映其特性的两个主要指标<sup>[15-18]</sup>. 传统的测量冷原子团温度的方法有 3 种: 1) 冷原子团释放再捕获法; 1985 年首先由朱棣文实验小组<sup>[19]</sup>提出, 实

验制备好冷原子团以后, 首先将其荧光信号强度测量出来, 迅速关断冷却光而释放真空腔中的冷原子团使其自由扩散, 几个毫秒后再次开启冷却光测量此时原子团的荧光信号强度, 测量时间非常短暂, 测量过程不影响原子的运动状态. 然后立刻再次关断冷却光, 重复以上过程, 直到荧光信号完全消失. 通过拟合荧光信号强度随时间的变化, 可以测得冷原子团的温度; 2) 飞行时间法; 1988 年由 Lett 等提出<sup>[20]</sup>, 即在磁光阱中制备好冷原子团后, 立即关断冷却光而释放原子团, 原子团在重力作用下自由下落, 由于原子的热运动, 原子团在下落的同时伴随着膨胀, 在原子团正下方一定距离处设置一束共

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFF0200202) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangxl@ntsc.ac.cn

振探测激光, 原子团经过探测激光时被激发出荧光信号, 并被荧光收集系统所收集<sup>[21]</sup>, 探测到的飞行时间信号的强度和宽度分别反映了原子的数目多少和原子团的温度高低; 3) 黏团扩展法<sup>[22]</sup>; 与冷原子团释放再捕获法相似, 由 Walhout 等<sup>[23]</sup>在 1995 年提出, 即在关断冷却光后, 利用电荷耦合器件吸收成像技术拍摄原子团变化的图像, 根据吸收的强弱可以得到原子团空间密度分布的变化, 从而测得冷原子团的温度.

本文提出一种新型的测量冷原子团高斯半径和温度的方法. 在应用磁光阱及偏振梯度冷却技术制备好冷原子团后, 将其释放使之自由下落, 在冷原子团竖直下落的不同高度处打入两束截面大于冷原子团切面, 且光强过饱和的横向近共振推除光束 (作用于原子后可使原子偏离原来的飞行轨道, 不能达到预定的探测区间). 在两束推除光出射方向分别设置一个横向偏置的刀口光阑, 移动两个刀口光阑位置来控制推除光束推走原子的比例, 通过测量剩余冷原子数目与刀口位置的关系, 并利用理论公式拟合实验数据得出不同高度处冷原子团高斯半径, 并计算得到冷原子团温度.

## 2 模型与理论计算

铯原子经过磁光阱囚禁和偏振梯度冷却以后, 冷原子团中的原子近似呈高斯球对称分布, 且在铯原子囚禁、偏振梯度冷却参数不发生改变的情况下, 每个周期自由下落的冷原子团在运行轨迹的同一高度上具有相同的尺寸和温度. 以冷原子团中心为坐标原点  $O$ , 水平向右为  $x$  轴, 竖直向下为  $z$  轴. 将冷原子总数设为常数 1, 高斯球对称分布的冷原子团的原子数密度分布为:

$$n_0(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp[-(x^2 + y^2 + z^2)/2\sigma^2], \quad (1)$$

其中  $\sigma$  是冷原子团高斯半径. 如图 1 所示, 从最左边以等间距  $\Delta x$  纵向切割冷原子团, 每次被推除的原子近似呈高斯对称分布的薄圆片. 若冷原子团尺寸为  $L$ , 总共会切出  $m = L/\Delta x$  个薄圆片. 且刀口光阑移动到  $x = d$  时, 冷原子团被切掉了  $j = (L/2 + d)/\Delta x$  个薄圆片. 其中位于  $x = x_i$  处的第  $i$  个薄圆片原子数密度分布为:

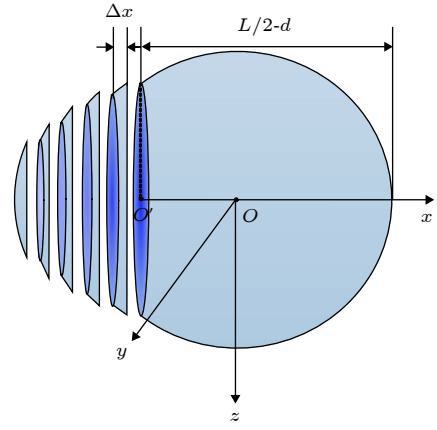


图 1 刀口法测量冷原子团温度模型

Fig. 1. The model of measuring the temperature of cold atomic cloud by knife-edge method.

$$n_i(x_i, y, z) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp[-(x_i^2 + y^2 + z^2)/2\sigma^2]. \quad (2)$$

第  $i$  个薄圆片的原子数目为:

$$\begin{aligned} N_i(x_i) &= \Delta x \iint n_i(x_i, y, z) dy dz \\ &= \frac{\Delta x}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp(-x_i^2/2\sigma^2). \end{aligned} \quad (3)$$

剩余未被推除的原子数为:

$$N_0(d) = \sum_{i=j+1}^{i=m} N_i(x_i) = \int_d^{L/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp(-x^2/2\sigma^2) dx. \quad (4)$$

由于高斯球对称分布的冷原子团会弥散在整个空间, 其尺寸  $L$  趋于无穷大, 因此归一化剩余原子数  $N_0$  与刀口光阑位置  $d$  的关系为:

$$N_0(d) = \int_d^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp(-x^2/2\sigma^2) dx. \quad (5)$$

由 (5) 式可以得到不同冷原子团高斯半径下, 归一化剩余原子数  $N_0$  与刀口光阑位置  $d$  的关系. 如图 2 所示, 随着刀口光阑向右移动, 剩余原子数目不断减小, 且冷原子团高斯半径越小, 剩余原子数目减小的速度就越快 (对应图中曲线梯度更大). 刀口光阑位于最左端时, 剩余原子数为 1, 没有原子被推除; 刀口光阑位于最右端时, 剩余原子数为 0, 所有原子均被推除. 同时可以看出, 这 5 条曲线相交于一点  $(0, 0.5)$  处, 即刀口光阑位于冷原子团正中心时, 剩余原子数为总原子数的一半. 因此实验中可以通过刀口法测量冷原子团剩余原子数目与刀口位置关系, 拟合得到冷原子团高斯半径.

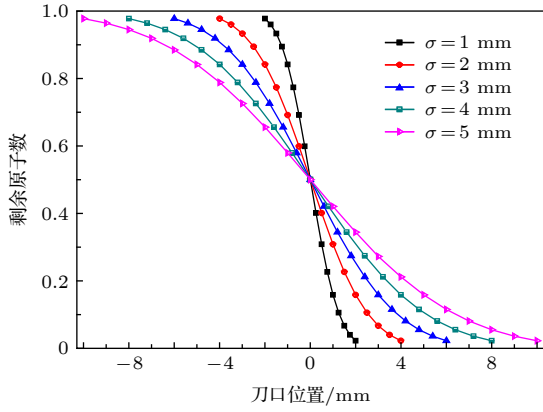


图2 不同高斯半径的剩余原子数与刀口位置关系  
Fig. 2. The residual atom number versus knife-edge position with different Gaussian radii.

由原子、分子运动学理论可知,冷原子团在下落的过程中发生自由膨胀.若冷原子团初始高斯半径为  $\sigma_1$ ,下落  $t$  时间后高斯半径膨胀为  $\sigma_2$ ,它们与冷原子团温度  $T$  满足关系式<sup>[24]</sup>:

$$T = \frac{M}{kt^2}(\sigma_2^2 - \sigma_1^2), \quad (6)$$

其中  $k = 1.38 \times 10^{-23}$  J/K 是玻尔兹曼常数,  $M = 2.25 \times 10^{-25}$  kg 是铯原子质量.

实验中由于原子喷泉每一个周期俘获的原子数不完全一致、刀口移动位移不均匀,会使冷原子团的尺寸测量产生误差,从而使获得的冷原子团温度存在误差.若  $\sigma_1$  的误差为  $\delta_{\sigma_1}$ ,  $\sigma_2$  的误差为  $\delta_{\sigma_2}$ ,可以得到温度的测量误差为:

$$\begin{aligned} \delta T &= \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma_2}\right)^2 \delta_{\sigma_2}^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma_1}\right)^2 \delta_{\sigma_1}^2} \\ &= \frac{2M}{kt^2} \sqrt{\sigma_2^2 \delta_{\sigma_2}^2 + \sigma_1^2 \delta_{\sigma_1}^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

实验中只要测量得到两个不同高度处的冷原子团高斯半径,就可通过(6)式计算得到冷原子团温度,和(7)式计算得到冷原子团温度误差.

### 3 实验与结果分析

#### 3.1 冷原子团高斯半径测量与分析

国家授时中心铯原子喷泉装置在文献<sup>[25]</sup>中有过详尽描述,在此系统上选择合适窗口搭建测温装置,便可实现对冷原子团高斯半径和温度的测量,如图3所示.在由六束呈(1,1,1)结构的对射冷却光和反亥姆霍兹线圈组成的磁光阱中制备好冷原子团后,关闭磁场使原子团自由膨胀 35 ms 获得

冷原子黏团,并对其进行偏振梯度冷却,30 ms 后关闭冷却光自由释放冷原子团.在磁光阱中心正下方  $h_1 = 10$  mm 和  $h_2 = 160$  mm 处分别沿  $y$  方向横向打入一束扁平过饱和近共振推除光,纵截面尺寸均为  $2$  mm  $\times$   $20$  mm、功率为 4 mW、频率锁定在铯原子 D2 线  $6^2S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F' = 5$  的跃迁线上,推除光作用于原子后可使其偏离原来飞行轨道而不能到达预定探测区间.将两个安装在精密位移台上的方形横向偏置刀口光阑沿  $x$  方向分别架设在两束推除光正前方,两刀口光阑尺寸均为  $16$  mm  $\times$   $16$  mm.在磁光阱中心正下方  $h_3 = 170$  mm 处,将一束经由  $0^\circ$  高反镜形成纵截面尺寸为  $0.5$  mm  $\times$   $40$  mm 的扁平驻波探测激光束沿  $y$  方向横向打入探测区真空腔,功率为 2 mW,频率与推除光频率相同.与探测光相垂直的  $x$  方向安装透镜组和光电探测器,对飞行时间信号进行采集与探测.光电探测器由 Thorlabs 公司生产,型号为 PDA36A2,选用增益为 60 dB 的档位,对应响应时间为 18  $\mu$ s,探测到的原子数目与采集到的原子飞行时间信号的积分成正比<sup>[26]</sup>.

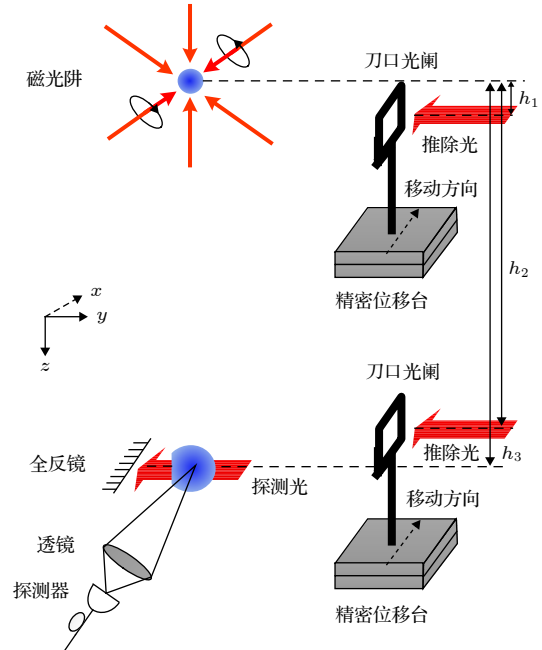


图3 刀口法测量冷原子团温度实验装置简图  
Fig. 3. The schematic diagram of experimental setup for measuring cold atomic cloud's temperature by knife-edge method.

实验中,首先调节两个精密位移台,使两个刀口光阑均完全遮住对应位置处推除光,此时飞行时间信号最强.调节上面精密位移台,使刀口光阑沿



$x$  方向以步进  $\Delta x = 0.5$  mm 逐渐移动, 来控制推除光推掉的原子比例. 此时, 随着刀口位置  $d$  的增加, 激光束推除的冷原子数目不断增加, 冷原子团的飞行时间信号不断下降. 在每一刀口位置处, 通过多次释放冷原子团自由下落, 并测量剩余原子数后取平均, 得到对应的剩余冷原子数目. 实验结果如图 4(a) 中圆点所示, 误差棒代表每一刀口位置处剩余原子数的起伏. 按照归一化原子数目与刀口位置关系 (5) 式拟合得到黑色曲线, 测量得到在磁光阱中心正下方 10 mm 处冷原子团高斯半径为  $\sigma_1 = 1.54$  mm, 误差为  $\delta_{\sigma_1} = 0.05$  mm.

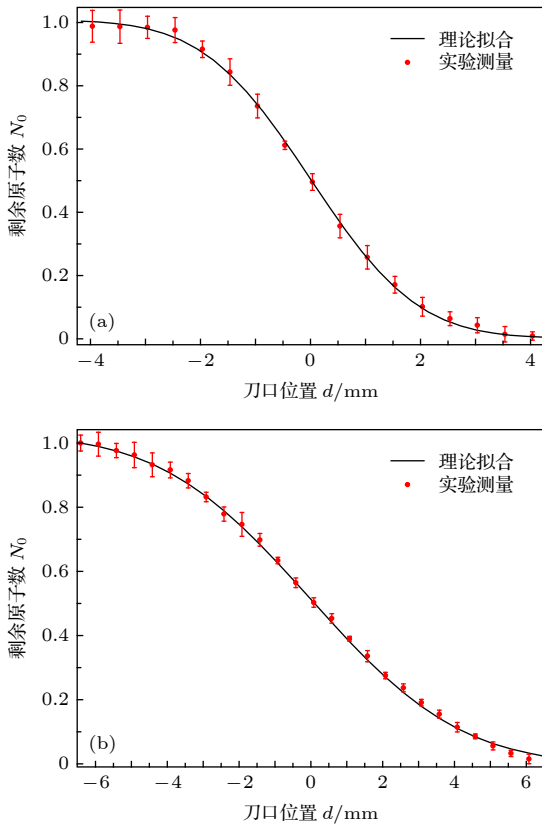


图 4 磁光阱中心正下方 10 mm (a) 和 160 mm (b) 处的剩余原子数与刀口位置关系

Fig. 4. The residual atom number versus knife-edge position at height 10 mm (a) and 160 mm (b) under the center of magneto-optical trap.

调节上面精密位移台使刀口光阑恢复至初始位置, 并完全遮住推除光, 飞行时间信号强度恢复到最高状态. 调节下面精密位移台使刀口光阑沿  $x$  方向以步进  $\Delta x = 0.5$  mm 逐渐移动, 测量并记录每一刀口位置对应的剩余冷原子数目. 实验结果如图 4(b) 中圆点所示, 应用 (5) 式拟合得到黑色曲线. 测量得到在磁光阱中心正下方 160 mm 处冷

原子团高斯半径为  $\sigma_2 = 3.29$  mm, 误差为  $\delta_{\sigma_2} = 0.08$  mm. 从图 4 可以看出当刀口光阑位于冷原子团中心时, 剩余原子数均为总原子数的一半, 与图 2 理论计算结果一致.

### 3.2 冷原子团温度测量与分析

由于冷原子团从磁光阱中心开始做自由落体运动, 冷原子团从磁光阱中心正下方 10 mm 处下落到 160 mm 处对应的飞行时间为  $t = 135.53$  ms. 将冷原子团在这两个不同位置处的高斯半径  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  和对应测量误差  $\delta_{\sigma_1}$ ,  $\delta_{\sigma_2}$  代入 (6), (7) 式, 可以得出冷原子团温度为  $T = (7.50 \pm 0.49)$   $\mu$ K.

为了验证刀口法测量冷原子团温度的准确性, 在完成每组刀口法测温实验后, 将两个刀口光阑均恢复至初始位置完全遮住推除光, 应用飞行时间法对冷原子团温度进行了测量.

$$\rho(t') = \frac{a}{\sqrt{\sigma_0^2 + kTt'^2/M}} \times \exp \left\{ - \left[ \frac{g(t_0^2 - t'^2)}{2\sqrt{2}\sqrt{\sigma_0^2 + kTt'^2/M}} \right]^2 \right\}, \quad (8)$$

(8) 式是下落飞行时间法测量冷原子团温度的拟合公式 [27]. 式中  $\rho(t')$  表示冷原子下落飞行时间信号, 即探测系统探测到的随时间变化的冷原子数目;  $t'$  是冷原子团从磁光阱中心自由下落的时间;  $a$  是与探测光功率有关的常数;  $g$  是重力加速度;  $\sigma_0$  是冷原子团在磁光阱中心的高斯半径, 其值略小于上刀口位置处冷原子团高斯半径  $\sigma_1$ ;  $t_0$  是冷原子团从磁光阱中心自由下落到探测光处所需时间.

实验结果如图 5 所示, 其中方点表示实验测得

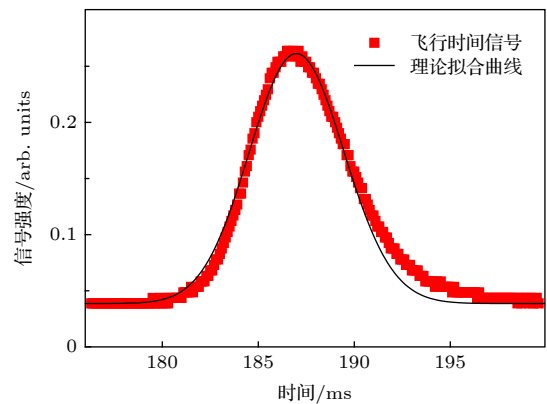


图 5 冷原子团自由下落飞行时间信号

Fig. 5. The cold atomic cloud's time-of-flight signal in free falling process.

的飞行时间信号, 黑线表示应用 (8) 式计算得到的曲线, 最终拟合的冷原子团温度为  $(7.94 \pm 0.30) \mu\text{K}$ . 飞行时间法测量冷原子团温度的误差主要源于探测光光强分布不均匀和探测系统的电路噪声.

为了验证刀口法测量冷原子团温度的可重复性, 分别应用刀口法和飞行时间法对喷泉系统同一冷却条件下的冷原子团温度进行了 10 次测量. 实验结果如图 6 所示, 其中方点表示刀口法测温结果, 圆点表示飞行时间法测温结果. 通过比较可以看出, 刀口法测量得到的冷原子团温度与飞行时间法测量结果均在  $7 \mu\text{K}$  左右, 两者偏差小于  $1 \mu\text{K}$ . 由于刀口法是针对多个周期原子喷泉信号的测量, 测量时间较长, 原子数目的起伏以及刀口多次往返的位移不均匀都会对测量结果产生影响, 所以刀口法测量得到的冷原子团温度的误差略大于飞行时间法的测量误差. 下一步实验可以通过优化喷泉系统实验参数降低原子数起伏及改善刀口位移的均匀性来提高刀口法测量冷原子团温度的精度.

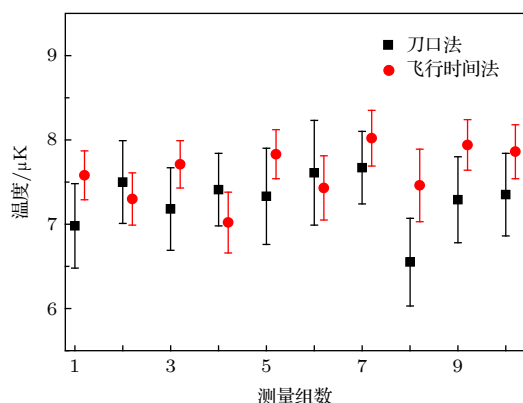


图 6 刀口法与飞行时间法测量冷原子团温度对比  
Fig. 6. The comparison between knife-edge and time of flight methods in measuring cold atomic cloud's temperature.

## 4 结 论

“冷原子技术”在原子物理领域有着广泛的应用. 冷原子团的尺寸和温度是冷原子团的两个主要参数. 本文构建了刀口法测量冷原子团高斯半径和温度的理论模型, 研究了过饱和近共振推除激光作用下不同高斯半径的冷原子团剩余原子数与刀口位置的关系. 实验上以国家授时中心铯原子喷泉为实验平台, 应用刀口法测量了冷原子团自由下落路径上两个不同高度处冷原子团的剩余原子数与刀口位置的关系, 经过拟合、计算得到冷原子团的温

度为  $(7.50 \pm 0.49) \mu\text{K}$ . 此结果与飞行时间法的测量结果基本一致. 此测量方法可用于多种类型原子团尺寸和温度的测量. 另外, 刀口光阑产生的扁平激光束切割原子团的方法还可用于原子喷泉的各个阶段原子团形状及密度分布的实验研究.

## 参考文献

- [1] Wang Y Q 1998 *Physics* **27** 131 (in Chinese) [王义道 1998 物理 **27** 131]
- [2] Zhan M S 2002 *BCAS* **17** 407 (in Chinese) [詹明生 2002 中国科学院院刊 **17** 407]
- [3] Zhang S L 2010 *Ph. D. Dissertation* (Anhui: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [张少良 2010 博士学位论文(合肥: 中国科学技术大学)]
- [4] Liu H, Zhang X, Jiang K L, Wang J Q, Zhu Q, Xiong Z X, He L X, Lv B L 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 020601
- [5] Bauch A 2005 *Metrologia*. **42** S43
- [6] Lu X D, Li T B, Ma Y, Wang L D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8205 (in Chinese) [卢向东, 李同保, 马艳, 汪黎栋 2009 物理学报 **58** 8205]
- [7] Zhuang Y X, Shi D T, Li D W, Wang Y G, Zhao X N, Zhao J Y, Wang Z 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 040601
- [8] Liu K K, Zhao R C, Gou W, Fu X H, Liu H L, Yin S Q, Sun J F, Xu Z, Wang Y Z 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 070602
- [9] Liu C, Zhou S, Wang Y H, Hou S M 2017 *Chin. Phys. B* **26** 113201
- [10] Lin Y G, Fang Z J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 160604 (in Chinese) [林弋戈, 方占军 2018 物理学报 **67** 160604]
- [11] Wang Y B, Yin M J, Ren J, Xu Q F, Lu B Q, Han J X, Guo Y, Chang H 2018 *Chin. Phys. B* **27** 023701
- [12] Wang J, Zhan M S 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 160402 (in Chinese) [王瑾, 詹明生 2018 物理学报 **67** 160402]
- [13] Wu C J, Ruan J, Chen J, Zhang H, Zhang S G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 063201 (in Chinese) [吴长江, 阮军, 陈江, 张辉, 张首刚 2013 物理学报 **62** 063201]
- [14] Ruan J, Wang Y B, Chang H, Jiang H F, Liu T, Dong R F, Zhang S G 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 160308 (in Chinese) [阮军, 王叶兵, 常宏, 姜海峰, 刘涛, 董瑞芳, 张首刚 2015 物理学报 **64** 160308]
- [15] Wang Y Q, Wang Q J, Fu J S, Dong T Q 1986 *Principle of Quantum Frequency Standard* (Beijing: Science Press) p552 (in Chinese) [王义道, 王庆吉, 傅济时, 董太乾 1986 量子频标原理(北京: 科学出版社) 第552页]
- [16] Wang Y Q 2007 *Laser Cooling and Trapping of Atoms* (Beijing: Peking University Press) p171 (in Chinese) [王义道 2007 原子的激光冷却与陷阱(北京: 北京大学出版社) 第171页]
- [17] Han Y X, Wang B, Ma J, Xiao J T, Wang H 2007 *Acta Sin. Quant. Opt.* **13** 30 (in Chinese) [韩燕旭, 王波, 马杰, 校金涛, 王海 2007 量子光学学报 **13** 30]
- [18] Wu Y 2005 *M. S. Thesis* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [吴艳 2005 硕士学位论文(杭州: 浙江大学)]
- [19] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E, Cable A, Ashkin A 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 48
- [20] Lett P D, Watts R N, Westbrook C I, Phillips W D, Gould P L, Metcalf H J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 169
- [21] Cheng C, Zeng F, Cheng X Y 2009 *Acta Opt. Sin.* **29** 2698 (in Chinese) [程成, 曾凤, 程潇羽 2009 光学学报 **29** 2698]
- [22] Chen S 2004 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Peking University) (in Chinese) [陈帅 2004 博士学位论文(北京: 北京大学)]

- [23] Walhout M, Sterr U, Orzel C, Hoogerland M, Rolston S L 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 506
- [24] Geng T, Yan S B, Wang Y H, Yang H J, Zhang T C, Wang J M 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 5104 (in Chinese) [耿涛, 闫树斌, 王彦华, 杨海菁, 张天才, 王军民 2005 物理学报 **54** 5104]
- [25] Wang X L 2017 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) (in Chinese) [王心亮 2017 博士学位论文(北京: 中国科学院大学)]
- [26] Wynands R, Weyers S 2005 *Metrologia* **42** S64
- [27] Brzozowski TM, Maczyńska M, Zawada M, Zachorowski J, Gawlik W 2002 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **4** 62

## A method of accurately determining temperature of cold atomic cloud in atomic fountain\*

Shi Jun-Ru<sup>1)2)3)</sup> Wang Xin-Liang<sup>1)2)†</sup> Guan Yong<sup>1)2)3)</sup> Ruan Jun<sup>1)2)</sup>  
 Liu Dan-Dan<sup>1)2)</sup> Bai Yang<sup>1)2)</sup> Yang Fan<sup>1)2)3)</sup> Zhang Hui<sup>1)2)3)</sup>  
 Yu Feng-Xiang<sup>1)2)3)</sup> Fan Si-Chen<sup>1)2)3)</sup> Zhang Shou-Gang<sup>1)2)</sup>

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

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

3) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 22 January 2019; revised manuscript received 5 July 2019)

### Abstract

The Gaussian radius and temperature of cold atomic cloud are important parameters in describing the state of cold atoms. The precise measuring of these two parameters is of great significance for studying the cold atoms. In this paper, we propose a new method named knife-edge to measure the Gaussian radius and temperature of the cold atomic cloud.

A near-resonant and supersaturated laser beam, whose size is controlled by a knife-edge aperture, is used to push away the cold atoms in the free falling process of cold atomic cloud. By detecting the intensity of fluorescence signal, the numbers of residual atoms under different-sized near-resonant beams can be obtained. According to the characteristic of cold atoms' distribution, we construct a theoretical model to derive the Gaussian radius of cold atomic cloud from the recorded residual atom number and near-resonant beam size. Since the Gaussian radius and temperature of cold atomic cloud are associated with each other, we can finally obtain the temperature of cold atomic cloud through the recorded residual atom number and beam size.

By using this method, we successfully measure the Gaussian radii of cold atomic cloud at the heights of 10 mm and 160 mm below the center of 3D-MOT (three dimensional magneto-optical trap) to be  $(1.54 \pm 0.05)$  mm and  $(3.29 \pm 0.08)$  mm, respectively. The corresponding temperature of cold atomic cloud is calculated to be  $(7.50 \pm 0.49)$   $\mu$ K, which is well consistent with the experimental result obtained by using the time-of-flight method under the same condition. This experiment is conducted on the platform of Cesium atomic fountain clock of National Time Service Center, China.

**Keywords:** knife-edge method, cold atomic cloud, Gaussian radius, cold atomic cloud's temperature

**PACS:** 06.30.Ft, 07.77.Gx, 32.10.-f, 37.10.De

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190115

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No.2016YFF0200202).

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