

用短程飞行时间吸收谱对铯磁光阱中 冷原子温度的测量*

耿 涛 闫树斌 王彦华 杨海菁 张天才 王军民†

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 太原 030006)

(2004 年 10 月 18 日收到; 2005 年 3 月 14 日收到修改稿)

介绍采用短程飞行时间吸收谱测量铯原子磁光阱(MOT)中冷原子温度的基本原理及实验实现. 与通常的飞行时间方法不同, 采用短程飞行时间吸收谱来测量 MOT 中冷原子云的温度. 在 MOT 区域正下方若干毫米处入射一束圆柱状共振探测光束(实验中对于 $h = 3\text{mm}, 5\text{mm}, 8\text{mm}$ 的情况均作了研究), 释放冷原子云, 在其膨胀和自由下落过程中穿过探测光束, 即可由光电探测器测得飞行时间吸收谱, 由此推得 MOT 中冷原子的温度.

关键词: 磁光阱, 冷原子, 飞行时间, 短程飞行时间, 铯原子

PACC: 3280P, 0765

1. 引 言

作为原子、分子和光物理的交叉学科, 中性原子的激光冷却与俘获开辟了一个极具应用前景的新领域. 自 20 世纪 70 年代以来, 激光冷却与俘获原子的实验技术蓬勃发展, 广泛应用于高分辨率光谱、量子频标、量子光学等领域. 冷原子的应用, 可使各种物理常数的测量更加精准, 对于计量及科学技术本身均产生了深远的影响. 磁光阱^[1,2]中制备的冷原子样品, 其温度可降低至多普勒冷却极限甚至更低. 与磁学阱及蒸发冷却等方法相结合, 导致了玻色-爱因斯坦凝聚的实验实现^[3-5]. 作为冷原子样品最重要的特性之一, 对磁光阱(MOT)中冷原子温度的测量已有若干方法: 1985 年 Steven Chu 等人提出了通过关闭、再开启冷却光先释放阱中俘获的冷原子然后再俘获的 R&R 方法^[6]; 1988 年 Lett 等人提出了冷原子云膨胀、自由下落通过共振探测光束的飞行时间(time of flight, TOF)荧光法^[7]; 1995 年 Walhout 提出了使用弱探测光穿过自由下落并膨胀的冷原子云由 CCD(Charge Coupled Devices)摄像机记录其吸收图像的吸成成像法^[8], 等等. TOF 荧光法的装置较为

简单, 而且越来越多的实验证明 TOF 是一种非常有效的温度测量方法.

传统 TOF 荧光法对冷原子云温度的测量, 由于冷原子云飞行的距离一般较大, 无需考虑冷原子云在初始位置的大小以及探测光斑大小的影响, 只要探测光的大小能够覆盖下落的原子云即可. 而近年来激光冷却与俘获原子的实验装置正逐步向着小型化发展, 由最初的一个 MOT 到现在常采用的双 MOT 系统, 腔体的气室也设计得越来越小. 由于允许自由下落的距离较短, 冷原子云的初始位置及尺寸和探测光光斑大小的影响变得不能忽略, 传统 TOF 荧光法的局限性也显现出来; 文献[9]在 MOT 区下方 2mm 处使用探测光束记录冷原子穿过探测光时的吸收谱, 由此初步估测了 MOT 中冷原子的温度. 2002 年, Brzozowski 等人^[10]提出了短程飞行时间吸收谱的理论模型, 并采用蒙特卡罗方法对实验作了模拟, 比较了短程飞行时间方法与常规 TOF 荧光谱法的优缺点.

本文介绍采用短程飞行时间吸收谱测量铯原子 MOT 中冷原子温度的基本原理及实验实现. 针对我们的小气室 MOT, 采用了短程 TOF 吸收谱方法^[10]测量了铯 MOT 中冷原子样品的温度, 典型值约 $68\mu\text{K}$.

* 国家自然科学基金(批准号: 60178006, 10434080, 10374062)、教育部科学技术重点项目(批准号: 204019)和山西省青年学术带头人科研项目经费资助的课题.

† E-mail: wjjnm@sxu.edu.cn

2. 理论模型

在短程 TOF 方法中,冷原子云的初始直径和探测光直径将不能忽略,TOF 信号的线型变得与传统的 TOF 荧光法有很大不同.为了简化起见,这里对测量模型做了一些必要的假设:光电探测器在探测光未饱和时,TOF 吸收信号强度正比于探测光的原子数;俘获的冷原子云的几何尺寸接近球对称.短程飞行时间吸收谱方案示意图如图 1 所示.

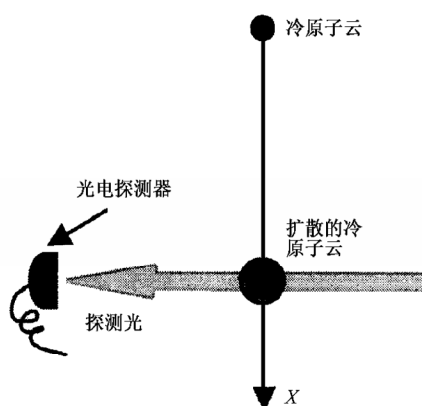


图 1 短程飞行时间吸收谱方案示意图

在三维坐标空间中,原子有 x, y, z 三个平动自由度.对于其中的任何一个平动自由度,原子的方均根速度 v 与温度 T 之间满足 $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}k_B T$,其中 m 为原子质量(对于 ^{133}Cs 原子 $m = 2.2 \times 10^{-25} \text{ kg}$), $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ 为玻尔兹曼常数.在相应的平动自由度上,原子云等效温度可表示为 $T = \frac{m}{k_B}v^2$.设 $+x$ 方向为重力方向, $+z$ 为探测光传播方向,原子云中心由初始位置经时间 t_0 后膨胀并自由下落到探测光处.假定冷原子云密度和探测光光强满足高斯分布,原子云在下落和膨胀过程中由探测光记录到的 TOF 透射信号随时间的变化规律可表示为^[10]

$$A(t) = \frac{P_0}{2\pi\sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_t^2)(\sigma_y^2 + \sigma_t^2)}} \times \exp\left[-\left(\frac{g(t_0^2 - t^2)}{2\sqrt{2}\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_t^2}}\right)^2\right], \quad (1)$$

其中 P_0 为探测光功率, σ_x, σ_y 分别为探测光在 x, y 方向的高斯半径(对于扁平光束 $\sigma_y \gg \sigma_x$,而对于圆光束 $\sigma_y = \sigma_x$), σ_t 为下落膨胀后冷原子云的半径,

可表示为 $\sigma_t = \sqrt{\sigma_0^2 + v^2 t^2}$, σ_0 为冷原子云初始的高斯半径, g 为重力加速度.

在短程 TOF 方法中,我们使用细圆光束作为探测光, $\sigma_y = \sigma_x$,且 $\sigma_x \ll \sigma_t$,代入(1)式并对指数项作近似,可以得到简化的 TOF 透射信号^[10]

$$A(t) \approx \frac{a}{\sigma_x^2 + \sigma_0^2 + v^2 t^2} \exp\left[-\left(\frac{g(t_0^2 - t^2)}{2\sqrt{2}\sqrt{\sigma_0^2 + v^2 t^2}}\right)^2\right], \quad (2)$$

其中 a 为信号幅度比例因子,它依赖于探测光几何尺寸、探测光功率 P_0 和冷原子的数目.在实际的拟合中,为了获得与相应距离对应的有效值, a 的取值每次均可不同.通过测定一定距离处的 TOF 信号,由(2)式可拟合得到冷原子的方均根速度,从而可推得冷原子的等效温度.

3. 实验装置和实验结果

我们采用 ^{133}Cs 作为原子样品.铯原子磁光阱的光路示意图如图 2 所示.实验中使用 SDL-TC-40 型主振荡器-功率放大式(master oscillator-power amplifier, MOPA)半导体激光系统和 SDL-5712-H1 型分布布拉格反射式(distributed-Bragg-reflector, DBR)半导体激光器分别提供磁光阱所需的冷却光与再抽运光.SDL-TC-40 激光器的频率通过声光频移系统 AOM1,采用饱和吸收光谱技术锁定在相对于铯 D_2 线 $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ 循环跃迁负失谐 177MHz 处.作为再抽运光的 DBR 激光器则通过饱和吸收光谱技术锁定在铯 D_2 线 $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ 超精细跃迁线处.TC-40激光器输出光经过两组半波片和偏振分束棱镜(PBS)组成的分光系统分成三路,一路用于饱和吸收光谱稳频,另两路分别用作探测光以及冷却俘获光.其中用作探测光的一束通过两次穿过的声光频移系统 AOM2 将频率调在铯 D_2 线 $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ 的跃迁线上,输出光送入保偏光纤滤波、准直后得到近平行、横模为 TEM_{00} 模的细光束,光斑高斯直径约为 $700\mu\text{m}$.用作冷却俘获光的一束同样通过两次穿过的声光频移系统 AOM3 将频率调在铯 D_2 线 $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ 跃迁线负失谐 5—50MHz 处(本实验中则调在负失谐 16MHz 处),再通过扩束望远镜扩至直径约 15mm 的三束光,每束功率约 10mW.作为再抽运光的 DBR 激光器输出光经扩束望远镜扩至直径约 15mm 后与冷却光通过 PBS 合在一起,经过若干

个 45 度反射镜导引至磁光阱真空气室中. 为了获得较好的光强分布, 在扩束望远镜中使用了针孔滤波器.

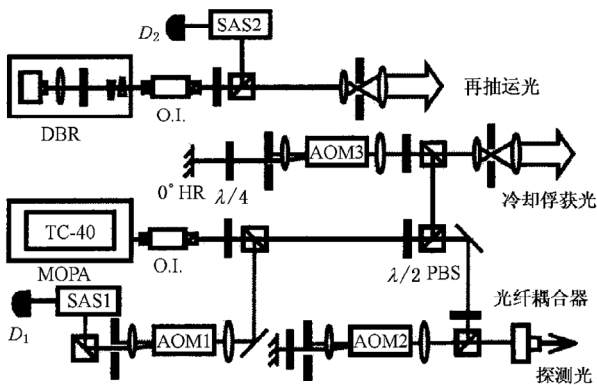


图2 铯原子磁光阱的光路系统示意图(DBR 为分布布拉格反射式半导体激光器; OI 为光隔离器; SAS 为饱和吸收装置; AOM 为声光调制器; D 为光电探测器; PBS 为偏振分光棱镜; HR 为高反镜)

三束冷却俘获光经相应的三个四分之一波片变换为合适的圆偏振光, 沿三个相互垂直的方向射入气室, 并交汇在磁光阱真空气室中心, 穿过气室后再经相应的三个四分之一波片和反射镜沿原路反射回气室.

我们的铯原子磁光阱^[11,12]的超高真空气室是一个带有石英玻璃观察窗的无磁不锈钢气室, 其真空度由一个 40L/s 的离子泵维持在约 5×10^{-7} Pa. 磁光阱所需的四极磁场由真空气室外绕制的一对反向亥姆霍兹线圈提供, 典型的轴向磁场梯度约 1mT/cm. 实验中还使用了对三对矩形的磁场线圈补偿磁光阱区域的地磁场和其他杂散磁场. 通过仔细调节冷却俘获光以及磁场补偿线圈中的电流, 使磁光

阱中的冷原子云尽量接近球对称, 并在关断 MOT 的冷却俘获光及四极磁场后可自由下落. 在磁光阱中俘获的铯原子典型数目数约 1×10^7 .

我们还建立了一套基于计算机控制的时序系统来完成对磁光阱各参数的控制, 如对冷却俘获光及四极磁场的开启、关断操作. 实验中可在小于 $1\mu\text{s}$ 的时间内开启、关断激光场, 在小于 $400\mu\text{s}$ 的时间内关断四极磁场.

测量冷原子云的几何尺寸在冷原子云等效温度测量过程中起着重要作用, 我们采用了荧光图像法, 通过校准的成像光学系统将冷原子发出的荧光收集并成像到 CCD 摄像机上, 连接计算机可记录到冷原子云的二维荧光图像. 我们使用焦距为 100mm 的透镜, 冷原子云和 CCD 分别置于透镜的 2 倍焦距处, 则在 CCD 上成等大倒立的实像. 假定原子云数密度呈高斯分布, 对冷原子云荧光强度分布进行二维拟合, 推算出冷原子云的高斯直径约为 $600\mu\text{m}$.

将探测光置于 MOT 区域下方不同距离处, 在保持 MOT 各参数不变的条件下, 由实验测得的短程 TOF 吸收谱经拟合得到 MOT 中冷原子的温度值应当是一致的. 图 3(a) 是探测光分别置于 3 个不同的位置 ($h = 3, 5, 8\text{mm}$) 测得的短程 TOF 吸收谱. 图 3(b) 是对飞行时间吸收谱拟合得到的相应距离处对应的冷原子云等效温度. 实验中由于系统的稳定性不是非常理想, 再加上在测量过程中每次关断磁场的瞬间, 磁场变化的情形并不完全相同等等因素, 都会使原子云发生变化, 最终导致飞行时间吸收谱的差异. 实验中我们作多次 TOF 吸收谱测量, 最后取平均.

在短程飞行时间测量法中, 由于采用了细圆光束, 尽管实验上方便实现, 但它只是探测到扩散原

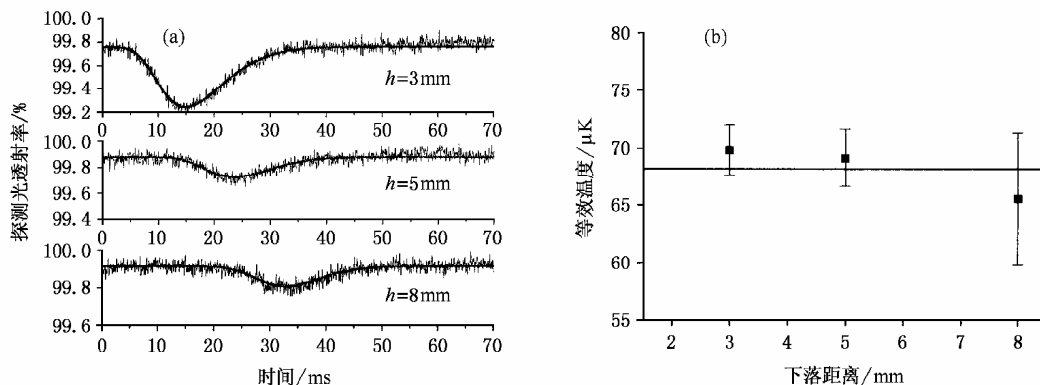


图3 (a) 将探测光分别置于 $h = 3\text{mm}, 5\text{mm}, 8\text{mm}$ 处测得的短程 TOF 吸收谱; (b) $h = 3\text{mm}, T = 70 \pm 2\mu\text{K}; h = 5\text{mm}, T = 69 \pm 3\mu\text{K}; h = 8\text{mm}, T = 65 \pm 6\mu\text{K}$; 平均值约为 $68\mu\text{K}$

子云的一部分. TOF 吸收信号幅度也就相应变小, 信噪比也相对变差. 但是在较短的自由下落距离过程中, 和传统的飞行时间法相比测量精度相差不到 2%^[9,10].

4. 结 论

TOF 荧光法是一种基本的测量冷原子云温度的方法. 荧光信号的信噪比较好, 下落距离较大时信号呈高斯型, 便于数据处理. 但它要求冷原子云自由下落距离较大以满足高斯模拟条件, 这在我们的实验系统中是不可行的, 因为该系统允许自由下落的最大距离只有 1cm. 此外, TOF 荧光法中一般要求探测光束扁 ($< 500\mu\text{m}$) 而宽 ($> 1\text{cm}$), 这在实验上也不是很容易做到的. 短程飞行时间法中原子自由下落的时间虽然比较短, 但它仍有自己的特点: 1) 可以实现小气室中冷原子温度的测量; 2) 减小了原子云自由下落时杂散磁场的影响. 我们的实验装置附近磁

场的分布不太均匀, 原子云下落的距离越长, 杂散磁场对 TOF 测量的影响也就越大. 而在较短的下落距离内, 可由磁场补偿线圈补偿至近似零磁场; 3) 在一定程度上减缓了原子云扩散下落过程中热膨胀导致的信号幅度和信噪比的下降. 考虑到冷原子云仍具有一定初始速度分布, 原子云被释放之后, 在下落过程中必然膨胀, 原子云密度减小, 而探测光光强不变, 从而减少了与之相互作用的原子数目, 得到的吸收信号幅度和信噪比都会有所下降. 且下落的距离越长, 这种下降也就越剧烈. 短的下落过程则减缓了这种趋势. 尽管得到的冷原子吸收谱的线型不再是简单的高斯函数, 还需要考虑冷原子云和探测光的几何尺寸的影响, 但通过特定的拟合函数仍可推算出冷原子的温度, 且测量结果的精度没有受到大的影响, 并很大程度地减少了实验上的复杂性. 实验测得我们的铯原子磁光阱中冷原子云的典型温度约为 $68\mu\text{K}$.

-
- [1] Raab E L *et al* 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631
[2] Monroe C *et al* 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1571
[3] Anderson M H *et al* 1995 *Science* **269** 198
[4] Davis K B *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
[5] Bradley C *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
[6] Steven Chu *et al* 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 48
[7] Lett P D *et al* 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 169
[8] Walhout M *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 506
[9] Fu J X *et al* 2001 *Acta Optica Sinica* **21** 414 (in Chinese) [付军贤等 2001 光学学报 **21** 414]
[10] Brzozowski T M *et al* 2002 *J. Opt. B* **4** 62
[11] Wang J M *et al* 1998 *Acta Optica Sinica* **18** 1770 (in Chinese) [王军民等 2001 光学学报 **18** 1770]
Wang J M *et al* 1998 *Acta Sinica Quantum Optica* **4** 229
[12] Yan S B *et al* 2004 *Chinese Phys.* **13** 1669

Temperature measurement of cold atoms in a cesium magneto-optical trap by means of short-distance time-of-flight absorption spectrum^{*}

Geng Tao Yan Shu-Bin Wang Yan-Hua Yang Hai-Jing Zhang Tian-Cai Wang Jun-Min[†]

(*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, and Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 18 October 2004; revised manuscript received 14 March 2005)

Abstract

We report the basic idea and experimental demonstration of measuring the temperature of cold cesium atomic cloud confined in a magneto-optical trap (MOT) by analyzing absorption spectrum observed in the short-distance time-of-flight (TOF) method. Compared with the conventional TOF scheme, we measure the temperature of cold atomic cloud in MOT by short-distance TOF method for our small vapor cell. If the cold atomic cloud is released, it will fall and expand due to gravity and its initial velocity distribution. Utilizing a cylindrical resonant probe beam positioned several millimeters beneath the MOT (in this paper, we analyzed the cases for 3mm, 5mm, and 8mm of center-to-center distance between the MOT region and the probe beam, respectively), we can record the short-distance TOF absorption spectrum with a photodiode when cold atoms go through the probe region. Analysis of the short-distance TOF absorption spectrum yields the effective temperature of the cold cloud in MOT.

Keywords: magneto-optical trap, cold atoms, time of flight (TOF), short-distance time of flight, cesium atom

PACC: 3280P, 0765

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60178006, 10434080 and 10374062), by the Key Scientific Project of Education Ministry of China (Grant No. 204019), and by the Research Funds for Youth Academic Leaders of Shanxi Province.

[†] E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn