

文章编号 : 0253-2239(2002)01-0041-04

来自磁光阱中冷原子团的荧光干涉条纹及其应用*

周蜀渝¹⁾ 龙全¹⁾ 王育竹¹⁾ 印建平²⁾

(1), 中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学实验室, 上海 201800)
(2), 苏州大学物理系, 苏州 215006

摘要: 实验观察到来自磁光阱中冷原子团的荧光经真空系统窗口的平板玻璃反射产生的干涉条纹。理论分析表明从从荧光干涉条纹的强度分布中可获得关于俘获原子总数以及密度分布的信息。采用该方法实测了俘获原子总数, 并模拟得到了不同密度分布时条纹的对比度变化。

关键词: 冷原子团; 干涉条纹; 密度分布

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

1 引 言

磁光阱(MOT)^[1]作为一种有效的冷却和俘获原子的装置, 在量子频标、非线性原子光学、玻色-爱因斯坦凝聚等领域得到日益广泛的应用。当俘获的原子数量较大(大于 10^7)时, 冷原子云体积有时会膨胀到异乎寻常地大。我们在实验中曾观察到直径超过 1 cm 的冷原子云。但相当数量的原子集中在中心直径 1 mm ~ 2 mm 的区域内, 而周围较大范围俘获的原子密度是比较低的。

被俘获原子总数及原子团密度是磁光阱的基本数据, 一般采用荧光法或吸收法进行测量^[2]。但通常用透镜收集荧光再用光电二极管探测或用光电二极管测量弱的探测光束吸收的办法, 其精度受收集效率及后级放大系统噪音所限制, 且难以测出原子团的密度分布。本文介绍通过观测冷原子荧光干涉条纹总强度及对比度, 利用普通 CCD 即可测得俘获原子总数, 并可估算出冷原子团的特征半径。

2 荧光干涉条纹的实验观察与解释

2.1 实验装置与观察结果

我们在实验中观察到冷原子团作为荧光光源经真空系统窗口的光学平板玻璃反射所产生的干涉条纹。由于该条纹来自磁光阱中冷原子团的共振荧光的干涉效应, 故它可以提供有关俘获原子数及冷原

子云密度分布的一些信息。图 1 是实验装置示意图。一对反亥姆霍兹线圈产生球四极场, 水平、斜上、斜下共 6 束圆偏光交汇于磁场中心, 构成磁光陷阱。由于该不锈钢的吸收池上下左右均留有宽敞的玻璃窗口, 可以很方便地观察和探测冷原子团, 因此 CCD 监视器可从下往上观察。图 2 是用 CCD 摄得的干涉条纹图样。改变光圈大小时, 限制干涉区域的圆环随之改变。轻微摇晃镜头, 干涉条纹并不移出圆环。稍微不对称地改变线圈电流, 使冷原子团移动时, 可以清楚地看到干涉条纹的移动。

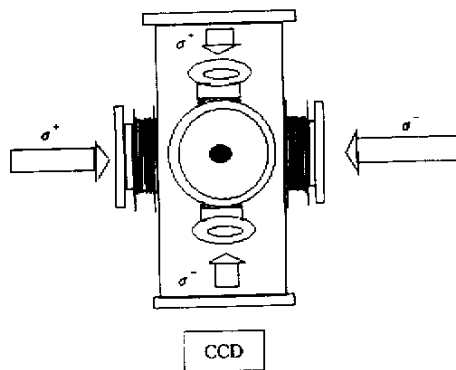


Fig.1 The experimental setup of MOT

2.2 荧光干涉条纹的形成

通过模拟实验发现该条纹是由冷原子团的共振荧光经磁光阱上方的光学平板玻璃前后表面反射后发生干涉所形成的。模拟实验中, 在一个笔式激光指示器的头上放置一小点的泡沫塑料颗粒以模拟冷原子团, 用厚度相近的光学平板玻璃按照实验情形布置, 也观察到类似的干涉条纹。当去掉离 CCD 附近的一块玻板时, 条纹仍然存在。若保留这块玻板而去掉远离 CCD 的一块玻板, 干涉条纹不复存在。

* 国家科学技术部(95-预-34)和国家自然科学基金(19834060)资助课题。

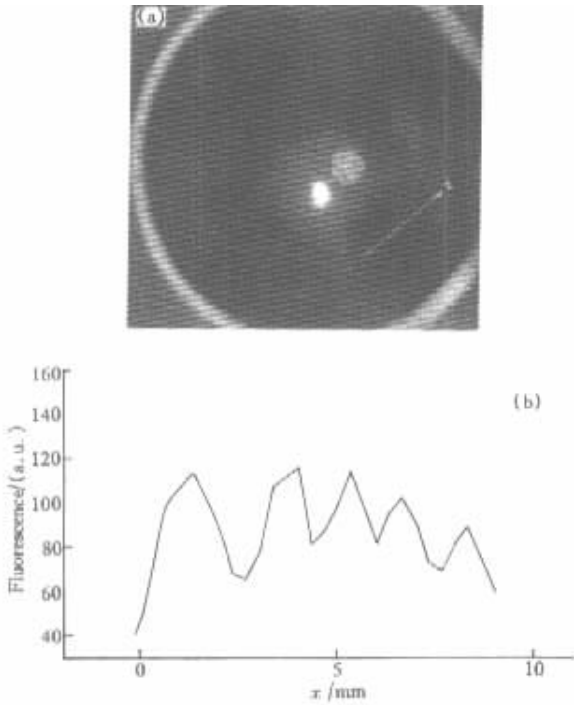


Fig. 2 (a) Image of the interference fringes ;(b) Curve of the interference fringes

这说明该条纹来自那块远离 CCD 的平板玻璃前后表面反射光波的干涉。因此,冷原子团发出的荧光经磁光阱上方的平板玻璃的两个表面的反射所产生的干涉也可看成是冷原子团的两个虚像间的干涉,其干涉光路为图 3 所示。图中 S_1 和 S_2 分别为冷原子团经平板玻璃 PG 所成的两个虚像。从 S_1 和 S_2 发出的光线经 CCD 镜头的收集会聚,将在 CCD 像平面上形成如图 2 所示的干涉条纹。图 3 中的可调光阑 A 起着限制干涉区域的作用。

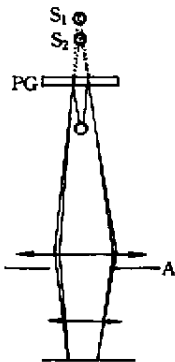


Fig. 3 Schematic diagram of interference path

3 荧光干涉条纹的应用研究

由于干涉区域所增加的光强来自于所有冷原子荧光的贡献,而玻板的反射率及冷原子云虚像对镜

头所张立体角是已知的,因此易由干涉区域亮度的增加值反推出冷原子云发光的总强度,从而求出俘获原子数。CCD 是十分灵敏的感光器件,用标定后的 CCD 测光强可望获得较光电二极管更准确的结果。然而由于普通 CCD 由于对光强的分辨率有限,冷原子团中心部份常使 CCD 饱和。若在镜头前加衰减片使冷原子团中心部份的荧光强度减弱到 CCD 饱和值以下,那么冷原子团边缘部份就完全不能成像。因此需要多次采用不同衰减系数的衰减片,记录相应的一组图片,然后取各图片的线性区进行拟合得出光强曲线,才能求出冷原子团荧光强度的完整分布进而得到总光强。在以下我们介绍的方法中,干涉区域稍微偏斜镜头使之不与冷原子云重迭)由于玻板反射率较小以及虚像对镜头所张立体角比冷原子云直接对镜头所张的要小,已经使得接收到的总光强较直接观察冷原子云小了约 30 倍,且分布较均匀,不易引起 CCD 饱和。

实验中首先将 CCD 光圈开到最大,在紧贴镜头处加直径为 1 cm 的光阑,从而准确地控制 CCD 采光的立体角,用 CCD 照相机记录冷原子云及其荧光干涉条纹像并存入计算机。然后,对摄得的图片用计算机软件统计干涉区域的总强度值,并扣除背景荧光的强度值(在干涉区域周围取 10 点求平均),这样就可统计出干涉区域的实际强度值。用已知光强的激光束对 CCD 进行定标(需将激光衰减至不引起 CCD 饱和的程度)。最后,根据散射率公式计算求得磁光阱中俘获原子的总数。所求得的俘获原子总数约为

$$N \approx \frac{4\pi d^2 M I_f}{ARh\omega}, \quad (1)$$

式中 M 为由玻板反射率和透射率决定的衰减倍数, I_f 为干涉条纹总荧光功率, A 为光阑的面积, d 是从虚像至光阑的距离, R 为光子散射率^[3]:

$$R = \frac{(I/I_s)\pi\Gamma}{1 + (I/I_s) + 4(\delta/\Gamma)^2}, \quad (2)$$

式中 I 是 6 束囚禁光的总功率密度; I_s 为 ^{87}Rb 原子的饱和功率密度,其值为 4.1 mW/cm^2 ; Γ 为自然线宽 6 MHz; δ 为失谐量。

用测干涉区域光强的办法与多次加衰减片测光强再拟合的结果比较,二者在 20% 以内吻合。图 2 的实验条件为冷却光强度 10 mW/cm^2 ,失谐量 $\delta \approx -2.5\Gamma$,光束直径 2 cm,再抽运光强 0.6 mW/cm^2 ,频率调至 $F = 1 \rightarrow F' = 2$ 谐振,蒸气压为 $4 \times 10^{-7} \text{ Pa}$ (真空容器中为天然 Rb,其中 ^{87}Rb 占 28%)轴向磁场梯

度为 $15 \times 10^{-4} \text{ T} \cdot \text{cm}^{-1}$, 测得俘获总数为 1.5×10^8 。适当改变冷却光及再抽运光的光强和频率、磁场梯度、蒸气压等条件, 可使俘获原子数大大增加。图 4(a) 的实验条件为冷却光强度 17 mW/cm^2 , 失谐 $\delta \approx -3\Gamma$, 光束直径 2 cm , 再抽运光功率密度 2.5 mW/cm^2 , 频率调至 $F=1 \rightarrow F'=2$ 谐振, 蒸气压为 $1.1 \times 10^{-6} \text{ Pa}$, 轴向磁场梯度 $18 \times 10^{-4} \text{ T} \cdot \text{cm}^{-1}$ 。此时干涉区域也已使 CCD 饱和。图 4(b) 是对图 4(a) 中的冷原子团加衰减片后测得的光强分布。如图密度为高斯分布的冷原子团的特征半径为 1 mm , 俘获原子总数约 7×10^8 , 峰值密度高达 $1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 。根据多次散射模型^[2]算得此条件下极限原子密度为 $1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 实验值与之相近。此外, 还用吸收法进行了验证, 当用荧光法测得原子总数为 4×10^8 时, 用吸收法测得囚禁于 $F=2$ 能级上原子数为 3×10^8 , 此外在 $F=2$ 能级上原子数为 3×10^7 , 与荧光法测量结果基本吻合。

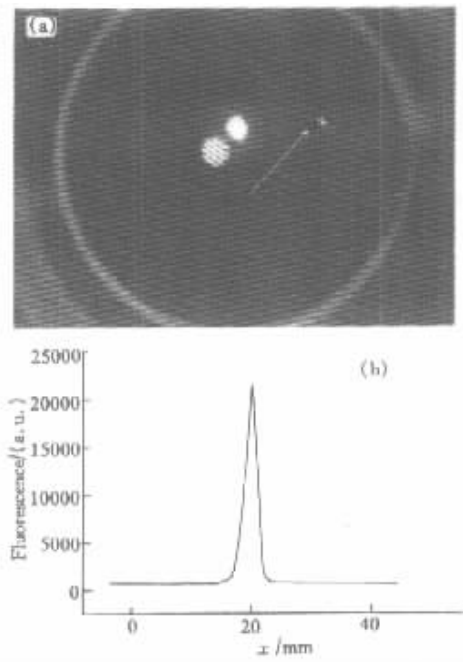


Fig.4 (a) Under proper conditions, a large number of atoms are trapped. The interference fringes also made CCD saturated. (b) Spatial distribution of cold atom cloud in (a)

从图 2、图 4 中可以看到, 冷原子团的体积十分“庞大”, 可覆盖几个条纹, 如果冷原子团的密度分布比较均匀, 则这种扩展光源产生的干涉条纹不可能有较好的对比度。而且, 我们通过调节 CCD 的焦距, 发现至少在冷原子团前后 20 cm 范围内都可观察到这种干涉条纹, 这些都体现出点光源干涉的特征^[4]。根据光强分布反推出的密度分布中可以看到, 虽然冷原子团的体积较大, 但大量的原子集中在

中心附近直径为 2 mm 的球体内(即高斯分布的特征半径为 1 mm), 向外扩展密度急剧下降, 如图 4(b) 所示。正是这种类似点源的分布特征才能产生出比较清晰的干涉条纹。图 5 是我们计算出的冷原子团密度为不同特征半径的高斯分布时所产生的干涉条纹, 当特征半径大于条纹间距时, 条纹对比度趋于 0。实验中发现当减小磁场梯度使冷原子团高斯分布半径增大时, 条纹变得模糊, 这表明条纹的对比度的确反映了冷原子团的密度分布。

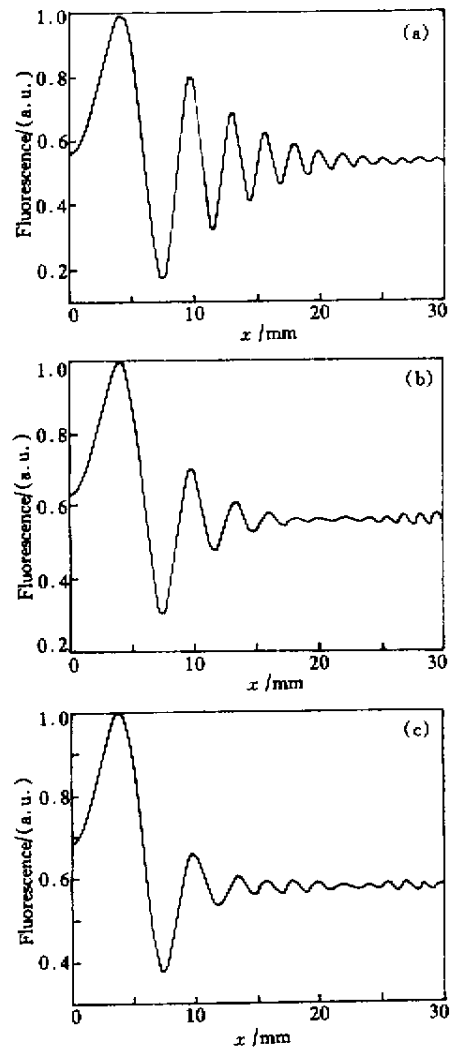


Fig.5 Calculated results of interference fringes. Assuming atom density is Gaussian distribution. The $1/e$ radius is (a) 1 mm ; (b) 2 mm ; (c) 3 mm , respectively

结论 本文报道了来自磁光阱中冷原子团荧光干涉条纹的实验观测, 分析了干涉条纹形成的物理机制, 详细研究了荧光干涉条纹强度分布与磁光阱中俘获冷原子总数以及冷原子团特征半径的关系。研究表明, 荧光干涉条纹的总功率反映了俘获原子的

总数,而干涉条纹的对比度给出原子团密度分布的信息。因此,本实验观察到的荧光干涉条纹可用于磁光阱的原子数及其密度分布的测量,特别是在某些实验中当我们需要对俘获原子总数及密度分布作出快速判断时,这是一种十分简单而有效的方法。

参 考 文 献

[1] Raab E L, Prentiss M, Cable A *et al.*. Trapping of

neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**(23):2631~2634

[2] Townsend C G, Edwards N H, Cooper C J *et al.*. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **42**(2):1423~1440

[3] Sesko D W, Walker T G, Wieman C E. Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **8**(5):946~958

[4] Cheng Lu. *Optics*(光学). Beijing: Science Press, 1990. 419~427(in Chinese)

Interfering Fringe of Resonant Fluorescence from Cold Atomic Cloud in a MOT and Its Applications

Zhou Shuyu¹⁾ Long Quan¹⁾ Wang Yuzhu¹⁾ Yin Jianping²⁾

(1), Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800

(2), Department of Physics, Suzhou University, Suzhou 215006

(Received 21 September 2000; revised 8 January 2001)

Abstract: It is observed that the interfering fringe produced by two virtual images of cold in a magneto-optical trap (MOT) atom cloud presenting on a plane glass of a low-vapour-pressure cell. Using the fringe the number of trapped atoms are estimated. And from contrast of the fringe the information about density disturb of atom cloud can be got.

Key words: cold atom cloud; interfering fringes; density distribution