

文章编号: 0258-7025(2002)04-0371-05

扫频荧光法测量超高真空原子磁光阱 中的磁场分布

周蜀渝, 龙全, 周善钰, 王育竹

(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)

提要 利用扫频荧光法实测了超高真空原子吸收池中反亥姆霍兹线圈轴线上的磁场分布, 与计算结果对比, 同时还采用移动暗线的测量方法进行了检验。考虑到封接材料的非线性磁化, 可以解释所有观察到的现象。

关键词 磁光阱, 荧光暗线, 磁场测量

中图分类号 O 431.2 文献标识码 A

Measuring the Magnetic-field Gradient in an Ultrahigh Vacuum MOT through Observing Fluorescence While Laser Frequency Sweeping

ZHOU Shu-yu, LONG Quan, ZHOU Shan-yu, WANG Yu-zhu

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

Abstract The magnetic-field gradient in axis of an ant-Helmholtz coil in a dilute Rb vapor through observing fluorescence while laser frequency sweeping is measured. The result is checked by using other method and is compared with the calculation. All phenomena could be understood by considering nonlinear magnetic susceptibility.

Key words magneto-optic trap, fluorescence dark line, measure of magnetic-field

1 引言

磁光陷阱^[1]自 1987 年首次实现以来, 已经成为中性原子囚禁的一个最基本的工具, 在研究冷原子碰撞、量子频标、量子信息、非线性原子光谱、玻色-爱因斯坦凝聚等领域得到广泛的应用。磁光阱的磁场由一对反亥姆霍兹线圈^[2]产生, 中心磁场强度为零, 在中心附近磁场强度对半径近似于线性增加。零点附近的磁场梯度是磁光阱的一个重要参数。仅考虑多普勒冷却机制时, 阱中原子的运动可近似为阻尼谐振子形式^[1], 其回复力系数^[3]与零点附近的磁场梯度成正比。

尽管磁场测量已经有许多有效的方法, 但在测量磁光阱系统时, 会遇到一个特殊的问题。由于原

子吸收池要求保持很高的真空度($\sim 10^{-7}$ Pa), 因此不允许将探头放入, 更不用说一个移动的探头。当然, 我们可以在线圈安装前对其进行测量。但另一个实际问题是, 由于原子吸收池的不锈钢筒体与石英玻璃间的封接材料并非无磁材料, 磁化率不为 1, 从而线圈安装在吸收池上以后实际的磁场强度与理论计算有较大出入, 这一点我们将进行专门的讨论。

2 扫频荧光法的原理和实验装置

我们发现, 扫频荧光法是测量实验所用的特殊系统磁场分布的一种行之有效的办法。

用一束近共振的圆偏振光沿线圈轴线射入吸收池内, 在 CCD 监视器上可以看见吸收池中心处的荧

收稿日期 2001-03-23; 收到修改稿日期 2001-06-13

基金项目 国家科学技术部 No. 95-预-34 和国家自然科学基金(No. 19834060)资助项目。

作者简介 周蜀渝(1974—)男, 中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学实验室助理研究员, 学士, 主要从事激光冷却原子与玻色-爱因斯坦凝聚的实验研究。E-mail: zhou-s@163.net

光带上一狭窄的暗区,它的中心位于磁场零点处。当我们不对称地改变两线圈电流,可以看到暗区沿轴线移动,而改变激光频率,暗区位置不变。

该暗区是光抽运与横向磁场造成原子在基态磁子能级间进动的联合效应。以 σ^+ 光为例,仅有纵向磁场时,由于光抽运的作用,绝大多数原子将布居在磁量子数 m 最大的磁子能级上,当存在横向磁场时,一部分 m 磁子能级上的原子进动到 $m-1$ 磁子能级上,由于 m 磁子能级的 Clebsch-Gordan 系数最大,而 $m-1$ 磁子能级较小,所以横向磁场存在时总的激发几率比原子全部布居在 m 磁子能级时要小。

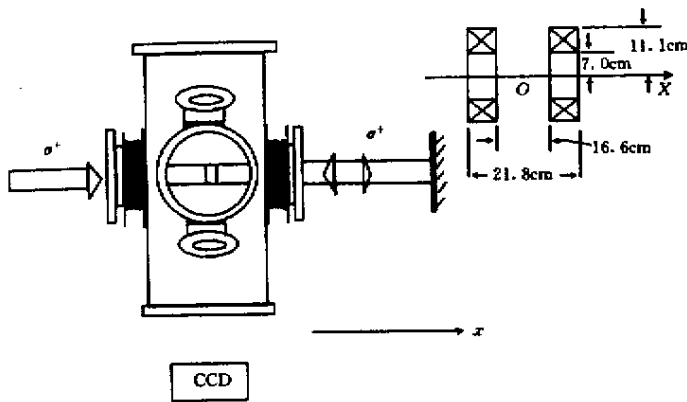


图 1 实验装置图

Fig.1 Experimental setup

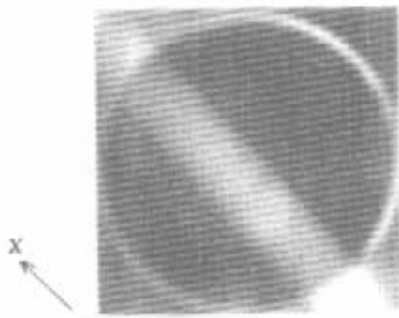


图 2 荧光暗线的图像

Fig.2 Image of two dark lines in fluorescence

室温下吸收池中的气态热原子有很宽的速度分布,由于多普勒效应,使得谱线大为展宽。对于 ^{87}Rb 原子,300 K 时的多普勒加宽约为 600 MHz,在远离谐振的驻波场中 ($|\Omega| = |\omega - \omega_0| \gg \Gamma$),由于粒子的向上跃迁在能级粒子数差的速度分布中形成了两个“空穴”,被激发粒子总数 N_2 与空穴总面积 $S_1 + S_2$ 成正比。在精确谐振的情况下 ($|\Omega| \ll \Gamma$),两个空穴重合,因为饱和效应的存在,使得合成空穴面积

一对反亥姆霍兹线圈产生的是球四极场,在轴向磁场零点附近存在横向磁场,所以会出现以上现象^[4]。

根据暗区中心确定了磁场零点以后,还需要知道轴线上其他地方的磁场强度。如图 1 所示,用一面全反镜使圆偏振光束穿过吸收池后沿原路返回,形成驻波。让激光器在 ^{87}Rb 的 D_2 线的 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 附近扫频,可以看到另一条暗线沿荧光带移动,如图 2。当激光频率在 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 共振位置时,两条暗线重合。这一条移动的暗线是由饱和烧孔^[5,6]产生的。

$S_0 < S_1 + S_2$,如图 3。因此,精确谐振时荧光强度较离共振时弱,这就是驻波场荧光的兰姆凹陷^[6,7]。

在弱饱和情况下,受激粒子密度^[7]

$$n_x(\omega) = k_0(\omega)P\tau_2 \left\{ 1 - \frac{G}{2} \left[1 + \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2} \right] \right\}$$

因此,在高斯吸收曲线 $k_0(\omega)P\tau_2$ 的背景上,有一个受激粒子密度窄谐振极小值。 G 为饱和参数,在 $G \ll 1$ 时,荧光强度的窄凹陷深度随 G^2 增大,而当 $G \gg 1$ 时随 G 增大。

由一对反亥姆霍兹线圈产生的四极磁场中心为零,零点附近沿轴线磁场近似于线性增加,且零点两边的磁场方向相反,由于塞曼效应,使得能级产生分裂,从而空间各点上的谐振频率较无磁场时发生移动。这种谐振频率的移动直接反映磁场强度及方向,是用扫频荧光法测量磁场分布的依据。值得一提的是,光抽运在其中同样起了重要作用。我们在实验中采用 $\sigma^+ - \sigma^+$ 驻波场,因而原子在光抽运的作用下绝大部分布居在 $F = 2, m_F = 2$ 的磁子能级上,发生的跃迁为 $F = 2, m_F = 2$ 至 $F' = 3, m_{F'} = 3$ 。如果不存在光抽运,原子均匀布居在 5 个磁子能级上,扫频

时将会看到数条靠得很近的暗线一同移动,这将会给测量带来不便。实验中在 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 附近扫

频时,只看到 1 条移动的暗线,说明光抽运是很有效的。

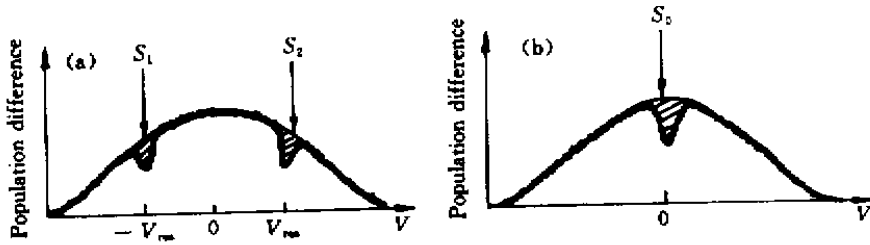


图 3 兰姆烧孔原理图

(a) 激光频率调失谐 (b) 激光频率共振

Fig.3 Schematic diagram of Lamb hole-burning effect

(a) laser frequency detuned ;(b) laser frequency resonance

3 理论计算与实验结果

在圆偏振光 σ^+ 作用下,原子被抽运到 $m_F = 2$ 的磁子能级上,发生的跃迁为 $F = 2, m_F = 2$ 至 $F' = 3, m_{F'} = 3$ 。

在弱场情况下 ($\Delta E_m < \Delta E_F$),超精细能级的塞曼分裂为^[8]

$$\Delta E_m = -\mu_F H = g_F \mu_B F H$$

选外磁场方向 (Ox) 为量子化轴,则

$$\Delta E_m = m_F g_F \mu_B H$$

其中

$$g_F = \frac{F(F+1) + K(J+1) - K(I+1)}{2F(F+1)} g_J + \frac{F(F+1) + K(I+1) - K(J+1)}{2F(F+1)} g_I$$

g_I 约为 10^{-3} 量级,多数情况下第二项可忽略不计。因此

$$g_F \approx \frac{F(F+1) + K(J+1) - K(I+1)}{2F(F+1)} g_J$$

频差

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E_{F=3, m_F=3} - \Delta E_{F=2, m_F=2}}{h}$$

$F = 2, m_F = 2$ 磁子能级的 $g_F = 1/2$; $F = 3, m_F = 3$ 磁子能级的 $g_F = 2/3$,计算得 $\Delta \nu / \Delta B = 1.4 \text{ MHz/Gauss}$ 。

实验 1 从低频向高频共扫 100 MHz,取 9 个采样点,每 2 个点之间的频率间距为 12.5 MHz,表 1 为实测结果,线圈电流为 2 A。

实验 2 从低频到高频共扫 126 MHz,取 10 个采样点,每 2 个点之间的频率间距为 14 MHz。表 2 为实测结果,线圈电流为 2.2 A。

表 1 线圈电流为 2 A 时轴线上的磁场分布

Table 1 Magnetic-field in axis while coils current is 2 A

Ox/cm	-2.0	-1.6	-1.1	-0.5	0	0.4	0.9	1.5	2.0
Magnetic fields/Gauss	-35.7	-26.8	-16.43	-8.93	0	8.93	16.43	26.8	35.7

表 2 线圈电流为 2.2 A 时轴线上的磁场分布

Table 2 Magnetic-field in axis while coils current is 2.2 A

Ox/cm	-2.0	-1.5	-1.1	-0.6	0	0.5	0.8	1.3	1.9	2.5
Magnetic fields/Gauss	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30	40	50

线性拟合得当线圈电流为 2 A 时零点附近磁场梯度为 $17.6 \pm 0.4 \text{ Gauss/cm}$,当线圈电流为 2.2 A 时,磁场梯度为 $20.3 \pm 0.4 \text{ Gauss/cm}$ 。

的轴向磁场分布,计算中设磁导率为 1,已考虑了线圈实际的几何尺寸。易见零点附近磁场梯度为 12.5 Gauss/cm 。

4 分析与讨论

图 4 是采用数值计算得出的线圈电流为 2 A 时

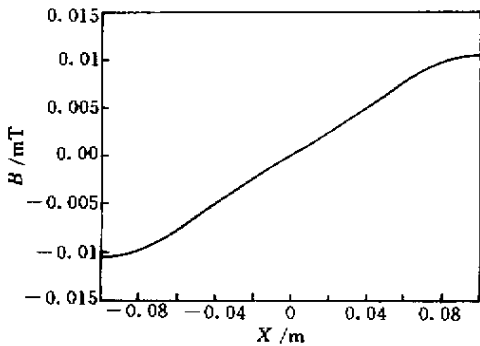


图 4 电流为 2 A 时线圈轴向磁场分布的计算结果
假定磁导率为 1

Fig.4 Calculation result of magnetic density along axis
of coils
while I is 2 A. Assumed permeability is 1

不难发现,用扫频荧光法测得的磁场梯度较理论计算的大 40% 左右,这已经超出了实验误差的范围。为了弄清产生这种差异的原因,又进行了以下一系列实验,先是将线圈取下,放置于地面,四周无磁性物质,我们按实验中两线圈的间距将其固定好以后,用毫特斯拉计测量其磁场分布,发现与计算的相差无几。一开始我们怀疑构成吸收池腔体的不锈钢可能不是完全无磁的,于是测量了用同样材料制成的法兰盘的磁导率,发现其磁导率为 1 ± 0.001 ,显然,它不是造成实验与理论计算相去甚远的原因。

最后又做了下面的实验。

去掉反射镜,在圆偏振行波场的作用下,如前所述,只能看见磁场零点处的一条暗线。从垂直于该光束的方向入射两条平行的细光线用于定标。

然后在腔体外与线圈同轴地套上永久磁体,移动磁体至石英窗口附近,可见暗线明显移动,使之一直移动到与另一根定标光线重合,移动的距离等于两根定标光线间距。记下此时的永久磁铁位置,如图 5。

取下磁铁,在地面上用毫特斯拉计在同样距离处测磁场强度(扣去地磁本底),可得到两定标光线间磁场强度之差,除以距离,即为磁场梯度。

用这种办法测得线圈电流为 2 A 时磁场梯度为 10 G/cm,比用扫频荧光法实测的结果和理论计算的

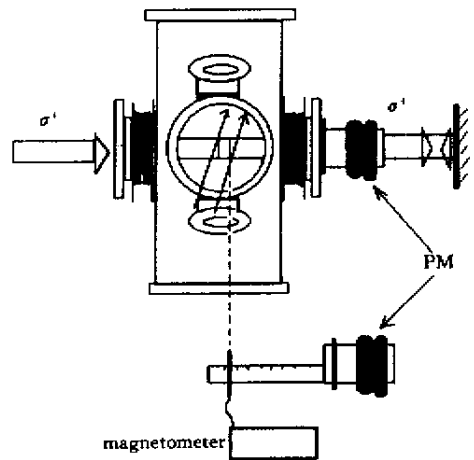


图 5 移动暗线法测量磁场梯度

Fig.5 Getting magnetic field gradient through moving
dark line

结果都明显要小。

经过仔细分析,发现考虑到不锈钢筒体与石英玻璃间封接材料的非线性磁化,则以上看起来矛盾的结果都可以得到解释。

首先,理论计算时假定磁导率为 1,对于线圈、线圈骨架(铝材料)及无磁不锈钢腔体,这种假定是合理的。但封接材料的磁导率并不为 1,并且它的磁化也不是线性的。在线圈通电流后,实际产生的磁场比计算的要强也就不足为奇。

同时,当我们注意到封接材料的非线性磁化,则用外加磁场移动暗线所测得的磁场梯度比理论计算值还小也可以得到解释。

暗线所在位置 O 为磁场零点的位置,假设外加磁场后暗线从 O 移至 O' 移动了 ΔL ,由永磁体及磁性介质造成的整个外磁场在 O' 处为 ΔB ,则原四极磁场的梯度为 $\Delta B/\Delta L$,这里 $\Delta B = \Delta B_0(1 + \mu)$,其中 ΔB_0 为永磁体本身在点 O' 的强度, μ 为磁化率。当我们将永磁体取下后在同样距离处测得的实际上是 ΔB_0

$$\frac{\Delta B_0}{\Delta L} < \frac{\Delta B}{\Delta L}$$

也就是测得值比实际磁场梯度要小。

还注意到,加上永磁体后在封接处的磁场比只有线圈时要大,这使得磁化率 μ 比无永磁体时的 μ_1 要大,这是由封接材料的非线性磁化特性造成的^[9]。我们从扫频荧光法的测量结果中也可以看到,增大电流时磁场梯度的增加幅度比电流增加的比例要大。如果 $\Delta B = \Delta B_0(1 + \mu_1)$,则实测值与计算值一

致。但现在 $\mu > \mu_1$ 使得

$$\Delta B_0 = \frac{\Delta B}{1 + \mu} < \frac{\Delta B}{1 + \mu_1}$$

所以用这种办法测得的磁场梯度比计算的还小。

5 结 论

运用扫频荧光法实测了高真空吸收池中的磁场分布,发现与无磁化情形的理论计算有一定的出入,并用另一种移动暗线的方法进行验证。考虑到封接材料的非线性磁化,所有的实验现象都可以得到解释。

在这套系统上,我们已成功地实现了⁸⁷Rb原子的磁光囚禁,并进一步利用偏振梯度冷却获得光学粘胶。实验表明,封接材料的磁化对于磁光陷阱之类的实验影响不严重,但对于剩磁要求严格的原子喷泉、玻色-爱因斯坦凝聚,会产生不利的影 响,这是高真空系统加工中值得注意的问题。

参 考 文 献

1 E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable *et al.*. Trapping of

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

- 2 T. Bergeman, Gidon Erez, Harold J. Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms [J]. *Phys. Rev. A*, 1987, **35**(4):1535 ~ 1546
- 3 C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Perrin *et al.*. Phase-space density in the magneto-optic trap [J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **52**(2):1423 ~ 1440
- 4 Quan Long, Shuyu Zhou, Shanyu Zhou *et al.*. Dark region observed in fluorescence under the condition of a quadrupole magnetic field [J]. *Phys. Rev. A*, 2000, **62**(2):023406-1 ~ 023406-17
- 5 W. E. Lamb, Jr. . Theory of an optical maser [J]. *Phys. Rev. A*, 1964, **134**(6):1429 ~ 1450
- 6 C. Freed, A. Javan. Standing-waves saturation resonance in the CO₂ 10.6- μ m transitions observed in a low-pressure room-temperature absorber gas [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **17**(2) 53 ~ 56
- 7 V. S. Letokhov, V. P. Chebotayev. *Nonlinear Laser Spectroscopy* [M]. Beijing : Science Press, 1984. 21, 60, 141 (in Chinese)
- 8 Wang Yiqiu, Wang Qinji, Fu Jishi *et al.*. *The Principle of Quantum Frequency Standards* [M]. Beijing : Science Press, 1986. 75 ~ 81 (in Chinese)
- 9 Uchiyama Susumi. *Applied Magnetics* [M]. Tianjin : Tianjin Science and Technology Press, 1983. 9 ~ 13 (in Chinese)