

文章编号: 0253-2239(2004)07-989-4

非线性磁光效应用于测量磁光阱四极磁场的方案*

贺凌翔 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800)

摘要: 为了研究磁光阱冷原子团所在区域的磁场大小, 从而得出磁场零点附近磁场的微弱变化及其分布。提出利用右旋圆偏振作为探测光场穿过冷原子, 根据左右旋圆偏振光场引起的跃迁几率的不同, 导致穿过冷原子团零点前后探测场跃迁几率的变化, 用来计算零点附近由冷原子团引起的非线性磁光效应, 通过这一效应推导出旋转角随磁场大小的变化, 从而获得了磁光阱四极磁场零点附近数量级达到 10^{-13} T 的磁场值。利用这一效应, 同时在理论上获得了不同于以往理论及实验的双峰色散曲线。

关键词: 量子光学; 冷原子物理; 非线性磁光效应; 冷原子; 右旋圆偏振光场

中图分类号: O56; O43 文献标识码: A

A Proposal for the Measurement of Quadrupole Field of Magneto-Optical Trap with Nonlinear Magneto-Optical Rotation

He Lingxiang Wang Yuzhu

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

(Received 19 June 2003; revised 23 September 2003)

Abstract: In order to make sure the magnetic field distribution around the magneto-optical trap cold atoms, the weak variation and distribution around the zero-point magnet field can be analyzed. A theoretical analysis is based on the interaction between cold atoms and right-hand circular probe beams. For different transition probability of left and right-hand circularly polarized probe beam before and after zero-point magnetic field, nonlinear magnetic optical rotation (NMOR) induced by cold atoms is computed around the zero-point of ^{87}Rb magneto-optical trap. Using such NMOR effects, rotation angle variation with the magnetic field can be got, even up to an order of magnitude 10^{-13} T. In the mean time, with such effect a two-peak-dispersionlike structure is developed, which is different from the results mentioned in other papers.

Key words: quantum optics; cold atom physics; nonlinear magneto-optical effect; cold atoms; right-hand circularly polarized beam

1 引 言

近年来, 很多实验小组提出了一种新方法用于测量原子媒介中的磁场。使用线偏振光场穿过磁场存在的媒介, 其中磁场可以是横向的也可以是纵向的,

通过测量光场穿过媒介的偏振旋转角, 来获得磁场的大小, 这一方法被称为非线性磁光效应。非线性磁光旋转的特征是很明显的, 就是与磁场相关的色散型的磁偏转角。这一效应的起源是由光抽运引起的布居数重新分布引起的磁四极矩和基态子能级相干性。基于非线性磁光旋转技术的测磁方法对于测量微磁场时的灵敏度原则上可达到 10^{-15} T · Hz^{-1/2}, 接近了基本的散粒噪声极限。近年来在玻璃蒸汽吸收池中开展了大量类似的工作^[1~6], 这样的工作对于量子信息也有重要的意义^[7~9]。旋转角与原子媒质密

* 国家自然科学基金(10174086、19834060)及国家重点基础研究发展规划(001CB309307)资助课题。

E-mail: llxhe@sina.com; helingxiang@yahoo.com

收稿日期: 2003-06-19; 收到修改稿日期: 2003-09-23

度成正比,因此提高原子密度有利于获得更大的旋转角。在早期的实验中,玻璃吸收池周围绕制 4 层 CONNETIC AA 型的磁屏蔽以避免受到周围杂散磁场的影响,三对相互垂直的磁场线圈用于补偿磁屏蔽内的剩余磁场到 1×10^{-11} T 的数量级,同时一个纵向或横向磁场用于控制获得旋转信号,一束线偏振光用于光探测,通过旋转角的测量可以推算磁场的大小^[1~3]。

在本文中,我们以冷原子介质为模型,采用右旋圆偏振光场计算了在冷原子介质中引起的磁光旋转,从而可以获得在四极磁场零点附近微弱磁场的数量级,在更小尺度的范围内发现了不同于以往实验中得到的色散曲线,本理论推导出为双峰结构的色散曲线。

$$\varphi = \eta \frac{l}{2l_0} \frac{\int_{t=0}^{\infty} dt \exp(-\gamma_{\text{rel}} t) \sin(2g_{\text{F}}\mu_{\text{B}}B_z t)}{\int_{t=0}^{\infty} dt \exp(-\gamma_{\text{rel}} t)} = \eta \frac{l}{2l_0} \frac{2g_{\text{F}}\mu_{\text{B}}B_z/\gamma_{\text{rel}}}{1 + (2g_{\text{F}}\mu_{\text{B}}B_z/\gamma_{\text{rel}})^2},$$

g_{F} 是朗德(Landé)因子, μ_{B} 是波尔(Bohr)磁子, l_0 是共振时未饱和吸收长度, l 是原子样品的长度, γ_{rel} 是由自旋交换碰撞引起的弛豫速率, $\eta(\eta < 1)$ 反映系统抽运和探测的效率。

所测量的塞曼子能级的灵敏度($\Delta \ll \gamma_{\text{rel}}$)可由下是给出

$$\delta\Delta \approx \frac{1}{\eta} \exp\left(\frac{l}{2l_0}\right) \sqrt{\frac{\pi}{P_0}} \frac{l}{l_0} \gamma_{\text{rel}},$$

沿光传播方向(z 方向)磁场灵敏度 δB_z 为

$$\delta B_z = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial B_z}\right)^{-1} \delta\varphi,$$

$\delta\varphi$ 是对于光偏振旋转($\text{rad} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$)的灵敏度, $\partial\varphi/\partial B_z$ 是对于磁场 B_z 光场偏振旋转的斜率。由于 $\delta\varphi$ 的散粒噪声极限与透射光功率的平方根成反比^[5],对于在磁场 $B = 0$ 附近,可得到

$$\delta B_z \approx \frac{1}{\sqrt{P}} \frac{\partial\varphi}{\partial B_z} \propto \frac{1}{\sqrt{P}} \left(\frac{\gamma_{\text{rel}}}{\varphi_{\text{max}}}\right)^{-1},$$

其中 P 是穿过吸收样品池的透射光功率, φ_{max} 是相对于磁场的最大旋转角。

与上述模型不同,在我们的模型中,以激光冷却和俘获的⁸⁷Rb冷原子团作为原子媒质,最终原子停留在塞曼子能级态 $5S_{1/2} |F=2, m_{\text{F}}=2\rangle$,它在四极阱零点处形成,是弱场俘获态。在强磁场中可以使原子被

2 理论分析及结果

非线性磁光效应大致可以分为三个过程:1)原子媒介中的原子被光抽运到塞曼(Zeeman)子能级态,引起原子媒介的二色性;2)原子在磁场中围绕二色性的轴做进动;3)通过探测光场与原子媒质的相互作用,光的偏振面被旋转。

首先考虑线偏振光穿过热原子样品的模型,热原子样品处于纵向或横向磁场中,线偏振光场可以分解为左旋和右旋圆偏振光场,而不同偏振的光场穿过原子媒质时的旋转特性不同。在磁场存在的区域,光抽运的原子偏振以拉莫尔(Larmor)频率 $g_{\text{F}}\mu_{\text{B}}B_z$ 进动,以 γ_{rel} 弛豫,这时排列的原子近似于线性振子,引起了光偏振的旋转 $d\varphi \propto \sin(2g_{\text{F}}\mu_{\text{B}}B_z)$ 。当光与原子媒质共振时,原子团引起的总的光偏振旋转角为^[2]

俘获在 $5S_{1/2} |F=2, m_{\text{F}}=-2\rangle$ 子能级态,则称为强场俘获态^[10]。如图 1 所示,由于具有不同的克莱布什-戈丹(Clebsch-Gordan)系数,它向 $5P_{3/2} |F=3, m_{\text{F}}=3\rangle$ 和 $|F=3, m_{\text{F}}=2\rangle$ 跃迁有不同的几率。

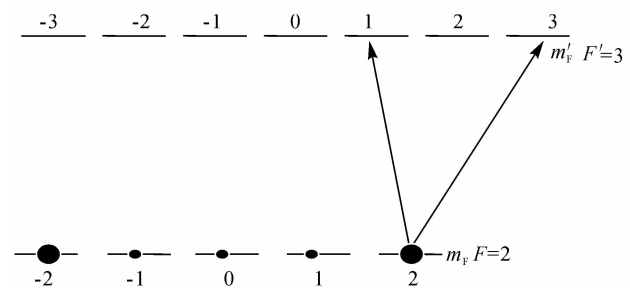


Fig. 1 The Zeeman sublevels of $F=2$ and $F=3$ of ^{87}Rb atoms

我们采用右旋圆偏振的探测光场,当探测光场调谐到跃迁 $5S_{1/2} F=2 \rightarrow 5P_{3/2} F=3$ 。此时磁场沿 z 轴方向。当探测场穿过冷原子团时,它将以很大几率诱发从态 $|F=2, m_{\text{F}}=2\rangle$ 到态 $|F=3, m_{\text{F}}=3\rangle$ 的跃迁,这看起来很像 Wall-Induced Ramsey 效应模型^[5]。引入探测场的电场表达式,这个场方程可以在很多文献中看到^[11]

$$\mathbf{E}(x, t) = \mathbf{a}_{\pm} \epsilon_{\pm} \exp(ikx - i\omega t) + \text{c. c.}, \quad (1)$$

其中 $\epsilon_{\pm} = (\epsilon_x \pm i\epsilon_y)/\sqrt{2}$ 分别代表左旋和右旋偏振分

量,它是复折射率。在我们四极阱的模型中,右旋圆偏振光场从左边进入冷原子经过磁场零点,这时它的偏振变为左旋圆偏振,从冷原子团中穿出,如图 2 所示。

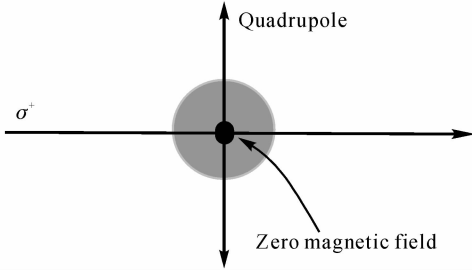


Fig. 2 The sketch of the measurement of NMOR signal using cold atoms

所以对于(1)式,当光在磁场零点左边时,方程取“+”号,令 χ_+ 为右旋探测光穿过冷原子团的电极化常数,当探测光穿过冷原子团后,电场方程可以写为

$$\mathbf{E}(L, t) = \boldsymbol{\varepsilon}_l \exp(ikl - i\omega t) + c. c.$$

其中

$$\boldsymbol{\varepsilon}_l = \left| \mathbf{a}_+ \boldsymbol{\varepsilon}_+ \exp(\pi i k L \chi_+) + \mathbf{a}_- \boldsymbol{\varepsilon}_- \exp(\pi i k L \chi_-) \right|, \quad (2)$$

$$\chi_{\pm} = \frac{N |\mathbf{d}|^2}{h\gamma} \zeta_{\pm},$$

$$\zeta_{\pm} = \frac{i\gamma}{\gamma + i(\delta \mp s)},$$

N 是冷原子数, L 是冷原子的光学长度。 $2\gamma = 4|\mathbf{d}|^2\omega^3/3hc^3$ 是上能级的自发辐射衰减率, $|\mathbf{d}|$ 是由激发态磁子能级到基态磁子能级 m_F 的偶极跃迁波矢的幅度, $\delta = \omega - \omega_0$ 是探测光场的失谐, $s =$

$g_F \mu_B B / \hbar$ 是四极场磁场零点附近塞曼子能级 $m_F = 2$ 到相邻磁子能的间隔。

我们可以得到输出场的振幅

$$\varepsilon_0 = \left| \mathbf{a}_+ \boldsymbol{\varepsilon}_+ \exp\left(i \frac{b}{4} \zeta_+\right) + \mathbf{a}_- \boldsymbol{\varepsilon}_- \exp\left(i \frac{b}{4} \zeta_-\right) \right|,$$

式中

$$b = \frac{4\pi k N L |\mathbf{d}|^2}{h\gamma} = \frac{3\lambda^2}{2\pi} N L$$

b 是冷原子团的光学厚度,对应于我们的实验模型, b 取 2.1786。

所以最终引起探测光场的旋转角有两部分组成,一部分是右旋圆偏振探测光场由左侧穿过冷原子团到达磁场零点时的旋转角 φ_1 ,

$$\varphi_1 = \frac{\omega L}{2c} \text{Re}(n_+) = \frac{\omega L}{2c} + \frac{\omega L}{4c} \text{Re}(\chi_+), \quad (3)$$

另一部分由磁场零点到穿出冷原子团的左旋圆偏振探测光场的旋转角 φ_2 ,

$$\varphi_2 = \frac{\omega L}{2c} \text{Re}(n_-) = \frac{\omega L}{2c} + \frac{\omega L}{4c} \text{Re}(\chi_-), \quad (4)$$

φ_1 与 φ_2 保持相同的旋转方向。考虑到冷原子团模型中,由基态到激发态左旋圆偏振光场与右旋圆偏振光场的克莱布什-戈丹系数不同,所以两种偏振引起的跃迁几率也不同,右旋偏振诱发的几率要比左旋偏振大 5 倍,所以在总的旋转角中右旋引起的旋转角贡献要大些。我们引入因子 ρ 来表征两方向跃迁几率之比,在 ^{87}Rb 模型中, ρ 近似为 0.2。所以总旋转角为

$$\theta = \varphi_1 + \rho \varphi_2 = \frac{\omega L}{2c} (1 + \rho) + \frac{b}{16\pi} \text{Re} \left[\frac{i(1 + \rho)\gamma^2 - \gamma(\delta + s) - \rho\gamma(\delta - s)}{\gamma^2 - \delta^2 + s^2 + i2\delta\gamma} \right], \quad (5)$$

当探测光与原子吸收频率共振时, θ 为常数。考虑最终探测通过分束器经过平衡探测得到,故去掉上式中的常数项,总的旋转角为

$$\theta = \frac{b\{2(1 + \rho)\gamma^3\delta - [\gamma(\delta + s) + \gamma\rho(\delta - s)](\gamma^2 - \delta^2 + s^2)\}}{16\pi[(\gamma^2 - \delta^2 + s^2)^2 + 4\gamma^2\delta^2]}. \quad (6)$$

由上式,我们可以得到右旋圆偏振光场经过冷原子团的旋转角与磁场的关系,如图 3 所示。

从(6)式可以看出,探测场经过冷原子的输出场所旋转的角度是光学厚度、磁场和激光线宽的积累效应。从图 3 中可以看出,当在很大的比例尺度下[图 3(a)],冷原子系统的旋转角与一般的色散型曲线完全相同,而在小尺度下观察[图 3(b)],它出现了双峰结构,左边的峰小于右边的,它是左右旋偏振

引发的跃迁几率不同造成的。同样,在图 3 中可以看出,最终可测量我们的系统模型约 10^{-13} T 数量级的微弱磁场。由方程 6 可以看出,旋转角的大小与冷原子团的大小原子数目有关,从而测量误差也会来源于由这两个因素决定的冷原子光学厚度 b 。也就是说,不同的冷原子俘获数量和原子团尺寸将直接决定测量的精度。

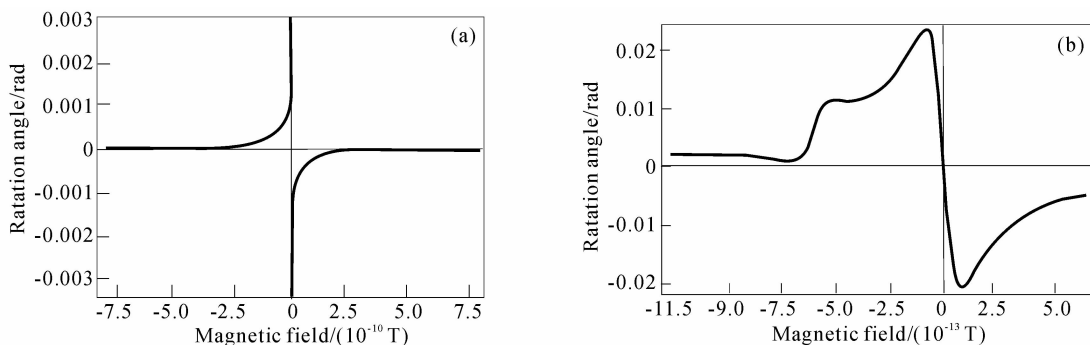


Fig. 3 The variation of magnetic optical rotation angle with the magnet field, after right-circularly polarized beam passing through the cold atoms

结论 本文通过计算右旋圆偏振光场经过冷原子团,获得了磁场与磁光旋转角之间的关系,并通过在我们建立的冷原子模型中,考虑左旋与右旋偏振光场引发的跃迁几率不同,得出了不同于寻常磁光旋转的双峰结构,可测量的微弱磁场数量级达到 10^{-13} T 数量级。这对于分析不同偏振光场诱发冷原子态的转变和关联有重要的价值,同时也对于精确界定通常的磁光阱中磁场零点附近磁场分布的微小磁场的变化,对于冷原子物理研究具有重要意义。本理论所预测的测量极限最后取决于散粒噪声极限,它不可能突破这一极限。

参 考 文 献

- 1 Budker D, Yashchuk V, Zolotarev M S. Nonlinear magneto-optic effects with ultranarrow widths. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**(26):5788~5791
- 2 Labeyrie G, Miniatura C, Kaiser R. Large Faraday rotation of resonant light in a cold atomic cloud. *Phys. Rev. (A)*, 2001, **64**(3):033402-1~033402-7
- 3 Kanorsky S I, Weis A, Wurster J *et al.*. Quantitative investigation of the resonant nonlinear Faraday effect under conditions of optical hyperfine pumping. *Phys. Rev. (A)*,

- 1993, **47**(2):1220~1226
- 4 Barkov L M, Melik-Pashayev D A, Zolotarev M S. *Opt. Commun.*, 1989, **70**(6):467~451
- 5 Budker D, Kimble D F, Rochester S M *et al.*. Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **62**(4):043403-1~043403-7
- 6 Alexandrov E B, Balabas M V, *et al.*. Double-resonance atomic magnetometers: from gas discharge to laser pumping. *Laser Phys.*, 1996, **6**(2):244~251
- 7 Jing Jietai, Li Xiaoying, Pan Qing *et al.*. Comparison between two method measuring of Eistein-Podolsky-Rosen correlation for continuous variables. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 2003, **23**(2):132~136 (in Chinese)
- 8 Lin Xin, Li Hongcai. Teleportation of a two-qubit atomic atate through the Raman atom-cavity-field interaction. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 2003, **23**(2):137~141 (in Chinese)
- 9 Zhang Jing, Tao Hua, Wei Dong *et al.*. A laser diode system stabilized on the saturated absorption lines of rubidium atom. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 2003, **23**(2):197~201 (in Chinese)
- 10 Xu Lifang, Yin Jianping, Wang Yuzhu. A proposal for ac magnetic guide and trap of cold atoms. *Opt. Commun.*, 2001, **188**(1):93~98
- 11 Kaiser R, Vonsteenkiste N, Aspect A *et al.*. Mechanical hanle effect. *Z. Phys. (D)*, 1991, **18**:17~24