

# 抽运光频率对全光 Cs 原子磁力仪灵敏度的影响

刘 强<sup>1</sup> 卓艳男<sup>1</sup> 孙宇丹<sup>2</sup> 付天舒<sup>1</sup>

<sup>1</sup>东北石油大学电子科学学院, 黑龙江 大庆 163318

<sup>2</sup>大庆师范学院物理与电气信息工程学院, 黑龙江 大庆 163712

**摘要** 全光铯(Cs)原子磁力仪是一种高灵敏度弱磁检测装置,核心器件Cs原子气室中通常充入适量的缓冲气体避免被极化原子扩散至器壁引起壁碰撞弛豫,同时缓冲气体压强值将影响抽运光的工作频率。介绍了全光Cs原子磁力仪的工作原理,分析了Cs原子气室中充入 $1.333 \times 10^4$  Pa He缓冲气体时,抽运光工作频率对原子磁力仪灵敏度的影响,并采用速率方程计算了不同抽运光频率下的原子极化率。当抽运光频率锁定在Cs原子D1线 $F=3 \rightarrow F'=4$ 共振线,检测光频率锁定在Cs原子D2线 $F=4 \rightarrow F'=5$ 共振线时,原子磁力仪可达到最佳灵敏度。

**关键词** 光学器件;原子磁力仪;抽运光频率;原子气室;速率方程

中图分类号 O562.3 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP51.042301

## Influence of Pump Light Frequency on the Sensitivity of All-Optical Cs Atomic Magnetometer

Liu Qiang<sup>1</sup> Zhuo Yannan<sup>1</sup> Sun Yudan<sup>2</sup> Fu Tianshu<sup>1</sup>

<sup>1</sup>College of Electronic Science, Northeast Petroleum University, Daqing, Heilongjiang 163318, China

<sup>2</sup>School of Physics and Electrical Information Engineering, Daqing Normal University, Daqing, Heilongjiang 163712, China

**Abstract** All-optical atomic magnetometer with high sensitivity is an important technique to detect weak magnetic field. The Cs vapor cell is the core component of the atomic magnetometer. He gas is used as buffer to reduce diffusion to the walls where spin coherence is rapidly lost. The buffer gas decides the pump light frequency. In this work, we analyze the principle of all-optical Cs atomic magnetometer and the influence of pump light frequency on the sensitivity of all-optical Cs atomic magnetometer as the buffer gas pressure is about  $1.333 \times 10^4$  Pa. Rate equation is used to calculate the orientation of the atomic spin for different pump light frequency. The result shows that the maximum sensitivity appears as the pump light frequency and the probe light frequency are locked to Cs D1 transition  $F=3 \rightarrow F'=4$  and Cs D2 transition  $F=4 \rightarrow F'=5$ , respectively.

**Key words** optical devices; atomic magnetometer; pump light frequency; atomic vapor cell; rate equation

**OCIS codes** 230.1150; 020.1335; 020.7490

## 1 引言

原子磁力仪是近年出现的高灵敏度弱磁场检测装置,不仅可用于传统的磁测量领域如地质调查、油气和矿产资源勘察、考古、金属材料无损检测、空间探测、医学领域的心磁和脑磁测量、军事领域的磁异常探测和地磁匹配导航,还可研究物理学中的基本对称性<sup>[1-3]</sup>。其基本原理是利用线偏振光检测被极化的原子在磁场中的拉莫进动频率<sup>[4]</sup>。目前已经利用非线性磁光旋转(NMOR)效应<sup>[5]</sup>、相干布居囚禁(CPT)技术<sup>[6]</sup>、无自旋交换弛豫(SERF)效应实现了高灵敏度原子磁力仪<sup>[7]</sup>,测磁灵敏度已经优于超导磁力仪,达到 $0.16$  fT/Hz<sup>1/2</sup><sup>[8]</sup>,并且其结构简单,更易于小型化<sup>[9-10]</sup>。

原子气室是原子磁力仪的核心器件。为提高原子磁力仪的灵敏度,通常在气室内充入缓冲气体或采用

收稿日期: 2013-09-25; 收到修改稿日期: 2013-11-29; 网络出版日期: 2014-03-11

基金项目: 东北石油大学青年科学基金(ky120227)

作者简介: 刘 强(1980—),男,博士,副教授,主要从事半导体激光器及原子磁力仪等方面的研究。

E-mail: nepulq@126.com

石蜡涂覆技术减小壁碰撞弛豫<sup>[11-12]</sup>。同时,缓冲气体的另一个作用是利用压致增宽效应使碱金属原子基态和激发态的超精细能级不可分辨。本文研究了一种高灵敏度全光Cs原子磁力仪,在Cs原子气室内充入 $1.333 \times 10^4$  Pa的He缓冲气体,从理论和实验中分析了此压强值下抽运光频率对原子磁力仪灵敏度的影响,发现当抽运光频率锁定在Cs原子D1线 $F=3 \rightarrow F'=4$ 共振线,检测光频率锁定在Cs原子D2线 $F=4 \rightarrow F'=5$ 共振线时,磁力仪达到最佳灵敏度。

## 2 基本原理

全光Cs原子磁力仪实验原理如图1所示<sup>[13]</sup>。直径为30 mm的球型Cs原子气室置于三层磁屏蔽筒中,气室内充入 $1.333 \times 10^4$  Pa的He缓冲气体,亥姆霍兹线圈在 $y$ 方向产生待测磁场。抽运光选用输出波长为894.6 nm的外腔半导体激光器,采用饱和吸收谱技术可将频率分别锁定在Cs原子D1线的 $F=4 \rightarrow F'=3$ ,  $F=4 \rightarrow F'=4$ ,  $F=3 \rightarrow F'=3$ ,  $F=3 \rightarrow F'=4$ 超精细共振线处,经准直扩束后采用电光幅度调制器(EO-AM)对光强进行方波调制。被调制的抽运光进入磁屏蔽筒后,经偏振片和 $\lambda/4$ 波带片将其变成圆偏振光极化Cs原子。检测光选用波长为852.3 nm的外腔半导体激光器,利用饱和吸收谱将激光器频率锁定在Cs原子D2线 $F=4 \rightarrow F'=5$ 共振线处,经偏振片后变成线偏振光通过Cs原子气室检测介质的圆二向色性,出射后由 $\lambda/4$ 和偏振分束器(PBS)组成的光学系统进行检测,经光电转换、放大、做差、滤波后送入锁相放大器和示波器,实现磁场测量。

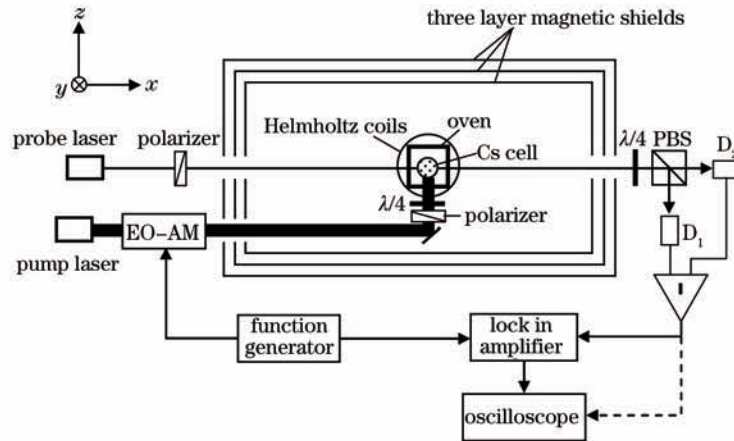


图1 原子磁力仪实验原理图

Fig.1 Experimental schematic diagram of atomic magnetometer

## 3 实验结果

将Cs原子气室置于亥姆霍兹线圈中心,产生100 nT待测磁场,抽运光强 $I_p=6$  mW/cm<sup>2</sup>,频率分别锁定在Cs原子D1线 $F=4 \rightarrow F'=3$ ,  $F=4 \rightarrow F'=4$ ,  $F=3 \rightarrow F'=3$ ,  $F=3 \rightarrow F'=4$ 超精细共振线,检测光强 $I_d=0.2$  mW/cm<sup>2</sup>,频率锁定在Cs原子D2线 $F=4 \rightarrow F'=5$ 共振线,测量到的原子磁力仪响应特性曲线如图2所示。图2中横轴表示抽运光强的调制频率,纵轴表示锁相放大器的同相输出信号,其幅值正比于检测光偏振面的旋转角度。当抽运光的调制频率与被极化原子绕磁场的拉莫进动频率相等时,检测光偏振面旋转角出现极大值,即同相输出信号幅值达到峰值,此时峰值对应的横坐标频率为350 Hz,根据 $\omega = \gamma B$  ( $\gamma=3.5$  Hz/nT)可知,Cs原子气室所在位置的磁场值为100 nT,从而实现磁场测量。

由图2可见,抽运光频率分别锁定在 $F=3 \rightarrow F'=3$ 和 $F=3 \rightarrow F'=4$ 共振线时测量得到的特性曲线基本一致,同样抽运光频率分别锁定在 $F=4 \rightarrow F'=3$ 和 $F=4 \rightarrow F'=4$ 共振线时也得到一致的特性曲线。原子磁力仪灵敏度通常定义为<sup>[14]</sup>

$$\delta B = \frac{\Delta B}{S/N}, \quad (1)$$

式中 $\Delta B$ 指磁力仪响应曲线的线宽, $S$ 指输出信号峰值, $N$ 指系统整体噪声。原子磁力仪的线宽 $\Delta B$ 通常取决于自旋弛豫速率,噪声 $N$ 主要由光子散粒噪声和检测电路噪声组成。由图2可知当抽运光频率锁定在Cs原

子D1线  $F=3 \rightarrow F'=4$  共振线时磁力仪响应曲线的线宽最小,信号幅度最大。同时,由于抽运光与检测光传播方向垂直,探测器受抽运光散粒噪声的影响较弱,因此可忽略抽运光频率的变化产生的噪声,此时磁力仪可获得最佳的灵敏度。在实验中,将检测光频率分别锁定在Cs原子D2线的  $F=4 \rightarrow F'=3, 4, 5$  任意共振线处,发现磁力仪的输出特性曲线基本一致,习惯上将检测光频率锁定在  $F=4 \rightarrow F'=5$  共振线处。

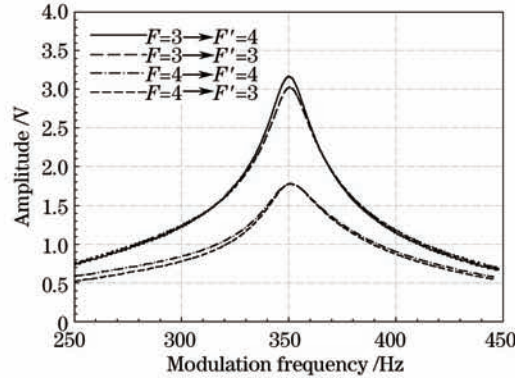


图2 原子磁力仪响应特性曲线

Fig.2 Response curves of atomic magnetometer

#### 4 理论分析

由(1)式可知,在不考虑噪声的情况下,原子磁力仪的灵敏度主要取决于磁力仪响应曲线的线宽和信号幅度。

线宽受自旋弛豫速率的限制,总弛豫速率  $R_{\text{tot}}$  为<sup>[14]</sup>

$$R_{\text{tot}} = R_{\text{sd}} + R_{\text{sc}} + R_{\text{wall}} + R_{\text{gr}} + R_{\text{op}} + R_{\text{pr}}, \quad (2)$$

式中  $R_{\text{sd}}$  为自旋破坏碰撞弛豫速率,  $R_{\text{sc}}$  为自旋交换弛豫速率,  $R_{\text{wall}}$  为与器壁碰撞产生的弛豫速率,  $R_{\text{gr}}$  为磁场梯度引起弛豫速率,  $R_{\text{op}}$  为抽运光引起的弛豫速率,  $R_{\text{pr}}$  为检测光引起的弛豫速率。由各种弛豫速率的产生机理可知,当抽运光频率变化时仅影响  $R_{\text{op}}$  项,而<sup>[15]</sup>

$$R_{\text{op}} \propto I_0 \exp(-n\sigma z), \quad (3)$$

式中  $I_0$  为抽运光强,  $\sigma$  为Cs原子吸收截面,  $z$  为空间坐标。由于吸收截面与抽运光频率的平方成反比关系<sup>[16]</sup>,并且当抽运光频率由Cs原子D1线  $F=4 \rightarrow F'=3$  共振线变成  $F=3 \rightarrow F'=4$  共振线时,频率仅增加 10.4 GHz,远小于Cs原子D1线频率 335.1 THz,因此,可忽略抽运光频率变化对磁力仪响应曲线线宽的影响。

抽运光工作频率对原子磁力仪输出信号幅度的影响可通过分析抽运光极化原子的过程得到。图3给出Cs原子D1线的超精细能级结构,在磁场中各能级将分裂成  $2F+1$  个磁子能级。当Cs原子气室内不存在缓冲气体时,调节抽运光的工作频率测量得到的透射谱如图4所示,包含4个透射峰,分别对应Cs原子4个超精细共振线,  $F=4 \rightarrow F'=3, F=4 \rightarrow F'=4, F=3 \rightarrow F'=3, F=3 \rightarrow F'=4$ 。当在气室中充入缓冲气体后,由于原子与分子之间的相互作用将导致光谱线增宽,随着缓冲气体压强的增大透射光谱线将从可分辨的四条谱线逐渐增宽为两条谱线  $F=4 \rightarrow F'=3, 4$  和  $F=3 \rightarrow F'=3, 4$ ,继续增大压强将最终增宽为一条光谱线。根据Andalkar等<sup>[17]</sup>在常温 21 °C测量的压致增宽系数 26.2 MHz/Torr(1 Torr $\approx$ 133.3 Pa)可知,  $1.333 \times 10^4$  Pa的He缓冲气体将使谱线增宽至 2.62 GHz,远大于其他增宽效应,因此可忽略多普勒增宽、饱和增宽、渡跃增宽和自然线宽的影响。由此可知当抽运光频率锁定在  $F=3 \rightarrow F'=4$  共振线时,将同时引起  $F=3 \rightarrow F'=3$  共振线的原子跃迁,最终导致各磁子能级上粒子数的不均匀分布,如图3所示,即原子被极化成各向异性介质。同理,当抽运光频率锁定在  $F=4 \rightarrow F'=3$  共振线时,需同时考虑  $F=4 \rightarrow F'=4$  共振线的原子跃迁。为解释左旋圆偏振  $\sigma^+$  抽运光对原子极化率的影响,采用速率方程推算基态和激发态各磁子能级上粒子数的演变过程<sup>[18]</sup>:

$$\frac{dP_{F, m_F}}{dt} = - \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} C_{F, m_F}^{F', m_{F'}+1} \frac{\Gamma}{2 I_{\text{sat}}} \frac{I}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2} (P_{F, m_F} - Q_{F', m_{F'}+1}) + \sum_{m_{F'}=m_F-1}^{m_{F'}=m_F+1} \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} C_{F, m_F}^{F', m_{F'}} \Gamma Q_{F', m_{F'}}, \quad (4)$$

$$\frac{dQ_{F',m_{F'}}}{dt} = \sum_{m_{F'}=F'-1}^{F'=F'+1} C_{F',m_{F'}}^{F',m_{F'}} \frac{\Gamma}{2} \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{(P_{F',m_{F'}-1} - Q_{F',m_{F'}})}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2} - \sum_{m_{F'}=m_{F'}-1}^{m_{F'}=m_{F'}+1} \sum_{F=F'-1}^{F=F'+1} C_{F',m_{F'}}^{F',m_{F'}} \Gamma Q_{F',m_{F'}}, \quad (5)$$

式中  $P_{F',m_{F'}}$  和  $Q_{F',m_{F'}}$  分别为基态和激发态磁子能级粒子数,  $C_{F',m_{F'}}^{F',m_{F'}}$  为相对跃迁几率,  $I$  为抽运光强,  $I_{\text{sat}}$  为饱和光强,  $\Gamma$  为上能级弛豫速率,  $\Delta$  为频率失谐量。

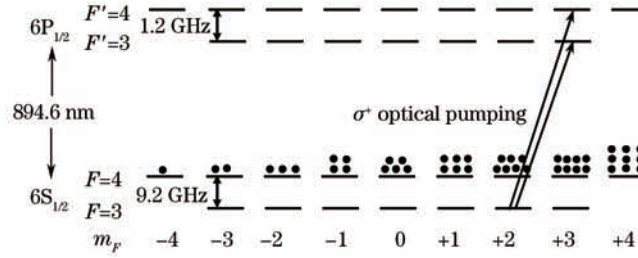


图3 Cs原子D1超精细能级结构

Fig.3 Hyperfine structure of Cs D1 transition

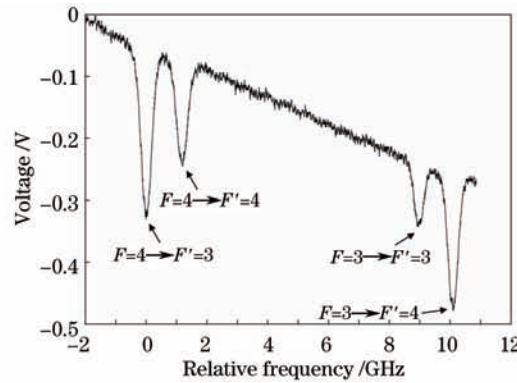


图4 Cs原子D1线透射谱

Fig.4 Transmission spectrum of Cs D1 transition

在推算过程中,忽略弱磁场引起的超精细能级差,取  $I/I_{\text{sat}}=4$ , 频率失谐量  $\Delta=0$ ,  $\Gamma=10$  MHz, 认为基态各磁子能级粒子数在初态时的比率均为  $1/16$ 。由于温度较低时自旋交换碰撞、自旋破坏碰撞等因素产生的总弛豫速率  $R$  较小,且满足  $R \ll \Gamma$ , 在这里可忽略弛豫效应对原子极化率的影响。图5给出抽运光频率对应Cs原子D1线  $F=3 \rightarrow F'=3, 4$  共振线时,基态  $F=4$  和激发态各磁子能级上粒子数变化的动力学过程。从图5(a)中可见激发态  $F'=4$  各磁子能级上粒子数具有相同的动态行为,初始时刻在  $\sigma^+$  抽运光的驱动下快速上升,随后由于自发辐射逐渐衰减为零,稳态下激发态上不存在粒子数布居。根据跃迁选择定则,  $|F'=4, m_{F'}=-4\rangle$  和  $|F'=4, m_{F'}=-3\rangle$  磁子能级上粒子布居数始终为零。图5(b)给出激发态  $F'=3$  各磁子能级上粒子数变化的动力学过程,与  $F'=4$  变化趋势相同,但粒子数布居的峰值较小,这主要取决于相对跃迁几率。由图5(c)可知,初始时刻基态  $F=4$  各磁子能级上粒子数相等,均为  $1/16$ , 在  $\sigma^+$  作用下  $F=3$  上的粒子被抽运至激发态,随后自发辐射回基态使  $F=4$  态各磁子能级粒子数产生不均匀分布,并且随着磁量子数增加粒子布居数增加,最大值出现在  $|F=4, m_{F'}=4\rangle$  态上。由粒子数分布可根据下式推算出  $F=4$  态的原子极化率<sup>[19]</sup>:

$$O_F = \frac{1}{F} \sum_{m=-F}^F m \frac{P_{F,m_{F'}}}{P_F}, \quad (6)$$

如图5(c)所示,稳态下原子极化率达到29%。

图6给出了抽运光频率对应Cs原子D1线  $F=4 \rightarrow F'=3, 4$  共振线时,基态  $F=4$  各磁子能级上粒子数的动力学过程,初始时刻基态  $F=4$  各磁子能级上粒子数相等,均为  $1/16$ 。  $\sigma^+$  抽运光驱动基态  $F=4$  磁子能级上的粒子做网状运动,使磁量子数较低的磁子能级上粒子向磁量子数较高的磁子能级上运动,稳态下一部分粒子最终在子能级  $|F=4, m_{F'}=4\rangle$  上积聚,另一部分经激发态自发辐射回  $F=3$  态。同理,由(6)式推算此时  $F=4$  态的原子极化程度,如图6所示,稳态下原子极化率仅为19%。由此可见,抽运光频率处于  $F=3 \rightarrow F'=3, 4$  共振线时比  $F=4 \rightarrow F'=3, 4$  时的极化效果更好,从而证实了图2所示的实验结果。

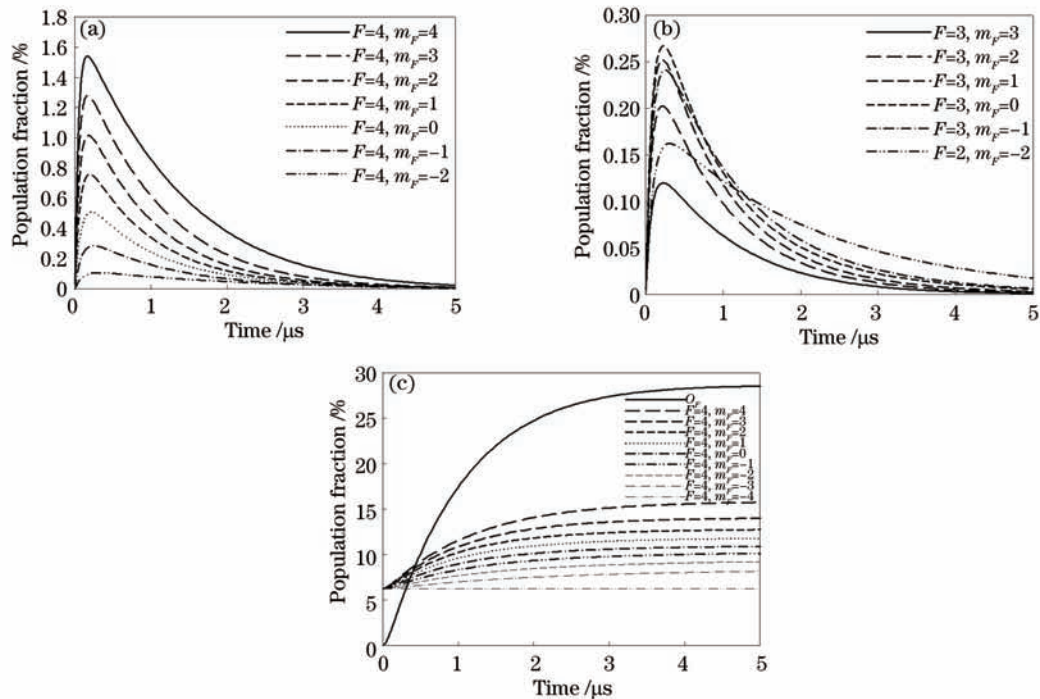


图5  $F=3 \rightarrow F'=3, 4$ 抽运下各磁子能级上粒子数变化的动力学过程。(a)  $F'=4$ ; (b)  $F'=3$ ; (c)  $F=4$

Fig.5 Population dynamics of the magnetic sublevels at  $F=3 \rightarrow F'=3, 4$  pumping. (a)  $F'=4$ ; (b)  $F'=3$ ; (c)  $F=4$

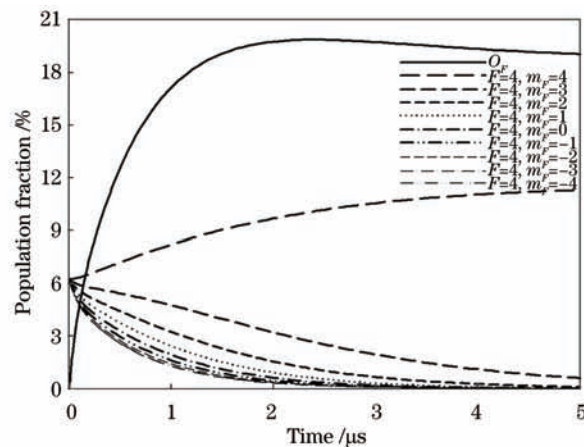


图6  $F=4 \rightarrow F'=3, 4$ 抽运下各磁子能级上粒子数变化的动力学过程

Fig.6 Population dynamics of the magnetic sublevels at  $F=4 \rightarrow F'=3, 4$  pumping

## 5 结 论

介绍了一种高灵敏度全光Cs原子磁力仪,从理论和实验中讨论了Cs原子气室内He缓冲气体压强值为  $1.333 \times 10^4$  Pa时,抽运光频率对原子磁力仪灵敏度的影响。发现当抽运光频率锁定在Cs原子D1线  $F=3 \rightarrow F'=4$  共振跃迁线,检测光频率锁定在Cs原子D2线  $F=4 \rightarrow F'=5$  共振跃迁线时,原子磁力仪具有最佳的灵敏度。通过理论研究发现,在不考虑自旋交换弛豫、自旋破坏碰撞弛豫的情况下,充入  $1.333 \times 10^4$  Pa的He缓冲气体不能使原子达到高极化态,因此通过调整气室参数或光路结构可进一步提高这种磁力仪的灵敏度。

## 参 考 文 献

- 1 Dong Haobin, Zhang Changda. A further review of the quantum magnetometer [J]. Chinese J Engineering Geophysics, 2010, 7(4): 460-469.  
董浩斌, 张昌达. 量子磁力仪再评说[J]. 工程地球物理学报, 2010, 7(4): 460-469.

- 2 H Xia, A Ben-Amar Baranga, D Hoffman, *et al.*. Magnetoencephalography with an atomic magnetometer [J]. *Appl Phys Lett*, 2006, 89(21): 211104.
- 3 J M Brown, S J Smullin, T W Kornack, *et al.*. New limit on Lorentz- and CPT-violating neutron spin interactions [J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105(15): 151604.
- 4 I K Kominis, T W Kornack, J C Allred, *et al.*. A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer [J]. *Nature*, 2003, 422(6932): 596-598.
- 5 C Hovde, B Patton, E Corsini, *et al.*. Sensitive optical atomic magnetometer based on nonlinear magneto-optical rotation [C]. *SPIE*, 2010, 7693: 769313.
- 6 G B Liu, S H Gu. Experimental study of the CPT magnetometer worked on atomic energy level modulation [J]. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2010, 43(3): 035004.
- 7 V Shah, M V Romalis. Spin-exchange relaxation-free magnetometry using elliptically polarized light [J]. *Phys Rev A*, 2009, 80(1): 013416.
- 8 H B Dang, A C Maloof, M V Romalis. Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer [J]. *Appl Phys Lett*, 2010, 97(15): 151110.
- 9 W C Griffith, S Knappe, J Kitching. Femtotesla atomic magnetometry in a microfabricated vapor cell [J]. *Opt Express*, 2010, 18(26): 27167-27171.
- 10 C Johnson, P D D Schwindt, M Weisend. Magnetoencephalography with a two-color pump-probe, fiber-coupled atomic magnetometer [J]. *Appl Phys Lett*, 2010, 97(24): 243703.
- 11 M T Graf, S M Kimball, S M Rochester, *et al.*. Relaxation of atomic polarization in paraffin-coated cesium vapor cells [J]. *Phys Rev A*, 2005, 72(2): 023401.
- 12 Li Qingmeng, Zhang Junhai, Zeng Xianjin, *et al.*. Optimized condition for buffer gas in Cesium atomic magnetometer [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(7): 072802.  
李庆萌, 张军海, 曾宪金, 等. 铯原子磁力仪中缓冲气体的最佳条件研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(7): 072802.
- 13 Zhang Junhai, Liu Qiang, Zeng Xianjin, *et al.*. All-optical Cesium atomic magnetometer with high sensitivity [J]. *Chin Phys Lett*, 2012, 29(6): 068501.
- 14 S J Seltzer. Development in Alkali-Metal Atomic Magnetometer [D]. Princeton University, 2008. 3-59.
- 15 Wang Feng, Liu Qiang, Zeng Xianjin, *et al.*. Study of resonance curve width in Cs vapor magnetometer [J]. *J Optoelectronics · Laser*, 2010, 21(6): 845-847.  
王 丰, 刘 强, 曾宪金, 等. Cs原子磁力仪共振谱线宽度的研究 [J]. *光电子·激光*, 2010, 21(6): 845-847.
- 16 Zhou Bingkun, Gao Yizhi, Chen Tirong, *et al.*. Principles of Lasers [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2000. 144-145.  
周炳坤, 高以智, 陈倜嵘, 等. *激光原理* [M]. 北京: 国防工业出版社, 2000. 144-145.
- 17 A Andalkar, R B Warrington. High-resolution measurement of the pressure broadening and shift of the Cs D1 and D2 lines by N<sub>2</sub> and He buffer gases [J]. *Phys Rev A*, 2008, 65(3): 032708.
- 18 Zhang Junhai, Zeng Xianjin, Li Qingmeng, *et al.*. Spectrally selective optical pumping in Doppler-broadened cesium atoms [J]. *Chin Phys B*, 2013, 22(5): 053202.
- 19 W Chalupczak, R M Godun, P Anielski, *et al.*. Enhancement of optically pumped spin orientation via spin-exchange collisions at low vapor density [J]. *Phys Rev A*, 2012, 85(4): 043402.