

分布式反馈激光抽运铯磁力仪灵敏度 相关参数研究*

顾源¹⁾ 石荣晔¹⁾²⁾ 王延辉^{1)†}

1) (北京大学, 信息科学技术学院, 量子电子学研究所, 北京 100871)

2) (北京大学, 软件与微电子学院, 北京 100871)

(2014年1月12日收到; 2014年2月19日收到修改稿)

本文报道了分布式反馈(简称DFB)激光抽运铯磁力仪实验系统, 研究并优化了激光光强、激光频率、射频强度、铯吸收泡温度、吸收泡缓冲气体压强等5类参数, 测算得到不同情况下铯原子塞曼跃迁谱线宽度 Δf 与信噪比 S/N 的比值, 并利用公式 $\delta B = \frac{1}{\gamma_{Cs}} \frac{\Delta f}{S/N}$ (γ_{Cs} 为铯原子旋磁比)将其转化为磁力仪灵敏度, 得到最优灵敏度为 $2.5 \text{ pT/Hz}^{1/2}$. 实验表明, 本文所研究的5类参数都会不同程度提高磁力仪灵敏度, 其中, 激光频率、射频强度、铯吸收泡温度更是将灵敏度提高了10倍以上, 这为更高性能、实用化半导体激光抽运铯磁力仪的研制提供了重要参考.

关键词: 磁力仪, 铯, 分布式反馈激光, 温度

PACS: 07.55.Ge, 32.60.+i, 32.80.Qk, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.63.110701

1 引言

从对地磁整体测量^[1], 到对区域地磁异常的判断, 从自然科学^[2,3]的发展, 到政治军事^[4]的较量, 从发现以往难以发现的矿藏, 到截获从前无法看到的敌艇敌机, 从天上遨游探秘宇宙探索地球, 到水下徜徉揭秘海底寻找起源……人类对微弱磁场精密测量要求越来越高, 对进行精密磁测磁力仪的研发越来越重视.

光泵磁力仪是磁力仪的一种, 国外科学工作者对于光泵磁力仪的研制较早较快: 1962年, Bloom给出光抽运磁力仪理论模型并实现基于光抽运原理的磁力仪; 1992年, Alexandrov等已经实现了灵敏度 $0.1 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ 的钾光泵磁力仪. 国内对于光泵磁力仪的研究处在蒸蒸日上的阶段: 2004年, 中国地质大学地球物理与空间信息学院全面论述了各种量子磁力仪的基本原理、研究和开发方面的进

展以及应用情况^[5]; 哈尔滨工程大学于2010, 2012, 2013年, 分别报道了激光光泵铯磁力仪的理论研究^[6]、全光铯原子磁力仪的激光器稳频技术研究^[7]与铯原子磁力仪中缓冲气体的最佳条件研究^[8]; 2012年, 中国地质大学机械与电子信息学院与中国船舶重工集团公司第七一〇研究所合作发表了关于铯光泵磁力仪吸收室恒温控制系统的研究^[9]; 2013年, 北京大学信息科学技术学院报道了射频功率与吸收泡缓冲气体压强对铯灯抽运铯磁力仪的影响^[10]; 同年, 浙江大学物理系报道了ECDL激光抽运铯磁力仪, 在分析优化激光光强、射频强度等2个参数之后, 得到 $1.8 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ 的灵敏度^[11]. 本文细致研究了包括激光光强、激光频率、射频强度、铯吸收泡温度、吸收泡缓冲气体压强在内的5个参数并进行了优化, 考虑到磁力仪实用化的需求, 实验采用了精度比ECDL激光稍差的DFB激光作为抽运源, 目前得到最优灵敏度为 $2.5 \text{ pT/Hz}^{1/2}$.

* 国家自然科学基金(批准号: 11174015)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wangyanhui@pku.edu.cn

2 实验装置及工作原理

如图 1(a) 所示, 将饱和吸收光谱稳频后的激光射入圆偏振光起偏器产生圆偏振光, 再利用凹凸透镜组合进行扩束以使其更充分地与吸收泡中的铯原子发生作用, 最后经过凸透镜将作用后的激光汇聚在光电检测器上, 输出数据.

我们设计出 17 cm×6 cm×6 cm 的长方体金属腔体, 激光垂直于正方形面射入腔体, 两个正方形面中, 一个面安放了系统供电电路、加热系统并用金属盖封闭, 另一个面开放用于扩束后的激光射入. 以激光方向为轴心从内向外看腔体同轴结构依次有: 绕有 1 kΩ 电阻射频线圈的直径 3 cm, 长 3 cm 圆柱体铯吸收泡, 提供恒定静磁场的长螺线管, 磁屏蔽筒, 保温泡沫筒以及金属外壳. 实验使用 TFG6010 数字信号发生器连接射频线圈提供射频, 该信号发生器可以提供对射频幅度、扫频范围、扫频间隔、扫频步长进行控制和调节. 数据采集器选用了 Agilent 34970A, 我们利用两个通道分别同时采集频率和光电检测器输出电压, 并用其配套软件 Agilent BenchLink Data Logger 3 进行数据保存与直观显示.

为了免除地磁波动对实验带来的不良影响, 为了得到稳定可靠的实验数据, 实验用磁屏蔽筒屏蔽掉了系统外磁场, 并用长螺线管给铯吸收泡加了恒定静磁场, 使得铯原子发生塞曼能级分裂. 圆偏振光的抽运原则是 $\Delta m_F = +1$ (右旋圆偏振光) 或 $\Delta m_F = -1$ (左旋圆偏振光). 铯原子相关能级示意图如图 2.

以 894 nm 右旋圆偏振光为例, 当其射入铯吸收泡, 会与其中的铯原子发生如图 2(b) 所示的抽运作用, 将所有原子的状态抽运到基态 $|F = 4, m_F = 4\rangle$ 能级上^[12]. 这时, 我们在静磁场导致的塞曼能级分裂跃迁频率附近扫描射频频率, 当射频频率与塞曼跃迁频率越来越接近时, 铯原子即会吸收一部分射频能量从而导致部分原子回到基态非 $|F = 4, m_F = 4\rangle$ 状态上, 从光电检测器上看到的效果就是透射过来的激光光强减弱. 因此, 扫描射频频率的过程中, 会在光电检测器上收集到一系列数据, 将其绘制成图即可得到如图 3 所示的塞曼吸收谱线. 我们测得图 3 曲线最低点所对应的射频频率, 即可获得塞曼分裂产生的分裂能级之间的跃迁频率, 最终获得产生该分裂的静磁场的大小.

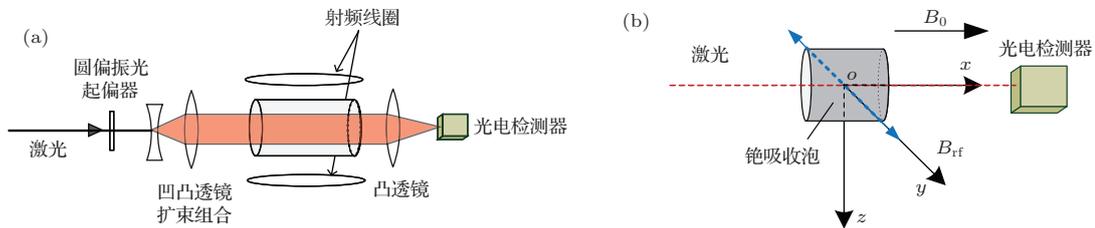


图 1 实验装置示意图 (a) 实验装置结构图; (b) 实验装置方位图

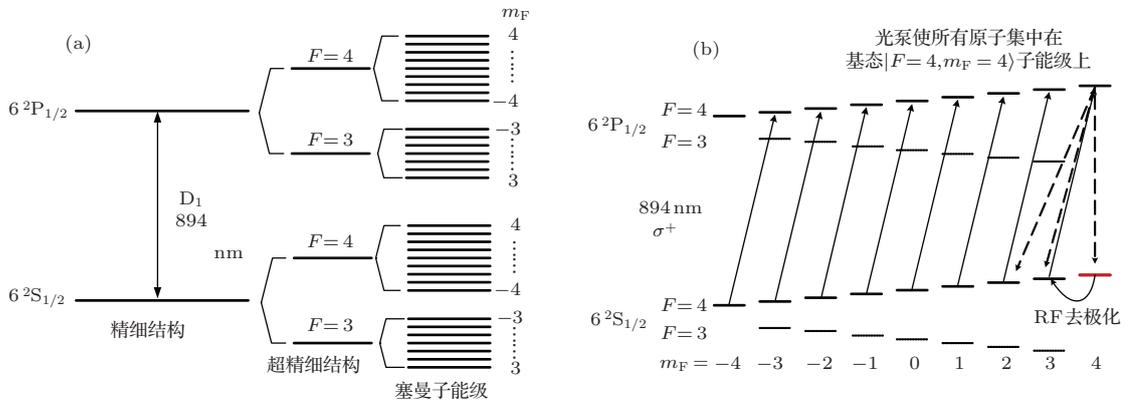


图 2 铯原子相关能级 (a) D_1 线能级图; (b) 光泵过程图

我们所测得的最低点越准确越稳定, 则对应获得的静磁场大小的测量值就越准确越稳定. 磁力仪的一个重要指标——灵敏度的改善的一个重要方式就是从此入手. 从公式 $\delta B = \frac{1}{\gamma_{Cs}} \frac{\Delta f}{S/N}$ 可知, 改善灵敏度就要减小图 3 所示曲线的线宽 Δf 与信噪比 S/N 的比值, 这也是本实验的核心理念.

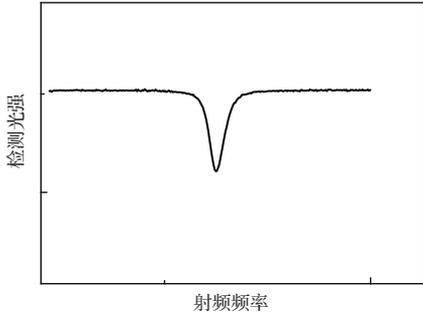


图 3 塞曼吸收谱线示意图

以上我们从量子物理的角度解释了光泵过程, 然而, 为了估算灵敏度指标与各参数的关系, 我们也可以从经典物理角度来理解, 结果也比较直观^[10].

铯原子系统的宏观磁矩 \mathbf{M} 在 \mathbf{B}_0 和射频场 \mathbf{B}_{rf} 的作用下, \mathbf{M} 的变化规律为

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 2\gamma_{Cs} B_{rf} \cos \omega_{rf} t \\ 0 \\ \gamma_{Cs} B_0 \end{pmatrix},$$

其中, ω_{rf} 为射频场圆频率. 自旋粒子与临近自旋粒子会有相互作用并交换能量, 从而使得宏观磁矩 \mathbf{M} 在如图 1 (b) 所示 xoy 平面上分量趋于零, 即在该平面上趋于无规则均匀分布, 这一过程成为横向弛豫, 设横向弛豫速率为 γ_2 . 还有另外一种弛豫过程, 粒子自旋系统与周围别的粒子的热运动交换能量而重新达到热平衡状态, 高能态粒子将能量交换给热运动回到低能态, 结果各能级上的粒子数分布趋于玻尔兹曼分布, 即在本系统中 z 轴方向上的磁矩分量趋于零, 这一过程称为纵向弛豫, 设纵向弛豫速率为 γ_1 . 考虑弛豫过程后, 对应 \mathbf{M} 的变化规律为

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \gamma_2 M_x \\ \gamma_2 M_y \\ \gamma_1 M_z \end{pmatrix}. \quad (1)$$

光抽运过程会使宏观磁矩沿着光轴方向取向,

即极化, 在本系统中, 宏观磁矩 \mathbf{M} 在 xoy 平面上分量趋于零, 而 z 轴方向会趋于 \mathbf{M}_0 , \mathbf{M}_0 是热平衡、光抽运过程与纵向弛豫过程达到平衡时的宏观磁矩. 设光抽运速率为 Γ_P , 对应 \mathbf{M} 的变化规律为

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = -\Gamma_P \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z - M_0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

由此, 我们得到宏观磁矩 \mathbf{M} 在外磁场和射频场影响下的布洛赫 (Bloch) 方程^[13]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \gamma_{Cs} B_{rf} \cos \omega_{rf} t \\ \gamma_{Cs} B_{rf} \sin \omega_{rf} t \\ \gamma_{Cs} B_0 \end{pmatrix} \\ &- \begin{pmatrix} \gamma_2 M_x \\ \gamma_2 M_y \\ \gamma_1 M_z \end{pmatrix} - \Gamma_P \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z - M_0 \end{pmatrix}. \quad (3) \end{aligned}$$

当光轴在 z 轴上, 光电检测器所得光功率和宏观磁矩在 z 轴投影 M_z 相同, 最终解得

$$\begin{aligned} M_z &= \left\{ \left[1 + \left(\frac{\omega_0 - \omega_{rf}}{\gamma_2 + \Gamma_P} \right)^2 \right] \frac{\Gamma_P}{\gamma_1 + \Gamma_P} M_0 \right\} \\ &\times \left\{ 1 + \frac{\omega^2}{(\gamma_1 + \Gamma_P)(\gamma_2 + \Gamma_P)} \right. \\ &\left. + \left(\frac{\omega_0 - \omega_{rf}}{\gamma_2 + \Gamma_P} \right)^2 \right\}^{-1}, \quad (4) \end{aligned}$$

其中, $\omega_0 = \gamma_{Cs} B_0$ 为铯原子进动角频率 $\omega = \gamma_{Cs} B_{rf}$.

二分之一峰高处对应的磁矩 M_z 为

$$\begin{aligned} M_z &= \frac{\left(1 + \frac{\omega^2}{2(\gamma_1 + \Gamma_P)(\gamma_2 + \Gamma_P)} \right)}{1 + \frac{\omega^2}{(\gamma_1 + \Gamma_P)(\gamma_2 + \Gamma_P)}} \\ &\times \frac{\Gamma_P}{\gamma_1 + \Gamma_P} M_0. \quad (5) \end{aligned}$$

因而

$$\begin{aligned} \omega_{rf} &= \omega_0 \pm (\gamma_2 + \Gamma_P) \\ &\times \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{(\gamma_1 + \Gamma_P)(\gamma_2 + \Gamma_P)}}. \end{aligned}$$

线宽最终表达式为

$$\Delta \omega_{rf} = 2(\gamma_2 + \Gamma_P)$$

$$\times \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{(\gamma_1 + \Gamma_P)(\gamma_2 + \Gamma_P)}}.$$

利用 $\Delta\omega_{rf} = 2\pi\Delta f_{rf}$, 得到

$$\Delta f_{rf} = \frac{(\gamma_2 + \Gamma_P)}{\pi} \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{(\gamma_1 + \Gamma_P)(\gamma_2 + \Gamma_P)}}. \quad (6)$$

另外, 当射频场频率 ω_{rf} 趋向于铯原子进动频率 ω_0 时, 有

$$\omega_{rf} \rightarrow \omega_0, \quad M_z \rightarrow \frac{\frac{\Gamma_P}{\gamma_1 + \Gamma_P} M_0}{1 + \frac{\omega^2}{(\gamma_1 + \Gamma_P)(\gamma_2 + \Gamma_P)}}. \quad (7)$$

此时, 透过吸收泡的光强减弱, 在 $\omega_{rf} = \omega_0$ 处, 透射光强最小.

当 ω_{rf} 远离 ω_0 时, M_z 趋向于恒定值:

$$\omega_0 - \omega_{rf} \gg 0, \quad M_z \rightarrow \frac{\Gamma_P}{\gamma_1 + \Gamma_P} M_0. \quad (8)$$

由 (7), (8) 式可得到吸收峰幅度为

$$S = \frac{\gamma_{Cs}^2 B_{rf}^2}{(\gamma_1 + \Gamma_P)(\gamma_2 + \Gamma_P) \gamma_{Cs}^2 B_{rf}^2} \cdot \frac{\Gamma_P}{\gamma_1 + \Gamma_P} M_0. \quad (9)$$

本实验满足 $\frac{(\gamma_{Cs} B_{rf})^2}{(\gamma_1 + \Gamma_P)(\gamma_2 + \Gamma_P)} \gg 1$, 所以 (6) 式, (9) 式分别简化为以下形式:

$$\Delta f_{rf} \approx \frac{\gamma_{Cs}}{\pi} \sqrt{\frac{(\gamma_2 + \Gamma_P)}{(\gamma_1 + \Gamma_P)}} \cdot B_{rf}, \quad (10)$$

$$S \approx \frac{\Gamma_P}{\gamma_1 + \Gamma_P} M_0. \quad (11)$$

3 优化参数, 提高灵敏度

为了得到最优灵敏度, 我们严格按照控制变量法, 逐一改变参数, 进行灵敏度测量, 实测塞曼吸收谱线如图 4 所示, 其中横坐标为射频频率, 纵坐标是光电检测器所得激光光强.

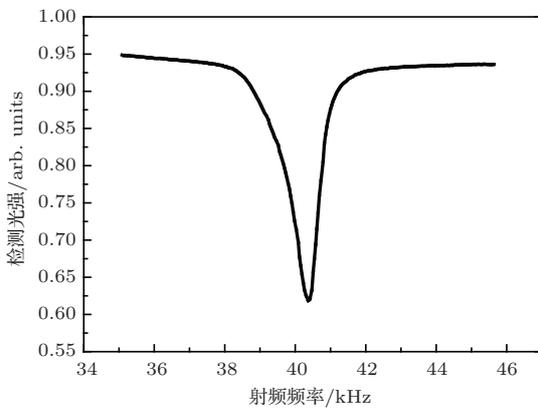


图 4 塞曼吸收谱线实测图

我们再来回顾一下相关物理量的物理意义, 纵向弛豫速率 γ_1 是原子(本实验中为 Cs 原子)极化后回到玻尔兹曼分布的速率, 它主要依赖于 Cs 原子与周围环境能量交换情况; 横向弛豫速率 γ_2 是从外界磁场所造成的极化状态回到无极状态的速率, 该物理量大小与碰撞激烈程度有正相关关系; 光抽运速率 Γ_P 标志光抽运的快慢, 与光强正相关; 极化结果 M_0 是热平衡、光抽运过程与纵向弛豫过程达到平衡时的宏观磁矩, 它与系统平衡状态时原子与各参量作用强度正相关.

下面将结合理论分析逐一呈现实验结果.

3.1 射频强度

随着射频强度增大, 纵向弛豫速率 γ_1 、横向弛豫速率 γ_2 、光抽运速率 Γ_P 变化不显著, 极化结果 M_0 将显著增大; 当射频强度相对于有效原子数量和有效光强趋于饱和时, M_0 的增大速度将减慢.

由 (10) 式可知, 线宽随射频强度增大而线性增大, 实验结果如图 5 (a).

由 (11) 式可知, 信号幅度随射频强度增大而一直增大, 增度将越来越慢, 实验结果见图 5 (b).

只改变射频强度所得线宽-信噪比 $\frac{\Delta f}{S/N}$ 曲线如图 5 (d), 可得最佳射频强度为 0.5 mA. 从实验中看出, 在一定范围内, 随着射频强度由小变大:

- 1) 线宽线性增大;
- 2) 信号增大, 且增大速度越来越小;
- 3) 噪声无明显规律, 如图 5 (c) 所示;
- 4) 信噪比增大、且增大速度越来越小;
- 5) 线宽-信噪比先减小后增大, 且有 10 倍以上的优化.

3.2 激光光强

随着激光光强增大, 纵向弛豫速率 γ_1 、横向弛豫速率 γ_2 变化不显著, 光抽运速率 Γ_P 与极化结果 M_0 显著增大; 当激光光强相对于有效原子数量和有效射频强度趋于饱和时, M_0 的增大速度将减慢.

由 (10) 式可知, 线宽随激光光强变化不显著, 实验结果如图 6 (a).

由 (11) 式可知, 信号幅度随激光光强增大而一直增大, 且增速逐渐减小, 实验结果如图 6 (b).

只改变激光光强所得线宽-信噪比曲线如图 6 (d) 所示, 最佳光强为 0.23 mW. 从实验中看

出, 在一定范围内, 随着光强由小变大:

- 1) 线宽基本不变;
- 2) 信号先增大, 且增大速度越来越小;

3) 噪声线性增大, 如图 6(c) 所示;

- 4) 信噪比先增大后减小;
- 5) 线宽-信噪比先减小后增大.

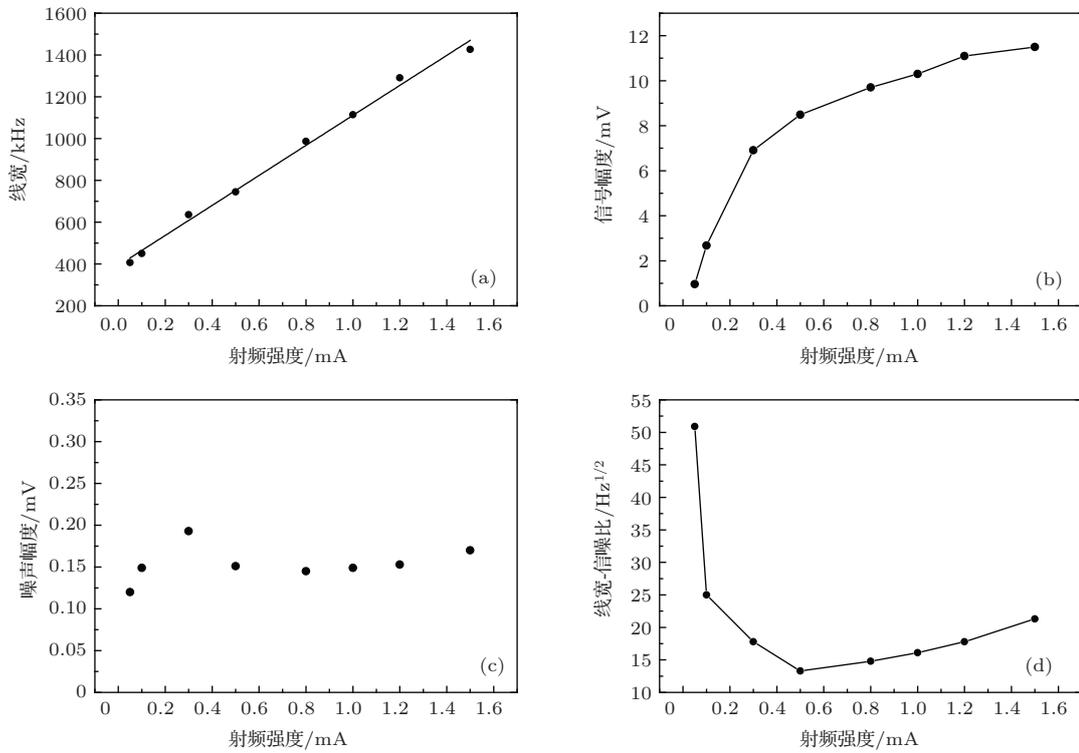


图5 随着射频强度增大, 塞曼吸收谱线各个参数变化情况 (a) 线宽; (b) 信号幅度; (c) 噪声幅度; (d) 线宽-信噪比

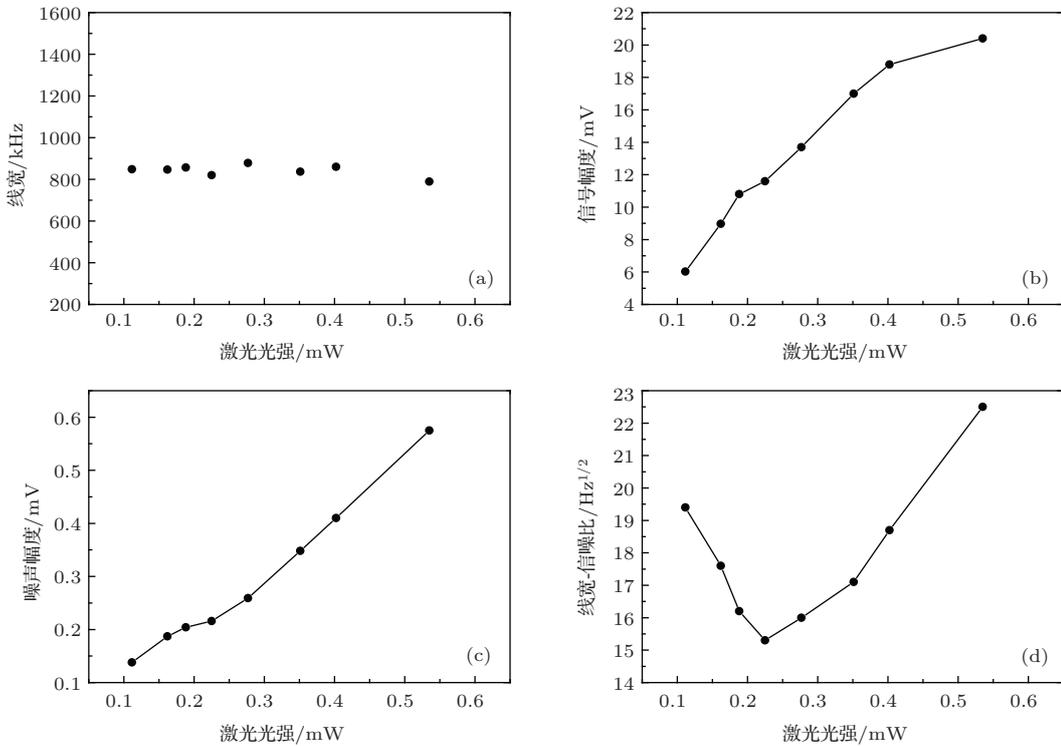


图6 随着激光光强增大, 塞曼吸收谱线各个参数变化情况 (a) 线宽; (b) 信号幅度; (c) 噪声幅度; (d) 线宽-信噪比

3.3 铯吸收泡温度

随着铯吸收泡温度升高, 光抽运速率 Γ_P 变化不显著, 纵向弛豫速率 γ_1 先迅速减小、后有缓慢变大趋势 (在本实验温度下, 仅能感受到其迅速减小过程), 横向弛豫速率 γ_2 缓慢增大. 另一方面, 随着温度升高, 铯吸收泡内有效原子增多, 极化结果 M_0 增大. 当温度渐渐升高时, 有效原子数目增速逐渐变大, M_0 增速逐渐变大; 当吸收泡内有效原子继续增多, 液态铯不足以继续支持由于气化而高速增多的有效原子时, 继续升高温度所带来的有效原子数目的增加幅度将迅速减小, M_0 增速迅速减小.

由 (10) 式可知, 线宽会随温度的增大而增大, 实验结果如图 7(a) 所示.

由 (11) 式可知, 信号幅度会随温度升高而迅速变大, 当达到一定程度以后, 增速将迅速减小, 实验结果如图 7(b) 所示.

只改变温度所得线宽-信噪比曲线如图 7(d), 实验所得最佳温度为 53 °C. 从实验中看出, 在一定范围内, 随着温度由低变高:

- 1) 线宽不断增大, 且增速越来越大;
- 2) 信号一直增大, 增速起初较小、随后变大、最后又减小;
- 3) 噪声越来越大, 且增速越来越大, 如图 7(c) 所示;
- 4) 信噪比先变大后变小;
- 5) 线宽-信噪比先减小后增大, 优化程度超过 10 倍.

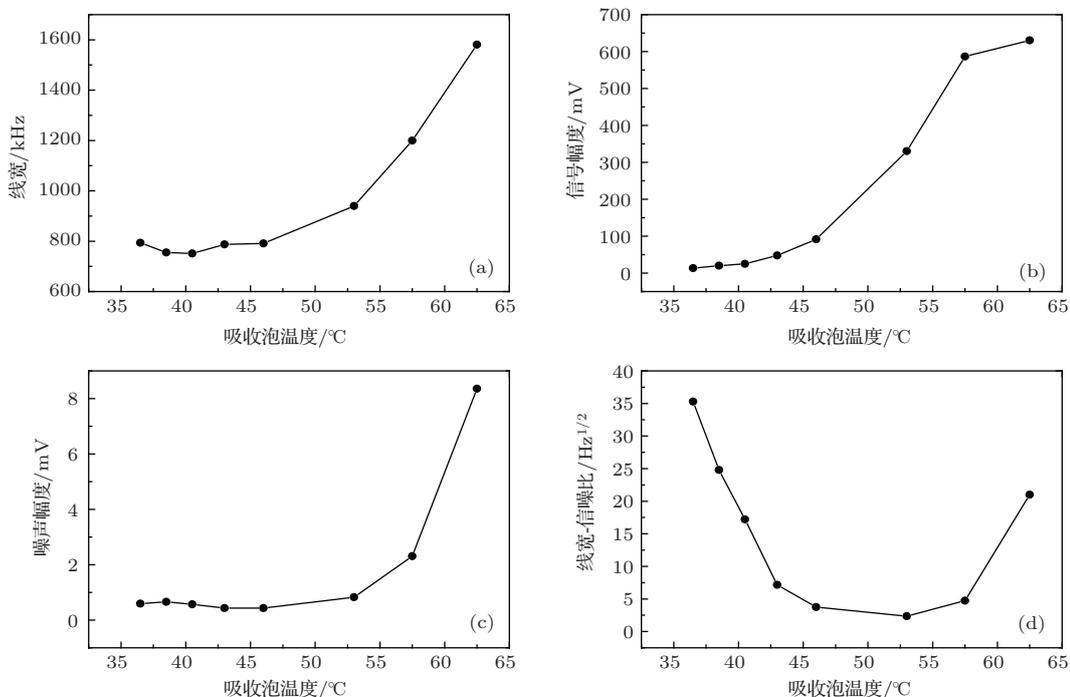


图 7 随着铯吸收泡温度增大, 塞曼吸收谱线各个参数变化情况 (a) 线宽; (b) 信号幅度; (c) 噪声幅度; (d) 线宽-信噪比

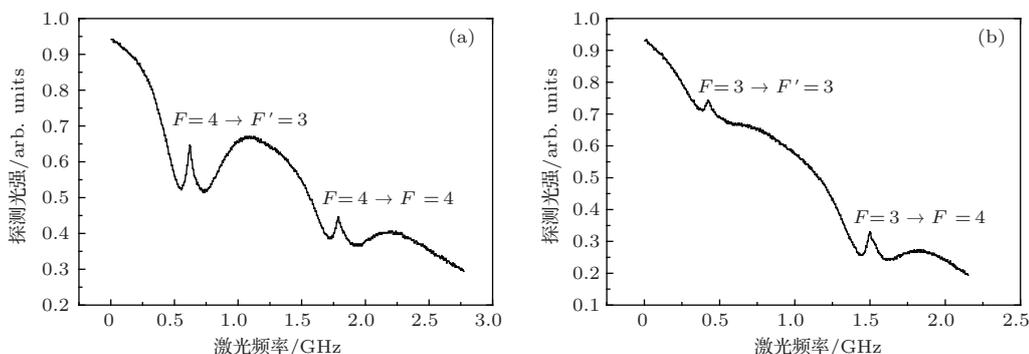


图 8 铯原子 D₁ 线饱和和吸收谱线

3.4 激光频率

图8所示为实验中扫描激光频率所得铯原子D₁线饱和吸收谱线,图8(a)与(b)谱线的频率相差9.2 GHz,即为铯基态超精细能级之间的间距;各自图内谱线两个峰之间的频率间隔约为1.17 GHz,我们将激光频率分别锁定在这四条谱线上进行4组

实验.

我们发现锁在 $F = 4$ (基态) $\rightarrow F' = 3$ (激发态)得到的线宽-信噪比远好于锁在 $F = 4 \rightarrow F' = 4$ 的结果,后者又远好于锁在 $F = 3 \rightarrow F' = 3$ 的结果.可见,锁在 $F = 4 \rightarrow F' = 3$ 效果最好,这与国内外经验是一致的^[14].而锁在 $F = 3 \rightarrow F' = 4$ 无信号,这与理论预期一致.

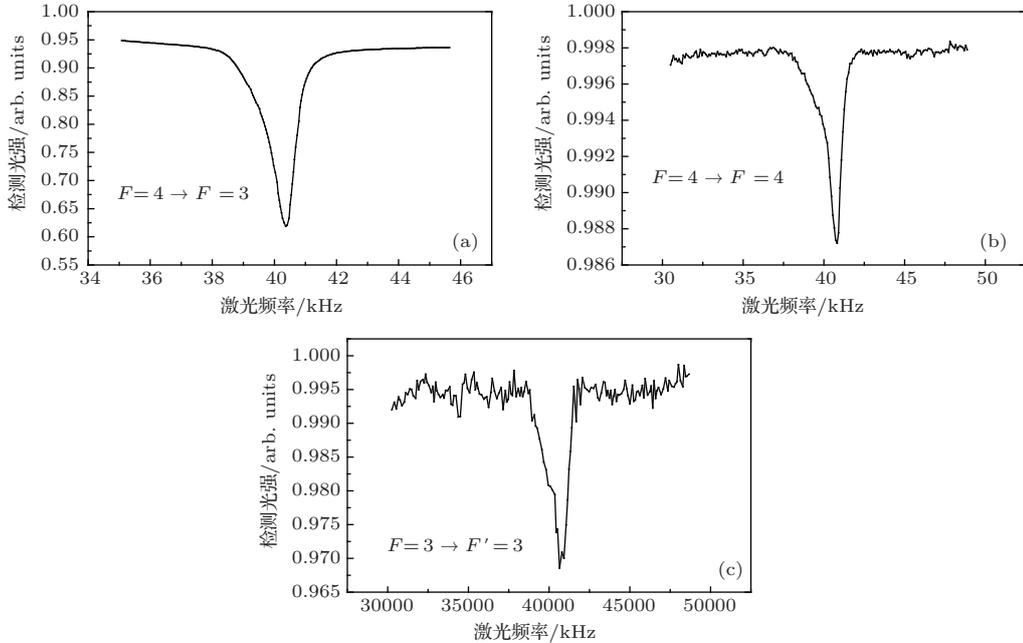


图9 激光频率锁在不同的铯饱和和吸收谱上得到的塞曼吸收谱线 (a)锁在 $F = 4 \rightarrow F' = 3$ 线; (b)锁在 $F = 4 \rightarrow F' = 4$ 线; (c)锁在 $F = 3 \rightarrow F' = 3$ 线

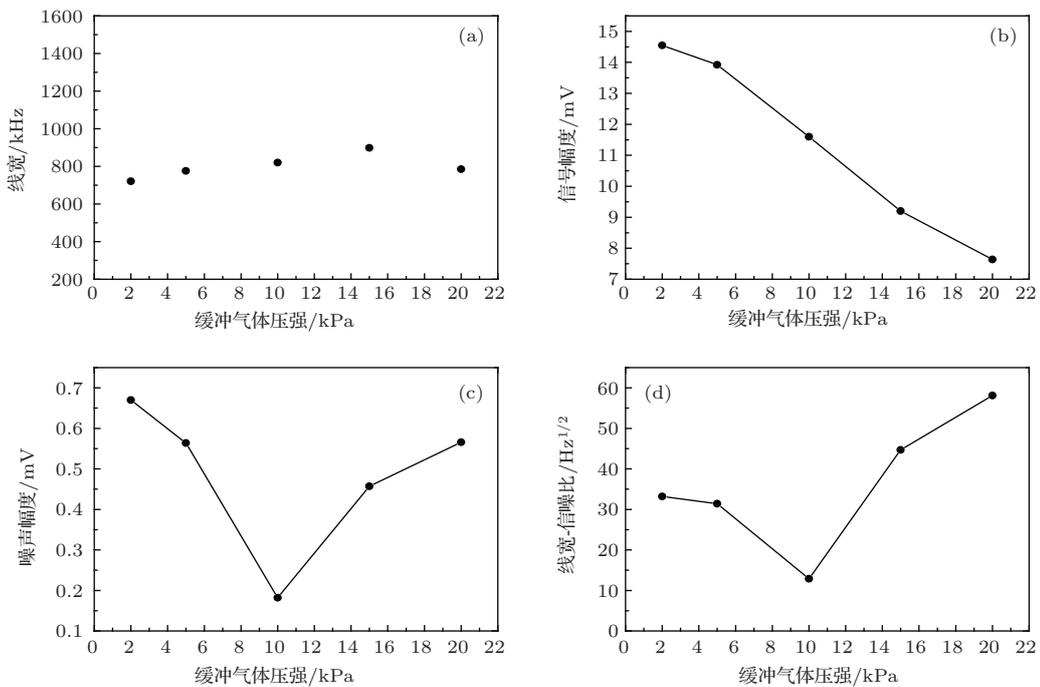


图10 随着吸收池缓冲气体压强增大,塞曼吸收谱线各个参数变化情况 (a)线宽; (b)信号幅度; (c)噪声幅度; (d)线宽-信噪比

锁在 $F = 4 \rightarrow F' = 3$, $F = 4 \rightarrow F' = 4$, $F = 3 \rightarrow F' = 3$ 所得最佳谱线如图 9 所示, 灵敏度优化程度超过 10 倍.

3.5 吸收泡缓冲气体压强

当缓冲气体压强增大时, 光抽运速率 Γ_P 、极化结果 M_0 变化不显著, 纵向弛豫速率 γ_1 先迅速减小、后有缓慢变大趋势(在做本组实验时, 设定温度已较高, 因此只感受到后半段的缓慢变大趋势), 横向弛豫速率 γ_2 缓慢增大.

由 (10) 式可知, 线宽随压强变化不显著, 实验结果如图 10 (a).

由 (11) 式可知, 信号幅度会随压强增大而变小, 实验结果如图 10 (b).

我们试用了缓冲气体(氮气)压强分别为 2 kPa, 5 kPa, 10 kPa, 15 kPa, 20 kPa 的吸收泡, 最终得到最佳压强为 10 kPa. 实验结果如图 10.

4 结论及展望

通过实验, 我们确定了最优参数如下: 激光光强 0.23 mW、激光频率锁定在 $F = 4 \rightarrow F' = 3$ 线上、射频强度 0.5 mA、铯吸收泡温度 53 °C、吸收泡缓冲气体压强 10 kPa. 考虑到磁力仪实用化的需求, 实验采用了线宽比 ECDL 激光稍差的 DFB 激光, 经过细致优化, 所得最佳灵敏度为 2.5 pT/Hz^{1/2}.

实验表明, 以上 5 个参数对灵敏度都有不同程度的影响, 其中, 激光频率、射频强度、铯吸收泡温度更是将灵敏度提高了 10 倍以上. 另外各个参数之间也存在一定的相关性, 关于参数之间更普遍的匹配关系在本文中尚未充分研究, 是值得进一步探

讨的. 目前, 我们正在进行磁力仪闭环工作, 以期完善实验系统, 得到更高的灵敏度.

感谢北京大学量子电子学研究所刘畅、周晟、万剑宏、周鹏的讨论.

参考文献

- [1] Dong H B, Zhang Ch D 2010 *Chinese Journal of Engineering Geophysics* **7** 460 (in Chinese) [董浩斌, 张昌达 2010 工程地球物理学报 **7** 460]
- [2] Bison G, Wynands R, Weis A 2003 *Physics B* **76** 325
- [3] Groeger S, Bison G, Knowles P E, Wynands R, Weis A 2006 *Sensors & Actuators: A. Physical* **29** 1
- [4] Kuroda M, Yamanaka S 2005 *NDT & E International* **38** 53
- [5] Zhang Ch D, Dong H B 2010 *Chinese Journal of Engineering Geophysics* **1** 499 (in Chinese) [张昌达, 董浩斌 2010 工程地球物理学报 **1** 499]
- [6] Zhang Y, Kang Ch, Sun W M, Wang Q T, Zheng C P 2010 *Optics & Optoelectronic Technology* **2** 54 (in Chinese) [张杨, 康崇, 孙伟民, 王庆涛, 郑彩萍 2010 光学与光电技术 **2** 54]
- [7] Liu Q, Li J X, Huang L M, Zhang J H, Sun W M 2012 *Optical Technique* **38** 259 (in Chinese) [刘强, 李九兴, 黄立明, 张军海, 孙伟民 2012 光学技术 **38** 259]
- [8] Li Q M, Zhang J H, Zeng X J, Huang Q, Sun W M 2013 *Laser & Optoelectronics Progress* **50** 137 (in Chinese) [李庆萌, 张军海, 曾宪金, 黄强, 孙伟民 2013 激光与光电子学进展 **50** 137]
- [9] Long C, Dong H B, Tan Ch 2012 *Instrument Technique and Sensor* **7** 29 (in Chinese) [龙财, 董浩斌, 谭超 2012 仪表技术与传感器 **7** 29]
- [10] Shi R Y, Wang Y H 2013 *Chin. Phys. B* **22** 100703
- [11] Li N, Huang K K, Lu X H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 133201 (in Chinese) [李楠, 黄凯凯, 陆璇辉 2013 物理学报 **62** 133201]
- [12] Daniel A S <http://steck.us/alkalidata/> [2013-10-9]
- [13] F. Bloch 1946 *Phys. Rev.* **70** 460
- [14] Huang K K, Li N, Lu X H 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 100701

Study on sensitivity-related parameters of distributed feedback laser-pumped cesium atomic magnetometer*

Gu Yuan¹⁾ Shi Rong-Ye¹⁾²⁾ Wang Yan-Hui^{1)†}

1) (*Institute of Quantum Electronics, School of Electronics Engineering and Computer Science, Peking University, Beijing 100871, China*)

2) (*School of Software and Microelectronics, Peking University, Beijing 100871, China*)

(Received 12 January 2014; revised manuscript received 19 February 2014)

Abstract

This article reports a distributed feedback (DFB) laser-pumped cesium atomic experimental magnetometer, showing how the sensitivity is influenced by the following 5 kinds of parameters: laser light intensity, laser frequency, radiofrequency intensity, temperature of cesium absorption cell, and the pressure of the buffer gas in the cell. Results of the experiments show that each of the five parameters has some influence on the sensitivity of the magnetometer, especially the laser frequency, radiofrequency intensity, and temperature of cesium absorption cell, which can even improve the sensitivity by 10 times. Recently we have obtained a sensitivity of $2.5 \text{ pT/Hz}^{1/2}$.

Keywords: magnetometer, cesium, distributed feedback laser, temperature

PACS: 07.55.Ge, 32.60.+i, 32.80.Qk, 42.50.Gy

DOI: [10.7498/aps.63.110701](https://doi.org/10.7498/aps.63.110701)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11174015).

† Corresponding author. E-mail: wangyanhui@pku.edu.cn