

采用反抽运光改善光泵铷原子磁强计的灵敏度

张露露 白乐乐 杨煜林 杨永彪 王彦华 温馨 何军 王军民

**Improving the sensitivity of an optically pumped rubidium atomic magnetometer by using of a repumping laser beam**

Zhang Lu-Lu Bai Le-Le Yang Yu-Lin Yang Yong-Biao Wang Yan-Hua Wen Xin He Jun Wang Jun-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 230702 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210920

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210920>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

## 采用反抽运光改善光泵铷原子磁强计的灵敏度\*

张露露<sup>1)</sup> 白乐乐<sup>1)</sup> 杨煜林<sup>1)</sup> 杨永彪<sup>1)</sup> 王彦华<sup>1)3)5)</sup>  
温馨<sup>1)4)</sup> 何军<sup>1)2)5)</sup> 王军民<sup>1)2)5)†</sup>

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室 (山西大学), 太原 030006)

2) (山西大学物理电子工程学院物理系, 太原 030006)

3) (山西大学物理电子工程学院光电工程系, 太原 030006)

4) (清华大学物理系, 北京 100084)

5) (教育部-山西省-省部共建极端光学协同创新中心 (山西大学), 太原 030006)

(2021年5月15日收到; 2021年7月1日收到修改稿)

在光泵原子磁强计的实验装置中, 窄线宽及高信噪比的磁共振信号是实现高灵敏度磁强计的充要条件. 本文的实验中利用 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 对比研究了不同类型铷原子气室、不同温度下典型的磁共振信号, 在镀石蜡的铷原子气室中获得最优化的磁共振信号. 通过引入铷原子 D2 线 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光, 研究了激光功率对磁共振信号信噪比和线宽的影响. 实验表明, 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光的引入使得铷-85 原子磁共振信号的信号幅值有明显提高并且线宽没有明显展宽. 引入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后, 闭环锁定的铷-85 原子磁强计在约 1.2 kHz 频率带宽范围内灵敏度约为  $26.4 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ , 相比仅有 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 存在时提高了近 1 个数量级. 同时本实验利用增强后的铷原子磁共振信号对一种商用的磁通门磁强计在弱磁场测量时的准确度和偏差进行了校准.

**关键词:** 光泵铷原子磁强计, 磁共振信号线宽, 信噪比, 反抽运光, 磁通门磁强计校准

**PACS:** 07.55.Ge, 32.80.Xx, 32.60.+i, 32.80.Qk

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210920

## 1 引言

两千年前司南的发明开启了人们对磁场的认识及应用, 随着人类生产生活及物理技术的发展, 磁场测量在生物医学<sup>[1]</sup>、军事探索<sup>[2,3]</sup>、地球物理<sup>[4]</sup>、空间测磁<sup>[5]</sup>及基础科学研究<sup>[6]</sup>等诸多领域有着重要的应用价值. 基于 Zeeman 效应及磁共振机制实现的光泵原子磁强计, 是精密测磁中应用最广、灵敏度最高的磁强计种类之一, 其需要碱金属气体作为介质及光抽运作为极化手段, 磁场灵敏度可与超

导量子干涉磁力仪 (SQUIDS) 媲美. 且不需要液氦或液氮系, 这代表了功能和灵活性方面的优势. 在低功耗、低运行成本、可微型化方面有发展潜力.

国外在基于碱金属原子自旋特性的光泵磁强计的研制和应用上发展显著<sup>[7-12]</sup>, 其中 Budker 等<sup>[13,14]</sup>对磁强计的原理等进行了系统的阐述. 国内近年来也开展了光泵原子磁强计的研制<sup>[15-18]</sup>, 孙伟民等<sup>[19]</sup>阐述了原子磁强计的基本原理、研究进展及应用情况; 王延辉等<sup>[20]</sup>研究了激光光强、激光频率、射频强度等参数对铯原子磁强计灵敏度的影响, 且达到的最优灵敏度为  $2.5 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ ; 近来, 本文的作者

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11974226, 61905133, 11774210, 61875111)、国家重点研发计划课题 (批准号: 2017YFA0304502)、山西省研究生教育创新项目 (博士类)(批准号: 2020BY024) 和山西省 1331 工程重点学科建设项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [wjjmm@sxu.edu.cn](mailto:wjjmm@sxu.edu.cn)

之一王彦华与北京计算科学研究中心赵楠研究组合作, 实验研究发现采用铷原子 D1 线和 D2 线通过光抽运过程极化铷原子时, 原子自旋极化的方向相反, 同等数密度、同等光强下, D1 线对应的自旋极化度是 D2 线对应的自旋极化度的约 2 倍 [21].

对于碱金属原子光泵磁强计, 目前已经研制的大多是采用单束极化光 (同时也是探测光) 进行光抽运实现原子极化态的制备, 由于抽运过程中的不闭合跃迁, 只能实现部分原子自旋磁矩的定向排列, 这导致磁共振信号较弱, 限制了磁强计的灵敏度. 目前的商用磁通门磁强计大多存在准确度不高、零点漂移等问题, 所以对其进行校准是非常有必要的. 本文对比研究了不同类型铷原子气室的磁共振信号, 并在 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 下最优化铷原子磁共振信号各参数后, 引入铷原子 D2 线 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光, 将更多原子制备到极化状态, 实现对光泵铷原子磁强计磁共振信号的增强及磁强计灵敏度的改善. 同时, 利用增强后的磁共振信号对一种商用磁通门磁强计在弱磁场测量时的准确度和偏差进行了评估和校准.

## 2 理论分析及实验装置

### 2.1 铷-85 原子的自旋极化

单光束极化光 (同时也是探测光) 光泵磁强计的物理图像如图 1 所示. 对于天然丰度的铷原子

气室, 由于铷-85 和铷-87 原子丰度的差异, 相应的磁共振信号及灵敏度同样存在差异, 且文献 [20] 中的实验研究表明磁共振信号对应有最优的共振激光频率选择, 实验中我们以铷-85 原子 D1 线 ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ ) 为例说明. 共振于铷原子 D1 线 ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ ) 超精细跃迁的  $\sigma^+$  圆偏振光作为 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光), 与原子系综相互作用时, 根据跃迁选择定则, 处于基态 ( $F = 3$ ) 上各 Zeeman 能级的原子会吸收  $\sigma^+$  的光子跃迁至激发态 ( $F' = 2$ ) 各 Zeeman 态上, 激发态的原子通过自发辐射回落到基态 ( $F = 3$ ), 随着 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 不断地抽运, 最终大部分的原子被制备到基态 ( $F = 3, m_F = +2, +3$ ), 实现了原子的部分自旋极化, 如图 1 所示. 这种 Zeeman 态光抽运效应是实验中所希望的, 但在这个过程中, 也会伴随着超精细态光抽运效应的发生, 即原子的跃迁选择定则同时使处于激发态的原子部分回落到基态 ( $F = 2$ ) 上, 不再与 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 发生相互作用, 降低极化的原子总数. 此时若引入共振于铷原子 D2 线 ( $F = 2$ )—( $F'' = 3$ ) 超精细跃迁线的 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光, 利用其超精细态光抽运作用, 将基态 ( $F = 2$ ) 上的原子继续抽运, 使基态 ( $F = 2$ ) 上的原子最终也被抽运至基态 ( $F = 3, m_F = +2, +3$ ) 上, 实现了更多原子数自旋极化态制备.

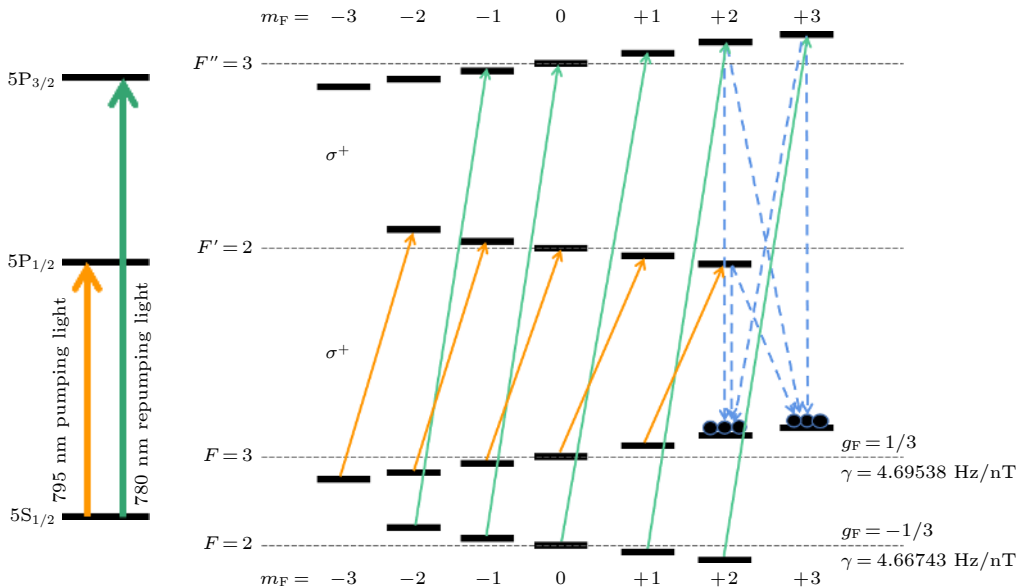


图 1 铷-85 原子的相关能级图及有关的跃迁

Fig. 1. Relevant energy levels of rubidium-85 atoms and the related transitions.

同时我们也简单估算了 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光对磁共振信号幅值的影响: 在原子气室处于热平衡状态时, 假设铷-85 原子基态两个超精细态上各均匀分布  $N/2$  个原子, 当光强足够大, 795 nm  $\sigma^+$  圆偏振光与 ( $F = 3$ ) 态上的原子充分作用后, 不考虑相邻 Zeeman 态间的磁偶极跃迁, 由于超精细态光抽运效应与 Zeeman 态光抽运效应同时存在, 此时 ( $F = 3, m_F = +2, +3$ ) 态上布居的原子数极限值约为  $N/4$ , 若此时加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光, 则 ( $F = 3, m_F = +2, +3$ ) 态上存在的原子数极限值为  $N$ , 即加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后处于极化态的原子数约为原来的 4 倍, 粗略估算磁共振信号幅值提高 4 倍.

## 2.2 相关理论分析

根据 Bloch 方程, 光泵原子磁强计中, 原子在直流偏置磁场  $B_0$  和交变磁场  $B_{\text{rf}}(B_0 \perp B_{\text{rf}})$  作用下宏观磁矩  $M$  的演化在以  $z$  方向旋转的旋转坐标系下可描述为<sup>[22]</sup>

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \gamma B_1 \cos \omega_{\text{rf}} t \\ \gamma B_1 \sin \omega_{\text{rf}} t \\ \gamma B_0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \gamma_2 M_x \\ \gamma_2 M_y \\ \gamma_1 M_z \end{pmatrix} + \Gamma_P \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z - M_0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中: 第一项是宏观磁矩  $M$  在直流偏置磁场  $B_0$  以及交变磁场  $B_{\text{rf}}$  作用下的演化, 交变磁场  $B_{\text{rf}} = B_1 \cos(\omega_{\text{rf}} t)$ ; 第二项是考虑纵向弛豫和横向弛豫时宏观磁矩  $M$  的变化; 最后一项是光泵效应;  $\gamma_2$  是原子自旋的横向弛豫率;  $\gamma_1$  是原子自旋的纵向弛豫率;  $\Gamma_P$  是光泵速率;  $M_0$  是系统达到平衡时的宏观磁矩;  $M_x, M_y, M_z$  为系统的宏观磁矩  $M$  的 3 个分量.

(1) 式中  $M_z$  的稳态解为

$$M_z = M_0 \frac{\left[ 1 + \left( \frac{\omega_0 + \omega_{\text{rf}}}{\gamma_2 + \Gamma_P} \right)^2 \right] \frac{\Gamma_P}{\gamma_1 + \Gamma_P}}{1 + \left( \frac{\omega_0 + \omega_{\text{rf}}}{\gamma_2 + \Gamma_P} \right)^2 + \frac{\omega^2}{(\gamma_1 + \Gamma_P)(\gamma_2 + \Gamma_P)}}. \quad (2)$$

(2) 式中  $\omega_0/(2\pi)$  为相邻 Zeeman 能级分裂的频率间隔, 即拉莫尔进动频率 ( $\omega_0/(2\pi) = \gamma \cdot B$ ). 在弱磁场下,  $\Delta M_z(\Delta\omega)$  具有洛伦兹线型特征:

$$\Delta M_z(\Delta\omega) = \frac{M_0 \omega_0^2 (\gamma_1 + \Gamma_P) (\gamma_2 + \Gamma_P)}{1 + (\gamma_2 + \Gamma_P)^2 (\omega_0 - \omega_{\text{rf}})^2}. \quad (3)$$

当交变磁场的频率  $\omega_{\text{rf}}$  趋近于  $\omega_0$  时, 相邻 Zeeman 能级的原子发生磁偶极跃迁, 即处于自旋极化状态的原子退极化, 此时原子系统将重新吸收光子, 相应地穿过原子气室的光子数减小, 表现为在共振点附近透射光强减弱. 当  $\omega_{\text{rf}} = \omega_0$  时, 透射光强最小, 信号幅度达到最低点, 磁共振信号达到最大值.

光泵原子磁强计的灵敏度可表示为<sup>[23]</sup>

$$\delta B = \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta\nu}{\text{SNR}}, \quad (4)$$

式中,  $\gamma$  是旋磁比,  $\Delta\nu$  是磁共振信号的线宽 (FWHM), SNR 是磁共振信号的信噪比. 由 (4) 式可知, 磁共振信号的线宽和信噪比共同决定了磁强计的灵敏度. 更窄的磁共振信号线宽, 更高的磁共振信号信噪比, 则相应的灵敏度更好.

## 2.3 实验装置

实验装置如图 2 所示, 长度为 5 cm、通光窗口直径为 2 cm、高硼硅光学玻璃的圆柱形气室, 内部充有自然丰度的铷-85 原子与铷-87 原子, 且内表面镀有石蜡抗自旋弛豫膜, 以减弱原子与泡壁碰撞引起的自旋弛豫. 使用高频交流电流驱动的柔性薄膜电加热片对原子气室进行加热控温, 其通过特殊设计, 外加高频交流电流所产生的磁场在很大程度上相互抵消, 而且所加交变电流的频率远高于待测交流磁场的频率, 可进一步降低额外磁场的干扰. 使用四层高磁导率坡莫合金磁屏蔽筒为铷原子气室提供近零磁环境. 在磁屏蔽筒内放置无矩线圈, 用低噪声的电流源 (Keysight B2961A) 产生的电流驱动无矩线圈, 产生沿  $z$  轴方向的均匀直流磁场, 使原子发生 Zeeman 分裂; 同时沿  $x$  轴方向放置一组同向亥姆霍兹线圈对产生交变磁场, 用于驱动基态原子在相邻 Zeeman 态间的磁偶极跃迁, 实现磁共振. 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 由分布布拉格反射器 (DBR) 式单频半导体激光器产生. 输出激光经过整形棱镜对和基于法拉第磁致旋光效应的光隔离器后分成两部分, 一部分用于饱和吸收光谱锁频, 另一部分通过格兰泰勒棱镜进一步提高激光束的线偏振度, 然后经过  $\lambda/4$  波片变换为圆偏振光, 通过开普勒望远镜系统对激光束进行扩束 (扩束后光斑的高斯直径

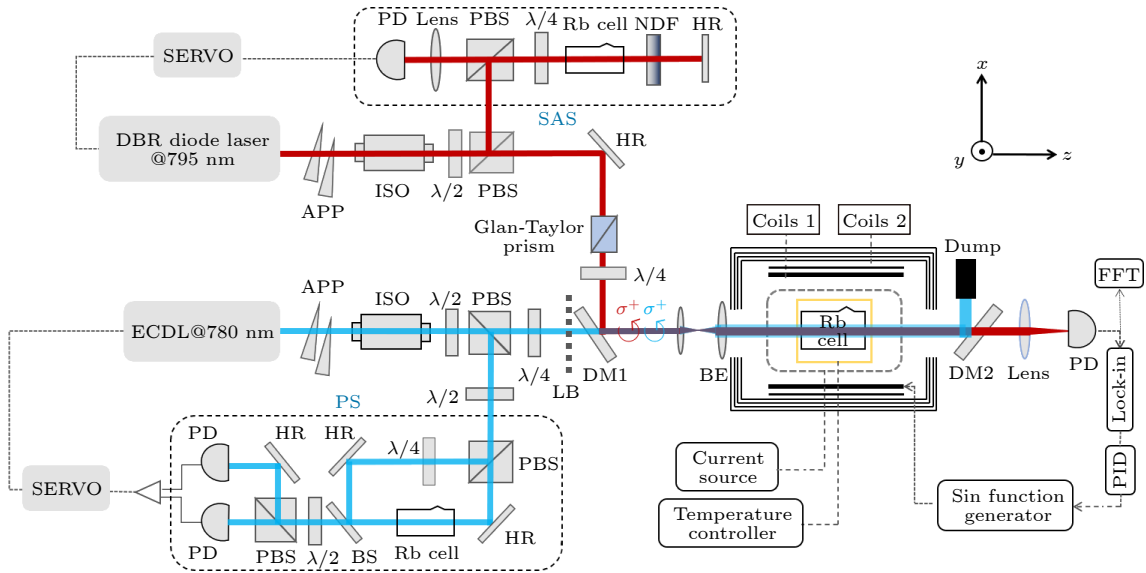


图2 实验装置图 ECDL, 外腔半导体激光器; DBR, 分布布拉格反射激光器; APP, 整形棱镜对; ISO, 光隔离器;  $\lambda/2$ ,  $1/2$  波片; PBS, 偏振分光棱镜; HR, 高反镜; NDF, 衰减片; DM1, 双色镜 (780 nm 高透, 795 nm 高反); DM2, 双色镜 (795 nm 高透, 780 nm 高反); LB, 挡光板; BE, 扩束望远镜; PD, 光电探测器; Dump, 遮光器; Lock-in, 锁相放大器; PID, 比例积分微分放大器; SAS, 饱和吸收光谱装置; PS, 偏振光谱装置; FFT, 快速傅里叶变换动态信号分析仪

Fig. 2. Schematic diagram of the experimental setup. ECDL, external-cavity diode laser; DBR, distributed-Bragg-reflector type diode laser; APP, anamorphic prism pairs; ISO, optical isolator;  $\lambda/2$ , half-wave plate; PBS, polarization beam splitter cube; HR, high-reflectivity mirror; NDF, neutral density filter; DM1, two-color mirror (high-transmittance@780-nm, high-reflection@795-nm); DM2, two-color mirror (high-transmittance@795-nm, high-reflection@780-nm); LB, light barrier; BE, the beam expanding telescope; PD, photodetector; Dump, laser dump; Lock-in, lock-in amplifier; PID, the proportional-integrational-differential amplifier; SAS, the saturation absorption spectroscopic device; PS, the polarization spectroscopic device; FFT, the Fast-Fourier-Transformation dynamic signal analyzer.

约为 7.3 mm). 穿过铷原子气室后的透射光束经凸透镜聚焦后采用增益可调节的低噪声光电探测器 (PD) 接收. 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光由单频光栅外腔半导体激光器 (ECDL) 产生. 输出激光一部分用于偏振光谱锁频, 另一部分经过  $\lambda/4$  波片变换为圆偏振光, 经扩束 (扩束后光斑的高斯直径约为 10.1 mm) 穿过原子气室后被双色镜滤除.

实验中磁共振信号的观察方法有两种, 一种为扫描交变磁场频率, 此时磁共振信号线宽的单位为频率; 另一种为扫描直流偏置磁场大小, 对应的磁共振信号线宽单位为磁场单位, 由拉莫尔频率公式可知两种磁共振线宽的表示方法可通过原子相应基态超精细态的旋磁比联系起来. 探测器输出的磁共振信号由锁相放大器 (苏黎世仪器公司 MFLI-5 MHz) 进行调制解调得到同位相和正交位相信号. 随后通过比例-积分-差放大器 (PID) Servo 电路实现沿  $x$  轴方向所加交变磁场的频率锁定 (将交变磁场的频率锁定在磁共振信号的中心频率, 即拉莫尔频率), 实现光泵铷原子磁强计的闭环锁定.

### 3 铷-85 光泵磁强计的实验结果及讨论

#### 3.1 铷原子气室的选择

首先定性分析对比不同原子气室产生的磁共振信号. 对于典型的充缓冲气体和镀石蜡的自然丰度铷原子气室的磁共振信号如图 3 所示. 实验中选用的缓冲气体为 20 Torr (1 Torr = 133.3224 Pa) He 和 10 Torr Ne, 其典型的磁共振信号如图 3(a) 所示, 当激光频率调谐至铷-85 原子共振频率时, 铷-85 和铷-87 的磁共振谱同时出现. 而对于只在原子气室内壁镀石蜡膜的气室, 相同参数下其磁共振信号如图 3(b), 此时原子的基态旋磁比值可精确至该超精细跃迁线. 且从两种气室磁共振信号的对比中可以看出, 在相同的温度、轴向直流偏置磁场条件下, 对于充缓冲气体的铷原子气室, 缓冲气体带来的碰撞展宽使磁共振信号线宽明显展宽, 且文献 [21] 也分析了反抽运光对铷原子系综产生的退极化影响. 故充缓冲气体铷原子气室的这种特征不仅不利于磁强计灵敏度的提高, 而且严重影响实验中用磁共振谱对商用磁通门磁强计的校准 (3.4 节

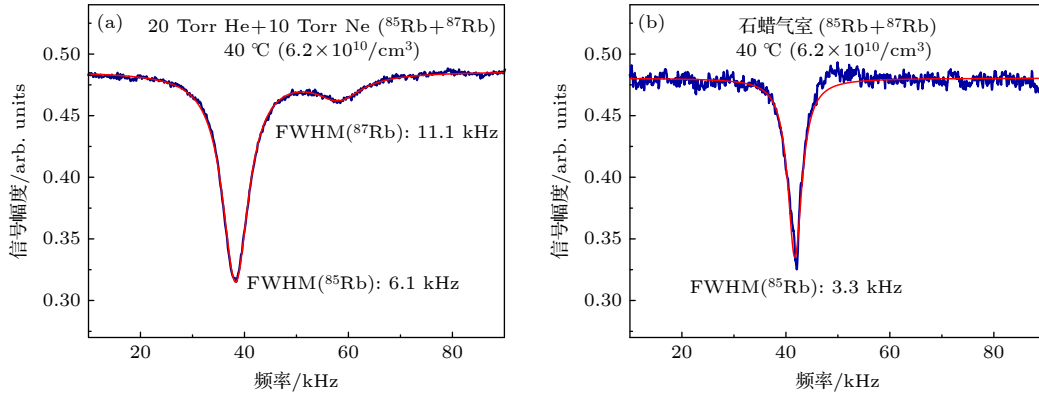


图 3 不同原子气室下的磁共振信号 温度 40 °C, 铷-85 ( $F = 3$ ) 对应的旋磁比为 4.69538 Hz/nT, 轴向直流偏置磁场  $\sim 8.87 \mu\text{T}$ , 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 功率  $\sim 200 \mu\text{W}$ , 光斑高斯直径  $\sim 7.3 \text{ mm}$ , 频率共振于铷-85 原子 ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ ) 超精细跃迁. 图 (a) 为充有 20 Torr He 和 10 Torr Ne 的自然丰度铷原子气室, 铷-85 原子对应的磁共振信号半高全宽  $\sim 6.1 \text{ kHz}$ ; 图 (b) 为不缓冲气体、气室内壁镀石蜡的自然丰度铷原子气室, 磁共振信号半高全宽  $\sim 3.3 \text{ kHz}$

Fig. 3. Magnetic resonance signal at different rubidium vapor cells at temperature 40 °C. The magnetogyric ratio of the  $^{85}\text{Rb}$  ( $F = 3$ ) is 4.69538 Hz/nT, the static magnetic field is  $\sim 8.87 \mu\text{T}$ , the 795-nm pumping laser beam's power is  $\sim 200 \mu\text{W}$ , the Gaussian diameter is  $\sim 7.3 \text{ mm}$  and the frequency is locked to the  $^{85}\text{Rb}$  ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ ) transition. Fig.3(a) shows the  $^{85}\text{Rb} + ^{87}\text{Rb}$  vapor cell filled with 20 Torr of Helium (He) and 10 Torr of Neon (Ne) as the buffer gases, the magnetic resonance signal's linewidth (FWHM) is  $\sim 6.1 \text{ kHz}$ . Fig.3 (b) shows the  $^{85}\text{Rb} + ^{87}\text{Rb}$  vapor cell with paraffin-coating (without the buffer gas), the magnetic resonance signal's linewidth (FWHM) is  $\sim 3.3 \text{ kHz}$ .

讨论). 对于只充有天然丰度铷原子、不充缓冲气体、气室内壁也不镀石蜡的铷原子气室, 由于铷原子与气室内壁的碰撞及铷原子之间的碰撞比较激烈, 铷原子的自旋弛豫时间短, 磁共振信号微弱, 实验中并没有看到较明显的磁共振信号. 故本实验中选择镀石蜡的铷原子气室进行后续实验操作.

### 3.2 仅采用 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 情形下的磁共振信号及参数优化

不同气室温度对磁共振信号的影响如图 4 所示. 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 光强为  $200 \mu\text{W}$ , 共振于铷-85 原子 D1 线的 ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ ) 超精细跃迁线, 直流偏置磁场  $8.87 \mu\text{T}$  (铷-85 ( $F = 3$ ) 对应的旋磁比为 4.69538 Hz/nT, 对应的拉莫尔进动频率为 41.66 kHz). 当原子气室温度分别控制在 27, 35, 40, 45 °C 时, 其原子数密度可估算得出<sup>[24]</sup>. 图 4 显示, 随着原子数密度的增加, 磁共振信号的信号幅度变大. 对不同温度下的磁共振信号进行洛伦兹线型拟合, 磁共振信号的半高全宽也随温度的升高而展宽, 主要的贡献因素是光场的强度梯度及原子气室内的碰撞 (铷原子间自旋破坏碰撞、铷原子与气室内壁间自旋破坏碰撞等). 但原子数密度越大, (4) 式中  $\Delta\nu/\text{SNR}$  的比值越小, 磁强计的灵敏度越

高, 可认为原子数密度的增大、磁共振信号幅值的增大占主导地位. 故理论上温度越高, 磁强计的灵敏度越高, 但受限于铷原子气室内壁石蜡膜的熔点 ( $\sim 55 \text{ °C}$ ), 为保护原子气室内壁石蜡膜不受破坏, 后续实验将温度控制在 45 °C.

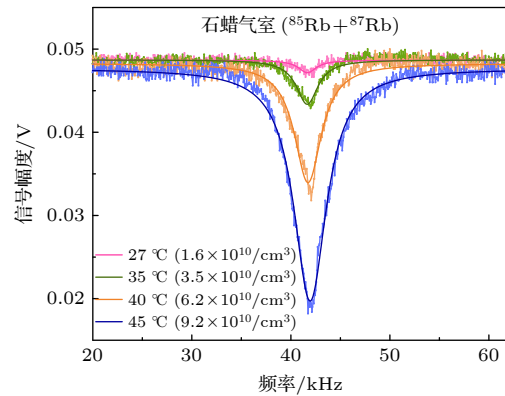


图 4 不同温度 (27—45 °C) 下的磁共振信号 27, 35, 40, 45 °C 温度下磁共振信号的半高全宽分别为  $\sim 2.2$ ,  $\sim 2.7$ ,  $\sim 3.3$ ,  $\sim 4.0 \text{ kHz}$

Fig. 4. The magnetic resonance signals at different temperatures (27—45 °C): The linewidth (FWHM) of the magnetic resonance signals are  $\sim 2.2 \text{ kHz}@27 \text{ °C}$ ,  $\sim 2.7 \text{ kHz}@35 \text{ °C}$ ,  $\sim 3.3 \text{ kHz}@40 \text{ °C}$ , and  $4.0 \text{ kHz}@45 \text{ °C}$ , respectively.

内壁镀石蜡抗自旋弛豫膜的铷原子气室, 温度控制在 45 °C, 将 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 频率调谐至铷-85 原子 D1 线的 ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ ) 超精细跃迁, 改变影

响磁共振信号的参数 (795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 功率、交变磁场强度) 进行分析并选定了最优参数值下的磁共振信号如图 4 所示 (对应原子气室温度 45 °C), 此时各参数分别为: 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 光强为 200  $\mu\text{W}$ 、产生交变磁场的信号源幅值为 0.1 V、直流偏置磁场为 8.87  $\mu\text{T}$ . 此时在扫描交变磁场频率时, 对应的磁共振线宽约为 4.0 kHz; 慢扫描直流偏置磁场时, 对应的磁共振线宽约为 852 nT. 调制解调的同位相和正交位相信号如图 5 所示, 将频率锁定在正交位相零点幅值对应的频率处, 即实现拉莫尔进动频率的锁定. 下一步将讨论在此基础上, 加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后磁共振信号信号幅值和线宽的变化情况.

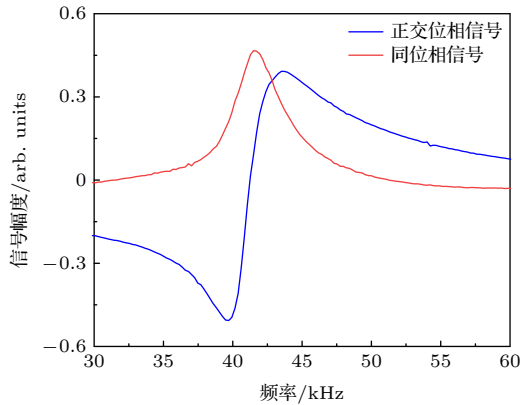


图 5 锁相放大器调制解调信号, 温度 45 °C, 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 光强 200  $\mu\text{W}$ , 轴向直流偏置磁场  $\sim 8.87 \mu\text{T}$ , 光斑高斯直径  $\sim 7.3 \text{ mm}$ , 频率共振于铷-85 原子 ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ ) 超精细跃迁. 解调后同位相信号的半高全宽为  $\sim 4.0 \text{ kHz}$

Fig. 5. The modulation and demodulation signal of the lock-in amplifier: the red curve is the demodulated in-phase signal. The blue curve is the out-of-phase gradient after demodulation. The 795-nm pumping laser beam's power is  $\sim 200 \mu\text{W}$ , the static magnetic field is  $\sim 8.87 \mu\text{T}$ , the Gaussian diameter is  $\sim 7.3 \text{ mm}$  and the frequency is locked to the  $^{85}\text{Rb}$  ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ ) transition line. The linewidth (FWHM) of the magnetic resonance signal is  $\sim 4.0 \text{ kHz}$ .

### 3.3 引入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光情形下的实验结果及讨论

在仅采用 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 的最优参数基础上, 加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光, 频率调谐至铷-85 原子 D2 线 ( $F = 2$ )—( $F'' = 3$ ) 超精细跃

迁线, 分别改变 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光功率和 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 功率, 磁共振信号的变化情况如图 6 所示.

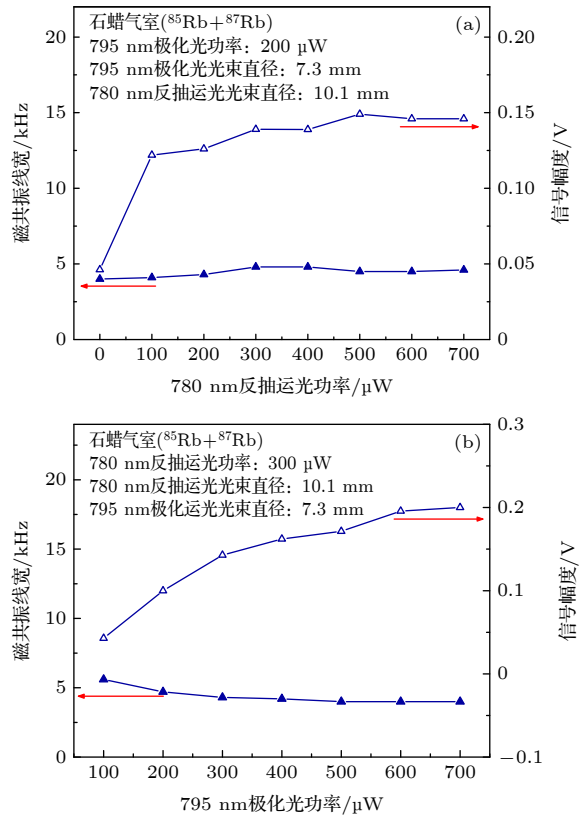


图 6 不同 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光和 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 功率下磁共振信号的线宽、信号幅值的变化情况

Fig. 6. The variation of linewidth (FWHM) and signal amplitude of magnetic resonance signal under different power of pumping and repumping laser beam.

图 6(a) 中的结果显示, 加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后, 线宽并没有明显变化, 信号幅值增大到一定值后趋于稳定. 这主要受限于 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 的功率. 且加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后磁共振信号的幅值最大为原来的 3.1 倍, 比前面 2.1 节分析的理论值小, 这说明即使加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光, 在一定程度上抑制了超精细态光抽运效应, 但仍不能将全部原子制备到极化状态. 图 6(b) 中, 选取 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光功率为 300  $\mu\text{W}$  时, 随着 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 功率的增大, 磁共振信号的线宽先

减小后变化不大, 信号幅值的增大趋势逐渐减缓. 实验中选择反抽运光功率 300  $\mu\text{W}$  作为后续实验条件.

### 3.4 铷-85 原子光泵磁强计的灵敏度标定

磁强计的灵敏度也可表示为

$$\delta B = \frac{\Delta B}{\text{SNR}}, \quad (5)$$

式中  $\Delta B$  为标定场的磁场强度. 在交变磁场方向上(沿  $x$  轴方向)的另一组亥姆霍兹线圈对, 用低噪声的交流电源驱动, 产生特定频率的交变磁场, 对光泵铷原子磁强计的灵敏度进行标定. 标定时保持 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光(同时也是探测光)功率 200  $\mu\text{W}$ , 频率共振于铷-85 原子 D1 线 ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ )超精细跃迁线; 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光功率 300  $\mu\text{W}$ , 频率共振于铷-85 原子 D2 线 ( $F = 2$ )—( $F'' = 3$ )超精细跃迁, 定标场的磁场强度 4.7 nT.

典型的有无 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光情况下的磁场灵敏度如图 7 所示, 其中定标频率为 63 Hz. 如图 7 所示, 在仅有 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光(同时也是探测光)存在时, 3—100 Hz 的灵敏度为 245.5 pT/Hz<sup>1/2</sup>; 加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后, 由于处于极化态的原子数增多, 标定场的信号幅值显著增大, 同时透射光子数的减小也使得背景噪声幅值明显减小, 两者综合作用下 15—100 Hz 磁场的灵敏度为 26.4 pT/Hz<sup>1/2</sup>. 此时 3—15 Hz 处隆起的噪声本底可能是 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光的额外强度噪声. 且从图 7(a) 和图 7(b) 对比中可以看出, 加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后, 可以清晰看到磁屏蔽筒内残余的 50 Hz 工频交变磁场信号, 强度约 92.4 pT. 同时, 我们也将标定场频率放到 103, 203, 503, 1003 Hz 处进行标定, 结果表明, 在 1.2 kHz 频率范围内, 引入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后的磁场灵敏度都有近 1 个数量级的提高.

### 4 磁通门磁强计的校准

目前商用磁强计不断地更新迭代, 在使用环境、测量精度和测量误差等方面都有提高. 商用磁通门磁强在使用一段时间后, 测量磁场的准确度和

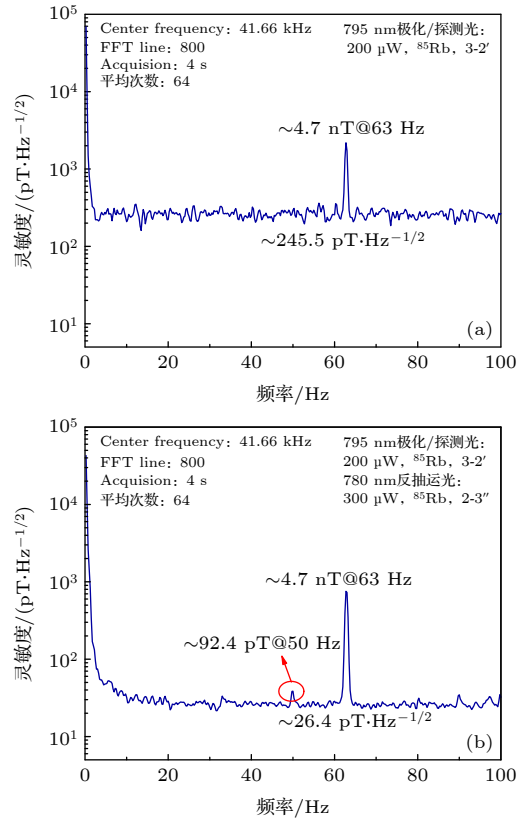


图 7 有无 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光情况下磁场灵敏度, 标定场频率 63 Hz, 磁场强度 4.7 nT:(a) 在仅有 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光(同时也是探测光)(功率 200  $\mu\text{W}$ , 共振于铷-85 原子 D1 线 ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ )超精细跃迁)情况下的磁场灵敏度; (b) 加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光(功率 300  $\mu\text{W}$ , 共振于铷-85 原子 D2 线 ( $F = 2$ )—( $F'' = 3$ )超精细跃迁)情况下的磁场灵敏度

Fig. 7. The sensitivity of the magnetometer: The calibration field frequency is 63 Hz and the magnetic field strength is 4.7 nT: (a) The magnetic field sensitivity in the presence of pumping laser beam (the frequency is resonant with ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ ) hyperfine transition line of  $^{85}\text{Rb}$  D<sub>1</sub> line with the power of 200  $\mu\text{W}$ ); (b) the magnetic field sensitivity with the addition of repumping laser beam (the frequency is resonant with ( $F = 2$ )—( $F'' = 3$ ) hyperfine transition line of  $^{85}\text{Rb}$  D<sub>2</sub> line with the power of 300  $\mu\text{W}$ ).

误差会受到人为使用因素和外界环境等的影响而下降, 且存在零点漂移的问题, 其校准方式也更为复杂, 一般需要以下几个步骤: 首先在磁强计测量范围内选择若干个校准点, 均匀分布在所选的量程内, 磁强计探头放在待测磁场的正中心位置, 调节磁强计位置及探头角度使得呈现的数值最大, 此时即可认为探头磁轴与磁场线圈的磁轴完全平行. 使用电流源输出电流, 标准磁场值通过线圈常数与电流大小计算得到, 同时记录不同点下的标准磁场值

与磁强计测量值, 并计算其磁场测量不准确度、零漂及偏差. 也可将磁强计探头放置于屏蔽外界磁场性能较好的磁屏蔽筒内进行置零操作, 实现零磁校准. 但由于线圈物理发热、电流精度等不确定因素的影响, 导致标定的磁场值存在一定误差, 进而在校准磁强计时也存在一定偏差.

对于光泵原子磁强计, 由于测量的碱金属原子的自旋进动频率与磁通量密度有直接的关联, 所以在对绝对磁场进行测量时不需要外部校准, 即此种光泵原子磁强计可用作校准元. 尤其本实验所用的在气室内壁镀石蜡抗自旋弛豫膜的铷原子气室, 同时使用铷-85 和铷-87 两种同位素原子进行标定和相互校验, 且已知不同超精细能级对应的精确旋磁比, 不存在中心频率漂移带来的不准确性问题, 同时结合数字采样系统可保证 0.1 nT 磁场精度的识别, 有能力对商用磁强计进行标定评估.

这里将要评估的商用磁强计是中国计量科学院研制的 CTM-6 W 型磁通门磁强计, 它适用于测量微弱恒定磁场、磁屏蔽装置内的磁场和材料的剩磁. 其工作原理及技术参数为: 采用低噪音长环形磁芯的磁通门探头输出的二次谐波信号正比于磁场, 经同步检波器和积分器转变为直流电流反馈回探头线圈, 再经数模转换器输出相应的磁场值, 其中反馈线圈磁场补偿外磁场, 构成一个闭环系统. 该磁通门磁强计标称的技术指标如下: 探头尺寸  $\varnothing 8 \text{ mm} \times L 40 \text{ mm}$ , 测磁范围 0.1—99999.9 nT, 分辨率 0.1 nT, 不确定度  $0.05 \% \pm 10 \text{ nT}$ .

在 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 和 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光功率均为 200  $\mu\text{W}$ , 光斑直径均为 7.3 mm, 原子气室内壁镀石蜡且温度控制在 45  $^{\circ}\text{C}$ , 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 频率共振于铷-87 原子 D1 线 ( $F = 2$ )—( $F' = 1$ ) 超精细跃迁线, 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光频率共振于铷-87 原子 D2 线 ( $F = 1$ )—( $F'' = 2$ ) 超精细跃迁线, 在不同轴向直流偏置磁场线圈电流下产生相应的磁共振信号, 通过拉莫尔进动频率公式及铷-87 原子基态不同超精细能级对应的精确旋磁比<sup>[25]</sup>(铷-87 原子基态超精细能级 ( $F = 1$ ) 和 ( $F = 2$ ) 对应的旋磁比分别为 7.02369 Hz/nT 和 6.99583 Hz/nT), 求得该直流偏置磁场线圈电流对应的磁场值. 同样保持其他参数不变, 将 780 nm

波长窄线宽单频连续反抽运光频率共振于铷-85 原子 D1 线 ( $F = 3$ )—( $F' = 2$ ) 超精细跃迁线, 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光频率共振于铷-85 原子 D2 线 ( $F = 2$ )—( $F'' = 3$ ) 超精细跃迁线, 求得不同直流偏置磁场线圈电流对应的磁场 (计算可得铷-85 原子基态超精细能级  $F = 2$  和  $F = 3$  对应的旋磁比分别为 4.66743 Hz/nT 和 4.69538 Hz/nT), 两者相互校准, 给出铷原子光泵磁强计标定的磁场如图 8 所示. 此外, 为保证稳定精确的直流偏置磁场输出, 我们选用低噪声的电流源驱动无矩线圈产生直流偏置磁场, 避免因直流偏置磁场的不稳定性导致的磁共振信号线宽的展宽, 破坏轴向磁场测量的准确度. 使用的示波器可实现高达 20 GS/s 的实时采样率, 数据采集平均次数设置为 64 次, 能够实现信号多次采集求平均, 避免单次磁场标定具有的偶然性.

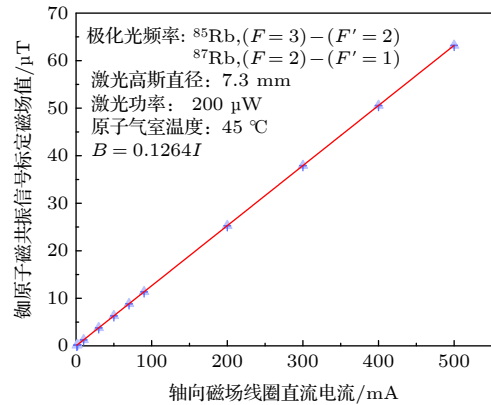


图 8 铷原子磁共振信号标定的磁场值

Fig. 8. Magnetic field values calibrated by rubidium atomic magnetic resonance signals.

在相同的直流偏置磁场线圈电流下, 用磁通门磁强计测量得到的磁场值相对于用磁共振信号测量得到的磁场值的对比如图 9 所示.

在使用铷原子磁共振信号对轴向直流偏置磁场进行标定时, 由于磁屏蔽筒在消磁后剩余磁场小于 1 nT, 可认为我们的系统近似处于无磁环境, 因此得到其拟合方程为  $B = 0.1264I$ . 磁通门磁强计测量磁场值与铷原子磁共振信号标定磁场值之间的关系为  $B = 0.99437B_a$ . 从图 9 可以看出, 磁通门磁强计测量值与真实磁场值相比偏低, 且磁通门磁强计测量磁场的相对偏差在轴向直流偏置磁场线圈电流值偏小时增大, 由此可见测量磁场越弱, 磁通门磁强计的准确度越差. 我们也给出了铷原子

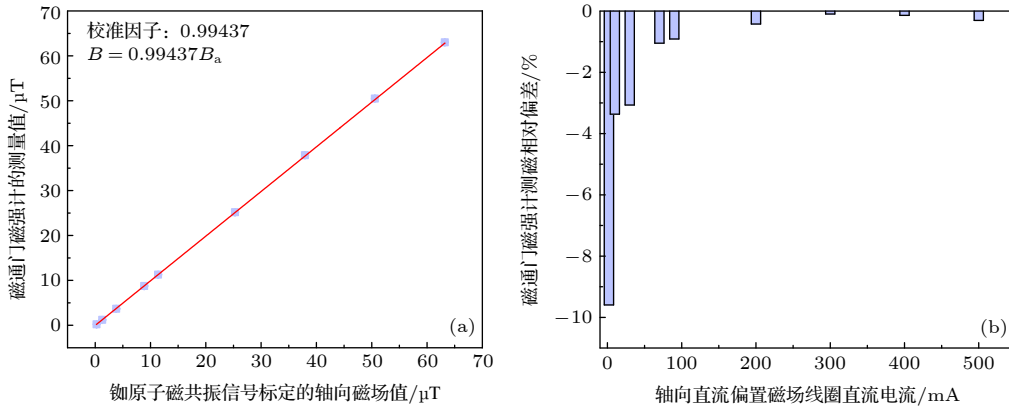


图 9 磁通门磁强计测量磁场值与磁共振信号测量磁场值的关系 (a) 蓝红点线为磁通门磁强计测量磁场值相对于铷原子光泵磁强计测量磁场值的对比; (b) 磁通门磁强计测量磁场值相对磁共振信号测量磁场值的相对偏差

Fig. 9. The relationship of the magnetic field measured by fluxgate magnetometer and magnetic resonance signal: (a) The blue and red dot lines are the comparison of the magnetic field measured by the fluxgate magnetometer and the rubidium atom optical pump magnetometer; (b) shows the relative deviation of the magnetic field measured by fluxgate magnetometer compared with magnetic resonance signal.

表 1 磁通门磁强计与铷原子磁共振信号标定磁场的相对误差值

Table 1. Relative error value of magnetic field calibration between fluxgate magnetometer and rubidium atomic magnetic resonance signal.

直流偏置磁场线圈电流/mA	2	10	30	70	90	200	300	400	500
铷原子磁共振信号标定磁场的相对误差/nT	± 0.7	± 1.2	± 1.7	± 2.1	± 2.1	± 3.1	± 3.3	± 3.7	± 4.6
磁通门磁强计标定磁场的相对误差/nT	± 1	± 2	± 2	± 4	± 5	± 6	± 9	± 13	± 12

磁共振信号与磁通门磁强计在不同轴向直流偏置磁场线圈电流下分别标定磁场时的相对误差值, 如表 1 所示, 在各自标定磁场时, 磁通门磁强计的相对误差值较大, 标定磁场的准确度比较差, 且随着直流偏置磁场的增大, 磁通门磁强计测量磁场的误差值增大趋势明显.

## 5 结 论

本文对比研究了不同铷原子气室的磁共振信号的区别, 在镀石蜡抗自旋弛豫膜的铷原子气室中选取了最优的磁共振信号参数, 分析了引入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后, 不同 795 nm 波长窄线宽单频连续极化光 (同时也是探测光) 功率和 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光功率对磁共振信号信噪比和线宽的影响, 并对铷原子光泵磁强计的灵敏度进行了评估, 研究发现引入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后磁共振信号的线宽并没有明显展宽, 但信号幅值明显增大, 体现了 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光对磁强计的

积极作用. 在 1.2 kHz 带宽频率范围内, 加入 780 nm 波长窄线宽单频连续反抽运光后磁强计的灵敏度有近 1 个数量级的提高. 最后借助磁共振信号的准确度进行模拟测量, 对商用磁通门磁强计的准确度和偏差进行了评估.

在后续实验中, 我们可通过以下几种方式进一步优化磁共振信号来提高灵敏度. 1) 优化磁共振信号线宽. 本实验中轴向直流偏置磁场 (沿极化光方向) 的磁场梯度 ~20 nT/mm, 可能导致磁共振信号线宽展宽, 后续可通过优化轴向直流偏置磁场的均匀性使磁共振信号线宽更窄, 以及进一步优化横向交变磁场强度, 平衡磁共振信号信噪比与线宽的关系; 同时, 优化光束直径, 减小渡越展宽也会进一步减小线宽. 2) 优化信噪比. 优化温度即原子数密度可进一步增大信噪比, 提高灵敏度; 激光的强度噪声也是信号幅值的影响因素之一, 后续可加入反馈回路抑制激光强度噪声, 提高信噪比. 本实验所使用的低噪声精密电流源的噪声 ~600 nA (对应量程为 ± 100 mA), 对应于拉莫尔进动频率的频率起伏约 0.35 Hz, 故后续可使用秒稳约  $2 \times 10^{-11}$  的铷原子钟 (在 1 s 的探测时间尺度, 铷钟输出

10 MHz 钟信号的频率起伏小于 0.0002 Hz) 作为频率标准, 控制信号源产生稳定度更高的交变磁场, 对稳定度相对较差的轴向直流偏置磁场进行闭环锁定, 进一步减小噪声对磁强计的影响.

## 参考文献

- [1] Labyt E, Corsi M C, Fourcault W, Laloy A P, Bertrand F, Lenouvel F, Cauffet G, Prado L P, Berger F, Morales S 2019 *IEEE Trans. Medical Imaging* **38** 90
- [2] Tralshawala N, Claycomb J R, Miller J H 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 1573
- [3] Bonavolonta C, Valentino M, Peluso G, Barone A 2007 *IEEE Trans. Appl. Superconductivity* **17** 772
- [4] Sarma B S P, Verma B K, Satyanarayana S V 1999 *Geophysics* **64** 1735
- [5] Smith E J, Dougherty M K, Russell C T, Southwood D J 2001 *J. Geophys. Research: Space Phys.* **106** 30129
- [6] Savukov I M, Seltzer S J, Romalis M V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 063004
- [7] Shah V, Knappe S, Schwindt P D D, Kitching J 2007 *Nature Photonics* **1** 649
- [8] Boto E, Holmes N, Leggett J, Roberts G, Shah V, Meyer S S, Munoz L D, Mullinger K J, Tierney T M, Barnes G R, Bowtell R, Brookes M J 2018 *Nature* **555** 657
- [9] Dang H B, Maloof A C, Romalis M V 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 151110
- [10] Ledbetter M P, Budker D 2013 *Phys. Today* **66** 44
- [11] Valentina T, Kamal 2013 *The Sci. World J.* **2013** 1
- [12] Zhao Q, Fan B L, Wang S G, Wang L J 2019 *J. Magnetism & Magnetic Materials* **481** 257
- [13] Budker D, Romalis M 2007 *Nature Phys.* **3** 227
- [14] Budker D, Kimball D F J 2013 *Optical Magnetometry* (New York: Cambridge University Press) p60
- [15] Wang Z G, Luo H, Fan Z F, Xie Y P 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 210702 (in Chinese) [汪之国, 罗晖, 樊振方, 谢元平 2016 物理学报 **65** 210702]
- [16] Li S G, Zhou X, Cao X C, Sheng J T, Xu Y F, Wang Z Y, Lin Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 877 (in Chinese) [李曙光, 周翔, 曹晓超, 盛继腾, 徐云飞, 王兆英, 林强 2010 物理学报 **59** 877]
- [17] Dong H F, Fang J C, Zhou B Q, Tang X B, Qin J 2012 *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **57** 21004
- [18] Zhang R, Xiao W, Ding Y D, Feng Y L, Peng X, Shen L, Sun C, W T, Wu Y L, Yang Y C, Zheng Z Y, Zhang X Z, Chen J B, Guo H 2020 *Sci. Adv.* **6** eaba8792
- [19] Sun W M, Liu S Q, Zhao W H, Zhang J H 2015 *Optical Atomic Magnetometer* (Harbin: Harbin Engineering University Press) p42 (in Chinese) [孙伟民, 刘双强, 赵文辉, 张军海 2015 光学原子磁力仪 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学出版社) 第42页]
- [20] Gu Y, Shi R Y, Wang Y H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110701 (in Chinese) [顾源, 石荣晔, 王延辉 2014 物理学报 **63** 110701]
- [21] Yang H, Wang Y, Zhao N 2020 *Eur. Phys. J. D* **74** 225
- [22] Bloch F 1946 *Phys. Rev.* **70** 460
- [23] Seltzer S J 2008 *Ph. D. Dissertation* (Princeton: Princeton University)
- [24] Keaveney J 2013 *Ph. D. Dissertation* (Durham: Durham University)
- [25] Wang Z, Peng X, Zhang R, Luo H, Guo H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 193002

# Improving the sensitivity of an optically pumped rubidium atomic magnetometer by using of a repumping laser beam\*

Zhang Lu-Lu<sup>1)</sup> Bai Le-Le<sup>1)</sup> Yang Yu-Lin<sup>1)</sup> Yang Yong-Biao<sup>1)</sup>  
 Wang Yan-Hua<sup>1)3)5)</sup> Wen Xin<sup>1)4)</sup> He Jun<sup>1)2)5)</sup> Wang Jun-Min<sup>1)2)5)†</sup>

1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Decices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Department of Physics, School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*Department of Opto-Electronics Engineering, School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

4) (*Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

5) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

( Received 15 May 2021; revised manuscript received 1 July 2021 )

## Abstract

For the experimental implementation of an optically pumped atomic magnetometer, the magnetic resonance signal with a narrow linewidth and a high signal-to-noise ratio (SNR) is required for achieving a high sensitivity. Using 795-nm laser as both the pumping and the probe laser, we compare the magnetic resonance signals from different rubidium atomic vapor cells and investigate the variations of magnetic resonance signals with temperature. Optimized magnetic resonance signal is achieved with a paraffin-coated rubidium atomic vapor cell. Then the 780-nm laser at rubidium D2 line is introduced as a repumping laser, and we explore the changes of linewidth and SNR of the magnetic resonance signal under different power of the pumping laser and the repumping laser. Owing to the 780-nm repumping laser beam, the signal amplitude of rubidium-85 magnetic resonance signal is improved remarkably because more rubidium-85 atoms are spin-polarized by the 795-nm pumping laser beam. At the same time, the linewidth of rubidium-85 magnetic resonance signal is roughly not broadened anymore. We realize a closed-loop optically pumped rubidium-85 atomic magnetometer with a bandwidth of  $\sim 1.2$  kHz, and the sensitivity is calibrated to be  $\sim 245.5$  pT/Hz<sup>1/2</sup> only with the 795-nm pumping laser beam. Owing to the employment of the 780-nm repumping laser beam, the sensitivity is improved to be  $\sim 26.4$  pT/Hz<sup>1/2</sup> which is improved roughly by one order of magnitude. We also calibrate the measurement accuracy and deviation of a commercial fluxgate magnetometer by using the enhanced rubidium magnetic resonance signal.

**Keywords:** optically pumped rubidium atomic magnetometer, linewidth of magnetic resonance signal, signal-to-noise ratio, repumping light, fluxgate magnetometer's calibration

**PACS:** 07.55.Ge, 32.80.Xx, 32.60.+i, 32.80.Qk

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210920

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11974226, 61905133, 11774210, 61875111), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0304502), the Shanxi Provincial Graduate Education Innovation Project, China (Grant No. 2020BY024), and the Shanxi Provincial 1331Project for the Key Subjects Construction, China.

† Corresponding author. E-mail: [wwjjmm@sxu.edu.cn](mailto:wwjjmm@sxu.edu.cn)