

## 采用反抽运光增强自旋排列态 RF 型铷原子磁强计灵敏度研究\*

张露露<sup>1</sup>, 杨永彪<sup>1</sup>, 赵军业<sup>1</sup>, 李杨<sup>1</sup>, 杨保东<sup>1,2</sup>, 王彦华<sup>1,2</sup>, 王军民<sup>1,3,†</sup>

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

2) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

3) (省部共建极端光学协同创新中心, 山西大学, 太原 030006)

**摘要:** 基于相敏检测的排列 (alignment) 态光泵原子磁强计在地球物理范围内可实现微弱交变磁场信号的高灵敏检测。在室温的实验条件下, 我们在镀反弛豫涂层的提纯铷-87 原子气室中演示了射频磁场驱动的 alignment 磁强计。基于理论原理分析, 演示了不同参数对于 alignment 磁强计磁共振信号的影响。同时, 我们也定量分析了反抽运光的增强作用, 并在最优实验参数下, 引入 D2 线反抽运光, 研究其对磁共振信号和灵敏度的影响。实验结果表明, 反抽运光可进一步增大原子极化数目, 实现磁共振信号幅值的增大, 灵敏度由  $76.2 \text{ pT/Hz}^{1/2}$  改善至  $39.1 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ , 同时磁共振信号的线宽并没有明显展宽。该研究为 alignment 铷原子磁强计应用于不同的环境条件提供一定的研究意义, 且由于其简单的几何结构, 有助于商业化、小型化的实现。

**关键词:** 排列态磁强计、铷原子气室、线偏振光、反抽运光、灵敏度

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

### 1 引言

光泵原子磁强计<sup>[1][2]</sup>由于其测量原理简单, 灵敏度高等优点, 目前已越来越成为主流的精密测量工具, 且现已在生物医学<sup>[3][4][5]</sup>、地球物理<sup>[6][7]</sup>、军事<sup>[8]</sup>、宇宙暗物质探测<sup>[9]</sup>、基础物理研究<sup>[10][11]</sup>等领域发挥举足轻重的作用。在光泵原子磁强计中, 通常需要先对原子进行态制备<sup>[12]</sup>。目前, 对于原子态的制备方式主要有采用圆偏振光的取向 (orientation) 态<sup>[13][14]</sup>和采用线偏振光的排列 (alignment) 态<sup>[15][16]</sup>。对于 orientation 态, 实验上若想达到比较高的灵敏度, 一般需要再加入一束频率大失谐的线偏振光作为探测工具, 几何结构相对比较复杂, 这增大了商业化、小型化的成本和难度; 而对于 alignment 态, 仅使用一束线偏振光就可以达到相对比较高的灵敏度, 几何结构更简单, 价格也相对更低, 这对于光泵原子磁强计的商业

\* 国家自然科学基金 (批准号: No. 12474483), 山西省基础研究计划资助项目 (No. 202403021211013) 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: [wwjjmm@sxu.edu.cn](mailto:wwjjmm@sxu.edu.cn)

化集成是非常有利的。

对于 alignment 光泵原子磁强计，一般会在垂直于静磁场方向施加一个射频（RF）磁场，以使原子自旋能够绕磁场方向做拉莫尔进动，从而达到探测提取磁场值的目的。M. P. Ledbetter 等人<sup>[17]</sup>在射频磁场驱动的 alignment 态原子磁强计中，通过调整偏置磁场来调整共振频率，实现对交流磁场的测量。R. J. Li<sup>[18]</sup>等人在地球磁场~50 uT 附近工作，实现了 1 kHz 带宽范围内 180 fT/Hz<sup>1/2</sup> 的测磁灵敏度。T. Zigdon 等人<sup>[19]</sup>在镀石蜡的铷原子气室中构建了基于密度-矩阵形式的理论模型，用原子角动量的概率分布图来阐述在不同射频磁场强度下基态原子自旋极化动力学。L.M. Rushton 等人<sup>[20]</sup>首次在充缓冲气体的铯原子气室中演示了 alignment 磁强计，理论模拟分析了缓冲气体气室和镀抗弛豫膜气室在态制备后原子数分布的区别，在仅有泵浦光存在条件下，由于超精细结构暗态的存在，两种原子气室都会损失态制备原子。在先前的研究中，T. Shi 等人<sup>[21]</sup>在铷-85 原子磁强计中采用铷-85 D1 线，（F=2）→（F'=2）跃迁线作为反抽运光，实现了磁共振信号幅值显著增大。R. J. Li 等人<sup>[22]</sup>基于铷-87 D1 线，（F=1）→（F'=1）反抽运光，通过抑制与反抽运相关联的虚拟磁场来提高灵敏度，证实了反抽运光能显著提高原子 alignment 态布居数且不会增加磁共振线宽。Ge Jin 等人<sup>[23]</sup>在天然丰度铷原子气室里，基于铷-85 原子的 alignment 态制备演示了脉冲射频磁场下的光泵原子磁强计，在铷-85 D1 线（F=3）→（F'=2）泵浦光的基础上，引入铷-85 D2 线（F=2）→（F''=2）反抽运光，增加 alignment 态的原子数，进而在地磁场范围水平实现了测磁灵敏度的提高。以上研究为在室温条件下提纯铷-87 原子气室引入反抽运光增大 alignment 态原子布居数提供了重要的支撑，该磁强计的研究可满足进一步商用小型化、低成本化的要求。

本文中，我们基于室温下的提纯铷-87 原子气室，演示了基于相敏检测的 alignment 态光泵原子磁强计。本论文章节安排如下：首先，理论阐述 alignment 态光泵原子磁强计的原理，给出相敏检测模式信号测量提取公式，并定量分析有无反抽运光存在情况下原子极化的差异；其次，在室温条件下，搭建 alignment 态光泵原子磁强计进行实验；最后，对实验结果进行详细阐述和分析，给出有无反抽运光情况下对应的灵敏度。同时，本文也定量分析 alignment 光泵原子磁强计的适用性，这对于未来 alignment 光泵原子磁强计的小型化、商业化有一定的促进意义。

## 2 理论分析

### 2.1 alignment 光学原子磁强计理论分析

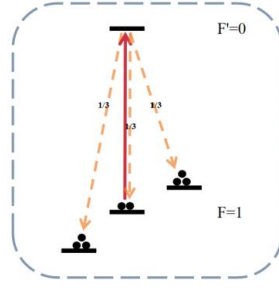


图 1. 四能级系统

Fig. 1. Energy level diagram with a  $F=1$  ground state and  $F'=0$  excited state.

对于 alignment 光泵原子磁强计，其理论模型可用简单的  $(F=1) \rightarrow (F'=0)$  跃迁来描述。

选取  $z$  轴为量子化轴，则相互作用基矢分别为：

$$\begin{aligned}
 |F_g = 1, m_F = 1\rangle &= (1, 0, 0, 0)^T, \\
 |F_g = 1, m_F = 0\rangle &= (0, 1, 0, 0)^T, \\
 |F_g = 1, m_F = -1\rangle &= (0, 0, 1, 0)^T, \\
 |F_e = 0, m_F = 0\rangle &= (1, 0, 0, 0)^T
 \end{aligned} \tag{1}$$

系统未经微扰时的哈密顿量可写为：

$$\hat{H}_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \hbar\omega_0 \end{pmatrix} \tag{2}$$

其中， $\omega_0$  是  $(F=1) \rightarrow (F'=0)$  的跃迁频率。当一束偏振方向沿  $z$  轴，波矢量方向垂直于  $z$  轴，频率为  $\omega$  的线偏振光作用时，光与原子相互作用的哈密顿量可写为：

$$\hat{H}_I = \hbar\Omega_R \cos\omega t \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{3}$$

这里， $\Omega_R$  是 Rabi 频率， $\hbar$  是约化普朗克常数。当在  $Z$  方向施加一个静磁场  $B_0$ ，沿  $y$  方向施加一个频率  $\omega_{rf}$ 、幅度  $B_{rf}$  的震荡磁场  $B_y = B_{rf} \cos\omega_{rf}t$ ，则外磁场与原子相互作用的哈密顿量可写为：

$$\hat{H}_B = -\mu \cdot B = g_F \mu_B \begin{pmatrix} B_0 & B_{rf} \cos\omega_{rf}t/\sqrt{2} & 0 & 0 \\ B_{rf} \cos\omega_{rf}t/\sqrt{2} & 0 & B_{rf} \cos\omega_{rf}t/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & B_{rf} \cos\omega_{rf}t/\sqrt{2} & -B_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{4}$$

这里， $\mu$  是磁偶极矩， $g_F$  是超精细朗德  $g$  因子， $\mu_B$  是玻尔磁子。定义拉莫尔频率

$\Omega_L = g_F \mu_B B_0 / \hbar$ ，射频场强度  $\Omega_{rf} = g_F \mu_B B_{rf} / \hbar$  此时，系统的总哈密顿量可写为：

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I + \hat{H}_B = g_F \mu_B \begin{pmatrix} \Omega_L & \Omega_{rf} \cos \omega_{rf} t / \sqrt{2} & 0 & 0 \\ B_{rf} \cos \omega_{rf} t / \sqrt{2} & 0 & \Omega_{rf} \cos \omega_{rf} t / \sqrt{2} & -\Omega_R \cos \alpha t / \sqrt{3} \\ 0 & \Omega_{rf} \cos \omega_{rf} t / \sqrt{2} & -\Omega_L & 0 \\ 0 & -\Omega_R \cos \alpha t / \sqrt{3} & 0 & \omega_0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

在旋转坐标系下引入旋波近似，并令  $\Delta = \omega - \omega_0$ ， $\Delta_{rf} = \omega_{rf} - \Omega_L$ ，此时哈密顿方程可写为：

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} -\Delta_{rf} & \Omega_{rf} / 2\sqrt{2} & 0 & 0 \\ \Omega_{rf} / 2\sqrt{2} & 0 & \Omega_{rf} / 2\sqrt{2} & -\Omega_R / 2\sqrt{3} \\ 0 & \Omega_{rf} / 2\sqrt{2} & \Delta_{rf} & 0 \\ 0 & -\Omega_R / 2\sqrt{3} & 0 & -\Delta \end{pmatrix} \quad (6)$$

考虑原子从激发态弛豫到基态的速率  $\hat{\Gamma}$  和重新布居  $\hat{\Lambda}$ ：

$$\hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma + \Gamma \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$\hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} (\gamma + \Gamma) / 3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (\gamma + \Gamma) / 3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\gamma + \Gamma) / 3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

$\gamma$  为自旋弛豫速率，在旋转框架下，密度矩阵  $\hat{\rho}$  的 Liouvill 方程为<sup>[24]</sup>：

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}, \hat{\rho}] - i\hbar \frac{1}{2} (\hat{\Gamma} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\Gamma}) + i\hbar \hat{\Lambda} \quad (9)$$

对于相敏检测模式，通过平衡差分探测器和锁相放大器探测光旋转信号，最终锁相输出

信号为<sup>[20]</sup>：

$$\begin{aligned} X &\propto \frac{\partial \phi^{out}}{\partial t} \propto B_{rf} \frac{1}{(\omega_{rf} - \Omega_L)^2 + \gamma^2} \\ Y &\propto \frac{\partial \phi^{in}}{\partial t} \propto B_{rf} \frac{(\omega_{rf} - \Omega_L) / \gamma}{(\omega_{rf} - \Omega_L)^2 + \gamma^2} \\ R &= \sqrt{X^2 + Y^2} = |X + iY| \propto B_{rf} \left| \frac{1 + i(\omega_{rf} - \Omega_L) / \gamma}{(\omega_{rf} - \Omega_L)^2 + \gamma^2} \right| \end{aligned} \quad (10)$$

在 alignment 磁强计灵敏度表征中，一般公式为：

$$\delta B = \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta \nu}{SNR} \quad (11)$$

其中  $\Delta\nu$  为磁共振信号线宽，SNR 为磁共振信号信噪比。从公式可以看出，磁共振线宽和信噪比制约着 alignment 磁强计的灵敏度。

## 2.2 反抽运光的引入

在 2.1 节中，我们采用简化的模型来描述 alignment 光学原子磁强计的理论，对于本实验内壁镀石蜡的提纯铷-87 原子气室来说，频率共振于铷-87 原子 D1 线 ( $F=2$ )  $\rightarrow$  ( $F'=1$ ) 的泵浦光作用能级图如图 2 (a) 所示，共振于 ( $F=2$ )  $\rightarrow$  ( $F'=1$ ) 的线偏振泵浦光能将大部分原子抽运至基态 ( $F=2, m_F=\pm 2$ ) 态上制备 alignment 态，由于跃迁 CG 系数，同样存在部分原子回落至基态 ( $F=1$ ) 态上，这对于 alignment 态的制备是不好的影响，因此，加入共振于 ( $F=1$ )  $\rightarrow$  ( $F''=2$ ) 的线偏振反抽运光如图 2 (b) 所示，( $F=1$ ) 态上的原子部分被制备到 ( $F=2$ ) 态，进而增大 alignment 态原子数目和信号幅度，这对于光学原子磁强计来说是有利的影响。定量分析来说，在原子气室处于热平衡状态时，假设铷-87 原子基态两个超精细态上各均匀分布  $N/2$  个原子，当 795 nm 线偏振光与 ( $F=2$ ) 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 ( $F=2, m_F=+2, -2$ ) 态上布居的原子数极限值约为  $N/2$ ，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 2 倍，粗略估算磁共振信号幅值提高 2 倍。图 4 中，Zeeman 态的分裂与静磁场大小有关，利用公式  $\Omega_L = \gamma \cdot B_0$  可进一步求出拉莫尔频率值。需要注意的是，对基态 ( $F=1$ ) 和 ( $F=2$ ) 态来说，其旋磁比值略有不同<sup>[25]</sup>。

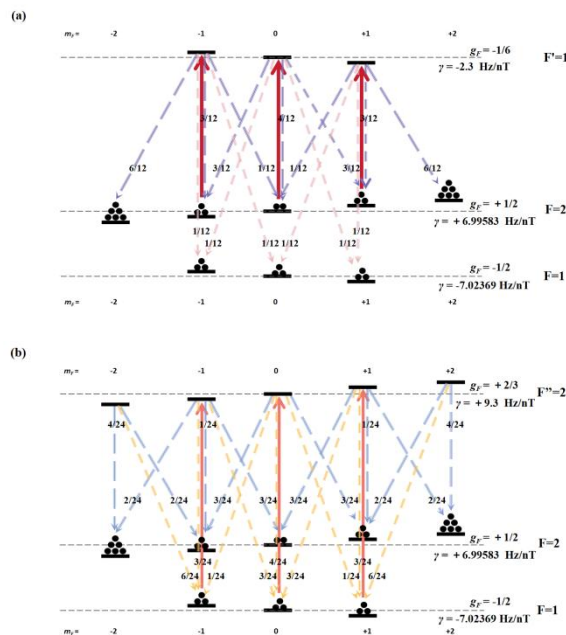


图 2. (a) 铷-87 原子 D1 线 795 nm 跃迁能级图。 (b) 铷-87 原子 D2 线 780 nm 跃迁能级图。

Fig. 2. (a) Relevant energy transitions of rubidium-87 atoms D1 line. (b) Relevant energy transitions of rubidium-87 atoms D2 line.

### 3 实验装置

本研究的实验装置如下图所示，使用的是 75 mm 长，直径 25 mm 的内壁镀石蜡涂层的提纯铷-87 原子气室，该气室放置于四层坡莫合金组成的磁屏蔽筒中以创造近零磁场环境，同时桶内放置同向亥姆霍兹线圈以产生所需磁场，外腔半导体激光器 (ECDL) 产生的 795 nm 线偏振泵浦光（同时也是探测光）和分布布拉格反射器 (DBR) 式产生的 780 nm 线偏振反抽运光通过干涉滤光片（795 nm 高透、780 nm 高反）合束后扩束为光斑大小 10 mm，穿过偏振片进入原子气室，干涉滤光片（795 nm 高透、780 nm 高反）放置在磁屏蔽筒外使仅 795 nm 进入由  $\lambda/2$ 、沃拉斯通棱镜和差分探测器组成的偏振仪中。探测器输出的信号被锁相放大器（苏黎世仪器公司 MFLI-5 MHz）调制解调，并将解调后的信号通过 servo 回路输送给线圈实现闭环锁定；在整个实验过程中，原子气室温度保持在室温，两束光均通过偏振谱锁频方式进行频率锁定。

实验中，静磁场由精密电流源 (Keysight B2961A) 产生，其方向与光场偏振方向平行，即沿 z 轴方向；射频磁场由信号发生器产生，其方向沿 y 轴。

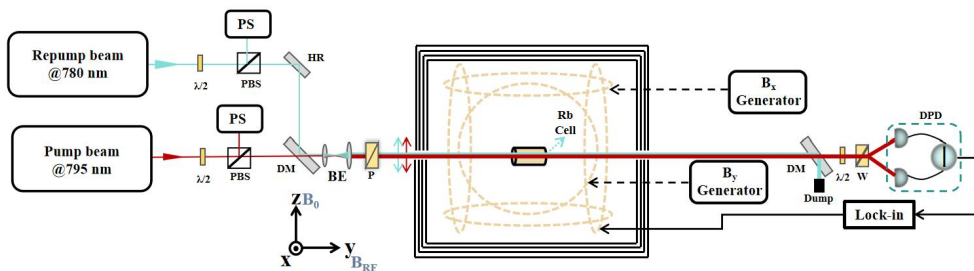


图 3. 实验装置图。PS: 偏振光谱; PBS: 偏振分束棱镜; HR: 高反镜; DM: 双色镜 (780 nm 高反, 795 nm 高透); P: 偏振片; Dump: 垃圾堆;  $\lambda/2$ : 二分之一波片; W: 沃拉斯通棱镜; DPD: 差分光电探测器; Lock-in: 锁相放大器

Fig. 3. Schematic diagram of the experimental setup. PS, the polarization spectroscopic device; PBS, polarization beam splitter cube; HR, highreflectivity mirror; DM, two-color mirror (high-transmittance@795-nm, high-reflection@780-nm); P, polarizer; Dump, laser dump;  $\lambda/2$ , half-wave plate; W: Wollaston prism; DPD: differential photodetector; Lock-in, lock-in amplifier.

## 4 结果分析

### 4.1 磁共振信号参数优化

实验中，在静磁场  $4.3 \mu\text{T}$ 、射频磁场强度  $129 \text{ nT}$  时，我们对 RF 磁场频率进行慢扫描，有无反抽运光作用下锁相放大器调制解调的同位相和正交位相信号如图 4 所示，从图中可看出，加入抽运光后，锁相放大器解调后的信号幅值明显增大，斜率（信号幅值与半高半宽的比值）增大，但半高半宽并没有增大，甚至略有减小。这表明反抽运光具有明显的增大原子极化数目的作用。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。

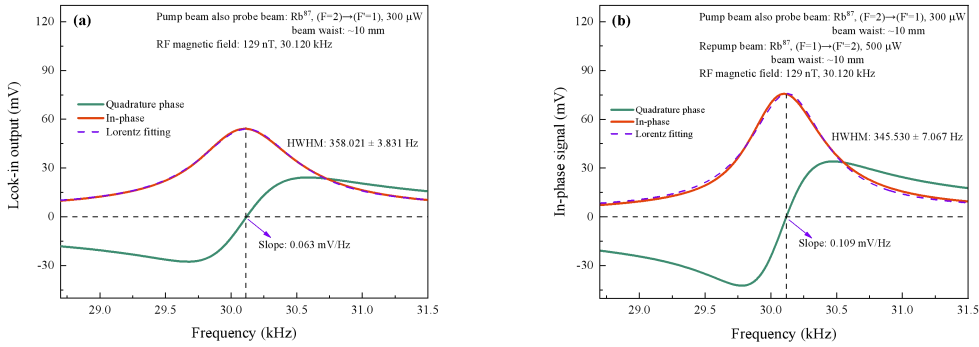


图 4. 解调后的同位相和正交位相信号，其中紫色虚线为洛伦兹拟合。（a）仅泵浦光存在时的解调信号。泵浦光被调谐至  $(F=2) \rightarrow (F'=1)$  跃迁线，功率为  $300 \mu\text{W}$ ，拟合得到的半高半宽  $358.021 \text{ Hz}$ ，斜率为  $0.063 \text{ mV/Hz}$ 。（b）加入反抽运光后解调的同位相和正交位相信号，反抽运光被调谐至  $(F=1) \rightarrow (F'=2)$  跃迁线，功率为  $500 \mu\text{W}$ ，拟合得到的半高半宽  $345.530 \text{ Hz}$ ，斜率为  $0.109 \text{ mV/Hz}$ 。

Fig. 4. In-phase and quadrature phase signals following demodulation, with the purple dashed line represents the Lorentzian fit. (a) Demodulated signal in the presence of pump beam also probe beam alone, with the pump beam also probe beam tuned to the transition  $(F=2) \rightarrow (F'=1)$  at a power of  $300 \mu\text{W}$ . The fit yielded a half width at half maximum (HWHM) of  $358.021 \text{ Hz}$  and a slope of  $0.063 \text{ mV/Hz}$ . (b) The demodulated in-phase and quadrature signals after the addition of repump beam, with the repump beam tuned to the transition  $(F=1) \rightarrow (F'=2)$  at a power of  $500 \mu\text{W}$ . The fit resulted in a HWHM of  $345.530 \text{ Hz}$  and a slope of  $0.109 \text{ mV/Hz}$ .

在优化参数时，对解调后的信号幅值、半高半宽、斜率进行综合分析。不同 RF 磁场强度与信号幅值、半高半宽以及斜率之间的依赖关系如图 5 所示，HWHM 随着 RF 磁场增大而增大，信号幅值逐渐趋于稳定，最终我们选择最大斜率即  $129 \text{ nT}$  作为最优的 RF 磁场强度值进行后续实验。

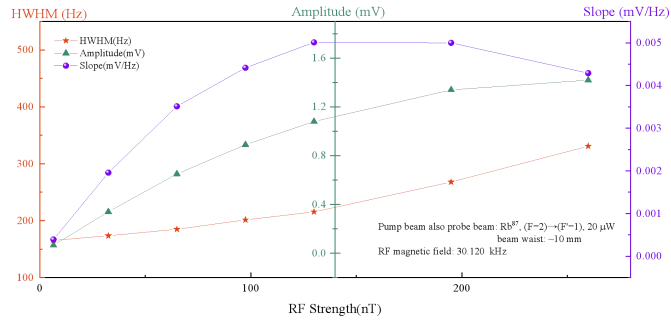


图 5. 单光束情形下不同射频磁场强度与信号幅值、半高半宽以及斜率之间的依赖关系

Fig. 5. The dependence of signal amplitude, full width at half maximum, and slope on varying radio-frequency magnetic field strength in a single light scenario.

不同泵浦功率与信号幅值、半高半宽以及斜率之间的依赖关系如图 6 所示。信号幅值随着泵浦光功率的增大逐渐趋于稳定，半高半宽随泵浦光增大而增大，综合考虑信号幅值、半高半宽和斜率，我们选择  $300 \mu\text{W}$  作为最优的泵浦功率值进行后续实验。

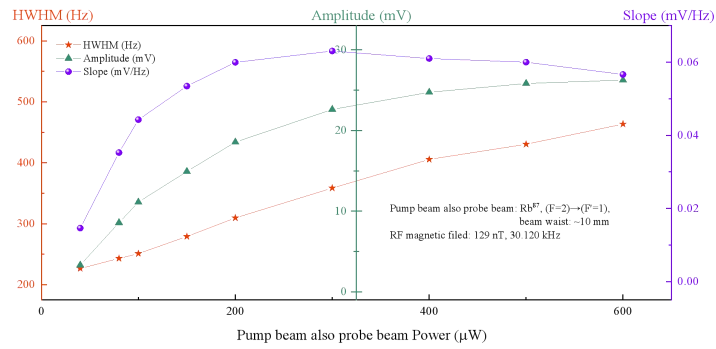


图 6. 单光束情形下不同泵浦功率值与信号幅值、半高半宽以及斜率之间的依赖关系

Fig. 6. The dependence of signal amplitude, full width at half maximum, and slope on varying pump beam also probe beam power in a single light scenario.

#### 4.2 引入反抽运光的实验结果及讨论

在上述单光束最优参数下，引入反抽运光功率与信号幅值、半高半宽以及斜率之间的依赖关系如图 7 所示。从图中可以看出，反抽运光的引入使信号幅值增大，而半高半宽略有减小，且随着反抽运光功率的进一步增大而趋于稳定。基于此，我们选择  $300 \mu\text{W}$  作为最优反抽运光功率值。



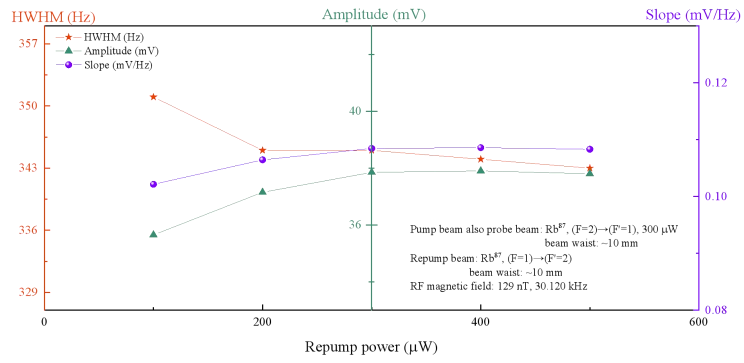


图 7. 加入反抽运光后不同反抽运光光强与信号幅值、半高半宽以及斜率之间的依赖关系

Fig. 7. The relationship between varying repump beam powers and signal amplitude, full width at half maximum, and slope.

基于图 7 所示的反抽运光与信号幅值、半高半宽以及斜率之间的依赖关系，我们又在最优 300  $\mu\text{W}$  反抽运光的基础上进一步优化泵浦光功率，如图 8 所示。这里我们以 500  $\mu\text{W}$  作为最优泵浦光功率。

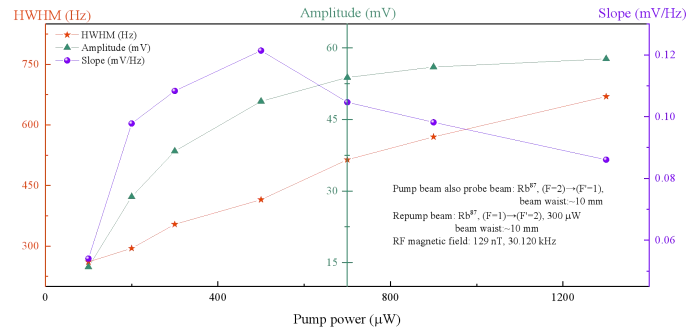


图 8. 在反抽运光功率 300  $\mu\text{W}$  时，不同泵浦光功率与信号幅值、半高半宽以及斜率之间的依赖关系

Fig.8. The relationship between varying pump beam also probe beam powers and signal amplitude, full width at half maximum, and slope at repump beam power of 300  $\mu\text{W}$ .

在以上的实验中我们发现，即使在最优的反抽运光功率下，其磁共振信号幅值增大与预期的理论值仍存在一定差距，这主要是由于在实际的光泵浦过程中，即使加入反抽运光，原子也不可能全部制备到 alignment 态，在其他态同样存在原子，进而一定程度上降低了反抽运光的影响。

#### 4.3 有无反抽运光磁强计灵敏度对比及分析

在 4.2 节最优参数：泵浦光功率 500  $\mu\text{W}$ 、反抽运光 300  $\mu\text{W}$ 、射频磁场幅值 129 nT 下，通过闭环锁定后，将解调后的信号送入频谱分析仪得到噪声功率谱密度。这里我们沿射频磁

场方向施加一个幅值 0.45 nT，频率 83 Hz 的标定场，如图 9 所示，在仅存在泵浦光时，在 50-200 Hz 频率范围内，灵敏度为 76.2 pT/Hz<sup>1/2</sup>；加入反抽运光后，灵敏度改善至 39.1 pT/Hz<sup>1/2</sup>。

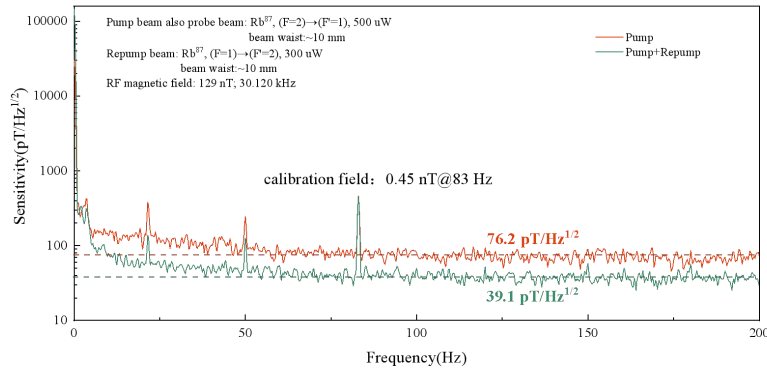


图 9. 相敏检测模式下有无反抽运光存在时磁强计系统灵敏度表征.

Fig.9. Characterization of magnetometer system sensitivity under phase-detection mode with the presence of repump beam.

## 5 结论

在本工作中，我们搭建了一种在室温下工作的铷-87 原子气室中基于相敏检测技术的 alignment 态光泵原子磁强计。本研究从基础理论出发，对 alignment 态光泵原子磁强计的原理进行了阐述。进一步地，我们通过细致的实验优化，研究了磁强计参数的依赖性，并引入反抽运光以增强磁共振信号的幅值。经过优化参数，实现了磁共振信号幅值的增大，灵敏度由 76.2 pT/Hz<sup>1/2</sup> 改善至 39.1 pT/Hz<sup>1/2</sup>，同时磁共振信号并没有明显展宽。尽管反抽运光的实际应用效果未能完全符合理论预期，主要是由于原子在实验条件下无法完全处于 alignment 态，但这一技术依旧展现了增强磁强计灵敏度的潜力。通过进一步优化系统，如采用弛豫时间更长的原子气室、优化泵浦光的光斑大小等，未来可得到更优的测磁灵敏度。该类磁强计使用相敏检测技术，适用于对交变磁场的实时测量<sup>[17]</sup>，以及其测量动态范围可扩展至地磁~50  $\mu$  T 附近<sup>[21]</sup>。同时，我们预计本研究中室温下的操作条件和优化策略将对 alignment 态光泵铷原子磁强计的商业化和小型化进程产生一定的影响，并为高灵敏度磁测量技术的发展奠定基础。

## 参考文献

- [1] D. Budker, M. Romalis. Optical magnetometry. Nat. Phys., 2007, 3(4):227-234.
- [2] J. Li, W. Quan, B. Zhou, Z. Wang, W. Lu, Z. Hu, G. Liu, J. Fang. A Review of SERF atomic magnetometer: recent advances and applications. IEEE Sensors Journal, 2018, 18(20):8198-8207.

- [3] G. Bison, N. Castagna, A. Hofer, P. Knowles, J. L. Schenker, M. Kasprzak, H. Saudan, A. Weis. A room temperature 19-channel magnetic field mapping device for cardiac signals. *Appl.Phys.Lett.*, 2009, 95(17):173701.
- [4] R. Zhang, W. Xiao, Y. Ding, Y. Feng, X. Peng, L. Shen, C. Sun, T. Wu, Y. Yang, Z. Zheng, X. Zhang, J. Chen, H. Guo. Recording brain activities in unshielded Earth's field with optically pumped atomic magnetometers. *Adv. Sci.*, 2020, 6(24): eaba8792.
- [5] F. Zheng, C. Li, D. Li, W. Xu, X. Ru, H. Cheng, Z. Liu, S. Na, L. Qin, B. Lyu, J. Gao. A compact triaxial SERF magnetometer with high sensitivity and 1.1 kHz bandwidth for magnetoencephalography. *IEEE Sensors Journal*, 2024, 24(18):28722-28732.
- [6] S. Xu, C. W. Crawford, S. Rochester, V. Yashchuk, D. Budker, A. Pines. Submillimeter-resolution magnetic resonance imaging at the Earth's magnetic field with an atomic magnetometer. *Phys. Rev. A*, 2008, 78(1):013404.
- [7] J. Zhang, X. Xiang, W. Li. Advances in Marine Intelligent Electromagnetic Detection System, Technology, and Applications: A Review. *IEEE Sensors Journal*, 2021, 23(5):4312-4326.
- [8] V. Paoletti, A. Buggi, R. Pasteka. UXO Detection by Multiscale Potential Field Methods. *Pure Appl. Geophys.*, 2019, 176:4363-4381.
- [9] M. Jiang, H. Su, A. Garcon, X. Peng, D. Budker. Search for axion-like dark matter with spin-based amplifiers. *Nat. Phys.*, 2021, 17(12): 1402-1407.
- [10] M. P. Ledbetter, T. Theis, J. W. Blanchard, H. Ring, P. Ganssle, S. Appelt, B. Blümich, A. Pines, D. Budker. Near-Zero-Field Nuclear Magnetic Resonance. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107(10):107601.
- [11] J. M. Brown, S. J. Smullin, T. W. Kornack, M. V. Romalis. New limit on Lorentz- and CPT-violating neutron spin interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105(15): 151604.
- [12] Z. Wu. Wall interactions of spin-polarized atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 2021, 93(3):035006.
- [13] W. Happer. Optical pumping. *Rev. Mod. Phys.*, 1972, 44(2):169-249.
- [14] D. Budker, D. F. J. Kimball. *Optical Magnetometry*. Cambridge University Press, Cambridge, 2013.
- [15] A. Kastler. The Hanle effect and its use for the measurements of very small magnetic fields. *Nuclear Instruments and Methods*, 1973, 110:259-265.
- [16] G. D. Domenico, G. Bison, S. Groeger, P. Knowles, A. S. Pazgalev, M. Rebetz, H. Saudan, A. Weis. Experimental study of laser-detected magnetic resonance based on atomic alignment. *Phys. Rev. A*, 2006, 74(6):063415.
- [17] M. P. Ledbetter, V. M. Acosta, S. M. Rochester, D. Budker. Detection of radio-frequency magnetic fields using nonlinear magneto-optical rotation. *Phys. Rev. A*, 2007, 75(2):023405.
- [18] R. J. Li, F. N. Baynes, A. N. Luiten, C. Perrella. Continuous high-sensitivity and high-bandwidth atomic magnetometer. *Phys. Rev. Applied*, 2020, 14(6):064067.
- [19] T. Zigdon, A. D. Wilson-Gordon, S. Guttikonda, E. J. Bahr, O. Neitzke, S. M. Rochester, D. Budker. Nonlinear magneto-optical rotation in the presence of a radio-frequency field. *Opt.*

Express, 2010, 18(25):25494-25508.

[20] L.M. Rushton, L. Elson, A. Meraki, and K. Jensen. Alignment-Based Optically Pumped Magnetometer Using a Buffer-Gas Cell. *Phys. Rev. Applied*, 2023, 19(6):064047.

[21] T. Shi, G. Jin, H. Zhang, S. Zou. A  $^{85}\text{Rb}$  transverse modulation magnetometer in the geophysical range based on atomic alignment states. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2024, 57:485002.

[22] R. J. Li, C. Perrella, A. Luiten. Repumping atomic media for an enhanced sensitivity atomic magnetometer. *Opt. Express*, 2022, 30(18):31752-31765.

[23] G. Jin, T. Shi, Y. Zhao, H. Zhang, S. Zou. A Room-Temperature Operational Alignment Magnetometer Utilizing Free-Spin Precession. *Adv. Quantum Technol.*, 2024, 7(3):2300377.

[24] M. Auzinsh, D. Budker, S. Rochester. *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*. Oxford University Press, Oxford, UK, 2010.

[25] Z. G. Wang, X. Peng, R. Zhang, H. Luo, J. J. Li, Z. Q. Xiong, S. S. Wang, H. Guo. Single-species atomic comagnetometer based on  $\text{Rb}^{87}$  atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 124(19):193002.

# Enhancing sensitivity of alignment-based rubidium RF magnetometer by using of a repumping laser beam\*

Lulu Zhang<sup>1</sup>, Yongbiao Yang<sup>1</sup>, Junye Zhao<sup>1</sup>, Yang Li<sup>1</sup>, Baodong Yang<sup>1,2</sup>, Yanhua Wang<sup>1,2</sup>, Junmin Wang<sup>1,3,†</sup>

1)State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, and Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Tai Yuan 030006, Shanxi Province, China

2)School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi Province, China

3)Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Tai Yuan 030006, Shanxi Province, China

**Abstract:** An alignment-state optical pumping atomic magnetometer based on phase-sensitive detection enables the high-sensitivity detection of weak alternating magnetic field signals within the scope of geophysics. Under ambient temperature conditions, we demonstrated an alignment magnetometer driven by radio-frequency magnetic field within a rubidium-87 enriched atomic vapor cell coated with anti-relaxation paraffin layer. Through theoretical analysis, we illustrated the impact of various parameters on the magnetic resonance signals of the alignment magnetometer. Additionally, we quantitatively assessed the enhancement effect of repumping light. Under optimal experimental parameters, we introduced D2 line repumping light to investigate its effect on the magnetic resonance signals and sensitivity. The experimental results indicate that repumping light can further increase the atomic polarization, resulting in an enhanced amplitude of the magnetic resonance signals. The sensitivity improved from 76.2 pT/Hz<sup>1/2</sup> to 39.1 pT/Hz<sup>1/2</sup>, without broadening the linewidth of the signals. This study provides significant insights into the application of alignment magnetometers under various environmental conditions. Moreover, its simple geometric structure facilitates commercialization and miniaturization efforts.

**Keywords:** alignment magnetometer, rubidium atomic vapor cell, linear polarized light, repumping light, sensitivity

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

---

\* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12474483); Fundamental Research Program of Shanxi Province (Grant No. 202403021211013); 1331 Key Subjects Construction project of Shanxi Province, China.

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