

# 磁场量子精密测量实验

## 实验背景

随着量子精密测量学的蓬勃发展，尤其是对量子体系的主动调控和操纵，极大提高了对电磁场、转动、时间、重力等物理量的测量精度，这为检验基础物理规律等诸多前沿科学带来了变革性手段。基于热原子的高灵敏度原子磁力计是目前世界上最灵敏的磁场测量装置。最早在 20 世纪 60 年代，科学家提出利用光将碱金属原子极化，再通过原子在磁场中的拉莫进动获取外磁场大小，从而实现高灵敏的磁场探测。原子磁力计根据工作原理可以分为多种类型，非线性法拉第旋转磁力计(NMOR)、无自旋交换弛豫(SERF) 原子磁力计、标量原子磁力计和射频原子磁力计。由于原子磁力计在军事、考古、勘探、导航以及医学等领域具有重要的作用，国内外相关顶尖机构都投入大量经费进行研究，研究组通过将激光、微波和射频等手段结合在一起，在磁场精密测量领域取得了一系列重要的科研成果。近些年来随着科技的发展，原子磁力计的测磁灵敏度取得了突破性进展，特别是无自旋交换弛豫(spin-exchange relaxation-free, SERF)效应的发现，无自旋交换弛豫磁力计实现了亚飞特斯拉水平的测磁灵敏度（约  $0.16 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ ），超越了超导量子干涉仪，成为了世界上最灵敏的磁力计。并且原子磁力计的灵敏度还具有极大的提升潜力，根据理论计算，有望达到量子噪声极限灵敏度约  $1 \text{ aT/Hz}^{1/2}$ 。相比于超导量子干涉磁力计，原子磁力计除了具有灵敏度的优势外，还有廉价、轻便等特点，在物理、化学、生物和医学等领域发挥重要作用，比如基础物理对称性的研究、脑磁测量等。

本实验中的高灵敏度原子磁强计使用装有钾、铷和铯等碱金属原子的玻璃气室(如图 1 所示)，以气室中的碱金属原子蒸汽作为媒介，利用磁场和激光同原子的相互作用将磁场信息转变为光信息，利用光学技术探测磁场强度。探测磁场的过程可以大致描述为：通过与原子共振的强激光进行光泵浦使原子产生极化，被极化的原子在磁场作用下进行拉莫进动，使用与原子共振或接近共振的激光探测原子极化的进动过程，最后利用法拉第效应将磁场信息转变为探测光光信息，之后将探测光信号转换成电信号，从而获取磁场信息。通过使用不同成分的原子气体室、调整光的方向和参数以及人为加入额外的磁场，可以满足不同磁场测量的要求。其中无自旋交换弛豫磁力计(后简称 SERF 磁力计)是一种用于测量特定方向的微弱且缓变磁场的碱金属原子磁力计，本实验即演示了 SERF 磁力计的工作方式和基本特性。



图 1：碱金属被封装在玻璃腔体内，构成原子气体室<sup>[1]</sup>

## 实验目的

1. 复习碱金属原子的能级结构。
2. 理解光泵浦原理和基于法拉第效应的光探测原理。
3. 理解 SERF 效应及其实验观测条件，掌握 SERF 效应的实验观测方法
4. 在 SERF 效应下测量不同大小磁场下碱金属原子进动频率与弛豫时间的变化。
5. 掌握 SERF 磁力计的组成结构和实验调节方法，将实验装置的灵敏度调节到最佳状态。
6. 理解灵敏度测量步骤，测量出 SERF 磁力计的灵敏度谱图、计算出磁力计带宽等参数。

## 实验原理

### 一、铷(Rb)原子能级结构

原子磁力计的核心器件为一个封装有碱金属的原子气体室。通常在原子气体室中充入氮气或氦气作为缓冲、猝灭气体。碱金属原子外层单个电子，内层满壳层电子与原子核构成原子实。其电子轨道能级结构与氢原子类似，分为 S、P、D、F 等轨道，在碱金属原子磁强计中通常只利用 S 轨道到 P 轨道。碱金属的 S 轨道能级为  $^2S_{1/2}$ ；P 轨道的轨道角动量量子数为 1，与量子数 1/2 的电子自旋角动量耦合形成  $^2P_{1/2}$  与  $^2P_{3/2}$  两个精细结构能级。从  $^2S_{1/2}$  能级到  $^2P_{1/2}$  能级跃迁的光谱线称为 D1 线(795nm)，从  $^2S_{1/2}$  能级到  $^2P_{3/2}$  能级跃迁的光谱线称为 D2 线(780nm)。外层电子自旋与原子核自旋耦合形成超精细能级结构，不同碱金属同位素的核自旋不同。比如实验中使用的  $^{87}\text{Rb}$  原子的核自旋量子数  $I = 3/2$ ，而  $^{85}\text{Rb}$  原子的核自旋量子数为  $I = 5/2$ 。核自旋与电子的角动量  $S = 1/2$  的  $^2S_{1/2}$  能级耦合后得到总角动量量子数  $F = 1$  和  $F = 2$  两个超精细结构能级。

在外界弱磁场  $B$  作用下各能级产生  $\Delta E = m_F \gamma B$  的偏移，形成塞曼分裂，同一超精细能级中  $m_F$  相差  $\pm 1$  的两个能级之间能量相差  $\gamma B$ 。 $\gamma$  为原子的旋磁比，其形式如下所示：

$$\gamma_{F \pm \frac{1}{2}} = \pm \frac{\gamma_e}{2I+1} = \pm \frac{g_s \mu_B}{(2I+1)\hbar} \quad (1)$$

其中  $\gamma_e \approx 2\pi \times 28\text{Hz/nT}$  为孤立电子的旋磁比， $g_s$  为电子的朗德因子， $\mu_B$  为玻尔磁子， $\hbar$  为普朗克常数，原子旋磁比的符号由超精细结构能级  $F = I \pm 1/2$  决定。 $^{87}\text{Rb}$  原子的旋磁比为  $2\pi \times 7\text{Hz/nT}$ 。

实验中所用铷原子能级结构图如图 2 所示。

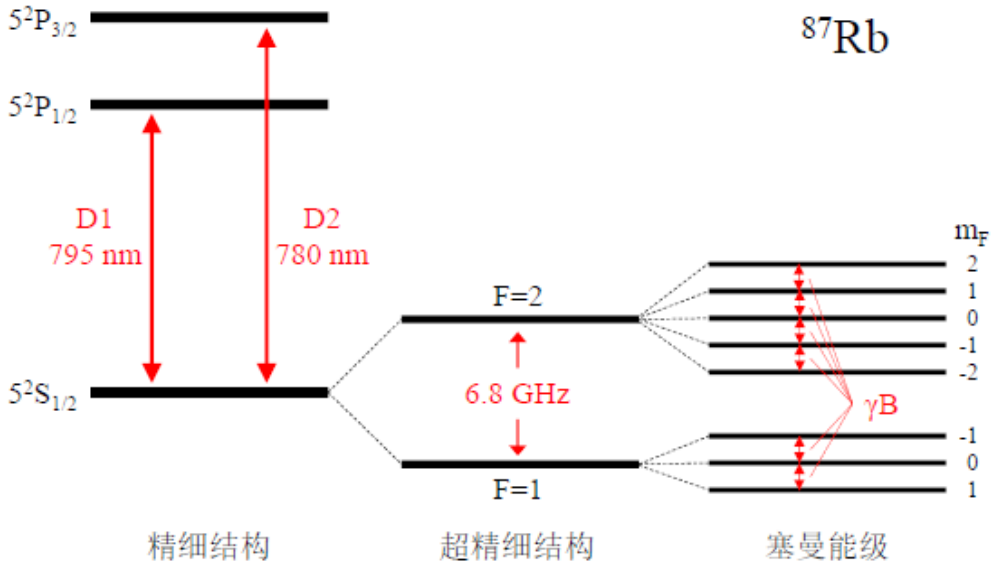


图 2:  $^{87}\text{Rb}$  原子能级结构图<sup>[2]</sup>

## 二、光泵浦

高灵敏度原子磁强计采用圆偏振共振光极化碱金属原子。本小节着重介绍本实验中如何用一束与原子  $D_1$  线共振的左旋圆偏光  $\sigma^+$  将碱金属原子  $^{87}\text{Rb}$  极化，使其在泵浦光方向的平均自旋角动量不为 0。

首先忽略原子核自旋，只考虑  $^{87}\text{Rb}$  原子的精细结构。如图 3 所示，采用圆偏振 ( $\sigma^+$ ) 的激光作为泵浦激光。因  $\sigma^+$  光子角动量为 +1，有选择定则  $\Delta m_j = +1$ ，因此满足条件的跃迁只有  $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle \rightarrow |P_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$ ，而跃迁到  $|P_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$  的电子会与缓冲气体发生自旋破坏碰撞，在  $^2P_{1/2}$  的两态上迅速平均分配，之后又与猝灭气体作用，平均分配到  $^2S_{1/2}$  两个基态 (此过程如图 3 所示)。总体效果即为  $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$  态电子被激发后 50% 概率掉到原态，50% 概率掉到  $|S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$  态。在此过程持续作用下， $|S_{1/2}, m_j = -1/2\rangle$  态电子因泵浦作用

逐渐减少，处于态 $|S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$ 的电子逐渐增多。最终使电子泵浦光方向的平均自旋角动量大于 0，实现极化目的。

在此定义电子极化度 $\mathbf{P} = \langle \mathbf{S} \rangle / S = 2\langle S_z \rangle$ ；定义泵浦光沿 z 方向照射，其泵浦速率为：

$$R = \Phi \sigma \quad (2)$$

其中 $\Phi$ 为激光光通量， $\sigma$ 为 Rb 对于激光的吸收截面。实际情况中基态能级间因各种因素存在**弛豫现象(Spin Relaxation)**，即基态某能级上的原子会以一定的弛豫速率 $\Gamma$  随机的转变到其他能级，并在光泵浦和弛豫共同作用下，最终达到平衡，平衡时电子自旋在 z 方向的极化度为

$$P_z = 2\langle S_z \rangle = s \frac{R}{R + \Gamma} \quad (3)$$

其中 s 是泵浦光的极化，-1、0、+1 分别表示 $\sigma^-$ 光、线偏振光、 $\sigma^+$ 光。

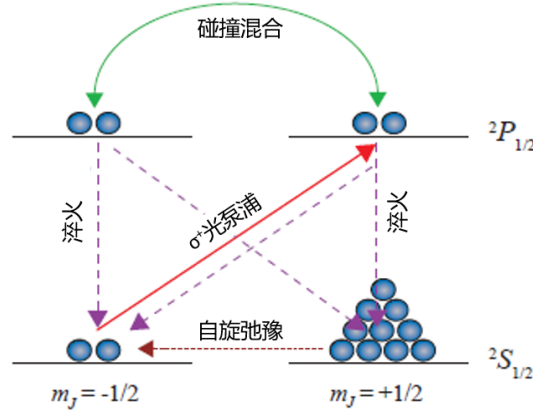


图 3：忽略核自旋下的光泵浦示意图<sup>[3]</sup>

上文中均未考虑碱金属核自旋的效应，实际碱金属原子存在非零的核自旋，因此有必要进一步考虑核自旋对光泵浦过程的影响。以 $^{87}\text{Rb}$ 为例，其核自旋 $I = 3/2$ ，基态有 8 个塞曼能级 (见图 2)，当其受到 $D_1$ 左旋圆偏光 $\sigma^+$ 照射时，由能级 $5^2S_{1/2}$ 到能级 $5^2P_{1/2}$ 的激发跃迁遵守光跃迁选择定则

$$\Delta F = 0, \pm 1, \quad \Delta m_F = +1 \quad (4)$$

因在激发态 $5^2P_{1/2}$ 中无 $m_F = +3$ 子能级，因此处于基态 $m_F = +2$ 子能级上的粒子无法跃迁到激发态。而由能级 $5^2P_{1/2}$ 到能级 $5^2S_{1/2}$ 的向下跃迁中， $\Delta m_F = 0, \pm 1$ 的跃迁均被允许。经过多次的上下跃迁，基态中 $m_F = +2$ 子能级上的粒子数只增不减，最终可将大部分原子富集到此能级上 (如下图 4)。

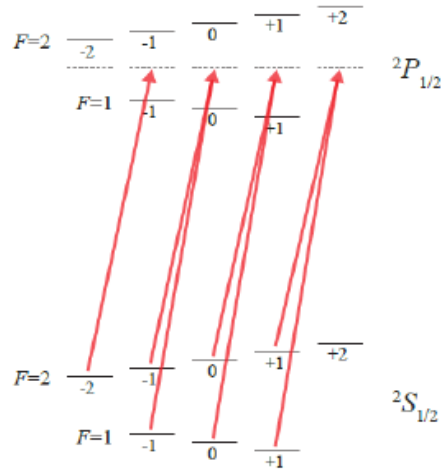


图 4：考虑核自旋下的光泵浦示意图<sup>[3]</sup>

### 三、弛豫现象与 SERF 效应

碱金属原子基态能级之间具有自旋状态退相干现象，即当原子达到稳态后，突然关闭泵浦激光或者其他物理条件，原子的极化随后逐渐趋向于另一个平衡状态。通常极化的衰减曲线近似为指数衰减，衰减到初始信号的  $1/e$  所对应的时间称之为弛豫时间。弛豫时间越短代表弛豫速率越大，弛豫时间与碱金属原子的种类、缓冲气体气压、气室的材料以及镀膜材料等有关。下面具体介绍引起碱金属原子自旋弛豫的物理机制。

首先要区分电子弛豫与原子弛豫。以下的大部分弛豫机制都是破坏电子的自旋状态，而原子核自旋的状态不被破坏，所以对于电子的自旋破坏速率作用于整个原子时弛豫速率会被减缓。定义减缓因子  $q = \langle \mathbf{F} \rangle / \langle \mathbf{S} \rangle$ ，此减缓因子是核自旋  $I$  与极化度  $P$  的函数，例如  $^{87}\text{Rb}$  原子减缓因子  $q = \frac{6+2P^2}{1+P^2}$ 。

(1) **自旋破坏碰撞** 原子气体室中碱金属原子与其他粒子频繁碰撞，导致碱金属原子的电子自旋被破坏从而退极化，引起自旋弛豫。此类碰撞的碰撞速率为： $\Gamma_{sd}$ 。

(2) **光泵浦弛豫** 泵浦光虽不断将碱金属原子极化，但随着处于基态能被泵浦的子能级上的原子的减少，碱金属系综对泵浦光的吸收就会减弱，当所有碱金属均被极化至跃迁禁戒的能级时，气室将对泵浦光透明。所以对一定泵浦速率  $R$  下，原子角动量  $\langle \mathbf{F} \rangle$  受到光泵浦的影响会随着极化度的上升而变小，这可理解为一个与泵浦速率  $R$  有关的弛豫项。

(3) **探测光弛豫** 探测光通常使用一束线偏光，因为线偏光可以看作  $\sigma^-$  光与  $\sigma^+$  光的叠加，不会使探测光方向的原子产生极化。但碱金属原子仍然会对探测光进行吸收，其弛豫速率为： $\Gamma_{pr}$ 。

(4) **扩散引发的弛豫** 碱金属原子会在气室内进行扩散，当碱金属原子扩散到气体室的内壁时与壁发生碰撞，其电子与核的自旋状态会发生退极化现象。这是唯一一种直接使原子完全去极化的弛豫现象，也就是说在气体室的壁处  $\langle \mathbf{F} \rangle = 0$ 。总的来说扩散与碰壁使碱金属体系极化度降低，其弛豫速率为  $\Gamma_D$ 。

(5) **自旋交换碰撞** 在高碱金属气密度条件下，碱金属原子之间会发生碰撞，碰撞是瞬间的，因此保证原子核自旋状态不变，且保证自旋总角动量守恒，但其各自的超精细结构状态可能会发生变化。如下图 5 所示，两个均处于  $\mathbf{F}=2$  态的原子经历自旋交换碰撞之后，虽然  $m_{f_1} + m_{f_2}$  是守恒的，但会出现  $\mathbf{F}=1$  态的原子。

设原子磁力计置于一待测磁场中，沿着磁场方向(称为纵向)的原子极化因没有进动分量在自旋交换碰撞下不变；垂直于磁场方向(称为横向)的原子极化因横向自旋分量在磁场中产生进动。由公式(1)可知处于不同超精细结构态下的原子旋磁比符号相反(可由思考题 2 中超精细结构朗德因子计算出为何旋磁比符号相反)，从而拉莫进动方向相反，即：

$$\omega_0 = \gamma_{F=I \pm \frac{1}{2}} \cdot B = \pm \frac{g_s \mu_B B}{(2I+1)\hbar} \quad (5)$$

因此自旋交换碰撞产生进动方向反向的原子，碱金属总体的进动趋势受到影响，横向的电子极化呈现抵消趋势，产生弛豫效应。

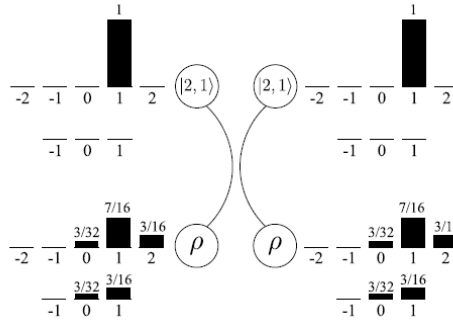


图 5<sup>[4]</sup>: 自旋交换碰撞总角动量守恒，但超精细结构状态改变

此类碰撞对纵向极化不产生弛豫，而对横向的极化产生很大弛豫效应，而原子磁力仪测量磁场是基于横向自旋分量在磁场中进动的，且自旋交换碰撞对总弛豫的影响比其他弛豫影响大很多，所以抑制自旋交换碰撞是一个关键问题。定义自旋交换碰撞速率为  $R_{SE}$ 。

**SERF 效应** 当磁场很小且自旋碰撞速率很大，原子固有的拉莫进动频率远小于自旋交换碰撞速率时 ( $|\omega_0| \ll \Gamma_{se}$ )，原子在进动一个非常小的角度之间，已经发生多次的自旋交换碰撞，此时原子会快速形成稳态，横向极化并不会因此出现衰减，该现象称为 SERF (Spin-Exchange Relaxation-Free) 效应。

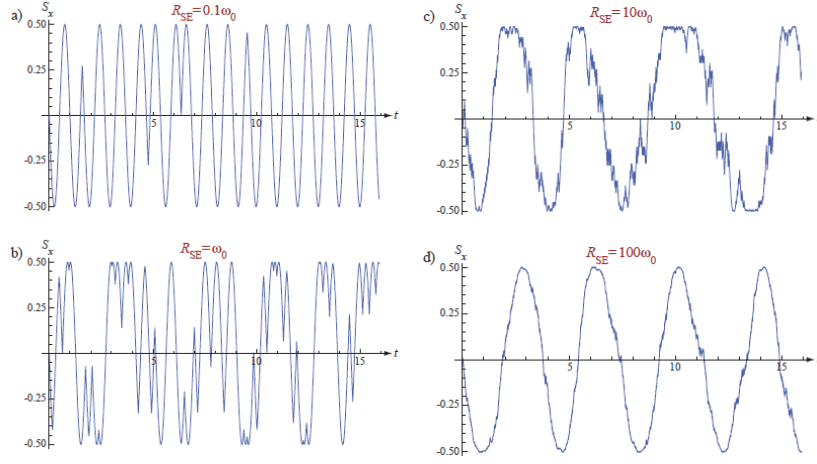


图 6: SERF 效应模拟图<sup>[3]</sup>

图 6 模拟了碱金属原子的进动过程，如果自旋交换速率小于 $\omega_0$ ，碱金属原子就会正向进动与逆向进动各自交替数个周期，无一致的进动方向；如果自旋交换速率足够快(如 d 图)，原子以比 $\omega_0$ 慢的净频率前后一致地进动，此时自旋交换碰撞弛豫大大减弱以至消失。

当碱金属原子工作在 SERF 区，并且在低原子极化度下，原子等效的进动频率以及自旋交换造成的弛豫满足：

$$\omega_{SERF} = \frac{g_s \mu_B B}{q \hbar} , \quad \frac{1}{T_{se}} = \frac{\omega_{SERF}^2}{R_{SE}} \left[ \frac{1}{2} - \frac{(2I+1)^2}{2q^2} \right] q^2 \quad (6)$$

其中  $q$  为上文的衰减因子。可看出，弛豫速率与磁场平方成正比，外加磁场越小，此弛豫影响就越小。本实验中原子磁力计工作在 SERF 态下，具有很长的自旋弛豫时间，以保证原子磁力计的高灵敏度。

**总弛豫** 综合考虑以上各种弛豫机制，碱金属原子纵向(沿磁场方向)弛豫速率可表示为：

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{q} (R + \Gamma_{pr} + \Gamma_{sd}) + \Gamma_D \quad (7)$$

对于仅破坏电子自旋状态的弛豫过程，其核自旋状态不被破坏，所以整个原子的自旋弛豫速率被减缓  $q$  倍。

原子磁力仪测量磁场依赖于横向自旋分量的极化程度，因此本实验更关心的横向(垂直于磁场方向)弛豫速率，可定义为：

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_{se}} \quad (8)$$

当原子磁力仪工作在 SERF 区域时,  $\frac{1}{T_{se}}$  很小, 此时有  $\frac{1}{T_1} \approx \frac{1}{T_2}$ 。

#### 四、Bloch 方程及其稳态解

当原子处于 SERF 区域时, 结合上一节讨论的极化随弛豫效应的演化与外加磁场的影响, 可以写出极化随时间演化的方程, 此方程即为 Bloch 方程:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = D\nabla^2\mathbf{P} + \frac{1}{q}(\mathbf{\Omega} \times \mathbf{P} + R\hat{z} - \Gamma\mathbf{P}) \quad (9)$$

其中  $\mathbf{\Omega} = \gamma_e\mathbf{B}$ ,  $\hat{z}$  是泵浦光的泵浦方向,  $\Gamma = R + \Gamma_{pr} + \Gamma_{sd} + q \cdot \Gamma_D$ 。上式中右侧第一项为扩散效应对极化产生的空间影响(本实验不考虑此效应影响); 第二项为原子自旋受到外磁场力矩而做拉莫进动; 第三项为光泵浦的泵浦影响; 第四项为各种弛豫的影响。

外磁场缓变时, 忽略扩散空间效应, 可求出 Bloch 方程准静态解, 令  $\frac{d\mathbf{P}}{dt} = 0$ :

$$\mathbf{P} = \frac{R}{\Gamma(\Gamma^2 + \mathbf{\Omega}^2)} \begin{pmatrix} \Gamma\Omega_y + \Omega_x\Omega_z \\ -\Gamma\Omega_x + \Omega_y\Omega_z \\ \Gamma^2 + \Omega_z^2 \end{pmatrix} \quad (10)$$

因工作在 SERF 态, 在磁场很微弱的条件下( $\Gamma_{total} \gg \mathbf{\Omega}$ ), 上式可简化为:

$$\begin{cases} P_x = P_z \left( \frac{\Gamma\Omega_y + \Omega_x\Omega_z}{\Gamma^2 + \Omega_z^2} \right) \approx P_z \frac{\Omega_y}{\Gamma} \\ P_y = P_z \left( \frac{\Gamma\Omega_x + \Omega_y\Omega_z}{\Gamma^2 + \Omega_z^2} \right) \approx P_z \frac{\Omega_x}{\Gamma} \\ P_z = \frac{\Gamma}{R} \left( \frac{\Gamma^2 + \Omega_z^2}{\Gamma^2 + \mathbf{\Omega}^2} \right) \approx \frac{R}{\Gamma} \end{cases} \quad (11)$$

由上式可知泵浦光方向的极化  $P_z$  仅与总弛豫和光泵浦率有关, 不与外加磁场有关; 而垂直于泵浦光方向的极化  $P_x(P_y)$  则与  $y(x)$  方向的外加磁场成正比。可得出结论: 原子磁力仪对垂直于泵浦光方向的磁场敏感; 若测某个方向的磁场, 只需要测出垂直于磁场与泵浦光方向的极化度即可。因此本实验中使用探测光方向极化大小与所加磁场大小的比值来估计灵敏度, 即用  $P_x/\Omega_y$  或  $\partial P_x/\partial \Omega_y$  模拟灵敏度大小。

#### 五、法拉第效应与光探测

**法拉第效应** 1845 年法拉第发现线偏振光在某些介质中传播时, 沿着光的传播方向施加一个强磁场, 则线偏振光偏振方向会发生旋转, 如下图 7。旋转角度  $\theta$  正比于磁场强度  $\mathbf{B}$  和光穿越介质的长度  $\ell$  的乘积。实验发现当线偏振光穿过碱金属气体后也存在法拉第效应, 并且法拉第效应很快的被应用于高灵敏度原子磁力计。



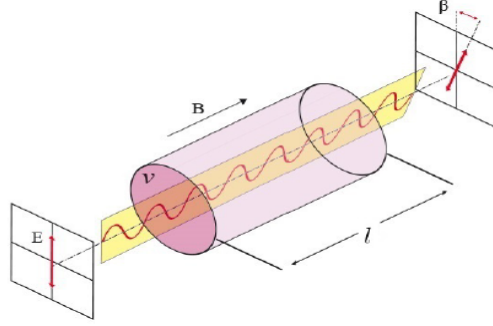


图 7: 法拉第效应<sup>[1]</sup>

在 Bloch 方程求解一节已经推导出, 待测磁场大小是与另一方向的原子极化度成正比的, 而原子在沿探测光方向的极化导致对 $\sigma^-$ 与 $\sigma^+$ 产生不同的折射率(线偏振光为两种圆偏光的叠加), 从而在经过碱金属蒸汽时产生相位差, 导致探测光的偏振方向发生旋转, 利用旋转角大小可以反推出原子极化大小, 从而测出磁场。

本实验中使用远离 $^{87}\text{Rb}$  原子 D2 线 100 GHz 左右的线偏振光作为探测光, 因为法拉第旋角大小也与光吸收有关, 若探测光频率非常接近共振点, 则会产生对探测光的严重吸收。法拉第旋转角的数学表达式为(设探测光方向为 x 方向):

$$\theta = \frac{\pi}{2} r_e c l n P_x \left[ -f_{D1} D(\nu - \nu_{D1}) + \frac{1}{2} f_{D2} D(\nu - \nu_{D1}) \right] \quad (12)$$

其中 $r_e$ 为经典电子半径,  $l$ 为光穿过原子气体室的有效长度,  $n$ 为碱金属原子的数密度,  $P_x$ 为沿着探测光传播方向的原子自旋极化分量,  $f$ 为振子强度,  $^{87}\text{Rb}$  的振子强度为 $f_{D1} = 0.342$ ,  $f_{D2} = 0.696$ ,  $D(\nu)$ 表示色散型洛伦兹曲线:

$$D(\nu - \nu_0) = \frac{(\nu - \nu_0) / \pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma / 2)^2} \quad (13)$$

因为 $f_{D1} \approx 2f_{D2}$ , 所以使用 D1 或 D2 波长的探测光可以达到的效果是相同的。

**光探测装置** 在原子磁力计中产生的法拉第旋转角通常很微小, 需要精密的检测装置来检测, 最简单的偏振检测方法是平衡检查, 如下图 8。利用一块极化分束器将线偏振光分解为两路互相垂直的线偏振光, 再用两个光电二极管分别探测这两束光的光功率, 他们的差值正比于法拉第旋角。在无外磁场信号的时候, 通过微调原子气室前的起偏器将两光电探测器的输出差值调节为零。两个探测器测出的光强分别可以表示为

$$\begin{cases} I_1 = I_0 \sin^2 \left( \theta - \frac{\pi}{4} \right) \\ I_2 = I_0 \cos^2 \left( \theta - \frac{\pi}{4} \right) \end{cases} \quad (14)$$

其中  $I_0 = I_1 + I_2$ ，可见当平衡时两探测器探测到的光强相同，差值为零或附近。又因为法拉第旋角  $\theta$  很小，即  $\theta \ll 1$ ，则有：

$$\theta \approx \frac{I_1 - I_2}{2(I_1 + I_2)} \quad (15)$$

由上式可见，两探测器的差值  $(I_1 - I_2) \propto \theta \propto P_x \propto \Omega_y$ ，从而完成对磁场的探测。

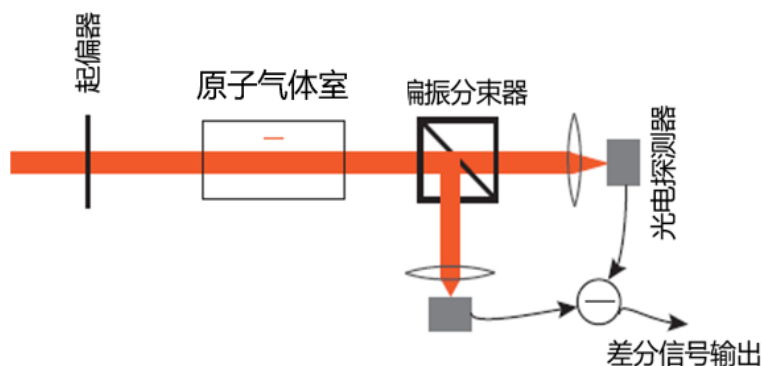


图 8：平衡探测装置图示<sup>[1]</sup>

## 六、灵敏度与带宽

磁场灵敏度是原子磁力计的主要性能指标，它表示磁力计能够在单位时间内分辨的最小磁场。原子磁力计灵敏度的限制因素来源于原子自旋投影噪声、光子散粒噪声、磁噪声、电子学噪声等。本实验使用外加一已知交流磁场的方式来标定磁力仪灵敏度，灵敏度计算公式为：

$$\text{Sensitivity} = B / \text{SNR} \times \sqrt{t} \quad (16)$$

其中  $B$  为外加定标磁场的磁感应强度， $\text{SNR}$  为测定出的信号与噪声的比值即信噪比， $t$  为响应时间即采样频率的倒数。

在 Bloch 方程一节中已经给出了灵敏度的理论计算估计公式，注意区别这两种灵敏度的区别， $P_x/\Omega_y$  越大说明磁力仪对单位磁场的响应就越大，也就越灵敏；而本节提到的灵敏度越小则说明单位时间内能分辨越小的磁场，也就越灵敏。

原子磁力仪带宽是描述磁力计对不同频率的交流磁场响应能力的物理量，带宽越大说明允许探测的交流磁场频率越高。通常带宽是通过信号大小随频率变化拟合得出的。

## 实验装置

本实验中搭建的 SERF 高灵敏度原子磁力仪基于前文提到的正交泵浦光-探测光方式，默认  $z$  方向为泵浦方向， $x$  方向为探测方向，使用  $^{87}\text{Rb}$  原子作为工作气体。原子气体室通过高频交流电加热，置于坡莫合金磁屏蔽桶内部，并有三轴线圈控制内部磁场环境；泵浦光使用与铷 D1 线共振的圆偏光，探测光使用铷 D2 线附近的线

偏光；使用平衡探测的方式进行旋转角探测，两探测器的差分信号通过采集卡录入电脑中进行数据处理。

## 实验内容与实验方法

### 一、调整探测光至初始工作状态，观测法拉第旋光效应

**调整初始工作状态** 首先将探测光一路调整至初始工作状态，即在无外加磁场的情况下通过调整偏振片或玻片将平衡探测使用的两探测器差分信号调至零。在正常工作的情况下，使用可直接输出差分信号的双探头探测器以实现平衡探测，并将差分信号接入数字采集卡，以采样频率  $1/t$  采样；在调整光路过程中，将探测器的差分输出接入示波器方便观测，通过调整各光学元件将差分输出值调至零附近。

**观测法拉第旋光效应** 为直观观测法拉第效应，本实验通过屏蔽筒内放置的线圈产生  $y$  方向的磁场，产生探测光方向极化  $P_x$ ，法拉第效应使探测光偏振产生偏转。此效应可通过观测探测器差分输出信号直观的观察，通过调节所加磁场强度与方向，记录差分信号的大小，并确定两者间是否呈线性关系。

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
磁感应强度/nT										
差分输出/mV										

表 1：法拉第旋光效应测试

### 二、测出灵敏度谱，拟合得出磁力仪带宽

为测出各个频率下的灵敏度，通常使用灵敏度谱图来标识原子磁力仪的灵敏度与带宽。以下即为绘制灵敏度谱图的步骤：

1. 屏蔽筒内的线圈在  $y$  方向施加不同频率的交流磁场，此时磁力仪输出以此频率震荡的信号，对采集卡输出的数字信号使用离散傅立叶变换，并记录其对应频率下的信号峰大小。

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
交流磁场频率/Hz										
信号大小/mV										
	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
交流磁场频率/Hz										
信号大小/mV										

表 2：不同频率下信号峰值测试(频率范围取 0~400Hz)

2. 将信号峰值取平方，并用以下函数进行拟合

$$A/\sqrt{(f+C)^2+B^2} \tag{17}$$

其中  $f$  为信号峰对应频率， $A$ 、 $B$ 、 $C$  为待拟合参数， $B$  即为磁力仪的带宽。

3. 测无磁场时空噪声谱线，并作平滑处理(对噪声的功率谱平滑滤波处理)。

4. 使用拟合出的全频段信号强度和测出的噪声谱线得出各个频率的信噪比 SNR，并结合所加磁场强度  $B$  与采集卡采样率  $1/t$ ，绘制出灵敏度谱线图。

### 三、测量进动频率与原子磁力仪的横向弛豫

在横向弛豫之中，因光泵浦产生的弛豫并非磁力仪的固有弛豫，因此一般测量除  $R$  外的项作为待测弛豫，即：

$$\frac{1}{T_x} = \frac{1}{q} (\Gamma_{pr} + \Gamma_{sd}) + \Gamma_D + \frac{1}{T_{se}} \quad (18)$$

上式即为  $\frac{1}{T_2}$  减去  $\frac{R}{q}$ ，为实现上式测量进行如下实验：

1. 于  $y$  方向施加一较大磁场(50~200  $\mu G$ )，此时磁力仪已稍稍远离 SERF 区域，且因磁场较大原子极化在  $x$ - $z$  平面内快速进动，若仍使用原先的连续泵浦，会因每个原子被光极化的时间不同，从而进动相位不同，最终在探测方向观测不到整体极化  $P_x$ 。因此本节使用一种新的泵浦方式，对泵浦光施加调制，使其以一定频率间断地进行泵浦，当其调制频率等于原子的进动频率时极化  $P_x$  达到峰值，且此方式因没有泵浦光的连续泵浦，纵向弛豫将不含泵浦速率  $R$  项。本节使用斩波器对泵浦光进行调制，通过在一定区间内改变斩波器对泵浦光的调制频率，得出信号大小与调制频率的曲线图，此曲线可以用吸收型洛伦兹线型  $\mathcal{L}(\nu)$  进行拟合：

$$\mathcal{L}(\nu) = \frac{\Gamma / 2\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma / 2)^2} \quad (19)$$

其中  $\nu_0$  与  $\Gamma$  为待拟合参数，得出的  $\nu_0$  为信号最大点对应频率即为原子进动频率， $\Gamma$  为曲线的半高宽，其值  $\Gamma = (2\pi q T_x)^{-1}$ ，由此计算出待测弛豫  $T_x$ 。

2. 不断提高磁场强度，重复以上过程，得出不同场强下的进动频率与弛豫时间，而弛豫时间只因  $\frac{1}{T_{se}}$  随进动频率的改变而改变，所以可结合式(6)进行拟合，得出零磁场下的弛豫，此弛豫为原子磁力仪正常工作状态下的横向弛豫。

请结合上述步骤设计实验，测出零磁场下的横向弛豫与自旋交换速率  $R_{SE}$ ，并观测旋磁比与磁场强度的关系。

### 注意事项

1. 请勿晃动光学平台，以免原子磁力仪远离最佳工作点。
2. 泵浦光与探测光均为激光，请勿直视光源。
3. 不得将任何无关物体放入屏蔽桶内部，以免引入不必要噪声。

### 预习要求

1. 按实验目的的要求阅读实验原理、实验装置、实验内容与实验方法三部分。

2. 提前阅读思考题，实验过程将对思考题内容有所启发。
3. 不懂的原理部分可适量阅读参考文献或询问助教

## 思考题

1. 碱金属原子磁力计使用何种碱金属作为研究体系能达到最高测磁灵敏度？为什么？各个碱金属的优势与劣势各是什么？
2.  $^{87}\text{Rb}$  原子两个超精细结构对应的塞曼能级能量大小为何一个与  $m_F$  正相关，一个与  $m_F$  负相关。（超精细结构的朗德因子为  $g_F \cong g_s \frac{F(F+1)-I(I+1)+S(S+1)}{2F(F+1)}$ ）
3. 在光泵浦过程中，不加猝灭气体是否可以完成极化？能否用与铷原子 D2 线共振的激光进行泵浦？为什么？
4. 原子固有进动频率  $\omega_0$  与 SERF 态下的进动频率  $\omega_{\text{SERF}}$  在极化度  $P=1$  时是相等的(可计算  $q = \frac{6+2P^2}{1+P^2}$  值得到)，请分析原因。
5. 请给出另一种测量横向弛豫时间  $T_2$  的方法。并与实验内容中给出的方法对比优劣势。
6. 通常情况下一台原子磁力仪各种弛豫大小是无法改变的，只能改变泵浦光泵浦速率  $R$  的大小。假设磁场方向为  $y$  方向，试结合 Bloch 方程的准静态解，确定泵浦方向极化率  $P_z$  多大时，原子磁力仪的灵敏度模拟值( $\frac{P_x}{\Omega_y}$ )最大。
7. 为何在平衡探测中要将初始的探测器的差分值至调零附近？如果初始值不是零是否可以完成探测？
8. 实验原理中已确定灵敏度表达式  $\text{Sensitivity} = B/\text{SNR} \times \sqrt{t}$ ，那么原子磁力仪的灵敏度大小是否受到实验中采样频率  $1/t$  的影响呢？为什么？
9. 屏蔽筒和雪弗板为何使用黑色？

## 参考文献

- [1] 江敏. 基于高灵敏度原子磁力计的超低场核磁共振研究[D]. 2019.
- [2] 陈伯韬. 基于 SERF 原子磁强计的液体零场核磁共振谱仪的研制[D]. 2017.
- [3] Seltzer S J . Developments in alkali-metal atomic magnetometry[J]. Dissertations & Theses - Gradworks, 2008.
- [4] Wylie R I . The development of a multichannel atomic magnetometer array for fetal magnetocardiography[J]. 2012.

[5] Allred J C , Lyman R N , Kornack T W , et al. High-Sensitivity Atomic Magnetometer Unaffected by Spin-Exchange Relaxation[J]. Physical Review Letters, 2002, 89(13):130801.

[6] 中科大光泵磁共振实验讲义