

# 利用光抽运效应研究铷原子 塞曼能级的磁共振

杨佳宇\*

北京大学物理学院 学号：1800011409

2020 年 10 月 15 日

本实验使用了光泵磁共振的方法来研究铷原子的超精细结构塞曼子能级。通过外加磁场使得铷原子超精细结构能级塞曼分裂，实现塞曼子能级之间的磁共振，并利用光抽运效应极大地增强磁共振信号。根据磁共振信号来测定铷原子两种同位素  $^{87}\text{Rb}$ 、 $^{85}\text{Rb}$  的超精细结构能级 g 因子，加深了对原子超精细结构的理解。在此基础上使用线性拟合和反相抵消两种方法来排除地磁场对实验的影响。最后，利用磁共振效应对地磁场水平分量进行测定。

**关键词:** 光抽运效应, 磁共振, 塞曼效应, 光跃迁

---

\*1800011409@pku.edu.cn; Tel: (+86) 180 9268 9592

# 1 引言

磁共振现象产生的本质是微观粒子磁矩的量子化. 当粒子处于外磁场中的时候, 磁矩空间取向的量子化导致了粒子在磁场中能量的量子化, 造成了能级的塞曼分裂. 此时再在垂直于原磁场方向施加一个适当频率的交变电磁场, 可以使得粒子在塞曼能级之间进行跃迁. 当交变磁场的频率达到共振频率

$$\hbar\omega = \Delta E \quad (1)$$

时, 基态原子跃迁概率最大, 发生磁共振.

气体原子处在对应共振塞曼能级上的粒子数并不多, 因此共振信号强度很弱, 难以观测. 因此可以使用光泵磁共振方法对气体原子进行研究. 光泵磁共振利用了光抽运 (Optical Pumping) 效应, 通过偏振光对原子跃迁的激发和选择定则的限制, 大大提高了相邻塞曼能级之间的粒子数之差, 从而极大地增强了共振信号的强度. 此外, 最终测量照射到样品上的抽运光强度的变化, 来反映样品在射频磁场中感应跃迁的情况, 实现了磁共振的光探测, 将射频光子转化为光频光子, 大大提高了共振信号功率.

光泵磁共振可以在弱场下精确检测气体原子的超精细结构, 也可以用于研究原子激发态的顺磁共振, 其在基础物理研究中有重要应用, 在量子频标、精确测量磁场等方面也有很大的实用价值.<sup>[4]</sup>

本实验利用光泵磁共振来研究金属原子铷 (Rb) 的塞曼能级结构. 通过方波扫场来进行光抽运信号的观测, 同时利用三角波扫场结合射频场等来进行磁共振信号的观测. 根据磁共振信号吸收峰出现的位置对应的共振频率, 可以得到  $^{87}\text{Rb}$ 、 $^{85}\text{Rb}$  的基态超精细结构能级 g 因子  $g_F$ . 此外, 结合不同外场方向下光泵磁共振的共振频率, 对地磁场水平分量  $B_{\text{地}||}$  进行测量.

# 2 理论

## 2.1 铷原子的超精细结构和塞曼能级

一价碱金属原子铷的基态是  $5^2S_{1/2}$ , 即电子的轨道量子数  $L = 0$ , 自旋量子数  $S = \frac{1}{2}$ , 自旋角动量与轨道角动量进行  $LS$  耦合, 基态总角动量为  $J = \frac{1}{2}$ . 其最低激发态为  $5^2P_{1/2}$  和  $5^2P_{3/2}$ , 即电子的轨道量子数  $L = 1$ , 自旋量子数  $S = \frac{1}{2}$ , 总角动量量子数分别为  $J = \frac{1}{2}$  和  $J = \frac{3}{2}$ .

在核自旋  $I = 0$  的时候, 原子的价电子  $LS$  耦合后总角动量  $P_J$  与原子总磁矩  $\mu_J$  关系为

$$\begin{aligned}\mu_J &= -g_J \frac{e}{2m} P_J \\ g_J &= 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}\end{aligned}\quad (2)$$

考虑  $I \neq 0$  的情形, 天然铷中大量含有两种同位素  $^{87}\text{Rb}$ 、 $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  的  $I = \frac{3}{2}$ ,  $^{85}\text{Rb}$  的  $I = \frac{5}{2}$ . 核自旋角动量  $\mathbf{P}_I$  与  $LS$  耦合后总角动量  $\mathbf{P}_J$  耦合成角动量  $\mathbf{P}_F$ , 耦合后总量子数  $F = I + J, \dots, |I - J|$ .  $F$  量子数表征了原子超精细结构能级. 原子总角动量  $P_F$  与总磁矩  $\mu_F$  的关系为

$$\begin{aligned}\mu_F &= -g_F \frac{e}{2m} P_F \\ g_F &= g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}\end{aligned}\quad (3)$$

在外磁场中, 磁场与原子量子化的磁矩进行耦合, 原子的超精细结构能级产生塞曼分裂, 分裂成  $2F + 1$  个塞曼子能级, 对应的磁量子数  $m_F = F, F - 1, \dots, -F$ , 如图1所示.

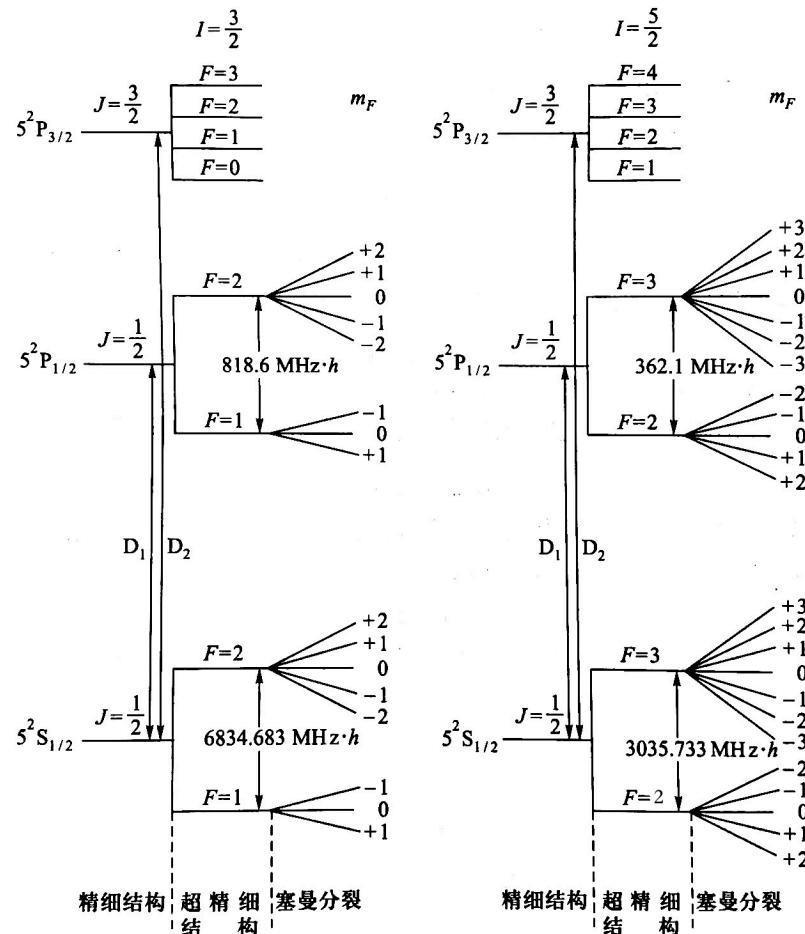


图 1. Rb 原子能级示意图, 左侧为  $^{87}\text{Rb}$  原子的能级, 右侧为  $^{85}\text{Rb}$  原子的能级 [1]

根据(3)式可以计算出 Rb 原子基态的 g 因子, 如表1所示.

表 1. Rb 原子基态 g 因子理论值

$^{87}\text{Rb}$ 的 $5^2S_{1/2}$ 态		$^{85}\text{Rb}$ 的 $5^2S_{1/2}$ 态	
$F = 1$	$F = 2$	$F = 2$	$F = 3$
$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$

假设外场为弱磁场  $B_0$ , 根据微扰理论, 可以解得各能级的能量本征值为

$$E = E_0 + \frac{\alpha h}{2} [F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)] + g_F m_F \mu_B B_0 \quad (4)$$

其中  $\mu_B = \frac{e\hbar}{4\pi m} = 9.2731 \times 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$ , 称为玻尔磁子.

根据(4)式可以得到, 相邻塞曼子能级之间 ( $\Delta m_F = \pm 1$ ) 的能量差为

$$\Delta E_{mF} = g_F \mu_B B_0 \quad (5)$$

## 2.2 光抽运效应

一定频率的光可以引起原子能级之间的跃迁. 能级之间跃迁要满足能量守恒关系

$$h\nu = \Delta E \quad (6)$$

式中  $\nu$  为入射光的频率,  $\Delta E$  为初末态能量差. 我们将  $\Delta E$  与 Rb 原子超精细结构能级  $5^2S_{1/2}$ 、 $5^2P_{1/2}$  之间能量差相等的光称作  $D_1$  光. 除此之外, 能级之间跃迁还应满足选择定则:

$$\Delta L = \pm 1; \Delta F = \pm 1, 0; \Delta m_F = \begin{cases} +1 & (\text{入射光} \sigma^+) \\ 0 & (\text{入射光} \pi) \\ -1 & (\text{入射光} \sigma^-) \end{cases} \quad (7)$$

其中,  $\sigma^+$  是电场矢量绕磁场方向左旋的圆偏光,  $\sigma^-$  是电场矢量绕磁场方向右旋的圆偏光,  $\pi$  为电场矢量与磁场方向平行的线偏振光.

可见, 当入射光为  $D_1\sigma^+$  的时候, 对于  $^{87}\text{Rb}$  而言, 基态  $5^2S_{1/2}$  最大的  $m_F$  与第一激发态  $5^2P_{1/2}$  最大的  $m_F$  均为  $+2$ , 因此处在  $5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$  能级上的原子由于选择定则, 不会吸收入射光发生跃迁. 同理, 对于  $^{87}\text{Rb}$  而言, 当入射光为  $D_1\sigma^+$  的时候, 处在  $5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3$  能级上的原子也不会发生跃迁. 其他基态塞曼子能级上的电子会吸收入射光跃迁到  $5^2P_{1/2}$  的各个塞曼子能级上, 之后  $5^2P_{1/2}$  的各个能级上的原子又会自发辐

射回到基态  $5^2S_{1/2}$ , 而原子自发辐射退回到基态各个塞曼子能级上的概率相等. 因此, 不断会有新的原子跃迁到基态  $m_F$  最大的能级上, 随后永远处在这一能级上, 不会向其他能级跃迁, 因此会有大量粒子被抽运到该塞曼能级上, 形成偏极化.

$D_1\sigma^-$  光也会有抽运作用, 但是与  $D_1\sigma^+$  的抽运效果恰好相反. 因此当入射光为等量  $D_1\sigma^+$  与  $D_1\sigma^-$  混合的线偏振光时, 由于两种圆偏振光的效果恰好抵消, 无光抽运效应. 当入射光为不等量  $D_1\sigma^+$  与  $D_1\sigma^-$  混合的椭圆偏振光时, 光抽运效应相对较小.<sup>[4]</sup>

## 2.3 塞曼能级间的磁共振

在2.1节中已经说明, 在恒定弱磁场  $\mathbf{B}_0$  中, 原子分裂出了塞曼子能级. 在垂直于恒定磁场  $\mathbf{B}_0$  的方向再加一个射频场  $\mathbf{B}_1$ , 当射频场的圆频率  $\omega_1$  满足共振条件(1)式时, 塞曼子能级之间将发生磁共振. 在2.2节中的抽运的目标能级上的大量原子在射频场的作用下发生感应跃迁, 在这个过程中光抽运依然存在. 感应跃迁与光抽运效应达到一个新的动态平衡.<sup>[4]</sup>

因此, 发生磁共振的时候, 原子对入射光的吸收增强.

## 2.4 光探测

入射的  $D_1\sigma^+$  光在进行光抽运的同时, 其透过样品的光也起到了探测作用. 在2.3节中已经说明磁共振的发生会伴随着样品对入射光吸收强度的变化, 同时也将体现在透射  $D_1\sigma^+$  光强度的变化上.

我们通过测量透射光  $D_1\sigma^+$  的强度变化可以得到磁共振信号, 这样可以将原本应该探测的低频射频光子转换为一个光频光子, 探测信号提高了  $7 \sim 8$  个数量级.<sup>[4]</sup>

## 3 实验

### 3.1 装置介绍

实验系统由主体单元、电源、辅助源、射频信号发生器、示波器这五个部分组成, 如图2所示.

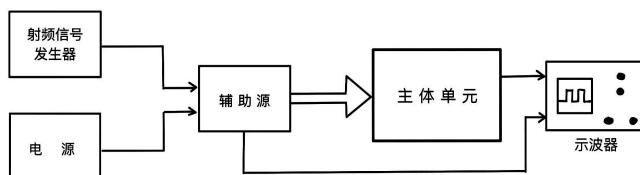


图 2. 光泵磁共振实验装置方框图

主体单元是本实验装置的核心，主体单元如图3所示。图3(b)中右侧对应光源位置，光源前可调角度的装置为偏振片，左侧为会聚透镜和光电探测器。中间为磁场线圈和样品恒温槽。

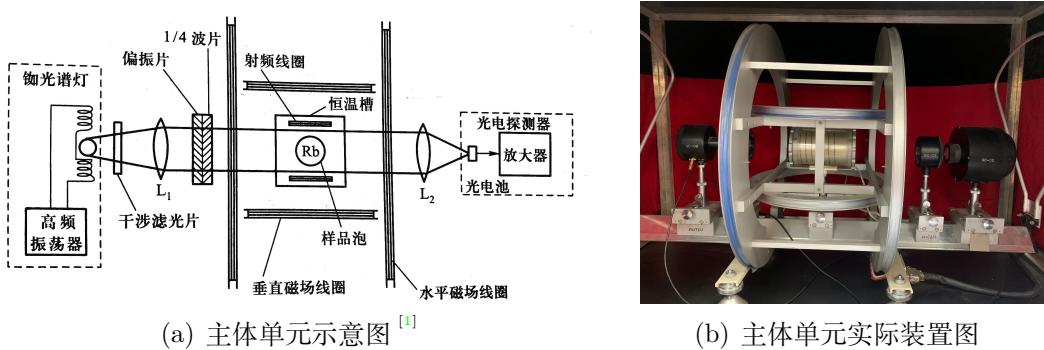


图 3. 实验主体单元装置图

射频信号发生器和电源共同提供辅助源，将信号以电流的形式通入主体部分的线圈中，亥姆霍兹线圈将辅助源信号转变为磁场信号，使得样品发生塞曼分裂和磁共振，光电探测器将探测到的光强变化转变为电信号输入到示波器。

### 3.2 实验方法和条件

本实验需要对仪器进行30 min的预热，恒温槽在工作状态温度控制在 55 °C 左右，实验室温度约为 15 °C，装置外使用遮光布进行遮光处理，以避免杂光对信号进行干扰。

本实验使用方波扫场来进行光抽运信号的观测。通过调节垂直磁场来抵消地磁场的垂直分量，同时调节偏振片的角度以得到入射圆偏振光，使得光抽运信号强度最大。同时调节扫场强度适宜，可以从示波器中得到周期性光抽运信号。

使用水平三角波扫场，结合水平恒定静磁场以及竖直静磁场、竖直射频场，来进行磁共振信号的观测以及 g 因子的测量。竖直静磁场的设置与观测光抽运信号时的设置一致，保证刚好抵消地磁场竖直分量的影响。

在800 kHz~1200 kHz范围内调节射频场频率，取不同的频率值，调节水平恒定磁场的大小，使得刚好可以观察到共振信号。利用线性拟合可以得到共振频率和磁场的线性关系，根据拟合结果，结合(1)与(5)，可以得到对应的 g 因子  $g_F$ 。

此外，在水平静磁场大小维持不变的情况下，调节射频场频率  $\nu_1$ ，使得刚好观察到共振信号。随后将水平静磁场反向，其余条件不变，再次测量共振时射频场的频率  $\nu_2$ ，将两个频率进行平均得到  $\bar{\nu} = \frac{1}{2}(\nu_1 + \nu_2)$ ，结合(1)与(5)，磁场代入水平静磁场的大小，可以计算出对应的 g 因子  $g_F$ 。

继续用类似的方法，在水平静磁场大小维持不变的情况下，调节射频场频率，观察到共振信号时，得到共振频率  $\nu_1$ ；再将水平静磁场和水平扫场同时反向，测量新的共振频率  $\nu_2$ ，

从而得到  $\Delta\nu = |\nu_1 - \nu_2|$ , 结合(1)与(5), 根据之前测得的 g 因子可以得到地磁场水平分量的大小.

## 4 结果与讨论

### 4.1 光抽运信号的观测

使用方波扫场, 利用指南针调节使得地磁场方向和扫场方向相反. 调节竖直方向静磁场的方向和大小, 同时旋转偏振片角度, 调节方波扫场的幅度, 使得光抽运信号达到最大. 最大的光抽运信号如图4所示. 此时垂直场对应线圈电流为  $I_{\perp} = 0.070 \text{ A}$ , 扫场峰峰值为  $U_{pp} = 3.00 \text{ V}$ .

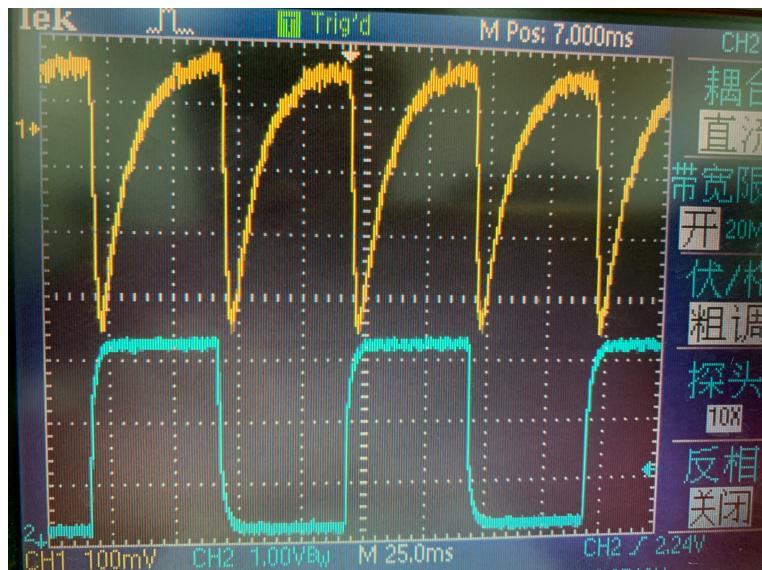


图 4. 观测到的光抽运信号图, 对应垂直场  $I_{\perp} = 0.070 \text{ A}$ , 扫场峰峰值  $U_{pp} = 3.00 \text{ V}$ .

利用示波器测量光抽运的弛豫时间  $\Delta t$ , 即示波器图样的半高全宽. 调节示波器横向为  $2.50 \text{ ms/DIV}$ , 在示波器中读出半高全宽对应的格数为  $\Delta X = 4.61 \text{ DIV}$ , 可以计算得到光抽运的时间常数  $\Delta t = 11.5 \text{ ms}$ .

### 4.2 g 因子的测量

结合(5)式和(6)式, 可以得到

$$g_F = \frac{\nu/B}{\mu_B/h} \quad (8)$$

式中  $\mu_B/h = 1.3996 \text{ MHz/G}$

但考虑到(8)式中磁场  $B$  为水平方向总磁感应强度, 满足关系

$$B = B_0 + B_{\text{地}/\!/} + B_s \quad (9)$$

其中  $B_0$  为水平恒定场的强度,  $B_{\text{地}/\!/}$  为地磁场的水平分量,  $B_s$  为水平扫场的强度.

$B_0$  的强度由通入亥姆霍兹线圈的电流  $I$  给出, 如(10)所示. 对于本实验仪器,  $N = 250, r = 0.2375 \text{ m}$ .

$$B_0 = \frac{16\pi N I}{5^{3/2} r} \times 10^{-3} \text{ G} \quad (10)$$

#### 4.2.1 线性拟合法测量 g 因子

结合(8)式与(9)式, 改变  $\mu$  的大小, 测量不同共振频率  $\nu$  对应的  $B_0$ , 可以得到  $\nu - B_0$  的线性关系,  $B_{\text{地}/\!/}$  与  $B_s$  将体在线性拟合的截距中, 而线性拟合的斜率为  $g_F \frac{\mu_B}{h}$ , 可以据此计算得到  $g_F$  的值. 共振时的波形图如图5所示.

测量与计算结果如表2所示, 其中磁感应强度  $B$  由  $I$  代入(10)计算得到. 在测量时竖直场为  $0.070 \text{ A}$ , 三角波扫场为  $U_{pp} = 1.4 \text{ V}$ , 射频场幅度  $U_m = 1 \text{ V}$ .

表 2. 线性拟合测量 g 因子数据测量表

$\nu/\text{kHz}$	$^{87}\text{Rb}$ 的测量结果		$^{85}\text{Rb}$ 的测量结果	
	$I_1/\text{A}$	$B_1/\text{G}$	$I_2/\text{A}$	$B_2/\text{G}$
800.9	0.287	1.36	0.406	1.92
850.1	0.301	1.42	0.429	2.03
900.1	0.317	1.5	0.452	2.14
950.2	0.331	1.57	0.474	2.24
999.9	0.345	1.63	0.497	2.35
1049.2	0.361	1.71	0.519	2.46
1100.0	0.377	1.78	0.542	2.56
1150.0	0.392	1.86	0.565	2.67
1200.0	0.408	1.93	0.587	2.78

对表2中数据进行线性拟合, 拟合结果如图6所示. 根据拟合结果计算对应的 g 因子, 计算结果如表3所示. 其中斜率  $k = g_F \mu_B / h$ .

表 3. 线性拟合结果计算表

同位素种类	斜率 (kHz/G)	$g_F$	理论值 $g_{F0}$	相对误差
$^{87}\text{Rb}$	696.0	0.4973	0.5	0.54%
$^{85}\text{Rb}$	466.4	0.3332	1/3	0.04%

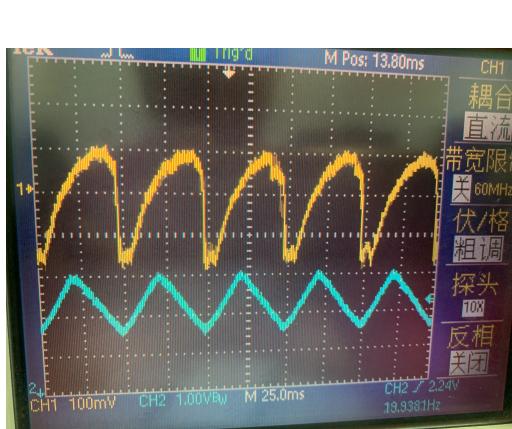


图 5. 共振时示波器波形图

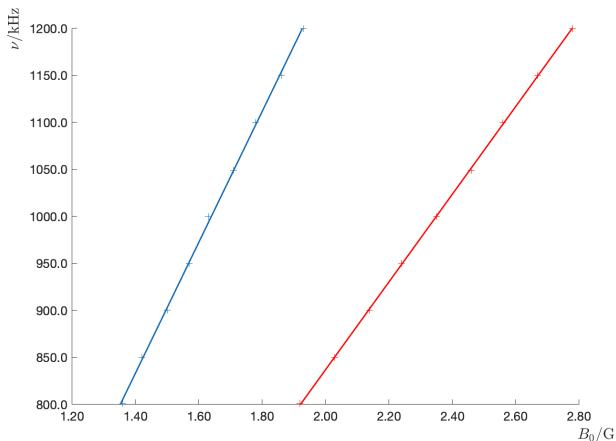


图 6.  $\nu - B_0$  线性拟合图, 其中蓝线对应  ${}^{87}\text{Rb}$ , 红线对应  ${}^{85}\text{Rb}$

#### 4.2.2 利用反向场抵消法测量 g 因子

我们可以分别测量水平恒定场  $B_0$  正向与反向时的共振频率  $\nu_+$  与  $\nu_-$ , 结合(8)式与(9)式, 可以得到

$$g_F = \frac{(\nu_+ + \nu_-)/(2B_0)}{\mu_B/h} \quad (11)$$

取水平恒定场对应的电流为  $I_1 = 0.350\text{ A}$  来测量  ${}^{87}\text{Rb}$  的 g 因子; 取水平恒定场对应的电流为  $I_2 = 0.500\text{ A}$  来测量  ${}^{85}\text{Rb}$  的 g 因子. 测量与计算结果如表5所示.

表 4. 反向场抵消法测量 g 因子计算表

同位素	$I/\text{A}$	$B_0/\text{G}$	$\nu_-/\text{kHz}$	$\nu_+/\text{kHz}$	$g_F$	相对误差
${}^{87}\text{Rb}$	0.350	1.656	1018.2	1311.9	0.503	0.6%
${}^{85}\text{Rb}$	0.500	2.366	1004.3	1212.3	0.335	0.5%

从表3中可以看出, 用反向场进行抵消测得的 g 因子的相对误差相对线性拟合而言更高, 因为只测量了一组数据, 随机误差较大.

#### 4.3 地磁场水平分量的测量

分别测量水平恒定场  $B_0$  与扫场  $B_s$  同时正向和同时反向的共振频率  $\nu_+$  和  $\nu_-$ . 结合(8)式与(9)式, 可以得到

$$B_{\text{地}/\parallel} = \frac{(\nu_+ - \nu_-)/(2g_F)}{\mu_B/h} \quad (12)$$

取水平场电流为  $I = 0.500\text{ A}$ , 使用  ${}^{85}\text{Rb}$  的磁共振进行地磁场的测定, 测量与计算结果如表??所示.

表 5. 地磁场测定与计算表

$I/A$	$\nu_-/\text{kHz}$	$\nu_+/\text{kHz}$	$g_F$	$B_{\text{地}}///\text{G}$
0.500	1084.0	1208.7	1/3	0.1334

## 5 结论

本实验通过对光抽运图像的观察验证了光抽运效应的存在，并测量得到光抽运时间常数  $\Delta t = 11.5 \text{ ms}$ . 通过对示波器图样中磁共振信号的观察，深入理解了原子超精细结构及塞曼效应，同时也直接感受到光抽运效应对磁共振信号的放大作用以及光探测对信号强度的放大作用. 利用线性拟合方法测量得到  $^{87}\text{Rb}$  的 g 因子为  $g_F = 0.4973$ , 误差 0.54%;  $^{85}\text{Rb}$  的 g 因子为  $g_F = 0.3332$ , 误差 0.04%. 利用反向场抵消法测得  $^{87}\text{Rb}$  的 g 因子为  $g_F = 0.503$ , 误差 0.6%;  $^{85}\text{Rb}$  的 g 因子为  $g_F = 0.335$ , 误差 0.5%. 同时，测量得到实验室地磁场水平分量为  $B_{\text{地}}// = 0.1334 \text{ G}$ .

## 6 致谢

特别感谢薛建明老师在实验前的耐心讲解以及实验过程中的指导与帮助，感谢朱云柯同学在实验过程中与我的交流讨论以及对我的帮助. 此外，感谢杜晨E同学在绘图上对我的指导与帮助.

## 附录

在实验中为什么要用垂直磁场线圈抵消地磁场垂直分量？不抵消会有什么不良后果？为什么？

因为光抽运信号是通过方波扫场得到的，在扫场信号不变的时候，光抽运能够进行并达到饱和。在扫场信号过零并反向的时候，原本的塞曼子能级再过零的瞬间发生简并并在反向后重新分裂。再能级简并的时候，铷原子相互碰撞，自旋方向混杂，失去偏极化。重新发生塞曼分裂后，各个塞曼子能级上的粒子数又近似相等，重新进行光抽运。这样一来，方波扫场就可以得到周期性光抽运图。<sup>[1]</sup> <sup>[2]</sup>

当地磁场垂直分量没有被完全抵消的时候，虽然扫场信号会过零，但是总磁场并不会过零，因此能级的简并并不会发生。在文献<sup>[3]</sup>中对此进行了详细的理论计算，可以由光抽运信号的驰豫抱恨值与磁场关系  $\tau \propto B^2$  中看出，即使磁场接近零但没有过零，也可以观察到光抽运信号，只是强度较小。

因此，地磁场没有完全抵消的时候，观察到的光抽运信号如图7所示。

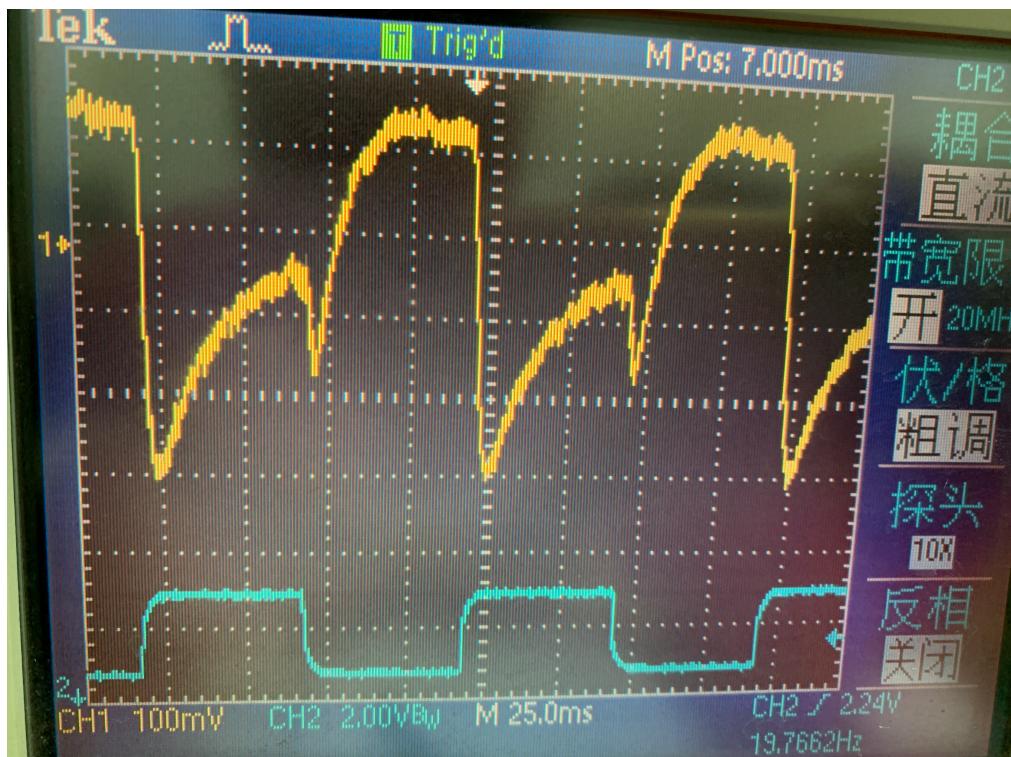


图 7. 地磁场没有完全抵消时的光抽运信号

本实验中所用的射频场频率为  $10^6$ Hz数量级, 样品泡的温度约  $50^\circ\text{C}$ , 不考虑弛豫的后果, 试估算利用光抽运探测磁共振比直接探测磁能级之间的磁共振跃迁的信号灵敏度提高了多少倍.

首先, 从光探测的角度, 探测的是光信号, 光频光子频率对应的是超精细结构能级差, 约  $10^8\text{MHz}$ , 相对而言探测信号强度提高了  $10^8$ .

其次, 本来各个能级按照玻尔兹曼分布,  $f \propto e^{E/k_B T}$ . 能级之间的  $\Delta E$  也对应  $10^6\text{Hz}$ 的光子能量. $e^{h\nu/k_B T} - 1 \approx 10^{-7}$ . 因此可认为各个塞曼能级上原子按照玻尔兹曼分布, 原子数近似相等. 假设光抽运之后所有原子均集中在被抽运到的能级上, 对  $^{87}\text{Rb}$  而言对应能级上的原子数增加 8 倍, 对于  $^{85}\text{Rb}$  而言对应能级上的原子数增加 12 倍. 因此这一过程也可以将共振跃迁强度提高 1 个数量级.

## 参考文献

- [1] 吴思诚, 荀坤 2015 近代物理实验 (第 4 版)(北京: 高等教育出版社) P248-P260
- [2] 周健, 俞熹, 王煜 2009 物理实验 29,04,P01-P05
- [3] 周健, 俞熹, 王煜 2009 大学物理 28,06,P26-P29