

# 实验 1 光泵磁共振实验

20 世纪 50 年代初期,卡斯特勒(A. Kastler)等人提出了光抽运(optical pumping)的概念,又称光泵,并发展了这一技术。1966 年,他由于在光抽运方面的贡献而荣获诺贝尔物理学奖。光抽运是用圆偏振光束激发气态原子,打破原子在所研究的能级间的玻耳兹曼热平衡分布,造成所需的布居数差,从而在低浓度的条件下提高了信号强度。这时再用相应频率的射频场激励原子,就可以实现磁共振,测量原子超精细结构塞曼子能级的朗德因子。

## 【思考题】

1. 在有磁场和无磁场两种条件下,光探测器接收到的透过吸收池的光的强度是不一样的,分析哪个强、哪个弱。
2. 磁共振发生在哪个子能级上?

## 【引言】

物理学中研究物质内部结构,广泛利用光谱学的方法,通过它研究原子和分子的结构并提供了有关的数据,推动了原子和分子物理学的进展。如果要研究原子、分子等微观粒子内部更精细的结构和变化时,光谱学的方法就受到仪器分辨率和谱线线宽的限制。在此情况下发展了波谱学的方法,它利用物质的微波或射频共振,以研究原子的精细结构以及因磁场存在而分裂形成的塞曼子能级,这比光谱学方法有更高的分辨率。但是,热平衡下磁共振涉及的能级粒子布居数差别很小,加以磁偶极跃迁概率也较小,因此核磁共振波谱方法也有如何提高信号强度的问题。对于固态和液态物体的波谱学,如核磁共振(NMR)和电子顺磁共振(EPR),由于样品浓度大,再配合高灵敏度的电子探测技术,能够得到足够强的共振信号。可是对气态的自由原子,样品的浓度降低了几个数量级,就需要采用新方法来提高共振信号强度,才能深入进行研究。

在 20 世纪 50 年代初期,卡斯特勒(A. Kastler)等人提出了光抽运(optical pumping)概念,又称光泵,并发展了这一技术。1966 年,他由于在光抽运方面的贡献而荣获诺贝尔物理学奖。光抽运是用圆偏振光束激发气态原子,以打破原子在所研究的能级间的玻耳兹曼热平衡分布,造成所需的布居数差,从而在低浓度的条件下提高了信号强度。这时再用相应频率的射频场激励原子,就可以观察到磁共振。在探测磁共振方面,不直接探测原子对射频量子的发射或吸收,而是采用光探测的方法,探测原子对光量子的发射或吸收。由于光量子的能量比射频量子高 7、8 个数量级,所以探测灵敏度得以提高。几十年来,用光抽运——磁共振——光探测技术对许多原子、离子和分子进行了大量研究,增进了我们对微观粒子结构的

了解。如对原子的磁矩、朗德因子、能级寿命、能级结构、塞曼分裂与斯塔克分裂的研究,尤其是对碱金属原子激发态精细结构的研究,对搞清楚碱金属原子结构的理论方面起了很大的推动作用。此外光抽运在激光、电子频率标准、精测弱磁场等方面也有重要的应用。

本实验的物理内容很丰富,实验过程中不仅可以见证其独特的测量方法,也会看到比较复杂的物理现象。若学生能够根据基本原理给出正确的分析,将会受到一次很好的原子物理实验和综合实验的训练,进一步加深对原子超精细结构的理解。本实验的具体内容是测定铷原子超精细结构塞曼子能级的朗德因子、地磁场。

## 【实验原理】

### 1. 铷(Rb)原子基态及最低激发态的能级

实验研究的对象是铷的气态自由原子。铷是碱金属原子,在紧束缚的满壳层外只有一个电子。铷的价电子处于第五壳层,主量子数  $n=5$ 。主量子数为  $n$  的电子,其轨道量子数  $L=0,1,\dots,n-1$ 。基态  $L=0$ ,最低激发态  $L=1$ 。电子还具有自旋,电子自旋量子数  $S=1/2$ 。

由于电子的自旋与轨道运动的相互作用( $LS$  耦合)而发生能级分裂,称为精细结构,见图 1.1。轨道角动量  $\mathbf{P}_L$  与自旋角动量  $\mathbf{P}_S$  合成总角动量,  $\mathbf{P}_J = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_S$ 。原子能级的精细结构用总角动量子数  $J$  来标记,  $J=L+S, L+S-1, \dots, |L-S|$ 。对于基态,  $L=0, S=1/2$ , 因此 Rb 基态只有  $J=1/2$ , 其标记为  $5^2S_{1/2}$ 。铷原子最低激发态是  $5^2P_{3/2}$  及  $5^2P_{1/2}$ 。  $5^2P_{1/2}$  态的  $J=1/2$ ,  $5^2P_{3/2}$  态的  $J=3/2$ 。  $5P$  与  $5S$  能级之间产生的跃迁是铷原子主线系的第 1 条线,为双线。它在铷灯光谱中强度是很大的。  $5^2P_{1/2} \rightarrow 5^2S_{1/2}$  跃迁产生波长为 794.76 nm 的  $D_1$  谱线,  $5^2P_{3/2} \rightarrow 5^2S_{1/2}$  跃迁产生波长 780 nm 的  $D_2$  谱线。

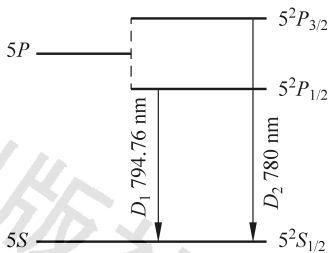


图 1.1  $LS$  耦合精细能级结构

原子的价电子在  $LS$  耦合中,总角动量  $\mathbf{P}_J$  与原子的电子总磁矩  $\boldsymbol{\mu}_J$  的关系为

$$\boldsymbol{\mu}_J = -g_J \frac{e}{2m} \mathbf{P}_J \quad (1.1)$$

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (1.2)$$

其中,  $g_J$  是朗德因子;  $J, L$  和  $S$  是相应的量子数。

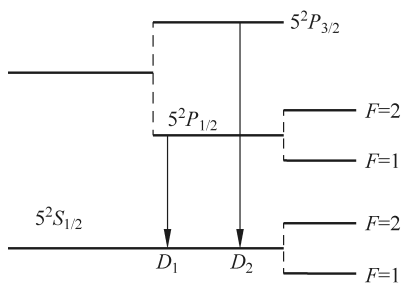


图 1.2  $IJ$  耦合超精细结构能级( $^{87}\text{Rb}$ )

原子核也具有自旋和磁矩。核磁矩与上述原子的电子总磁矩之间相互作用造成能级的附加分裂。这种附加分裂称为超精细结构。铷元素在自然界主要有两种同位素,  $^{87}\text{Rb}$  占 27.85%,  $^{85}\text{Rb}$  占 72.15%。两种同位素铷核的自旋量子数  $I$  是不同的。核自旋角动量  $\mathbf{P}_I$  与电子总角动量  $\mathbf{P}_J$  耦合形成  $\mathbf{P}_F$ , 有  $\mathbf{P}_F = \mathbf{P}_I + \mathbf{P}_J$ 。  $IJ$  耦合形成超精细结构能级, 见图 1.2。由  $F$  量子数标记,  $F=I+J, \dots, |I-J|$ 。

$^{87}\text{Rb}$  的  $I=3/2$ , 它的基态  $J=1/2$ , 具有  $F=2$  和  $F=1$  两个状态。 $^{85}\text{Rb}$  的  $I=5/2$ , 它的基态  $J=1/2$ , 具有  $F=3$  和  $F=2$  两个状态。

整个原子的总角动量  $\mathbf{P}_F$  与总磁矩  $\boldsymbol{\mu}_F$  之间的关系可写为

$$\boldsymbol{\mu}_F = -g_F \frac{e}{2m} \mathbf{P}_F \quad (1.3)$$

其中的  $g_F$  因子可按类似于求  $g_J$  因子的方法算出。考虑到核磁矩比电子磁矩小约 3 个数量级(为什么?),  $\boldsymbol{\mu}_F$  实际上为  $\boldsymbol{\mu}_J$  在  $\mathbf{P}_F$  方向的投影, 从而由矢量关系的三角公式得到

$$g_F = \frac{g_J [F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)]}{2F(F+1)} \quad (1.4)$$

其中,  $g_F$  是对应于  $\boldsymbol{\mu}_F$  与  $\mathbf{P}_F$  关系的朗德因子。以上所述都是在没有外磁场条件下的情况。

如果处在外磁场  $\mathbf{B}$  中, 由于总磁矩  $\boldsymbol{\mu}_F$  与磁场  $\mathbf{B}$  的相互作用, 超精细结构中的各能级进一步发生塞曼分裂, 形成塞曼子能级。用磁量子数  $M_F$  来表示, 则  $M_F = F, F-1, \dots, -F$ , 即分裂成  $2F+1$  个子能级, 其间距相等。  $\boldsymbol{\mu}_F$  与  $\mathbf{B}$  的相互作用能量为

$$E = -\boldsymbol{\mu}_F \cdot \mathbf{B} = g_F \frac{e}{2m} \mathbf{P}_F \cdot \mathbf{B} = g_F \frac{e}{2m} M_F (h/2\pi) B = g_F M_F \mu_B B \quad (1.5)$$

式中,  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$  为玻尔磁子。 $^{87}\text{Rb}$  的能级图如图 1.3 所示,  $^{85}\text{Rb}$  能级图如图 1.4 所示。为了清楚起见, 所有的能级结构图均未按比例绘制。各相邻塞曼子能级的能量差为

$$\Delta E = g_F \mu_B B \quad (1.6)$$

可以看出  $\Delta E$  与  $B$  成正比。当外磁场为零时, 各塞曼子能级将重新简并为原来能级。

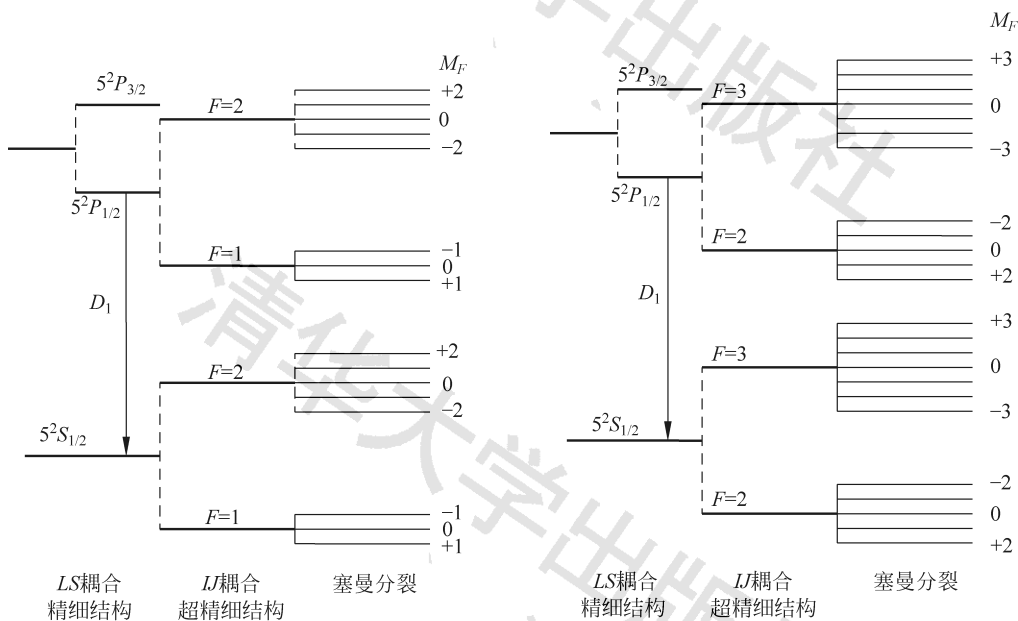


图 1.3  $^{87}\text{Rb}$  的能级图

图 1.4  $^{85}\text{Rb}$  的能级图

## 2. 增大粒子布居数之差, 以产生粒子数偏极化

气态  $^{87}\text{Rb}$  原子受  $D_1\sigma^+$  左旋圆偏振光照射时, 遵守光跃迁选择定则

$$\Delta F = 0, \pm 1, \quad \Delta M_F = +1$$

在由  $5^2S_{1/2}$  能级到  $5^2P_{1/2}$  能级的激发跃迁中, 由于  $\sigma^+$  光子的角动量为  $+\hbar$ , 只能产生  $\Delta M_F = +1$  的跃迁。基态  $M_F = +2$  子能级上原子若吸收光子就将跃迁到  $M_F = +3$  的状态, 但  $5^2P_{1/2}$  各子能级最高为  $M_F = +2$ , 因此基态中  $M_F = +2$  子能级上的粒子就不能跃迁, 换言之其跃迁概率为零。如图 1.5 所示, 由  $5^2P_{1/2}$  到  $5^2S_{1/2}$  的向下跃迁中, 由于是无辐射跃迁, 不必满足角动量守恒的要求, 所以  $\Delta M_F = 0, \pm 1$  的各跃迁都是可能的。

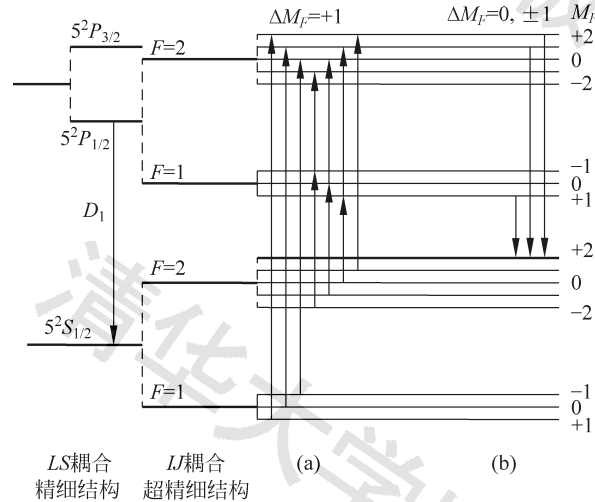


图 1.5  $^{87}\text{Rb}$  吸收光受激跃迁及基态无辐射跃迁

(a)  $^{87}\text{Rb}$  吸收光受激跃迁,  $M_F = +2$  粒子跃迁概率为零;

(b)  $^{87}\text{Rb}$  基态无辐射跃迁, 以相等概率返回基态 (这里只标示了到  $M_F = +2$  态的跃迁)

经过多次上下跃迁, 基态中  $M_F = +2$  子能级上的粒子数只增不减, 这样就增大了粒子布居数的差别。这种非平衡分布称为粒子数偏极化。类似地, 也可以用右旋圆偏振光照射样品, 最后原子都布居在基态  $F=2, M_F = -2$  的子能级上。原子受光激发, 在上下跃迁过程中使某个子能级上粒子过于集中的现象称为光抽运。光抽运的目的就是要造成基态能级中的偏极化, 实现了偏极化就可以在子能级之间进行磁共振跃迁实验了。磁共振发生在基态  $5^2S_{1/2}, F=2, M_F = +2$  子能级处。同样, 对于  $^{85}\text{Rb}$  原子, 磁共振发生在基态  $5^2S_{1/2}, F=3, M_F = +3$  子能级处。

### 3. 弛豫时间

在热平衡条件下, 任意两个能级  $E_1$  和  $E_2$  上的粒子数之比都服从玻耳兹曼分布, 即

$$N_2/N_1 = \exp(-\Delta E/kT)$$

式中,  $\Delta E = E_2 - E_1$  是两个能级之差;  $N_1, N_2$  分别是两个能级  $E_1, E_2$  上的粒子数目;  $k$  是玻耳兹曼常数;  $T$  是温度。由于能量差极小, 近似地可认为各子能级上的粒子数是相等的。光抽运增大了粒子布居数的差别, 使系统处于非热平衡分布状态。

系统由非热平衡分布状态趋向于平衡分布状态的过程, 称为弛豫过程。促使系统趋向平衡的机制是原子之间以及原子与其他物质之间的相互作用。在实验过程中要保持粒子分

布有较大的偏极化程度,就要尽量减少返回玻耳兹曼分布的趋势。但铷原子与容器壁的碰撞以及铷原子之间的碰撞都会导致铷原子恢复到热平衡分布,失去光抽运所造成的偏极化。然而铷原子与磁性很弱的原子碰撞,对铷原子状态的扰动极小,不影响粒子分布的偏极化。因此在铷样品泡中充入 1333 Pa 的氮气,它的密度比铷蒸气原子的密度大 6 个数量级,这样可减少铷原子与容器以及与其他铷原子的碰撞机会,从而保持铷原子分布的高度偏极化。此外,处于  $5^2P_{1/2}$  的  $^{87}\text{Rb}$  原子须与缓冲气体分子碰撞多次才能发生能量转移,而在  $^{87}\text{Rb}$  原子内部的跃迁中,由于所发生的过程主要是无辐射跃迁,所以返回到基态中八个塞曼子能级的概率均等,因此缓冲气体分子还有利于粒子更快地被抽运到  $M_F = +2$  的子能级上。

铷样品泡温度升高,气态铷原子密度增大,则铷原子与器壁及铷原子之间的碰撞都要增加,使原子分布的偏极化减小。而温度过低时,铷蒸气原子不足,也使信号幅度变小。因此有个最佳温度范围,一般在  $40\sim 60^\circ\text{C}$  之间(Rb 的熔点是  $38.89^\circ\text{C}$ )。

#### 4. 塞曼子能级之间的磁共振

因光抽运而使  $^{87}\text{Rb}$  原子分布偏极化达到饱和以后,铷蒸气不再吸收  $D_1\sigma^+$  光,从而使透过铷样品泡(吸收池)的  $D_1\sigma^+$  光增强。这时,在垂直于产生塞曼分裂的磁场  $B$  的方向加一频率为  $\nu$  的射频磁场,当  $\nu$  和  $B$  之间满足磁共振条件

$$h\nu = g_F\mu_B B \quad (1.7)$$

时,在塞曼子能级之间产生感应跃迁,称为磁共振。跃迁遵守选择定则

$$\Delta F = 0, \quad \Delta M_F = \pm 1$$

铷原子将从基态  $M_F = +2$  的子能级向下跃迁到各子能级上,即大量原子由  $M_F = +2$  的子能级跃迁到  $M_F = +1$ ,以后又跃迁到  $M_F = 0, -1, -2$  等各子能级上,如图 1.6 所示。这样,磁共振破坏了原子分布的偏极化,而同时,原子又继续吸收入射光而进行新的光抽运。

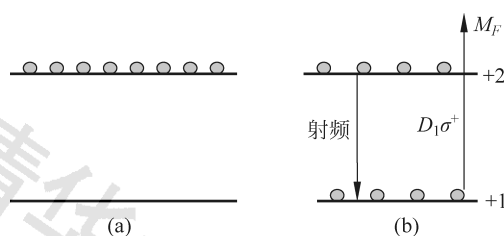


图 1.6  $^{87}\text{Rb}$  发生磁共振时的状态变化

(a) 未发生磁共振时状态( $^{87}\text{Rb}$  的基态); (b) 发生磁共振时,  $M_F = +2$  能级上粒子数减少,跃迁到  $M_F = +1$  能级上,  $M_F = +1$  能级上的粒子可以吸收光量子到达  $^{87}\text{Rb}$  的激发态,产生新的光抽运,对  $D_1\sigma^+$  吸收增加

随着光抽运过程的进行,粒子又从  $M_F = -2, -1, 0, +1$  各子能级上被抽运到  $M_F = +2$  的子能级上。随着粒子数的偏极化,透射再次变强。光抽运与感应磁共振跃迁达到一个动态平衡。由于光跃迁速度比磁共振跃迁速度大几个数量级,因此光抽运与磁共振的过程就可以连续地进行下去。 $^{85}\text{Rb}$  也有类似的情况,只是  $D_1\sigma^+$  光将  $^{85}\text{Rb}$  抽运到基态  $M_F = +3$  的子能级上,在磁共振时又跳回到如下子能级上:  $M_F = +2, +1, 0, -1, -2, -3$ 。

射频(场)频率  $\nu$  和外磁场(产生塞曼分裂的)  $B$  两者可以固定一个,改变另一个以满足

磁共振条件(1.7)。改变频率的方法称为扫频法(磁场固定),改变磁场的方法称为扫场法(频率固定)。利用式(1.7)中 $\nu$ 与 $B$ 的线性关系,也可以同时改变 $\nu$ 和 $B$ ,得到一组( $\nu \sim B$ )数据,并在 $xoy$ 坐标系中作图,通过直线的斜率求出 $g_F$ 因子,通过直线的截距求出地磁场水平分量和水平扫场。本实验采用扫场法,固定射频场的频率约600 kHz,调节水平方向 $B$ 的大小,找到满足磁共振条件的 $B$ 的大小。

## 5. 光探测

照射到铷样品泡上的 $D_1\sigma^+$ 光,一方面起光抽运作用,另一方面,透射光的强弱变化反映样品物质的光抽运过程和磁共振过程的信息,实现了光抽运——磁共振——光探测。在探测过程中射频(600 kHz)量子的信息转换成了高频( $10^{14}$  Hz)光子的信息,这就使信号功率提高了8个数量级。样品中 $^{85}\text{Rb}$ 和 $^{87}\text{Rb}$ 同时存在,都能被 $D_1\sigma^+$ 光抽运而产生磁共振。为了分辨是 $^{85}\text{Rb}$ 还是 $^{87}\text{Rb}$ 参与磁共振,可以根据它们的与偏极化有关的能态的 $g_F$ 因子的不同而导致的共振条件的不同来加以区分。对于 $^{85}\text{Rb}$ ,由基态中 $F=3$ 的能级计算 $g_F$ 因子。对于 $^{87}\text{Rb}$ ,由基态中 $F=2$ 能级计算 $g_F$ 因子。

## 【实验仪器】

本实验的总体装置框图如图1.7所示,主体装置如图1.8所示,具体说明如下:

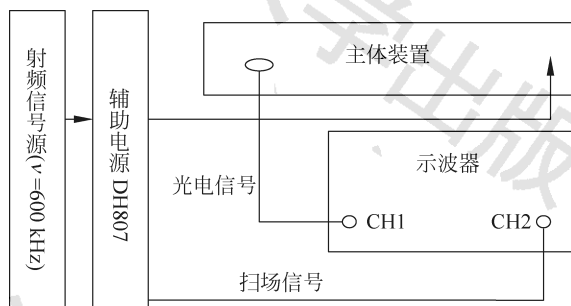


图 1.7 实验装置框图

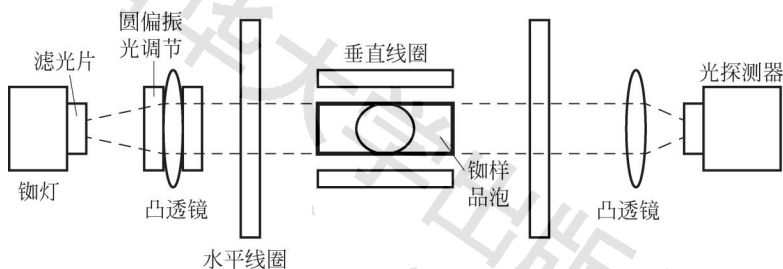


图 1.8 光泵磁共振主体装置图

(1) 光源为铷原子光谱灯,其由高频振荡器(频率为55~65 MHz)、控温装置(80~90℃)以及铷灯泡组成。铷灯泡在高频电磁场的激励下进行气体放电而发光,产生铷光谱,包括 $D_1=7948 \text{ \AA}$ 和 $D_2=7800 \text{ \AA}$ 光谱线。 $D_2$ 光谱线对光抽运过程有害,出光处安装一干



涉滤光片,其中心波长为 $(794.8 \pm 50) \text{ \AA}$ ,将 $D_2$ 线滤掉。

(2) 产生平行的 $D_1\sigma^+$ 圆偏振光装置。凸透镜的焦距为 $77 \text{ mm}$ ,是为调准直使用的。偏振片与 $40 \mu\text{m}$ 厚的云母制成的 $1/4$ 波片的作用是使 $D_1$ 光成为圆偏振光,通过调节偏振片的偏振方向和 $1/4$ 波片的光轴之间的夹角,可以把光调成圆偏振光,此时光抽运信号最强。

(3) 主体中央为铷样品泡及射频磁场线圈部分。所用的样品为天然成分的金属铷(由两种同位素组成,其中 $^{85}\text{Rb}$ 占 $72\%$ , $^{87}\text{Rb}$ 占 $28\%$ ),铷和缓冲气体充在一直径为 $52 \text{ mm}$ 的玻璃泡内,在铷样品泡的两侧对称放置一对小射频线圈,它为铷原子磁共振跃迁提供射频场。铷样品和射频线圈都置于圆柱形恒温槽内,称为吸收池。槽内温度控制在 $40 \sim 60^\circ\text{C}$ 的范围内。吸收池安放在两对亥姆霍兹线圈的中心。一对竖直线圈产生的磁场用以抵消地磁场的竖直分量。另一对水平线圈有两套绕组,一组在外,产生水平方向直流磁场,另一组在内,产生水平方向扫场。后一组产生的水平扫场是在直流磁场上叠加了一个调制磁场(方波或三角)。要注意,使铷原子的超精细结构能级发生塞曼分裂的是水平方向的总磁场。

(4) 辅助电源。由实验装置框图 1.7 可以看到,射频信号先输入辅助电源,再由 24 芯电缆将辅助电源与主体装置联接起来。射频信号发生器( $600 \text{ kHz}$ )可以显示射频信号的频率值,功率由幅度(AMPLITUDE)旋钮调节。辅助电源上有测量水平线圈与竖直线圈励磁电流的电流表,用以测水平磁场励磁电流和竖直磁场励磁电流(单位是 A),如图 1.9 所示。在本实验中,除射频小线圈外,所有励磁线圈都有一个极性换向开关和调节励磁电流的旋钮,它们装在辅助电源的前面板上。池温(ON)开关用于给吸收池加热。当池温和灯温显示灯亮时,说明池温和灯温已到工作温度。方波和三角波开关,用来选择水平扫场是用方波还是三角波。观察光抽运信号,用方波和三角波;观察磁共振信号用三角波。水平扫场幅度旋钮可以调节方波或三角波的峰-峰值,测量时交流信号的峰-峰值一般为 $200 \text{ mV}$ ,可以用示波器观察与测量。水平磁场、水平扫场以及垂直磁场换向开关的功能可由指南针判断。把指南针放在吸收池上方中心位置,适当调大线圈电流,调节换向开关,观察指南针的偏转,判断磁场方向与地磁场(水平和垂直)方向的关系。辅助电源后面板上有射频信号功率输入插孔和扫场信号输出插孔(已接好)。

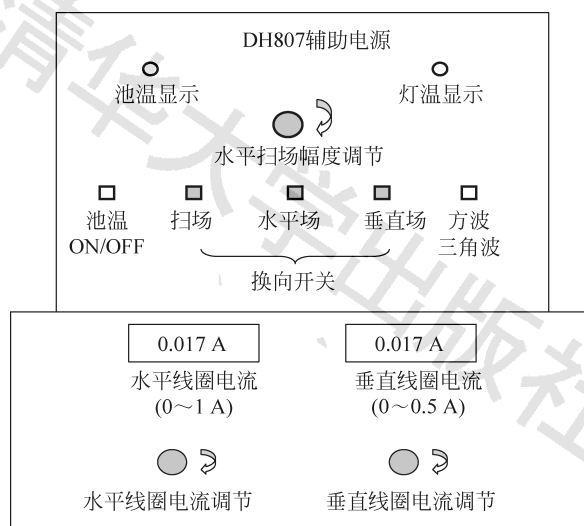


图 1.9 DH807 辅助电源前面板

(5) 聚光元件。凸透镜作为聚光元件,焦距为 77 mm。

(6) 光电接收装置。光电池作为光电接收元件,与放大器一起组成光检测器,然后将转变成电信号的光强信号输出接到示波器的 CH1 通道,水平扫场信号接 CH2 通道。

## 【实验方法】

### 1. 仪器的调节

本实验受外界磁场影响很大,因此判别方向后,吸收池上方的指南针要拿走,主体装置附近要避开其他铁磁性物质、强电磁场及大功率电源线等。

(1) 为了做好实验,应先用指南针确定水平线圈和垂直线圈产生的磁场与地磁场方向的关系是相同还是相反。主体装置的光轴已与地磁场水平方向相平行,可以不用再调节。

(2) 接通 DH807 电源开关,按下“池温 ON”键,加温铷样品泡和铷灯,加温时间大约 15 分钟。打开示波器电源。用指南针确定水平磁场线圈、竖直磁场线圈及水平扫场线圈产生的各磁场方向与地磁场水平和垂直方向的关系,并做详细记录。

(3) 主体装置的光学元件已调成等高共轴,调整准直透镜可以得到较好的平行光束,使其通过铷样品泡并照射到聚光透镜上。因铷灯不是点光源,不能得到一个完全平行的光束。但如果仔细调节,再通过聚光透镜,可以使铷灯照射到光电池上的总光量为最大,得到良好的光信号。

(4) DH807 电源接通约 15 分钟后,灯温显示灯亮,铷光谱灯点燃并发出紫红色光。池温显示灯亮,吸收池能正常工作。

(5) 调节偏振片及  $1/4$  波片,使  $1/4$  波片的光轴与偏振光偏振方向的夹角为  $\pi/4$ ,以获得圆偏振光。 $\sigma^+$  左旋圆偏振光把原子抽运到  $M_F = +2$  的能级, $\sigma^-$  右旋圆偏振光原子抽运到  $M_F = -2$  的能级。 $\pi$  光没有抽运作用,它是线偏振光,可视为强度相等的  $\sigma^+$  与  $\sigma^-$  的合成,两种相反的光抽运作用全部抵消,没有光抽运效应。当入射光为圆偏振光时,光抽运的效应最强。当入射光是椭圆偏振光时,两种相反的光抽运作用不会全部抵消,这时对入射光有吸收,也有光抽运效应。因此在调光中一定要将  $D_1$  光调成圆偏振光。

### 2. 光抽运信号的观察

透过铷样品泡的光强,与其周围的磁场有密切关系。如果周围没有磁场, $B=0$ ,光被铷样品泡吸收,即原子共振吸收;如果周围存在磁场,光会通过铷样品泡。当水平线圈和垂直线圈产生的磁场分别抵消地磁场的水平分量和垂直分量时,有无磁场两种状态可以通过水平扫场中的交流部分来实现。当铷样品泡开始加上方波扫场的一瞬间,基态中各塞曼子能级上的粒子数接近热平衡,即各子能级上的粒子数大致相等。因此这一瞬间有总粒子数  $7/8$  的粒子在吸收  $D_1\sigma^+$  光,对光的吸收最强。随着粒子逐渐被抽运到  $M_F = +2$  子能级上,能吸收  $\sigma^+$  光的粒子数减少,透过铷样品泡的光逐渐增强。当抽运到  $M_F = +2$  子能级上的粒子数达到饱和时,透过铷样品泡的光达到最大且不再变化。当磁场扫过零(指水平方向的总磁场为零)然后反向时,各塞曼子能级跟随着发生简并随即再分裂。能级简并时,铷原子的分布由于碰撞等导致自旋方向混杂而失去了偏极化,所以重新分裂后各塞曼子能级



上的粒子数又近似相等,对  $D_1\sigma^+$  光的吸收又达到最大值,这样就观察到了光抽运信号,如图 1.10 和图 1.11 所示。

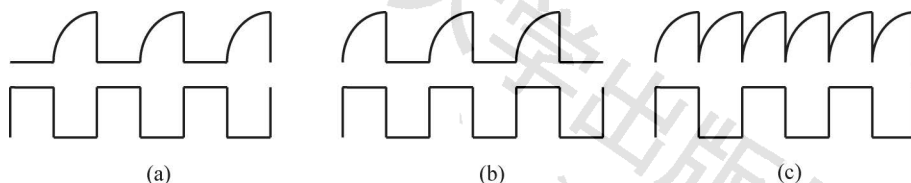


图 1.10 光抽运信号(上方)与水平扫场方波信号(下方)示意图。磁场的零点在方波的不同位置,光抽运信号形状会有所不同,磁场零点在方波的(a)顶端,(b)底端,(c)中间

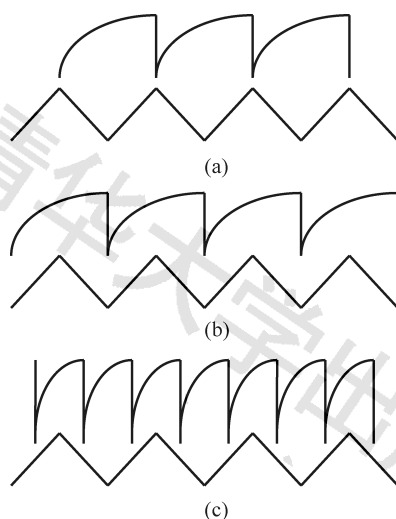


图 1.11 光抽运信号(上方)与水平扫场三角波信号(下方)示意图。磁场的零点在三角波的不同位置,光抽运信号形状会有所不同,磁场零点在三角波的(a)顶端,(b)底端,(c)中间

使用不同的水平扫场,方波或三角波,竖直线圈磁场以及水平线圈磁场,其大小和方向都将影响光抽运信号。在记录光抽运信号时,首先要将光抽运信号幅度调至最大。实验中可以先调出图 1.10(c)所对应的信号,调节  $1/4$  波片的光轴与偏振光偏振方向的夹角为  $\pi/4$ ,以获得圆偏振光,此时光抽运信号最强。然后研究光抽运信号强度(峰-峰值)与垂直线圈产生的磁场(大小和方向)的关系,做出它们之间的关系曲线。光抽运信号强度最大处对应的垂直线圈产生的磁场抵消了地磁场垂直分量。固定该电流(后面的实验都要求这么做),研究光抽运信号强度与水平线圈产生的磁场(大小和方向)的关系,做出它们之间的关系曲线。根据测量数据,可以计算地磁场的垂直分量,还可以估算地磁场的水平分量。通过调节水平磁场的大小,可以调出图 1.10 和图 1.11 中所有信号。

### 3. 磁共振信号的观察

光抽运信号反映两个能带(分别由  $5^2S_{1/2}$  和  $5^2P_{1/2}$  分裂而形成)间的光学跃迁,磁共振

信号则反映塞曼子能级之间的射频跃迁。磁共振破坏了粒子分布的偏极化,从而引起新的光抽运。这两种信号都是由透过样品泡的光强变化来探测的。所以,从探测到的光强变化鉴别所发生的是单纯光抽运过程、还是磁共振过程是非常重要的,实验时要根据它们的产生条件来区分。观察磁共振信号时用三角波扫场。每当磁场  $B_0$  值与射频频率  $\nu$  满足共振条件时,即  $h\nu = g_F \mu_B B_0$ , 铷原子分布的偏极化被破坏,产生新的光抽运。因此,对于确定的频率,例如  $\nu_0 = 600 \text{ kHz}$ , 改变水平磁场值,可以获得  $^{87}\text{Rb}$  或  $^{85}\text{Rb}$  的磁共振信号,即扫场法。磁共振信号可以与图 1.11 中的(a)、(b)、(c)光抽运信号相同,我们以图 1.11(c)为磁共振信号,记录水平线圈电流。对于确定的磁场值,改变频率同样可以获得  $^{87}\text{Rb}$  与  $^{85}\text{Rb}$  的磁共振信号,即扫频法。

#### 4. 测量 $g_F$ 因子

为了研究原子的超精细结构,测准  $g_F$  因子是很有用的。本实验用的亥姆霍兹线圈轴线中心处的磁感强度为

$$B = \frac{16\pi}{5^{3/2}} \frac{N}{r} I \times 10^{-7} \quad (1.8)$$

式中,  $N$  为线圈匝数;  $r$  为线圈有效半径(米);  $I$  为流过线圈的直流电流;  $B$  为磁场强度。公式(1.7)中,普朗克常数  $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ; 玻尔磁子  $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T}$ 。利用式(1.7)和式(1.8)可以计算出  $g_F$  因子。要注意的是,引起塞曼能级分裂的磁场是水平方向的总磁场(地磁场的竖直分量已抵消),即  $B = B_{\text{水平}} + B_{\text{地}} + B_{\text{扫场}}$ , 可能还有其他杂散磁场,所有这些都难以测定。这样还能直接测出  $g_F$  因子来吗? 可以的。只要参考在霍尔效应实验中用过的换向方法,把水平磁场反向再测量,就不难解决了。

### 【实验内容】

#### 1. 光抽运信号观察与研究

(1) 用指南针确定水平场线圈,水平扫场线圈,竖直场线圈产生的各磁场方向与地磁场水平和垂直方向的关系,是相同还是相反,记录在表 1.1 中。

表 1.1 各线圈产生的磁场与地磁场方向的关系

磁 场	水平线圈磁场	水平线圈扫场	垂直线圈磁场
方向(按下)			
方向(松开)			

(2) 调出图 1.10(c)的波形,记录圆偏振光的调节步骤和观察到的现象。用示波器测量光抽运信号和水平扫场信号的峰-峰值  $U_{pp}$  和周期。

(3) 研究光抽运信号强度(峰-峰值  $U_{pp}$ )与垂直线圈电流  $I_{\perp}$  (包括正、反两个方向)的关系,做出它们之间的关系曲线  $U_{pp} \sim I_{\perp}$ , 计算地磁场的垂直分量,对曲线作出解释。其中,垂直线圈中心处磁场为

$$B_{\perp} = (8\pi/5^{3/2})(N/r)I \times 10^{-7} \quad (1.9)$$

(4) 研究光抽运信号强度(峰-峰值  $U_{pp}$ )与水平场线圈电流  $I_{//}$  的关系,考虑到水平方向上有地磁场水平分量( $B_e$ ),水平磁场( $B_{//}$ ),水平扫场( $B_s$ ),因此分三种情况进行研究,做出它们之间的关系曲线  $U_{pp} \sim I_{//}$ 。根据图 1.12(b)、(c)两种情况,估算地磁场水平分量和水平扫场的大小。其中,水平线圈中心处磁场为

$$B_{//} = (16\pi/5^{3/2})(N/r)I \times 10^{-7} \quad (1.10)$$

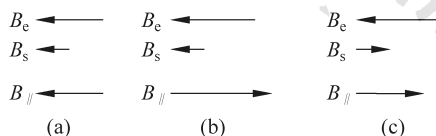


图 1.12 水平方向上三个磁场方向之间的关系

(a) 同向; (b) 水平磁场反向,  $B_{//} \sim B_e + B_s$ ; (c) 水平磁场和水平扫场均反向,  $B_{//} \sim B_e - B_s$ 。

(5) 调出图 1.10 与图 1.11 所有的光抽运信号,记录产生条件,在水平扫场信号(方波和三角波)上标出总磁场零点位置,说明磁场为零和有磁场两种情况下光强的变化,从而对光抽运信号作出解释。

## 2. 磁共振信号观察与研究

(1) 光抽运信号和磁共振信号波形一样,如何区分它们?

(2) 根据  $^{85}\text{Rb}$  和  $^{87}\text{Rb}$  的量子数,计算各自的  $g_F$ 。

(3) 选择适当频率(600 kHz),根据式(1.11)和式(1.10),估算磁共振时水平线圈的电流(可以暂不考虑地磁场和水平扫场)。

$$\begin{cases} h\nu = g_F \mu_B (B_{//} - B_e - B_s) \\ h\nu = g_F \mu_B (B'_{//} - B_e - B_s) \\ h\nu = g_F \mu_B (B''_{//} - B_e + B_s) \end{cases} \quad (1.11)$$

(4) 固定频率  $\nu = 600 \text{ kHz}$ ,在图 1.12(a)情况下,调节水平线圈的电流由小到大,会发现两次共振,记录下发生磁共振时水平线圈的电流。为了抵消地磁场和水平扫场,把水平磁场反向,在图 1.12(b)情况下重复测量。根据式(1.11),计算  $g_F$  因子。

(5) 上述测量和计算得到的数据记录于表 1.2 中。

(6) 在图 1.12(c)情况下,测出发生磁共振时水平线圈的电流,根据式(1.11),计算地磁场水平分量和水平扫场的大小,同时计算北京地区的地磁倾角。

表 1.2 磁共振时各参数记录表

同位素	$^{87}\text{Rb}$	$^{85}\text{Rb}$
$g_F$ (理论)		
$g_F$ (实验)		
$I$ (理论)		
$I$ (实验) ( $I_1 + I_2$ )/2		
$I_1$ (实验)		
$I_2$ (实验)		

### 3. 选做内容

(1) 用扫频法测量  $g_F$  因子, 并与理论值比较, 分析误差的来源。

(2) 用扫频-扫场法测量  $g_F$  因子, 测量地磁场水平分量和水平扫场的大小, 要求作出  $\nu$ - $B$  直线。

### 【参考文献】

- [1] 张孔时, 丁慎训. 物理实验教程(近代物理实验部分)[M]. 北京: 清华大学出版社, 1991.
- [2] 吴思诚, 王祖铨. 近代物理实验[M]. 2 版. 北京: 北京大学出版社, 1999.
- [3] 褚圣麟. 原子物理学[M]. 北京: 高等教育出版社, 1979.

(侯清润)