

## 实验五

# 塞曼效应

19 世纪的两为伟大的物理学家——实验物理学家法拉第和理论物理学家麦克斯韦——奠定了经典电磁理论的基础。法拉第除了研究电机原理、电磁感应及电解定律之外，还研究了电、磁场对光的影响。法拉第在发现了磁场能改变偏振光的偏振面的取向(法拉第效应)之后，继而研究磁场对谱线的影响，但没有成功。1896 年，荷兰著名的实验物理学家塞曼在洛伦兹学说的影响下，使用比法拉第实验中更强的磁场，研究磁场对谱线的影响，结果发现钠双线  $D_1$  和  $D_2$  都有增宽的现象。后来使用分辨率高的半径为 10 ft(英尺, 1 ft=0.3048 m)的罗兰光栅光谱仪观察钠火焰发出的光谱线，发现每一条变宽的 D 线实际上都是由几条单独的谱线组成，这一现象称为塞曼效应。由于研究这个效应，塞曼和洛伦兹在 1902 年共同获得诺贝尔物理学奖。它与 1845 年的法拉第效应和 1875 年的克尔效应一样，是当时实验物理学家的一个重要成就之一，有力地支持了光的电磁理论，使我们对物质的光谱、原子和分子的结构有了更多的了解。同时，塞曼效应与施特恩-格拉赫实验及碱金属光谱中的双线一样，有力地证明了电子自旋假设是正确的。能级的分裂是由于电子的轨道磁矩与自旋磁矩相互作用的结果。

在这一实验中，学生可以观察到低压汞灯的谱线在磁场中的塞曼分裂谱线，并可测定它们的裂距和偏振态。从谱线的塞曼裂距可确定原子能级的  $J$  值及相应的  $g$  值。如果原子遵从  $LS$  耦合，则可由  $g$  值判断该能级的  $L$  值和  $S$  值。

## 一、基础知识

### 1. 原子中的电子的磁矩和角动量

#### 1.1 单电子原子的总磁矩和总角动量

原子中的电子除了轨道运动之外，还有自旋运动，因此除了轨道磁矩  $\mu_l$  外，还有自旋磁矩  $\mu_s$ ，它们分别与轨道角动量  $l$  和自旋角动量  $s$  有如下的关系：

$$\mu_l = -g_l l \frac{\mu_B}{h}, \quad \mu_s = -g_s s \frac{\mu_B}{h}$$

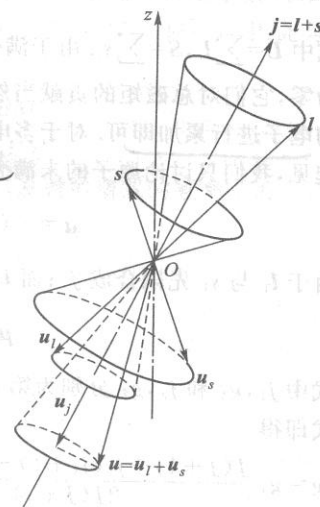
式中  $g_l$  和  $g_s$  分别称为电子的轨道  $g$  因子与自旋  $g$  因子； $\mu_B$  是玻尔磁子，它是量度原子磁矩的自然单位：

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 0.5788 \times 10^{-4} \text{ eV/T} \quad (5-1)$$

单电子原子的总磁矩应包括三个部分,即原子核的磁矩与电子的轨道磁矩和自旋磁矩,但是前者比后两者要小三个数量级,因此在下面的计算总磁矩时不计入原子核的磁矩.所以,单电子的总磁矩  $\mu$  为

$$\mu = \mu_l + \mu_s = -(g_l l + g_s s) \frac{\mu_B}{\hbar}$$

由于原子中带电粒子的轨道运动要产生磁场,它与电子自旋产生的自旋磁矩就有自旋-轨道相互作用,电子的轨道角动量  $l$  和自旋角动量  $s$  不断地绕总角动量旋进.这时,  $\mu_l$  和  $\mu_s$  也随之而绕  $j$  旋进,结果总磁矩  $\mu$  也绕  $j$  旋进(图 5-1),我们把  $\mu$  分解成垂直于  $j$  的分量和平行于  $j$  的分量.在有外磁场时,由于垂直分量绕  $j$  旋进而不断改变方向,因此与外磁场的相互作用等于零(时间平均);而平行于  $j$  的分量是恒定的,与外磁场有确定的相互作用.但是,当外磁场较弱时,  $l$  和  $s$  绕  $j$  的旋进不受影响,原子的总磁矩中实际起作用的只是平行于  $j$  的分量,我们用  $\mu_j$  表示这一分量,称为原子的有效磁矩,它与总角动量有如下的关系:



$$\mu_j = -g \frac{\mu_B}{\hbar} j \quad (5-2)$$

式中  $g$  称为朗德  $g$  因子,

$$g = g_l \frac{j^2 + l^2 - s^2}{2j^2} + g_s \frac{j^2 - l^2 + s^2}{2j^2} \quad (5-3)$$

以  $g_l=1, g_s=2$  及单电子原子的  $j^2, l^2$  和  $s^2$  的本征值  $j(j+1), l(l+1)$  和  $s(s+1)$  代入上式,即得单电子原子的  $g$  因子为

$$g = 1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)}$$

问题:  
试说明出现上述塞曼效应时的外磁场为什么是属于弱磁场?

### 1.2 多电子原子的总磁矩与总角动量

对于多电子原子,仍可以用(5-2)式的形式来表示有效磁矩与原子总角动

12-11-11

量  $J$  之间的关系:

实验五

$$\mu_J = -g \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{J} \quad (5-4)$$

且  $g$  因子将随角动量的不同耦合而异, 以  $l_i$  和  $s_i$  分别表示原子中的第  $i$  个电子的轨道角动量和自旋角动量, 总磁矩  $\mu$  为

$$\mu = -(g_1 l_1 + g_2 s_1 + g_1 l_2 + g_2 s_2 + \dots + g_1 l_i + g_2 s_i + \dots) \frac{\mu_B}{\hbar}$$

对于  $LS$  耦合, 各电子的轨道角动量  $l_i$  先合成为总轨道角动量  $L$ ; 各电子的自旋角动量  $s_i$  也首先合成为总自旋角动量  $S$ . 因此, 上式可写成

$$\mu = -(g_L L + g_S S) \frac{\mu_B}{\hbar} \quad (5-5)$$

式中  $L = \sum l_i, S = \sum s_i$ . 由于满壳层中的电子的总轨道角动量和总自旋角动量都为零, 它们对总磁矩的贡献当然也等于零, 所以计算  $L$  和  $S$  时只需对未满壳层中的电子进行累加即可. 对于多电子原子除了  $LS$  耦合外, 还有  $jj$  耦合, 为了简单起见, 我们只讨论原子的未满壳层中只有两个电子, 这时有

$$\mu = -(g_1 l_1 + g_2 s_1 + g_1 l_2 + g_2 s_2) \frac{\mu_B}{\hbar}$$

由于  $l_1$  与  $s_1$  先耦合成  $j_1$ ; 而  $l_2$  则与  $s_2$  先合成为  $j_2$ , 因此

$$\mu = -(g_1 j_1 + g_2 j_2) \frac{\mu_B}{\hbar}$$

式中  $j_1, g_1$  和  $j_2, g_2$  分别为第一和第二个电子的总角动量和  $g$  因子, 参照(5-3)式即得

$$g = g_1 \frac{J(J+1) + j_1(j_1+1) - j_2(j_2+1)}{2J(J+1)} + g_2 \frac{J(J+1) - j_1(j_1+1) + j_2(j_2+1)}{2J(J+1)}$$

式中  $J$  为两个电子的总角动量量子数.

### 1.3 塞曼效应

在经典电磁学中, 我们知道在外磁场中的磁矩具有一附加能量  $\Delta E$ :

$$\Delta E = -\mu \cdot B$$

这一附加能量不但与磁矩的大小有关, 而且还与磁矩相对于外磁场的取向有关, 故亦称为取向势能, 这些结论在量子力学中也是成立的. 由于原子有磁矩, 它在外磁场中就有附加的取向势能, 同时空间有了一个从优方向, 即外磁场方向. 当原子状态为  $(L, S, J, M_J)$  时, 这一附加能量为

$$\Delta E = \langle -\mu_J \cdot B \rangle = g \langle J \cdot B \rangle \frac{\mu_B}{\hbar}$$

$$= g \langle J_z \cdot B \rangle \frac{\mu_B}{\hbar} = g \mu_B B M_J$$

式中  
向接  
与  $B$   
和  $J$   
级,  
对于  
加上  
子数  
与  $L$   
所以

因此

波数

式中

称为

量子

量

$\vec{M}_J$ 

式中  $J_z = M_J \hbar$  为  $J$  在  $z$  方向(即外磁场  $B$  的方向)上的分量.  $M_J = J$  时,  $J$  的方向接近于与  $B$  平行,  $\mu_J$  接近于与  $B$  反平行, 这时  $\Delta E > 0$ .  $M_J = -J$  时,  $J$  接近于与  $B$  反平行,  $\mu_J$  接近于与  $B$  平行, 这时,  $\Delta E < 0$ . 对于同一个  $J$  值,  $M_J$  可在  $-J$  和  $J$  之间取  $2J+1$  个值, 即  $\Delta E$  有  $2J+1$  个不同的值. 因此, 无磁场时的一个能级, 在磁场的作用下因具有  $2J+1$  个附加能量而分裂成  $2J+1$  个支能级, 它相对于原来能级的移动为

$$\Delta E = g \mu_B B M_J$$

没有外磁场时, 原子由能级  $E_f$  跃迁到  $E_i$  时发射的谱线的频率  $\nu$  为

$$h\nu = E_f - E_i$$

加上磁场  $B$  后, 能级  $E_f$  与  $E_i$  都发生分裂. 设能级  $E_i$  的总角动量子数、总磁量子数和  $g$  因子分别是  $J^{(i)}$ ,  $M_J^{(i)}$  和  $g^{(i)}$ ; 能级  $E_f$  的为  $J^{(f)}$ ,  $M_J^{(f)}$  和  $g^{(f)}$ , 因此与  $E_i$  与  $E_f$  相对应的塞曼支能级的能量分别为

$$E(M_J^{(f)}) = E_f + g^{(f)} \mu_B B M_J^{(f)}$$

$$E(M_J^{(i)}) = E_i + g^{(i)} \mu_B B M_J^{(i)}$$

所以, 有磁场时, 在  $E(M_J^{(f)})$  与  $E(M_J^{(i)})$  之间跃迁, 发射的谱线的频率  $\nu'$  为

$$\begin{aligned} h\nu' &= E(M_J^{(f)}) - E(M_J^{(i)}) \\ &= E_f - E_i + (M_J^{(f)} g^{(f)} - M_J^{(i)} g^{(i)}) \mu_B B \\ &= h\nu + (M_J^{(f)} g^{(f)} - M_J^{(i)} g^{(i)}) \mu_B B \end{aligned}$$

因此, 有磁场时的谱线与原谱线的频率差为

$$\begin{aligned} \nu' - \nu &= \frac{(M_J^{(f)} g^{(f)} - M_J^{(i)} g^{(i)}) \mu_B B}{h} \\ &= (M_J^{(f)} g^{(f)} - M_J^{(i)} g^{(i)}) L \end{aligned} \quad (5-6)$$

波数差  $\Delta\tilde{\nu}$  为

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu' - \nu}{c} = (M_J^{(f)} g^{(f)} - M_J^{(i)} g^{(i)}) \frac{L}{c} \quad (5-7)$$

式中  $L$  为

$$L = \frac{\mu_B B}{h} = \frac{eB}{4\pi m_e c}$$

称为洛伦兹单位,  $L \approx 46.68 \text{ B/m}$ ,  $B$  的单位为 T.

#### 1.4 选择定则

对于多电子原子中的能级跃迁要符合如下的两个选择定则:

- (1)  $\Delta J = J_2 - J_1 = 0, \pm 1$ , 但  $J_2$  与  $J_1$  不能同时为零.
- (2)  $\Delta M_J = M_{J_2} - M_{J_1} = 0, \pm 1$ .  $J_1, J_2$  和  $M_{J_1}, M_{J_2}$  分别为跃迁前后的总角动量子数和磁量子数.

当  $\Delta M_J = 0$  时, 对应的谱线称为  $\pi$  线, 谱线频率为

$$\nu_{\pi} = \nu + M_j^{(i)}(g^{(f)} - g^{(i)})B \frac{\mu_B}{h}$$

谱线的条数则与  $M_j^{(f)}$  和  $M_j^{(i)}$  的可能值的个数  $(2J^{(f)} + 1)$  和  $(2J^{(i)} + 1)$  有关, 等于这两个数中的较小的一个. 但是, 对于  $\Delta J = 0$  的跃迁, 由于  $M_j^{(f)}$  与  $M_j^{(i)}$  不能同时为零, 故是禁戒的. 因此, 沿磁场方向观察时, 看不到  $\pi$  谱线.

当  $\Delta M_j = M_j^{(f)} - M_j^{(i)} = +1$  时, 原子辐射后, 它沿磁场方向的角动量减小  $h$ , 因此发射的光子具有沿磁场方向的角动量  $+h$ , 以保持原子和光子的整个体系的角动量守恒. 由于光波的电矢量是围绕相应的光子角动量矢量的右手螺旋方向旋转, 因此沿磁场方向观察时, 看到的是电矢量绕磁场  $B$  作右手螺旋旋转的圆偏振波, 称为  $\sigma^+$  偏振波, 相应的谱线称为  $\sigma^+$  谱线, 其频率为

$$\nu_{\sigma^+} = \nu^+ (M_j^{(f)} g^{(f)} - M_j^{(i)} g^{(i)}) B \frac{\mu_B}{h}$$

当  $\Delta M_j = M_j^{(f)} - M_j^{(i)} = -1$  时, 原子辐射后, 它沿磁场方向的角动量增加  $h$ , 因此发射的光子具有沿磁场方向的角动量  $-h$ , 它相当于电矢量绕磁场  $B$  作反右手螺旋旋转的圆偏振波, 称为  $\sigma^-$  偏振波, 相应的谱线称为  $\sigma^-$  谱线, 其频率为

$$\nu_{\sigma^-} = \nu^- (M_j^{(f)} g^{(f)} - M_j^{(i)} g^{(i)}) B \frac{\mu_B}{h}$$

问题:

为什么沿磁场方向只能观察到  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  谱线, 而在与磁场垂直的方向上却能观察到  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  和  $\pi$  谱线?

### 1.5 格罗春图<sup>[2]</sup>

在一般的能级图上画出满足选择规则的塞曼支能级间的跃迁是不甚方便的, 我们常用德国人格罗春设计的方法, 即格罗春图(见图 5-2). 为了说明方便起见, 以总角动量  $J^{(f)} = 5/2$  的  $E_f$  能级到  $J^{(i)} = 3/2$  的  $E_i$  能级之间的跃迁为例. 对于  $E_f$  能级, 共有 6 个支能级  $(2J^{(f)} + 1 = 6)$ , 即 6 个  $M_j^{(f)}$  值, 在图 5-2 中,

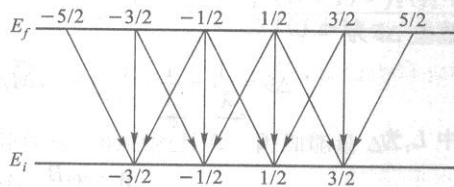


图 5-2 格罗春图

把它们等间隔地标在上能级线上. 同理, 对于  $E_i$  能级, 共有 4 个  $M_j^{(i)}$  值, 把它们等间隔地标在图 5-2 的下能级线上, 但上、下能级线上的  $M_j$  值是对齐的, 并以直线相连, 表示  $\Delta M_j = 0$  的跃迁 ( $\pi$  谱线). 左下倾斜线表示  $\Delta M_j = 1$  的跃迁 ( $\sigma^+$  谱线); 右下倾斜线标示  $\Delta M_j = -1$  的跃迁 ( $\sigma^-$  谱线). 凡是不与这三条线平行的跃迁都是禁戒的.

在格罗春图上, 我们可以一一地标上相应的  $M_j$  与  $g$  值, 这样就求得相应

的塞曼跃迁的  $(M_J^{(f)} g^{(f)} - M_J^{(i)} g^{(i)})$  值。

## 2. 法布里-珀罗(Fabry - Perot, 简称为 F - P)标准具

设  $B=1\text{ T}$  及  $\lambda=500\text{ nm}$ , 由(5-6)式得塞曼分裂谱线与原谱线的波长差和频率差为

$$\Delta\lambda \sim 0.012\text{ nm}, \quad \Delta\nu \sim 14\text{ GHz}$$

所以我们要用高分辨率的分光仪器来测量塞曼分裂谱线. 在实验中, 我们使用的是 F - P 标准具. 它主要是由两块镀有高反射率膜的玻璃(或熔凝石英)块组成, 膜面相对与高度平行, 工作区的内表面的平整度高达  $\lambda/20$  到  $\lambda/200$ , 反射率一般约为 95%(见图 5-3).

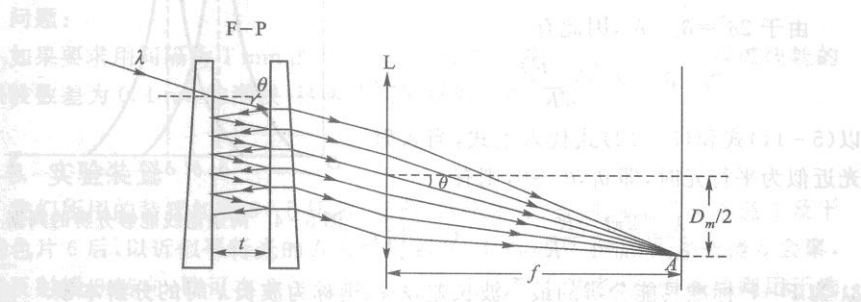


图 5-3 入射光在 F - P 标准具中的多次反射

当一束波长为  $\lambda$  的平行光照射到间距为  $t$  的 F - P 标准具时, 设入射光强及入射角分别为  $I_0$  与  $\theta$ , 则相邻透射光束的光程差  $\Delta$  为

$$\Delta = 2nt \cos \theta \quad (5-8)$$

式中  $n$  为标准具工作区介质的折射率. 在下面的讨论中, 我们令  $n=1$ , 则相位差  $\delta$  为

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2t \cos \theta \quad (5-9)$$

输出光强为极大的条件是  $\Delta = m\lambda$ , 即

$$m\lambda = 2t \cos \theta$$

式中  $m$  是正整数, 称为干涉级数. 这时, 图 5-3 中的 A 点上的光强  $I$  为

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (5-10)$$

式中  $R$  为反射膜的反射率.

### 2.1 分辨本领

设光源中有两个波长, 分别为  $\lambda$  与  $\lambda + \Delta\lambda$ , 经 F - P 标准具后将产生两组干

涉条纹,它们的输出光强为极大值(同级)处的相位差  $\delta_1$  与  $\delta_2$  分别为

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} 2t \cos \theta_1 \quad (5-11)$$

$$\delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda + \Delta\lambda} 2t \cos \theta_2 \quad (5-12)$$

由图 5-4 可知,两条谱线相交于半高处的条件为半高处的  $\delta'$  应满足

$$\sin^2 \frac{\delta'}{2} = \frac{(1-R)^2}{4R}$$

当谱线锐细时,  $\delta' \sim 0$  或  $n\pi$ , 则有

$$\delta' = \frac{(1-R)}{\sqrt{R}}$$

由于  $2\delta' = \delta_2 - \delta_1$ , 因此有

$$\delta_2 - \delta_1 = 2 \frac{(1-R)}{\sqrt{R}} \quad (5-13)$$

以(5-11)式和(5-12)式代入上式,当入射光近似为平行光时,即  $\theta_1, \theta_2 \sim 0$ , 则有

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\pi t}{\lambda} \frac{\sqrt{R}}{1-R} \quad (5-14)$$

$\delta\lambda$  为 F-P 标准具能分辨的最小波长差,  $\lambda/\delta\lambda$  则称为波长  $\lambda$  时的分辨本领.

## 2.2 自由光谱范围与精细度

设入射光的波长分别为  $\lambda$  与  $\lambda + \Delta\lambda$ , 当前者的  $m+1$  级与后者的  $m$  级重叠时, 条件为

$$(m+1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda)$$

我们称  $\Delta\lambda$  为自由光谱范围, 即入射波长的区间应小于  $\Delta\lambda$ , 否则将发生不同级次的重叠. 为了便于区别起见, 我们用  $\Delta\lambda_F$  表示 F-P 标准具的自由光谱范围, 当入射光近似为平行光时, 则有

$$\Delta\lambda_F = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{2t} \quad (5-15)$$

用波数表示时, 自由光谱范围  $\Delta\tilde{\nu}_F$  为

$$\Delta\tilde{\nu}_F = \frac{1}{2t} \quad (5-16)$$

自由光谱范围  $\Delta\lambda_F$  与能分辨的最小波长  $\delta\lambda$  的比值就是标准具能分辨的干涉亮条纹数(同级次)的最大值, 因此, 我们把它定义为标准具的精细度  $F$ , 由(5-14)式和(5-15)式得

$$F = \frac{\Delta\lambda_F}{\delta\lambda} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (5-17)$$

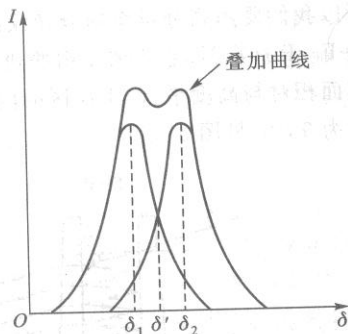


图 5-4 两条谱线能够分辨的判断

单从上式来看,似乎只要有很高的反射率  $R \sim 1$ ,就可有极高的分辨本领和精细度.但是,反射率的上限受制于 F-P 标准具的工作区的平整度  $\lambda/M$ ,即 F-P 标准具的间隔值  $t$  是有起伏的,可以有  $\lambda/M$  的变化,这相应于光程差有  $4\pi/M$  的起伏.由(5-13)式得

$$\frac{4\pi}{M} < 2 \frac{(1-R)}{\sqrt{R}}$$

即

$$\frac{1}{M} < \frac{(1-R)}{2\pi\sqrt{R}}$$

这就是说,反射率越高,要求的平整度也越高,两者应相互匹配.

问题:

如果要求用间隔为 1 mm 的 F-P 干涉仪能分辨 Hg 546.1 nm 绿谱线处的两根波数差为 0.1 nm 的谱线,试求所需的反射率和平整度.

### 3. 实验装置

我们所用的装置如图 5-5 所示.光源(低压汞灯)发射的光线经透镜 4 及干涉滤光片 6 后,以近似平行光的方式照射到 F-P 标准具,输出光经透镜 8 会聚,再经反射镜 9 转向,即可在读数显微镜 10 中观察到干涉条纹.偏振片则用于选取不同偏振态的谱线.

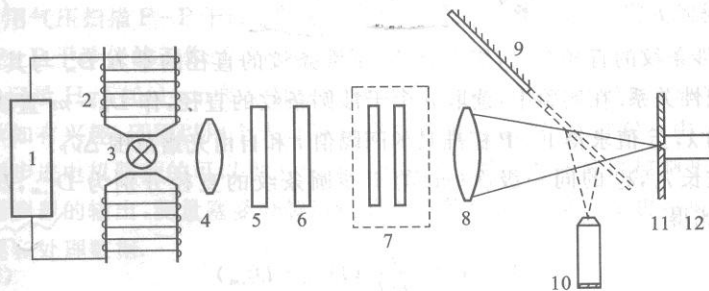


图 5-5 塞曼效应的实验装置图

- 1—直流稳压电源;2—电磁铁;3—光源;4—聚光透镜;5—偏振片;  
6—干涉滤光片;7—F-P 标准具;8—成像透镜;9—平面反射镜;  
10—读数显微镜;11—小孔光阑;12—光电接收器

在图 5-6 中,光源经透镜  $L_1$  集光再照射到 F-P 标准具,以使标准具能得到均匀的照明.设入射光线中的波长为  $\lambda$  的光线在空气层中的折射角为  $\theta$ ,则相邻透射光束的光程差  $\Delta$  为

$$\Delta = 2nt\cos\theta = m\lambda \quad (5-18)$$



入射光束经 F-P 标准具后成像在透镜  $L_2$  的焦平面上, 形成直径为  $D_m$  的干涉圆条纹, 由图 5-6 可得

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \frac{f_2}{\sqrt{f_2^2 + (D_m/2)^2}} \\ &= \left(1 + \frac{D_m^2}{4f_2^2}\right)^{-1/2} \approx 1 - \frac{D_m^2}{8f_2^2} \end{aligned} \quad (5-19)$$

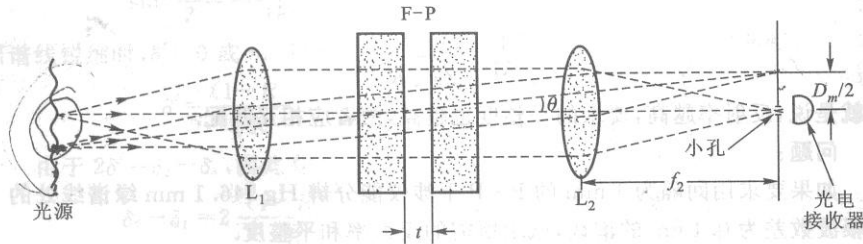


图 5-6 实验装置的光路图

以(5-18)式代入上式(设  $n=1$ ), 即得

$$\begin{aligned} \frac{m\lambda}{2t} &= 1 - \frac{D_m^2}{8f_2^2} \\ \text{或 } D_m^2 &= 8f_2^2 - \frac{4\lambda f_2^2}{n t} m \end{aligned} \quad (5-20)$$

所以, 干涉条纹的直径越大, 级次越小。干涉条纹的直径的平方  $D_m^2$  与其相应的级次成线性关系。在实验中, 读取  $n$  个干涉圆条纹的直径, 作  $D_m^2 - m$  直线, 即可由已知的  $\lambda, f_2^2$  值求得 F-P 标准具的间隔值  $t$  和自由光谱范围  $\Delta\tilde{\nu}_F$ 。

设波长  $\lambda_1, \lambda_2$  的同一级次 ( $m$ ) 的干涉圆条纹的直径分别为  $D_{1,m}, D_{2,m}$ , 由(5-20)式得

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \frac{t}{4mf_2^2} (D_{1,m}^2 - D_{2,m}^2) \quad (5-21)$$

同一波长、相邻级次的干涉圆条纹的直径差为一常数:

$$\Delta D^2 = D_{1,m-1}^2 - D_{1,m}^2 = \frac{4\lambda f_2^2}{t} \quad (5-22)$$

由(5-21)式和(5-22)式, 即得这两个波长的波数差  $\Delta\tilde{\nu}$  为

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2t} \frac{D_{1,m}^2 - D_{2,m}^2}{\Delta D^2} \quad (5-23)$$

思考题:

1. 设光电探测器前的光阑的半径为  $a$ , 试证明与此相应的分辨本领  $\lambda/\delta\lambda$  为

$2f_2/a^2$ .

2. 试根据图 5-6, 提出对透镜  $L_1, L_2$  的焦距及光学孔径的要求.

## 二、实验内容

实验的基本要求是用 F-P 标准具观察 Hg 546.1 nm 的塞曼分裂, 分析谱线的偏振成分, 测量塞曼分裂间隔及计算电子的荷质比.

### 1. 方案一(约需 6 课时)

根据实验用装置及实验资料 1, 拟定研究 Hg 546.1 nm 的塞曼分裂的实验方案, 可与教师一起讨论. 具体要求如下:

(1) 调节 F-P 干涉仪的两个镜面的平行度, 要求优于  $\lambda/20$ .

(2) 观察 Hg 546.1 nm 的塞曼分裂, 分析分裂谱线的偏振成分.

(3) 测量 Hg 546.1 nm 的塞曼分裂间隔  $\Delta\nu$ .

(4) 估计磁场强度的不确定度.

### 2. 方案二(约需 12 课时)

除了完成方案一的全部内容外, 研究高分辨率光谱学中的扫描 F-P 干涉仪的特性, 并用它测量 Hg 546.1 nm 的塞曼分裂. 具体要求如下:

(1) 用气压扫描 F-P 干涉仪, 测量  $B=0$  时的 Hg 546.1 nm 谱线的轮廓. 仔细选取 F-P 干涉仪的工作区域, 要求精细度  $F>15$ .

(2) 记录 Hg 546.1 nm 的全部塞曼分裂谱线, 并区别其中的  $\pi, \sigma$  成分.

同学如有兴趣, 还可以用个人计算机采集和处理数据: 在方案一中, 探测器安装在用步进电机驱动的可以水平移动的支架上, 用个人计算机控制步进电机及采集探测器的输出, 测量塞曼分裂谱线的干涉条纹; 在方案二中也用个人计算机采集和处理数据.

## 三、实验报告

### 1. 方案一

(1) 计算塞曼分裂间隔  $\Delta\nu$  及标准具的自由光谱范围.

(2) 计算电子的荷质比  $e/m$  及它的不确定度.

## 2. 方案二

- (1) 计算塞曼分裂间隔  $\Delta\nu$ .
- (2) 确定产生 Hg 546.1 nm 谱线的跃迁能级及它的塞曼分裂谱线的相应能级的量子数与  $g$  因子.
- (3) 计算电子的荷质比  $e/m$  及它的不确定度.
- (4) 由  $B=0$  时的 Hg 546.1 nm 谱线的轮廓, 计算谱线宽度.
- (5) 设光源温度为 500 K, 由此产生的多普勒展宽为多少?

## 四、实验资料

## 1. 资料 1: 标准具镜片平行度的调整方法

F-P 标准具的两块镜片是用一个固定的隔圈相隔, 然后装在支架上, 在一片镜片的背后有三只弹簧压紧螺丝, 用以微调两片平面镜的平行度, 顺时针方向转动螺丝时, 将在这一方向上缩小镜片之间的距离. 从上面的讨论可知, 两镜片之间的平行度的要求是很高的, 因此实验时应仔细调整, 方法如下:

用单色光照明标准具, 可以观察到一套同心干涉圆环. 当眼睛向上移动时, 如果看到干涉圆环从中心“冒出来”, 或中心处的圆环向外扩大, 这表明两镜面在上方的间距偏大(为什么? 参看图 5-7, 在  $A, B$  处的入射光与  $AB$  面的法线方向的夹角相同), 应顺时针方向转动上方的弹簧压紧螺丝, 缩小上方的间距; 反之, 则应逆时针方向转动上方的弹簧压紧螺丝. 依次在三个弹簧压紧螺丝的方向上, 按上法反复调整, 直到干涉圆环不随眼睛的移动而变化.

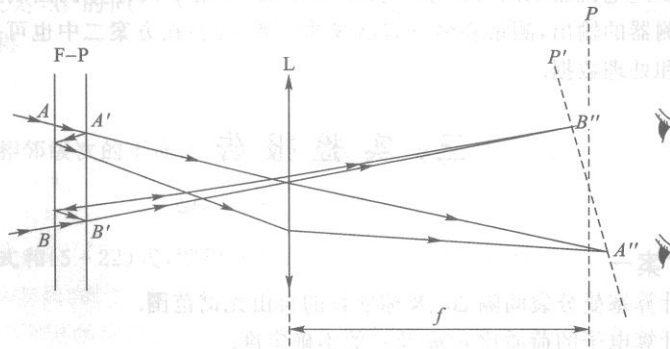


图 5-7 调整 F-P 标准具时的光路图

我们也可以根据观察屏上的干涉条纹的清晰度判断 F-P 标准具的平行度。在图 5-7 中,两镜面在 A 处的间距小于 B 处,所以从 AA' 方向入射的单色光经 F-P 后的透射光为一组发散光,经透镜会聚后成像于 A'';从 BB' 方向入射的单色光,其透射光则为一组会聚光,经透镜会聚于 B''。这样,整个干涉条纹成像于 P' 平面上。用与光轴垂直的观察屏观察时,不能同时看清全部干涉条纹。观察屏前、后移动时,才能依次看清各个干涉条纹,由此可以判断应调节哪一个弹簧压紧螺丝。

## 2. 资料 2: 气压扫描式 F-P 干涉仪

由(5-8)式

$$\Delta = 2nt\cos\theta$$

可知,改变镜面间的气体的折射率也可以改变光程差  $\Delta$ 。气压扫描式 F-P 干涉仪就是利用这一原理设计的。它简单可靠,不破坏两镜面之间的平行度。但是,折射率随压强的变化很小,所以镜面之间的间隔要大一些。例如,设入射光的波长为 630 nm,标准具的间隔为 1 mm、镜面之间为空气,则气压增加 1 atm(1 atm =  $1.013 \times 10^5$  Pa)时,干涉条纹只扫过 0.93 个级次。

可以有多种方法来改变标准具内的气压,但不论采用何种方案,都应保证满足下列两个要求:① 标准具室的气压改变时,气室有形变,但这一形变不影响室内两个镜块的平整度和相互之间的平行度;② 室内的温度变化要小,因为它会改变两个镜面之间的间距。实验所用的气压扫描式 F-P 干涉仪的装置如图 5-8 所示。它用步进电机驱动封闭压缩系统,进行气压扫描;由半导体压力传

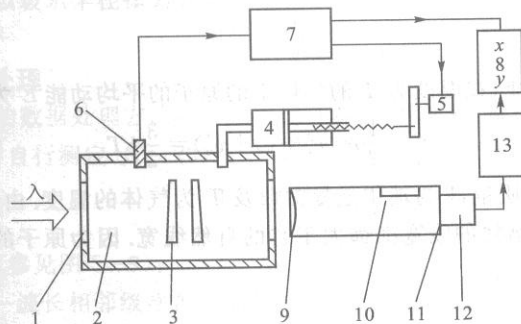


图 5-8 气压扫描式 F-P 干涉仪装置示意图

- 1—通光窗;2—密封室;3—F-P 标准具;4—气泵;  
5—步进电机;6—压力传感器;7—控制器;8—函数记录仪;  
9—成像透镜;10—观察窗;11—成像屏及小孔;  
12—光电倍增管;13—微电流放大器

传感器给出与压强成正比的电信号;这一电信号反馈到步进电机的控制电路,调整步进电机的步速,以保证 F-P 干涉仪的镜面间的光程差有良好的线性变化。

### 3. 资料 3: 谱线的线宽

发射谱线的宽度与相应的两个跃迁能级的宽度有关. 设高能态的平均寿命与宽度分别为  $\tau$  和  $\Delta E$ , 而低能态的平均寿命很长, 即能级的宽度远比高能级的窄(例如基态), 则由测不准关系可得

$$\Delta E \cdot \tau \sim h$$

即

$$\Delta \nu \cdot \tau \sim \frac{1}{2\pi}$$

$\Delta \nu$  称为发射谱线的自然线宽. 设高能级上的平均寿命  $\sim 10^{-8}$  s, 则谱线宽度  $\Delta \nu \sim 1.6 \cdot 10^7$ . 当入射波长为 600 nm 时, 即入射光的频率  $\sim 5 \cdot 10^{14}$  /s, 则有

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta \nu}{\nu} \sim 3 \cdot 10^{-8}$$

但是, 实验中观察到的谱线的线宽都远大于它的自然线宽, 因为上面讨论的原子是处于静止、孤立的状态, 而气体放电时发射的谱线的宽度就与气体的温度、压强等因素有关, 这时气体原子不停地运动和相互碰撞, 使谱线展宽: 多普勒展宽与碰撞展宽, 下面分别讨论之。

#### 3.1 多普勒展宽

气体中的原子的运动是无规则的, 设有一原子以速度  $v$  向观察者方向运动(设观察方向为  $x$  方向), 则多普勒频移为

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{v_x}{c}$$

根据能量均分定律, 在温度为  $T$  的气体中的原子的平均动能  $E$  为

$$E = \frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = \frac{3}{2} kT$$

式中  $m$  为原子的质量,  $k$  为玻尔兹曼常数及  $T$  为气体的温度. 由于原子的运动, 实验中观察到的谱线的线宽都远大于它的自然线宽. 因为原子的运动是无规则的, 所以  $v_x^2 = v_y^2 = v_z^2$ .

于是,

$$v_x = \sqrt{\frac{kT}{m}}$$

多普勒展宽为

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{kT}{m}}$$

$$\Delta\nu = \frac{v \cdot 3 \times 10^{-7}}{\lambda}$$

式中  $T$  和  $m$  的单位分别为 K 和 kg. 计算时我们可以令  $m \approx Am_p$ , 其中的  $A$  为原子的原子量,  $m_p$  为质子的质量, 则有

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 3 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{A}}$$

### 3.2 碰撞展宽

原子间的碰撞也会导致谱线的展宽. 由于原子在碰撞时是不发射的, 因此它的有效平均寿命等于两次相继碰撞之间的时间间隔  $\tau$ , 所以, 谱线除了有一自然线宽外, 有效平均寿命也使谱线展宽  $\Delta\omega$ :

$$\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = 1/\tau$$

即

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau}$$

设气体中的原子的平均速率为  $v$ , 原子的密度为  $n$  及原子半径为  $r$ , 则有效平均寿命  $\tau$  为

$$\tau = \frac{1}{4\pi r^2 n v}$$

因此, 原子间的碰撞导致的谱线展宽  $\Delta\nu$  为

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \frac{1}{2\pi\tau} = 2r^2 n v \\ &= 3.7 \times 10^9 \times p \sqrt{\frac{1}{AT}} \end{aligned}$$

式中  $A$  为气体原子的原子量,  $p$  和  $T$  分别为气体的压强(单位为 atm)和温度(单位为 K), 以及以玻尔半径作为原子半径.

### 4. 数据处理

这一实验的数据处理方法可参阅读资料, 有些数据, 例如磁场强度的不确定度, 需要同学自行测定. (5-23)式中的

$$\frac{D_{1,m}^2 - D_{2,m}^2}{\Delta D^2}$$

可用下法求得(参见图 5-9):

$\Delta H$  为同一波长相邻级次的条纹直径平方的差值, 而  $\Delta V$  为同一级次不同波长的条纹直径平方的差值. 因此, 由(5-23)式得

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{\nu} &= \frac{1}{2t} \frac{D_{1,m}^2 - D_{2,m}^2}{\Delta D^2} \\ &= \frac{1}{2t} \frac{\Delta\bar{V}}{\Delta\bar{H}} \end{aligned}$$

式中  $\Delta\bar{H} = (\Delta\bar{H}_1 + \Delta\bar{H}_2)/2$ .

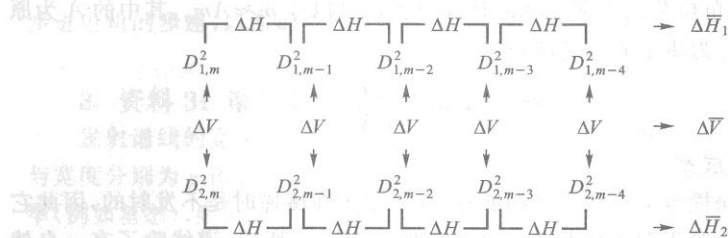


图 5-9

## 五、阅读资料

### 测定汞谱线 546.1 nm 相应能级的量子数\*

Jorge Merlo Flores

可以用一种相当简单的实验装置来分析汞谱线 546.1 nm 的反常塞曼分裂图. 对测量精度没有太高的要求. 只需假定它属于  $LS$  耦合, 就能确定它是  $^3S_1 - ^3P_2$  型跃迁.

#### 引言

把塞曼效应作为近代物理的一个重要内容是由来已久的. 本文描述的实验是使高年级学生能掌握这一现象和一些光学分析技术. 我们选取汞的绿谱线, 因为它有一定的强度, 而且塞曼分裂也不算复杂, 在实验中只需用干涉仪即可, 不需拍摄光谱.

使用一般物理实验室常备的设备, 就可研究 Hg 546.1 nm 绿谱线, 例如 F-P 干涉仪、分光仪及 5 000 G ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ) 的电磁铁. 唯一的假设是认为汞遵守  $LS$  耦合规则.

在本文中, 我们首先介绍所用的仪器设备, 然后对理论作一简要的介绍, 最后给出实验结果及使用的分析方法.

已经有很多文献探讨塞曼效应与干涉仪的理论, 在这里就只作简短的介绍, 以适应下面的分析及计算实验结果的需要.

#### 实验设备

由于谱线的线宽主要是由光源决定的, 因此在实验设备中, 选取合适的光源是很重要的. 为了从本质上提高分辨率, 选用低压放电光源是极为重要的.

\* 译自参考资料[3].

PLÜCKER 放电管是符合这一要求的。同时,由于它的管径小,可以大大减小电磁铁的磁极间隙。光的分析设备是一个 F-P 标准具,它的隔圈间距为 5.5 mm,透射率为 20%。干涉仪的参数可以有多种组合,一般来说,小的隔圈间距要求低的透射率及较高的磁场强度。后两个要求对简化实验设备是不利的。

对于上述干涉仪,所需的最高磁场强度为 4 000 G。所用的电磁铁的极径为 7 cm,间隙为 1 mm。

需要一台有刻度盘的分光设备,把不同的汞线分开,以便读取干涉环的直径。用一只焦距为 18 cm 的透镜把干涉条纹聚焦在分光设备的入射缝上。由于干涉环的直径大小取决于透镜焦距的大小,因此要根据所需观察的干涉环数和缝宽的大小来选定。

分别观察塞曼分裂中的  $\Delta M = \pm 1$  和  $\Delta M = 0$  的成分,可以极大地改善测量条件。由于它们有不同的偏振特性,可以用一个尼科耳分析器来实现。

另外还用一只透镜来会聚入射到干涉仪的光线,以提高干涉仪的入射光通量。

所用的光学设备依次为 PLÜCKER 放电管、会聚透镜、F-P 干涉仪、尼科耳分析器、聚焦透镜及一台分光设备。

上述设备所得到的干涉环可能是不清晰的,这是由于干涉仪的平行度欠佳所致。干涉仪上的局部地区的平行度可以优于整体的平行度,因此当细致地把光束聚集到这一局部地区时,可以提高分辨率。这样可以得到很好的干涉环,但光强却被显著地减弱,以致要使用摄谱感光版。

#### 理论

把一个光源放在磁场中时,会产生新线,它们偏离零场时的位置,偏离值为

$$\Delta\tilde{\nu} = -(M_1 g_1 - M_2 g_2) \frac{Be}{4\pi mc^2} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (1)$$

$\Delta\tilde{\nu}$  是以波数来表示的偏离值,  $M_1$  与  $M_2$  是相应能级的磁量子数,而  $g_1$  与  $g_2$  则是 LS 耦合时的朗德因子,它们为

$$g = 1 + \frac{[J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)]}{2J(J+1)} \quad (2)$$

这里  $B$  是磁场强度,  $e$  及  $m$  分别是电子的电荷与质量。因此,磁场恒定时,新谱线的位移与  $\Delta(Mg) = (M_1 g_1 - M_2 g_2)$  成正比。

在与磁场垂直的方向上观察时,  $\Delta M = \pm 1$  跃迁的发射光的偏振面是与磁场垂直的;而  $\Delta M = 0$  跃迁的发射光的偏振面是与磁场平行的。

对于 LS 耦合,有两个价电子的原子的选择定则为

$$\Delta S = 0 \quad (3)$$

$$\Delta L = 0, \pm 1 \quad (4)$$



由小到大以序,  $\Delta M_J = 0, \pm 1$  ( $J=0 \rightarrow J=0$  是禁止的) (5)

,  $\Delta M = 0$  ( $M=0 \rightarrow M=0$  是禁止的) (6)

### 结果与讨论

考察 Hg 546.1 nm 谱线在磁场  $B$  中的  $\Delta M=0$  跃迁时, 可以观察到三组干涉环; 一组与零场时的相同; 而另两组则在零场的左右两侧, 它们与零场的间距是相等的. 对于  $\Delta M=\pm 1$  跃迁, 则可观察到四组干涉环.

用 F-P 干涉仪分析谱线在磁场中的分裂时, 原子的  $\Delta(Mg)$  值为

$$\Delta(Mg) = \frac{4\pi^2 m (d_n'^2 - d_n^2)}{2etB (d_n^2 - d_{n-1}^2)} \quad (7)$$

式中  $d_n$  是零场的第  $n$  组环(从内环数起)的直径, 而  $d_n'$  则是上述环在磁场中位移后的直径. 干涉仪的隔圈的间距为  $t = (5.548 \pm 0.002)$  mm.

$d_n^2 - d_{n-1}^2$  的平均值为 13.38; 磁场强度为 12 100 G 时, 相应于  $\Delta M=0$  跃迁的  $d_n'^2 - d_n^2$  的平均值为 4.04; 磁场强度为 3 950 G 时, 相应于  $\Delta M=\pm 1$  跃迁的  $d_n'^2 - d_n^2$  的平均值为 3.10, 这时, 环的亮度较高. 上面的直径平方差与实际值相差一个固定的倍数(即它的单位是任意选定的某一个固定值). 已知磁场强度的精确度为 5%, 比值  $(d_n'^2 - d_n^2)/(d_n^2 - d_{n-1}^2)$  的标准偏差为 11%.

把这些值代入(5-7)式, 得  $\Delta M=0$  时,  $\Delta(Mg) = 0.48 \pm 0.08$ ;  $\Delta M=\pm 1$  时,  $\Delta(Mg) = 1.13 \pm 0.18$ .

由观察到的塞曼分裂图及(5)和(6)两式的选择规则, 可以推定它是  $J \rightarrow J \pm 1$  跃迁, 及  $g_1 \neq g_2$ . 当  $\Delta M=0$  的塞曼分裂谱线都能观察到时, 则可证明跃迁是在能级  $J=2$  与  $J=1$  之间进行的, 并且  $\Delta(Mg) = g_1 - g_2$ .

根据 Ornstein 和 Burger 的谱线强度规则, 对于  $\Delta M=0$  的塞曼分裂谱线, 可以排除  $J=2 \rightarrow J=3$  的跃迁; 而对于观察到的谱线强度较强的  $\Delta M=\pm 1$  的塞曼分裂谱线, 分别相应于  $M=\pm 1 \rightarrow M=\pm 2$  和  $M=0 \rightarrow M=\pm 1$  的跃迁, 各自的  $\Delta(Mg)$  值分别为  $\pm(g_1 - 2g_2)$  和  $\pm g_2$ .

因为汞仅有两个价电子, 能级上的总自旋仅能取 0, 1 两值之一. 表 5-1 给出了  $J=1$  和  $J=2$  时的各状态及相应的朗德因子.

表 5-1 在能级 1 与 2 时各种可能的状态中的量子数及朗德因子

$J_1$	$L_1$	$S_1$	$g_1$	$J_2$	$L_2$	$S_2$	$g_2$
1	1	0	1	2	2	0	1
1	2	1	1/2	2	3	1	2/3
1	1	1	3/2	2	2	1	7/6
1	0	1	2	2	1	1	3/2

计及  $g_1 \neq g_2$ ,  $\Delta S=0$ , 及  $\Delta L=0, \pm 1$ , 表 5-2 列出了可以配对的朗德因子及

相应的  $\Delta(Mg)$  值。

表 5-2  $\Delta M=0$  和  $\Delta M=\pm 1$  跃迁时的各种可能的  $\Delta(Mg)$  值

$g_1$	$g_2$	$\Delta(Mg)=g_1-g_2$	$\Delta(Mg)=g_1-2g_2$
1/2	2/3, 7/6, 3/2	1/6, 7/6, 3/2	5/6, 11/6, 5/2
3/2	7/6	1/3	5/6
5	3/2	1/2	1

把表 5-2 中的  $g_1-g_2$  和  $g_1-2g_2$  值与实验值比较后即得, 只有  $g_1=2$  与  $g_2=3/2$  这一对  $g$  值是符合的, 相应的跃迁为  $^3S_1 \rightarrow ^3P_2$  型。

实验所得的两个  $\Delta(Mg)$  值的任一个都肯定了跃迁的类型。对于  $\Delta M=0$ ,  $\Delta(Mg)$  值的精确度只需 30% 即可, 而对于  $\Delta M=\pm 1$ , 磁场强度为 4 000 G 及 15% 的总精确度即可。

## 六、参 考 资 料

- [1] 郑广垣. 近代物理学. 上册. 上海: 复旦大学出版社, 1991
- [2] 杨福家. 原子物理学. 第 2 版, 北京: 高等教育出版社, 1990
- [3] Flores J M. Amer. Determination of the quantum numbers for the levels of the 5 461 Å line in Hg. J. Phys., 1963, 31: 181~183
- [4] Condon E U, Shortley G H. The theory of atomic spectra. New York: Cambridge University Press, 1979
- [5] Meissner K H. J. O. S. A., 1941, 31: 405
- [6] C·坎恩达勒. 近代干涉仪. 周雄豪译. 上海: 上海科学技术出版社, 1959