

塞曼效应的实验报告

郑鹏凯^{*}, †

安徽师范大学 物理系, 安徽 241000

【摘要】本实验利用汞灯 546.1 nm 绿线, 在电磁铁产生的均匀磁场中观察并测量原子谱线的塞曼分裂。实验采用横向观察方式, 通过偏振片选出 π 分量, 利用法布里-珀罗标准具将微小的波数裂距转化为干涉圆环直径差, 并在已知反射镜间距和磁感应强度的条件下, 根据干涉级次关系和洛伦兹单位的定义计算谱线波数裂距 $\Delta\nu$ 以及电子荷质比 e/m 。实验中记录三组干涉圆环直径数据, 在折射率 $n = 1$ 、间隔 $d = 0.2$ cm、磁感应强度 $B \approx 1.1$ T 以及 $M_2g_2 - M_1g_1 = 0.5$ 的条件下, 得到波数裂距约为 $0.237 \sim 0.260$ cm⁻¹, 对应的 e/m 平均值约为 1.7×10^{11} C/kg, 与公认值同数量级且相对偏差为几个百分点。通过对干涉图样变化的观察和对数据误差的分析, 进一步加深了对塞曼效应物理图像、谱线偏振性质以及高分辨率干涉分光方法的理解。

【关键词】 塞曼效应, 法布里-珀罗标准具, 汞绿线, 电子荷质比, 现代物理实验

Experimental Report on the Zeeman Effect

Pengkai Zheng ,

Department of Physics, Anhui Normal University, Anhui 241000, China

Abstract: In this experiment the Zeeman splitting of the 546.1 nm mercury green line is measured in a uniform magnetic field produced by an electromagnet. The transverse Zeeman effect is observed. By means of a polarizer the π component is selected, while a Fabry-Perot etalon converts the tiny wavenumber separation into measurable differences of interference ring diameters. With known mirror spacing, refractive index and magnetic flux density, the wavenumber splitting $\Delta\nu$ and the electron charge-to-mass ratio e/m are obtained using the interference order relation and the definition of the Lorentz unit. Three sets of ring-diameter data are recorded. Under the conditions $n = 1$, $d = 0.2$ cm, $B \approx 1.1$ T and $M_2g_2 - M_1g_1 = 0.5$, the wavenumber splitting is found to be about 0.237–0.260 cm⁻¹, giving an average e/m of roughly 1.7×10^{11} C/kg, which agrees with the accepted value within a few percent. The evolution of the interference patterns and the error analysis deepen the understanding of the physical picture of the Zeeman effect, the polarization properties of split components and the high-resolution interferometric spectroscopy.

Key Words: Zeeman effect, Fabry-Perot interferometer, mercury green line, charge-to-mass ratio, modern physics experiment

实验时间: 2025-12-12

报告时间: 2025-12-14

† 指导教师

*学号: 23111401194

*E-mail: 23111401194@ahnu.edu.cn

1 引言

1862年，法拉第（Faraday）将钠焰置于磁场中观察D线，试图寻找磁场对光谱线的影响，但由于当时光谱仪分辨本领不足而未获成功。1896年，塞曼（Zeeman）利用更强的磁场和更精密的光谱仪器，首次成功观察到：光源在磁场作用下发射的某些光谱线会分裂为三条。这一现象随后由洛伦兹（Lorentz）用经典电磁理论作了解释。

进一步研究发现，磁场对光源的作用也可能导致谱线分裂成多于三条的情况。通常将分裂成三条的情形称为正常塞曼效应，而分裂成多条的复杂情形称为反常（或复杂）塞曼效应。当外加磁场足够强，使得原子磁矩与磁场的耦合大于自旋与轨道之间的相互作用时，原本的反常塞曼效应又会退化为简单的洛伦兹三重线，这种现象称为帕邢-贝克（Paschen-Back）效应。

塞曼效应反映了原子内部结构的信息，对人类认识原子结构和建立量子力学起过重要作用，被誉为继X射线发现之后最重要的物理发现之一。1902年，塞曼和洛伦兹因此共同获得诺贝尔物理学奖。塞曼效应继磁致旋光效应、磁光克尔效应之后，又一次揭示了磁场与光相互作用的重要规律，不仅证实了洛伦兹电子论，也为汤姆孙发现电子提供了间接证据，并证明了原子具有磁矩且空间取向是量子化的。

本实验选用汞灯546.1 nm绿线作为光源，将灯管置于电磁铁磁场中，在横向观察条件下利用偏振片区分 π 、 σ 分量，借助法布里-珀罗标准具获得高分辨率干涉圆环图样，通过测量分裂前后干涉圆环直径平方差计算波数裂距，进而由洛伦兹单位关系求得 e/m 。

2 实验简介

本实验主要任务包括：（1）在不同磁场下观察汞绿线的塞曼分裂和干涉图样变化。（2）利用F-P标准具测量分裂谱线的波数裂距，根据理论公式计算电子荷质比并分析误差来源。

实验重点在于理解塞曼分裂的能级图像与偏振选择定则，掌握F-P标准具的干涉条件和圆环直径公式，并在实际数据处理中体会高分辨率测量对实验条件和误差控制的敏感性。

2.1 实验装置

本实验在专用Zeeman效应实验仪上进行。光源为笔型汞灯，置于电磁铁极头间隙中。汞灯发出的光首先经过会聚透镜，再通过干涉滤波片选出汞绿色谱线 $\lambda = 5460.7 \text{ \AA}$ 及其在磁场中产生的分裂分量，随后进入F-P标准具形成干涉环。干涉环图像由CCD摄像头记录并传送至计算机，通过专用软件进行采集、存储和测量。

实验装置示意如下：

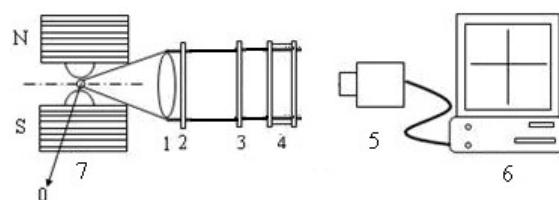


图1 Zeeman效应实验装置示意图

图中各编号含义为：0—笔型汞灯；1—透镜；2—偏振片；3—干涉滤波片；4—F-P标准具；5—CCD；6—计算机；7—电磁铁。

3 实验原理

当光源放在足够强的磁场中时，所发出的光谱线都分裂成几条，条数随能级的类别而不同，而分裂后的谱线是偏振的，这种现象被称为塞曼效应。塞曼效应证实了原子具有磁矩和空间取向量子化的现象，至今塞曼效应仍是研究能级结构地重要方法之一。

正常塞曼效应是指那些谱线分裂为三条，而且裂距（相邻两条子谱线间地波数差）正好等于一个洛伦兹单位 $(\frac{eB}{4\pi mc})$ 的效应，可用经典理论给予很好地解释。但实际上大多数谱线的分裂多于三条，谱线的裂距是 $(\frac{eB}{4\pi mc})$ 的简单分数倍，称反常塞曼效应，它不能用经典理论解释，只有用量子理论才能得到满意的解释。

塞曼效应的本质是原子具有磁矩并在外磁场中发生定向量子化。原子磁矩分为电子部分和原子核部分，其中电子磁矩又包括电子轨道磁矩和电子自旋磁矩。由于原子核磁矩一般比电子磁矩小三个数量级，因此塞曼效应主要由电子磁矩与外磁场的相互作用决定。

3.1 原子的总磁矩与总动量矩的关系

在原子物理中我们知道, 原子中的电子不但有轨道运动, 而且还有自旋运动。因此, 原子中的电子具有轨道角动量 P_L 和轨道磁矩 μ_L , 以及自旋角动量 P_S 和自旋磁矩 μ_S 。它们的关系为:

$$\begin{aligned}\mu_L &= \frac{e}{2m} P_L & P_L &= \sqrt{L(L+1)}\hbar \\ \mu_S &= \frac{2}{m} P_S & P_S &= \sqrt{S(S+1)}\hbar\end{aligned}\quad (1)$$

式中 L , S 分别表示轨道量子数和自旋量子数, e , m 分别为电子的电荷和质量。

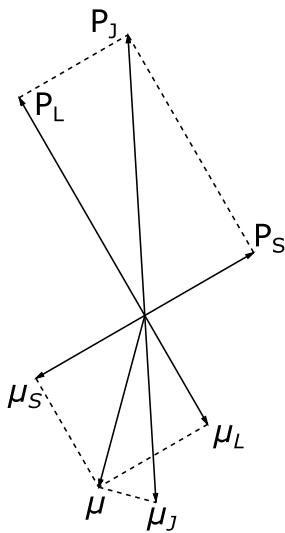


图 2 电子磁矩与角动量的关系

原子核也有磁矩, 但它比一个电子的磁矩要小三个数量级, 故在计算单电子原子的磁矩时可以把原予核的磁矩忽略, 只计算电子的磁矩。

对于多电子原子, 考虑到原子总角动量和总磁矩为零, 故只对其原子外层价电子进行累加。磁矩的计算可用矢量图来进行, 如图(2)。

由(1)式知, μ_S 与 P_S 的比值比 μ_L 与 P_L 的比值大一倍, 所以合成的原子总磁矩不在总动量矩 P_J 的方向上。但由于 μ 绕 P_J 运动, 只有 μ 在 P_J 方向的投影 μ_J 对外平均效果不为零。根据图(2)进行向量叠加运算, 有 μ_J 与 P_J 的关系:

$$\mu_J = g \frac{e}{2m} P_J$$

上式中的 g 就是朗德因子。对于 LS 耦合

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

它表征了原子的总磁矩与总角动量的关系, 而且决定了能级在磁场中分裂的大小。

3.2 外磁场对原子能级作用

原子的总磁矩在外磁场中受到力矩 \mathbf{L} 的作用。

$$\vec{L} = \vec{\mu}_J \times \vec{B} \quad (3)$$

力矩 \mathbf{L} 使总角动量发生进动, 角动量的改变的方向就是力矩的方向。原子受磁场作用而进动所引起的附加能量 ΔE 为:

$$\Delta E = -\mu_J B \cos \alpha = g \frac{e}{2m} P_J \cos \beta \quad (4)$$

其中角 α 和 β 的意义如图(3)所示。

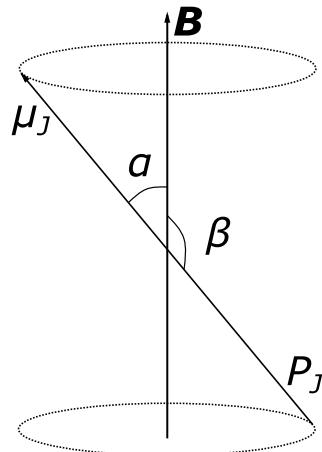


图 3 原子总磁矩受磁场作用发生的进动

由于 μ_J 或 P_J 在磁场中的取向是量子化的, 也就是 P_J 在磁场方向的分量是量子化的, P_J 的分量只能是 \hbar 的整数倍。即

$$P_J \cos \beta = M\hbar \quad (5)$$

其中 M 称为磁量子数, $M=J, (J-1), \dots, -J$, 共有 $2J+1$ 个 M 值。将(5)式代入(4)式可得

$$\Delta E = Mg \frac{e\hbar}{2m} B \quad (6)$$

这样, 无外磁场时的一个能级, 在外磁场的作用下可以分裂成 $2J+1$ 个子能级。每个子能级的附加能量由(6)式决定, 它正比于外磁场磁感应强度 B 和朗德因子 g 。

3.3 塞曼效应的选择定则

设谱线是由 E_1 和 E_2 两能级间跃迁产生的, 此谱线的频率由

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (7)$$

确定。在外场作用下的能级 E_2 和 E_1 分别分裂为 $(2J_2+1)$ 和 $(2J_1+1)$ 个能级，附加能量分别是 ΔE_2 和 ΔE_1 ，产生出新的谱线频率可由

$$h\nu' = (E_2 + \Delta E_2) - (E_1 + \Delta E_1) \quad (8)$$

确定。分裂后谱线与原谱线的频率差为：

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \nu' - \nu = \frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{h} \\ &= (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{e}{4\pi m} \end{aligned} \quad (9)$$

引入波数 $\tilde{\nu}$ ， $\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$ ，用波数差来表示 (9) 式，有

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{\nu} &= (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{e}{4\pi mc} B \\ &= (M_2 g_2 - M_1 g_1) L \\ &= 4.67 \times 10^{-5} (M_2 g_2 - M_1 g_1) B (\text{cm}^{-1}) \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $L = \frac{e}{4\pi mc}$ ，称为洛伦兹单位，B 以 Gs 为单位。

跃迁必须满足以下选择定则：

当 $M = 0$ ，垂直于磁场方向可观察到 π 线，为光振动方向平行于磁场方向的线偏振光（当 $\Delta J=0$, $M_2=0 \rightarrow M=0$ 除外。如汞的 435.8nm 谱线就有此情况）。平行于磁场方向观察不到 π 线，即其强度为零。

当 $M = \pm 1$ ，垂直于磁场方向可观察到 σ 线，为光振动方向垂直于磁场的线偏振光。沿磁场方向观察时， $\Delta M=1$ 是以磁场方向为正向的右旋偏振光， $\Delta M=-1$ 是以磁场方向为正向的左旋偏振光。对观察者而言，顺着磁场方向观察和对着磁场方向观察，偏振光方向是相反的。

3.4 汞 546.1nm 谱线的塞曼分裂

本实验的汞原子 546.1nm 谱线是由 $6s7s^3S_1$ 跃迁到 $6s6p^3P_2$ 产生的，由 (10) 式以及选择定则和偏振定则，可求出垂直于磁场观察时的塞曼分裂情况。表(1)列出了 3S_1 和 3P_2 能级的各项量子数 L, S,

表 1 3S_1 和 3P_2 能级的各项量子数值表

	3S_1			3P_2			
L	0			1			
S	1			1			
J	1			2			
g	2			3/2			
M	1	0	-1	2	1	0	-1
Mg	2	0	-2	3	3/2	0	-3/2
							-2

J , M , g 与 Mg 的数值。

因此，在外磁场的作用下，能级分裂情况及分裂谱线相对强度可用图 (4) 表示，图中，上面部分表示可能发生的跃迁，下面部分画出了分裂谱线的裂距与强度，将 π 成分画在水平线上， σ 成分画在水平线下。可见汞 546.1nm 谱线分裂为 9 条等间距的谱线，相邻谱线间距都是 $\frac{1}{2}$ 个洛伦兹单位。

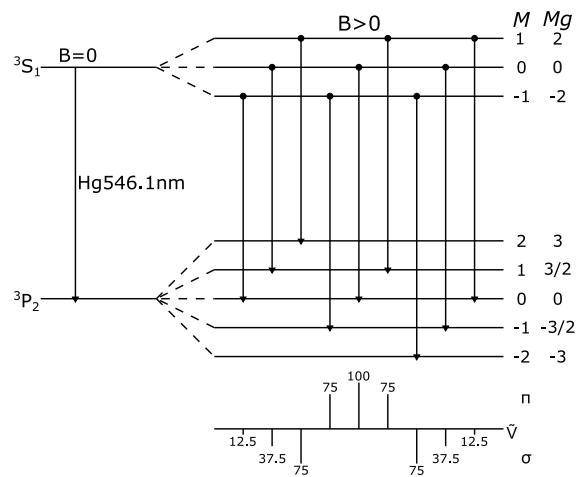


图 4 能级分裂情况及谱线强度

4 实验内容

1. 调整光学系统，使光束通过每个光学元件的中心（共轴调节），调节聚光透镜位置，使尽可能强的均匀光斑落在 F-P 的镜片上，用眼睛向 F-P 的出射镜片望去，可见绿光充满镜片。
2. 调节法布里-珀罗标准具。调节 F-P 标准具的三个压紧弹簧的螺丝，使两镜片的内表面达到严格平行，这一步骤是本实验的关键。
3. 加磁场。将汞灯置于磁铁的磁极中央，旋转偏振片的偏振方向，鉴别 π 成分和 σ 成分。
4. 选取 π 成分，利用 CCD，通过图像卡，在计算机显示器上显示干涉圆环，并将圆环存储，再打开塞曼效应辅助分析软件，用三点决定一圆法测量干涉圆环的半径，并求出电子荷质比与实验误差，打印结果。
5. 纵向 Zeeman 效应观察：将磁铁整体旋转 90°，使观察方向近似沿磁场方向（纵向观察）。在加磁场条件下观察干涉圆环的变化，并记录此时分裂分量的可见性差异。

5 实验结果与分析

本实验采用的主要实验条件为: 标准具间隔 $d = 0.2 \text{ cm}$, 空气折射率近似 $n = 1$, 磁感应强度 $B \approx 1.1 \text{ T}$ 。在这些条件下, 汞绿线的干涉圆环在加磁场后明显出现“加宽和劈裂”的现象, 转动偏振片时仅保留 π 分量可以使圆环分裂更清晰。

5.1 干涉图样与定性分析

未加磁场时, 只能看到一套对应汞绿线的干涉圆环, 环宽均匀、亮度分布规则; 加磁场后, 在原来每一级次的环位置附近出现两条或多条彼此靠得很近的圆环, 表现为谱线的塞曼分裂。横向观察条件下:

5.1.1 磁场作用前后干涉图样的差异

加磁场后, 圆环从单线型变为多条窄环叠加结构, 劈裂量随磁场增强而增大, 说明能级分裂随 B 线性增加, 与式中 $\Delta E \propto B$ 的理论一致。

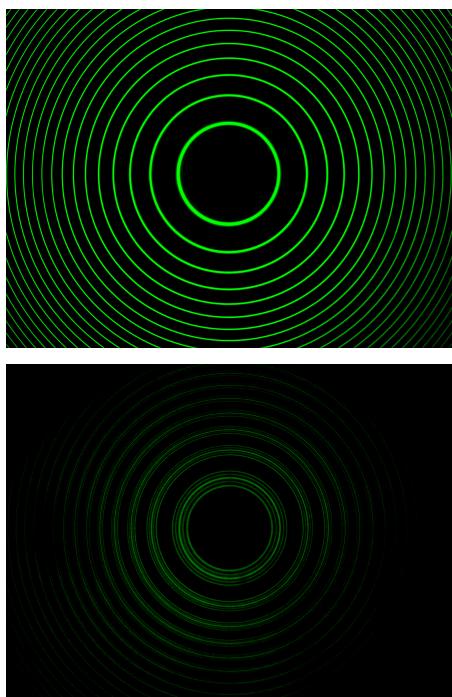


图 5 磁场作用前后干涉图样的差异

5.1.2 偏振片对分量的选择作用

缓慢旋转偏振片时, 可以找到几乎只剩三条 π 分量圆环的角度, 此时 σ 分量被强烈抑制; 当偏振方向转到垂直于磁场时, π 分量明显减弱, σ 分量增强, 体现了横向塞曼效应中 π 成分线偏振方向平行磁场、 σ 成分垂直磁场的特性。

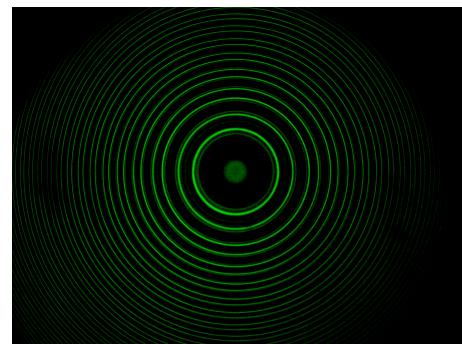


图 6 σ 线 (6 条分裂谱线)

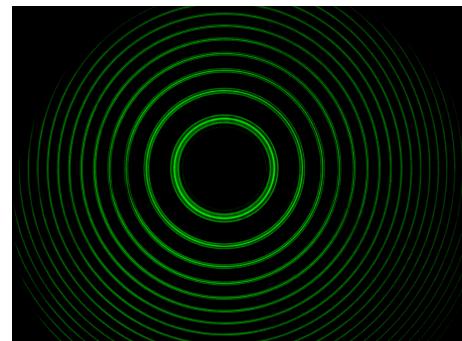


图 7 π 线 (3 条分裂谱线)

5.1.3 主要系统误差的直观来源

观察中可见圆环轻微椭圆、不同方位半径略有差别, 说明标准具平行度有限; 部分图像中背景亮度不均或存在杂散谱线, 易导致圆环边界判断不准, 这些都会引入圆环直径读数的系统偏差。

5.2 纵向 Zeeman 效应的观察与分析

将磁铁旋转 90° 后, 观察方向近似与磁场方向一致。此时谱线分裂仍然存在, 但各分量的可见性和偏振态与横向观察明显不同, 主要体现在 π 分量的显著减弱以及 σ^\pm 分量的圆偏振特征。

5.2.1 纵向观察时 π 量的可见性

纵向观察条件下, 理想情况下几乎不能观察到 π 分量。原因在于 π 分量对应 $\Delta m = 0$ 跃迁, 其辐射电矢量方向与磁场方向平行 ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$)。而电磁波为横波, 传播方向上的电场分量不能传播; 当观察方向沿磁场方向时, π 分量在轴向辐射中被几何抑制, 故在实验中通常表现为极弱甚至不可见。若出现微弱残余, 一般与光路未完全共轴、视场角较大或散射杂光有关。

5.2.2 旋转偏振片的现象及与横向观察的比较

纵向观察时主要可见的是 σ^+ 与 σ^- 两类分量, 它们在该观察几何下表现为左右旋圆偏振光。对

理想圆偏振光而言，线偏振片的透过强度与偏振片方位角无关，因此转动偏振片时干涉圆环整体亮度变化不明显，难以像横向观察那样通过转动偏振片实现对 π/σ 分量的强选择与分离。

相比之下，横向观察条件下 π 与 σ 分量均为线偏振，且偏振方向互相正交 (π : $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$; σ : $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$)，因此偏振片可以在不同角度下选择性增强某一类分量并抑制另一类分量，从而得到更清晰的分裂环结构。

5.2.3 利用 $\lambda/4$ 波片区分 σ^+ 与 σ^-

为区分纵向观察中的左右旋圆偏振，可插入 $\lambda/4$ 波片，将圆偏振转化为线偏振后再用偏振片判别。圆偏振光可分解为沿波片快轴与慢轴的两正交分量，它们具有 $\pm\pi/2$ 的相位差； $\lambda/4$ 波片引入附加相位差后，可使该相位差变为 0 或 π ，从而将圆偏振转换为线偏振。对于固定的波片慢轴方向，右旋与左旋圆偏振将分别对应两种互相正交的线偏振方向（相对慢轴约为 $\pm 45^\circ$ ）。实验中转动偏振片可观察到：某一条 σ 分量在特定角度最亮而在相差 90° 的角度最暗，另一条分量则相反，据此即可完成两条 σ 分量的左右旋区分。

需要强调的是， σ^+ 、 σ^- 与“左旋/右旋”的对应关系与观察方向有关：沿 $+B$ 方向观察与沿 $-B$ 方向观察时，旋向判据将互换。因此实验记录中必须注明观察方向，以保证 σ^+ 、 σ^- 标注的一致性。

5.2.4 综合比较与讨论

综合来看，纵向与横向观察的主要差异来自辐射的角分布与偏振态：纵向观察时 π 分量因横波条件在轴向被抑制，而 σ^\pm 分量以圆偏振形式出现，偏振片单独使用时选择性不强；横向观察时 π 与 σ 均可见且呈线偏振，偏振片能够显著分离分量，从而更适合用于后续定量测量（例如选取 π 分量进行环半径测量以减小谱线叠加带来的系统误差）。因此在本实验中，横向观察用于分量鉴别与定量测量更为直接，而纵向观察更能体现 σ^\pm 的圆偏振本质及其与观察几何的关系。



图 8 3条分裂谱线 σ^- 线

表 2 三组测量的干涉圆环直径

组次	$D_a/\text{a.u.}$	$D_b/\text{a.u.}$	$D_{k-1}/\text{a.u.}$	$D_k/\text{a.u.}$
1	461	429	880	692
2	487	454	894	708
3	456	424	878	689

5.3 实验数据与结果列表

表 3 由圆环直径计算得到的波数裂距和 e/m

组次	$\Delta\tilde{\nu}/\text{cm}^{-1}$	$e/m / (10^{-11} \text{ C/kg})$
1	0.240	1.645
2	0.260	1.782
3	0.237	1.745

5.4 数据处理与公式说明

在数据处理中，采用软件标尺读出圆环直径 D_a, D_b, D_{k-1}, D_k 。将每组数据代入

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2nd} \cdot \frac{D_a^2 - D_b^2}{D_{k-1}^2 - D_k^2},$$

并取 $n = 1$ 、 $d = 0.2 \text{ cm}$ 。随后利用

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi c}{B} \cdot \frac{\Delta\tilde{\nu}}{0.5}$$

计算每一组的 e/m 。式中， c 为真空光速； B 为对应数据时的磁感应强度；0.5 为所选 π 分量组合的 $(M_2g_2 - M_1g_1)$ 理论值。

根据三组独立测量结果，可以进一步求出 $\Delta\tilde{\nu}$ 和 e/m 的平均值与标准差，并与公认值 $1.7588 \times 10^{11} \text{ C/kg}$ 比较，用相对偏差来评价实验精度。

5.5 结果讨论与误差分析

从表中可以看出，三组 $\Delta\tilde{\nu}$ 分别为 0.240 、 0.260 、 0.237 cm^{-1} ，相对散布在 10% 以内，说明圆环直径读数具有一定重现性；对应的 e/m 结果集中在

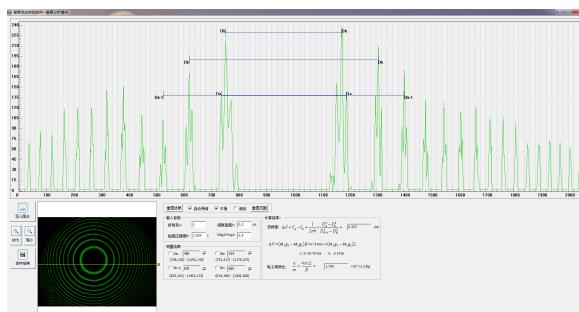


图 9 图像处理软件

$(1.6 \sim 1.8) \times 10^{11} \text{ C/kg}$ 。与公认值相比, 实验值略低, 主要误差来源包括: 磁感应强度测量不确定度(霍尔探头位置和校准)、标准具平行度不足导致圆环椭圆、圆环直径读数的人为偏差以及所选分量($M_2 g_2 - M_1 g_1 = 0.5$)的理论近似等。

若在后续改进实验中能采用软件拟合圆环半径、多级次平均、实时记录磁场以及更高消光比的偏振片, 上述系统误差有望进一步减小, 从而提高 e/m 测量的精度。

6 结论

本实验利用汞绿线在磁场中的塞曼分裂现象, 结合偏振片选择规则和法布里-珀罗标准具的高分辨率干涉测量方法, 定量测定了谱线的波数裂距, 并据此求得电子荷质比 e/m 。实验给出的 e/m 平均值约为 $1.7 \times 10^{11} \text{ C/kg}$, 与公认值在几个百分点范围内符合, 验证了塞曼效应能级分裂与磁场、量子数之间的线性关系。

从实验过程可以体会到: 高分辨率光谱测量对磁场均匀性、标准具平行度以及读数精度十分敏感, 任何环节的疏忽都会显著影响最终结果。通过对干涉图样和数据误差的分析, 进一步加深了对原子能级结构、谱线偏振性质以及实验不确定度评估方法的理解。若在后续实验中引入更精确的磁场测量和图像处理手段, 有望进一步提高 e/m 测量的准确度和可靠性。

7 思考与讨论解答

7.1 何谓塞曼效应? 它是如何产生的, 它反应的物理本质是什么?

定义: 塞曼效应是指发光光源置于足够强的外磁场中时, 每条光谱线分裂为波长相近的多条

偏振化谱线的现象, 分为正常塞曼效应(分裂为 3 条)、反常塞曼效应(分裂多于 3 条)及强磁场下的帕邢-巴克效应(反常分裂退化为 3 条洛伦兹三重线)。

产生机制: 原子具有电子轨道磁矩与自旋磁矩合成的总磁矩, 在外磁场中, 总磁矩绕磁场方向旋转并获得附加能量。由于磁量子数 M 取分立值(共 $2J+1$ 个), 原能级分裂为 $2J+1$ 个子能级, 不同子能级间的跃迁产生分裂谱线。

物理本质: 证实原子具有磁矩且空间取向量子化, 反映了磁场与原子磁矩的相互作用, 是量子力学中角动量量子化的直接实验证据, 同时支持了洛伦兹电子论和原子能级结构的量子特性。

7.2 说明实验光路中各个光学器件的作用。

实验光路主要由光源、透镜、偏振片、干涉滤波片、 $F-P$ 标准具、 CCD 相机、电磁铁组成, 各器件作用如下:

1. 汞灯(光源): 发射包含 546.1 nm 谱线的光, 为实验提供研究对象。

2. 透镜: 分为会聚透镜与成像透镜, 前者将光源发出的发散光准直为平行光入射 $F-P$ 标准具, 后者将干涉圆环成像于 CCD 靶面。

3. 偏振片: 区分分裂谱线的 π 成分(电矢量平行磁场)与 σ 成分(电矢量垂直磁场), 旋转偏振片可选择性遮挡某类偏振光。

4. 干涉滤波片: 滤除汞灯中 546.1 nm 以外的杂光, 保证入射 $F-P$ 标准具的光为准单色光, 避免干扰。

5. 法布里-珀罗($F-P$)标准具: 核心器件, 利用多光束干涉产生高分辨率等倾干涉圆环, 实现微小波长差(塞曼分裂)的分辨与测量。

6. CCD 相机与计算机: 记录干涉圆环图像, 通过图像处理软件测量圆环直径, 便于后续波长差与电子荷质比计算。

7. 电磁铁: 提供可控外磁场, 磁场强度通过励磁电流调节, 为塞曼分裂提供必要条件。

7.3 为何只测量横效应的 π 成分, 就能保证电子荷质比 e/m 的正确测量

π 成分对应 $\Delta M = 0$ 的跃迁, 其波数差 $\Delta\tilde{\nu} = (M_2 g_2 - M_1 g_1)L$, 对于汞 546.1 nm 谱线, π 成分的 $M_2 g_2 - M_1 g_1$ 取值为 $\pm 2, 0$, 裂距为整数倍洛伦兹

单位 L , 规律明确。

横效应下 π 成分可稳定观测, 且其对应的干涉圆环对称性好, 直径测量误差小。

由电子荷质比计算公式

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi c}{tB} \cdot \frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K+1}^2 - D_K^2}$$

仅需通过 π 成分的圆环直径差即可推导, 无需依赖 σ 成分的复杂分裂信息, 简化测量的同时保证结果准确性。

7.4 阐述本实验中能用 2mm 的 F-P 标准具分辨 Zeeman 分裂谱线的原因。能否用单色仪观察塞曼分裂谱线, 为什么?

$2mmF-P$ 标准具可分辨的原因:

1. 塞曼分裂的波长差极小 (如 $B = 1$ T 时, 汞 546.1 nm 谱线相邻分裂线波长差约 0.05 Å), 需高分辨率仪器。

2. F-P 标准具的分辨本领 $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = KN$ (K 为干涉级次, N 为精细度), 2mm 标准具对 546.1 nm 谱线的干涉级次 $K \approx \frac{2t}{\lambda} \approx 7325$, 结合高反射率薄膜的 $N \approx 30$, 分辨本领可达 2×10^5 , 远高于分辨塞曼分裂所需的 1×10^4 。

3. 其自由光谱区 $\Delta\lambda_R = \frac{\lambda^2}{2t} \approx 0.15$ Å, 与塞曼分裂的最大波长差匹配, 避免干涉圆环重叠。

不能用单色仪观察的原因: 普通单色仪的分辨本领通常仅为 $10^3 \sim 10^4$, 无法分辨塞曼分裂的微小波长差 (0.05 Å 量级)。即使高分辨率单色仪, 其分辨本领仍低于 F-P 标准具, 且测量精度不足, 难以满足电子荷质比的准确计算要求。

7.5 阐述实验中是如何观察和辨别塞曼谱线各个偏振成分的。

横效应下的辨别 (垂直磁场观察):

1. 未加偏振片时, 可观察到 9 条分裂谱线, 其中 3 条位于中心附近的为 π 成分, 6 条位于两侧的为 σ 成分 (σ^+ 与 σ^-)。

2. 旋转偏振片: 当偏振片透振方向平行于磁场时, σ 成分被遮挡, 仅保留 π 成分; 透振方向垂直于磁场时, π 成分被遮挡, 仅保留 σ 成分, 以此区分两类成分。

纵效应下的辨别 (平行磁场观察):

1. 纵效应下 π 成分不可见, 仅能观察到 σ^+ 与 σ^- 成分 (圆偏振光)。

2. 引入 $\lambda/4$ 波片, 圆偏振光转化为线偏振光: σ^+ (左旋圆偏振光) 转化为与波片慢轴成 45° 方向的线偏振光, σ^- (右旋圆偏振光) 转化为与慢轴成 -45° 方向的线偏振光。

3. 旋转偏振片, 观察谱线明暗变化, 即可区分 σ^+ 与 σ^- 成分。

7.6 调研塞曼效应现象的物理应用。

1. 原子物理研究: 通过塞曼分裂的谱线数目、裂距, 可确定原子的总角动量量子数 J 、朗德因子 g 等参数, 探究原子能级结构与角动量耦合方式。

2. 电子荷质比测量: 作为经典实验方法, 塞曼效应为电子荷质比的精确测量提供了重要途径, 验证了洛伦兹电子论的正确性。

3. 磁场测量: 利用塞曼分裂的裂距与磁场强度的线性关系, 可制成塞曼磁强计, 用于高精度磁场测量 (如天体磁场、实验室磁场校准)。

4. 原子吸收光谱分析: 结合塞曼效应的偏振特性, 可消除背景干扰, 提高原子吸收光谱的检测灵敏度, 广泛应用于环境监测、物质成分分析等领域。

5. 量子信息与激光技术: 在激光冷却、原子钟等领域, 塞曼效应用于调控原子能级, 实现对原子状态的精确控制。

参考文献

- [1] 崔执凤. 安徽省高校重点课程建设教材近代物理实验 [M]. 芜湖: 安徽师范大学出版社, 2013.