

Zeeman 效应

滕一鸣*

北京大学物理学院 学号: 2000011380

(实验日期: 2024 年 4 月 18 日)

本实验使用气压扫描式 Fabry-Pérot 标准具观察了 Hg 放电灯 546.1 nm 光谱线在 1 T 磁场下垂直于磁场方向上的 Zeeman 分裂并测量了 π 线和 σ 线的光谱图. 实验测量了各子谱线的相对强度以及其对应的频率相对 546.1 nm 谱线的波数差, 发现其与理论值在一定程度上相符; 本实验据此进一步计算出了电子的荷质比为 1.72×10^{11} C/kg, 与参考值在两位有效数字的水平上一致.

关键词: Zeeman 效应, 气压扫描式 Fabry-Pérot 标准具

I. 引言

自 1896 年荷兰物理学家 Pieter Zeeman 发现了光谱线在磁场中会发生劈裂的 Zeeman 效应起, 这一现象便在增进我们对原子结构及电磁相互作用的理解中占据了重要地位. 我们可以通过 Zeeman 效应得知有关的能级的数据, 因此该效应是目前人们研究能级的重要方法之一; Zeeman 效应还可以用来测量等离子体的磁场、测量天体的磁场. 由于该效应在物理学上拥有重大意义, Zeeman 与其导师 Lorentz 获得了 1902 年 Nobel 物理学奖 [1].

我们在本实验中便将观察研究 Hg 原子 546.1 nm 谱线的 Zeeman 效应. 由于 Zeeman 效应造成的谱线劈裂十分微弱, 我们必须使用高分辨率的分光仪器来实现对它的观测, 气压扫描式 Fabry-Pérot 干涉仪恰可以满足我们的要求. 这一仪器主要由两面相距一定间隔平行放置的高反射率平面玻璃板组成, 入射光会在两块玻璃板间发生多重反射并互相干涉. 通过改变玻璃板间空气的气压, 我们可以改变折射率并改变光程差, 进而干涉图样会发生变化并允许我们对谱线开展精细测量. 根据在施加磁场前后对谱线的测量结果, 本实验将对气压扫描式 Fabry-Pérot 干涉仪进行定标, 测量施加磁场后的谱线裂距与相对强度并于理论值作比较, 最后本实验将根据实测谱线裂距推算 Lorentz 单位的实验值并计算电子的荷质比. 本实验不仅会增进我们对外磁场下原子系统的量子行为的理解, 更可以让我们结合理论与实验而对光谱学的具体实验技术产生初步认识.

II. 理论原理

A. Zeeman 效应

理论研究表明, 原子中的一个轨道角动量量子数为 L , 自旋角动量量子数为 S 的电子按 LS 耦合得到的总磁矩满足

$$\mu_J = g \frac{e}{2m} P_J, \quad (1)$$

其中 P_J 是耦合得到的角动量量子数为 J 的总角动量

$$P_J = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \quad (2)$$

而

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (3)$$

* tengyiming@stu.pku.edu.cn; (86)13287560665

是 Lande g -因子. Hg 546.1 nm 谱线对应的跃迁为 $6s7s\ ^3S_1 \rightarrow 6s6p\ ^3P_2$, 进而上下两能级的 g -因子分别为

$$g_{\text{上}} = 2, \quad g_{\text{下}} = \frac{3}{2}. \quad (4)$$

施加外磁场 \mathbf{B} 会引起附加能量

$$\Delta E = -\boldsymbol{\mu}_J \cdot \mathbf{B} = g \frac{e}{2m} P_J B \cos \alpha, \quad (5)$$

其中 α 为 \mathbf{P}_J 与 \mathbf{B} 的夹角. 但角动量量子化会使得

$$P_J \cos \alpha = M\hbar, \quad M = J, (J-1), \dots, -J, \quad (6)$$

因此磁场将会使原先的单个能级劈裂为 $(2J+1)$ 个能级, 其相对原能级的能量差异为

$$\Delta E_M = Mg \frac{e\hbar}{2m} B, \quad M = J, (J-1), \dots, -J. \quad (7)$$

记上能级劈裂后的某一能级的磁量子数为 M_2 , 下能级劈裂后其中一个能级的磁量子数为 M_1 , 如果这两个能级间存在跃迁, 那么产生的谱线相对原谱线的频率差为

$$\Delta\nu = \frac{1}{h}(\Delta E_2 - \Delta E_1) = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{e}{4\pi m} B, \quad (8)$$

波数差便为

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{c} \Delta\nu = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{eB}{4\pi mc} \equiv (M_2 g_2 - M_1 g_1) \tilde{L}, \quad (9)$$

其中 \tilde{L} 为 Lorentz 单位. Zeeman 劈裂后的上下两能级间的跃迁满足如下选择定制: $M_2 - M_1 = 0, \pm 1$. 特别的, 如果两能级的 $\Delta J = 0$, 那么 $M_2 = 0 \rightarrow M_1 = 0$ 的跃迁会被禁止. 同时, $\Delta M = 0$ 时垂直磁场观察会发现谱线为振动方向平行于磁场的线偏振光, 此为 π 线; 而 $\Delta M = \pm 1$ 时垂直磁场方向观察会发现谱线为振动方向垂直磁场的线偏振光, 此为 σ 线 [1]. 综合这些考虑, 我们发现 Hg 546.1 nm 谱线的 Zeeman 效应由 图 1 绘出的跃迁所贡献. 同时, 根据 [1] 提供的计算各 Zeeman 谱线相对强度的公式, 我们可以计算得到九条 Zeeman 谱线的相对强度及其相对原谱线的裂距 表 I.

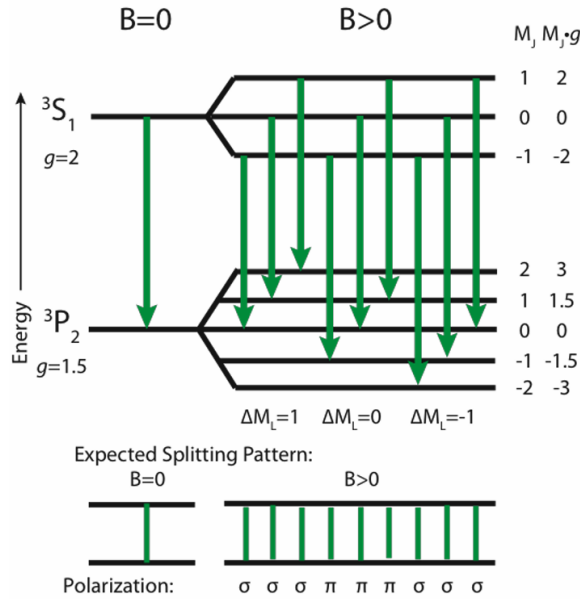


图 1: Hg 546.1 nm 谱线的 Zeeman 劈裂示意图 [2].

表 I: Hg 546.1 nm 谱线的 Zeeman 分裂裂距与相对强度.

子谱线编号	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\Delta\tilde{\nu}(\tilde{L})$	-2	$-\frac{3}{2}$	-1	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{3}{2}$	2
相对强度	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	3	3	4	3	3	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$

B. 气压扫描式 Fabry-Pérot 标准具

Fabry-Pérot 标准具由平行放置的两块高反射率的平面玻璃板及板间的一个长度固定为 h 的间隔圈组成. 当单色平行光以小角度 θ 入射标准具后会发生多次反射和透射, 并且相邻两透射光束间的光程差满足

$$\Delta\ell = 2nh \cos \theta, \quad (10)$$

其中 n 为两平行板间介质的折射率. 干涉极大发生在光程差为波长的整数倍时, 即

$$2nh \cos \theta = N\lambda, \quad (11)$$

其中 N 为干涉序. 可以看到, 越靠近中心的干涉序越高.

气压扫描式 Fabry-Pérot 标准具通过改变玻璃板间的气压来改变折射率 n , 进而在入射角不变的前提下改变光程差 $\Delta\ell$. 实验中我们将着重关注中心处 $\theta = 0$ 的干涉纹, 进而我们发现连续改变 n 时同一波长的光将多次在环心处出现干涉极大, 并且相邻两个峰值间相距的波数为仪器的色散范围

$$\Delta\tilde{\nu}_R = \frac{1}{2h} = 2.5 \text{ cm}^{-1}, \quad (12)$$

其中我们使用了实验中仪器的间隔圈间距 $h = 2 \text{ mm}$. 我们将使用这一公式来对实验使用的标准具进行定标.

III. 实验设备

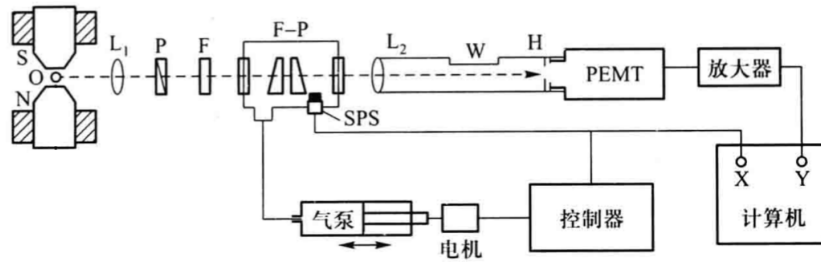


图 2: 实验装置示意图 [1].

图 2 为实验使用的沿垂直磁场方向观察 Zeeman 效应的装置示意图. L_1 使得汞灯 O 的光束变为近似平行光; P 为测量 π 线和 σ 线时使用的偏振片; F 为透过波长中心值为 546.1 nm 的透射干涉滤光片; $F-P$ 为气压扫描式 Fabry-Pérot 标准具, 其中 SPS 为测量气室内压力大小的半导体压力传感器; L_2 为将干涉花样的中心成像在光电倍增管 $PEMT$ 的入射针孔上的成像透镜. 实验中计算机将记录不同气压下光电倍增管输出的信号强度并据此测量光谱线型.

IV. 实验结果与分析

A. 测量无磁场时 Hg 灯 546.1 nm 的光谱图并定标

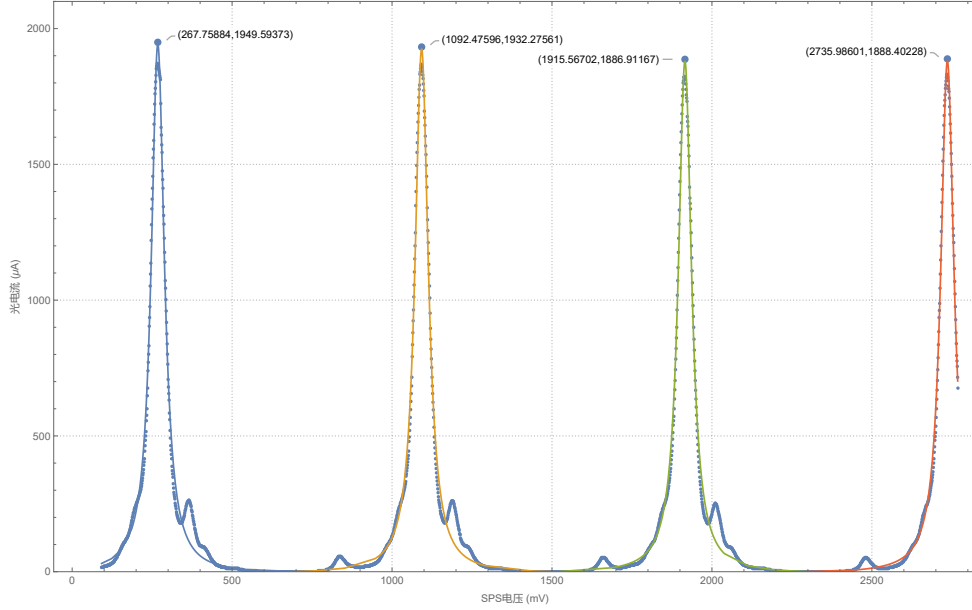


图 3: 无磁场时改变 F-P 谐振腔内气压得到的 PEMT 光电流变化曲线.

图 3 展示了不施加外磁场时对汞灯 546.1 nm 谱线的测量结果, 图中除了主峰外谱线的精细结构亦清晰可见. 图中绘出了通过 Origin 使用 Lorentz 线型拟合四个主峰得到的曲线并标注了峰值的位置及高度. 根据四个峰值的位置与式 (12), 我们可以得到如下 SPS 电压与波数的换算关系:

$$\Delta\tilde{\nu} = \kappa\Delta U, \quad \kappa = \frac{2.5 \text{ cm}^{-1}}{822.742 \text{ mV}} = 0.00303862 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{mV}^{-1}. \quad (13)$$

B. 测量 1 T 磁场下的 Zeeman 分裂

图 4 为实验在垂直磁场方向上直接测量到的 1 T 磁场下的 Zeeman 分裂. 可以看到, 相较于不加偏振片时测量到的总光谱, 通过引入偏振片测量到的 π 线与 σ 线的峰值位置与原光谱基本一致, 但是偏振片的存在滤除了一部分光而使得峰值高度略有降低.

C. 计算各子谱线的相对强度与其相对 546.1 nm 谱线的波数差

我们考虑使用图 4 中间两组完整的 Zeeman 光谱来计算各子谱线的相对强度及其相对 546.1 nm 谱线的波数差. 图 5 绘出了我们使用 Origin 的分峰算法按 Gauss 线型分离出的 Zeeman 劈裂后的光谱峰. 记左侧干涉序为 I 而右侧干涉序为 II, 并且我们从左到右依次编号同一干涉序内的九个 Zeeman 劈裂峰, 那么 Origin 的分峰算法给出的各峰值的中心位置和面积见表 II 与表 III, 表 IV 则给出了两个干涉序对应数据的平均值以及其对应的波数差和相对强度.

比较表 I 与表 IV 可以看到, 对 Zeeman 劈裂的理论预言与实验结果在整体上相符但是就具体谱线而言存在较大出入, 我们怀疑这可能是因为实验过程中的震动与改变干涉腔内气压带来的温度变化影响了 Fabry-Pérot 标准具的分光, 进而为光谱的测量带来了较大的误差.

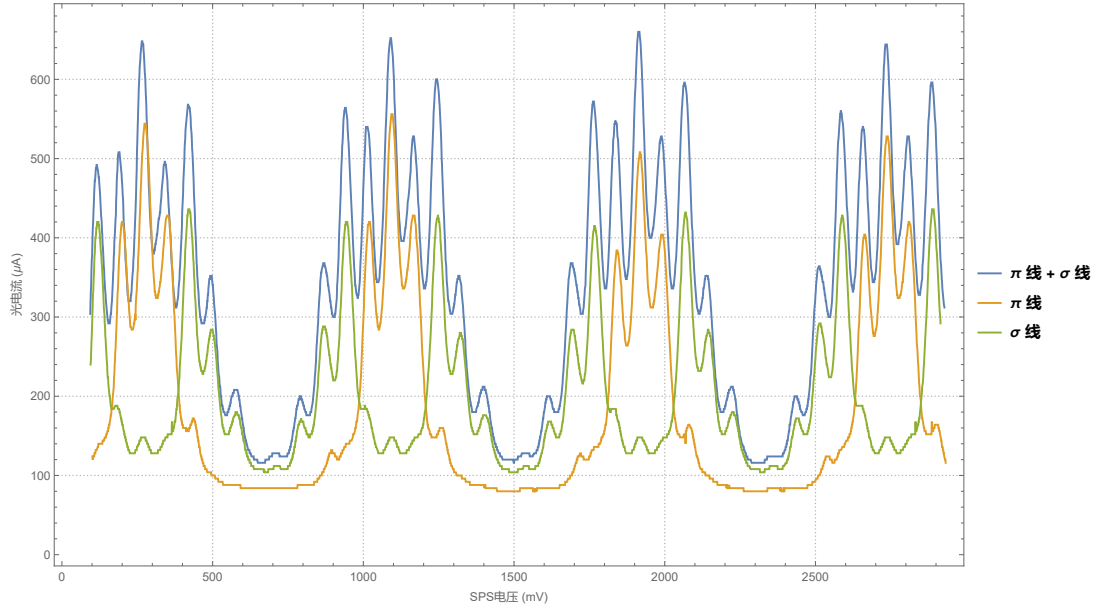


图 4: 实验在垂直于磁场方向上测量的 1 T 磁场下的 Zeeman 分裂光谱.

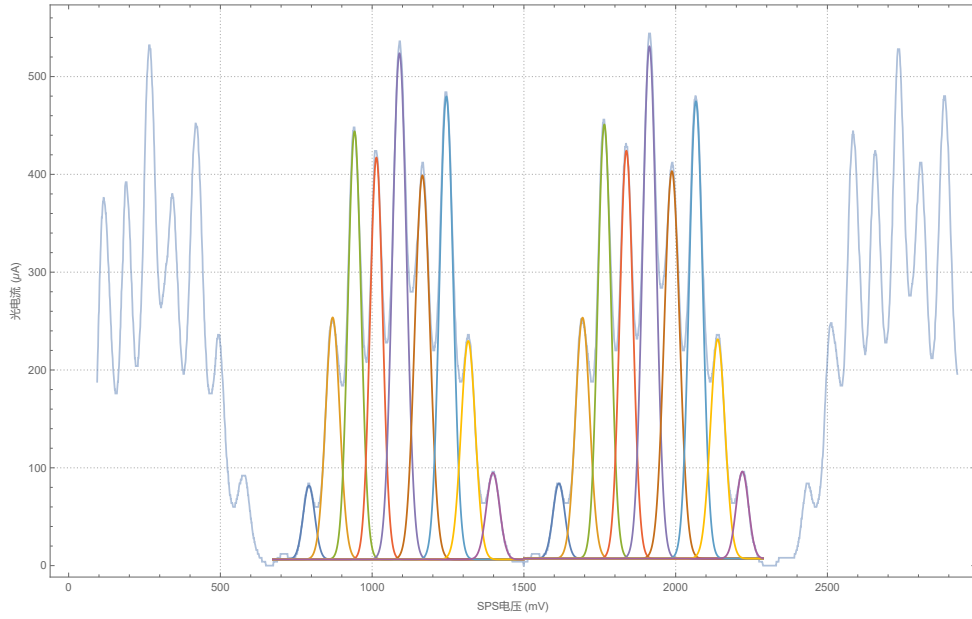


图 5: 使用分峰算法分离出的 Zeeman 劈裂后的光谱峰.

表 IV: Zeeman 劈裂峰的峰值中心位置与强度的平均值

子谱线编号	1	2	3	4	5	6	7	8	9
相对谱线 5 的偏移 (mV)	-298.185	-220.141	-148.274	-75.939	0	74.8444	153.833	225.716	307.172
面积 (nW)	3667.4	14382	23818.6	22084.9	30016.4	24664.2	26381.9	13305.6	4685.41
$\Delta\tilde{\nu}$ (cm^{-1})	-0.906	-0.669	-0.450	-0.231	0	0.227	0.467	0.686	0.933
相对强度	0.489	1.92	3.174	2.943	4	3.287	3.516	1.773	0.624

表 II: 干涉序 I 的峰值中心位置与强度

子谱线编号	1	2	3	4	5	6	7	8	9
中心位置 (mV)	791.82	869.91	941.96	1014.04	1090.02	1165.53	1244.47	1316.45	1398.13
相对谱线 5 的偏移 (mV)	-298.2	-220.101	-148.057	-75.9736	0	75.5166	154.46	226.435	308.113
面积 (nW)	3582.78	14370.67	23671.42	21421.62	30361.75	24448.56	26640.39	13153.55	4831.73

表 III: 干涉序 II 的峰值中心位置与强度

子谱线编号	1	2	3	4	5	6	7	8	9
中心位置 (mV)	1615.37	1693.36	1765.05	1837.64	1913.54	1987.71	2066.74	2138.54	2219.77
相对谱线 5 的偏移 (mV)	-298.169	-220.182	-148.491	-75.9044	0	74.1723	153.206	224.997	306.231
面积 (nW)	3752.01	14393.36	23965.83	22748.13	29671.12	24879.79	26123.43	13457.71	4539.09

表 V: 拟合 Lorentz 因子使用的数据

子谱线编号	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\Delta\tilde{\nu}(\tilde{L})$	-2	$-\frac{3}{2}$	-1	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{3}{2}$	2
$\Delta\tilde{\nu}(\text{cm}^{-1})$	-0.906	-0.669	-0.450	-0.231	0	0.227	0.467	0.686	0.933

D. 计算荷质比

根据 表 IV 中的波数差, 我们考虑按照 表 V 做线性拟合以计算 Lorentz 因子 \tilde{L} , 结果为

$$\tilde{L} = 0.45721 \text{ cm}^{-1}. \quad (14)$$

进而荷质比的实验值为

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi c \tilde{L}}{B} = 1.72 \times 10^{11} \text{ C/kg}. \quad (15)$$

这与参考值 $1.76 \times 10^{11} \text{ C/kg}$ 在两位有效数字的水平上一致.

V. 结论

本实验使用气压扫描式 Fabry-Pérot 干涉仪测量了 Hg 的 546.1 nm 光谱线并观察到了谱线的精细结构 (图 3), 随后我们施加了 1 T 的磁场, 在垂直磁场的方向上观察了谱线的 Zeeman 分裂并分别测量了分裂谱中的 π 线和 σ 线. 根据实验观测到的 Zeeman 分裂谱, 我们进一步计算了各个子谱线的相对强度及它们相对原 546.1 nm 光谱线的位移, 发现实验结果与理论计算在总体上相符但对具体谱线而言有一定出入. 最后, 我们利用各子谱线位置的偏移量计算了 Lorentz 因子并进而得到了电子荷质比的实验值 $1.72 \times 10^{11} \text{ C/kg}$, 这和参考值在两位有效数字的水平上一致.

[1] 吴思诚, 荀坤. 近代物理实验. 高等教育出版社, 4 edition, 2015.

[2] Gerhard Herzberg and John William Tranter Spinks. *Atomic Spectra and Atomic Structure*. Courier Corporation, 1 1944.