

近代物理实验

南京航空航天大学
应用物理系 物理实验中心

2002年9月

目 录

实验 1 塞曼效应·····	1
实验 2 微波实验·····	10
实验 3 核磁共振·····	25
实验 4 电子自旋共振·····	34
实验 5 NaI (TI) 单晶 γ 闪烁谱仪·····	39
实验 6 验证快速电子动量与动能的相对论关系·····	48
实验 7 X 射线荧光光谱分析·····	61
实验 8 高 T_c 超导体临界温度的电阻测量法·····	66
实验 9 扫描隧道显微镜·····	80
实验 10 空间滤波与 θ 调制·····	87

实验 1 塞曼效应

塞曼效应实验是物理学史上的一个著名实验。1896 年，荷兰著名的实验物理学家塞曼(Zeeman)发现当光源置于足够强的磁场中时，原来的一条光谱线，分裂成几条光谱线，分裂的谱线成分是偏振的，分裂的条数随能级的类别而不同，这种现象称为塞曼效应。

早年把那些谱线分裂为三条而裂距(相邻两谱线的波数差)按波数计算正好等于一个洛伦兹单位($L = eB/4\pi mc$)的现象叫做正常塞曼效应。正常塞曼效应是原子内纯电子轨道运动的塞曼效应，应用经典理论就能给予解释。实际上大多数物质的谱线在磁场中分裂的谱线多于三条，谱线的裂距可以大于也可以小于一个洛伦兹单位，人们称这类现象为反常塞曼效应。反常塞曼效应只有用量子理论才能得到满意的解释。

从塞曼效应的实验结果中可以得到有关能级分裂的数据，即由能级分裂的个数可以知道能级的 J 值，由能级的裂距可以知道 g 因数。因此，至今塞曼效应仍然是研究原子内部能级结构的重要方法之一。1902 年塞曼因这一发现与洛伦兹共享诺贝尔物理学奖。

塞曼效应实验涉及光、机、电、磁等多方面的知识和多种测量技术，是一个很好的综合性物理实验。由于它与近代物理概念密切联系，而对实验操作技术要求也较高，所以实验前必须充分准备，认真对待，以取得预期的效果。

一、实验目的

- 1、了解原子在磁场中能级的分裂和测量电子荷质比 e/m 的原理；
- 2、学习光路调节和标准具、高斯计的使用方法。

二、实验原理

1、原子的总磁矩与总角动量的关系

严格来说，原子的总磁矩由电子磁矩和核磁矩两部分组成，但由于后者比前者小三个数量级以上，所以暂时只考虑电子的磁矩这一部分。原子中的电子由于作轨道运动产生轨道磁矩，电子还具有自旋运动产生自旋磁矩。根据量子力学的结果，电子的轨道角动量 \vec{P}_L 和轨道磁矩 $\vec{\mu}_L$ 以及自旋角动量 \vec{P}_S 和自旋磁矩 $\vec{\mu}_S$ 在数值上有下列关系：

$$\mu_L = \frac{e}{2m} P_L, \quad P_L = \sqrt{L(L+1)} \frac{h}{2\pi},$$
$$\mu_S = \frac{e}{m} P_S, \quad P_S = \sqrt{S(S+1)} \frac{h}{2\pi}$$

式中 e 、 m 分别表示电子电荷和电子质量； L 、 S 分别表示轨道量子数和自旋量子数； h 为普朗克常数。轨道角动量和自旋角动量合成原子的总角动量 \vec{P}_J ， J 为总角动量子数；轨道磁矩和自旋磁矩合成原子的总磁矩 $\vec{\mu}$ ，如图 1-1 所示。

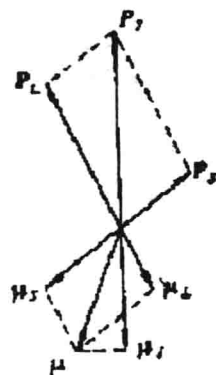


图 1-1 角动量和磁矩矢量图

由于 μ_S 和 P_S 的比值是 μ_L 和 P_L 比值的两倍，因此合成的原子总磁矩 $\vec{\mu}$ 不在总角动量 \vec{P}_J 方向上。但由于 \vec{P}_L 和 \vec{P}_S 是绕 \vec{P}_J 旋进的，因此 $\vec{\mu}_L$ 、 $\vec{\mu}_S$ 和 $\vec{\mu}$ 都绕 \vec{P}_J 的延线旋进。把 $\vec{\mu}$ 分解成两个分量：一个沿 \vec{P}_J 的延线，称为 $\vec{\mu}_J$ ，这是有确定方向的恒量；另一个是垂直于 \vec{P}_J 的，它绕着 \vec{P}_J 转动，对外平均效果为零。因此，对外发生效果的是 $\vec{\mu}_J$ 。

按照图 1-1 进行矢量运算，可以得到 $\vec{\mu}_J$ 与 \vec{P}_J 数值上的关系为

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

式中

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

叫做朗德(Lande) g 因数，它表征单电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。具有两个或两个以上电子的原子，可以证明磁矩与原子的总角动量的表达式仍与式(1-1)相同，但 g 因数随着耦合类型的不同有两种计算方法。对于 LS 耦合，与单电子的 g 因数有相同的形式，只是 L 、 S 和 J 是各电子耦合后的数值。若是 Jj 耦合， g 因数的表达式为

$$g = g_l \frac{J(J+1) + j_l(j_l+1) - J_p(J_p+1)}{2J(J+1)} + g_p \frac{J(J+1) - j_l(j_l+1) + J_p(J_p+1)}{2J(J+1)}$$

如果原子有 n 个电子， j_i 、 g_i 分别表示一个电子的 J 值和 g 因数。 J_p 、 g_p 分别表示其余的 $(n-1)$ 个电子总数的 J 值和 g 因数，它可以从一个电子开始采取逐个增加的办法由 Jj 耦合得到， J_p 和 g_p 也可能是 $(n-1)$ 个电子 LS 耦合的结果。

2、外磁场对原子能级的影响

原子的总磁矩在外磁场中受到力矩 \vec{L} 的作用

$$\vec{L} = \vec{\mu}_J \times \vec{B}$$

式中 \vec{B} 表示磁感应强度。力矩 \vec{L} 使角动量发生旋进，见图 1-2，可以证明，旋进引起附加的能量为

$$\Delta E = -\mu_J B \cos \alpha$$

把式(1-1)代入上式并注意到 α 和 β 互为补角，得

$$\Delta E = g \frac{e}{2m} P_J B \cos \beta \quad (1-2)$$

由于 $\vec{\mu}_J$ 和 \vec{P}_J 在磁场中取向是量子化的，也就是 β 角不是任意的。 \vec{P}_J 的分量只能是 \hbar 的整数倍，即

$$P_J \cos \beta = M \frac{\hbar}{2\pi}, \quad M = J, (J-1), \dots, -J \quad (1-3)$$

共有 $(2J+1)$ 个 M 值，把式(1-3)代入式(1-2)得

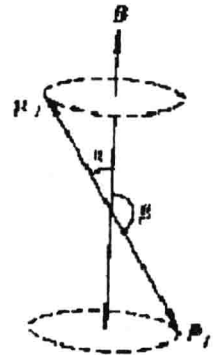


图 1-2 角动量的旋进

$$\Delta E = Mg \frac{eh}{4\pi m} B \quad (1-4)$$

这样，无外磁场时的一个能级，在外磁场的作用下分裂成 $(2J+1)$ 个子能级，分裂的能级是等间隔的，每个能级附加的能量由 $(1-4)$ 决定，它正比于外磁场 B 和朗德 g 因数。

3、塞曼能级跃迁的选择定则

对于能级 E_2 和 E_1 之间的跃迁，光谱线的频率 ν 满足下式：

$$\nu = \frac{1}{h}(E_2 - E_1)$$

在磁场中，上、下能级分别分裂为 $(2J_2+1)$ 和 $(2J_1+1)$ 个子能级，附加的能量分别为 ΔE_2 和 ΔE_1 ，新的谱线频率为

$$\nu' = \frac{1}{h}(E_2 + \Delta E_2) - \frac{1}{h}(E_1 + \Delta E_1)$$

分裂谱线的频率差为

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

分裂谱线的波数差为

$$\Delta\tilde{\nu} = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{eB}{4\pi mc} = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \tilde{L}$$

式中

$$\tilde{L} = \frac{eB}{4\pi mc} = 0.467 B$$

称为洛伦兹单位，若 B 的单位用 T (特斯拉)，则 \tilde{L} 的单位为 cm^{-1} 。

塞曼约迁的选择定则为 $\Delta M = 0, \pm 1$ 。

当 $\Delta M = 0$ ，垂直于磁场观察时产生线偏振光，线偏振光的振动方向平行于磁场，称为 π 线。（当 $\Delta J = 0$ 时，不存在 $M_2 = 0 \rightarrow M_1 = 0$ 的跃迁。）平行于磁场方向观察时 π 成分不出现。

当 $\Delta M = \pm 1$ ，垂直于磁场观察时产生线偏振光，线偏振光的振动方向垂直于磁场，叫做 σ 线；平行于磁场方向观察时，产生圆偏振光，圆偏振光的转向依赖于 ΔM 的正负号、磁场方向以及观察者相对于磁场的方向。 $\Delta M = 1$ ，偏振转向是沿磁场方向前进的螺旋转动方向，磁场指向观察者时，为左旋圆偏振光； $\Delta M = -1$ ，偏振转向是沿磁场方向倒退的螺旋转动方向，磁场指向观察者时，为右旋圆偏振光。根据在辐射过程中，原子和发出的光子作为整体的角动量是守恒这一原理，可以解释偏振光现象。

现以汞的 546.1 nm 绿谱线为例说明谱线的分裂情况。波长 546.1 nm 的谱线是汞原子从 $\{6S\ 7S\} \ ^3S_1$ 到 $\{6S\ 6P\} \ ^3P_2$ 能级跃迁时产生的，其上下能级有关的量子数值列表如下：

	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	-2
Mg	2	0	-2	3	3/2	0	-3/2	-3

可见，Hg 546.1nm 一条谱线在磁场中分裂成九条谱线。垂直于磁场观察，中间三条谱线为 π 成分，两边各三条谱线为 σ 成分；沿着磁场方向观察， π 成分不出现，对应的六条 σ 线分别为右旋圆偏振光和左旋圆偏振光。若设原谱线的强度为 100，则其他各谱线的强度约为 75，37.5，12.5 等，见图 1-3。

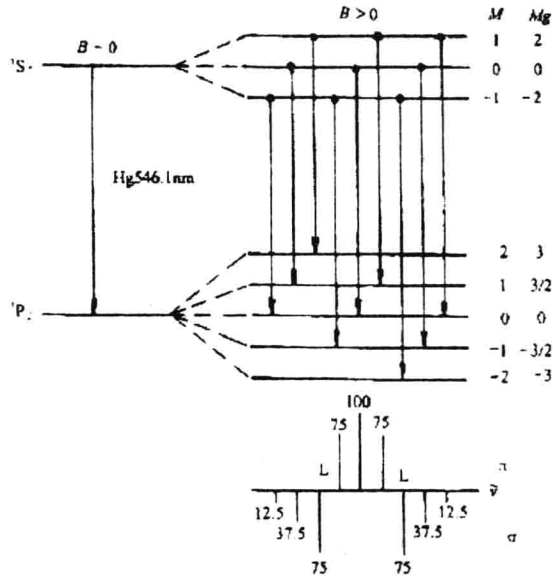


图 1-3 Hg(546.1nm)谱线在磁场中分裂图

4、布里—珀罗(Fabry-Perot)标准具

若用 0.5T 的磁场观察塞曼分裂时，一个洛伦兹单位约为 0.2cm^{-1} ，一般光谱线最大的塞曼分裂仅有几个洛伦兹单位，因此要观察波数间隔为 $0.1\sim 1.0\text{cm}^{-1}$ 的光谱线，用一般棱镜光谱仪是很困难的。根据 $\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta\tilde{\nu}$ ，设波长 $\lambda=500\text{nm}$ ，在 $B=1.0\text{T}$ 的磁场中，则分裂谱线的波长差 $\Delta\lambda=0.1\text{\AA}$ 。要观察如此小的波长差，需采用高分辨率的仪器，如法布里—珀罗标准具(简称 F-P 标准具)。

F-P 标准具是由两块平面玻璃板及板间的一个间隔圈组成。平面玻璃板的内表面加工精度要求优于 $1/30$ 波长，表面镀有高反射膜，膜的反射率大于 90%。间隔圈用膨胀系数很小的熔融石英材料精加工成一定的厚度，用来保证两块平面玻璃板之间精确的平行度和稳定的间距。

标准具的光路如图 1-4 所示。当单色光 S 以小角度 θ 入射到标准具的 M 平面时，入射光束经 M 表面及 M' 表面多次反射和透射，分别形成一系列相互平行的反射光束 1, 2,

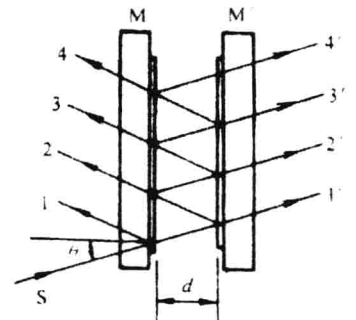


图 1-4 标准具光路

3, 4, ...及透射光束 1', 2', 3', 4', ..., 这些相邻光束之间有一定的光程差 Δl

$$\Delta l = 2nd \cos \theta \quad (1-5)$$

式中 d 为两平行板之间的间距, n 为两平行板之间介质的折射率(标准具在空气中使用时 $n=1$), θ 为光束在 M 和 M' 界面上的入射角。这一系列互相平行并有一定光程差的光束在无穷远处或在透镜的焦平面上发生干涉。当光程差为波长的整数倍时产生干涉极大值, 即

$$2d \cos \theta = K\lambda \quad (1-6)$$

式中 K 为整数, 称为干涉级数。由于标准具的间距 d 是固定的, 在波长 λ 不变的条件下, 不同的干涉级 K 对应不同的入射角 θ 。在扩展光源照明下, F-P 标准具产生等倾干涉, 其干涉条纹是一组同心圆环。中心处 $\theta = 0$, $\cos \theta = 1$, 级次 K 最大, $K_{\max} = 2d/\lambda$ 。向外不同半径的同心圆环亮环依次为 $K-1, K-2, \dots$, 如图 1-5 所示。

由于标准具是多光束干涉, 干涉条纹的宽度是非常细锐的。条纹越细锐表示仪器的分辨能力越高。标准具有两个特征参量, 即分辨本领和自由光谱范围。

(1) 分辨本领

定义 $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ 为光谱仪的分辨本领, 对于 F-P 标准具, 分辨本领

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = KN_e \quad (1-7)$$

K 为干涉级数, N_e 为精细常数, 它的物理意义是在相邻两个干涉级之间能够分辨的最大条纹数, 它只依赖于平板内表面反射膜的反射率 R

$$N_e = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

反射率越高, 精细度越大, 仪器能够分辨的条纹数越多, 也就是仪器的分辨本领愈高。例如, 当 $R = 90\%$ 时, 可以算出 $N_e = 30$, 即在一个干涉级内大约能分辨 30 条光谱线。

使用标准具时光近似于正入射, $\cos \theta \approx 1$, 从(1-6)式可得 $K = \frac{2d}{\lambda}$ 。将 K 和 N_e 代入(1-7)

式得

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = KN_e = \frac{2d\pi\sqrt{R}}{\lambda(1-R)} \quad (1-8)$$

例如对于 $\lambda = 500 \text{ nm}$, $d = 5 \text{ mm}$, $R = 90\%$, 可得仪器的分辨本领

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 6 \times 10^5, \text{ 得 } \Delta\lambda \approx 0.01 \text{ \AA}$$

可见 F-P 标准具是一种分辨本领很高的光谱仪器。正因为如此, 它才能被用来研究单个谱线的精细结构。当然, 实际上由于 F-P 板内表面加工精度有一定误差, 反射膜层的不均匀以及有散射损耗等因素, 仪器的实际分辨本领要比理论值低。

(2) 自由光谱范围

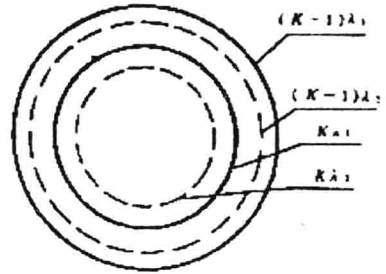


图 1-5 标准具等倾干涉图

考虑同一光源发出的两束具有微小波长差的单色光 λ_1 和 λ_2 (设 $\lambda_2 > \lambda_1$) 入射的情况, 它们将分别形成一套圆环花纹。对同一干涉级, 波长长的干涉环直径小, 如图 1-5 所示。如果 λ_1 、 λ_2 的波长差逐渐加大, 使得 λ_1 的第 K 级亮环与 λ_2 的第 $(K-1)$ 级亮环重叠, 即有

$$2d \cos \theta = K\lambda_1 = (K-1)\lambda_2$$

则
$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{\lambda_2}{K}$$

由于 F-P 标准具中, 大多数情况下 $\cos \theta \approx 1$, 所以上式中 $K \approx \frac{2d}{\lambda_1}$, 因此

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2d}$$

近似可认为 $\lambda_1 \lambda_2 = \lambda^2 = \lambda^2$, 则

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d}$$

用波数差表示

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d} \tag{1-9}$$

$\Delta\lambda$ 或 $\Delta\tilde{\nu}$ 定义为标准具的自由光谱范围, 它表明在给定间隔圈厚度 d 的标准具中, 若入射光的波长在 $\lambda \sim \lambda + \Delta\lambda$ 之间(或波数在 $\tilde{\nu} \sim \tilde{\nu} + \Delta\tilde{\nu}$ 之间), 则所产生的干涉圆环不重叠。若被研究的谱线波长差大于自由光谱范围, 两套花纹之间就要发生重叠或错级, 给分析辨认带来困难。因此, 在使用标准具时, 应根据被研究对象的光谱波长范围来确定间隔圈的厚度。

应用 F-P 标准具测量各分裂谱线的波长或波长差是通过测量干涉环的直径实现的, 如图 1-6 所示, 用透镜将 F-P 标准具的干涉圆环成像在焦平面上, 则出射角为 θ 的圆环, 其直径 D 与透镜焦距 f 间的关系为

$$\tan \theta = \frac{D}{2f}$$

对于近中心的圆环, θ 很小, 可认为 $\theta \approx \sin \theta \approx \tan \theta$; 而

$$\cos \theta = 1 - 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} = 1 - \frac{\theta^2}{2} = 1 - \frac{D^2}{8f^2}$$

代入(1-6)式得

$$2d \cos \theta = 2d \left(1 - \frac{D^2}{8f^2} \right) = K\lambda \tag{1-10}$$

由上式可推得, 同一波长 λ 相邻两级 K 和 $(K-1)$ 级圆环直径的平方差

$$\Delta D^2 = D_{K-1}^2 - D_K^2 = \frac{4f^2 \lambda}{d} \tag{1-11}$$

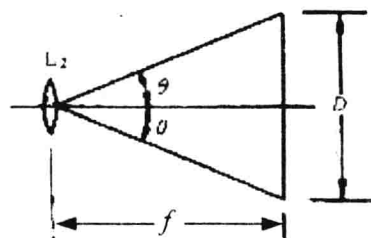


图 1-6 入射角与干涉圆环直径关系

可见 ΔD^2 是与干涉级数无关的常数。

设波长 λ_a 和 λ_b 第 K 级干涉圆环的直径分别为 D_a 和 D_b ，则由式(1-10)和(1-11)得

$$\lambda_a - \lambda_b = \frac{d}{4f^2 K} (D_b^2 - D_a^2) = \left(\frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \right) \frac{\lambda}{K}$$

将 $K = \frac{2d}{\lambda}$ 代入上式，得

$$\text{波长差} \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d} \left(\frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \right) \quad (1-12)$$

$$\text{波数差} \quad \Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d} \left(\frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \right) \quad (1-13)$$

测量时可用 $(K-2)$ 或 $(K-3)$ 级圆环。由于标准具间隔圈厚度 d 比波长 λ 大得多，中心处圆环的干涉级数 K 是很大的，因此用 $(K-2)$ 或 $(K-3)$ 代替 K ，引入的误差可忽略不计。

对于正常塞曼效应，分裂的波数差为

$$\Delta\tilde{\nu} = \tilde{L} = \frac{eB}{4\pi mc}$$

代入(1-13)式得

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi c}{dB} \left(\frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \right) \quad (1-14)$$

已知 d 和 B ，从塞曼分裂的图片中测出各环直径，就可计算电子荷质比 e/m 值。

对于反常塞曼效应，分裂后相邻谱线的波数差是洛伦兹单位 \tilde{L} 的某一倍数，注意到这一点，用同样的方法也可计算出电子荷质比。

三、实验装置

本实验装置如图 1-7 所示，图中：

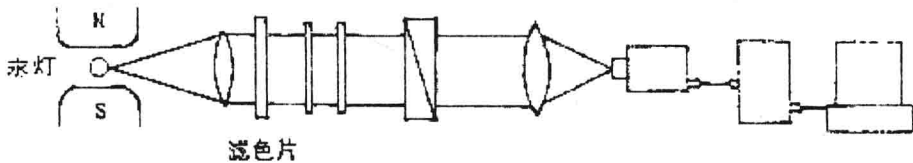


图 1-7 塞曼效应实验装置示意图

J 为光源，本实验用水银辉光放电管(笔型汞灯)，固定于两磁极之间的灯架上，由交流 220V 通过升压变压器供电(使用时应严防触电)，可发出很强的谱线；

N, S 为电磁铁的磁极，励磁电流由一低压直流稳压电源供给，增大励磁电流至 5A 时，磁感应强度可达 13000 高斯(用高斯计测量)；

L_1 为会聚透镜，光源经会聚透镜均匀地入射到 F-P 标准具上，使通过标准具的光强

增强:

F 为透射干涉滤光片(常和 F-P 标准具做成一体);

F-P 为法布里—珀罗标准具;

P 为偏振片, 在垂直磁场方向观察时用以鉴别 π 成分和 σ 成分。在沿磁场方向观察时与 1/4 波片一起用以鉴别左旋或右旋圆偏振光;

L_2 为成像透镜, 使标准具的干涉图样成像在 CCD 的光敏面上;

CCD 为摄像机, 便于在监视器上观测干涉图样;

AV 为图像采集卡, 将 CCD 采集的视频信号转变成数字信号输入计算机;

PC 为计算机, 用以对图像进行存贮、显示、处理、分析计算和输出结果等。

四、实验内容

通过实验观察 Hg(546.1nm)绿线在外磁场中的分裂情况, 并测量 e/m 值。

- 1、共轴等高调节。接通笔型汞灯电源, 调整光学系统各部件, 使之与灯源在同一轴线上, 光束通过每个光学元件的中心。调节透镜 L_1 的位置, 使灯管位于透镜的焦平面附近。调整 F-P 标准具的位置, 使之靠近透镜 L_1 , 尽可能使强度均匀的光束落在 F-P 标准具上。
- 2、法布里—珀罗标准具的调整。法布里—珀罗标准具的一对玻璃片及间隔圈装在钢制的支架上, 靠三个有压紧弹簧的螺丝来调整它的两个内表面的平行度。平行度的要求是很严格的, 判断的标准是: 用单色光照明标准具, 从它的透射方向观察, 可以看到一组同心干涉圆环。当观察者的眼睛上下左右移动时, 如果标准具两个表面是严格平行的, 即两内表面各处的距离 d 相等, 干涉环的大小应不随眼睛的移动而变化。否则, 当眼睛移动的方向是 d 增大的方向时, 则有干涉条纹从中心冒出来或中心处的条纹向外扩大, 这时应把这个方向的螺丝压紧, 或把相反方向的螺丝放松。这种调节是非常严格的, 必须经过多次仔细调节, 使干涉圆环的直径不随眼睛的移动而变化。
- 3、通过可调光具座, 纵、横向调节测量望远镜位置使之与 F-P 标准具同轴, 此时在目镜中看到的各级干涉环中心应位于视场中央, 且亮度均匀、条纹细锐、对称性好。
- 4、接通励磁电源, 缓慢地增加励磁电流, 这时从测量望远镜目镜中可观察到细锐的干涉条纹(圆环)逐渐变粗, 然后分裂。随着励磁电流的逐渐增大, 谱线的分裂宽度也在不断增宽, 谱线分裂变得清晰。将偏振片放在测量望远镜与 F-P 标准具中间, 当旋转偏振片为 0° 、 45° 、 90° 不同位置时, 可观察到偏振性质不同的 π 成分和 σ 成分。
- 5、拿下测量望远镜的目镜, 将 CCD 摄像头旋在目镜筒上, 再把 12V 直流电源接到摄像头上, 用视频电缆将摄像头视频输出接到图像卡的视频输入上, 按下列步骤用计算机采集干涉图样: Win98 → 开始 → 程序 → AverMedia EZCapture → Video Capture 打开 Video Capture 对话框, 在菜单中点击 Options, 选择 Video Format 为 640×480 , 选择 Video Source 为 PAL-B,D,G,H,I, 点击 View 选 Overlay, 在窗口中可看到干涉圆环, 调节 CCD 摄像镜头直至监视器上呈现清晰、细锐的干涉圆环。点 Capture 选 Single Frame 则可采下图像, 点 File 选 Save Single Frame 则打开“另存为”对话框, 为文件命名, 将图像存为 Bmp 文件, 存贮在 My Documents 文件夹中并记住文件名。
- 6、打开 Zeeman 图像处理软件, 选择手动测量圆环半径。点击左上角书本(打开)图标, 根据图像文件路径打开 Bmp 文件, 干涉圆环在窗口中出现, 用鼠标三点定一圆。对 π 成分, 测量 K 级和 (K-1) 级的 6 个圆环, 点“开始”, 模拟圆环变色, 拉开图像窗口(或最小化), 则在数据列表中给出圆心的 X、Y 坐标以及圆半径的数值(以像元为

单位)。

点磁场输入框旁的计算器图标, 2 秒钟后显示数据分析。输入 F-P 间距 ($d=0.25\text{cm}$) 和磁感应强度值(由高斯计测量,以特斯拉为单位), 然后点 Start, 则在结果框中给出电子荷质比及误差值。

五、思考题

已知标准具间隔厚度 $d=5\text{mm}$, 该标准具的自由光谱范围为多大?根据标准具自由光谱范围及 546.1nm 谱线在磁场中的分裂情况, 对磁感应强度 B 有何要求?若磁感应强度 B 达到 0.62T , 分裂谱线中哪几条将会发生重叠?

实验2 微波实验

一、微波知识

微波技术是近代发展起来的一门尖端科学技术。微波技术不仅在国防、工业、农业和通信等方面有着广泛的应用，在科学研究中也是一种重要的观察手段。微波的研究和测试设备都和无线电波的不同。本课程中安排微波实验的目的在于：学习微波的基本知识和基本测量技术，并以微波为科学研究手段来观测物理现象。

1、微波及其特点

微波是波长很短（也就是频率很高）的电磁波。具体说，“微波”一般是指波长从1m-1mm范围内的电磁波，它的频率处在300-300000MHz范围内，所以也称为“超高频”。根据频率 f 、波长 λ 和电磁波在真空中的传播速度 c 之间的关系式 $\lambda f=c$ ，可以算出电磁波的波长和频率的对应值。

微波介于超短波和红外线之间，它可以细分为“分米波”（波长为10~1dm）、“厘米波”（波长为10~1cm）和“毫米波”（波长为10~1mm）。波长在1mm以下至红外线之间的电磁波，称为“亚毫米波”或“超微波”，这是一个正在开发的波段。

对微波的只有数量（波长和频率）的概念而没有本质的认识，是非常不够的，在充分了解微波的特性之后，才能加深对微波的理解。下面介绍微波的几个主要特点。

- ① **波长短**：微波的波长比一般物体（如飞机轮船火箭建筑物等）的尺寸要小得多。在这种情况下，微波和几何光学中的光很相似，具有直线传播的性质。利用这个特点，就能在微波波段制成方向性极好的天线系统，也可以接收到地面和宇宙空间各种物质反射回来的微弱回波，从而确定物体的方位和距离，这一特性使得微波技术在雷达、导航和通讯中有着广泛的应用。此外，微波传输线、微波元件和微波测量设备的线度与波长具有相近的数量级，因此一般无线电元件如电阻、电容、电感等元件由于辐射效应和趋肤效应都不能用了，必须用原理上完全不同的微波元件（波导管、波导元件、谐振腔等）来代替。
- ② **频率高**：微波的电磁振荡周期（ $10^{-9} \sim 10^{-12}$ s）很短，已经和电子管中电子在电极间飞越时间（约 10^{-9} s）可以比拟，甚至还要小。在低频时，电子在普通电子管中电极间的飞越时间，与信号的振荡周期相比可以忽略，但是在微波波段就不是这样了。因此，普通电子管已经不能用作微波振荡器、放大器和检波器，而必须采用原理上完全不同的电子管（速调管、磁控管和行波管等）、微波固体器件和量子器件来代替。电磁波是以光速传播的，从电路的一端传到另一端需要一定的时间，这就是“延时效应”。在一般低频电路中的延时远小于振荡周期，可以忽略，但是在微波电路中的延时与周期可以比拟，因此研究微波问题时，电磁场及电磁波的概念和方法就显得十分重要了。
- ③ **量子特性**：在微波波段，电磁波每个量子的能量范围大约是 $10^{-6} \sim 10^{-3}$ eV，许多原子和分子发射和吸收的电磁波的波长正好处在微波波段内。人们利用这一特点来研究分子和原子的结构，发展了微波波谱学和量子电子学等尖端学科，并研制了低噪

音的量子放大器和准确的分子钟。

- ④ 能穿透电离层：微波可以畅通无阻地穿过地球上空的电离层，为卫星通讯、宇航通讯和射电天文学的研究和发展提供了广阔的前途。

综上所述，微波具有自己的特点，不论在处理问题时运用的概念和方法上，还是在实应用的微波系统的原理和结构上，都与低频电路迥然不同，这就清楚地说明把微波作为一门独立学科来研究的必要性和重要性。

2、微波是一种重要的科学研究手段

微波的应用十分广泛，它不仅在国防科学和国民经济中起着重要的作用，而且是发展近代尖端学科的一种重要的科学研究手段。现在简单介绍微波应用的几个主要方面，着重说明微波作为科学研究手段的问题。

- ① **雷达**：微波的早期发展和雷达密切相关。在第二次世界大战期间由于雷达的迫切需要，微波技术得到迅速发展。现代雷达的种类繁多，除军用雷达（例如超远程预警雷达、相控阵雷达等）外，还发展了多种民用雷达（例如气象雷达、导航雷达等）。
- ② **通讯**：微波的可用频带较宽，信息容量大，在需要很大信息量的通讯（例如多路通讯）中可用作载波。微波中继通讯和卫星通讯在人们生活中已得到广泛应用。
- ③ **科学研究手段**：微波作为一种观测手段，为科学的发展作出了重要的贡献。例如磁共振研究、射电天文观察、电子直线加速器、等离子体参量测量、约瑟夫森效应、精细的频谱分析和遥感技术等方面都要用到微波。
- ④ **微波能**：将微波作为一种能量加以利用，例如微波加热就是利用某些吸收微波能所产生的热效应进行加热，具有内外同热、均匀迅速等优点。微波加热在工业、农业、医疗以及食物烹调等方面都有着重要作用。

现在，我们举一些例子，看看微波作为科学研究手段对于推动科学发展所起的重大作用。

观测微波与物质相互作用所发生的物理现象，一方面可以研究物质的原子和分子的结构，另一方面可以研究发生特殊效应的有关机制并开辟新用途。例如利用微波磁共振方法来观测顺磁物质的特性，测定 g 因子、共振线宽和弛豫时间等等，可以研究共振的机制和分子能级的精细结构。

原子钟是工作于微波波段的一种时间基准，它的准确度和稳定性比原来的天文钟高得多。国际计量大会（1968年）已决议：定义时间单位“秒”为铯-133原子基态的两个超精细能级之间所对应的辐射的 9192631770 个周期的持续时间，这根谱线的频率（9192631770Hz）就处于微波波段。

以微波为主要观测手段的射电天文学的发展，扩大了天文观察的视野。所谓 60 年代天文学的四大发现——类星体、中子星、2.7K 背景辐射和星际有机分子，全都是微波作为主要观测手段而发展的。

二、微波实验的目的要求

微波实验的目的在于：学习微波基础知识和掌握微波基本测量技术；学习用微波作为观测手段来研究物理现象。

具体地说，通过微波实验，在微波知识方面要求了解并掌握：

- 1、固体微波源（体效应管）的原理、结构和微波信号源的使用方法；
- 2、波导管的工作状态；

- 3、谐振腔的振荡模式、谐振曲线和品质因数；
- 4、三种基本量测量——驻波、功率和频率的测量。

在学习微波作为科学研究手段方面，要求：

- 1、了解观测的物理现象和测定的物理参数；
- 2、掌握测量原理、实验条件和测量方法；
- 3、分析实验结果并做必要的讨论。

三、实验内容 1：特性和基本测量

在普通无线电波段中，分布参数的影响往往可以忽略，但在微波波段中则不然，由于微波的波长很短，传输线上的电压、电流既是时间的函数，又是位置的函数，使得电磁场的能量分布于整个微波电路而形成“分布参数”，导致微波的传输与普通无线电波段完全不同。在本实验中我们将学习在处理微波段问题时所采用的方法，以加深对微波基本知识的理解。本实验使用的微波振荡源可选择反射速调管振荡器，也可选择固态源，但相应的实验内容及要求稍有不同。

本实验是微波实验中的基础实验之一，要求学会使用基本微波器件，了解微波振荡源的基本工作特性和微波的传输特性，并掌握频率、功率以及驻波比等基本量的测量。

1、实验原理

- ① **微波的传输特性。**在微波波段，为了避免导线辐射损耗和趋肤效应等的影响，一般采用波导作为微波传输线。微波在波导中传输具有横电波(TE 波)、横磁波(TM 波)和横电波与横磁波的混合波三种形式。矩形波导是较常用的传输线之一，它能传输各种波型的横电波(TE 波)和横磁波(TM 波)。微波实验中使用的标准矩形波导管，通常采用的传输波型是 TE_{10} 波。

波导中存在入射波和反射波，描述波导管中匹配和反射程度的物理量和驻波比或反射系数，依据终端负载的不同，波导管具有三种工作状态：

- (1) 当终端接“匹配负载”时，反射波不存在，波导中呈行波状态；
 - (2) 当终端接“短路片”、开路或接纯电抗性负载时，终端全反射，波导中呈纯驻波状态；
 - (3) 一般情况下，终端是部分反射，波导中传输的既不是行波，也不是纯驻波，而是呈行驻波状态。
- ② **微波频率的测量。**微波的频率是表征微波信号的一个重要物理量，频率的测量通常采用数字式频率计或吸收式频率计进行测量。下面主要介绍较常用的吸收式频率计的工作原理。当调节频率计，使其自身空腔的固有频率与微波信号频率相同时，则产生谐振，此时通过连接在微波通路上的微安表或功率计可观察到信号幅度明显减小的现象。注意，应以减幅最大的位置作为判断频率测量值的依据。
 - ③ **微波功率的测量。**微波功率是表征微波信号强弱的一个物理量。通常采用替代或比较的方法进行测量。也就是将微波功率借助于能量转换器转换成易于测量的低频或直流物理量，来实现微波功率的测量。实验室中通常采用吸收式微瓦功率计(如 GX2A)。在功率计探头表面，用两种不同金属喷镀在薄膜基体上形成热电堆，放在同轴线的电场中间，它既是终端吸收的负载，又是热电转换元件。在未输入微波功率时，热电堆节点之间没有温差，因而没有输出；当输入微波功率时，热电元件吸收微波功率使热电堆的热节点温度升高，这就与冷节点产生温差而引起温差电动势

(微弱的直流电势), 且该元件产生的直流电势是与输入微波功率成正比例的。热电堆输出的微弱直流讯号再输入到一只高灵敏度的直流放大器作功率直读指示。

- ④ 波导波长和驻波比的测量。关于驻波比, 定义为波导中驻波极大值点与驻波极小值点的电场之比。即

$$\rho = \frac{E_{\max}}{E_{\min}} \quad (2-1)$$

其中 E_{\max} 和 E_{\min} 分别表示波导中驻波极大值点与驻波极小值点的电场强度。

实验中通常采用驻波测量线来测定波导波长和驻波比, 其结构如图 2-1 所示, 使用驻波测量线进行测量时, 要考虑探针在开槽波导管内有适当的穿伸度, 探针穿伸度一般取波导窄边宽度的 5%~10%。实验前应注意驻波测量线的调谐, 使其既有最佳灵敏度, 又使探针对微波通路的影响降至最低。一般是将测量线终端短接, 形成纯驻波场。移动探针置于波腹点, 调节测量线, 使得波腹点位置的检波电流最大, 反复进行多次驻波比的测量。由于终端负载不同, 驻波比 ρ 也有大中小之分。因此, 驻波比测量的首要问题是, 根据驻波极值点所对应的检波电流, 粗略估计驻波比的 ρ 大小。在此基础上, 再作进一步的精确测定。实验中微波信号比较弱, 可认为检波晶体(微波二极管)符合平方律检波, 即 $I \propto V^2$ 。若不然, 需进行修正。依据公式

$$\rho = \frac{E_{\max}}{E_{\min}} = \frac{\sqrt{I_{\max}}}{\sqrt{I_{\min}}} \quad (2-2)$$

求出 ρ 的粗略值后, 再按照驻波比的三种情况, 进一步精确测定 ρ 值。

a) 大驻波比($\rho > 6$)的测量。在大驻波比情况下, 检波电流 I_{\max} 与 I_{\min} 相差太大, 在波节点上检波电流极微, 在波腹点上二极管检波性远离平方律, 故不能用(1.2)式计算驻波比 ρ , 可采用“二倍极小功率法”。如图 2-2 所示, 利用驻波测量线测量极小点两旁功率为其二倍的点坐标, 进而求出 d , 则

$$\rho \approx \frac{\lambda_g}{\pi d} \quad (\rho \gg 1) \quad (2-3)$$

b) 中驻波比($1.5 \leq \rho \leq 6$)的测量, 中驻波比的情况可直接根据式(2-2)计算,

$$\rho = \frac{E_{\max}}{E_{\min}} = \frac{\sqrt{I_{\max}}}{\sqrt{I_{\min}}} \quad (2-4)$$

c) 小驻波比($1.005 \leq \rho \leq 1.5$)的测量。在小驻波比情况下, 驻波极大值点与极小值点的检波电流相差细微, 因此采用测量多个相邻波腹与波节点的检波电流值, 进而取平均的方法。

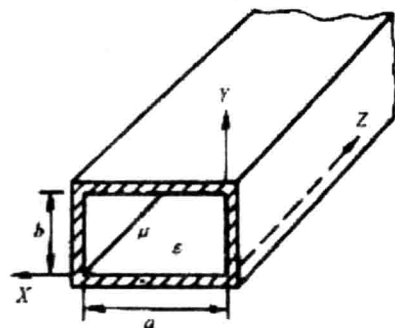


图 2-1

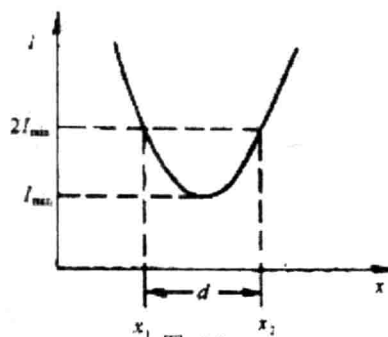


图 2-2

$$\rho = \frac{E_{\max 1} + E_{\max 2} + \cdots + E_{\max n}}{E_{\min 1} + E_{\min 2} + \cdots + E_{\min n}} = \frac{\sqrt{I_{\max 1}} + \sqrt{I_{\max 2}} + \cdots + \sqrt{I_{\max n}}}{\sqrt{I_{\min 1}} + \sqrt{I_{\min 2}} + \cdots + \sqrt{I_{\min n}}} \quad (2-5)$$

2、波导波长的测量。

波导波长在数值上为相邻两个驻波极值点(波腹或波节)距离的两倍。由于场强在极大值点附近变化缓慢，峰顶位置不易确定，实际采用测定驻波极小点的位置来求出波导波长。考虑到驻波极小点附近变化平缓，因而测量值不够准确。为此，测量时通常不采取直接测量驻波极小点位置的方式，而是通过平均值法间接测量。亦即测极小点附近两点(此两点在指示器上的输出幅度相等)的坐标，然后取这两点坐标的平均值，即得极小点坐标。如图 2-3 所示，两个相邻极小点的距离为半个波导波长 λ_g ，测量计算公式为

$$\frac{\lambda_g}{2} = \frac{x_2' + x_2''}{2} - \frac{x_1' + x_1''}{2}$$

即

$$\lambda_g = (x_2' + x_2'') - (x_1' + x_1'') \quad (2-6)$$

其中 (x_1', x_1'') 、 (x_2', x_2'') 分别为极小值点两旁输出幅度相等的两点坐标。

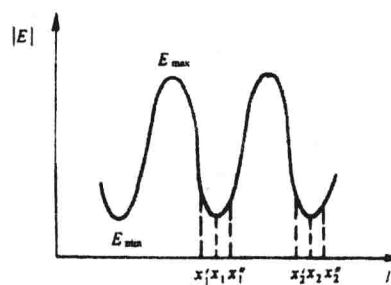


图 2-3

3、实验装置

实验装置如图 2-4 所示。其中微波振荡源为反射速调管振荡器或固态源，整个微波测量线路由 3cm 波段波导元件组成，其主要元件为隔离器、衰减器、频率计、检流计(示波器)、微瓦功率计和驻波测量线等。

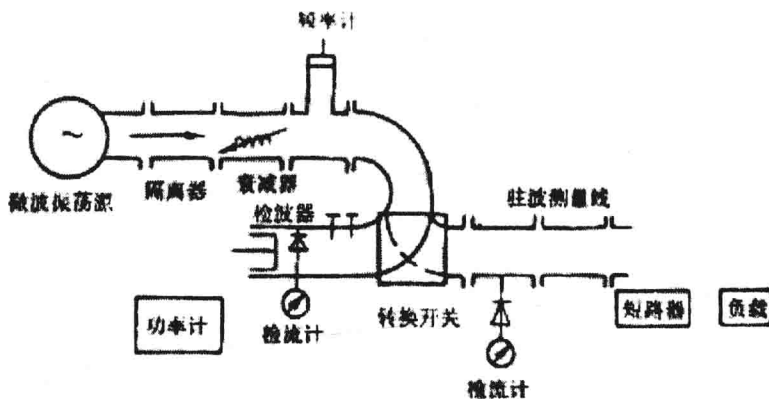


图 2-4

4、实验内容

- ① 熟悉有关仪器的基本原理和使用。根据仪器使用说明书，掌握有关仪器的使用注意事项和正确的开关机顺序。按正确顺序开启信号源，调节晶体检波器，使检流计上有微波输出，对于速调管，改变速调管的反射极电压，观察检流计上指针的变化。
- ② 频率测量。用检流计、频率计测量微波信号频率，因为热电式功率计有滞后效应，不宜用于频率测量。一般采用晶体检波器配接检流计测量频率，方法如实验原理中

所述。

③ 功率测量

(1) 速调管频率特性曲线和功率特性曲线的测量，将检流计换为数字式小功率计测量微波信号功率。开启功率计电源后先需进行量程选择和零点调整，而后才进行功率读数。依次改变速调管反射极电压，测量相应的速调管输出功率与速调管振荡频率，绘出 $P-V_R$ 和 $f-V_R$ 特性曲线。

(2) 若微波信号发生器为固态信号源，则测量微波功率值。

④ 波导波长和驻波比的测量。在微波传输线终端接上短路片，调节驻波测量线探针有合适的穿伸度。依原理所述方法测量波导波长，并把测量值与理论值作比较。换接不同终端负载，依照原理所述方法测量相应的驻波比。

5、思考与讨论

- ① 驻波测量线的调节应注意哪些问题？
- ② 驻波测量线测定波导波长的方法。波导波长 λ_g 与自由空间波长 λ 的大小关系如何？
- ③ 为什么有时晶体检波器在速调管和检波二极管都完好的情况下，会出现输出信号很小的现象，如何调节？

四、实验内容 2：微波介质特性的测量

微波技术中广泛使用各种介质材料，其中包括电介质和铁氧体材料。对微波材料的介质特性的测量，有助于获得材料的结构信息，研究材料的微波特性和设计微波器件。本实验采用谐振腔微扰法测量介质材料的特性参量，首先使用示波器观测速调管的振荡模和反射式腔的谐振曲线，了解谐振腔的工作特性；进而学习用反射式腔测量微波材料的介电常数 ϵ' 和介电损耗角正切 $\tan \delta$ 的原理和方法。

1、实验原理

谐振腔是两端封闭的金属导体空腔，具有储能、选频等特性。常见的谐振腔有矩形和圆柱形两种，本实验采用反射式矩形谐振腔。谐振腔有载品质因数可由

$$Q = \frac{f_0}{|f_1 - f_2|} \quad (2-6)$$

测定。其中 f_0 为谐振腔谐振频率， f_1 ， f_2 分别为半功率点频率。图 2-5 所示是使用平方律检波的晶体管观测谐振曲线 f_0 ， f_1 和 f_2 的示意图。

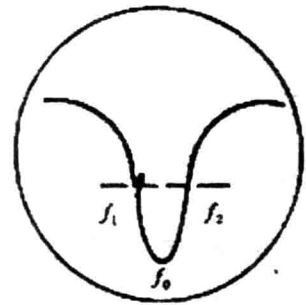


图 2-5

如果在矩形谐振腔内插入一圆柱形样品棒，样品在腔中电场的作用下就会被极化，并在极化的过程中产生能量损失。因此，谐振腔的谐振频率和品质因数将会变化。

根据电磁场理论，电介质在交变电场的作用下，存在转向极化，且在极化时存在弛豫，因此它的介电变量为复数：

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 = \epsilon_0 (\epsilon' - j\epsilon'') \quad (2-7)$$

式中 ϵ 为复介电常量， ϵ_0 为真空介电常量， ϵ_r 为介质材料的复相对介电常量， ϵ' 、 ϵ'' 分别为复介电常量的实部和虚部。