

微波系列实验

微波技术是近代发展起来的一门尖端科学技术,它不仅在通讯、原子能技术、空间技术、量子电子学以及农业生产等方面有着广泛的应用,在科学研究中也是一种重要的观测手段,微波的研究方法和测试设备都与无线电波的不同。从图 1 可以看出,微波的频率范围是处于光波和广播电视所采用的无线电波之间,因此它兼有两者的性质,却又区别于两者。与无线电波相比,微波有下述几个主要特点

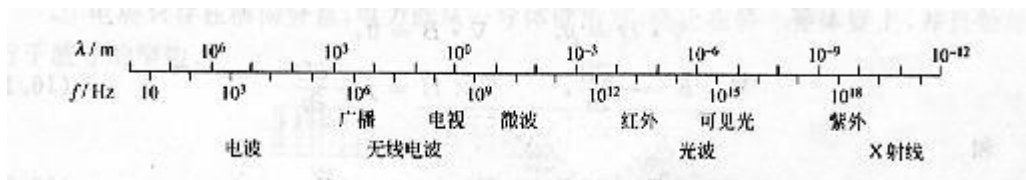


图 1 电磁波的分类

1. 波长短(1m—1mm): 具有直线传播的特性,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,也可以收到地面和宇宙空间各种物体反射回来的微弱信号,从而确定物体的方位和距离,为雷达定位、导航等领域提供了广阔的应用。

2. 频率高: 微波的电磁振荡周期(10^{-9} — 10^{-12} s)很短,已经和电子管中电子在电极间的飞越时间(约 10^{-9} s)可以比拟,甚至还小,因此普通电子管不能再用作微波器件(振荡器、放大器和检波器)中,而必须采用原理完全不同的微波电子管(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。另外,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,在导体中传播时趋肤效应和辐射变得十分严重,一般无线电元件如电阻,电容,电感等元件都不再适用,也必须用原理完全不同的微波元件(波导管、波导元件、谐振腔等)来代替。

3. 微波在研究方法上不像无线电那样去研究电路中的电压和电流,而是研究微波系统中的电磁场,以波长、功率、驻波系数等作为基本测量参量。

4. 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} ~ 10^{-3} eV,而许多原子和分子发射和吸收的电磁波的波长也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,原子钟。(北京大华无线电仪器厂)

5. 能穿透电离层: 微波可以畅通无阻地穿越地球上空的电离层,为卫星通讯,宇宙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,还是在实际应用的微波系统的原理和结构上,都与普通无线电不同。微波实验是近代物理实验的重要组成部分。

微波基本知识

一、电磁波的基本关系

描写电磁场的基本方程是:

$$\begin{aligned} \Delta \cdot D &= \rho, & \Delta \cdot B &= 0 \\ \Delta \times E &= -\frac{\partial B}{\partial t}, & \Delta \times H &= j + \frac{\partial D}{\partial t} \end{aligned} \quad (1)$$

和

$$D = \epsilon E, \quad B = \mu H, \quad j = \gamma E. \quad (2)$$

方程组(1)称为 Maxwell 方程组,方程组(2)描述了介质的性质对场的影响。

对于空气和导体的界面，由上述关系可以得到边界条件(左侧均为空气中场量)

$$E_t = 0, \quad E_n = \frac{\sigma}{\epsilon_0}, \quad (3)$$

$$H_t = i, \quad H_n = 0。$$

方程组(3)表明，在导体附近电场必须垂直于导体表面，而磁场则应平行于导体表面。

由于微波的波长短，频率高，它已经成为一种电磁辐射，所以传输微波就不能用一般的金属导线。常用的微波传输器件有同轴线、波导管、带状线和微带线等，引导电磁波传播的空心金属管称为波导管。常见的波导管有矩形波导管和圆柱形波导管两种。从电磁场理论知道，在自由空间传播的电磁波是横波，简称为 TEM 波，理论分析表明，在波导中只能存在下列两种电磁波：*TE* 波，即横电波，它的电场只有横向分量而磁场有纵向分量；*TM* 波，即横磁波，它的磁场只有横向分量而电场存在纵横分量，在实际使用中，总是把波导设计成只能传输单一波形。*TE*₁₀ 波是矩形波导中最简单和最常使用的一种波型，也称为主波型。

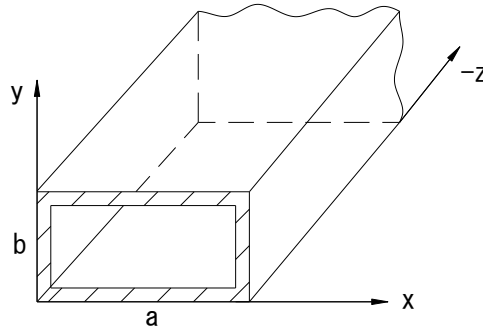


图 2 矩形波导管

一般截面为 $a \times b$ 的、均匀的、无限长的矩形波导如图 1 所示，管壁为理想导体，管内充以介电常数为 ϵ ，磁导率为 μ 的介质，则沿 z 方向传播的 *TE*₁₀ 波的各分量为

$$E_y = E_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (42)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu} \cdot E_0 \sin \frac{\pi \cdot x}{a} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (43)$$

$$H_z = i \frac{\pi}{\omega \mu a} \cdot E_0 \cos \frac{\pi \cdot x}{a} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (44)$$

$$E_x = E_z = H_y = 0 \quad (45)$$

其中 $\omega = \beta / \sqrt{\mu \epsilon}$ 为电磁波的角频率， $\beta = 2\pi / \lambda_g$ 称为相位常数，

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda / \lambda_c)^2}} \quad (46)$$

λ_g 称为波导波长, $\lambda_c = 2a$ 为截止或临界波长($a = 22.86\text{mm}$, $b = 10.16\text{mm}$), $\lambda = c / f$,

TE_{10} 波具有下列特性:

- a) 存在一个截止波长 λ_c , 只有波长 $\lambda < \lambda_c$ 的电磁波才能在波导管中传播。
- b) 波长为 λ 的电磁波在波导中传播时, 波导波长 $\lambda_g >$ 自由空间波长 λ 。
- c) 电场矢量垂直于波导宽壁 (只有 E_y), 沿 x 方向两边为 0, 中间最强, 沿 y 方向是均匀的。磁场矢量在波导宽壁的平面内 (只有 H_x 、 H_z), TE_{10} 的含义是 TE 表示电场只有横向分量。1 表示场沿宽边方向有一个最大值, 0 表示场沿窄边方向没有变化 (例如 TE_{mn} , 表示场沿宽边和窄边分别有 m 和 n 个最大值)。
- d) 磁场既有横向分量, 也有纵向分量, 磁力线环绕电力线。电磁场在波导的纵方向(z)上形成行波。

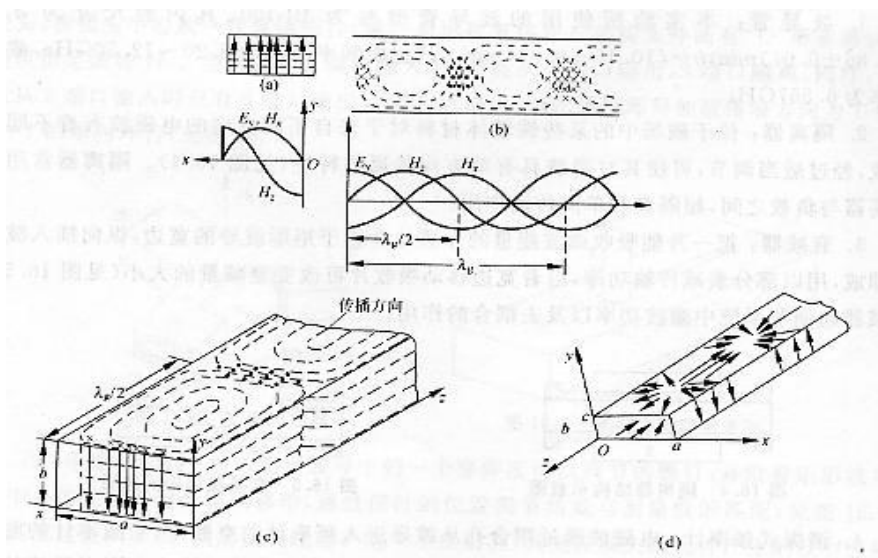


图 3 TE_{10} 波的电磁场结构 (a) , (b) , (c) 及波导壁电流分布 (d)

实际使用时, 波导不是无限长的, 它的终端一般接有负载, 当入射电磁波没有被负载全部吸收时, 波导中就存在反射波而形成驻波, 为此引入反射系数 Γ 和驻波比 ρ 来描述这种状态。

$$\Gamma = \frac{E_r}{E_i} = |\Gamma| e^{i\varphi} \quad (47)$$

$$\rho = \frac{|E_{\max}|}{|E_{\min}|} \quad (48)$$

E_r 、 E_i 分别是某横截面处电场反射波和电场入射波， φ 是它们之间的相位差。 E_{\max} 和 E_{\min} 分别是波导中驻波电场最大值和最小值。 ρ 和 Γ 的关系为

$$\rho = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (49)$$

当微波功率全部被负载吸收而没有反射时，此状态称为匹配状态，此时 $|\Gamma| = 0$ ， $\rho = 1$ ，波导内是行波状态。当终端为理想导体时，形成全反射，则 $|\Gamma| = 1$ ， $\rho = \infty$ ，称为全驻波状态。当终端为任意负载时，有部分反射，此时为行驻波状态（混波状态）。

常用微波元件

1. **微波源**：提供所需微波信号，频率范围在 8.6~9.6GHz 内可调，工作方式有等幅、方波、外调制等，实验时根据需要加以选择。

固态微波信号源：教学仪器中常用的微波振荡器有两种，一种是反射式速调管振荡器，另外一种是耿式（Gunn）二极管振荡器，也称为体效应二极管振荡器，或者称为固态源。

耿式二极管振荡器的核心是耿式二极管。耿式二极管主要是基于 n 型砷化镓的导带双谷——高能谷和低能谷结构。1963 年耿式在实验中观察到，在 n 型砷化镓样品的两端加上直流电压，当电压较小时样品电流随电压的增高而增大；当电压超过某一临界值 V_{th} 后，随着电压的增高电流反而减小，这种随着电场的增加电流下降的现象称为负阻效应，电压继续增大（ $V > V_b$ ），则电流趋向于饱和，如图 7 所示，这说明 n 型砷化镓样品具有负阻特性。

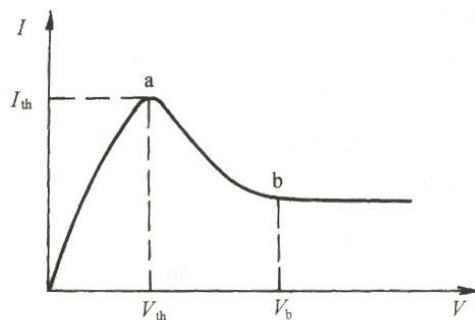


图 4 耿式二极管的电流—电压特性

砷化镓的负阻特性可以用半导体能带理论解释，如图 5 所示，砷化镓是一种多能谷材料，其中具有最低能量的主谷和能量较高的临近子谷具有不同的性质，当电子处于主谷时

有效质量 m^* 较小，则迁移率 μ 较高；当电子处于子谷时有效质量 m^* 较大，则迁移率 μ 较低。在常温且无外加磁场时，大部分电子处于电子迁移率高而有效质量低的主谷，随着外加磁场的增大，电子平均漂移速度也增大；当外加电场大到足够使主谷的电子能量增加至 0.36eV 时，部分电子转移到子谷，在那里迁移率低而有效质量较大，其结果是随着外加电压的增大，电子的平均漂移速度反而减小。

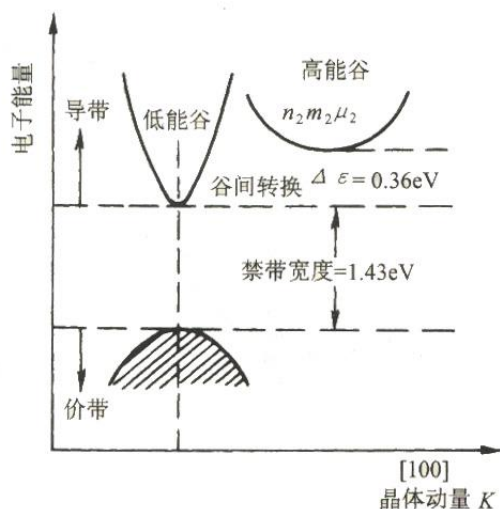


图 5 砷化镓的能带结构

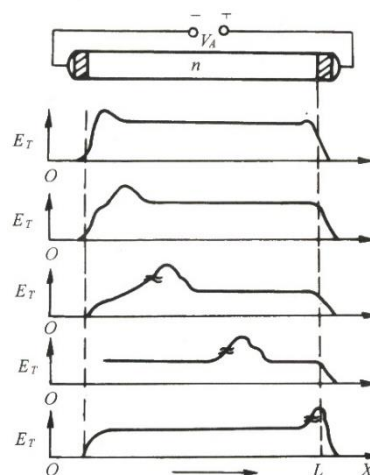


图 6 耿式管中畴的形成、传播和消失过程

图 6 所示为一耿式二极管示意图。在管两端加电压，当管内电场 E 略大于 E_T (E_T 为负阻效应起始电场强度) 时，由于管内局部电量的不均匀涨落 (通常在阴极附近)，在阴极端开始生成电荷的偶极畴，偶极畴的形成使畴内电场增大而使畴外电场下降，从而进一步使畴内的电子转入高能谷，直至畴内电子全部进入高能谷，畴不再长大。此后，偶极畴在外电场作用下以饱和漂移速度向阳极移动直至消失。而后整个电场重新上升，再次重复相同的过程，周而复始的产生畴的建立、移动和消失，构成电流的周期性振荡，形成一连串很窄的电流，这就是耿式二极管道振荡原理。

耿式二极管的工作频率主要由偶极畴的渡越时间决定，实际应用中，一般将耿式二极管装在金属谐振腔中做成振荡器，通过改变腔体内的机械调谐装置可以在一定范围内改变耿式二极管的工作频率。

2. 波导管:

本实验所使用的波导管型号为 BJ—100，其内腔尺寸为 $a = 22.86\text{mm}$ ， $b = 10.16\text{mm}$ 。其主模频率范围为 $8.20 \sim 12.50\text{GHz}$ ，截止频率为 6.557GHz 。

3. 隔离器:

隔离器是一种不可逆的衰减器，在正方向（或者需要传输的方向上）它的衰减量很小，约 0.1dB 左右，反方向的衰减量则很大，达到几十 dB；两个方向的衰减量之比为隔离度。若在微波源后面加隔离器，它对输出功率的衰减量很小，但对于负载反射回来的反射波衰减量很大。这样，可以避免因负载变化使微波源的频率及输出功率发生变化，即在微波源和负载之间起到隔离的作用。

4. 衰减器：把一片能吸收微波能量的吸收片垂直于矩形波导的宽边，纵向插入波导管即成(见图 7)，用以部分衰减传输功率，沿着宽边移动吸收片可改变衰减量的大小。衰减器起调节系统中微波功率以及去耦的作用。

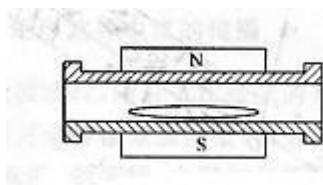


图 7 隔离器结构示意图

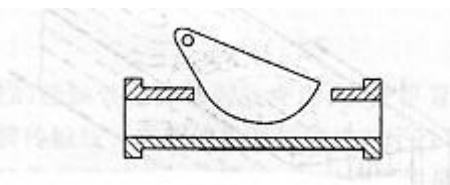


图 7 衰减器结构示意图

5. 谐振式频率计（波长表）：

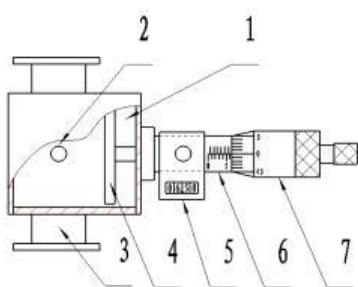


图 8 a 谐振式频率计结构原理图一

1. 谐振腔腔体
2. 耦合孔
3. 矩形波导
4. 可调短路活塞
5. 计数器
6. 刻度
7. 刻度套筒

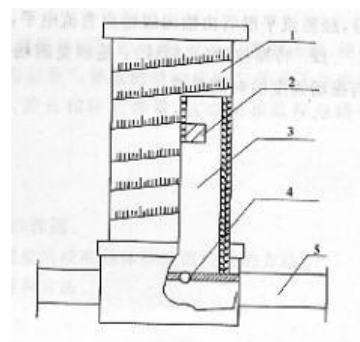


图 8 b 谐振式频率计结构原理图二

1. 螺旋测微机构
2. 可调短路活塞
3. 圆柱谐振腔
4. 耦合孔
5. 矩形波导

教学实验仪器中使用较多的是“吸收式”谐振频率计，谐振式频率计包含一个装有调谐柱塞的圆柱形空腔，腔外有 GHz 的数字读出器，空腔通过隙孔耦合到一段直波导管上，谐振式频率计的腔体通过耦合元件与待测微波信号的传输波导相连接，形成波导的分支，当频率计的腔体失谐时，腔里的电磁场极为微弱，此时它不吸收微波功率，也基本上不影响波导中波的传输，响应的系统终端输出端的信号检测器上所指示的为一恒定大小的信号输出，测量频率时，调节频率计上的调谐机构，将腔体调节至谐振，此时波导中的电磁场就有部分功

率进入腔内，使得到达终端信号检测器的微波功率明显减少，只要读出对应系统输出为最小值时调谐机构上的读数，就得到所测量的微波频率。

6. 驻波测量线：探测微波传输系统中电磁场分布情况，测量驻波比、阻抗、调匹配等，是微波测量的重要工作，测量所用基本仪器是驻波测量线(见图 9)。

测量线由开槽波导、不调谐探头和滑架组成。开槽波导中的场由不调谐探头取样，探头的移动靠滑架上的传动装置，探头的输出送到显示装置，就可以显示沿波导轴线的电磁场变化信息。测量线外形如图 9：

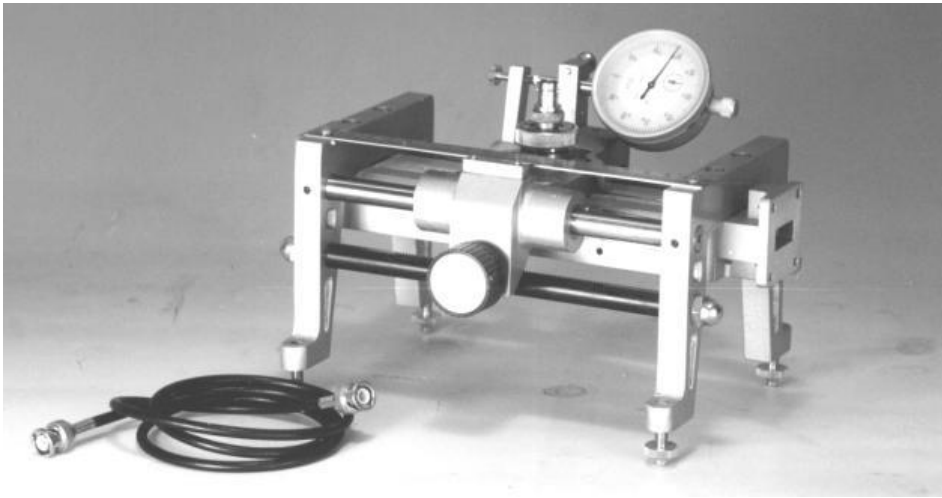


图 9：DH364A00 型 3cm 测量线外形

测量线波导是一段精密加工的开槽直波导，此槽位于波导宽边的正中央，平行于波导轴线，不切割高频电流，因此对波导内的电磁场分布影响很小，此外，槽端还有阶梯匹配段，两端法兰具有尺寸精确的定位和连接孔，从而保证开槽波导有很低的剩余驻波系数。

不调谐探头由检波二极管、吸收环、盘形电阻、弹簧、接头和外壳组成，安放在滑架的探头插孔中。不调谐探头的输出为 BNC 接头，检波二极管经过加工改造的同轴检波管，其内导体作为探针伸入到开槽波导中，因此，探针与检波晶体之间的长度最短，从而可以不经调谐，而达到电抗小、效率高，输出响应平坦。

滑架是用来安装开槽波导和不调谐探头的，其结构见图 9。把不调谐探头放入滑架的探头插孔中，拧紧锁紧螺钉，即可把不调谐探头固紧。探针插入波导中的深度为 1.5mm，约为波导窄边尺寸的 15%，

7. 晶体检波器：

微波检波系统采用半导体点接触二极管（又称微波二极管），外壳为高频铝瓷管，如图 10 所示，晶体检波器就是一段波导和装在其中的微波二极管，将微波二极管插入波导宽臂中，使它对波导两宽臂间的感应电压（与该处的电场强度成正比）进行检波。

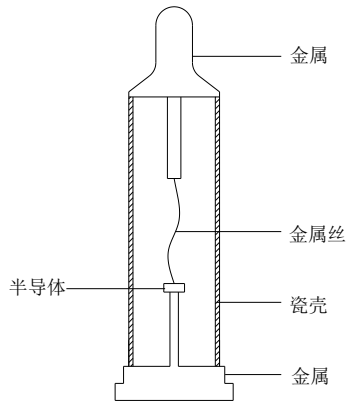


图 10 晶体检波器结构

8. **匹配负载：**波导中装有很好地吸收微波能量的电阻片或吸收材料，它几乎能全部吸收入射功率。

9. **环行器：**

环行器是一种多端口定向传输电磁波的微波器件，其中使用最多的是三端口和四端口环形器。

以下以三端口结型波导环行器为例来说明其特性。

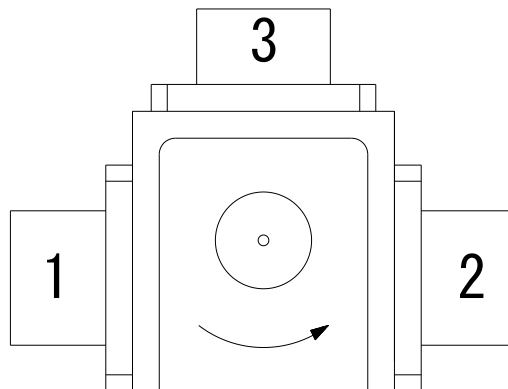


图 11 环行器结构

由于三个分支波导交于一个微波结上，所以称为“结”型。这里分支传输线为波导，但也可以由同轴线或微带线等构成。该环形器内装有一个圆柱形铁氧体柱，为了使电磁波产生场移效应，通常在铁氧体柱上沿轴向施加恒磁场，根据场移效应原理，被磁化的铁氧体将对通过的电磁波产生场移，如图 11 所示，当电磁波由臂 1 馈入时，由于场移效应，它将向臂 2 方向，同样道理由臂 2 馈入的电磁波也只向臂 3 方向偏移而不馈入臂 1，依此类推，该环行器将具有向右定向传输的特性。

铁氧体环行器经常应用于微波源与微波腔体之间，特别是在反应环境十分恶劣的情况下能够保护发生电源与磁控管的安全。

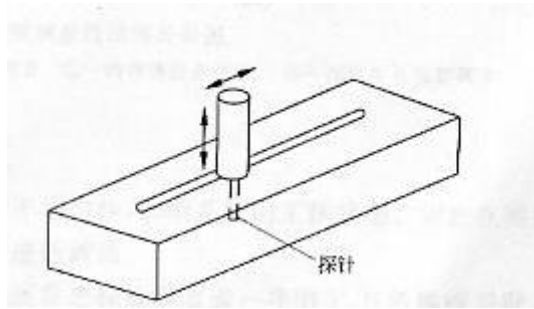


图 12 单螺调配器示意图

10. **单螺调配器**: 插入矩形波导中的一个深度可以调节的螺钉, 并沿着矩形波导宽壁中心的无辐射缝作纵向移动, 通过调节探针的位置使负载与传输线达到匹配状态(见图 12)。调匹配过程的实质, 就是使调配器产生一个反射波, 其幅度和失配元件产生的反射波幅度相等而相位相反, 从而抵消失配元件在系统中引起的反射而达到匹配。

11. 双 T 调配器

调配器是用来使它后面的微波部件调成匹配, 匹配就是使微波能够完全进入而一点也不能反射回来。微波段电子自旋共振使用的是双 T 调配器, 其结构如图 13 所示,

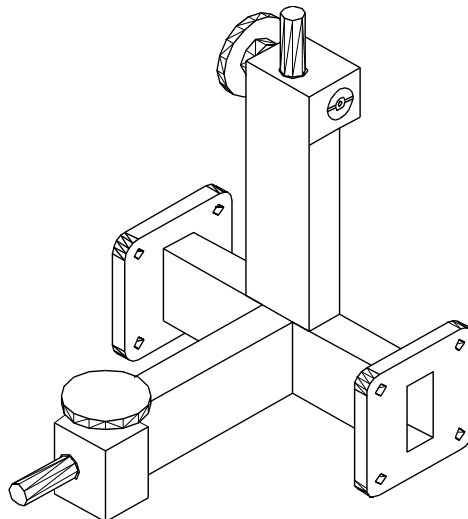


图 13 双 T 接头调配器

它是由双 T 接头构成, 在接头的 H 臂和 E 臂内各接有可以活动的短路活塞, 改变短路活塞在臂中的位置, 便可以使得系统匹配。由于这种匹配器不妨害系统的功率传输和结构上具有某些机械的对称性, 因此具有以下优点: a) 可以使用在高功率传输系统, 尤其是在毫米波波段; b) 有较宽的频带; c) 有很宽的驻波匹配范围。

双 T 调配器调节方法: 在驻波不太大的情况下, 先调谐 E 臂活塞, 使驻波减至最小, 然后再调谐 H 臂活塞, 就可以得到近似的匹配 (驻波比 $s < 1.10$), 如果驻波较大, 则需要反复调谐 E 臂和 H 臂活塞, 才能使驻波比降低到很小的程度 (驻波比 $s < 1.02$)。

12. 矩形谐振腔

矩形谐振腔是由一段矩形波导，一端用金属片封闭而成，封闭片上开一小孔，让微波功率进入，另一端接短路活塞，组成反射式谐振腔，腔内的电磁波形成驻波，因此谐振腔内各点电场和磁场的振幅有一定的分布，实验时被测样品放在交变磁场最大处，而稳恒磁场垂至于波导宽边，这样可以保证稳恒磁场和交变磁场互相垂直。

13. 短路活塞

短路活塞是接在传输系统终端的单臂微波元件，如图14所示，它接在终端对入射微波功率几乎全部反射而不吸收，从而在传输系统中形成纯驻波状态。它是一个可移动金属短路面的矩形波导，也可称可变短路器。其短路面的位置可通过螺旋来调节并可直接读数。

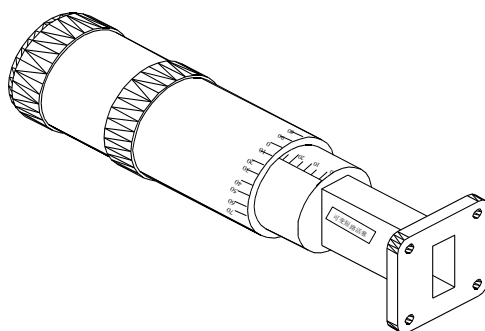


图14 短路活塞装置图

14. **选频放大器**: 用于测量微弱低频信号，信号经升压、放大，选出 1kHz 附近的信号，经整流平滑后由输出级输出直流电平，由对数放大器展宽供给指示电路检测。

15. **特斯拉计(高斯计)**: 是测量磁场强度的一种仪器，用它可以测量电磁铁的电流与磁场强度的对应关系。

一、微波测量系统及驻波比的测量

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完全不同。此外微波系统的测量参量是功率、波长和驻波参量，这也是和低频电路不同的。

1.1 实验目的

1. 了解波导测量系统，熟悉基本微波元件的作用。
2. 掌握驻波测量线的正确使用和用驻波测量线校准晶体检波器特性的方法。
3. 掌握大、中、小电压驻波系数的测量原理和方法。

1.2 实验原理

一、电压驻波比测量

驻波测量是微波测量中最基本和最重要的内容之一，通过驻波测量可以测出阻抗、波长、相位和 Q 值等其他参量。在测量时，通常测量电压驻波系数，即波导中电场最大值与最小值之比，即

$$\rho = \frac{E_{\max}}{E_{\min}}$$

测量驻波比的方法与仪器种类很多，本实验着重熟悉用驻波测量线测驻波系数的几种方法。

1. 小驻波比(1.05 < ρ < 1.5)

这时，驻波的最大值和最小值相差不大，且不尖锐，不易测准，为了提高测量准确度，可移动探针到几个波腹点和波节点记录数据，然后取平均值再进行计算。当检波晶体工作在平方律检波情况，驻波腹点和节点处电表读数分别为 I_{\max} ， I_{\min} ，则电压驻波系数为：

$$\rho = \sqrt{\frac{I_{\max}}{I_{\min}}}$$

2. 中驻波比(1.5 < ρ < 6)

此时，只须测一个驻波波腹和一个驻波波节，即直接读出 I_{\max} I_{\min} 。

3. 大驻波比(ρ ≥ 5) (这部分内容不做)

此时，波腹振幅与波节振幅的区别很大，因此在测量最大点和最小点电平时，使晶体工作在不同的检波律，故可采用等指示度法，也就是通过测量驻波图形中波节点附近场的分布规律的间接方法(见图 12)。

我们测量驻波节点的值、节点两旁等指示度的值及它们之间的距离

$$\rho = \frac{\sqrt{k^{2/\alpha} * \cos^2(\frac{\pi W}{\lambda_g})}}{\sin(\frac{\pi W}{\lambda_g})}$$

$$k = \frac{\text{测量读数 } I}{\text{最小点读数 } I_{\min}}$$

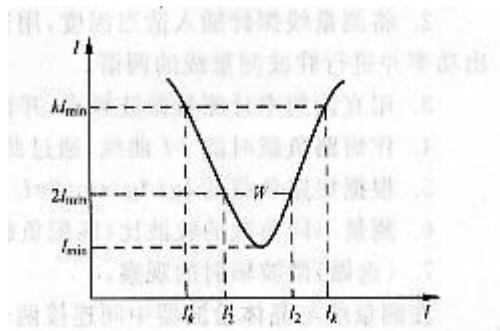


图 1 节点附近场的分布

I 为驻波节点相邻两旁的等指示值，W 为等指示度之间的距离。

当 k=2 时(若 α=2)

$$\rho = \sqrt{1 + \frac{1}{\sin^2\left(\frac{\pi W}{\lambda_g}\right)}}$$

称为“二倍最小值”法。当驻波比很大($\rho \geq 10$)时, W 很小, 有

$$\rho = \frac{\lambda_g}{\pi W}$$

必须指出: W 与 λ_g 的测量精度对测量结果影响很大, 因此必须用高精度的探针位置指示装置(如百分表)进行读数。

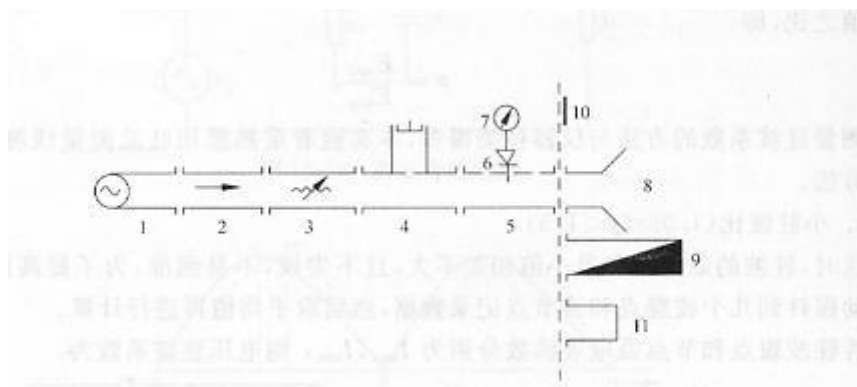


图 2 实验装置示意图

1—微波信号源 2—隔离器 3—衰减器 4—频率计 5—测量线 6—检波晶体
7—选频放大器 8—喇叭天线 9—匹配负载 10—短路片 11—失配负载

1.3 实验要求及数据处理

1. 开启微波信号源 (DH1121C 或 WY19B), 选择好频率, 工作方式选择“方波”。
2. 用选频放大器测量微波的大小, 选择较小的微波输出功率。
3. 用波长表测量微波频率, 并计算微波波导波长。

旋转波长表的测微头, 当波长表与被测频率谐振时, 将出现吸收峰。反映在检波指示器上的指示是一跌落点, 此时, 读出波长表测微头的读数, 再从波长表频率与刻度曲线上查出对应的频率。

4. 作短路负载时的 I-位置曲线, 通过此曲线求出实测波导波长并与理论值进行比较。
5. 测量不同负载的驻波比(匹配负载、喇叭天线、开路)。

1.4 思考题

1. 开口波导的 $\rho \neq \infty$, 为什么?
2. 驻波节点的位置在实验中精确测准不容易, 如何比较准确的测量?
3. 如何比较准确地测出波导波长?
4. 在对测量线调谐后, 进行驻波比的测量时, 能否改变微波的输出功率或衰减大小?

用谐振腔微扰法测量微波介质特性

微波技术中广泛使用各种微波材料，其中包括电介质和铁氧体材料。微波介质材料的介电特性的测量，对于研究材料的微波特性和制作微波器件，获得材料的结构信息以促进新材料的研制，以及促进现代尖端技术(吸收材料和微波遥感)等都有重要意义。

实验目的

1. 了解谐振腔的基本知识。
2. 学习用谐振腔法测量介质特性的原理和方法

本实验是采用反射式矩形谐振腔来测量微波介质特性的。反射式谐振腔是把一段标准矩形波导管的一端加上带有耦合孔的金属板，另一端加上封闭的金属板，构成谐振腔，具有储能、选频等特性。

谐振条件：谐振腔发生谐振时，腔长必须是半个波导波长的整数倍，此时，电磁波在腔内连续反射，产生驻波。

谐振腔的有载品质因数 Q_L 由下式确定：

$$Q_L = \frac{f_0}{|f_1 - f_2|}$$

式中： f_0 为腔的谐振频率， f_1 ， f_2 分别为半功率点频率。谐振腔的 Q 值越高，谐振曲线越窄，因此 Q 值的高低除了表示谐振腔效率的高低之外，还表示频率选择性的好坏。

如果在矩形谐振腔内插入一样品棒，样品在腔中电场作用下就会极化，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。

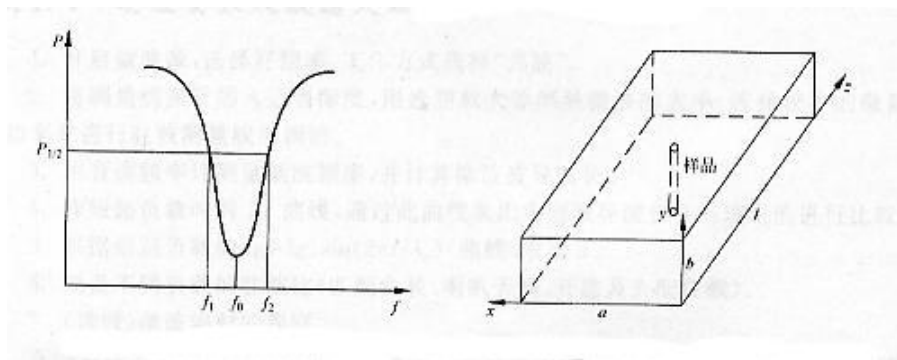


图 1 反射式谐振腔谐振曲线

图 2 微扰法 TE_{10n} 模式矩形腔示意图

电介质在交变电场下，其介电常数 ϵ 为复数， ϵ 和介电损耗正切 $\tan \delta$ 可由下列关系式表示：

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'', \quad \tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}, \quad (15)$$

其中： ϵ' 和 ϵ'' 分别表示 ϵ 的实部和虚部。

选择 TE_{10n} ，(n 为奇数)的谐振腔，将样品置于谐振腔内微波电场最强而磁场最弱处，即 $x = a/2$ ， $z = l/2$ 处，且样品棒的轴向与 y 轴平行，如图 2 所示。

假设：

1. 样品棒的横向尺寸 d (圆形的直径或正方形的边长)与棒长 l 相比小得多(一般 $d/l < 1/10$)， y 方向的退磁场可以忽略。
2. 介质棒样品体积 V_s 远小于谐振腔体积 V_0 ，则可以认为除样品所在处的电磁场发生变化外，其余部分的电磁场保持不变，因此可以把样品看成一个微扰，则样品中的电场与

外电场相等。

这样根据谐振腔的微扰理论可得下列关系式

$$\frac{f_s - f_0}{f_0} = -2(\epsilon' - 1) \frac{V_S}{V_0}$$
$$\Delta \frac{1}{Q_L} = 4\epsilon'' \frac{V_S}{V_0}$$

式中： f_0, f_s 分别为谐振腔放入样品前后的谐振频率， $\Delta (1 / Q_L)$ 为样品放入前后谐振腔的有载品质因数的倒数的变化，即

$$\Delta \left(\frac{1}{Q_L} \right) = \frac{1}{Q_{LS}} - \frac{1}{Q_{L0}}$$

Q_{L0}, Q_{LS} 分别为放入样品前后的谐振腔有载品质因数。

实验装置

微波信号源最好要用扫源，也可用其他带有窄带扫频的信号源

晶体检波器接头最好是满足平方律检波的，这时检波电流表示相对功率($I \propto P$)。

检波指示器用来测量反射式谐振腔的输出功率，量程 $0 \sim 100 \mu A$ 。(推荐品种：DH2510 型)

微波的频率用波长表测量刻度，通过查表确定微波信号的频率。

用晶体检波器测量微波信号时，为获得最高的检波效率，它都装有一可调短路活塞，调节其位置，可使检波管处于微波的波腹。改变微波频率时，也应改变晶体检波器短路活塞位置，使检波管一直处于微波波腹的位置。

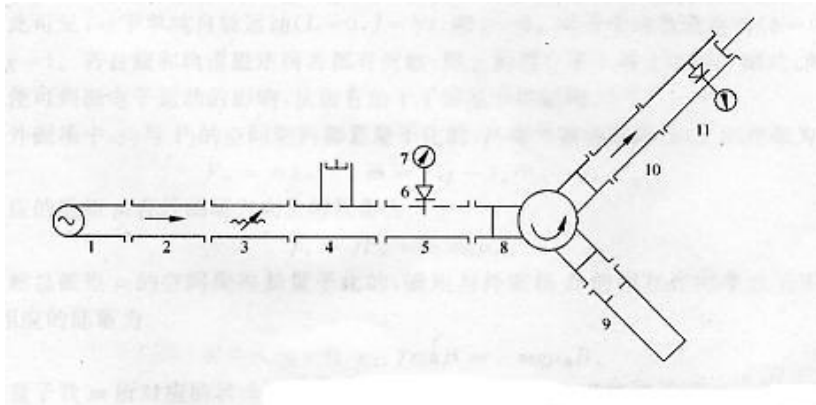


图 17 试验装置示意图

- 1—微波信号源 2—隔离器 3—衰减器 4—波长表 5—测量线 6—测量线晶体
7—选频放大器 8—环形器 9—反射式谐振腔 10—隔离器 11—晶体检波器

实验内容

1. 按图接好各部件。注意：反射式谐振腔前必须加上带耦合孔的耦合片，接入隔离器及环形器时要注意其方向。

2. 开启微波信号源，选择“等幅”方式，预热 30 分钟。

3. 测量谐振腔的长度，根据公式计算它的谐振频率，一定要保证 n 为奇数。

4. 将检波晶体的输出接到电流表上，用电流表测量微波的大小，在计算的谐振频率附近微调微波频率，使谐振腔共振，用直读频率计测量共振频率。

5. 测量空腔的有载品质因数，注意： f_1, f_2 与 f_0 的差别很小，约 0.003GHz 。

6. 加载样品，重新寻找其谐振频率，测量其品质因数。

7. 测量介质棒及谐振腔的体积。

8. 计算介质棒的介电常数和介电损耗角正切。

2.4 思考题

1. 如何判断谐振腔是否谐振?
2. 本实验中, 谐振腔谐振时, 为什么"必须是奇数?"

矩形谐振腔的谐振频率, 理论公式为:

$$f_{mnp} = \frac{k}{2\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2}$$

微波铁磁共振实验

铁磁共振 (Ferromagnetic Resonance) 是指铁磁介质在恒定外磁场条件下, 对微波段电磁波的共振吸收现象, 它与其它磁共振 (核磁共振、电子自旋共振) 以及光谱、x 射线衍射、穆斯堡尔效应等实验一起, 可以初步构成一个与研究物质微观结构密切相关的全电磁波谱学的概貌。同时, 铁磁共振技术的发展过程也反映了物理学基础理论的研究与应用技术的发展之间存在着相互依赖和促进的关系。

铁磁共振早在 1935 年由朗道和栗弗席兹在理论上预言, 直到 1946 年由于微波技术的发展和运用, 才从实验中观察到。接着波尔德 (Polder) 和候根 (Hogan) 在深入研究铁磁体的共振吸收和旋磁性的基础上, 发明了铁氧体的微波线性器件, 从而引起了微波技术的重大变革, 因此铁磁共振不仅是磁性材料在微波技术应用的物理基础, 而且也是研究其宏观性能与微观结构的有效手段。

在微波领域中, 各种磁性器件及测量目前均采用铁氧体, 在铁氧体中, 优质的钇铁石榴石单晶目前已成为微波电子技术中唯一受欢迎的小损耗材料, 钇铁石榴石简称 YIG

(Yttrium Iron Garnet 缩写为 YIG), 其分子式为 $Y_2Fe_5O_{12}$, YIG 单晶在超高频微波场中磁损耗比之其他任何品种的多晶、单晶铁氧体要低一个到几个数量级, 因而 YIG 是超频铁氧体器件中的一种特殊材料, 同时也是研究铁氧体在超高频场内若干特性不可缺少的样品。YIG 单晶小球的 ΔH 非常窄 ($< 80 A \cdot m^{-1}$), 因而可视为 Q 值极高的铁磁谐振子, 用其制作成的微波电调滤波器、预选器、宽频带固态源等 YIG 电调器件正广泛应用在国防、科研等微波技术领域。

本实验主要通过对一些典型铁氧体材料的共振谱线的测定和计算, 掌握铁磁共振的基本原理和实验方法, 并对它如何应用于磁性材料和固体物理的研究方面有初步的了解。

【实验目的】

1. 了解和掌握各个微波器件的功能及其调节方法。
2. 了解铁磁共振的测量原理和实验条件, 通过观测铁磁共振现象认识磁共振的一般特性。
3. 通过示波器观察 YIG 多晶小球的铁磁共振信号, 确定共振磁场, 根据微波频率计算单晶样品的 g 因子和旋磁比 γ 。
4. 通过数字式检流计测量谐振腔输出功率与磁场的关系, 描绘共振曲线, 确定共振磁场 H_r , 并根据测量曲线确定共振线宽 ΔH , 估算 YIG 多晶样品的弛豫时间 τ 。
5. 通过示波器观察 YIG 单晶小球的铁磁共振信号, 通过移相器观察单个共振信号, 学会示波器观测确定共振磁场的方法。

【实验原理】

1. 铁磁共振原理

铁磁共振 (FMR) 观察的对象是铁磁介质中的未偶电子, 因此可以说它是铁磁介质中的电子自旋共振。由磁学知识可知, 物质的铁磁性主要来源于原子或离子在未满壳层中存在的非成对电子自旋磁矩。由于电子自旋磁矩之间存在着强耦合作用, 使铁磁介质中存在着许多自发磁化的小区域, 这样的小区域称为磁畴。

一块宏观的铁磁材料包含有大量的磁畴区域, 每一个磁畴都有一定的磁矩, 并有各自的取向, 在未加外磁场前, 排列是无序的, 对外的效果相互抵消, 不显磁性。在外加磁场后, 各磁畴的磁矩转变为有序, 并趋向外磁场 H 的方向, 对外显出较强的磁性。

铁磁介质中的电子自旋磁矩 (单位体积内的或每一个磁畴的磁矩), 用磁化强度矢量 M 表示 (简称磁矩 M)。对各向同性的磁性介质, 其磁化强度矢量 M 与磁场 H 以及磁感应强度 B 都在同一方向, 因此有

$$\begin{cases} M = \chi H \\ B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 (1 + \chi) H = \mu_0 \mu_r H \\ \mu_r = 1 + \varphi \end{cases} \quad (1)$$

式中磁化率 χ 和相对磁导率 μ_r 都是标量, 它们是表征各向同性磁介质磁化特性的参量。

在恒定磁场作用下的铁氧体是一种非线性各向异性的磁性介质 (铁氧体是铁和一种或多种适当的金属元素的复合化合物, 是铁磁性介质的典型代表), 此时 M 、 H 和 B 三个矢量一般不在同一方向上, 因此 (1) 式不再适用, 需另外定义其磁化参量——张量磁化率 $\tilde{\chi}$ 和相对张量磁导率 $\tilde{\mu}_r$ 。

铁磁介质的磁导率主要由电子自旋所决定, 按照经典力学原理电子自旋角动量 J_m 与自旋磁矩 P_m 有如下关系

$$P_m = \gamma J_m \quad (2)$$

式中
$$\gamma = -g\mu_B / \hbar \quad (3)$$

称为旋磁比。在外磁场 H 中自旋电子将受到一个力矩 T 的作用

$$T = P_m \times H \quad (4)$$

因而角动量 J_m 发生变化, 其运动方程为

$$\frac{d\mathbf{J}_m}{dt} = \mathbf{T} \quad (5)$$

将式 (2)，式 (4) 带入上式得到

$$\frac{d\mathbf{P}_m}{dt} = \gamma(\mathbf{P}_m \times \mathbf{H}) \quad (6)$$

若在铁氧体中单位体积内有 N 个自旋电子，则磁化强度 \mathbf{M} 为

$$\mathbf{M} = N\mathbf{P}_m \quad (7)$$

因此有

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) \quad (8)$$

若磁矩 \mathbf{M} 按 $\mathbf{M} = m_{x,y} e^{i\omega_0 t}$ 规律进动，而恒磁场 $\mathbf{H} = H_0 \mathbf{i}_z$ ，带入上式解此方程，得到

$$\omega_0 = \gamma H_0 \quad (9)$$

这就是通常称为拉莫尔 (Larmor) 进动的运动方式，如图 1 所示， ω_0 为磁矩 \mathbf{M} 的自由进动角频率。

从量子力学的观点来看，共振吸收现象发生在电磁场的量子 $\hbar\omega$ 恰好等于系统 \mathbf{M} 的两个相邻塞曼能级间的能量差，即

$$\hbar\omega = \Delta E = H_0 \frac{g\hbar e}{2mc} \Delta m \quad (10)$$

吸收过程中产生 $\Delta m = -1$ 的能级跃迁，因此这一条件等同于 $\omega = \gamma H_0 = \omega_0$ ，与经典力学的结论一致。

若取 $g \approx 2$ ，可得进动的频率为：

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\gamma}{2\pi} H_0 = 2.80 H_0 \quad (11)$$

如外加恒磁场 $H_0 = 0.3T$ ，则 $f_0 \approx 9000 \text{ MHz}$ ，它在微波波段范围之内。

在外加恒定磁场 \mathbf{H}_0 的作用下，磁矩 \mathbf{M} 将围绕着磁场 \mathbf{H}_0 进动。实际上这种进动是不会延续很久的，因为磁介质内部有损耗存在，即磁矩进动受到某种阻力，这种阻力迫使进动角 θ 不断减小，最后使 \mathbf{M} 趋向于磁场 \mathbf{H}_0 ，如图 2 所示。这个过程就是磁化过程，磁性介质所以能被磁化就说明其内部存在有阻尼损耗。图中 \mathbf{T}_D 表示阻尼力，其方向指向 \mathbf{H}_0 。磁矩 \mathbf{M}

受阻尼力的作用很快地转向 \mathbf{H}_0 方向，其周期约为 $10^{-6} \sim 10^{-9} s$ ，如果要维持其进动，必须另外提供能量。因此，一般来说外加磁场 \mathbf{H} 由两部分组成：一是外加恒磁场 \mathbf{H}_0 ，二是交变磁场 \mathbf{h} （即微波磁场）。现在我们假设外加磁场 \mathbf{H} 为外加恒磁场 \mathbf{H}_0 与交变磁场 \mathbf{h} 之和，则

$$\begin{cases} \mathbf{H} = \mathbf{i}_z H_0 + \mathbf{h} e^{j\omega t} \\ \mathbf{M} = \mathbf{i}_z M_0 + \mathbf{m} e^{j\omega t} \end{cases} \quad (12)$$

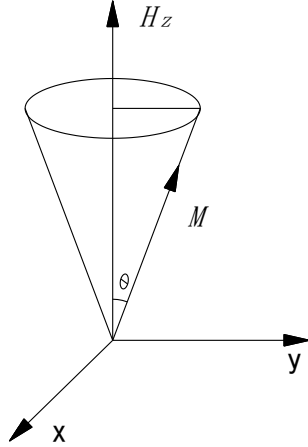


图1 磁矩在磁场中作拉莫尔进动

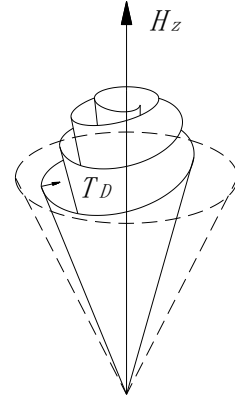


图2 磁矩在磁场中受阻尼进动

式中 \mathbf{m} 为磁矩 \mathbf{M} 的交变分量。将此式代入 (8) 式，因 $H_0 > h, M_0 > m$ ，化简后有

$$\mathbf{j}\omega \mathbf{m} = \gamma M_0 (\mathbf{i}_z \times \mathbf{h}) - \gamma H_0 (\mathbf{i}_z \times \mathbf{m}) \quad (13)$$

此处略去直流分量与二倍频率的项。

采用直角坐标，写成分量形式有

$$\begin{cases} \mathbf{m} = \mathbf{i}_x m_x + \mathbf{i}_y m_y + \mathbf{i}_z m_z \\ \mathbf{h} = \mathbf{i}_x h_x + \mathbf{i}_y h_y + \mathbf{i}_z h_z \end{cases} \quad (14)$$

可得到 (13) 式三个分量的方程式为

$$\begin{cases} j\omega m_x = -\omega_0 m_y - \gamma M_0 h_y \\ j\omega m_y = \gamma M_0 h_x + \omega_0 m_x \\ j\omega m_z = 0 \end{cases} \quad (15)$$

由此式可解出

$$\begin{cases} m_x = \frac{-j\omega\gamma M_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_y - \frac{\omega_0\gamma M_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_z \\ m_y = \frac{j\omega\gamma M_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_x - \frac{\omega_0\gamma M_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_y \end{cases} \quad (16)$$

令

$$\begin{cases} \chi = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \\ \zeta = \frac{-\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \\ \omega_m = -\gamma M_0 \end{cases} \quad (17)$$

ω_m 称为铁氧体的本征角频率，它由 \mathbf{M}_0 决定，亦即由材料的性质所决定。

则 (16) 式可写为

$$\begin{cases} m_x = \chi h_x - j\zeta h_y \\ m_y = j\zeta h_x - \chi h_y \\ m_z = 0 \end{cases} \quad (18)$$

上式写成张量形式：

$$\begin{aligned} m &= \tilde{\chi} \cdot \mathbf{h} \\ \tilde{\chi} &= \begin{bmatrix} \chi & -j\zeta & 0 \\ j\zeta & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (19)$$

$\tilde{\chi}$ 称为张量磁化率。

令磁感应强度 \mathbf{B} 的交变分量为 b ，则由 $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ ，有

$$\begin{aligned} b &= \mu_0(\mathbf{h} + m) = \mu_0(1 + \tilde{\chi}) \cdot \mathbf{h} = \tilde{\mu} \cdot \mathbf{h} \\ \tilde{\mu} &= \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (20)$$

$\tilde{\mu}$ 称为张量磁导率。

在进动方程 (8) 中，我们没有考虑阻尼项，在计及阻尼时方程式应修改为（也称朗道—利弗希茨方程）

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) + \mathbf{T}_D \quad (21)$$

\mathbf{T}_D 是阻尼项，如果 $\mathbf{T}_D = 0$ ，就是非阻尼进动（拉莫尔进动）； $\mathbf{T}_D \neq 0$ 就是阻尼进动。磁化强度 \mathbf{M} 进动时所受的阻尼作用是一个极其复杂的过程，不仅其微观机制目前还不十分清楚，其宏观表达式也没有唯一的方式，这里我们采用布洛赫在研究核磁共振时提出的方式：

$$\mathbf{T}_D = -\frac{1}{\tau}[\mathbf{M} - \chi_0 \mathbf{H}] \quad (22)$$

于是进动方程可写为:

$$\begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_x - \frac{M_x}{\tau_2} \\ \frac{dM_y}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_y - \frac{M_y}{\tau_2} \\ \frac{dM_z}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_z - \frac{M_z - M_0}{\tau_1} \end{cases} \quad (23)$$

式中 τ_1 为纵向弛豫时间, τ_2 为横向弛豫时间。仿照以上方法解 (23) 式, 所导出的张量磁导率 $\bar{\mu}$ 中的 μ 和 K 都是复数, 即

$$\mu = \mu' - j\mu''; k = k' - jk''$$

其中实部 μ' 为铁磁介质在恒定磁场中的磁导率, 它决定磁性材料中贮存的磁能, 虚部 μ'' 则反应交变磁场能在磁性材料中的损耗。

以上结论说明在恒定磁场和微波磁场的同时作用下, b 和 h 的关系为张量形式, 其原因是磁矩 \mathbf{M} 在磁场的作用下作进动引起的。这也是旋磁性的主要特征。由此可设计出多种不可逆转的微波器件, 现在我们主要关心的是铁磁介质的另一个重要特征——铁磁谐振特性。当改变直流磁场 H_z 和微波频率 ω 时, 总可以发现在某一条件下, 铁磁体会出现一个最大的磁损耗, 亦即进动的磁矩会对微波能量产生一个强烈的吸收, 以克服由此损耗引起的阻力。现把 μ 的实部 μ' 和虚部 μ'' 写成如下形式:

$$\mu' = 1 + \frac{4\pi}{D} [M\gamma^2 H_z (1 + \frac{\lambda^2}{\gamma^2 M^2})(\gamma^2 H_0^2 - \omega^2) + 2\omega^2 \frac{\lambda^2}{\chi_0}] \quad (24)$$

$$\mu'' = \frac{4\pi}{D} \lambda \omega (\gamma^2 H_0^2 + \omega^2) \quad (25)$$

其中
$$D = (\gamma^2 H_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \frac{\lambda^2}{\chi_0^2} \quad (26)$$

由 (26) 式可见, 当 $\omega = \omega_0 = \gamma H_z$ 时, D 取最小值。相应地 μ'' 出现最大值, 这就是共振吸收现象。如图 3 给出了 μ'' 随 H_0 变化的规律, 在共振曲线上峰值对应的 H_r 为共振磁场,

而 $\mu'' = \frac{1}{2} \mu_m''$ 两点对应的磁场间隔 $H_2 - H_1$ 称为共振线宽 ΔH ，在实用上铁磁谐振损耗并不用 μ'' 表示，而是采用共振线宽 ΔH 来表示，所以 ΔH 是描述铁氧体材料的一个重要参数。

ΔH 愈窄，磁损耗越低。 ΔH 的大小也同样反映磁性材料对电磁波的吸收性能，并在实验中直接测定。所以测量 ΔH 对研究铁磁共振的机理和提高微波器件性能是十分重要的。

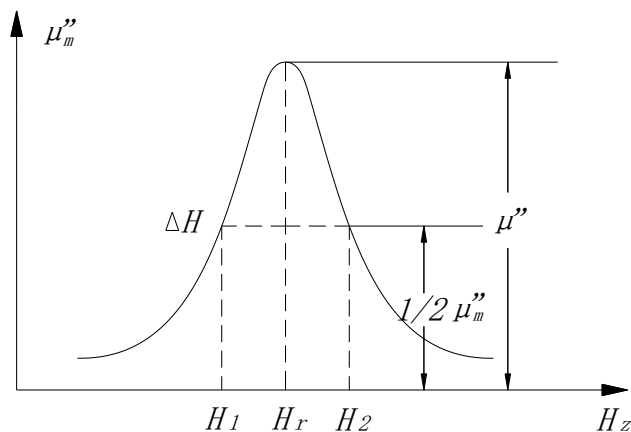


图 3 铁磁共振线宽 ΔH 的表示

共振线宽 ΔH 还与弛豫时间 τ 有关。磁矩 \mathbf{M} 进动的阻尼作用也可用弛豫时间 τ 来表示。 ΔH 与 τ 的关系可由张量磁化率导出，满足下列关系：

$$\Delta H = 2/\gamma\tau \quad (27)$$

以上讨论，我们认为样品是无限大的。因为铁磁介质具有很强的磁性，在外磁场和高频磁场的作用下，在样品表面产生“磁荷”，相应地在样品内部产生退磁场，这个退磁场对共振要产生影响，它将使共振场发生很大的位移。这时共振条件 $\omega_0 = \gamma H_0$ 只适用于小球样品，因此，我们在实验中采用多晶或单晶铁氧体 YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$ 钇铁石榴石) 小球为样品。

2. 铁磁共振线宽 ΔH 的测量方法

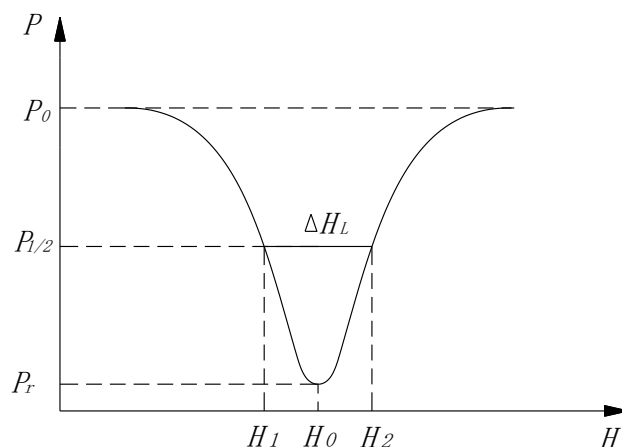


图 4 $P \sim H$ 关系曲线

图 4 给出了有阻尼作用时 YIG 的共振曲线，在共振点，YIG 样品对微波磁场有最大吸收，相当于最大功率吸收的一半的两个磁场之差称之为样品的铁磁共振有载线宽，以 ΔH_L 表示。即有：

$$P_{1/2} = \frac{P_0 + P_r}{2} \quad (28)$$

其中， P_0 为远离铁磁共振区时谐振腔的输出功率， P_r 为出现共振时的输出功率， $P_{1/2}$ 为半共振点的输出功率，如果检波晶体管的检波满足平方律关系，则检波电流 $i \propto P$ ，则上式可变为：

$$I_{1/2} = \frac{I_0 + I_r}{2}$$

所以有载线宽 $\Delta H_L = H_2 - H_1$ (29)

观察铁磁共振我们采用传输式谐振腔法。传输式谐振腔是一个封闭的金属导体空腔，由一段标准矩形波导管，在其两端加上带有耦合孔的金属板，就可构成一个传输式谐振腔。谐振腔发生谐振时，腔长必须是半个波导波长的整数倍，电磁场形成驻波，电场与磁场有 90° 相位差，即当电场最大时磁场最小。

谐振腔的有载品质因数 Q_L 由下式确定

$$Q_L = \frac{f_0}{f_1 - f_2}$$

式中： f_0 为腔的谐振频率， f_1 ， f_2 分别为半功率点频率

当把样品放在腔内微波磁场最强处时，会引起谐振腔的谐振频率和品质因数的变化。如果样品很小，可看成一个微扰，即放进样品后所引起谐振频率的相对变化很小，并且除了样品所在的地方以外，腔内其他地方的电磁场保持不变，这时就可以就用谐振腔的微扰理论：当固定输入谐振腔的微波频率和功率，改变磁场 B ，则与腔体输出功率 P 之间存在着一定的对应关系。

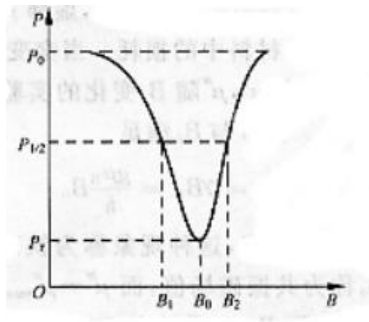


图 5 P-B 曲线

图 5 是 P 随 B 变化的关系曲线，图中 P_0 为远离铁磁共振区域时谐振腔的输出功率， P_r 为共振时的输出功率，与 μ''_{max} 对应， $P_{1/2}$ 为半共振点，与 $\mu''_{1/2}$ 对应。在铁磁共振区域，由于样品的铁磁共振损耗，使输出功率降低。 $P_{1/2}$ 由 P_0 和 P_r 决定。

$$Q_L = \frac{2P_0P_r}{(\sqrt{P_0} + \sqrt{P_r})^2}$$

因此在铁磁共振实验中，可以将测量 $\mu''-B$ 曲线求 ΔB 的问题转化为测量 P-B 曲线来求。应该指示的是：实验时由于样品 μ'' 的变化会使谐振频率发生偏移(频散效应)，为了得到准确的共振曲线和线宽，在逐点测绘铁磁共振曲线时，对于每一个恒磁场 B，都要稍微改变谐振频率，使它与输入谐振腔的微波频率调谐。这在实验中难以做到，通常是考虑到样品谐振腔的频散效应后，对公式进行修正，修正公式为

$$P_{\frac{1}{2}} = \frac{2P_0P_r}{P_0 + P_r}$$

【实验内容】

传输式谐振腔采用 TE_{10n} 型矩形谐振腔(取 n 为偶数)，样品是多晶铁氧体小球，直径约 1mm。

1. 接好各部件。注意：传输式谐振腔两端都必须加上带耦合孔的铜片，接入隔离器时要注意其方向。
2. 开启微波信号源，选择“等幅”方式，预热 30 分钟。
3. 测量谐振腔的长度，根据公式计算它的谐振频率，一定要保证 n 为偶数。
4. 将检波晶体的输出接到电流表上，用电流表测量微波的大小，调节微波频率，使谐振腔共振，用直读频率计测量共振频率 f。
5. 断开扫场，逐点测绘 P-B 曲线，考虑频散效应，计算 $P_{1/2}$ ，并得到相应的 B 值。
6. 计算回磁比 γ 、g 因子，共振线宽，弛豫时间。

思考题

1. 在本实验中，传输式谐振腔 n 为什么取偶数？

参考资料

微波工程 David M Pozar 著 张肇仪 周乐柱 吴德明 翻译 电子工业出版社

近代物理实验 葛惟昆 王合英 清华大学出版社

沙振舜 黄润生 新编近代物理实验 南京大学出版社