

$$\omega \int_{V_C} (H_0^* \mu_0 \ddot{\mu} H + E_0^* \epsilon_0 \epsilon E) dV = \omega_0 \int_{V_C} (H_0^* \mu_0 H + E_0^* \epsilon_0 E) dV$$

将上式等号左边和右边同时减去一个

$$\omega \int_{V_C} (H_0^* \mu_0 H + E_0^* \epsilon_0 E) dV, \text{ 可得:}$$

$$\begin{aligned} & \omega \left[\int_{V_C} (H_0^* \mu_0 \ddot{\mu} H + E_0^* \epsilon_0 \epsilon E) dV - \int_{V_C} (H_0^* \mu_0 H + E_0^* \epsilon_0 E) dV \right] \\ &= (\omega_0 - \omega) \int_{V_C} (H_0^* \mu_0 H + E_0^* \epsilon_0 E) dV \end{aligned}$$

由此可得:

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = - \frac{\int_{V_s} (H_0^* \Delta \ddot{\mu} H + E_0^* \Delta \epsilon E) dV}{\int_{V_C} (H_0^* \mu_0 H + E_0^* \epsilon_0 E) dV} \quad (7-11)$$

式中, $\Delta \ddot{\mu} = \mu_0 \ddot{\mu} - \mu_0 = \mu_0 (\ddot{\mu} - 1)$, $\Delta \epsilon = \epsilon_0 \epsilon - \epsilon_0 = \epsilon_0 (\epsilon - 1)$, 分子部分改成取 V_s 的积分是因为 $\Delta \ddot{\mu}$ 只存在于 V_s 内。

当 $V_s \ll V_C$ 时, 可认为旋磁铁氧体样品对谐振腔内场的分布没有多大影响, 可近似地把这种情况下的场分布看成非微扰情况的场分布, 于是式(7-11)中分母按 V_C 积分项内的微扰场 E 和 H 都可用静态场 E_0 和 H_0 来取代, 在此情况下式(7-11)变成:

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = - \frac{1}{2 W_0} \int_{V_s} (H_0^* \Delta \ddot{\mu} H + E_0^* \Delta \epsilon E) dV$$

$$\text{式中, } W_0 = \int_{V_C} \epsilon_0 |E_0|^2 dV = \oint_{V_C} \mu_0 |H_0|^2 dV_0.$$

因为 ω 和 ω_0 都是复数, 即 $\omega = \omega' + j\omega''$, $\omega_0 = \omega'_0 + j\omega''_0$ 。

当 $\omega' \gg \omega''$, $\omega'_0 \gg \omega''_0$, 且 $\omega' = \omega'_0$ 时, 则有

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} \approx \frac{\omega' - \omega'_0}{\omega'} + j \left(\frac{\omega''}{\omega'} - \frac{\omega''_0}{\omega'_0} \right) \quad (7-12)$$

可以证明 $\frac{\omega''}{\omega'} = \frac{1}{2Q}$, $\frac{\omega''_0}{\omega'_0} = \frac{1}{2Q_0}$, 其中 Q 和 Q_0 分别是置有样品和没有样品时谐振腔的固有品质因素。将上述结果代入式(7-11), 就可得到谐振腔复数谐振频率的微扰公式:

$$\frac{\omega' - \omega'_0}{\omega'} + j \left(\frac{1}{2Q} - \frac{1}{2Q_0} \right) = - \frac{\int_{V_s} (H_0^* \Delta \ddot{\mu} H + E_0^* \Delta \epsilon E) dV}{\int_{V_C} (H_0^* \mu_0 H + E_0^* \epsilon_0 E) dV} \quad (7-13)$$

上式分母中的微扰场已用准静态场取代。式中带有“0”脚标的量都是扰动前的参数, 未带脚标的为扰动后或样品所在处的参数。

7.2 传输式谐振腔的等效电路

我们知道, 在谐振腔中放入旋磁样品将引起谐振频率和品质因素的改变。利用前面导出的微扰公式, 结合具体的谐振腔的电磁场型和样品的形状、位置, 作进一步的计算就

可以得到在进行各种磁参数测量中能直接应用的测量表达式。在进行这一工作之前,我们先来讨论与测量有关的谐振腔的基本关系式。

微波测量中经常应用着两种型式的谐振腔:反射式和传输(通过)式。反射式谐振腔只有一个耦合元件,激励和测量都由这个耦合元件完成。而传输式谐振腔则有两个耦合元件,它的激励小孔和测量小孔分别处于两个位置。目前在磁性测量中一般都使用传输式谐振腔,所以在这一节里我们仅讨论这种谐振腔。

一、传输式谐振腔的等效电路分析

对于一个谐振回路,常常采用“品质因素”来表示该回路中的损耗及储能的优劣,这种处理方法对于谐振腔也是适宜的。因此,这就提供了把谐振腔等效成集中参数谐振电路来研究的可能性。谐振腔的基本参数是:谐振频率 ω_0 , 品质因素 Q_0 和电导 G 。有了这几个参数之后,电感 L 和电容 C 就可求出。这就和集中参数 LC 谐振电路相似了。

谐振腔的等效电路如图 7-1(a) 所示。这里 L 、 C 和 G 都是并联的。由于不同形式的

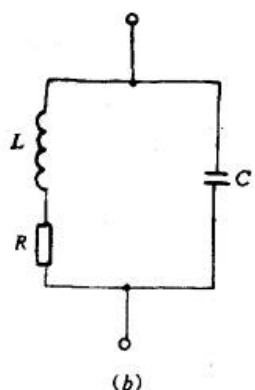
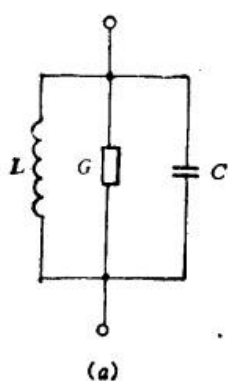


图 7-1 谐振腔的等效电路

集中参数谐振回路可以按一定的关系进行转换,因此谐振腔也可以等效成如图 7-1(b) 所示的串联电路。到底采用哪种形式的等效电路,要根据解决问题是否方便而定。在研究有旋磁样品的谐振腔时,阻抗这种概念很容易与样品的特性相联系。所以在我们的讨论中将引入如图 7-1(b) 的等效电路。

由电路理论可知,串联回路的阻

抗为:

$$Z = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \quad (7-14)$$

共振时:

$$\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}; \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (7-15)$$

$$Q_0 = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 CR} \quad (7-16)$$

式中, ω_0 为共振角频率。

谐振腔必须接入微波电路才能进行观测。图 7-2 所示的微波电路中,腔的左端的膜片上开有耦合孔 1,来自源的微波功率由此进入腔内,腔的右端的膜片上开有耦合孔 2,接探测微波功率的装置。如负载阻抗及信号输入端阻抗与波导特性阻抗 R_0 匹配,则从腔向左侧与向右侧望去,其阻抗均为 R_0 。

腔本身的阻抗为 Z ,来自源而进入腔的入射功率用 P_0 表示。 P_0 分成三部分:进入腔且在腔中消耗掉的部分,即腔消耗的功率 P_1 ;经过耦合孔 2 进入探测装置的部分,即通过功率 P_2 ;在耦合孔处的反射功率 P_3 。 P_3 对于以后的测量不起作用,而 P_1 和 P_2 均

可直接用探测装置检测。对于 P_0 、 P_1 、 P_2 ，可用等效电路的方法进行分析，图 7-3 示出了这种等效电路。

在图 7-3(a) 中，两个耦合孔分别等效成圈数比为 $1:n_1$ 和 $n_2:1$ 的两个变压器，整个电路共有三个回路，在图 7-3(b) 中，后两个回路都等效到第一个回路中去了，图 中所标的参数均为折算值。

在图 7-3(a) 中，空腔的阻抗为：

$$Z = R + j\omega L - j \frac{1}{\omega C}$$

$$= R \left[1 + jQ_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right] = R [1 + jQ_0 X]$$

式中，

$$X = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$$

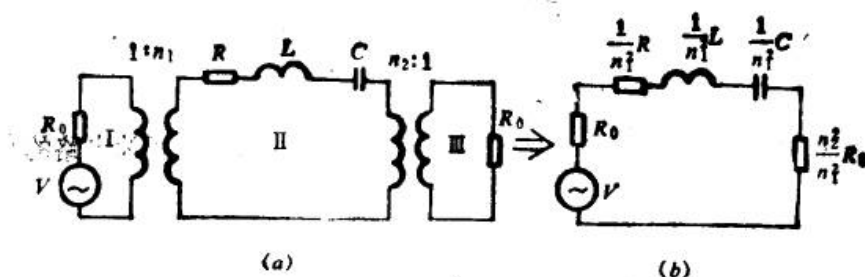


图 7-3 微波电路的等效电路

图 7-3(b) 中，整个回路的阻抗为：

$$\begin{aligned} Z_e &= R_0 + \frac{1}{n_1^2} Z + \frac{n_2^2}{n_1^2} R_0 \\ &= R_0 + \frac{1}{n_1^2} R (1 + jQ_0 X) + \frac{n_2^2}{n_1^2} R_0 \end{aligned} \quad (7-17)$$

我们知道谐振腔的有载品质因素 Q_L 应为：

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q'}$$

式中， Q_0 为谐振腔的固有品质因素： $Q_0 = \frac{\omega_0 L}{R}$ ， Q' 是腔的外品质因素。

对耦合孔 1：

$$Q'_1 = \frac{\omega_0 L}{n_1^2 R_0}$$

对耦合孔 2：

$$Q'_2 = \frac{\frac{1}{n_1^2} \omega_0 L}{\frac{n_2^2}{n_1^2} R_0} = \frac{\omega_0 L}{n_2^2 R_0}$$

这里我们引入耦合系数 β 的概念, 它的定义为:

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_1} \quad (7-18)$$

所以, 对于耦合孔 1:

$$\beta_1 = \frac{Q_0}{Q_1} = \frac{\omega_0 L}{R} \cdot \frac{n_1^2 \cdot R_0}{\omega_0 L} = \frac{n_1^2 R_0}{R}$$

对于耦合孔 2:

$$\beta_2 = \frac{Q_0}{Q_2} = \frac{\omega_0 L}{R} \cdot \frac{n_2^2 R_0}{\omega_0 L} = \frac{n_2^2 R_0}{R}$$

则

$$\frac{R}{n_1^2} = \frac{R_0}{\beta_1}; \quad \frac{n_2^2}{n_1^2} R_0 = \frac{\beta_2}{\beta_1} R_0$$

将这两个关系式代入 Z_0 的表示式得到:

$$\begin{aligned} Z_0 &= R_0 + \frac{1}{\beta_1} R_0 (1 + jQ_0 X) + \frac{\beta_2}{\beta_1} R_0 \\ &= \frac{R_0}{\beta_1} (1 + \beta_1 + \beta_2 + jQ_0 X) \end{aligned}$$

在等效电路 7-3(b) 中, 令 I 为回路电流, $I = \frac{V}{Z_0}$ 。 P_0 、 P_1 、 P_2 应视为电路的有功功率,

所以

$$P_2 = |I|^2 \frac{n_2^2}{n_1^2} R_0 = |I|^2 \frac{\beta_2}{\beta_1} R_0$$

由源输入到腔体的入射功率, 即由探测装置与源直接联接时测得的功率, 而且探测装置与源匹配, 此时之电流为:

$$I = \frac{V}{2R_0}$$

所以

$$P_0 = \left(\frac{V}{2R_0} \right)^2 R_0 = \frac{V^2}{4R_0}$$

综合以上几式得到:

$$P_2 = P_0 \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2 + (Q_0 X)^2} \quad (7-19)$$

当腔发生共振时:

$$X = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = 0$$

式(7-19)分母中 $Q_0 X = 0$, 这时输出功率 P_2 呈现最大值, 以 P_{2m} 表示:

$$P_{2m} = P_0 \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \quad (7-20)$$

若以 $T(\omega_0)$ 表示传输式谐振腔共振时的功率传输系数, 并定义为传输到负载的功率 P_{2m} 与入射功率 P_0 的比值, 即

$$T(\omega_0) = \frac{P_{2,0}}{P_0} = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \quad (7-21)$$

这就是以后要经常使用的传输式谐振腔的一个重要基本公式。

二、传输式谐振腔的 Q 值和功率传输系数

有了功率传输系数的概念，我们就可以讨论功率传输系数和 Q 值的关系了。建立了这种联系之后，谐振腔 Q 值的变化就可以用功率传输系数直接量度，从而简化测量程序。

谐振腔与微波源、探测装置所组成的微波电路，是磁性测量所必须具备的电路。这时，整个电路的有载品质因素为：

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q'_1} + \frac{1}{Q'_2}$$

将上式两边同乘以 Q_0 得：

$$\frac{Q_0}{Q_L} = 1 + \frac{Q_0}{Q'_1} + \frac{Q_0}{Q'_2} = 1 + \beta_1 + \beta_2 \quad (7-22)$$

根据式(7-21)和(7-22)，共振时传输系数又可表示成：

$$T(\omega_0) = \frac{P_{2,0}}{P_0} = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} = \frac{4Q'_1}{Q'_1 \cdot Q'_2} \quad (7-23)$$

式中， Q_L 为空腔的有载品质因素， Q'_1 和 Q'_2 分别为对应两个耦合孔谐振腔的外品质因素。当谐振腔中放入旋磁样品时，输入功率仍为 P_0 ，谐振时的输出功率将由 $P_{2,0}$ 变为 $P_{2,s}$ ，此时传输系数应为：

$$T_s(\omega_0) = \frac{P_{2,s}}{P_0} = \frac{4Q'_{L,s}}{Q'_1 \cdot Q'_2} \quad (7-24)$$

谐振腔放入旋磁样品前、后，传输功率会发生变化。由式(7-23)和(7-24)可以得到，输出功率 P_2 的相对变化量：

$$\sqrt{\frac{P_{2,0}}{P_{2,s}}} = \frac{Q_L}{Q_{L,s}} \quad (7-25)$$

谐振腔放入旋磁样品之后，微波电路的总损耗，从整体看来，可以认为是腔体的损耗与样品损耗之和。所以式(7-25)中加样品后的有载品质因素 $Q_{L,s}$ 应分成两部分，即：

$$\frac{1}{Q_{L,s}} = \frac{1}{Q_L} + \frac{1}{Q_s} = \frac{1}{Q_L} + \Delta\left(\frac{1}{Q}\right) \quad (7-26)$$

式中， Q_s 为样品的品质因素，简称样品 Q 。显然它等于加样品前、后谐振腔 Q 值的变化量，即 $Q_s = \Delta Q$ 。

由式(7-25)和(7-26)可以得到：加样品前后 Q 值与传输功率的关系：

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{P_{2,0}}{P_{2,s}}} &= Q_L \left[\frac{1}{Q_L} + \Delta\left(\frac{1}{Q}\right) \right] \\ \Delta\left(\frac{1}{Q}\right) &= \frac{1}{2Q_L} \left(\sqrt{\frac{P_{2,0}}{P_{2,s}}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (7-27)$$

7.3 复数介电常数的测量

一、复数介电常数 ϵ_r

铁氧体的介电常数 ϵ_r 在交变磁场中具有复数形式:

$$\epsilon_r = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (7-28)$$

式中, ϵ_r 称为相对介电常数, $\epsilon_r = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_0}$, 这里 ϵ_m 是材料的介电常数, ϵ_0 是真空的介电常数。

我们知道, 在交变电场中, 电位移矢量由下式表示:

$$D = \epsilon_r \epsilon_0 E = \epsilon_0 \epsilon' E - j\epsilon_0 \epsilon'' E = D_1 + D_2$$

这里 D_1 和 E 同相位, D_2 比 E 滞后 90° , 所以介电常数的虚数部分 ϵ'' 代表了材料在交变电场里的能量损耗。

为了表示材料的介电特性, 常采用 ϵ' 和介电损耗角正切这两个参数。

$$\lg \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (7-29)$$

二、用传输式矩形谐振腔测量复数介电常数

把细长的铁氧体圆棒或方棒放到矩形谐振腔中微波电场最大、而磁场近似为零的位置, 则介电常数的实部将引起谐振频率的移动, 虚部将引起 Q 值的改变。所以介电常数的实部和虚部的测量都可归结为对微波频率的测量。

(一) 量 Q 法

由于谐振腔的体积比样品体积大得多, 可以认为, 样品对谐振腔是一个微扰, 因此式(7-13)在这里是适用的[因为样品所在处微波磁场近似为零 ($H \approx 0$)]。如果样品是小圆柱体, 其轴向平行于电场的极化方向, 并且在腔体内的长度与腔的窄边尺寸相等, 这时

根据静电场近似条件: 样品内的电场就与腔体内的电场相等, 即 $E_s^* = E$ 。则式(7-13)右边分子(对样品体积的积分)可以简化成:

$\int_{V_s} \epsilon_s \Delta \epsilon E_0^2 dV$ 。式(7-13)右边分母为腔体内电磁储能对时间的平均值, 这时电场能量和磁场能量是相等的, 所以分母又可简化成:

$2 \int_{V_c} \epsilon_0 E_0^2 dV$ 。分子中的介电常数 $\epsilon_s \Delta \epsilon$ 可以作为常数处理, 并考虑到 ω' 和 ω_0' 就是电磁场的实际频率, 即微波源的频率, 那么式(7-13)可简化成:

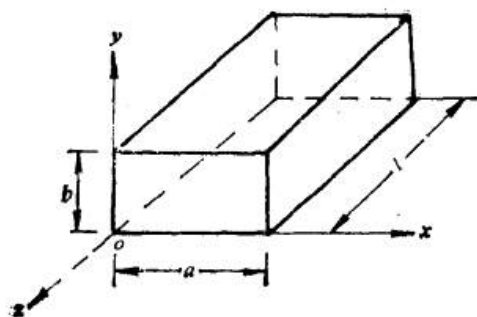


图 7-4 TE_{10n} 谐振腔 (n 为奇数)

$$\frac{f - f_0}{f_0} + j\left(\frac{1}{2Q} - \frac{1}{2Q_0}\right) = (\epsilon_r - 1) \frac{\int_{V_s} E_z^2 dV}{2 \int_{V_c} E_z^2 dV} \quad (7-30)$$

为了导出 ϵ_r 的测量表达式, 必须根据谐振腔中的场型结构引入电磁场的方程式。我们知道, TE_{10} 波在 TE_{10n} (n 为奇数) 谐振腔中(图 7-4)的场方程式为:

$$\begin{cases} E_y = E_m \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi z}{L} \\ E_x = E_z = 0 \end{cases}$$

将此方程代入式(7-30)。因为样品体积很小, 又是放在 E_y 最大的位置, 所以该式右边分子为:

$$\int_{V_s} E_z^2 dV = \int_{V_s} E_m^2 dV = E_m^2 V_s$$

而分母则为对腔体体积的积分:

$$\begin{aligned} 2 \int_{V_c} E_z^2 dV &= 2 \int_{V_c} E_m^2 \sin^2 \frac{\pi x}{a} \sin^2 \frac{\pi z}{L} dV \\ &= 2 E_m^2 \int_0^a dx \int_0^b dy \int_0^L \sin^2 \frac{\pi x}{a} \sin^2 \frac{\pi z}{L} dz \\ &= 2 E_m^2 \cdot b \int_0^a \sin^2 \frac{\pi x}{a} dx \int_0^L \sin^2 \frac{\pi z}{L} dz \\ &= 2 E_m^2 \frac{a \cdot b \cdot l}{4} = \frac{1}{2} E_m^2 \cdot V_c \end{aligned}$$

将以上两个积分运算结果代入式(7-30), 得到:

$$\frac{f - f_0}{f_0} + j\left(\frac{1}{2Q} - \frac{1}{2Q_0}\right) = -2(\epsilon_r - 1) \frac{V_s}{V_c}$$

等式两边分别取复数的实部和虚部:

$$\begin{aligned} \frac{f - f_0}{f_0} &= -2(\epsilon' - 1) \frac{V_s}{V_c} \\ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right) &= 2\epsilon'' \frac{V_s}{V_c} \end{aligned}$$

最后我们得到:

$$\begin{aligned} \epsilon' &= \frac{V_c}{2V_s} \cdot \frac{f - f_0}{f_0} + 1 \\ \epsilon'' &= \frac{V_c}{4V_s} \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right) \end{aligned} \quad (7-31)$$

式中, V_c 和 V_s 分别为腔体和样品的体积。只有当 $V_c \gg V_s$ 时才符合微扰条件, 其测量结果才认为是精确的。 f_0 、 Q 和 f_0 、 Q_0 分别是加样和不加样(空腔)时的谐振频率和品质因素。事实上, 这里的 Q 和 Q_0 是谐振腔加样和不加样时的固有品质因素, 但是谐振腔只有跟微波源和探测装置组成了微波电路后才能进行测量, 所以实际所能测得的只是两种情况下的有载品质因素 Q_L 和 Q_{L0} 。从这里可以看出, 由微扰理论所得出的结果, 在实

际测量技术中会遇到一些困难,这时我们只能应用再次近似的方法。从式(7-17)和(7-18)看出,当腔体与外界的耦合系数 β 无限减小时, $Q_0 \approx Q_{L0}$; $Q_s = Q_L$ 即腔体的固有品质因素与有载品质因素近似相等。

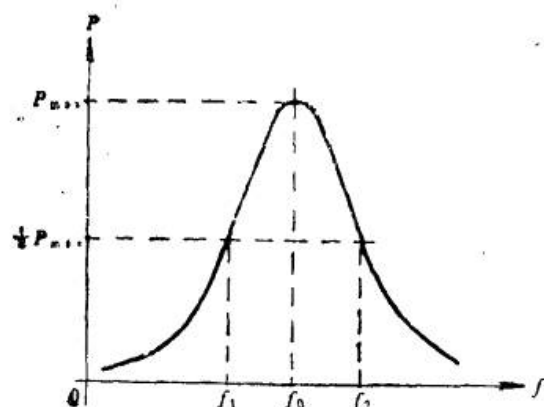


图 7-5 谐振腔的谐振曲线

地说,对于 ϵ' ,需要测量空腔的谐振频率 f_0 和加样后的谐振频率 f_{s0} 。对于 ϵ'' ,除去测量以上两个频率之外,还需测量对应于空腔半功率点的两个频率 f_{01} 与 f_{02} 和对应于加样后两个半功率点的频率 f_{s1} 和 f_{s2} 。总合起来就需要按照一定程序测量六个频率,这些频率的测量精度决定了 ϵ' 和 ϵ'' 的测量精度。

为了减小测量时出现的系统误差,必须采用低损耗的高 Q 谐振腔($Q > 5000$),但是,这种高 Q 值谐振腔的谐振曲线非常尖锐,以致两个半功率点的频率相差甚微(约1~2 MHz)。这时必须采用高分辨率的数字频率计,或采用差频法进行测量。

讨论了量 Q 法测量 ϵ' 和 ϵ'' 的原理之后,我们将要讨论它的测量装置和程序。图7-6是量 Q 法测量 ϵ' 和 ϵ'' 所需的设备。

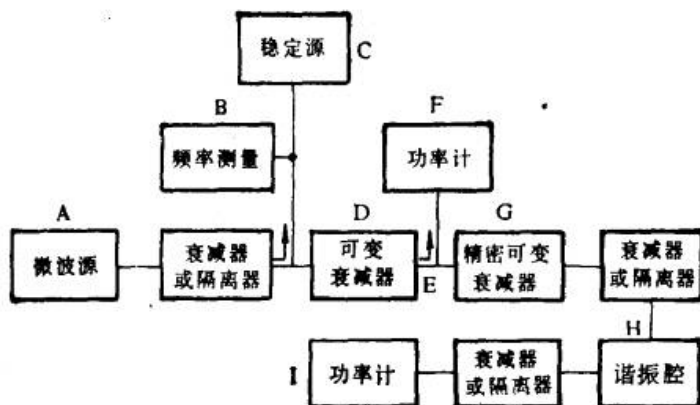


图 7-6 量 Q 法测量 ϵ' 和 ϵ'' 的装置

如图所示,来自一个恰当的未调幅或已调幅的微波信号源A的功率通过可变衰减器D来控制,并且在测量的全过程中都借助于一个定向耦合器E和一个功率计来指示,并在测试过程中保持功率的恒定。这个恒定的功率通过一个精密可变衰减器G,并输入到谐振腔H,而谐振腔的输出功率由功率计I显示。

开始测量时,用精密衰减器引入3dB的衰减量。在谐振腔中没有样品时,调整微波

频率使空腔谐振,即变化频率使腔体输出功率最大。记下此输出功率值,并用波长计或其他方法(B处)测量谐振频率 f_0 。然后除去 3dB 的衰减量,调节微波频率(此时可获得两个频率)到使其输出功率与有 3dB 衰减时腔体谐振时的相同,这就是两个半功率点的频率。取两者的差值 $\Delta f_{0.5}$,则空腔的有载品质因素 $Q = f_0/\Delta f_{0.5}$ 。

在谐振腔内放置样品,然后重复测量 f 和 $\Delta f_{0.5}$,根据式(7-31)便可计算 ϵ' 和 ϵ'' 。

进行以上测量时,样品内部的高频磁场不可能完全为零,故可引起磁损耗。用一个较大的恒定偏置磁场加到铁氧体上就可以避免这个损耗的影响,判断这个磁场是否恰当的有效方法是:介电损耗角正切的测量值应与这个磁场的强度无关。

采用以上方法,如果频率测量的准确度为 10^{-4} ,则 ϵ' 的测量误差将在 $\pm 3\%$ 以内, $\tan \delta_e$ 的测量误差将在 $\pm 5\%$ 之内。

(二) 量功率系数法

量 Q 法测 ϵ' 和 $\tan \delta_e$ 虽有精确度高的优点,但是在一般设备条件下,精确地测量频率还比较困难。在这里我们将讨论一种不需要精密频率测量装置的“量功率系数法”,其精确度虽不如量 Q 法高,但它的确是简易可行的。

根据式(7-27)和(7-31),我们可以得到:

$$\epsilon'' = \frac{V_c}{4V_s} \frac{1}{Q_L} \left(\sqrt{\frac{P_{2.0}}{P_{2.5}}} - 1 \right) \quad (7-33)$$

仍然应用图 7-6 所示的测量装置。设空腔谐振时,对应于参考输出功率电平为 P ,精密衰减器的读数为 A_s dB;加样后腔体谐振时对应于参考输出功率电平为 P ,其读数为 A_e dB。则

$$\begin{aligned} A_e - A_s &= 10 \lg \frac{P_{2.0}}{P_{2.5}} \\ \frac{P_{2.0}}{P_{2.5}} &= 10^{(A_e - A_s)/10} \\ \therefore \sqrt{\frac{P_{2.0}}{P_{2.5}}} &= 10^{(A_e - A_s)/20} \\ \sqrt{\frac{P_{2.0}}{P_{2.5}}} &= \operatorname{arclg} \left(\frac{A_e - A_s}{20} \right) \end{aligned}$$

将这个结果代入式(7-33),得到:

$$\epsilon'' = \frac{V_c}{4V_s} \frac{1}{Q_L} \left[\operatorname{arclg} \left(\frac{A_e - A_s}{20} \right) - 1 \right] \quad (7-34)$$

ϵ' 的测量式在这里是无需改变的,仍为式(7-31)所表示的方程。

量功率系数法的测量程序如下:首先保持来自微波源的功率恒定,在以后的测量过程中都使它维持这个电平不变。空腔时用精密衰减器引入一个适当的衰减量 A_s ,调节微波频率使空腔谐振,记下此时的谐振频率 f_0 的输出功率值 P ,以此电平为以后的参考值。加样后,调节微波频率使腔体再次谐振,并调节精密衰减器使输出功率仍然维持原来的参考电平。记下此时的谐振频率 f_s 和精密衰减器的读数 A_s 。应用式(7-34)、(7-31)即可算出 ϵ' 和 ϵ'' 。应注意的是,公式中的有载 Q_L ,可以在测量之前用较精密的设备测出,以后就不必每次都去测量它了,这是量功率系数法方便之所在。

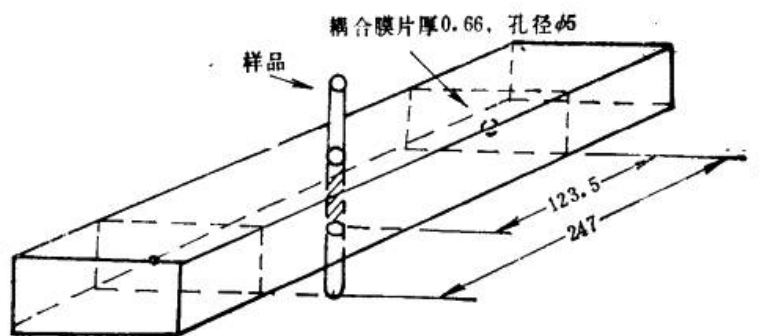


图 7-7 在 9300MHz 下测量 ϵ' 和 ϵ'' 的谐振腔(单位: mm)

以上两种测量方法,原理是相同的,其差别仅在于测量腔体损耗的方法不同。所以它们都可以采用相同的谐振腔。采用 TE_{10n} 模式, n 为奇数,如为 3 或更大。经验指出: 使用 TE_{1011} 或 TE_{1015} 模式的谐振腔,更有利于提高测量精确度。空腔的有载 Q 应大于 5000。图 7-7 给出了一般实用于 9300MHz、 $Q_L \approx 7000$ 的 TE_{1011} 谐振腔的实际结构尺寸。

三、用圆柱型谐振腔测量复数介电常数

应用矩形谐振腔基于微扰理论测量 ϵ' 和 ϵ'' 的方法的最大缺点是灵敏度低,对于低介电损耗(如 $\lg \delta_e \approx 10^{-4}$) 的铁氧体材料,灵敏度和精确度都非常不够。

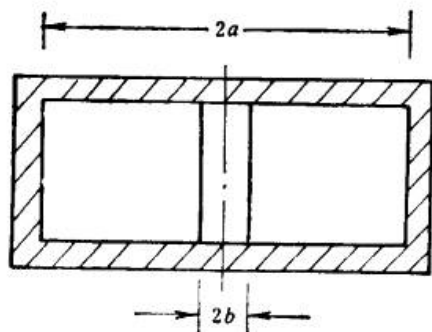


图 7-8 带有样品的理想 TM_{010} 谐振腔

国际电工委员会(IEC)(TC51)推荐圆柱型谐振腔量 Q 法作为测量的标准方法。这种谐振腔采用较大的样品,腔体的 Q 值很高(大于 2000),因此可以获得较高的灵敏度。这种谐振腔可以用解有边界条件的电磁场方程式而得到比微扰法更精确的近似计算关系式。

对于圆柱形 TM_{010} 谐振腔和棒状样品,若腔的半径为 a ,样品的半径为 b (图 7-8),样品和腔同轴安放。

这时我们可以得到以下近似关系式

$$\epsilon' = \epsilon' \left(1 - 0.722 \frac{b^2}{a^2} \epsilon' \right) \quad (7-35)$$

$$\epsilon' = 1 + \frac{0.78 \frac{\Delta f}{f_0} \left(1 + \frac{0.692 a^2 / b^2}{1 + 2 \Delta f / f_0} \right)}{1 + 1.56 \frac{\Delta f}{f_0} \ln \frac{a/b}{2.14}} \quad (7-36)$$

而

$$\begin{aligned} \epsilon'' = & \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} \right) \left[\frac{0.27 a^2 / b^2}{\left(1 - \frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 \left(1 + 1.56 \frac{\Delta f}{f_0} \ln \frac{a/b}{2.14} \right)^2} \right. \\ & \left. + \epsilon' - 1 \right] \frac{1}{1 + 1.45 \epsilon' \frac{b^2}{a^2}} \quad (7-37) \end{aligned}$$

式中, f_0 为空腔的谐振频率; Δf 为空腔和加样后谐振频率之差; Q_0 是腔内含有样品时的有载 Q , Q_2 是腔内含有与被测样品同样的 ϵ' 、而 $\epsilon'' = 0$ 那样的样品的有载 Q 值。根据理论推导

$$Q_2 = Q_0 \left(1 + 0.65 \frac{\Delta f}{f_0} \right) \quad (7-38)$$

式中, Q_0 是空腔的负载 Q 。

由此可见, 只要测出加样和不加样时谐振腔的有载 Q 值和谐振频率, 就可由式 (7-35)、(7-36)、(7-37) 计算出 ϵ' 和 ϵ'' 。

测量装置仍然可以采用图 7-6 的方框图, 测量程序也和矩形腔量 Q 法相同, 这里就不必重述了。

应用以上方法, 为了避免非零场磁损耗, 样品也必须位于轴向磁场之中, 而且磁场强度必须足够高, 这样才可避免磁损耗对测量结果的影响。

7.4 铁磁共振线宽 ΔH 和有效朗德因子 g_e 的测量

测量铁磁共振线宽的方法很多, 这里, 仅介绍作为测试标准的通过(传输)式谐振腔法。这种方法基于谐振腔的微扰理论。

铁磁共振线宽 ΔH 定义为: 共振曲线上 (χ'' - H 曲线) 两个半高点之磁场差。

对于小球样品, 发生铁磁共振时, 共振频率 f_0 与共振磁场 H_r 有如下简单关系:

$$f_0 = \frac{\gamma \cdot \mu_r H_r}{2\pi} \quad (7-39)$$

式中, γ 为旋磁比, 注意到

$$\gamma = 88 g_e \times 10^9 \text{ T}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

并将 $\mu_r = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ 一并代入式(7-39)得到:

$$f_0 = 1.76 \times 10^4 \cdot g_e H_r [\text{Hz}] \quad (7-40)$$

若已知 f_0 和 H_r 就能求出 g_e , 上式中 H_r 应以 (A/m) 为单位。在 CGS 单位制中, 式(7-40)可以写成:

$$f_0 = 1.4 \times 10^6 \cdot g_e \cdot H_r [\text{Hz}] \quad (7-41)$$

一、铁磁共振线宽的测量原理

利用谐振腔法测量铁磁共振线宽的原理是: 将待测样品放在谐振腔微波磁场最强的位置, 使样品处于相互垂直的稳恒磁场 H 和均匀微波磁场之中。在共振场附近, 若保持微波频率不变而改变稳恒磁场, 则由于铁磁共振会使谐振腔参量品质因素 Q 和谐振频率 f_0 发生变化。

在符合微扰条件时, 可由式(7-13)求出下列关系式:

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = -A\chi' \quad (7-42)$$

$$\Delta \left(\frac{1}{Q} \right) = 2A\chi'' \quad (7-43)$$

式中, A 为与样品尺寸和腔体尺寸有关的常数:

$$A = \frac{2V_s}{\left[1 + \left(\frac{l}{na}\right)^2\right] V_c}$$

式中, l 为腔长, a 为腔的宽边长, n 为沿腔长度方向的半波长数, 这里 n 为偶数, 在式(7-42~43)中, $\omega_s = 2\pi f_s$ 为谐振腔的谐振角频率。($\omega - \omega_s$) 和 $\Delta\left(\frac{1}{Q}\right)$ 分别为谐振腔谐振角频率和品质因素 Q 的变化。从式(7-42)和(7-43)可以看出: 磁化率实数部分 χ' 引起谐振频率的偏移(频散效应), 而虚数部分 χ'' 则引起品质因素 Q 的改变(吸收效应)。在这两种效应中, 我们感兴趣的是后者, 因为根据定义, 它和铁磁共振线宽有直接联系。但是频散效应会使加样后谐振腔的谐振频率偏离空腔谐振频率。为解决这个问题, 在测量中采用了逐点调谐和非逐点调谐(标准腔稳频)两种技术。

事实上, 铁磁共振线宽的测量也就是对旋磁张量磁化率对角分量 χ 的虚数部分 χ'' 的测量。对于传输式谐振腔, 它是由测量传输功率系数 T 来实现的。这样就可以通过 ($T-H$) 或 ($\chi''-H$) 曲线, 由定义求得铁磁共振线宽 ΔH 。但是如果不需要得到共振曲线, 我们就可以采用较为简便的三点法。所谓三点法, 就是测量对应于最大吸收功率点 (χ''_{\max}) 的磁场和两个半吸收点即 $\chi'' = \frac{1}{2} \chi''_{\max}$ 点的磁场。取两个半吸收点磁场之差, 即为共振线宽 ΔH 。

下面讨论从微扰理论和谐振腔的等效电路出发, 推导半吸收点功率系数的测量表达式。

(一) 逐点调谐法

逐点调谐法, 即在不同磁场下, 每测量一次均对谐振腔调谐。对于传输式谐振腔, 加入旋磁样品后的传输系数由式(7-24)给出, 重写如下:

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{4Q_1^2}{Q_1' \cdot Q_2'}$$

式中, P_{out} 和 P_{in} 为输出、输入功率。

从上式可得:

$$\frac{1}{\sqrt{T}} = \frac{1}{2} \sqrt{Q_1' \cdot Q_2'} \cdot \frac{1}{Q_L} \quad (7-44)$$

设 $Q_{L,\infty}$ 、 $Q_{L,r}$ 、 $Q_{L,\frac{1}{2}}$ 分别为远离共振点 ($H = \infty$)、共振点、半共振点谐振腔的有载品质因素, T_∞ 、 T_r 和 $T_{\frac{1}{2}}$ 分别为上述三种情况下的传输系数。由式(7-44)可以写出以上三种情况下的传输系数的表达式:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{T_\infty}} &= \frac{1}{2} \sqrt{Q_1' \cdot Q_2'} \cdot \frac{1}{Q_{L,\infty}} \\ \frac{1}{\sqrt{T_r}} &= \frac{1}{2} \sqrt{Q_1' \cdot Q_2'} \cdot \frac{1}{Q_{L,r}} \\ \frac{1}{\sqrt{T_{\frac{1}{2}}}} &= \frac{1}{2} \sqrt{Q_1' \cdot Q_2'} \cdot \frac{1}{Q_{L,\frac{1}{2}}} \end{aligned}$$

考虑到式(7-43), 并注意 Q_1' 和 Q_2' 是不随样品和磁场而变的常数, 我们可以得到如

下的关系式:

$$\frac{1}{\sqrt{T_r}} - \frac{1}{\sqrt{T_\infty}} = A \sqrt{Q'_1 \cdot Q'_2} \cdot x'' = C x'' \quad (7-45)$$

$$\frac{1}{\sqrt{T_{\frac{1}{2}}}} - \frac{1}{\sqrt{T_\infty}} = \frac{1}{2} A \sqrt{Q'_1 \cdot Q'_2} \cdot x'' = \frac{C}{2} x'' \quad (7-46)$$

式中,谐振腔的外品质因素 Q'_1 和 Q'_2 是一定的。所以 $C = A \sqrt{Q'_1 \cdot Q'_2}$ 也是一个常数。由式(7-45)和(7-46)可以得到半共振点和共振点及远离共振点三个传输系数之间的关系:

$$2 \left(\frac{1}{\sqrt{T_{\frac{1}{2}}}} - \frac{1}{\sqrt{T_\infty}} \right) = \frac{1}{\sqrt{T_r}} - \frac{1}{\sqrt{T_\infty}}; \quad \sqrt{T_{\frac{1}{2}}} = \frac{2}{\left(\frac{1}{\sqrt{T_r}} + \frac{1}{\sqrt{T_\infty}} \right)}$$

所以

$$\sqrt{\frac{T_{\frac{1}{2}}}{T_\infty}} = \frac{2}{\sqrt{\frac{T_\infty}{T_r}} + 1} \quad (7-47)$$

引入符号 $P_{\frac{1}{2}}$ 、 P_r 和 P_∞ 分别表示半共振点、共振点和远离共振点谐振腔的输出功率,并令输入功率 P_{in} 为常量,由于

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}}$$

所以我们可以得到:

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{P_{\frac{1}{2}}}{P_\infty}} &= \frac{2}{\sqrt{\frac{P_\infty}{P_r}} + 1} \\ P_{\frac{1}{2}} &= \frac{4 P_\infty}{\left(\sqrt{\frac{P_\infty}{P_r}} + 1 \right)^2} \end{aligned} \quad (7-48)$$

若将系统的增益(或衰减量)用分贝(dB)表示,则与以上三种情况对应的衰减量分别为:

$$\alpha_\infty = 10 \lg \frac{P_\infty}{P_{in}}; \quad \alpha_r = 10 \lg \frac{P_r}{P_{in}}; \quad \alpha_{\frac{1}{2}} = 10 \lg \frac{P_{\frac{1}{2}}}{P_{in}}$$

从远离共振点到共振点,衰减量的变化为:

$$\alpha_\infty - \alpha_r = 10 \lg \frac{P_\infty}{P_{in}} - 10 \lg \frac{P_r}{P_{in}} = 10 \lg \frac{P_\infty}{P_r}$$

所以,

$$\frac{P_\infty}{P_r} = 10^{(\alpha_\infty - \alpha_r)/10}$$

从远离共振点到半共振点,衰减量的变化为:

$$\alpha_\infty - \alpha_{\frac{1}{2}} = 10 \lg \frac{P_\infty}{P_{in}} - 10 \lg \frac{P_{\frac{1}{2}}}{P_{in}} = 10 \lg \frac{P_\infty}{P_{\frac{1}{2}}}$$

$$\begin{aligned}
&= 10 \lg \frac{P_{\infty}}{4 P_{\infty}} \\
&\quad \left(\sqrt{\frac{P_{\infty}}{P_r} + 1} \right)^2 \\
&= 10 \lg \left(\sqrt{\frac{P_{\infty}}{P_r} + 1} \right)^2 - 20 \lg 2 \\
&= 20 \lg (10^{(\alpha_0 - \alpha_r)/20} + 1) - 20 \lg 2
\end{aligned}$$

由此得到:

$$\alpha_{\frac{1}{2}} = \alpha_0 + 20 \lg 2 - 20 \lg (10^{(\alpha_0 - \alpha_r)/20} + 1) \quad (7-49)$$

这就是在给定远离共振点的衰减量和测得共振点的衰减量之后计算半共振点衰减量的公式。应用这一公式时,在整个测量过程中,都要调整微波频率使腔体始终处于谐振状态。

(二) 非逐点调谐法

这种方法的基本特点是:在测量的全过程中将微波源频率始终保持在空腔谐振频率。为此,必须使用标准腔稳频系统,所以这种方法有人又把它称做标准腔稳频法。

我们知道:在铁磁共振场附近,由于张量磁化率对角分量的实数部分 χ' 随磁场的改变会引起谐振频率的偏移,式(7-42)已经给出了这种关系。在测量过程中如果使谐振腔在任何情况下都工作在空腔谐振频率下,而不须逐点调谐。作此技术处理之后,将会简化测量程序,但是用于确定半共振点的方程式(7-48)或(7-49)必须加以修正。

由铁磁理论知道:罗仑兹型共振曲线在共振场附近,其旋磁张量磁化率对角分量的实数部分 χ' 和虚数部分 χ'' 有下面的近似关系:

$$\text{在共振点:} \quad \chi' = 0; \quad \chi'' = \chi_r'' = \chi''_{\max}$$

$$\text{在半共振点:} \quad |\chi'| = \frac{1}{2} \chi_r''; \quad \chi'' = \frac{1}{2} \chi_r''$$

$$\text{远离共振点:} \quad \chi' = 0; \quad \chi'' = 0$$

现在我们从以上关系和式(7-42)、(7-43)来考虑对式(7-48)和(7-49)的修正。

如上所述,当考虑到旋磁样品的频散效应时,谐振腔就不是始终保持谐振状态,这时腔的传输系数就不是式(7-23)和(7-24)所表示的简单形式。在共振频率附近由式(7-19)得谐振腔的传输系数 $T(\omega)$ 为:

$$T(\omega) = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2 + (Q_0 X)^2}$$

考虑到式(7-22):

$$T(\omega) = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2 (1 + Q_0^2 X^2)}$$

式中, $X = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$ 。当由 χ' 所引起的频率移动不大时,可以认为:

$$\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{1}{2} X$$

所以

$$T(\omega) = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2 (1 + 4Q_L^2\delta^2)}$$

考虑到式(7-23):

$$T(\omega) = \frac{T(\omega_0)}{(1 + 4Q_L^2\delta^2)} = \frac{4Q_L^2}{Q'_1 \cdot Q'_2 (1 + 4Q_L^2\delta^2)} \quad (7-50)$$

将式(7-42)代入(7-50)并取其倒数,得:

$$\frac{1}{T(\omega)} = \frac{Q'_1 \cdot Q'_2}{4Q_L^2} (1 + 4Q_L^2 A^2 \chi'^2)$$

再将远离共振点、共振点和半共振点的 χ' 值代入上式分别得到:

在远离共振点:

$$\frac{1}{T_0} = \frac{Q'_1 \cdot Q'_2}{4Q_{L,0}^2} \quad (7-51)$$

在共振点:

$$\frac{1}{T_r} = \frac{Q'_1 \cdot Q'_2}{4Q_{L,r}^2} \quad (7-52)$$

在半共振点:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_{\frac{1}{2}}} &= \frac{Q'_1 \cdot Q'_2}{4} \left(\frac{1}{Q_{L,\frac{1}{2}}^2} + 4A^2 \chi_{\frac{1}{2}}'^2 \right) \\ &= \frac{Q'_1 \cdot Q'_2}{4} \left(\frac{1}{Q_{L,\frac{1}{2}}^2} + A^2 \chi_r'^2 \right) \end{aligned} \quad (7-53)$$

由远离共振点到半共振点, Q 值的变化为

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q_{L,\frac{1}{2}}} - \frac{1}{Q_{L,0}} &= 2A\chi_{\frac{1}{2}}'' = A\chi_r'' = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Q_{L,r}} - \frac{1}{Q_{L,0}} \right) \\ \therefore \frac{1}{Q_{L,\frac{1}{2}}} &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Q_{L,r}} + \frac{1}{Q_{L,0}} \right) \end{aligned}$$

将上式代入式(7-53),并考虑到式(7-51)和(7-52)得到:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_{\frac{1}{2}}} &= \frac{Q'_1 Q'_2}{4} \left[\frac{1}{4} \left(\frac{1}{Q_{L,r}} + \frac{1}{Q_{L,0}} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{Q_{L,r}} - \frac{1}{Q_{L,0}} \right)^2 \right] \\ &= \frac{Q'_1 Q'_2}{4} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{Q_{L,r}^2} + \frac{1}{Q_{L,0}^2} \right) \right] = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{T_r} + \frac{1}{T_0} \right) \end{aligned}$$

最后可以得到:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{2T_0 T_r}{T_0 + T_r}$$

由于 $T = \frac{P_{out}}{P_{in}}$, 因此

$$P_{\frac{1}{2}} = \frac{2P_0 P_r}{P_0 + P_r} \quad (7-54)$$

若将输入功率 P_{in} 保持不变,依照式(7-49)的推导过程,在输出功率为某一参考值时,远离共振点、共振点、半共振点三个衰减量 $\alpha_0, \alpha_{\frac{1}{2}}, \alpha_r$ 之间的关系为

$$\alpha_{\frac{1}{2}} = \alpha_0 + 10 \lg 2 = 10 \lg (10^{(\alpha_0 - \alpha_r)/10} + 1) \quad (7-55)$$

二、铁磁共振线宽的测量方法

这里我们只对“IEC/TC51”所推荐的方法作些讨论,这个方法所用的样品是直径不大于1mm的小球,只要线宽 ΔH 大于 800A/m (约 10Oe) 就能达到足够高的精确度。

谐振腔是通过式的,在 10GHz 下共振,采用 TE_{106} 模式。有载 Q 大于 2000。将放在熔凝石英棒上或装在石英玻璃管里的样品放在离开腔壁而微波电场最小、磁场最大的位置。从腔的窄壁插入腔内,插入孔的直径不能大于 2mm。在腔内的适当位置附加一调谐微扰棒,以便通过它和电场的相互作用达到调谐,借助衰减器或隔离器使腔的输入和输出电路与腔尽量匹配。图 7-9 是谐振腔的结构,图 7-10 是测量设备方框图。微波信号源 A 输出一个调幅或不调幅的微波信号,经过精密可变衰减器 F 输入到谐振腔 G,输出功率被检测后在合适的仪表 H 上显示出来。入射到精密衰减器上的功率,经过定向耦合器和晶体检波器,由 E 检测。调节可变衰减器 C,使入射功率在测量过程中保持恒定。微波频率在 B 处监测。腔中的微扰棒和与微波源相连接的稳频装置是为适应逐点调谐法和非逐点调谐法而设置的。采用逐点调谐法时,可用微扰棒微调谐振腔频率,使之谐振。而采用

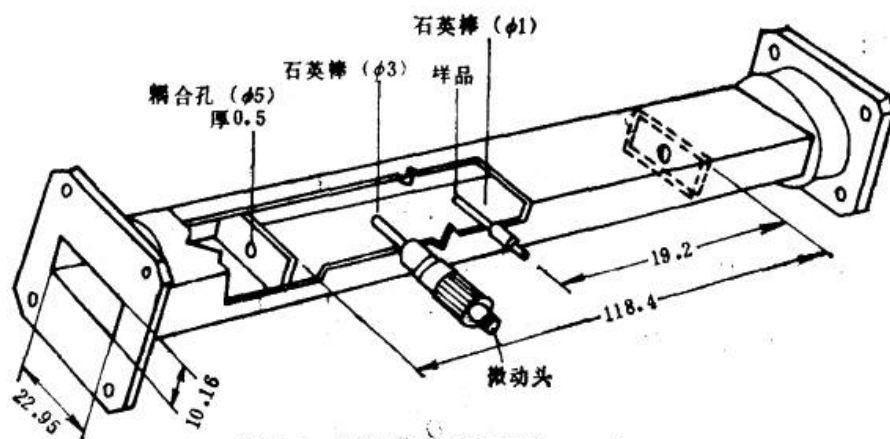


图 7-9 谐振腔的结构(单位: mm)

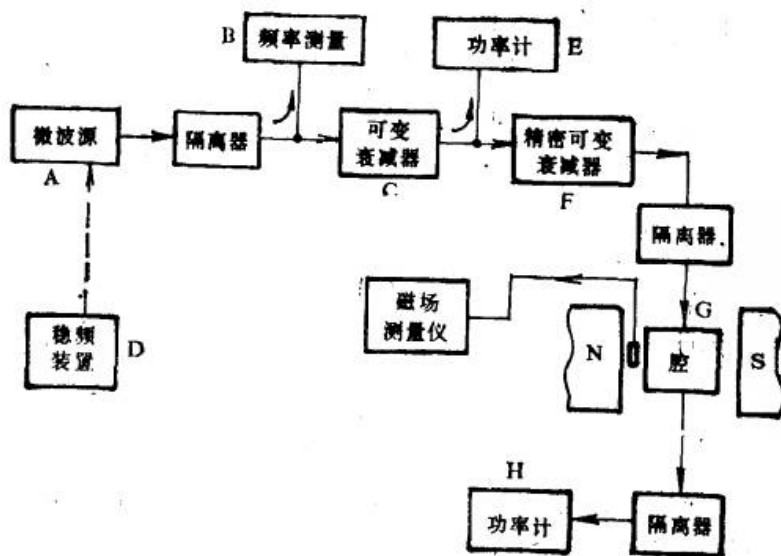


图 7-10 ΔH 测量设备方框图

非逐点调谐法时,则使用稳频装置,使微波频率始终保持空腔谐振频率。

应用上述装置时,信号发生器的频率应尽可能接近 10GHz ,借助微扰棒调谐腔体,使输出功率最大。给定一个在 E 检测到的输入电平和精密衰减器的衰减量 $\alpha_0\text{dB}$,则在输出端 H 处可以测到一个输出电平,并取此值为输出电平的参考值。

将样品插入腔体,加上静磁场,并调节静磁场使输出功率最小。测定此时的静磁场强度 H_r 和微波频率 f_0 ,利用式(7-40)或(7-41)可以计算有效兰德因子 g_0 。

为了测量 ΔH ,当输出功率最小之后,为恢复到参考输出电平,还需再调节精密衰减器到一个新的衰减量 α_r 。

应用非逐点调谐法时,由式(7-55)计算出能在半共振点获得输出参考电平的衰减器读数 $\alpha_{\frac{1}{2}}$,将精密衰减器放在此点,改变静磁场,测量使输出达到参考电平时的两个磁场值 H_1 和 H_2 ,两者之差即为 ΔH 。

应用逐点调谐法时,由式(7-49)计算出 $\alpha_{\frac{1}{2}}$,并将精密衰减器放在此点,改变磁场以得到输出参考电平。用微扰棒重新调谐,得到最大输出,再调磁场和微扰棒,使输出仍为参考电平,记下最后的磁场 H_0 。重复以上步骤可以得到另一半共振点的磁场值,两者之差即为铁磁共振线宽 ΔH_0 。

应用以上方法,若频率的精度是 $\pm 1\%$,磁场强度测量精度是 $\pm 2\%$,则测量 ΔH 和 g_0 的相对误差分别是 $\pm 5\%$ 和 $\pm 2\%$ 。

最后需要讨论的是:这种测量方法没有对各种不同 ΔH 的材料规定适应小球的直径。当材料的 ΔH 较小时,磁化强度往往很高,以致共振吸收过大。这种过大的共振吸收,会造成谐振腔 Q 值急剧地降低,若不加以更正,将会带来很大的测量误差。解决这个问题的最好途径是减小样品球的体积。

7.5 有效线宽 ΔH_e 的测量

一、定义和测量表达式

当静磁场强度与在工作频率下的铁磁共振场有较大差别时,用铁磁共振线宽 ΔH 再也不能准确地计算旋磁材料的张量磁导率的各分量了。为了解决这个困难,定义了有效线宽 ΔH_e 的概念,有效线宽与右旋圆极化磁化率的虚部 μ'' 密切相关,是衡量微波器件插入损耗的一个有用的参数。

测量 ΔH_e 的方法实质上是测量铁氧体右旋圆极化磁化率的方法。它是通过同轴放置样品的 TM_{110} 圆柱谐振腔进行测量的。图 7-11 所示的腔体结构中,样品是以 z 轴为对称轴的圆柱体,在垂直于 z 轴的面上加右旋圆极化场 h_+ 。

垂直泵激励的情况下,磁化率张量可简化为二维表达式:

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_+ & 0 \\ 0 & \chi_- \end{pmatrix}$$

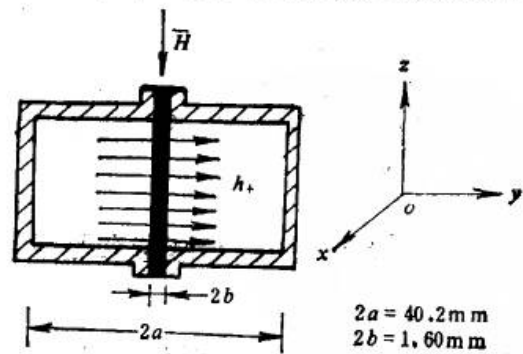


图 7-11 TM_{110} 圆柱腔和铁氧体样品

式中, χ_+ 和 χ_- 分别为右旋和左旋圆极化磁化率, 它们为复数:

$$\chi_{\pm} = \chi'_{\pm} - j\chi''_{\pm} \quad (7-56)$$

介质中由磁损耗而引起的磁化率虚部 χ'' 与有效线宽有关, 所以:

$$\Delta H_e = 2 M_s \operatorname{Im} \left(\frac{1}{\chi_+} \right) \quad (7-57)$$

式中, M_s 为饱和磁化强度。考虑了退磁作用之后, 在腔中所测得的磁化率不是内禀磁化率 χ_{\pm} 而是有效磁化率 $\chi_{\pm e}$:

$$\chi_{\pm e} = \chi'_{\pm e} - j\chi''_{\pm e}$$

但是, 由于 $\operatorname{Im}(1/\chi_{\pm e}) = \operatorname{Im}(1/\chi_{\pm})$, 与退磁因子无关, 所以有效线宽 ΔH_e 可以改写为:

$$\Delta H_e = 2 M_s \operatorname{Im} \left(\frac{1}{\chi_{\pm e}} \right) = 2 M_s \operatorname{Im} \frac{\chi''_{\pm e}}{(\chi'_{\pm e})^2 + (\chi''_{\pm e})^2} \quad (7-58)$$

式中, Im 表示取 χ_{\pm} 的虚数部分。

为了提高测量灵敏度, 采用了较大体积的样品, 因此测量 $\chi'_{\pm e}$ 和 $\chi''_{\pm e}$ 就不能使用微扰理论。对于 TM_{110} 圆柱腔可以用近似解

$$\begin{cases} \frac{1}{1 + \chi'_{\pm e}} = 3.671 \varepsilon' c_1 - 1 + 2 \left[\frac{1 + 5.485 \frac{\delta f_+}{f_0} \lg 3.415 \frac{b}{a}}{\sqrt{c_4}} \right] \\ \frac{\chi''_{\pm e}}{(1 + \chi'_{\pm e})^2} + 3.671 \varepsilon'' c_1 = 2 \left(\frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_0} \right) \left(\frac{1}{6.153 c_1 c_4} + 3.671 c_1 c_2 + c_3 \right) \end{cases} \quad (7-59)$$

式中:

$$c_1 = \left(\frac{b}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{2 \delta f_+}{f_0} \right)$$

$$c_2 = \frac{\varepsilon'}{2} \left(1 + \frac{1}{1 + \chi'_{\pm e}} \right) - 1$$

$$c_3 = \frac{1}{4} \left[1 - \frac{1}{(1 + \chi'_{\pm e})^2} \right]$$

$$c_4 = \left[1 - 1.191 \frac{\delta f_+}{f_0} \left(\frac{1}{3.671 c_1} + 1 - 4.605 \lg 3.415 \frac{b}{a} \right) \right]^2$$

式中, ε' ——样品相对介电常数的实部; ε'' ——样品相对介电常数的虚部; a ——由空腔谐振频率推算的腔体半径; b ——样品半径; Q_+ ——带有铁氧体样品的腔体的有载 Q ; Q_0 ——带有理想无损耗样品的腔体的有载 Q , 该样品磁化率的实部和被测样品相同。

从式(7-59)算出 $\chi'_{\pm e}$ 和 $\chi''_{\pm e}$ 以后, 代入式(7-58), 便可求出 ΔH_e 。可以看出, 其计算过程相当复杂。

二、 ΔH_e 的测量装置和测量程序

测量 ΔH_e 要求在谐振腔中建立正圆偏振场, 并且要检测它, 这是很关键的一点。IEC 推荐采用魔 T 桥路: 圆柱腔中有两个轴线互相正交的输入耦合孔和两个输出耦合孔。由振幅相等、相位相差 $\frac{\pi}{2}$ 的两路微波通过两个输入耦合孔, 在腔内建立正旋圆极化波, 再由两个输出耦合孔输出到魔 T 进行检测。

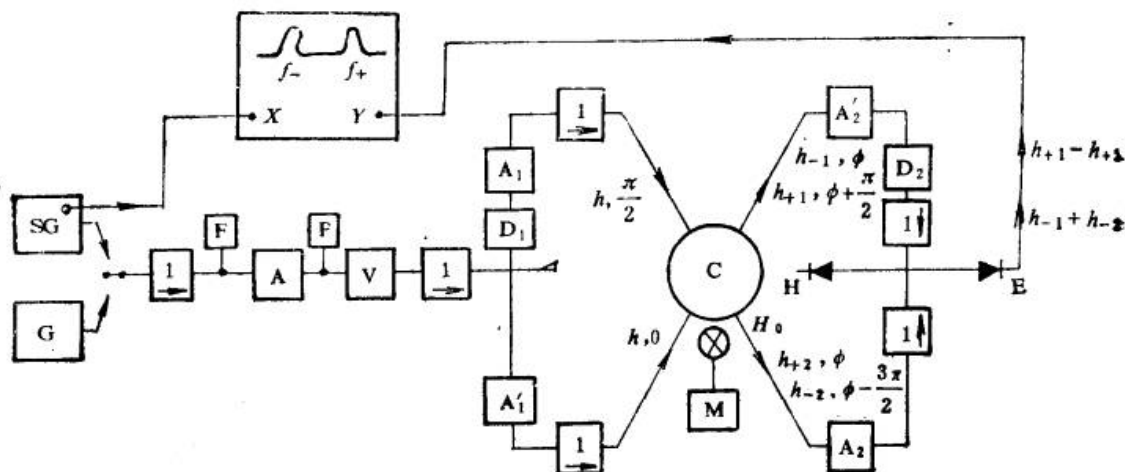


图 7-12 ΔH 测量装置方框图

图 7-12 是测量所需装置的方块图。来自一个 X 波段微波源 SG 或一个高稳定性 X 波段连续波发生器 G 的功率(其短时频率稳定性大于 10^{-7}) 通过隔离器 1, 在 F 处测量频率。然后通过可变衰减器 A 在 P 处测量功率。输入魔 T 把功率分成两部分。经过可变衰减器 A_1 、 A'_1 和可变相移器 D_1 的调整在谐振腔中复合成一个圆偏振波, 从两个输出耦合孔, 经过可变衰减器 A_2 和 A'_2 以及可变相移器 D_2 的调整, 由输出魔 T 将输出功率送到两个检波器 E 和 H。图中的 1 都是隔离器。用场强计 M 测量轴向磁场 H 。

(一) 设备的调整

一个完整的 TM_{110} 圆柱谐振腔, 如果被一线偏振波激励, 产生两个简并的正、负旋圆极化波。由于谐振腔存在不可避免的机械加工的不完整性, 使这两个模式有微小的差别。用 f_+ 表示右旋模式的频率, f_- 表示左旋模式的频率。如果一个圆柱形铁氧体棒插入谐振腔, 并沿其轴向施加一稳恒磁场 H_0 , 那么, 两个模式的频率就按照两个磁化率 μ_+ 和 μ_- 的差别而分开。当 H_0 足够高时, μ_+ 和 μ_- 趋近于 1, f_+ 和 f_- 的差别趋于零。为了得到 f_+ , 我们用输入魔 T 衰减器和相移器, 使两个相位相差 $\frac{\pi}{2}$ 的信号输入到谐振腔的输入耦合孔。为了使输出信号还保持原来的相位差, 需用输出相移器来校正。

经过振幅校正之后, 在输出魔 T 的 H 臂给出 f_+ 信号。但是, 如果在腔的输入端, 相位和振幅调整不当, 会在输出魔 T 的 E 臂出现 f_- 信号。为此, 我们必须调整输入和输出信号的频率和幅度, 使 E 臂上不出现信号 f_- 。

按图 7-12 安装测量系统之后, 应按以下程序调整设备。

首先将全部衰减器和相移器都调到零; 打开开关, 将信号源 SG 接通并将示波器接到输出魔 T 的 E 臂; 将样品插入腔体后, 施加所要求的稳恒磁场 H_0 ; 当示波器荧光屏上出现两个尖峰之后, 如果改变磁场 H_0 , 应仅仅使 f_+ 峰移动而 f_- 峰仍然稳定。

用相移器 D_1 和 D_2 缩小 f_- 和 f_+ 峰的强度, D_1 主要控制 f_- 峰, D_2 控制 f_+ 峰。然后逐次调整 A_1 (或 A'_1) 和 D_1 , 使 f_- 峰出现最小值。同样, 逐次调整 A_2 (或 A'_2) 和 D_2 , 使 f_+ 也为最小值。检验的标准是: 在 H 臂仅仅出现 f_+ 峰。这些校准工作对每个被测样品都必须重复进行, 这就是很多文献中提到的消除“简并”。

(二) 测量程序

(1) 测量空腔谐振频率 f_0 。接通信号源 SG, 在腔体里插入一个低损耗样品并将稳恒磁场加到最大值。象前面叙述过的那样, 调整外磁场的数值。利用 D_1 和 D_2 , 使 E 臂上 f_+ 有 20dB 的增量。断开稳恒磁场并除去低损耗样品, 这时在 E 臂上可以检测到与 f_- 相对应的比较大的峰, 调节相移器和衰减器消除 f_- 峰。连接信号源 G, 测量频率 f_0 。由 f_0 可以推算出腔体的半径:

$$a = 3.8317 \frac{c}{2\pi f_0} \quad (7-60)$$

式中, c ——光速。

(2) 测量空腔的有载品质因素 Q_0 。在腔体中插入低损耗样品, 并且施加已知的外加磁场 H_0 。接通信号源 G 之后, 按前述方法调整外磁场数值。应用可变精密衰减器 V 引入 3dB 的衰减量, 调整微波频率使腔体谐振, 此时腔的输出功率应该最大, 在 H 臂记下输出功率电平, 并用频率计 F 测量谐振频率 f_0 。然后在可变精密衰减器 V 上除去 3dB 衰减量, 调节信号源 G 的频率, 找出与具有 3dB 衰减量腔体谐振时有相同输出功率电平的两个频率之差, 即为两个半功率点的频率差 Δf 。所以, 带有低损耗的样品, 在某一 H_0 下腔体的有载 Q 可按下式计算:

$$Q = \frac{f}{\Delta f} \quad (7-61)$$

在不同的磁场 H_0 下, 按以上步骤, 测出多个 Q 值, 最小 Q 值所对应的磁场就是共振场 H_r , 然后作出 $\frac{1}{Q} \sim (H_0 - H_r)^{-2}$ 曲线, 利用外推法即可确定 Q_0 , 如图 7-13 所示。

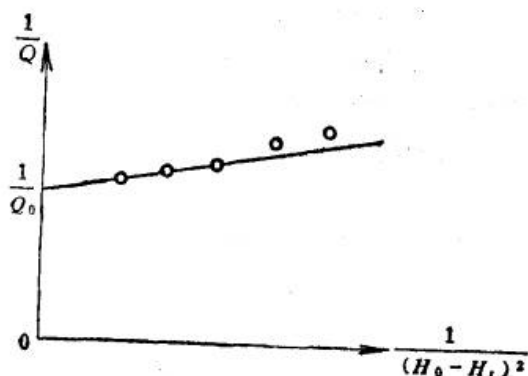


图 7-13 确定 $1/Q_0$ 外推法

(3) 测量加样品后腔体的谐振频率和有载 Q 。在腔体内插入待测样品, 施加所要求的磁场, 按前述方法消除“简并”, 接通信号源 G, 象(2)中介绍的方法测量。记录谐振频率 f (这时 $f = f_0 + \Delta f_+$) 和 Δf , 并计算 Q_+ , 此时 $Q_+ = f/\Delta f_+$ 。

将以上测得的 f_0 、 Q_0 、 Q_+ 、 Δf_+ 代入式(7-59)可以求得 χ'_+ 和 χ''_+ , 然后再代入式(7-58)可求出 ΔH_0 。在计算过程中应事先知道被测样品的复数介电常数 ϵ' 和 ϵ'' 。

采用这种方法, χ'_+ 的测量精确度在 2% 数量级, ΔH_0 的测量误差大约是 $\pm 20\%$ 。

7.6 自旋波(共振)线宽 ΔH_K 的测量

自旋波线宽 ΔH_K 是材料的重要特性参数, 它不仅与材料的高功率性能有关, 而且当材料工作在远离共振区时, 这种线宽也能表征损耗的大小。

所有的铁氧体材料, 当入射微波功率小于某一临界功率 P_c 时, $\mu''(H)$ 曲线如图 7-14 中的 a 线所示, 这是自旋波数 $k = 0$ 的一致共振曲线, 弛豫损耗用铁磁共振线宽 ΔH 表示。当入射微波功率升高并超过 P_c 时, $\mu''(H)$ 曲线变宽并且 μ'' 的最大值下降, 这种

现象称为主铁磁共振峰的过早饱和,与此同时,在小于一致共振场的某个磁场处出现了次级共振峰,这就是高功率下铁磁共振的反常现象,又称为高功率吸收现象。如图 7-14 中的 b 线和 c 线。

在高功率微波场作用下,不但会激发波数 $k = 0$ 的一致进动,而且还会激发 $k \gg 0$ 的自旋波,相应于自旋波的弛豫损耗用自旋波线宽 ΔH_k 表示。

一、自旋波线宽 ΔH_k 的测量原理

在我们以前所讨论的铁磁共振实验中,恒定磁场都是垂直于微波磁场的,这就是所谓的垂直泵激励。根据垂直激励理论,微波临界磁场与 ΔH_k 及 ΔH 都有关。我们在这里所要描述的方法是平行泵激励,其微波临界磁场只与 ΔH_k 有关。所谓平行泵激励就是将样品偏置于一个平行于微波磁场的恒定磁场之下。这样,就可以在低于共振场的磁场下观测临界微波功率以上的自旋波激发。如图 7-14 所示,低场下的次级共振峰能更明显地确定微波临界场值 h_c 。

如图 7-15 所示,随着微波场 h_{rf} 的增加,首先在脉冲的后沿看到高功率吸收。当微波场增加到临界值以上时,在脉冲的更宽范围内将看到这种吸收。在测量临界微波场 h_c 时,这种现象会给测量带来很大的误差。产生这种现象的原因是:激发一定幅度的自旋波需要时间,实验中也发现,临界场值是脉冲宽度 τ_d 的函数。所以最好的实验条件是,脉冲宽度应大于该临界场值下激发自旋波所需的持续时间。对于多晶材料,当 $\Delta H_k > 800 \text{ A/m}$ 时,脉冲宽度为 $1 \mu\text{s}$ 已经足够,但对 $\Delta H_k < 800 \text{ A/m}$ 的材料,则需要较大的脉冲宽度。

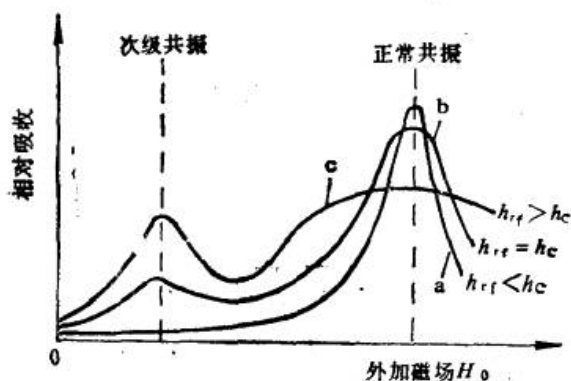


图 7-14 次级共振与正常共振的饱和

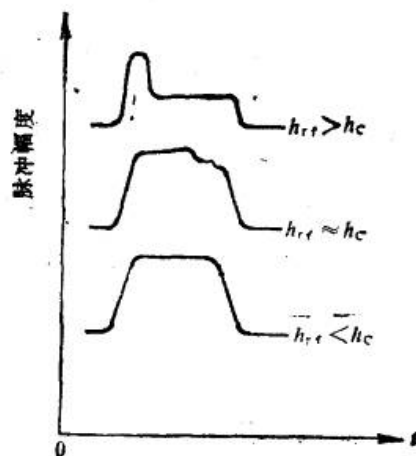


图 7-15 次级共振开始时脉冲的畸变

临界场强 h_c 等于在临界功率电平下,样品所在位置的微波磁场强度。当样品放入 TE_{10n} (n 为偶数)谐振腔中心时,微波磁场的幅值可由下式给出:

$$h = 4 \cdot \sqrt{\frac{P_{1n} Q_L}{S \mu_0 \pi f_0 a b d \left[1 + \left(\frac{d}{na} \right)^2 \right]}} \quad (7-62)$$

式中, $S = 1 + r_1$ (欠耦合谐振腔); $S = 1 + \frac{1}{r_1}$ (过耦合谐振腔); r_1 ——谐振时腔的输入电压驻波比; P_{1n} ——临界功率电平下,谐振时输入的峰值功率; Q_L ——腔的有载

Q 值; a, b, d ——分别为腔的宽、高和长; f_0 ——腔的谐振频率; μ_0 ——磁常数; n ——沿腔长方向的半波长数。

一般情况下,根据临界场强 h_c 可用以下公式计算自旋波线宽 ΔH_K :

$$\Delta H_K = h_c \frac{\omega_m}{\omega} \sin^2 \theta_K \quad (7-63a)$$

式中, θ_K 是自旋波传播方向与恒定磁场之间的夹角; $\omega_m = \gamma \mu_0 M_s$, γ 为旋磁比, M_s 为饱和磁化强度, ω 为工作频率。在平行泵激励的情况下: $\theta_K = \pi/2$, 自旋波激发时,临界场值最小,此时

$$\Delta H_K = h_c \cdot \frac{\omega_m}{\omega} \quad (7-63b)$$

对于球形样品,观察自旋激发时的静磁场强度,可由下式计算:

$$H_0 \approx -\frac{M_s}{6} + \frac{1}{2} \sqrt{M_s^2 + \left(\frac{\omega}{\mu_0 \gamma} \right)^2} \quad (7-64)$$

式中, M_s 为饱和磁化强度。

由以上分析可见,在 TE_{10n} 谐振腔中,应用平行泵法测量 ΔH_K , 首先要依据式(7-64)确定稳恒磁场强度。当输入到腔的脉冲微波功率逐渐增大时,从输出端可以检测到后沿畸变的脉冲波形,测出此时的输入功率 P_{in} , 由式(7-62)算出临界值 h_c , 或用外推法求出 h_c , 再代入式(7-63)就可算出 ΔH_K 。从所应用的公式看出,谐振腔的体积和有载 Q 与空腔谐振频率 f_0 以及样品的饱和磁化强度 M_s 是必须事先测定出的参数。

二、自旋波线宽 ΔH_K 的测量装置和测量程序

测量样品应是球形,直径为 $1\text{ mm} \sim 2\text{ mm}$; 应用 TE_{10n} 通过式谐振腔,其有载 Q 大于 2000; 共振频率为 $9 \sim 10\text{ GHz}$; 样品放在腔的横截面中心、微波电场最小而微波磁场最大的位置。

图 7-16 是测量 ΔH_K 所需设备的方块图。脉冲调制器 A 以约 0.001 的占空系数触

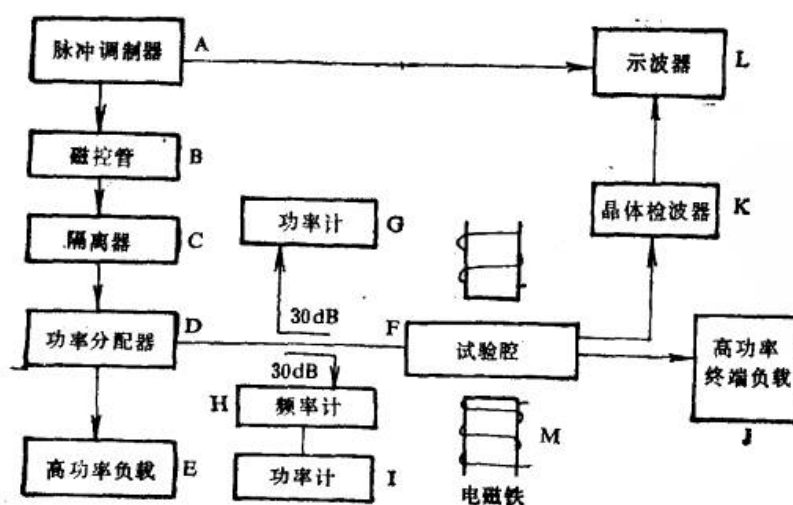


图 7-16 自旋波线宽 ΔH_K 测试设备方框图

发磁控管 B, 同时给示波器 L 提供一个同步脉冲, 隔离器 C 为磁控管提供匹配的阻抗。功率分配器 D 使功率进入试验腔 F, 并能至少在 20dB 的范围内变化。无用的功率在高功率负载 E 里被吸收。入射到试验腔里的微波信号频率和功率由频率计 H 和功率计 I 监测, 这一监测是借助 30dB 定向耦合器完成的。共振时, 通过腔体的功率由一个耦合器和检波器 K 输出并在示波器 L 上显示。恒磁场 H_0 的方向应平行于谐振腔的宽边, 垂直于腔的纵轴, 即与样品所在处的射频场方向平行。

ΔH_K 的测量可按下列程序进行。首先, 将待测样品放入腔中, 调节恒磁场强度, 使其近似等于由式(7-64)所计算出的数值。调节磁控管的频率与腔的共振频率一致; 这时, 晶体检波器 K 的输出最大, 应该使脉冲宽度尽可能长一些。调整占空系数为 10^{-4} 。磁控管工作在腔的共振频率时, 从功率计 G 和 I 的读数测定功率的反射系数, 调节功率分配器 D 以使腔中的射频场小于按式(7-62)计算的临界值, 然后再增加射频输入功率, 直到观测到脉冲波形有某种畸变。最后在预定的 H_0 值附近仔细调节恒磁场, 以减少临界射频场的强度。可用最早引起脉冲后沿形状刚刚变低的入射功率电平来计算相应脉冲宽度下的临界射频场功率电平。当磁控管输出的脉冲射频信号的脉冲宽度不够时, 应该对几个较短脉冲重复测量, 用外推法得到 h_{c0} 。如果腔体 Q_L 值的测量精度是 $\pm 3\%$, 测定入射功率电平的精度是 $\pm 10\%$, 测定腔的尺寸和共振频率的精度是 $\pm 0.5\%$, 那么 ΔH_K 的测量误差可以限定在 $\pm 15\%$ 之内。

附录 1

磁学单位及不同单位
设 1 (SI 单位的量)

量的名称	符号	SI 定义(式)	SI 单位	SI 量纲式
磁场强度	H	$H = I/2\pi r$	A/m	$m^{-1}A$
磁通密度	B	$F = QV \times B$	Wb/m ² (T) $= 1V \cdot s/m^2$	$kg \cdot s^{-1} \cdot A^{-1}$
磁感应强度	Φ	$\Phi = B \cdot A$	Wb	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-1} \cdot A^{-1}$
磁通[量]	μ	$\mu = B/H$	H/m	$m \cdot kg \cdot s^{-1} \cdot A^{-1}$
磁导率				
真空磁导率	μ_0		H/m	$mkg \cdot s^{-1} \cdot A^{-1}$
相对磁导率	μ_r	$\mu_r = \mu/\mu_0$		无
磁化率	$K, (\chi)$	$K = \mu_r - 1$	SI 单位	无
[面]磁矩	m	$m = IA,$ $T = m \times A'$	A m ²	$m^2 \cdot A$
磁化强度	M	$M = (B/\mu_0) - H$	A/m	$m^{-1} \cdot A$
磁偶极矩	j	$j = \mu_0 m$	Wbm	$m^3 \cdot kg \cdot s^{-1} \cdot A^{-1}$
磁极化强度	J	$J = B - \mu_0 H$	Wb/m ² , (T) $= 1V \cdot s/m^2$	$kg \cdot s^{-1} \cdot A^{-1}$
比磁化强度	σ	$\sigma = M/P$	A m ² /kg	$m^2 kg^{-1} \cdot A$
磁能积	$(BH)_{max}$		J/m ³ (Wb · A/m ²)	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$
磁各向异性常数	K_1, K_2, K_u		J/m ³	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$
磁能密度	W, F	$W \cdot F = E/V$	J/m ³	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$
磁动势, 磁通势	$F(F_m)$	$F = \oint H_i \cdot d_i$	A	A
磁位差	U_m	$U_m = \int_1^2 H_i \cdot d_i$	A	A
磁阻	R_m	$R_m = U_m/\Phi$	H ⁻¹ (A/Wb)	$m^{-2} \cdot kg^{-1} \cdot s^2 A^2$
退磁因子	N	$N = -H/M$		
旋磁比	γ		m/A · s 1/T · s	$m \cdot s^{-1} \cdot A^{-1}$ $kg^{-1} \cdot s \cdot A$
自感	L	$L = \Phi/I$	H	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-1}$
互感	M	$M = \Phi_1/I_2$		

注*: emu 为CGSM 单位制电磁单位的缩写,对不同的物理量,其含义和数值不同。

制中数值的换算关系

Y(GSM 单位的量)

CGSM 单位	CGSM 量纲式	Y	备 注
Oe	$\text{cm}^{-1/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	$4\pi \times 10^{-3}$	CGSM: $H = 2I/r$ F : 力, V : 速度 Q : 电量。 绝对值。
Gs(Mx/cm^2)	$\text{cm}^{-1/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	10^4	
Mx	$\text{cm}^{3/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	10^8	
emu*	无	$4\pi/10$	
1	无		ISO, IEC 还给另一名称叫 磁常数。 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{H/m}$ 即常称的“磁导率”。 $K = M/H$ T : 转矩, A : 面积。 $M = \Sigma m/V$; V : 体积 $1\text{emu} = 1\text{Gs}$
emu*	无	1	
emu*	$\text{cm}^{3/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	$1/4\pi$	
emu*	$\text{cm}^{-1/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	10^3	
emu*	$\text{cm}^{3/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	$10^{10}/4\pi$	$1\text{emu} = 1\text{Gs}$
Gs	$\text{cm}^{-1/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	$10^4/4\pi$	
$\text{emu} \cdot \text{cm}^3/\text{g}$	$\text{cm}^{1/2} \cdot \text{g}^{-1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	10^6	
erg/cm^3	$\text{cm}^{-1} \cdot \text{g} \cdot \text{s}^{-2}$	10	
Gs · Oe		$4\pi \times 10$	
erg/cm^3	$\text{cm}^{-1} \cdot \text{g} \cdot \text{s}^{-2}$	10	V : 体积; E : 磁能。 d_s : 距离的微分。 SI: $F = NI$ CGSM: $F = 4\pi NI$
erg/cm^3	$\text{cm}^{-1} \cdot \text{g} \cdot \text{s}^{-2}$	10	
Gb	$\text{cm}^{1/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	$4\pi/10$	
Gb	$\text{cm}^{1/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$	$4\pi/10$	
emu*	cm^{-1}	10^{-9}	
$1/(\text{Oe} \cdot \text{s})$	$\text{cm}^{1/2} \cdot \text{g}^{-1/2}$	4π	ϕ_1 : 穿过回路 1 的磁通。 I_2 : 回路 2 的电流。
		$10^3/4\pi$	
		10^{-4}	
cm	cm	10^9	

附录2 磁性测量基本教学实验纲要

1. 软磁材料静态磁参数的测量

应用冲击法和磁场扫描电子积分器法测量环形软磁样品的磁化曲线和磁滞回线, 确定材料的静态磁性参数: μ_i 、 μ_{\max} 、 B_s 、 B_r 、 H_L , 并了解脉冲感应法和连续感应法在原理上的区别以及确定静态磁参数的技术条件。

2. 永磁材料磁性参数的测量

应用冲击法测量圆柱形永磁样品的退磁曲线, 确定磁性参数 B_r 、 H_c 和 $(BH)_{\max}$ 。样品置于电磁铁中磁化, 用探测线圈或霍尔效应磁强计测量样品的内磁场, 用作图法和逐点计算法求 $(BH)_{\max}$ 。

3. 饱和磁化强度 M_s 的测量

可以应用振动样品磁强计或磁天平测量环形磁性样品的 M_s 。以 N_i 球作为标准样品进行相对测量。也可以用电子积分器对环形样品进行绝对测量。

4. 感应法测量居里温度

用感应法测量饱和磁化强度 M_s 随温度 T 的变化曲线 $M_s = f(T)$, 用作图法找出试样的居里温度 T_c 。样品可以是环形, 也可以是条形。

5. 交流磁化曲线的测量

用有效值电压表和示波器测量 500Hz 和 1kHz 频率下环形样品的磁化曲线并观察在不同附加直流磁场时的非对称磁滞回线及磁导率的跌落现象。

6. 磁芯总损耗的测量

在 15kHz 频率下应用电桥法测量变压器铁氧体磁芯的总损耗 P , 并观察 P 随磁通密度 B 的变化。

7. 交流电桥测量磁性材料的复数磁导率

应用由高频阻抗电桥、高频信号发生器和高频微伏表所组成的测量系统, 在频率为 100kHz~2MHz 时, 测量铁氧体磁芯的 μ' 和 μ'' , 并确定该磁芯线圈的自谐频率 ω_L 。

8. 应用 Q 表测量磁性材料的高频特性

在频率为 2MHz~30MHz 的范围内, 应用高频 Q 表测量高频铁氧体环形样品的电感和 Q 值, 计算比损耗因子 $\lg \delta / \mu_0$ 。对于不同匝数的测量线圈都要测量分布电容并修正 L 和 Q 的测量值。在频率为 20MHz~50MHz 的范围内用单匝线框重复以上测量。

9. 微波频率下旋磁材料复数介电常数的测量

应用通过式矩形谐振腔, 在 9GHz 频率下测量圆柱样品的 ϵ' 和 ϵ'' 。

10. 微波频率下旋磁材料铁磁共振线宽 ΔH 的测量

应用通过式矩形谐振腔, 在 9GHz 频率下测量小球形样品的铁磁共振场 H_r 和铁磁共振线宽 ΔH , 并计算有效 g 因子。

主要参考书

- [1] 郭贻诚, 铁磁学, 人民教育出版社, 1965。
- [2] 王伯元, 实验数据与误差分析, 清华大学出版社, 1990。
- [3] D. Hadfield, *Permanent Magnets and Magnetism*, London. 1962.
- [4] 王金山, 核磁共振波谱仪与实验技术, 机械工业出版社, 1982。
- [5] F. T. 车尔尼雪夫, 直流与交流磁测量, 上海科技出版社, 1964。
- [6] H. Zijlstra, *Experimental Methods in Magnetism*, North-Holland publishing Company, 1967.
- [7] Л. И. Кошкин, практикум по магнетизму, Издательство «Высшая школа», 1979.
- [8] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand Company, Inc. New York-London, 1951.
- [9] В. И. Чечерников, Магнитные измерения, Издательство Московского Университета, 1963.
- [10] 汤世贤, 微波测量, 国防工业出版社, 1981。
- [11] 蒋仁培, 魏克珠, 微波铁氧体理论与技术, 科学出版社, 1984。

[General Information]

书名=磁性测量

作者=周世昌编

页数=175

出版社=北京市：电子工业出版社

出版日期=1994

SS号=10831059

DX号=000000439564

URL=<http://book.szdnnet.org.cn/bookDetail.jsp?dxNumber=000000439564&d=1CE33E52CD8BBF3A9BD24A22333D4B91>