

国外科技資料譯丛

微波鉄氧体研究

国外科技资料译丛

微波铁氧体研究

内部资料



1961年5月

本譯文集分为四章，即：概述、制造和性能、应用、参数测试；共計編入二十篇文章。

本譯文集可供无綫电电子工业方面的工程技术人员、科学研究单位的研究人员，以及高等院校无綫电电子学系和物理系师生等参考。

微波鉄氧体研究

*

无綫电元件及材料国际动态編輯部編譯

1961年5月出版

*

工本費 1.5 元

目 录

第一章 概 述..... (5)

铁氧体特性的物理基础及其微波应用 K. H. 哥脱等 (5)

第二章 制造和性能..... (29)

某些多晶稀土石榴石的亚铁磁谱振 G. P. 洛德里格等 (29)

铁氧体介电性能和尺寸对谐振线宽度的影响.....
..... A. Л. 米凯良等 (48)

铁氧体中铈的替代 T. R. 麦吉尔等 (51)

不同方法制成的几种铁氧体的物理-化学性能的研究
..... Ю. Д. 特列迪雅科夫等 (72)

微波器件用铁氧体的若干制备问题 D. H. 伯林格尔等 (85)

钇-铁和钇-镍石榴石培晶的良好方法 J. W. 尼尔申 (105)

第三章 应 用..... (110)

放 大 器

铁氧体放大器的实验研究 B. П. 特钦斯基等 (110)

半静磁型铁氧体放大器的实验研究 W. L. 怀利等 (121)

纵向注入场铁磁放大器 (125)

介质铁磁放大器 (128)

隔 离 器

铁氧体谐振隔离器的设计问题 A. Л. 米凯良等 (130)

铁氧体谐振隔离器 A. Л. 米凯良等 (144)

大隔离比铁氧体谐振隔离器 A. Л. 米凯良等 (152)

环行器和相移器

微波环行器 E. 彼维特等 (163)

微波法拉第旋转器件的设计问题 S. J. 莱凡多斯基 (180)

互易及非互易矩形波导相移器 E. 彼维特 (186)

第四章 測 試.....	(207)
微波鉄氧体导磁率和电容率的諧振腔測量法.....	
..... J. N. 洛格斯	(207)
多晶鉄氧体鉄磁諧振吸收綫寬度的測量.....	
..... Ю. H. 柯丘科夫等	(213)
鉄氧体隔离器反向損耗測量法.....	C. C. 彼列里姆特尔 (219)

第一章 概述

鉄氧体特性的物理基础及其微波应用*

K. H. 哥脱, R. 益揚

由于鉄氧体具备优异的介电特性和磁特性, 近年来已广泛应用于微波技术。一台现代化的微波设备, 如尚未使用新颖鉄氧体元件(如环行器、隔离器等), 在今天几乎是不可想象的。鉄氧体元件的功能, 由下述非互易效应产生:

1. 鉄磁諧振;
2. 法拉第效应;
3. 場移效应。

一 理論基础

鉄磁諧振吸收, 是在 1946 年由格里菲茨^[1] 在研究鎳薄膜时发现的。此种效应的理論假設早在 1935 年即由兰道和里夫西茨^[2] 作出。研究鉄磁諧振吸收用的材料, 是小球状或小圆片状, 将其装在一适当的諧振腔中, 然后观察諧振腔的品质变化与外磁場的关系。波长为 3 厘米时, 确定出强烈的微波功率吸收作用发生在 3000 奥左右。产生这些損耗的原因是不难理解的, 即鉄氧体材料, 或广泛地说, 鉄磁材料, 是由許多自发磁疇組成的, 它們受所加外磁場的作用并按該磁場方向定向。此时, 組成磁疇的电子磁矩在接通磁場后, 并不直接按磁場方向旋轉, 而以这一方向为軸, 繞軸进动。若所有磁疇的磁化强度之和等于磁化矢量 M , 則可用关系式

$$\frac{dM}{dt} = \gamma [M \times H] \quad (1)$$

* K. H. Gothe, R. Jahn. Über die Physikalischen Grundlagen des Verhaltens und die Anwendung der Ferrite im Mikrowellengebiet. Nachrichtentechnik, 1960, 9, 405~413. 董培芝譯。

表示它在磁場 H 中的运动。式中， $\gamma = \mu_p \beta$ ，即所謂旋磁比； μ_p 和 β 分別表示玻耳磁子和兰道因數。

如果采用笛卡儿坐标，且 H 为 z 軸方向，則方程 (1) 可詳細地写成：

$$\begin{aligned} -\frac{dm_x}{dt} &= \gamma m_y H_z \\ \frac{dm_y}{dt} &= -\gamma m_x H_z \\ \frac{dm_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

后一方程适用于图 1 所示孔徑角很小的进动。

通过进动，磁化矢量 M 在垂直于 H 的平面上，产生两个与時間有关的分量 m_x 、 m_y 。下面均用小写字母表示与時間有关的量；反之，与時間无关的量，則用大写字母表示。

从方程 (2) 得出， $e^{i\omega t}$ 形式的值与時間的关系为：

$$\begin{aligned} j\omega m_x &= \gamma m_y H_z \\ j\omega m_y &= -\gamma m_x H_z \end{aligned}$$

和

$$(\omega^2 - \gamma^2 H_z^2) m_y = 0$$

即

$$\omega = \gamma H_z \quad (3)$$

由此可算出任一給定磁場强度 H_z 所屬的进动頻率。克脫尔^[3] 在其論文中指出，在进行这种計算时，应考虑被測材料的試样形状，他并就旋轉橢圓体的进动頻率推导出如下的关系式：

$$\omega = \gamma \{ [H_z + (N_x - N_y)M_0] [H_z + (N_y - N_x)M_0] \}^{1/2} \quad (4)$$

N_x 、 N_y 、 N_z 是所謂退磁因子。方程 (3) 表示此方程的一种特殊情况，它适用于

$$N_x = N_y = N_z,$$

即适用于一球体，或适用于无限扩展的介质。由于种种原因，进动受到了時間的限制，因此在 M 尚未具有 H_z 的方向时，图 1 中磁化矢量所通过的圓錐，其孔徑角总是比較小的。

如果这时有振幅很小的高频磁场在垂直于 H_z 的 $x-y$ 平面上作用，而该磁场的频率又与进动频率一致，则衰减便被高频磁场传输给材料的能量所抵消。故在高频磁场起作用的期间，磁化矢量始终在作进动；这时，进动圆锥的孔径角则取决于该磁场的振幅。因此，可以把这一整体看成是由一外加交变电压激发而产生振荡的衰减振荡回路。

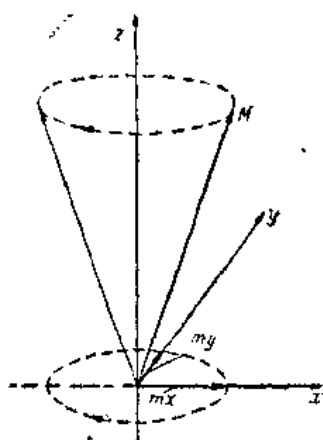


图1 磁化矢量在外加磁场中的进动运动。

如果在方程 (1)、(2) 中考虑到起作用的高频磁场 h_x, h_y ，则运动方程为：

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= \gamma \{ m_y H_z - (M_0 + m_z) h_y \} \\ \frac{dm_y}{dt} &= \gamma \{ (M_0 + m_z) h_x - m_x H_z \} \\ \frac{dm_z}{dt} &= \gamma \{ m_x h_y - m_y h_x \}. \end{aligned} \quad (5)$$

高频磁场的振幅很小时， $m_x \ll M_0$ ，因此又可使 $\frac{dm_x}{dt} = 0$ 。如果在方程 (5) 中亦考虑到这一点，并将方程按 m_x 和 m_y 排列，则得出：

$$\begin{aligned} m_x &= \frac{\gamma^2 M_0 H_z}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} h_x - j \frac{\omega \gamma M_0}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} h_y \\ m_y &= \frac{\gamma^2 M_0 H_z}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} h_y + j \frac{\omega \gamma M_0}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} h_x; \quad m_z = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

用表示磁感应强度 b 的方程

$$b = h + 4\pi m$$

可按方程 (4) 将其改写成：

$$\begin{aligned} b_x &= \left(1 + \frac{4\pi \gamma^2 M_0 H_z}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} \right) h_x - j \frac{4\pi \omega \gamma M_0}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} h_y \\ b_y &= j \frac{4\pi \omega \gamma M_0}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} h_x + \left(1 + \frac{4\pi \gamma^2 M_0 H_z}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} \right) h_y \end{aligned} \quad (7)$$

$$b_z = h_z.$$

根据这些由玻耳德^[43]推导出的方程，在磁感应强度 b 和磁场强度 h 之间存在着一种张量关系。张量是不对称的，它在文献中为：

$$|\mu|_{\text{张量}} = \begin{pmatrix} \mu - j\alpha & 0 \\ j\alpha & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

式中

$$\mu = 1 + \frac{4\pi\gamma^2 M_0 H_z}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2}; \quad \alpha = \frac{4\pi\omega\gamma M_0}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2}.$$

下文将以法拉第效应为例，详细说明导磁率的张量特性及其张量的不对称结构，这是铁氧体材料对电磁波产生非互易特性的原因。

因为涉及的是经过不同程度衰减的振荡，故吸收曲线亦不是 [无限] 窄的，而是具有一有限的带宽的。这一问题在形式上可通过运动方程 (1) 中加入各衰减项来解决。文献中记载着下述衰减项。

根据兰道和里夫西茨：

$$-\frac{\alpha_1}{M_0} \gamma M_0 \times [M_0 \times H],$$

式中 α_1 是实验中确定的衰减常数。此外，根据布洛赫-布卢姆贝耳庚：

$$-\frac{M - M_0}{T_1} + \frac{|M|}{|H|} \cdot \frac{H}{T_2}.$$

T_1 和 T_2 分别表示电子自旋之间的张弛作用及电子自旋与晶格之间的张弛作用。据此，方程 (6) 中张量导磁率的各分量均为复量：

$$\mu = \mu' - j\mu'' \quad \text{和} \quad \alpha = \alpha' - j\alpha''.$$

这种计算法是半经典的，即在描述相互耦合的电子自旋的量子力学方程中，采用了一些经典值。因此，这种理论是不能令人满意的，玻耳德^[44] 和鲁青格尔及基特尔^[45] 已用量子力学计算法代

替。然而，当时其結果不过是取得了基特尔諧振方程(4)，諧振曲綫的寬度及其不对称形状仍未得到解釋。此外，当时一方面由怀脱、沙尔特和梅賽罗^[6]确定了鉄磁諧振吸收的綫型結構；另一方面，达蒙等人^[7]又在用較高的微波功率进行測量时，观察到在鉄磁諧振时出現的第二吸收峰值。达蒙等人所作測量表明，除基特尔諧振頻率〔方程(4)〕外，还可能有許多固有頻率存在。怀脱、沙尔特和梅賽罗測得的諧振綫，可用一磁化后的鉄氧体試样的各个靜磁固有頻率的類譜解釋之，而上述在功率較高时出現的各种效应，則用电子自旋波類譜与磁化矢量的同形状进动間的耦合作用闡明。

克洛斯顿等人^[8]，从理論上探討了鉄氧体晶体中晶格的破坏对电子自旋波類譜的影响以后，求出了諧振吸收的綫寬，这些綫寬与已知的測試数据很接近。此外，他們还指出，諧振曲綫的不对称形状与此有关。

为了說明鉄氧体材料在磁滯区內的性能，必須考虑到，并非所有的自发磁疇均是由外加恒定磁場定向的。拉杜^[9]計算了一种多晶材料中各个单晶的不同磁化方向，并同样得出了 b 和 h 之間的張量关系，他为方程(6)中的 μ 和 α 推导出如下关系式：

$$\mu = \text{常数}, \quad \alpha = \frac{4\pi|M|\gamma}{\omega} \quad (7a)$$

$|M|$ 为总磁化量。

为簡便起見，設磁化后的鉄氧体材料是无限扩展的。为了描述电磁波在其中的傳播作用，应在考虑到 b 和 h 的張量关系情况下解出麦克斯威方程

$$\begin{aligned} \text{rot } h &= \frac{\partial d}{\partial t}; & \text{rot } e &= -\frac{\partial b}{\partial t} \\ &= j\omega d & &= -j\omega b. \end{aligned} \quad (8)$$

电磁波的傳播方向与所加磁場 H_z 平行，因此可以写成：

$$\begin{aligned} e &= e_0 \exp. -\gamma_0 z \\ h &= h_0 \exp. -\gamma_0 z \end{aligned} \quad (9)$$

γ_0 表示电磁波的传播常数。

因此，麦克斯威方程 (8) 变成：

$$\begin{aligned} e_x &= -\gamma_0 h_y \frac{1}{j\omega\epsilon} = -\frac{j\omega}{\gamma_0} \{ja h_x + \mu h_y\} \\ e_y &= \gamma_0 h_x \frac{1}{j\omega\epsilon} = \frac{j\omega}{\gamma_0} \{\mu h_x - ja h_y\} \\ e_z &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

此方程组可通过

$$h_x = \pm j h_y$$

解出，这就是说铁氧体材料中的自然波型由于磁化而产生圆偏振。式中的符号“±”系指偏振面的旋转方向。对两种圆偏振波 ⊕ 或 ⊖ 得出不同的传播常数 $\gamma_{0\pm}$ ：

$$\gamma_{0+} = j\omega\sqrt{\epsilon(\mu + \alpha)} \quad (11)$$

和

$$\gamma_{0-} = j\omega\sqrt{\epsilon(\mu - \alpha)}$$

这表明两种波在材料中是以不同速度传播的。

如果设想线偏振波是由 ⊕ 和 ⊖ 圆偏振波构成的，则由于方程 (11)，线偏振波的偏振面在通过铁氧体材料后，就以一定角度旋转。旋转角从下式得出：

$$\Theta = \frac{l}{2} \sqrt{\epsilon} \left(\sqrt{\mu + \alpha} - \sqrt{\mu - \alpha} \right) \quad (12)$$

式中 l 为偏振波在铁氧体中的行程。根据方程 (7)，在磁滞区内对微波频率来说， $\alpha < 1$ ，而这时若不考虑损耗，则 $\mu \approx 1$ ，因此，方程 (12) 可简化为：

$$\Theta = \frac{l}{2} \sqrt{\epsilon} \frac{4\pi |M| Y}{\omega} \quad (13)$$

根据上式，旋转角与总磁化量 M 成正比。文献中依据光学中的说法，把这种效应称作法拉第效应。

二 测定张量分量的实验方法

在实际应用中，用实验方法求得张量导磁率各分量是很重要

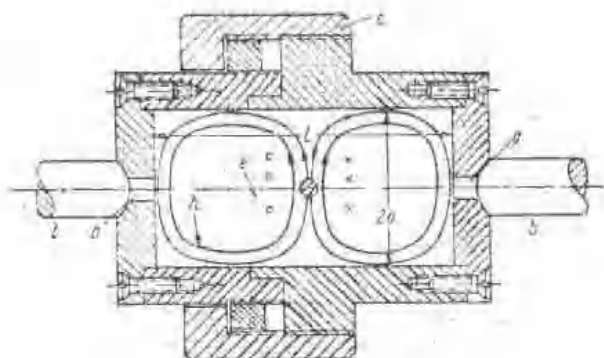


图2 諧振器結構。

的。已有的方法，就是应用以圓偏振波激励的圓筒形諧振腔。如果把待測鉄氧体材料的一个很小的試样放入 H_{112} 諧振腔，則諧振腔特性的变化就产生一大于各張量分量总和的信息。被測試样必須放置在最大磁場（高频磁場）的某一位置上，并使 $E = 0$ 。图2所示为諧振腔的結構，耦合孔及磁場分布情况。

計算按微扰法进行，例如卡西米尔^[10]所指出过的方法。諧振腔的固有頻率的变化等于：

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = -Q_0[\mu' \pm \alpha' - 1] \quad (19)$$

其品质因数的变化：

$$\delta\left(\frac{1}{2Q_L}\right) = S_0[\mu'' \pm \alpha''] \quad (20)$$

Q_L 是加負載的 Q ，

$$S_0 = 3 \cdot \frac{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \frac{\Delta V}{V_0}}{\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 I_1(\eta_0 a)} \left\{ 1 - \frac{1}{\eta_0 a^2} \right\}^{-1}$$

式中 L ——諧振腔长度；

$$\eta_0 = \frac{\varphi_{11}}{a};$$

a ——諧振腔半徑；

φ_{11} ——一級貝塞尔函数一次导数的第一零点；

ΔV ——鉄氧体試样体积；

V_0 ——諧振腔体积。

图 3 所示为一种简单测量装置的方框线路图。速調管在反射极一侧用低频锯齿形电压调制，因此从速調管发出的微波就经过了調頻。用一隔离器使此发射机与其它微波部件去耦。波抵达差接测试电桥时，即被分隔成两个波束。波束之一，经过一个接有絕緣元件的連續旋轉装置到达測量諧振腔。諧振腔在这种情况下，是 H_{112} 通路諧振器，其第二耦合孔使一部分饋入諧振器的能量去耦而輸給晶体檢波器。抵达檢波器的綫偏振波，被連續旋轉装置变换成圓偏振波。这里所接鉄氧体磁棒塗有石墨，它的任务是吸收負圓偏振波。 $\lambda/4$ 鉄氧体片重又使圓偏振波变成綫偏振波。它出现在檢波器上的信号，经过寬頻带放大而发送至示波器。如果諧振器在速調管調制范圍內，則在示波器熒光屏上显示出諧振腔的諧振曲綫。頻率測量是借助一諧振銳敏的、同时也振蕩的回波箱进行。由回波箱发出的信号，連續經過放大器和間隙振蕩器綫路而变换成針形脉冲。此种針形脉冲用来調节阴极射綫管熒光屏上的曲綫亮度，这样便得到用以示出諧振曲綫的頻率标记。为了使測量諧振器在測量时，始終处在調制范圍的中央，故用示波器的第二个射綫系統示出速調管曲綫。为了測定測量諧振器的品质因数，除低频锯齿形电压外，还加給速調管的反射极一低振幅高频信号（468 千赫）。这种很小的頻率調制，在諧振曲綫的各拐点上充其量只能轉換成調幅。一窄带輸入放大器将此高频信号进行第一次放大，接着便将之解調，并再次进行低频放大。这样，就在显象管的熒光屏上出現一曲綫，該曲綫由曲綫拐点标出了两个显著的峰值。在平方檢波的情况下，品质因数 Q_L 根据关系式

$$\frac{1}{Q_L} = \sqrt{3} \frac{\Delta\omega_i}{\omega_0} \quad (12)$$

計算， $\Delta\omega_i$ 为拐点間的頻率間距， ω_0 是諧振頻率。

图 4 为測量装置的照相圖。可从图中看到測量磁場用的磁强計。在电磁体的极靴之間，夾有一小型綫圈。用一同步电动机，使該綫圈在磁場中以 50 赫頻率旋轉，在綫圈中感应出的电压，將

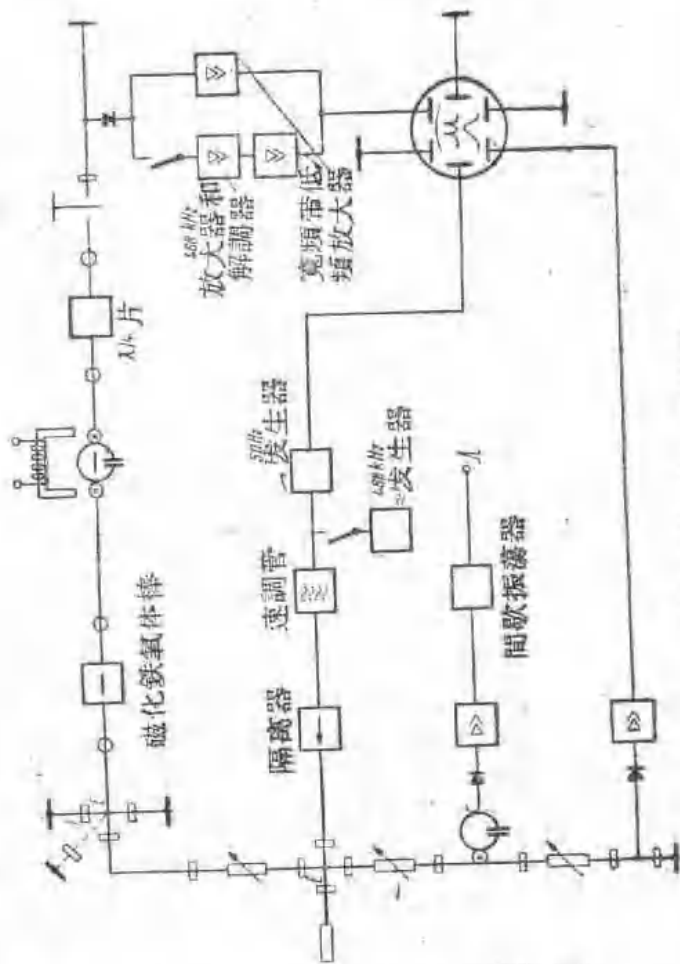


图 3 測量裝置的方框綫路圖。

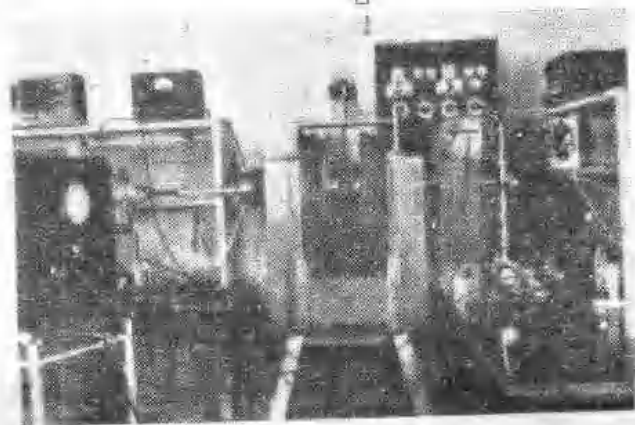


图 4 測量裝置。

在放大后指示出来。在每次测量之前，均用质子谐振磁强计进行校准，故保证测量具有足够的精度。

图5给出了一种锰铁氧体在铁磁谐振区内与磁场强度函数关系的测量结果。试样是个很小的球体。测量结果连成的曲线，并不是对称地向谐振点行进的。图5中绘出的曲线，是根据布委貝根理論算出的，用它可突出测得曲线的不对称性。

这一测量的主要结果是 $\mu'' - \alpha''$ 很小，亦即 \ominus 圆偏振波不受材料的影响。相反， $(\mu'' + \alpha'')$ 的数值在谐振时很大，致使 \oplus 圆偏振波受到很强烈的衰减。

曾用铁氧体圆片代替球体进行了磁滞区内的测量。图6所示为 $\phi = 0.9$ 厘米和 $d = 0.2$ 毫米圆片的测量结果。从曲线的形状上可以看

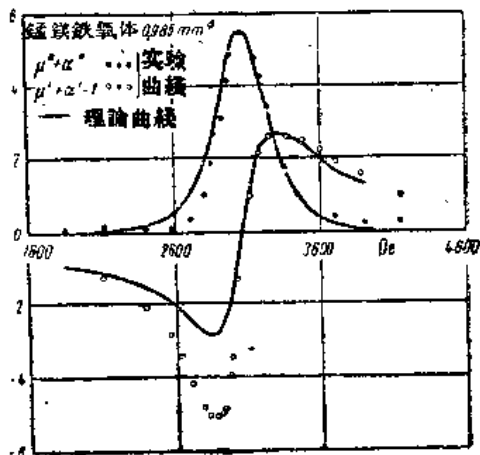


图5 测得的锰铁氧体的质量分量。

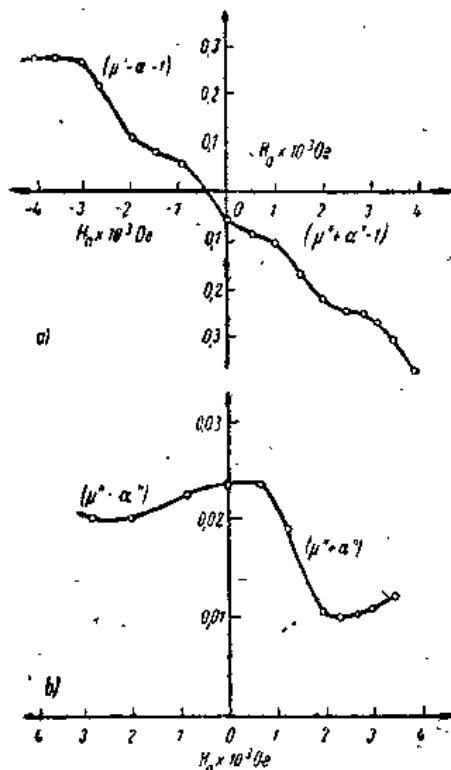


图6 锰铁氧体在磁滞区内的质量分量。

出，張量導磁率的輔對角素 α 與磁化成正比，這與從拉杜理論得出的結果相同。

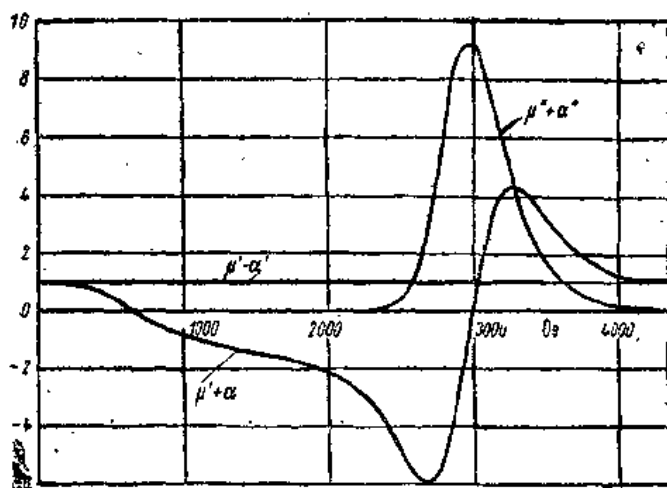


图 7 張量分量對磁場的函數關係曲線。

如果把兩種測量結果綜合於一條曲線中，則得出圖 7 所示曲線。在曲線後面存在着一個 $\mu' + \alpha' = 0$ ，而 $\mu' - \alpha' \approx 1$ 的點，此點所表示的磁場強度範圍，可用以構成場移隔離器。

三 鐵氧體元件的應用

篇首已經介紹過，微波鐵氧體在波導技術中的應用，提供出多種極有價值的新元件。目前在使用這類鐵氧體的非互易特性上取得的效果最大。鑒於鐵氧體的幾何尺寸，波長愈短，鐵氧體技術的應用愈有效。本節所述均以 3 厘米波段中的試驗為依據，然而亦可相應地引用於波導技術中的其它頻段。

在理論上闡明各種微波元件是很複雜的。所有假設，僅作為從理論上探求鐵氧體特性的基礎，在實踐中是碰不到的。在元件方面，人們始終在探討鐵氧體的最終尺寸，在此同時，亦一起考慮了元件的形狀。此外，鐵氧體僅佔據波導（橫截面）的一部分，

并且常常是非对称性的。

随着铁氧体在波导技术中的应用，对铁氧体材料提出了下述基本要求：

1. 高电阻率，不低于 10^8 欧/厘米²；
2. 衰减小；
3. 与高场移效应比相应的高法拉第效应比；
4. 对温度的关系要小。

对材料特性的其它要求，将在单独讨论各种元件时提出。在所有铁氧体中，锰镁铁氧体的参数对此频段最适宜。应该注意，这种铁氧体材料特别脆，机械加工很困难。下面所述，通常是对小功率而言（速调管功率）。各种微波铁氧体元件，在今天已是形形色色，本文仅叙述其中具有代表性的。试验采用成分固定的普通锰镁铁氧体进行。

1. 法拉第效应

概 述

在一个圆形截面的波导中，传播着 H_{11} 波；为产生法拉第旋转，在该波导中按轴向装入与电磁波传播方向平行的铁氧体；此铁氧体经过磁化，最好为圆柱形或截面为正方形的棒状。铁氧体的横截面颇小于波导的截面。外磁场强度与用于谐振吸收的磁场强度相比是很小的。

一个波在通过铁氧体后，其偏振面的旋转称作法拉第效应。由于这种现象的旋转方向与电磁波传播方向无关，故出现了法拉第效应的非互易特性。磁化方向变化便引起法拉第旋转方向改变。

图 8 示出法拉第旋转角 φ 与激励出磁场 H 的线圈电流强度 I 间的特性关系。旋转角 φ 在磁场恒定时，与铁氧体的长度、截面和圆形波导截面的比有关，亦与铁氧体材料本身有关。必须很好使铁氧体匹配。铁氧体的匹配是多种因数的函数，因此，其曲线是难以全面了解。通常在旋转区内有强烈的匹配起伏发生。