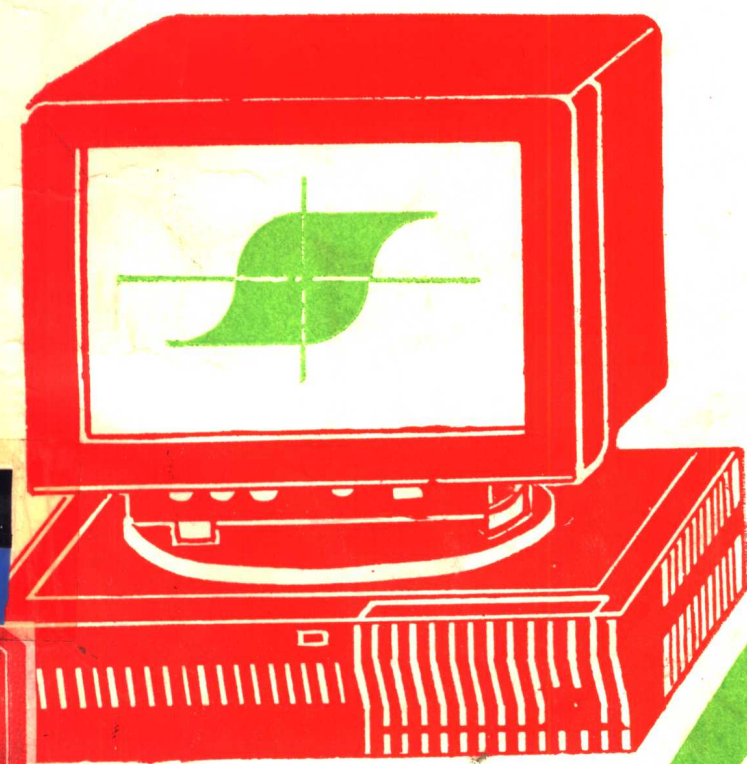


磁记录测量技术

王豪才 阮世池 王文菱 译

王豪才 校 张有纲 审



成都电讯工程学院出版社

磁记录测量技术

王豪才 阮世池 王文菱 译

王豪才 统校

张有纲 审

成都电讯工程学院出版社

• 1988 •

内 容 提 要

本书选译了日本、美国近几年来在磁记录测量技术方面的新发展和实际研究成果及生产应用的最新资料。

全书内容包括：

磁记录测量的基础技术；高密度记录时，磁头磁场及记录介质表面发散磁场的一维、二维及三维测量技术和记录波长在微米、亚微米级的新型检测技术；记录介质单颗粒状态的磁特性测量以及在工业生产中的应用；数字记录介质的磁性能测量方法与技术；录音、录像及数字记录中介质与系统的动态性能的检测技术以及自动化测量系统。

本书适用于从事磁记录技术、材料、及检测方面的广大科技人员和高等学校有关专业的师生阅读和参考。

磁记录测量技术

王豪才 阮世池 王文菱 译

王豪才 统校

张有纲 审

成都电讯工程学院出版社出版

四川省青神县印刷厂印刷

四川省新华书店经销

开本 787×1092 1/16 印张 9.5 字数 210千字

版次 1988年9月第一版 印次 1988年9月第一次印刷

印数 1—2200册

中国标准书号 ISBN 7—81016—103—2/TN·31

(15452·60)

定价：3.00元

译 序

近年来,随着磁记录技术的迅猛发展,特别是图像记录、数字外存及音响存储等领域的记录设备和记录介质,磁性记录技术的应用,几乎占据了统治地位。

为了适应我国现代磁记录技术及磁记录工业的发展,促进新型材料的研究与生产,迫切需要建立与推进磁记录技术领域中的现代检测技术和自动化检测系统。我国磁记录工业尚处于起步阶段,但发展也十分迅速,许多高等院校、科研机构、工业部门在磁记录技术的研究和生产中都投入了巨大的力量。但对于磁记录技术的现代检测方法和系统还处于空白、他们渴望看到这方面较为系统的资料和研究成果。

为了适应这一需要、加速我国的四化建设,我们结合近年来从事磁记录测量技术的研究,综合、整理、选译了日本、美国的最新资料写成本书,希望能对我国的磁记录技术、磁记录工业及相应检测技术的发展和提高有所帮助。

本书由电子科技大学王豪才主译并担任了全书的统校。参加本书翻译的有阮世池(第二章第6、7节,第3章第1、2、3节);王文菱(第4章第4、5节,第5章第1节);徐芳(第2章第5节,第4章第3节)。

在本书的翻译过程中得到了张有纲教授的大力支持和帮助,并对书稿进行了审阅,值此表示衷心的感谢。

由于时间仓促,译作水平有限,缺点和错误在所难免,敬请读者批评指正。

译 者

一九八八年八月

目 录

第一章 磁记录的基本测量技术

- § 1. 记录介质的特性及测量..... (1)
- § 2. 记录磁化..... (9)
- § 3. 磁头测量..... (14)
- § 4. 大规模模型..... (18)
- § 5. 记录系统特性..... (21)

第二章 测量磁头磁场的新技术

- § 1. 高分辨率感应线圈直接测量磁头磁场..... (36)
- § 2. 高分辨率感应线圈直接测量侧面边缘场和二维磁头场..... (42)
- § 3. 磁阻传感器测量记录磁头场..... (48)
- § 4. 磁记录磁头场的磁光测定..... (52)
- § 5. 记录磁头和磁盘高分辨率磁场测量系统..... (58)
- § 6. 电子束层析摄影法评估三维微磁性杂散场..... (64)
- § 7. 扫描电子显微镜暗线摄影法研究记录磁头及磁带表面磁场..... (69)

第三章 记录介质磁特性测量

- § 1. 记录磁性介质旋转的磁性测量..... (74)
- § 2. 单个针状 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 微粒磁性的测量..... (79)
- § 3. 磁性介质噪声的测量..... (88)
- § 4. 数字磁记录介质的磁性测量..... (95)

第四章 记录介质的机械及电磁变换性能测量

- § 1. 磁带抗张强度的测试..... (103)
- § 2. 数字方位角记录中的位误码率及测量..... (107)
- § 3. 一种高频磁芯损耗的自动测试系统..... (112)
- § 4. 录音磁带失落检测..... (117)
- § 5. 视频磁带的测试..... (122)

第五章 录像机的特性测试

- § 1. VTR的测试..... (129)

第六章 几种录音带国际标准测试方法

- § 1. 磁带记录标准及其信噪比..... (136)
- § 2. 音频噪音测量的评估——关于标准的几点看法..... (139)

第一章 磁记录的基本测量技术

[美] James E. Monson

§ 1. 记录介质的特性及测量

1.1 磁滞回线参数

众所周知，磁滞回线的参数与记录特性，有着密切的联系。因此，对于这些参数的测量，有必要进行讨论。图1-1表示在准静态下，由测量得到的具有最大 H_m 作用场的典型磁滞回线。

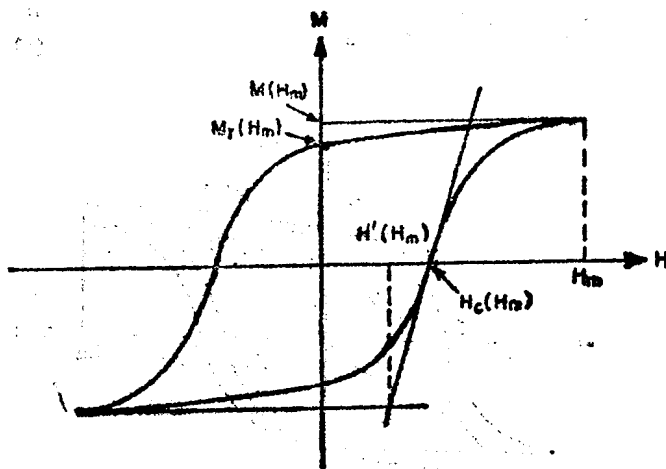


图1-1 测量所得典型磁滞回线与峰值应用磁场 H_m 的关系

通过图解可以决定：

$$\text{剩磁矩形性 } S = \frac{M_r(H_m)}{M(H_m)}, \quad \text{矫顽力矩形性 } S^* = \frac{H'_c(H_m)}{H_c(H_m)}$$

重视 H_m 值是重要的，因为回线参数是最大作用场的函数。 $M(H_m)$ 是在回线上察得的最大磁化强度，当作用场的峰值越来越大时，饱和磁化强度 M_s 是 $M(H_m)$ 的极限值 $M(\infty)$ 。剩余磁化强度 $M_r(H_m)$ 是表示作用场 H_m 降至零时，所剩余的磁化强度。而顽磁性 $M_r(\infty)$ 是表示作用场峰值无穷大时，所测得的剩余磁化强度。矫顽力 H_c 是代表磁化强度降至零时，所需的磁场。故 $H_c(H_m)$ 是取决于 H_m 值。剩余磁化矩形性可用 $S(H_m)$ 表示。它定义为： $M_r(H_m)$ 与 $M(H_m)$ 之比。矩形性的其他参数以及矫顽力矩形性 S^* 亦可用图1-1的图解得到^[1]。 S^* 是与 M 随 H 变化曲线在 $H = H_c$ 处的斜率有关，并可用下式表示：

$$S^* = 1 - \frac{M_r(H_m)/H_c(H_m)}{dM/dH} \quad (1-1)$$

当 $dM/dH \rightarrow \infty$ 时，则 $S^* \rightarrow 1$

对于记录介质的特性，除了采用常用的磁滞回线来描述外，还需要测量剩磁曲线。初始剩磁曲线的测量，应在以下条件进行。即首先使用交流场，对介质进行消磁，使介

质的剩磁为零,它表示介质的50%的粒子与其余50%的粒子是相反极性的。消磁的具体做法是:外加一个小的直流场,使介质逐渐接近上述场后又撤去,并且反复多次进行。然后,增加直流场值,重复上述过程,这样可以测得剩余磁化强度 $M_r(H)$ 随 H 的变化曲线。 $H_{0.5}$ 是表示25%的粒子磁化方向已转向 H 方向的场,此时,

$$\frac{M_r(H_{0.5})}{M_r(\infty)} = 0.50 \quad (1-2)$$

反向剩磁曲线是使样品饱和后,施加一反向磁场 H 。然后,移开相反磁场,进行测量而得到的。

图1-2给出了初始剩磁曲线与反向剩磁曲线。剩余矫顽力 H_r 是将饱和样品使其磁化强度为零的磁场。

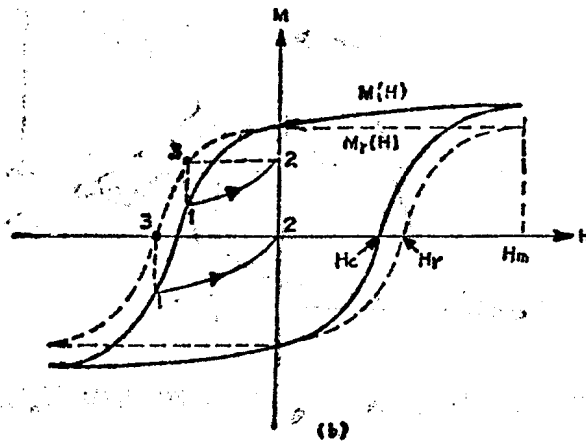
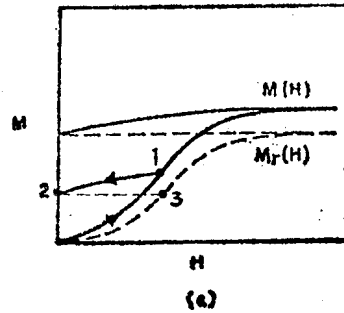


图1-2 初始剩磁曲线和反向剩磁曲线的测量
(a) 初始剩磁曲线 (b) 反向剩磁曲线

图中示出从磁滞回线到剩磁曲线的磁化路径,测量不可逆磁化变化可以得到 M_r 对于 H 的变化曲线。对应于 dM/dH 曲线的标准半宽参数是:

$$\Delta h_r = \frac{H_{0.75} - H_{0.25}}{H_r} \quad (1-3)$$

这里的 $H_{0.25}$ 和 $H_{0.75}$ 是分别对应于75%和25%的粒子被转换的场。这些条件可以在磁化强度幅值等于一半时观察到。

$$\left| \frac{M_r(H_{0.25})}{M_r(\infty)} \right| = \left| \frac{M_r(H_{0.75})}{M_r(\infty)} \right| = 0.5 \quad (1-4)$$

1-S* 值可以从 $M-H$ 曲线上得到,并由此可以很好的估计 Δh_r 值。

1.2 无磁滞参数

无磁滞磁化是在一个交流场与一个直流场同时加入的情况下导出的,把上述场加入记录介质样品有二种方式。第一种,是在直流场保持恒定时,交流场缓慢下降到零的方

式加入，这一过程通常称为理想无磁滞磁化；第二种，称为改进的无磁滞磁化，即交流场与直流场均以相同速度缓慢下降到零的方式加入。第二种情况更接近实际的无磁滞，它相应于偏置与信号电流同时加入记录磁头时的交流偏置记录。图1-3中(a)和(b)图显示了典型的理想和改进的无磁滞磁化曲线，它们是 H_{dc} 的函数，即应用直流场的函数。无磁滞磁化率 χ_{ar} 是曲线 $dM_{ar} \cdot (H_{dc}) / dH_{dc}$ 的斜率。

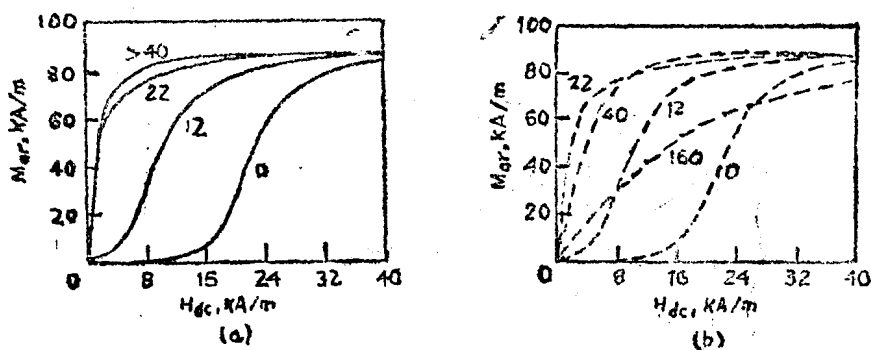


图1-3 无磁滞磁化曲线随交流偏磁电平的变化

(a) 理想无磁滞磁化 (b) 改进的无磁滞磁化

交流去磁曲线可以从负饱和状态代替交流去磁状态的理想无磁滞方式(当 $H_{dc}=0$)的情况下测得，参数 H_{ac} 是25%的粒子被转向所应用交流场的峰值。

$$\frac{M_r(H_{ac})}{M_r(\infty)} = -0.5 \quad (1-5)$$

1.3 各向异性参数

最普通的各向异性参数是定向比，它是在两个正交方向测量剩余磁化强度之比得到的。对于纵向介质，测量方向是选纵向(平行边)的方向，而相对该方向的横截面是介质的表面。对于垂直的介质，该方向是选择在该平面相垂直的平面内，各向异性的恒定值 K 及各向异性场 H_k 也表示介质的各向异性特性。

1.4 仪器

1.4.1 振动样品磁强计

振动样品磁强计(VSM)是经常用于精确测量记录介质的磁特性的仪器，图1-4给出了一个典型仪器的图解。一个大磁铁在样品上施加了一个均匀直流场，然后通过振动样品以在一对拾取线圈中产生电压的方法，测得样品中所感应的磁化强度。线圈的输出电压与位移传感器的输出有关，从而产生一个磁化信号，振动幅度与频率的变化被消去，该信号的检测通常是采用一个锁定放大器，然后与应用场信号一起送入xy绘图仪，以产生磁滞回线的方法。

在设计仪器时，必须注意保证场及其场梯度的均匀性，并适当地对测量结果进行校准^[2]。通过使用互易理论^[3]可以方便地设计出拾取线圈，而且已经有了各种组态的详细分析^[4]。

振动样品磁强计有多种特殊功能，诸如计算机控制及自动数据采集，样品的温度控制、样品的旋转定位等。振动样品磁强计很适合于测量较强的和较弱的磁滞回线，以及

起始磁化曲线和剩余磁化曲线，该仪器是测量静态磁滞回线较好的仪器。

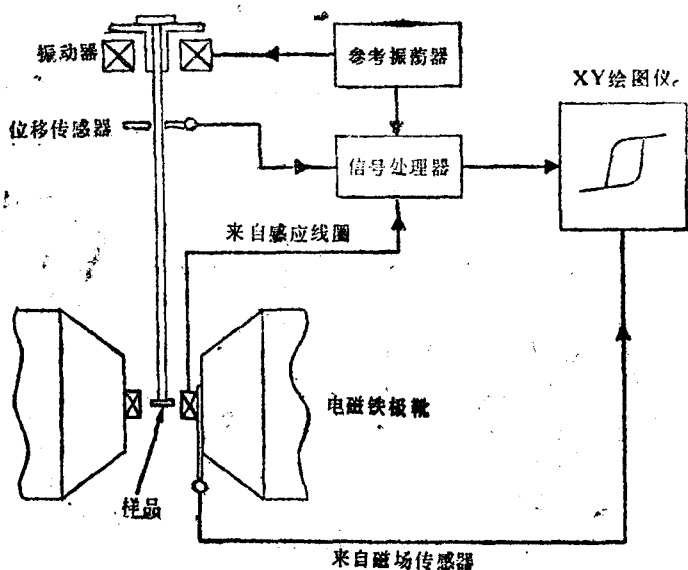


图1-4 振动样品磁强计框图

1.4.2 磁滞回线描绘仪

磁滞回线描绘仪也称为 $B-H$ 测试仪，通过对样品施加交流场，交流场的频率为市电频率，然后收集穿过感应线圈的电压测得感应强度。图1-5给出了有代表性的回线描绘仪的示意图，在没有样品存在时，应用场也会在感应线圈上产生一个感应电压，这个误差信号必须消除。消除的方法通常是采用与感应线圈串联的平衡线圈。为了获得回线的正确测量

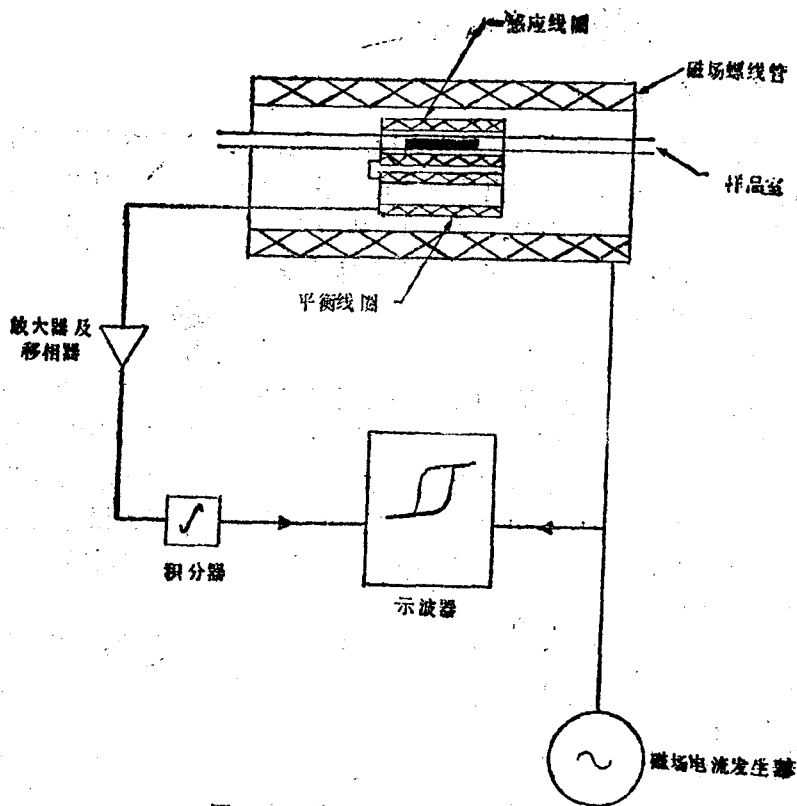


图1-5 磁滞回线描绘仪

结果，还要消除其他误差，诸如应用电流与积分器输出之间的相位差，拾取的噪声及零点漂移。已经有了如何在450千安/米的回线描绘仪的设计中减小这些错误的论文^[5]，回线测试仪对于介质参数的快速测试也是非常方便的。

1.4.3 转矩磁强计

在经典转矩磁强计中，样品是悬吊在一扭力金属丝下，而扭力丝是固定在支架上，并置于一个均匀应用场中。加在样品上的转矩是通过扭线转动的角度测得的，图1-6中(a)图显示了一个采用电子反馈驱使悬丝的系统转矩为零的装置^[6]。该技术使在应用场中作为样品取何角度的函数

的转矩测量自动化成为可能。对垂直记录介质的取样所测得的典型转矩曲线如图1-6中(b)图所示。从转矩曲线的图解可以决定取样材料的各向异性性。大多数的转矩磁强计已由各实验室自制。已经有论文介绍了很多包括转矩和灵敏度在内的很宽范围的这样一些仪器^[7]。

1.5 测量技术

1.5.1 颗粒与薄膜介质之间的区别

样品制备。在有弹性的衬底上的颗粒介质需要进行若干位置的测量，磁性涂层厚度范围从1—20 μm 。由于通常牵涉到剩余磁化，因此，物质的单位厚度要适合多数仪器的灵敏度。如果需要更高的输出信号，就

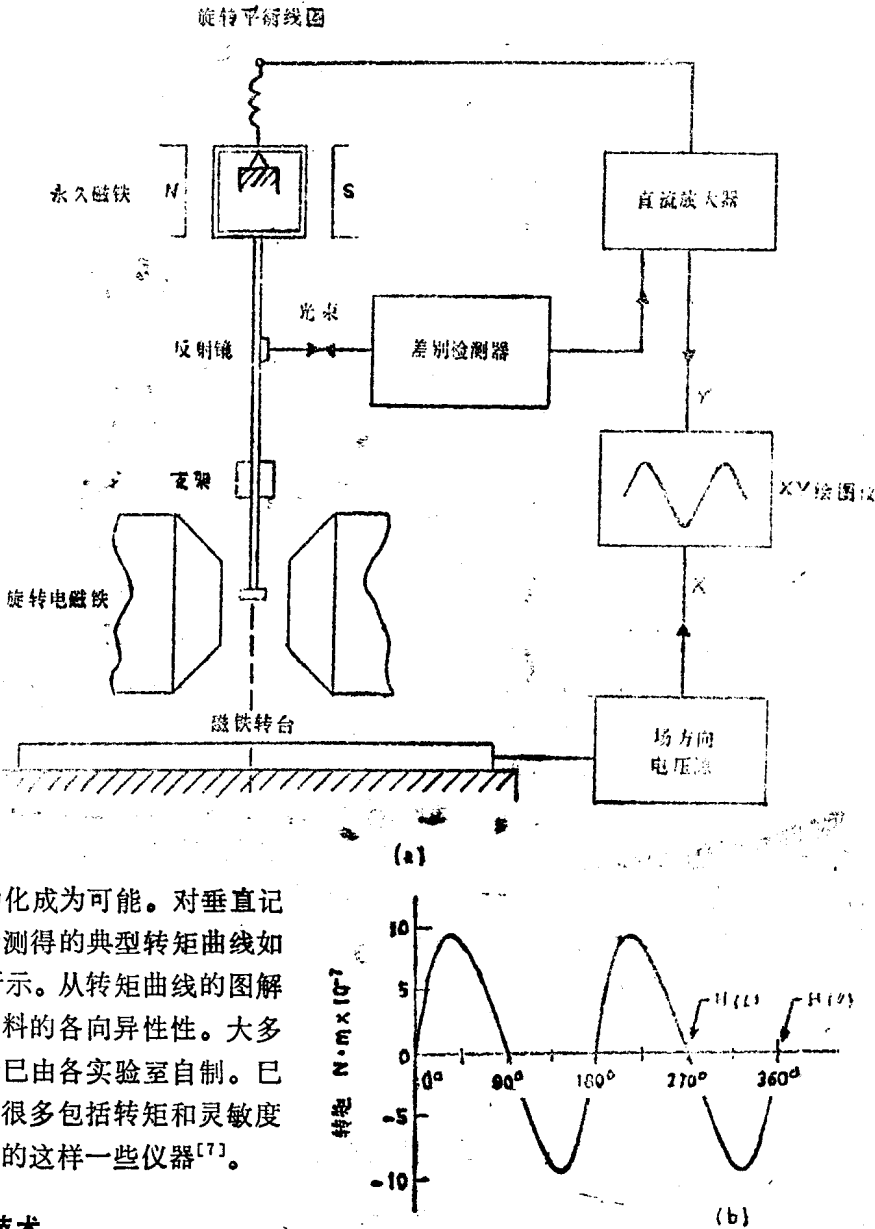


图1-6

要将几层介质迭加在一起。如果使用回线描绘仪测量,样品要长并做得更厚,同时捆在一起放在管子中,从而使去磁效应引起的磁滞回线的倾斜减小到最小。

在为无磁滞剩磁测量准备样品时要特别小心,在此测量过程中,由样品形状引起的去磁场会掩盖一些小的相互作用场,从而导致错误的结果。一个很好的实例是采用样品形状的去磁系数在应用场方向小于0.0001。同时考虑由样品内的空隙和粒子群造成的内部去磁场的影响。

考虑到涂层中的多种粒子的装填,因而决定比磁矩 σ ,是有用的, σ 定义为饱和磁化强度除以体积密度。

振动样品磁强计的样品须足够小,以适合仪器的均匀场工作空间范围,而且样品的形状需要在磁滞回线测量时不被扭曲,以消除去磁场效应。由于样品中很少是具有均匀去磁场的椭球体,因此需要审慎地确定一个适当的高于全部样品平均值的去磁系数,这项选择对于与介质平面正交测量尤为为重要。因为不适当的去磁系数会导致回线不真实的下凹的结果。

对于一个在振动样品磁强计中所测的薄膜垂直记录介质样品而言,图1-7给出了典型的薄膜垂直记录介质样品的磁化磁滞回线随应用场的变化曲线。

采用下列关系式测量回线不会有扭曲。

$$H = H_{\text{appl}} - NM \quad (1-6)$$

这里 H_{appl} 是应用于振动样品磁强计内的场。对于很薄的样品形状, N 接近于极限值1,但当 $N=1$ 被用于消除回线的扭曲时,得出的回线是凹入的,见图1-7。对于有效的去磁系数, N_{eff} 的更好估计可以通过 M 相对于 H_{appl} 的回线,在矫顽力点 $H_{\text{appl}} = -H_c$ 处的斜率^[8]。在该点的附近处,扭曲回线的磁化强度近似为:

$$M = \chi_c (H + H_c) \quad (1-7)$$

将式1-6代入式1-7,重新整理得:

$$M = \frac{\chi_c}{1 + \chi_c \cdot N_{\text{eff}}} (H_{\text{appl}} + H_c) \quad (1-8)$$

对 H_{appl} 微分给出 M 相对于 H_{appl} 回线的斜率:

$$\left[\frac{dM}{dH_{\text{appl}}} \right]_{-H_c} = \frac{\chi_c}{H \chi_c \cdot N_{\text{eff}}} \quad (1-9)$$

对于大的 χ_c 值,考虑到高矫顽力的矩形性:

$$\left[\frac{dM}{dH_{\text{appl}}} \right]_{-H_c} \approx \frac{1}{N_{\text{eff}}} \quad (1-10)$$

由式(1-10)导出的 N_{eff} 可以有效地导出无扭曲回线,如图1-7所示。但应该注意

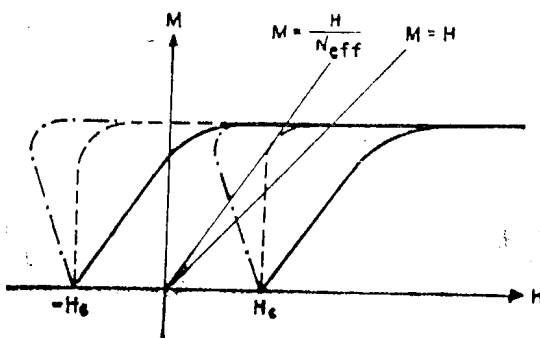


图1-7 测量所得未扭曲的磁滞回线
(测量样品为垂直记录薄膜介质,其中
—·—线表示 $N=1$, — — —线表示在
 $-H_c$ 处由其斜率决定 N_{eff} 得到的)

意，这一分析是假定 N_{eff} 不是应用场的函数。目前还没有研制出特殊的测试仪器，以研究单个粒子的性能^[9、10]。具体做法是：在透明粘性喷漆上铺一层很薄的粒子悬浮体，采用超声振动使粒子在大范围分散，从而使单位粒子之间的相互作用或粒子形成的小团块变小。将该溶液吸入一个小的扁平的毛细管状的试管内，试管放在一个均匀的可控的磁场内，用一个放大倍数为 10^4 的光学电视显微镜，从而可在电视屏幕上观察这些粒子，能够看出与小团块不同的单个粒子。再采用以下方法，即先对准颗粒长轴与磁场同相的粒子，然后在相反的方向上施加一个满幅度脉冲场，从而使粒子转动 180° ，这样可以得到单粒子的剩余矫顽力。通过观测作为脉冲场幅度的函数的粒子转动 90° 时所需的时间，可以绘出剩磁回线。

大部分薄膜介质是沉积在刚性导电衬底上的，该导电衬底将造成使用磁滞回线描绘仪在交应场的测试上变得复杂化。这样，振动样品磁强计就得到更普遍的使用。虽然薄膜介质通常具有比粒子介质有更高的顽磁性，但记录层要薄得多，从而使具有同样面积的样品其磁化强度具有20倍的差别。从介质中切下的样品，其典型的尺寸是10毫米的方块或圆盘，这一尺寸，要求仪器具有 $0.1\mu A \cdot m^2$ ($0.0001emu$) 数量级的灵敏度，或者更高。平面外的测量也一定要考虑去磁效应。

各向异性特性。各向异性通常是用两个，有时是三个正交方向上测试磁滞回线的方法进行表征的。对于各向异性的大小可以由回线的形状和参数推得。通常，由一个单独的参数推断出一个简单的特征。例如剩磁强度 M_r ，该参数导出了较早定义的定向比的概念，有时，剩磁矩形性可作为一个单独的参数。

各向异性常数通常对于描述薄膜介质的性能更为重要，特别是对于垂直薄膜介质，这一点尤为突出。因为转矩磁强计可测到 K 和各向异性场 H_k ，对于颗粒介质的各向异性场特性，同样是可测的。目前有报告指出，

获得各向异性场的方法，是通过测试经交流消磁后的粒子介质样品的起始可逆磁化率的方法^[11]。

幅度效应。对于粒子介质，磁滞回线的形状是磁化场的峰值幅度的函数，并存在着有意义的变化，甚至是10倍矫顽力的场亦是如此。图1-8显示了最大磁化强度及剩余磁化强度相对于最大应用场的典型变化情况。图中标出了

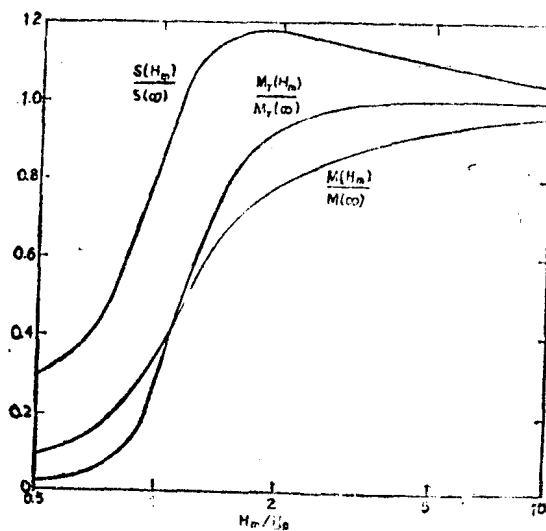


图1-8 磁滞回线参数

在 $H_m \rightarrow \infty$ 时所有可变变量的值。可以看出 $M_r(H_m)$ 相当迅速地趋近于其最终值, 而 $M(H_m)$ 趋近于其最终饱和值时要慢得多, 这种现象导致了材料的表观剩磁矩形性的大范围变化, 正如在曲线 $S(H_m)/S(\infty)$ 中看到的。幸运的是, 对于大多数粒子, $M(H_m)$ 趋近于饱和是可预测的, 下式近似于 $1/H$ 定律:

$$M(H_m) = M_s - \frac{a}{H_m} \quad (1-11)$$

这里的 a 是常数。这一特性已经有了几个重要的实际结论, 饱和磁化强度的精确估计方法是给出 $M(H_m)$ 作为 $1/H_m$ 的函数的曲线, 并作 $1/H_m = 0$ 到 M_r 的线性推断, 以获得 M_s 。采用这种方法避免了使样品完全饱和所必需的高的磁场强度。大约 10 倍于矫顽力的场值就足够了。

应用表观矩形性随峰值应用场的函数关系, 来估计 M_r 的最大变化量, 并按此推断方法, 决定 M_r 及能得颗粒样品的矩形性。

薄膜介质在一种简单可预测方式中并不表现出接近饱和, 在多数情形下, 它们比 $1/H$ 法则更快地趋于饱和。因此 10 倍于矫顽力的峰值应用场对于表征饱和特性是足够的。由于趋于饱和要相对迅速, 因此矩形性并不象颗粒介质那样随应用场而变化。

1.5.2 Preisach 图

Preisach 图, 是一种描述记录介质的相互作用场的分布的有效方法。图 1-9 显示了关于相互作用场 H_1 及 H_2 的 Preisach 示意图。在阴影部分 (相对于 ΔH_1 、 ΔH_2 面积) 内的粒子数可以从磁化强度测量中得到。是将负饱和的场序列及幅度为 H_1 的正向场和幅度为 H_2 的负向场依次施加在样品上, 则点 $M(H_1, -H_2)$ 的磁化强度可以定出。饱和磁化强度 $M(\infty)$ 也可以被表达成粒子相互作用场分布的函数, $K(H_1, H_2)$, 为:

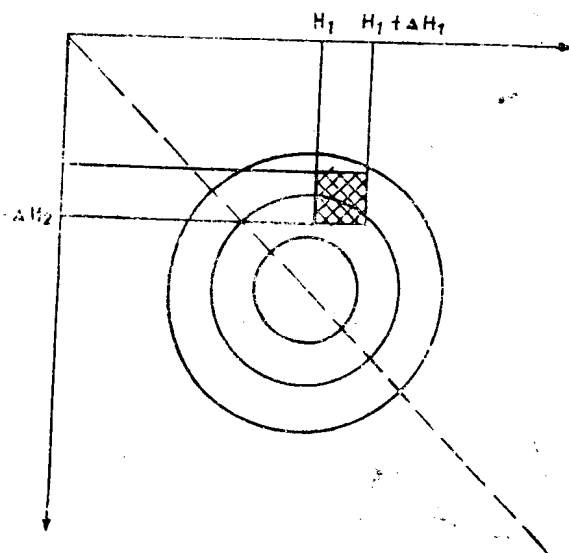


图 1-9 在相互作用场平面 ($H_1 H_2$ 内) 的 Preisach 分布等值线
(阴影区内的颗粒密度可从磁化强度测量中决定)

$$M(\infty) = 2 \int_{-\infty}^0 \int_0^{\infty} (KH_1, H_2) dH_1 dH_2 \quad (1-12)$$

分布函数 $(KH_1 H_2)$ 可以由下式得到:

$$K(H_1, H_2) = -\frac{1}{2\Delta H_1 \Delta H_2} \left\{ M[(H_1 + \Delta H_1) - H_2] + M[H_1, -(H_2 + \Delta H_2)] \right. \\ \left. - M(H_1 - H_2) - M[(H_1 + \Delta H_1) - (H_2 + \Delta H_2)] \right\} \quad (1-13)$$

很多人已经采用了实验测定的 *Preisach* 图表征粒子介质的情况, 采用 *Preisach* 图的自动测试得到的场序列磁化强度, 可用上述情况来决定图中阴影区内的粒子相对数^[12]。

1.5.3 矢量磁化强度测量

在磁记录中, 当记录介质通过磁头时, 它所经历的场是一个随时间变化的矢量场, 因此, 标量 M 对于 H 的曲线, 甚至对于正交成份的三条曲线, 只能粗略地描述记录特征, 实际上用矢量磁化强度来表征要好得多。已经有了矢量磁化强度测量的多种方法, 该方案是将电流加到两个正交的亥姆霍兹 (Helmholtz) 线圈上, 样品放在线圈中心进行磁化^[13, 14]。因此, 样品已受一个旋转磁场的作用, 它与在记录磁头下穿过的效果相似, 在完成了上述矢量场预置之后, 矢量磁化强度可以通过在感应线圈内样品的自转测得。在磁记录中出现了大量复杂的旋转矢量记录场, 进一步发展能够模拟一个特定的矢量场过程并能测量磁化强度的仪器, 因此将会有更多的用途。

1.5.4 时间常数效应的测量

在测量的磁滞回线里, 开关机制的时间相关性能显著影响实验的结果, 例如, 由一个相对长的时间常数的振动样品磁强计所测得的矫顽力, 也许与由 60Hz 或 50Hz 的磁滞回线描绘仪所测得的结果相差 10%, 造成这种现象的原因是畴壁越过势垒能量进入另一状态时与温度的相关性所导致的。假定在理想状态下, 单畴的颗粒集会在一起是不存在着它们之间的相互作用。则磁化强度反转可按一阶动力学计算, 其比例常数 r 由下式给出:

$$r = Ae^{-\Delta E / KT} \quad (1-14)$$

式中, A = 趋近于势垒的频率, ΔE = 能量势垒的高度, K = 玻尔兹曼常数, T = 绝对温度。

对于单轴各向异性粒子, 可以导出作为测量时间常数 t 的函数的矫顽力表达式^[15]。

$$H_c(t) = H_K \left[1 - \left(-\frac{kT}{K_v} \ln \frac{At}{0.69} \right)^{1/2} \right] \quad (1-15)$$

K_v 为单轴的各向异性常数, v 是单个粒子的体积。通过在两个不同的时间比例上测量 H_c , 可以算出 H_K 和 K_v 乘积的值。由这些关系式可以预测在任何时间常数上的矫顽力。这种特性对于评价高频写入性能长期存储的稳定性及复印特性却是十分有用的。

§ 2. 记录磁化

记录磁化图形的测量可以提供关于记录过程的有价值的资料, 大多数的磁化强度测量技术都是间接的, 而且测量对象是磁化图形产生的外来场, 不论测量的精度和设备的

完善如何,仅仅从场测量来推导出磁化强度分布是不可能的^[16]。场可以根据纯偶极矩、四极和通过多极扩展得到磁化强度的更高阶矩,但是,很多磁化强度分布具有相同的矩。因场的计算仍然是困难的,尽管有这一基本限制,而记录介质场的测量仍然是非常有用而且可取的。磁化强度分布还可以利用介质和磁头场特性得到。

2.1 毕特 (Bitter) 图形技术

这种技术是对已磁化介质表面涂一层很薄磁性粒子悬浮液,则这些磁性粒子被吸引到介质表面的非均匀场的区域内,这种介质表面的不均匀场是介质磁化模式产生的并可以在显微镜下观察到。这种技术首先用于观测金属铁磁材料内的畴壁^[17],已经研究出了磁性悬浮液的几种配制方法^[18、19],其中包括流动性的 Fe_2O_3 悬浮体薄层,已经用于磁化观测仪^[20]。通常在对应于介质的等高场区域内,薄片置于其边缘,并且要贴紧表面,不透光,从而在纵向记录过渡区出现黑斑。由于Bitter方法有其方便性可广泛使用,虽然这些方法给出了磁化强度模式有用的定性图形,但仍缺乏定量的信息,Bitter图形的分辨率受粒子的体积限制,只能在 $0.1\mu\text{m}$ 量级上。

2.2 边缘发散场的测量

为了进行磁化强度的定量描述,需要直接测量由记录介质的磁化而产生的发散场。高分辨率霍尔探头^[21],可以作为发散场的测量,霍尔探头的有效面积为 $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ 。该面积可以准确地定位在距离介质表面最小距离为 $1\mu\text{m}$ 处。原则上,与单层介质表面保持一定距离是没有问题的,因为场在任何两个分离面上傅里叶变换都可以以指数下降的规律进行叙述。测量的精确度取决于一个空间向另一个空间转移时场的测量上。使用高分辨率的压电传感器和电子定位传感器在计算机控制下可以达到 $0.1\mu\text{m}$ 的分辨率,最小可测试场为 $200\text{—}300\text{A/m}$ ($3\text{—}40\text{e}$)。该系统已经被用来研究记录在纵向的和垂直的介质上的转移特性^[22]。

2.3 洛伦兹显微学

在洛伦兹显微学中,直接对准介质样品的是一束电子,它被洛伦兹力所偏转,此力为 $\mathbf{F} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 。该力是由介质中的磁化强度产生的,可以测出电子束的偏移量,从而可推导出磁化强度 M 及发散场 H 。实验通常采用商业上的扫描电子显微镜 (SEM) 或者透射电子显微镜 (TEM)。

运用扫描电子显微镜测量介质表面的发散场,已经有几种技术应用到这方面了。图1-10显示出平行照射在介质表面的电子束,通常是对准一条磁化轨迹。通过使用一个微通道板作为电子束偏移的二维测试器,可以测出电子束在记录状态下的偏移^[23],发散场的两个成分可以由二维场的置换确定。电子束偏移也可以通过观察参考栅畸变的图象来确定^[24]。

当电子束直接入射,而击入介质样品时,发散场或磁化强度能够用SEM的第一种或第二种方式测得。在第一种方式中,当主电子束撞击介质表面时,产生出低能量的二次电子。测试仪是这些二次电子的采集器,并对于它离开表面的方向很灵敏^[25、26],二次电子的方向取决于表面磁场和外形,所采集的电子产生的图象具有磁性的和外形的

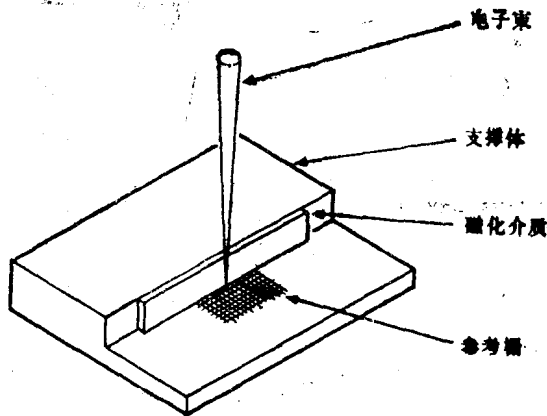


图1-10 用电子束反射测量发散场

两个方向的反差。对于一个平滑的薄膜介质，外形反差很小，对于非均匀样品，可能还有沿表面的二次发散系数的变化而产生的附加反差。目前已有减少这种影响的几种方法^[27, 28]。

在第二种方式中，用高能入射电子束，而且通过测量内部的最小背散射电子进行成像^[29]，电子束以一斜角射入样品，而且穿透进去。根据正切于介质表面的 B 场的特性，电子束飞向表面或与表面相背离。对于较浅轨迹的电子更象是背散射的，因此，测得背散射电子的强度是与介质内部的 B 场相联系。介质内部的磁化强度和场对这一效应都有贡献，由于样品内部出现了这一效应，与第一种方式相比，图象对于样品表面的外形相对变得不灵敏了。

磁化强度微结构也可以在很薄的样品中观测到（小于 $1\mu\text{m}$ ），方法是在可移动电子显微镜里，使高能电子穿过样品。图1-11显示出一束电子其强度为 I ，当它们穿过一个厚度为 t 的介质样品时，产生了偏移。磁化强度方向是垂直于底平面的，而且在畴壁两边反向。该图也表示了在薄膜介质上，用交叉写入后对一个锯齿形磁畴的畴壁在垂直方向部分切割后观察到的特征。电子束被聚焦在介质表面下距离为 y 的平面上。这种方法被称为散焦或非涅耳模式。打在图象表面电子的相对强度，由下式给出：

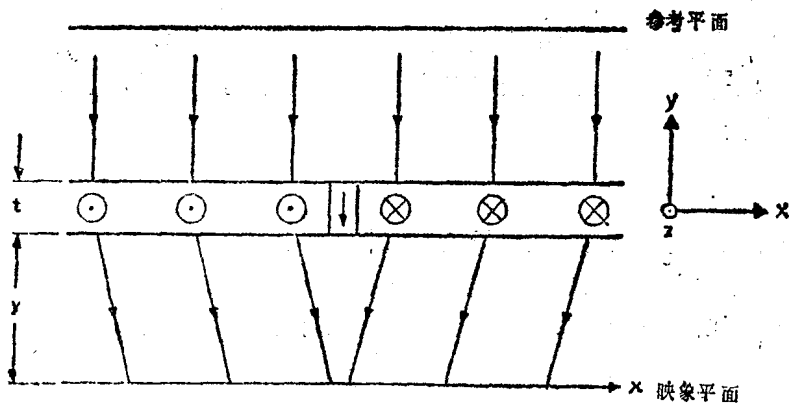


图1-11 透射电镜中的电子束在磁化薄膜样品的畴壁周围引起的电子偏转

$$\frac{I(x')}{I_0} \left[1 + by \frac{dB_z(x)}{dx} \right]^{-1} \quad (1-16)$$

这里的 $b = (|e|/m)(t/V)$ ，而 $|e|/m$ 是电子聚焦比率。 V 是在 y 方向上的速度，注意当 $y = 0$ 时，强度没有变化，这就是为什么电子束一定散焦的原因。强度正比于 B 场的导数，从而使图象反差出现在诸如畴壁这样的磁化强度变化的区域内。

一种新的方法已经在同一磁化样品上获得磁化强度梯度和边缘场的测量结果^[30]，在透射电子显微镜下用散焦的方法对样品进行检验，然后将样品折迭回去。在折迭时，表面场的平面相对于入射电子束的方向为垂直的，而电子束的偏转显示出场的分布。

透射电子显微镜也可以用在傅科模式上^[31]，原理在图1-12中以光学方式得到了阐述，光源照亮物体，并被物镜聚焦到一个光之上。该点阻碍了所有来自光源的直射光。现在，如果以反射率的概念引入某些不均匀性的话，某些射线就会错过该点后面的区域内形成散射图象。从透射电子显微镜中看，不均匀性是由样品中的磁化强度产生的，而障碍点的作用是由小的刀刃边缘完成的。傅科方法类似于显示空气中的冲击波的光纹影仪法^[32]，傅科图象记录磁迹的洛伦兹显微照片（照片略），提供这种模式的反差的是磁化强度而不是其导数。

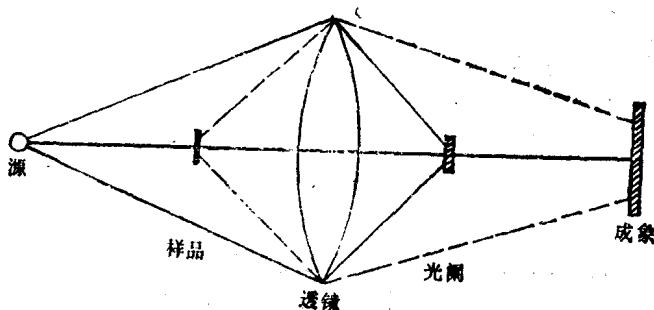


图1-12 傅科模式光的放大

所有的洛伦兹显微检查技术都是劳动强度和时间消耗，检测时需要进行精心的样品准备和复杂的设备调试，而且总会有介质的磁化强度在实验过程中发生变化的机会。

这种洛伦兹显微检查的用途是基于几何光学。几何光学的应用有着根本的局限性^[33]。在以 Δx 分离的两束光路之间的最小可测通量的变化量 $\Delta\phi$ 由 $h/2e$ 给出 $1/2$ 磁通量子，要超出这一局限，就要使用波动光学^[34]。在波动光学中，介质样品内的磁化强度改变了入射电子波的相位，而不是它们的幅度，最近验证了一种用于观测相位变化的新方法，即电子全息照像术。

2.4 电子全息照像术

全息照像术的概念最初是从电子显微术中推导出来的^[35]，但随着激光的发明，却在光学全息照像术上作了更多的工作。图1-13显示出电子波前入射到磁性介质上产生的相移，在介质下面的一个平面上的射线2和1之间的相位差由下式给出^[36]：

$$\phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi e}{h} \int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = \frac{2\pi e}{h} \int_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} \quad (1-17)$$

这里的 $\mathbf{A}$ 是势能矢量。