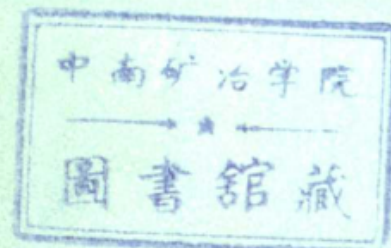


264827

國外軟磁材料

(硅鋼及其它軟磁材料)

上海鋼鐵研究所編



上海科學技術情報研究所



前 言

为适应我国国民经济及国防事业发展的需要,贯彻伟大领袖毛主席提出的“鼓足干劲,力争上游,多快好省地建设社会主义”总路线的精神,我们遵照毛主席“洋为中用”的教导,收集了近年来有关国外软磁材料的一些资料,编译出版了《国外软磁材料》译文集。

本译文集共分为三册。第一册为“磁畴及损耗”、第二册为脉冲变压器及铁芯”、第三册为“硅钢及其他软磁材料”。

软磁材料所涉及的范围是很广的。例如它们的生产制造工艺、分类、性能、应用以及各种机理研究等均应属于报导的内容。本译文集在编译过程中取材仅限于采用磁畴观察分析及反常损耗机理等的研究以改进软磁材料性能的文献报导,此外对脉冲变压器的设计、测量方法及铁芯材料也作了一般介绍,是属于专题性质的报导,以供有关人员作参考之用。

本译文集由北京钢铁学院、北京冶金试验厂、上海钢铁研究所等单位共同参加下完成的。由于经验不足和水平有限,对工作中所存在的缺点和错误,请读者们提出宝贵意见,以利改进。

编者 1973.6

目 录

晶粒取向硅钢的磁性	1
(一)用陶瓷位移换能器测量磁致伸缩	1
(二)用单个晶粒研究反常损耗本质的基础实验	6
(三)简单的条片硅钢组件中磁致伸缩对应力的敏感性	13
(四)磁畴间隔晶粒尺寸片厚与功率损耗的关系	21
(五)动态 (50 赫) 磁致伸缩对应力的敏感性	25
镍对晶粒取向硅钢性能的影响	33
薄硅钢带的磁性	39
磁放大器用高纯度硅钢薄带	47
硅钢性能的改进	56
加镍对于硅钢结构和延性的影响	67
磁场热处理对晶粒取向 (3.25~6%Si) 硅钢性能及磁畴的影响	69
高导磁晶粒取向硅钢的磁性特征	73
硅钢对于特殊环境的适应性	76
4-79 坡莫合金箔带的导磁率与频率响应	104
反复冲击对软磁合金磁性的影响	107
新型磁性稳定的铁芯纯铁	112

晶粒取向硅钢的磁性

第一部分：用陶瓷位移换能器测量磁致伸缩

〔摘要〕 测量迭片中磁致伸缩的一个根本问题就是在测量时硅钢片试样很少是完全平整的。在用陶瓷位移换能器测量时，这种情况有时能使纵向磁致伸缩产生虚假的数值。现在发展了一种方法，即使用三个换能器可以测定真实的纵向磁致伸缩。在试样与底板之间用一层油膜以减小或消除垂直移动，已证明是不可靠的。

为了在一个很小区域(晶粒间)直接测量磁致伸缩，特殊拾音器已由两个换能器的基本部分发展起来。每一个部分单独地校准，同时其输出是反接的。按照预定的步级，改变拾音器中换能器的灵敏度，就可以计算出很小区域内真实纵向磁致伸缩。

一、引言

曾用过几个方法来测量硅钢迭片(通常是 Epstein 片)的磁致伸缩。Wycklendt 用电容测微计的方法对许多试样的迭片，研究了其平均磁致伸缩的分布。George, Holt 和 Thompson 用相似的方法研究应力，热处理及其他参数对磁致伸缩的影响。

应变仪可以用来测量小面积或体积的磁致伸缩，例如 Holt 和 Thompson 曾用来测量大晶粒的磁致伸缩值，但是，要细心操作，以保证应变片的粘附是牢固可靠的。

Rawlinson 和 Banks 用应变仪广泛地深入研究了 3% 硅钢受到综合的纵向和横向应力时动态磁致伸缩与机械应变之间的关系。如果研究大量试样时，使用应变仪的价格是昂贵的。

也许最有用的是 Brownsey 所发展的一种装置，它使用陶瓷位移换能器来测量一端夹持的试样沿长度方向上的长度变化。根据从夹头开始计算的试样长度与长度变化所作

出关系图的斜率就可给出磁致伸缩值。如果迭片不是完全平整，将使迭片产生复杂的垂直振动，所以在用于精确测量时会产生困难。为了大大地减小这种垂直移动，在底板与试片之间使用一层油膜，但是有时它也减小水平移动。这点已为 Holt 和 Robey^[6]所注意。

原则上，测量磁致伸缩的换能器方法，通过取用 $\Delta l/l$ 图的合适的斜率或使用两个相距很小的换能器，是能够测量出沿试样长度方向磁致伸缩的变化的。

在本工作中，严格地研究了用陶瓷位移换能器对磁致伸缩的测量。

二、3-拾音器法的发展

1. 概论

原来为 Brownsey 所使用的装置已予借用，为达到更高精度，并使测量的类型及其范围有扩大的可能，研究了该装置的许多特点。

图 1 示出改进后的装置的总貌。因为旧

装置中的线圈重行排列以后,测量区内(试样上换能器移动部分)试样中的磁通量变化在15,000高斯时约为 $\pm 5\%$,所以使用了重新设计的线圈系统。最后采用的系统在试样中心6吋(152毫米)范围内给出均匀的磁通密度(15,000高斯时在1%之内)。C形铁芯可以克服夹持应力对100赫时磁致伸缩部分的影响,但是,当需要按谐波含量测量磁致伸缩时,C形铁芯就不能抵消应力区域中磁通的谐波部分。

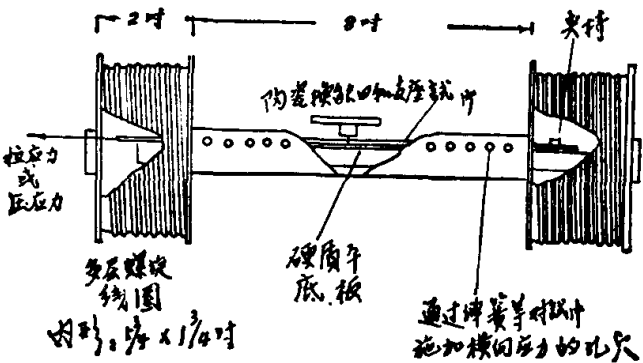


图1 用陶瓷换能器测量磁致伸缩改良装置的侧视图

在15,000高斯磁通密度时,沿试样磁通波形的谐波失真度很低(小于3次谐波的2%)。当按谐波含量测量磁致伸缩时,必须控制磁化电流的波形,在试样周围用一个探

测线圈供给的反馈,可以使磁通波形为正弦形。除了在应力状态下进行测量外,试样中心点都是用胶水粘在底板上的。

2. 换能器的校准

换能器用仅能在一个方向振动的振动钢块在三个垂直方向进行校准。在每一个频率时需要一个校准因数,因为陶瓷换能器的输出不是完全与频率无关。表1说明在Sonotone 2T型唱头中横向和垂直振动的灵敏度范围。

表1 三个 Sonotone 2T 型唱头的灵敏度

唱 头	灵 敏 度*		
	水平的	横向的	垂直的
A	3.32	1.76	4.1
B	3.34	1.08	2.02
C	3.25	0.37	0.466

* 灵敏度: 毫伏(均方根)/微吋(峰值)

3. 早期实验结果

图2表示沿同一迭片的长度上,使用三个各自独立的换能器得出的输出变化。将试样中心胶在底板上。图中各线的斜率,在中点的任何一边,适当地换算一下应得出平均磁致伸缩值。在图的左方,试样中心及另一

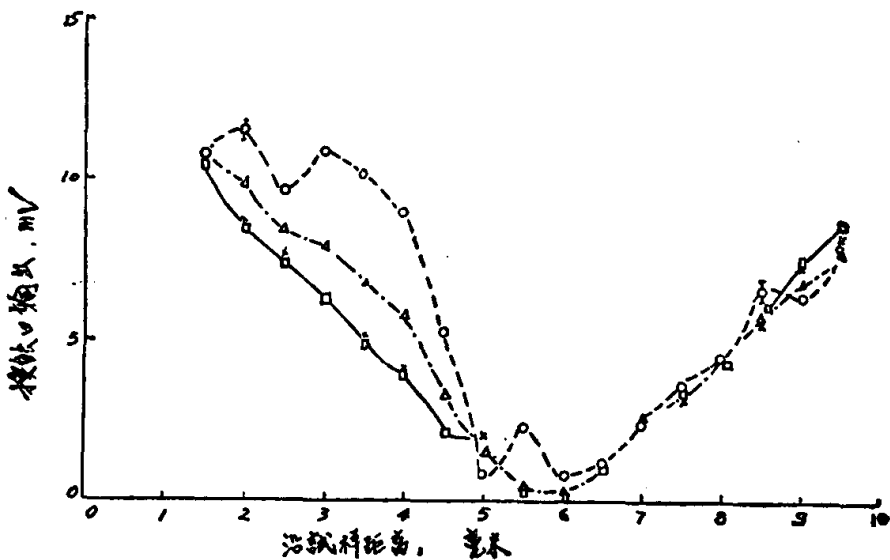


图2 沿同一迭片长度上换能器输出变化的比较,试样中点胶在底板上

输出: 100 赫, 15,000 高斯 注: 图中毫米应为吋
 ○—Sonotone 2T, 换能器 A, 图中示出重复性测量
 △—Sonotone 2T, 换能器 B
 □—Sonotone 2T, 换能器 C, 换能器 C 获得的重复结果

端附着底板上(这里三种换能器 A 、 B 、 C 的输出读数相等),因而在两点之间,迭片垂直地并同样水平地振动。由于换能器在垂直振动上具有不同的灵敏度,它们的输出沿条片的这个部分变化也相当大。对于垂直灵敏度很低的换能器,输出对距离曲线几乎是线性。在图的右方,可以推测迭片触及许多点,所以其垂直移动大大减少。

依靠测定条片真实水平运动的方法,可以测定条带间(即热处理等之后)的磁致伸缩变化,而与条带的平整度无关。

4. 理论

每个换能器的输出相应于 X 、 Y 、 Z ,三个方向上位移的信号矢量总和列如下式:

$$O_1 = A_1 X + B_1 Y + C_1 Z$$

系数 A 、 B 和 C 用振动块校准后确定,所以用三个换能器就可计算出 X 、 Y 和 Z 。在 AX 、 BY 和 CZ 之间可能存在相位差,但是该相位差事实上是很小的,偶尔可能产生 180° 相移,这意味着,其中系数之一的符号必须改变。

5. 实验结果及其解释

用上述理论,根据图 2 所用结果获得沿试样不同位置上水平位移 X (图 3)。实践所

表示的平均斜率很相似,但是,为研究短距变化产生的原因,进行了一些附加的实验。采用了四个换能器记录其沿迭片(与图 2 和 3 相同的试样)长度各点的输出。其中两个用图 4 表示其结果。用上述方法把四组结果归纳为三组予以求解,图 5 画出迭片的不同位置上的平均位移值及其数值范围。总的说来,数值范围很小,每方的平均斜率是

$$\frac{\Delta L}{L} = -(1.06 \pm 0.02) \times 10^{-6}$$

在图上各点间斜率的变化远远超过该数,但是在左方,每点的数值范围很小,斜率的这些变化表示沿试样长度磁致伸缩的真实变化。

因为过去有许多作者讨论过用油来减小由于迭片垂直移动所产生的误差,所以在底板上加了少量的油。使用如图 5 以前同样的迭片以及相同的四个换能器,导出了相同的结果。

在加油后发现

(a) 减小在结果中的误差扩展范围

(b) 减小平均磁致伸缩到 $-(0.77 \pm 0.03) \times 10^{-6}$

(c) 证明磁致伸缩沿试样长度的变化,特别对右方的是真实的。

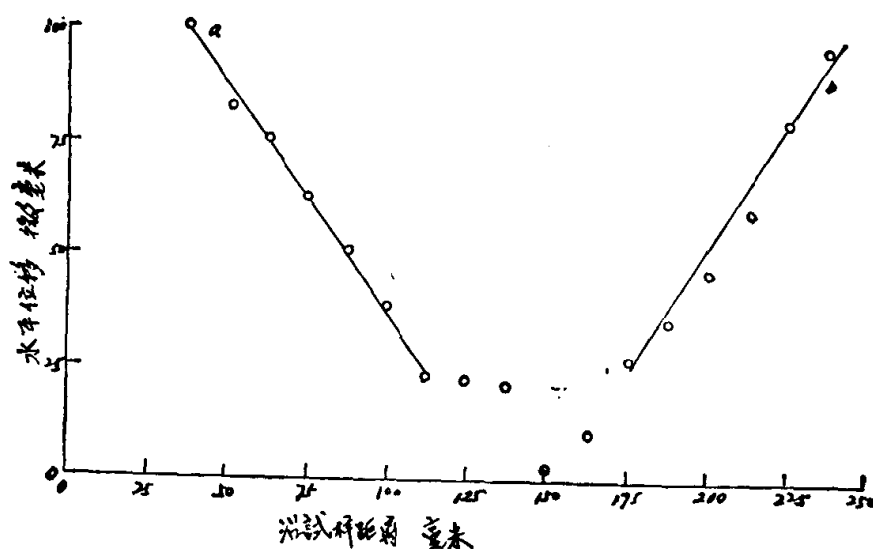


图 3 底板上试样中点水平位移与距离的关系两边的 $\frac{\Delta L}{L}$ 值:

$$a = -1.02 \times 10^{-6}; \quad b = -1.09 \times 10^{-6}$$

输出: 100 赫 15,000 高斯

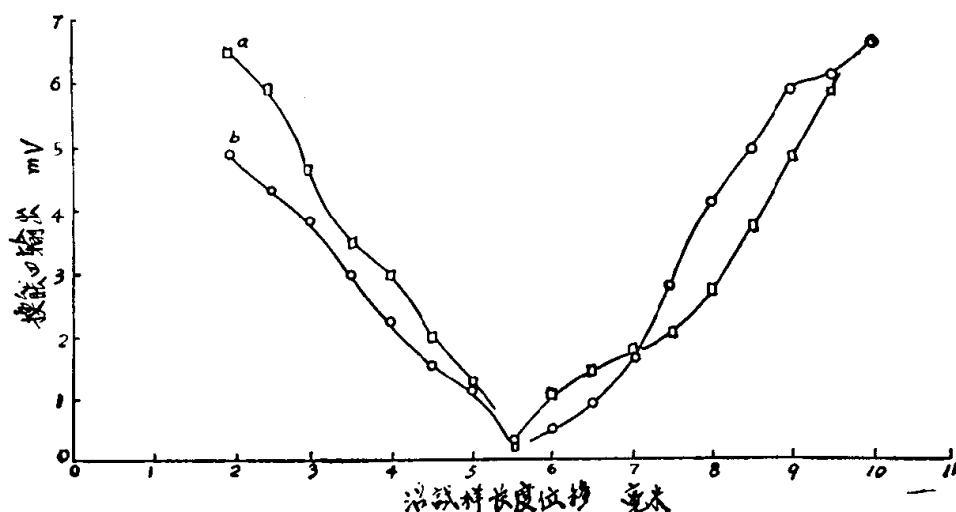


图4 试样中点胶在底板上,沿试样长度换能器输出的变化(无油)

输出: 100 赫 15,000 高斯

$\left. \begin{matrix} a \\ b \end{matrix} \right\}$ 从同样选片上两个不同的换能器的输出 注: 图中毫米应为吋

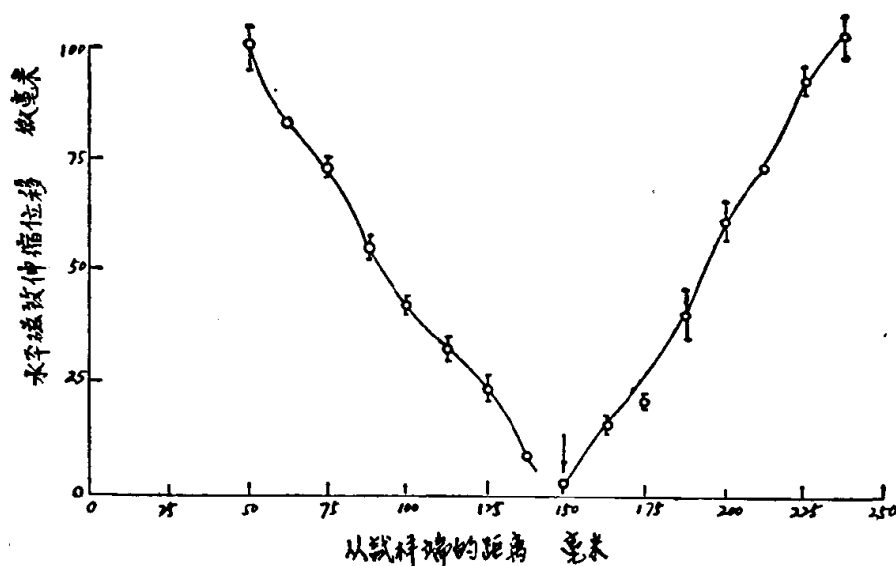


图5 试样中点(箭头)胶在底板上,从试样一端起水平磁致伸缩位移与距离之变化。使用四个独立的换能器,分析了三组的结果(3-拾音器法),图中表示平均值和它的分布(无油)

$$\text{平均斜率 } \frac{\Delta L}{L} (1.06 \pm 0.02) \times 10^{-6}$$

水平灵敏度的 2%)。

三、立体声唱头

立体声唱头从一个振动产生两个输出。

幅度为 V 的垂直振动从每个频率给出比例于 $V \cos 45^\circ$ 的输出,而幅度为 H 的水平振动产生两个输出,每个比例于 $H \cos 45^\circ$ (相反符号)。把两个输出反接,将产生一个与 V 无关的输出。因此立体声唱头应当相等于过去所使用的单个陶瓷换能器,但其垂直灵敏度较低(经过校准,其垂直灵敏度约为

为了比较立体声换能器方法与 3-拾音器方法的结果,取了更多的选片进行测量(图 6)。应予注意,在 3-拾音器方法中,用五个一组的拾音器,并且用计算机解三个一组的方程式作为再次校对该方法的准确度。图上指明数值的范围。这两根曲线几乎具有相等的平均斜率 $[(a) 0.56 \times 10^{-6}, (b) 0.58 \times 10^{-6}]$,而且斜率(或磁致伸缩)沿长度的变化是很相似的,说明他们是真实的,而且可能是选片本身存在的情况。

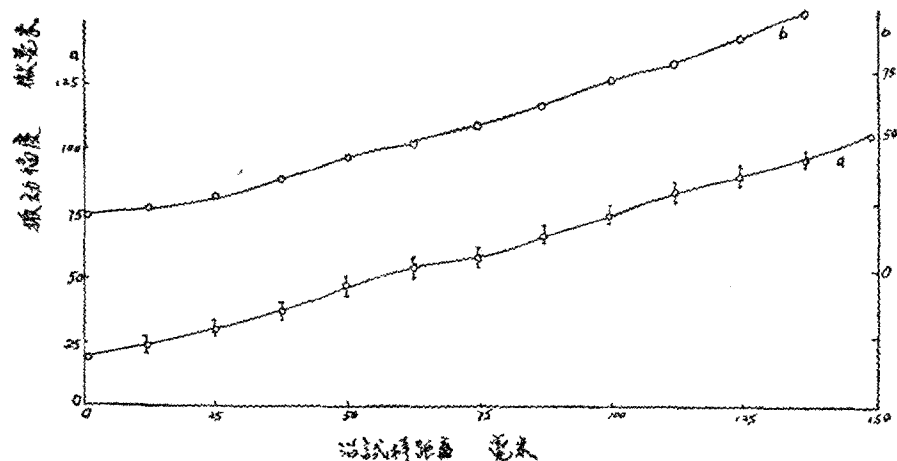


图6 用两种对于水平磁致伸缩与距离变化的方法所获得大约相同的曲线
a—拾音器法(使用一组五个拾音器,解答了三组中的方程式表示出平均值及其范围); b—立体音唱头。
输出: 100 赫 15,000 高斯

四、在小距离范围磁致伸缩的测量

1. 双拾音器式换能器的结构

这种装置是由陶瓷换能器的基本部分构成的(图7)。陶瓷元件的位置影响两个拾音器在三个方向上任一方向中的灵敏度。每个拾音器可以分开来校准,但是这些独立的校准必须在整个装置上进行。把这两个拾音器小心地重排列和反复重校后,证明可能发展一种水平灵敏度为优的单元。

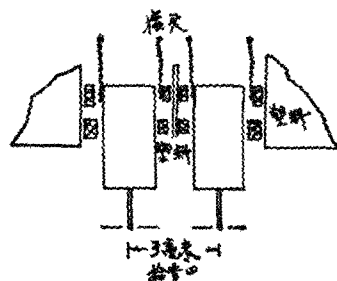


图7 包括两个拾音器的单唱头的平面结构图

为了使用该装置,把双拾音器式换能器装在支座中,然后将其放在迭片上(图8)。最重要的是,两个唱针上的机械负荷必须相同,约与以前单换能器的振幅相等。还必须

小心地把两个拾音器放在黄铜座中的正确位置上。

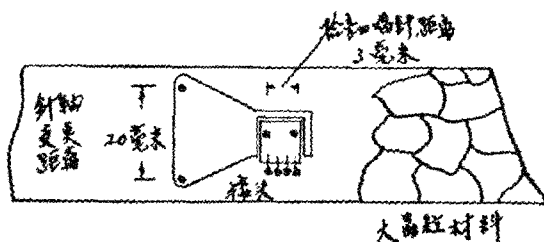


图8 用于测量 Epstein 试样在小区域(即大晶粒)内磁致伸缩的双拾音器及其支座

值得注意的是,在这设计中通过移动放在迭片上两个支座的支点,使迭片在测量区域内的垂直运动显得不那么重要,因为整个单元和支座是在一起移动的。

2. 获得磁致伸缩 $\Delta l/l$ 方法

现在发展了一种提高测量准确度的方法。其中一个输出用分压器按照预定的步级衰减。将两个输出相减,同时,对于不同分压的数值,差值的大小可以用波形分析器准确地测量出。

总的输出为

$$O_c = AX - B(X+x)r$$

式中: O_c = 总的输出;

A 和 B = 每个陶瓷元件的最佳灵敏度;

X = 施加到唱针 1 (与支点最接近)
的最佳方向上的振动分量;
 x = 拾音器唱针之间相同振动的增
量;
 r = 分压比

根据 O_c 和 r 图, 可以求出 x 。

图 9 示出四个实验获得的结果: 其中两

个实验, 唱针间隔较晶粒为大 (a 和 b), 其他
两个实验, 唱针都在大晶粒晶界里面 (c 和
 b)。

试样的平整度虽然不是最重要, 但是过
大的不平整却使整个装置移动, 而破坏稳
定性和回线的质量, 因而降低了测量准确
度。

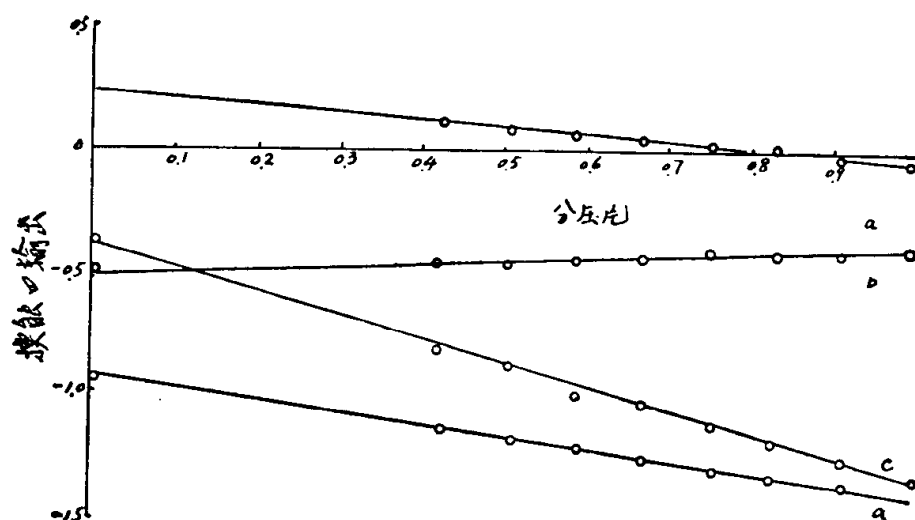


图 9 双拾音器式换能器输出对分压比的关系

在小晶粒试样中两个面积的 $(\Delta L)/L$ 值:
 $a - \{-1.6(5) \pm 0.1\} \times 10^{-6}$; $b - \{+1.1(3) \pm 0.1\} \times 10^{-6}$;
在大晶粒试样中两个单个晶粒的 $(\Delta L)/L$ 值:
 $c - (+4.5 \pm 0.1) \times 10^{-6}$; $d - (+4.5 \pm 0.1) \times 10^{-6}$

五、结 论

(a) 用三个陶瓷换能器的方法, 可以找出沿迭片长度准确的水平磁致伸缩的位移 (3-拾音器法)。试样的不平整已不重要, 而不需使用油来减小垂直振动。这方法有足够的精确度测定沿长度的变化。

(b) 根据一个陶瓷换能器的 3 拾音器法立体声拾音器之间所作出的比较示出, 一个

精选的立体声拾音器可以用来测量磁致伸缩。

(c) 这种装置是用陶瓷单换能器元件构成的, 而发展了能在小区域 (0.5 厘米) 求出磁致伸缩值的方法。并且在一个合理的范围中这种测量法不受与试样平整度的任何偏离所影响。

译自 «Proc. IEE» Vol. 115, No. 12,
1968.

第二部分: 用单个晶粒研究反常损耗本质的基础实验

〔摘要〕 用 Kerr 磁光方法在 25~100 赫频率范围内测量了变压器钢单个晶粒在磁化循环各点上的平行带状畴壁的位置。

磁通密度的测量是用细线穿过试验晶粒上两个 0.004 吋孔所组成的单圈

探测线圈。把以表面畴壁的位置所指示的磁饱和度,对用探测线圈测得的体积中的磁饱和度画成曲线,就可以看出在不同频率时畴壁弓弯的程度。甚至在 25 赫时,仍存在显著的弓弯。

此外,应用前已报道的“温度增长率”方法,在 10~100 赫的频率范围内,测量了同一晶粒中在不同磁通密度时的总功率损耗。

注意了对单个晶粒进行这样基础研究的重要性,并根据各种磁畴图型以及解释反常损耗本质时引入的各种概念,对实验结果进行了讨论。

一、绪 言

晶粒取向硅钢的总功率损耗大于按经典理论计算得到的静态磁滞损耗和涡流损耗的总和。两者之差称为反常损耗。这个反常损耗与经典涡流损耗之和,对经典涡流损耗的比值,称为反常因数,用 η 表示。

一般,功率损耗 P 包括正比于频率的磁滞损耗部分 $P_h f$ 以及正比于频率平方的涡流部分 $P_e f^2$, 这些量之间的关系可以表示为:

$$P = P_h f + P_e f^2 \quad (1)$$

$$\text{或} \quad P/f = P_h + P_e \times f \quad (2)$$

正常情况下在大于约 30 赫的一段频率范围内, P/f 与 f 呈线性关系; 因此各部分损耗可以分开, 并由此可求得反常损耗和反常因数。

近几年来, 已有一些试图解释反常损耗的本质和数值的工作。从麦克斯韦方程推导经典涡流损耗的表示式时, 假设了材料为各向同性、导磁率为恒值, 并是均匀的、正弦磁通量在材料中各处是均匀分布的。实际上这些假设中没有一个是完全有效的, 因此作了考虑到偏离理想条件的各种尝试。例如, Brailsford 指出, 某些观察到的反常损耗可以用磁通量波形的畸变来解释, 虽然他的结论认为反常损耗的主要原因不是内部磁通波形的畸变。Butler 和 Mang 考虑了, 用下式

$$B = K(H - k)$$

表示的非常数导磁率, 式中 K 和 k 是常数,

但也不能完全说明反常损耗。

稍后, 试图在图型中引入畴壁的概念。Pry 和 Bean 计算了由被 180° 壁分开的平行和反平行磁畴系统产生的平均功率损耗。得到反常因子的表示式为

$$\eta = \frac{48}{\pi^3} \frac{a}{d} \sum_1^\infty n^{-3} \coth \frac{n\pi a}{2d} \quad (4)$$

式中 d 为片的厚度, a 是磁畴间距, 求和时 n 只取奇数。

对较宽的畴, 这表示式简化为

$$\eta = 1.63 \frac{a}{d} \quad (5)$$

Williams 等讨论了畴壁对损耗的影响, 他们在畴壁的运动方程中考虑了阻尼。但是 Lee 的研究表明, 这样推导所得的结果, 实质上与 Pry 和 Bean 的结果相似。

利用磁畴图型, 研究硅钢中反常损耗的第一个详细的实验是由 Leak 和 Duckworth 完成的。他们得出结论, Pry 和 Bean 所导出的表示式, 在带的厚度大于约 0.010 吋时, 完全可以解释在 46 级晶粒取向 3% 硅钢中观察到的涡流损耗; 但是在更薄的带中, 反常损耗比予期的大。他们认为, 这是由于在动态磁化中的有效磁畴尺寸大于在静态下用胶体方法所观测到的。

在多晶样品中, 很可能不是所有的壁在交变条件下都是易动的; 有些壁被各种“钉住机构”(如夹杂)阻挡; 并且, 实际上所有的壁不可能移动一样快。关于这些方面, 最近 Boon 和 Robey 和 Boon 已考虑过。他们研究了晶粒取向硅钢试样的一些相邻晶粒中的

畴壁运动。这些作者得出结论,反常损耗可以满足地用壁的移动性的变化来说明。反常因子随频率的变化可以用畴壁弓弯来解释。不幸,这个测量被限制到6,000高斯,因为磁通密度超过这个值,畴壁运动就不可重演了。

在磁畴图型中,涡流屏蔽效应比经典图型所予期的大,因此在表面畴壁移动较远,在中心畴壁移动受到阻碍。随着频率增加,这种效应也逐渐增强;这就是术语“畴壁弓弯”的由来。

Brailsford 和 Fogg 报道和讨论了测量反常损耗中的一个有趣的特征。他们发展了一种在较低频率下进行测量的装置,并特别注意了较低频率下的测量(1~25赫)。发现在较高频率下 P/f 与 f 近似为线性关系;但是当频率降低时, P/f 的下降比予期的快得多。这些结果被认为是表明磁滞损耗是依赖于频率的,特别当频率约为几赫的时候。

在本工作中,我们认为研究和试图解释反常损耗本质的最简便但又最基本的方法,是测量材料单个晶粒(因为这是基本单元)的畴壁位移,磁通密度和功率损耗(都是作为频率的函数)。观测表明,在优质材料的一些取向良好的晶粒中,畴壁的位移是均匀的,并且是可重复的。为了给出整块材料的平均性能,怎样从单个晶粒的性状综合为集协状态的性状,这是个有待以后解决的问题。

二、Kerr 磁光装置,畴壁位移和畴壁弓弯

1. Kerr 磁光装置

观察磁畴的装置总的按照通常所用的方法。光源用15瓦频闪观测器氙灯,触发氙灯的脉冲是由海姆霍茨线圈系中的交流磁化电流产生的。为了在磁化循环的任意点上检验磁畴图型,脉冲的相位是可以改变的。偏振器和检偏振器是12毫米Glan-Thomson棱

镜,焦距为16.5厘米和 f 为2.7的透镜作为聚光器和物镜,磁畴图型的测量用测微计目镜。

2. 畴壁位移和畴壁弓弯的实验

样品中的许多晶粒包含简单的平行和反平行带状磁畴,选择一个大的晶粒作详细检验。在晶粒的对边上钻两个孔(0.004吋),穿过这两个孔,在试验区域上绕一圈细线(0.0024吋)组成的线圈。Brailsford 也曾使用过的相似的方法,但是,在本工作中用聚酯漆包线,这种漆包线可以直接穿过孔,而无需用聚乙烯作附加绝缘。利用一个专门设计的小钻模,用手工钻孔。正如研究磁畴组态所表明的那样,钻孔过程在材料中引起的应变十分微小。在孔的周围约0.001吋(不大于0.002吋)处,呈现复杂的应力图型;但是,在这个区域之外,仍是正常的带状图型。试验晶粒的基本特征示于图1。

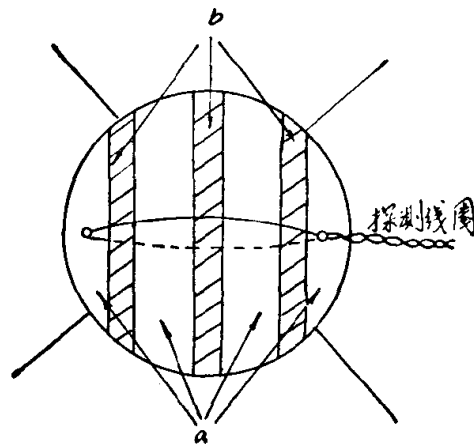


图1 晶粒的理想化表示,说明带状磁畴和用来测量磁通密度的探测线圈
a—按一个方向磁化的磁畴的表面积;
b—按相反方向磁化的磁畴的表面积

应用测微计目镜精确测量了畴壁在特定磁通密度(在磁化循环的特定点使频闪观测器闪光就可得到)时的位置。使用的频率为25、40、60、100和150赫。作为得到的结果的例证,在图2中表示25赫时,对不同的磁通密度,在最大位移时的畴壁的位置,图3则表示60赫的情形。应当注意,畴壁的移动是均匀的,而且在材料的体积中达到完全饱和

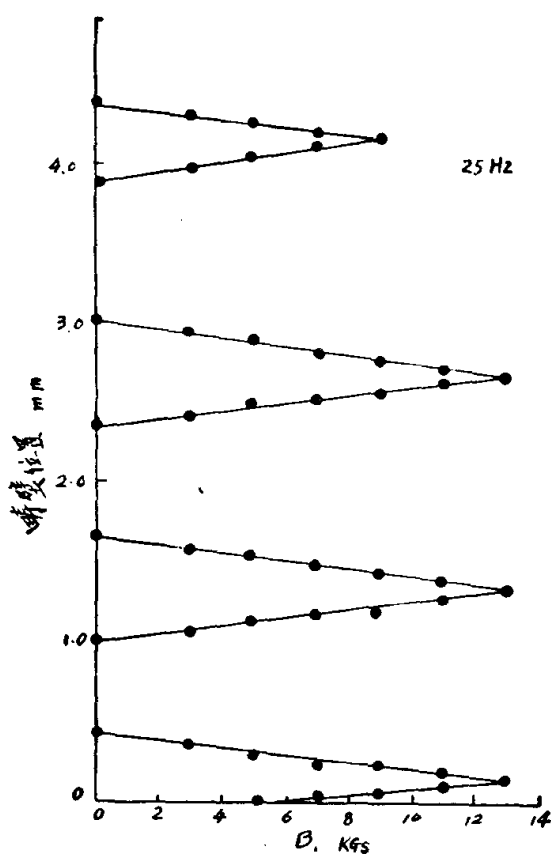


图2 在 25 赫下畴壁位置与磁感应的关系

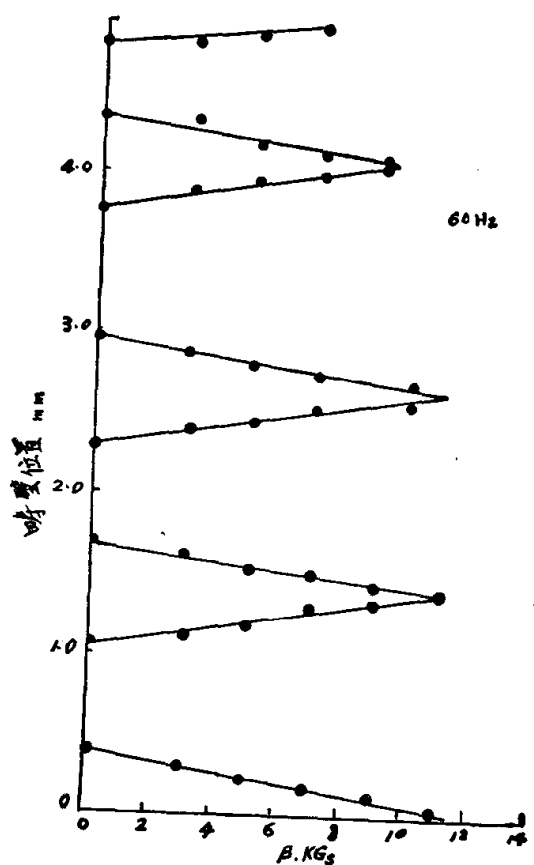


图3 在 60 赫下畴壁位置与磁感应的关系

之前,畴壁就在表面消失。由磁畴表面显示的磁饱和度,可以写作 $(a-b)/(a+b)$,式中 a 是按一个方向磁化的磁畴的总宽度, b 是按另外方向磁化的磁畴的总宽度(图1)。用线圈测得的磁通密度除以饱和磁通密度(20,000 高斯),就得到真实(或体积)磁饱和度和。如果不发生弓弯(图4),这两个数值应该相同;它们相差的多少是弓弯程度的量度。实验结果示于图5。畴壁弓弯出现的数量令人惊奇;即使在低频,也出现很显著的弓弯。

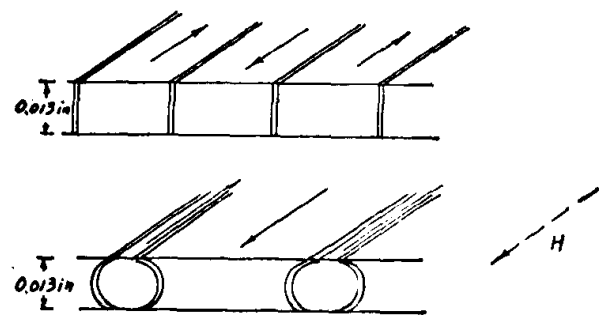


图4 畴壁弓弯的概念(时)

畴壁接近表面移动较快,在材料饱和前从表面消失

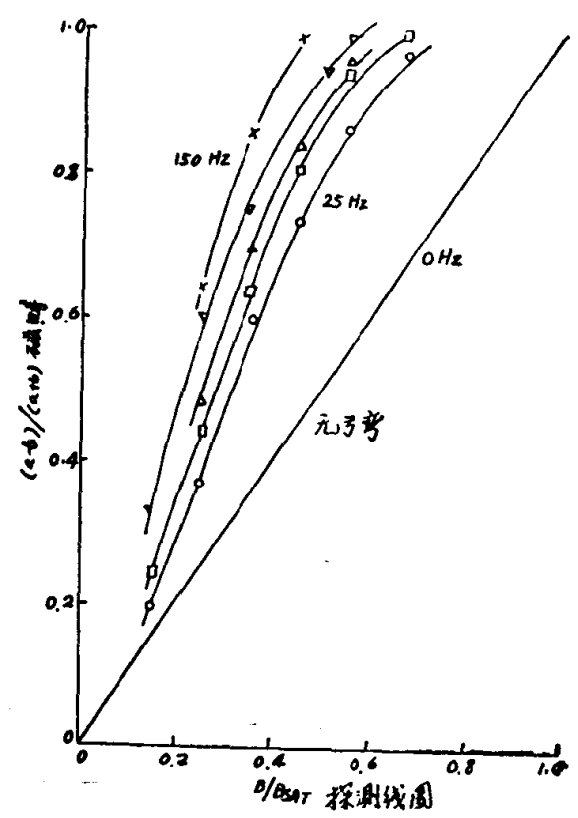


图5 在硅钢单个晶粒中,不同频率时的

$\frac{a-b}{a+b}$ 和 $\frac{B_{SAT}}{B}$

○—25 赫 ▽—100 赫
□—40 赫 ×—150 赫
△—60 赫

对不同大小的晶粒以及对更薄材料的进一步实验正在进行,将在以后报道。

三、在单个晶粒中功率 损耗的测量

所用装置的原理已由 Boon 和 Thompson 叙述过,但是为了能在低到 10 赫的频率时工作,作了各种改进以扩大放大器的频率范围。因为在较低频率时得到的信号水平较低,必须增加整个测量系统的总体灵敏度和稳定性。用单圈探测线圈做的初期实验表明,当晶粒取向硅钢试样平均磁通密度为 15,000 高斯,晶粒与晶粒之间磁通密度的变化可以达到 53,000 高斯。还有,虽然总磁通量的波形可以是正弦的,但是在任一晶粒的内部,与正弦波相比,可能有显著的偏离。因此,利用从单圈探测线圈来的信号,在试验晶粒本身处测量磁通密度,并用一些设备来控制晶粒中的磁通波形。装置的主要特征示于图 6。实验结果在图 7 中给出,图中画出了在不同磁通密度时(最大到 16,000 高斯) P/f 与 f 的关系曲线。

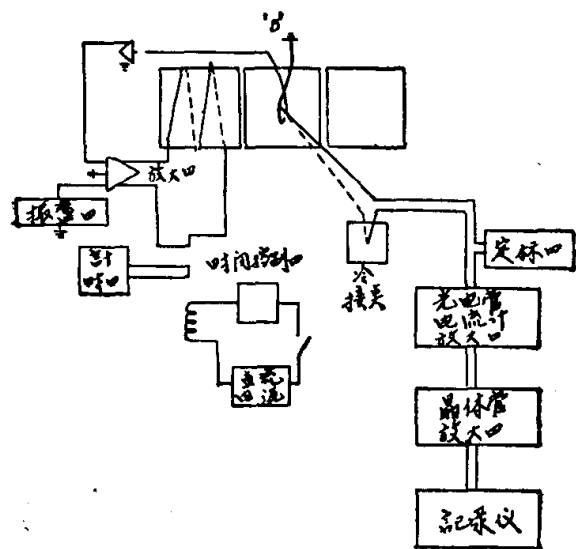


图 6 热损耗装置

四、结果的讨论

应该注意图 7 所示曲线的形状如 Bra-

ilsford 已发现的,多晶材料的曲线,在较高频率范围处,近似直线,是随着频率下降, P/f 值的下降比予期的更快。其明显的主要不同点是:当频率低于约 20 赫时,曲线再次趋于平坦。图 7 中曲线的一般特点和形状与磁通密度无关。本实验在 16,000 高斯下的结果可以直接与图 9 中 Brailsford 的结果相比较。

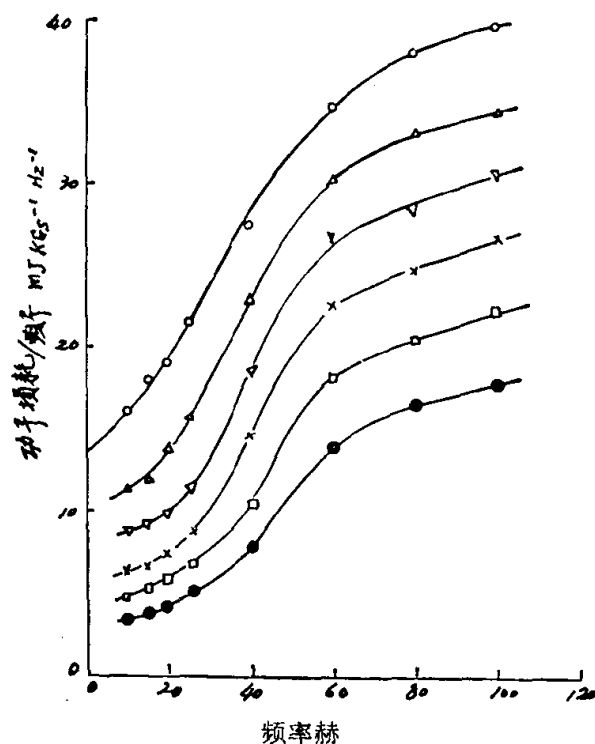


图7 在磁畴测量中所用的同一晶粒
在不同磁通密度时(功率损耗/频率)
与频率的关系

○—16,000 高斯 ×—10,000 高斯
△—14,000 高斯 □—8,000 高斯
▽—12,000 高斯 ●—6,000 高斯

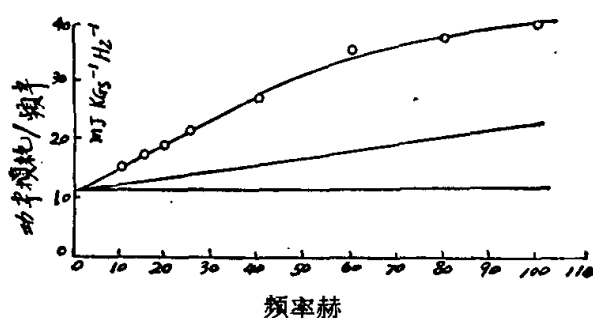


图8 在单个晶粒中用热损耗方法测量在 16,000 高斯时的每周总损耗与频率的关系

a —按经典理论所预期的损耗; b —外推的磁滞损耗

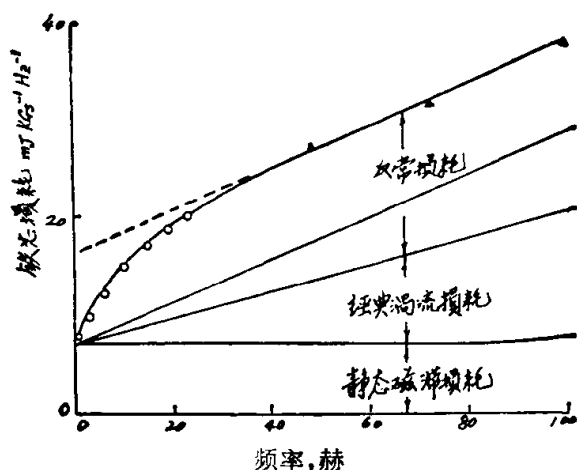


图9 每周总损耗与频率的关系

用两种方法,对反常因数作了计算:

1. 在特定频率时, $P/f \sim f$ 曲线的切线斜率,对经典涡流线的斜率的比值;
2. 在同一频率时(总损耗-静态磁滞损耗)的值除以经典涡流损耗。

通常用后面这个方法,但是,样图中出现显著地偏离直线时,为了与理论的磁畴图型比较,前面这个方法是较确切和有用的。当然,如果整个 $P/f \sim f$ 图形是直线,这两个定义是等同的。求得值示于图10。正如从 $P/f \sim f$ 曲线形状预期的那样,反常因数通过一个小的极大值,在较高频率端趋近于1。一般,在所有较高磁通密度时,取斜率比作为反常因数定义时,在较高频率端趋近于1。因此,考虑到畴壁弓弯的程度,似乎一俟畴壁扫过表面和向内部崩塌,损耗部分就与经典涡

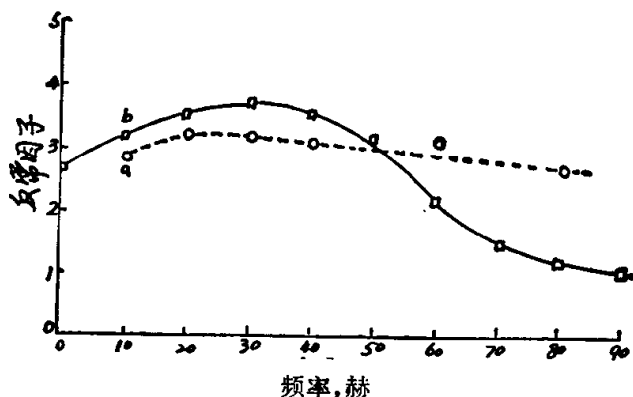


图10 根据图8计算的反常因数 η 的数值
a—取 η 为 (总功率损耗-磁滞损耗)/经典涡流损耗;
b— η 取为实验曲线的斜率对经典涡流理论预期的曲线的斜率的比值。

流理论所予期的相同。

现在再来考虑在实验中畴壁运动,对磁畴理论的许多方面是值得研究的。因为所有畴壁的移动是均匀和可重复的,所以磁畴间距的平均值容易从图2和图3求得。例如,在方程(4)和(5)中, a 为0.065厘米, d 为 0.013×2.54 厘米。有了这些数值就可以应用渐近方程(5);或者换一种方法, η 的值可以直接查 Lee 的表(按完整的公式编制)求得 $\eta=3.3$ 。此值与图10中50赫附近根据斜率比求出的实验值十分符合,只相差百分之几以内;但是,在较高频率下吻合较差,该处实验值趋近于1。

Martin 利用一个特殊图型,推出静态磁畴间距与晶粒大小之间的理论关系为:

$$a = 1.32 \left(\frac{\gamma}{K} \right)^{1/4} L^{3/4} \quad (6)$$

式中 a = 磁畴间距

L = 磁畴长度(晶粒直径)

γ = 每单位畴壁面积的畴壁能量

K = 各向异性常数

Bloor 和 Martin 和 Carey 由各种晶粒尺寸硅钢所获得的大量结果,基本上与上面的公式相符合。从实验结果看来,似乎用 $a \propto L$ 比用 $a \propto L^{3/4}$ 表示更好些。本工作所研究的晶粒直径为0.75厘米,比 Bloor 和 Martin 或 Carey 所用的任一晶粒稍大些,因此,数据的范围扩大了;我们的一个实验点似乎与他们的 $a \propto L$ 图线相合。

从实验结果来看,畴壁弓弯无疑在广阔的范围存在。除多畴结构所引起的反常因数影响外,弓弯对反常因数之影响可以用简单的方法计算如下:

弓弯畴壁的形状难以衡量;但是假设它是三角形的,并且在某一最大磁通密度时,正好与其相邻的畴壁相交(图11a),这些畴壁都是从中心向表面逐渐加快运动的。在某一磁通密度时,一起运动的两个畴壁将相互接触。在50赫时,这种情况发生在磁通密度为

11,000 高斯时。因为畴壁相隔为 0.065 厘米,所以畴壁在表面必须移动 0.033 厘米,而在中心只需移动较小距离(图 11a)。这个距离可以计算。当畴壁在表面相交时,如果畴壁是平直的,那末探测线圈记录的饱和磁通密度该为 20,000 高斯。但是由于畴壁的弓弯,实际数值是 11,000 高斯(50 赫)。因此,被弓弯畴壁扫过的体积,对平直畴壁扫过的体积的比值必为 11:20。在图 11a 中的面积也应有同样的比值:

$$\frac{\text{面积 } abde}{\text{面积 } abce} = \frac{11}{20}$$

$$\text{或} \quad \frac{0.0165(0.033 - m/2)}{0.0165(0.033)} = \frac{11}{20}$$

式中 $m = 0.0297 \sim 0.03$ 厘米

因此,几乎没有磁通透入中心,并且畴壁的中心部分仅作十分小的移动。

畴壁的每部分都在同一频率下运动,但是运动的量不同,因此有不同的迁移率。在经典涡流理论中,损耗正比于频率的平方;在多畴系统中,因此可以合理地认为损耗正比于速度的平方,即

$$\text{功率损耗} = av^2$$

式中 a 是常数。

在图 11b 中,在断面 ydx 和单位深度上的功率损耗为 av^2x (扫过的面积) 即 av^2ydx 。在一半断面、单位深度上总功率损耗为

$$P = \int_0^{x_1} av^2ydx \quad (7)$$

因为畴壁在中心移动如此之小,以致可写成 $y = bx$ [y 可以看作 $f(x)$; 但是在这种情况下必需求出 $f(x)$]。此外, $v = kx$, 式中 k 是某个常数。方程(7)变为

$$P = \int_0^{x_1} abk^2x^3dx$$

$$P = abk^2 \frac{x_1^4}{4} \quad (8)$$

如果畴壁以平直形状移动,并扫出同一体积则

$$P = yx_1av^2$$

同时,因为 $y = \frac{bx_1}{2}$ 和 $v = \frac{kx_1}{2}$, 所以

$$P = ab \frac{x_1}{2} x_1 k^2 \frac{x_1^2}{4} = \frac{abk^2x_1^4}{8} \quad (9)$$

这两个损耗的比值,给出由于弓弯引起涡流损耗增加的乘积因子;用方程(9)除方程(8),这个因子即为 2。

在原先考虑了畴壁中心部分移动的计算中,得到该因子为 1.67。进一步的改进是假定畴壁形状为抛物线,其精确形状可以根据面积比计算得到;这样得到的由于弓弯的乘积因子为 1.45。

按通常的方式表示,求得的畴壁弓弯度意味着磁通透入试样的范围没有达到按经典涡流理论所予期的范围,而按经典理论,对这个材料(0.013 吋厚)磁通几乎完全透入。但是应用这个理论,可以知道磁通透入试样的范围和形状,因而可以假设弓弯畴壁的形状与经典理论中磁通密度存在的几何形状相

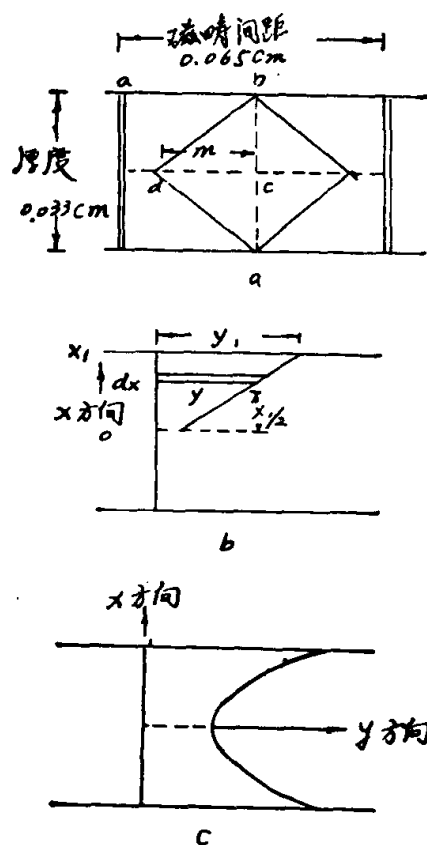


图 11 计算由于弓弯产生的附加反常因数所用的模型

a—当两个壁相交时的三角形畴壁组态; b—在计算中所用的记号; c—抛物线形状所用记号

同。因而,在图 11c 中, $y = d \frac{\cosh kx}{\cosh kx_1}$, 它可以用面积方法决定。函数 y 确定后, 畴壁的形状也就确定了, 并按照在计算三角形、抛物线形状畴壁时所应用的同样原则, 可以计算由于畴壁弓弯引起的乘积因数, 得到的值为 1.38。

在图 7 中的 12,000 高斯曲线上, 当频率为 50 赫时曲线斜率改变很快; 但是, 合理的 η 值似乎为 4.3。根据方程(4)的多畴壁图型所推算, η 值为 3.3, 它应与频率无关。因此, 基于多畴结构所预期的涡流损耗太低了, 为了获得所求得的实验值, 应该乘以 1.3。

畴壁弓弯无疑修正了反常因数的数值, 并引入了频率依赖关系; 但是, 在详细了解任意磁通密度和频率下的畴壁轮廓外形之前, 不能指望计算的和实验测定的弓弯的效应之间会完全一致。

五、结 论

1. 在这个特殊的单个晶粒内, 畴壁移动是均匀的和可重复的。因此, 在交变磁通条件下的有效磁畴间距与在静态条件下的相同。对所研究的晶粒的观测表明, 材料是十

分优质的, 因为畴壁既没有被夹杂或应力集中所阻挡, 也没有被它们钉住; 虽然可能不会在材料的所有晶粒中发现这些特点。

2. 即使在低频和低磁通密度时也存在显著的畴壁弓弯; 事实上, 在达到磁饱和之前, 畴壁就从表面消失。这一点有重要的意义, 因为磁通穿透显著小于按经典理论所预期的, 这就表明, 从实用观点来看, 在损耗是首要考虑的电气装置中, 最好使用较薄的材料。

3. (功率损耗/频率)相对于频率不是线性关系。

4. 看来反常损耗可以这样解释: 在多畴图型中再引入畴壁弓弯的概念, 或者如 Brailsford 和 Fogg 所作的, 假定磁滞损耗依赖于频率(包括了一些简单的有关前者的计算)。

为了验证这些结论的全面正确性, 正在进行更多试验, 研究畴壁运动, 功率损耗和反常因数对晶粒尺寸和晶粒取向、以及片的厚度的依赖关系; 并包括由单个晶粒的性状综合成整块材料的状态的方式。

译自《Proc. IEE》1968, Vol.
115, No. 12

第三部分: 简单的条片硅钢组件中磁致伸缩 对应力的敏感性

[摘要] 在大功率变压器的装配时, 材料的磁致伸缩效应增加, 所以铁芯产生的噪声高于实验室测量所预计的。在本工作中, 研究了一种改善变压器的方法, 就是将几组相同试样, 用带扎紧或粘合在一起, 研究其磁致伸缩对应力的行为(沿带钢平面和轧制方向), 这样可以将单片硅钢的性能并合起来得出组件的性能。在张力下, 粘合组件的磁致伸缩对应力曲线与单个迭片相似; 但是在压力下, 在施加到约 28 公斤/厘米² 压力之前, 磁致伸缩一直保持相当的稳定。超过这一点, 组件弯曲。还进一步作了有关实验, 即在 100、200 和 300 赫谐波上测量每一条片组件的振动形式, 将这组件垂直地放在两个固定点之间, 以与变压器

的芯柱相似。结果表明,粘合组件的振幅约为用带扎紧组件的 $1/10$ 。在粘合时可能产生应力,这种应力可以与铁芯装配所产生的有害的压应力相平衡。

一、引言

磁致伸缩是产生变压器噪声的主要原因。虽然可以将变压器放在一个减小噪声的场合中来控制,但是仍然希望从根源上消除噪声。

变压器所产生的噪声大大高于在实验室对材料测量的结果,而大部分噪声的增加起因于在装配铁芯时在硅钢平面所产生的压应力。

在硅钢片中,迭片平面和沿磁通方向中所产生的压应力,对纵向磁致伸缩有显著的影响。虽然试样之间的差异相当大,但是其变化的样子很相似,拉应力使磁致伸缩减小,压应力使磁致伸缩显著地增加。这些有害的压应力可以从几种方式产生;从硅钢片的平整过程^[2,3],从芯柱的热梯度以及从铁芯的装配。因此,任何减小或消除这些压应力的方法都可对铁芯装配有很大的好处。

本研究的第一部分测试了单条 Epstein 形硅钢试样的磁致伸缩对应力的敏感性,然后用各种方法把硅钢试样组合在一起,检查组件的行为,这些方法与制造变压器所用的方法相同。

在早期的实验中,任何一个组件将所有硅钢片的性能都选择得一样,但是必定会产生一个疑问:在制造变压器铁芯(或一个实验组件)时,性能很不相同的硅钢片条片对组件的平均特性,究竟有没有不同程度的影响。这种情况也属研究之列。

磁致伸缩使铁芯发生振动与产生噪声。因为在铁芯设计中,芯柱的上端是固定的,所以芯柱只能向侧面振动。因此,对于组件的振动特性,用第二台装置进行了有关实验。显然,上述实验不能忽视换算系数;但是研究

结果仍能得出基本知识。

本题的第一部分和第二部分,讨论了晶粒取向硅钢的其他性能。

二、实验工作

1. 磁致伸缩测量装置

用于测量磁致伸缩的实验装置与 Brownsey 和 Maples^[4] 的相似,但是对于这种特殊的研究,必须将装置作些修改。主要对夹具和张力的施加装置进行了修改,然后可以测定在 ± 42.8 公斤/厘米² 应力范围内一片 Epstein 试样或 8 片试样组件的磁致伸缩对应力敏感性的曲线。 S_1 和 S_2 为螺旋弹簧。旋转六角螺丝可以施加张力和压应力。 S_3 是一个平弹簧,在它上面安置四个应变片,形成一个平衡电桥。因为线圈重排列之后,在换能器的移动部分试样的磁通变化,在 15,000 高斯时约为 $\pm 5\%$,所以使用了重设计的线圈系统。后面的这个改进可以使 Epstein 试样近中心 150 毫米范围内的磁通密度很均匀(在 15,000 高斯的 1% 以内)。为了避免由于垂直运动引起的任何复杂性,仔细地选择了陶瓷换能器,其横向和垂直方向的灵敏度仅为纵向的 1% 和 3%。在单片和 8 片试样组件的中心周围所测量的磁通波形,用反馈方法来达到正弦形。对于单片试样,在 15,000 高斯时,三次谐波所产生的磁通失真度小于 1%,对于迭组约为 1%。装置的总体图示于图 1 中。

2. 单试样和试样组件的弯曲

施加到条片平面上的压应力有一定的限度,因为在压应力达到一定数值后,不论单片或组件试样都将发生弯曲。

在单片中,由于两端被夹持,试样会发生弯曲,因夹持所产生的压力,其数值可用