

# 磁性材料

[英] F. 蒲兰斯福特 著

上海科学技术出版社

## 原 序

这本小册子的目的是对高等学校学生、研究工作者和在技术上使用磁性材料有关者给出一个现代磁性材料的概括的轮廓。本书所讲的一定是很简单的，但是希望不够详尽之处在每章所附的参考资料中能作一些补偿。

作者在写本书时所发现一些有帮助的书籍和摘录都列在次页，并对这些作者和曾查阅的、引为参考资料的原始出处表示感谢，尤其是 Metropolitan Vickers 电气公司，允许将其尚未发表的资料叙述于本书；作者之妻帮助写稿，也致以谢意。

## 第二版序

在本书第二版时，有机会在某些方面作了修改，并增加了一些最近的参考资料。

# 目 录

原 序	
第一章	緒言.....1
第二章	鉄磁現象.....17
第三章	单晶体的性質与理論.....31
第四章	影响磁性的因素.....53
第五章	鉄合金与硅鉄合金.....73
第六章	鎳鉄合金及其他合金.....95
第七章	永久磁鉄材料.....115

# 第一章 緒言

## 1-1 磁化

“磁性材料”这一名称可以說是包括一切显示磁效应的物质；但是在那些所謂抗磁性或順磁性的物质中，磁效应是非常微弱的，因而工程人員通常認為它們是“非磁性的”。在本书中我們將主要地談到以鉄为最重要的那一类元素和合金，这些元素和合金显出非常程度的磁性而被称为“鉄磁性的”。

如果如图 1-1 所示，把一块軟鉄放在一个磁場中，磁就被感应到里面，而在它的两端呈現了北极和南极。这些感应极的效应就是增加軟鉄外面、接近两极的介质中的磁場强度，但是却減低了四边周圍介质中的磁場强度，事实上也減低了軟鉄現在所占据空間內的磁場强度。除非軟鉄試样是一种特殊的形状，否則这个試样不会从一端到另一端都被均匀地磁化；但是按現在的目的來說，这点可予

忽略。設两个感应极中每一个极的磁极强度都为  $m$ ，鉄的长度为  $l$ ，那末它的磁矩  $M = ml$ 。我們可以把鉄的磁化强度解釋为单位体积的磁矩，用  $J$  来表示。因此，

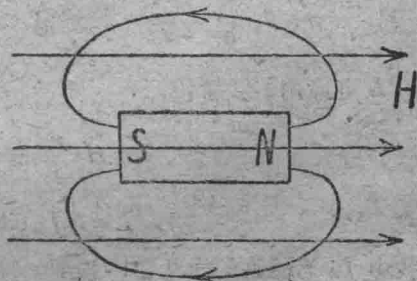


图 1-1

如果体积为  $V$ , 截面为  $A$ , 显然

$$J = \frac{M}{V} = \frac{m}{A};$$

所以磁化强度也可以说是每一单位面积的磁极强度。

假如, 当磁极集中于一点, 一个磁极在真空中以 1 达因的力排斥距离为 1 厘米的相等和同性的磁极时, 这时磁极可说是具有单位强度。如果这样一个磁极放在磁场之中, 那末这一点上的磁场强度可以解释为这个单位磁极所感受的以达因表示的力。

让我们现在用一块假定是自由旋转的永久磁铁来代替图 1-1 所示的软铁。我们假设这块磁铁的材料是这样硬磁性的,

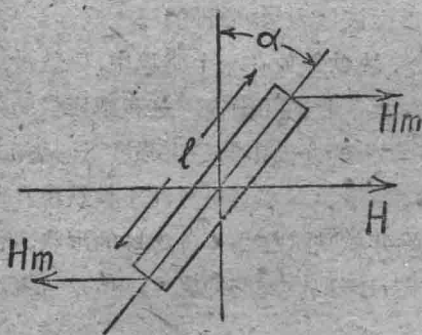


图 1-2

就是说, 磁场  $H$  对于磁铁的永久磁性没有显著的影响。如果磁极有强度  $m$ , 那末在每一个磁极上都施加力  $Hm$ , 如图 1-2 所示; 设磁铁长度为  $l$ , 并且如图所示倾斜于磁场, 那末作用到磁铁上的单位体积的转矩  $L$  可以用下式求得,

$$L = H \cdot \frac{ml}{V} \cdot \cos \alpha$$

或

$$L = H J_m \cos \alpha$$

式中  $J_m$  为磁铁的永久磁化强度。显然, 由于这个转矩, 磁铁能够转向磁场方向中做功, 因而在任何角度  $\alpha$  上, 磁铁在磁场中都

具有势能。如果我們取相应于  $\alpha = 0$  的能量級以为基准, 它的势能假定为零, 那末相应于  $\alpha$  角的每单位体积的势能可以由下式得出,

$$E = - \int_0^{\alpha} L d\alpha = -HJ_m \sin \alpha$$

如果  $J = J_m \sin \alpha$  是循磁場方向磁化强度的分解部分, 那末势能由下式求得,

$$E = -HJ$$

很明显, 如果把磁鉄移动  $d\alpha$ ,  $J$  增大  $dJ$ , 那末势能也就随之改变  $dE = -HdJ$ 。假如磁鉄在粘滯介质中移动, 这种势能的降落可以在介质中重呈现为热; 如介质是传导性的話, 磁鉄的移动可以在其中造成使能量散逸的渦流。然而这种介质可能是完全彈性的, 那末在这情形下, 势能的減低会由儲存在介质中的增加能量予以准确地平衡。在任何情形下, 儲存的能量和散逸的热量之总和可由下式得出:

$$E = \int_{J_1}^{J_2} HdJ$$

讓我們現在就一根均匀的长鉄棒来論, 使它在一個平行的外加磁場中磁化, 例如被一个长形載流螺管所磁化。接近鉄棒中心的場合, 它的磁化情况将是均匀的, 因为兩端的感应极距离很远。假設在鉄棒中取一个单位立方体的材料, 如图 1-3 所示, 各边被一个极薄的空隙所分离。这个空隙可以是无限薄的, 所以对于鉄棒中的均匀磁化情况并无影响。如图所示, 外加磁場  $H$  的效应将会在立方体的任何一端以及在相应空隙的任何一边感应北磁极和南磁极。如果說  $J$  是鉄棒中的磁化强度, 那末  $J$  就是立方体的每端和空隙的任何一边的磁极强度。假使現在我



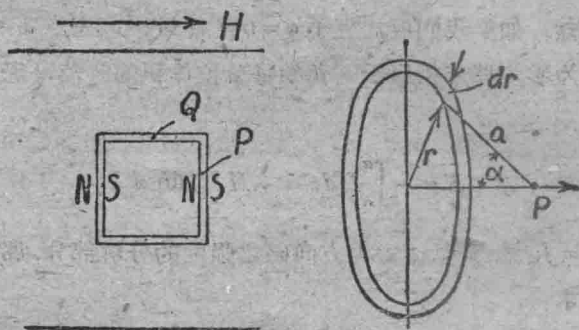


图 1-3

們在空隙  $P$  点中插入一个单位磁极。立方体表面上的以  $r$  为半径及  $dr$  为宽度的环形单元，它的磁极强度很明显是  $2\pi r J dr$ ；如果这环形单元对  $P$  点形成半垂直的  $\alpha$  角，就很清楚，这个环形单元对  $P$  点上单位磁极所产生循轴向的总力，可用  $dF$  求得，其式为：

$$dF = \frac{2\pi r J \cos \alpha dr}{a^2}$$

这式可写为

$$dF = 2\pi J \sin \alpha d\alpha$$

因为  $P$  很近于表面，整个表面在单位磁极上所产生的总力，可由上式取  $\alpha$  在  $0$  及  $\frac{\pi}{2}$  极限间积分而得；因此，

$$\begin{aligned} F &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi J \sin \alpha d\alpha \\ &= 2\pi J \end{aligned}$$

故立方体面对  $P$  点上单位磁极所产生的力为  $2\pi J$ ；又因  $P$  是处于既相等又相反的磁极强度的面之间，由这两个面所产生的总力则为  $4\pi J$ 。同时在立方体各边的空气隙中的任何点  $Q$  上

是沒有自由極的，因而在單位磁極上的總力僅僅是由外加磁場  $H$  所產生的力，而這個磁場也是在  $P$  點上的。所以在  $P$  點單位磁板上的總力為  $H + 4\pi J$ 。這就稱為磁感應，用  $B$  來表示。因此

$$B = H + 4\pi J$$

此式也可寫為

$$(B - H) = 4\pi J$$

$\frac{B}{H}$  之比稱為材料的磁導率，而  $\frac{J}{H}$  之比稱為磁化率，各用  $\mu$  和  $K$  來表示。所以很清楚地，

$$\mu = 1 + 4\pi K$$

磁化曲線可以用  $B$  為縱座標， $H$  為橫座標來描繪，或者交替地用  $J$  或  $(B - H)$  為縱座標。前者  $B - H$  曲線對於要計算磁感應的工程人員來說為最有用的形式，但後者以  $J$  或  $(B - H)$  為縱座標的曲線（有時稱為鐵磁感應）對於研究和比較磁性材料具有較大價值。磁感應的電磁制單位為高斯，在本書中，對磁場強度的單位也使用這名稱，所以  $(B - H)$  或  $4\pi J$  也是用高斯為單位。

圖 1-4 表示一塊普通發電機鋼片試樣的磁化曲線。這個磁化曲線是任何具有適當純度、經過良好退火、並且處於“軟”態的磁性材料的典型試樣；從不同標度的  $H$  值所繪出的 (a) 和 (b) 兩根曲線中，可以看出它的特性。在 (b) 處所繪的兩根曲線，一根是以  $B$  為縱座標的曲線，一根是以  $4\pi J$  或  $(B - H)$  為縱座標的曲線。磁化曲線可以分為四部分，不十分確定地重疊於  $P$ 、 $Q$ 、 $R$  各點。與低  $H$  值相應的曲線第一部分  $OP$  是可逆的，在這區域內  $B$  僅是很緩慢地隨  $H$  而增加。在起點  $O$  上曲線正切的



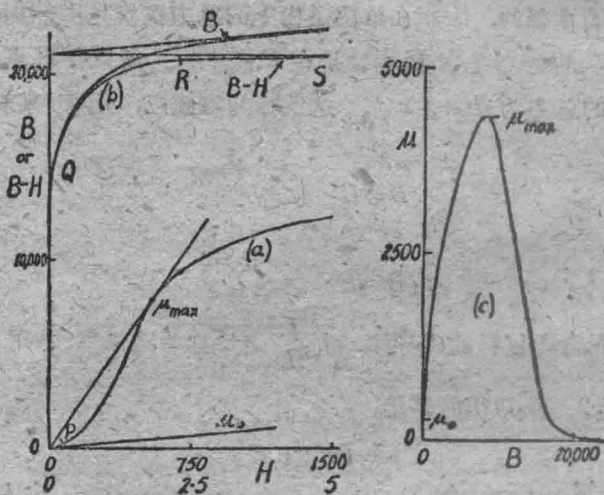


图 1-4 退火的发电机钢片的磁化曲线

斜度表示  $H=0$  时的磁导率或起始磁导率  $\mu_0$ 。在  $PQ$  区域中，磁感应随  $H$  的增强而增长得更快；如图所示，曲线的正切可定出最大磁导率点  $\mu_{max}$ 。这部分的磁化曲线性质上是不可逆的，就是说，如果在这部分的任何一点上  $H$  值减小时， $B$  值不会再循增加  $H$  的曲线减小。要进一步把  $B$  增加到  $Q$  点以上，那就须大大地增加  $H$  才能获得，很清楚，磁化过程机构中的变化发生在  $Q$  点的区域内，这一点通常称之为曲线的膝。如  $H$  仍然继续增加时， $(B-H)$  曲线如  $RS$  所显示那样几乎成水平的形状，于是  $(B-H)$  或  $4\pi J$  达到饱和值  $(B-H)_{饱和} = 4\pi J_s$ 。应予注意，这是饱和的磁化强度  $J_s$ ，而磁感应  $B$  仍能无限制地继续增长。图 1-4 (c) 所示的磁导率曲线显示  $B$  和  $H$  间的非直线关系。在这个例子中，磁导率是从  $\mu_0 = 250$  升高到  $\mu_{max} = 4,000$ ，而在  $B = 23,000$  高斯时，重行降落到  $\mu = 11.5$ 。图上所示的曲线，如

已說明对于良好退火的材料來說是代表性的形式；当然，不是  $B$  和  $H$  的真正的量值，因为  $B-H$  值是随不同材料有显著的不同。但是不經退火而加工硬化的同一材料，虽最后达到同一飽和值，却获得极其恶劣的曲綫。

## 1-2 磁滯

前节已經說过，在磁化曲綫的某些部分，尤其在图 1-4 的  $PQ$  区域是不可逆的。这种情况引起倣英 (Ewing) 从希腊語“落后” (Hysteresis) 所轉来的磁“滯”名称的現象。图 1-5 (b) 示变压器鋼片的磁化曲綫，当  $H$  从起始磁化曲綫  $OP$  的  $P$  点減

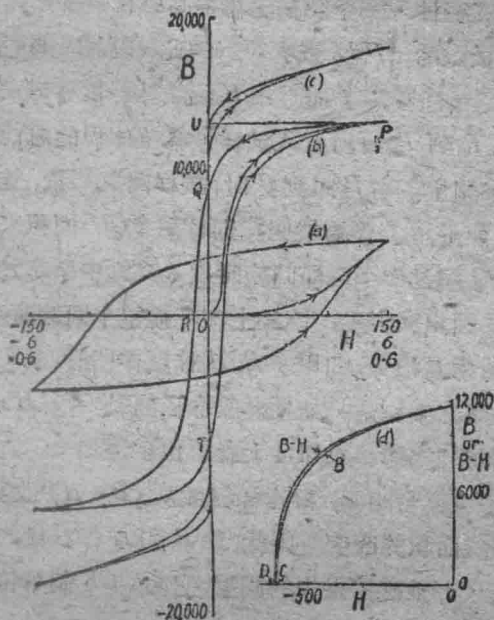


图 1-5 4% 硅变压器鋼的磁滯回綫 (a) (b) (c) 及永久磁鉄材料的去磁曲綫 (d)

小时，磁感应却沿着  $PQ$  途径减小。在外加磁场减到零值的  $Q$  点时，相当于称为顽磁  $OQ$  的磁感应留剩在试样之中；如果，要把这个磁感应减到零值时，就需要相当于  $OR$  的反向磁场强度。这个反向的磁场强度称为矫顽力。对于一个在前进和相反方向中用相同幅度的  $H$  值的整个循环，它的  $B$  和  $H$  之间的关系是由磁滞回线所决定的，图中所示箭头指途径的方向。磁滞回线的外貌完全依据图 1-5 (a)(b)(c) 所示回线极端的幅度而定，图中三个回线的横坐标标度包括  $H$  的广阔范围。在所施加的  $H$  的幅度足以产生饱和的那种磁滞回线中，其顽磁点上的磁感应就称为顽磁强度，而相应的矫顽力称为矫顽强度。

前面已经讲过，一个外加磁场提高磁化强度所需的能量可以用适当的极限的  $\int HdJ$  来求得。因此，从图 1-5 (b) 中就很清楚，假如这个回线用  $J$  而不用  $B$  纵坐标标度来绘制，那末循环回线途径从  $T$  到  $P$  时所投入试样每单位体积的总能量可以用  $TPU$  面积来测量。当  $P$  回到  $Q$  时，试样回复能量，这个每单位体积的回复能量用  $J$  作为纵坐标则可用  $PQU$  面积来表示。因此，从  $T$  到  $Q$  绕过半個磁滞回线时投入试样中所超过回复的能量可以用  $TPQ$  面积来表示。事实上在环绕整个回线时，散逸为热的能量，称为磁滞损失，如用  $J$  和  $H$  标度作图时，就可以用整个磁滞回线的面积来测量。如果纵坐标标度是  $(B-H)$  或  $4\pi J$ ，那末可以简易地把面积除以  $4\pi$  就求出磁滞损失。在后者的情形中，略加思索就可明确，纵坐标标度从  $(B-H)$  改变到  $B$  时，并不影响回线面积的改变。因此，以  $B$  和  $H$  作标度的磁滞回线的面积就是  $4\pi$  乘磁滞损失的测量，它的 CGS 制单位即为每周每立方厘米的尔格。

在变压器和旋转电机的配件中，所使用的磁性材料遭受迅

速的交变感应。因此，在这些装置中，磁滞循环是重复不断的，例如在工业频率的变压器中为每秒 50 周。这样所产生的磁滞损失导致效率的损失，并使这种装置中发生温度的上升，所以需用低磁滞损失的材料。图 1-5 (d) 表示的是与此相反的永久磁铁材料的一部分饱和磁滞回线。这种特殊磁性材料需要最高可能的磁滞效应，并须具有高矫顽强度和顽磁强度，其理由将在第七章中详述；图中所示的这一部分磁滞回线，即称为去磁曲线，就是鉴定永久磁铁材料品质的特征。如果去磁曲线取  $4\pi J$  或  $(B-H)$  作为纵坐标标度，这根曲线(这里要注意  $H$  是负值的)，将如图所示的高于  $B$  曲线。这根线截割  $H$  轴于  $C$  点左面的  $D$  点，按照上述定义，这一点就是真正矫顽强度。 $C$  点和  $D$  点之间的差异在商用永久磁铁材料上并不很大，但是在某些合金上能相差甚巨。在比较用  $J$  或用  $B$  作为纵坐标的去磁曲线时，应该记住这种差异。

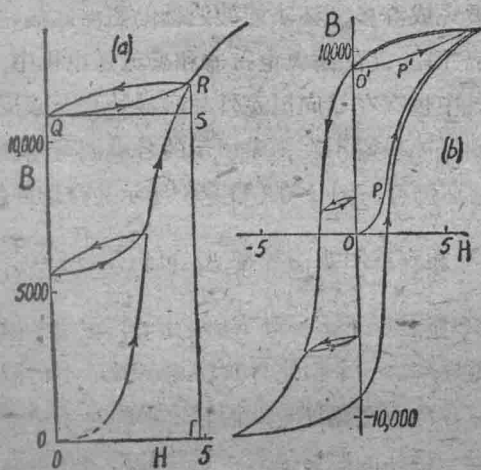


图 1-6 铁试样的辅助磁滞回线(攸英)

图 1-6 (a) 表示一个軟鉄試样<sup>[1]</sup>的補助磁滯回綫，这回綫可以在增加外加磁場的过程中，磁場被減到零，然后再施加时所形成。图 1-6 (b) 表示在另一純鉄試样的主回綫过程中所形成的相似的補助回綫。很清楚，一个遭受这种不規則磁化循环的試样将有各相应補助回綫所附加面积的附加磁滯損失。

这些曲綫也足以加强了  $B$  和  $H$  間的关系是根据試样以前磁化历史的另一观点。图 1-4 和 1-5 所示起始磁化曲綫和后来的磁滯回綫都是有关在試驗前去磁以使剩余磁化值減到零的試样。去磁普通是将試样放在檢驗装置中反复地遭受从高值到零值的相反感应。如不用这种步驟去磁，磁化曲綫将如图 1-6 (b) 中  $O'$  点的剩余磁化强度开始。視在的起始磁化曲綫，如系逐步确定，将会以  $O'$  为起点沿着  $O'P'$  伸展；这曲綫和真实曲綫  $OP$  相差很大。如果試驗繼續进行以使描繪一个正常的磁滯回綫，那末我們会发现回綫本身不能閉合，而且在材料达到“循环状态”之前，需要完成許多循环才能使連續的磁滯回綫符合为一。

在这些应用中，例如滤波电抗器和交流发电机中，磁性材料可以有一个其中也存在单向恒定外加磁場的交变感应。在这情形中，虽然回綫的极端不在图中所示的各点而可能在其他各点上，但磁化循环仍可被图 1-6 (a)  $QR$  所示的補助回綫所代表。

对于回綫  $QR$ ，視在或附加磁导率  $\mu_{\Delta}$  可以用  $\mu_{\Delta} = \frac{RS}{QS}$  之比来表示，这个比率显然低于  $RS$  对  $RT$  之比的、在起始磁化曲綫中  $R$  点相应的磁导率。一个恒定外加磁場的效应不但减小对于一个重叠交变感应的視在磁导率，而且也增加对于一个一定幅度交变感应的每一循环的磁滯損失。这些数据見于第五章。

虽然对于軟磁性材料，由于回綫的上升边和下降边之間的

差异较小,要在较高感应上作一准确测定更为困难,但对于与磁滞回线缓慢过程相应的磁滞损失,即所谓静磁滞损失仍可以用测量回线面积的方法而很容易求得。取一个盘形试样,使它在恒定磁场中旋转而经过交变磁化的循环。在缓慢旋转中,每旋转一次所作的平均功等于每一循环的静磁滞损失。用一个包括几个盘形物的试样,测量旋转试样的转矩可以准确地决定到很高磁感应的磁滞损失<sup>[2]</sup>。

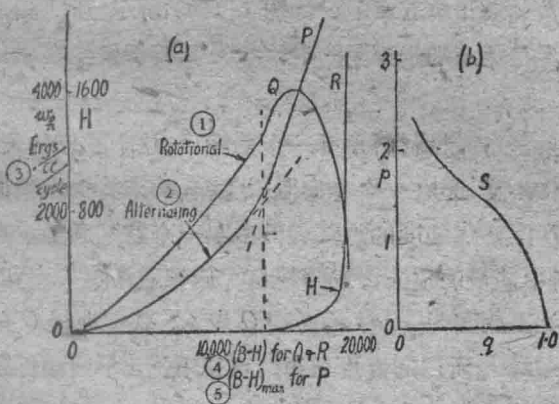


图 1-7 (a) 变压器钢片的交变和旋转磁滞损失曲线的形状; (b) 旋转和交变磁滞损失之间的关系:  $P$  为交变损失对旋转损失之比,  $q$  为  $(B-H)$  或  $(B-H)_{\max}$  对  $(B-H)$  饱和值的数值

① 旋转 ② 交变 ③ 尔格/厘米<sup>3</sup>/周 ④  $Q$  和  $R$  的  $(B-H)$  ⑤  $P$  的  $(B-H)_{\max}$

图 1-7 (a) 中曲线  $p$  表示, 对软磁性材料在静交变磁滞损失和  $(B-H)$  的幅度或  $(B-H)_{\max}$  间的关系的一般形状; 除在高感应外, 这  $(B-H)$  幅度与  $B$  有很大差异。在曲线的下部分, 斯坦因梅兹 (Steinmetz) 的经验方程式

$$w_h = \eta B_{\max}^n \dots\dots\dots (1-1)$$



可以用来较准确地符合所观测的结果，式中  $W_h$  是在一个循环中每立方厘米磁格的磁滞损失， $\eta$  和  $n$  是常数。但是，对于曲线的上部分，直线关系可以应用到曾予测量过的  $(B-H)_{\max}$  的最大值；其关系由下式求得，

$$w_h = b \{ (B-H)_{\max} - C \} \dots \dots \dots (1-2)$$

或  $w_h = b' \{ J_{\max} - c' \}$

式中  $b$ ,  $c$ ,  $b'$  和  $c'$  都是常数。许多片材的斯坦因梅兹系数  $\eta$  和各种常数列表于第五章中。如图 1-7(a) 所示，所观测得的曲线从一种形状逐渐地走到另一种形状，其转折发生在磁化曲线膝的区域。

如果一个磁性材料承受一个磁感应，这个感应的矢量，虽在量上保持不变，是在一个方向继续旋转，那末将会发现磁化强度落后于产生磁化强度的施加旋转磁场一个空间角度。在这情形下，材料中能量的损失仍变为热量。旋转磁滞损失<sup>[3]</sup>和  $(B-H)$  值间的关系用图 1-7(a) 的曲线  $Q$  表示，获得曲线  $Q$  的试样就是获得曲线  $P$  所用的盘形试样。可以看出，不连续性重又发生在如所示的曲线  $R$  的磁化曲线膝的区域中。旋转损失随磁化增强而上升达最大值，然后在饱和附近接近零值。曲线  $S$  表示交变磁滞损失对旋转磁滞损失之比与  $(B-H)$  或  $(B-H)_{\max}$  对  $(B-H)$  饱和值之比间的关系。这种关系是由作者所发现，作者做了一批对相同盘形试样交变的和旋转的测量。

### 1-3 涡流

在一个变压器的铁芯中，磁感应理想上是正弦波形的交变感应。除非在波形被谐波所畸变的情况下，旋转电机的电枢也属如此，而在电枢齿后面的区域，发生交变磁通和旋转磁通合

并的现象。这些磁路是由按特殊应用的各极磁性材料绝缘薄片所组成，这类磁性材料归纳为“电工钢片”的总称。这样把磁通途径分片的目的是减小由于交变磁通所发生于钢中的傅科或涡流的大小和影响。这种涡流的方向平行于钢片表面，并垂直于磁感应的方向。它们建立一个相反于外加磁场的磁场；因而使磁通密度从表面连续地向内减低，于是在一定的外加磁场中减小了材料的磁通载运量。同时，流入钢片的涡流是发热或涡流损失的起源。

在数学上不能获得这效应的准确计算，因为磁滞回线所表示  $B$  和  $H$  间的关系是极其非直线的。假如将磁导率定为常数，也就是说，假如把磁滞回线通过起点缩成一个单纯直线，我们可以获得近似的解答。在这情形中，可以说明<sup>[4]</sup>，在叠片里面任何一点的瞬时磁感应  $b$  可以用下式求得，

$$b = B_0 \left( \frac{\cosh 2px + \cos 2px}{\cosh 2pa + \cos 2pa} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos(\omega t - \nu)$$

式中

$$\tan \nu = \frac{\sinh p(a-x) \cdot \sin p(a+x) + \sinh p(a+x) \cdot \sin p(a-x)}{\cosh p(a-x) \cdot \cos p(a+x) + \cosh p(a+x) \cdot \cos p(a-x)}$$

在上式中，表面层的磁通密度  $b_0 = B_0 \cos \omega t$ ，式中  $\omega = 2\pi f$ ， $f$  为外加磁场的频率。同样， $p = 2\pi \sqrt{\frac{\mu f}{\rho}}$ ，式中  $\mu$  和  $\rho$  各为钢片的磁导率和电阻率， $2a$  为钢片厚度。将可看到，磁感应的大小和相位都是依据从表面的距离而定。

图 1-8 表示，在每秒 50 周的频率时，各种厚度的普通品质的发电机叠片内所计算的磁感应量。所假定的数值是  $\mu = 2,500$ ， $\rho = 14,000$  电磁制单位。

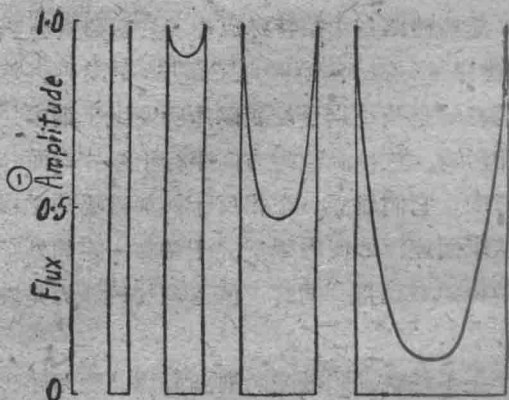


图 1-8 各种厚度的鋼片中所計算的交变磁通量对表面值的关系。在每秒 50 周时，厚度各为 0.40、0.80、0.16 和 0.32 毫米的普通发电机鋼所适用的曲线。曲线也可适用于任何材料或具有  $2pa = 0.75、1.3、3$  和 6 的频率

#### ①磁通幅度

如果经过鋼片截面的磁通密度是均匀的，并且从图 1-8 中可以看出，对于 0.4 毫米 (0.016 吋) 标准厚度的发电机鋼片，在正常供給的频率作功时，所計算的数值至少与这种情况相差不远，那末很容易地示出，渦流损失可以用下式求得，

$$W_e = \frac{(\pi \cdot 2a \cdot f \cdot B_{\max})^2}{6 \cdot \rho} \text{ 尔格/厘米}^3/\text{秒} \dots\dots(1-3)$$

式中  $\rho$  仍为电磁制单位。

这个公式事实上只能在  $pa$  小的条件下应用，并应记住这种应用是有限制的，渦流损失与厚度平方、频率平方以及磁感应平方成正比例，而与电阻率成反比例。因此，当频率增高时，减小厚度的优点是很明显的，并且要使渦流损失保持得小，提高电阻率也是必需的。