

高等学校教学用书

无綫电材料与器件

WUXIANDIAN CAILIAO YU QIJIAN

下 册

成都电讯工程学院选編

人民教育出版社

2377 73.17/23C
高等学校教学用书



无綫电材料与器件

WUXIANDIAN CAILIAO YU QIJIAN

下 册

成都电讯工程学院选编

人民教育出版社

无线电材料与器件

下 册

成都电讯工程学院选编

人民教育出版社出版 高等学校教学用书编辑部
北京宣武门内承恩寺7号

(北京市书刊出版业营业许可登出字第2号)

人民教育印刷厂印装

新华书店科技发行所发行

各地新华书店经售

统一书号 15010·1077 开本 850×1168 $\frac{1}{32}$ 印张 8 $\frac{1}{16}$

字数 218,000 印数 0001—5,600 定价 (7) 1.00

1961年9月第1版 1961年9月北京第1次印刷

下册目录

第三篇 磁性材料与器件

第八章 磁性的基础知识	311
§ 8.1 铁磁性	311
§ 8.2 磁各向异性与磁致伸缩	317
§ 8.3 磁化曲线、磁滞回线及导磁率	320
§ 8.4 磁性材料在交变磁场中的性能	331
§ 8.5 影响铁磁性材料磁性能的因素及改进磁性能的方法	337
§ 8.6 磁性材料的测量	344
第九章 软磁性材料	368
§ 9.1 对软磁材料的性能要求	368
§ 9.2 金属软磁性材料	370
§ 9.3 磁介质	387
§ 9.4 铁氧体软磁材料	398
第十章 低频变压器和扼流圈	400
§ 10.1 低频变压器的介绍;用途及性能指标	400
§ 10.2 低频变压器的等效电路;低频域、中频域、高频域	408
§ 10.3 变换系数及绕组电阻	412
§ 10.4 变压器的结构	417
§ 10.5 低频扼流圈	424
§ 10.6 宽频带变压器	427
第十一章 脉冲变压器	436
§ 11.1 脉冲变压器的用途	436
§ 11.2 脉冲变压器的等效电路及其性能要求	437
§ 11.3 脉冲变压器磁芯的磁感应、脉冲导磁率及漏流	448
§ 11.4 脉冲变压器的结构	461
§ 11.5 有关脉冲变压器设计的说明	472
第十二章 电感线圈及磁性天线	474
§ 12.1 无磁芯电感线圈	474
§ 12.2 具有磁芯的电感线圈	482
§ 12.3 磁芯可变电感	493

§ 12.4 磁性天线	499
第十三章 硬磁性材料	507
§ 13.1 硬磁性材料的一般介绍:性能、指标及用途	507
§ 13.2 硬磁材料设计的基本原理	509
§ 13.3 各种硬磁性材料	512
§ 13.4 硬磁材料的充磁	520
第十四章 矩磁材料与器件	524
§ 14.1 矩磁器件	524
§ 14.2 矩磁材料	541
第十五章 压磁材料与器件	544
§ 15.1 压磁器件	544
§ 15.2 压磁材料	550
第十六章 铁氧体旋磁材料与器件	552
§ 16.1 铁氧体旋磁材料的特性	552
§ 16.2 旋磁器件	558
§ 16.3 铁氧体旋磁材料	573

第三篇 磁性材料与器件

第八章 磁性的基础知识

§ 8.1 铁磁性

在本课程中所讨论的磁性材料,更严格的說,是指铁磁性材料。它們具有与铁相类似的磁性能,亦即是在磁場中很容易被磁化的材料,这种磁性能,我們称作铁磁性。

当我们將不同的物質放在磁場中时,会清楚地看出有些物質很容易被磁化(铁磁性物質),有些物質,当被放到磁場中之后,在磁的方面,近乎不发生任何作用。現在只研究铁磁性材料,让我们进一步来探討在这些铁磁性材料中所以产生显著磁性能的原因。

铁磁性能的来源 在各种化学元素中,只有铁、鎳、鈷和稀土金属中的釷具有铁磁性^①。現以铁为例,来研究其原子結構。

原子磁矩 原子是由原子核和繞核运轉的电子所組成的,铁原子共有 26 个这样的电子。每个电子按着一定的軌道圍繞着原子核在运动,这称作循軌运动。由于电子本身帶着負性电荷[參閱图 8.1.1(1)],



图 8.1.1 原子的磁性,循軌磁矩与自旋磁矩(这里为便于說明起见,将电子运行軌道,假定为圓形)。

^① 为簡化起见,下面以磁性代表铁磁性,无磁性代表沒有铁磁性能。

循軌运动着的电子便产生一个与运动方向相反的等效电流的作用。由此电流产生的磁矩,称作循軌磁矩。

每个电子,除去循軌运动之外,亦按着一定的速度沿自己的軸心作着自轉[图 8.1.1, (2)]。这同样要产生磁矩,称作自旋磁矩。

每个原子中有一定数目的电子,根据波尔对原子結構模型的分析,它們所产生的循軌磁矩,近乎是完全互相抵消的,电子的自旋磁矩也是互相抵消。以整个原子來說磁矩应等于零。但是有一些物質它們的原子結構中,电子壳上只有不足数的电子,于是循軌磁矩和自旋磁矩便不完全相抵消,因此,有些未被抵消的磁矩对外表現磁性。整个原子对外所产生的磁矩,称作原子的磁矩。

以鉄为例,現在进一步来研究鉄原子的原子磁矩。鉄原子中有 26

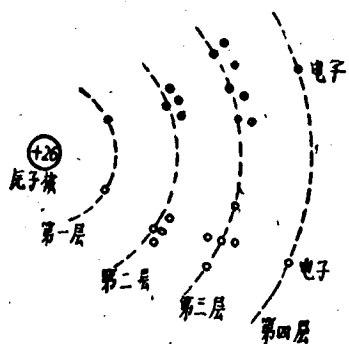


图 8.1.2 鉄原子的电子运行壳层,由于第三壳层电子自旋所产生的磁矩不能互相抵消而形成鉄原子的原子磁矩 这里以黑点与空圈代表不同自旋方向的电子。

一个方向自旋,有 5 个向另一个方向自旋,此外,这些电子的循軌磁矩也不互相抵消,由于这些差額便形成了鉄的原子磁矩。

原子磁矩的大小,一般用磁子来計量。磁子表示一个单独电子自旋所产生的磁矩。由于物質在結晶状态下,原子磁矩的作用要受到相邻原子影响而部分抵消的結果,每个鉄原子平均的有效磁矩为 2.22 个

个电子,它們是以原子核为中心分为四个壳层来运行的。第一个壳层有两个电子,它們的軌道运动和自旋运动的方向正好相反,所以磁矩作用互相抵消。第二个壳层有 8 个电子,第四个壳层有 2 个电子,它們也都是有相同数量正向自旋和反向自旋的电子,以及相等相反的循环磁矩,所以产生的总磁矩也等于零。唯有在第三个壳层上共有 14 个电子,其中有 9 个是向

一个方向自旋,有 5 个向另一个方向

磁子，鈷原子為 1.71 磁子，鎳為 0.6 磁子。

分子場與交換能 當進一步研究時會發現並不是所有具有原子磁矩的元素都是鐵磁性的。例如錳是具有原子磁矩的，但沒有鐵磁性。所以鐵磁性物質除了必須有原子磁矩外，必然尚有其他條件。

通常對於軟磁性材料只要有 1 奧左右強度的磁場便可以使其磁化到飽和^①。但是對於沒有磁性的材料需要 10^7 奧的磁場方有可能使其磁化到同樣程度。所以我們可以想象在鐵磁性的物質中除了在磁化時有外加的磁場之外，本身尚存在着另一項很强的磁場作用。這項強的磁場只是在鐵磁性物質的許多原子結成分子之後方能發生，所以稱作**分子場**。根據上述鐵磁性材料必須具備兩項條件，即是有原子磁矩，并同时存在分子場。研究証實只有固體狀態的物質才能有鐵磁性。

分子場的來源可以作以下的定性說明。由於在物質的結晶結構中，相鄰原子的電子間存在着交換相互作用。根據量子力學這種相互作用的結果，導致原子系統間聯系着原子磁矩相同或相反方向取向有關的兩種能量狀態，這種能量稱為交換能。按量子力學的規則有，當交換能為正時，原子磁矩間應有順平行的相對取向，這便是鐵磁性物質的情況，而當交換能為負時，原子磁矩間應有反平行的相對取向，這種情形稱為反鐵磁性。電子間交換能的大小決定於在物質中原子之間的距離，如果原子之間距離很遠，這項力是十分小的，相當於通常有原子磁矩但無鐵磁性的情況。當物質中原子之間距離減小時，交換能相應地增大，在圖 8.1.3 中

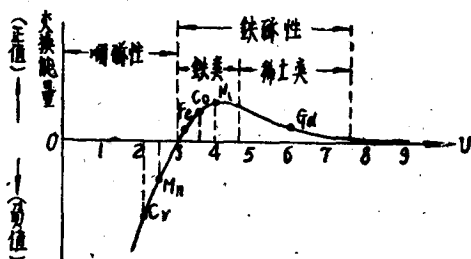


圖 8.1.3 交換作用與原子之間距離大小的關係。

① 關於磁化和飽和的問題，另在下面作較詳細的說明。

表示由于交换作用所引起两个原子間交换能量与电子間距离的关系, 在图中的横坐标以

$$U = \frac{\text{原子間的距离}}{\text{自旋磁矩未相互抵消的第三壳层的半径}}$$

表示, 在图中表明只有鉄、鎳、鈷三种金属和稀土族元素的釵的固体状态才可以有正的交换能, 也就是它們具有鉄磁性。

所以分子場与交换力是指同一事物的两个方面, 交换力是形成分子場的原因, 分子場是交换力所表现的效应。而实质上鉄磁物质内部的自发磁化是由电子間的交换相互作用在满足一定条件下产生的结果。用分子場的解釋是一种唯象的看法。但在工程观点上, 常用分子場的概念来解釋鉄磁物质的自发磁化。

居里温度 鉄磁性物质还具有一項特性, 便是只有在一定温度之下方具有鉄磁性。当温度超过一定数值时, 物质便消失了鉄磁性。对于不同磁性物质有不同的这项临界温度, 这称作物质的居里温度^①, 下面列出几种磁性材料的居里温度:

磁性金属元素

鉄 770°C

鈷 1130°C

鎳 358°C

磁性化合物質

錳鉄氧体 ($\text{MnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) 295°C

鎂鉄氧体 ($\text{MgO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) 315°C

鎳鉄氧体 ($\text{NiO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) 590°C

我們很容易定性地理解温度与磁性間的关系。当温度升高时, 物质中由于热骚动而产生的分子运动增强。这项运动是十分不規則的, 这正要破坏鉄磁物质中交换能的作用, 因为交换能是要保持原子磁矩有規則的平行取向。当温度升高到居里温度时, 热骚动所发生的能量已經等于交换力的能量, 这便破坏了交换能的作用。结果使材料便不再具有鉄磁性能。

由于热骚动而抵消交换能或是分子場的作用, 可以自以下的实验曲綫中加以說明 (图 8.1.4)。交换作用的大小可以用鉄磁材料的饱和磁化强度来表达。当温度在绝对零度附近时, 鉄具有最大的饱和磁化

^① 在有些文献中亦称作居里点。

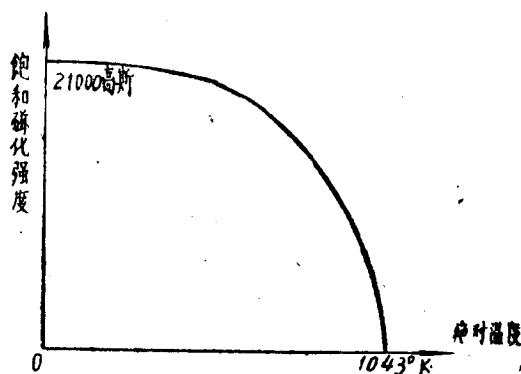


图 8.1.4 鉄的飽和磁化強度与温度間的关系。

强度。这便是說交換作用使全部原子磁矩取同一的方向，这时，鉄磁物質便有最大的飽和磁化强度。当温度增高时，交換作用被減弱，当温度接近于居里温度时，交換作用很迅速地被抵消，而終于使鉄磁性完全消失。

磁畴 按照以上的学說，一切鉄磁性材料，即使是沒有外加磁場，由于材料中所固有的分子場便可以将其中所有的原子磁矩自发磁化至同一方向，亦即是可以得到完全的磁化程度。这是与事实是不相符合的，因为在沒有外加磁場时，鉄磁性材料并不能显示出强磁性。事实上分子場并不是将一个整块的磁性材料中所有原子磁矩都排列成同一方向。而是在材料中分成許許多多小块，这称作磁畴，或称自发磁化区域。这表示磁矩能取同一方向的范畴。但是不同磁畴間的自发磁化取向是不同的，因之总的看来，在一块鉄磁材料中所有磁畴的作用是相互抵消的，对外并不表示有磁性。在图 8.1.5 中表示几种磁畴形状图。任何相邻的两个磁畴既然各具有不同的自发磁化取向，由于磁矩取向的改变不能是突然間发生的，它們之間便要存在着一个过渡的层，在这层物質內，自一个磁畴自发磁化的方向过渡到另一个自发磁化磁畴的方向。这个过渡层称作磁畴壁。在图 8.1.6 中表示在畴壁中磁矩自一

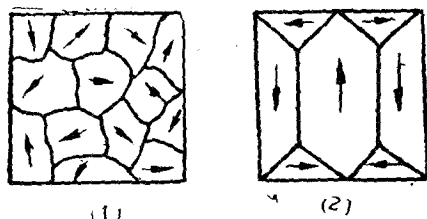


图 8.1.5 几种磁畴的形状①: (1) 多晶体的磁畴; (2) 单晶体的磁畴。

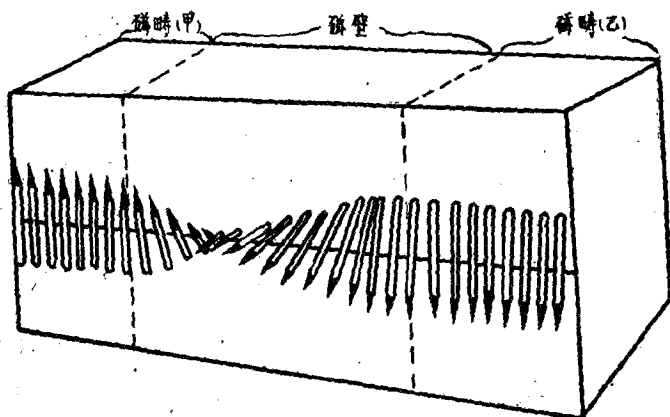


图 8.1.6 磁畴壁和在畴壁中磁矩过渡变化的情况。

个磁畴的方向向另一个磁畴的方向过渡情况。

现在我们来说明为什么铁磁物质中要分成自发磁化区域。首先要明确一切物质, 当其中所含能量最低时是最稳定的。例如高处的水具有较大的位能, 所以只要有条件水要向低处流。当流到最低洼的地方时便稳定下来[参阅图 8.1.5(2)]。如果整块的铁磁物体只存在着一个磁畴, 这块磁体便在其四周空间形成一个静磁场(图 8.1.7), 这项磁场中含着很高的能量。如果将磁体分为两半[如图 8.1.7(2)所示]而在两半中的磁矩方向是相反的, 这便要使在空间静磁场所含的能量近于减少到一半。如果将同一磁体再过细地划分, 这便使静磁场所含能量更要降低。在图 8.1.7(3)(4)中表示除在整方向划分外, 并在横方向也分成许多小块, 这便可以使对外所产生的静磁场作用近于为零。

① 关于单晶体与多晶体另在 § 8.2 中说明。

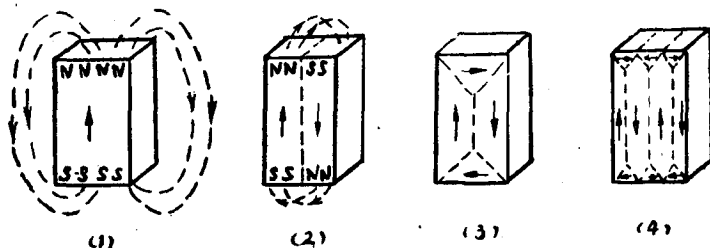


图 8.1.7 由于单磁畴在空間所形成的靜磁場和磁畴的划分。

按上述情形便可以理解，铁磁物质为要降低散布在自由空間的靜磁能量，总是使自发磁化矢量在铁磁体内部构成一闭合磁路。如果应用磁荷的概念，则可以解释为，自发磁化矢量取在铁磁物质内部的闭合路径时，不会在样品的表面上留下磁荷，也不致因这些磁荷的存在而产生相应的去磁場。这样保证了铁磁物质内部的自发磁化强度因不受去磁效应的作用而保持最大。所以一切铁磁物质在退磁状态下，内部分裂成区域性自发磁化是必然的。

按照以上的说明，则磁畴划分得愈细使靜磁场的能量愈低，但是这不可能无限制地细分下去。因为磁畴之間必然有畴壁存在，在畴壁中所包含的原子磁矩其取向应该取过渡的形式而逐步变化，所以在磁畴壁中，必然存在着了一项反抗交换能作用的能量，称为磁畴壁能量。在磁体中磁畴分得愈细使畴壁愈多，结果使畴壁中所含的总能量愈大。所以磁畴的大小是决定于靜磁場与畴壁两种能量总合的最低值情况，这使一般磁畴的体积約在 10^{-1} — 10^{-6} (厘米)³之間。

§ 8.2 磁各向异性与磁致伸縮

磁各向异性 所謂磁各向异性，便是說对于有些磁性材料在不同方向的磁場中有不同的磁化性能。最典型的一种磁各向异性效应表示在用不同方向的磁場对磁性材料的晶体磁化时的现象，这所謂結晶磁各向异性效应。现以铁为例来说明(图 8.2.1) 铁的晶体是体心立方型的，除去在立方形的八个角处各有一铁原子之外，在立方形的中心亦有一个铁原子。当磁化铁晶体时沿着晶体的边缘方向(这种方向共有六个)只要不到 1 奥的磁場强度便可以使其磁化到饱和。如果是沿着立方体任何一个面中对角綫的方向磁化时，便需要較强的磁場方能使其

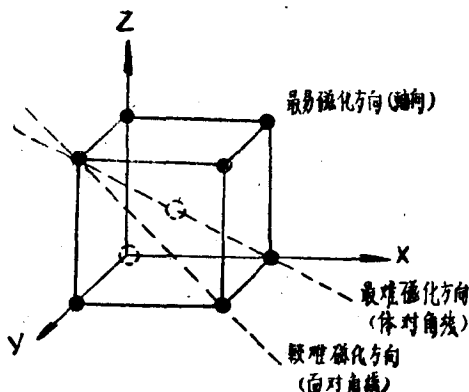


图 8.2.1 铁晶体的易磁化方向和难磁化方向。

饱和。如果沿着立方体任何一个体对角线方向磁化时，便更难磁化，这需要近于 500 奥的磁场方能使其磁化到饱和。由此我们可以想象当没有外加磁场时，铁晶体的磁矩必然处于最易磁化的六个方向之一，因为取这些方向使磁性材料本身所具有的能量最低。具有这种最易磁化轴的晶体；称为是正的结晶磁各向异性体。镍晶格的情形与此相反，即沿晶格的体立方对角线方向最易磁化方向，这种晶格称为负结晶磁各向异性的晶格。

下面进一步来介绍关于单晶体与多晶体的概念，所谓单晶体便是一块结晶物质，其中所有各部的晶格都是很有次序地排列着，参阅图 8.2.2(1)。多晶体是由

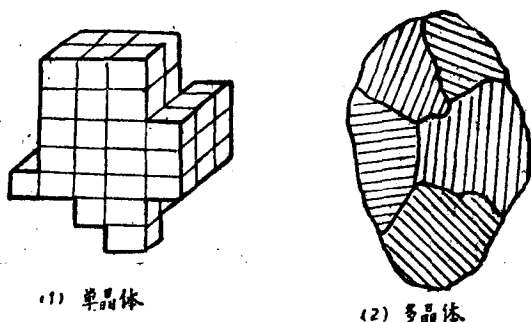


图 8.2.2 单晶体与多晶体的示意图。

許多單晶體所組成，其中各塊單晶體的晶格方向各不相同。所以在多晶體中沒有統一的晶格秩序。一般的鐵都是多晶體。所以在任何一個方向可以磁化一塊鐵，在磁化的方向對於其中一部分的單晶體是近於最容易磁化的方向，對於另一些單晶體是近於最難磁化的方向。磁化的難易決定於各種不同方向晶體磁化難易的平均值。從上文得知愈是結晶各向異性能強的材料，其難磁化方向所需要的磁化場的強度愈大。結晶各向異性愈大的多晶體材料，愈難磁化，亦即是導磁率愈低。

對於冷軋壓制成的金屬磁性材料板與原軋壓方向不同的各方向磁化時，也有顯著的磁各向異性，這將在下面組織化軋壓的金屬磁性材料部分加以敘述。

磁致伸縮和彈性能量 磁致伸縮現象：當磁化一根鎳棒時，會發現順着磁場的方向上鎳棒的長度略微收縮。磁化程度愈接近於飽和時，收縮的程度愈大，最大相對收縮量在鎳材料的情形約為百分之幾十。有些材料，例如含鎳量為 68% 的鐵鎳合金在磁化方向上會顯示伸長，伸長率大致和鎳的收縮率相近。前一種情形稱為負磁伸縮，後一種情形則稱為正磁伸縮。

對磁伸縮機構的解釋可以作如下的定性說明。鐵磁物質中，由於自發磁化的存在，每個晶格原子磁矩間磁力的相互作用，總是作了一定變形的。也就是說，鐵磁物質中存在着自發磁化後，總是沒有理想的完整晶格結構。如果不詳細計及變形大小，只注意及兩種差別很顯著的晶格變形性質。一種是沿晶格磁矩所取的方向上，晶格是收縮了些，垂直於磁矩取向上，晶格是略伸長了些，象鎳便屬於這種情況，這也就是負磁伸縮的來源。另一種情形與上述相反，就是晶格在沿磁矩取向上是伸長，而垂直磁矩取向上則縮短。例如在磁場中的鐵多晶體樣品，以及大多數各類成分的鐵鎳合金材料，有這種特性晶格變形的情形便有正磁伸縮。

鐵磁物質在宏觀退磁狀態時，正象自發磁化在各個不同磁化區域中相互抵消的情形一樣，各晶格伸長或縮短的情形雜亂布置，結果對外也不表現樣品有宏觀尺寸的伸長和收縮。當樣品磁化後，各自發磁化區域的磁化強度矢量被整列了起來，於是全部晶格的伸長和收縮的方

向也相应地排列了起来,便显现宏观的磁伸缩现象。

应力对磁化的影响·磁弹性能量 由于铁磁物质有磁致伸缩现象存在,可以想象铁磁物质中以磁畴为一单位,其形状必不是正立方体形或圆球形的,而总是带有沿某一个方向上伸长,而与其垂直方向上缩短的形状。为方便计,可以近似地认为磁畴一般具有椭圆球形。如果样品在外加应力作用下,从力学位能的概念可知,在应力的张力的情形下,为使该张力作用在椭圆球形磁畴上的力矩等于零(应力位能最低),椭圆球便应使其长轴平行于所施加张力的方向。如果应力为压力时,则根据同样原则,椭圆球形磁畴应使其短轴平行于所施压力的方向。由上述情形还应当指出:由于磁化强度取向和晶格形变间存在着一定关系,所以应力可以影响磁化强度取向情况,也即应力可以影响样品的磁化状态。应力通过有形变的晶格对磁化强度矢量所联系的能量,称为磁弹性能或磁应力能。

在一般铁磁样品中,由于晶格结构内部存在的机械应力总是不可避免,并且这些应力又是在样品中有着大小和方向的变化的,所以在样品的磁化过程中,磁弹性能量在很大程度上决定着整个技术磁化过程。例如,要得到最好的软磁品质,便要求样品中应力幅度的起伏小,即应力均匀且方向不变,或者,更理想的情形使样品中残剩的杂散应力趋于零值。一般情况下软磁材料作热处理退火的目的就是释除内部杂散应力。

要使磁伸缩性能小,除了使材料作退火处理以减小应力外,如能使磁伸缩系数减小,也能得到同样的效果,各种不同合金成分的软磁材料,例如,坡莫合金和铝硅铁合金等,在相应于它们的化学成分时,晶格的磁伸缩为最小,因此可以获得高的软磁性。

§ 8.3 磁化曲线、磁滞回线及导磁率

磁化 磁化的意义便是在磁性材料中的磁矩受到外加磁场的作用而转到与外加磁场相同的方向。当磁性物质中的所有磁矩已完全转到

与外磁场方向相同时,便称作磁化到了饱和。

现在复习一下有关磁场、磁化强度和磁感应的问题。

磁场 由于磁铁可以吸引在它附近的铁磁性物体,我们可以假定在磁铁附近存在着一种场——磁场。这也可以说是产生吸引或排斥力的场。两个相同的磁极如果在相距1厘米处产生1达因之排斥力;我们称这种磁极的强度为一个单位磁极。在一个磁场 H 中如果单位磁极正好受到1达因的力时,这种磁场强度为1奥斯特。磁场并不是仅由磁铁才能产生,在电工中产生磁场更方便的方法是使用一个通有电流的线圈。在一个十分长(长度为 l 厘米)的螺管线圈中如通以 I (安培)的电流便在螺管线圈的当中产生磁场的强度为:

$$H = \frac{0.4\pi WI}{l} \text{ 奥斯特,} \quad (8.3.1)^{*}\textcircled{1}$$

其中 W 为螺管线圈的匝数。上式为以后在讨论磁性材料与器件中普通使用的电流公式来表达磁场的强度。

磁化强度 要表示磁性材料的磁化程度,我们使用磁化强度的计量单位。磁化强度的定义是在单位截面积上的单位磁极的数额(参阅图8.3.1)。对于一个



图8.3.1 如果磁极的强度为 m 个单位磁极,磁体的截面积为 S 厘米²,

$$\text{则磁体的磁化强度为 } M = \frac{m}{S}.$$

均匀磁化的磁性材料棒,在一端有 m 个单位北磁极,另一端有 m 个单位南磁极。磁棒的截面积为 S 平方厘米,则这个棒的磁化强度为:

$$M = \frac{m}{S}. \quad (8.3.2)$$

磁化强度也可以用单位体积中所含的磁矩数来表示,对图8.3.1中的总磁矩值为 ml (要注意,这不是用磁子数量来表示),则按照(8.3.2)式:

$$M = \frac{m}{S} = \frac{ml}{Sl} = \frac{ml}{V}. \quad (8.3.2, a)$$

$\textcircled{1}$ *号表示重要的公式,下同。

式中 V 代表磁体积, 等于 SI 。

磁感应 磁感应强度是用单位截面上与其垂直所通过的磁通数量来表示, 这一般使用 B 表示。当一个铁磁性物体被放在磁场 H 中时, 磁场强度增加了, 这是由于除了原有的磁场 H 之外, 因为材料被磁化, 相当于在磁场的方向上附加了一个磁场, 如果一个单位磁极放在半径为 1 厘米的球中心, 便要在球面上的任何处产生单位磁场强度。因为球的总面积为 4π 平方厘米, 如果材料的磁化强度为 M , 则所产生的磁场为 $4\pi M$ 。磁感应便表示这两项磁场的总合,

$$B = H + 4\pi M. \quad (8.3.3)$$

在 CGS 制中磁感应的单位为高斯。

磁化曲线 磁性材料的磁化曲线便是表示磁场强度 H 与所产生的磁感应 B 间的关系。不同的磁性材料具有不同的磁化曲线。在图 8.3.2

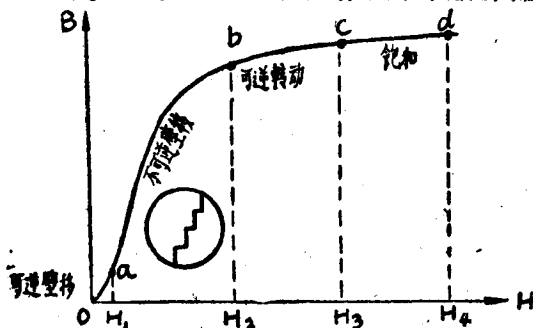


图 8.3.2 典型的磁化曲线。

中表示一个典型的磁化曲线。容易看出, 在不同的磁场 H 情况下曲线的形状可划分为四个阶段。第一个阶段 (Oa 段) 曲线的斜率是小的。当磁场强度自 0 增加到 H_1 范围以内的任何值后, 如将场强减小到零, 则 H 与 B 的关系按照原线退回到零点。这称作可逆的磁化过程。第二阶段 (ab 段) 曲线的斜率很快地增大, 也即是使用小的磁场 H 增量便可以得到大的磁感应 B 的增量。当磁场强度增量超出 H_1 值后, 如果将其减小到原有值时, $B \sim H$ 的关系便不再是循着原曲线的轨迹变化, 也就是不可能按原来 $B(H)$ 曲线回还到原出发的一点。这称作不可逆的磁化过程。第三阶段 (bc 段) 的曲线斜率比前一段低, 在这个阶段中又具有