

凝聚态物理学丛书

钟文定 编著

技术磁学 (上册)



科学出版社

www.sciencep.com

凝聚态物理学丛书

技术磁学

(上册)

钟文定 编著

科学出版社

北京

内 容 简 介

技术磁学是一部有关磁性材料技术性能及其合理利用的书,书中讨论了技术磁性的来源、改进和提高的思路,提出了磁性材料将来可能应用的理论基础和在使用时的合理设计。全书分上、下册,上册(1~4章)为磁畴理论,同时讨论提高软磁和永磁性能的思路,包括坡莫合金、纳米晶软磁、锰锌铁氧体和钡铁氧体、钕铁硼合金等等的制造工艺的改进。

本书可供有关院校、工矿、研发单位从事磁学和磁性材料以及相关领域的人员阅读和参考。

图书在版编目(CIP)数据

技术磁学(上册)/钟文定编著. —北京:科学出版社,2009
(凝聚态物理学丛书)
ISBN 978-7-03-022454-5

I. 技… II. 钟… III. 磁学 IV. O441.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 099656 号

责任编辑:王飞龙 胡 凯/责任校对:赵燕珍

责任印制:钱玉芬/封面设计:王 浩

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

北京市文林印务有限公司印刷

科学出版社编务公司排版制作

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2009年1月第一版 开本: B5(720×1000)

2009年1月第一次印刷 印张: 47 1/4

印数: 1—2 500 字数: 938 000

定价: 128.00元(上、下册)

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

这是一本定名为“技术磁学”的书。

技术磁学一词比较陌生，常见的是技术磁性、强磁性、铁磁性、铁磁学、应用磁学等名词或学科，它们均具有特定的内涵和范畴。技术磁学的内涵和范畴主要包括三个方面：①理论上讨论基础磁性材料——软磁和永磁技术性能的阐释、提高，开发的原理和创新的思路；②工程技术上讨论磁性材料和线圈应用的磁路的设计；③介绍 20 世纪末以来发现的新的磁性现象，并将其作为 21 世纪新应用的基础。全书未详细记述基础磁性材料的制备工艺，也没有繁难的数学，比较适合于工矿、院校和社会上中等水平以上专业技术人员阅读和参考。书中内容在技术上是常用的、基本的，又是符合强磁性理论体系的，所以称为技术磁学。

作者在北京大学物理系从教四十余载，北京大学本科生的学制，经历过 4 年、5 年、6 年再回到 4 年，学生入学程度由高中毕业、中学(工农兵学员)、大学肄业(回炉班学员)，又回到高中毕业的过程。有关大学本科磁学的讲授课程，作者经历过铁磁性专题、磁性概论、技术磁化理论、交变场下的磁性、铁磁学、磁性理论、磁化理论、应用磁学基础等的变迁，并且出版了《铁磁学》(中册)(科学出版社(1987))。近 20 年来，作者又曾在青岛、北京、天津、宜宾、海宁、东阳、长沙、梅州、肇庆、深圳、兰州、包头、廊坊、赣州等地的铁磁学讲习班，应用磁学专题讲座，应用磁学基础专题和有关技术磁性理论基础与进展、磁性参数与磁性材料、磁路设计、稀土磁性与纳米技术等内容的学习班上作过 3~40 小时内容深浅不等的讲座，听众累计千余人次。特别是最近几年，中国电子学会应用磁学学会举办的磁性材料工程师培训班，迫切需要普及和提高铁磁学基础理论知识。通过从学校到社会、从学生到专业工作人员、从较系统的纯磁性理论到与生产密切结合的唯一理论、从技术性能的讨论与提高思路到磁性材料的使用设计等各方面的来回反复和交流，这些过程有点像材料制造时的熔炼、制样、热处理等工艺一样，最终得到一个产品，不过这里的“产品”却是通过实践得到的一种思想，这就是使作者感受到社会上十分需要一本较实际的书，读者既能从中了解磁特性的两种单位制(CGS 制和 SI 制)的来龙去脉，又能体察各自的优点；既能认识技术磁性的机制，又能提供改进和提高性能的思路；既能理解新现象、新理论，又能设计材料的应用，而且着重逻辑思维，提供创新思路，同时避免繁难的数学推演内容。显然，同时满足这些要求，具有相当难度，而且目前国内外又未见合适的同类书

籍。在这种情况下，为了需要，为了兴趣，作者勉为其难，不避所嫌，姑且斗胆以“技术磁学”论之。希望诸君指正错误，更希望更多的同行充实、发展、提高，使技术磁学立足生根和发扬光大是为至盼。

作者于北京大学中关园

2008年1月

目 录

(上册)

前言

前言	
导言	1
第 1 章 决定材料磁性的物理现象及其能量表述	5
1.1 术语和单位制	5
1.2 自发磁化现象及交换作用能量	8
1.3 磁各向异性及能量表述	11
1.4 磁致伸缩及磁弹性能量表述	29
1.5 磁荷(极)与自退磁及退磁能量表述	53
参考文献	62
习题	63
第 2 章 磁性好坏的细胞——磁畴结构	64
2.1 畴壁	64
2.2 铁磁薄膜内的畴壁和畴壁的新类型	80
2.3 几种典型的磁畴结构的理论分析和单畴的临界尺寸	88
2.4 观察磁畴的实验方法概要和粉纹法的理论条件	95
参考文献	113
习题	114
第 3 章 提高软磁材料技术磁性的理论和思路	115
3.1 软磁材料实际应用的重要参数和获得软磁性的先决条件	115
3.2 金属材料的结构	124
3.3 软磁金属的加工过程	126
3.4 磁化和反磁化的概况	130
3.5 特定条件下的磁化曲线和起始磁导率	136
3.6 多晶体的磁化, 畴壁运动的阻力(钉扎)	150
3.7 软磁材料的磁导率和矫顽力的早期理论	157
3.8 提高软磁材料技术磁性的思路和纳米晶合金软磁性能的理论	172

3.9 软磁材料的动态磁化过程	198
3.10 软磁金属与合金材料性能概要	237
3.11 软磁铁氧体材料分类及进展	262
参考文献	273
习题	274
第4章 永磁材料技术性能的理论说明及提高思路	276
4.1 永磁体特性和应用要求	276
4.2 矫顽力机理概述——形核和钉扎	280
4.3 磁矩不可逆转动决定的矫顽力	283
4.4 获得最佳永磁性能的理论思路	301
4.5 矫顽力新理论简介	319
4.6 永磁材料概要	346
参考文献	387
习题	389

(下册)

第5章 20世纪末磁性的新现象、新特性——现在和将来新应用的基础	391
第6章 物质的磁性概述、磁有序与其他物性的耦合现象	582
第7章 磁路设计原理	614
附录	730
索引	733

导 言

技术磁性是指在技术上和高新技术上使用磁性材料时,材料表现出的磁学性质(忽略强磁性来源的交换作用理论)。这些性质或性能有动态和静态两类:前者是在交变磁场(频率由工业频率直至高频、超高频、极高频)下表现的磁性能,如复数磁导率、张量磁导率、损耗、铁磁共振线宽等;后者是在恒定磁场(直流磁场)下表现的磁学性能,如磁导率、矫顽力、最大磁能积、剩余磁化强度及其温度系数等。此外还有脉冲磁场和交直流磁场叠加或者几个不同形式的磁场作用下,材料表现的磁学性能,它们大多都是为一特定目的而使用的。本书集中讨论的主要是静态的磁学性能,因为它们不但是区分磁性材料品质的依据,也是了解和认识动态、脉冲等磁性的基础。

磁性材料的应用范围很广,种类繁多,而且随着科学技术的发展和实际应用的需要还在不断扩大和增加。20世纪末,有人把磁性材料的个人占有量作为个人生活品质等级和国家工业化水平高低的标志。这一看法在21世纪必将为人们所共识。在习惯上,把所有材料按物质属性分为三大门类:金属(合金)、有机高分子、无机非金属(陶瓷、半导体及其他)以及它们各自的复合材料,这三大门类中都包含着磁性材料。从晶体结构上看,磁性材料已从晶态到非晶态、准晶态和纳米晶态。从尺寸或形状上看,磁性材料有块体、薄带、微粉和薄膜等。若把所有材料按使用时的性能侧重点来分类的话,则又可将材料分为结构材料和功能材料两大门类。前者主要用于产品或工程的结构部件,着重点是材料的强度、韧性等力学性质;后者侧重利用材料的电、磁、光、声、热等的特性和效应来实现某种功能。磁性材料利用磁特性及其效应来实现电能的产生、传输、应用,信息的记录、传输、应用,作用力的产生与转换,光、热、电之间的直接转换以及医疗上的应用等,所以磁性材料属于功能材料。磁性材料从性能和应用的角度又可大致分为9类:软磁材料、永(硬)磁材料、磁存储材料、磁记录材料、旋磁材料、压磁材料、半硬磁材料、磁电子学材料以及其他材料等(磁致冷、蓄冷、储氢)。较详细的叙述,见第6章。

尽管磁性材料的静态性能各异,但阐明其本质的唯象理论只有技术磁性理论。它又分为两支:一支为磁畴理论,即在磁畴存在的前题下,讨论磁畴的结构及其运动变化,结果会出现静态的各项磁性参数;另一支为微磁学,它认为磁矩在空间的连续缓变分布是各种物理作用的必然结果,因此,磁畴(包括畴壁)的存在不是前提而是结果。微磁学在原则上比磁畴理论前进了一步,但许多实际问题无法

处理, 还需依靠磁畴理论, 所以, 就目前情况而言, 这两支理论是互补的。本书的第 1~4 章论述的是磁畴理论的基础及近期的进展, 基础部分也只是纲要性的, 某些方面比较详细的内容可参考《铁磁学》(中册)。进展部分在有关章节中加入, 不单独列出。

磁畴理论又称技术磁学理论, 它是在磁畴和畴壁的前提下, 通过对磁矩取向有影响的各物理现象的作用, 讨论磁畴结构的形成和各种外界条件(如外磁场、外应力、温度、湿度和时间等)下的运动变化, 从而得出各种静态磁性参数与表征各种影响磁矩取向的物理常数之间的关系, 为改善和发展材料性能指出方向。欲改善磁性材料的性能, 还涉及晶体化学、冶金学和固体物理等方面的知识和生产技术经验, 但磁畴理论所指出的方向却是比较本质的。为了了解室温下已达到的磁性最佳值及其相应的材料, 现列出主要的有关实例如表 1。

表 1 相关实例

磁特性及数值		相应材料	磁特性及数值		相应材料
饱和磁极化强度 J_s	2.90T	$Fe_{16}N_2$	矫顽力 H_c	$15 \times 10^{-2} Am^{-1}$	4Mo-79Ni-Fe 合金
	2.43T	35%Co-Fe 合金		$4 \times 10^6 Am^{-1}$	SmCo ₅ 合金
磁晶各向异性常数 K_1	$15.5 MJm^{-3}$	SmCo ₅ 合金	初始磁导率 μ_i	15×10^4	4Mo-79Ni-Fe 合金
饱和磁致伸缩常数 λ_s	1720×10^{-6}	TbFe ₂ 化合物	最大磁导率 μ_m	3.8×10^6	3Si-Fe 合金单晶
最大磁能积 $(B \cdot H)_{max}$	$476 kJm^{-3}$	Nd-Fe-B 合金	剩磁 B_r	1.3T	AlNiCo8 合金
居里点 T_C	1130℃	金属 Co		1.43T	Nd-Fe-B 合金

磁性材料的技术特性^[1]往往集中表现在磁化曲线和磁滞回线的形状和面积上, 不同的磁化曲线和磁滞回线可以满足应用上的不同需求。磁性现象的利用是从天然磁石开始的, 年代可以追溯到两千多年前, 我国在这方面曾有过许多重要的贡献(如制造了最早的指南器——司南, 发明了指南针, 并最早用于航海, 最早用天然磁石治病等)。磁化曲线和磁滞回线的测定则较晚(1871 年斯托列托夫(A. Г. СТОЛЕТОВ)测定了铁的磁化曲线, 1880 年瓦堡(E.G.Warburg)测量了铁丝的磁滞回线), 这是一类比较复杂的现象, 直到目前为止, 磁滞回线的形状大体有 6 种形式(图 1): (1)狭长型; (2)肥胖型; (3)长方型; (4)退化型(近似平行线); (5)蜂腰型; (6)不对称型。这 6 种形式的回线, 其形状虽然不同, 应用范围也有所差别, 但它们却有一个共同的特点, 即随着磁场的往复变化, 磁化强度的变化是按图 2(a)的箭头方向进行的。可是在 Gd-Co 的非晶态薄膜中, 却发现有一种磁滞回线是颠倒了的^[2], 即随着磁场的往复变化, 其磁化强度的变化如图 2(b)所示, 恰好与图 2(a)相反。如果把图 2(a)的回线看成是正规的回线, 图 2(b)的回线是颠倒的回线。

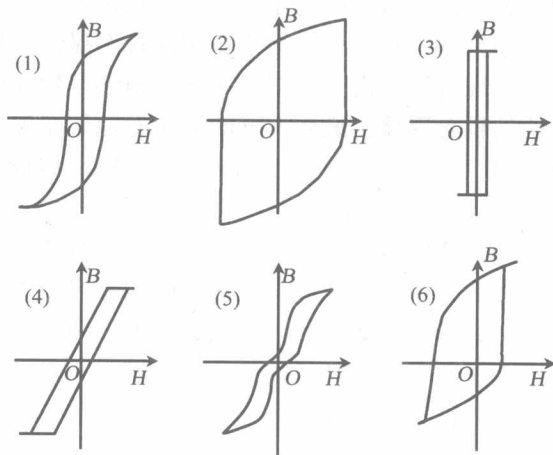


图 1 六种不同类型的磁滞回线

(1) 狭长型；(2) 肥胖型；(3) 长方形；(4) 退化型；(5) 蜂腰型；(6) 不对称型

由此可见，磁滞回线的形状是比较复杂的，在普遍情况下，欲从理论上算出某种材料的磁滞回线，目前仍不可能。但是，在某些特定情况下，理论计算仍是可能的。处理这类问题的方法是“自由能极小原理”，即从体系的自由能(影响磁矩方向的各项能量之和)极小中，求各物理量之间的关系。为此，在这一部分理论里，我们首先研究各种与磁矩取向有关的基本现象及其能量表述，然后再讨论各种磁学特性。其中着重讨论软磁和永磁材料的特性，以及提高这些特性的理论和思路，因为它们是说明其他磁性材料性能的基础。

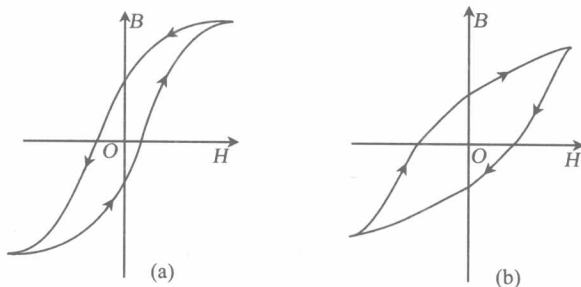


图 2 (a) 正规的磁滞回线；(b) 颠倒的磁滞回线

20 世纪是磁畴理论建立和完善的世纪，同时又发现了一些新的磁性现象，这些现象是旧理论所不能完全阐释的，这些新的现象已经或将成为 21 世纪磁性材料应用的新领域。为了扼要说明 20 世纪末研究和发现的磁学新现象，本书的第 5 章论述了“21 世纪磁性物质应用新形式的理论基础”。这一章的内容新颖，但程

度较深, 比较适合于大学高年级、研究生和高级专业技术人员阅读和参考。由于物质磁性范围很广, 小至基本粒子, 大至宇宙空间都有磁性, 只是磁性大小和表现特征不同而已。为了理解这一内容, 本书第 6 章概述了物质磁性的分类以及磁有序物质与其他物质的耦合现象。最后本书的第 7 章论述了磁路设计原理, 以期人们合理地使用磁性材料, 最大限度地发掘材料的性能, 这也是本书称为“技术磁学”的初衷之一。

本书内容的顺序, 与通常有些不同, 没有把第 6 章物质磁性概述放在前面, 这是因为在实践中体察到, 工程技术人员在参加学习班时急于了解磁性材料性能提高的迫切心情, 希望课程一开始就步入心仪的专题, 所以把有关磁性材料性能阐释和提高的章节放在了前面。另外, 除第 1 章、第 2 章是基础外, 其他章节相对独立, 为了特定的目的, 也可单独抽出来学习。

第 1 章 决定材料磁性的物理现象及其能量表述

本章先复习有关术语和单位, 然后较详细讨论与技术磁性有关的物理现象和能量表述。

1.1 术语和单位制

在研讨和应用磁性材料时, 要涉及专业术语和使用单位。由于我国出版物规定使用国际(SI)单位, 而磁性材料行业又常用旧的单位(高斯单位、CGS 单位、emu 单位), 新旧单位的交叉和换算若不清楚, 往往造成麻烦。因此本节讨论最基础的术语及相应的单位, 并列出新旧单位的换算表。

磁矩 μ 磁矩亦称磁面积矩或磁偶极子的磁矩, 它是一个矢量, 在电流 i 的闭合回路面积 S 中, 磁矩的数值等于 i 与 S 的乘积, 即

$$\mu = iS \quad (1.1.1)$$

磁偶极矩 p 磁偶极矩是磁矩的力矩, 又称磁偶极子的力矩, 即把磁矩看成带有正负磁极 q_m 的小磁体, 正负磁极间的距离 r 与磁极 q_m 的乘积便是磁偶极矩:

$$p = q_m r \quad (1.1.2)$$

磁偶极矩与磁矩的关系为

$$p = \mu_0 \mu \quad (1.1.3)$$

式中, μ_0 为磁(性)常数, 又称真空磁导率。在 SI 单位制中 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ (亨[利]米⁻¹, Hm⁻¹; 韦[伯]安⁻¹米⁻¹, WbA⁻¹m⁻¹; 牛[顿]安⁻², NA⁻²) (韦[伯]为磁极(通量)的单位, 是特[斯拉]平方米(Tm²)的专有名称)。在 CGS 单位制中 $\mu_0 = 1$ 。由式(1.1.3)可见, 在 SI 单位制中磁偶极矩 p 与磁矩 μ 的数值是不同的, 但在 CGS 单位制中磁偶极矩与磁矩的数值是相同的。

磁化强度 M 单位体积的磁矩称为磁化强度, 将体积 V 内的所有磁矩求和并被 V 去除便得

$$M = \frac{\sum \mu}{V} \quad \text{SI 单位: Am}^{-1} \quad (1.1.4)$$

磁极化强度 J 单位体积的磁偶极矩称为磁极化强度, 将体积 V 内的所有磁

偶极矩求和并被 V 去除便为

$$\mathbf{J} = \frac{\sum \mathbf{p}}{V} \quad \text{SI单位: 特[斯拉]T} \quad (1.1.5)$$

磁极化强度与磁化强度的关系为

$$\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{M} \quad (1.1.6)$$

式中, μ_0 为磁(性)常数。由于 μ_0 在 SI 单位制中的数值与 CGS 单位制中不同, 故 \mathbf{J} 与 \mathbf{M} 的数值在 SI 单位制中不同, 但在 CGS 单位制中是相同的。

磁场强度 \mathbf{H} 运动的电荷在空间产生磁场, 其数值用磁场强度 \mathbf{H} 表示。根据毕奥-萨伐尔定律(安培定律), 电流 i 通过导线元 $d\mathbf{l}$ 时, 在距离 \mathbf{r} 处的磁场 $d\mathbf{H}$ 可由下式求出:

$$d\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{i d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3} \quad \text{单位: } \text{Am}^{-1} \quad (1.1.7)$$

磁感应强度 \mathbf{B} 磁感应强度又称磁通密度, 它表示单位面积上通过的磁通量。若在面积 S 上通过的磁通量为 Φ , 则磁感应强度为

$$\mathbf{B} = \frac{\Phi}{S} \quad \text{SI单位: T} \quad (1.1.8)$$

由式(1.1.5)和式(1.1.8)可见, 磁极化强度 \mathbf{J} 和磁感应强度 \mathbf{B} 的单位都是特[斯拉]T, 但这两者却是不同的概念。在电磁学中, 磁感应强度 \mathbf{B} , 是从电流间的相互作用来定义的, 它的单位为牛[顿]安[培] $^{-1}$ 米 $^{-1}$ ($\text{NA}^{-1}\text{m}^{-1}$), 这个单位有一专门名称叫特[斯拉](T)。

$\mathbf{B}, \mathbf{J}, \mathbf{H}, \mathbf{M}$ 之间的关系 根据电磁学知识, $\mathbf{B}, \mathbf{J}, \mathbf{H}, \mathbf{M}$ 虽然是不同的概念, 但它们之间的联系是

$$\mathbf{B} = \mathbf{J} + \mu_0 \mathbf{H} = \mu_0 (\mathbf{M} + \mathbf{H}) \quad (1.1.9)$$

磁导率 μ 磁感应强度与磁场强度之比称为磁导率 μ , 有

$$\mu = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0 \mathbf{H}} \quad \text{或} \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (1.1.10)$$

在 SI 制和 CGS 制中, 尽管 \mathbf{B} 的单位分别为特[斯拉]和高斯, \mathbf{H} 的单位分别为安米 $^{-1}$ 和奥斯特, 但是同一材料的磁导率却是一致的。换句话说, 同一材料的磁导率在 SI 单位制中为 3000 时, 在 CGS 单位制中也为 3000。

许多作者常把 \mathbf{B} 代表磁场, 而且把磁场的大小称为几个特[斯拉], 甚至把测量磁场的仪表称为特斯拉计, 严格地说这是不正确的。究其原因, 他们是把没有

磁性材料时的 B 看成磁场, 因为这时的 $J = 0$, 而根据式(1.1.9)便得 $B = \mu_0 H$ 。

磁性参数在 SI 单位制和 CGS 单位制中的换算 所有物理量的定义不因单位制的不同而改变, 只是数值的表述有所不同而已。因此同一磁性材料的性能数值, 可在两种单位制中互相转换。例如, 磁矩在 SI 单位制中的单位为 $A \cdot m^2$, 在 CGS 单位制中的单位为 emu(electric magnetic unit)。由于 CGS 电磁单位制中电流的单位为 10A、面积的单位为 cm^2 , 故

$$1 \text{emu} = 10A \cdot 1cm^2 = 10A \cdot 10^{-4}m^2 = 10^{-3}Am^2 \quad (1.1.11)$$

同理, 在 CGS 单位制中, 磁化强度的定义仍是单位体积的磁矩(矢量和), 但其单位的名称叫高斯(G), 故

$$1G = \frac{1 \text{emu}}{1cm^3} = \frac{10^{-3}Am^2}{10^{-6}m^3} = 10^3Am^{-1} \quad (1.1.12)$$

其他磁性参数都可照上法类推。为便于换算, 表 1.1.1 列出各磁性参数(不是全部的换算关系, 由 CGS 单位到 SI 单位的变换, 需将 CGS 的量值乘第 2 列的数值。

表 1.1.1 磁性参数在两种单位制中的换算

CGS 制中的名称和符号、单位		换算因子	SI 制中的名称和符号、单位	
1 磁感应强度(磁通密度) B	高斯(G)	$\times 10^{-4}$	磁感应强度(磁通密度) B	特[斯拉](T)
2 磁场强度 H	奥斯特(Oe)	$\times 10^3/4\pi$	磁场强度 H	安米 $^{-1}$ (Am^{-1})
3 磁化强度 M	高斯(G)	$\times 10^3$	磁化强度 M	安米 $^{-1}$ (Am^{-1})
4 磁化强度 M	高斯(G)	$\times 4\pi \times 10^{-4}$	磁极化强度 J	特[斯拉](T)
5 比磁化强度 σ	(emug^{-1})	$\times 1$	比磁化强度 σ	(Am^2kg^{-1})
6 最大磁能积($B \cdot H$) $_{\max}$	兆高奥(MGOe)	$\times 10^2/4\pi$	最大磁能积($B \cdot H$) $_{\max}$	千焦米 $^{-3}$ (kJm^{-3})
7 磁矩 μ	(emu)	$\times 10^{-3}$	磁矩 μ	安米 2 (Am^2)
8 磁各向异性常数 K	尔格厘米 $^{-3}$ (ergcm^{-3}) ^①	$\times 10^{-1}$	磁各向异性常数 K	焦[耳]米 $^{-3}$ (Jm^{-3})
9 磁矩 μ	(emu)	$\times 4\pi \times 10^{-10}$	磁偶极矩 p	韦[伯]米(Wbm)
10 退磁因子 N		$\times 1/4\pi$	退磁因子 N	
11 磁通量 ϕ	麦克斯韦(Mx)	$\times 10^{-8}$	磁通量 Φ	韦[伯](Wb)
12 磁极(荷)强度 q_m	(emu)	$\times 4\pi \times 10^{-8}$	磁极(荷)强度 q_m	韦[伯](Wb)
13 磁导率 μ		$\times 1$	磁导率 μ	
14 磁化率 χ		$\times 4\pi$	磁化率 χ	
15 磁致伸缩常数 λ		$\times 1$	磁致伸缩常数 λ	
16 能量(密度) E	尔格厘米 $^{-3}$ (ergcm^{-3})	$\times 10^{-1}$	能量(密度) E	焦[耳]米 $^{-3}$ (Jm^{-3})
17 磁(性)常数(真空磁导率) μ_0		$\times 4\pi \times 10^{-7}$	磁(性)常数(真空磁导率) μ_0	韦安 $^{-1}$ 米 $^{-1}$ ($WbA^{-1}m^{-1}$)

① $1 \text{erg} = 10^{-7}J$ 。

1.2 自发磁化现象及交换作用能量

1.2.1 自发磁化及磁矩排列的多样性

自发磁化指的是原子或分子的磁矩之间,依靠自身内部的作用,按一定的方式有序排列的现象。磁矩之间同方向排列的称为铁磁性(ferromagnetism);磁矩之间反方向排列,但数值并不抵消的称为亚铁磁性(ferrimagnetism);磁矩之间反方向排列,但数值完全抵消的称为反铁磁性(antiferromagnetism)。磁矩分布在空间各个方向上,其中某些方向较多、磁化强度不为零的称为散铁磁性(asperomagnetism);磁矩之间反方向排列但分布在空间各个方向上,磁化强度为零的称为散反铁磁性(speromagnetism);磁矩之间反方向排列,但数值不同且分布在空间各个方向上,其中某些方向较多,磁化强度不为零的称为散亚铁磁性(sperimagnetism)。此外,磁矩还可以排列成螺旋形、正弦形、方波形等形式。

原子或分子的热运动,将扰乱自发磁化,从磁有序的角度看,每一种磁有序都相应一个临界温度。使铁磁性和亚铁磁性消失的温度称为居里温度,简称居里点。使反铁磁性消失的温度称为奈尔温度,简称奈尔点。所以,磁性材料使用的最高温度,除热磁记录和磁热效应(磁致冷)等外,都应在居里点以下。

下面从微观的尺度来阐述铁磁性的特点。物质是由原子组成的,原子又是由原子核和围绕原子核运动的电子组成的。正像电流能够产生磁场一样,原子内部电子的运动也要产生磁矩^①。如果原子内部不同电子产生的磁矩叠加起来不等于零,则该原子便具有磁矩 μ (忽略原子核的磁矩,下同)。如果原子内部不同电子产生的磁矩叠加起来等于零,则该原子便没有磁矩($\mu=0$)。尽管某种物质的原子磁矩不等于零,若各原子磁矩的方向仍是紊乱的,这种物质的任一小区内还是不会具有磁矩的,这就是顺磁性的图像(图 1.2.1(a))。只有原子的磁矩既不为零,又能在任一小区内使所有原子的磁矩都按一定的规则排列起来,这个小区域才具有磁矩。

设箭头表示原子磁矩的方向,其长度代表原子磁矩的数量。那么,在某一小区内,由于物质自身内部的力量,使所有原子磁矩都朝一个方向排列的现象,便称为铁磁性(图 1.2.1(b))。如果相邻的原子磁矩排列的方向相反,但由于它们的数量不同,不能相互抵消,结果在某一方向仍显示了原子磁矩同向排列的效果,

^① 一个靠近原子核的电子绕原子核运动时,约相当于形成 38A 的环形电流。这个环形电流的磁矩称为玻尔磁子 $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9.274 \times 10^{-24} \text{Am}^2$ 。据式(1.1.1)将氢原子的 1s 电子绕原子核运动的数据代入,便可算出 μ_B : $\mu = is = ef \cdot \pi r^2 = e2\pi rfr / 2 = evr / 2 = e(2E/m)^{1/2} r / 2$, 式中电子电荷 $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{C}$, 1s 电子轨道半径 $r = 5.29 \times 10^{-11} \text{m}$, 电子质量 $m = 9.108 \times 10^{-31} \text{kg}$, 电子动能 $E = 13.6 \text{eV}$, 将以上数值代入可算出 $\mu = 9.262 \times 10^{-24} \text{Am}^2$, 若采用更精确的数值进行计算可得 $9.274 \times 10^{-24} \text{Am}^2$ 。

这种现象称为亚铁磁性(图 1.2.1(d))。如果相邻原子磁矩的数值相等,排列的方向又相反,则原子间的磁矩完全抵消,这种现象称为反铁磁性(图 1.2.1(c))。

导致自发磁化的力量是非常强大的,相当于数百万奥斯特的磁场强度。由 $H_{\text{分子}} \cdot \mu = k_B \cdot T_C$, 算出 Fe 金属的交换作用相当于 705 万奥斯特的磁场。

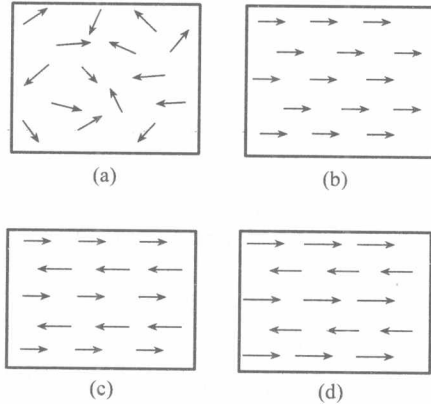


图 1.2.1 小区域内原子磁矩的自发排列型式
(a) 顺磁性; (b) 铁磁性; (c) 反铁磁性; (d) 亚铁磁性

1.2.2 交换作用能量

目前已经十分清楚,自发磁化的原因是由于相邻原子中电子之间的交换作用,这一作用直接与电子自旋之间的相对取向有关。设 i 原子的总自旋角动量为 S_i , j 原子的总自旋角动量为 S_j , 则根据量子力学, i, j 原子的交换作用能量为

$$E_{ij} = -2J_{ij} S_i \cdot S_j \quad (1.2.1)$$

式中, J_{ij} 为 i, j 原子的电子之间的交换积分。

如果 i 原子在磁场 H 的作用下, 则作用能量为

$$E = -2\mu_B S_i \cdot H \quad (1.2.2)$$

式中, μ_B 为玻尔磁子, 常作为微观磁矩的单位。把式(1.2.1)和式(1.2.2)相比较时则可以看出, 交换作用在形式上好像总自旋角动量 S_j 与磁场 H_m 的作用等效, 即

$$H_m = \sum_j \frac{J_{ij} S_j}{\mu_B} \quad (1.2.3)$$

而 H_m 就是外斯分子场, 它不是真正的磁场, 而是与交换作用相联系的静电场。

设 j 原子的近邻数为 Z , 且近邻间交换积分都等于 J_e , 则

$$H_m = \sum_j \frac{J_{ij} S_j}{\mu_B} = \frac{J_e}{\mu_B} ZS \quad (1.2.4)$$

若把磁化看成是均匀的(虽然在原子尺寸下磁化不是均匀的), 则总自旋角动量的平均值为

$$S = \frac{M}{2n\mu_B} \quad (1.2.5)$$

式中, M 为自发磁化强度, n 为单位体积的原子数。将式(1.2.5)代入式(1.2.4), 得

$$H_m = \frac{J_e}{\mu_B} \frac{ZM}{2n\mu_B} = \frac{ZJ_e}{2n\mu_B^2} M \quad (1.2.6)$$

若令 $\lambda = ZJ_e/2n\mu_B^2$, 则式(1.2.6)正是外斯引进的“分子场”与自发磁化强度成正比的公式(注意这里的 J_e 为交换积分)。

由式(1.2.1)可见, 当 $J_{ij} > 0$ 时, S_i 和 S_j 平行排列的能量 E_{ij} 最小, 即物质出现铁磁性。当 $J_{ij} < 0$ 时, S_i 和 S_j 反平行排列的能量最小, 即出现反铁磁性。最近我国的中青年学者^[3]把 $\sum J_{ij}$ 看成两项之和: $\sum J_{ij} = J_1 - |J_2|$, 并提出冷无序的概念。当 $J_1 > |J_2|$, 即 $\sum J_{ij} > 0$ 时, J_1 为无序作用, J_2 为冷无序作用; 当 $J_1 < |J_2|$ 时 ($\sum J_{ij} < 0$), J_2 为有序作用, J_1 为冷无序作用。据此可得铁磁性、反铁磁性、自旋玻璃单独出现或共存的条件。

人们不禁要问: 既然铁磁物质的任一小区域内, 由于自发磁化, 所有原子磁矩都朝一个方向排列了, 为什么除了磁铁(吸铁石)以外的其他大块的铁磁物质却不具有自发吸铁的本领呢? 换句话说, 这些铁磁物质的总磁矩, 为什么不显示出来呢?

这是因为铁磁物体的内部, 分成了许多小的区域, 虽然每一个小区域内的原子磁矩都整齐地排列起来了, 但这些小区域的磁矩, 可以分别取不同的方向, 因此, 所有小区域的磁矩叠加起来仍然为零。所以, 从铁磁体的整体来看, 磁化强度为零, 对外并不显示磁性。

铁磁体内分成的这些小区域, 称为磁畴。图 1.2.2 为铁磁体的某一截面上的磁畴示意图(箭头代表一个磁畴的磁矩方向)。

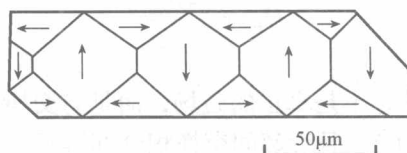


图 1.2.2 铁磁体的磁畴结构