

56.713
272
C.2

岩矿石磁性研究方法及其应用

李色篆 蒲绍东 张益民
谢世滨 郑达源 陈耀坤 编著

23459/19

冶金工业出版社

序 言

作为岩石物理学分支的岩石磁学，是研究岩矿石磁性的科学。目前已发展成为一门独立的学科。它是一门由地球物理学、物理学、量子力学、化学、地质学等主要学科汇合而成的边缘学科。

近几年来。对岩矿石磁性的研究越来越普遍地引起地球物理工作者的重视。无论是基础理论、测试仪器、计算统计技术，岩矿石在各种“物理过程”作用下的磁性特征研究，还是它在解决地球物理和地质问题中的应用，都获得了很多新的进展。

在基本原理方面，由于原子磁性是物质磁性的基础，当然也是岩矿石磁性的基础，要从本质上去认识岩矿石磁性的复杂规律，必然要涉及到原子结构理论和量子力学理论。由于电子显微镜的发明，“铁磁畴”便成为解释物质具有铁磁性现象的较成熟的理论；由于原子物理学和量子力学的迅速发展，岩矿石磁性的微观解释理论得到了进一步的完善；由于新的磁学领域（如旋磁性、震磁性、氧化还原化学剩磁等）不断地被引入岩石磁学领域中，因而岩石磁学的基础理论和研究内容进一步丰富了。

随着现代电子技术和电子计算机技术的迅速发展，岩矿石磁性测量的仪器也有很大的发展，高灵敏度（ 3×10^{-9} CGSM）、多参数、全信息、综合测量系统等是目前岩矿石磁性测量仪器的特点，较先进的测量仪器都带有数字计算机和电传输出。岩矿石磁参数的计算统计已全部由电子计算机来完成，并统计了单一磁性母体的岩矿石磁参数分布概型的频谱及特征参数，为扩大磁参数应用范围提供了新的途径。

研究各种“物理过程”作用下的岩矿石磁学性质大大地丰富了岩矿石磁性的研究内容。目前研究得比较多的有以下六个方面：

1. 在外磁场作用下的岩矿石磁性特征。研究得最多的是常温、弱磁化场中的岩矿石天然的磁性特征，并注意了研究外场磁化下的岩矿石磁滞回线全过程的特征。

2. 在温度作用下的岩矿石磁性特征。特别注意研究了岩矿石的温差顽磁性、居里点以及高温和低温条件下的磁性特征。

3. 在应力作用下的岩矿石磁性特征。主要研究了磁致伸缩、应力磁各向异性及在高压条件下的岩矿石磁性。

4. 在交变磁场作用下的岩矿石磁性特征。即研究在随时间变化的磁场作用下的岩矿石磁性特征。

5. 在震动波冲击下的岩矿石磁性特征，即震磁效应。

6. 在微波磁场作用下的岩矿石磁性特征。特别是研究岩矿石的旋磁性及张量磁化率。

磁法实验室中磁模型磁性特征机制和实验岩石磁学的研究，已是当前岩矿石磁性研究中的重要组成部分，特别是对于具有磁各向异性特征的非均匀磁化的岩矿石磁性特征的研究，已是当前金属矿地球物理急待解决的一个重要问题，也是岩矿石磁性研究中的新领域。

岩矿石磁性研究的新进展，进一步促进它更广泛地用来解决地球物理学方面和地质学

方面的问题。

磁法勘探是建立在不同岩矿石之间磁性差异基础上的。磁异常与岩矿石磁性之间有着本质的联系。磁参数是评价磁异常的地球物理基础。

在磁法勘探的普查阶段，通过系统地进行区域磁性测定工作，研究岩矿石磁性的空间变化规律，并将其与地质因素联系起来，以便为解释航空、地面和井中磁异常，评价引起磁异常的磁性地质体的性质以及解释与磁异常有关的地质找矿问题提供物性依据。

在磁法勘探详查及地质评价勘探阶段，通过系统地研究岩矿石磁性特征及变化规律，合理地选用矿体的磁化强度。特别是在解释由于形态复杂，非均匀磁化的磁性地质体引起的磁异常时，采用本书提出的一级近似地确定矿体有效磁化强度矢量的定量计算推断解释系统，可评价次级磁异常、低缓磁异常、复杂磁异常，较准确地计算出剩余磁异常，这对在评价勘探矿区不断地发现新矿体，扩大矿区远景有着重要意义。

在间接找矿方面，直接利用岩矿石磁性研究的结果，特别是利用岩矿石磁性特征标志，建立相应的准则来解决地球物理和地质问题近来已广泛地得到应用。它是扩大磁参数应用范围的一条很有前景的途径。目前，在研究岩矿石类型的地球物理分类、确定磁铁矿的含量、划分岩相、研究地质构造、地质建造、探讨矿床的成因、进行地质填图、确定成岩成矿的地质年代、预测找矿有利地段等方面都有成功的研究方法及应用实例。

随着对岩矿石磁性研究水平的不断提高，新的磁学领域不断地被引入岩矿石磁性测量中。新仪器、新方法、新技术不断地被采用，所研究的磁参数的内容越来越丰富。可以预料，岩矿石磁性研究在地球物理学及地质学上的应用效果将会有新的飞跃。

本书第一章、第四章、第五章由李色篆编写。第二章由蒲绍东编写。第三章由张益民编写。第六章、第七章由谢世滨编写。参加本书编写的还有郑达源、陈耀坤。全书由李色篆负责汇总，由陈耀坤负责全书的校核。参加磁参数研究专题组的成员除本书的编者外，还有汪晓云、王廷忠、龙泽瑞、秦义山、曹绪宏、刘代新、陈峡、徐月娥，另外参加过本专题工作的还有邵洁利、张继文、杨立增、李纲、梁立泉等。

趁此机会，我们向为岩矿石磁参数研究专题提过有益建议和自始至终对这项研究工作给予鼓励和支持的杨尔煦、熊光楚、林崇远等高级工程师表示致谢。赵明昌、杨尔煦、熊光楚、林崇远等高级工程师、程方道副教授、邵梦林和王先荣工程师、黄国祥副教授等审查了本书的初稿，并提出了宝贵的修改意见，在此，我们表示衷心感谢。

我们还要向给予我们编写工作以大力协作，并为我们提供大量原始数据的有关冶金地质勘探公司物探大队、省地质局物探大队、高等院校和研究所的同志表示感谢。

由于编者水平有限，错误之处，请批评指正。

编者

1984. 11.

目 录

序 言	I
第一章 岩矿石磁性的基本磁学原理	1
第一节 物质磁性起源	1
第二节 磁场对磁矩的作用和退磁作用	9
第三节 铁磁性晶体的磁晶各向异性	10
第四节 铁磁性物体的磁致伸缩和应力磁各向异性	16
第五节 磁畴	20
第六节 铁磁物质的外场磁化	25
第七节 铁磁性物质的热磁性	34
第八节 铁磁性小颗粒团的磁性	42
第九节 铁磁物质的永磁性	44
第十节 铁磁物质的交变磁性	46
第十一节 震磁	51
第十二节 铁磁性物质的旋磁性、张量磁化率	52
第二章 岩矿石标本磁性测量方法与技术	58
第一节 岩矿石标本的采集及整形	58
第二节 岩矿石标本磁性的测定	67
第三节 岩矿石磁参数测量的质量评价及误差分析	98
第三章 岩矿石标本磁参数的计算、统计及其整理方法	103
第一节 标本磁化时的退磁作用及其改正方法	103
第二节 岩矿石标本磁参数的计算	113
第三节 标本磁参数的统计计算	119
第四节 岩矿石标本磁参数计算与统计的应用程序	168
第五节 标本磁参数的图表表示方法	180
第六节 各向异性岩矿石标本磁参数的计算与统计	188
第四章 岩石磁参数分布概型频谱及其特征参数的特征	193
第一节 火成岩的磁参数特征	193
第二节 沉积岩的磁参数特征	240
第三节 变质岩的磁参数特征	243
第五章 铁矿床矿石磁参数分布概型频谱及其特征参数特征	256
第一节 各类铁矿床矿石磁参数分布概型特征参数概述	256
第二节 岩浆岩型钒钛磁铁矿床矿石磁参数特征	261
第三节 矽卡岩型铁矿床矿石磁参数特征	269
第四节 沉积变质型铁矿床矿石磁参数特征	279

第五节	火山岩型铁矿床矿石磁参数特征.....	287
第六节	石碌式铁矿床矿石磁参数特征.....	294
第七节	菱铁矿床矿石磁参数特征.....	295
第六章	岩矿石磁参数研究在磁异常推断解释中的应用.....	298
第一节	几种岩矿石磁性类型的磁异常特征.....	298
第二节	岩矿石磁参数研究在磁异常定性解释中的应用.....	318
第三节	利用测定的钻孔磁参数结合井中磁测来判断地面磁异常性质的实例...	325
第四节	岩矿石磁性研究在磁异常定量解释中的应用.....	328
第七章	岩矿石磁参数研究在解决地质问题中的应用.....	346
第一节	利用地质体磁性特征标志、分类准则划分岩矿石类型.....	346
第二节	利用磁化率确定矿石的磁铁矿含量.....	363
第三节	利用Q值划分岩相.....	366
第四节	利用磁参数特征探讨矿床成因.....	367
第五节	利用地质体磁参数特征标志、评价准则预测金属矿床.....	373
第六节	利用岩矿石剩余磁化强度矢量分布规律研究地质构造.....	375
第七节	磁性测量在地质填图方面的应用.....	379
第八节	利用氧化还原化学余磁来寻找硫化金属矿床.....	382
第九节	烧变岩石磁性特征测量在煤田火区上的应用.....	387
第十节	古地磁学在地质方面的应用.....	389
附录 1	分布函数数值表.....	393
附录 2	临界值表.....	407
附录 3	岩矿石标本磁测参数计算与统计的一个微机程序 (IBM-PC机BASICA语言).....	412
附录 4	雅可比法求磁化率张量的主磁化率及主方向的计算程序 (FX-702P计算器的BASIC语言).....	423
参考文献		427

第一章 岩矿石磁性的基本磁学原理

第一节 物质磁性起源

我们在研究岩矿石磁性时，往往涉及到很多复杂的磁的性能，必须用原子结构理论和量子力学的理论来解释，方能从本质上认识岩矿石磁性规律。在这一节里，首先讨论物质磁性的起源。

一、磁矩的起源

物质的磁性来源于原子的磁性，原子的磁性是物质磁性的基础，当然也是岩矿石磁性的基础。原子有一个磁矩，由于原子的结构不同，各种原子有不同的磁矩。原子的磁矩来源于原子中的电子及原子核，原子核的磁矩很小，可忽略。电子的磁矩又分为轨道磁矩和自旋磁矩两部分。原子的总磁矩是这两部分磁矩的总和。

1. 电子的轨道磁矩

电子的轨道磁矩是由电子环绕原子核的运动产生的。沿着轨道运动的电子相当于一个电流的闭合电路。根据量子力学理论，得到轨道磁偶极矩的绝对值：

$$\mu_l = \frac{\mu_0 e}{2m_e} P_l = \sqrt{l(l+1)} \frac{\mu_0 e h_0}{2m_e} = \sqrt{l(l+1)} \mu_B \quad (1-1)$$

$$\text{其中} \quad \mu_B = \frac{\mu_0 e h_0}{2m_e} \quad (1-2)$$

称为玻尔磁子，是电子偶极矩的最小值。

$$h_0 = h/2\pi \quad (1-3)$$

h 称为普朗克常数。 e 为一个质子的电荷。 m_e 为电子质量。 μ_0 为真空中导磁率。 P_l 为电子角动量。 l 为角量子数。

如果有外场，则 μ_l 在磁场方向的分量是 $\mu_{lz} = \mu_l \cos\theta_z$ 则得

$$\mu_{lz} = m_l \mu_B \quad (1-4)$$

其中 $m_l = +l, l-1, \dots, -l$ 。 μ_{lz} 是 μ_B 的倍数，其大小决定于量子数 m_l ，所以 m_l 叫做磁量子数。足见 μ_l 在磁场中也是空间量子化的。

如果原子有多个电子，则总轨道角动量等于各个电子轨道角动量的矢量和，即总轨道角动量等于

$$P_L = \Sigma P_l$$

总轨道磁偶极矩在外磁场方向上的分量为

$$\mu_{Lz} = m_L \mu_B \quad (1-5)$$

式中 $m_L = L, l-1, \dots, -L$ 。 L 是总轨道角量子数，是 l 值一定的组合。

计算原子的总轨道角动量时，只需考虑未填满的那些次壳层中的电子。

2. 电子自旋磁矩

电子有自旋，所以也具有自旋磁矩或磁偶极矩。实验测得的电子自旋磁矩，在外磁场方向上的分量等于一个玻尔磁子 μ_B ，取正向或反向，所以

$$\mu_{sz} = \pm \mu_B = \pm \frac{\mu_0 e \hbar}{2m_e} = \pm \frac{\mu_0 e}{m_e} \cdot \frac{\hbar}{2} \quad (1-6)$$

自旋磁偶极矩和自旋角动量也有一定的关系。自旋角动量及其在外磁场方向上的分量为

$$P_s = \sqrt{S(S+1)} \hbar = \sqrt{\frac{3}{4}} \hbar \quad (1-7)$$

和

$$P_{sz} = m_s \hbar = \pm \frac{\hbar}{2} \quad (1-8)$$

由式1-6和式1-8并考虑到 μ_{sz} 和 P_{sz} 方向相反, 可得

$$\mu_{sz} = -\frac{\mu_0 e}{m_e} P_{sz}$$

因此

$$\mu_s = -\frac{\mu_0 e}{m_e} P_s \quad (1-9)$$

这里的负号同样表示 μ_s 和 P_s 方向相反。

由式1-7和式1-9就可以得到 μ_s 的绝对值

$$\mu_s = \sqrt{S(S+1)} \frac{\mu_0 e \hbar}{m_e} = 2\sqrt{S(S+1)} \mu_B = \sqrt{3} \mu_B \quad (1-10)$$

如果一个原子有多个电子, 则总自旋量子数是各 S_i 一定的组合, 而总自旋角动量为 $P_s = \sqrt{S(S+1)} \hbar$, 总自旋磁偶极矩为 $\mu_s = \frac{\mu_0 e}{m_e} \sqrt{S(S+1)} \hbar$ 。

总自旋磁偶极矩在外磁场方向上的分量为

$$\mu_{sz} = 2m_s \mu_B \quad (1-11)$$

其中 $m_s = S, (S-1), \dots, -S$ 为整数或半整数, 共有 $(2S+1)$ 个可能值。

计算原子的总自旋角动量时, 只需考虑未填满的次壳层中的电子。

3. 原子的总磁矩或磁偶极矩

由于电子的磁矩总是和电子的角动量联系着的, 这样就可求出原子总磁矩的表达式。

原子的总角动量 P_J 是总轨道角动量 P_L 和总自旋角动量 P_s 的矢量和。矢量 P_J 的绝对值与 P_L 及 P_s 的绝对值有相似的表达式:

$$P_J = \sqrt{J(J+1)} \hbar \quad (1-12)$$

式中总角量子数 $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$ 。

原子总角动量在外磁场方向的分量是:

$$P_{Jz} = m_J \hbar \quad (1-13)$$

m_J 为总量子数 $= J, J-1, \dots, -J$ 。

原子的总磁偶极矩可以从图1-1所表示的关系求得, 其结果是

$$\mu_J = g_J \sqrt{J(J+1)} \mu_B \quad (1-14)$$

其中

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1-15)$$

称为朗德因子，其值在 1 至 2 之间。

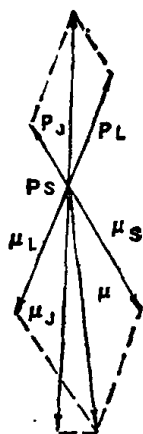


图 1-1 原子的 P_J 与 μ_J

g_J 的大小实际上反映了在原子中轨道磁偶极矩和自旋磁偶极矩对总磁偶极矩贡献的大小。

原子总磁偶极矩 μ_J 在磁场中的取向也是量子化的。由式 1-13 和式 1-14 可以推得 μ_J 在外磁场方向上的分量：

$$\begin{aligned} \mu_{Jz} &= \mu_J \cos(\mathbf{J}, \mathbf{H}) = \mu_J \frac{P_{Jz}}{P_J} = \mu_J \frac{m_J}{\sqrt{J(J+1)}} \\ &= g_J m_J \mu_B \end{aligned} \quad (1-16)$$

共有 $(2J+1)$ 个可能的取值。当 m_J 取最大值 J 时，就得到原子磁偶极矩在磁场方向的最大分量：

$$\mu_{Jz} = g_J J \mu_B \quad (1-17)$$

从以上讨论可以看出，原子磁偶极矩的大小决定于原子的总角量子数。

二、物质的宏观磁性及物质的磁性分类

由于组成宏观物体的原子具有一定的磁性，因此宏观物体亦都具有某种程度的磁性。

宏观物体的磁性用单位体积（或单位质量或每克原子）内的总磁偶极矩或总磁矩来表示。单位体积的总磁偶极矩用 $\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{M}$ 表示，称为磁极化强度。 $\mathbf{M}$ 为单位体积的磁矩，称为磁化强度， μ_0 是真空导磁率

$$\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{M} = \sum \mu_J \quad (\text{单位体积}) \quad (1-18)$$

其中 μ_J 表示原子的磁偶极矩。

把物体放在磁场中，物体就磁化了，其磁化强度 $\mathbf{M}$ 和磁场强度 $\mathbf{H}$ 的关系为：

$$\mathbf{M} = \kappa \mathbf{H} \quad (1-19)$$

式中 κ 称为物质的磁化率。（如表示为单位质量的物理量，则 $\mathbf{M}$ 、 κ 分别称为比重磁化强度和比重磁化率）。它是物质磁性的重要参量之一。

各种物质的磁性不同，按 κ 的大小分为抗磁性、顺磁性、铁磁性三类。

1. 抗磁性

若一物质的磁化率是负的，则此物质称为抗磁性的。当 $\kappa < 0$ 时， $\mathbf{M}$ 与 $\mathbf{H}$ 的方向相反。

抗磁性物质的 κ 数量级一般在 10^{-6} 。表1-1列出了几种抗磁性矿物的磁化率。

表 1-1 抗磁性矿物的磁化率

矿物名称	$\kappa \times 10^{-6} \text{CGSM}$	比重磁化率 $\times 10^{-6} \text{CGSM}$	矿物名称	$\kappa \times 10^{-6} \text{CGSM}$	比重磁化率 $\times 10^{-6} \text{CGSM}$
石英	-1.3		闪锌矿	-4.8	
正长石	-0.5		重晶石	-1.4	
刚玉	-1.4		磷灰石	-8.1	
黄玉	-1.5		硬石膏	-0.4	
菱铁矿	-0.5		石墨	-0.4	
方解石	-0.8		红柱石 ^①	-1.29	-0.68
方铅矿	-2.6		辉锑矿 ^①	-2.31	-0.92
锡石	-1.6		方铅矿 ^①	-1.41	-0.386
铜蓝	-0.9		重晶石 ^①	-0.17	-0.06
萤石	-1.4				

①系由冶金部中南冶金地质研究所测定。

产生抗磁性的物理根源是由于原子的电子壳层是被充满的，原子的磁矩等于零，或有些原子组成的分子的总磁矩等于零。一切物质在外加磁场作用下，电子的轨道运动要产生一个附加运动，出现附加角动量，因而就要产生相应的磁矩。根据电磁感应定律，由磁场感应作用而产生的磁矩必然和 H 方向相反，因而 $\kappa < 0$ 。由此可见，抗磁性是普遍存在于物质中的。自然界大多数矿物及无铁的造岩矿物都属于抗磁性。抗磁性的磁化率与磁场的强弱及温度的高低无关，其磁化曲线为一条直线。

2. 顺磁性

$\kappa > 0$ ，但很小， M 和 H 的方向相同，这类物质称为顺磁性物质。

这类物质的原子或分子都具有未被抵消的电子磁矩，因而原子有一个总磁矩。但由于原子磁矩的方向是混乱的，对外作用互相抵消，因而物体不表现宏观磁性。在外场作用下，原子的磁矩就转向外磁场方向，因而对外就显示出磁性，这样物体就磁化了，其磁化强度 M 和磁化场 H 的方向是一致的，所以 $\kappa > 0$ ，但数值很小，一般在 $10^{-5} \sim 10^{-3}$ 的数量级。

表1-2列举了一些顺磁性矿物的磁化率。自然界许多矿物和无铁造岩矿物都是顺磁性物质。一般含铁硅酸盐和铝硅酸盐矿物多为顺磁性的，其磁化率均不超过 $20 \times 10^{-6} \text{CGSM}$ 。有一些天然含铁造岩矿物的磁化率，由于矿物中混入了一些早期的尘状磁铁矿，或者是后期蚀变析出的微粒磁铁矿、钛磁铁矿沿其节理面、微裂隙分布，这些铁磁性杂质含量虽然不到万分之一，却大大提高了矿物的磁化率。但经HCl处理后的矿物磁化率都不超过 $20 \times 10^{-6} \text{CGSM}$ （见表1-3）。这种不纯的硅酸盐矿物磁性又称铁磁顺磁性。

大多数顺磁性物质的磁化率与温度有密切的关系。在不同的温度下，原子所具有的热运动能量也不相同，因而在同样的磁场中，原子磁矩转向外磁场的程度就有差异。温度高，原子的热运动能量大，要使原子磁矩转向外磁场方向就难，因而 κ 就小；反之温度低 κ 就大，少数顺磁性物质的磁化率与温度成反比：

$$\kappa_{\text{顺}} = \frac{C}{T} \tag{1-20}$$

其中 C 为居里常数， T 为绝对温度，这称作居里定律。图1-2（a）是这个定律的图示。

大多数顺磁性物质的磁化率与温度的关系服从居里—外斯定律：

表 1-2 顺磁性矿物的磁化率

矿物名称	测定单矿物个数	磁化率 $\times 10^{-6}$ CGSM	比重磁化率 $\times 10^{-6}$ CGSM cm ³ /g
云母	4	22.4	32.37
黑云母	6	72.91	73.00
灰白云母	1	9.07	8.30
红柱石	7	5.20	2.59
十字石	5	42.15	22.6
石榴石	4	145.69	55.12
蓝晶石	2	32.12	14.46
矽线石	3	2.52	1.10
萤青石	1	0.39	0.21
萤石	1	1.94	0.99
石英	14	2.41	2.23
重晶石	4	1.99	0.71
尖晶石		2.2	
金红石		8.4	
白云母		3~17	
斜长石		<0.01	
微斜长石		<0.01	
黄铁矿	48	5.79	2.04
辉锑矿	3	39.14	19.43
方铅矿	2	5.24	2.79
闪锌矿	2	14.08	6.25
白钨矿	2	1.64	0.51

注：黑体字的矿物表示部分矿区的矿物呈抗磁性。

表 1-3 岩浆岩的含铁造岩矿物的磁化率 ($\times 10^{-6}$ CGSM)

矿物名称	样品个数	天然状态 $\overline{\kappa}$	经 HCl 处理后 $\overline{\kappa}$
黑云母	16	25	9
铁黑云母	6	600	7
金云母	4	40	5
角闪石	10	43	10
辉石	20	65	5

$$\kappa = \frac{C}{T - \Delta} \quad (1-21)$$

其中 Δ 为临界温度。图1-2 (b)(c) 是铁磁性物质和反铁磁性物质的居里—外斯定律的图示。在温度 T 大于 $\Delta = T_c$ 时，铁磁性物质成为顺磁性物质， T_c 称为居里温度或居里点。反铁磁性物质 $\Delta < 0$ ，在温度 T 大于 T_n 时〔见图1-2(c)〕成为顺磁性物质， T_n 称为奈耳温度。所以这两种物质在温度高于一定数值时是顺磁性的，才服从居里—外斯定律。

由于顺磁性物质的磁化率很小，在磁法勘探中过去没有被重视。然而，随着地球物理勘探研究程度的不断深入及磁性测量仪器灵敏度的提高，测量抗磁性、顺磁性岩矿石及矿

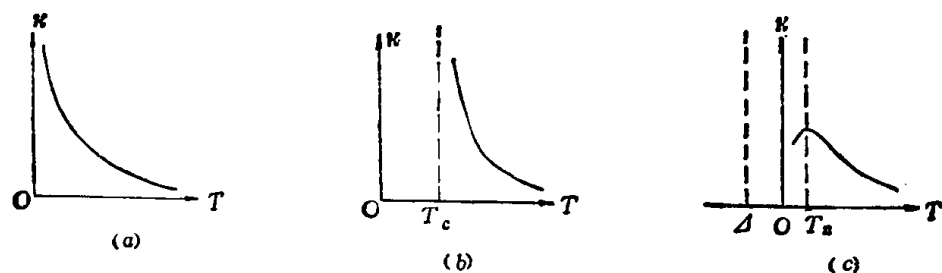


图 1-2 顺磁性、铁磁性和反铁磁性物质的 κ - T 曲线

$$a - \kappa = \frac{C}{T}, \quad b - \kappa = \frac{C}{T - T_c}, \quad T > T_c, \quad c - \kappa = \frac{C}{T + |\Delta|}$$

物的磁化率，并用其来研究岩矿石的结构、构造类型是十分有意义的。

3. 铁磁性

$\kappa \gg 0$ ，在 $10^{-1} \sim 10^5$ 数量级，这类物质称为铁磁性物质。这类物质的磁性称为铁磁性。Fe、Co、Ni及它们的化合物（如铁氧体）等，都是铁磁性物质，表1-4列出了一些铁磁性矿物的磁化率。

前面已谈到，铁磁性物质在温度增加时可转变为顺磁性，反之亦然。这是铁磁性的一个重要的特征。它们的磁化强度 M 不是磁场强度 H 的线性函数， κ 也是磁场的函数， M 和 H 的关系很复杂。具有铁磁性的岩矿石磁性是我们的主要研究对象。所以，以后各节我们将重点地讨论铁磁物质的一些主要的磁学性质。

表 1-4 几种铁磁性矿物的磁化率

名 称	分 子 式	磁 化 率 κ (CGSM)	备 注
磁 铁 矿	Fe_3O_4	0.05~2.0	包括天然磁铁矿
钛 磁 铁 矿	$x\text{Fe}_3\text{O}_4(1-x)\text{TiFe}_2\text{O}_4$	$10^{-6} \sim 10^{-1}$	
黑 铁 镍 矿	NiFe_2O_4	0.5	
黑 磁 铁 锰 矿	MnFe_2O_4	20	
镁 铁 矿	MgFe_2O_4	0.8	
磁 赤 铁 矿	$\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$	0.3~2	
赤 铁 矿	$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$	$10^{-5} \sim 10^{-4}$	
磁 黄 铁 矿	FeS_{1+x}	$10^{-2} \sim 10^{-3}$	
针 铁 矿	αFeOOH	$(0.02 \sim 80) \times 10^{-3}$	
纤 铁 矿	γFeOOH	$(0.9 \sim 2.5) \times 10^{-3}$	
水 赤 铁 矿	$\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$		
菱 铁 矿	FeCO_3	$(20 \sim 60) \times 10^{-5}$	

三、铁磁物质的原子磁矩和离子磁矩

铁磁性物质中的原子和离子都是按一定的规律排列，构成各种结构的晶体，因此这些原子和离子的磁矩又有其特性。

Fe、Co、Ni这类磁性物质中，原子的磁性来源于未填满壳层中电子的自旋磁矩，而对于铁氧体中离子的磁矩，一般按未抵消的电子数来计算磁矩。表1-5为一些铁氧体中金属离子的磁矩数。

表 1-5 一些金属离子的磁矩

离	子	未 抵 消 的 电 子 数	离 子 磁 矩 (μ_B)
Cr ³⁺	Mn ⁴⁺	3	3
Cr ²⁺	Mn ³⁺	4	4
Cu ⁺	Zn ²⁺	0	0
Mn ²⁺	Fe ³⁺ Co ⁴⁺	5	5
Fe ²⁺	Co ³⁺	4	4
Co ²⁺	Ni ³⁺	3	3
	Ni ²⁺	2	2
	Cu ²⁺	1	1

四、铁磁性的来源——自发磁化的本质

物质是否有铁磁性，关键不在于组成物质的原子本身所具有的磁矩的大小，而在于形成宏观物体后，原子之间的互相作用。铁磁性物质在很弱的磁场下，能磁化到接近饱和这一事实说明了这些物质内部的原子磁矩，在没有外磁场的作用下，已经以某种方式排列起来，达到了一定程度的磁化，这称为自发磁化。铁磁物质的自发磁化是分为小区域的，在每一小区域中原子磁矩按同一方向平行排列，这些小区域叫做磁畴。在物体内部各个磁畴的自发磁化取向是各不相同的，对外效果互相抵消，因而整个物体对外不显出磁性。当铁磁体加上外磁场时，各个磁畴的磁矩转向外磁场方向，所以只要一个不太强的外磁场，就可以使铁磁物质磁化到饱和。因此铁磁物质内存在着分为小区域磁畴的自发磁化是铁磁物质强磁性的来源。下面进一步讨论自发磁化的原因。

原子磁矩来源于未被抵消的电子的磁矩。原子中有原子核和电子，分别带有正电和负电，因此原子之间有电的互相作用。另一方面，原子中的电子运动又产生磁场，因此原子之间又有磁场的相互作用。在没有外磁场作用时，影响原子磁矩排列的只能是它们之间的磁或电的互相作用。

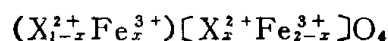
理论计算表明，磁作用的场比实际的等效场的强度小三个数量级，因此自发磁化不可能是磁的相互作用的结果，而只能是电的相互作用。

根据量子力学理论，物质内部相邻原子的电子之间有一种来源于静电的交换作用，它迫使各原子的磁矩平行或反平行排列。在铁磁性物质内，这种作用的效果好象有一个很强的磁场作用在各个原子磁矩上一样，使得各个原子磁矩按同一方向平行排列。所以铁磁性来源于电子间的交换作用，这就是自发磁化的本质。

五、铁氧体的磁性

我们所研究的自然界的岩矿石实际上并不存在纯铁磁性的矿物，而主要是铁氧体。铁氧体的磁性与其结构有着密切的关系。铁氧体的晶格结构主要有三种类型：尖晶石型、磁铅石型及石榴石型。这里主要介绍尖晶石型铁氧体的晶格结构及其磁性来源。

尖晶石型铁氧体的化学分子式是 $XOFe_2O_3$ 的金属氧化物，其中X代表二价金属离子，常见的有 Mn^{2+} ， Co^{2+} ， Ni^{2+} ， Mg^{2+} ， Fe^{2+} ， Cu^{2+} ， Zn^{2+} ， Cd^{2+} 等。这些金属离子在晶格中所占据的位置，可以用A位和B位所表示的较普遍的结构式表示之：



A 位 B 位

上式中用圆括号 () 表示 A 位, 用方括号 [] 表示 B 位。这个结构式表示在 A 位上有 x 份数的 Fe^{3+} 和 $(1-x)$ 份数的 X^{2+} , 在 B 位上有 $(2-x)$ 份数的 Fe^{3+} 和 x 份数的 X^{2+} , 这里的 x 为变数。如果: 1) $x=0$, 结构式为 $(\text{X}^{2+})[\text{Fe}_2^{3+}]\text{O}_4$, 表示 X^{2+} 全在 A 位, Fe^{3+} 全在 B 位, 具有这种分布的铁氧体叫做正型尖晶石结构的铁氧体; 2) $x=1$, 结构式为 $(\text{Fe}^{3+})[\text{X}^{2+}\text{Fe}^{3+}]\text{O}_4$ 表示 X^{2+} 全在 B 位, 而 Fe^{3+} 分别占 A 位和 B 位各一半, 它不是二价金属离子占据 A 位, 而是三价金属离子占据 A 位, 有这种分布的铁氧体叫做反尖晶石型结构的铁氧体; 3) 实际上大多数铁氧体中 $0 < x < 1$, 称它们为正反型混合的铁氧体。图 1-3 为 8 个 $(\text{Fe}^{2+})[\text{Fe}_2^{3+}]\text{O}_4$ 形式的磁铁矿分子组成的反尖晶石型的晶胞的四分之一。图上的黑色球是 Fe^{3+} 占据了 A 位的格子点, 它们对于氧原子组成一个四面体, 而白色球是 $8\text{Fe}^{2+} + 8\text{Fe}^{3+}$ 占据了 B 位的格子点, 它们对氧原子组成一个八面体。

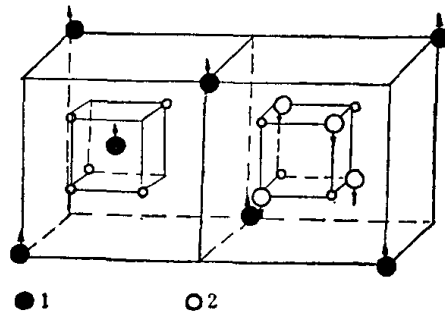


图 1-3 反尖晶石型结构铁氧体

1— A 位置, 2— B 位置; 磁铁矿箭头表示磁矩的自旋

从铁氧晶格结构的分析中可以看出, 各磁性离子都被比较大的氧离子隔着, 间隔距离比较大, 各个磁性离子中的电子的波函数没有重叠。这样, 各磁性离子间就不存在直接的交换作用。由此可见, 导致铁氧体内部存在着很强的自发磁化, 并不是磁性离子间的直接交换作用, 而是通过夹在磁性离子间的氧离子而形成的间接交换作用。在铁氧体内的这种间接交换作用, 并不是使所有的磁性离子的磁矩都平行排列, 而是使每个次晶格内的离子磁矩平行排列, 因 A 位次晶格及 B 位次晶格的磁矩大小不等, 所以形成自发磁化, 这就是尖晶石铁氧体磁性的来源 [见图 1-4(c)]。

根据中子衍射的观察, 磁铁矿在 A 位的磁矩与在 B 位的磁矩方向相反, 所以具有反铁

表 1-6 几种铁氧体的离子分布及分子磁矩 m

铁 氧 体	假 定 离 子 分 布		磁 矩		分 子 磁 矩 m	
	A 位	B 位	A 位	B 位	理 论 值	实 验 值
MnFe_2O_4	$\text{Fe}_{0.2}^{3+} + \text{Mn}_{0.8}^{2+}$	$\text{Mn}_{0.2}^{2+} + \text{Fe}_{1.8}^{3+}$	1+4	1+9	5	4.6~5
FeFe_2O_4	Fe^{3+}	$\text{Fe}^{2+} + \text{Fe}^{3+}$	5	4+5	4	4.1
CoFe_2O_4	Fe^{3+}	$\text{Co}^{2+} + \text{Fe}^{3+}$	5	3+5	3	3.7
NiFe_2O_4	Fe^{3+}	$\text{Ni}^{2+} + \text{Fe}^{3+}$	5	2+5	2	2.3
CuFe_2O_4	Fe^{3+}	$\text{Cu}^{2+} + \text{Fe}^{3+}$	5	1+5	1	1.3
$\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$	Fe^{3+}	$\text{Li}_{0.5}^{+} + \text{Fe}_{1.5}^{3+}$	5	0+7.5	2.5	2.5~2.6
MgFe_2O_4	Fe^{3+}	$\text{Mg}^{2+} + \text{Fe}^{3+}$	5	0+5	0	1.1
ZnFe_2O_4	Zn^{2+}	Fe_2^{3+}	0	5+5	(10)	0
CdFe_2O_4	Cd^{2+}	Fe_2^{3+}	0	5+5	(10)	0

磁性特征。这可以解释为尖晶石型铁氧体 A 位及 B 位的负交换作用的影响，可能大于 A 位本身间的或 B 位本身间的金属离子之间的交换作用，因而形成了 A 位和 B 位离子间偶合的反铁磁性 [图1-4(b)]。

表1-6为几种铁氧体的离子分布及分子磁矩。

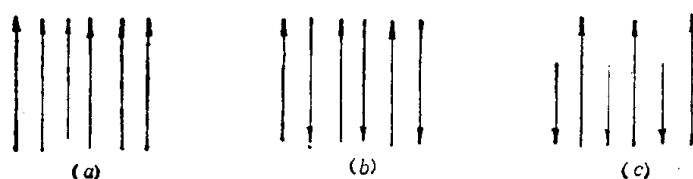


图 1-4 三种磁性的磁矩排列示意图

a —铁磁性； b —反铁磁性； c —铁氧磁性

第二节 磁场对磁矩的作用和退磁作用

一、磁场对磁矩的作用

一个长 $2l$ 的条形磁性体在外磁场 H 作用下 (如图1-5)，磁场作用在这个磁性体上的力矩：

$$L = J \times H \quad (1-22)$$

式中 $J = m \cdot 2l$ 称为磁偶极矩， m 为磁极强度。

从图1-5可以看到，磁场的力矩作用会使条形磁体转到磁场方向，也就是 $\theta = 0$ 的方向，到那里它就稳定了。

对磁化强度是 M 的磁性体，单位体积中的磁偶极矩是 $J = \mu_0 M$ ，当它处于磁场中，单位体积中的静磁能量：

$$E_H = -JH \cos \theta = -J \cdot H = -\mu_0 M \cdot H \quad (1-23)$$

这又称为静磁能密度。这里 θ 是磁化方向和磁化场方向的夹角。

二、退磁场和退磁能

物体磁化后，如果出现磁极，在物体内部就产生一种磁场，它的方向与磁化方向相反或接近相反，因而有减退磁化的作用，称为退磁场。如图1-6。

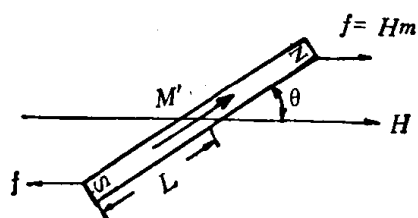


图 1-5 磁场作用在条形磁体上的力

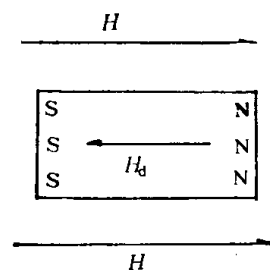


图 1-6 退磁场 H_d

在一般物体中，退磁场往往是不均匀的，不均匀的退磁场使原来有可能均匀的磁化也会成为不均匀的。在这种情况下，磁化强度和退磁场强度之间不能找出简单的关系。

当磁化均匀时，产生的退磁场强度与磁化强度成正比，因而可以写成：

$$H_d = -NM \quad (1-24)$$

式中 N 称为退磁系数，其数值决定于物体的几何形状。可是只有在椭球中，磁化均匀，才能产生均匀的退磁场，从而保持二者都均匀，上式才成立。图1-7显示一个长方形磁性体和一个椭球中磁通量的情况。前者磁化不均匀，后者均匀。

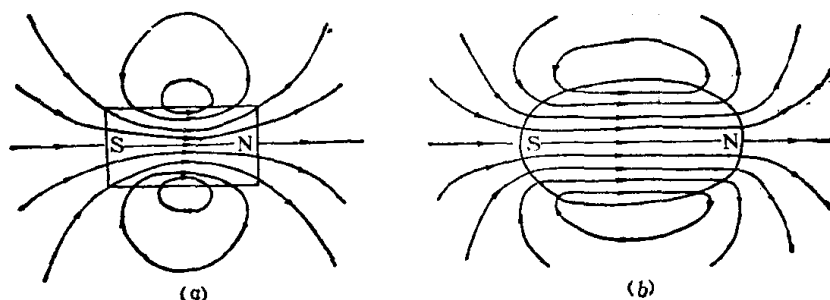


图 1-7 长方形磁体和椭球形磁体中的磁通量

a—长方形磁铁；b—椭球形磁铁

现在我们讨论退磁能。退磁场作用在物体的磁矩上就有退磁能存在。这与外场作用的静磁能的情形类似。单位体积中的退磁能用 E_d 表示，可按1-23式的原则进行计算。但这里退磁场强度 H_d 是随着 M 变的，也就是 $J = \mu_0 M$ 的函数。同外场作用的情况不同，那里的 H 值与物体中的 J 无关。在退磁场的磁化过程中， M 从零起增大， H_d 随着从零起增到 NM ， H_d 作用在 $J = \mu_0 M$ 上，退磁能 E_d 随 M 增大而增大，所以应该用积分计算：

$$E_d = - \int_0^J H_d dJ = - \mu_0 \int_0^M H_d dM$$

再根据(1-24)式， $H_d = -NM$ ， H_d 和 M 方向相反，代入上式得：

$$E_d = \mu_0 \int_0^M NM dM = \frac{\mu_0}{2} NM^2 \quad (1-25)$$

对磁化物体，如果知道它的退磁系数和磁化强度，就可以按上式算出退磁能。

对一般磁化不均匀的物体，不能确定退磁系数 N ，所以不能用式1-24和式1-25进行计算。

第三节 铁磁性晶体的磁晶各向异性

磁性岩矿石一般是结晶体。在结晶体中，原子排成有规则的几何图形。原子排列在各方向的状况有所不同。由于结构上的各向异性，使磁性物质的磁学性质也表现出磁的各向异性。

首先说明一下在晶体中标记方向的方法。铁镍和所有尖晶石型铁氧体是立方晶体。对立方晶体中的方向用如下标记法：如图1-8(a)所示，沿正立方体的三个互相垂直的边的坐标分别用 $[100]$ ， $[010]$ ，和 $[001]$ 表示。这三个方向的反方向分别用 $[\bar{1}00]$ ， $[0\bar{1}0]$ ， $[00\bar{1}]$ 表示。这样六个方向有时用符号 $\langle 100 \rangle$ 作概括表示。数码上一横代表坐标的反方向。

$[110]$ 是 xy 平面上立方体面的一个对角线的方向，这类方向有 $[110]$ ， $[\bar{1}\bar{1}0]$ ， $[1\bar{1}0]$ ， $[\bar{1}10]$ ；同样在 xz 平面上也有四个这类方向即 $[101]$ ， $[\bar{1}0\bar{1}]$ ， $[10\bar{1}]$ ， $[\bar{1}01]$ 。在 yz 平

面上也有四个，即 $[011]$, $[0\bar{1}\bar{1}]$, $[0\bar{1}1]$, $[01\bar{1}]$ 。所以立方面上对角线类型的方向共有12个，用 $\langle 110 \rangle$ 来概括。

$[111]$ 是立方体中一个对角线的方向。立方体中可以有四个对角线，每个对角线有相反的两个方向，所以共有八个这类方向，用 $\langle 111 \rangle$ 概括。

钴金属和磁铅石型铁氧体（例如钡铁氧体）是六角晶体，图1-8(b) 说明了两个方向

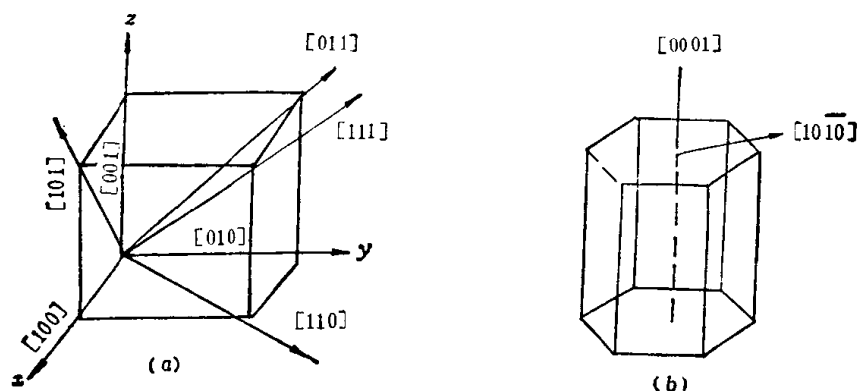


图 1-8 晶体中方向的标记

a—立方晶体；b—六方晶体

一、磁晶各向异性的实验观察

图1-9表示了磁铁矿、铁、钴、镍四种单晶不同方向测得的磁化曲线。从图可见，其磁化曲线决定于晶体轴的方向。在铁单晶的 $[100]$ 方向加一个小的磁场，磁化就达到饱

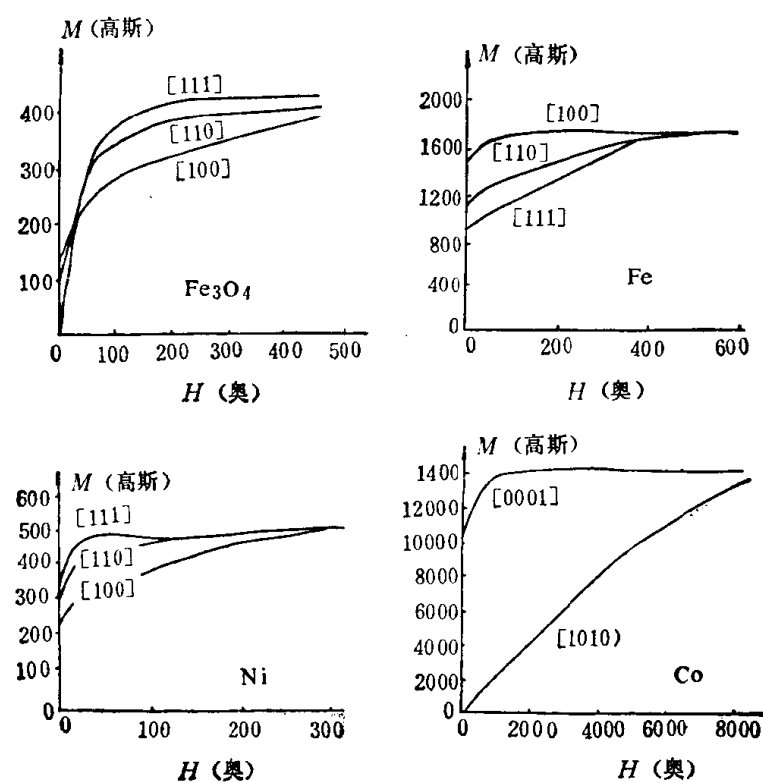


图 1-9 磁铁矿、铁、钴、镍单晶的磁化曲线

和。在〔110〕方向加同样的磁场，磁化就没有如〔100〕方向那么强。在〔111〕方向磁化就更弱了。在晶体的不同方向加同样强的磁场，得到的磁化强度很不同，这显出晶体的磁性的各向异性。在图中又可看到磁铁和镍金属的情形刚刚相反，〔111〕是易磁化方向，〔100〕是难磁化方向。钴金属是六角晶体图中显示钴的易磁化方向在六角柱的轴线上，即〔0001〕方向。表1-7为几种典型铁磁物质的最难磁化与最易磁化的轴。

从上述实验曲线可以推测易磁化方向是能量最低的方向。所以自发磁化结成磁畴的磁矩取这些方向。在这样一个方向加外磁场，除在这方向原有不少磁矩外，也容易把一些不在这方向的磁矩转到这方向来。所以在较弱的磁场下，磁化就可以很强，甚至饱和。如果在易磁化方向以外的方向加外磁场使物体磁化，那就需要把很多原来处在能量最低的易磁化方向的磁矩拉到能量较高的方向去，这就需要供给能量。在晶体中，磁化方向不同，需要供给的能量也不同。这可以说晶体在不同方向磁化，单位体积中的能量是不同的，其超过在

表 1-7 几种铁磁物质的磁化轴

物 质	晶 体 构 造	最 易 磁 化 轴	最 难 磁 化 轴
Fe	体心立方体	〔100〕	〔111〕
Ni	面心立方体	〔111〕	〔100〕
Co	六角密集结构	〔0001〕	〔1010〕
Fe ₃ O ₄	尖晶石型（立方）	〔111〕	〔100〕

易磁化方向磁化时的数值称为磁晶各向异性能。

二、磁晶各向异性的原因

晶体中原子或离子的规则排列造成空间周期变化的不均匀静磁场。这对于原子中的电子运动产生很大影响，它使晶体中往往不显示出轨道磁矩，而显示出来的原子磁矩主要是它的电子自旋总磁矩。在晶体中，原子中的电子一方面受空间周期变化的不均匀静电场的作用，同时，邻近原子间电子轨道还有交换作用。电子的轨道运动是同它的自旋耦合着的，而自旋是磁矩的来源，就是说，磁矩的取向牵连着的电子的轨道运动。而轨道运动受晶格静电场的作用，以及邻近原子的轨道运动之间的交换作用的影响。电子的轨道运动随着在晶格中取向不同而有差别，因而磁矩在晶格体中不同方向具有不同能量，这就是磁晶各向异性能随方向变化的原因。

基特（Kitter）曾用一幅简单的图画表示上面所说的情况。图1-10(a)代表磁化垂直于原子排成的直线，邻近原子的电子运动区有重叠，因而彼此的交换作用强；图1-10(b)代表磁化沿直线方向排成直线，由于磁矩的取向与图(a)不同，牵连着的电子运动区的方向也不同，邻近原子间电子运动区重叠极少，因而交换作用得很弱，这样就发生了磁晶各向异性。

三、磁晶各向异性能的表述

1. 单轴各向异性

易磁化方向只在一条线上，所以称为单轴各向异性。晶轴这条线称为易磁化轴，沿易磁化轴有两个方向相反的易磁化方向，简称易轴。磁矩在垂直于这个易轴方向时，需要能量最大，称为难磁化方向。

图1-11是转矩磁强计测得的单轴各向异性晶体在磁场作用下的转矩 L 与 θ 角的关系，