

物探水文通论

WUTAN SHUIWEN TONGXUN

《磁(重)异常变换及解释理论和应用》专集



磁(重)异常变换及解释的理论和应用

(初 稿)

熊 光 楚 编 著

湖南冶金地质物探水文队情报室

编者的话

这一期《物探水文通讯》，我们很荣幸地得到了熊光楚高级工程师所著《磁（重）异常变换及解释的理论和应用》（初稿）一书的出版权利。

“隐伏地质构造与矿产预测及方法研究”专题，已有近三年的历史，并已完成部分研究成果。本专题的目的，在于探索一个地质、物探相结合的、寻找隐伏有色、稀有金属矿产的方法，克服目前物探方法在直接找矿中所遇到的困难。在现阶段，专题具有以下两个特点：第一，它是以中比例尺（1:5万—1:20万）资料的研究为主的。因此，它的地质效果主要体现为隐伏（或半隐伏）岩体和构造的解释推断，并充分结合地质成矿理论指出成矿有望的地段。根据我们的推断，进一步作更详细的大比例尺的地面物化探、地质工作，并通过找矿构造钻的施工，详细了解该地段的成矿地质条件后，才能具体的找出矿来。因此，该书的侧重点也是放在磁（重）中比例尺异常的研究方法，理论及应用上；第二，为适应当前地质、物化探找矿难度都在急剧增大的情况，必须充分利用微弱信息（建立二次标志），多种信息（建立综合标志）以及在全空间研究立体构造格网（建立物理地质模型）来解释物探异常的问题。这一点，既是当前世界物探工作的一个发展趋势，又是目前生产实际所提出的客观需要。本书对此进行了大量的阐述。如果读者能从中吸取一些有益的教益，从而使我们在各自的具体地区的研究工作中提出比过去只利用单信息、强异常和单纯地表资料所提出的成矿预测前进一步的话，将是对我们出版本书的一个莫大的欣慰。

借此，向熊工表示深切的谢意。

几点说明

第一，这个材料是为利用重、磁资料研究隐伏地质构造，预测寻找金属矿床的有利地段的物探工作者而编写的。

第二，为了尽可能全面地和正确地对物探结果作出地质解释，要尽可能地将物探数据中所包含的地质信息提取出来。在现在，解释物探结果时，仅仅利用实测的异常值是不够的。要对物探异常作各种变换，提取所谓二次标志（例如重力场的梯度，磁异常二次垂向导数与异常的比值，重、磁异常的区域场及局部异常等）。在大多数情况下，二次标志选用是否正确，是决定物探结果解释是否有成效的重要因素。因此，在本材料中，用了较多的篇幅叙述重、磁异常变换的理论和方法。

第三，这个材料也是《金属矿区磁异常的解释推断》（地质出版社，1981年）一书的补充。只是为了照顾本材料的独立性，才在第二章等处与该书有重复。

第四，这个材料编写得较匆忙。错误及不正确的地方，请大家批评指正。

第五，冶金系统许多物探工作者，和我多年在一块从事工作，他们给了我许多帮助和教益。我把这个材料献给他们，表示我对他们的衷心感谢和今后更好地共同工作的愿望。

熊光楚

一九八二年二月二十二日于江西余江锦江镇

目 录

第一章 岩体在地磁场中的磁化	(1)
第一节 岩石在地磁场中的磁化.....	(1)
一 矿物的磁性.....	(1)
二 岩石的磁性.....	(2)
三 岩石剩余磁性产生的原因.....	(3)
四 岩体在地磁场中的磁化.....	(4)
第二节 影响岩石磁性的因素.....	(10)
一 岩石中磁性矿物的磁性、含量、形状 及分布情况对岩石磁性的影响.....	(10)
二 地质因素对岩石磁性的影响.....	(12)
第三节 岩石磁性的利用.....	(13)
第二章 傅里叶变换及线性滤波系统的一般特点	(16)
第一节 傅里叶积分变换.....	(16)
一 傅氏积分变对.....	(16)
二 傅氏变换的一些特性.....	(17)
三 二变数的傅氏变换.....	(23)
四 一些函数的傅氏变换的计算.....	(24)
第二节 线性滤波系统的一般特性.....	(30)
一 线性滤波系统及非位变滤波系统.....	(30)
二 滤波系统的有限输出性质.....	(32)
三 滤波系统的物理可实现性.....	(34)
四 滤波器的组合.....	(35)
五 纯振幅滤波器和纯相位滤波器.....	(36)
六 离散域的情况.....	(37)
第三章 磁性物体磁异常的正演问题	(40)
第一节 偶极子的磁场.....	(40)
第二节 磁化物体的磁场.....	(42)
一 均匀磁化的物体的磁场表达式.....	(43)
二 非均匀磁化物体的磁场表达式.....	(44)
三 求形状复杂磁化物体磁场的方法.....	(46)

四	磁化物体磁位函数的性质	(46)
第二节	磁荷层的磁场	(49)
第四节	偶极层的磁场	(50)
第五节	解拉氏方程求磁场的表达式	(51)
一	已知形状的简单形状物体	(51)
二	形状复杂的物体、非均匀磁化的物体及磁性各向异性的物体	(54)
三	形状或磁参数未给定的物体	(56)
第六节	磁性物体磁场的频谱	(58)
一	位及其各级偏微商傅里叶变换	(58)
二	求均匀磁化物体磁场的频谱的方法	(60)
三	任意形状物体磁场的频谱	(66)
四	求不均匀磁化物体磁场的频谱的方法	(70)
第七节	磁场频谱的特点	(73)
一	磁场频谱表达形式的特点	(73)
二	三度体磁场的振幅谱的走向	(73)
第四章	磁异常的解析延拓	(77)
第一节	调和函数及格林公式	(77)
一	调和函数的定义及性质	(77)
二	格林定理	(78)
三	唯一性理论	(81)
四	调和函数算术平均值的高斯定理	(83)
第二节	调和函数的边值问题	(84)
一	三种类型的边值问题	(84)
二	狄利克雷内部问题	(84)
三	狄利克雷外部问题	(88)
四	诺伊曼内部问题和它对球的解	(90)
第三节	磁异常的向上延拓	(93)
一	向上延拓的作用	(93)
二	向上延拓的性质	(95)
三	空间域向上延拓的方法	(96)
四	频率域向上延拓的公式及方法	(99)
第四节	磁异常的向下延拓	(100)
一	向下延拓的作用	(100)
二	解析函数的解析延拓和拉氏方程的柯西问题	(102)
三	向下延拓的方法	(108)
四	向下延拓的精度	(111)
第五章	磁异常的互算	(113)
第一节	磁异常各分量之间的互算	(113)

一	空间域磁异常各分量之间的互算方法	(113)
二	频率域磁异常各分量之间的互算方法	(114)
第二节	不同磁化方向磁异常的互算	(115)
一	不同磁化方向磁异常互算的目的	(116)
二	不同磁化方向异常互算的方法	(118)
第三节	三度体异常变换为二度体异常	(119)
一	空间域的方法	(120)
二	频率域的方法	(134)
第六章	重磁异常的分离	(137)
第一节	滤波的意义	(137)
第二节	理想的滤波器	(138)
一	理想的低通滤波器	(138)
二	理想的带通滤波器	(140)
第三节	近似的低通滤波器	(142)
一	滤波窗函数	(142)
二	维纳滤波器	(143)
三	斯特拉霍夫滤波器	(145)
四	畸变——残余补偿滤波器	(146)
第四节	近似的带通滤波器	(153)
第五节	方向滤波器	(157)
一	椭圆窗方向滤波器	(157)
二	扇形窗方向滤波器及一般方向滤波器	(161)
第六节	在空间域设计滤波器的问题	(165)
一	在空间域设计滤波器的必要性和可能性	(165)
二	曲线拟合法	(168)
三	位变滤波器	(171)
第七章	磁异常变换及分离的实现	(181)
第一节	离散采样及有限长剖面对异常变换(频率域)的影响及采样点距和剖面长度的选取	(181)
一	离散采样的影响和采样点距的选取	(181)
二	有限长剖面对异常的影响及剖面长度的选取	(185)
三	有限长剖面及离散采样的综合影响	(191)
四	有限长及离散的单位脉冲响应函数对异常变换的影响及采样点距的选取	(192)
五	结论	(194)
第二节	离散傅里叶变换及其应用	(195)
一	离散傅里叶变换	(195)
二	离散褶积及离散褶积定理	(196)

三	离散傅里叶变换的性质	(193)
四	离散傅里叶变换的应用	(201)
第八章	磁异常的地质解释	(208)
第一节	物探异常地质解释的一般概念	(208)
一	物探异常地质解释的目的和内容	(208)
二	物探异常地质解释的一般程序	(210)
第二节	解释异常的准备工作	(211)
一	收集资料	(211)
二	检查及评定物探数据的质量	(211)
第三节	圈出要找的目标物的异常	(214)
一	物体的物理场和物体的异常	(215)
二	异常的分离和提取	(216)
三	通过作特别的校正发现和恢复异常	(217)
第四节	物探结果解释的多值性	(219)
一	物探结果解释的多值性	(219)
二	初始模型对解的多值性的影响	(225)
三	综合推断的意义	(229)
第五节	要寻找的目标物的辨认	(231)
一	概述	(231)
二	建立找矿及评价的准则	(233)
三	标志信息量的估计及预测远景的综合准则的建立	(238)
四	辨认目标物效果的一般问题	(241)

第一章 岩体在地磁场中的磁化

磁法勘探所观测和研究的磁异常是磁性岩体在地磁场的激发下产生的二次场。因此,了解岩体在地磁场中的磁化情况对解释磁异常是有重要意义的。

第一节 岩石在地磁场中的磁化

一 矿物的磁性

岩石是由矿物组成的,矿物的磁性直接影响岩石的磁性。因此,在叙述岩石在地磁场中的磁化以前,应扼要地叙述矿物的磁性。

矿物就其磁性而言可分为三大类,即抗磁性矿物、顺磁性矿物和铁磁性矿物。许多常见的矿物如岩盐、石膏、石英、长石、方解石、大理石、石墨、石油、金刚石等,组成它们的原子(如方解石是由钙、碳及氧三种原子组成,石墨及金刚石都是由单一的碳原子组成)的各电子壳层中电子成对出现,自旋方向相反,因而抵消了电子的自旋磁矩;其轨道磁矩则因相邻轨道磁场的相互作用而抵消,因此无剩余磁矩。当把它们放在磁场中,就有一个外力作用于每个轨道电子,使其轨道发生微弱的变化。由于总的效应趋向于反抗外加场,这样获得的磁性是负的,称抗磁性,磁化率为 $-n \times 10^{-6} \text{CGSM}$ 。

另外一些矿物如黑云母、辉石、角闪石、蛇纹石、重晶石、褐铁矿、石榴子石等,它们的原子的不同电子壳层中,含有非成对的电子,其自旋磁矩未被抵消,在外磁场作用下,电子自旋的方向转为与外磁场平行,使磁化增强。这种效应称为顺磁性。由于外加磁场要使电子自旋取向,而热运动要使它们随机分布,故顺磁效应强烈地依赖于温度。顺磁性矿物的磁化率与温度成反比,在常温下其值为 $n \times 10^{-6} \text{CGSM}$ 。

有些矿物如磁铁矿、磁赤铁矿($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$)及磁黄铁矿等矿物,具有所谓铁磁性,其显著特点是:磁化率大(比顺磁物质大可达万倍以上)而且是磁化场的函数,磁化时具磁滞现象,在居里点丧失铁磁性而变为顺磁性等。铁磁性产生的原因是这些矿物中的铁、镍、钴等元素的原子中含有非成对电子,这些电子由于通过氧原子而发生的超交换作用力,迫使其自旋作规则排列,因此,在没有外磁场的作用情况下,这些矿物获得了自发磁化。这种自发的磁性很强,超过抗磁性几个数量级。在居里温度以下,这种相互作用占主导地位。但在该温度以上,热运动使铁磁性物质变成单一的顺磁物质。

当交换能趋向于使所有的自旋作同一方向排列时,静磁能则阻止这种排列,最后达到平衡,形成所谓磁畴(一个微米大小的小带)。在一个磁畴内,磁化方向是相同的,但相邻磁畴的磁化方向则不相同,因而整个来讲,磁性是不强的。在外磁场作用下,磁畴

壁移动,使沿外场方向或接近外场方向磁化的磁畴的体积增大,因而矿物呈现磁性。当外场弱时,这种磁化是可逆的。外磁场强大时,磁畴壁受力克服了晶粒的不完整性和不纯度所引起的势垒而移动,在这种情况下,除掉外场后,磁畴壁不能恢复到原来的位置,这种磁化是不可逆的。继续增大磁场,所有磁畴的磁化方向均沿外磁场的方向排列,这时再增大磁场磁化强度并不增大,达到了所谓饱和磁化状态。

进一步研究表明,在铁磁性矿物中非成对电子的自旋有三种排列方法,即所有的自旋沿一个方向排列,即所谓的铁磁性;逆平行排列,但一个方向的数目比另一个方向的数目多,即所谓亚铁磁性(或铁淦氧磁性);逆平行排列,且两个方向的数目相同,即所谓反铁磁性。由于晶格不完整,有错位及空穴等,反铁磁性矿物也往往有很小的自发磁化强度,称作寄生铁磁性。天然矿物中,具严格的铁磁性的少见,大多数都是属于亚铁磁性及反铁磁性。亚铁磁性矿物包括磁铁矿、磁赤铁矿以及某些种类的钛铁矿——赤铁矿固溶体;反铁磁性矿物包括赤铁矿、钛铁矿和钛晶石。但是最后两种矿物的居里温度比室温低得多。在往后的叙述中,我们只用铁磁性这一术语,不作细分。

在自然界中铁磁性矿物不多,主要是铁的氧化物、硫化物以及其它元素的固溶体。

磁铁矿是常见的而且磁性最强因而是最重要的铁磁性矿物。纯磁铁矿的分子式是 Fe_3O_4 ,居里点为 585°C 。在地磁场中天然的磁铁矿的磁化率接近 1CGSM ,变化范围一般为 $0.40-2.79\text{CGSM}$ 。在低温时磁铁矿与钛铁尖晶石(Fe_2TiO_4 ,完全是可溶的。因此,常见的磁铁矿往往含有 TiO_2 等成分。含有大量 TiO_2 的天然磁铁矿一般称为铁磁铁矿。

磁赤铁矿是所谓 γ 型赤铁矿,具有铁磁性,磁化率最大可达 0.1CGSM ,它在高温时不稳定,当温度达 300°C 时,即变成 α 型赤铁矿。 α 型赤铁矿在高温是稳定的,具有反铁磁性,磁化率约为 $(20-10)\times 10^{-6}\text{CGSM}$,但它具有微弱并且很稳定的寄生铁磁性,因而在古地磁学的研究中有重要意义。

另外还有一种所谓假像赤铁矿,它的晶体保留了磁铁矿的外形,其磁化率在 $0.003-0.13\text{CGSM}$ 。

磁黄铁矿也是一种重要而常见的铁磁性矿物,其分子式为 $\text{Fe}_{11}\text{S}_{12}-\text{Fe}_8\text{S}_7$,居里点为 $300^\circ\text{C}-325^\circ\text{C}$ 。天然的磁黄铁矿的磁化率为 $10^{-2}-10^{-3}\text{CGSM}$ 。

二 岩石的磁性

岩石因含有铁磁性矿物而具有磁性。岩石的磁性主要决定于其中所含的铁磁性矿物的数量、铁磁性矿物的形状和分布情况即结构和构造。由于这些原因,岩石的磁性是很复杂的。同一种岩石往往磁化率及剩余磁化强度有很大的变化范围。因此,在解释一个具体地区的磁异常时,要用当地实测的岩石磁性数据,不能引用参考书上的数据。

岩石的磁化强度 $\vec{I}$ 是它的感应磁化强度 $\vec{I}_i$ 与剩余磁化强度 $\vec{I}_r$ 的矢量和。 $\vec{I}_i$ 是由现代地磁场磁化所形成, $\vec{I}_r$ 的形成则与岩石形成的过程和历史有关。

岩石磁性的一般规律是:沉积岩一般磁性很弱,火成岩一般磁性较强,且有从酸性过渡到基性而逐渐增加的趋势;变质岩有些磁性很强,有些磁性很弱。磁铁矿矿体磁性最强。

沉积岩含铁磁性矿物很少,其磁化率大部不超过 $100\times 10^{-6}\text{CGSM}$, $\vec{I}_r$ 一般为 $n\times 10^{-6}\text{CGSM}$ 。有些岩石如石灰岩等因不含铁磁性矿物,基本上是无磁性的。

火成岩都不同程度地含有一些铁磁性矿物，因而显示铁磁性的特征。火成岩分为侵入岩和喷出岩（火山岩）两大类。它们的磁性的特点是：

1. 侵入岩的 I_r 一般低于 I_s ， Q 值（ I_r/I_s 的值）小于1。超基性岩的 Q 值有时大于1，而且变化范围很大。有的地区，超基性岩各处 I_r 的方向不一致，无规律地随机分布，负极化的现象明显，使岩体上的异常复杂。

2. 喷出岩的磁化率平均值接近于同类的侵入岩，但是它的变化范围较大，其下限有时实际上是无磁性的。

3. 喷出岩的 I_r 较大而且不均匀。大量观测结果表明，喷出岩的 Q 值一般大于1，个别地区其值可达50或更大。

变质岩的磁性主要决定于变质前岩石的性质及变质时产生的物理变化和化学变化。一般地讲，变质岩磁化率和 I_r 的变化范围相对其他岩石而言是最大的。在片麻岩中，正片麻岩的磁性与花岗岩接近，负片麻岩的磁性则与泥砂岩（弱磁性）接近。纯的大理岩和石英岩可以认为是无磁性的，而千枚岩的磁性则稍强。当变质岩中含有磁铁矿时，其磁性会急剧增强，如含铁石英岩，其磁化率之值可达0.1CGSM， I_r 与 I_s 相当。有的变质角岩，其磁铁矿含量不超过15%，磁化率小于0.01CGSM，但 I_r 却近于0.5CGSM。变质岩常因其中磁性矿物呈薄层状分布（即具条带状构造），因而具有明显的所谓磁各向异性现象，即沿片理方向的磁化率 κ_{11} 及剩余磁化强度 I_{r11} 分别大于垂直片理方向的磁化率 $\kappa_{\perp}$ 及剩余磁化强度 $I_{r\perp}$ 。表1.1是几个地区含铁石英岩的 κ 及 I_r 的实测结果，由表看出，磁化率的两向异性系数 $A_\kappa (= \kappa_{11}/\kappa_{\perp})$ 及剩余磁化强度的两向异性系数 $A_r (= I_{r11}/I_{r\perp})$ 一般大于2，而且 $A_r > A_\kappa$ 。磁各向异性的存在，使岩石的磁性因而使其异常复杂化，增加解释异常的困难。

顺便指出，含铁磁性矿物的岩石各向异性有三种，即结晶各向异性、结构和构造的各向异性及形状的各向异性。这里讲的两向异性属于结构和构造的各向异性，形状的各向异性将在后面讲岩体的消磁效应时叙述，结晶各向异性则较少见到。

表 1.1

矿 区	磁化率(10^{-6} OGSM)		A_κ	II (10^{-6} OGSM)		A_r
	κ_{11}	$\kappa_{\perp}$		I_{r11}	$I_{r\perp}$	
尖 山	111900	38900	2.88	22600	6800	3.32
狐 姑 山	242600	41400	3.18	338400	25000	13.5
板 峪	18800	11100	1.70	3680	1020	3.6
山 羊 坪	57600	24200	2.37	12000	1950	6.13

三 岩石剩余磁性产生的原因

在解释磁异常及用岩石的磁性解决地质问题时，岩石的剩余磁化强度有很重要的意义。就现在所知，岩石通过天然过程获得剩磁的方式有以下几种：

1. 热剩余磁性 (TRM) 铁磁性物质的磁化率与温度有关。在弱磁场中, 在到达居里点前, 磁化率突然上升到极大值, 过居里点后, 即急剧下降, 这时磁性也变成为顺磁性 (图1.1)。因此, 火成岩在地磁场中从居里点以上冷却下来将获得很强的剩余磁性,

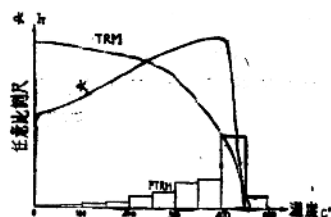


图 1.1 热剩磁的获得示意图

称为热剩余磁性。热剩余磁性的特点是: 若岩石在磁场中经过各个温度区间冷却, 则在各个温度区间所获得的各该部分热剩余磁性彼此无关, 而其总和等于从居里点冷却到室温所获的总TRM; 部分剩余磁性 (PTRM) 以靠近居里点以下的一段温度区间的最大; 热剩磁非常稳定, 什么温度获得的磁性, 不加热到这个温度不会消失。在一般情况下, 热剩磁的方向平行于外磁场。

2. 等温剩余磁性 (IRM) 一些磁性矿物在地磁场中不加热也能获得剩余磁性, 称作等温剩余磁性。IRM比 TRM小。IRM 的另一个例子是由闪电引起的岩石剩余磁性, 这种剩磁的大小及方向是变化的, 而且局限在不大的范围内。

3. 粘滞剩余磁性 (VRM) 磁性岩石在地磁场长期作用下能够缓慢地 (按指数规律) 获得与外磁场方向平行的磁化强度, 称作粘滞剩余磁性。

4. 沉积剩余磁性 (DRM) 沉积岩在其形成的长期而缓慢的沉积过程中, 微小的磁性颗粒在沉淀时按其周围的外磁场方向排列, 使沉积岩获得剩余磁性, 称作沉积剩余磁性。由10微米或更小颗粒组成的细粒沉积物, 一般具有稳定的剩余磁性。

5. 化学剩余磁性 (CRM) 在居里点以下的某一温度, 因化学作用结果, 产生新的铁磁性矿物, 它们在周围磁场作用下获得剩余磁性, 称作化学剩余磁性。沉积岩和变质岩剩余磁性的形成与 CRM 有很大关系。

四 岩体在地磁场中的磁化

岩体 (包括矿体) 在现代地磁场中磁化而获得感应磁化强度。虽然岩石是铁磁性的, 由于地磁场的强度不大, 可以认为其磁化率不是磁化场的函数。这就是所谓理想的铁磁性体的模型。下面分别讨论各向同性均匀介质及各向异性均匀介质磁化时的情况。

(一) 各向同性均匀介质

设岩体为各向同性均匀的磁介质, $\vec{H}_0$ 为岩体内某一点的磁场, 则岩体在该点的磁化强度 $\vec{I}_i$ 可表为:

$$\vec{I}_i = \kappa \vec{H}_0 \quad (1.1)$$

一般而言, $\vec{H}_0$ 可表为:

$$\vec{H}_0 = \vec{H}_e + \vec{H}_i \quad (1.2)$$

式中 $\vec{H}_e$ 为外加的均匀磁化场, $\vec{H}_i$ 为岩体磁化后在该点所产生的场。由于 κ 可以测出, $\vec{H}_e$ 是给定的, 故根据 (1.1) 式计算 $\vec{I}_i$ 的中心问题是求 $\vec{H}_i$ 。

当物体为二次曲面所包围的简单形状物体例如椭球体、球体、无限长圆柱体、无限长圆柱体、无限大的薄板等时, 物体均匀磁化。这时, $\vec{H}_i$ 的数值与 $\vec{I}$ 的数值成正比, 但方向则相反, 即,

$$\vec{H}_i = -N \vec{I} = -N(\vec{I}_i + \vec{I}_r) \quad (1.3)$$

将 (1.3) 式代入 (1.2) 式, 然后将 (1.2) 式代入 (1.1) 式, 得到

$$\begin{aligned} \vec{I}_i &= \frac{\kappa}{1+N\kappa} \vec{H}_e - \frac{N\kappa}{1+N\kappa} \vec{I}_r \\ \vec{I} = \vec{I}_i + \vec{I}_r &= \frac{\kappa}{1+N\kappa} \vec{H}_e + \frac{1}{1+N\kappa} \vec{I}_r = \kappa' \vec{H}_e + \frac{\kappa'}{\kappa} \vec{I}_r = \vec{I}_i' + \vec{I}_r' \end{aligned} \quad (1.4)$$

式中

$$\kappa' = \frac{\kappa}{(1+N\kappa)} \quad (1.5)$$

称作视磁化率, N 称作消磁系数, $-N\vec{I}_i$ 称作消磁场, $\vec{I}_i' (= \kappa' \vec{H}_e)$ 及 $\vec{I}_r' (= \kappa' \vec{I}_r / \kappa)$ 分别称作视感应磁化强度及视剩磁化强度。

由于在用磁秤法 (包括无定向磁力仪等) 测岩石的磁参数时, 只能测得 $\vec{I}_i'$ 及 $\vec{I}_r'$, 故需要对所测得的结果分别作消磁改正才能求出岩石的 $\vec{I}_i$ 及 $\vec{I}_r$ 。

已知 N 之值最大为 4π , 故当 κ 小于某一数时, 可使 $N\kappa \ll 1$, 此时, $\kappa' = \kappa$, 即可不作消磁改正。不作消磁改正 κ 所取的最大值决定于 N 的值及允许误差。如果 $N = 5$, 允许计算 κ 的误差为 1%, 则 κ 应小于 0.002 CGSM, 如果允许误差为 5%, κ 只要小于 0.01 CGSM 就可以了。

由 (1.5) 式得出, 当 $\kappa \rightarrow \infty$ 时, κ' 取极限值 $1/N$ 。如果标本为球状, 已知球体的消磁系数为 $\frac{4}{3}\pi$, 故测出的最大 κ' 为 0.239 CGSM。

当物体的表面不是二次曲面时, 由于物体内各点的 $\vec{H}_i$ 不同, 物体将非均匀磁化。如果物体的形状不是很复杂, 而且我们只研究物体外距物体较远处的磁场, 则在一定的误差范围内可以认为物体是均匀磁化的, 即用一个平均的消磁系数代替不均匀的消磁系数。表 1.2 是一些规则形状物体的测定的平均消磁系数。

因此, 由形状引起非均匀磁化的物体, 用不同的方法测量其磁化强度所得出的结果可以不相同。例如一个细长的柱体, 当用冲击检流计法测量时, 测出的是柱体中部的磁化强度, 而用磁秤法测量时, 测出的结果是平均的磁化强度。当物体的磁化率较大以致消磁效应不可忽视时, 两种测量结果之差将超出测量的误差。

等效消磁系数的一个显著特点是三个方向消磁系数的和小于 4π (表 1.2), 均匀磁化物体三个方向消磁系数的和则等于 4π 。对于一个 $l/d = 0.9, d = 2.68 \text{ cm}, \kappa = 0.8 \text{ CGSM}$ 的短圆柱体 (长为 l , 直径为 d) 测定结果, $N_x = N_y = N_z = 3.69 \pm 0.05$, 而对一个立方体, 当 $\kappa = 0.3 \text{ CGSM}$ 时, $N_x = N_y = N_z = 3.7$, $\kappa = 100 \text{ CGSM}$ 时, $N_x = N_y = N_z = 3.6$

表 1.2①

N/d 形状	1/10	1/5	1/3	1/2	1	2	3	4	测量方向
圆 柱	10.8	8.6	7.2	5.8	3.6	1.6	0.9	0.5	平行轴线
	0.7	1.4	2.4	2.8	4.2	5.0	5.4	5.8	垂直轴线
	0.7	1.4	2.4	2.8	4.2	5.0	5.4	5.8	垂直轴线
	12.2	11.4	12.0	11.4	12.0	11.6	11.7	12.1	消磁系数之和
半 圆 柱	9.7	7.4	5.6	4.7	2.7	1.0	0.4	0.2	平行轴线
	1.6	2.8	3.8	4.7	6.0	6.5	7.0	7.3	平行直径
	0.4	1.0	1.6	2.1	2.9	3.7	4.0	4.0	平行半径
	11.7	11.2	11.0	11.5	11.6	11.2	11.4	11.5	消磁系数之和

注: l 是柱体长度, d 是柱体直径

(A_m , K , Stemland, R.O.1975)。用 $N_x=3.7$ 对标本作消磁改正, κ 很少超过 2.5 CGSM, 而用 $N_x = \frac{4}{3}\pi$ 作消磁改正, 则常得到有时为正、有时为负的很大的 κ 值 (因为这时 $N\kappa'$ 近于 1)。

非均匀磁化的存在, 对磁异常有多方面的影响。首先, 非均匀磁化时的异常比均匀磁化时的异常复杂 (图 1.2); 其次, 均匀磁化时推出的一些结论对非均匀磁化时就不适用。

例如对于 $T_a = (Z_a^2 + H_a^2)^{-\frac{1}{2}}$ 异常, 其特点与物体的形状有关而与磁化场的方向无关这一结论, 对非均匀磁化的物体就不适用 (对比图 1.1 及 1.3②)。最后, 有些变换曲线的方法例如化到磁极就只能用于均匀磁化的情况, 对非均匀磁化的情况就不适用。

由于消磁作用的存在, 而消磁系数又与物体的具体形状有关。因此, 一个 κ 均匀的物体, 如果不是等轴状, 则短轴方向的视磁化率将小于长轴方向的视磁化率。视磁化率显示了各向异性。这种各向异性就是前面所说的形状各向异性。

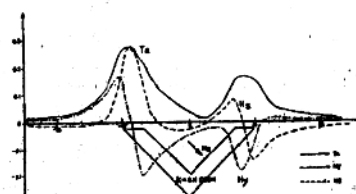


图 1.2 向斜构造上的磁异常 (倾斜磁化, 考虑了消磁作用, 磁异常以磁化场为单位)

① 根据吴宜志等的材料 ② 根据王书惠的计算结果绘制

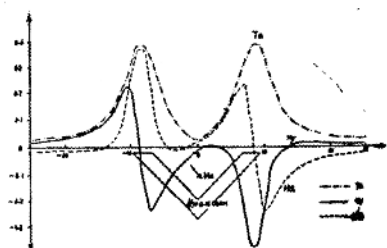


图 1.3 向斜构造上的磁异常(倾斜磁化, 未考虑消磁作用,
磁异常以磁化场为单位)

(二) 各向异性均匀介质

设岩体为各向异性的均匀磁介质, 则在介质中任何一点上, 不同方向的磁化率不同。设在此点上有三个互相垂直的方向, 其他方向上的磁化率是上述三个方向磁化率的线性函数, 则称这三个方向的磁化率为主磁化率。下面我们就讨论这种情况。

在物体上设一个坐标系 (x', y', z') , 使坐标轴的方向与主磁化率的方向重合。则在此坐标系中有 $I_{ix'} = \kappa_{x'} H_{x'}$, $I_{iy'} = \kappa_{y'} H_{y'}$, $I_{iz'} = \kappa_{z'} H_{z'}$ 。或者用矩阵表示:

$$\begin{pmatrix} I_{ix'} \\ I_{iy'} \\ I_{iz'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \kappa_{x'} & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_{y'} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{z'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{x'} \\ H_{y'} \\ H_{z'} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

式中 $I_{ix'}$ 等为感应磁化强度在 x' 轴等方向的分量, $H_{x'}$ 等为磁化场在 x' 轴等方向的分量, $\kappa_{x'}$ 、 $\kappa_{y'}$ 及 $\kappa_{z'}$ 为岩石的主磁化率。对于各向同性物质, $\kappa_{x'} = \kappa_{y'} = \kappa_{z'}$ 。

现设有另一直角坐标系 (x, y, z) , (x', y', z') 与 (x, y, z) 的关系是:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

式中 α_{ik} 是两个坐标系中坐标轴夹角的余弦, i 指 (x', y', z') 坐标系, k 指 (x, y, z) 坐标系。例如 α_{23} 就是指 y' 轴与 z 轴间夹角的余弦, α_{32} 则是 z' 轴与 y 轴间夹角的余弦。利用坐标变换可以求出

$$\begin{pmatrix} I_{ix} \\ I_{iy} \\ I_{iz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \kappa_{11} & \kappa_{12} & \kappa_{13} \\ \kappa_{21} & \kappa_{22} & \kappa_{23} \\ \kappa_{31} & \kappa_{32} & \kappa_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

式中

$$\begin{pmatrix} \kappa_{11} & \kappa_{12} & \kappa_{13} \\ \kappa_{21} & \kappa_{22} & \kappa_{23} \\ \kappa_{31} & \kappa_{32} & \kappa_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{21} & \alpha_{31} \\ \alpha_{12} & \alpha_{22} & \alpha_{32} \\ \alpha_{13} & \alpha_{23} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \kappa_{x'} & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_{y'} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{z'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

前已叙述, 含铁石英岩因具条带构造而具磁各向异性。含磁铁矿的条带与不含(或含量很少)磁铁矿的条带相互交替, 条带厚从 $n \times 10^{-1}$ 毫米到 n 个毫米。现取 x' 指向层理的走向, y' 指向层理的倾斜方向, z' 与 x' 、 y' 组成右旋坐标系。又设 x 与 x' 轴重合,

y 轴水平, z 轴垂直向下。若 α 为岩体层理的倾角, 则有:

$$\kappa_{x'} = \kappa_{y'} = \kappa_{11}, \quad \kappa_{z'} = \kappa_1 \quad (1.10)$$

$$\begin{cases} \alpha_{11} = 1, \alpha_{1i} = \alpha_{i1} = 0 \quad (i = 2, 3), \alpha_{22} = \cos \alpha \\ \alpha_{23} = \sin \alpha, \alpha_{32} = -\sin \alpha, \alpha_{33} = \cos \alpha \end{cases} \quad (1.11)$$

将 (1.10) 及 (1.11) 式代入 (1.9) 式得到:

$$\kappa = \begin{pmatrix} \kappa_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_{11} - \Delta \kappa \sin^2 \alpha & \Delta \kappa \sin \alpha \cos \alpha \\ 0 & \Delta \kappa \sin \alpha \cos \alpha & \kappa_{11} - \Delta \kappa \cos^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

将 (1.12) 式代入 (1.1) 式, 我们得到在 (x, y, z) 坐标系中 $\vec{I}$ 与 $\vec{H}$ 的关系如下:

$$\begin{cases} I_x = \kappa_{11} H_x \\ I_y = (\kappa_{11} - \Delta \kappa \sin^2 \alpha) H_y + \Delta \kappa \sin \alpha \cos \alpha H_z \\ I_z = \Delta \kappa \sin \alpha \cos \alpha H_y + (\kappa_{11} - \Delta \kappa \cos^2 \alpha) H_z \end{cases} \quad (1.13)$$

式中 $\Delta \kappa = \kappa_{11} - \kappa_1$ 。

以上的讨论中, 我们没有考虑消磁作用。如何考虑消磁作用, 还研究得不够。目前认为可采用的方法有两个, 即近似改正和用数值法解微分方程。后一方法将在第三章中介绍, 这里只叙述近似改正法。

设岩体 (包括矿体、标本等) 具简单的规则形状, 而且 (x', y', z') 轴即为物体形状的对称轴。例如当岩体为矩形, 而其层理面与矩形的一个表面平行。这时, 对于 x', y' 及 z' 轴的磁化, 因有 (1.6) 式的关系, 故可分别对 $I_{x'}$ 、 $I_{y'}$ 及 $I_{z'}$ 作消磁改正。利用 (1.4) 式可以求出:

$$\begin{cases} I_{x'} = \kappa'_{x'} H_{ex'} + \frac{\kappa'_{x'}}{\kappa_{x'}} I_{rx'} = \kappa'_{x'} H_{ex'} + a I_{rx'} \\ I_{y'} = \kappa'_{y'} H_{ey'} + \frac{\kappa'_{y'}}{\kappa_{y'}} I_{ry'} = \kappa'_{y'} H_{ey'} + b I_{ry'} \\ I_{z'} = \kappa'_{z'} H_{ez'} + \frac{\kappa'_{z'}}{\kappa_{z'}} I_{rz'} = \kappa'_{z'} H_{ez'} + c I_{rz'} \end{cases} \quad (1.14)$$

式中 $\vec{H}_e$ 为外加磁化场, $a = \kappa'_{x'}/\kappa_{x'}$, $b = \kappa'_{y'}/\kappa_{y'}$, $c = \kappa'_{z'}/\kappa_{z'}$, $\kappa'_m = \kappa_m/(1 + N_m \kappa_m)$ ($m = x', y', z'$), N_m 为沿 m 轴的消磁系数。根据 (1.14) 式即可利用坐标转换求出:

(x, y, z) 坐标系中 $\vec{I}$ 的表达式为:

$$\begin{pmatrix} I_x \\ I_y \\ I_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \kappa'_{11} & \kappa'_{12} & \kappa'_{13} \\ \kappa'_{21} & \kappa'_{22} & \kappa'_{23} \\ \kappa'_{31} & \kappa'_{32} & \kappa'_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{ex} \\ H_{ey} \\ H_{ez} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{21} & \alpha_{31} \\ \alpha_{12} & \alpha_{22} & \alpha_{32} \\ \alpha_{13} & \alpha_{23} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a I_{rx'} \\ b I_{ry'} \\ c I_{rz'} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

式中

$$\begin{pmatrix} \kappa'_{11} & \kappa'_{12} & \kappa'_{13} \\ \kappa'_{21} & \kappa'_{22} & \kappa'_{23} \\ \kappa'_{31} & \kappa'_{32} & \kappa'_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{21} & \alpha_{31} \\ \alpha_{12} & \alpha_{22} & \alpha_{32} \\ \alpha_{13} & \alpha_{23} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \kappa'_{x'} & 0 & 0 \\ 0 & \kappa'_{y'} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa'_{z'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

因此, 已知岩体的 $(\kappa_{x'}, \kappa_{y'}, \kappa_{z'})$ 、 $(N_{x'}, N_{y'}, N_{z'})$ 及 $\vec{I}_r$, 则可计算任意坐标

中的 $\vec{I}$ 。

另一个近似方法则是将岩体分成若干块, 使 (x', y', z') 轴为其形状对称轴, 则对其中第 i 块而言, 其磁化强度将是 (不考虑各块之间的相互作用):

$$\begin{cases} I_{x'} = \kappa_{x'} H_{ex'} + I_{rx'} (\kappa_{x'}/\kappa_{x'}) \\ I_{y'} = \kappa_{y'} H_{ey'} + I_{ry'} (\kappa_{y'}/\kappa_{y'}) \\ I_{z'} = \kappa_{z'} H_{ez'} + I_{rz'} (\kappa_{z'}/\kappa_{z'}) \end{cases} \quad (1.17)$$

式中 $\kappa'_m (m = x', y', z')$ 就是 (1.14) 式中的 κ'_m , 但是是对 i 块而言的。

在以上的讨论中, 我们考虑了剩磁的影响。对于含铁石英岩, 这是不能忽略的。前已叙述, 根据标本测量的结果, $A_r > A_k$, 下面说明其原因:

对一薄层状标本而言, 设其磁化率为 κ , 则由消磁作用, 可以得到

$$A_k = \frac{\kappa'_{\parallel}}{\kappa'_{\perp}} = \frac{(1 + N_{\parallel}\kappa)}{(1 + N_{\perp}\kappa)} \quad (1.18)$$

$N_{\parallel}$ 及 $N_{\perp}$ 分别为平行层面及垂直层面的消磁系数。

当外磁场不大时, 根据实验结果, 有

$$I_r = B(H - NI_r)^2 = BH^2(1 - N\kappa')^2 = \frac{BH^2}{(1 + N\kappa)^2}$$

式中 B 为尼尔 (Neel) 常数。用标本测 I_r 时, I_r 要产生一个消磁场 $-NI_r$, 故

$$I_r = \frac{BH_r}{(1 + \kappa N)^2} - \kappa NI_r$$

由此求出

$$I_r = \frac{BH^2}{(1 + N\kappa)^3}$$

因此, I_r 的各向异性系数是:

$$A_r = \frac{I_{r\parallel}}{I_{r\perp}} = \left[\frac{(1 + \kappa N_{\parallel})}{(1 + \kappa N_{\perp})} \right]^3 = A_k^3 \quad (1.19)$$

因为 $A_k > 1$, 故 $A_r > A_k$ 。

如果标本中磁性薄层及非磁性薄层交替排列, 这时 κ 应分为 $\kappa_{\parallel}$ 及 $\kappa_{\perp}$, B 亦应分为 $B_{\perp}$ 及 $B_{\parallel}$, 因而有

$$A_k = \frac{\kappa_{\perp}(1 + N_{\parallel}\kappa_{\parallel})}{\kappa_{\parallel}(1 + N_{\perp}\kappa_{\perp})} \quad (1.20)$$

$$A_r = \frac{B_{\perp}(1 + N_{\parallel}\kappa_{\parallel})^3}{B_{\parallel}(1 + N_{\perp}\kappa_{\perp})^3} \quad (1.21)$$

至于 A_k 与 A_r 的关系, 则与 $B_{\parallel}$ 、 $B_{\perp}$ 、 $N_{\parallel}$ 、 $N_{\perp}$ 、 $\kappa_{\parallel}$ 及 $\kappa_{\perp}$ 等有关, 但 $A_r > A_k$ 是同样成立的。