目　录

绪　论 …… 1

第一章　地球的磁场 …… 3

§1.1 地磁要素及其分布特征 …… 3

1.1.1 地磁要素 …… 3

1.1.2 地磁图 …… 4

§1.2 基本磁场及磁异常 …… 9

1.2.1 地磁场的解析表示 …… 9

1.2.2 地磁场的构成及起源 …… 15

1.2.3 正常磁场和磁异常 …… 16

§1.3 变化磁场 …… 17

1.3.1 地磁场的长期变化 …… 17

1.3.2 地磁场的短期变化 …… 18

〔附录〕磁学单位的 CGSM 制与 SI 制对照表 …… 21

第二章　岩石的磁性 …… 22

§2.1 物质磁性及其表示的物理量 …… 22

2.1.1 物质的磁性 …… 22

2.1.2 表示岩、矿石磁性的物理量 …… 27

§2.2 岩石的磁性 …… 27

2.2.1 矿物的磁性 …… 27

2.2.2 各类岩石磁性的一般规律 …… 28

§2.3 岩石的剩余磁性 …… 30

2.3.1 岩石剩余磁性的类型 …… 30

2.3.2 岩石剩余磁性的成因 …… 31

2.3.3 岩石的反转磁化 …… 32

2.3.4 研究岩石剩余磁性的意义 …… 33

§2.4 影响岩、矿石磁性的因素 …… 34

2.4.1 岩石磁性与磁性矿物的关系 …… 34

2.4.2 岩石磁性与磁化场和温度的关系 …… 36

2.4.3 影响岩、矿石磁性的其它因素 …… 37

§2.5 物体磁化的消磁作用 …… 39

2.5.1 消磁作用和视磁化率 …… 39

2.5.2 几种规则形体的消磁系数 …… 40

2.5.3 消磁作用对J_i方向的影响 …… 45

2.5.4 消磁与剩磁的关系 …… 46

第三章　磁力仪 …… 47

§3.1 概述 …… 47

3.1.1 磁力仪的绝对测量和相对测量……47
3.1.2 对磁力仪性能的要求……48
§3.2 机械式磁力仪 ……48
3.2.1 悬丝式垂直磁力仪……48
3.2.2 悬丝式水平磁力仪……56
3.2.3 刃口式垂直磁力仪……58
§3.3 磁通门磁力仪 ……59
3.3.1 坡莫合金的磁化特点及磁灵敏元件的磁化现象……59
3.3.2 偶次谐波法观测磁场的原理……60
3.3.3 地面磁通门磁力仪的工作原理……62
3.3.4 航空磁通门磁力仪……63
§3.4 质子旋进式磁力仪……64
3.4.1 质子旋进现象……64
3.4.2 地面质子旋进磁力仪……65
3.4.3 海空质子旋进磁力仪……66
§3.5 光泵磁力仪和超导磁力仪 ……67
3.5.1 塞曼分裂、能级跃迁和光泵作用……67
3.5.2 跟踪式光泵磁力仪原理……69
3.5.3 自激式光泵磁力仪原理……70
*3.5.4 超导磁力仪简介……70
§3.6 测定岩(矿)石磁参数的磁力仪 ……72
3.6.1 无定向磁力仪……72
3.6.2 旋转磁力仪……73
3.6.3 磁化率仪……74
第四章 磁测工作方法 ……76
§4.1 测网、比例尺及磁测精度 ……76
4.1.1 测网和磁测比例尺……76
4.1.2 磁测精度……78
§4.2 地面磁测 ……81
4.2.1 野外观测……81
4.2.2 磁测数据的整理计算……82
4.2.3 磁异常图的绘制……85
§4.3 航空磁测工作方法和海洋磁测简介 ……87
4.3.1 比例尺、飞行高度和磁测精度……87
4.3.2 磁补偿和偏向飞行……87
4.3.3 测量飞行……88
4.3.4 航空磁测资料的整理和成图……88
4.3.5 航磁异常的地面查证……88
4.3.6 海洋磁测简介……89
§4.4 岩(矿)石磁性的测定和磁性参数的统计 ……89
4.4.1 岩（矿）石标本的采集……89
4.4.2 磁秤法测定标本的磁性……90

4.4.3 磁性参数的统计整理和图示……93
第五章 磁性体的磁场 ……97
§5.1 计算磁性体磁场的意义和条件 ……97
§5.2 计算磁性体磁场的基本公式 ……98
5.2.1 磁性体的磁位和磁场强度的积分公式……98
5.2.2 重磁位场的泊松公式…… 100
5.2.3 磁场各分量间的互算关系式…… 101
5.2.4 磁化强度矢量 J 与 J_s …… 103
§5.3 球体的磁场 …… 104
5.3.1 球体的磁场表达式…… 104
5.3.2 球体磁场表达式的分析…… 106
5.3.3 球体磁场特征的分析…… 108
§5.4 板状体的磁场 …… 112
5.4.1 磁荷面的磁场表达式…… 112
5.4.2 走向无限、延深有限厚板状体的磁场表达式…… 114
5.4.3 走向无限、延深无限厚板状体的磁场…… 116
5.4.4 走向无限、延深无限薄板状体的磁场…… 118
5.4.5 水平薄板状体的磁场…… 121
§5.5 水平圆柱体的磁场…… 122
5.5.1 无限长水平圆柱体的磁场…… 122
5.5.2 有限长水平圆柱体的磁场…… 124
§5.6 其它形状磁性体的磁场 …… 127
5.6.1 台阶的磁场…… 127
5.6.2 背斜的磁场…… 129
5.6.3 长方体的磁场…… 130
§5.7 二度体磁异常的通式 …… 132
5.7.1 任意磁化与沿坐标轴向磁化的磁场关系式…… 132
5.7.2 任意磁化与顺层磁化的磁场关系式…… 135
5.7.3 二度体磁异常的通式及其分析…… 136
§5.8 复杂条件下磁性体磁场的计算 …… 139
5.8.1 任意截面二度体磁场的计算…… 139
5.8.2 任意三度体磁场的计算方法…… 144
5.8.3 非均匀磁化磁性体磁场的计算…… 145
§5.9 磁性体与其磁场对应关系的主要特点 …… 146
5.9.1 磁性体与其磁场平面分布的对应关系…… 146
5.9.2 磁性体与其磁场的剖面对应关系…… 146
5.9.3 磁性体与其磁场空间等值线的对应关系…… 148
第六章 磁性体磁场的反演方法 …… 149
§6.1 概述…… 149
6.1.1 磁性体磁场反演的目的和方法…… 149
6.1.2 磁性体磁场反演的多解性…… 149

§6.2 磁性体形状的判定 …… 150
6.2.1 异常特征的分析法 …… 150
6.2.2 根据T_a异常特征判断倾向 …… 150
6.2.3 Z_a-H_a参量图法 …… 152
6.2.4 利用不同高度上场值的方法 …… 156
§6.3 规则形体磁场的反演计算方法 …… 160
6.3.1 特征点法 …… 160
6.3.2 切线法 …… 170
6.3.3 积分法 …… 173
6.3.4 矢量法 …… 177
*6.3.5 起伏地形条件下磁异常反演计算方法 …… 182
§6.4 不规则形体磁场的反演计算方法 …… 186
6.4.1 选择法的概述 …… 186
6.4.2 量板法 …… 187
6.4.3 剩余异常的计算和解释 …… 191
6.4.4 最优化选择法 …… 192
§6.5 磁异常的频谱及其解释 …… 194
6.5.1 磁异常频谱换算的基本原理 …… 195
6.5.2 几种规则形状磁性体异常的频谱 …… 197
6.5.3 频谱曲线的定性分析 …… 202
6.5.4 磁异常频谱的定量解释 …… 207
第七章 磁异常的处理及转换 …… 212
§7.1 磁异常处理和转换的目的及内容 …… 212
7.1.1 处理和转换的目的 …… 212
7.1.2 处理和转换的内容 …… 213
§7.2 磁异常的圆滑和插值 …… 213
7.2.1 磁异常的最小二乘圆滑 …… 213
7.2.2 磁异常的插值 …… 217
*§7.3 磁异常空间转换的基本理论 …… 218
7.3.1 第一边值问题和泊松积分 …… 218
7.3.2 第二边值问题 …… 222
7.3.3 不适定问题及数学插值模型的建立 …… 223
§7.4 磁异常的空间延拓方法 …… 224
7.4.1 二度异常的向上延拓 …… 224
7.4.2 三度异常的向上延拓 …… 227
7.4.3 二度异常的向下延拓 …… 232
7.4.4 三度异常的向下延拓 …… 234
7.4.5 延拓换算在磁异常解释中的应用 …… 237
§7.5 磁异常各分量间的换算 …… 239
7.5.1 同平面二度异常Z_a与H_{ax}的互算方法 …… 239
7.5.2 同平面三度异常Z_a与H_{ax}的量板互算法 …… 242
7.5.3 Z_a和H_a异常互算的应用 …… 244

7.5.4 三度 ΔT 异常换算成 Z_a、H_{ax}…… 245
§7.6 磁异常导数的换算…… 246
7.6.1 磁异常水平和垂直导数的物理意义及其计算方法…… 246
7.6.2 磁异常导数的应用…… 247
7.6.3 磁异常垂向二阶导数的计算…… 249
7.6.4 磁异常垂向二阶导数的应用…… 251
§7.7 三度异常转换为二度异常的方法…… 253
7.7.1 积分平均法…… 253
7.7.2 叠加法…… 255
§7.8 磁异常观测面的曲化平方法 …… 256
7.8.1 磁异常的地形影响及克服途径…… 256
7.8.2 二度异常的曲化平计算法…… 257
§7.9 频率域中磁异常的转换及处理 …… 263
7.9.1 磁异常变换中褶积定理的应用…… 263
7.9.2 磁场的频率域换算…… 264
7.9.3 几种磁异常变换的频率响应特征…… 271
7.9.4 磁异常数字泸波综述…… 271
第八章 磁测资料的地质解释…… 279
§8.1 磁测资料地质解释的方法和步骤…… 279
8.1.1 磁测资料地质解释的概念、意义及其与定性和定量解释的关系…… 279
8.1.2 磁测资料地质解释的内容、方法和步骤…… 279
§8.2 区域地质测量中磁测资料的地质解释 …… 281
8.2.1 区域地质测量的基本目的和对磁异常解释的基本要求…… 281
8.2.2 根据磁异常圈定岩体和不同岩性区的依据和方法…… 282
8.2.3 根据磁异常推断断裂、破碎带以及褶皱等的依据和方法…… 285
8.2.4 成矿区的圈定与划分…… 289
§8.3 普查找矿中磁异常的地质解释 …… 290
8.3.1 矿产普查的任务、要求及磁异常解释的任务…… 290
8.3.2 直接普查磁性铁矿时磁异常的地质解释…… 291
8.3.3 间接找矿时磁异常的地质解释…… 295
§8.4 矿产的详查勘探中磁异常的地质解释 …… 297
8.4.1 矿产勘探的目的、任务及其对磁异常地质解释的要求…… 297
8.4.2 初步勘探中磁异常的地质解释…… 297
§8.5 应用实例 …… 299
8.5.1 一个重磁异常解释推断实例…… 299
8.5.2 寻找非铁矿种的实例…… 304
主要参考文献…… 307

绪　论

根据岩、矿石的物理性质，通过观测和分析地球物理场，研究地质构造和矿产资源分布等的物理方法，通称为地球物理探矿法（简称物探法），或称之为应用地球物理方法。磁法勘探（简称磁法）是其中的一种方法，它通过分析岩、矿石的磁性差异及磁场特征，研究地质体构造和分布形态，其发展和应用较其它物探方法为早。

两千多年以前，我国就认识并利用了天然磁石的吸铁性和指极性。如《三辅皇图》一书中有："阿房前殿，以木兰为梁，磁石为门，怀刃者止之"。《晋书》马隆传中有："夹道累磁石，贼负铁铠者，不得前"。天然磁石是否有如此大的吸引力固为怀疑，但磁石之吸铁性已被利用则无可置疑。磁偏角的发现也很早，十一世纪前北宋沈括（1031—1095年）的《梦溪笔谈》中指出："方家以磁石磨针锋，则能指南，然常微偏东，不全南也"。北宋宣和元年（1119年），朱彧著《萍洲可谈》中指出："舟师识地理，夜则观星，昼则观日，阴晦观指南针"。北宋时已将指南针用于航海。

我国古代关于磁铁性质的知识传入欧洲后，1600年，英国人威廉·吉尔柏特（William Gilbert），把一个均匀磁化的铁球看作是地球，用一个小磁针在其周围进行试验测量后指出，磁针能指南北，是由于地球本身仿佛象一个稍不规则的大磁铁，地球的北磁极吸引磁针的N极，南磁极吸引磁针的S极；他的结论是：地球的磁场，与一个置于地心并接近于地球旋转轴方向放置的永久磁铁的磁场是等效的。从这时起，人们就开始了对地磁现象的理论研究。

早在十七世纪人们已注意到磁铁矿附近的地磁场特别强。当时用简易的罗盘观测磁场来探寻铁矿。1870年，瑞典的泰朗（Thalen）和铁贝尔（Tiberg）制成了可测定地表不同地点的地磁场相对变化值的磁力仪（亦称万能磁力仪），之后，运用这种磁力仪开展了较广泛的磁法找矿工作。有人认为这是应用地球物理学开始发展的一个重要标志。1915年阿道夫·施密特（Adolf Schmidt）制成刃口式垂直磁秤后，磁法不仅在寻找磁铁矿中，而且在圈定磁性岩体、地质构造以及与油田有关的盐丘中得到应用。本世纪三十年代苏联A. A. 罗加乔夫（A. A. Логачев）试用成功感应式航空磁力仪。磁法在世界范围内得到发展。

我国的磁法工作是本世纪三十年代在云南省开始的，但直到全国解放的前十多年中，磁法工作仅停留在科学试验阶段。全国解放后，我国的物探工作得到了大发展。地面磁测、航空磁测、井中磁测和海洋磁测均已相继展开。磁法的地质效果显著，特别是用于找铁矿是卓有成效的，为举世所公认。

国内外大量实践经验表明，将磁法用于各种比例尺的地质填图，都能得出有意义的地质结论。如小比例尺的磁场图能清晰反映地台区、地槽区、洋底、结晶基底的深拗陷区或其出露区的异常场特征。在中、大比例尺的填图中，大多数情况下，磁异常图能清楚地反映断裂带、巨大岩块的相对隆起与拗陷以及平移断层；根据磁异常往往还可以计算出垂向和水平位移的幅度；能不同程度地显示出与围岩有磁性差异的那些岩石的轮廓；圈定含铁磁性矿物的接触带。在找矿中，除用磁法成功地寻找磁铁矿外，还可利用与磁性矿物的

共生关系，寻找其它金属和非金属矿产。许多情况下，根据大比例尺的磁测结果和精测剖面，可以计算磁性体的埋深和产状要素（厚度、倾角和延深）；在有利条件下，有时能直接指示强磁性矿床的存在。在勘探中，研究剩余磁异常和钻孔中的磁异常，可以发现钻孔附近、钻孔与钻孔之间及其深部的磁性盲矿体。在水文地质和工程地质调查中，磁法主要是配合地质测量进行基岩和断裂的探测工作，条件有利时，应用微磁测可确定岩石的裂隙和节理方向、古河床的流向等。

对岩石天然剩余磁化强度特性的研究，人们发现了地球磁极曾发生倒转和变化；利用这种研究结果，能定量地获得以往时期的地磁极坐标位置与标本形成时期取样产地的古纬度；还可以应用于地层对比及考古年代鉴定等。古地磁的研究，复活了大陆漂移学说，发展了海底扩张和板块构造学说，从而推动了地质学理论的大变革和大发展。

应用地球物理学中的地磁和地磁测量部分包括地磁学、岩石磁学、古地磁学和磁法勘探。本书中只能涉及磁法勘探与前三者有关的一些基本概念。学习本教程的内容，学生应具有地质学、高等数学、物理学和场论等专业基础知识。

随着现代科学技术的发展，磁法勘探的仪器精度越来越高，可将磁力仪装置在人造卫星中进行遥测；可在空中、海上、井中和地面进行磁测。电子计算机在磁测资料处理和解释中的广泛应用，使繁杂的计算自动化，使过去手工无法解决的复杂形体磁场的计算成为可能。仪器精度的提高，方法的改进，解释理论和方法的不断发展和完善，提高了磁测资料地质解释的能力。

为了使磁法勘探在我国四化建设中发挥应有的作用，必须加强我国磁法勘探工作中薄弱环节的研究，并解决实际存在的一些问题。如磁法的理论研究和岩、矿石磁性的实验研究仍较薄弱；如何合理运用磁法，正确对磁测结果进行处理和地质解释等，不断提高磁法的地质效果，充分发挥磁法在综合找矿中的作用，扩大磁法的应用范围，为我国的社会主义建设事业作出更大贡献。

第一章　地球的磁场

地球周围存在着的磁场，称为地磁场。地磁场是一个矢量场。在地球上某一点，悬挂一个磁针，悬丝通过磁针的重心，使磁针可以自由摆动，当磁针静止时，磁针的S极到N极的指向表示这一点地磁场的方向。地磁场的强度和方向依观测点的位置而定，并且随时间变化而发生变化。地磁场的分布范围很广，从地核到磁层边缘到处都有分布。研究地磁场的分布和变化规律，以及地磁场的起源等问题是地磁学研究的范畴。在磁法勘探中，设计测区的磁测工作、对磁测资料的整理和分析解释工作，都必须考虑地磁场的分布特征和变化规律，因而，地磁场的有关知识是磁法勘探的基础。本章的目的是使学生掌握有关地磁场的基本知识。

§1.1　地磁要素及其分布特征

1.1.1　地磁要素

研究地磁场的分布特征，首先要从数量上来表示某一点地磁场强度的大小和方向。设某一点地磁场的总强度为$\boldsymbol{T}$，为了确定$\boldsymbol{T}$的方位，习惯上以该点的地理子午线或地理北极做为参考方向。一般用$\boldsymbol{T}$和$\boldsymbol{T}$在直角坐标系的分量和方向角来表示地磁场的大小和方向。

直角坐标系的选取是以观测点为坐标原点，x、y、z三个垂直轴的正向分别指地理北、东和垂直向下，如图1.1.1所示。$\boldsymbol{T}$在z轴上的分量，称为垂直分量，以$\boldsymbol{Z}$表示，指向下为正，指向上为负。$\boldsymbol{T}$在水平面(xoy面)上的分量，称为水平分量，以$\boldsymbol{H}$表示。$\boldsymbol{T}$和水平面之间的夹角表示$\boldsymbol{T}$的倾角，称为磁倾角，以I表示，当$\boldsymbol{T}$向下倾时，I为正，$\boldsymbol{T}$向上倾时，I为负。$\boldsymbol{H}$的指向为磁北方向，磁北方向的延长线，称为磁子午线。观测点的$\boldsymbol{H}$的方位由磁子午线（磁北）和该点地理子午线（地理北）之间的夹角来确定，这个夹角称为磁偏角，以D表示，磁北自地理北向东偏，磁偏角D为正，反之，向西偏时，D为负。水平分量$\boldsymbol{H}$在X和Y轴上的分量，分别称为北向分量和东向分量，并分别以$\boldsymbol{X}$和$\boldsymbol{Y}$表示。$\boldsymbol{T}$、$\boldsymbol{Z}$、$\boldsymbol{H}$、I、D、$\boldsymbol{X}$、$\boldsymbol{Y}$各量都是表示某点地磁场大小和方向特征的物理量，称为地磁要素。其中$\boldsymbol{T}$、$\boldsymbol{Z}$、$\boldsymbol{H}$、I都和球面上一点的特征方向——径向方向直接有关，它们是地磁场的固有物理量；D、$\boldsymbol{X}$、$\boldsymbol{Y}$是在所选择的坐标系中用以确定$\boldsymbol{H}$的方位、表示$\boldsymbol{H}$大小的必要的参考量，一般称这三个量为地磁场的相对物理量。综上七个地磁要素之间的关系在式(1.1.1)中列出：

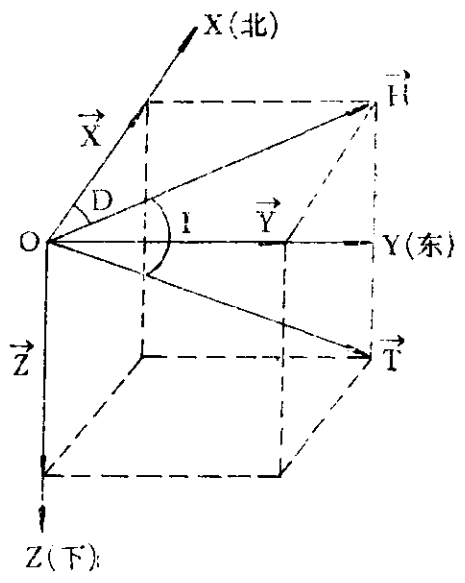


图 1.1.1　地磁要素图

$$\left.\begin{aligned} &H=T\cos I,\ Z=T\sin I=H\operatorname{tg} I,\\ &X=H\cos D,\ Y=H\sin D\\ &X^2+Y^2=H^2,\ X^2+Y^2+Z^2=H^2+Z^2=T^2 \end{aligned}\right\} \qquad (1.1.1)$$

描述地磁场的特征需要已知三个独立要素，如X、Y、Z或H、D、I或T、D、I等。其它要素可按式（1.1.1）求得。

关于地磁场强度的单位，通常以“奥斯特”表示，简写为“奥”，也可以用“O_e”表示。磁场的更小单位用“伽伪”或“γ”表示，它的大小是：1伽伪$=10^{-5}$奥。伽伪是磁法勘探中常用的单位。奥和伽伪属于CGS电磁单位制。目前，国际上统一使用“国际单位制”（简称为“SI”）用“特斯拉”（简称“特”）或以“T”表示磁感应强度(B)的单位。

$$1\text{特}=10^{4}\text{高斯}，\text{或}\quad 1\text{高斯}=10^{-4}\text{特}。$$

$$1\text{纳特(nT)}=10^{-9}\text{特(T)}=10^{-5}\text{高斯}=1\text{伽伪}。$$

高斯和奥斯特分别用以表示介质中的磁感应强度和磁化场强度的单位，同属于CGS电磁单位制，二者有相同量纲，并且在真空、空气和水中的磁感应强度和磁化场强度的数值相等。因此，在表示空气或水中磁场的单位上，高斯和奥斯特可以通用。

1.1.2 地磁图

为了表示地磁场的地理分布特征，可以根据地磁测量的资料，将所测得的地磁要素值按测点的经纬度标在地图上，把数据相同的点连成光滑的曲线，就编绘成了地磁要素的

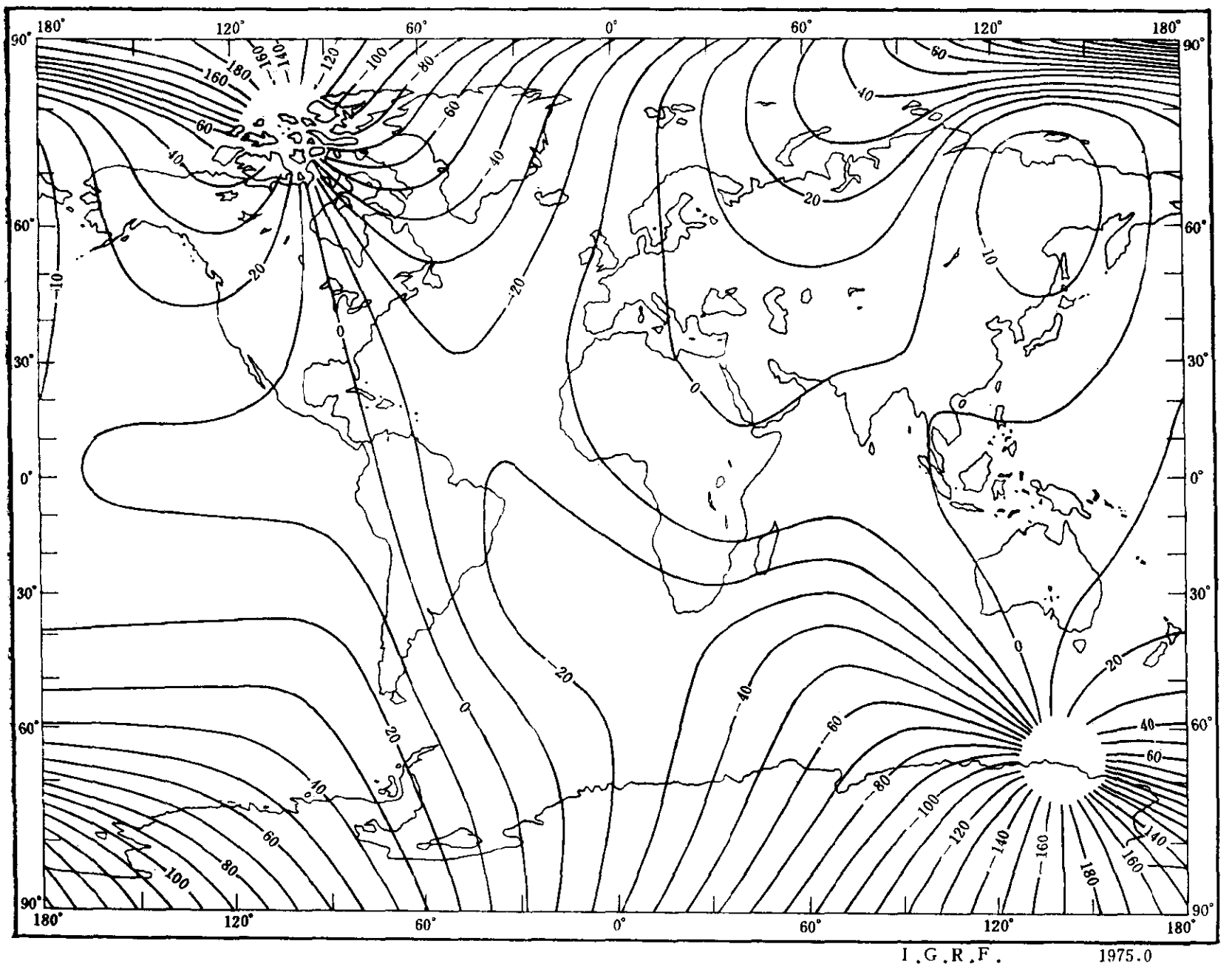


图 1.1.2 等偏线图

（单位：度）

等值线图，这种图称为地磁图。因此，可以按要素D、I、H、Z、T、X、Y分别绘制成等偏线图、等倾线图、等水平强度图、等垂直强度图、等总强度图、等北向分量图和等东向分量图。通常编制各分量的世界地磁图，表示地磁场在全球范围的分布，或编制本国的地磁图。图1.1.2至1.1.5所示为D、I、H、Z的世界地磁图。

因为地磁场随时间发生慢缓变化，各地的地磁测量都是在不同年代和日期进行的，而地磁图应表示地磁场在同一时刻的地理分布，所以要把测量的数据统一归化到某一共同时刻的要素值，这种手续称为地磁资料的通化。共同时刻，一般采用一年的中期，即七月一日零时零分。世界地磁图通常每五年或十年编制一次。各国家也编制本国的地磁图，我国编制的中国地磁图自1950年以来，每十年编制一次。

编制地磁图的方法，一般采用图解法或球谐分析法，图解法方法简单，在已标明要素值的地图上，用直线把等值点依次连接起来，在地磁资料精度范围内把折线进行光滑。球谐分析法可利用全球范围获得的各类型的地磁资料（取自陆地、海洋、航空以及卫星的资料），用选代法建立起表示地磁场在整个地球上分布的球谐表达式，由于场源未知，可称之为地磁场球谐模式表达式。根据这种模式求得的球谐系数，计算各地地磁要素值，编制世界地磁图或某一地区的地磁图。

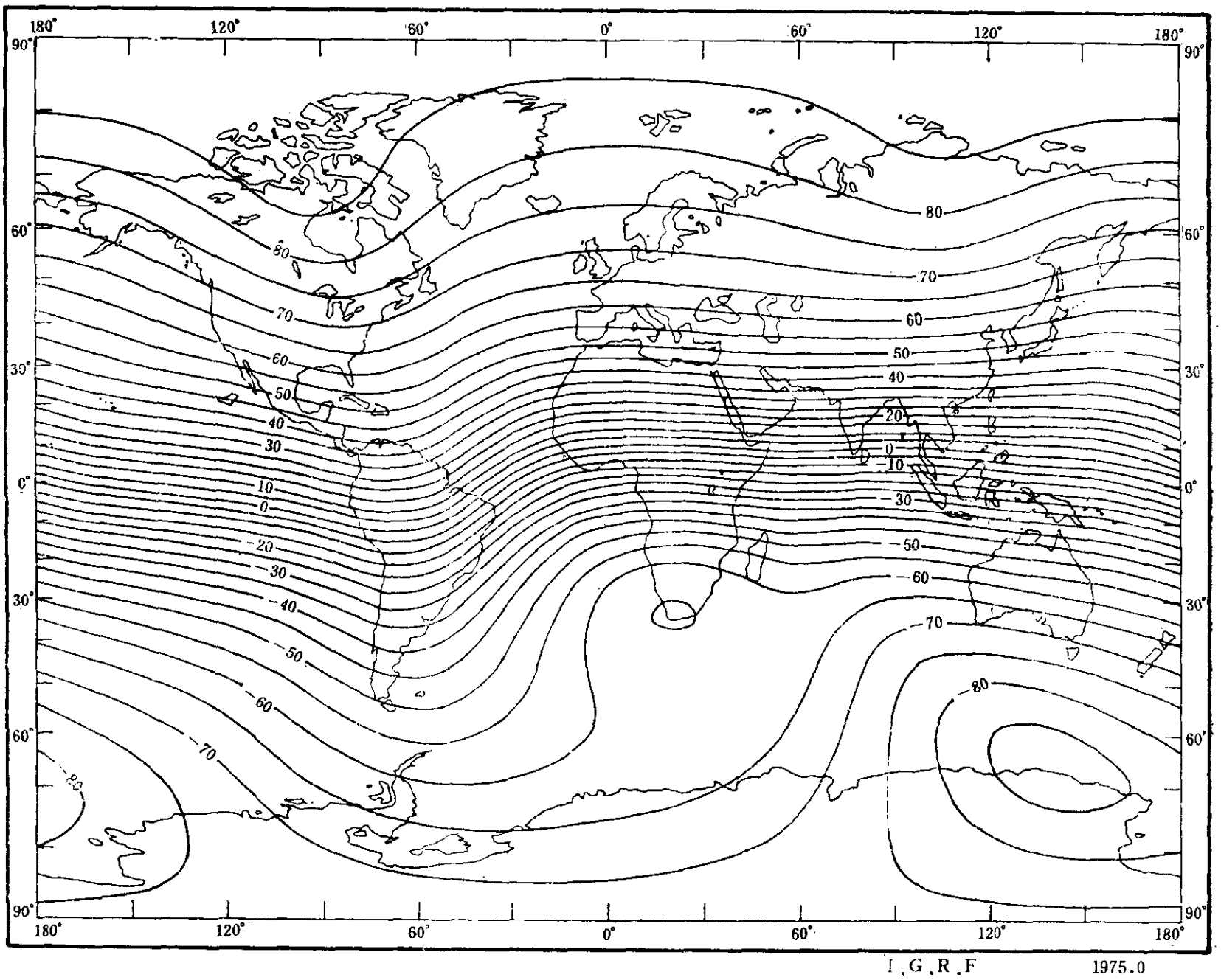
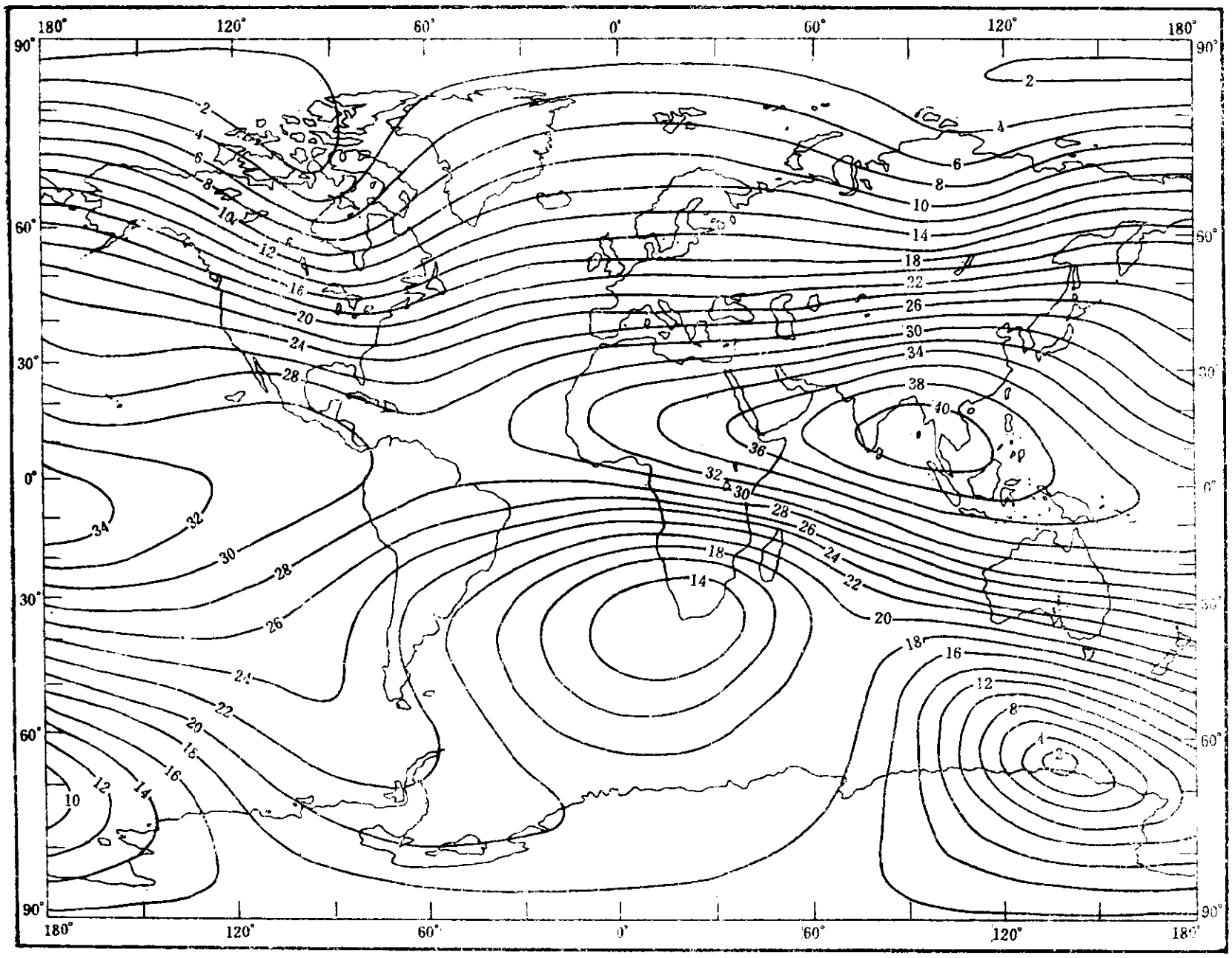


图 1.1.3 等倾线图

（单位：度）



I.G.R.F. 1975.0

图 1.1.4 等水平强度图
（单位：10^{-2}奥）

根据各地的地磁要素随时间变化的观测资料，可以求出相应要素在各地的年变化平均值，称为地磁要素的年变率。依照地磁图的编图方法，可以编制相应年代的要素年变率等值线图，如图1.1.6所示。通过等年变率图可以了解各地磁要素在地表地理位置上的增减速速和增减趋势。这类图一般可以适用五年，与地磁图合用，可求得五年中某一年代的地磁要素值。

地磁图的比例尺愈大，图的精度愈高。两条等值线间的最小间距一般应为地磁资料精度的10倍。

1. 地磁场地理分布的一般特征

世界地磁图（图1.1.2至1.1.5）基本上反映来自地球核部场源各地磁要素的地理分布。以下列举其分布特征：

从等倾线图可见，等倾线大致和纬度线平行分布。零倾线（$I=0°$）在地理赤道附近，称为磁赤道。在磁赤道以北，磁针的N极向下倾，相应的倾角为正（$I>0°$）；在磁赤道以南，磁针的N极上仰，倾角为负（$I<0°$）；磁倾角随纬度增高而增大，在北半球高纬度区内，出现有一个$I=+90°$的地点，称为北磁极；同样在南半球高纬度地区出现$I=-90°$的地点，称为南磁极。

等偏线在南北半球两个高纬度区分别汇聚在南、北两磁极，在这两点上磁北的方向

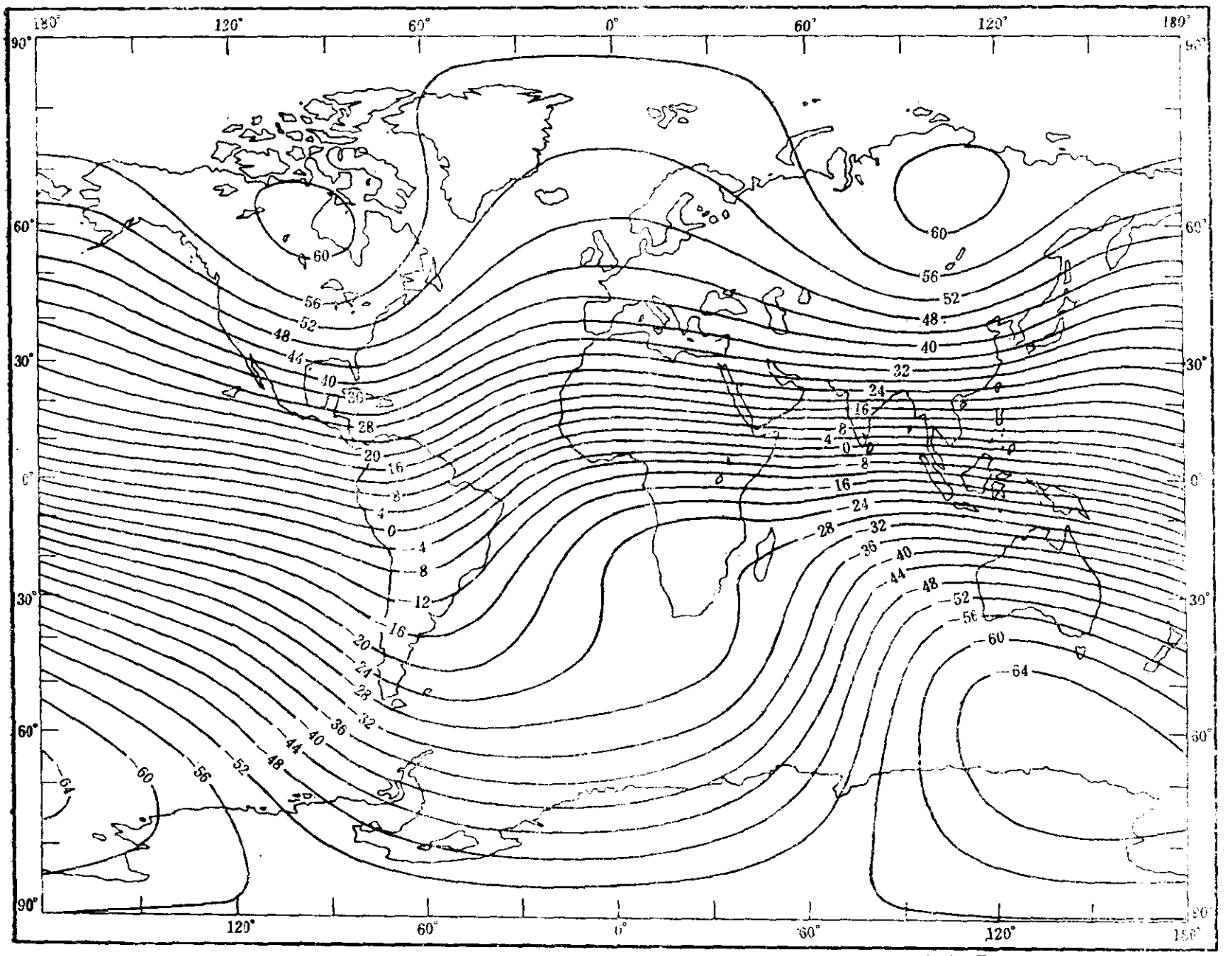


图 1.1.5 等垂直强度图
（单位：10^{-2}奥）

可以从0°变到360°，即没有固定的磁偏角值，可见磁偏角在南、北两磁极处失去意义。全图有两条零偏线($D=0°$)分布，把全球分为负偏角区（向西偏为负，$D<0°$）和正偏角区(向东偏为正，$D>0°$)两个部分。

垂直强度Z的等值线大致和等倾线的分布相似，与纬度线大体平行分布，随纬度增高Z的强度增大，在南北两磁极处Z值最大，约0.6至0.7奥，在磁赤道Z值为零。

水平强度H，在赤道附近最大，约为0.4奥，随纬度向极地逐渐减小，在两磁极处水平强度$H=0$。除南北两磁极区外，全球各点的H都指向北。

归纳上述地磁要素分布特征，得到地磁场的基本规律如下：

（1）地球有两个磁极，分别位于地理南北两极附近。在1980年的世界地磁图上，北磁极位于78.2°N，102.9°W；南磁极位于65.6°S，139.4°E。在南、北两磁极处，磁倾角I分别为∓90°、垂直强度Z有最大值、水平强度H为零、磁偏角D没有确定值。

（2）水平强度(H)在地表上任何一点(除两磁极点外)都指向北。垂直强度(Z)在北半球指向下，为正值；在南半球指向球外（向上），为负值，说明地球磁极位于北半球的是S极，位于南半球的是N极。

（3）地球南北两磁极处的总磁场强度为0.6—0.7奥斯特，在磁赤道处的总强度为0.3—0.4奥斯特，前者约为后者的两倍，磁倾角随磁纬度按一定关系变化。这些特征和均匀磁

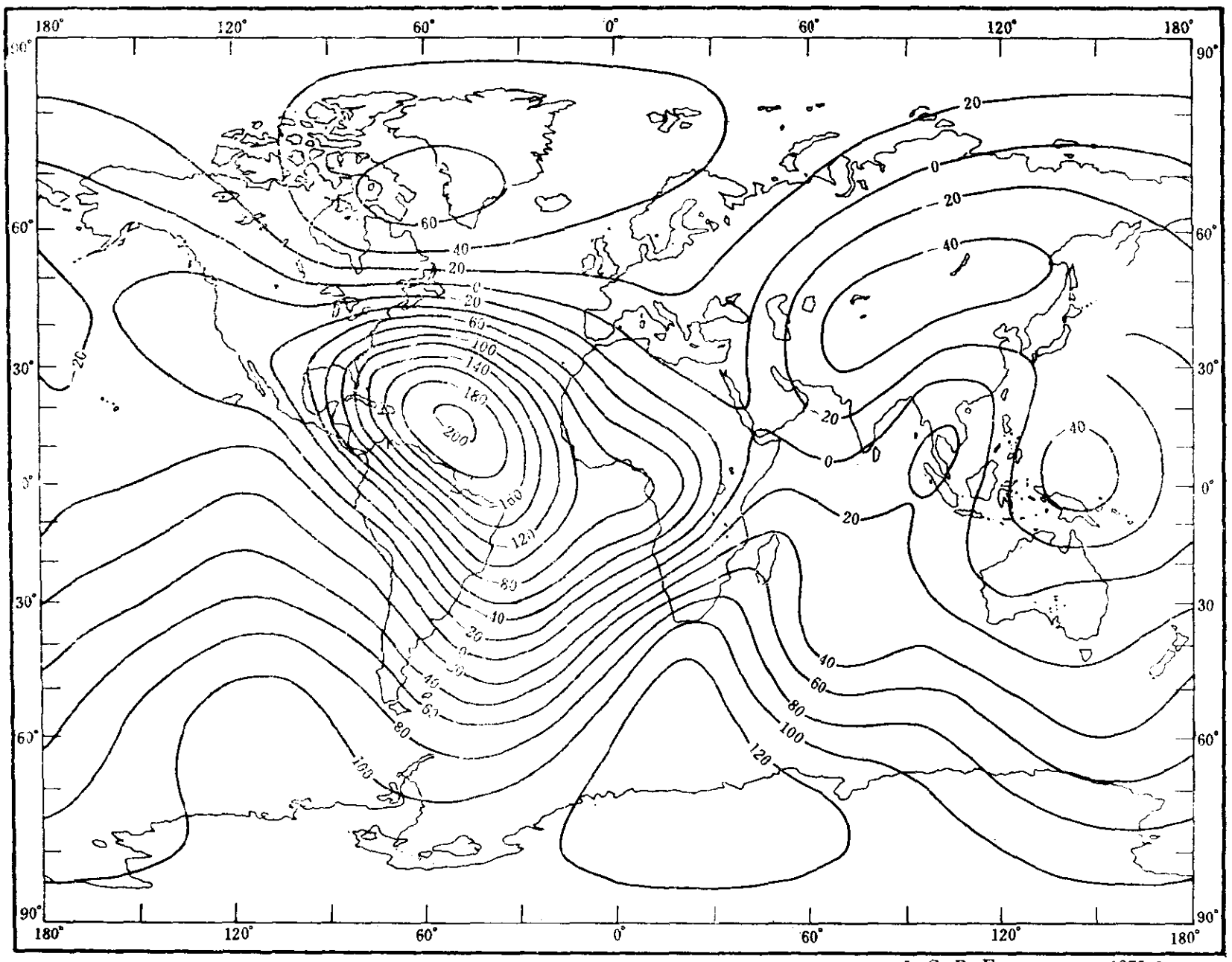


图 1.1.6 垂直强度等年变率图

（单位：γ/年）

化球体或中心偶极子的磁场分布特征基本一致。

（4）南磁极和北磁极与地球的地理南、北两极并不重合，可以认为是地球中心磁偶极子轴与地球转轴相斜交。

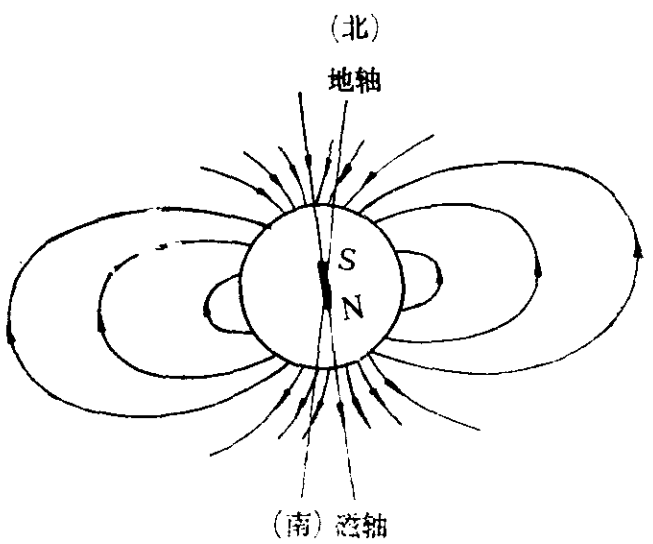


图 1.1.7 斜交中心偶极子场示意图

根据以上的规律，可以认为地球基本磁场的模式是一个位于地球中心并与地球转轴斜交的磁偶极子的磁场，如图 1.1.7 所示。磁轴和地轴斜交 11.5° 的中心偶极子场与地磁要素分布吻合的最好。

2．我国境内地磁要素的地理分布

由我国编制的中国地磁图表明有以下特点：

（1）垂直强度由南至北，Z值由−0.10奥增至0.56奥，Z值在我国境内的最大变化在0.6奥以上。

（2）水平强度由南至北，H值由0.4奥降至0.21奥，H值最大变化在 0.13 奥以上。

（3）磁倾角由南至北，I 值由－10°增至＋70°，I 值最大变化在80°以上。

（4）磁偏角的零值线在我国中部偏西由北向南通过，经过甘肃省的安西和西藏自治区的得宗。零偏线以东，偏角度变化由0°至－11°（磁北西偏），零偏线以西，偏角变化由0°至＋5°。

根据我国1980年编制的中国地磁图，列举我国各地的地磁要素值，见表1.1.1。

表 1.1.1 我国各地地磁要素值

地名 \ 场值分量	H	Z	I	D	地名 \ 场值分量	H	Z	I	D
北　京	0.2962	0.4618	57°19′	－5°59′	广　州	0.3809	0.2369	31°51′	－1°25′
石家庄	0.3028	0.4375	55°18′	－4°48′	南　宁	0.3390	0.2323	31°08′	－1°03′
太　原	0.3044	0.4390	55°16′	－4°14′	哈尔滨	0.2556	0.4865	62°18′	－9°55′
呼和浩特	0.2851	0.4751	59°01′	－4°28′	长　春	0.2659	0.4721	60°36′	－8°58′
西　安	0.3281	0.3993	50°37′	－2°34′	沈　阳	0.2798	0.4552	58°25′	－7°49′
兰　州	0.3161	0.4246	53。20′	－1°46′	济　南	0.3122	0.4165	53°12′	－5°10′
西　宁	0.3122	0.4312	54°08′	－1°21′	合　肥	0.3388	0.3565	46°27′	－4°02′
乌鲁木齐	0.2540	0.5617	63°06′	2°37′	上　海	0.3389	0.3420	45°31′	－4°40′
银　川	0.3000	0.4510	56°20′	－2°36′	南　京	0.3390	0.3608	46°48′	－4°12′
成　都	0.3500	0.3525	45°13′	－1°20′	南　昌	0.3552	0.3152	41°33′	－3°02′
昆　明	0.3795	0.2675	35°13′	－1°00′	杭　州	0.3445	0.3290	43°55′	－4°09′
贵　阳	0.3710	0.2925	38°10′	－1°25′	福　州	0.3640	0.2743	36°57′	－2°50′
拉　萨	0.3560	0.3378	43°32′	－0°14′	漠　河	0.1995	0.5700	70°14′	－10°57′
郑　州	0.3232	0.3996	50°58′	－3°54′	台　北	0.3642	0.2576	35°17′	－2°41′
武　汉	0.3474	0.3436	44°41°	－3°07′	曾母暗沙	0.4020	－0.1100	－15°10′	0°25′
长　沙	0.3603	0.3125	40°57′	－2°26′	香　港	0.3827	0.2266	30°37′	－2°33′

§1.2 基本磁场及磁异常

一般把来源于地球深部、占地磁场约80％的主要成分，认为是相对稳定的静磁场，并称这个主要部分为地球的基本磁场。上节所介绍的地磁图即属于基本磁场的地理分布，地磁图从地磁测量的观测结果方面描述了地磁要素的地理分布特征。本节将在均匀磁化球体的假设下，讨论地磁要素与地理经纬度之间的近似关系式，从理论上掌握地磁场的分布特征。

1.2.1 地磁场的解析表示

1．磁偶极子的磁场

由于均匀磁化球体的磁场和中心磁偶极子的磁场等同，因此，从磁偶极子的磁位开始讨论。如图 1.2.1 所示，m 和 $-m$ 表示磁偶极子的两个磁极强度；$2l$ 表示它们之间的距离；P 表示 当远 的 任一 空间

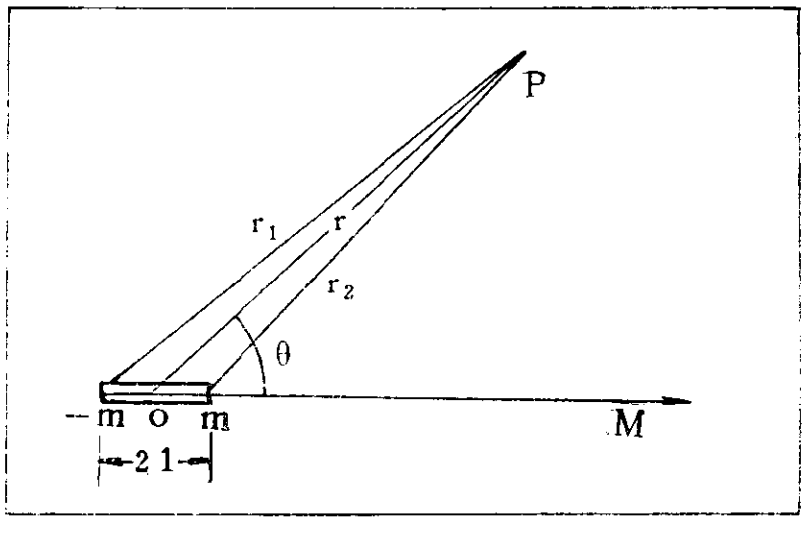


图 1.2.1 计算磁偶极子磁场

点，它与偶极子中心O以及两磁极间的距离分别为r、r_1和r_2；M表示磁偶极子的磁矩，其大小为：$M=2ml$，方向由$-m$指向m。磁偶极子在P点的磁位U等于其正负两磁极分别在该点的磁位U_{+m}及U_{-m}之和，可表示为：

$$U=U_{+m}+U_{-m}=m\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r_1}\right)$$

$$=\frac{m}{r-l\cos\theta}-\frac{m}{r+l\cos\theta}$$

$$=\frac{m}{r}\left(1+\frac{l}{r}\cos\theta+\cdots\cdots-1+\frac{l}{r}\cos\theta+\cdots\cdots\right)$$

$$\doteq\frac{2ml}{r^2}\cos\theta$$

$$=\frac{M}{r^2}\cos\theta \qquad (1.2.1)$$

上式表示磁偶极子在空间某一点的磁位，式中的θ表示偶极子磁矩的方向与向径r之间的夹角。地球被近似地视为均匀磁化球体，它在地表任一点产生的磁场和置于球心的磁偶极子磁场相同。现在假设球心磁偶极子的磁轴和地轴相重合，南北两磁极和地理南北两极相重合，如图1.2.2所示，我们来讨论球面上任一点P的磁场表达式。

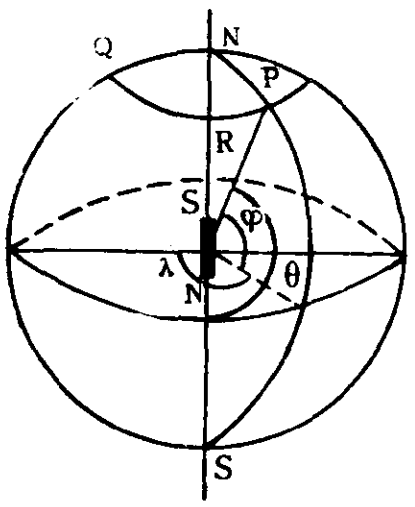


图 1.2.2 地球表面 P点位置坐标示意图

球心磁偶极子在P点的磁位按式（1.2.1）为：

$$U_p=\frac{M}{r^2}\cos\theta$$

从图1.2.2可见：$\theta=90^\circ+\varphi$

角φ为P点的磁纬度（在目前的假设条件下，φ也表示地理纬度）。再将向径r代以地球半径R，从而有：

$$U_p=-\frac{M}{R^2}\sin\varphi \qquad (1.2.2)$$

设T为球心磁偶极子在P点的磁场的总强度，根据磁场和磁位的关系，应有：

$$T=-\mathrm{grad}U \qquad (1.2.3)$$

若在地面上以P为原点建立一个直角坐标系，取x轴向北，y轴向东，z轴向下，则可求出T沿坐标轴的三个分量：

$$X=-\frac{\partial U}{\partial x},\quad Y=-\frac{\partial U}{\partial y},\quad Z=-\frac{\partial U}{\partial z} \qquad (1.2.4)$$

X、Y、Z分别是T的北向分量、东向分量和垂直强度。由图1.2.2可见，弧$\overset{\frown}{NP}$是过P点及地理北极N的大圆弧，即过P点的地理子午线的一段弧长。故T在$\overset{\frown}{NP}$切线方向的分量即北向分量X；弧$\overset{\frown}{QP}$为过P的纬度圈，故T在$\overset{\frown}{QP}$切线方向的分量，即东向分量Y；T在向径r上的分量即为垂直强度Z，但Z与r的方向相反，即Z增加的方向为r减小的方向。因此，直角坐标系的坐标变量与球坐标变量有以下关系：

$$dx=rd\varphi;\quad dy=r\cos\varphi d\lambda;\quad dz=-dr \qquad (1.2.5)$$

其中λ为P点的经度。由于假设磁轴与地轴重合，磁偶极子在P点产生的磁位与经度无关，仅

决定于纬度，将式（1.2.5）代入式（1.2.4），则对球面上任一点P有$Y=0$，其它分量为：

$$\left.\begin{aligned} X=H=-\frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial \varphi}=\frac{M}{R^3}\cos\varphi \\ Z=\frac{\partial U}{\partial r}=\frac{2M}{R^3}\sin\varphi \end{aligned}\right\} \tag{1.2.6}$$

P点的总磁场强度为：

$$T=\sqrt{Z^2+H^2}=\frac{M}{R^3}(1+3\sin^2\varphi)^{1/2} \tag{1.2.7}$$

P点的磁倾角可表示为：

$$\mathrm{tg}I=\frac{Z}{H}=2\mathrm{tg}\varphi \tag{1.2.8}$$

以上（1.2.6），（1.2.7），（1.2.8）三式是有实际应用意义的重要公式。通观这三式可见：一个均匀磁化球体表面上任一点的地磁要素大小都和这一点的磁纬度有密切关系。对以下特殊地区，可推得地磁要素值如下：

在两极处，$\varphi=\pm 90^\circ$；$Z=\frac{2M}{R^3}=T$，$H=0$，$I=\pm 90^\circ$。

在赤道处，$\varphi=0^\circ$；$Z=0$，$H=\frac{M}{R^3}=T$，$I=0^\circ$。

由以上近似公式计算的结果与实际观测值相比较，大体上是相符合的。例如在两极处的磁场强度大约比在赤道区的磁场强度多一倍（在两极处$Z\doteq 0.65$奥，在赤道处$H\doteq 0.35$奥）。因此，用均匀磁化球体的磁场(即偶极子的磁场)表示地磁场，可作为其一级近似值。

由于地磁要素是空间坐标的函数，我们可以对（1.2.6）式的H和Z分别沿子午线的方向和高度（向上）的方向求导，即得H和Z沿这两方向上的梯度。

沿子午线方向的梯度：

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial x}=\frac{\partial H}{R\partial \varphi}=-\frac{M}{R^4}\sin\varphi=-\frac{H}{R}\mathrm{tg}\varphi=-\frac{Z}{2R}, \\ \frac{\partial Z}{\partial x}=\frac{\partial Z}{R\partial \varphi}=\frac{2M}{R^4}\cos\varphi=\frac{Z}{R}\mathrm{ctg}\varphi=\frac{2H}{R}。 \end{aligned}\right\} \tag{1.2.9}$$

沿高度方向的梯度：

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial R}=-\frac{6M}{R^4}\sin\varphi=-\frac{3Z}{R}, \\ \frac{\partial Z}{\partial R}=-\frac{3M}{R^4}\cos\varphi=-\frac{3H}{R}。 \end{aligned}\right\} \tag{1.2.10}$$

例如，北京地区的垂直强度$Z=46194$伽伦，水平强度$H=29884$伽伦，取$R=6370$公里，则其梯度值为：

$\frac{\partial H}{\partial R}=-14.1$ 伽伦/公里，$\frac{\partial H}{\partial x}=-3.6$ 伽伦/公里，

$\frac{\partial Z}{\partial R}=-21.7$ 伽伦/公里，$\frac{\partial Z}{\partial x}=9.4$ 伽伦/公里。

在做大面积磁测工作时，必须消除随纬度变化的影响，对这种影响的校正称为正常梯度改正或纬度改正。改正值一般可通过查地磁图来确定。

2．地磁场的球谐分析

上一节，我们已经求得了近似表达地磁要素和经纬度之间的解析表达式。那是在已知场源为球心偶极子的基础上分析得到的。早在1838年德国数学家高斯只假设地磁场的场源来源于地球的内部，他首次用球谐分析的方法表达了地磁要素的解析式，他的这种分析方法在当代的地磁工作中仍在使用，是地磁学的重要理论基础。本节我们概要地说明高斯的理论，以加深对地磁场的理解。

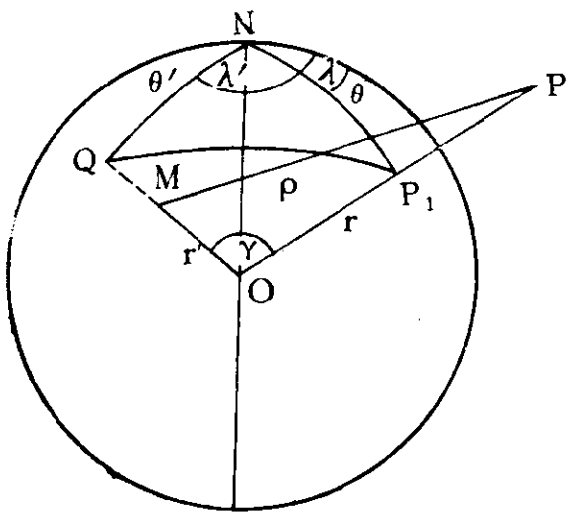


图 1.2.3 计算磁化体磁位时的几何关系

把地球看作为圆球体，球体内部的每一个体积元dv具有磁矩，各体积元之间磁矩的大小和方向都是任意的，从静磁场的观点看，即体内有磁荷分布。因此，对于整个球体来说，在球外空间任一点就产生有磁位，以U表示，则应有：

$$U=\iiint\frac{dm}{\rho}$$

参看图1.2.3，其中dm表示球体内任一点M的元磁量，ρ表示空间任一点P与M点之间的距离。积分是对球体的全部体积进行的。从三角形MPO可知：

$$\rho^2=r^2+r'^2-2rr'\cos\gamma=r^2\left[1+\left(\frac{r'}{r}\right)^2-2\left(\frac{r'}{r}\right)\cos\gamma\right]$$

其中γ是r和r'之间的夹角，因此：

$$U=\frac{1}{r}\int_V\left[1+\left(\frac{r'}{r}\right)^2-2\left(\frac{r'}{r}\right)\cos\gamma\right]^{-\frac{1}{2}}dm \qquad (1.2.11)$$

由于$r>r'$，若上式中的被积函数用$f(r',r)$表示，则可应用牛顿二项式定理把它展成为$\left(\frac{r'}{r}\right)$的收敛级数，即：

$$f(r',r)=\left\{1+\left[\left(\frac{r'}{r}\right)^2-2\left(\frac{r'}{r}\right)\cos\gamma\right]\right\}^{-1/2}$$

$$=1-\frac{1}{2}\left[\left(\frac{r'}{r}\right)^2-2\left(\frac{r'}{r}\right)\cos\gamma\right]+\frac{3}{8}\left[\left(\frac{r'}{r}\right)^2-2\left(\frac{r'}{r}\right)\cos\gamma\right]+\cdots \qquad (1.2.12)$$

将上式中$\left(\frac{r'}{r}\right)$的同级项归并，得到：

$$f(r',r)=\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{r'}{r}\right)^nP_n(\cos\gamma)$$

上式中$P_n(\cos\gamma)$是$\cos\gamma$的n次多项式，称为勒让德多项式。从而，式（1.2.11）的磁位可以写成如下的级数形式：

$$U=\frac{1}{r}\sum_{n=0}^{\infty}\int_V\left(\frac{r'}{r}\right)^nP_n(\cos\gamma)dm$$

上式级数的第一项的级次为$n=0$，已知$P_0(\cos\gamma)=1$，$\int_V dm$表示体内全部磁量的总和（即正负磁量的总和）应为零，所以，n=0级项是不存在的，上式应为：

$$U=\frac{1}{r}\sum_{n=1}^{\infty}\int_{V}\left(\frac{r'}{r}\right)^{n}P_n(\cos\gamma)dm \tag{1.2.13}$$

从图1.2.3中的球面三角形QNP_1可见：

$$\cos\gamma=\cos\theta\cos\theta'+\sin\theta\sin\theta'\cos(\lambda-\lambda') \tag{1.2.14}$$

式中(θ,λ)及(θ',λ')分别为P和M两点在球上相应点P_1和Q的余纬度和经度。将$\cos\gamma$的相应关系代入勒让德多项式$P_n(\cos\gamma)$，得到：

$$P_n(\cos\gamma)=\sum_{m=0}^{n}C_n^mP_n^m(\cos\theta)\,P_n^m(\cos\theta')\cos m(\lambda-\lambda') \tag{1.2.15}$$

称$P_n^m(\cos\theta)$为n次m阶缔合勒让德多项式，表示为：

$$P_n^m(\cos\theta)=\sin^m\theta\frac{d^m}{d(\cos\theta)^m}P_n(\cos\theta)\ ;$$

$$P_n^m(\cos\theta')=\sin^m\theta'\frac{d^m}{d(\cos\theta')^m}P_n(\cos\theta')。$$

取$m\leqslant n$。(1.2.15) 式中的C_n^m为常数值，取值为：

当$m=0$时，$C_n=1$；当$m>0$时，$C_n=2$。

将 (1.2.15) 式代入 (1.2.13) 式，磁位U为：

$$U=\frac{1}{r}\sum_{n=1}^{\infty}\int_{V}\left(\frac{r'}{r}\right)^{n}\sum_{m=0}^{n}\left[C_n^mP_n^m(\cos\theta)P_n^m(\cos\theta')\cos m(\lambda-\lambda')\right]dm$$

由于θ、λ和r在积分中为常数，将$\cos m(\lambda-\lambda')$展开并经整理可得磁位表达式如下：

$$U=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{r^{n+1}}\sum_{m=0}^{n}(A_n^m\cos m\lambda+B_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta)$$

其中

$$\left.\begin{aligned}A_n^m&=C_n^m\int_{V}r'^{n}P_n^m(\cos\theta')\cos m\lambda'dm\\B_n^m&=C_n^m\int_{V}r'^{n}P_n^m(\cos\theta')\sin m\lambda'dm\end{aligned}\right\} \tag{1.2.16}$$

令：$A_n^m=R^{n+2}g_n^m$，$B_n^m=R^{n+2}h_n^m$ (1.2.17)

其中R为地球半径。对位于球面上的各点$r=R$，由此上面求得的磁位表达式可以写成如下形式：

$$U=R\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(g_n^m\cos m\lambda+h_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta) \tag{1.2.18}$$

g_n^m，h_n^m称为球谐系数。分别求磁位沿x、y和z轴的微分，即得地磁场各相应分量的表达式：

$$\left.\begin{aligned}X&=-\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial U}{\partial\theta}=-\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(g_n^m\cos m\lambda+h_n^m\sin m\lambda)\frac{d}{d\theta}P_n^m(\cos\theta)\\Y&=-\frac{1}{r\sin\theta}\cdot\frac{\partial U}{\partial\lambda}=\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\frac{m}{\sin\theta}(g_n^m\sin m\lambda-h_n^m\cos m\lambda)P_n^m(\cos\theta)\\Z&=-\frac{\partial U}{\partial r}=\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(n+1)(g_n^m\cos m\lambda+h_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta)\end{aligned}\right\} \tag{1.2.19}$$

上式即地磁场的球谐表达式。通观 (1.2.18) 和 (1.2.19) 两式，有以下几点认识：

（1）地球表面上任一点的磁位，是由两组双重无穷级数的和来表达的，其中每一组都是球谐系数 g_n^m 和 h_n^m 乘以 θ 和 λ 球坐标的函数。

从（1.2.16）、（1.2.17）两式可见，球谐系数 g_n^m 和 h_n^m 可表示为：

$$\left.\begin{aligned} g_n^m &= \frac{C_n^m \int_V r'^n P_n^m(\cos\theta')\cos m\lambda' dm}{R^{n+2}} \\ h_n^m &= \frac{C_n^m \int_V r'^n P_n^m(\cos\theta')\sin m\lambda' dm}{R^{n+2}} \end{aligned}\right\} \qquad (1.2.16)'$$

可见 g_n^m 和 h_n^m 的量纲式为：

$$〔g_n^m〕或〔h_n^m〕=\frac{〔磁极强度〕}{〔距离〕^2}$$

由此可知，球谐系数 g_n^m 和 h_n^m 具有磁场强度的量纲，它们的量值可以用磁场强度的单位来表示。

（2）如仅考虑地磁场球谐表达式的第一级次项，即取 $n=1$，则由（1.2.19）式可得：

$$\left.\begin{aligned} X &= g_1^0\sin\theta - (g_1^1\cos\lambda + h_1^1\sin\lambda)\cos\theta \\ Y &= g_1^1\sin\lambda - h_1^1\cos\lambda \\ Z &= 2〔g_1^0\cos\theta - (g_1^1\cos\lambda + h_1^1\sin\lambda)\sin\theta \end{aligned}\right\} \qquad (1.2.20)$$

其中球谐系数 g_1^0、g_1^1 和 h_1^1 通过（1.2.16）′式可以证明为：

$$g_1^0=\frac{4}{3}\pi J\cos\theta',\quad g_1^1=\frac{4}{3}\pi J\sin\theta'\cos\lambda',\quad h_1^1=\frac{4}{3}\pi J\sin\theta'\sin\lambda' \qquad (1.2.21)$$

式中 J 为地球的平均磁化强度，地球磁矩为 $M=\frac{4}{3}\pi R^3 J$。现在假设球内磁极轴与地轴相重合，即图1.2.3中的 M 点位于 ON 轴上，相当于地球沿地轴方向磁化，这时 M 点的余纬度 $\theta'=0°$。从式（1.2.21）可得：$g_1^0=\frac{4}{3}\pi J$；$g_1^1=0$；$h_1^1=0$。

因而有：

$$X=g_1^0\sin\theta=\frac{4}{3}\pi J\sin\theta=\frac{M}{R^3}\cos\varphi,\quad(\varphi=90°-\theta)$$

$$Y=0,$$

$$Z=2g_1^0\cos\theta=\frac{2M}{R^3}\sin\varphi$$

上式和（1.2.6）式所表达的轴向球心偶极子场的表达式相同，证明了当 $n=1$ 时，其球谐表达式表示球心偶极子场。一般称球心偶极子磁场（即均匀磁化球体磁场）为球谐表达式的一级近似场。计算表明，它约占地磁场的80%。

$n>1$ 各项球谐场代表地球的非偶极子磁场。用除去 $n=1$ 的各项所计算的结果作地磁要素图，则表示某要素的非偶极子场图。如图1.2.4表示 1945 年 Z 强度的非偶极子场等值线图。

（3）计算的球心偶极子磁场，即与地轴斜交的球心偶极子在地面上产生的磁场，可以

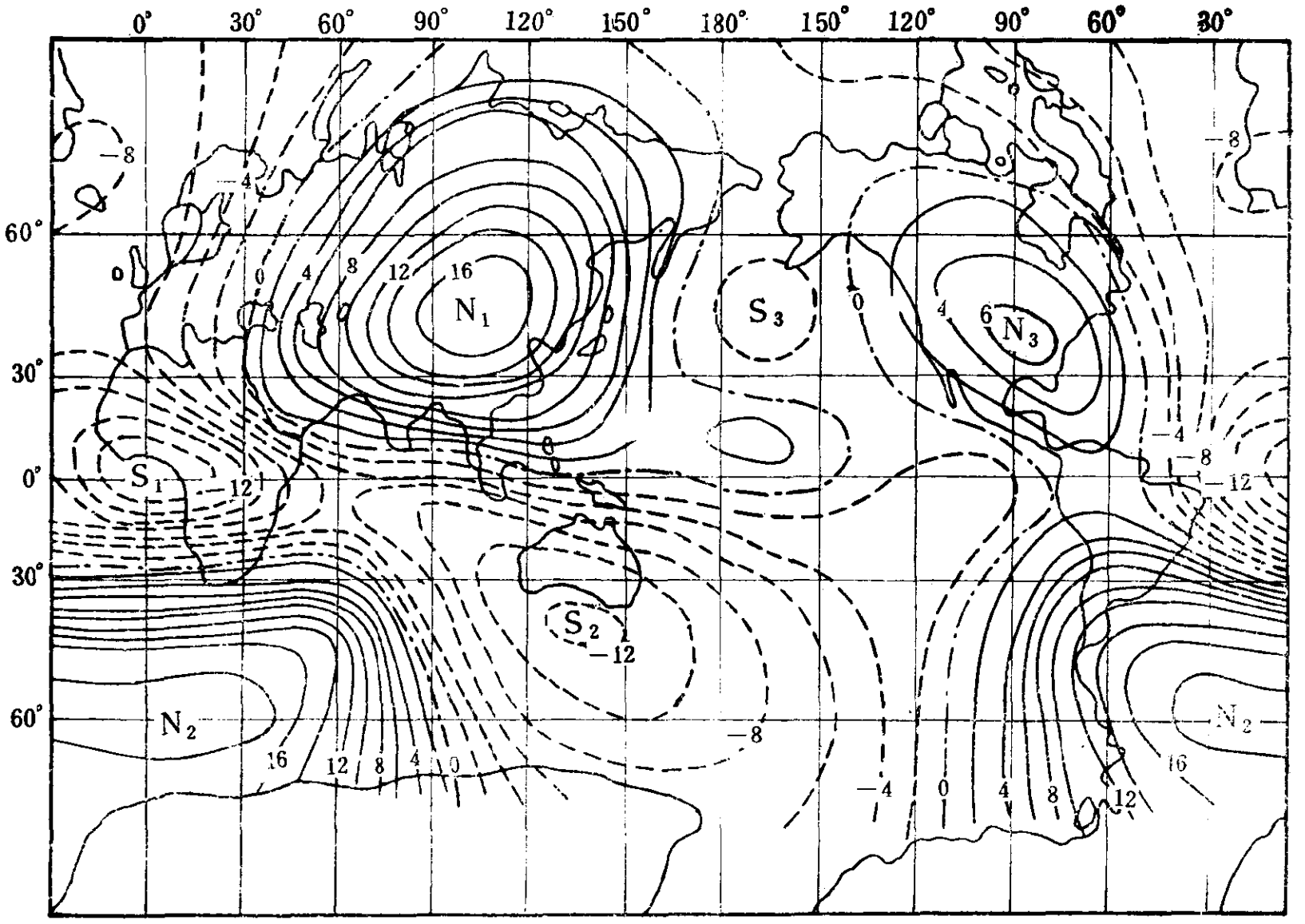


图 1.2.4　Z 强度非偶极子场等值线图

近似地表示地磁场的分布，两轴斜交大约11.5° 的近似程度最好。球心偶极子轴与地面的交点称为地磁极，靠近北极的交点称为地磁北极，靠近南极的交点称为地磁南极。1975年用参考场的系数计算的地磁北极位于78.7°N，289.5°E，它在南半球的对应极即地磁南极的位置。实测的地磁极是在倾角$I=\pm 90°$的位置上，为了和偶极子相区别，北半球的磁极称为北磁极，位于南半球的称南磁极。南北磁极的连线并不通过球心。1975年北磁极在76.1°N，100°W，南磁极在65.8°S，139.4°E。地磁南极距地理南极为1280公里，地磁南极距南磁极为1350公里。

根据用球谐系数表示球心偶极子地磁要素的表达式（1.2.21），可以应用$n=1$的三个球谐系数计算地磁极的位置（纬度φ_c和经度λ_c）及地球磁矩M，表示如下：

$$\left.\begin{aligned}\varphi_c &= \mathrm{tg}^{-1}\frac{g_1^0}{[(g_1^1)^2+(h_1^1)^2]^{1/2}}\\ \lambda_c &= \mathrm{tg}^{-1}\frac{h_1^1}{g_1^1}\\ M &= R^3[(g_1^0)^2+(g_1^1)^2+(h_1^1)^2]^{1/2}\end{aligned}\right\} \qquad (1.2.22)$$

R为地球半径。球心偶极子的磁矩$M=7.94\times 10^{25}$高斯·厘米^3。

1.2.2　地磁场的构成及起源

1．构成

分析地磁的现象和它们的来源，可以把地磁场区分为稳定的磁场和变化的磁场两部

分。这两部分都来自球内和球外，稳定部分主要来源于球内，大约占全部场的94%，而来源于外部的只约占6%。来源于内部的稳定磁场是地磁场的主要部分，一般称这部分为基本地磁场。变化磁场分长期变化和短期变化。长期变化来源于地球内部；短期变化主要来源于地球外部的高空电离层，约占短期变化磁场部分的三分之二，其余的三分之一来源于地球内部（实际上，也是由外部电流感应而引起的）。长期变化缓慢，在短期内变化幅度很小，可以不计。因此，说明地磁场构成中的变化磁场，一般不包括长期变化。

基本地磁场一般认为包含有中心偶极子磁场和非偶极子磁场（又称为大陆磁场）。中心偶极子场占这两部分总和的80%，是基本地磁场的主要成分。现在所编制的世界地磁图大多编制的就是基本地磁场分布图。稳定磁场中除去基本地磁场以外的剩余部分，主要是地壳中岩石被磁化而产生的，称之为地壳磁场。由于地壳岩石磁性的差异和分布的不均匀性，因之，地壳磁场在较小的地区内，磁场的分布就可能发生较大的变化，一般较大地区，如数百或数千平方公里内，所引起的磁场起伏称为区域性的磁场，在较小地区内，如几平方公里或数十平方公里内引起的磁场起伏称为局部磁场。一般前者又可称为区域磁异常，后者则称为局部磁异常。磁异常是磁法勘探主要研究的对象，它在全球地磁场分布中都属于局部现象，在编制世界地磁图中一般都被光滑掉了。

在上一节中，图1.2.4表示减去球心偶极子场的Z强度非偶极子场等值线图。这种非偶极子场又称为大陆磁场，这图表明大陆磁场是绕8个中心分布的，有亚洲东部、南太平洋、南印度洋、非洲大陆、北美洲、北太平洋、冰岛及澳大利亚南部。各大陆中心具有不同的极性，在图中用N和S标出。各中心的垂直强度也不相同，最强的约为地磁场平均强度的30—35%，最弱的为地磁场平均强度的6%。1958年以来，人造地球卫星进行的高空磁测结果表明，大陆磁场随着高度的增加衰减缓慢，说明它来源于地球深部。

2．地球磁场的起源

地磁的成因问题是现代地球科学研究的重大问题之一。过去，对地磁成因有过不少假说。起初设想地球内部由铁磁介质或铁磁性的岩石所形成，但这种假说是不能成立的。因为地壳的温度梯度约为30℃/公里，因此在大约25公里的深度上就达到了铁磁质的居里点左右，尽管居里点随压力增大而升高，但其增长率也只是每10^5巴升高1℃，因此即使考虑到压力的因素，上述的假说也是不能成立的。即使设想全部来源于地壳的岩石磁性，按地球磁矩计算，需地壳岩石的磁化强度平均值达6 CGSM，而大多数岩石的磁化强度都远小于或小于10^{-2}CGSM，进一步说明了这种假说不能成立。

当前，一般认为有希望的假说是自激发电机的假说，这种假说认为：（1）地核是由良导电流体形成；（2）地核中原来存在着微弱的磁场；（3）在液态地核中持续发生着差异运动或对流，并产生新的磁场，从而增强了原来的磁场。由于流体的持续运动而不断提供能量，因而引起一种自激发电机效应。由于能量的不断消耗和供应，磁场增强到一定程度就稳定下来，形成现在的基本地磁场。

简而言之，地磁场是由地核内部的电流引起的，这些电流被感生出来，并得以维持，有如一个自激发电机的过程。

1.2.3 正常磁场和磁异常

以上提到，地球的磁场是由均匀磁化球体的磁场、大陆磁场和磁异常这三部分主要磁场叠加形成的。我们总可以按研究地磁场的目的不同，将地磁场分成为正常磁场和磁异常

两部分。正常磁场可以认为是磁异常（所要研究的磁场）的背景场或零值场。如研究大陆磁场，可以把中心偶极子磁场作为正常磁场；如研究地壳磁场，则把中心偶极子场和大陆磁场的叠加场作为正常磁场。可见正常磁场的选择是根据所研究磁异常的要求而确定的。磁法勘探在地质工作中的应用，一般研究分布范围较大的区域性的磁异常，或研究局部地区和地段的磁异常。同样，也应以相应的背景场为正常场。如果以T_a表示磁异常，T表示总磁场，T_o表示正常磁场，则应有：

$$T_a = T - T_o \tag{1.2.23}$$

在磁法勘探中，应以主要突出反映所研究的地质对象引起的磁场来选定正常磁场。如果在地质工作中所要研究的是具有极弱磁性的岩层，当然，也可以把分布在岩层周围的磁性地层上所反映的磁场做为正常磁场，而把在无磁性岩层上磁场的相对变化称为磁异常。可见，在磁法勘探中正常场和磁异常是相对而言的。

§1.3 变 化 磁 场

地磁场随时间的变化总体上可以分为两大类，一类是主要因地球内部场源引起的缓慢的长期变化；另一类是主要来源于地球外部的场源引起的短期变化。下面对两类变化磁场分别概述。

1.3.1 地磁场的长期变化

基本地磁场随时间的缓慢变化，称为地磁场的长期变化。图1.3.1所示为近几百年来在伦敦观测台观测的磁偏角和磁倾角变化的曲线。

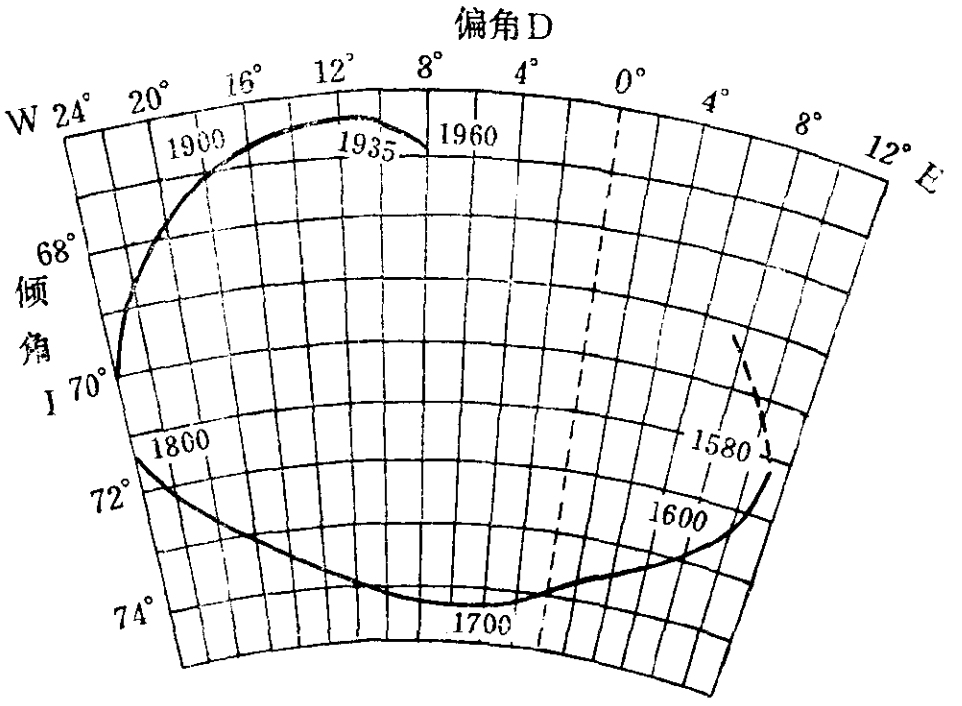


图 1.3.1 伦敦的磁偏角和磁倾角长期变化图

各地磁要素的年平均值在很多年中所起的变化，反映地磁场的长期变化，这种变化只有在连续观测的地磁台上才能得到。

许多地磁台的各地磁要素的年平均值都有显著的年变化。这种变化在相当长的时期（几十年）内为单向增减。如图1.3.1，1600—1700的一百年间磁偏角自$9°E$一直向西偏移到$-4°W$，共向西偏移了13°；磁倾角约共增大2°。而后的一百年间磁偏角继续向西偏移，但磁倾角减小。图中曲线显示出这种长期变化有周期性。此外，通过观测地磁要素和计算地球中心偶极子的磁矩还可以发现，不同年代计算出的地球磁矩值有所变化，1835年高斯计算该值为8.5×10^{25}高斯·厘米^3，而1960年计算该值为8.0×10^{25}高斯·厘米^3。在这期间内地球磁矩以每年0.05%的速率递减。如按这种速率递减，在2000年后，地球磁矩将变为很小。这种现象如果确实继续存在的话，可能是予示地磁极倒转的征兆。因为古地磁学研究发现，在地质历史年代中，地球磁极已多次发生倒转现象，并发现古地磁场强度在地球磁极倒转前发生递减到零而反向的过渡阶段。

从等变线图上（如图1.1.6所示）发现，等变线在地球上的分布是有规则的，所有等变线都绕着几个中心而聚集起来。这些中心称为长期变化的焦点，该处的变化率达到最大值。在垂直强度等变线图上有几个中心处Z是增大的，也有几个中心处Z是减小的。并发现焦点的位置和强度变化率的大小也发生逐年变化。

此外，还发现非偶极子场（如图1.2.4所示）每年约以经度为0.2°的速度向西漂移。科学家们认为地核转动比地球外核慢得多，地核引起磁场向西漂移。

1.3.2 地磁场的短期变化

地磁场的短期变化基本上可以分为两种类型。一类变化是连续出现的、比较有规律并有确定周期的变化；另一类变化则是偶然发生的、短暂而复杂的变化。这两种类型的变化主要来源于地球外部的不同原因。前者称为平静变化，来源于电离层内长期存在着的电流体系的周期性变化。后者称为扰动变化，由于磁层结构、电离层中电流体系、太阳辐射等变化所引起。

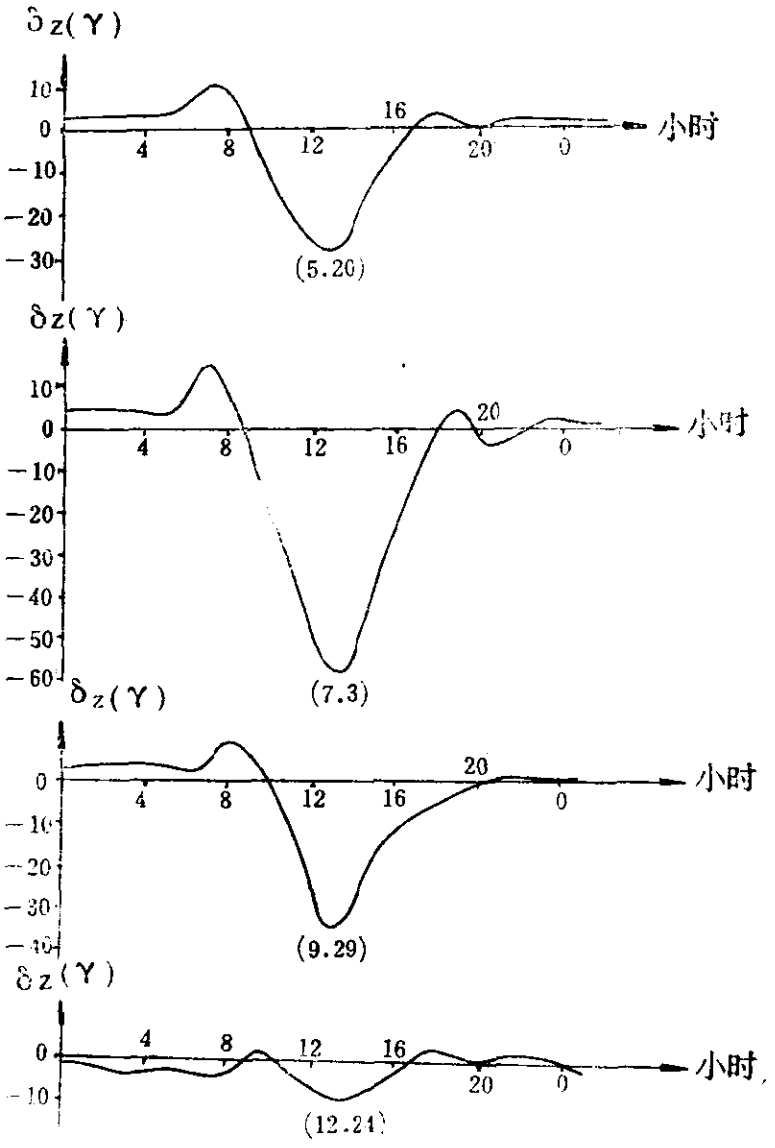


图 1.3.2 不同季节的Z日变曲线图

1．平静变化

平静变化包括太阳静日变化S_q和太阴日变化L。

（1）太阳静日变化

太阳静日变化是由电离层电流所引起的地表磁场的变化，以一个太阳日为周期，这种变化简称为日变。地磁日变的特点是在白天（6—18时）磁场的变化比较大，而夜间较平静；夏季的变化幅度比冬季大。日变的平均幅度为几伽玛到几十伽玛，如图1.3.2所示。该图为我国南方城市的Z值日变曲线。此外，观测结果还表明，同一磁纬度圈的不同地点，地磁日变的形态是一样的。不但变化幅度相同，而且变化的极值也出现在相同的地方时上，说明静日变化是依赖于地方太阳时的变化。如图1.3.3表示地磁要素X、Y、Z在不同纬度上春分、秋分期间的静日变化曲线。

由图1.3.3可见，Z的日变曲线的基本特征是在中午前后有一个明显的极值（北半球为极小，南半球为极大），变幅在磁纬度$\varphi=\pm30°$附近最大，当纬度升高或降低时，变幅均逐渐减少。我国大部分地区，Z的变幅在20—40γ左右。

X（地磁北向分量）的日变特征从图1.3.3上可看出，在$\varphi=\pm30°$附近，变幅最小，赤道附近变幅最大，可达200γ。

由于地磁要素T、Z等的日变幅度一般达数十伽玛，在磁法勘探工作中观测磁异常时会受到影响，因此，需根据日变曲线对观测结果进行校正，称为日变改正。

静日变化来源于电离层中的涡旋电流体系；太阳的紫外线幅射对于高度在60公里以上

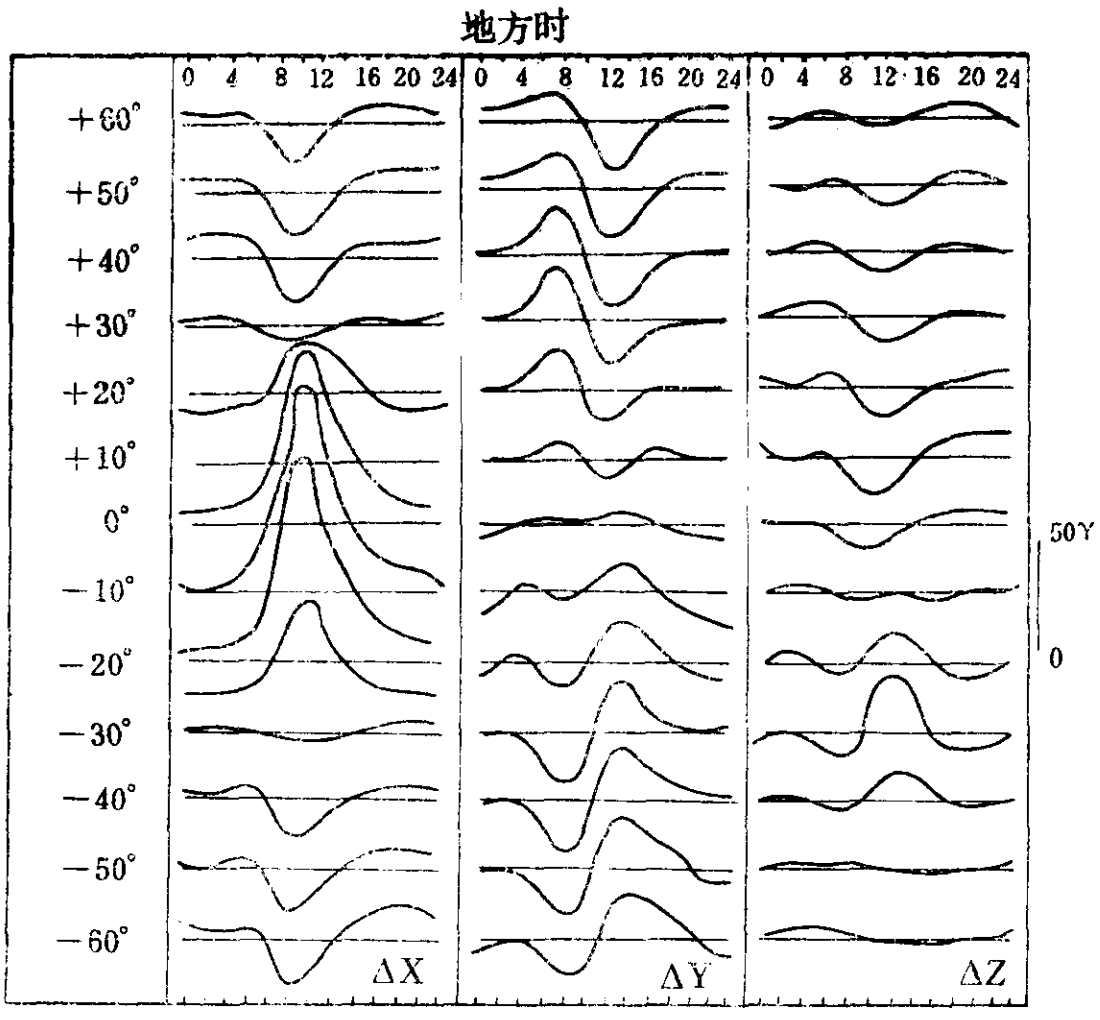


图 1.3.3 要素X、Y、Z在不同纬度上春、秋分静日变化曲线

的地球大气具有强烈的电离作用，从而在高空大气中形成了电离层，在太阳直射的地方，电子和离子的浓度最大，因此，白天浓度大，夜晚浓度小。电离层和整个地球大气在太阳的热力作用下形成大气对流（环流）运动，在日、月的引力作用下形成大气潮汐运动，这些运动是在地球磁场中进行的。由于电离层是导体，在地磁场中运动必然产生感应电流，而形成电流体系。经过观测分析，南北半球在春秋分时期电离层中共有四个涡旋电流体系（其中两个是主要的）。北半球的主要涡旋电流沿逆时针方向流动，中心位置在地方时为11时和北纬40°处。涡旋电流的总强度白天为62000安培，夜晚为32000安培。电流体系相对于太阳的位置是不变的，而地球却相对电流体系旋转着，随着地球的自转，地面各点必然要从电流体系各部位的下方经过，即从0点到24点依次地转过来，于是，地面各点的磁场就出现了一个以太阳日为周期的日变过程。

（2）太阴日变化

这是一种依赖于地方太阴时并以半个太阴日为周期的变化。太阴日是地球相对于月球自转一周的时间。由于它变化幅度很微弱，Z和H的变化只有1—2γ，在磁法勘探工作中已将这种变化包括在日变之内而不单独考虑。

2．扰动变化

（1）磁扰和磁暴

地磁场除每天连续出现周日变化外，往往发生不规则的突然变化，叫做磁扰。磁扰的形态复杂，变化剧烈。强度大的磁扰，称为磁暴。

磁暴是一种全球性效应。磁暴发生时，地磁场水平强度突然增加，垂直强度变化相对较小，磁偏角发生起伏变化，不仅变化小，也无规则形态。通常以水平强度变化来研究磁暴的形态和特征。磁暴可分为中强磁暴、中烈磁暴和强烈磁暴三级。中强磁暴可达数百伽

伽，延续时间常可达数天。

根据统计，小磁暴较多而强磁暴较少。有相当数量的磁暴具有27天重复出现的特征；发生磁暴的次数具有季节性变化（春秋两季磁暴较多）以及约以11年为周期的周期变化。图1.3.4是1959年 7 月14日—15日佘山台记录的磁暴曲线。

磁暴产生于太阳喷射出来的粒子流。太阳粒子流是由带正电的离子和带负电的电子组成的，在电性上显示为中性的粒子流（等离子体），沿着太阳向径方向喷射出来，其径向速度高达 1000—2000 公里/秒；这种粒子流可看作导电率很高的导体，当它进入地磁场的有效作用范围（离地球中心约50个地球半径）时，粒子流切割地磁场的磁力线，从而产生感应电流，这种感应电流产生的磁场，扰乱了地磁场，因而引起磁暴。因为太阳喷射粒子流与太阳黑子的暴发有关，所以一般认为磁暴与太阳黑子的出现有关。

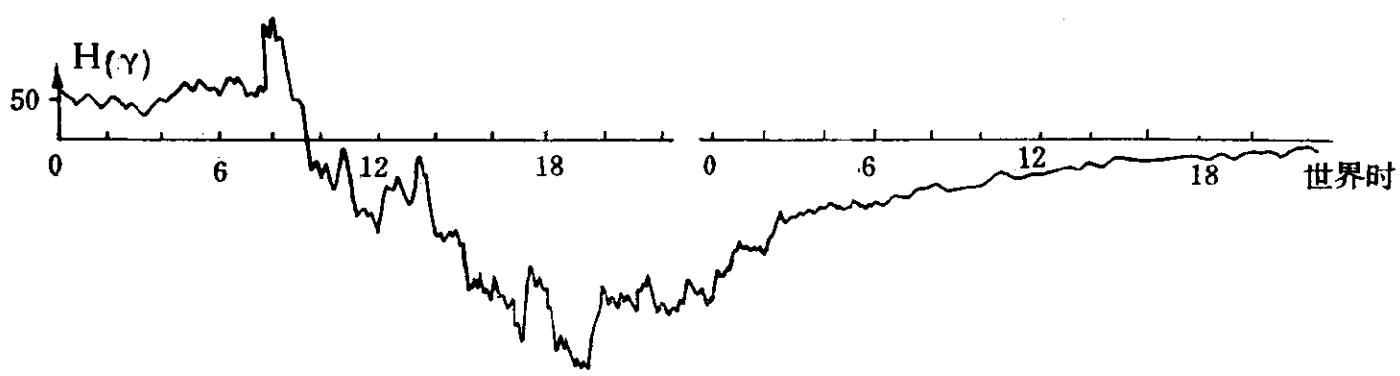


图 1.3.4　1959年 7 月14日磁暴曲线

（2）地磁场的微脉动

地磁场的扰动变化，包括周期介于0.001秒至600秒之间的短周期变化。这是一种地磁的微扰变化，称为地磁微脉动，其变化范围一般介于千分之几伽伪到几伽伪（甚至几十伽伪）。

地磁场的微脉动，分有两种类型，一种是规则稳定型的连续脉动，另一种是不规则型的或衰减型的瞬时脉动。连续型脉动具有正弦型或近于正弦型的形态，振幅几乎是相等的，持续时间约数小时，如图1.3.5为连续45秒微脉动的实例。

瞬时脉动类似于阻尼振荡，在振动中，振幅是逐步衰减的，持续时间为几分钟到几十分钟。还有一种周期在10秒至80秒范围内、隔一定时间间隔出现的断续微脉动，如 图 1.3.6 所示。

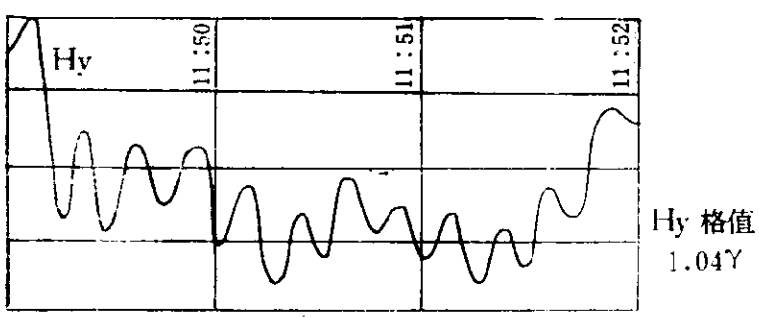


图 1.3.5　45秒连续微脉动

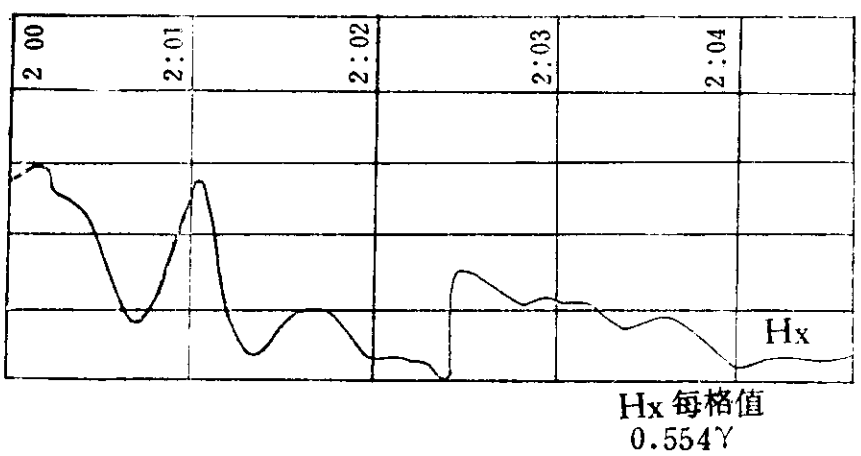


图 1.3.6　1973年11月27日张掖的断续微脉动图

地磁场的微脉动，在地球内产生感应电流，它有助于了解地壳上部电导率的状况以解决某些地质或地球物理问题。它也有可能用来区分矿与非矿的磁异常。

〔附录〕磁学单位的 CGSM 制与 SI 制对照表

在磁法勘探中传统的应用高斯单位制(CGSM)。现在，国外部分书刊已改用国际单位制(SI)，但我国尚未改动。

在本书交稿但尚未付印之时，1983年3月4日公布了国务院《关于在我国实行法定计量单位的命令》。但由于单位制的改变将导致各公式应添加不同的常系数，影响全书版面，故本书未加改动，仅编制了单位对照表作为过渡。

磁　学　单　位

名称及符号	高斯制		国际单位制		关系
	单位	量纲	单位	量纲	
磁感应强度 B	高斯 = 麦克斯韦/厘米^2	$L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}$	特斯拉 = 韦伯/米^2	$MT^{-2}I^{-1}$	1韦伯/米^2 = 10^4高斯
	伽玛 = 10^{-5} 高斯		纳特 = 10^{-9}特斯拉		1纳特 = 1伽玛
磁通量 Φ_B	麦克斯韦	$L^{3/2}M^{1/2}T^{-1}$	韦伯	$L^2MT^{-2}I^{-1}$	1韦伯 = 10^8麦克斯韦
磁矢位 A	CGSM(A) = 高斯·厘米 = 麦克斯韦/厘米	$L^{1/2}M^{1/2}T^{-1}$	韦伯/米 = 牛顿/安培	$LMT^{-2}I^{-1}$	1韦伯/米 = 10^6CGSM(A)
磁矩 m	CGSM(m)	$L^{5/2}M^{1/2}T^{-1}$	安培·米^2	L^2I	1安培·米^2 = 10^3CGSM(m)
自感系数 L	CGSM(L) = 厘米	L	亨利	$L^2MT^{-2}I^{-2}$	1亨利 = 10^9 CGSM(L)
磁化强度 J	CGSM(J)	$L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}$	安培/米	$L^{-1}I$	1安培/米 = 10^{-3}CGSM(J)
磁化率 κ	CGSM(κ)	无量纲	SI(κ)	无量纲	1SI(κ) = $1/4\pi$CGSM(κ)
磁场强度 H	奥斯特	$L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}$	安培/米	$L^{-1}I$	1安培/米 = $4\pi\times10^{-3}$奥斯特
导磁系数 μ	CGSM(μ)（真空的导磁系数 $\mu_0=1$）	无量纲	亨利/米（真空的导磁系数 $\mu_0=4\pi\times10^{-7}$ 亨利/米）	$LMT^{-2}I^{-2}$	1亨利/米 = $(1/4\pi)\times10^7$ CGSM(μ)
磁位 V_m	吉伯特 = 奥斯特·厘米	$L^{1/2}M^{1/2}T^{-1}$	安培	I	1安培 = $4\pi\times10^{-1}$吉伯特
磁荷 Q_m	CGSM(Q_m)	$L^{3/2}M^{1/2}T^{-1}$	安培·米	LI	1安培·米 = 10CGSM(Q_m)
体磁荷密度 ρ_m	CGSM(ρ_m)	$L^{-3/2}M^{1/2}T^{-1}$	安培/米^2	$L^{-2}I$	1安培/米^2 = 10^{-5}CGSM(ρ_m)
面磁荷密度 ω_m	CGSM(ω_m)	$L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}$	安培/米	$L^{-1}I$	1安培/米 = 10^{-3}CGSM(ω_m)

第二章　岩石的磁性

研究岩石磁性的特征、成因及其变化规律从以下三个方面来看具有十分重要的意义。首先，由于磁异常正是由铁磁性岩石所引起，所以认识铁磁质在均匀场中的磁化机制和它的性质，在应用和发展磁法勘探理论上具有重要的意义。掌握和研究岩石磁性特征及其规律更是测定和解释磁异常的物理基础。第二，岩石中存在有其形成时期获得的磁性，这种磁性称为岩石的剩磁，这是在磁异常解释中需重视的问题，也是古地磁学的基础。最后，研究包含在岩石中的矿物的磁性，探求这些矿物的成份对岩石生成、演化与经历条件的依赖关系，即通过研究岩石的磁性，进而研究大地构造和演化以及区域地质等问题。

§2.1　物质磁性及其表示的物理量

地壳浅部的岩石和矿体，从它们形成时起，就被地磁场所磁化。岩石和矿石被地磁场磁化的原理和物质的磁化是一样的。所不同的是地磁场对岩、矿石的磁化是长期的，在磁化过程中岩石又可能经历了各种变化，使其磁性变得更复杂。

2.1.1　物质的磁性

由电磁学中可知，任何物质的磁性都是带电粒子运动的结果。不同物质的分子和原子，由于电子壳层中电子的数量及其相互作用的不同，使其具有不同的磁性。由此可见要说明物质磁性的本质，首先必需研究原子的磁性。

原子是由带正电的核和绕核沿一定轨道转动的电子组成。沿一闭合轨道转动的电子和沿一闭合迴路流动的电流相似。它产生一磁场，外磁场对它施以取向作用。若假想作一电子轨道的截面，则每当电子转一周，将有电荷 e 通过这一截面。单位时间内通过这截面的电荷为 ne，n 是单位时间内沿轨道转动的周数。因为电流强度 I 的数值等于单位时间内通过单位截面的电荷，所以沿一定轨道转动的电子相当于一强度为

$$I = ne \tag{2.1.1}$$

的电流。

单位时间内电子周转数目 $n = \frac{v}{2\pi r}$，式中 v 为电子运动速度，r 为电子轨道半径，则

$$I = \frac{v}{2\pi r} \cdot e \tag{2.1.2}$$

已知沿轨道转动的电子的磁矩相当于一个环形电流的对应磁矩，其公式为：

$$M = \frac{1}{c} IS \tag{2.1.3}$$

式中 c 为光速，S 为电流所包围的面积，I 为环形电流的强度。把(2.1.2)式代入(2.1.3)式则得电子轨道磁矩为

$$M = \frac{1}{c}\frac{v}{2\pi r} e\pi r^2 = \frac{1}{2c} vre \tag{2.1.4}$$

而电子沿轨道转动的机械动量矩为

$$P=mvr \tag{2.1.5}$$

式中m为电子的静止质量。

比较(2.1.4)和（2.1.5）两式得

$$M=\frac{e}{2mc}P \tag{2.1.6}$$

上式把沿闭合轨道转动的电子磁矩M和它的机械动量矩P直接联系起来了。

如果原子中有若干个沿不同轨道转动的电子，则各个电子的机械动量矩P_i的向量和为合动量矩P，同样，各电子的磁矩M_i的向量和为整个原子的合磁矩M。

实验表明，电子轨道运动所具有的磁矩，只能取一定的数值，其值为玻尔磁子P_o的倍数，P_o是电子具有的最小磁矩

$$P_o=\frac{e}{4\pi mc}h=0.917\times10^{-20}\text{ 尔格/高斯}$$

h为普朗克常数。

电子除绕原子核沿轨道转动外，还有自转或自旋。电子因自旋而具有的磁矩叫自旋磁矩，它的大小等于一个玻尔磁子。自旋也有动量矩。电子自旋磁矩$M_{自}$与自旋动量矩$P_{自}$之比为

$$M_{自}=\frac{e}{mc}P_{自} \tag{2.1.7}$$

比较（2.1.6）与（2.1.7）两式，可见电子由自旋引起的磁矩与动量矩之比等于由轨道转动引起的比值的两倍。

原子的总磁矩等于由电子沿闭合轨道转动的磁矩和电子的自旋磁矩的矢量和。其总动量矩也是轨道转动动量矩及自旋动量矩之矢量和。

原子核、包括质子和中子也都有磁矩，但它们的数值很小，所以在原子的总磁矩中可以不计。有了上述原子磁性的概念，我们可以进一步来解释物质的抗磁性和顺磁性。

1． 抗磁性

抗磁性或逆磁性的物质，由于该类原子的各电子壳层中，电子成对出现，自旋方向相反，因而抵消了它的自旋磁矩；其轨道磁矩也因相邻轨道磁场的相互作用而抵消，故这类原子没有净剩磁矩。当有外磁场作用时，运动着的电子将受到罗仑茨力，在该力作用下电子将以角速度

$$\omega=\frac{eH}{2mc}$$

绕外磁场方向旋转，此即拉摩旋进，与力学中转动物体在重力场中的进动（陀螺）相似，此时，原子磁轴对外场的方向不变，ω与外磁场同向，由此旋进而产生的磁场的方向总是与其角速度的方向相反，因而原子在外磁场中由于进动而获得的磁矩ΔM与外磁场方向相反。可见，原子获得和外磁场方向相反的磁矩，亦即物体磁化的方向和外磁场相反，所以抗磁性是所有磁介质都具有的。去掉外磁场时，这种进动磁矩立即消失，并与温度无关。抗磁性物质的磁化率为负值，可用下式表示：

$$\kappa_{抗磁}=-N\frac{e^2}{6mc^2}\sum\overline{r_i^2} \tag{2.1.8}$$

式中N为每立方厘米中的原子数，$\overline{r_i^2}$为第i个电子与原子核之间距离的均方值。

2. 顺磁性

物质原子的电子壳层中，含有非成对的电子，其自旋磁矩未被抵消，在外磁场作用下，电子自旋磁矩的方向转向与外磁场平行，这种特性叫顺磁性。在外磁场不存在时，整个磁介质的各个原子磁矩取向是混乱的，故不显磁性。在外磁场的作用下，原子磁矩沿外磁场方向的取向作用是由原子间的碰撞作用而引起，统计力学计算的结果得出，在原子磁矩给定时，碰撞的结果，其磁轴方向靠近外场方向的原子应占优势，因而使物体发生磁化，即产生顺磁效应。一般由于顺磁效应比抗磁效应强，故顺磁效应掩盖了抗磁效应。顺磁物质的磁化率可用下式表示：

$$\kappa_{顺磁}=\frac{N\mu^2}{3kT}=\frac{C}{T} \qquad (2.1.9)$$

式中N为每立方厘米中含有非成对电子的原子数；μ为每个顺磁物质原子的玻尔磁子的平均数（每个非成对电子的自旋所产生的磁矩叫玻尔磁子）；k为波耳兹曼常数；T为绝对温度，C为居里常数。顺磁物质的磁化率与绝对温度成反比，此现象由居里所发现，故称居里定律。抗磁性物质和顺磁性物质的磁性都很小，全是弱磁性，其磁化率一般在10^{-6}高斯·奥斯特$^{-1}$级次。图2.1.1为抗磁性和顺磁性物质的磁化率曲线。

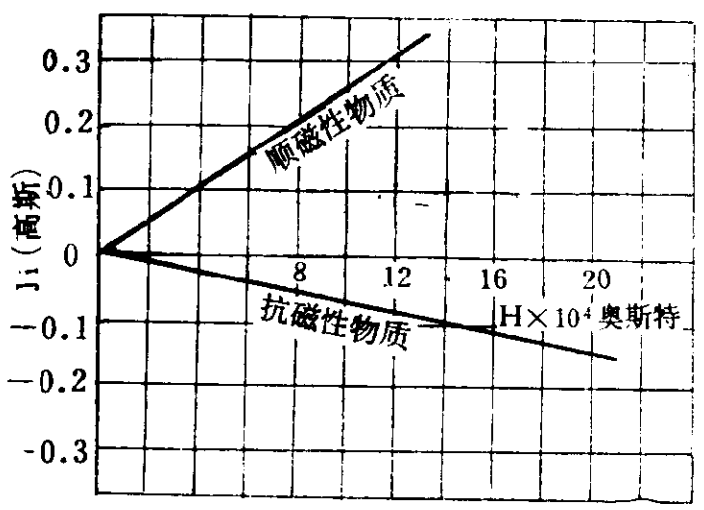


图 2.1.1 抗磁性和顺磁性物质的磁化率曲线

3. 铁磁性

有些物质（如Fe，Co，Ni)含有非成对电子，这些电子由于相邻原子间彼此相互发生交换力的作用，迫使其保持自旋平行。即使没有外磁场作用，因交换能大于原子的热扰动能，而在局部“区域”内产生平行排列，这种磁化叫做自发磁化。这种包括自发磁化介质的小区域称为“磁畴”。在有外磁场作用时，其自发磁化的磁矩，将转向与外磁场一致的方向。一般情况下，铁磁性物体内，包含多个磁畴，每个磁畴内的原子磁矩相互平行。磁畴的体积大约为10^{-6}立方毫米，每个磁畴中包含数百亿甚至数千亿个原子。而磁畴与磁畴之间存在着过渡层，其中原子磁矩由一个磁畴的方向逐渐转到相邻磁畴的方向，这种过渡层称之为畴壁（布洛赫壁)。在没有外磁场时，所有磁畴不规则地排列，整个物体不显磁性，总磁矩为零。在外磁场作用下，磁化有以下三个过程：(1)原来磁化方向和磁场方向接近的磁畴由于畴壁位移逐渐扩大体积；磁化方向和磁场方向相差很大的那些磁畴则减小体积。畴壁位移时，原子磁矩方向发生偏转变化，但其位置不变，这样的变化显然增加了整个物体沿磁场方向的磁矩。(2)若外磁场再增大，各磁畴的磁化方向都进入和磁场接近的方向。(3)磁场继续增大，则磁化方向转向磁场的方向而趋于磁饱和。以后磁场再增大，磁化强度不再增加。如果减小磁场直到零，磁化并不按原来的过程回溯，而落后于外磁场的变化，当外磁场为零时，仍有一部份磁畴滞留在原来磁场的方向，并保留有一定强度，称之为剩余磁化强度。具有以上磁化特性的物质即称为铁磁性物质。由于铁磁性物质的磁性特别强，其磁化率比顺磁性物质大万倍以上，是引起异常磁场的主要原因，因此对铁磁性的认识在磁法勘探中具有重要的意义。现简述其特征如下：

（1）磁滞现象

如图2.1.2所示，设横轴为磁场强度H_0，纵轴为磁化强度J_i，先使磁场强度由零逐渐增加至H_s，这时J_i也很快增大到J_s，当增至H_s后再增大磁场，J_s保持不变，这时铁磁质处于磁化饱和状态，J_s称为饱和磁化强度。当H_0从H_s减小至零时，J_i虽然也随着减小，但却沿AB段变化，并不减至零，而减为J_R，J_R称为等温剩余磁性。为使J_R为零，需加反向磁场。当J_i减小到零时，相应的磁化磁场H_c称为矫顽磁力。继续加强反向磁场，J_i也随之反向增大，并达到负的饱和值$(-J_s)$。再将反向磁场减小到零，然后正向增大，磁化曲线沿$DEFA$变化。J_i随磁化场的变化呈不可逆现象，称为磁滞现象。

（2）磁导率μ和磁化率κ

实验表明，物质的磁化强度J_i是磁化场的函数。对某些物质，在一定的磁场和温度范围内，J和H_0成简单线性关系：

$$\boldsymbol{J_i=\kappa H_0} \tag{2.1.10}$$

比例系数κ叫做磁化率。$\kappa>0$的物质称为顺磁性物质，$\kappa<0$的物质称为抗磁性物质。

对铁磁性物质而言，其磁化强度不是磁化场的单值线性函数。铁磁质J_i随H_0的变化仍可表示为：

$$\boldsymbol{J_i=\kappa H_0}$$

但应注意，其中κ是随H_0而变化的，当H_0变化很小时，磁化是可逆的，κ可看作常数。当H_0为定值时，κ也是确定的，磁化率κ与磁场H_0的关系如图2.1.3所示。

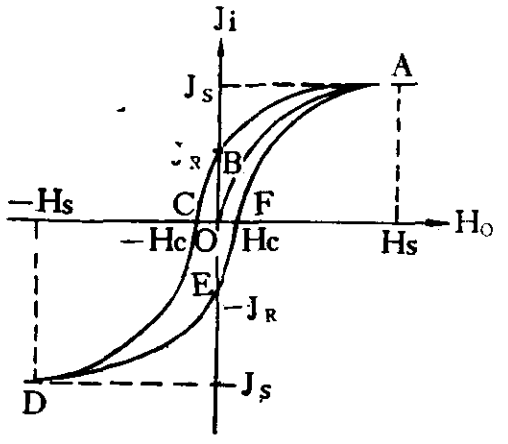


图 2.1.2 铁磁性物质的磁滞迴线

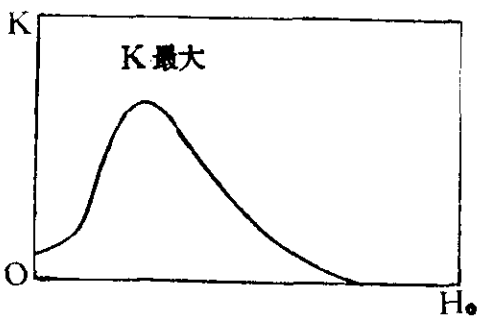


图 2.1.3 铁磁性物质磁化率与磁化场的关系
（注：图中K应为κ）

磁介质内部某点的磁感应强度与磁场强度之比称为介质的磁导率，用μ表示。即：

$$\boldsymbol{B=\mu H_0}$$

其中μ与κ的关系为：$\mu=1+4\pi\kappa$，在真空中，$\kappa=0$，$\mu=1$，$\boldsymbol{B=H_0}$。由此可见，磁感应强度$\boldsymbol{B}$是比$\boldsymbol{H_0}$更为广泛的一个物理量，它适用于有、无磁介质存在的任何一种情况。磁导率μ是取决于介质性质的一个物理量，它与κ一样是随H_0而变化的。

（3）居里点

对铁磁性介质，当外磁场不变，温度逐渐升高时，磁畴体积的变化及转向等过程都较容易，因而温度升高，磁化率κ也随之增大，当达到某一温度时，磁化率急骤下降而变为极小（趋于零），这时原子间的热扰动能超过它们之间的交换能，由于热运动剧烈，破坏了磁畴，并使原子磁矩排列紊乱。这一温度称为居里温度或居里点。如铁的居里温度为798℃；镍为390℃；钴为1150℃。

在居里温度以上时，物质丧失铁磁性而变为顺磁性。而在丧失铁磁性以前，磁化率获

得最大值。对铁磁性介质，在磁化场增加时，加热或振动，可使磁化增加，在磁化场减弱时，加热或振动，将会使其提前去磁。

（4）铁磁性的类型及其解释

物质的铁磁性一般可分为三种类型：即铁磁性、亚铁磁性（或叫铁淦氧磁性）和反铁磁性。前已指出，铁磁性物质磁畴内原子间存在很强的正交换力，在磁畴内原子磁矩排列在同一方向。在反铁磁性物质中，同样有原子磁矩规则排列的空间，亦可称为“磁畴”，不过原子磁矩的排列不是在同一方向，而是反平行排列，这是因为两个原子之间的交换作用是通过中间原子（如氧）来实现的，这种作用力称为超交换作用力，这种作用力使物质内的磁性离子分为两个磁性次晶格，在每一个次晶格上，所有的电子自旋磁矩平行排列，而两个次晶格的磁矩方向相反。如两个次晶格的磁矩大小相等，则宏观磁矩为零，物质呈反铁磁性。反铁磁性物质也有居里温度（又称奈尔温度），高于居里点时，原子磁矩的整齐反平行排列被破坏，物质由反铁磁性状态转为顺磁性。反铁磁性物质的磁畴在无外磁场时不具磁矩，加上外磁场后，基本上不改变其反平行排列，但可使正反两方向的原子磁矩各扭转一个角度，从而使磁畴具有一定的磁矩。因此反铁磁性物质的磁化率较铁磁性物质要小得多，但具有较大的矫顽磁力。实际上反铁磁性物质往往具有很小的自发磁化强度，这是由于其晶格不完整，有错位、空穴等因素造成的，这种磁性通常称为不完全的反铁磁性或寄生铁磁性。

铁淦氧物质是指化学成分为$MOFe_2O_3$的金属氧化物，此处M指原子价为2的金属物质，诸如Mg、Ni、Co、Mn、Ti、Cu、Zn、Cd……。铁淦氧物质分子中的磁矩，主要由金属离子的磁矩来决定。由于晶胞中氧原子形成的超交换力作用，使两种金属离子（即两价和三价两种金属离子）磁矩彼此逆平行，但两种金属离子的磁矩大小不同，于是从整个晶胞体来看，形成自发磁化，产生剩余磁性，具有与铁磁性物质相同的性质。几乎所有岩石中的铁磁性矿物都是铁淦氧体。如磁铁矿、钛磁铁矿等。上述三类铁磁性物质的原子磁矩在磁畴中的排列如图2.1.4所示。

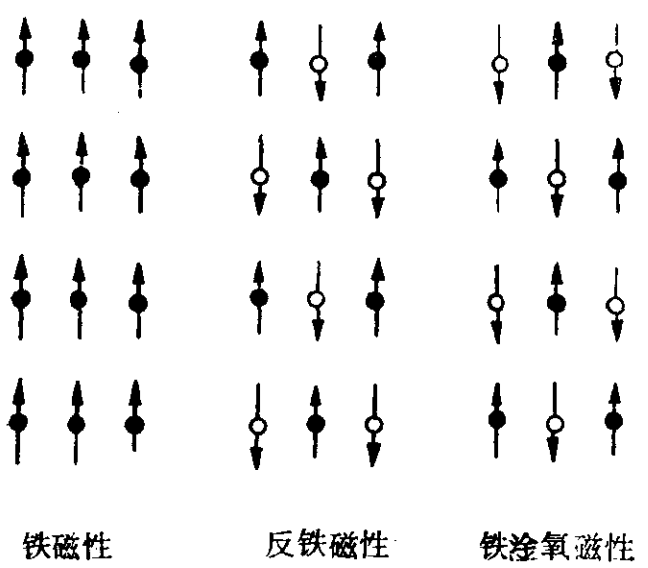


图 2.1.4 铁磁体、反铁磁体及亚铁磁体磁偶排列示意图

综上所述，物质的磁性可归纳成下面几种情况：

1．当原子或分子的磁矩总和为零时，物质显示出抗磁性。

2．当原子具有一定磁矩时，又可分为两种不同情况：

（1）当原子磁矩间没有相互作用力，物质显示出顺磁性。

（2）当原子间有很强的交换力，原子磁矩之间相互作用形成磁畴。由于磁畴内原子间的交换力不同又可分成三种情况：

（A）铁磁性物质：磁畴内原子间存在很强的正交换力，在磁畴内原子磁矩排列在同一方向。

（B）反铁磁性物质：磁畴内磁性离子间存在超交换作用力，磁畴内离子磁矩排列相反，故磁化率很小，但具有很大的矫顽磁力。

（C）铁淦氧磁性：磁畴内离子间存在超交换作用力，磁畴内磁性离子反平行排列，且磁矩互不相等，故每一磁畴仍具有自发磁矩。所以具有较大的磁化率和剩余磁化强度。

以上具有磁畴的物质，我们都称之为铁磁性物质。

2.1.2 表示岩、矿石磁性的物理量

在磁法勘探中，岩、矿石的磁性常用磁化率、感应磁化强度及剩余磁化强度来表示。

1．磁化率和感应磁化强度

岩、矿石被现代地磁场磁化而具有的感应磁化强度，仍可表示为：

$$J_i = \kappa T$$

式中T是地磁场总强度；J_i为感应磁化强度，用以表示岩、矿石被磁化的程度；κ是岩、矿石的磁化率，用以表征物质被磁化的难易程度，其值取决于岩、矿石的性质。

2．剩余磁化强度和总磁化强度

剩余磁化强度J_r与现代地磁场无关，它是岩、矿石形成时，处于一定的条件下，受当时地磁场的磁化所保留下来的磁性。

总磁化强度以J表示，表示岩石总的磁性，它与J_i，J_r的关系为：

$$J = J_i + J_r = \kappa T + J_r \qquad (2.1.11)$$

由磁化强度和磁化场的关系可以看出，二者的量纲是相同的。在实用中，磁化强度的单位常用高斯，而磁化率常表示为10^{-6}高斯·奥斯特$^{-1}$。在磁测中，对κ和J我国常用CGSM表示。在计算中应注意：在真空中和空气中1CGSM 量值与 1 高斯或 1 奥斯特是相等的。

§2.2 岩石的磁性

2.2.1 矿物的磁性

岩石是由矿物组成的，岩石的磁性与矿物的磁性直接有关。大量研究表明，岩石磁性主要决定于所含的铁磁性矿物。绝大多数矿物是抗磁性和顺磁性的，只有少数矿物具有铁磁性。铁磁性矿物种类虽不多，但分布却很广，许多岩石或多或少都含有它。与物质的磁性一样，矿物的磁性也分为：抗磁性、顺磁性和铁磁性。

1．抗磁性和顺磁性矿物

最常见的抗磁性矿物有：岩盐、石膏、石英、方解石、大理石、石墨、石油、金刚石等。这类矿物磁化率都很小，一般为$n \times 10^{-6}$CGSM 量级，在磁法勘探中 常把它们看作是无磁性的。

属于顺磁性矿物，最常见的有黑云母、辉石、角闪石、蛇纹石、堇青石、褐铁矿、石榴子石等。这类矿物的磁化率一般小于500×10^{-6}CGSM，其变化范围是：0—5000×10^{-6}CGSM。有时因为矿物中掺有磁铁矿，会出现较高的磁性。

2．铁磁性矿物

自然界并不存在纯铁磁性矿物，主要是铁淦氧磁性的矿物，如铁的氧化物和硫化物及其它金属元素的固熔体等。这些矿物虽然数量不多，但它们的磁性很强，对岩石磁性起着决定性作用。主要矿物有：

（1）磁铁矿

纯磁铁矿的分子式为Fe_3O_4，其居里点585℃。在地壳中纯磁铁矿是少见的，绝大多数

情况下，它是由不同比例的铁、钛、氧组成复杂的固熔体。它的磁化率大小，取决于它所含的杂质；一般情况下，杂质增多磁化率减小。磁铁矿的磁化率 接近于 1 CGSM，其变化范围一般为0.40—2.79CGSM。在一定温度时磁铁矿(Fe_3O_4)与钛铁尖晶石(Fe_2TiO_4)是完全可溶的。因此，常见的磁铁矿往往含有 TiO_2 等成份。含有大量 TiO_2 的天然磁铁矿，一般称为钛磁铁矿。在自然界中，大部分的铁淦氧磁体差不多都由FeO、Fe_2O_3及TiO_2三种成分组合而成，称之为 FeO-Fe_2O_3-TiO_2 三元系。在矿物组合中，由于这三种化合物的成分比例不同，从而组成不同性质的磁性矿物。

（2）磁赤铁矿(γ-Fe_2O_3)

赤铁矿有两种类型，即 α 型和 γ 型。γ 型赤铁矿也叫磁赤铁矿，具有铁磁性。γ 型赤铁矿在高温时是不稳定的，当温度 高达 300℃时，它自发地变为 α 型赤铁矿。α 型赤铁矿在高温时是稳定的；一般认为不纯的 γ 型赤铁矿（如含有Na离子）在高温时也是稳定的。α 型赤铁矿基本上是反铁磁性的，有很大的矫顽磁力，磁化率不大。α 型赤铁矿的一个重要特征是，当其从高温冷却时，会得到很强的温差剩磁，可以比感应磁化强度大很多。

（3）磁黄铁矿

磁黄铁矿是一种非常重要的不含铁氧化合物的磁性矿物，有时在基性岩中出现。它的分子式为 FeS_{1+x}，当$x=1$时，它为 FeS_2，叫黄铁矿，是顺磁性的。而 $Fe_{11}S_{12}$-Fe_6S_7 一般带有铁磁性，居里点为300℃—325℃，称为磁黄铁矿。

总结以上情况可以看出，在自然界里最常遇到的是铁和钛的氧化物(铁-钛-氧三元系)和铁-硫系固熔体。

铁磁性矿物不仅有较强的磁化率，还具有较大的剩余磁性。表 2.2.1 中列出了我国一些地区磁铁矿的磁性数据。大体可以提供磁铁矿磁性的数量概念。由表 2.2.1 可以看出，同是磁铁矿，由于地区不同，其磁性差别很大；即使是同一地区的磁铁矿，其磁性也在一个相当大的范围内变化。这种变化与其含量的多少、化学组份、所含杂质、磁性颗粒的大小、形状、生成条件及次生作用等因素有关。

表 2.2.1

标本产地	矿石种类	κ(10^{-6}CGSM)	Jr(10^{-6}CGSM)
山东某地	磁铁矿	30000	4000
河北某地	磁铁矿	16000	950
湖北某地	磁铁矿	15000	18000
云南某地	磁铁矿	126000	132000
江苏某地	磁铁矿	47500	5420
安徽某地	磁铁矿	134000	19000
黑龙江某地	磁铁矿（块状）	138700	32300
甘肃某地	磁铁矿	240000	91000

2.2.2 各类岩石磁性的一般规律

岩石中铁磁性矿物的有无、含量的多少、颗粒的大小及其分布情况，与岩石的磁性直接有关。因此，不同种类的岩石具有不同的磁性。一般说来，火成岩磁性最强，沉积岩磁性最弱，变质岩则介于二者之间，其磁性决定于其原来岩石的磁性。从表 2.2.2 可大致看出各类岩石磁性大小情况。

表 2.2.2

岩石类型	κ(10^{-6}CGSM)	Jr(10^{-6}CGSM)	岩石类型	κ(10^{-6}CGSM)	Jr(10^{-6}CGSM)
超基性岩	10^2—10^4	10^2—10^4	变质岩	10^0—10^3	10^0—10^2
基性岩	10^1—10^4	10^0—10^4	沉积岩	10^0—10^2	10^0—10^2
酸性岩	10^1—10^3	10^0—10^4			

（表中数字表示数量级）

1．沉积岩的磁性

沉积岩的磁性取决于它是否含有铁磁性矿物，若含有随母岩侵蚀而来的磁性颗粒，它将显示磁性，所含铁磁性矿物愈多其磁性愈强。有的沉积岩几乎不含任何铁磁性矿物（如灰岩）基本上是非铁磁性的。

沉积岩的剩余磁性均很小，其量值在10^{-7}—10^{-4}CGSM 之间，一般为 $n\times10^{-6}$CGSM。沉积岩的磁化率由其所含磁性矿物的情况而定，大多不超过100×10^{-6}CGSM。由于沉积岩磁性很小，在磁测中用磁秤往往不能测定，故常把它们看作非磁性的。

2．火成岩的磁性

由于火成岩一般都不同程度地含有铁磁性矿物，大多显示铁磁性特征。火成岩由酸性到基性，二氧化硅含量渐减，而铁磁性矿物含量渐增，其磁性也有逐渐增强的趋势，见表2.2.3。这说明铁磁性矿物含量的多少，对岩石的磁性有决定性的作用。

表 2.2.3

岩石名称	标本块数	κ(10^{-6}CGSM)	Jr(10^{-6}CGSM)	备注
海西期花岗岩	242	1150	460(97)	括号内为标本块数
燕山期花岗岩	108	340		
闪长岩	103	2000	2000	
辉长岩	444	1000	800	
	200	1000	10000	含磁铁矿较多
橄榄岩	1092	13000	13000	
角闪岩	230	13000	13000	
辉岩	61	13000	13000	
流纹岩	21	500	500	
流纹斑岩	162	2000	2000—2500(78)	
安山岩	84	2000	2000—10300(92)	
玄武岩	115	2000	200—25000(276)	

同一成份的火成岩，其磁性变化也很大，这表明成份不是决定岩石磁性的唯一因素。例如同一成份的侵入岩与喷出岩的磁性不同，喷出岩的磁性变化范围较大，J_r相对地大些。不同时代的同一种火成岩往往具有不同的磁性。例如我国东北某地海西期花岗岩κ常见值为1150×10^{-6}CGSM(242块标本)，而燕山期的κ为 340×10^{-6}CGSM(108块标本)。

另外，同一岩体的不同岩相带，往往也表现出不同磁性。花岗岩的中央相与边缘相，基性与超基性岩的不同岩相带，其磁性都有差别。

一般火成岩都具有较大的Q值$\left(Q=\frac{J_r}{J_i}\right)$，所以火成岩一般具有剩磁。并且火成岩的

J_r方向变化也较大，一般在±10°范围内变化，甚至有的可与现代地磁场反向。

火成岩的磁性不仅与其中磁性矿物的含量、颗粒大小及结构构造有关，还与火成岩中重矿物的分异、排列、冷却特点以及生成后所处条件和所经历的地质过程等复杂因素有关。当研究火成岩磁性时，既要注意κ，也要注意J_r，并应结合地质情况具体分析。表2.2.3所列的是东北某省的火成岩磁性数据，大体可表明上述火成岩的磁性特征。

3．变质岩的磁性

变质岩的磁性一般与其变质前岩石的磁性有关。但也应注意岩石受到高温和高压作用产生物理化学变化使矿物成份发生变化。

在片麻岩中，正片麻岩磁性与花岗岩接近，而负片麻岩磁性很弱，与泥砂岩相近。纯的大理岩和石英岩磁性很弱，千枚岩磁性稍强。如果这些岩石含有铁质矿物，其磁性会显著增强。如含铁石英岩、铁质千枚岩等磁性均较强。例如：松辽平原的千枚岩κ值为1000—3500×10^{-6}CGSM，片麻岩为100—500×10^{-6}CGSM，页岩为20—70×10^{-6}CGSM，大理岩基本上是非磁性的。

在具有层状结构的变质岩中，其磁性一般随方向不同而异，表现有磁的各向异性，J_r的方向往往近于片理的方向，且沿片理方向上的磁化率数值比垂直片理方向上的要大。

§2.3 岩石的剩余磁性

岩石的剩余磁性也是因其含有铁磁性矿物颗粒造成的。由于造成剩余磁性的磁化历史不同，因而剩磁的类型和特点也不相同。

2.3.1 岩石剩余磁性的类型

1．热剩余磁性(TRM)

在地磁场中，岩、矿石由炽热的岩浆通过它的居里点冷却到正常地表温度所获得的磁性，称为热剩余磁性。热剩余磁性不仅很强，而且特别稳定。如果在常温下，在强度为一个高斯的磁场中获得的等温剩余磁性，只要环境温度略有增加，或使用1高斯的交变磁场，就可以完全将剩磁退磁。但在1高斯强度的磁场中，经高温冷却所获得的热剩余磁性，就是用几百高斯的交变磁场，往往也不能完全把其剩磁退磁。火成岩的剩余磁性主要是属于热剩磁，比较稳定。

2．沉积（或碎屑）剩余磁性(DRM)

在形成沉积岩的缓慢的沉积过程中，微细的磁性岩石颗粒按当时地磁场的方向呈定向排列，这种颗粒的排列经沉积、压实、脱水后，长期保存在沉积岩中，这样显示出的磁性，称为沉积剩余磁性。沉积岩的剩余磁性是随颗粒的母岩磁性或在沉积过程中因化学变化而形成的。这类剩磁一般也比较稳定。

3．化学剩余磁性(CRM)

在居里点以下的某一温度条件下，因化学作用（如氧化等）结果，使得磁性颗粒直径增大，或是由原来矿物变为新的矿物（如氢氧化铁还原为赤铁矿），在此过程中，受当时地磁场作用获得的剩余磁性称为化学剩余磁性。沉积岩和变质岩剩余磁性的形成常与这种过程有关。它是一种比较稳定的剩磁。

4．等温剩余磁性(IRM)

在温度为常温时，因外磁场的作用而获得的剩余磁性，叫等温剩余磁性。如闪电能使地面小范围的岩石产生剩余磁性，这种剩余磁性是不稳定的，它的大小和方向随着施加外磁场的大小和方向发生变化。

5．粘滞剩余磁性(VRM)

由于长期受某一外磁场作用，且随着时间的延续，愈来愈多的磁畴按所作用磁场的方向排列，使其剩余磁性增强，并固定下来。这种与时间有关的剩余磁性，叫做粘滞剩余磁性。这种剩余磁性随获得的时间愈长而愈稳定，因此，岩石在地质漫长时期中获得的粘滞剩磁是十分稳定的。

2.3.2 岩石剩余磁性的成因

形成岩石的天然剩余磁性的因素是复杂的，不是由单一原因造成的。岩石由形成到现在，可能经过各种地质作用、物理和化学的变化过程，这些都会影响其剩余磁性。就其成岩时形成的原生剩余磁性来说，不同类型的岩石，成因也不相同。

1．火成岩磁剩的成因

火成岩的原生剩余磁性，是由于热剩磁原因形成的。炽热的岩浆在地磁场中从高温冷却时，通常降到800℃就开始凝固，最后达到其铁磁性组分的居里点以下（一般为400℃—580℃）时，岩石中的铁磁性矿物发生自发磁化，形成磁畴，并被地磁场磁化。

在弱磁场中，磁铁矿标本从居里点冷却到室温而产生的剩余磁化强度J_{rt}，比在相应磁化场中在常温条件下产生的剩余磁化强度J_r要大好多倍。图 2.3.1 表示了磁铁矿在常温和高温下在不同磁场中获得的剩磁J_r曲线。由图可见，在弱磁场中高温的 J_{rt}比常温的J_r大几十到几百倍。对火成岩或与火成岩活动有关的磁性矿床来说，高温作用无疑是客观存在的，近年来有足够的事实证明其可能性。例如在本世纪初，日本有两处火山喷发，喷出的熔岩显然是处在现代地磁场作用之下，其中一处的熔岩Q值为27—135，另一处熔岩Q值为16—42。这一事实证明了温度在形成剩余磁化强度时的作用。对近期喷出的火山岩标本J_r值的研究，发现与 J_{rt}值（从实验室中获得）基本相同。因此可以认为，火成岩的天然剩余磁性实际上就是在地磁场中的温差剩磁或热剩磁。

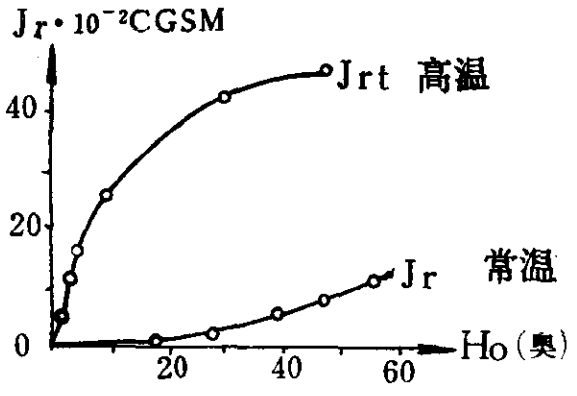


图 2.3.1 温差和等温剩余磁化强度曲线

形成热剩磁的理论解释是：在常温下铁磁性物质在弱磁场中，由于存在着阻止磁畴体积变化和磁矩转向的阻力，故磁化强度并不大。只有加大磁场才能使磁畴发生明显的变化而获得较大的磁化强度。但是在高温情况下，磁畴能获得较高的能量去克服上述阻力，故在弱磁场中也能得到强的磁化强度。例如铁磁性岩石从高于居里点的温度逐渐冷却，当经过居里点后，磁畴都排列在地磁场的方向上，形成很强的磁化强度。当温度继续下降，磁畴的热扰动能量随之减小，从而没有获得外加能量来减小磁畴的体积及使磁畴转向。因此就保留有比较强的剩余磁化强度，即热剩磁。

2．沉积岩剩磁的成因

沉积岩的剩磁成因与火成岩不同，因为它没有高温作用过程。沉积岩的剩余磁性是通过沉积作用和成岩作用两个过程形成的。

沉积岩剩余磁性的大小与磁性颗粒原来保留的剩磁大小及其它因素有关。带有剩磁(如

TRM)的岩矿颗粒大体上沿当时地磁场方向排列，由松散沉积经压实固结变为致密岩石的成岩过程中，把这种剩磁沿当时地磁场方向保存下来，即沉积剩磁或碎屑剩磁。或在沉积岩形成以后，经受氧化和脱水过程，因此能获得化学剩磁。成岩过程可能延续很长时期，因而沉积岩只有很少几种沉积物保留与沉积时密切相关的稳定剩磁。

沉积岩J_r的方向一般与T的方向一致，若J_r与地磁场方向相反时，说明成岩时的地磁场方向转向了。

3．变质岩剩磁的成因

变质作用常伴随有高温高压作用，这样就会使岩石发生物理和化学变化，因而很难保持其原来的剩余磁性。变质作用的主要影响是形成化学剩磁和高温粘滞剩磁，与此同时，矿物因压力作用形成各向异性。

变质岩剩余磁性的大小，可能除与原来矿物有关，还与生成新矿物的性质、变质时的条件等因素有关。其方向与发生变质时的外磁场方向有关。

2.3.3 岩石的反转磁化

与岩、矿石剩余磁化强度有关联的一个问题，就是反转磁化现象，即剩磁比感磁大得多并且两者方向相反。所以与它对应的磁异常是负值比正值强。图 2.3.2 表示了在反转磁化的磁铁矿体上的磁异常。

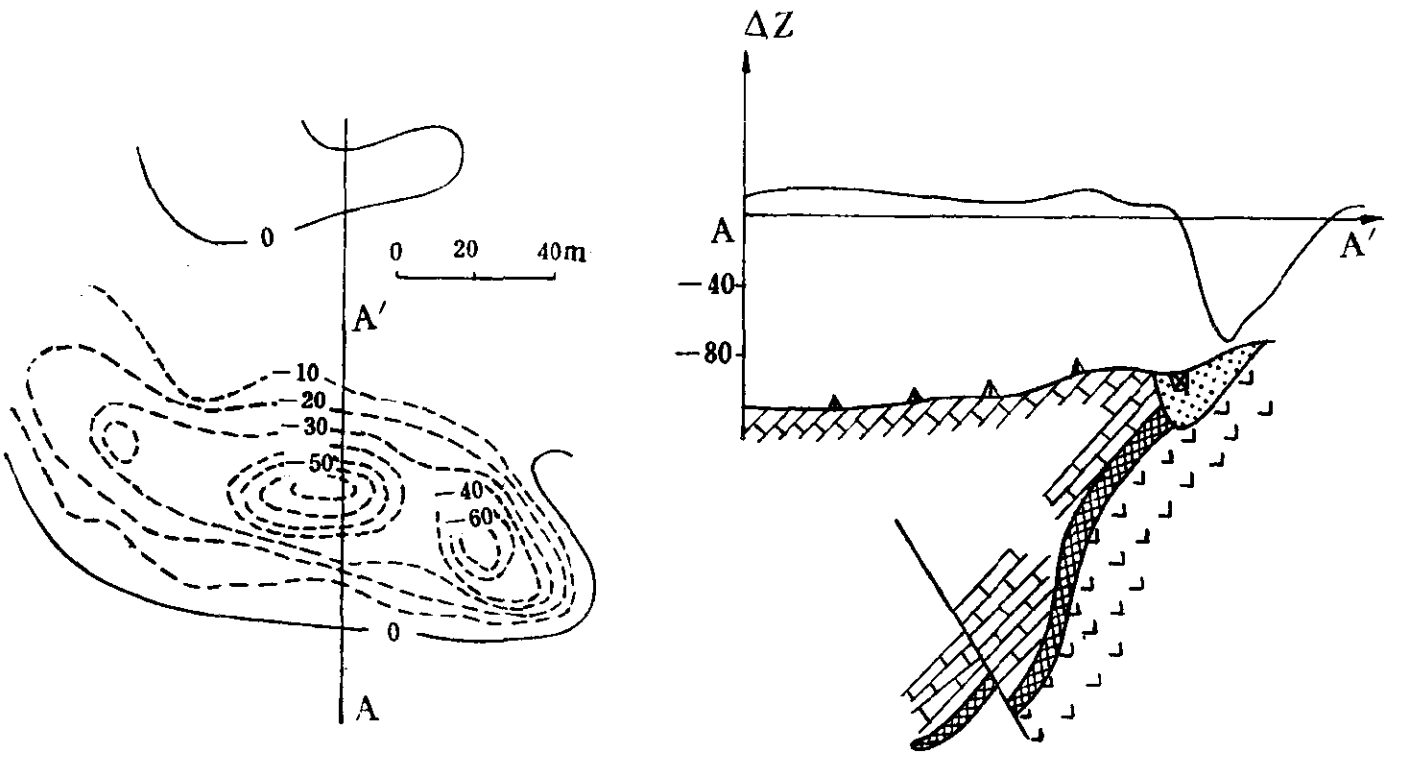


图 2.3.2 在反转磁化情况下某矿体的磁异常平面图和剖面图

(图中－40代表－4000γ)

岩石和矿石的剩余磁化强度的方向，许多都与现代地磁场方向一致或接近一致。但也有一些火成岩、喷出岩和磁性矿体，其剩余磁化强度的方向与现代地磁场方向相反。

关于反转剩余磁化的形成可能有两种解释：

一种认为地磁场本身在过去的地质年代里有周期性的迴返（极性改变），当其极性改变时形成的岩石就具有与现代地磁场反向的J_r，许多沉积岩和一部分火成岩的反转剩余磁化是属于这一类型的。

另一种可能性是认为岩石在“自身反转磁化”中获得与地磁场相反的磁化强度。有关

这方面的解释理论较多，首先考虑的是关于岩石中两种不同磁性组分的理论。这种理论认为，当岩石中存在两种磁性组分A和B时，如果组分A的居里点比组分B的居里点为高，岩石在外磁场作用下从高温冷却时，当温度下降经过A的居里点而高于B的居里点，这时A获得与外磁场相同方向的磁化强度，温度再降到低于B的居里点时，B组分就同时受到A组分的磁场和地磁场的磁化，在A、B组分很近而且A的磁场又远比地磁场强时，B组分主要受A组分磁场的磁化，而获得与地磁场方向相反的磁化强度。如果冷却后B组分的磁化强度大于A或者后来A组分受化学作用消失磁性或有选择地被移走，B组分就表现出明显的反转磁化。

除此之外，还有由于构造变动使原有剩磁反转的情况。

2.3.4 研究岩石剩余磁性的意义

岩（矿）石中因含铁磁性矿物，在成岩时受到当时地磁场的磁化而获得剩余磁性。如果在岩石形成后这种天然剩余磁化强度并未遭受次生作用而被原样地保留下来，则它的方向也就是岩石形成时该处地磁场的方向。据此，若能精确地测出岩石剩磁的方向，即可确定岩石形成时地磁场的方向，根据大量岩石剩磁的倾角和偏角资料还可确定出当时地磁极的位置。如果某些岩石在形成后又叠加了次生的磁性，则必须把它加以清除；这方面的处理方法已有许多研究，从而形成了地球物理学的一个新分支——古地磁学，即根据岩石中天然剩磁的方向，研究地球存在以来各个地质发展阶段上地球磁场发展变化的历史的科学。经研究发现，从前寒武纪到第四纪的各个地质时期内地磁极的位置是变化的，地磁极性并多次倒转，目前已有人初步确定出整个地史时期地磁极极性倒转的大致规律。目前已编出了五百万年的地磁极性表。由于古地磁学的发展，使人们对古地磁场的空间分布及时间上的变化规律等问题有了进一步认识，因而对于地磁起源的研究起着重要作用。它的发展同时对地质科学理论的发展也起了积极的推动作用；如对于无化石的沉积岩与火成岩，可以通过岩石J_r的研究进行区域的对比，还可以用于确定岩石的相对年代，因而解决了地层学和地质年代对比方面的一些问题，因而有人把J_r称为“化石磁性”。又根据对世界各大陆不同地质年代岩层的磁极移动的轨迹（称为极移曲线）研究大陆板块形成的历史等大地构造学问题。如从一个地区的岩石，测定出一个磁极位置，从另一个地区同时代的岩石，又测出一个磁极位置，而同一时期磁极只能有一个。如在北美大陆和欧洲大陆同时代的岩石测出两个磁极位置，若把北美大陆向东退回约30°，并使两极一致，大西洋就不存在了，北美大陆和欧洲大陆就连成一块。这样的研究，复活了大陆漂移学说。从而表明，通过对J_r的研究，可以解决不同构造地块之间的空间关系。此外还可从J_r的偏角和倾角推算出岩石所在地的古纬度，确定古地理极的位置，因而可以进一步研究该地的古地理古气候，分析其沉积环境以预测矿产。还有人根据J_r的结果来研究条带状赤铁矿矿床的成因问题。

在前震旦系沉积变质磁铁矿床上矿石J_r的方向往往与矿区构造线的方向有一定关系，特别与褶皱构造有着密切的关系。图2.3.3表示国外这类矿床上的一个例子。

图中表示一个向斜构造的矿体上，轴部附近矿石的J_r向两侧发散，两翼的J_r分别指向轴部，而且无论在东西还是南北剖面上，J_r的投影几乎都沿着岩层的倾斜方向，偏离不超过 $\pm 15°$。这一结果，不仅能用来推断构造，而且还可以用于确定这种磁铁石英岩的产状。

测定岩、矿石的J_r对于磁测结果的正确解释也是必不可少的，尤其当J_r较强并且与现代地磁场方向又不一致时，如果只考虑J_r则可能导致错误结论，例如可能使矿体产状计算错误；在火山岩地区，研究J_r对于区分矿与非矿问题也有着重要意义。

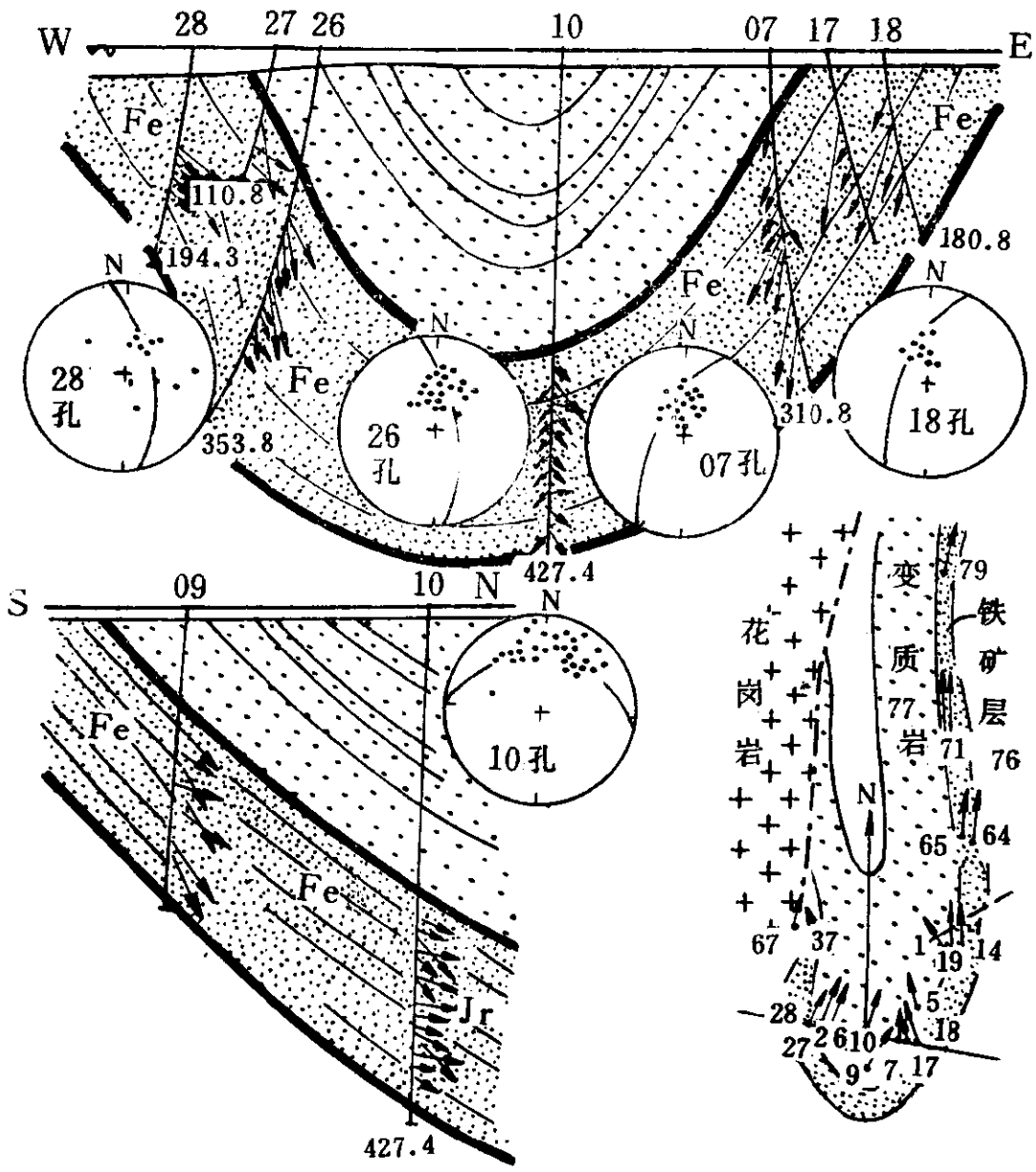


图 2.3.3 一个向斜构造矿体上J_r的方向变化

§2.4 影响岩、矿石磁性的因素

影响岩、矿石磁性的因素很多，可分为内在因素和外部因素两个方面。内因有磁性矿物的成分、含量、颗粒大小、结构等。外因有磁化场、温度、应力等。岩石磁性与各种影响因素之间的关系是复杂的，可查阅有关岩石磁学的书籍，下面仅对它们作一般介绍。

2.4.1 岩石磁性与磁性矿物的关系

岩石中铁磁性矿物的含量对岩石的磁性有决定性的影响，但两者之间的关系比较复杂。一般地讲，铁磁性矿物含量愈多，磁性也愈强。图 2.4.1 是我国湖北某铁矿的磁铁矿含量与磁化率之间的关系图。许多矿区对矿石标本的磁化率及磁铁矿体积百分含量所进行的相关分析统计结果表明：标本磁化率随磁铁矿体积百分含量的增多而增大。尽管如此，但不应从中得出磁化率与磁铁矿体积百分含量之间存在有严格的正比关系的结论。完全想通过研究磁化率来反算矿石的品位，并不是什么情况下都是可行的。因为磁铁矿的体积百

分含量虽然是决定磁化率大小的重要因素，但并不是唯一因素。

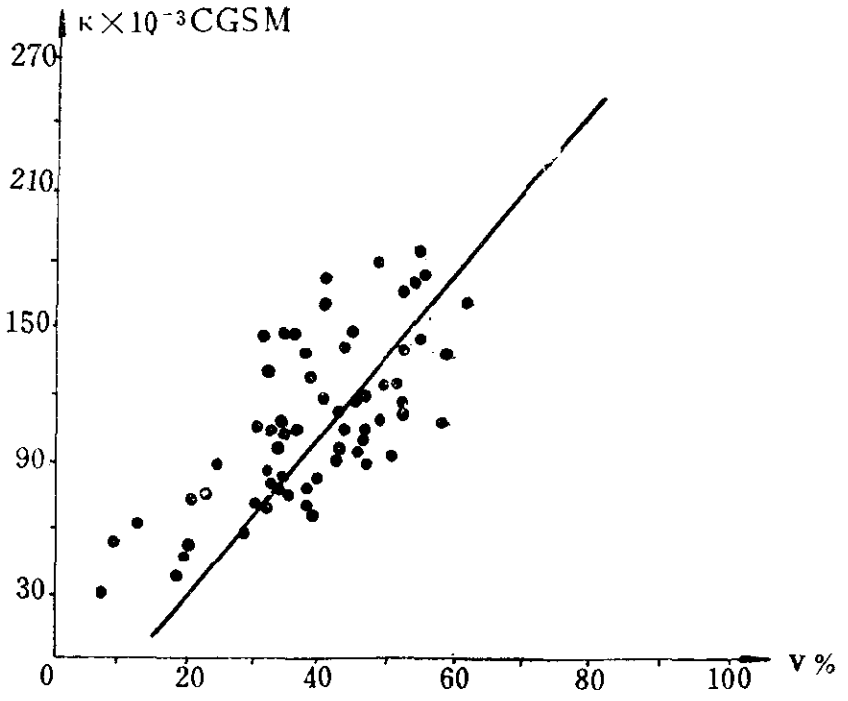


图 2.4.1 磁铁矿含量与磁化率的关系

图 2.4.2 是不同颗粒度矿石的磁化率与磁铁矿体积百分含量的关系曲线。由图可见，标本磁化率不但受磁铁矿体积百分含量的影响，而且与磁铁矿的颗粒度有关。粗粒者磁化率较大，分布于回归曲线

$$\begin{cases} x = 0.2y + 26.1 \\ y = 2.8x - 17.7 \end{cases}$$

的上部，细粒者分布于回归曲线的下部，不等粒者磁性为中等，分布于两者之间。

实验结果还表明：当铁磁性矿物的相对含量不变，仅改变颗粒大小时，岩石中所含铁磁性矿物晶体颗粒愈大，磁化率也就愈大，而矫顽力H_c（可用来衡量剩磁的大小）

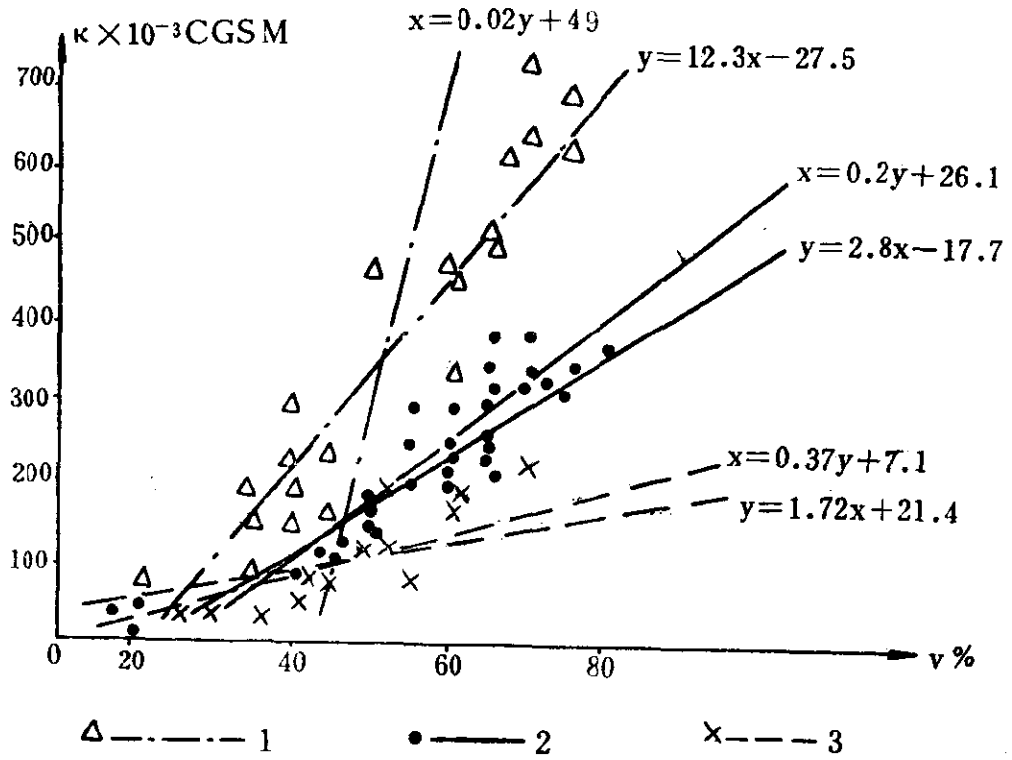


图 2.4.2 不同粒度矿石的磁化率与磁铁矿体积百分含量关系曲线

1—粗粒矿石；2—不等粒矿石；3—细粒矿石

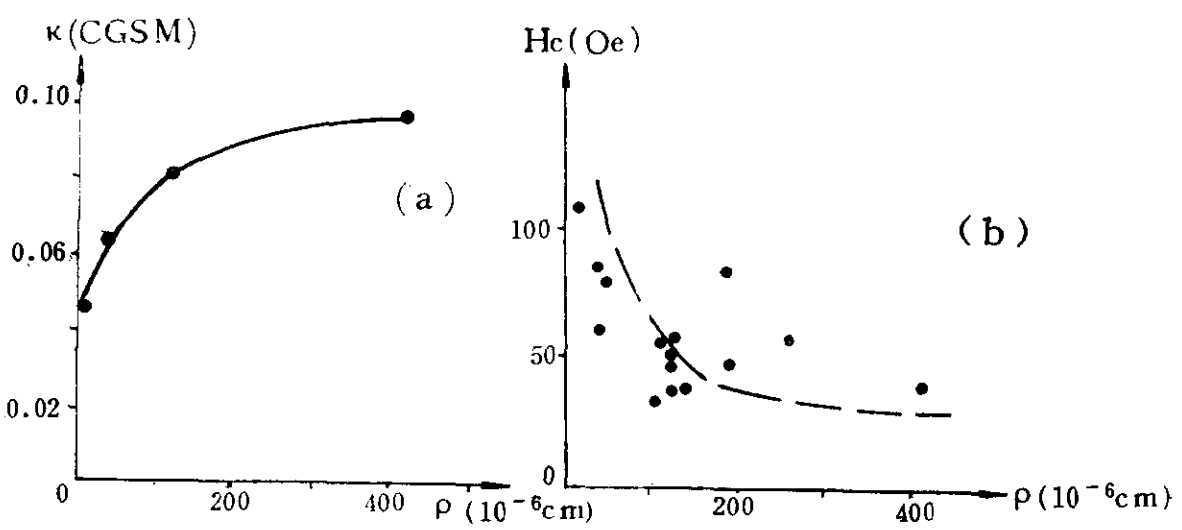


图 2.4.3

（a）磁化率κ与颗粒大小(ρ)的关系曲线（$H = 1.35$Oe)；（b）矫顽力Hc与颗粒大小(ρ)之间的关系曲线

与颗粒大小的关系恰恰相反，矫顽力随颗粒增大而减小，如图2.4.3所示。

另外，铁磁性矿物的分布状态也影响磁化率的大小。当铁磁性颗粒的相对含量及大小相同时，颗粒彼此孤立分布（包裹体）或相反地颗粒本身呈胶结介质出现，它们的磁化率是不同的。由于不同形状磁化体具有不同程度的消磁作用，当磁性颗粒为胶结介质时，其消磁作用较小，故其磁化强度比彼此孤立分布的情况为大。

以上结果说明，对同一种岩石或矿石，甚至在磁性矿物体积百分含量相同的情况下，也可能具有不同的磁性。

2.4.2 岩石磁性与磁化场和温度的关系

1．与磁化场的关系

当岩（矿）石从未经受外磁场磁化作用时，从宏观上讲它不显示磁性，因此时其分子磁矩或磁畴磁矩都是杂乱排列的。当有外磁场作用时，将逐步转向外场的方向，从宏观上显示出磁性来。因此，磁化场是岩（矿）石具有磁性所不可缺少的外因条件。

对顺磁性物质来说，磁化强度和磁化磁场成正比，磁化率 κ 是个常数。铁磁性岩石不存在这种正比关系，只是在磁化场很弱时，磁化过程才是可逆的，即在强度很弱的磁化场范围内，κ 仍可看作是常数。地磁场是个弱磁场，现在还没有充分的资料证明古地磁场和现代磁场在数值上有较大变化，因此岩石较大的剩余磁性，一般还不能以磁化场的大小变化去解释。

2．与温度的关系

温度对岩石磁性的影响，就其数值大小而言，它比地磁场变化影响要大。对顺磁性介质来讲，一般温度愈高，磁化愈弱，温度愈低，磁化愈强，但也易遭到热运动的破坏，影响分子磁矩的整齐排列。

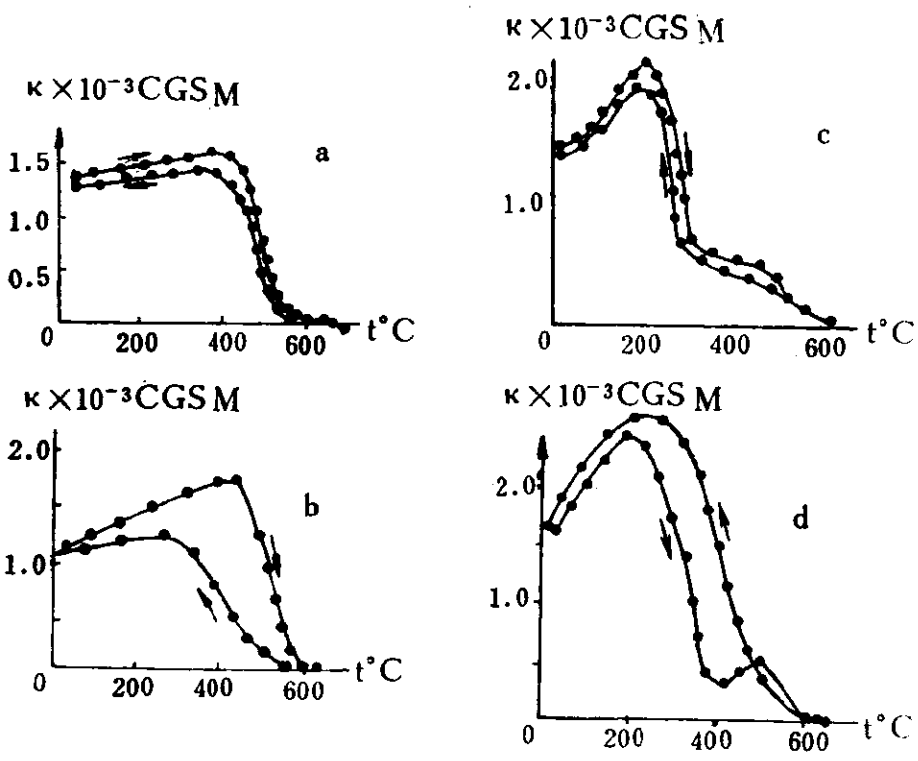


图 2.4.4 岩石磁化率随温度变化曲线

a 普通可逆型；b 普通不可逆型；c 特殊可逆型；d 特殊不可逆型

磁性矿物和含磁性矿物的岩石，一般均具有铁磁性质，铁磁介质与温度的关系，总的来说有四种类型：普通可逆型和普通不可逆型；特殊可逆型与特殊不可逆型。这对于含铁磁性物质的岩石而言也是适用的，如图 2.4.4 所示。测定岩石磁化率与温度的关系曲线是一件有意义的事情。它不仅可以用于确定岩石中铁磁性矿物的成分，而且还可以用于解释剩磁的成因。普通可逆型，可理解为岩石中是由稳定的单一铁磁性矿物所组成，过居里点温度后，磁化率 κ 趋于零。普通不可逆型 κ—t 曲线与普通可逆型相似，所不同的是冷却过程中，不再沿升温过程的曲线返回，它提示我们注意岩石标本中的铁磁性矿物是处于矿物学上的不稳定状态中，而在较短的热扰动情况下，可使其达到一个较稳定的组分。特殊可逆型 κ—t曲线，可以认为岩石中含有不同居里点的两种以上稳定

的铁磁性矿物。特殊不可逆型反映出了其中有一种铁磁性矿物成分不稳定。

下面我们来看一个通过测定岩矿标本的热磁曲线研究磁化特征的应用实 例。图 2.4.5 是河北某铁矿体上的磁异常平面图，在西部矿体上产生了强达 8000γ 的负异常，而在其它矿体上则引起10000γ以上的正异常。采集标本并测定其磁性；（1）、（2）号标本采自正异常区，其J_r的倾角 θ 分别为34°与65°；（3）、（4）号标本采自负异常区，其J_r的倾角 θ 分别为－65°与－28°。这四块标本的热磁变化曲线测定结果见图2.4.6。图中 J_0 是初始磁化强度，J是加热过程中的磁化强度。由图可见，热磁曲线的特点是：

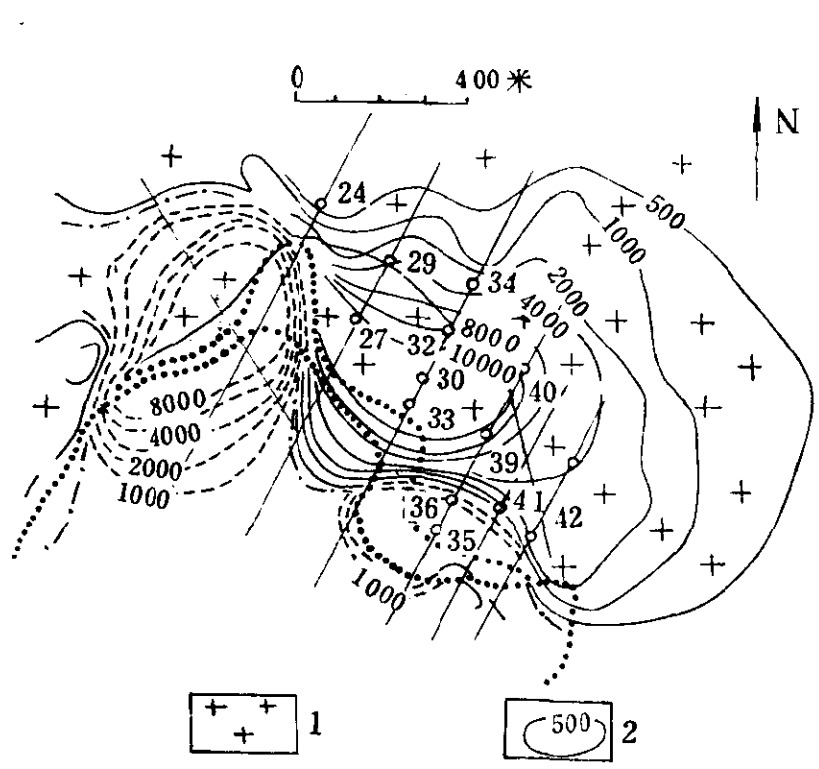


图 2.4.5　河北某铁矿区磁异常平面图

1—闪长岩；2—Z_a等值线

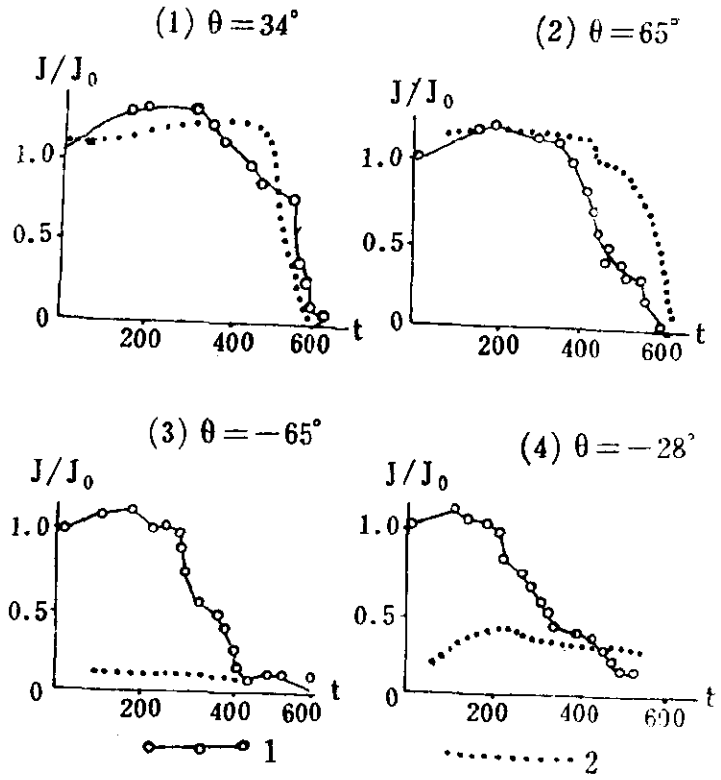


图 2.4.6　磁铁矿标本实测热磁曲线（J/J_0-t℃）

1—升温过程；2—降温过程

（1）所有标本在 560°～600℃ 以上温度时，都失去了磁性，而天然纯磁铁矿的居里点为580℃，故这组矿物组分就是磁铁矿。

（2）(1)、(2)号正常磁化标本，基本上只显示有一个居里点温度（600℃附近），属于可逆型热磁曲线。(3)、(4) 号反磁化标本的$J/J_0\sim t$曲线为不可逆型热磁曲线，两者差异很大。

两类标本热处理前后的磁化率与剩余磁化强度J_r，也有明显差异。正常磁化标本 κ 与J_r变化均不大，而反磁化标本的 κ 值与 J_r 值，在热处理后均成倍减小。

上述热磁分析的结果说明：对于不可逆型的反磁化标本而言，它们除含有稳定的磁铁矿物外，还含有另一种不稳定的铁磁性矿物组分，而且它是对标本的天然剩余磁化强度超基本的决定作用，其磁性远大于磁铁矿的磁性且磁化矢量的方向是偏于水平面之上的，从而导致了在矿体上方产生负异常。通过岩矿分析鉴定，确实观察到了两种铁磁性矿物，即稳定的磁铁矿和不稳定的γ-赤铁矿（磁赤铁矿）。

2.4.3　影响岩、矿石磁性的其它因素

岩、矿石在形成过程中或形成之后，经受地质构造运动，势必会受到各种应力的作用，如压力、拉伸力、地震振动等机械作用。在这些机械应力作用下，岩矿石的磁性会起变化。图2.4.7所示是对表2.4.1中的标本，在机械应力作用下磁化率的变化曲线。

这是在弱的交变磁场内，对样品进行单向压缩的试验结果。κ_0 是岩石磁化率的初始值，κ/κ_0(∥)表示平行于应力的变化，κ/κ_0(⊥) 表示垂直于应力的变化。试验表明同一个岩石标本经单轴压缩，磁化率平行轴向减少，垂直轴向增加。后者磁化率增加的数量约为前者磁化率减小数量的二分之一。

应力对磁化的影响，实质上是磁致伸缩效应的结果。而且有些岩石在压应力去掉后不能恢复到原来的状态。

实验还表明，磁致伸缩效应一般能使岩石的剩磁方向发生改变，图 2.4.8 是单向压缩对磁铁矿剩余磁化强度的影响曲线。曲线 1 所用的磁铁矿标本是未受过变形的，曲线 2 的标本是受过单向压缩的，压缩的程度是标本所能允许的最大限度。很明显，磁铁矿的剩磁效应在压缩时是减小了。反之当施以拉伸力时，从理论上说，剩磁效应是应当增加的。

表 2.4.1

样品号	样品名称	磁铁矿含量 (%)	起始磁化率κ_0 ($\times 10^{-6}$CGSM)	内应力σ_i (kg/cm²)
4	辉绿岩	5—6	7100	250
17	玄武岩	7—8	3860	520
19	角闪石岩	7—8	4400	200

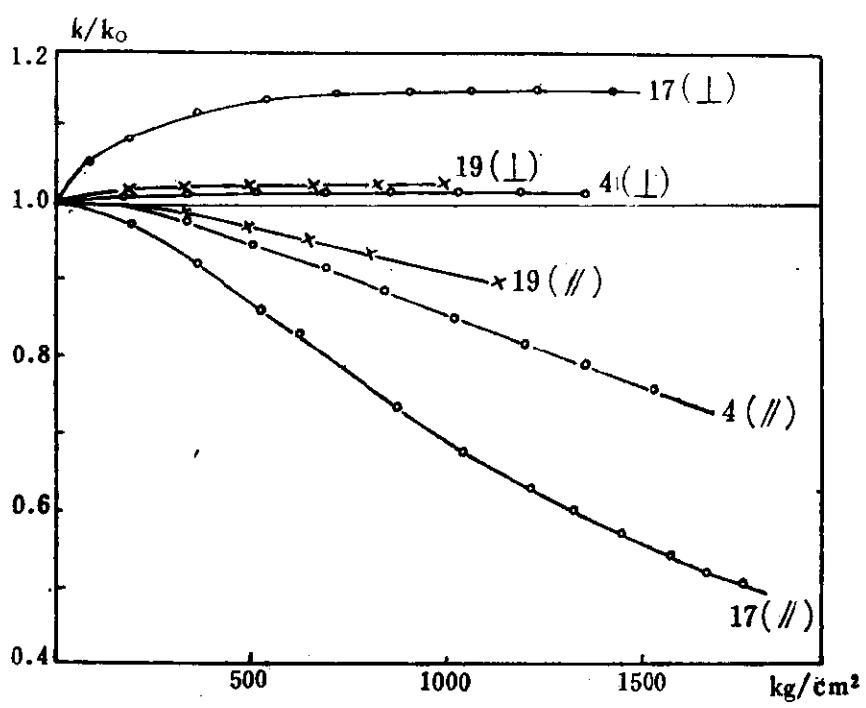


图 2.4.7 岩石磁化率与机械应力的关系曲线

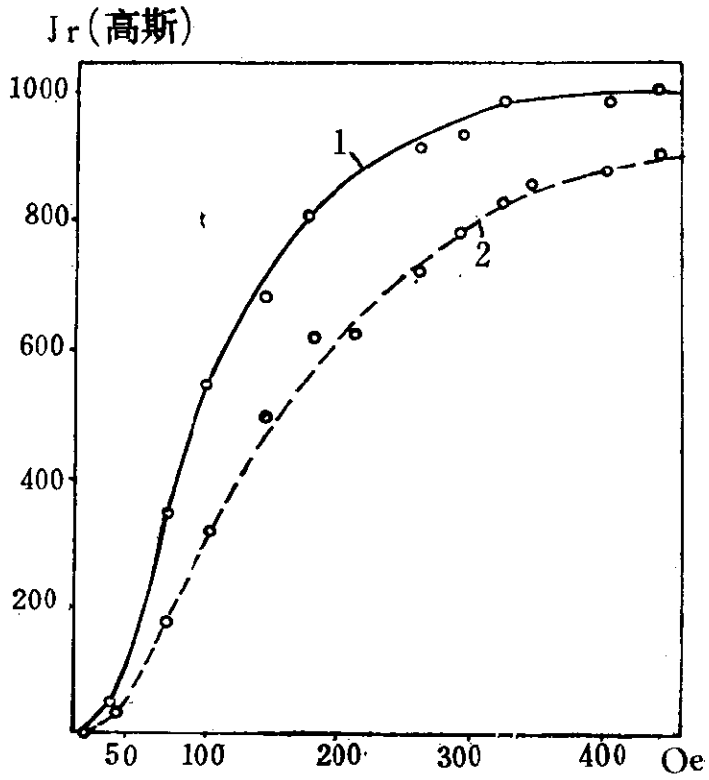


图 2.4.8 单向压缩对磁铁矿剩磁感应的影响

1—标本未受过变形时的磁化曲线；2—标本受过变形时的磁化曲线

此外，其它地质作用如变质和蚀变作用、氧化还原作用等，也会使岩矿石的磁性发生变化。还有，岩石的结构构造对磁化率也有显著影响。如沉积变质铁矿中的磁铁石英岩，铁磁性矿物呈定向排列与矽质浅色矿物相间成层状结构，因此表现有明显的磁各向异性。沿层理方向的磁化率 $\kappa_{//}$ 大于垂直层理方向的磁化率 $\kappa_{\perp}$。如河北迁安铁矿区磁铁石英岩，其 $\kappa_{//}$ 为 0.103—0.294 CGSM，$\kappa_{\perp}$ 为 0.063—0.126 CGSM，磁各向异性系数 $\lambda\left(\frac{\kappa_{//}}{\kappa_{\perp}}\right)$ 为

1.61—3.20。

§2.5 物体磁化的消磁作用

由前述可知，磁化强度J_i与磁化场H_0的关系式为：$J_i=\kappa H_0$。但这个关系式只有当无限介质均匀充满磁化场空间时，才是正确的。对于自然界的岩体、矿体而言，一般都是有限的，对岩、矿石标本来说，更是有限的。有限物体的J_i与物体的形状有关。

2.5.1 消磁作用和视磁化率

1．消磁现象

设均匀介质体积有限，则受外磁场H_0磁化后，物体的表面将有面磁荷分布，因而在物体内部产生了一个与H_0相反的磁场H_e，如图2.5.1所示，从而使物体内部的磁场比外磁场H_0为小。我们称物体内部这个与外场方向相反的磁场为消磁场（或称退磁场），可表示为：

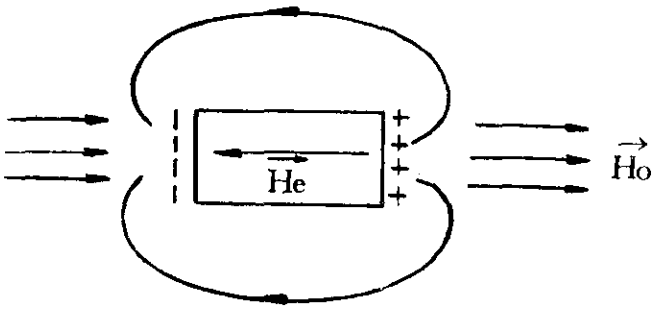


图 2.5.1 物体内消磁场示意图

$$H_e=-NJ \tag{2.5.1}$$

式中N与物体形状有关，称其为消磁系数（或退磁系数），负号表示H_e的方向与J相反，亦即与H_0相反。消磁场的存在，总是使物体的磁化强度减小，减小的程度决定于磁化强度J及消磁系数N。

当存在消磁场H_e时，物体内部的磁场为

$$H=H_0+H_e \tag{2.5.2}$$

物体的感应磁化强度应由下式表示

$$J_i=\kappa H=\kappa(H_0+H_e) \tag{2.5.3}$$

2．视磁化率

由于我们常常只知道外磁场H_0的大小而不知道退磁场H_e的大小，因此仍然希望找到感应磁化强度J_i用H_0表示的形式。

将（2.5.1）式代入（2.5.3）式，当$J_r=0$时有

$$J_i=\kappa(H_0-NJ_i)$$

经移项整理后可得：

$$J_i=\frac{\kappa}{1+N\kappa}H_0=\kappa' H_0 \tag{2.5.4}$$

式中

$$\kappa'=\frac{\kappa}{1+N\kappa},\ \text{或}\ \kappa=\frac{\kappa'}{1-N\kappa'} \tag{2.5.5}$$

κ为真磁化率，而κ'则称为视磁化率。对顺磁性与铁磁性物体，$\kappa>0$，而N总是正数，因此$\kappa'<\kappa$。

κ'反映了某种形状介质体的磁化，但是它不能用来描述介质的磁性，因为它是一个还与形状有关的物理量。相同磁性的介质体其形状不同时，视磁化率κ'也是不同的，所以只能用真磁化率κ来描述介质的磁性。由（2.5.5）式可知，当$N\kappa\ll1$时，$\kappa'=\kappa$，考虑到N值

总是在0—4π之间，若取 $N=10$，如果 $N\kappa<0.01$，则 κ 应小于0.001。由此可见，当 $\kappa<$ 0001CGSM时；可令 $\kappa'=\kappa$，其误差小于1%，也就是说，对于 $\kappa<0.001$CGSM 的物质，其视磁化率κ'与真磁化率 κ 可认为相等，即消磁影响可忽略不计。

2.5.2 几种规则形体的消磁系数

1．均匀磁化物体消磁系数N的计算

在均匀磁化条件下，div$\boldsymbol{J}=0$，物体内部无体磁荷而只有表面磁荷分布，因此磁性体内部的磁场仍满足拉普拉斯方程，可通过泊松公式来计算磁性体内部的消磁场$\boldsymbol{H}_e$。

已知 $\boldsymbol{H}_e=-\mathrm{grad}U_e$，应用泊松公式于体内有$U_e=-\boldsymbol{J}\cdot\mathrm{grad}V$，则

$$\boldsymbol{H}_e=\mathrm{grad}(\boldsymbol{J}\cdot\mathrm{grad}V) \tag{2.5.6}$$

式中V为内部引力位。由于$\boldsymbol{J}_i=\kappa(\boldsymbol{H}_0+\boldsymbol{H}_e)$，将（2.5.6）式代入后则有

$$\boldsymbol{J}=\kappa[\boldsymbol{H}_0+\mathrm{grad}(\boldsymbol{J}\cdot\mathrm{grad}V)] \tag{2.5.7}$$

$\boldsymbol{J}$ 沿坐标轴的分量为：

$$J_k=\kappa\left[H_{0k}+\sum_{j=x,y,z}N_{kj}J_j\right] \tag{2.5.8}$$

式中k、j代表x，y，z坐标数，而N_{kj}则由（2.5.7）式可知代表V按相应坐标数向二次偏微商。

因为$\boldsymbol{J}\cdot\mathrm{grad}V=J_xV_x+J_yV_y+J_zV_z$

当$k=x$时，$\mathrm{grad}_x(\boldsymbol{J}\cdot\mathrm{grad}V)=J_xV_{xx}+J_yV_{xy}+J_zV_{xz}$

把上式代入（2.5.8）式可得：

$$\begin{aligned}J_x&=\kappa[H_{0x}+(J_xV_{xx}+J_yV_{xy}+J_zV_{zx})]\\&=\kappa\left[H_{0x}+\sum_{j=x,y,z}N_{xj}J_j\right]\end{aligned} \tag{2.5.9}$$

对比可得：

$$N_{xx}=V_{xx};\quad N_{xy}=V_{xy};\quad N_{xz}=V_{xz} \tag{2.5.10}$$

由此可见，在均匀磁化条件下，物体的消磁系数等于体内引力位对坐标变量的二次偏微商。

那么什么情况下才能满足均匀磁化的条件呢？均匀磁化必须要求均匀物体的表面是一个二次曲面。这是因为均匀磁化时，磁化场必须均匀，而磁化场包括两部分：一是磁化外场，二是物体磁化后自身所产生的磁场。要求均匀磁化，也就是除外磁场均匀，还必须自身磁场均匀，即内部消磁场均匀。前已指出消磁场等于$-\mathrm{grad}U_e$，为使U_e的梯度是常量，则 U_e必须是坐标的线性函数。按照泊松公式 U_e和 grad$V$成比例，所以体内的引力位必须是坐标的二次函数。只有当物体的表面是二次曲面时，它的引力位才能满足这个条件。二次曲面中只有椭球体是一个有限体。所以，一个有限体要在均匀外磁场中被均匀磁化，必须是一个椭球体。而球体、无限长椭圆柱体、圆柱体及无限延伸薄板状体可视作椭球体的一些特例。对于这些形体的退磁系数，原则上均可由体内引力位的二次偏微商求得。

2．几种规则形体的消磁系数及表达式

略去证明，直接给出几种规则几何形状物体的消磁系数及其表达式如下：

（一）球体：$N=\dfrac{4}{3}\pi$。

（二）无限长圆柱体：

平行柱轴方向$N=0$；

垂直柱轴方向$N=2\pi$。

（三）椭圆柱体：

设椭圆面的长、短半轴分别为 b 和a，其 c 轴很长。则

$$N_a=\frac{b}{a+b}4\pi$$

$$N_b=\frac{a}{a+b}4\pi$$

$$N_c=0$$

（四）薄板状体：

设薄板延伸很长，则平行板面方向$N=0$，垂直板面方向$N=4\pi$。

以上四种情况示于图2.5.2。

（五）三轴椭球体：

设其三个主轴的半轴长各为a，b,c，沿三个轴向的消磁系数为：

$$N_a=2\pi abc\int_0^\infty \frac{d\theta}{(a^2+\theta)\psi(\theta)}$$

$$N_b=2\pi abc\int_0^\infty \frac{d\theta}{(b^2+\theta)\varphi(\theta)} \qquad (2.5.11)$$

$$N_c=2\pi abc\int_0^\infty \frac{d\theta}{(c^2+\theta)\psi(\theta)}$$

$$\psi(\theta)=\sqrt{(a^2+\theta)(b^2+\theta)(c^2+\theta)}$$

$$N_a+N_b+N_c=4\pi$$

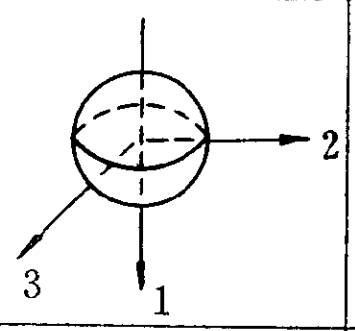
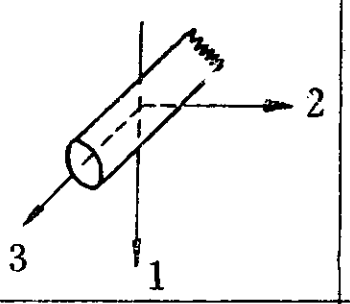
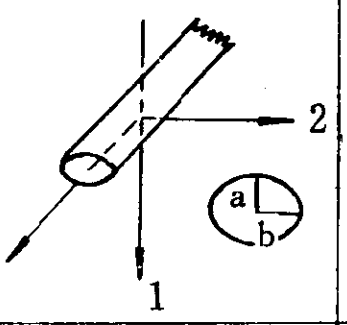
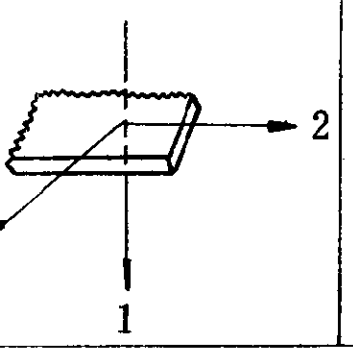
图　　形	磁化方向		
	沿1	沿2	沿3
	$\frac{4}{3}\pi$	$\frac{4}{3}\pi$	$\frac{4}{3}\pi$
	2π	2π	0
	$4\pi\frac{b}{a+b}$	$4\pi\frac{a}{a+b}$	0
	4π	0	0

图 2.5.2　各种规则形体及其消磁系数

上述积分为椭圆积分，可由电子计算机用数值积分方法计算。图 2.5.3 是求三轴椭球体消磁系数的诺谟图，根据 a/c 及 b/c 值，由图中查得相应的系数并乘以4π，即得某一轴向的消磁系数。

（六）旋转椭球体：

当椭球体中有二轴长相等时，即为旋转椭球体。可分为：

旋转长椭球体($a>b=c$)

$$N_a=4\pi\frac{1-e^2}{e^2}\left(\frac{1}{2e}\ln\frac{1+e}{1-e}-1\right)$$

$$N_b=N_c=2\pi\left(\frac{1}{e^2}-\frac{1-e^2}{2e^3}\ln\frac{1+e}{1-e}\right) \qquad (2.5.12)$$

旋转扁椭球体($a=b>c$)

$$N_a=N_b=2\pi\left(\frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3}\arcsin e-\frac{1-e^2}{e^2}\right) \qquad (2.5.13)$$

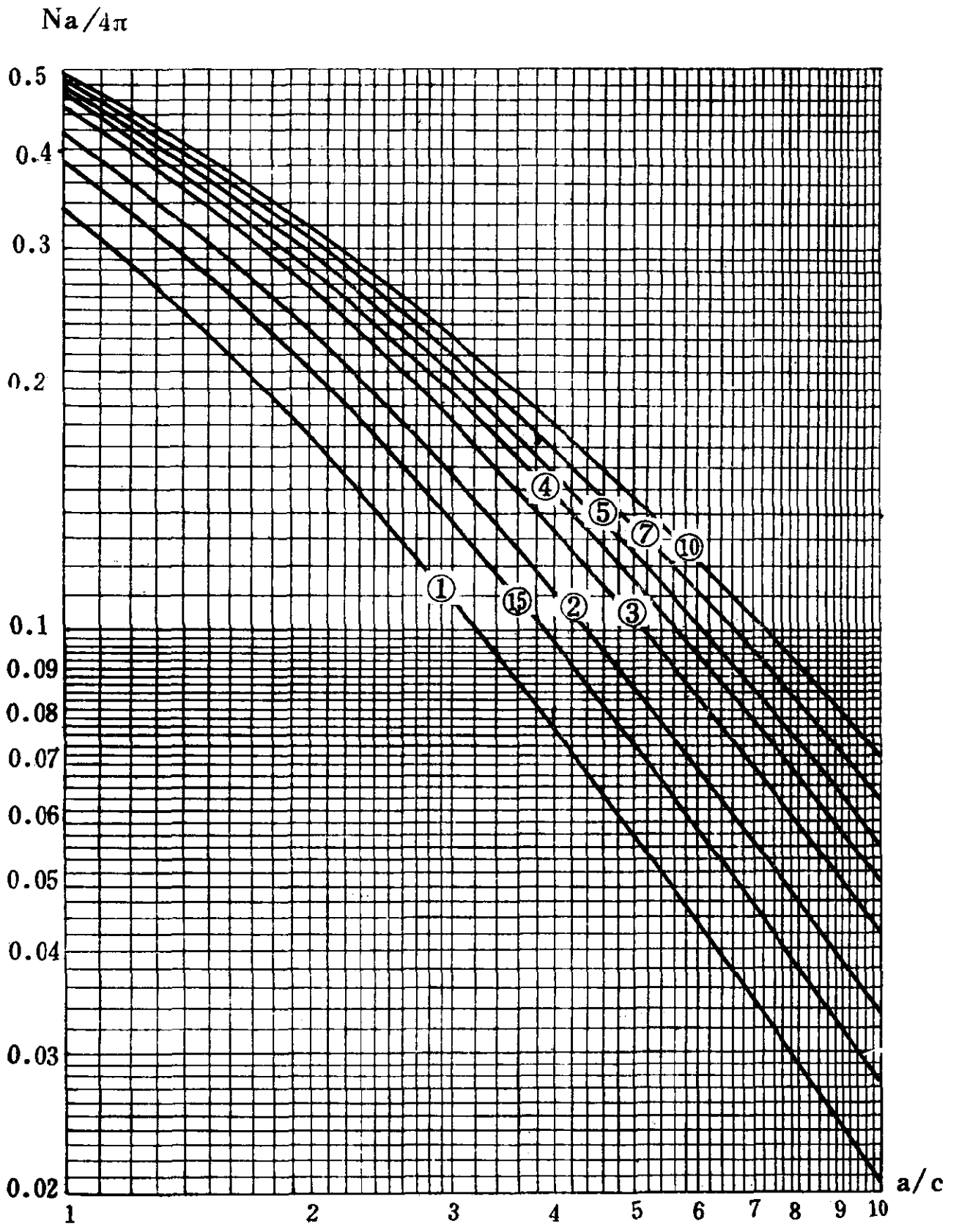


图 2.5.3　三轴椭球体消磁系数诺谟图

（图内数字为参数$\frac{b}{c}$值）

$$N_c = 4\pi \left(\frac{1}{e^2} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3} \arcsin e \right)$$

式中 e 为椭圆率，$e = \sqrt{\frac{a^2-c^2}{a^2}}$。图 2.5.4 是求解旋转椭球体消磁系数的诺谟图，其方法同三轴椭球体。

（3）用实验方法求得的几种形体的消磁系数

对于不是由二次曲面所限定的物体，由于不满足均匀磁化的条件，一般不通过计算的

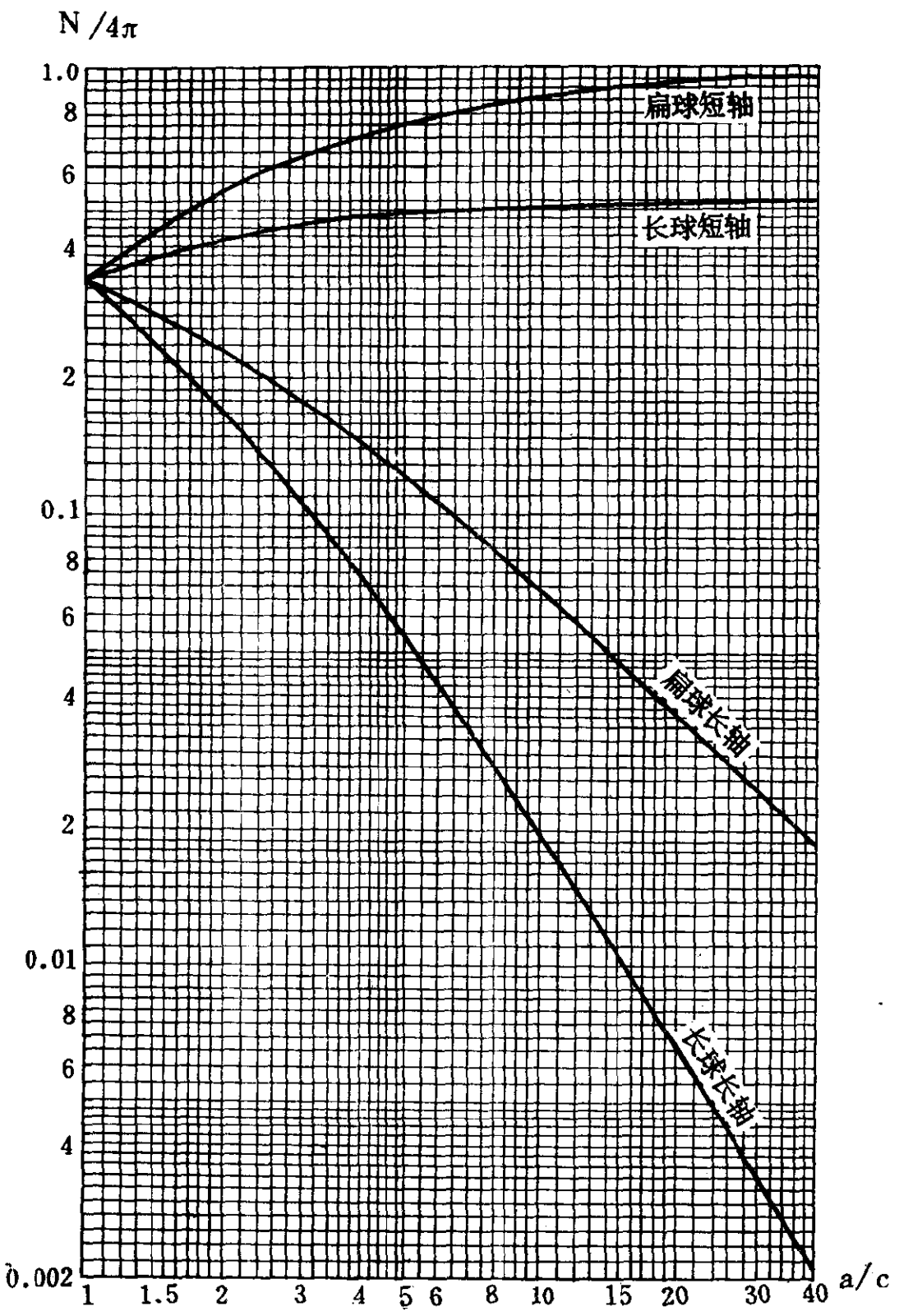


图 2.5.4　旋转椭球体消磁系数诺谟图

办法，而是采用模拟实验的方法以求得消磁系数。即用橡皮泥与铁淦氧磁性粉末混合制作成特定形状的模型体，当已知其真磁化率 κ 并测出标本的视磁化率 κ' 后，则可利用由(2.5.5)式导出的关系式

$$N=\frac{\kappa-\kappa'}{\kappa\kappa'} \tag{2.5.14}$$

求出相应的消磁系数。

现将用实验方法求得的圆柱体、半圆柱体、长方体的求解消磁系数的诺谟图，示于图2.5.5—2.5.7。

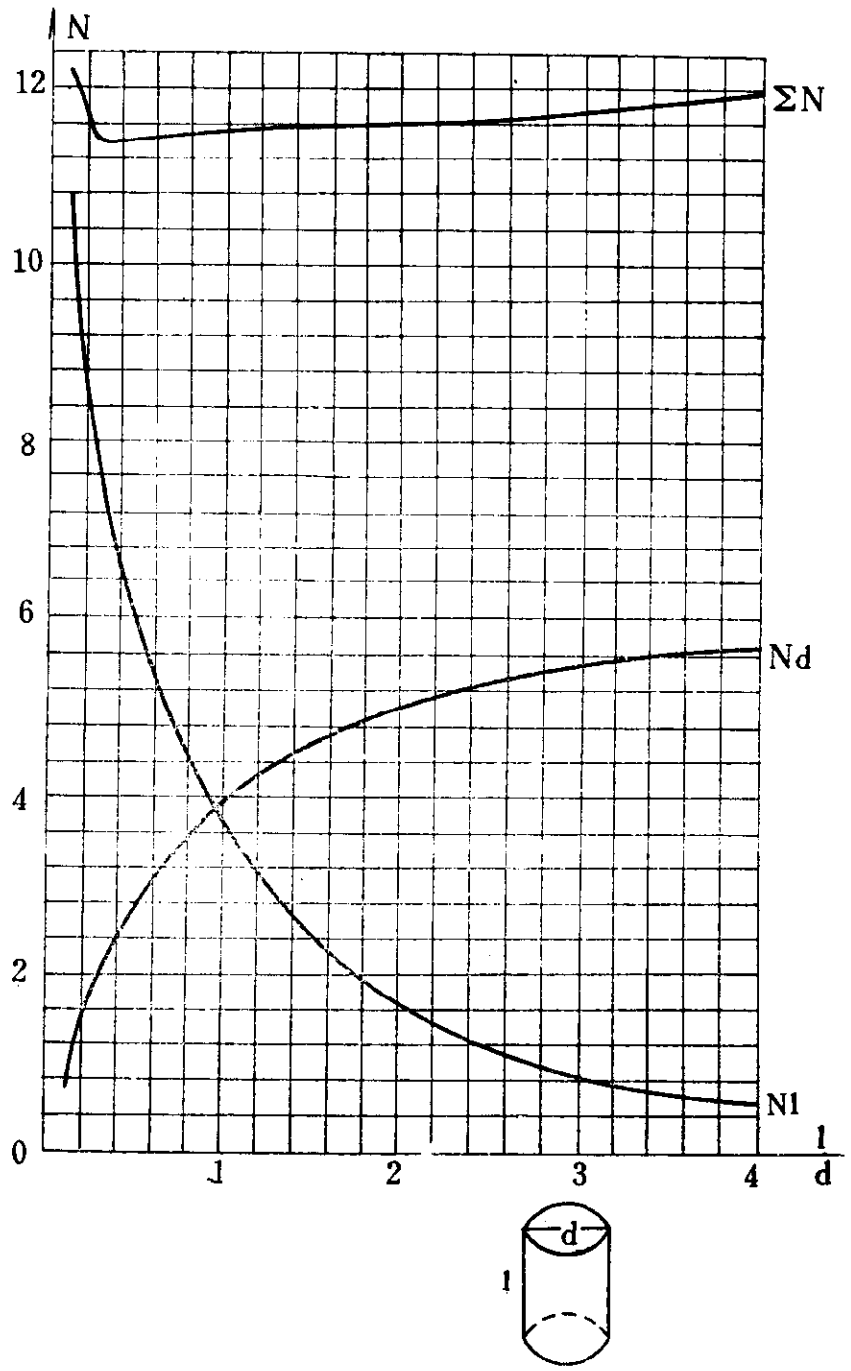


图 2.5.5 圆柱体消磁系数诺谟图

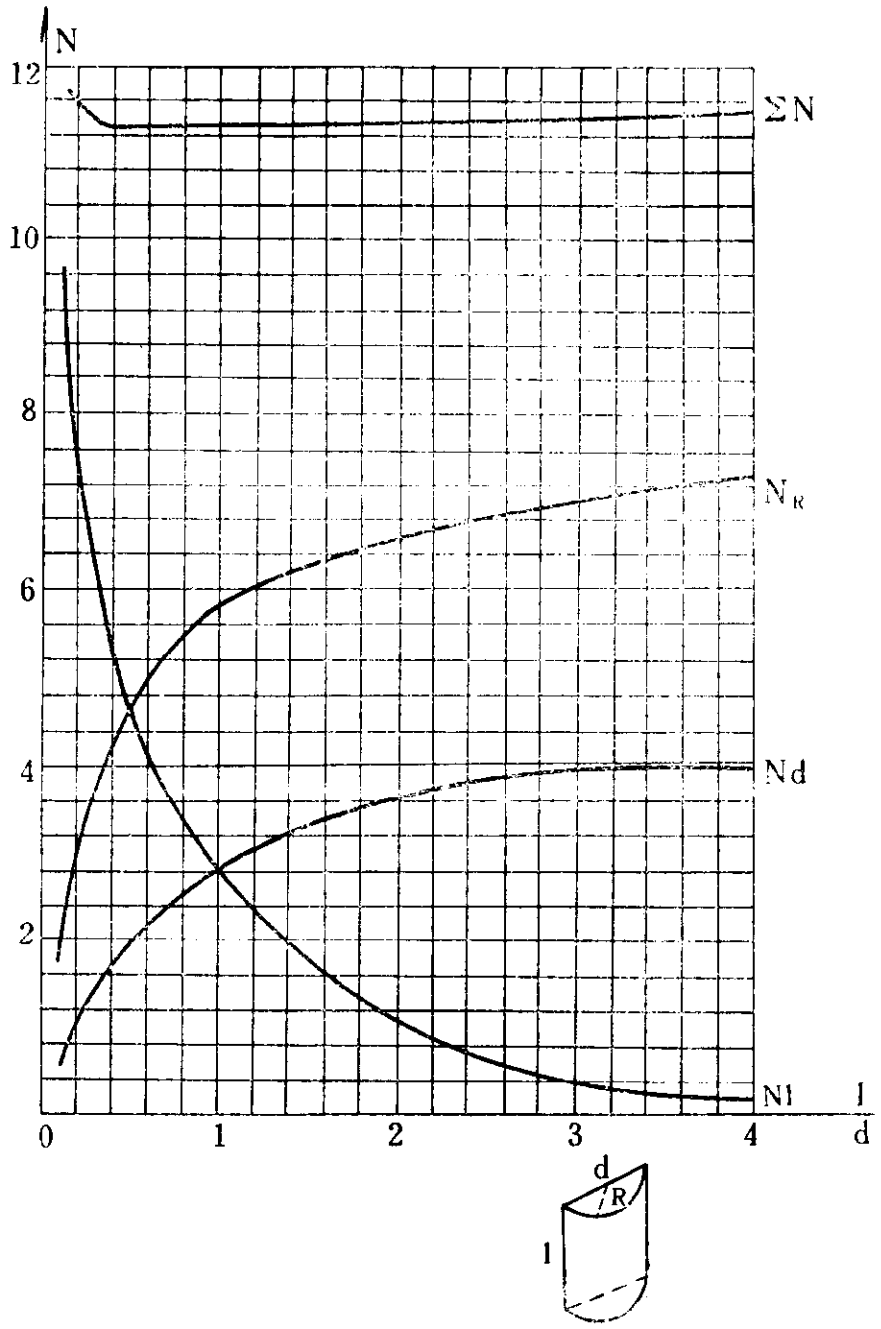


图 2.5.6 半圆柱体消磁系数诺谟图

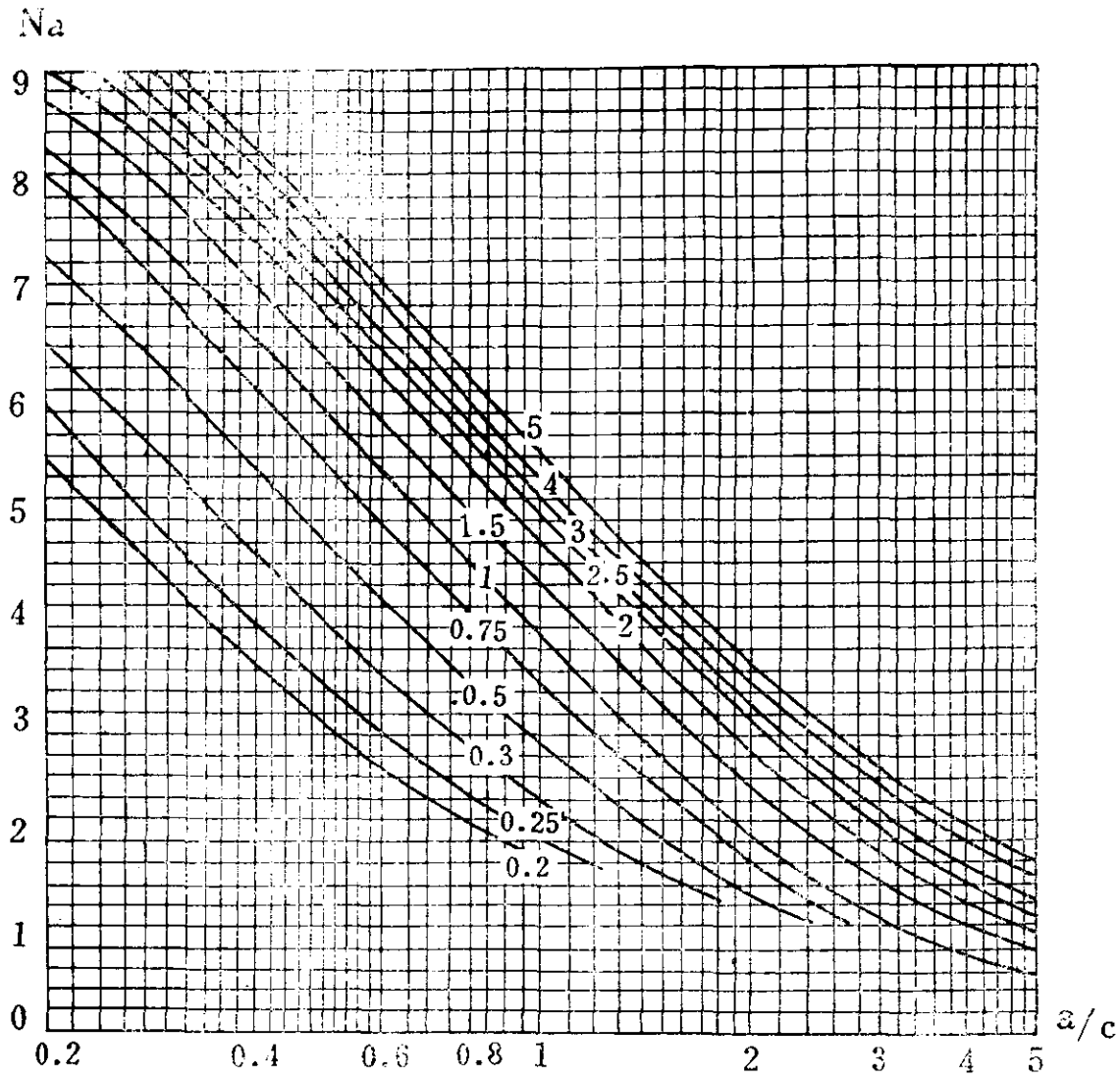


图 2.5.7　长方体消磁系数诺模图($\kappa=0.3$CGSM)

长方体三个方向的长度分别为a、b、c；曲线中数值为b/c值

2.5.3　消磁作用对J_i方向的影响

由不同形体的N值可以看出，除球体外，同一形体不同方向的消磁系数不同，因此消磁作用不仅会影响J_i的大小，还会影响到J_i的方向。若有一长度很大的水平圆柱体，受到倾角为45°的地磁场T_0的磁化。设矿体$\kappa=0.1$CGSM，看其由消磁作用所引起的J_i大小和方向的变化。由图2.5.8可见，J_i沿x、z轴的分量为：

$$J_{ix}=\frac{\kappa}{1+N_x\kappa}T_{0x}$$

$$J_{iz}=\frac{\kappa}{1+N_z\kappa}T_{0z}$$

由于$N_z=0$，$N_x=2\pi$，则有

$$J_{ix}=\kappa T_0\cos45^\circ;J_{iz}=\frac{\kappa}{1+2\pi\kappa}T_0\sin45^\circ$$

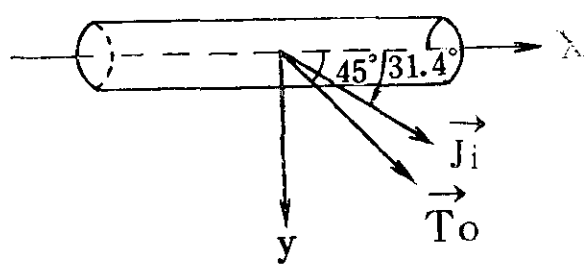


图 2.5.8　N对J_i的影响

J_i的倾角α可由下式求得：

$$\mathrm{tg}\alpha=\frac{J_{iz}}{J_{ix}}=\frac{1}{1+2\pi\kappa}\doteq0.61$$

查表得$\alpha=31^\circ$。由此可见，消磁作用使J_i偏离磁化场T_0的方向达13°多。

一般κ愈大，J_i偏离T_0的方向愈大，而且总是偏向磁性体的长轴方向。当磁性体为非强磁性($\kappa<0.01$CGSM)时，则J_i偏离T_0的方向较小，可不考虑。

2.5.4 消磁与剩磁的关系

在以上讨论中，均未考虑剩余磁性。实际上岩、矿石的剩余磁性是存在的。剩余磁化强度与现代地磁场无关，因此谈不上现代地磁场对它的磁化而引起$\boldsymbol{J}_r$本身的消磁问题。但是当$\boldsymbol{J}_r$存在时，物体的磁化强度为$\boldsymbol{J}=\boldsymbol{J}_i+\boldsymbol{J}_r$，因而改变了消磁场的大小，也将影响感应磁化强度和总磁化强度。此时，

$$\boldsymbol{H}_e=-N\boldsymbol{J}=-N(\boldsymbol{J}_i+\boldsymbol{J}_r)$$

所以 $$\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_0-N(\boldsymbol{J}_i+\boldsymbol{J}_r)=\boldsymbol{H}_0-N(\kappa\boldsymbol{H}+\boldsymbol{J}_r) \tag{2.5.15}$$

$$\boldsymbol{J}_i=\kappa\boldsymbol{H}=\kappa[\boldsymbol{H}_0-N(\kappa\boldsymbol{H}+\boldsymbol{J}_r)] \tag{2.5.16}$$

由上式可得：

$$\boldsymbol{J}_i=\frac{\kappa\boldsymbol{H}_0-\kappa N\boldsymbol{J}_r}{1+N\kappa}$$

$$=\frac{\kappa}{1+N\kappa}\boldsymbol{H}_0-\frac{\kappa}{1+N\kappa}N\boldsymbol{J}_r \tag{2.5.17}$$

由此可见，当有剩磁$\boldsymbol{J}_r$存在时，$\boldsymbol{J}_i$中又增加了一项：$\frac{\kappa}{1+N\kappa}N\boldsymbol{J}_r$，称此项为剩磁改正项。

物体的总磁化强度为：

$$\boldsymbol{J}=\boldsymbol{J}_i+\boldsymbol{J}_r=\left(\frac{\kappa\boldsymbol{H}_0}{1+N\kappa}-\frac{N\kappa\boldsymbol{J}_r}{1+N\kappa}\right)+\boldsymbol{J}_r$$

$$=\frac{1}{1+N\kappa}(\kappa\boldsymbol{H}_0)+\frac{1}{1+N\kappa}\boldsymbol{J}_r$$

$$=\frac{1}{1+N\kappa}(\kappa\boldsymbol{H}_0+\boldsymbol{J}_r) \tag{2.5.18}$$

若令 $$\boldsymbol{J}'_i=\frac{1}{1+N\kappa}\boldsymbol{J}_i\ ,\ \boldsymbol{J}'_r=\frac{1}{1+N\kappa}\boldsymbol{J}_r \tag{2.5.19}$$

则仍有 $$\boldsymbol{J}=\boldsymbol{J}'_i+\boldsymbol{J}'_r \tag{2.5.20}$$

由式（2.5.20）可以看出，当有剩磁$\boldsymbol{J}_r$存在时，消磁作用既影响$\boldsymbol{J}_i$，也影响了$\boldsymbol{J}_r$及总磁化强度$\boldsymbol{J}$。$\boldsymbol{J}'_i$与$\boldsymbol{J}'_r$，按习惯可看作是经过消磁改正后的感应磁化强度和剩余磁化强度。但它只是一种形式，物理实质上并不存在现代磁场对物体$\boldsymbol{J}_r$的消磁作用。

第三章 磁 力 仪

在磁法勘探中，不论是测量地磁场强度绝对值还是测量其相对值的仪器，统称其为磁力仪。目前的磁力仪种类虽多，但就其工作原理不同，大体上可分为机械式磁力仪和电子式磁力仪两大类。属于电子磁力仪的主要有：磁通门磁力仪、核子旋进磁力仪、光泵磁力仪及超导磁力仪等。机械式磁力仪出现较早，电子磁力仪则是较近代的仪器。由于电子磁力仪性能上的优势，有逐步取代机械式磁力仪的趋势。随着工业技术的进展，磁力仪也在不断完善和更新。本章将重点讨论目前我国广泛应用的主要类型的磁力仪的工作原理和结构。

§3.1 概 述

磁力仪按其测量磁场空间领域的不同，可分为：地面磁力仪、航空磁力仪、海洋磁力仪及井中磁力仪等。以其测量对象的不同，可分为测量地磁场绝对值的磁力仪和测量地磁场随时间变化的磁力仪，即磁力测变仪；以及测量空间中地磁要素相对变化的磁力仪。

3.1.1 磁力仪的绝对测量和相对测量

不论用磁法研究地质构造还是普查某些矿产，我们要直接研究的是磁异常。由于磁异常$\boldsymbol{T}_a$是空间矢量，直接测量$\boldsymbol{T}_a$比较困难。实际工作中常测量$\boldsymbol{T}_a$的分量，如垂直分量$\boldsymbol{Z}_a$，水平分量$\boldsymbol{H}_a$，以及地磁场总强度的模量差$\Delta\boldsymbol{T}$。$\Delta\boldsymbol{T}$习惯上称为总强度磁异常。

由于$\boldsymbol{T}_a=\boldsymbol{Z}_a+\boldsymbol{H}_a=\boldsymbol{Z}_a+\boldsymbol{H}_{ax}+\boldsymbol{H}_{ay}$，其中$\boldsymbol{H}_{ax}$、$\boldsymbol{H}_{ay}$分别为$\boldsymbol{H}_a$的x轴向和y轴向的分量，$\boldsymbol{Z}_a$是$\boldsymbol{T}_a$的垂直分量，$\boldsymbol{Z}_a$总是在地平面的垂直方向变化，所以可将$\boldsymbol{Z}_a$看作标量$Z_a$。$\boldsymbol{H}_a$为平面矢量，因其方向是逐点变化的，不易测量，它可通过测量H_{ax}和H_{ay}而后合成求出$\boldsymbol{H}_a$。

以解决地质问题的可能性来讲，测量磁异常的任一分量，在理论上解决地质问题的可能性是相同的。

为要求得异常值，可以采用两种办法，即相对测量和绝对测量。相对测量无需知道测点磁场的实际数值，只要测出测点磁场值相对于正常场中某一固定点的相对值即可。绝对测量要测出各点的实际磁场值，而后，即可得两点间的磁场差值，分别以ΔH_x、ΔH_y、ΔZ表示，即有：

$$\left.\begin{aligned}&\Delta H_x=H_x-H_{ox},\quad \Delta H_y=H_y-H_{oy}\\&\Delta Z=Z-Z_o,\end{aligned}\right\}\tag{3.1.1}$$

式中H_{ox}、H_{oy}、Z_o为正常场中基点上的磁场值，而H_x、H_y、Z为测点上的磁场值。

在磁法勘探中，上述磁场差值包含了异常值和正常值之差两部分，通过改正计算，可得测点上的磁异常值。磁异常一般相应地以H_{ax}、H_{ay}、Z_a表示，它们和总磁异常$\boldsymbol{T}_a$的关系如下：

$$T_a=(H_{ax}^2+H_{ay}^2+Z_a^2)^{\frac{1}{2}}\tag{3.1.2}$$

机械式磁力仪，磁通门磁力仪都是相对测量仪器，一般测ΔZ及ΔT，有时测 ΔH_x、ΔH_y。前者精度一般为±5—±10γ，后者为±1—±10γ。

质子旋进式磁力仪，光泵磁力仪及最新的超导磁力仪，多为绝对测量仪器，主要测定T值。其精度各为±0.1γ、±(0.01～0.005)γ及(10^{-3}—10^{-6})γ。这类仪器不仅可用于磁法勘探，还用于国防磁探测，宇宙磁探测以及地磁绝对测量。

3.1.2 对磁力仪性能的要求

原则上讲，凡是物理学中能用来发现磁场存在和变化的有关原理和方法，都可用来设计磁测仪器。不论用何种原理设计磁力仪，从适应磁法勘探工作的要求来讲，磁力仪一般应满足以下要求：

（1）仪器应能准确测量所选择的要素值或其相对变化，而不受（或少受）其它要素的影响。如要测ΔZ，就应消除H的影响。

（2）为能测得强弱不等的磁异常，磁力仪应有较高的灵敏度和稳定性，还应有较大的测程。

（3）为保证磁力仪的精度，磁力仪应具有一定抗干扰能力，或能消除非测量对象和条件变化的影响，如温度、磁性材料和地磁纬度等变化的影响。

（4）磁力仪应适于观测条件的要求。如地面磁力仪要具有体积小、重量轻、便于操作、便于携带、耗电量小及便于野外使用的特点。而航空磁力仪应适于运动状态下观测磁场。

下面除介绍测量磁场强度的磁力仪外，还将介绍测定岩（矿）石标本磁性的磁力仪。

§3.2 机械式磁力仪

机械式磁力仪是一种应用最早的磁测仪器。最初仅是一种由矿山罗盘改造而成的灵敏度很低的仪器。1915年阿道夫·施密特的刃口式磁力仪出现后，机械式磁力仪才广泛用于磁法勘探工作中。这类仪器都是相对测量仪器，其直接反映磁场变化的部份叫磁系，它的主要部分是由一块精密的永久磁铁做成的，利用力矩平衡原理来观测磁场，对磁场的测量类似于秤的原理，故又名磁秤。

目前使用的机械式磁力仪，因磁系旋转轴的不同，又有悬丝式和刃口式磁力仪之分。悬丝式磁力仪在本世纪卅年代才出现，至今仍是我国的常用仪器。

磁力仪因其测量要素的不同，又分为垂直磁力仪和水平磁力仪。不管这类仪器有多少变种，其测量原理基本是类同的。本节重点介绍常用的悬丝式垂直磁力仪。

3.2.1 悬丝式垂直磁力仪

1．悬丝式垂直磁力仪的工作原理

悬丝式磁秤的核心部分是磁系，它相当于一个可绕水平轴转动的磁针。由磁系的结构特点所决定，整个磁系的质量中心不在悬丝所通过的旋转轴上，而是在悬丝的下方且偏向S极一边。因此可简化为图3.2.1。磁棒S、N极的连线为磁轴，以O'表示磁系的重心，O表示悬丝通过的位置，即磁系的旋转轴。

为了测量地磁场垂直分量的相对值，使转轴（悬丝）水平地位于磁南北方位，以便磁系能在磁东西方位的铅垂面内摆动，此时水平磁场H在磁系转动面上的分量为零，对磁系不

产生转动磁力矩。并且，为了观测垂直磁异常具有较高的灵敏度，磁棒近于水平放置，使垂直磁场产生转动磁力矩最大。

在图3.2.1中，设OO'的长度为d，OO'与磁轴夹角为β，磁系的质量为m，重力加速度为g，地磁场的垂直强度为Z，磁轴倾角为i。磁系两极的磁荷量为m_c。

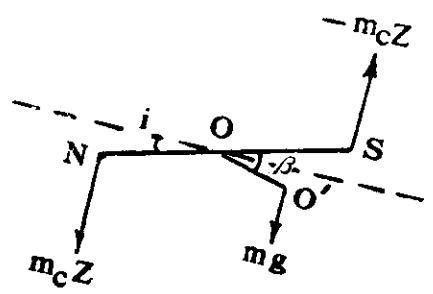


图 3.2.1 垂直磁秤磁系工作原理图

磁系将受三个力矩的作用：

(*A*)磁力矩

磁棒受到一力偶的作用，力偶矩即磁力矩，其大小为$ZM\cos i$。M为磁棒磁矩。

(*B*)重力矩

磁系受到的重力为mg，重力矩为$mgd\cos(\beta-i)$。

(*C*)扭力矩

当磁轴的倾角为i时，悬丝对磁系发生i角的扭转，以τ表示悬丝的扭力系数，则悬丝对磁系产生的扭力矩为$2\tau i$，它的方向与磁矩方向相反。

磁棒平衡时，各力矩的总和应为零，即

$$ZM\cos i = mgd\cos(\beta-i) + 2\tau i \qquad (3.2.1)$$

(3.2.1) 式经整理，并且$M\cos i$除全式得

$$Z = \frac{mgd\cos\beta}{M} + \frac{mgd\sin\beta}{M}\mathrm{tg}i + \frac{2\tau i}{M\cos i} \qquad (3.2.2)$$

上式对任意大小的i值都是满足的，但实际设计将磁系倾角范围限制在$\pm 2^\circ$以内。

当i角如此小时，肉眼很难观察，为此磁秤采用光学系统进行观测，称为光系。光系读数原理如图3.2.2，光线由刻度尺上S'处垂直向下射到磁系的反光镜上(镜面与磁轴平行)，经反射后到刻度尺上S_0处，当磁系倾角为i时，入射光线与反射光线的夹角为$2i$，由图知：

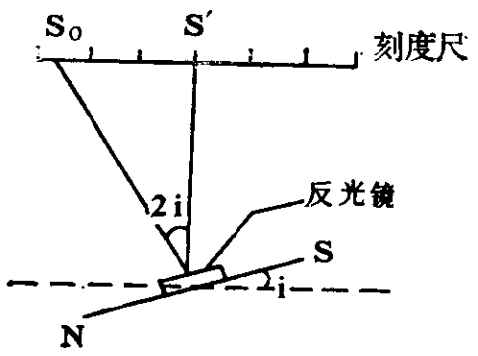


图 3.2.2 磁秤光系读数原理图

$$\mathrm{tg}2i = (s_0 - s')/f$$

式中f为光臂（光系物镜的焦距）。因i很小，则有$\mathrm{tg}2i \doteq 2\mathrm{tg}i$，故

$$\mathrm{tg}i = \frac{s_0 - s'}{2f}$$

代入3.2.2式得：

$$Z = \frac{mgd\cos\beta}{M} + \frac{mgd\sin\beta + 2\tau}{2fM}(s_0 - s') \qquad (3.2.3)$$

因M、m、g、d、β、τ、f等在仪器调好后均为常数，可令

$$A = \frac{mgd\cos\beta}{M}, \quad \varepsilon = \frac{mgd\sin\beta + 2\tau}{2fM}$$

则上式可写成：

$$Z = A + \varepsilon(s_0 - s') \qquad (3.2.4)$$

如磁轴水平，$i=0$，则$s_0 = s'$，故s'是磁轴水平时的读数，称为仪器的零点。

设在正常场上（即基点上），地磁场垂直分量为 Z_0，磁秤光系读数为 s_0，在任一测点上垂直分量为 Z_i，读数为 s_i，则应有：

$$\left.\begin{aligned} Z_0 &= A+\varepsilon(s_0-s') \\ Z_i &= A+\varepsilon(s_i-s') \end{aligned}\right\} \qquad (3.2.5)$$

上式求差，即得 $\Delta Z_i = Z_i - Z_0 = \varepsilon(s_i-\varepsilon_0)$ (3.2.6)

ΔZ_i 表示任一测点相对于基点的地磁场垂直分量的差值，式中 ε 为常数，称为磁秤的格值。垂直磁秤即是按（3.2.6）式测量两点间垂直磁场强度之差值的。这一差值经消除干扰后，即为测点的磁异常值。在求 ΔZ_i 时不必测定 Z_i 及 Z_0 的绝对值，故磁秤仅作相对测定。

2．悬丝式磁力仪的结构

悬丝式磁力仪种类繁多，这里仅以我国生产并在国内通用的 CS_2-61 型磁力仪加以讨论。其外形见图3.2.3。磁力仪由磁秤的主体、确定磁秤放置方位的罗盘及安放磁秤主体的脚架组成。磁秤上有读数镜筒（光系）、铝制外壳、开关旋扭、扭鼓刻度旋扭、温度计及底盘等。脚架由木质三角架及架头组成。架头有固定仪器位置及调节仪器水平的装置，有固定部分和转动部分，转动部分与仪器的底盘密合，可绕垂直轴转动。

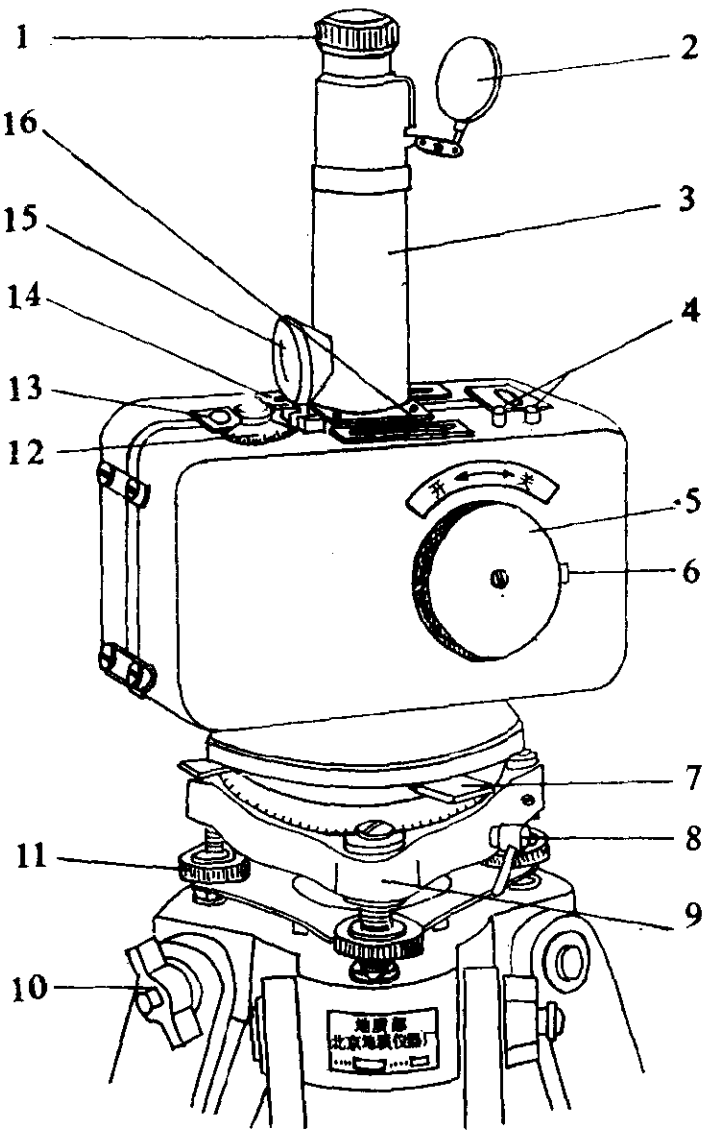


图 3.2.3 悬丝式垂直磁秤外貌图

1—目镜；2—光源反射镜；3—镜筒；4—调节水泡孔遮盖；5—开关旋扭；6—开关按扭；7—三脚架锁盘；8—架头锁紧把手；9—三脚架底盘；10—三脚架木腿紧锁螺丝；11—架头调平螺丝；12—扭鼓刻度旋扭；13—扭鼓度盘放大镜；14—温度计读数窗；15—扭鼓盖；16—水准器

磁秤的内部结构如图 3.2.4 所示，可分为四部分，即（1）磁系，（2）光系，（3）扭鼓和弹簧，（4）夹固开关。分述如下：

（1）磁系

磁系包括磁棒、灵敏度螺丝、温度螺丝、

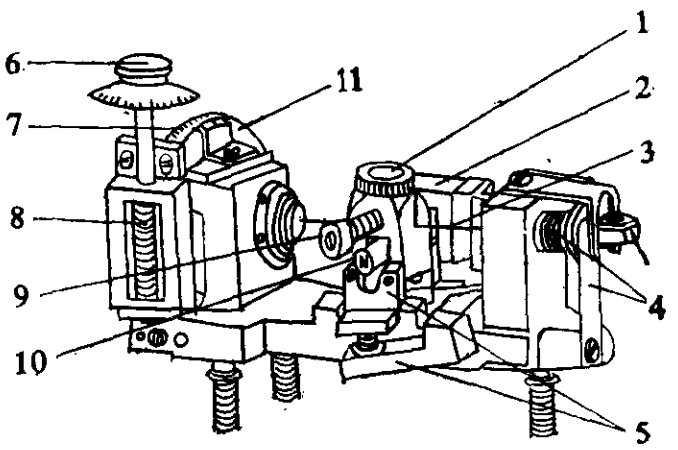


图 3.2.4 悬丝式垂直磁秤内部构造图

1—反光镜；2—阻尼框；3—悬丝；4—弹簧；5—夹固装置；6—扭鼓刻度旋扭；7—扭鼓刻度盘；8—扭鼓螺杆；9—温度螺丝；10—磁棒；11—扭鼓蜗轮

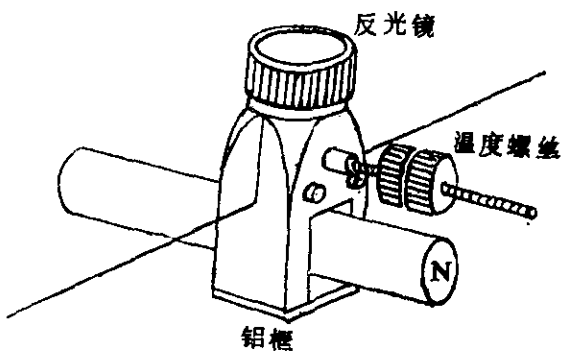


图 3.2.5 悬丝式垂直磁秤磁系图

悬丝、反光镜和铝框，如图3.2.5所示。

磁棒固定在铝框上，它的两端距悬丝的长度是不相等的，N极一端短，S极一端长。悬挂磁系的悬丝是扁平的，其两端水平地固定在与仪器外壳相连的支架上。工作时磁系绕悬丝并以其为水平轴转动。下面着重介绍灵敏度螺丝和温度螺丝的作用。

（A）灵敏度螺丝和格值

已知磁秤的灵敏度为$\Delta i/\Delta Z$，也可写为$\Delta s/\Delta Z$，，其单位为（格/伽玛）。由（3.2.6）式可知$\frac{\Delta s}{\Delta Z}=\frac{1}{\epsilon}$，即格值和灵敏度互为倒数。观测弱磁异常时，仪器的灵敏度要高，即格值要调小、反之，观测强磁异常时格值要调大。CS_2-61 型悬丝式磁秤的格值可在 8—12γ/格范围内变动。

在磁系反光镜下面，铝框的空腔内，装有一个灵敏度螺丝，当转动该螺丝使之上下转动时，磁系的重心发生上下位移。由（3.2.4）式知，格值ϵ的公式为：

$$\epsilon=\frac{mgd\sin\beta+2\tau}{2fM}$$

结合图3.2.1可知，重心O'沿垂直磁轴方向移动时，相当于上式中$d\sin\beta$的数值在改变，故格值也随之变化。灵敏度螺丝向下移动时，$d\sin\beta$加大格值也变大；反之，灵敏度螺丝向上调时，$d\sin\beta$减小，格值也变小。磁秤的格值可用格值仪测定，格值仪如图3.2.6所示。

测定格值时，正向通电时读数为s_1，反向通电时读数为s_2，线圈常数为C，则有

$$\epsilon=2CI/(s_1-s_2) \qquad (3.2.7)$$

(B)温度螺丝和温度系数

磁系磁棒的温度变化时，由分子动能的改变而使其磁矩变化，这将影响磁系的平衡，使读数发生变化。为了抵消此影响，在磁棒上方靠N极一端装置一温度螺杆和温度螺丝。当温度升高时，螺杆由于受热膨胀而伸长，带动温度螺丝向外移动，而使磁系重心向里移动，使重力矩减小。显然，如果由于温度引起的磁力矩变化与重力矩的变化相等，磁秤读数就不受温度影响了，但是要调节到这样的程度不十分容易。通常温度系数不为零。温度系数表示温度每变化 1℃ 时所相当的外磁场变化值。单位为：γ/℃。温度螺丝由于铝杆膨胀向外移动的距离与温度螺丝中心到铝框之间铝杆的长度L_0成正比。当温度系数为正时，应减小L_0，减少重力矩的补偿作用，即向里移动温度螺丝。反之，温度系数为负时，说明重力矩补偿不够，则应向外移动温度螺丝。

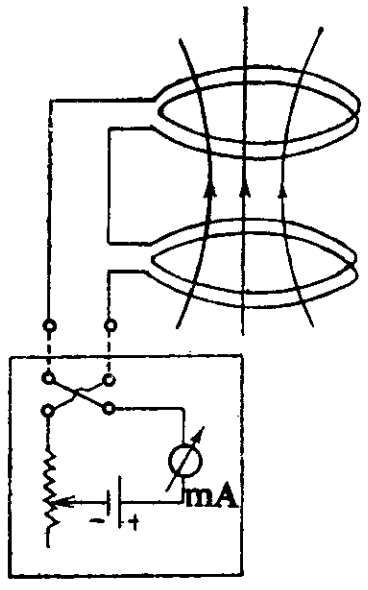


图 3.2.6 磁秤格值仪线路图

还要说明一点，磁系平衡时，磁力矩为$P=MZ\cos i$。若由温度变化引起的磁矩变化为ΔM，则磁力矩变化为$\Delta P=\Delta MZ\cos i$。若垂直强度Z发生变化，已调好的被补偿的磁力矩将发生变化。因此同一台仪器在不同的纬度地区由于Z值不同而具有不同的温度系数。例如在北方已调好的温度系数近于零的仪器迁到南方工作时，由于Z值的减小温度系数加大，故应重新调节温度螺丝。

（2）光系部分及作用

为测量磁系倾角的微小变化，采用光系读数，光系的结构如图 3.2.7。它由镜筒及磁系上的反光镜组成。镜筒内有物镜组、目镜组、三棱镜、刻度尺和标线尺。物镜焦距 $2f=3333$格。磁系水平时，光系轴垂直于磁系的平面反光镜。

光线经过的路程如下：

光线由镜筒外的平面采光镜②反射到三棱镜③上，然后向下反射，通过标线尺④，经过物镜组⑤、⑥折射后变为平行光落在磁系反光镜⑦上，反射后再经过物镜组聚焦于刻度尺上，从目镜①的上方，向下可看见被放大了的刻度尺和重合在刻度

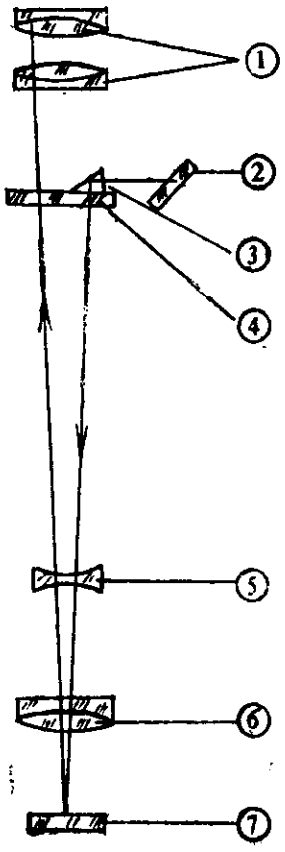


图 3.2.7　磁秤光系结构图

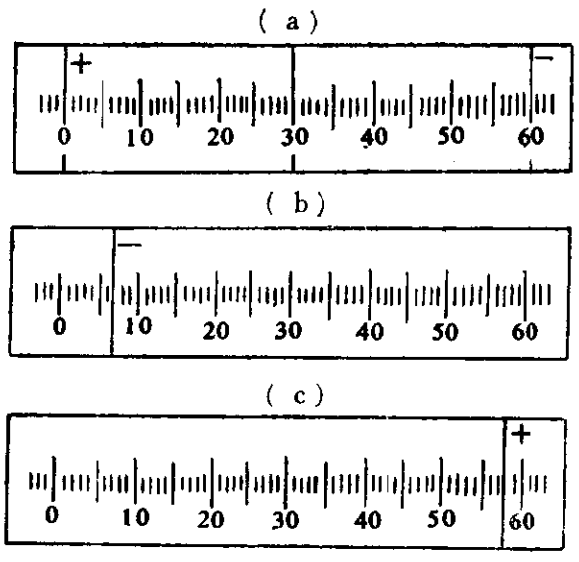


图 3.2.8　磁秤光系刻度尺读数方法示意图

尺上的三条标线的象。刻度尺上的刻度由0到60，当磁系水平时，三条标线的象恰好与0、30、60刻度线重合，如图3.2.8中（a）所示。磁系倾斜时，标线的象在刻度尺上移动，移动的刻度数值即表示倾角的大小。一般记录中间标线的读数。当中间标线偏出刻度尺以外时，则以标有“+”或“−”号的标线的读数加30或减30的办法间接读出中间标线的读数，如图3.2.8中的（b）及（c），前者读数应为−23.0，后者读数为88.0。磁秤读数的范围为−30到+90。

（3）扭鼓和扭鼓常数

在强磁异常区工作时，光系中三条标线的像全部落在刻度尺以外而无法读数时，称为“超格”，标线向读数大的一方消失称为“正超格”，向读数小的一方消失称为“负超格”。超格时，利用扭鼓装置可扩大磁秤的测程。

扭鼓由扭鼓旋扭，蜗杆和蜗轮三部分组成。如图 3.2.4。当转动扭鼓旋扭时，蜗杆带动蜗轮转动，当蜗轮转动时，悬丝发生扭转。于是在扭鼓一端的悬丝就使磁系增加一个扭力矩，使磁系倾角变小到能够重新读数。CS_2-61型悬丝式磁秤，当“正超”时，要顺时针扭动旋扭，“负超”时，要逆时针扭动旋扭（注意，有些仪器正好相反）。扭鼓蜗轮可扭转的角度为±40°，约能补偿磁场±20,000γ。

设扭动扭鼓时在扭鼓一端的悬丝被扭动的角度为φ，对磁系产生一扭力矩$\tau\varphi$，则在磁系平衡方程式（3.2.2）中应增加一项$\frac{\tau\varphi}{M\cos i}$。因$i$角很小，$\cos i\doteq 1$，而$\frac{\tau}{M}$为常数（即扭鼓常数，用$K$表示），故该项可写为$K\varphi$，因此（3.2.6）式变为：

$$\Delta Z_i=\varepsilon(s_i-s_0)+K(\varphi_i-\varphi_0) \qquad (3.2.8)$$

式中s_0，φ_0是基点上的读数和扭鼓度数，s_i、φ_i是测点上的读数和扭鼓度数，$K(\varphi_i-\varphi_0)$称

扭为鼓改正值，在求出K后就可计算扭鼓改正值。扭鼓常数即扭鼓蜗轮每转动一度所相当的磁场变化值，其单位为γ/度。

（4）夹固开关

由磁秤外壳上的开关按扭、旋扭以及仪器内部的翘板和磁系夹子所组成。夹固的作用是保护磁系的悬丝和磁棒。在观测时转动开关至开的位置，磁系才能处于工作状态。不观测时磁系被夹固不动。

3．磁秤观测误差的来源及消除办法

磁秤观测时，悬丝必须水平地位于磁南北方向，磁棒必须在磁东西方向的铅垂面内摆动，并且要求观测时没有外界因素的影响。在实际工作中，这些条件往往很难严格办到，因而观测时就有一定的误差。这些误差的来源可分为：磁秤本身的毛病，操作不精确，日变和温度等外界因素的影响。下面着重讨论前两方面原因引起的误差及消除办法。外界因素的影响及消除办法在下章讨论。

（1）悬丝不水平

因悬丝与磁秤底盘面不平行，故磁秤底盘调平后，悬丝并不水平，如图3.2.9所示，磁秤底盘面已调平，但磁棒N极指东时，悬丝(ab线）北端高，倾角为i_e。这时作用在磁系上的地磁场水平分量$\boldsymbol{H}$可分解为两个分量，平行悬丝的分量为$H\cos i_e$，对磁棒绕悬丝转动不产生力矩作用；垂直悬丝的分量为$H\sin i_e$，对磁系绕悬丝转动产生力矩作用，这时磁秤的平衡位置受它的影响而改变，使读数产生误差。当N极指东时，在悬丝北高南低的情况下，磁系力矩的平衡方程式为：

$$MZ\cos i_e\cos i_1 + MH\sin i_e\cos i_1 = mgd\cos(\beta - i_1)\cos i_e + 2\tau i_1 \qquad (3.2.9)$$

式中i_1为磁系N极指东时的倾角。

该式经整理并与（3.2.1）式比较，可知悬丝不水平产生的误差为$H\,\mathrm{tg}\,i_e$，使读数增加，而读数误差为$\Delta S_{误}=\frac{H}{\varepsilon}\mathrm{tg}i_e$。若将磁秤绕Ⅰ—Ⅱ轴旋转180°，如图3.2.10所示，这时地磁场水平分量$\boldsymbol{H}$作用于磁系的有效分量$H\sin i_e$是向上的，其作用是使磁棒N极向上，因而读

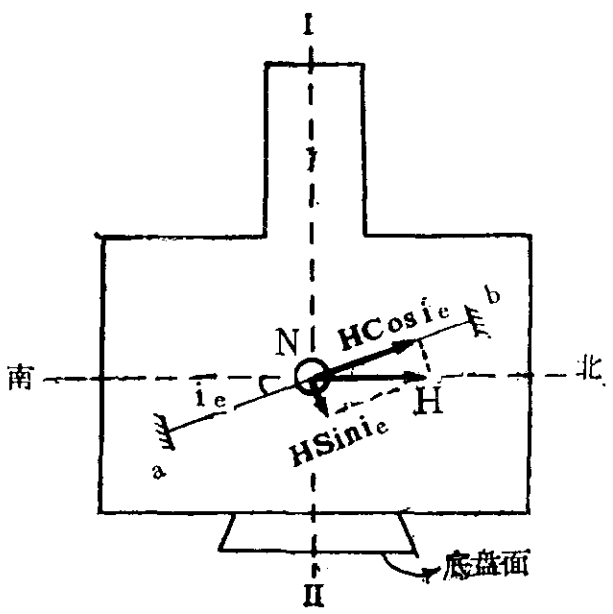


图 3.2.9　悬丝不水平误差分析图

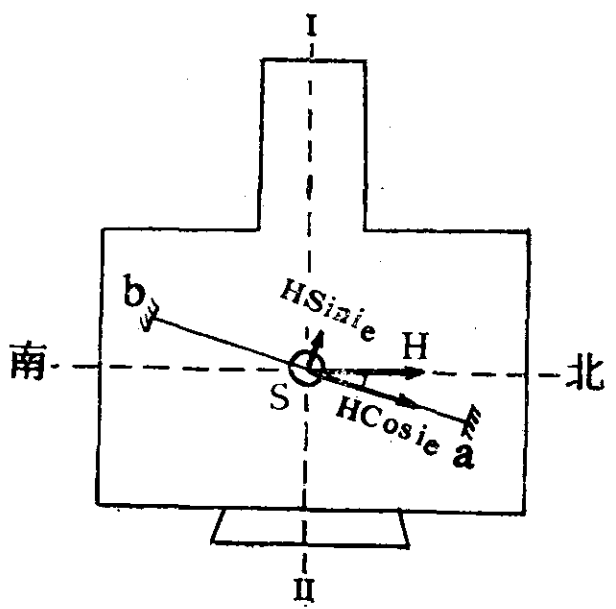


图 3.2.10　悬丝不水平误差分析图

数减小。此时仪器的读数误差 $\Delta s=-\frac{H}{\varepsilon}\mathrm{tg}i_e$。与$N$极指东时相比较可知，两种情况误差绝对值相等符号相反。所以这种悬丝不平引起的误差可通过取转向前后磁秤读数的平均值来

消除。如磁系指东时，读数以$s_{东}$表示，N极指西时以$s_{西}$表示，则读数之差可写为：

$$\Delta s = s_{东} - s_{西}$$

Δs 定义为转向差。在前述N极指东时悬丝北侧高的情况下，转向差$\Delta s = 2\Delta S_{误} = \frac{2H}{\varepsilon} tg i_e$。反之，如$N$极指东时悬丝南侧高，则转向差为负值。

由上可知，因磁秤内部悬丝安装不水平而引起的转向差与磁秤读数的大小无关，为一常数。故将这种转向差称为常差，如图3.2.11所示。若Δs为正，表示磁棒N极指东时，悬丝北端高（即弹簧端高），若Δs为负，则悬丝南端高（即扭鼓端高）。

如磁秤内部悬丝安装准确，但由于操作时南北方向水泡调节不准确而使磁秤南北向倾斜，悬丝也即因之倾斜，读数也会产生误差。其值为 $\Delta s = \pm \frac{H}{\varepsilon} tg i_e$。磁秤旋转180°后，$N$极转向，但由于底盘和架头限定磁秤倾斜方向不变，悬丝倾斜也不变，观测误差也不变。因此这种误差不能用转向取平均读数的办法来消除（见图3.2.12），只能要求操作人员调节南北向水泡时倍加谨慎。

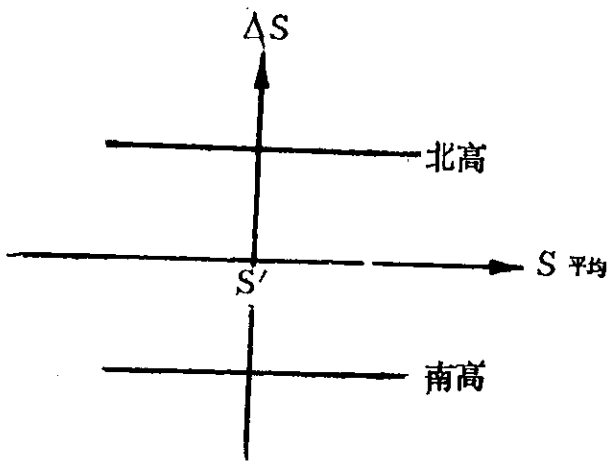


图 3.2.11　垂直磁秤常差曲线

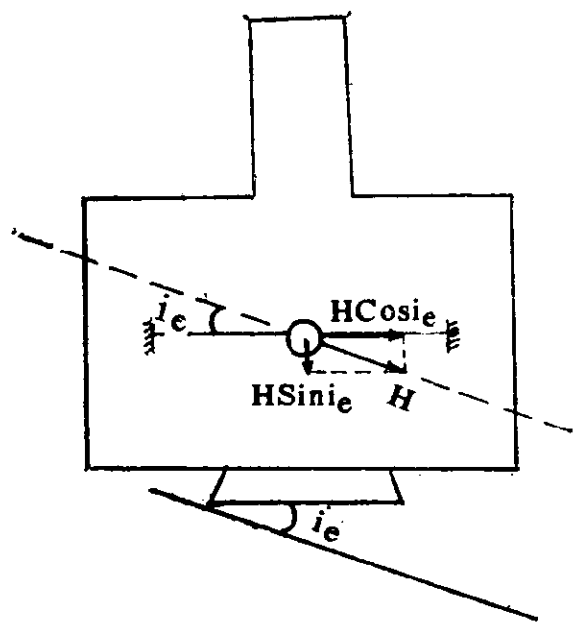


图 3.2.12　磁秤南北向倾斜的误差分析图

（2）磁系的摆动面不在东西方位（或称方位不准）

安装时悬丝与磁秤底盘上控制方向的两个螺丝钉的联线不平行，因此，虽然用罗盘将螺丝钉联线固定在南北方位上，但悬丝并不在南北方位，则磁棒的摆动面也就不在东西方位。图3.2.13为一俯视图，表示磁棒摆动面A—B不在东西方位，由东偏北 δ_a 角。此时，由于$H\sin\delta_a$对磁棒产生力矩作用，磁系的平衡方程式将变为如下形式（参看图3.2.14）：

N极指东时为

$$MZ\cos i_1 - MH\sin\delta_a \sin i_1 = mgd\cos(\beta - i_1) + 2\tau i_1$$

N极指西时为

$$MZ\cos i_2 + MH\sin\delta_a \sin i_2 = mgd\cos(\beta - i_2) + 2\tau i_2$$

将上二式整理并与（3.2.1）式比较，可知由悬丝方位不准所产生的误差为 $-H\sin\delta_a tg i_1$或 $H\sin\delta_a tg i_2$ 的读数误差为 $\Delta s_{误} = -\frac{H}{\varepsilon}\sin\delta_a tg i_1$或$\frac{H}{\varepsilon}\sin\delta_a tg i_2$，转向差则为：

$$\Delta s = -\frac{H}{\varepsilon}\sin\delta_a (tg i_1 + tg i_2) = -\frac{2H}{\varepsilon}\sin\delta_a tg i$$

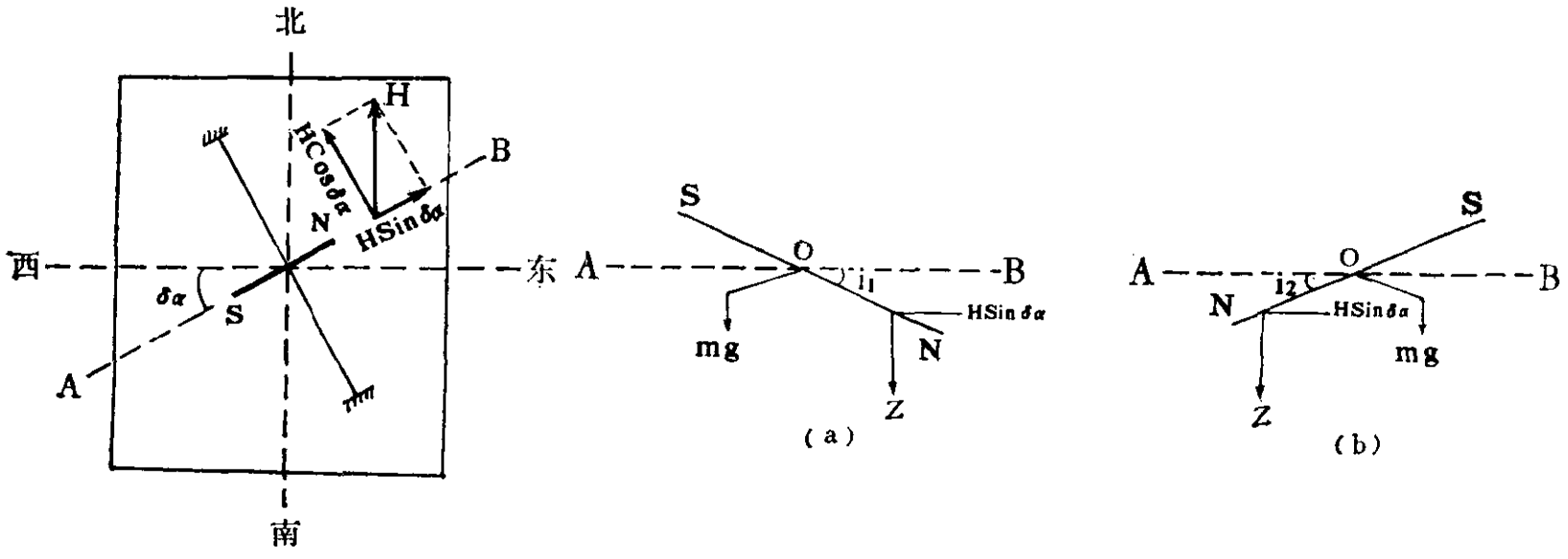


图 3.2.13 磁系方位不准误差分析

图 3.2.14 方位不准时力的分析图

$$= -\frac{2H\sin\delta_\alpha(\bar{s}-s')}{2f\epsilon} \qquad (3.2.10)$$

式中$\bar{s}$为N极指东时磁秤的读数与N极指西时磁秤的读数的平均值，即$\bar{s}=\frac{1}{2}(s_{东}+s_{西})$。$s'$为仪器的机械零点，即磁棒水平时磁秤的读数。

若某地地磁场水平强度$H=2700\gamma$，一台磁秤的悬丝方位角偏30′，当$\bar{s}=90$格，$s'=30$格，$2f=3333$格，$\epsilon=10\gamma$/格，则所产生的误差为0.4格，转向差为0.8格。

由上分析可知：在磁系N极偏离磁东西向时，转向前后读数误差符号相反，致使磁系倾角偏小或偏大。但误差相对于垂直分量的作用毕竟很小，所以两种情况下磁系的倾角相近，即$i_1 \doteq i_2$。因此，由误差公式可以得出结论：取磁力仪转向前后读数的平均值可以基本上消除磁系方位不准引起的误差。但毕竟二者不等，即$i_1 \neq i_2$，所以误差不可能通过转向取平均值而完全消除，但所余部分误差很小，可忽略不计。

由（3.2.10）式可知，由于磁系摆动面不在东西方位引起的转向差，随读数而变化，称之为变差。因为磁系的倾角限制在±2°范围内，所以，以转向差Δs为纵轴、磁秤平均读数为横轴的转向差曲线，可视为一直线，当磁秤的平均读数等于机械零点时，转向差为零。如读数偏离零点时，偏离越大，转向差的绝对值也越大。当摆动面由东偏北时，该直线斜率为负，由东偏南时，直线的斜率为正，见图3.2.15。因此，当测定出转向差曲线后，可以判断磁系摆动面偏离的方向。

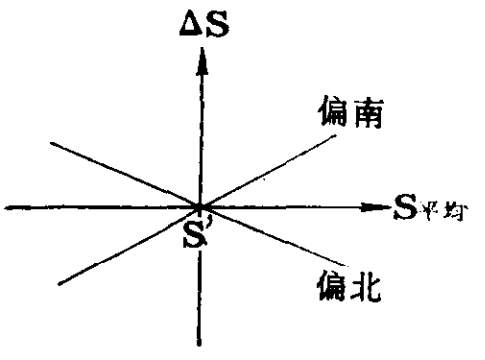


图 3.2.15 垂直磁秤方位不准时的转向差曲线（变差）

由于操作时，罗盘定向不准，磁系的摆动面也会偏离磁东西方位，引起与上述性质相同的误差和转向差，其误差也基本上可以通过转向取读数平均值加以消除。

实际上，悬丝不水平和摆动面不在东西方位的情况同时存在，这时转向差曲线由图3.2.11和图3.2.15组合而成，如图3.2.16。这种情况下的转向差曲线的具体原因，则应根据磁秤的机械零点处转向差的数值来判断。机械零点处变差为零，其转向差为悬丝不水平引起的常差。

（3）磁秤东西方向不水平

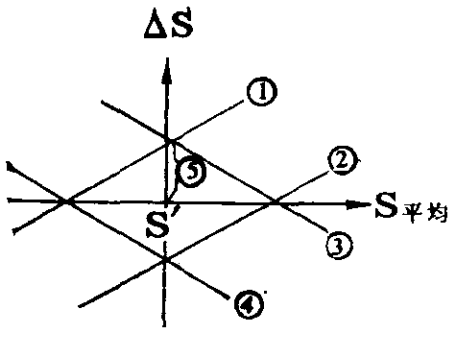


图 3.2.16 综合影响的转向差曲线

1—悬丝北端高，磁系方位东偏南；2—悬丝南端高，磁系方位东偏南；3—悬丝北端高，磁系方位东偏北；4—悬丝南端高，磁系方位东偏北；5—常差值

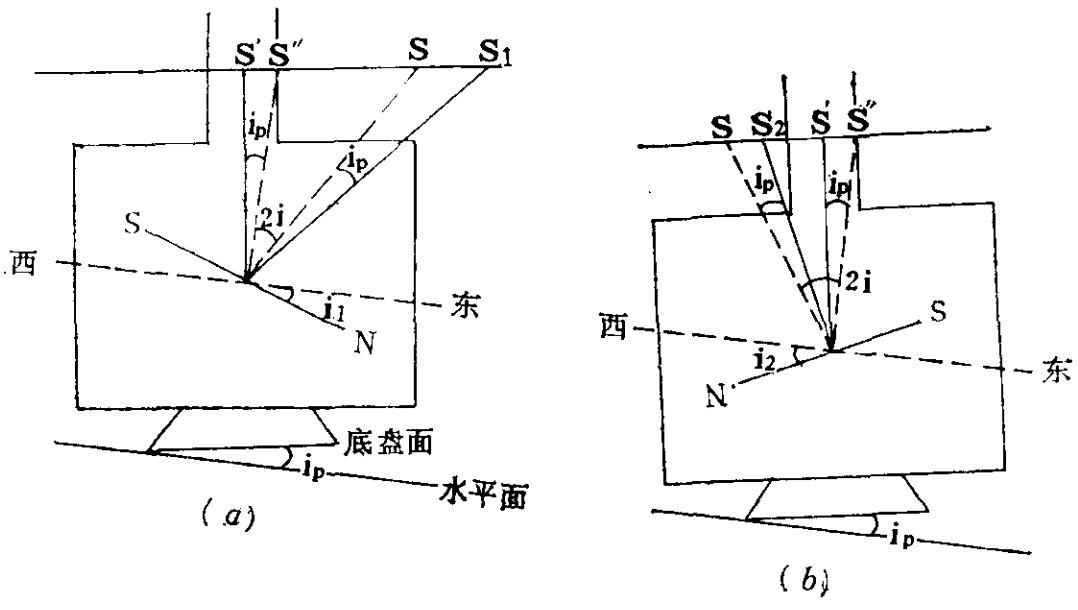


图 3.2.17 磁秤底盘东西不水平误差分析图

如图3.2.17所示，磁秤底盘东高西低，如其倾角为i_p，则光系轴发生倾斜，与铅垂线的夹角为i_p。设磁系的倾角为i_1，此时悬丝的扭力矩$2\tau(i_1+i_p)$，则磁系的力矩平衡方程式应为：

$$MZ\cos i_1 = mgd\cos(\beta - i_1) + 2\tau(i_1 + i_p) \qquad (3.2.11)$$

转向180°后，磁系倾角为i_2，扭力矩减小为$2\tau(i_2 - i_p)$，其平衡方程式为：

$$MZ\cos i_2 = mgd\cos(\beta - i_2) + 2\tau(i_2 - i_p) \qquad (3.2.12)$$

将（3.2.11）和（3.2.12）式整理，同时考虑由于光系倾斜，$i_1 = \frac{s_1 - s'}{2f} - i_p$，$i_2 = \frac{s_2 - s'}{2f} + i_p$，则磁秤的转向差$\Delta s$应为：

$$\Delta s = s_1 - s_2 = \frac{-4\tau i_p}{\varepsilon M} + 4 f i_p \qquad (3.2.13)$$

式中i_p的单位若以度表示，则$\frac{\tau}{M} = K$，为扭鼓常数，单位为伽伐/度。（3.2.13）式则可写成：

$$\Delta s = -\frac{4K i_p}{\varepsilon} + 4 f i_p \frac{\pi}{180} \qquad (3.2.14)$$

由（3.2.14）式可知，因式中第一项为负值，故当K值较小时，转向差与i_p角成正比，当K值较大时，转向差与i_p角成反比。若$K=600$伽伐/度，$\varepsilon=10$伽伐/格，$i_p=30''=0.0083$度$=0.00015$弧度，则$\Delta s=-1$格。若$K<290$伽伐/度，则转向差为正值。这种由于东西水泡不平引起的误差通过取转向前后的平均值基本上可以消除。

上述误差和转向差是操作时由于东西向水泡不水平而导致光系倾斜和扭力矩变化而造成的。如果仪器结构本身光系与底盘并不垂直，仪器转向前后光系倾斜方向相反，作用于磁系的扭力矩也不变，所以不引起转向差，读数虽有误差，但因相对测量亦可消除。

3.2.2 悬丝式水平磁力仪

1．悬丝式水平磁力仪的工作原理

磁力仪的磁系部分的结构与悬丝式垂直磁力仪相似，但磁棒是近于垂直的，在北半球使用的仪器磁棒N极向下。在垂直磁棒方向的北侧装有使磁系整体重心偏北的纬度螺丝，南侧装有温度补尝螺丝。其结构可简化为图3.2.18形式。

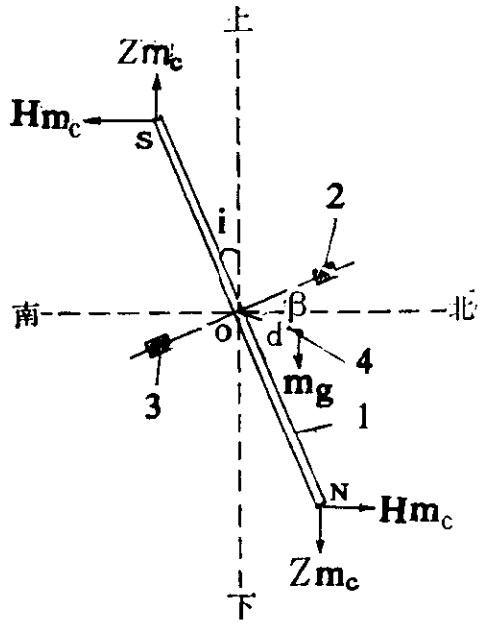


图 3.2.18 水平磁系工作原理图

1—磁轴；2—纬度螺丝；3—温度螺丝；4—磁系质心

水平磁力仪测定外磁场，是通过磁系的磁力矩与重力矩和扭力矩的平衡关系来实现的。

（1）磁力矩：设磁系摆动面为磁南北方向的铅垂面，磁系平衡时磁轴线与垂直方向夹角为i（即平面反光镜的倾角）。由地磁场水平分量的作用，力矩的大小为$MH\cos i$，由地磁场垂直分量的作用，此磁力矩的大小为$MZ\sin i$，二者符号相反，见图3.2.18。

（2）重力矩：由于纬度螺丝的作用，使磁系的重心不通过磁轴及支点，而在支点的北侧下方，设重心与支点O（磁系旋转轴）距离为d，两者连线（即图中d）与磁轴中垂线夹角为β，则作用在磁系上的重力矩为$mgd\cos(\beta-i)$，m为磁系的质量，g为重力加速度。当纬度螺丝向北时，重力矩方向与水平磁力矩相反。

（3）扭力矩：如仪器的扭鼓度为φ，则悬丝对磁系产生的扭力矩为$\tau(2i+\varphi)$，与水平磁力矩方向相反。

当磁系平衡时，即

$$MH\cos i = MZ\sin i + mgd\cos(\beta-i) + \tau(2i+\varphi) \qquad (3.2.15)$$

等式两边同除以$M\cos i$，得

$$H = Z\operatorname{tg} i + \frac{mgd\cos\beta}{M} + \frac{mgd\sin\beta}{M}\operatorname{tg} i + \frac{2\tau i}{M\cos i} + \frac{\tau\varphi}{M\cos i}$$

野外实际上测水平磁场相对值，设在基点处水平分量为H_0，垂直分量为Z_0，测点的水平磁场为H，垂直磁场为Z，$Z=Z_0+Z_a$，若基点处磁系与垂线的偏角为i_0，则有

$$H_0 = Z_0\operatorname{tg} i_0 + \frac{mgd\cos\beta}{M} + \frac{mgd\sin\beta}{M}\operatorname{tg} i_0 + \frac{2\tau i_0}{M\cos i_0} + \frac{\tau\varphi_0}{M\cos i_0} \qquad (3.2.16)$$

上两式相减得

$$H - H_0 = Z_0(\operatorname{tg} i - \operatorname{tg} i_0) + Z_a\operatorname{tg} i + K'(\operatorname{tg} i - \operatorname{tg} i_0) + \frac{\tau}{M}(\varphi - \varphi_0 + i - i_0) \qquad (3.2.17)$$

式中$K' = mgd\sin\beta/M$。

若$2f=5320$格，则$|i|<1.5^\circ$，$\cos i \doteq 1$，$\operatorname{tg} i = (s-s')/2f$，$\operatorname{tg} i_0 = (s_0-s')/2f$，代入（3.2.17）式，经整理有：

$$H - H_0 = \varepsilon_H(s-s_0) + \frac{Z_a(s-s')}{2f} + \frac{\tau}{M}(\varphi-\varphi_0) \qquad (3.2.18)$$

式中$\varepsilon_H = \frac{1}{2f}\left(Z_0 + \frac{mgd\sin\beta + 2\tau}{M}\right)$是水平磁秤的格值，它与地磁场垂直分量$Z_0$有关。

当Z_0有变化时，ε_H也将变化。此外，与垂直磁秤相似，ε_H与$d\sin\beta$成正比，也可通过灵敏度螺丝的上下移动改变$d\sin\beta$的大小来调节格值。式中$\frac{Z_a}{2f}(s-s')$称为水平磁测的垂直改正项，它与测点上的Z_a值有关，故在计算测点的$(H-H_0)$值时必须有各测点相对于水平磁测基点的Z_a数据。式中f为光系焦距，CSS-1型仪器约等于$\frac{1}{2}$（5320）格。s最大为90格，最小为－30格，设$s'=30$格（s'是磁系磁轴垂直时的读数，即$i=0°$时的读数）。故$(s-s')/2f$常为在0.11以下的小数，当Z_a在100γ以内时，则垂直改正值仅在1γ左右，可略去不计。但当$Z_a>100\gamma$时，此项改正不可忽略。式中$\frac{\tau}{M}$称为扭鼓常数，用K表示。故（3.2.18）式可写为：

$$\Delta H=H-H_0=\varepsilon_H(s-s_0)+\frac{Z_a}{2f}(s-s')+K(\varphi-\varphi_0) \qquad (3.2.19)$$

当磁系摆动面在各点上都保持固定的方位，设为x方位，则上式中的ΔH变为$\Delta H_x=H_x-H_{0x}=H_{ax}$，表示水平磁异常沿$x$方向的分量。

使用水平磁秤时，须注意磁系的纬度螺丝必须保持在北或偏北的相对位置，才能使磁系的重力矩与水平磁力矩近于平衡，按照上述公式求得ΔH。否则重力矩与水平磁力矩方向一致，磁系的平衡遭到破坏，久之磁系性能可能受到损坏。因此水平磁测只能在固定方位读数，不允许像垂直磁秤那样使方位相差180°取两次读数的平均值。

2．仪器的基本结构

此仪器由磁秤、定向装置及脚架三部分组成。定向装置实际就是一个经纬仪，只不过是磁秤和经纬仪连在一起，它们具有共同的转轴。见图3.2.19。

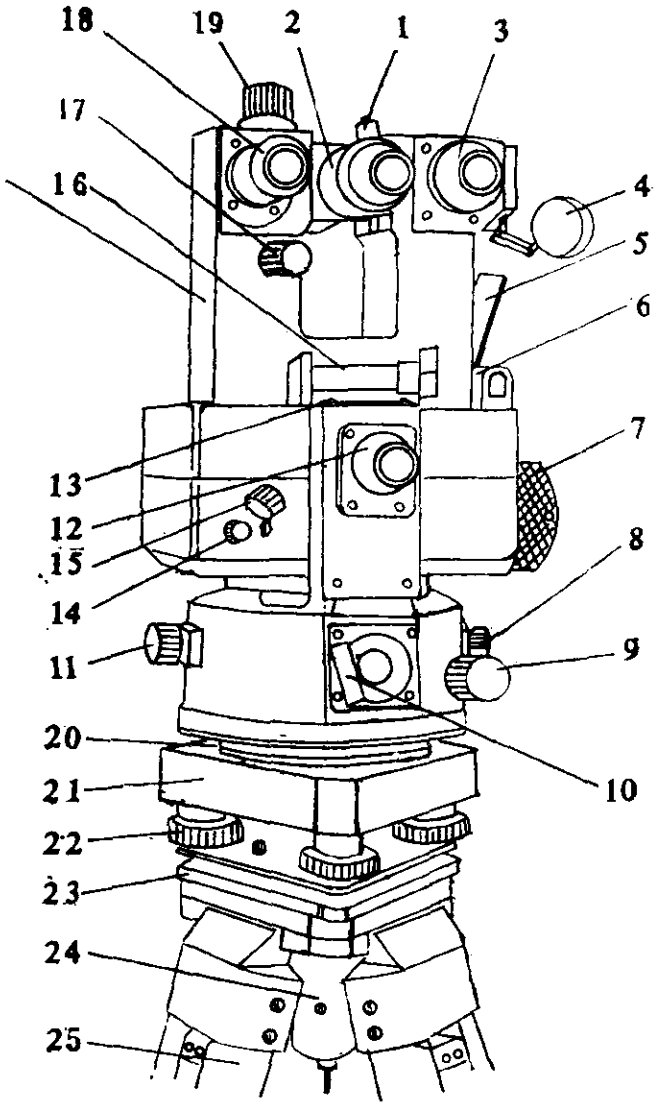


图3.2.19 CSS-1型悬丝式水平磁力仪外貌图

1—望远镜筒；2—望远镜调焦距螺丝；3—磁秤读数目镜；4—采光镜；5—水泡反光镜；6—纵水泡；7—磁秤开关旋扭；8—锁紧机构旋扭；9—微调旋扭；10—水平度盘外光源反光镜；11—水平度盘卡紧旋扭；12—水平度盘目镜；13—地区牌；14—扭鼓刻度旋扭；15—扭鼓盖；16—横水泡；17—望远镜微调旋扭；18—扭鼓读数目镜；19—望远镜筒制动螺旋；20—三齿锁盘；21—基座；22—整平螺丝；23—脚架；24—连接螺杆及垂球挂钩；25—脚架腿。

3.2.3 刃口式垂直磁力仪

刃口式垂直磁秤与悬丝式垂直磁秤的工作原理相近，仅在磁系的结构上有所差别。一般其磁系结构如图3.2.20及图3.2.21。与悬丝式磁秤磁系的差别在于：

（1）磁钢片中心贯穿一个石英磨制的三棱柱形的刃口，其尖端向下，尖端磨制成曲率半径非常小的圆柱面。在测定磁场时扭动外壳上的开关旋扭使磁系下降，刃口两端落在磁系两侧的石英刀座上。刃口与刀座的接触点的联线是水平的。磁系由于磁力矩及重力矩的作用绕此水平线转动。

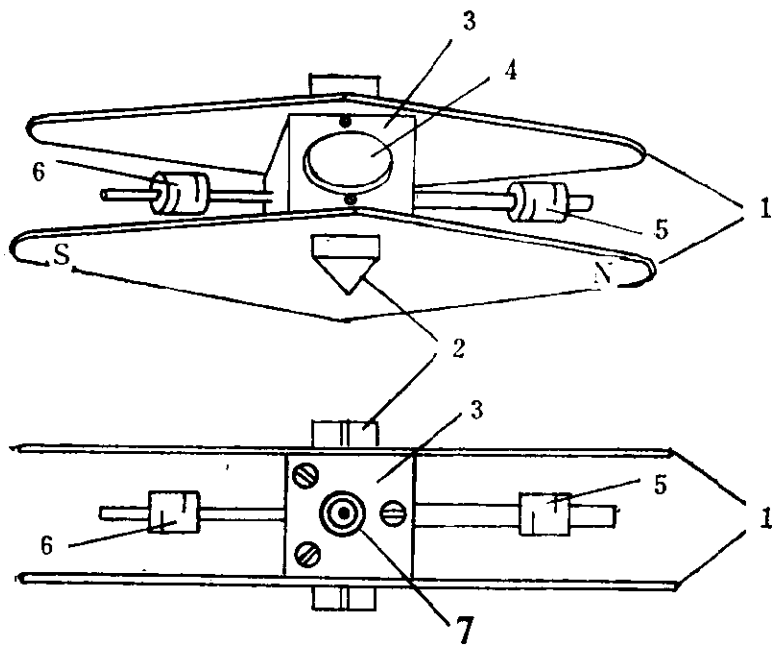


图 3.2.20 刃口式磁系结构图

1—磁钢片；2—石英刃口；3—铝框；4—反光镜；5—温度螺丝；6—纬度螺丝；7—灵敏度螺丝

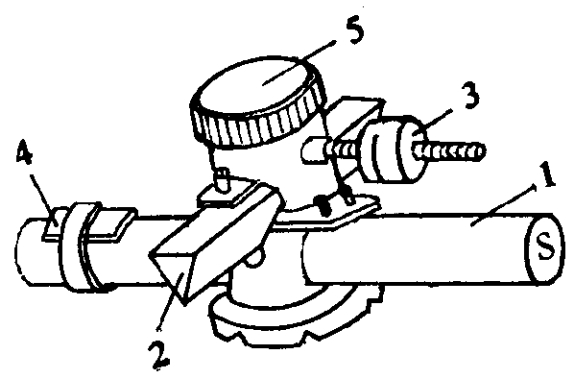


图 3.2.21 CR_2-69型刃口式磁系结构图

1—磁棒；2—石英刃口；3—纬度螺丝；4—温度补偿高导磁合金片；5—平面反光镜。

（2）因刃口式磁秤不用悬丝悬挂，无扭力矩作用，在读数超格时，使用辅助磁铁的磁场来抵消一部分外磁场，以此来扩大测程。因此它在脚架上部装有安置辅助磁铁的设备。使用时以辅磁改正代替扭鼓改正，并预先测定辅助磁铁的辅磁改正值。

（3）图3.2.20中，磁钢片N极和S极两端长度对称于刃口，为使重心偏向S极，在S极一端装置一个重荷——纬度螺丝。调节它可使磁系保持在$i \leqslant \pm 2'$的位置，使磁系在地磁场不同纬度地区可以进行工作，故称它为纬度螺丝。

顺便说明，我国出产的CR_2-69型刃口式磁力仪，其磁系形状如图3.2.21。它的温度补偿不用温度补偿螺丝，而是用一高导磁率的热磁合金片。此合金片与磁棒联在一起，受磁棒感应磁化，形成与磁棒相反的感应磁矩。由于它的导磁率极高，温度升高磁棒磁矩减小时，它的磁矩随之减小，如选择合适位置，使合金片磁矩的减小量与磁棒磁矩的减小量相符，则二者合磁矩不变。以此来补偿磁棒磁矩值受温度的影响。显然用这种补偿法，仪器温度系数不受正常场影响。

由于石英刃口性能稳定，不受温度影响，因此刃口式磁秤一般零点飘移值小，精度较高(CR_2-69型磁力仪精度可达± 2伽)，适于弱磁测量。但石英性质脆，易碰损，故目前野外多用于测定地磁日变及岩石标本的磁性等。

§3.3 磁通门磁力仪（磁饱和式磁力仪）

磁通门磁力仪又称磁饱和式磁力仪，它是利用具有高导磁率的软磁铁芯在外磁场作用下的电磁感应现象测定外磁场的仪器。磁通门磁力仪种类很多，本节仅介绍目前常见的偶次谐波电压型磁通门磁力仪的原理，并着重讨论我国生产并广泛应用的CCM-2型磁力仪的结构原理。

3.3.1 坡莫合金的磁化特点及磁灵敏元件的磁化现象

坡莫合金与一般的铁磁性物质比较，具有很高的导磁率$\left(\mu = \frac{dB}{dH}\right)$，如国产1J86型坡

莫合金，起始导磁率$\mu_0=150000$CGSM单位。矫顽力(H_c)和饱和磁场(H_s)均很小，因此坡莫合金的磁滞回线窄而陡，与一般的铁磁性物质宽而缓的磁滞回线有明显的差别，见图3.3.1。

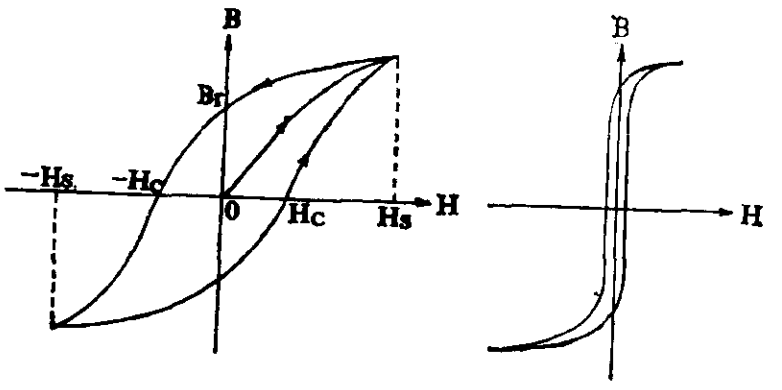


图 3.3.1　坡莫合金的磁滞回线

分析坡莫合金的磁滞回线可知，当外磁场有微弱变化时，就会引起磁感B的显著变化，可以说磁感B对外磁场H的变化有放大作用，或者说坡莫合金对外磁场感觉灵敏。由于坡莫合金的磁滞回线所包围的面积很小，可近似地看成一条曲线。

仪器探头结构如图3.3.2，在一扁椭圆环状坡莫合金上绕上两个绕向相反、匝数相等的线圈，串连在一起作为初级线圈。在整个椭圆环外绕一输出线圈。在无外磁场状况下，当初级线圈中供一交流电压$E=E_m\cos\omega t$时，则在坡莫合金中将产生一个交变磁场$H=H_m\cos\omega t$，其中$H_m>H_s$。

由于H随时间变化将引起B随时间变化，当$-H_s<H<H_s$时$B\sim H$曲线可近似看作直线，故在这一段B随时间的变化是正弦波形。当$|H|>|H_s|$时，B达到饱和值B_m，保持一常值，故曲线顶部是平的，并且正负半周的振幅相等，保持$B>B_m$的一段时间也相等。从B曲线来看，相当于一段削掉正负峰值的正弦曲线。如图3.3.3。

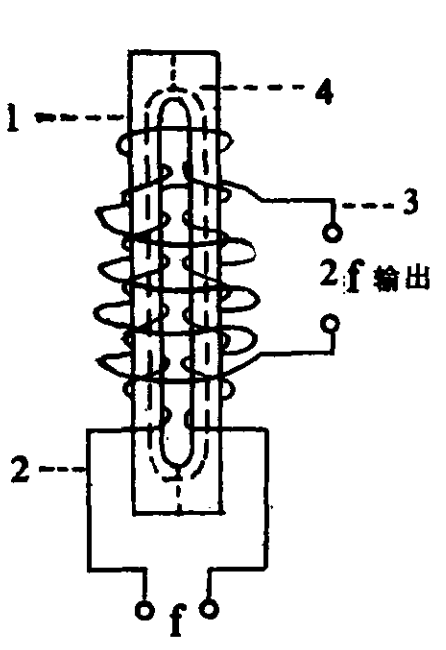


图 3.3.2　探头结构示意图

1—灵敏元件架；2—初级线圈；3—输出线圈；4—坡莫合金环

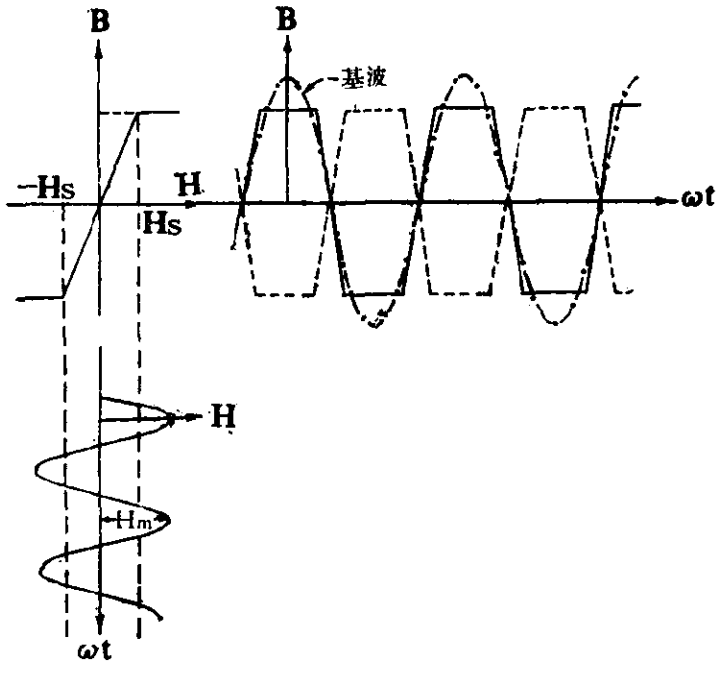


图 3.3.3　$H_0=0$时，探头中B的图形

因为两个初级线圈匝数相等，绕向相反，这样通过输出绕组的总磁通量变化为零，故没有电压输出。

3.3.2　偶次谐波法观测磁场的原理

当有外磁场H_0存在时，作用在坡莫合金片上的总磁场为：

$$H=H_0+H_m\cos\theta$$

其中　　$|H_0\pm H_m|>H_s$

同样在$-H_s<H<H_s$时，$B\sim H$曲线近于直线，这一段B随时间变化是正弦形的。当$H>H_s$时，B达到饱和值。由于磁场的变化是在外磁场H_0的基础上变化，所以在H与H_0同向

时，B先达到饱和，保持在常值B_m的时间长；当H与H_0反向时，B保持在常值B_m的时间短。这时B随时间变化的曲线极值处是平的，但其正负半周不对称，不对称程度与外磁场的强度有关，如图3.3.4。

由于两个初级线圈匝数相等，绕向相反，两个半芯中的磁感应强度方向相反但波形不等，通过输出绕组的总磁通量的变化率不为零，在输出绕组中有电压输出。输出电压的波形如图 3.3.4 所示，不难看出输出电压讯号的频率近于输入电压频率的二倍，是以偶次谐波成分为主的电压信号。测定这种二次谐波的电压大小和相位，就可以确定外磁场的强度和方向。

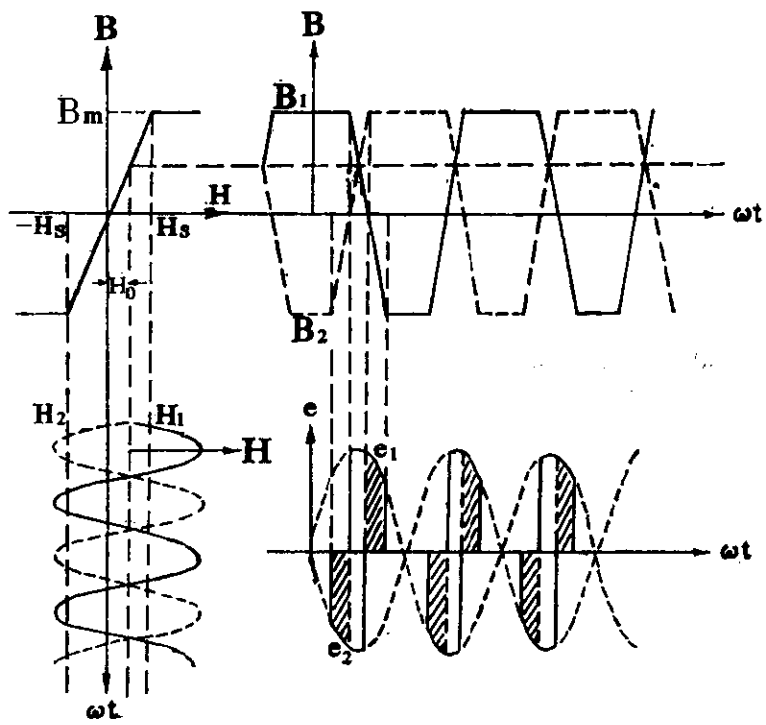


图 3.3.4　$H_0 \neq 0$时，探头中B与e的图形

在半芯中，这个电压按电磁感应定律应为：

$$e=-KSn\frac{dB}{dt}$$

其中K为常数，S为线圈截面积，n为线圈匝数。当$-H_s<H<H_s$时，即$-\theta_2<\theta<-\theta_1$和$\theta_1<\theta<\theta_2$时（见图3.3.4）

$$B=\mu H_m\cos\theta=\mu H_m\cos\omega t$$

则　$$e=-KSn\frac{d(\mu H_m\cos\omega t)}{dt}=KSn\mu H_m\omega\sin\theta$$

当$H<-H_s$，$H>H_s$时，即$-\theta_1<\theta<\theta_1$，$\theta<-\theta_2$，$\theta>\theta_2$时，$B=B_m=\mu H_s$，则

$$e=-KSn\mu\frac{dH_s}{dt}=0$$

显然这是一个非正弦波形的周期函数，按富氏级数公式，任意一个周期函数可展成：

$$f(\theta)=\frac{a_0}{2}+a_1\cos\theta+a_2\cos2\theta+\cdots\cdots+a_n\cos n\theta+$$
$$+b_1\sin\theta+b_2\sin2\theta+\cdots\cdots+b_n\sin n\theta$$

其中

$$a_K=\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}f(\theta)\cos K\theta d\theta$$

$$b_K=\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}f(\theta)\sin K\theta d\theta$$

由以上讨论可知输出的电压是二次谐波电压，故只需求出二次谐波的振幅即可。

$$a_2=\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}e(\theta)\cos2\theta d\theta$$
$$=\frac{\omega KSn\mu H_m}{\pi}\left[\int_{-\theta_2}^{-\theta_1}\sin\theta\cos2\theta d\theta+\int_{\theta_1}^{\theta_2}\sin\theta\cos2\theta d\theta\right]$$
$$=\frac{-\omega Sn\mu H_m}{\pi}\left[\int_{-\theta_2}^{-\theta_1}(2\cos^2\theta-1)d\cos\theta+\int_{\theta_1}^{\theta_2}(2\cos^2\theta-1)d\cos\theta\right]$$

$$=\frac{-\omega SnK\mu H_m}{\pi}\left[\left(\frac{2}{3}\cos^3\theta\right)_{-\theta_2}^{-\theta_1}-(\cos\theta)_{-\theta_2}^{-\theta_1}+\left(\frac{2}{3}\cos^3\theta\right)_{\theta_1}^{\theta_2}-(\cos\theta)_{\theta_1}^{\theta_2}\right]$$

$$=0$$

$$b_2=\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}e(\theta)\sin 2\theta\,d\theta$$

$$=\frac{K\omega SnK\mu H_m}{\pi}\left[\int_{-\theta_2}^{-\theta_1}\sin\theta\sin 2\theta\,d\theta+\int_{\theta_1}^{\theta_2}\sin\theta\sin 2\theta\,d\theta\right]$$

$$=\frac{K\omega SnK\mu H_m}{\pi}\left[\int_{-\theta_2}^{-\theta_1}2\sin^2\theta\cos\theta\,d\theta+\int_{\theta_1}^{\theta_2}2\sin^2\theta\cos\theta\,d\theta\right]$$

$$=\frac{K\omega SnK\mu H_m}{\pi}\left[\left(\frac{2}{3}\sin^3\theta\right)_{-\theta_2}^{-\theta_1}+\left(\frac{2}{3}\sin^3\theta\right)_{\theta_1}^{\theta_2}\right]$$

$$=\frac{K\omega SnK\mu H_m}{\pi}\left[\frac{2}{3}\sin^3(-\theta_1)-\frac{2}{3}\sin^3(-\theta_2)+\frac{2}{3}\sin^3\theta_2-\frac{2}{3}\sin^3\theta_1\right]$$

$$=\frac{4\omega SnK\mu H_m}{3\pi}(\sin^3\theta_2-\sin^3\theta_1)$$

$$=\frac{4\omega SnK\mu H_m}{3\pi}\left[\left(\frac{\sqrt{H_m^2-(H_s+H_0)^2}}{H_m}\right)^3-\left(\frac{\sqrt{H_m^2-(H_s-H_0)^2}}{H_m}\right)^3\right]$$

括弧内由于$H_m>(H_s\pm H_0)$，按二项式定理展开，并略去$(H_s\pm H_0)/H_m$的四次方以上的高次项，经整理后得：

$$b_2=\frac{-8\omega SnK\mu H_s}{H_m}\cdot H_0$$

此即二次谐波输出电压（半芯）的振幅。由于两个半芯的二次谐波电压的频率，振幅和相位相同，故灵敏元件的总输出振幅电压为$2b_2$，即：

$$E_m=2e_m=2b_2=-\frac{16\omega SnK\mu H_s}{H_m}\cdot H_0 \qquad (3.3.1)$$

式中右端除H_0外皆为与灵敏元件及绕制等有关的常数，可见输出电压的振幅与外磁场H^0成正比。

3.3.3 地面磁通门磁力仪的工作原理

本节以我国生产和通用的CCM-2型磁通门磁力仪为例，讨论磁力仪的结构及工作原理。

该仪器最高灵敏度±2伽伪，精度为±10伽伪，测程为±100000伽伪。仪器设有电子温度计，温度系数低于1γ/℃。该仪器工作原理框图见图3.3.5。现就其各部分的作用原理分述如下：

1．探头

如前所述，当有外磁场作用时，输出线圈产生频率为激励探头的交变电流频率的二倍的感应电压讯号，其强度与外磁场大小成正比，当外磁场反向时，此电压讯号位相也改变

180°。因用于测定Z_a，其长轴方向必须垂直向下，一般用重锤的重力作用使探头长轴保持铅垂。

2．晶体振荡器、分频器、功率放大器及延时器

晶体振荡器产生一频率为20 kHz稳定的电讯号，该讯号经过一次二分频变为10kHz的电讯号，一路送入相敏检波器作参考讯号，同时另一路再经一级二分频变为5kHz电讯号，经选频功率放大器进行功率放大，送入探头初级线圈W_2，作为探头的激励电流。延时器的作用是保证相敏检波器中的参考讯号与探头输入的偶次谐波讯号方向相反。

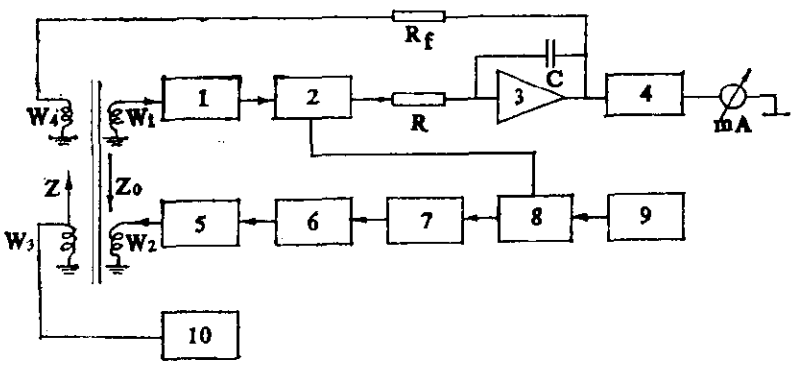


图 3.3.5 磁通门磁力仪的方框图

1—选频放大器；2—相敏检波；3—积分器；4—低频滤波器；5—功率放大器；6—二分频器；7—延时器；8—二分频器；9—晶体振荡器；10—稳流器

3．选频放大器

选频放大器对二次谐波成分加以放大、而对基波和三次谐波成分却起抑制作用，经放大的偶次谐波讯号送入相敏检波器，提供一个与参考讯号相位相反的电讯号。

4．相敏检波器

将送进的参考讯号与放大器放大的偶次谐波反相交流电讯号进行比较，并输出一直流电压，经积分器后输出电压经反馈电阻R_f产生反馈电流I_f送入探头绕组W_4，若W_4的线圈常数为A，则反馈磁场$\Delta Z=AI_f$。在野外均作相对测量$\Delta Z=Z-Z_0$，其中Z_0是在基点上被稳流器产生的标准电压通过W_3补偿掉的正常场。故ΔZ即为测点上的磁异常值。该异常值实际上是以直流电压形式输出，所以输出电压e_0反映了ΔZ的大小。

5．读数装置

由积分器输出讯号的另一路，经低通滤波器，作模拟被测磁场的电压送入电压表测量。

6．稳流器和稳压器

稳流器产生一个可控恒流源通过探头补偿线圈W_3，以便在基点上补偿正常地磁场。

稳压器保证仪器工作不受电池电压变化(±15 V—±10 V)的影响，仪器采用两组相同的稳压器。

3.3.4 航空磁通门磁力仪

我国生产和使用的CCK-1型航空磁力仪，也是一种偶次谐波型磁通门磁力仪。是测量ΔT异常的仪器。其最高灵敏度为1伽玛/字。噪声水平不大于1伽玛，每8小时零点飘移小于10伽玛。仪器用5位萤光数码管直读地磁场总向量的绝对值。仪器可以模拟记录，也可以用十进位、二进位制编码输出供磁带机记录。

仪器基本原理与地面磁通门磁力仪相同，这里不加赘述。但由于两者的应用条件不同，CCK-1型航空磁力仪又具有以下一些特点：

（1）航空磁测系在运动状态下测量，探头不能利用重力定向，而是自动定向于地磁场T的方向，观测总磁场强度T的模的增量ΔT。

（2）因为在飞行状态下观测，作用于探头的磁场是随时间变化的磁场，为了不漏掉某些有成矿远景的异常，除了控制飞行速度和飞行高度之外，仪器本身还必须具有较高的

频率响应。

（3）航空磁力仪不能采用人工补偿法补偿正常地磁场，而是采用数字反馈系统实现正常地磁场的自动补偿。

（4）航空磁通门磁力仪探头一般安装在飞机上，因此机身的恒定磁场及感应场和涡流场对观测场均有影响，因此必须对上述干扰进行磁补偿。一般用三组赫姆霍茨线圈来完成。

CCK-1 型仪器探头的自动定向系统与测量系统相类似，也采用二 次谐波 法系统。定向探头的磁芯为圆环状。在磁芯上密绕一层公用的激励线圈。在环形探头的外面绕以X、Y两组互相垂直的次级线圈。见图 3.3.6，实际测量时，测量探头位于 定向圆 环探头的中心，并与圆环探头的平面相垂直。若测量探头与地磁场方向不一致，则定向探头与地磁场不垂直，X、Y的输出讯号将具有偶次谐波成分，二次谐波经过处理，将带动定 向 马 达 转动，并带动圆环探头的平面转动，直至平面与地磁场垂直为止。这时测量探头将定向于地磁场T方向，从而实现了测量探头自动跟踪T的方向。这种定向系统定向误差小于 15′。

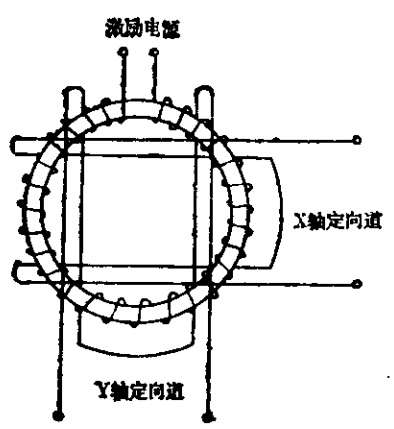


图 3.3.6 CCK-1型航空磁力仪定向磁灵敏元件

目前我国使用的 JSZ-1和 2 型井中三分量磁力仪，也是按偶次谐波型磁力仪原理设计的。其探头由互相垂直的三个元件组成，探头靠重锤定向。探头用无磁性金属密封容器置于井下，用电缆与井上的操作仪器相连。

磁通门磁力仪目前已广泛地应用于各种磁法勘探工作。它是很有前途的一种仪器。首先，这类仪器既可测定ΔT，也可测ΔZ 或 ΔH，探头剩磁较小的仪器还可作绝对测量。另外，仪器还适用于零磁场附近观测，并具有较高的精度，适合于弱磁测量，因此这类仪器首先用于太空磁场的测定。此外与其它电子磁力仪相比，其功耗小，一般均可用干电池供电，适于野外磁测用。磁通门磁力仪操作简单，仪 器轻便，特别适 用于地 面野外 磁测工作。

§3.4 质子旋进式磁力仪

质子旋进磁力仪是根据煤油、水、酒精等含氢原子溶液中氢原子核（质子）在地磁场中产生一定频率的旋进作用制成的。它在航空、海洋和地面等磁测工作中均有应用。本节侧重介绍我国通用的地面核子旋进式磁力仪的工作原理和结构。

3.4.1 质子旋进现象

构成各种物质分子的原子都是由带正电的原子核和绕核旋转带负电的电子组成。原子核又由带正电的质子和不带电的中子组成，氢的原子核最简单，只有一个质子。煤油、蒸馏水等这些含氢原子的物质，其分子的电子轨道磁矩和自旋磁矩都成对地彼此抵消了，除氢以外的原子核自旋磁矩也都互相抵消，只有氢原子核的自旋磁矩没有抵消。故该原子显出微弱的磁矩。在溶液中氢的原子磁矩，在无外磁场作用时，它们任意指向。当氢溶液处于地磁场T中时，这些原子磁矩在T的作用下，将各自沿着 T 的方向排列。当在近于垂直地磁场T的方向施加约50奥斯特的人工磁场时，由于这一磁场远远大于地 磁场，则原沿地磁场方向的质子自旋轴都转至磁化磁场方向。当切断电流，使人工磁场突然消失，氢质子

则在原有的自旋惯性力及地磁场力的共同作用下，各以相同的相位绕地磁场方向进动，如图 3.4.1。这种现象称为质子旋进，也称核子旋进。在质子旋进的初始，由于 相位一致，显现出宏观磁矩，它周期地切割在容器外的线圈，产生电感应讯号，其频率与质子旋进频率相同。质子的旋进现象由于热扰动等作用，会很快地衰减消失，电感应讯号也就随时间按指数函数衰减。

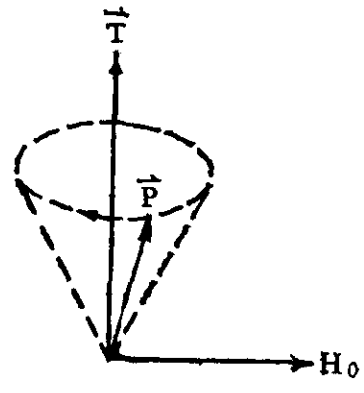


图 3.4.1 质子磁矩进动示意图

实验及理论计算表明，氢质子旋进的角速度是和外磁场 T 的大小成正比的，其关系为：

$$\omega=\gamma_p T$$

式中 γ_p 为质子磁旋比（即质子磁矩与动量矩之比），是一常数，据精密测定为

$$\gamma_p=(2.67513\pm2\times10^{-5})\times10^4(\mathrm{CGSM})$$

因 $\omega=2\pi f$，f 为旋进频率，则

$$T=\frac{2\pi}{\gamma_p}\cdot f$$

其中 $2\pi/\gamma_p=23.4874$ 秒·伽玛，故有：

$$T=23.4874f \qquad (3.4.1)$$

由上式可知，地磁场的大小与质子在其中发生旋进的频率 f 成正比。这样就把对地磁场的测量变为对旋进讯号的频率的测定。

为了测定旋进讯号还应注意：

（1）必须用较大的人工磁化磁场使质子自旋磁矩指向垂直于地磁场的方向，其大小约50奥斯特，并须保持 3 秒钟左右。

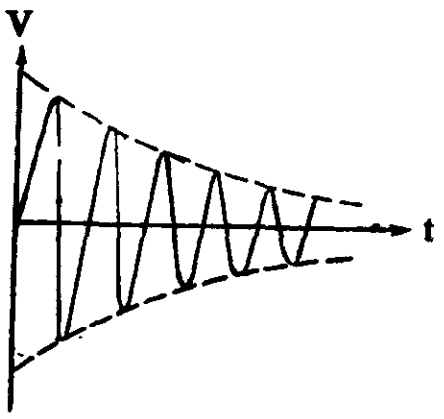


图 3.4.2 电感应讯号随 t 的衰减

（2）必须用较快的速度切断人工磁场，使质子磁矩绕地磁场方向发生旋进，此旋进运动由于原子核本身的热运动和核磁矩的相互作用以及磁场不均匀等原因，核磁矩旋进的相位很快发生差异，使电感应讯号随时间按指数函数规律迅速衰减，如图 3.4.2，在 2—3秒内即消失为零。故讯号的测定要快，一般须在磁化电流切断后一秒钟时间内完成频率测定。

（3）旋进运动或旋进电感应讯号衰减的快慢，与被测地点地磁场的均匀程度有关，当地磁场梯度大于 10γ/cm 时，感应电压消失极快而使得无法测定频率，故这种仪器不适合于异常梯度大的强磁区工作。

（4）当人工磁化场与地磁场方向的夹角 $\theta=90^\circ$ 时信号强度最强，$\theta=0^\circ$ 时 讯号强度为零。但讯号频率值并不随 θ 的变化而变化，故只须使磁化场方向大致定在东西方位即可。

3.4.2 地面质子旋进磁力仪

我国生产并在国内通用的CHD 型地面质子旋进磁力仪，其最高灵敏度为 0.25 伽玛，精度≤±2伽玛。仪器稳定，没有零点掉格和温度影响。现以该型仪器 为例说 明仪器的工作原理。

为了使测量的读数表示为地磁场的伽玛值，采用将旋进讯号倍频的方法。设旋进讯号

的频率为f，倍频数为n，仪器记录的周期数目（即振荡次数）为N，记录N个周期所用的时间为t，则有：

$$T=23.4874f=23.4874\frac{N}{nt} \tag{3.4.2}$$

当选定：$n=128$，$t=0.734$秒，则上式为

$$T=23.4874\frac{1}{128\times0.734}N=0.25N \tag{3.4.3}$$

即记录每一次倍频后的振荡相当于0.25γ的磁场，如采用十进位计数器记录周期数，并在它的前面加上两级二进位计数器，则十进位计数器每计一数相当于倍频后的讯号的四个周期数，即相当于1伽伪的磁场。而两级二进位计数器每计一个数分别表示0.25和0.5伽伪（6型仪器加一级二进位计数器）。仪器共采用五级十进位计数器，故仪器测程为数万伽伪，仪器的最小读数为0.25伽伪。

仪器的方框图如下：

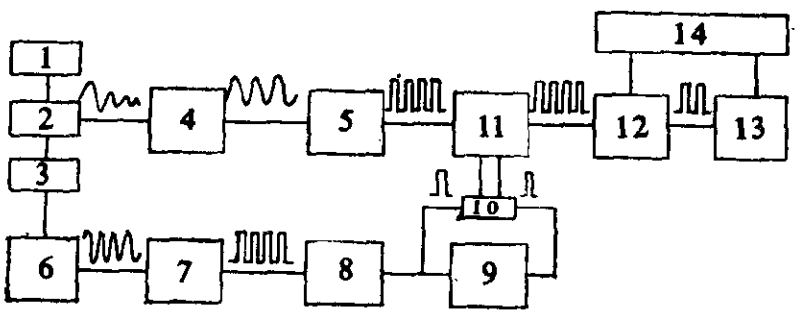


图 3.4.3 CHD-70型质子旋进磁力仪方框图

1—探头；2—磁化、接收继电器；3—电源；4—放大器；5—倍频器；6—晶体振荡器；7—正形器；8、9—二进位分频器；10—闸门电路；11—电子门；12、13—计数器；14—显示器。

3.4.3 海空质子旋进磁力仪

我国CHHK型海空核子旋进磁力仪可用于空中和海上的地磁场总强度的测量。航空磁测时，为克服机身对磁测的影响，探头悬吊于机身下30米左右；海洋磁测时，为克服船体影响，探头需拖曳于船后250米左右。仪器性能稳定，测量精度可达±1伽伪。仪器由探头、仪器主体、电源和记录器以及电缆、绞车等组成。体积大，总重量100—200公斤。该仪器工作原理与地面核旋相同不再赘述，这里仅就为适应海空磁测仪器应具有的主要特点介绍如下：

① 航空磁测和海洋磁测均在运动状态下测量，为尽量减少因吊仓方向变化和探头摆动而导致的输出讯号幅度变化的影响，采用多个探头。航空磁测时吊仓中有二个互相垂直的探头，海洋磁测时采用三个线圈轴向互成120°的吊头组成。

② 航空和海洋磁测均在运动状态下观测，为了磁测资料的连续性，必需快速测量，磁化和测频时间均要缩短。该仪器的观测速度为0.7秒—2.5秒，连续可调。

③ 因测量速度较快，仪器探头的磁化、测频、显示和记录等，均由自动化的程序控制器控制。仪器设有数字显示装置，以便监视磁测状态。

④ 仪器具有0.25γ、0.5γ、1γ、2γ和4γ五种灵敏度，为了保证仪器观测数据稳定可靠，倍频器采用锁相倍频装置，倍频性能稳定可靠。

核子旋进磁力仪是本世纪五十年代初发展起来的。它在各种磁测工作中均得到了广泛

的应用。这类仪器具有很多优点：由于测频技术的发展，核旋磁力仪的观测精度远高于任何一种机械式磁力仪。仪器观测结果只与地磁场中质子的旋进频率有关，因此仪器不受外界因素的影响，仪器没有零点飘移，不受温度影响，稳定性好。仪器测量的参数是频率值，因此也有利于实现观测技术的自动化。仪器观测地磁场总强度的绝对值，并且是直接读磁场值，因此观测结果除不作校正外，计算也十分方便。此外，仪器效率高，地面磁测每观测一个测点的场值，一般仅需几秒钟。目前，这类仪器的不足是：一般磁力仪为点测，不能连续测量。目前出现的动态磁化的双共振核旋磁力仪，可以实现连续测量。一般磁力仪只能在磁场梯度小于3—5γ/cm场中进行测量。梯度大，旋进讯号衰减很快，讯号来不及测量已衰减。为此，设计核子旋进磁力仪应提高接收讯号的放大倍数和减小仪器探头的体积。

§3.5 光泵磁力仪和超导磁力仪

光泵磁力仪是利用近二十多年来新发展起来的光泵技术制成的高灵敏度磁力仪。可用于宇宙磁探测、国防磁探测、地磁绝对测量及磁法勘探等方面。我国自1964年开始研制、已研制成功CBG-1型跟踪式光泵磁力仪（利用氦蒸汽He^4）、CSZ-1型数字（铯Cs^{133}蒸汽）磁力仪等。

3.5.1 塞曼分裂、能级跃迁和光泵作用

围绕原子核运动的电子都有一定的动能，它和原子核之间有一定的势能，电子和电子之间也有相互作用的势能等等。这些能量的总和称为原子的内能或总能量。

电子在原子内的总能量并不是可以任意取值的，它不能连续地变化，只能取一些分立的数值。这个现象称为原子能量的量子化。每一个分立值称为一个能级。以轨道来讲，一定的轨道对应一定的能量，故电子绕原子核运动只能沿一些确定的轨道。

原子能级见示意图3.5.1。不同元素的原子能级不同。原子的能级分布依次与主量子数n，角量子数L，内量子数J（与L和电子自旋量子数S有关）及总角量子数F（与J和原子核自旋量子数I有关）等有关。

在原子物理学研究中建立了完整的原子能级分布理论，并已为原子光谱学研究的实践所证明，这里不做详细的讨论。

电子轨道运动、电子自旋及原子核自旋等都具有一定的磁矩，原子的磁矩即它们的综合反映。原子物理学研究证明，原子磁矩与原子的总量子数F有关。原子磁矩在磁场的作用下，产生了新的能量。在磁场中附加的能量也是量子化的，与磁量子数m_F有关，m_F取$(2F+1)$个值。故原子在外磁场的作用下，同一个F值的超精细能级将分裂为$(2F+1)$个磁次能级。这种分裂称为塞曼分裂。因塞曼分裂与磁场强度有关，因此，相邻磁次能级间的能量差与外磁场成正比。

原子中所有电子的能量之和越小，原子越稳定，这时原子的状态称为基态。

铯原子最外面壳层有一个电子（称为价电子），其余$(Z-1)$个电子离核较近，状态不易变化，与原子核组成一个比较稳定的集团，称之为原子实。原子的能量状况与此外层电子的运动有关。

当电子从外界得到或向外界放出适当的能量时，即可从一个能级跃迁到另一个能级，