

电磁测量与仪表丛书

磁 测 量 基 础

陈 笃 行 编

机械工业出版社

本书介绍宏观磁测量的物理基础。其内容包括基本磁规律，磁单位，物质磁性的分类，铁磁体的自发磁化、磁畴、准静态和动态磁化的规律，退磁场和样品磁化的规律，物质的元磁矩和磁共振，超导体的磁效应等。在各种磁规律的讨论中引出有关磁参量，并给出其测量的基本原理和一般方法。

本书可供从事磁测量工作及磁测仪器制造的工人、技术人员以及大专院校的有关师生参考。

磁 测 量 基 础

陈笃行 编

*

机械工业出版社出版 (北京阜成门外百万庄南街一号)

(北京市书刊出版业营业登记证出字第 117 号)

机械工业出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

*

开本 $850 \times 1168^{1/32}$ ·印张 $8^{1/4}$ ·字数 206 千字

1985年11月北京第一版·1985年11月北京第一次印刷

印数 0,001— 3,300·定价 2.10 元

*

统一书号: 15033·5946

目 录

编辑说明

前言

符号表

绪论 1

第一章 基本磁规律和磁单位 4

一、基本磁规律 4

1. 基本静磁规律 4

2. 电磁感应 28

二、电路、磁路和磁能 31

1. 基尔霍夫电路方程 31

2. 磁路定理 34

3. 磁能 38

三、磁单位 44

1. 电磁学单位制 44

2. 厘米-克-秒-伏-安制和国际单位制中的磁单位和磁学公式 47

3. 磁单位的定义和磁标准 50

第二章 物质磁性的分类 52

一、弱磁性 52

1. 抗磁性 52

2. 顺磁性 53

3. 反铁磁性 56

二、强磁性 57

1. 亚铁磁性 57

2. 铁磁性 58

3. 寄生铁磁性 58

第三章 铁磁体的自发磁化和磁畴 61

一、顺磁性的基本规律 61

1. 顺磁离子的磁矩	61
2. 低温强场下磁化的饱和	61
3. 居里定律	62
二、铁磁物质的自发磁化	63
1. 铁磁体的元磁矩	63
2. 交换能和交换场	63
3. 分子场和自发磁化强度随温度的变化	64
三、磁化强度和居里点的测量	66
1. 概述	66
2. 磁化强度的测量	66
3. 决定铁磁居里点的方法	69
四、磁畴和技术磁化概述	70
五、磁各向异性及其测量	73
1. 磁各向异性及其种类	73
2. 单轴各向异性	74
3. 立方各向异性	75
4. 各向异性场	75
5. 用转矩法测量磁各向异性	77
六、磁致伸缩及其测量	82
1. 磁致伸缩概述	82
2. 各向同性材料的磁致伸缩	83
3. 单晶体的磁致伸缩	84
4. 多晶体的磁致伸缩	86
5. 应力能	87
6. 用应变计法测量磁致伸缩	89
七、畴壁	91
1. 畴壁的构造	91
2. 畴壁厚度和畴壁能	92
3. 畴壁的形状和方位	94
八、畴结构	95
1. 磁畴的成因	95
2. 铁磁体的畴结构	97
3. 用粉纹法观察磁畴	100

第四章 铁磁体准静态磁化的描述和规律	103
一、准静态磁化的描述和磁参量	103
1. 磁滞回线和磁化曲线	103
2. 磁化率和磁导率	108
3. 磁化功、磁滞损耗、磁能和磁能积	110
二、准静态磁化过程	111
1. 磁化时磁畴的运动	111
2. 可逆磁化过程	113
3. 不可逆磁化过程	118
三、各种准静态磁滞回线	121
1. 瑞利回线	121
2. 单轴各向异性材料的回线	122
3. 立方各向异性材料的回线	126
4. 坡莫瓦回线	128
5. 非晶态材料的偏移磁滞回线	129
6. 在扫磁感应条件下得到的回线	129
第五章 铁磁体动态磁化的描述和规律	131
一、动态磁化的描述和磁参量	131
1. 动态磁化条件	131
2. 动态磁滞回线和磁化曲线	136
3. 动态磁导率	138
4. 串联等效和并联等效	142
5. 动态损耗	143
二、动态损耗分析	146
1. 低频交流损耗的实验规律	146
2. 低频磁化的等效线路和磁化方程	148
3. 均匀磁化涡流损耗模型	150
4. 趋肤效应	152
5. 反常涡流损耗	152
6. 磁后效	155
7. 减落	156
三、磁谱分析	157

1. 磁谱概述	157
2. 弛豫型和共振型磁谱	158
3. 恒磁导率涡流模型的磁谱	161
4. 薄带的 180° 柔顺壁移模型	162
5. 畴壁共振和自然共振	166
6. 磁力共振和尺寸共振	168
四、动态回线和损耗同磁化条件的关系	169
1. 线性近似下的动态回线和损耗	169
2. 考虑到畴结构时的动态回线和损耗	172
3. 最小动态损耗的条件	173
第六章 样品和退磁场	175
一、退磁场	175
1. 退磁场和退磁因子	175
2. 各种形状样品的退磁因子	178
3. 形状各向异性	181
二、开路样品的磁性	182
1. 恒导磁开路样品的磁性	182
2. 一般开路样品的磁性	182
3. 高导磁开路样品的交流磁性	185
4. 含开路铁心线圈的等效电路	187
三、材料磁性测量所用的样品	188
1. 磁通计法和磁强计法	188
2. 磁通计法测磁所用的样品	189
3. 磁强计法测磁所用的样品	198
四、开路样品的涡流退磁场效应	201
五、磁镜象作用	203
第七章 物质的元磁矩和磁共振	207
一、物质的元磁矩	207
1. 电子的磁矩	207
2. 原子核的磁矩	209
3. 原子的磁矩	209
4. 气体、液体、固体的元磁矩	212

二、磁共振原理	214
1. 磁共振现象	214
2. 能级的塞曼分裂和共振吸收效应	215
3. 磁共振现象的经典解释	217
4. 进动体系的宏观磁化方程	218
三、在宏观磁测量中用到的几种磁共振	220
1. 核磁共振	220
2. 电子顺磁共振	221
3. 光泵磁共振	222
4. 铁磁共振和亚铁磁共振	223
第八章 超导体的磁效应	225
一、超导现象和超导体	225
1. 超导现象	225
2. 超导体	226
3. 超导体在磁测量中的应用	228
二、超导环和磁通量子化效应	230
1. 超导环的磁通量子化效应	230
2. 弱连接超导体	231
3. 约瑟夫森效应	231
4. 含结超导环中的磁通	232
5. 单结超导环中磁通随外场的变化	233
6. 双结超导环两端的电压随外场的变化	235
7. 超导量子磁强计	236
附录 1 磁学量的 CGSVA 制和 SI 单位	238
附录 2 CGSVA 制和 SI 制的公式对照	239
附录 3 旋转椭球和圆柱体的磁强计退磁因子 N_m 作为 长径比 γ 的函数	241
附录 4 圆柱样品的磁通计退磁因子 $N_f(x)$ 与长径比 γ 的关系	242
参考文献	242

绪 论

1. 磁测量历史的简短回顾

人类开始接触磁现象是远古的事。早在公元前三世纪，我们的祖先就已发现天然磁石可以吸铁，随后又成功地把磁体的指向性用于罗盘上。然而，对磁学量进行测量的历史不过二百年。1785年，库仑发现电荷间和磁极间作用力的库仑定律和磁库仑定律，揭开了磁测量历史的序幕。1819~1820年奥斯特发现电流的磁效应以及安培等发现关于电流之间磁相互作用力的安培作用力定律，1831年法拉第发现关于变化磁通感生电动势的电磁感应定律，使人类对宏观磁现象有了全面而本质的认识，并导致1832年高斯单位制的开始形成，真正的磁测量才得以实现。

最初使用的测量仪器当然十分简陋，随着这些基本磁规律被肯定下来，各种精心设计制作的磁测量仪器便相继出现了。最早的磁测量仪器是螺线管和电磁铁，到1846年法拉第用他发明的磁秤感知弱磁物质的极弱磁性（顺磁性和抗磁性），1872年斯托列托夫开始用冲击检流计测量并研究了铁的技术磁化行为。以后一百余年，磁测量仪器、磁测量方法及其技术，随着磁学、磁性材料、磁性器件、以及其它与磁有关的科学技术的发展而不断地发展，并且相互促进。今天，磁测量项目和仪器已十分繁多，测量的灵敏度、准确性已大幅度提高。因此，磁测量在科学技术领域里，已成为重要的现代化物理测量技术。

2. 磁规律是磁测量的物理基础

磁规律是空间、物质、材料和物体中各种磁学量之间或磁学量与其它物理量之间的关系。有些关系是定性的，有些关系是定量的，而其中一些比较基本的关系则往往能用简单的数学公式准确地表达。

磁规律的范围随人们对磁现象的认识扩展而不断扩大，而本书各章都是围绕不同方面的磁规律展开的。这些磁规律包括基本的宏观磁规律和磁单位、物质磁性的规律、强磁材料磁化的规律、样品磁化的规律和物质的磁效应。

磁规律是磁测量得以正确有效进行的物理基础。首先，基本磁学量磁场强度、磁矩、磁化强度和磁感应强度等都只有在发现了基本宏观磁规律、同时给出它们的定义和单位之后才能进行测量；对于各种具体的磁领域，也只有掌握了相应的具体磁规律，从而定义出反映其特点的磁学量才能对它们进行测量。这就是说，磁测量的对象及被测磁学量的定义都来自磁规律，后者应该是磁测量的基础。其次，为了实现被测磁学量的正确测量，所采用的测量方法的原理要正确，而这些原理都是基本的或比较基本的磁规律。例如，两大类磁测量方法即磁力法和感应法的原理，分别是前面提到的磁库仑定律、安培作用力定律和法拉第电磁感应定律，它们都是基本的磁规律。

各种磁测量所用的仪器，必须能按指定的准确度测出由磁规律定义出的磁学量。而实现磁测量的各种操作规程，也受到各种磁规律的制约，必须满足由磁规律提出的要求。一些基本的磁规律早已确立，但磁测量的水平，即使对于基本磁学量而言，至今仍在不断提高之中，这是科学技术水平不断发展的综合结果，其中也包括基本磁规律应用能力的提高。在具体磁测量中基本磁规律所起的作用往往是逐渐被人们认识的，而一些比较具体的磁规律又需要经过实践才能发现，这种认识和发现对磁测量技术的发展将起重要的作用。

3. 掌握磁规律对提高测磁水平的意义

上面谈到磁规律是整个磁测量的物理基础。而对于一般的测磁工作者，在进行磁测量的时候，被测量早已定义好，所用的仪器也能够测出规定的磁学量，甚至操作规程的标准都已事先定好。在这种情况下，即使对于磁规律知之甚少，也只需经过短期的训练就可以承担某种磁测量任务。但是，磁测量比起一般的电测量

来要复杂，要想真正掌握一种磁测量技术，并提高工作的水平，不对磁规律有较为全面深刻的认识仍是不可能的。

如当提出一项测试任务后，实现这种测量的方案可有多种，测磁工作者应根据任务的时间要求和允许投入的财力、物力，选择一种最为合适的方案，而这些只有对磁规律的知识及被测量以及测量原理有深入的了解之后，才能做出合理的、能够充分利用现有条件的选择。对于磁测量的准确性问题，单凭一般的误差理论和降低测量中所用的电测量、力测量的误差并不能奏效，只有深入理解各种磁规律后，方知误差的来源并设法减小。不少磁测量方法有待进一步提高，如果不顾及磁规律去搞革新，可能会走不少弯路，若在理解并灵活运用磁规律的基础上去搞，才有可能提高其测量精度。

目前，磁测量过程已向自动化方向发展，这可以节约人力、时间并减少人为误差，但自动化往往与测试功能的固定化、单一化相联系，实现自动化又常要耗费大量资金，因此在制定自动化方案之前要进行慎重的考虑，而这这就要求对磁规律有足够的认识。即使有了可靠的自动化的设备，样品的制备、安放等仍要操作者去做，因而至少需要对于样品的磁化规律有所了解。材料磁测量工作者的任务之一是通过测量发现被测材料的问题和规律性，以指导材料制造工艺的改进，这只有在掌握一般磁规律后才有可能。

以上事实充分说明，对于磁测量工作者，为进一步提高工作水平，不断地学习、掌握，特别是在实践中灵活运用磁规律具有重要的意义。

第一章 基本磁规律和磁单位

本章首先介绍基本的磁规律，由此定义出磁场强度、磁矩、磁化强度和磁感应强度等基本磁学量及它们与力学量、电学量之间的关系。这是整个磁测量学的理论基础。然后介绍在磁测量中广泛应用的电路、磁路和磁能的概念和计算方法。最后讨论磁单位，给出厘米-克-秒-伏-安制和国际单位制之间的转换方法。

一、基本磁规律

1. 基本静磁规律〔1~6〕

（1）磁库仑定律和磁场

大家知道，静电现象的基本规律是库仑定律，即两个静止的点电荷之间的作用力，其方向在两电荷连线上、同号电荷相斥而异号电荷相吸，其大小与两电荷的电量成正比而与两电荷间距离的平方成反比。人们对静磁现象的了解，也是从磁极（或称磁荷）之间的作用力开始的。这种作用力所遵循的规律同库仑定律的形式完全相同，称为磁库仑定律。

能够吸铁的物体称为磁体，例如磁铁矿石是天然的磁体而永久磁钢是人造磁体。如果把一块磁体放进一堆碎铁屑中，铁屑就会被吸附在磁体上，在位置相对的两个区域吸得最多，这两个区域称为磁极。磁体总是有两个磁极的，把一块磁体分成两块，各自仍有两个磁极。这种成对性是磁极（磁荷）区别于电荷的显著特点。由此出发，后来人们认识到磁荷并不是一种客观实在，它只是运动着的电荷所表现出来的属性。即便如此，用磁极来表示磁体间的作用力的定律，仍然是既正确又直观方便的。两块磁体之间的相互作用力，可以看作各自的磁极之间作用力的叠加。从两个磁极之间作用力的方向，可以发现同电荷的情况类似，存在

着两类磁极，同类磁极间相互排斥，异类磁极间相互吸引。这两类磁极分别称为北极（N极、正极）和南极（S极、负极）。南、北的名称来自地理学。因为地球是一个大的天然球形磁体，它的一对磁极接近于地理的南、北极（即地球自转轴同地球表面的两个交点），如果水平悬挂一根细长磁体，则在它静止以后两端（即两极）总是分别趋向地球两极的方向，指北的一极叫北极，指南的一极叫南极。由同类磁极相斥、异类磁极相吸的规律可知，对于地球来说，地理的北极相应于地磁的南极，而地理的南极则相应于地磁的北极。

如果磁体十分细长，其横截面的线度比起长度来小得可以忽略，则可以把这个磁体看作一对异号的点磁极。两个磁极不论是否属于同一个磁体，只要其间距离远比磁极线度为大，都可以看作一对点磁极。磁库仑定律是，两个点磁极之间的作用力，其方向在磁极点的连线上、同号磁极相斥而异号磁极相吸，其大小与两磁极的强度成正比而与两磁极间距离的平方成反比：

$$F = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{q_{m1}q_{m2}}{r^2} \quad (1-1)$$

式中 F 为力（N）， $F > 0$ 时表示斥力、 $F < 0$ 时表示引力； μ_0 为真空的磁导率 $4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$ ； q_{m1} 和 q_{m2} 为磁极强度 Wb ，是反映磁极的类别和强弱的物理量，北极取正号、南极取负号； r 为距离（m）。

式（1-1）可以写成矢量式：

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{q_{m1}q_{m2}}{r^3} \mathbf{r} \quad (1-1a)$$

式中 $\mathbf{F}$ 为磁极 2 受的力（N）； $\mathbf{r}$ 为磁极 1 到磁极 2 的矢量（m）。图 1-1 示意画出了 $\mathbf{F}$ 和 $\mathbf{r}$ 。

现把式（1-1a）改写为

$$\mathbf{F} = q_{m2} \mathbf{H} \quad (1-2)$$

⊖ 磁极强度通常用 m 代表，为了避免与磁矩符号 $\mathbf{m}$ 和质量符号 m 相混，本书对应于电荷符号 q 而加上表示磁性的下标 m ，用 q_m 代表它。

式中引入了与 q_{m2} 无关的新矢量 $\mathbf{H}$;

$$\mathbf{H} = \frac{q_{m1}}{4\pi\mu_0 r^3} \mathbf{r} \quad (1-3)$$

称之为磁极 1 在磁极 2 位置产生的磁场的磁场强度矢量。

式 (1-2) 可以这样理解:
点磁极 1 对于点磁极 2 的作用力, 是通过它在点 2 产生的磁场传递的。反过来, 点磁极 1

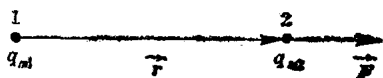


图1-1 磁库仑定律示意图

所受到的力也是点磁极 2 在点 1 产生的磁场直接作用的。

位于空间某一点的点磁极 q_m , 可以受到 n 个点磁极的作用力 $\mathbf{F}_i$ ($i = 1, 2, \dots, n$), q_m 上受到的力 $\mathbf{F}$ 是所有 $\mathbf{F}_i$ 的矢量和, 即 $\mathbf{F} = \sum_{i=1}^n \mathbf{F}_i$ 。换言之, 该点的磁场强度 $\mathbf{H}$ 是所有点磁极在该点产

生的磁场 $\mathbf{H}_i$ 的矢量和, 即 $\mathbf{H} = \sum_{i=1}^n \mathbf{H}_i$ 。一般说来, 置于空间某点的点磁极 q_m 所受到的力 $\mathbf{F}$ 同该点的磁场强度 $\mathbf{H}$ 之间有如下关系:

$$\mathbf{F} = q_m \mathbf{H} \quad (1-4)$$

由此式可以得到同电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 相对应的空间任一点的磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 的定义: 空间某点的磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 是表征该点磁场的方向和大小矢量, 如果置一单位试探点磁极 ($q_m = 1$ 韦) 于该点, 则 $\mathbf{H}$ 的方向就是该点磁极受力的方向, 大小则是其受力的大小。实际上, 对于任意强度 q_m 的点试探磁极, 由式 (1-4) 有

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{F}}{q_m} \quad (1-5)$$

此式就是磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 的定义式, 磁场强度的单位是安/米。

(2) 高斯定理和磁势

和静电学的库仑定律一样, 磁库仑定律是由实验现象总结出来的, 其正确性通过无数次的实验得到证明, 在迄今所能达到的实验准确度下, 没有人发现它是错的。由库仑定律可以推导出关

于电场 E 的高斯定理并定义电势, 由磁库仑定律也同样可以推导出关于磁场 H 的高斯定理并定义磁势。

在给出高斯定理之前, 先要介绍一下磁场线和磁场通量的概念。磁场中各点的磁场强度一般说来并不相同, 可以用矢量函数 $H(x, y, z)$ 来表示。为了形象化, 设想一族有向曲线, 其中每条曲线上任一点的切线方向都是该点 H 的方向, 而通过该点的单位横截面积的线数 (即线密度) 等于 H 的大小, 这族曲线称为磁场线。由磁场线可进一步定义磁场通量 Φ_h , 通过空间某一指定曲面的磁场线数目叫通过该面的磁场通量 Θ 。用公式表示是:

$$\Phi_h = \iint_S H_n ds = \iint_S H \cdot ds \quad (1-6)$$

式中 Φ_h 为通过曲面 S 的磁场通量 ($A \cdot m$); ds 为面元矢量 ds 的模 (m^2), ds 的方向在曲面 S 的指定法向; H_n 为磁场强度矢量 H 在 ds 方向的投影 (A/m)。最后一式写成两矢量点乘的形式 Θ 。

现在考虑一个位于 O 点的正点磁极 q_m 产生的磁场。由式 (1-3) 可知, H 的方向是从 O 点辐射向外的。在以 O 点为球心、 r 为半径的球面上, H 的大小处处相等, 并为

$$H = \frac{q_m}{4\pi\mu_0 r^2} \quad (1-7)$$

按式 (1-6) 和 (1-7) 计算通过半径为 r 的球面的磁通量, 可得

$$\Phi_h = 4\pi r^2 H = \frac{q_m}{\mu_0} \quad (1-8)$$

在计算时, 取球面法线方向向外, 亦即计算发出球外的磁场通量。因为式 (1-8) 右端同球面的半径无关, 所以从任意大小的同心球面发出的磁场通量都相等。其实, 只要封闭曲面包围 O 点, 不

⊖ 磁场线和磁场通量都是关于磁场强度 H 的, 注意不要同本节 1(7) 中的磁力线和磁通量相混。后者是关于磁感应强度 B 的, 并且比前者更为重要。

⊖ 两个矢量 A 和 B 的点乘为

$$A \cdot B = AB \cos \theta$$

式中 A 和 B 为矢量的模, θ 为二者的夹角。

论其形状如何，从它发出的磁场通量也是 q_m/μ_0 。图 1-2 给出这种情况的磁场线族，它是从 O 点发出的一些等角密度放射线。

再进一步推广，就得到关于 H 的高斯定理：从空间任一闭曲面发出的磁场通量，等于该面包围的总磁极强度 Q_m 除以 μ_0 ：

$$\oint H \cdot ds = \frac{Q_m}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \sum_i q_{mi} \quad (1-9)$$

式中 ds 的方向向外。这里我们把 Q_m 写成了所有点磁极强度 q_{mi} 之和，如果磁极连续分布在一个面上或体内，可用面磁极密度或体磁极密度表示其强度，二者分别是某点周围单位面积和单位体积内的磁极强度：

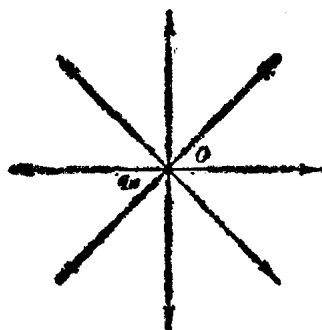


图 1-2 位于 O 点的正点磁极 q_m 产生的磁场的磁场线（只画出一个截面）

$$\sigma_m = \frac{\Delta q_m}{\Delta S} \quad (1-10 a)$$

$$\rho_m = \frac{\Delta q_m}{\Delta V} \quad (1-10 b)$$

此二式中 σ_m 为面磁极密度 (Wb/m^2)； ρ_m 为体磁极密度 (Wb/m^3)； S 和 V 分别为面积 (m^2) 和体积 (m^3)。

用 σ_m 和 ρ_m 表示 Q_m 的公式为

$$Q_m = \iint \sigma_m ds + \iiint \rho_m dv \quad (1-11)$$

式中 面积分对闭曲面所包围的所有磁极面进行，体积分对闭曲面所包围的面磁极以外的总体进行。

从高斯定理可以得出磁极产生的磁场的磁场线的重要性质：它们是从正磁极出发而汇聚于负磁极的一族曲线；在没有磁极的空间，曲线是连续的。显然，图 1-2 中的磁场线是具有这一性质的。

利用高斯定理，可以直接得出某些简单对称分布的磁极所产生的磁场。例如一个磁极均匀分布的无限大平面，当面磁极密度为 $+\sigma_m$ ($\sigma_m > 0$) 时，根据对称性可知它产生的磁场在整个空间应有相同的大小，其方向与面的法线相合、并由 $\sigma_m > 0$ 知它从面向外。如果包围面积为 S 的磁极面作一闭合柱面，柱底与磁极面平行而侧面与磁极面垂直，则由高斯定理立刻得到由柱面发出的磁场通量 $2HS$ 应等于 $\sigma_m S/\mu_0$ ，因而

$$H = \frac{\sigma_m}{2\mu_0} \quad (1-12)$$

同样，当面磁极密度为 $-\sigma_m$ 时，均匀的磁场由两侧向内，大小亦为由式 (1-12) 所计算的值。若有两个互相平行而面磁极密度分别为 $+\sigma_m$ 和 $-\sigma_m$ 的无限大平面，则它们产生的磁场将集中在两平面之间，大小为由式 (1-12) 所计算值的二倍：

$$H = \frac{\sigma_m}{\mu_0} \quad (1-13)$$

图 1-3 a、b、c 示意给出垂直于磁极面的一个剖面内三种情况的磁场线。无限大的磁极面是不存在的。但是，只要所考虑的点到磁极面的距离比到磁极

面边缘的距离小得多，

式 (1-12) 就可用；只

要两磁极面的间距比磁极面的线度小得多，式

(1-13) 就可在远离边缘

的中部区域使用。在

磁性测量中，很少测量磁极强度，但是对于端

面同磁化强度相垂直的

均匀磁化柱体，面磁极

密度与磁化强度间有简单的关系式 (1-62 a)，将可以通过磁化强度的测量，用式 (1-62 a) 计算出面磁极密度，再利用式 (1-12)

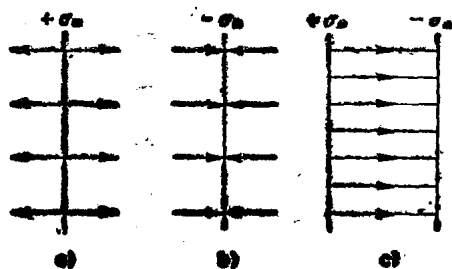


图 1-3 磁极均匀分布的无限大平面
产生的磁场的磁场线

a) 正磁极面 b) 负磁极面

c) 平行的正、负磁极面

和式 (1-13) 算出磁体端面中心区域的磁场。

既然磁极在磁场中受到磁力的作用，把点磁极从一点移动到另一点就要反抗磁力做功。外力所做的功是磁力从前一点到后一点线积分的负值：

$$W_{AB} = - \int_A^B F_i dl = - q_m \int_A^B H_i dl = - q_m \int_A^B \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} \quad (1-14)$$

式中 q_m 为点磁极的强度 (Wb)； A 和 B 为点磁极移动的起、止点； W_{AB} 为外力做的功 (J)； F_i 和 H_i 分别为点磁极受到的磁力 F (N) 和所处的磁场 H (A/m) 在线元 $d\mathbf{l}$ (m) 方向的投影。最后一式写成矢量点乘的形式。

这里的磁场 H 由磁库仑定律定义，而磁库仑定律同力学中的万有引力定律具有相同的形式。在引力场 (如重力场) 中，由 A 点移动到 B 点时物体所做的功与路径无关，可以定义两点之间的引力 (如重力) 势能差；在由磁库仑定律定义的磁场中，磁极移动时所做的功也与路径无关，因而也可以定义两点之间的磁势能差。定义单位正磁极从 A 点移动到 B 点时外力做的功为 B 点对于 A 点的磁势差 $U_{m,BA}$ ：

$$U_{m,BA} = \frac{W_{AB}}{q_m} = - \int_A^B H_i dl \quad (1-15)$$

两点间的磁势差也可写作两点磁势 V_m 之差：

$$U_{m,BA} = V_{m,B} - V_{m,A} \quad (1-16)$$

其中 $V_{m,A}$ 可以任意地定作某一常量。这样，磁场中任一点 B 的磁势 $V_{m,B}$ 就可由下式确定：

$$V_{m,B} = V_{m,A} + U_{m,BA} = V_{m,A} - \int_A^B \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} \quad (1-17)$$

磁势和磁势差的单位是安。

有了磁势 V_m ，可以把一个矢量场 $H(x, y, z)$ 用一个标量场 (即数量场) $V_m(x, y, z)$ 来描述，这对解决实际问题将会方便得多。磁场作为矢量场，可用磁场线形象地描述；作为标量场，则可用等势面形象地描述。两种方式是完全等价的。式