

海底地磁学



〔美〕 V. 瓦奎尔 著

• 科学出版社

海底地磁学

[美] V. 瓦奎尔 著

于联生 杜曾荫 吴铭先 译

科学出版社

1984

内 容 简 介

海底地磁学研究的大量资料是建立海底扩张-板块学说的主要支柱。本书全面地论述了海底地磁学理论、方法及其应用。全书共分十四章,包括地磁学的基础理论;海底岩石和沉积物的磁性;海上磁测工作方法及仪器使用;磁异常论述;剖面对比;世界各大洋及边缘海域的实例和理论上的解释;地磁场的倒转与演变;海底扩张与板块构造、地震、地下热流、海洋深度、海底年龄等海底因素诸方面的联系;地磁场形成机理的探讨;最后提出存在问题与发展远景等。

本书可供海洋地质学和地球物理学工作者阅读参考。

Elsevier Oceanography Series, 6
Victor Vacquier

GEOMAGNETISM IN MARINE GEOLOGY

Elsevier Publishing Company, 1972

海 底 地 磁 学

[美] V. 瓦奎尔 著

于联生 杜曾荫 吴铭先 译

责任编辑 李增全

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1984年7月第一版 开本: 787×1092 1/16

1984年7月第一次印刷 印张: 9

印数: 0001—1,950 字数: 196,000

统一书号: 13031·2619

本社书号: 3610·13—14

定价: 1.45 元

译 者 的 话

本书原名为“海洋地质学中的地磁学”(Geomagnetism in marine geology), 我们根据本书的内容把书名简译为“海底地磁学”, 这样简明醒目, 亦切合书中内容。就目前学科的实际情况而言, 海洋地质学和地磁学均涉及到地壳之研究, 其间联系密切。在海洋地质学理论研究中应用了大量的海底地磁(包括古地磁)资料, 两者都是把大洋底部及地壳作为其研究对象。

全书共分十四章, 包括地磁场的基础理论; 海底岩石和沉积物的磁性; 海上磁测工作方法及仪器之使用; 磁异常论述; 剖面对比; 世界各大洋及边缘海域的实例和理论上的解释; 地磁场的倒转与演变; 海底扩张与板块构造、地震、地下热流、海洋深度、海底年龄等海底因素诸方面的联系; 地磁场形成机理的探讨; 最后提出存在问题与发展远景。总之, 该书比较全面系统地介绍了海洋地磁学所涉及的各个方面。这是目前我们所见到的有关该学科的一本综合性的专著。该书出版后不久即译成了俄文。

我们知道目前世界上绝大多数学者都承认, 海底扩张-板块构造假说冲击着传统地质学的概念, 实现着地质学科中的重大转折。这一假说把全球所有各个区域地质及地球物理资料与现象作为一个整体有机地联系起来, 故又称为“新型全球构造”假说, 解决了不少过去无法解释的疑难问题。然而创立这一重大理论的首要依据, 或者说是关键性的突破, 却是由于大量海底地磁资料的获得。它揭开了海底扩张之谜, 特别是在 1963 年于洋中脊两侧发现了对称性线性磁异常, 提供了令人信服的论据。根据大洋沉积柱样和钻探岩心的反正向磁性地层的划分确立了古地磁的变化, 进而探讨了地球的旋转演化史等。总之, 海底地磁学所取得的丰硕成果在为解决大地构造和海洋地质问题上建立了丰功伟绩。

本书作者维克多·瓦奎尔(Victor Vacquier) 是美国斯克里普斯(Scripps) 海洋研究所地球物理学教授, 是进行海洋系统磁测工作的先驱者之一, 对于海洋地磁研究工作作出了巨大贡献。他根据太平洋东北部地磁场资料首先发现了巨大的水平位移; 并且创造出根据海山磁异常来计算古磁极坐标的方法。本书概括了作者多年的研究成果, 并根据新的资料提出了自己独到的见解。该书文笔简练、内容丰富、阐述精辟, 由 Elsevier 出版社收入“Elsevier 海洋学丛书”出版发行。

回顾我国开展海上磁力测量工作并不很晚, 早在五十年代末就在渤海进行过航空磁测, 后又在黄海、东海等进行过一些航测。自七十年代, 在使用核子旋进磁力仪以来, 我国才普遍地开展了海上磁测工作, 也取得了不少地磁资料, 但至今尚未见有关的专著。针对这一情况, 我们将此书译出, 作为借鉴, 以期对我国海洋地磁工作有所促进。但由于译者水平所限, 难免有不妥之处, 欢迎批评指正。

译 者

序 言

过去十年(六十至七十年代)中,海上磁测汇同地球物理学和地质学的其他分支所取得的成果,使之能绘出现代地球上海陆分布演变的近似真实的略图。根据这一略图,地球表面大致被划分为十个大型的刚性板块。这些板块由于受地球深处尚未查清的力的作用而今彼此相对地在移动。板块既可由大陆部分,又可由海洋部分来构成,其现代的边界是由地震勾画出来的。

在两个板块彼此分离的地方,新的地壳以1—12厘米/年的速率在形成;但当它们彼此相向接近时,地壳常常由于冷的板块的俯冲在耗灭,从而引起深层的和浅层的地震。在海底洋脊(像大西洋中脊)峰顶区出现明显的扩张作用,在那里由于炽热岩石靠近海底表层而只发生浅源地震。随着岩石的冷却,新的地壳开始在地磁场的方向上磁化。当磁场倒转其方向时,岩石就在反方向上磁化。因而,正、负磁化了的岩石条带沿着扩张海脊的两侧形成对称性条带分布。这在世界各不同地区都产生同等层序的磁异常。围绕洋脊轴部的这些对称性以及和洋脊平行的磁异常层序之世界范围的同等性,无疑,至少是在近8000万年期间形成的。可把地磁场看成是由于沿地球旋转轴有一个地心偶极子所致。该偶极子时常很快地从一个极性变到另一个极性,同时这种使磁异常形成了的条带就像录音机中磁带那样以相当均匀的速率记录了海底的扩张作用。根据JOIDES*深海钻探计划地磁倒转年代是依赖于陆上熔岩流的放射性测年、海洋沉积岩心的古地磁测量以及和古生物测年的制约关系。因此,几千公里宽的洋底区域的年代,根据磁异常测出的年代约达8千万年,根据深海钻探约至2万万。因而,海洋大多数区域中的磁异常都记录了地质历史时期中地壳板块的运动,它连同古地磁资料就会使我们能够进行相对地理北方位的更可靠的古地理重建。

虽然地壳巨大板块的相对移动早为魏格纳(Wegener)(1929)和杜托伊特(Du Toit)(1937)以及其他一些大陆漂移理论的拥护者所接受,但直到勾绘出世界范围洋中脊系统时,才确定出跟在漂移的大陆后面是生成地壳的最适当的地方。赫斯(Hess)(1962)和迪茨(Dietz)(1962)提出大陆漂移是在受洋中脊处上升而在深海沟和大陆山脉系处下沉的地幔对流所驱动的。这就引起了人们再次对地幔对流的早期推测的兴趣(Vening Meinesz, 1962; Griggs, 1939)。马逊(Mason)及腊夫(Raff)1961所发现的磁异常线形条带以及这些异常通过1400公里上的断裂带的相互对比关系(Vacquier等, 1961)都表明了大洋地壳是由稳定的板块,而不是可使大陆浮动的粘稠介质所组成的。瓦因(Vine)及马修斯(Matthews)(1963)首先发表这样的看法——即大洋地壳从扩张洋脊处的增长同与活动的洋脊平行的、由于地磁场倒转而形成的线形磁异常条带对称性模式形成之间有一种联系。继柯克斯(Cox)等(1964)在大陆熔岩流中以地磁倒转的放射性测年来进行磁异常模式的对比以及皮特曼(Pitman)和海茨勒(Heirtzter)(1966)发现

* JOIDES 乔迪斯 (Joint Oceanographic Institutions Deep Earth Sampling) 联合海洋机构地球深层取样(美国拉蒙脱,迈阿密,伍茨霍尔,斯克里普斯,华盛顿大学五个海洋单位)。——译者

太平洋-南极海岭磁异常相同的层序后,瓦因和马修斯调查和测定海底扩张生长模式年代的方法就普遍为人们所接受。它促使大量有关海洋地磁测量的文献的出现,本书就是从板块理论观点来论述海洋地磁测量的。因为板块理论正是目前海上进行更多的磁测工作的主要诱因。

该书的编写是为了向海洋学的其它分科中的调研人员提供资料,他们通常在海洋调查船上与海洋地质学家和地球物理学家都有交往。作为文献的指导来说,它对海洋地质及地球物理学的学生们是会有帮助的。中等专科学校中教授地球科学的教师也可以从中选用部分材料作为教材。

本书的大部分材料是为1970年5月在莫斯科苏联科学院地质研究所所做的五次讲课而编辑的。内容包括那时已发表或将要发表的研究成果,要使手稿适时地跟上时代的发展却是个难题。在选择已发表的论文以及在本书中引用的一些资料中不可避免地会有个人偏见(特别是在某些细节上与文章作者有不同意见时)。我认为文章中的结论有令人误解的或在本书中没有讨论内容的文章均从参考文献中删去。然而,也会有许多其他材料可能因一时疏忽而遗漏的。有时为了清晰和简明扼要起见,书中作了一些独断的论述,固然在取舍选择方面采取谨慎的讨论方式是更为妥当的。

本书所以能成书是由于许多同事的合作,他们慷慨地提供了他们论文中引用的图表。

我应当感谢 R. L. Fisher, M. D. Fuller, C. G. A. Harrison, B. C. Heezen, J. D. Mudie, 和 J. G. Sclater, 他们认真审阅了全部或其中某些章节。R. L. Parker 和 Jean Francheteau 供给了附录 II。J. Francheteau 还汇编了大部分有关海洋玄武岩磁性的图表资料。我还要感谢 K. W. Milne 为我打出了手稿以及 Janice Anfossi 为我绘制了一些插图。

目 录

序言	vii
第一章 地磁物理学	1
磁场强度	1
磁化强度	1
磁偶极子引起的场	2
地磁场的倾角	3
一种粗略估计用的简单二维模型	4
第二章 大洋玄武岩的磁性特征	6
抗磁性与顺磁性	6
铁磁性	6
反铁磁性与铁氧体磁性	7
铁磁性造岩矿物的成分	9
磁畴效应与颗粒大小	9
热剩余磁化强度	11
大洋玄武岩的热磁性	12
不稳定磁性的消除	13
磁粘滞性	13
大洋玄武岩的天然磁性	14
测量磁性的仪器和方法	15
第三章 海上地磁场强度的测量	17
总强度异常	17
质子磁力仪	17
第四章 地磁学及其历史	20
地磁场要素	20
随时间的波动	20
长期变化	22
地磁场倒转年代表	24
瓦因和马修斯 (Vine and Matthews) 理论	25
大洋沉积物中的地磁倒转年代	25
根据线形异常外推倒转年代	30
极性期的长度	33
地磁发电机	35
第五章 大洋中线形磁异常实例	37
线形磁异常的确定	37
对比过程中的主观性	38
对称性的检验	38
太平洋的南极海域	40

南大西洋	40
第六章 岩石圈的俯冲作用和板块构造	47
岩石圈扩张与消耗的模型	47
地震震源	48
消耗作用的其他证据	50
转换断层与震中	50
地震勾出构造板块的轮廓	52
板块的转动	56
板块转动的实例	58
第七章 关于地球旋转轴的绝对位移	61
海山的古地磁	61
地磁虚极的计算	62
极性曲线	64
太平洋板块的北向漂移	64
根据沉积物的磁化确定出的纬度	69
根据磁异常形态和幅度恢复的古纬度	69
生物成因的赤道	69
第八章 太平洋底与其边缘海底之间的相互作用	71
阿留申海沟处的潜没作用	71
大磁湾之由来	72
太平洋东北部扩张方向的转变	72
第九章 印度洋	79
范围	79
两个扩张幕	79
较老磁异常的识别	82
印度洋底的演变	83
第十章 海洋深度和地下热流同洋底年龄的依赖关系	87
喷出后的冷却作用	87
海上的热流测量	87
北太平洋的年龄带	87
大陆热流	89
地壳模型	89
根据年龄计算海洋深度	91
第十一章 北大西洋	93
四个磁异常带	93
可变的扩张速率	93
扩张方向上的变化	101
西班牙的旋转	101
格陵兰和拉布拉多海	102
单独的超级大陆	102
第十二章 北冰洋	105
从冰岛到南森海脊	105

南森海脊	107
第十三章 洋底和接近洋底处磁场强度的测量	110
靠近洋底之磁测	110
洋底磁场的短期变化	113
第十四章 未来的远景发展	116
附录一 国际基准地磁场 1965.0	117
附录二 垂直于海脊模型的总磁场强度剖面之计算	118
附录三 大洋玄武岩的磁性	122
参考文献	126

第一章 地磁物理学

磁 场 强 度

当一条船拖曳一磁力仪时,该仪器所测量的是地磁场强度的量值,而不是其方向。磁场强度是个矢量,它是可以通过图 1 中所示的带有电流 i 的半径为 r 的回路中心处的磁效应予以明确意义。磁场 $\vec{H}$,“磁场强度”的一种缩写表示,是一个垂直于回路平面的矢量。它的量值是:

$$\vec{H} = 2\pi i / r \text{ Oe (奥斯特) 或 (高斯) } \Gamma$$

这里 i 是以电磁单位来量度的 (1 电磁单位 = 10 安培), r 是以厘米表示。在地磁学中通常是以伽玛 (γ) ($1\gamma = 10^{-5}$ 高斯)¹⁾ 或者毫高斯 (= $10^{-3}\Gamma$) 作为磁场强度的单位 ($1\gamma = 10^{-5}\text{Oe}$)。像我们后边将要提到的,地磁场是由地表 2900 公里以下的液态铁核中循环的电流而产生。由于深度这样大,这一所谓的“永久”磁场(不同于由太阳辐射和粒子抛射而引起的短时间变化的部分)在与加在其上因磁性洋底所引起的异常场相比,它在地理分布上是平滑的。

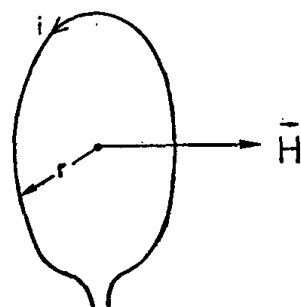


图 1 磁场强度的确定

磁 化 强 度

暂且不管岩石磁性的细节,让我们把图 2 中所示的磁化岩棒看作是由大体沿棒轴定向排列的磁体单元所组成的。磁棒的总磁性在图 2 中以矢量 $\vec{M}$ 给出,称之为磁矩。而 $\vec{M}$ 的大小等于以达因厘米为单位的扭力或扭力矩。图 3 示出当岩棒以直角置于 1 高斯的磁场中时所经受到的这种力。为方便起见,岩棒指向北的一端称为指北极。如果人们认为

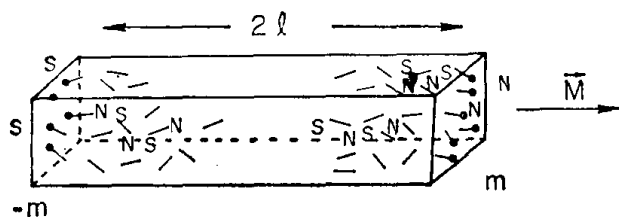


图 2 一均匀磁化棒的图示。只有两端上的元磁极在一定的距离内产生作用。 $\vec{M} = j\nu = 2ml$ c. g. s.

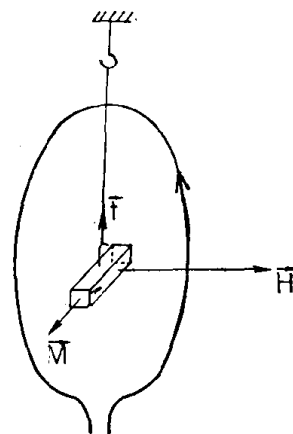


图 3 磁矩的确定。 $\vec{H} = 1$ 高斯, $\vec{i} = 1$ 达因厘米, $M = 1$ c. g. s

1) 在国际单位新体制中 $1\gamma = 1$ 毫微特斯拉 (nanotesla)。——译者

地球在它的中心有一个磁性体的话,那么这一磁性体的北极指向地理南极。如果磁性体内的物质受到磁化的程度在整个体积 v 里是均匀的话,则它的磁化强度 $J = \vec{M}/v$ 为每立方厘米电磁单位(c. m. u.)或厘米克秒制磁矩单位。

磁偶极子引起的场

在下文中测量场将要同根据简单模型所计算的场相比较,其中最简单的一种模型就是磁棒。在位于几倍于图2中均匀磁化棒长度的距离的一点上,棒体内部向各个元磁体南北极的磁场强度,除去棒体端点表面外,均相互抵消掉。这就十分方便,因为当人们计

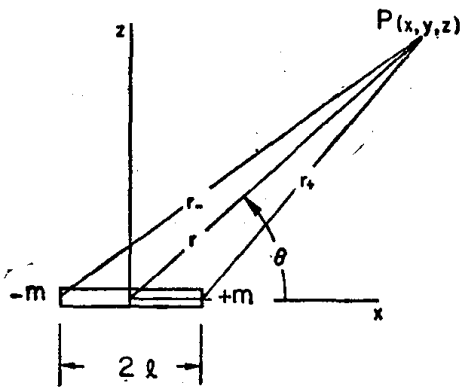


图4 磁偶极子的图示。 y 轴朝图里面

算均匀磁化岩体的磁效应时,就可以求得在岩体表面上这些虚构磁极分布的积分。这同完成磁体的体积分相比,在一般情况下就成为一项较为简单的工作。这一替换在牛顿位理论中称为高斯理论。如果磁棒两端点间的线性因次与磁测场图4上到测量点上之距离 r 相比是小的话,那么表面磁化强度与其面积之乘积可以认为是一端的虚构磁极强度 m ,和距棒体中心为 l 的另一端的虚构磁极 $-m$ 。该磁体磁矩的大小就是 $\vec{M} = Jv = 2ml$ 。现在当人们通过假定 m 极和 $-m$ 极是相等的正负磁量来应用牛顿反平方引力定律时,就导出磁体外部空间由它所产生的磁场的正确函数形式。为了验证这一论述,人们可以将磁体所产生的场和图1中电流线圈所产生的场相比较,这一磁场在其较线圈尺寸为大的距离上等于 $\pi\gamma^2 i$ 。

我们将导出在图4中由磁体所代表的偶极子在 P 点上的磁位表达式。这样在任何方向上的磁场强度都可以通过磁位求导数的方法求得。这一简单的计算有助于我们定量地去理解磁化物体所产生的磁效应。参照图4,在 $P(x, y, z)$ 点的磁位 U 是磁性体正负磁极的作用之和。

$$U = \frac{m}{r_+} - \frac{m}{r_-} = m \left(\frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-} \right)$$

式中:

$$r_+ = [(x - l)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}$$

$$r_- = [(x + l)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}$$

因为 l 比 x, y, z 小得多,我们可略去包含 l^2 的各项:

$$r_+ = (x^2 - 2xl + y^2 + z^2)^{1/2} = (r^2 - 2xl)^{1/2} = r \left(1 - \frac{2xl}{r^2} \right)^{1/2}$$

$$r_- = (x^2 + 2xl + y^2 + z^2)^{1/2} = (r^2 + 2xl)^{1/2} = r \left(1 + \frac{2xl}{r^2} \right)^{1/2}$$

磁位的近似表达式则为:

$$U = \frac{m}{r} \left[\left(1 - \frac{2xl}{r^2} \right)^{-1/2} - \left(1 + \frac{2xl}{r^2} \right)^{-1/2} \right]$$

现在将内括弧中的表达式展成幂级数,并再次略去 $2xl/r^2$ 的平方项和高次项,因为

它比单位量小得多。幂级数的展开式为:

$$(1 \pm a)^{-1/2} = 1 \pm \frac{1}{2}a + \frac{1.3}{2.4}a^2 \pm \dots$$

当将其代入到磁位的公式中则得:

$$U(x, y, z) = 2lm \frac{x}{r^3} = \vec{M} \frac{x}{r^3}$$

式中 $\vec{M}$ 是磁性体的磁矩。如果磁矩和 r 之间的夹角为 θ , 磁位也可以写成:

$$U(P) = \vec{M} \frac{\cos \theta}{r^2} \quad (1)$$

此式与坐标系无关。导出的表达式只有在 $l \rightarrow 0$ 这一限定情况下才是绝对正确的。同时, 磁极强度 m 可以增加以使 $\vec{M} = 2lm$ 保持不变。这种理想化的磁体称为偶极子。

磁位在一个方向上的负导数可得出该方向上的磁场强度。如前所述, 这认为图 2 中正负磁极上集中有正负磁量的充分适应于万有引力反平方定律的直接结果。在 x 方向上的磁场强度是:

$$\vec{H}_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\vec{M}}{r^3} \left(\frac{3x^2}{r^2} - 1 \right) \quad (2)$$

记住两个特殊位置是有用的, 一个是在 x 轴, 坐标为 $x = r, y = 0, z = 0$:

$$\vec{H}_x(x = r, y = 0, z = 0) = \frac{2\vec{M}}{r^3} \quad (3)$$

另一个在 z, y 平面上:

$$\vec{H}_x(x = 0, \sqrt{y^2 + z^2} = r) = -\frac{\vec{M}}{r^3} \quad (4)$$

地磁场的倾角

上述公式对地磁学有一基本应用。作为一级近似, 地磁场是可以利用位于地球中心指向地理南极的一个磁偶极子来加以描述的, 这称之为地心偶极子。偶极子场在地表是用地理经纬度表示的地球永久磁场的球谐表达式的第一项给出的。图 5 中地球上纬度为 λ 的一点处的总场强 T 能够根据此分量 X 和垂直分量 Z 的矢量和来获得。两者都是由方程 (1) 对于此向距离 $r d\theta$ 和垂直向下的 r 的负导数而得到的。纬度 λ 和 θ 的关系为 $\theta = (90^\circ + \lambda)$, 所以

$$\cos \theta = -\sin \lambda.$$

向北的方向也与磁偶极子的方向相反。若使这些方向保持笔直, 我们得到北向分量:

$$X = -\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} = \frac{\vec{M}}{r^3} \cos \lambda \quad (5)$$

而其垂直分量为:

$$Z = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{2\vec{M}}{r^3} \sin \lambda \quad (6)$$

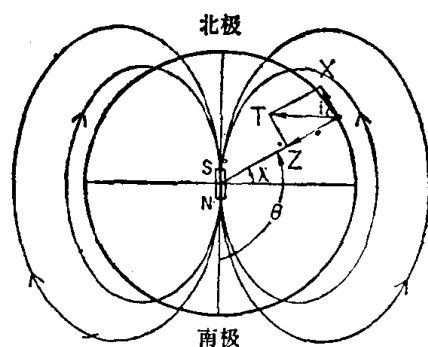


图 5 地心偶极子的磁场倾角。参看方程 5 和 6。 $\tan i = 2 \tan \lambda$, $\theta = 90^\circ + \lambda$

方程(5)和(6)证明了地磁场在两极处比在赤道处大两倍这一观测事实。根据在赤道处观测场的数值约为 0.3 高斯，人们能计算出假想地心偶极子之值大约是 $8 \cdot 10^{25}$ 厘米-克-秒单位。

一种粗略估计用的简单二维模型

由船或飞机测到的地磁异常是由于地壳内部磁化了的火成岩所引起的。这种磁性的较大部分是在地磁场存在下，当岩石按其磁性矿物组分从居里温度 600°C 左右或更低一些冷却时获得的。在居里点以上岩石实际上是非磁性的。根据温度随深度而增加的事实，

海洋中的磁异常不可能由深度大于 20 公里的岩石所产生的。根据其他的研究，很可能磁性层很薄。现有证据表明，玄武岩是人们唯一需要作为异常源而加以考虑的岩石类型，而且岩石或在现今地磁场方向上受到磁化或在相反方向上受到磁化，这取决于岩石从居里点冷却得以磁化时地磁场是正常还是倒转。各大洋中平行于扩张脊的磁异常相同层序，无可置疑地证实地磁场的极性在不规则的时期间隔内倒转 180° 。由极性不同、厚度恒定的一些长条带所产生的磁异常强度的

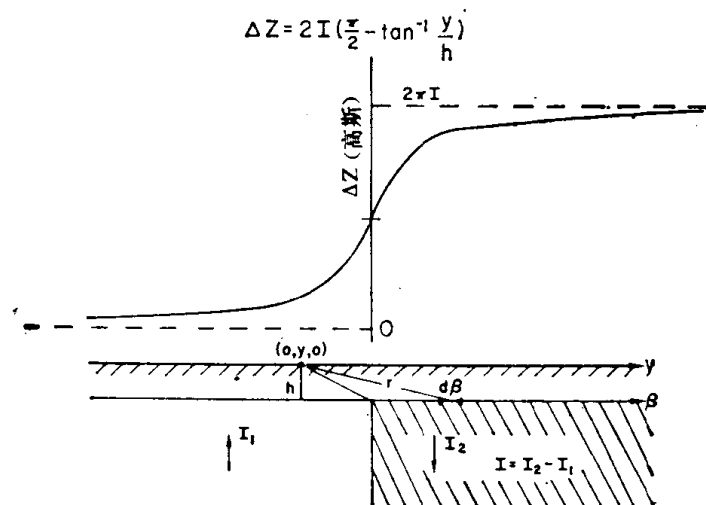


图 6 垂直磁化了的四分之一空间方位上的垂直磁场强度。
当 I 是以电磁单位制，角以弧度为单位时，则 ΔZ 就以高斯为单位。 x 轴指向图内

计算是十分简单的，因为各条带的效应只要加起来就行。另一种简化是：如果人们在中纬度地区选择一条南北向的洋中脊的话，就可以得到另一种简化法，因为在这种情况下岩石中只有垂直磁化强度和船上只有垂直磁异常强度绘于图上。

图 6 中设 h 为大洋深度。通过原点的南北垂直剖面分隔成两个相反磁化的四分之一方位空间，它的磁化强度之差是 I ，由于异常只由这一差值所引起，故可将这一差值选在右半空间内。实际上磁化物体都有一个底面，但是如果它的深度比水的深度 h 大得多的话，它的影响可以忽略。船的坐标为 $(0, y, 0)$ 。 y 坐标向东， x 坐标指向图内。在右边的四分之一方位空间里在 α 和 β 处表面单元为 $d\alpha d\beta$ 。这一表面上分布有南极的面密度。船上的垂直强度是：

$$\Delta Z = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I d\beta d\alpha}{r^2} \cos \theta$$

既然 $\cos \theta = h/r$ ，因此

$$\Delta Z = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I \frac{h}{r^3} d\beta d\alpha$$

式中 $r = [(\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2 + h^2]^{1/2}$ 。我们首先对 α 积分，结果为：

$$\Delta Z = 2I \int_{-\infty}^{\infty} \frac{h d\beta}{(\beta - y)^2 + h^2} = 2I \tan^{-1} \frac{\beta - y}{h} \Big|_{-\infty}^{\infty} = 2I \left[\frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \frac{y}{h} \right] \quad (7)$$

当 $y \rightarrow -\infty$ $\tan^{-1} \frac{y}{h} \rightarrow -\frac{\pi}{2}$, 则 $\Delta Z \rightarrow 0$

当 $y \rightarrow +\infty$ $\tan^{-1} \frac{y}{h} \rightarrow +\frac{\pi}{2}$, 则 $\Delta Z = 2\pi I$

这就是对于给定的磁化强度的最大异常值。

实际上底面不能忽略不计。考虑到这一点, 人们简单地减去前面对一个较深的深度 h' 所计算的结果, 于是就得到了一个半无限水平层或者断层的垂直磁场强度:

$$\Delta Z = 2I \left(\tan^{-1} \frac{y}{h} - \tan^{-1} \frac{y}{h'} \right)$$

括弧内这两项是图 7 中所示的水平层上下面对磁力仪所张的弧度角。

如果希望在 y 方向上规定出水平层, 而得到图 8 中宽度为 $2b$ 的水平层的话, 则合并以 $y-b$ 和 $y+b$ 替代 y 的各个解。按几何意义, ΔZ 再次与物体上顶和下底所对着的角度差成正比。例如图 8 中对 $I = 0.01$ 电磁单位的区间, 在 $y = h$ 处, 给出了最大异常 1840γ 。这一结果可由角 APB 减去 DPC 来验证。

如果物体限于 x 方向的话, 则物体给出的垂直磁异常强度与上顶面和下底面所对着的立体角(不是平面角)之差成正比。

当线性走向不是向北的时候, 二度空间中一般情况的模型计算就更为复杂, 这些在附录二中予以处理。

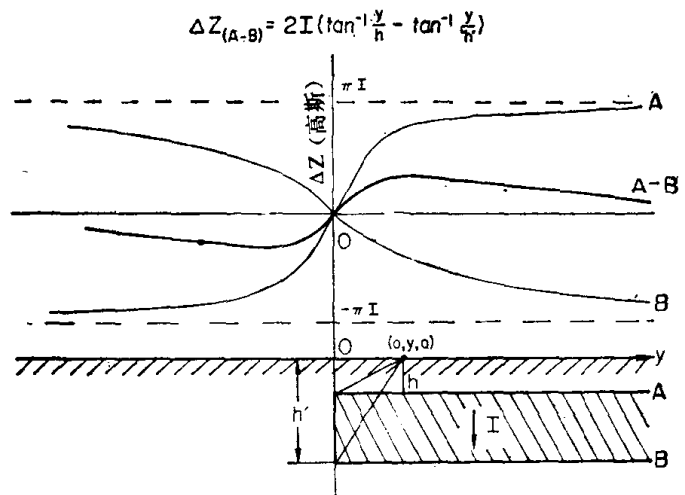


图 7 从图 6 中的曲线减去其水平面在较大深度 h' 上的四分之一方位空间的影响值后, 就可得到垂直磁化的半无限水平层或断层的垂直磁场强度

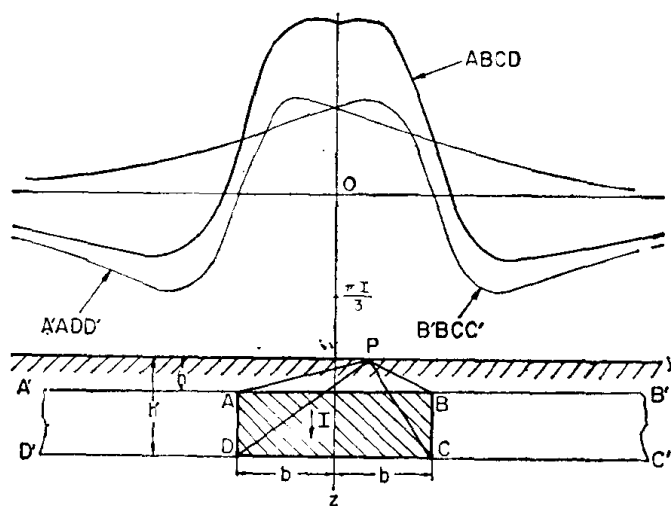


图 8 通过相加图 7 中由距离为 $2b$ 所分开的两个负磁化的断层的结果, 所得到的具有矩形横截面 $ABCD$ 的一个无限长水平层之垂直磁场强度。注意当物体加宽时, 其中心上方的异常幅度趋于零。和前面两图坐标轴上之记号所示的垂直坐标相比, 其坐标扩大了三倍。差值 $\angle APB - \angle DBP = 0.9193$ 弧度, 它给予一个磁化强度为 0.01 电磁单位, 在 P 点上为 1839γ 的异常值

第二章 大洋玄武岩的磁性特征

抗磁性与顺磁性

倘若一物质于 H (高斯) 磁场中获得磁化强度 J (厘米-克-秒/厘米³), 其体积磁化率 $k = J/H$, 而质量磁化率 $\chi = J/PH$, 式中 ρ (克/厘米³) 为其密度。假如 χ 和 k 为负值, 该物质就称之为抗磁性的, 但若物质是顺磁性和铁磁性的, 其值则是正的。

在抗磁性物质中原子的总磁矩为零。抗磁性是当电子于核周围转动时, 由于电子云在外磁场的运行而产生的, 并且大致上与电子数成比例。抗磁性是极其微弱的。例如, 铍之 $k = 13 \cdot 10^{-6}$ 。

虽然大洋玄武岩及沉积物是铁磁性的, 但为了了解它们的磁性特征, 仍需要对其顺磁性进行根本的探讨。具有奇数电子之物质是顺磁性的, 也就是由于原子的总磁矩不等于零, 其磁化率是正的, 与抗磁性物质中所见不同。通常顺磁性要比抗磁性强 10 倍或 10 倍以上。矿物的磁性特征可以归因于在它们的电子壳层中带有奇数电子之原子, 因而不能抵销一些电子的旋转。在磁场中顺磁性物质的原子总是要排除在常温下其影响很大的热骚动之干扰而使其磁矩平行磁场排列起来。顺磁性物质的显著特征是其磁化率对绝对温度值的线性依存关系。气体的这一线性相关是 $\chi = C/T$ 。这就是使磁性同气体动力学理论接合起来的居里定律。居里常数 C 是与分子磁矩之平方成比例。在固体物质中由于原子之间的相互作用, 质量磁化率表示为 $\chi = C/(T - \theta)$, 此公式只有当 $T > \theta$ 时有效。 θ 称为居里温度。

铁 磁 性

在该温度以下一些顺磁性金属, 尤其是铁、镍、钴及它们中的某些化合物要比一般顺磁性物质之磁性强得多。例如, 在 10 高斯磁场中铈的质量磁化率为 $-0.8 \cdot 10^{-6}$, 硫酸钴为 $65 \cdot 10^{-6}$, 而纯铁则是 200。这些固体物质称为铁磁性的。它们在居里温度以下异常强的磁性特征是由于晶体中原子间的相互作用而产生的。在居里温度以上它们则变为顺磁性的。铁磁性物质是由称之为“磁畴”的分隔区域所组成, 这些区域包含有 10^{10} 到 10^{15} 的原子, 在这些磁畴区域中原子的磁矩均相互平行。由于在多晶物质中包含磁畴的各个晶体是随机地排列的, 所以在非磁化状态中总的磁化强度等于零。可以说磁畴由于原子之间相互作用而具有“自发磁化”。这种自发磁化存在于任一非磁场的空间, 它在每一磁畴中的量值即是该材料之最大值。

于任一非磁场的空间, 当该材料由居里点温度冷却下来, 磁畴沿一合适的结晶轴逐渐地自发磁化, 在该“容易”磁化的轴中磁性能量最小, 而晶格的原子之间磁性相互作用则最大。甚至精心培育生长成的纯铁单晶体也含有许多磁畴。这些磁畴的产生是由于局部生长上微小缺陷以及偶然的杂质在晶格中引起的形变所致。对磁畴大小的研究是在显微镜

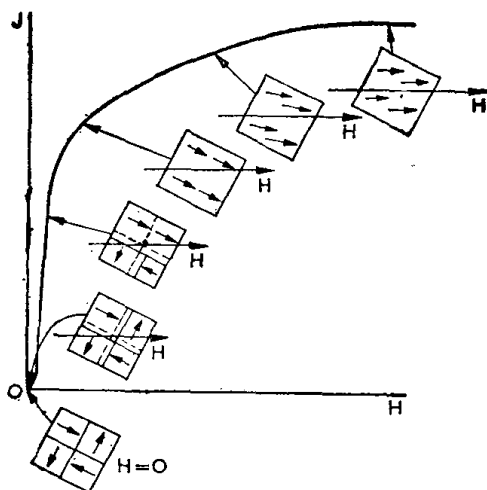


图9 根据磁畴理论所示铁磁性物质的磁化过程, Irving 图示 (1964)

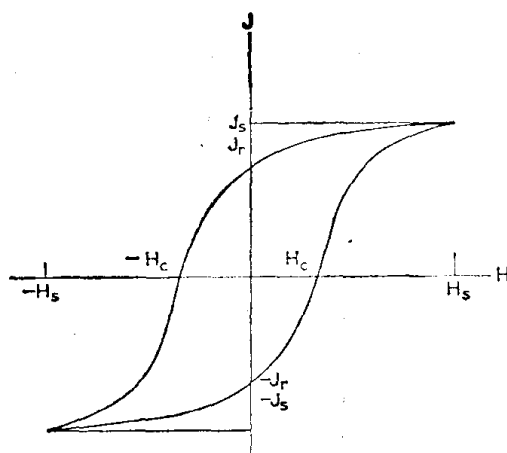


图10 铁磁性物质磁化时的磁滞迴线(据 Irving, 1964)

下使用铁磁性金属的抛光样品, 来观察磁场梯度特别强的磁畴边界上之胶质铁磁微粒的聚集作用。巴克好森 (Barkhausen) 效应也用来估计磁畴之体积。这一实验是使样品在拾波线圈上缓慢地磁化。线圈就接收可能由各个磁畴壁移动到另一个稳定位置而产生的能量, 不连续的波群脉冲。铁磁性物质受外磁场作用的磁化是由如图9之图形所表明的三部分组成。开始时, 其磁性沿外磁场方向上有一分量的磁畴, 它依靠与该磁场相反方向的磁畴损耗而可逆地增大其范围。然后一些磁畴壁突然跃到另一稳定的位置, 这就会在所用磁场之方向上增加总磁矩。最后, 所有磁畴中的原子都受所用磁场的影响, 不断地从其稳定的方位可逆地偏斜。当然, 这种偏斜对外磁场的值来说都会出现的。由于磁畴稳定位置之间的能量屏壁, 铁磁体之磁化要通过交变磁场中的磁滞迴线, 如图10所示。在 H_s 磁场中样品受到磁化达到饱和状态 J_s 。然后, 在磁场减小到零时, 一些磁畴壁仍然处于新取得的位置, 这给予样品以剩余磁化 J_r 。为了消除这一剩余磁化, 就得用上称为“矫顽磁力”的负磁场 $-H_c$ 。

反铁磁性与铁氧体磁性

就化学化合物来说, 磁畴中原子的次序可以具有图11中概略说明的三种不同类型。到目前为止, 我们只考察了纯铁磁的类型(图11 A), 其中磁畴之原子磁矩均相互平行。在反铁磁性物质(图11 B)中二个相等的亚晶格具有方向相反的磁矩, 因而于正常情况下该物质就不是铁磁性的。然而, 随着温度的升高, 一亚晶格首先取向紊乱, 因而导致磁化率显著增加。当温度进一步增加时, 磁化率又降下来, 该材料变为顺磁性的。在磁化率具有最大值时的温度称为奈耳 (Néel) 温度。图11 C 的铁磁性晶体之磁畴是由二个磁矩不等的逆平行亚晶格组成, 这就使该物质具有一般的铁磁特征, 但与温度曲线比较却显示出特殊的磁化形状。

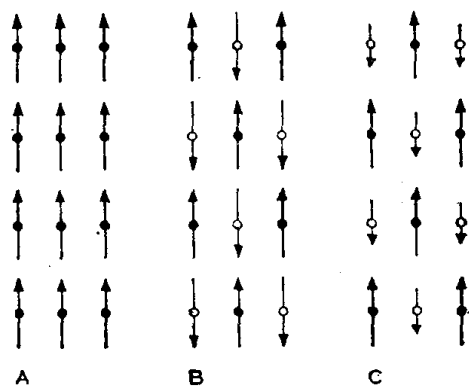


图11 铁磁性(A), 抗铁磁性(B), 亚铁磁性(C) 晶体之图示。(据长田 (Nagata), 1961)

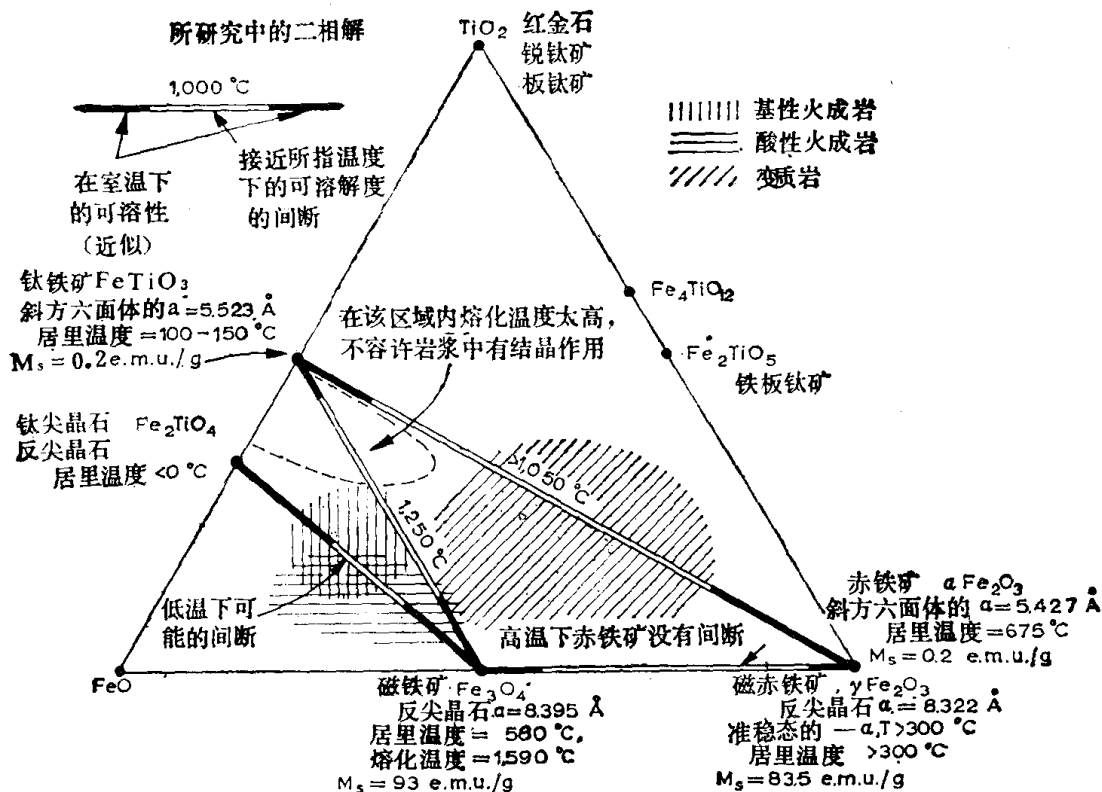


图 12 有关 FeO , TiO_2 , Fe_2O_3 系的矿物与磁性数据。(引自 Grant 与 West, 1965, 经 McGraw-Hill 图书公司及作者同意)

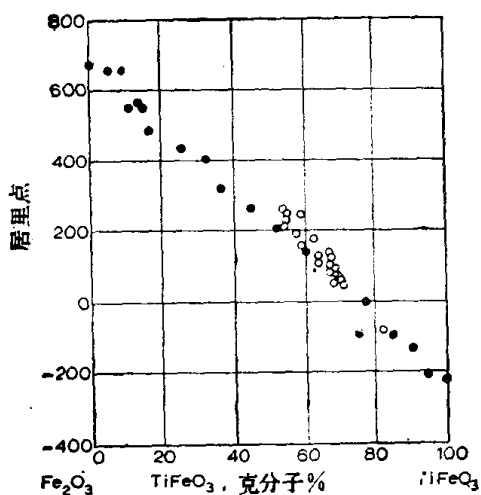


图 13 钛铁矿-赤铁矿系中之居里点。圆圈是自然矿物；黑点是合成矿物。承蒙东京丸善及作者们惠允，由长田和秋元 (Akimoto) 重绘 (1961, Irving 引用过, 1964)。(据 Irving, 1964)

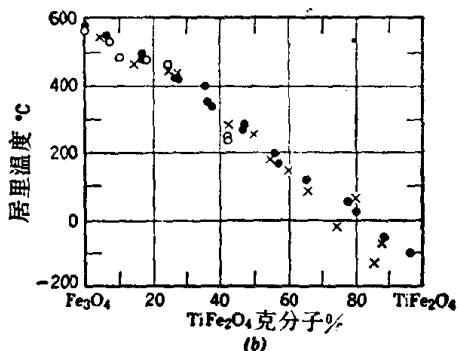
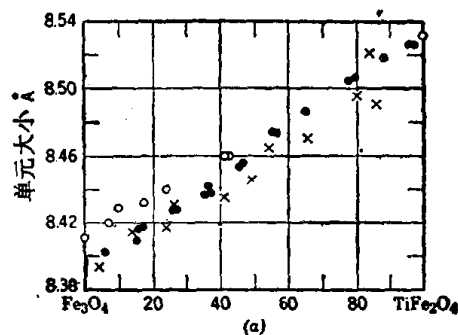


图 14 晶胞大小的变化 (A) 与在磁铁矿-钛尖晶石固溶体系中的居里温度 (B)。合成样品的值。黑点是秋元 (Akimoto), 桂 (Katsura) 和吉田 (Yoshida) 所作出的值 (1957, Irving 引用, 1964), 河井 (Kawai) 的以十字形 (1959, Irving 引用, 1964), 以及 Pouillard 的以圆圈示出 (参看 Nichols 1955, Irving 引用, 1964)。(据 Irving 1964)