古地磁気学

Robert F. Butler 著 渋谷秀敏 訳 ver.0.1.7.3

平成 13 年 7 月 5 日

Preface to the Electronic Edition of Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes

This electronic version of **Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes** is made available for the use of studentsof paleomagnetism. In this context, student means anyone who has sufficient interest in paleomagnetism to read through this text in an effort to gain a basic understanding of the subject.

Following the decision by Blackwell Science Inc., the original publisher, to no longer make the text available in hardcopy, I obtained the copyright to the book in an effort to keep it available to interested parties. I was encouraged by several people, most notably Mark Besonen of the University of Massachusetts Amherst, to reformat the text into PDF files which could be accessed using the internet or via ftp. As with all such efforts, this operation took much longer than originally imagined, although it was relatively straightforward. As is also often the case, someone other than the author did most of the work. In this case, that someone was Norman Meader. Norm took on the task of learning PageMaker and Adobe Acrobat in order to transform the book from text and graphics files into PDF files. Many hours of Norm s time went into this effort. All I had to do was proof the chapters as he completed the conversions. I am very grateful to Norm for his major effort on this project and his careful attention to detail. I also thank Steve Sorenson for his management of the computer system on which the files for this electronic version of the book are maintained.

Because I now hold the copyright to **Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes**, it is within my legal right to permit users to make copies of this electronic version for their personal use. I hereby grant permission to anyone making a hardcopy of these PDF files to make additional hardcopies by xerography or other means for noncommercial use. The obvious importance of this permission is to allow instructors of classes or groups of students to make as many hardcopies of this book as they wish at the lowest possible cost. If you wish to have hardcopies made by a commercial firm, I recommend that you show this page to the personnel at such firms to assure them that no copyright is being violated by making hardcopies for personal use or use in formal or informal classes.

If you wish to make a citation to **Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes**, you should cite the original 1992 printed version using standard citation styles.

Sincerely,

R.F.S.Ju

Robert F. Butler

Professor of Geosciences University of Arizona Tucson, AZ 85721

翻訳者の前書き

ver.0.1.6.1 への前書き

本書は Robert Butler の Paleomagnetism の翻訳である。今の所、第6章までしかないし、本文のみの翻 訳である。本文以外の図、表、参考文献、問題などは原書を参照して頂きたい。第7章以降は実際の応用の 話が多く、古地磁気の基礎的知識と言う面では第6章まででかなり網羅しているので、暫定的ではあるが公 開することとした。

この翻訳を作った経緯を少し書いておきたい。我国の理系の学生の多くにとってはやはり英語は大きな障 害である。学生が卒業研究をすすめる際に英語の教科書からスタートするのでは古地磁気学の基本的な知識 を得るだけでほとんど時間がなくなってしまう。また、古地磁気は地球科学(特に地質学)の他の分野にとっ てもきわめて有用で独立な情報をもたらすにも関わらず、十分利用されているとは言い難い。それは我国で は日本語の教科書がなく、気軽に勉強しにくかったことも理由の一つであろう。そこで、私が大阪府立大学 で初めて卒論生を受け入れた時、最も新しい古地磁気の教科書であった本書を少しずつ翻訳し始めた。しか し、熊本大学に移り、毎年継続的に卒論生が来てくれるようになっても、翻訳は遅々として進まず、1998年 夏にやっと6章までたどり着いた。その頃、原書が絶版となったので、Butler さんは出版権を取り戻して、 pdf ファイルで公開した。私は大いに力付けられ、同様に pdf ファイルで公開を考えた。今後も少なくとも 本文は翻訳を続けて全章の翻訳を用意しようとは考えているが、もし、どの章でも翻訳を分担していただけ る方がおられたら、お手伝いをお願いしたい。また、まだまだ間違いが多いと思われるので、気付いた方は どんどんお知らせ願いたい。このような公開形態の利点には修正が容易だということもある。できるだけマ メに修正していきたい。

このような公開はある意味では今までの翻訳出版の概念を変えるものかもしれない (単に"なまけものの出版"かもしれないが)。今までは翻訳を出版しようとするとやはりきちんとした本にしなくてはならないし、 そのためには体裁や、細かい部分の翻訳に時間をとられることとなる。もちろん、途中の章までで出版する などは考えられなかった。しかし、重要な部分のみであっても翻訳があれば、その分野が広く理解される上 で大きな助けとなる。完全な翻訳を作る労力の 10% で 90% の効果を得ることができるのである。これが可 能になったのは Butler さんが原書を公開して下さって、私がこのような形で公開することに快く承諾して下 さったからである。心より感謝する。

ver.0.1.7.1 への前書き

ver.0.1.6.1 を公開してから1年以上が経過して、やっと、もう一章進みました。小玉さんの良い教科書が 出ましたので、あまり意味はなくなってしまいましたが、「ここまでは」と思っていたので、公開します。実 際にゼミに使って、やはり図が別冊子になっているのは不便だと感じ、図を入れました。ただ、一部の図で は、pdf から ps への変換がうまく行かず、解像度の低いビットマップの図しか入りませんでした。うまい方 法を御存じの方はお知らせください。図のレイアウトはIATEX 任せでかなり気に入りませんが、"なまけも のの出版"の原理に基づいて、これも、このままにします。今回もあまり真面目に読み返していません。間 違いのお知らせをよろしくお願いいたします。今後も、できるだけマメに修正していきたいと思っています。

目 次

签 4 立		
弗 Ⅰ 早	地磁気の紹介	1
基礎	的な定義	1
地心	双極子モデル	3
現在	の地球磁場	4
地磁		7
地球	がよって、2000年にあるというでは、1000年により、1000	8
		Ŭ
第2章	強磁性鉱物	13
固体	の磁気的性質・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	13
	反磁性	13
		13
	³ ~~~ ~~ ~~ ~~ ~~ ~~ ~~ ~~ ~~ ~~ ~~ ~~ ~	15
治応		17
J 3 44		17
		10
		19
		21
	エクソリューション	22
	高温酸化	23
	低温酸化....................................	24
	鉄の水酸化物と硫化物	25
<i>***</i>		
第3章	自然残留磁気の起源	27
第 3 章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性	27 27
第 3 章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性	27 27 27
第3章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性	27 27 27 28
第3章 微料	自然残留磁気の起源 子の強磁性	 27 27 27 28 28
第3章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性 磁区 単磁区粒子 相互作用のエネルギー 反磁場	 27 27 27 28 28 30
第3章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性	 27 27 28 28 30 31
第3章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性	 27 27 28 28 30 31 31
第3章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性 磁区 磁区 単磁区粒子 相互作用のエネルギー 反磁場 形状異方性 結晶磁気異方性 単磁区粒子のヒステリシス	 27 27 28 28 30 31 31 32
第3章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性	 27 27 28 28 30 31 31 32 34
第3章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性	27 27 28 28 30 31 31 32 34 34
第3章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性	27 27 28 28 30 31 31 32 34 34 35
第3章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性	 27 27 28 30 31 31 32 34 34 35 26
第3章 微料	自然残留磁気の起源 子の強磁性 磁区 単磁区粒子 相互作用のエネルギー 反磁場 形状異方性 結晶磁気異方性 単磁区粒子のヒステリシス 多磁区粒子のヒシテリシス 擬単磁区粒子 ブロッキング温度	 27 27 28 28 30 31 31 32 34 35 36 27
第3章 微粒	自然残留磁気の起源 子の強磁性 磁区 磁区 単磁区粒子 相互作用のエネルギー 反磁場 形状異方性 結晶磁気異方性 単磁区粒子のヒステリシス 多磁区粒子のヒシテリシス 援単磁区粒子 のヒシテリシス	 27 27 28 28 30 31 31 32 34 34 35 36 37
第3章 微料 自熱残	自然残留磁気の起源 子の強磁性 磁区 単磁区粒子 相互作用のエネルギー 反磁場 形状異方性 結晶磁気異方性 単磁区粒子のヒステリシス 多磁区粒子のヒシテリシス 擬単磁区粒子 ブロッキング温度 浅留磁化 (NRM) 当磁化 (TRM)	 27 27 28 30 31 31 32 34 35 36 37 38
第3章 微料 自熱	自然残留磁気の起源 子の強磁性 磁区 単磁区粒子 相互作用のエネルギー 反磁場 形状異方性 結晶磁気異方性 単磁区粒子のヒステリシス 多磁区粒子のヒシテリシス 爆単磁区粒子 ブロッキング温度 残留磁化 (NRM) 雪磁化 (TRM) 理協的モデル	 27 27 28 30 31 31 32 34 35 36 37 38 38
第 3 章 微料 自熱	自然残留磁気の起源 子の強磁性 磁区 単磁区粒子 相互作用のエネルギー 反磁場 形状異方性 結晶磁気異方性 単磁区粒子のヒステリシス 多磁区粒子のヒステリシス 凝単磁区粒子 ブロッキング温度 浅留磁化 (NRM) 理論的モデル モデルの一般化	 27 27 28 30 31 31 32 34 35 36 37 38 40

	位子サイズ効果	42
化学	留磁化 (CRM)	43
	CRM 形成のモデル	43
堆積	留磁化 (DRM)	44
		45
	隹積後の整列の証拠	46
	ブラウン運動と堆積後の整列	48
		50
		50
粘性药	留磁化 (VBM)	50
1412/	$V \text{RM} \mathcal{O}$ ⁽⁴⁾ ⁽	50
	疑単磁区と多磁区粒子の VRM	52
	熟粘性残留磁化 (TVRM)	52
	in i	- 54
等温码		54
(IIII)		01
第4章	试料採取、測定、NRM の表示	57
古地码	気試料の採集	57
	式料のタイプ	58
	式料採集時の注意	58
NRM	の測定	60
	NRM 方位の表示	61
	式料座標から方位へ	62
	頃動補正	63
二次码	紀の証拠	65
	NRM の特徴成分	65
	NRM の分布	65
強磁	鉱物の同定	67
	頁微鏡	67
	キュリー温度測定....................................	67
	亢磁力スペクトル分析	69
		-0
弗 5 早 动へい		(3 79
部方法	1123	73 79
		73 74
		14 75
	13子/月曜 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	() 77
		() 70
	図階月幽の図示	76
		81
	フロッキンク温度や抗磁刀のスペクトルか重なっている場合	82
	_つ以上の成分かある場合....................................	84
	上成分分析	84
		85
古地研	ミス女正性の野外テスト	86
	習冊テスト	86
	習曲中磁化	87

	樂岩テスト	87
	逆転テスト	89
	接触域テストと一貫性テスト	90
第6章	古地磁気データの統計	91
正規	↑布....................................	91
フィ	シャー分布	93
	平均方位の計算	94
	分散の推定	95
		96
	分散の例	96
	非フィッシャー分布	99
サイ	•の平均方位	99
有意	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	101
	~_ 方位の比較	103
	- ―	104
		105
第7章	古地磁気極	107
極決	この手続き	107
極の	[類	109
	也磁気極	109
	反想地磁気極	110
	古地磁気極(....................................	110
地磁	『永年変化の標本抽出	112
	古地磁気永年変化....................................	112
	合衆国西部の完新世溶岩	113
古地	Á気極の例	114
	北中部モンタナの暁新世貫入岩	114
	南東アリゾナのジュラ系	117
	問題のある場合二つ	117
注意	こまとめ	121
第8章	岩石磁気学の話題	123
熱残		123
DRM	の伏角誤差	123
生物		123
海洋	*************************************	123
7-571	五次海堆着物	123
	~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~	123
	10.9 21.21.2 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	123
磁氨		123
化学	14日本	123
志色	」」」 Maa · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	192
까ㅁ	4冊子 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	140

第9章 地球年代学的な応用	125
地磁気逆転年代表の発達....................................	125
鮮新更新世	125
中新世への拡張	125
海洋磁気異常	125
命名法について....................................	125
生層序によるキャリブレーション	125
白亜紀後期 - 新生代地磁気逆転表	125
中生代後期	125
中生代前期、古生代、先カンブリア時代	125
磁気層序学	125
一般的な原理	125
鮮新更新統セントデイヴィッド層	125
シワリク層群堆積物	125
シワリクの堆積学....................................	125
	127
	127
週去 500 万年	127
より古い地質時代・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	127
2次的なすれ	127
	127
見かけの極移動曲線・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	127
APW を作る	127
古地磁気オイラー極・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	127
大陸の古地理復元	127
基本原理....................................	127
ヨーロッパ - 北アメリカ復元....................................	127
パンゲア復元	127
古生代におけるゴンドワナの移動	127
第 11 章 地域テクトニクスへの応用	129
一般的な原理・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	129
カリフォルニアのトランスバース山脈:新しい大きな回転	129
ゴーブル火山岩類:古い小さな回転....................................	129
アラスカのランゲリア:長距離移動した陸塊・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	129
	129
	129
注意とまとめ	129
付録A単位について	131

## 125

1

## 第1章 地磁気の紹介

古地磁気研究の第一の目的は過去の地球磁場の記録を得ることである。それゆえ、古地磁気学を理解するた めには地球磁場について基本的な知識が必要となる。この章では、地磁気や古地磁気で共通に用いられる単 語の定義をすることから始めたいと考えている。これを足掛りにして、最近の地球磁場の場所による違いと、 時間と共に変化する様子を見ていく。このように基本的な地球磁場の取扱でも、岩石の磁気的性質と言った 後の章の議論に欠くことの出来ない内容が含まれている。この章の最後には地磁気や古地磁気で用いられる 単位系を解説した付録がついている。この本で用いる単位系もそこで解説する。

## 基礎的な定義

新しいことがらを学ぼうとすると必ず基礎的な定義が出てくる。まず、磁気モーメント *M*、磁化 *J*、磁 場 *H*、帯磁率  $\chi$ の定義から始めよう。一般に磁気や磁場の感覚をつかむのは電気現象より難しいと感じる ことが多いようである。たぶんこれは、孤立した磁荷 (モノポール)が、少なくともほんのわずかの時間を除 いては、存在しないという基本的な観測のゆえであろう。磁荷の最小の単位は磁気双極子である。しかも、こ の磁荷の組み合わせという考えは物理的実態というよりは数学的利便というべきなのである。

磁気双極子モーメント、簡単には磁気モーメント M は、一対の磁荷としても (図 1.1a) 一つの環状電流としても (図 1.1b) 定義できる。一対の磁荷として定義するなら、磁荷の大きさを m、正負二つの磁荷を距てる無限小の距離ベクトルを l、とすると、磁気モーメント M は

$$\boldsymbol{M} = m\boldsymbol{l} \tag{1.1}$$

で与えられる。一方、環状電流として定義するなら、環の面積を A 、電流を I とすると、

$$\boldsymbol{M} = \boldsymbol{I}\boldsymbol{A}\boldsymbol{n} \tag{1.2}$$

となる。ここで、 *n* は環と垂直な単位ベクトルである。 *n* の方向、したがって *M* の方向、は右手の法則に よって与えられる。すなわち、電流の方向に右手の親指以外を巻いたときに親指の方向が *n* の方向になる。 環電流で磁気モーメントを定義するのは、磁気モーメントはすべて電流によっているのであるから、より基 本的である。しかし、磁気モーメントが磁荷の対からなっていると考えた方が便利なこともある。

ある領域の磁力場ないしは磁場 H はそこに置いた正の単位磁荷が受ける力として定義できる。実行可能 な実験は、磁場中に置いた磁気モーメントが磁場に揃おうとするトルクを観察することだろう。このトルク Γ はベクトル積 (外積)を用いて

$$\boldsymbol{\Gamma} = \boldsymbol{M} \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{M} \boldsymbol{H} \sin \theta \hat{\boldsymbol{\Gamma}} \tag{1.3}$$

で表される。ここで、  $\theta$  は M と H のなす角の大きさ、 $\hat{\Gamma}$  は  $\Gamma$  方向の単位ベクトルである。

自由に回転できる磁気モーメントは磁場の方向に揃う。方位磁石の針は磁気モーメントを持っていて、地 球磁場の水平成分の方向を向くようになっている。それで、磁気方位角を決定できるのである。

磁場中での磁気モーメントの方位のエネルギーはこれから岩石磁気学の勉強が進むとしばしば出てくる。 この位置エネルギーはベクトルのスカラー積を用いて、

$$\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{H} = -\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}\cos\theta \tag{1.4}$$

で表される。記号が負となっているのは *M と H が*平行になったときにエネルギーが最小になることを表 している。



**Figure 1.1** (a) A magnetic dipole constructed from a pair of magnetic charges. The magnetic charge of the plus charge is *m*; the magnetic charge of the minus charge is  $\pm m$ ; the distance vector from the minus charge to the plus charge is *I*. (b) A magnetic dipole constructed from a circular loop of electrical current. The electrical current in the circular loop is *I*; the area of the loop is *A*; the unit normal vector *n* is perpendicular to the plane of the loop. (c) Diagram illustrating the torque  $\Gamma$  on magnetic moment *M*, which is placed within magnetic field *H*. The angle between *M* and *H* is  $\theta$ ;  $\Gamma$  is perpendicular to the plane containing *M* and *H*.

ある物質の磁石の強さあるいは磁化 J は単位体積あたりの磁気モーメントの量である。ある体積の磁化の 大きさを計算するには、磁気モーメントのベクトル和を体積で割ればいい。

$$J = \frac{\sum_{i} M_{i}}{\Phi \overline{\mathfrak{h}}}$$
(1.5)

*M_i* というのは構成している磁気モーメントである。

磁化は誘導磁化と自発磁化の二つに分類できる。ある物質が磁場 H にさらされると、誘導磁化  $J_i$  が生じる。生じる磁化と磁場は帯磁率  $\chi$  で結びつけられる。

$$\boldsymbol{J}_i = \boldsymbol{\chi} \boldsymbol{H} \tag{1.6}$$

つまり、帯磁率  $\chi$  はある物質の磁化しやすさと見ることができる。上の式では帯磁率としてスカラーを取った。これは磁化と磁場が平行となることを暗黙に仮定していることとなる。しかしながら、磁気異方性を示す物質もある。そのような物質では  $J_i$  は H と平行にはならない。磁気異方性を持った物質では、x 方向に磁場をかけても一般には x 方向だけではなく y, z 方向の磁化も生ずる。この様な場合は、帯磁率は  $3 \times 3$  の行列で表されるようなテンソルとなる。

現在の磁場の働きかけの結果である誘導磁化に加えて、残留磁化 J_r を持つ物質もある。残留磁化はその 物質に働いた過去の磁場を記録している。後の章のかなりの部分は、形成時の地球磁場を記録である残留磁 化を岩石がいかに獲得し、いかに保持してきたかを理解することについやされている。

古地磁気学において、表面の地球磁場のようなベクトルの方向は通常図 1.2 に示された角度で表現される。 表面の地球磁場 H の垂直成分 H_v は下を正にとって、

$$H_v = H \sin I \tag{1.7}$$

で与えられる。ここで、H は H の大きさ、I 伏角は水平面からの Hの傾きで、下向きを正にとって、  $-90^{\circ}$ から  $+90^{\circ}$ の範囲になる。水平成分  $H_h$  は

$$H_h = H \cos I \tag{1.8}$$

で与えられ、地理的北と東向き成分はそれぞれ

$$H_n = H \cos I \cos D \tag{1.9}$$

$$H_e = H \cos I \sin D \tag{1.10}$$



で与えられる。ここで、*D*は偏角、地理的北と水平成分のなす角度で、時計回りに正にとって、0°から 360°の範囲となる。*I* と *D*を決めれば、地球磁場の方向を完全に記述したことになる。もし、成分が分かっていれば、全磁力は

$$H = \sqrt{{H_n}^2 + {H_e}^2 + {H_v}^2} \tag{1.11}$$

で与えられる。

## 地心双極子モデル

古地磁気学の多くの原理の中心の概念は地心双極子 (GAD: Geocentric Axial Dipole)の概念である (1.3 図)。このモデルでは地球の中心で回転軸の方向を向いた単一の磁気双極子が作る磁場を考える。地心双極子 磁場は以下のような性質を持っている。導出については本章の付録を参照のこと。

$$H_h = \frac{M \cos \lambda}{r_e^3} \tag{1.12}$$

$$H_v = \frac{2M\sin\lambda}{r_e^3} \tag{1.13}$$

$$H = \frac{M}{r_e^3} \sqrt{1 + 3\sin^2 \lambda} \tag{1.14}$$

ここで M は地心双極子の双極子モーメントで、 $\lambda$  は地理学的な緯度、(南極で  $-90^{\circ}$  から北極で  $+90^{\circ}$  となる)、 $r_e$  は地球の平均半径である。

図 1.3 の矢印の長さは赤道から極へと磁場の強さが二倍に増加することを示している。磁場の伏角は

$$\tan I = \left(\frac{H_v}{H_h}\right) = \left(\frac{2\sin\lambda}{\cos\lambda}\right) = 2\tan\lambda \tag{1.15}$$

という式で決められる。伏角は南極での  $-90^{\circ}$  から北極での  $+90^{\circ}$  へと増加する。等伏角線は緯度の線に平行 で、式 1.15 に従った関係となる。この式は古地磁気的な方法の要石であり、しばしば「双極子の式」と呼ば れる。この伏角と緯度の関係は古地磁気学の古地理学的な、また、テクトニックな応用を理解する上で本質 的になる。地心双極子ではどこでも  $D = 0^{\circ}$  である。



**Figure 1.3** Geocentric axial dipole model. Magnetic dipole *M* is placed at the center of the Earth and aligned with the rotation axis; the geographic latitude is  $\lambda$ ; the mean Earth radius is  $r_e$ ; the magnetic field directions at the Earth's surface produced by the geocentric axial dipole are schematically shown; inclination, *I*, is shown for one location; N is the north geographic pole. Redrawn after McElhinny (1973).

## 現在の地球磁場

現在の地球磁場の形態は等磁線図として表す。等磁線図とは世界地図の上に磁場のいずれかの要素の等値 線を示した図である。図 1.4 は等伏角図、地表面での地球磁場の伏角の等しいところのコンターを示したも のである。磁気赤道 ( $I = 0^{\circ}$ の線)は地理学的な赤道に近くて、伏角は北半球で正、南半球で負となってい る。これは大まかには地心双極子の形態である、しかし、そのような単純な配置からの明らかな相違が見ら れる。磁北極磁南極 ( $I = \pm 90^{\circ}$ )は地心双極子磁場で期待される地理的な北極と異なっていて、磁気赤道は 地理的な赤道のまわりでうねっている。現在の地球磁場は明らかに地心双極子磁場より複雑であり、磁場を よりよく近似するためには地心双極子モデルになんらかの変更を加える必要がある。

傾斜地心双極子というのは図 1.5 の様に自転軸から傾いている。現在の地球磁場を最もよく近似する傾斜地 心双極子と自転軸とはおよそ 11.5°の角度を持っている。この傾斜地心双極子の極、つまり傾斜双極子の延 長線が地表を切る点、を地磁気極という。もし、地球磁場が傾斜地心双極子の磁場と厳密に一致すれば、磁 北極磁南極に一致するはずである。これらの極が一致しないという事実は地球磁場が地球の中心に置いた双 極子で説明できる磁場よりも複雑であることを示している。傾斜地心双極子の磁場は地表の磁場の 90%を説 明するが、残りの部分もかなりなものである。

地球の中心という条件を緩和することによって、一つの双極子で地球磁場の近似を良くすることは可能で ある。これを偏心双極子と呼ぶ。しかし、傾斜地心双極子からの近似の改善はわずかである。現在の地球磁 場では最適な偏心双極子は地球の中心から北西太平洋の方向に 500km(地球半径のおよそ 8%) 程離れたとこ ろに位置している。

最適な偏心双極子の磁場と地球磁場との違いは場所によって異なる。ある場所では偏心双極子の磁場は地 球磁場に完全に一致する。しかし、他の場所では最大20%偏心双極子でも合わない。この違いは地球磁場の 非双極子磁場と呼ばれる高次の部分の存在を示している。非双極子磁場は、観測された地球磁場から最適双 極子磁場を引くことで得られる。1945年の非双極子磁場は1.6図の様であった。この図のコンターは非双極 子磁場の垂直成分の大きさを、矢印は非双極子磁場の水平成分の方向と大きさを示している。

図 1.6 を見ると、非双極子磁場の大きな、大陸程度の広さの領域 (日本語ではしばしば目玉と称する) が六、 七個あることに気づくであろう。これらの目玉のほぼ半数は上向きの垂直成分と中心から外に向いた水平成 分を持っている。磁力線は地球の内部から現れてこれらの目玉から外に放射する。他の非双極子の目玉は反 対のパターンを持っている。つまり、下向きで目玉の中心を向いている。これらの非双極子磁場のパターン はそれぞれの目玉の下に動径方向を向いた双極子を置くことで、少なくとも数学的には、モデル化される(非 双極子磁場の起源が物理的にどういうものであるかは地磁気学者の間で議論の問題であるが)。数学的に最も 良く近似する動径方向の双極子を作ると流体の外核の中でその上のマントルとの境界近くに位置することと なる。非双極子磁場の逆のパターンは動径双極子の符号を逆にすれば説明できる。この非双極子磁場の形態



**Figure 1.4** Isoclinic chart of the Earth's magnetic field for 1945. Contours are lines of equal inclination of the geomagnetic field; the locations of the magnetic poles are indicated by plus signs; Mercator map projection. Redrawn after McElhinny (1973).



Figure 1.5 Inclined geocentric dipole model. The best-fitting inclined geocentric dipole is shown in meridional cross section through the Earth in the plane of the geocentric dipole; distinctions between magnetic poles and geomagnetic poles are illustrated; a schematic comparison of geomagnetic equator and magnetic equator is also shown. Redrawn after McElhinny (1973).



**Figure 1.6** The nondipole geomagnetic field for 1945. Arrows indicate the magnitude and direction of the horizontal component on the nondipole field; the scale for the arrows is shown at the lower right corner of the diagram; contours indicate lines of equal vertical intensity of the nondipole field; heavy black lines are contours of zero vertical component; thin black lines are contours of positive (downward) vertical component, while gray lines are contours of negative vertical component; the contour interval is 0.02 Oe. Notice the clown-face appearance with the nondipole magnetic field going into the eyes and mouth and being blown out the nose. Redrawn from Bullard et al. (*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, v. A243, 67–92, 1950).



**Figure 1.7** Historic record of geomagnetic field direction at Greenwich, England. Declination and inclination are shown; data points are labeled in years A.D.; azimuthal equidistant projection. Redrawn after Malin and Bullard (*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, v. A299, 357±423, 1981.)

とモデルは、非双極子磁場の起源が外核のマントル境界近くの流体の渦流が起源であることを示唆する。実際、非双極子の目玉は動的で成長、減衰、移動といった乱流の渦に似ている。これらの時間変化は歴史的に 測られているし、様々な古地磁気的な方法で前史時代も測ることができる。

## 地磁気永年変化

地表の磁場の大きさと方位は時間とともに変化する。1 年から 10 万年の周期を持った変化を地磁気永年変化と呼ぶ。歴史的な地球磁場の記録の時間スケールでも、方向の変化はかなりのものである。1.7 図は西暦 1600 年の少し前に信頼に足る記録が始まって以来のロンドンでの地球磁場方位の歴史的な記録である。伏角の範囲は  $66^{\circ} \sim 75^{\circ}$ 、偏角の範囲は  $-25^{\circ} \sim +10^{\circ}$ で、実際、方位はかなり変化している。

永年変化のパターンは亜大陸地域ぐらいでは似ている。例えば、パリで観測された永年変化のパターンは ロンドンのものと似ている。しかし、ある大陸と別の大陸では永年変化のパターンは大きく異なっている。 類似地域の大きさにはおそらく地球の核内の地球磁場の非双極子源の大きさが反映しているのであろう。

永年変化の主要な周期はロンドンの記録より長い。これは永年変化が周期的であって予測可能であるという誤った印象を与える原因となる。古地磁気研究の初期の目的の一つ(そして、今でも盛んに研究されている 領域)は地磁気永年変化の記録を得ることであった。考古学的遺物(考古地磁気学)、完新世の火山岩、後氷 期の湖の堆積物の古地磁気は永年変化についての情報を与えてくれる。

1.8 図は南オレゴンの Fish Lake の堆積物に記録された地磁気永年変化である。ほとんどの方位は平均方 位から 20°以内である。しかし、それより大きな短期の振れもある。観測された方位の変化は周期的ではな い。方位の変化は、むしろ、平均方位の周りの酔歩(ランダムウォーク)と見た方がよい。100 年から 10000 年の間に卓越した周期がある。周期解析によれば 3000 年から 9000 年周期の広いエネルギーバンド、2500 年 から 3000 年の範囲に最大のエネルギー、がある。

地磁気永年変化の起源は周期がかなり重なる二つの寄与に分けることが出来る:(1)周期の短い非双極子の 変化(2)より長い周期の双極子磁場の変化、である。非双極子磁場の変化は3000年以下の周期が卓越してい る。非双極子の容貌は千年ぐらいの寿命で成長、衰退、変形するように見える。非双極子の目玉には歴史時 代を通じて西方移動したものがある。それらは、経度方向に年間およそ0.4°の割合で西方へ動いた。その他 に、止まっているように見える非双極子の目玉もある。

地球磁場の双極子成分 (地表の磁場の 90%) も方位と強度が変化する。双極子の変化と非双極子の変化を分



Figure 1.8 Record of Holocene geomagnetic secular variation recorded by sediments in Fish Lake in southeastern Oregon. Declination and inclination are shown against radiocarbon age. Data kindly provided by K. Verosub.

離するために、歴史的な記録、考古地磁気学的な記録、完新世の火山岩の古地磁気記録を使って以下のよう な解析がなされた。地球上の8つの地域で過去2000年間に渡って100年間隔で地球磁場方位の平均をとる。 それぞれの平均から磁極の位置を求め、それを平均して各100年の全地球的な磁極の平均値を求める。こう して求めた磁極の位置の動きを示したのが図1.9である。

手続きは全地球的な空間平均になっているので、非双極子磁場の効果は平均されているはずで、図 1.9 に 現れた永年変化は双極子のものとなる。この記録は地磁気極は地理的な北極のまわりで酔歩している(街灯の 下でうろうろしている酔っ払いのようなものである)。全部の地磁気極の平均は自転の極と区別できない。つ まり、地心双極子モデルは過去 2000 年間の時間平均の地球磁場を良く近似している。この事実は地球磁場研 究におけるもっとも重要な仮説、地心双極子仮説を支えるものである。この仮説は地球磁場の時間平均は地 心双極子であるという単純なものである。古地磁気学を適用していく上でこの仮説は中心的な役割を演ずる ので、後にもっと詳しくとりあげよう。

最適な双極子の方位の変化 (図 1.9 の地磁気極の位置の変化) に加えて、地磁気双極子の強さも時間とともに変化する。結果をまとめて双極子モーメントの強さの変化を示したのが図 1.10 である。過去  $10^4$  年の双極子モーメントの平均は  $8.75 \times 10^{25}$ Gcm³ ( $8.75 \times 10^{22}$ Am²) であった。双極子モーメントの変化はざっと  $10^4$ 年の周期を持っていて、最大で平均から ±50% の振動をしているように見える。

今まで議論したより長い期間をとると、地球磁場の双極子は極性を転ずることが観測されている。現在の 双極子磁場の配置(地理的な南を差している)は正帯磁と呼ばれる。逆の配置は逆帯磁である。極性の反転は 地球上のあらゆる場所で地球磁場の180°の変化をもたらす。この現象、とくに本質的には地磁気極性時間 スケール、については後の章で勉強することとしよう。今は、正帯磁の間も逆帯磁の間も時間平均が地心双 極子モデルで良く説明できるというのが本質的な地球磁場の特徴であるということに注意しておこう。

## 地球磁場の起源

地球磁場の測定と記載、その空間的時間的変化は地球物理学におけるもっとも古い分野の一つである。しかし ながら、記載が出来るからといって、起源を理解できるわけでは決してない。本当かも知れないと思えるような 地球磁場の生成の理論は全部、地球の流体外核における何らかの形の *MHD* ダイナモ (Magnetohydrodynamic



**Figure 1.9** Positions of the north geomagnetic pole over the past 2000 yr. Each data point is the mean geomagnetic pole at 100-yr intervals; numbers indicate date in years A.D.; circles about geomagnetic poles at 900, 1300, and 1700 A.D. are 95% confidence limits on those geomagnetic poles; the mean geomagnetic pole position over the past 2000 yr is shown by the square with stippled region of 95% confidence. Data compiled by Merrill and McElhinny (1983).



Figure 1.10 Geomagnetic dipole moment over the past 10,000 years. Means for 500-yr intervals are shown to 4000 yr B.P.; 1000-yr means are shown from 4000 to 10,000 yr B.P.; error bars are 95% confidence limits. Redrawn after Merrill and McElhinny (1983).





dynamo:電磁流体力学発電機)によっている。電磁流体力学の複雑な数式を解こうとする試みは若い地磁気 学者には魅力的と見えて有用ではあるが、科学的とは言い難い一連の研究を生み出している。実際、完全な 力学的モデルはいまだに解かれていない。とは言うものの、地球磁場が電磁流体力学起源であることには疑 いがあるわけではない。

電磁流体力学の定量的な取り扱いは (幸運にも) この本の及ぶ範囲ではない。しかし、定性的な説明ならば 出来る。第一歩は自己振励ダイナモという言葉の意味を知ることである。図 1.11 の様な単純な電磁力学的円 盤ダイナモモデルに自己振励ダイナモの本質的な要素が全て含まれている。モデルは電導性の軸を持った銅 の円盤で出来ている。初めに磁場 B (正確には磁束密度、詳しくは付録 1.1 参照) が銅盤に垂直上向きにあっ たとする。この場を通り過ぎる時、銅盤中の電子は次の式で与えられるようなローレンツ力 F_L を感じる。

$$\boldsymbol{F}_L = q\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \tag{1.16}$$

ここで、 q は電子の電荷で、v は電子の速度である。このローレンツ力は電子を軸の方へ押す。その結果円 盤の外側に向かって電流が生じる (図 1.11)。

ブラシで電流を円盤からとりだして、円盤の下のコイルに導く。このコイルは電流がつくり出す磁場が初 めの磁場と同じになるように巻いておく。この回路は初めの磁場を強めるように正帰還システムになってい る。この円盤ダイナモのモデル全体が自己振励ダイナモになっている。円盤がまわり続ける限り、電流は流 れて、磁場が維持される。

この単純なモデルであらゆる自己振励ダイナモが持っている本質的な要素は尽くしている:

- 1. 動いている導電体が必要である。モデルでは円盤。
- 2. 初めの磁場が必要である。
- 3. 磁場と導電体の相互作用は初めの磁場を強くするようになっていないといけない。モデルではこの相互 作用はローレンツ力とコイルが正帰還(自己振励)になる組合せになっていることに相当する。
- 4. エネルギーは電気抵抗による損失に打ち勝つほど供給されなければならない。モデルでは円盤を回し続 けることでエネルギーを供給する。

地球の核に円盤と帰還コイルのシステムが存在するとは誰も思ってはいない。しかし、磁場と外核にある 導電性の鉄ニッケル合金の間の相互作用が正帰還システムを作り出して、地球の核を自己振励 MHD ダイナ モとすることは可能であろう。現実的な電気伝導度、流体の粘性係数、外核にありそうな対流運動を仮定す れば、流体運動から電気抵抗によって失われる磁場を再生することが出来る。流体運動によって再生される 磁場と、電気抵抗によって失われる磁場の間にはバランスがある。

核の流体運動は磁場を再生するのに十分であるようである。そこから、かなりの磁場が洩れて地球磁場の 形を単純に保っている。それで、地球磁場の主要な部分は(可能な限り単純な)双極子型で、非双極子が、お そらく、核マントル境界近くの渦の結果副次的に存在するのであろう。

このような定性的な電磁流体力学的見方でさえ地球磁場の時間平均の地心双極子的な性質を説明すること が出来る。地球の自転は外核の流体運動の時間平均にもっとも深く関与している要因であろう。それゆえ、こ の流体運動で出来た磁場が自転軸に対称であるとするのが論理的である。その様な磁場でもっとも単純なも のが地心双極子である。

MHD ダイナモがどちらの極性でも作動すると言うことも言及しておく必要がある。MHD 発電の物理、数 学は全て双極子磁場の極性に不変である。それで、地球磁場が MHD で生成されることと、地磁気双極子が 逆転することの間に何の矛盾もない。ただ、地磁気の逆転を生み出す流体運動と磁場の特別な相互作用を理 解するのはやりがいのある研究である。

只飯などと言うものはない、といったのはどの経済学者だったろうか。地球磁場もその例外ではない。エ ネルギーのオーム損失のために、流体の運動を続ける、ひいては、地球磁場を維持するためにはエネルギー の注入が必要である。地球磁場を作るのに必要なパワー(単位時間あたりのエネルギー)はおよそ10¹³W(お よそ10000個の原子力発電所の出力に相当する)である。これは、およそ全地球の地殻熱流量の4分の1に相 当する。つまり、地球磁場を生成するためのエネルギーは地球の熱収支のかなりの部分にのぼることになる。

このエネルギー源については様々なものが提唱されて、消えていった。いま、最も信用されているのは地 球の核の緩やかな冷却と、それにともなって外核が凍ることによる内核の成長である。このエネルギー源は 内核の成長によって得られるエネルギーが磁場を生成するのに必要な外核の流体運動に変換する効率が良い ので都合が良いであろう。

## 第2章 強磁性鉱物

この章は固体の磁気的性質の短い紹介から始まる。この章の大半は主要な強磁性鉱物である鉄チタン酸化物 と鉄硫化物の鉱物学と磁気的性質に関してである。物性論的な側面(例えば飽和磁化、キュリー温度、粒子サ イズ効果)を強調する。こういった性質は磁気的性質に強く影響を与えるからである。強磁性鉱物の鉱物学を しっかりと把握しておくことが岩石中の古地磁気記録の獲得や温度上昇や化学変化の効果を理解する上で必 要となる。

## 固体の磁気的性質

図 2.1 は磁化 J が、かけた磁場 H に反応してどのように増加するかという実験で観察できる磁気的性質の 三つの基本的な型を示している。この節ではこれらの磁気的な振舞いの違いについて少し述べたい。これは、 電子の軌道やスピン運動によって磁気モーメントを持つ原子があることに由来する。原子の磁気モーメント は量子化されていて、その単位となるのはボーア磁子、 $M_B = 9.27 \times 10^{-21}$  G cm³ (=  $9.27 \times 10^{-24}$  A m²) で ある。遷移金属の固体 (特に鉄族) は 3d 電子軌道が満たされていないので磁気モーメントを持っており、最 も代表的な磁化を持つ固体となっている。原子の磁気モーメントを原子物理学で導出する方法は Chikazumi (1964) にある。

## 反磁性

反磁性とは、かけた磁場 H と反対方向に小さな誘導磁化  $J_i$  が生ずることをいう (図 2.1a)。磁化の大きさ はかけた磁場に比例し、磁場を取り除くと 0 になる。磁場をかけると電子の軌道運動が変化して、かけた磁 場に反平行の小さな磁化が生ずる。反磁性的性質は全ての物質が持っているが、磁気モーメントのある原子を 含む物質ではその原子の磁気モーメントによる磁場が反磁性を覆い隠してしまう。磁気モーメントを持たな い原子のみからなる物質は反磁性的反応しかしないので反磁性体と分類される。反磁性体の帯磁率  $\chi$  は負で、 温度変化しない。反磁性体の例としては石英をあげることが出来る。帯磁率は通常 cgs 単位系で ~  $-10^{-6}$  (SI 系では ~  $-0.8 \times 10^{-7}$ )である。

#### 常磁性

常磁性体は磁気モーメントを持った (ただし、隣の原子の磁気モーメントとは相互作用を持たない) 原子を 含む物質で、かけた磁場 *H* と平行に誘導磁化 *J_i* が生ずる (図 2.1b)。地球科学で問題となるような条件下 では *J_i* は *H* に比例する。反磁性体と同様に磁場がなくなると磁化もなくなる。常磁性体の例はファイアラ イト Fe₂SiO₄ で、室温での帯磁率は cgs 単位系で ~  $4.4 \times 10^{-4}$  (SI 系では ~  $3.5 \times 10^{-5}$ )である。

常磁性体ではそれぞれの原子の磁気モーメントは独立に磁場や熱エネルギーに反応する。絶対零度より高 いいかなる温度でも熱エネルギーは結晶格子を振動させて、原子の磁気モーメントをバラバラにしようとす る。磁場がかかってないと原子の磁気モーメントは全ての方向に同じ確率で分布して、全体の磁化 *J_i* は 0 と なる。

磁場がかかるとそれぞれの原子の磁気モーメントに磁場にならぶようにトルク (式 (1.3)) がかかる。磁気 双極子 *M* を磁場 *H* に揃えようとするエネルギーは式 (1.4) にあるように  $E = -MH \cos \theta$  である ( $\theta$  は *M* と *H* のなす角)。100 Oe (= 10⁻²T,地球磁場の約 100 倍) の磁場中にある磁気モーメント  $M = 2M_B =$ 



**Figure 2.1** (a) Magnetization, *J*, versus magnetizing field, *H*, for a diamagnetic substance. Magnetic susceptibility,  $\chi$ , is a negative constant. (b) *J* versus *H* for a paramagnetic substance. Magnetic susceptibility,  $\chi$ , is a positive constant. (c) *J* versus *H* for a ferromagnetic substance. The path of magnetization exhibits hysteresis (is irreversible), and magnetic susceptibility,  $\chi$ , is not a simple constant.

 $1.85 \times 10^{-20}$ Gcm³(=  $1.85 \times 10^{-23}$ Am²)の原子を考えると、整列のエネルギーは $MH = (1.85 \times 10^{-20}$  G cm³)× ( $10^{2}$  Oe) =  $1.85 \times 10^{-18}$  erg(=  $1.85 \times 10^{-27}$  J)となる。一方、 $300^{\circ}$ K (室温に近くて計算しやすいので昔から良く使われる温度)での熱エネルギーは、ボルツマン定数 kを掛けて、 $kT = (1.38 \times 10^{-16}$  erg/°K)( $300^{\circ}$ K) =  $4.14 \times 10^{-14}$ erg と整列のエネルギーより 4 桁大きい。それで、このようにかなり大きな磁場をかけても磁化は小さいのである。

ランジュバン理論は常磁性をうまく説明するものである。単位体積あたり N 個の原子双極子を持った常磁性体を考えよう。原子の双極子モーメントM が、かけた磁場 H と角度  $\theta$  を持つ相対的な確率  $P(\theta)$  は熱力学によれば

$$P(\theta) = \exp\left(\frac{MH\cos\theta}{kT}\right) \tag{2.1}$$

で与えられる。整列の度合いは整列エネルギーと熱エネルギーの比の指数に比例するることになる。双極子の数を N として、M の H 方向の成分を、 $\theta$  について 0 から  $\pi$  まで積分するとランジュバン理論の基本的な式が得られる。

$$J = NML(\alpha) \tag{2.2}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{z} \mathbf{z} \mathbf{\mathcal{T}}, \ L(\alpha) &= \operatorname{coth}(\alpha) - \frac{1}{\alpha} \\ \alpha &= \frac{MH}{\mathbf{k}T} \end{aligned}$$

関数  $L(\alpha)$  は ランジュバン関数、図 2.2 に形を示した。式 (2.2) を見れば二つの性質が見てとれる: (1) H = 0 では  $\alpha = 0$  となり L(0) = 0 だから J = 0 である。(2)  $\alpha = \infty$  なら  $L(\infty) = 1$  ゆえ、J = NM つまり、原 子の磁気モーメントは完全に磁場と揃っていることとなる。

地球科学で普通に取扱うような状況では  $\alpha = MH/kT$  は <  $10^{-6}$  である。ランジュバン関数は  $\alpha \ll 1$  で は  $L(\alpha) \approx \alpha/3$  となって、式 (2.2) は以下のように簡単になる。

$$J = NML(\alpha) = \frac{NM\alpha}{3} = \frac{NM^2H}{3kT}$$
(2.3)

$$\chi = \frac{J}{H} = \frac{NM^2}{3kT}$$
(2.4)



**Figure 2.2** The Langevin function,  $L(\alpha)$ . Notice that for  $\alpha < 1$ ,  $L(\alpha) \approx \alpha / 3$ .

これが常磁性帯磁率のキュリーの法則である。キュリーの法則は様々な物質の様々な温度での常磁性帯磁率 と良く一致する。また、常磁性体で χ が温度に反比例して減少するという事実も説明できる。

#### 強磁性

強磁性体も磁気モーメントを持つ原子を含んでいるが、常磁性体と違って原子の磁気モーメントが隣どうし 強く相互に作用している。この相互作用のために強磁性体は常磁性体よりも何桁も大きな磁化を発生するので ある。ある強磁性鉱物をとると、ある温度では決まった最大磁化飽和磁化  $j_s$ を持っている (図 2.1c)。磁化が  $j_s$  に達するとそれ以上磁場 H を強くしても磁化は強くならない。金属鉄は強磁性体で、室温で  $1.8 \times 10^3$ G ( $1.8 \times 10^6$ A/m)の飽和磁化を持っている。

温度が上昇すると飽和磁化は減少して、それぞれの強磁性物質固有のキュリー温度  $T_C$  でゼロとなる (磁鉄鉱では 580°C、赤鉄鉱では 680°C)。磁鉄鉱と赤鉄鉱の  $j_s$ の温度依存性を図 2.3 に示した。キュリー温度を越えると強磁性体は常磁性体になる。

強磁性体には磁化の強さの他にかけた磁場の方向を記録できるという有用な性質がある。磁場を除いても 磁化はゼロとならずに、かけた磁場の記録を残す。磁場 H の関数としての磁化 J の軌跡は履歴曲線 (ヒス テリシスループ) と呼ばれる。磁気履歴については後に詳しく取り上げる。磁気履歴という現象があるので、 強磁性体の帯磁率は反磁性体や常磁性体のように簡単ではない。

強磁性体の中で磁気モーメントが隣と同じ方向を向こうとするのは量子力学的な交換相互作用のせいであ る。古典物理学では交換相互作用の説明は出来ないので、きちんと理解するためには、まあ、数年は真面目 に勉強しないといけない。ここでは、強磁性体の定性的な説明を少しすることにとどめておこう。

パウリの原理によれば一つの原子の中には四つの量子数 n,l,l_z,s_z がいずれも等しい電子は一つしか存在 しない。一個の原子をとってみれば占有する電子状態に何も問題は存在しない。しかし、結晶格子として集 まると話しがややこしくなることがある。電子の軌道は確率分布で中には細長いものもある。固体の結晶に 原子が詰め込まれると電子の確率分布が一部重なるものもでてくる。こうして重なると電子は両方の原子に ついてパウリの原理を満たそうとする。その結果隣同士の原子の電子状態ひいては磁気モーメントは強く結 びつけられる。この単純な描像でも結晶構造と充填の密度が、遷移金属を含む固体が常磁性体になるか(軌道 の重なりがなくて交換相互作用もない)、強磁性体になるか(軌道がかなり重なっていて交換相互作用がある) を決めていることがわかるであろう。

熱膨張すれば原子間距離は増加するので、交換相互作用は弱くなり、その結果 *j*_s は温度の上昇とともに減 少する。温度が上がると、原子間距離はどんどん増加して、キュリー温度 *T*_C で交換相互作用がなくなる。



Figure 2.4 Exchange couplings for (a) ferromagnetic, (b) antiferromagnetic, and (c) ferrimagnetic materials. The net magnetization for ferrimagnetic material is shown at right; the net magnetization of antiferromagnetic material is zero.

そこで、それぞれの原子の磁気モーメントは独立となって、物質は常磁性体となる。一般にこの過程は可逆的で、物質の温度が *T_C*以下に冷えると強磁性は復活する。

強磁性体にはその方向にそって磁場をかけると最も容易に飽和磁化に達する結晶学的な方向があって、結 晶磁気容易軸と呼ばれている。強磁性体の性質が結晶方位に依存することを結晶磁気異方性と呼ぶ。これは、 原子の磁気モーメントが回転する時には電子軌道も回転するために生ずる。原子間距離は結晶方位に依存す るので、軌道の重なり、ひいては交換相互作用の強さもまた結晶方位に依存する。結晶磁気異方性は岩石の 古地磁気の安定性の源泉で、第3章でより詳しく議論する。

交換相互作用が生み出す関係は、平行も反平行もありうる。どちらになるかはどの遷移金属が含まれているかと、どんな結晶構造になっているかによる。図 2.4 に並び方の場合を示した。原子の磁気モーメントがならんでいるのだから三つとも一般的な意味で強磁性と呼んでも良い。厳密には、強磁性はとなりの原子と平行に並ぶ図 2.4a の場合だけを指す。図 2.4b と 2.4c では <u>ある層の中</u>では磁気モーメントは平行で、<u>層と層の間</u>では反平行になっている。磁化が層間で等しければ打ち消して  $j_s = 0$  となる。このような場合を反強磁性と呼ぶ。層間の反平行になっている磁気モーメントの大きさが違ったら、結果として現れる磁化  $j_s$  は大きい方の磁気モーメントの方を向く。そのような物質をフェリ磁性体と呼ぶ。主要な"強磁性"鉱物は実はフェリ磁



性体である。この後では"強磁性体"とは交換相互作用で磁気モーメントがならんでいる物質という一般的な 意味で用いる。どの種類の並び方かが問題となった場合にのみ反強磁性などと特定することとする。

## 強磁性鉱物の鉱物学

最も重要な強磁性鉱物といえば鉄チタン酸化物である。鉄チタン酸化物は普通は不透明であるので、岩石 学的に調べようとすれば研磨片を反射光で見ないといけない。普通の岩石学の授業では薄片を透過光で調べ ることに力点がおかれているので、不透明鉱物にはあまり注意を払わない。それで、鉄チタン酸化物は一般 にはあまり馴染みのない鉱物となっている。古地磁気学を理解する上では鉄チタン酸化物の結晶化学と磁気 構造の知識が少し必要である。その中には溶岩から第一に析出する相や、火成岩やそれから生まれる堆積岩 中で、鉄チタン酸化物を生み出す鉱物間の固体反応に関するものも含まれている。

鉄チタン酸化物の組成は昔から TiO₂-FeO-Fe₂O₃の三角ダイアグラムで表現する (図 2.5)。左右の位置は 鉄の 2 価と 3 価のイオンの比を、下から上にいくにつれて全鉄に対するチタンイオンの含有量 (Ti⁴⁺:全 Fe) の増加を示している。Fe³⁺の角の組成を (1/2)Fe₂O₃ とすることでダイアグラム上どこでも陽イオンの数が 1 となるようになっていて、そのために、酸化線 (Fe³⁺:Fe²⁺ が増加する線) が底辺と平行になる。二つの固 溶体系列、チタン磁鉄鉱とチタン赤鉄鉱、が我々にとって興味の焦点である。この二つの系列の鉱物は火成 岩において主要な結晶相で、1% から 5% の体積を占めている。

## チタン磁鉄鉱

チタン磁鉄鉱は立方晶形の不透明鉱物で、磁鉄鉱 (Fe₃O₄) とウルボスピネル (Fe₂TiO₄) を両端とする組成 を持っている。チタン磁鉄鉱はスピネル構造をしている。単位格子は 32 個の O²⁻ イオンを含んでいて、そ れらが 8 つの面心立方単位格子になっている。それで、O²⁻ イオンは単位格子の対角線 [111] 方向と垂直な (111) 面内では六方最密充填になっている。この O²⁻ イオンの格子には二種類の陽イオンのための席がある。 A 副格子点は単位格子中に 8 個あり、正 4 面体を作る 4 つの O²⁻ イオンに接している。B 副格子点は単位 格子中に 16 個あり、正 8 面体を作る 6 つの O²⁻ イオンに接している。この 4 面体と 8 面体がどのような関 係にあるか図 2.6 に示した。単位格子中の 24 個の陽イオンの分布と副格子点間の交換相互作用がチタン磁鉄 鉱の磁気的性質の鍵となる。



Figure 2.7 Comparison of cation distributions in normal spinel and inverse spinel. A and B indicate A sublattice and B sublattice cations, respectively; arrows indicate directions of cationic magnetic moments. Redrawn after McElhinny (*Palaeomagnetism and Plate Tectonics*, Cambridge, London, 356 pp., 1973).

磁鉄鉱では単位格子中に含まれる 16 個の  $Fe^{3+}$  イオンと 8 個の  $Fe^{2+}$  イオンが、逆スピネル構造で A、B 両副格子点に位置している。普通のスピネル構造では同じ種類の陽イオンは同じ副格子を占める。例えば、 ZnFe₂O₄ では化学式中の  $Fe^{3+}$  イオン 2 個は B 副格子点を、 $Zn^{2+}$  イオン 1 個は A 副格子点を占めている (図 2.7)。逆スピネル構造の磁鉄鉱の場合は化学式中の二つの B 副格子点は  $Fe^{2+}$ 、 $Fe^{3+}$  一個ずつで占められて、 残った  $Fe^{2+}$  イオンは A 副格子点に入る。

Fe²⁺ イオンとFe³⁺ イオンの磁気モーメントの並び方も図 2.7 に示した。陽イオンの間の交換相互作用は O²⁻ イオンを媒介にしており、超交換相互作用と呼ばれている。結果として、同じ副格子点に属する陽イオ ンは磁気モーメントが平行になって、A と B の副格子点の間では反平行となる。A 副格子点の Fe³⁺ イオン 一個に対して B 副格子点には Fe³⁺ 一個と Fe²⁺ 一個が存在するわけだから、Fe²⁺ 一個分の磁気モーメント が全体として残ってくることになる。このように二つの磁気モーメントの異なる副格子点が反平行になるこ とで、Fe₃O₄ はフェリ磁性体となるのである。スピネル結晶構造は [111] 方向に磁化し易い、すなわち、[111] 方向が結晶磁気容易軸である。結果として現れる磁鉄鉱の飽和磁化は 480G (4.8 × 10⁻⁵ A/m) (0°K でのゼ ロ点エネルギーの補正後)、でキュリー温度は 580°C である。

チタン磁鉄鉱系列において磁鉄鉱の性質がどう変わるかを理解するのに、チタンが最も多いウルボスピネ ル Fe₂TiO₄の性質を見ておくのはいいだろう。Ti⁴⁺ イオンは逆スピネル構造で B 副格子点に入る。電気的



**Figure 2.8** Saturation magnetization and Curie temperature for titanomagnetite series. Composition is indicated by parameter *x*; the left axis indicates saturation magnetization  $(j_s)$ ; the right axis indicates Curie temperature  $(T_c)$ . Redrawn after Nagata (1961).

に中性になるには残りのイオンは二つとも Fe²⁺ である。Ti⁴⁺ は電子軌道がうまっているので磁気モーメントを持っていない。そうすると、図 2.7 のように二つの副格子点 A, B は等しい磁気モーメントを持っていることとなって、ウルボスピネルは反強磁性となる。ただし、ネール温度(反強磁性的相互作用が消える温度)は -153℃ なので、ウルボスピネルは常温では常磁性体である。

チタン磁鉄鉱系列ではチタンが増えるにつれて Fe³⁺ が Ti⁴⁺ に置き換わっていく。チタン磁鉄鉱系列全体 の化学式は Fe_(3 - x)Ti_xO₄で、x はチタン磁鉄鉱の 0.0 からウルボスピネルの 1.0 まで変化する。イオンの置 換は 2Fe³⁺ → Fe²⁺ + Ti⁴⁺、すなわち、残った鉄イオンの価数は Ti⁴⁺ 一個毎に一個ずつ Fe³⁺ から Fe²⁺ に 変化しないといけない。Ti⁴⁺ イオンが B 副格子点に入ることには議論はないが、Fe²⁺ と Fe³⁺ のイオンが 中間の組成でどのような分布で副格子点を占めるか、その結果生ずる磁化がいくらになるかは議論のあると ころである。

ここでは Fe²⁺ と Fe³⁺ が A B それぞれの副格子点に同数入るとするわかり易い近似 (素早く冷えたチタン磁鉄鉱では多分正しい)を使うこととする。そうすると、0°K での飽和磁化  $j_s$  は組成の一次関数で変化する。磁気モーメントを持たない Ti⁴⁺ が磁鉄鉱構造の中で増えるにしたがって、飽和磁化は次第に小さくなるというもっともなことになるのである。キュリー温度  $T_C$  の Ti 含有量依存も同様に重要である。図 2.8 は チタン磁鉄鉱の  $T_C$  と  $j_s$  を組成パラメータ x の関数として表したものである。チタン磁鉄鉱は x > 0.8 の範囲では室温で常磁性となる。

## チタン赤鉄鉱

チタン赤鉄鉱がチタン磁鉄鉱ほど単純であれば良いのであるが、そうではない。以下の説明では本質を明かにするために細かいことには出来るだけ目をつぶることとする(Louis Néel や Ken Hoffman といった専門家の人々がこんなに単純化すると侮辱されたような気がしたとしたらお詫びする)。

ほとんどの火成岩ではチタン赤鉄鉱とそれからの酸化生成物はチタン磁鉄鉱とその酸化生成物より少ない。 しかし、非常に珪長質または酸化された火成岩ではチタン赤鉄鉱が主要な強磁性鉱物となることがある。そ れに加えて、古地磁気研究で非常に良く使われる赤色堆積岩中では、チタン赤鉄鉱はしばしば唯一の強磁性 鉱物である。

チタン赤鉄鉱は普通は不透明鉱物で、六方晶系の構造をしている。ほぼ、六方最密充填の O²⁻の層は (0001) 面に平行である。18 個の O²⁻ あたり 18 個の六配位(8 面体)の陽イオンサイトがある。チタン赤鉄鉱では



**Figure 2.9** Coupling of cationic (Fe³⁺) magnetic moments in hematite. Planes of cations are basal (0001) planes; magnetic moments are parallel within a particular basal plane; coupling of cationic (Fe³⁺) magnetic moments between (0001) planes is shown on the right of the diagram; the magnetic moment in the upper plane is shown by the dark gray arrow; the magnetic moment in the lower plane is shown by the light gray arrow; the vector sum of these two nearly antiparallel magnetic moments is shown by the bold black arrow using a greatly expanded scale.

そのうちの 2/3 のサイトがうまっている。

赤鉄鉱では(後にでてくる他の結晶形の Fe₂O₃ と混同しないように  $\alpha$ Fe₂O₃ と書く)陽イオンは全部 Fe³⁺ で (0001)面に有って O²⁻ イオンの層と交互に積み重なっている。Fe³⁺ イオンの磁気モーメントは底面内つ まり [0001]軸と直交している。原子のモーメントは (0001)面内では平行を向き、隣の面との間はほとんど反 平行を向くように並んでいる。しかし、図 2.9 のように、交互になっている層の磁気モーメントの間の角度 は 180°からほんの少しはずれていて、全体として磁化が生ずる。この磁化は底面内で Fe³⁺ 面の磁気モーメ ントとほとんど垂直である。赤鉄鉱 ( $\alpha$ Fe₂O₃)は傾斜反強磁性と呼ばれて、この不完全な反強磁性によるお よそ 2G (2×10³ A/m)の飽和磁化を持っている。

傾きによる磁化に加えて、天然に産する赤鉄鉱には欠陥強磁性と呼ばれるものがある。これは、おそらく 格子欠陥か非磁性の不純物陽イオン(の秩序構造)によるものである。これら二つの全磁化への寄与は複雑 で良くわかっていないが、効果としては弱いながらも  $j_s \approx 2 - 3G(2 - 3 \times 10^3 A/m)$ の強磁性となる。もう 一度ややこしいところを飛ばしてしまえば、実効的な赤鉄鉱の ネール温度(反強磁性鉱物内の交換相互作用 が消失する温度)は 680°C である。

イルメナイト (FeTiO₃) となると、Ti⁴⁺の層が Fe²⁺ イオンの層と交互に重なっている。ある基底面内の Fe²⁺ イオンの磁気モーメントは [0001] 方向の磁気モーメントを持つように平行に並んでいる。一つおきにある Fe²⁺ の層は反平行になるので、イルメナイトは–218°C のネール温度を持った反強磁性体である。

チタン赤鉄鉱系列のイオン置き換えはチタン磁鉄鉱とちょうど同じように、 $Ti^{4+}$ が $Fe^{3+}$ イオンと置き換わり、もう一つの鉄イオンが $Fe^{3+}$ から $Fe^{2+}$ へと価数が変化する。一般的な化学式は $Fe_{2-x}Ti_xO_3$ で、xは赤鉄鉱の 0.0 からイルメナイトの 1.0 まで変化する。図 2.10 に示すように"キュリー"温度は組成に対して単純に直線的に変化する。しかし、飽和磁化  $j_s$ (0°K での値)は複雑に変化する。これは中間成分のチタン赤鉄鉱の陽イオンの分布で説明する。x > 0.8のチタン赤鉄鉱は Ti 成分の多いチタン磁鉄鉱と同様に室温もしくはそれ以上では常磁性であることには注意すべきである。

0.0 < x < 0.45の範囲ではチタン赤鉄鉱は赤鉄鉱の傾斜反強磁性の配列を維持していて、鉄とチタンのイオンは陽イオン層に等量分布している。この組成範囲内で飽和磁化はほぼ一定で小さい ( $j_s \approx 2$ G)。しかしながら、x > 0.45では、鉄とチタンのイオンはもはや同様に分布しない。チタンイオンは一つおきの陽イオ



**Figure 2.10** Saturation magnetization and Curie temperature for titanohematite series. Composition is indicated by parameter *x*; the left axis indicates saturation magnetization ( $j_s$ ); the right axis indicates Curie temperature ( $T_C$ ); compositions *x* < 0.45 have canted antiferromagnetic coupling; compositions 0.45 < *x* < 1.0 have ferrimagnetic coupling. Modified from Nagata (1961) and Stacey and Banerjee (1974).

ン層に好んで分布するようになる。チタンイオンは磁気モーメントを持たないので二つの異なる磁気モーメントを持った副格子の反平行結合が起こり、0.45 < x < 1.0 のチタン赤鉄鉱はフェリ磁性となる。

中間的なチタン赤鉄鉱はもう一つ珍しい磁気的性質を持っている。熱残留磁化の自己反転である。組成と 冷却速度に依存するのだが、とある中間組成のチタン赤鉄鉱は冷却時の外部磁場と反平行に磁化することが ある。現在ではこのような組成のチタン赤鉄鉱が岩石の主要な磁性鉱物であることはまれであることが知ら れており、自己反転の性質は一般的でないことがわかっている。しかしながら、第9章で取り上げるように この自己反転の性質は地磁気極性タイムスケールの発展の初期には混乱の原因となった。

### 初生の鉄チタン酸化物

この節では、もともとはマグマから晶出したものである鉄チタン酸化物の、粒子サイズ分布と組成につい て議論する。これらのもともとの相は初生鉄チタン酸化物と呼ばれる。

およそ 1300°C ではチタン磁鉄鉱もチタン赤鉄鉱も両方晶出する。これらは、火山岩の結晶分化作用の初 期の段階である。冷却速度が鉄チタン酸化物の粒子サイズ分布に最も大きく影響する。素早く冷える火山岩 (例えば海洋の枕状溶岩)の場合はしばしば 1-μm 以下の粒子を含んでいる。このような細粒のチタン磁鉄鉱 はしばしば繊細な骨組み構造を示す。ゆっくり冷える貫入岩は普通大きな粒子を含む。時には 100μm を越え る。読み進むとわかるように、細粒の磁性鉱物はもっとも良い磁気記録媒体である。これは古地磁気研究で 火山岩が貫入岩より好まれる理由の一つである。

マグマ分別過程の結果、塩基性火山岩は酸性火山岩に比べて一般に初生の鉄チタン酸化物の割合が多く、 その中の Ti:Fe 比も高い。玄武岩ではチタン磁鉄鉱とチタン赤鉄鉱が初生の鉄チタン鉱物である。初生の鉱 物組成はチタン磁鉄鉱が0 < x < 0.8の範囲にあって、チタン赤鉄鉱は0.8 < x < 0.95のほとんど純粋なイ ルメナイトであることが多い。したがって、初生のチタン赤鉄鉱は地表の条件では常磁性である。玄武岩中 の鉄チタン酸化物含有量は5%程度で、ほぼ同量のチタン磁鉄鉱とチタン赤鉄鉱が占めるのが典型的な例で ある。

酸性のマグマは塩基性のマグマより高い酸素フガシティを持っている。酸性岩類は鉄チタン鉱物に乏しく、



Figure 2.11 Micrographs of FeTi-oxide minerals. (a) Optical photomicrograph of exsolved rod-shaped grains of titanomagnetite (small white grains) within a plagioclase crystal. (b) Optical photomicrograph of exsolution of magnetite grains (white) within ulvspinel (gray). (c) Optical photomicrograph of Ti-rich titanohematite (dark-gray lenses) within light-gray host Fe-rich titanohematite. (d) Optical photomicrograph of ilmenite lamellae within titanomagnetite grain; note the symmetry of the ilmenite planes that are parallel to (111) planes of the host titanomagnetite. Photomicrographs kindly provided by S. Haggerty.

その中のチタン含有量も低い。初生のチタン磁鉄鉱はチタンに乏しく磁鉄鉱に近付き、チタン赤鉄鉱は赤鉄 鉱成分が多くなる。チタン磁鉄鉱の方は中間的な組成のものも多いが、0.4 < x < 0.8 の範囲のチタン赤鉄鉱 は比較的まれである。塩基性から中性の火成岩のチタン赤鉄鉱はほとんどの場合チタンに富んでいる、酸性 の火成岩ではしばしばチタンに乏しいものも産する。

マグマから直接晶出した初生の鉄チタン酸化物に加えて、チタンの少ないチタン磁鉄鉱は深成岩の斜長石 や輝石からエクソリューションすることもしばしばある (図 2.11a)。このようなチタン磁鉄鉱は量比でいえば 少なくても、粒子サイズが小さく、有効な古地磁気記録を担っていることが多い。初生の鉄チタン酸化物は 最初の冷却過程で固相でのエクソリューションや酸化の影響を被ることがある。どちらも、鉄チタン酸化物 の組成や粒子サイズに影響を及ぼし、ひいては磁気的性質に重大な影響を及ぼす可能性がある。

## エクソリューション

チタン磁鉄鉱もチタン赤鉄鉱も ~1300°C で晶出する。その温度では完全に固溶する。つまり、高温ではど んな組成のものでも出来るのである。しかしながら、低温では組成のギャップが図 2.12 の曲線の下に広がっ ている。この曲線より低い温度では中間的な組成のものは鉄とチタンイオンの固体内拡散によってチタンに 富んだ領域と乏しい領域に分かれる(エクソリューションを起こす)。しかし、拡散は低温では遅いので、非 常に速く冷却すれば中間的な組成が残ることもある。チタン磁鉄鉱はかなり低温で(~600°C)分離するので、 エクソリューションは遅く、通常は非常にゆっくり冷却した深成岩でしか見られない。チタン赤鉄鉱の組成 ギャップはより高い温度で始まっており、そのエクソリューションはより速い。

中間的な組成のチタン磁鉄鉱やチタン赤鉄鉱のエクソリューションは以下の二つの理由から重要である。



**Figure 2.12** Compositional gaps for titanohematite and titanomagnetite. Compositions are indicated by parameter *x* for each series; solid solution is complete within each series at temperatures above the bold curves; exsolution occurs for intermediate compositions at temperatures below these curves. Adapted from Nagata (1961) and Burton (*Reviews in Mineralogy*, v. 24, in press).

- 1. 中間組成の粒子のチタンに富んだ領域と乏しい領域の複合した粒子への変化は *j*_s や *T*_C といった組成 に依存する磁気的性質を変化させる。
- 2. エクソリューションは実効的な粒子サイズを劇的に減少させる。

エクソリューションによって、大きな一様な粒子はずっと小さなチタンに乏しい(鉄に富んだ)領域と、それ を補うチタンに富んだ(鉄に乏しい)領域の複合した粒子となる。チタン磁鉄鉱では、エクソリューションは チタンに富んだ領域にとり囲まれたチタンに乏しい立方体の結晶を生ずる(図 2.11b)。その結果、複合粒子 は強磁性のチタンに乏しいチタン磁鉄鉱の細かい結晶を常磁性のチタンに富んだチタン磁鉄鉱の領域がとり 囲むということになる。似た状況はチタン赤鉄鉱のエクソリューションでも起きる。ちがいはエクソリュー ションが(0001)面に沿って起きて、虎縞の複合粒子を生ずることである(図 2.11c)。次の章で議論するよう に、エクソリューションに伴った強磁性粒子のサイズの減少は磁気的性質に非常に深い影響を及ぼすことと なる。

## 高温酸化

火成岩の最初の冷却時に起こる酸化は高温酸化 (deuteric oxidization) と呼ばれる。冷却時に初生の鉄チタン酸化物粒子はしばしば周囲の温度や酸化状態との平衡から外れる。高温酸化はよほど速く冷却するかガスが逃げないほど高圧下で冷却するか (例えば海洋底など)でない限りほとんど必ず発生する。

玄武岩の高温酸化については多くの研究が行なわれており、高温酸化の起こる典型的な条件は温度が 750°C で  $f_{O_2}$  が  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  気圧である。高温酸化は固相で起きるが、普通はキュリー温度以上で起きる。初生の チタン磁鉄鉱もチタン赤鉄鉱も高温酸化の影響を受ける。例として良く観測される玄武岩中のチタン磁鉄鉱 の高温酸化を考えてみよう。酸化による組成変化の経路は図 2.13 のようになる。初生のチタン磁鉄鉱の組成 は x = 0.6 で、玄武岩では典型的なものである。酸化は一般に鉄チタン比が一定のまま進む。この三角ダイ アグラムでは底辺に平行となる。Fe²⁺:Fe³⁺ 比は酸化するにしたがって増加して、組成を右側へと押しやる。しかし、出来る粒子は普通は均質ではなく、もとのチタン磁鉄鉱の (111) 面に沿ったスダレ状のイルメナイトの結晶を伴っている。チタン磁鉄鉱の組成も鉄に富んだものになって純粋の磁鉄鉱に近付いている。



**Figure 2.13** TiO₂—FeO—F₂ $\textcircled{O}_3$  ternary diagram.Composition of primary *x* = 0.6 titanomagnetite is shown by the square; the stippled arrow shows the change in composition during deuteric oxidation; the circles connected by solid lines show the mineral compositions resulting from deuteric oxidation.

高温酸化によるチタン磁鉄鉱の組成の変化は磁気的性質を変える。高いキュリー温度と大きな飽和磁化を 持った鉄に富んだチタン磁鉄鉱が、中間的な組成を持った初生のチタン磁鉄鉱と置き換わるのである。それ に加えて粒子が劇的に小さくなる。初めにできた粒子は常磁性のイルメナイトで区切られた沢山の小さな粒 子に分割される。この粒子サイズの減少も磁気的性質に大きな影響を与える。

高温酸化には段階がいくつかある。特定の火成岩の鉄チタン酸化鉱物が到達する段階は、冷却速度と f_{O2} に依存する。初生のチタンに富んだチタン赤鉄鉱も高温酸化を被る。極端な場合、ルチル (TiO₂)、赤鉄鉱 ( $\alpha$ Fe₂O₃)、シュードブルッカイト (Fe₂TiO₅)の集合の粒子となる。同様に初生のチタン磁鉄鉱も極端に高温 酸化を被るとルチルと赤鉄鉱になる。高温酸化の磁気的性質に対する重要性が良く分かる例として一枚の玄 武岩溶岩の表面から中への磁気的性質の変化をあげることが出来る。磁化強度も安定性も中にいくほど大き くなっていることが多い。内部では高温酸化がより進んだ段階に達しているからである。

#### 低温酸化

常温でのチタン磁鉄鉱の風化や、 $T < 200^{\circ}$ C での熱水変質で陽イオン欠陥スピネルが出来ることがある。 分かりやすい例として磁鉄鉱の酸化で生ずるマグヘマイト ( $\gamma$ Fe₂O₃) があげられる。これは、化学的には赤鉄鉱 ( $\alpha$ Fe₂O₃) と同じであるが、スピネル構造を維持している。

低温酸化の過程の理解のために、B 副格子点の陽イオンを角括弧で示す構造式が分かりやすい。例え ば、磁鉄鉱は Fe³⁺ [Fe³⁺Fe²⁺]O₄ と書いて、化学式の当量あたり一つの Fe³⁺ イオンが A 副格子点に入り、 Fe³⁺ イオンーつと Fe²⁺ 一つが B 副格子点に入るということを示す。マグヘマイトをこの構造式で書くと、 Fe³⁺ [Fe³⁺Fe³⁺_{2/3}□_{1/3}]O₄ となる。これは、磁鉄鉱がマグヘマイトに酸化される際に初めにあった Fe²⁺ イオ ンの 2/3 がイオン価を Fe³⁺ に変えて、同時に B 副格子点にあった Fe²⁺ イオンの 1/3 が取り除かれる事を 示している。これはスピネル構造の Fe²⁺ の占めていた格子点に空孔 (□) が拡散で導入されるということで ある。陽イオンの格子点を空孔が占めることから陽イオン欠陥スピネル構造という名前が来ている。磁鉄鉱 のフェリ磁性は B 副格子点の Fe²⁺ の結果なのだから、この陽イオンが 1/3 なくなると飽和磁化は磁鉄鉱の 480G( $4.8 \times 10^5$ A/m) からマグへマイトの 420G( $4.2 \times 10^5$ A/m) に減少する。マグへマイトは通常は準安定 で、300–350°C に加熱すると非可逆的に六方晶系の  $\alpha$ Fe₂O₃ 構造へと変化する。 同様の低温酸化はチタン磁鉄鉱でも起こって、陽イオン欠陥型のチタン赤鉄鉱になる。チタン磁鉄鉱(組成 x = 0.6)は海洋地殻の上部 5km を作っている枕状熔岩中の初生鉄チタン酸化鉱物として最も多いものである。海洋底での変質の過程で、チタン磁鉄鉱はチタノマグへマイトに酸化され、それにともなって磁化の強度が減少する。その結果海洋磁気異常が顕著に減少する。海洋底で一般的であるということは、チタノマグへマイトが地殻中で最も多い鉄チタン酸化鉱物の一つであるということである。

近年、マグヘマイトの形成は土壌中での強磁性鉱物の増加に最も寄与していることがわかってきた。堆積 性の磁鉄鉱に加えて、マグヘマイトの形成には下記の三つのプロセスがあり得る:

- 1. 土壌形成中の酸化還元サイクルの繰り返しによる鉄の酸化物や水酸化物からのマグへマイト (時には磁 鉄鉱)の形成;
- 2. 有機物の自然発火; ~200°C を越える温度は常磁性の鉄を含んだ鉱物がマグへマイトに変化するのを助 ける;
- 3. レピドクロサイト (₇FeOOH)の脱水素反応、レピドクロサイトは一般的な鉄珪酸塩の風化鉱物である。

## 鉄の水酸化物と硫化物

鉄の水酸化鉱物(正確にはオキシ水酸化鉱物)は風化した火成岩や変成岩、土壌、堆積物中に多く含まれている。最も重要な水酸化鉱物はゲーサイト(αFeOOH)である。これは、湿潤な地域の土壌中で安定な鉄水酸化鉱物であり、また、石灰岩中のパイライト(FeS₂)の変質で生ずる。ゲーサイトは斜方晶系で、ネール点120°Cの反強磁性体であるが、天然に産するゲーサイトは弱い強磁性を示すことが多い。自然界でのゲーサイトの脱水素反応(または実験室での300-400°Cの加熱)によって赤鉄鉱が生ずる。この反応は赤色堆積物生成の重要なプロセスである。レピドクロサイト(γFeOOH)は立方格子の水酸化物で常温では常磁性である(ネール点-196°C)。レピドクロサイトはしばしば脱水素反応でゲーサイトやマグへマイトに変化する。

鉄硫化物の生成は海洋堆積物の古地磁気記録を考える上では極めて重要である。この点については第8章 で詳しく議論することとして、ここでは、硫化鉱物の基本的な磁気的性質についてふれるにとどめることと しよう。硫化鉱物は自然界ではパイライト (FeS₂) からトロイライト (FeS) の範囲で生ずる。ただし、後者は 隕石以外ではまれである。鉄硫化鉱物の一般式は組成変数 x を用いて FeS_{1+x} ( $0 \le x \le 1$ ) と書ける。ピロー タイトはフェリ磁性の鉄硫化鉱物で、組成は Fe₇S₈ から Fe₉S₁₀ ( $0.11 \le x \le 0.14$ )、単斜構造を持っている。 鉄イオンは反平行に結合した二つの副格子に納まるが、それぞれの鉄イオン数は等しくない。それで、ピロー タイトはフェリ磁性である。キュリー温度は 320°C。 飽和磁化は 130G( $1.3 \times 10^5$ A/m) に達することがある。 ピロータイトは有機物の多い堆積環境での海洋堆積物の続成過程で生じたものが多いが、貫入岩の接触変成 でも生ずることがある。

## 第3章 自然残留磁気の起源

この本の章のなかで、この章は「The Big Enchilada」である。この章をやらずに済ますわけには行かない。 自然残留磁気の獲得に至る物理的プロセスがここに示してある。古地磁気の最も基本的で最も魅惑的な点は、 おそらくは、岩石の生成時の地球磁場が記録されて、地質学的時間を超えて維持されるプロセスに関するこ とであろう。我々は、古地磁気学のこの面から、"魔法"を取り除いていきたい。しかし、そのプロセスが確 かに働くという、自然への驚きを取り除かないようにしたい。自然残留磁気のそれぞれのタイプの物理的原 理の基本のみをここでは取り上げる。岩石磁気の特別なトピックは第8章でもう少し細かい点についてまで 取り上げる。

新しい概念が沢山出てきて、進展を追いかけるのに多少努力が必要である。この章を何度も読まないと、 沢山の新しい概念がどう言う関係になっているのかわからないであろう。しかし、ここでの努力は必ず報わ れて、先の章で、総括的な概念が出てくるときにずっと分かりやすくなっているだろう。我々は、微粒子の 強磁性の理論を示すことから始めたい。これは、すべての岩石磁気学の発展の裏付けとなっているのである。

## 微粒子の強磁性

岩石というのは、微粒子の強磁性鉱物の集合が、常磁性や反磁性の鉱物のマトリックスのなかに分散して いるものである。我々は強磁性粒子個々の磁性に興味がある一方で、岩石の磁化、即ち、強磁性粒子の集合 とマトリックスのことも考えないといけない。個々の強磁性粒子の磁気的パラメータと岩石試料全体の磁気 的パラメータを区別しておくことは有用である。ここでは、個々の強磁性粒子の磁気的パラメータを小文字 で、岩石試料全体の磁気的パラメータを大文字で書くこととする。例えば、個々の強磁性粒子の磁化を *j*、 試料全体の磁化を *J* というふうにする。

### 磁区

まず始めは、磁区の概念の紹介と観察についてである。一様な磁化をもった、球形の強磁性鉱物の粒子を 考える (3.1 図 a)。原子の磁気モーメントは一対の磁荷と考えることもできる (1.1 図 a の様に)。磁荷は粒子 の内部では隣どうし打ち消し合って、粒子の表面に分布する磁荷を作る。球形の粒子であれば、半球面上に 正の磁荷が、反対側には負の磁荷が分布する。隣どうしの磁荷の間には反発力が生じるので、この磁荷分布 にはエネルギーが蓄えられていることとなる。これが、静磁エネルギー、*e_m*である。

我々はすぐに一様に磁化した粒子の静磁エネルギーを決定する式を導く。ここで必要なことは、一様な磁化 jをもった粒子では、 $e_m$ は  $j^2$ に比例することである。一様磁化した強磁性粒子では  $j = j_s$ となって、静磁エネルギーは  $j_s$ の高い物質では大変大きくなる。

磁区の形成は、図 3.1b に示すように、逆符号の磁荷を隣り合うようにして、磁荷で覆われる表面の割合を減らすことによって、静磁エネルギーを減少させる。個々に見ればどの磁区も磁化は  $j_s$  である。しかし、粒子全体としては  $j \ll j_s$  の磁化しか持たない。半径  $d > 10 \mu m$ の磁鉄鉱粒子は何十といった磁区を含んでいて、多磁区 (MD: multidomain) 粒子といわれる。磁区を隔てる領域が磁壁である (図 3.1c)。隣どうしの原子間の交換エネルギーのために原子の磁気モーメントは磁壁のなかで、少しずつ螺旋状にずれて行く。そして、磁壁は有限のエネルギーと有限の厚さ (磁鉄鉱ではおよそ 1000Å) をもつことになる。



**Figure 3.1** (a) Uniformly magnetized sphere of ferromagnetic material. The direction of saturation magnetization  $j_s$  is shown by the arrow; surface magnetic charges are shown by plus and minus signs. (b) Sphere of ferromagnetic material subdivided into magnetic domains. Arrows show the directions of  $j_s$  within individual magnetic domains; planes separating adjacent magnetic domains are domain walls. (c) Rotation of atomic magnetic moments within a domain wall. Arrows indicate the atomic magnetic moments which spiral in direction inside the domain wall.

#### 単磁区粒子

粒子サイズが減少すると、磁区の数も減少する。実際、粒子が大変小さくなると静磁エネルギーの減少が、 磁区を二つにするための磁壁を作るエネルギーを上回る。この粒子サイズ以下では、粒子を磁区に分割する ことはエネルギー的に得ではなくなる。その代わりに、粒子はたった一つの磁区をもつこととなる。このよ うな粒子は単磁区 (SD: single-domain) 粒子と呼ばれて、多磁区粒子とは性質が劇的に変化する。

単磁区粒子に代わる粒子半径は単磁区闌半径 (Single-domain threshold size:  $d_0$ ) である。この大きさは さまざまな要因に依存するが、粒子の形や飽和磁化  $j_s$  にも依る。 $j_s$  の小さな強磁性鉱物は、磁区を生じよ うとする傾向が小さい。静磁エネルギーが小さいからである。したがって、赤鉄鉱 ( $j_s$  は 2G) は粒子半径 ( $d_0$ ) = 15 $\mu$ m まで単磁区である。だから、岩石中にある赤鉄鉱の大部分は単磁区である。しかし、磁鉄鉱は ずっと大きな  $j_s$  を持っていて、細粒の磁鉄鉱のみが単磁区である。理論的な  $d_0$  の値は、直方体の磁鉄鉱粒 子の場合を図 3.2 に示した。

立方体の磁鉄鉱粒子は単磁区であるには  $d < 0.1 \mu m$  でなければならない。しかし、細長ければ、長さ  $1 \mu m$  位まで単磁区でいることができる。第2章の磁性鉱物学の議論において、細粒の磁鉄鉱の例があった。だから、我々は、細粒の磁鉄鉱が確かに存在していることを知っているし、結晶が細長くなるのはごく普通のことだとも知っている。火成岩やそれが砕けてできた堆積物は普通は単磁区粒子サイズ領域の磁鉄鉱粒子をいくらかは含んでいるものである。

#### 相互作用のエネルギー

それぞれの強磁性粒子の磁化 j と、それにかかっている磁場 H の間には相互作用のエネルギー  $e_H$  が生じる。このエネルギーは本質的には磁場と原子の磁気モーメントとの相互作用 (式 1.4) を強磁性鉱物の体積について積分したものである。

この相互作用のエネルギーは、強磁性粒子の磁化が外部からかかっている磁場にどのように影響を受けた かを記述している。(細かく見れば、外部磁場から磁化 *j* が受けるトルクと、*j* の回転に抵抗する内部エネル ギーのバランスを考えなければならない。しかし、単純に考えてもここでの目的には問題はない。)相互作用 のエネルギー *e_H* は

$$e_H = \frac{-\boldsymbol{j} \cdot \boldsymbol{H}}{2} \tag{3.1}$$

で与えられる。これはエネルギー密度 (単位体積あたりのエネルギー) で、単磁区粒子にも多磁区粒子にも適 用できる。

単磁区粒子は一様な磁化  $j=j_s$ を持っている。だから、磁場がかかったからといって磁化の大きさが変


**Figure 3.2** Size and shape ranges of single-domain, superparamagnetic, and two-domain configurations for parallelepipeds of magnetite at 290°K. Particle lengths are indicated in angstroms () on the left ordinate and in microns (m) on the right ordinate; shape is indicated by the ratio of width to length; cubic grains are at the right-hand side of diagram; progressively elongate grains are toward the left; the curve labeled  $d_0$  separates the single-domain size and shape field from the size and shape distribution of grains that contain two domains; curves labeled  $d_s$  are size and shape distribution of grains that have  $\tau = 4.5$  b.y. and  $\tau = 100$  s; grains with sizes below  $d_s$  curves are superparamagnetic. Redrawn after Butler and Banerjee (*J. Geophys. Res.*, v. 80, 4049–4058, 1975).



Figure 3.3 (a) Surface magnetic charge distribution resulting from uniform magnetization of a spherical ferromagnetic grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization j_s; plus and minus signs indicate surface magnetic charges. (b) Internal demagnetizing field, H_D, resulting from the surface magnetic charge of a uniformly magnetized sphere. H_D is uniform within the grain. (c) Surface magnetic charge produced by magnetization of an SD grain along the long axis of the grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization j_s; plus and minus signs indicate surface magnetic charges; note that magnetic charges are restricted to the ends of the grain. (d) Surface magnetic charge produced by magnetization of an SD grain perpendicular to the long axis of the grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization j_s; plus and minus signs indicate surface magnetic charge produced by magnetization of an SD grain perpendicular to the long axis of the grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization j_s; plus and minus signs indicate surface magnetic charge produced by magnetization of an SD grain perpendicular to the long axis of the grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization j_s; plus and minus signs indicate surface for the grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization j_s; plus and minus signs indicate surface for the grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization j_s; plus and minus signs indicate surface for the grain. The arrow indicates the direction of saturation magnetization j_s; plus and minus signs indicate surface for the grain.

わったりはしないが、 *j_s* がかかった磁場の方向に回ることはできそうである。しかし、*j_s* はそう簡単には 回転しない。この回転をおしとどめる力は異方性と呼ばれ、それぞれの単磁区粒子の *j_s* をエネルギー的に得 な方位に向かせる。主要な異方性には形状異方性と結晶異方性がある。

#### 反磁場

上で議論したように、表面磁荷は強磁性物質内部の磁化から生じて粒子表面に向かう。球形の単磁区粒子 では、磁荷は図 3.3a の様に分布する。この粒子が作る磁場はこの磁荷の分布から決定することができる。一 様に磁化した球では、結果は外部磁場は双極子磁場となる (式 (1.12)-(1.15))。しかし、磁荷の分布は強磁性 粒子内部にも磁場を作り出す。この内部磁場は図 3.3b に示した様になっていて、反磁場と呼ばれる。名前の 由来は粒子の磁化と反対方向を向いているからである。

一様に磁化した楕円体の場合は、反磁場 H_D は

$$\boldsymbol{H}_D = -N_D \boldsymbol{j} \tag{3.2}$$

で与えられる。ここで、*j*は粒子の磁化、*N_D*は反磁場係数である。反磁場係数とは、磁化と反磁場の強さの間の係数である。ある方向の反磁場係数は、その方向に粒子が磁化したときに、磁荷に覆われる粒子表面の割合に比例する。もし、強磁性粒子内部に直交座標をたてれば、三つの直交する方向の反磁場係数の和は 4π にならなければならない。

$$N_{D_x} + N_{D_y} + N_{D_z} = 4\pi \tag{3.3}$$

ここで、 $N_{D_x}$ はx方向の反磁場係数、他も同様である。

球形の単磁区粒子を考えて見よう。磁化がどの方向を向こうが、同じ割合の粒子表面が磁荷で覆われる。これは、

$$N_{D_x} = N_{D_y} = N_{D_z} = \frac{4\pi}{3} \tag{3.4}$$

と言うことである。だから、球形の単磁区粒子の反磁場は、以下のようになる。

$$H_D = -\frac{4\pi}{3}j = -\frac{4\pi}{3}j_s$$
(3.5)

この結果から、静磁エネルギーをどの様に計算するかを示すことができる。一様に磁化した楕円体粒子で は静磁エネルギーは粒子内の反磁場と磁化の相互作用のエネルギーである:

$$e_m = -\frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{H}}{2} = -\frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{H}_D}{2} = -\frac{(\mathbf{j}_s) \cdot (-N_D \mathbf{j}_s)}{2} = \frac{N_D j_s^2}{2}$$
(3.6)

この式をみると単磁区粒子が、特に j_sが大きいときには、高い静磁エネルギーを持つ理由がはっきりする。

#### 形状異方性

反磁場と静磁エネルギーから形状異方性も導入することができる。形状異方性の起源は図 3.3c と 3.3d に 図解した。細長い粒子は長さ方向に磁化すれば (図 3.3c)、それと直交する方向に磁化した (図 3.3d) より、 ずっと小さな静磁エネルギーを持つことになる。これは、磁荷に覆われる表面の割合が、 $j_s$ が粒子の長手方 向を向いたときに小さくなるからである (図 3.3c)。一方、長軸に垂直に磁化すると、ずっと広い表面磁荷の 分布が生じる (図 3.3d)。それで、長軸方向の反磁場係数  $N_{Dl}$  はそれと垂直な方向の反磁場係数  $N_{Dp}$  よりも 小さい。

長軸方向とそれと垂直な方向の磁化の静磁エネルギーの違いを決めるのには式 (3.6) を使うことができる。 この、静磁エネルギーの差は

$$\Delta e_m = \frac{(N_{Dp} - N_{Dl}) j_s^2}{2} = \frac{\Delta N_D j_s^2}{2}$$
(3.7)

となる。ここで、 $\Delta N_D$  は長短軸間の反磁場係数の違いである。この静磁エネルギーの差は直交方向を通って、 $j_s$  が回転するときのエネルギー障壁を表わしている。

外部磁場によって  $j_s$  にエネルギー障壁を乗り越えさせるには、相互作用のエネルギー  $e_H$  がエネルギー 障壁  $\Delta e_m$  を超えることが必要である。式 (3.1) と式 (3.7) を用いると、必要な相互作用のエネルギーは

$$e_H = \frac{j_s H}{2} > \Delta e_m = \frac{\Delta N_D j_s^2}{2} \tag{3.8}$$

となって、必要な磁場は以下のようになる。

$$h_c = \Delta N_D j_s \tag{3.9}$$

それぞれの単磁区粒子の  $j_s$ にエネルギー障壁を越えさせるのに必要な磁場  $h_c$ 、は微視的抗磁力と呼ばれている。この微視的抗磁力は単磁区粒子の  $j_s$ の回転に対するエネルギー障壁を示す数値で、これから残留磁化の獲得のモデルに頻繁に用いる。細長い磁鉄鉱粒子では、微視的抗磁力はほとんど形状異方性に依っている。形状異方の最大値は針状粒子の時に得られて、式 (3.9)の  $\Delta N_D$  は  $2\pi$  である。 $j_s = 480$ G を用いると、単磁区粒子の室温での最大の抗磁力はおよそ 30000e (300 mT)となる。

#### 結晶磁気異方性

等方的単磁区粒子(形状異方性なし)や j_sの低い強磁性物質の単磁区粒子では、結晶磁気異方性が微視的抗 磁力を担っている。磁化の結晶磁気容易軸は結晶磁気エネルギーが最小になるような結晶学的な方向である。 単結晶磁鉄鉱の異なった結晶方位に沿っての磁化の例が図 3.4 に示してある。磁化は結晶磁気容易軸[111] 方向には他の方向より簡単に着く。結晶磁気異方性は交換エネルギーが磁化の結晶方位に依存することに起 因する。

結晶磁気異方性を理解するには、一軸性の結晶磁気エネルギー $e_a$ を持った物質を考えると簡単である。そのような物質は結晶磁気エネルギー最小の軸を一つ持っていて、 $e_a$ は

$$e_a = K \sin^2 \theta \tag{3.10}$$



Figure 3.4 Magnetization of a single crystal of magnetite as a function of the magnetizing field. Magnetization curves are labeled indicating the crystallographic direction of the magnetizing field; [111] is the magnetocrystalline easy direction; [100] is the magnetocrystalline hard direction. Redrawn after Nagata (*Rock Magnetism*, Maruzen Ltd., Tokyo, 350 pp, 1961).

となる。ここで、K は結晶磁気係数、 $\theta$  は  $j_s$  と結晶磁気容易軸のなす角である。 $\theta = 90^\circ, e_a = K$  の結晶磁気困難軸を通って  $j_s$  が回転するにはエネルギー障壁がある。 $j_s$  にこの壁を越えさせるには  $e_H > K$  が必要である。これから、それぞれの単磁区粒子の微視的抗磁力は

$$h_c = \frac{2K}{j_s} \tag{3.11}$$

である。赤鉄鉱は K が大きく、  $j_s$  が小さいので、結晶磁気異方性が微視的抗磁力の主要な原因である。赤鉄鉱の単磁区粒子では  $h_c$  が  $10^4$ Oe (1T) を超えることもある。

#### 単磁区粒子のヒステリシス

常磁性の媒体と体積比で5%の磁鉄鉱の粒子からなる合成試料を考えよう。磁鉄鉱粒子はすべて細長い単磁 区粒子で、長軸の方向はランダムに分布しているものとしよう。このような試料のヒステリシスのパラメー タの (室温での) 典型的な例が図 3.5a にある。

それぞれの強磁性粒子の磁化 jn はベクトルとして足されて、試料全体の磁化となる。

$$\boldsymbol{J} = \frac{\sum_{n} v_{n} \boldsymbol{j}_{n}}{$$
試料体積 (3.12)

 $v_n$  は個々の強磁性粒子の体積で、 $v_n j_n$  はそれぞれの単磁区粒子の磁気モーメントである。ヒステリシス実験で測られるのは、この、全体の磁化である。もし、試料がそれ以前に磁場にさらされていないとすると、J=0 である。単磁区粒子の磁化 (=  $j_s$ ) はランダムな方向を向いているからである。

初めて磁化するときに (任意の方向に) 磁場をかけると、全体の磁化は磁場に平行に、図の 0-1-2 に沿って磁化を獲得する。磁場がかかっていくに連れて、それぞれの単磁区粒子の  $j_s$  は、相互作用のエネルギー  $e_H$  によって、磁場の方向に回転し始める。ヒステリシスループの点 1 の時の  $j_s$  の方向は模式的な様子が図 3.5b にある。

かかっている磁場が増えて行って十分強くなると、粒子は全部磁場の方向にそろった *j*_s を持つことになる (図 3.5c)。この点は図 3.5a の点 2 で、試料は飽和磁化の *J*_s に達している。静磁エネルギーの障壁を乗り 越えて試料を飽和磁化にするのに必要な磁場は式 (3.7) で与えられる。細長い単磁区の磁鉄鉱の場合、この 飽和磁場はおよそ 3000 Oe (300 mT) である。

この、体積で 5% の磁鉄鉱を含んだ試料の場合、飽和磁化は (3.12) 式で計算できる。



**Figure 3.5** (a) Hysteresis loop for synthetic sample containing 5% by volume of dispersed elongate SD magnetite particles. The saturation magnetization of the sample is  $J_s$ ; the remanent magnetization of the sample is  $J_r$ ; the bulk coercive force is  $H_c$ ; the points labeled are referred to in text and illustrated below. (b) Magnetization directions within SD grains at point 1 on hysteresis loop. Stippled ovals are schematic representations of elongate SD magnetite grains; arrows indicate direction of  $j_s$  for each SD grain; H is the magnetizing field; note that  $j_s$  of each grain is rotating toward H. (c) Magnetization  $J_s$ ; note that  $j_s$  of every grain is aligned with H. (d) Magnetization directions within SD grains at point 2 on hysteresis loop. Sample is at saturation magnetization  $J_s$ ; note that  $j_s$  of every grain is aligned with H. (d) Magnetization directions within SD grains at point 3 on hysteresis loop. The magnetizing field has been removed; sample magnetization is remanent magnetization  $J_r$ ; note that  $j_s$  of each grain has rotated back to the long axis closest to the saturating magnetic field, which was directed toward the right. (e) Magnetization directions within SD grains at point 4 on hysteresis loop. The sample has magnetization J = 0; note that  $j_s$  of every grain has been slightly rotated toward the magnetizing field H (now directed toward the left).

 $= j_s$ (磁鉄鉱の体積比) = (480 G)(0.05)

 $= 24 \,\mathrm{G} \left(2.4 \times 10^4 \mathrm{A/m}\right)$ 

上のように、試料の飽和磁化は強磁性鉱物の濃度に比例する。

磁場を減らしていくと、磁化 J は 2-3 の道筋に沿って、減少する。磁場が減っていく間は、それぞれの単 磁区粒子の  $j_s$  は一番近い長軸方向に向く。そちらが、静磁エネルギーを最小にする方向だからである。磁場 がなくなると、残留磁化  $J_r$  が残る。点 3 での単磁区粒子の  $j_s$  の模式図が図 3.5d である。  $j_s$  の成分をラン ダムな長軸方向として積分すると、 $J_r = J_s/2$  となる。 $J_r/J_s$  という比は、残留磁化の効率を示す数値とし てしばしば用いられて、形状異方性が卓越した、細長い単磁区粒子の集合では、0.5 となる。同様に、一軸性 の結晶磁気異方性の卓越した単磁区粒子の磁化容易軸がランダムな集合でも、 $J_r/J_s = 0.5$  である。

 $J \ge 0$ に戻すには、逆向きの磁場をかけなければならない。Jは 3-4 の道筋に沿って減少する。 $J \ge 0$ に するのに必要な磁場を抗磁力、 $H_c$  と呼ぶ。図 3.5e に点 4 での単磁区粒子の  $j_s$  の方位を示す。相互作用の エネルギーと静磁エネルギーの効果をランダムな方向に長軸が分布した、細長い粒子について積分すると、  $H_c = h_c/2$  となる。 $h_c$  はそれぞれの単磁区粒子の微視的抗磁力である (式 (3.9))。細長い単磁区の磁鉄鉱を 含んだ試料の場合では、 $H_c$  はおよそ 1500Oe (15mT) である。同様に、結晶磁気異方性が卓越した単磁区 粒子の集合でも、 $H_c = h_c/2$  で、 $h_c$  は式 (3.11) で与えられる。赤鉄鉱の粒子の集合では、 $H_c$  は 5000 Oe (500mT) にも達することがある。

*H_c* が磁性鉱物の濃度には依存しないことに注意してほしい。その理由は、*h_c* が個々の単磁区粒子内のエネルギーバランスにのみ依存していて、*H_c* は *h_c* にのみ依存しているからである。粒子の濃度は関係していない。図 3.5a のヒステリシスループは逆方向に試料が飽和して、また、順方向に飽和すると、一周する (図 3.5a)。この例によって、単磁区の強磁性粒子の集合が、いかに効率良く残留磁化を獲得するか、また、いかに消磁されにくいかがわかる。この二つは古地磁気学にとってまさしく望ましい性質である。

チタン磁鉄鉱が主要な強磁性鉱物であるような岩石試料には  $H_c$ や  $J_r/J_s$ が上の試料程度の値をとるものがほとんど無い。岩石は多磁区粒子や擬単磁区粒子(後に説明する)を結構な割合で含んでいるものであるし、これらの大きな粒子は  $h_c$ も  $J_r/J_s$ も小さいものである。

#### 多磁区粒子のヒシテリシス

多磁区粒子に磁場をかけると、磁場に平行な磁化をもった磁区が成長する。もし、かけた磁場が十分強け れば、磁壁はなくなって、磁化は飽和に達する(j = j_s)。磁場を取り除くと、磁区が再生して、始めの位 置に戻っていく。しかし、格子の欠陥や内部歪のために、磁壁のエネルギーは位置の関数になっている(図 3.6)。磁壁は始めの位置に戻らずに、その近くの他の極小値に落ち着いてしまって、小さな残留磁化が生じ る。しかし、磁壁を磁気モーメントゼロの位置に戻すのにほんの小さな磁場しか必要としないので、多磁区 粒子の抗磁力はあまり大きくない。それに加えて、多磁区粒子の磁化は、しばしば、時間と共に減少する(磁 壁は簡単にエネルギー障壁を乗り越えられる)。それで、多磁区粒子は単磁区粒子に比べて、古地磁気の記録 媒体としてはずっと効果的ではない。

#### 擬単磁区粒子

大きな単磁区粒子と小さな多磁区粒子の間に明確の境界があるわけではない。むしろ、その間に、中間的な  $J_r/J_s$  と  $h_c$  を示す粒子サイズの領域がある。このような粒子は擬単磁区 (pseudo-single-domain: PSD) 粒子と呼ばれて、磁鉄鉱やチタン磁鉄鉱を含んだ岩石の磁化を理解する上では重要な役割をはたしている。 磁鉄鉱の擬単磁区粒子サイズの範囲はだいたい 1–10  $\mu$ m である。この範囲の大きさの粒子は磁区の数が少 なくて、かなりの残留磁化を持っている。火山岩や堆積岩には、擬単磁区粒子の範囲に粒子分布のピークが あって、真の単磁区粒子の割合の少ないものも多い。擬単磁区粒子は後の自然残留磁化の議論において登場 するであろう。



Figure 3.6 Domain wall energy versus position. The solid curve schematically represents domain wall energy; arrows show the direction of  $j_s$  within the domains; the domain wall is shown by the stippled region; the position of the domain wall that yields net J =0 is shown by the dashed line. Redrawn after Stacey and Banerjee (1974).

# 磁気緩和とスーパー常磁性

今までの議論では、単磁区粒子の  $j_s$ を回す磁場の効果を考えてきた。熱擾乱でも  $j_s$ はエネルギー障壁を 越えて回転する。磁気緩和 (Magnetic relaxation)、即ち単磁区粒子の集合の残留磁化が時間と共に減少する こと、は最も直接的な熱擾乱の効果である。この緩和は図 3.7a のようになる。

磁場を取り除いた後の残留磁化  $J_r(t)$  は指数関数的に減少する。

$$J_r(t) = J_{r0} \exp(-t/\tau)$$
(3.13)

ここで、
$$J_{r0}$$
 = 初めの残留磁化 $t$  = 時間 (秒) $au$  = 特間 $(J_r( au) = rac{J_{r0}}{e}$ となるような時間:秒)

磁気緩和はネールによって研究された。彼は、特性緩和時間は

$$\tau = \frac{1}{C} \exp\left(\frac{vh_c j_s}{2kT}\right) \tag{3.14}$$

ここで、
$$C$$
 = 周波数ファクタ ~  $10^8 s^{-1}$   
 $v$  = 単磁区粒子の体積  
 $h_c$  = 単磁区粒子の微視的抗磁力  
 $j_s$  = 含まれている強磁性鉱物の飽和磁化  
 $kT$  = 熱エネルギー

で与えられることを示した。

(3.14)式では、 $vj_sh_c$ の積が $j_s$ を回転させる障壁エネルギーでブロッキングエネルギーと呼ばれる。しかし、熱エネルギー(kT)が $j_s$ の振動を引き起こす。それで、緩和時間はブロッキングエネルギーと熱エネルギーの比によって決まる。

緩和時間は何桁も変わる。短い緩和時間を持った単磁区粒子はスーパー常磁性と呼ばれる。スーパー常磁 性粒子は強い磁化を持った強磁性粒子である。しかし、この粒子の集合の磁化は不安定で、磁場を取り除く とすぐに減衰してしまう(常磁性物質の磁化がすぐに減衰する様に)。

式 (3.14) から、ある物質の単磁区粒子が、一定の温度では、緩和時間は粒子の体積 v と微視的抗磁力  $h_c$ に依存することは明かである。そこで、粒子の分布を、図 3.7b の様に、体積–抗磁力グラフにプロットすると



**Figure 3.7** (a) Magnetic relaxation in an assemblage of SD ferromagnetic grains. Initial magnetization  $J_{r0}$  decays to  $J_{r0}/e$  in time  $\tau$ . (b) Relaxation times of SD grains on diagram plotting SD grain volume, v, against SD grain microscopic coercive force,  $h_c$ . Lines of equal  $\tau$  are lines of equal product  $vh_c$ ; grains with short  $\tau$  plot toward the lower left; grains with long  $\tau$  plot toward the upper right; superparamagnetic grains with  $\tau < \tau_s$  plot to the lower left of  $\tau = \tau_s$  line; stable SD grains with  $\tau > \tau_s$  plot to upper right of  $\tau = \tau_s$  line; the schematic contoured plot of population of SD grains is shown by the stippled regions.

便利である。 $(vh_c)$ の積が小さな粒子は図の左下にプロットされて、短い緩和時間を持つ。 $(vh_c)$ の積が大きな粒子は図の右上にプロットされて、長い緩和時間を持つ。等緩和時間線は $v - h_c$ 空間では $(vh_c)$ の積の等しい双曲線になる。この図はいくつかのタイプの自然残留磁化の形成や、熱消磁を理解する上で有用である。定義によれば、スーパー常磁性粒子はすぐに緩和してしまう粒子である。実験的に便利な臨界緩和時間、 $\tau_s$ 、は 100 秒程度にとればよいであろう。 $\tau < \tau_s$ になるような粒子の形と大きさを決めることはできる。このような粒子サイズはスーパー常磁性閾値 $(d_s)$ と呼ばれる。20°C(= 293°K)において、赤鉄鉱や等方的な粒子の磁鉄鉱の場合は $d_s$ は 0.05 $\mu$ m 程度である。図 3.2 は $\tau = 100s$ となる単磁区の磁鉄鉱粒子 ( $h_c$ が形状異方性によっている)の大きさと形を示している。例えば、幅:長さ比が 0.2 で長さが 0.4 $\mu$ m の磁鉄鉱粒子は $\tau = 100s$ であるから ( $\tau_s = 100s$ とした定義にしたがって)スーパー常磁性閾値上にあることとなる。

実際の古地磁気記録は地質学的な時間と同等の緩和時間を持たないといけない。だから、 $\tau_s = 4.5 \times 10^9 \text{yr}$ ととる方が適切だろう。その緩和時間になるような磁鉄鉱の形と大きさも図 3.2 に示した。 $d_s < d < d_0$ となるような単磁区粒子の集合は安定単磁区粒子サイズの領域と考えることが出来る。こういう粒子は高い  $J_r/J_s$ や高い  $h_c$ といった単磁区粒子の良い性質と十分長い緩和時間とを持っている。安定単磁区粒子の範囲は等方的な粒子では非常に狭いが、細長い粒子ではかなり広い (図 3.2)。

赤鉄鉱の安定単磁区粒子の範囲は広くて、 $d_s = 0.05 \mu m$ から $d_0 = 15 \mu m$ まである。それゆえ、赤鉄鉱の粒子はかなりの割合で安定な単磁区粒子となって、非常に効果的な古地磁気の担体になる。これから、古地磁気学の様々な概念を安定単磁区粒子の性質を使って解説していく。

ブロッキング温度

緩和時間は温度に強く依存する。式 (3.14) には温度の他にも指数関数の中に現れる変数がいくつかある。 図 2.3 には磁鉄鉱と赤鉄鉱の  $j_s$ の温度依存(キュリー温度  $T_C$  で 0 となる)が示してある。抗磁力も温度に 依存する。形状異方性に由来する抗磁力  $h_c$  は  $j_s$  に比例するが、結晶異方性に由来する抗磁力は  $j_s^n(n > 3)$ に比例する。



**Figure 3.8** Semi-log plot of relaxation time,  $\tau$ , of a SD magnetite grain as function of temperature. Key relaxation times are labeled; blocking temperature ( $T_B$ ) is shown by stippled arrow; SD grain is superparamagnetic ( $\tau < \tau_s = 100$  s) at  $T > T_B = 550^{\circ}$ C and stable ( $\tau > \tau_s = 100$  s) for  $T < T_B$ .

図 3.8 は長さ 0.1 $\mu$ m 太さ 0.02 $\mu$ m の細長い単磁区の磁鉄鉱粒子の緩和時間の温度依存を片対数でプロット したものである。緩和時間は 575°C では 1 マイクロ秒であるのに 510°C では地球の年齢を越えている ! 境目 の緩和時間 ( $\tau_s$ ) として 100 秒を取ると、この粒子はスーパー常磁性から安定単磁区粒子へ 550°C で変化す る。この変化の起きる温度がブロッキング温度 ( $T_B$ ) である。 $T_B \ge T_C$  の間では粒子は強磁性だが粒子の集 合の残留磁化は速やかに減衰する。ブロッキング温度以下では  $\tau$  は  $\tau_s$  より大きく、温度が下がるにつれて急 速に増加する。 $T_B$  で、または、それ以下で形成された残留磁化は安定でありうる、特に温度が低下していく ときはそうである。

ブロッキング温度はブロックしたとする緩和時間をいくらにとるかに依存する。もう少し地質時間に近い 緩和時間として 1000 年をとると対応するブロッキング温度は、 $\tau_s = 100s$  のときの 550°C より低くなって、 530°C となる。ここで重要なことは緩和時間が温度に非常に強く依存することである。20°C で $\tau > 10^9$ yr の 単磁区粒子が高温ではスーパー常磁性でありうるのである。

岩石中では強磁性粒子の大きさや形は様々であり、その結果 T_B も T_C と地表の温度の間に分布している。 緩和時間の非常に強い温度依存と T_B 以上のスーパー常磁性から T_B 以下の安定な単磁区への移行が熱残留 磁化の獲得を理解する上で肝要な点である。

# 自然残留磁化 (NRM)

岩石の現場での磁化は以下のように二つの成分のベクトル和である。

$$\boldsymbol{J} = \boldsymbol{J}_{\boldsymbol{i}} + \boldsymbol{J}_{\boldsymbol{r}} \tag{3.15}$$

 $J_i$ は誘導磁化で $J_r$ は自然残留磁化である。バルク帯磁率  $\chi$  は全ての鉱物の帯磁率の寄与の和である (もっと も強磁性鉱物の寄与が通常は最も多いのであるが)。その場の地球磁場Hは誘導磁化 $J_i$ を生ずる。

$$J_i = \chi H \tag{3.16}$$

この誘導磁化は通常はそこの地球磁場に平行で、岩種によっては優勢な成分になることもある。しかしなが ら、誘導磁化の獲得は可逆的過程で過去の磁場を記憶することはない。残留磁化こそが古地磁気学にとって 関心あるところである。

自然残留磁化 (Natural Remanent Magnetization: NRM) は実験室で何らかの処置をする以前に岩石が持っている磁化である。NRM は過去の地球磁場だけでなく、岩石形成時や岩石の歴史の中での様々な地質プロセスに依存する。NRM は多くの場合二つ以上の成分からなっている。岩石生成時に獲得した磁化を初生 NRM



**Figure 3.9** Model for TRM acquisition. SD ferromagnetic grains have uniaxial anisotropy, so magnetic moments m of SD grains are parallel or antiparallel to applied magnetic field H; energies of interaction  $E_H$  between magnetic moments of SD grains and the applied magnetic field are shown for the parallel and antiparallel states; v is the SD grain volume;  $j_s$  is the saturation magnetization of ferromagnetic material.

と呼び、ほとんどの古地磁気研究で問題とする成分である。しかし、二次 NRM 成分を岩石の形成後に獲得 することがあって、しばしば初生 NRM を変化させたり見えなくしたりする。NRM の二次成分を初生成分 にベクトル的に足せば全 NRM になる。

$$\mathbf{NRM} = \mathbf{\overline{W}} \pm \mathbf{NRM} + \mathbf{\overline{\chi}} \mathbf{NRM}$$
(3.17)

初生 NRM には3種類ある。(1) 高温からの冷却時に獲得する熱残留磁化(2) キュリー温度以下で強磁性粒 子が成長することによって得られる化学残留磁化(3) 強磁性鉱物を含んだ堆積岩が集積する時に獲得する堆 積残留磁化である。以下の節ではこれら NRM の形式について吟味する。その目的は岩石形成時にいかにし て初生 NRM がその時の地球磁場を記録するか、そしてうまくいけば、いかにしてその記録を地質学的時間 覚えているか、である。

二次 NRM の原因としては強磁性鉱物に働く化学変化や、近くに落ちた雷、岩石形成以来の長時間に渡っ て地球磁場に曝されるなど様々である。二次 NRM の獲得過程を吟味することで(1)同じ岩石に初生、二次 NRM が共存していること(2)いかにすれば多成分の NRM を認識できるか(3)いかに部分消磁の手順が二 次 NRM を選択的に消去し初生 NRM を分離するか、を理解することができる。NRM 獲得の物理と化学を 理解することは初生 NRM の忠実度と精度を認識し、それらを決定するための古地磁気学的な手法を理解す る上で欠くべからざるものである。

# 熱残留磁化 (TRM)

熱残留磁化 (Thermoremanent magnetizaion: TRM) は磁場中でキュリー温度  $T_C$  以上から冷却する際に 獲得する NRM である。TRM はほとんどの火成岩が獲得する残留磁化である。前章から述べているように、 強磁性粒子の磁気モーメントはキュリー温度以下に分布するそれぞれのブロッキング温度  $T_B$  以下では安定 である。単磁区粒子は  $T_B$  を越えて温度が低下すると、粒子の緩和時間  $\tau$  は劇的に増加し、スーパー常磁性 から安定単磁区粒子へと変化する。TRM に働く磁場はブロッキング温度の時の磁場である。

TRM の重要な点は例えば地表の地球磁場のような弱い磁場でも高温から冷却中の強磁性粒子の分布に小 さな偏りを与えることが出来て、残留磁化を生ずることである。地表温度ではこの残留磁化は地質時間の間 安定で最初の冷却以降の地球磁場の効果に抵抗する。

#### 理論的モデル

ここでは TRM 獲得の理論的モデルを吟味する。このモデルは本質的にはフランスの物理学者ネールのもので、単磁区の強磁性粒子の集合が獲得する TRM を説明する。

このモデルでは図 3.9 のように同じ単磁区粒子の集合を考える。集合は一軸異方性を持っているとする。すなわち、粒子の磁気モーメントはある軸に沿った反平行のいずれかの方向しか向けないとする。*T_B*以上では

磁化方向はこの二つの方向の間を行ったり来たりする。このような単磁区粒子の集合は非常に細長い単磁区 粒子が反磁性物質の中に長軸を完全に揃えて分散することで実際に作ることが出来る。

そこで、粒子の軸の方向にかけた磁場を考えよう。かけた磁場*H*とそれぞれの単磁区粒子の磁気モーメントの間には相互作用のエネルギーが生ずる(式 1.4)。

$$J = -\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{H} \tag{3.18}$$

3.9 図は単磁区粒子が取り得る二つの状態とその場合のエネルギーである。mがHと平行な場合は

$$E = -mH = -vj_sH \tag{3.19}$$

となる。ここで、vは単磁区粒子の体積で $j_s$ は飽和磁化である。mがHと反平行な場合は

$$E = mH = vj_sH \tag{3.20}$$

となる。二つの状態のエネルギーの差によって、*mとH*が平行になる方が好まれることとなる。しかし、熱 エネルギーはそれを乱そうとする。熱は磁場がない時には双方の分布を等しくして、磁化をなくしてしまう。

ブロッキング温度以上ではこれらの単磁区粒子の磁気モーメントは平行と反平行二つの状態の間を素早く 行き来している。しかし、かけた磁場の整列エネルギーによって個々の粒子の磁気モーメントは反平行より 平行である時間の方がほんの少しだけ長くなる。全体としては、平行の粒子の方が反平行の粒子より多くな る。ブロッキング温度での整列の度合が重要である。 $T > T_B$  で磁場を切れば二つの状態の数はすぐに等しく なって、磁化を残さない。 $T_B$  以上では整列の度合は整列のエネルギーと熱エネルギーの比に依存する。 $T_B$ ではこの比は

$$\left(\frac{vj_s[T_B]H}{kT_B}\right) = b \tag{3.21}$$

である。統計熱力学から*mがHと*平行なエネルギー状態を取る相対的ボルツマン確率 P+ は

$$P_{+} = \left(\frac{\exp[b]}{\exp[b] + \exp[-b]}\right) \tag{3.22}$$

となり、反平行の粒子の相対確率 P_は

$$P_{-} = \left(\frac{\exp[-b]}{\exp[b] + \exp[-b]}\right) \tag{3.23}$$

となる。Hに沿った磁気モーメントの偏り(整列の度合)は

$$P_{+} - P_{-} = \left(\frac{\exp[b] - \exp[-b]}{\exp[b] + \exp[-b]}\right) = \tanh(b)$$
(3.24)

となる。*T_B*から冷えると、この磁気モーメントの偏りが凍結 (ブロック) される。

ブロッキング温度での熱残留磁化は次の式で与えられる。

$$TRM(T_B) = [N(T_B)m(T_B)][P_+ - P_-]$$
(3.25)

ここで、 $N(T_B)$ は単位体積あたりのブロッキング温度  $T_B$ を持つ単磁区粒子の数、 $m(T_B)$ は個々の単磁区粒子の磁気モーメント。 $m(T_B) = vj_s(T_B)$ ,と式 (3.24)を  $P_+ - P_-$ に代入すればブロッキング温度での完全なTRM の式が得られる。

$$\operatorname{TRM}(T_B) = N(T_B)vj_s(T_B)\tanh\left(\frac{vj_s[T_B]H}{kT_B}\right)$$
(3.26)

整列の度合が小さいことを強調するためにブロッキング温度 550°C(= 823°K)の単磁区の磁鉄鉱の粒子の集合について磁気モーメントの整列の度合が如何ほどであるか考えよう。式 (3.26)のハイパーボリックタンジェントの項が整列の度合を表す。その項の中には v:単磁区粒子の体積;  $T_B$ :ブロッキング温度 (= 823°K); H:磁場 (ここでは 1Oe を使う);  $j_s[T_B]$ :  $T_B$  での飽和磁化が含まれている。以前、温度による緩和時間の変化を見

るために (図 3.8)、 $T_B = 550^{\circ}$ C の単磁区粒子を考えた。この粒子の体積は  $4.3 \times 10^{-17}$  cm³ で、 $550^{\circ}$ C での  $j_s$  は 140G である。式 (3.26) のハイパーボリックタンジェントの項は

$$\left(\frac{vj_s[T_B]H}{kT_B}\right) = 5.3 \times 10^{-2} \tag{3.27}$$

となる。このような小さな数に対しては  $tanh(x) \approx x$  であるから 整列の度合 = 0.053 である。これは本当に 小さな偏りである; 磁場の方を向いている磁気モーメントはほんの少しだけ反対を向いているのより多いの である。

ブロッキング温度が狭いという仮定をすると、それからは周辺の地表の温度 (例えば 20°C) まで冷える間 に磁気モーメントの方位に変化はない。 $T_B$ から 20°C までの冷却時に変化する唯一の量は強磁性物質の飽和 磁化である。そうすると 20°C での最終的な TRM は

$$\operatorname{TRM}(20^{\circ}\mathrm{C}) = N(T_B)vj_s(20^{\circ}\mathrm{C}) \tanh\left(\frac{vj_s[T_B]H}{\mathrm{k}T_B}\right)$$
(3.28)

となる。TRM のためのこの式のハイパーボリックタンジェントの項は  $T_B$ から 20°C への冷却で変化しない ことに注意しよう。なぜならこの項は  $T_B$ における偏り  $(P_+ - P_-)$  であるからだ。 $T_B$  は冷却で変化するもの ではない。前の章で示したように、緩和時間  $\tau$  は  $T_B$  から温度が下がっていくと劇的に増加し続ける。結果 得られる TRM は地質学的時間を越えるような緩和時間を持って、長時間生き残ることが出来る。

#### モデルの一般化

上のモデルでは適切でない点がいくつかある。もっともひどい単純化は単磁区粒子の集合が一軸異方性を 持っていることである。この仮定は数学を展開する上では有用な単純化となるが、もちろん真実ではない。 岩石中で期待されるのは磁化容易軸が本質的にランダムに(等方的に)分布した強磁性粒子の集合である。

容易軸のランダムな分布は特定の粒子の整列のエネルギーを

$$E = \boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{H} = mH\cos\theta \tag{3.29}$$

とおけば取り扱うことが出来る。ただし、θ は磁化容易軸と磁場Hのなす角である。粒子の等方的な分布に ついて積分すれば式 (3.28) より少し複雑な TRM の式が得られる。しかし、物理の本質は同じである。

容易軸がランダムに分布している単磁区粒子の集合は TRM の獲得についても等方的である。つまり、TRM は冷却時にかかっている磁場と平行を向く。知られていないわけではないが、強い異方性を持つ火成岩はまれで、われわれはほとんどの火成岩の TRM は冷却時の磁場の方向を忠実に記録していると期待できる。

また、先ほどのモデルは単磁区粒子は全て同じで、ブロッキング温度も等しいと仮定している。実際の岩石では強磁性粒子の形や大きさに分布があって、その結果  $T_B$  にも分布がある。ブロッキング温度に分布がある場合の TRM の獲得は図 3.10 の  $v-h_c$  図を見ると良くわかる。キュリー温度のすぐ下では微視的な抗磁力  $h_c$  は低く、粒子は全部スーパー常磁性である (図 3.10a)。冷えていくと全部の粒子の  $h_c$  は上昇し、粒子の分布は  $h_c$  が上昇する方へと移動する (図 3.10b)。ブロッキング温度に対応するところで粒子は  $\tau = \tau_s$  線を切って、スーパー常磁性から安定な単磁区粒子となり、TRM を獲得する。

 $T_B$ の正確な分布は岩石中の粒子のサイズや形に依存し、段階熱消磁で決められる。熱消磁は実験室での加熱の最高温度以下のブロッキング温度の粒子全ての残留磁化を消す。この手法によって二つの $T_B$ の間で固定される TRM の部分を決定することが出来る。図 3.11 は典型的な例である。

安定な TRM を持った火成岩では一般にキュリー温度から 100°C 程度の間にほとんどの T_B がある。T_C よりもずっと低いところに T_B を持つような粒子によって残留磁化の大部分が担われているような岩石は複 雑な多成分の磁化をもっている可能性が多い。こういう問題点については後に詳しく見ることとする。

#### 部分熱残留磁化

TRM 全体は異なった温度範囲で獲得された部分に分けることが出来る。例えば主要な強磁性鉱物として 磁鉄鉱を含むような火山岩の TRM は  $T_C=580^\circ\mathrm{C}$  から  $20^\circ\mathrm{C}$  までを分けたいくつかのブロッキング温度範



**Figure 3.10** Migration of SD grain population towards increasing  $h_c$  between (**a**) high temperature and (**b**) low temperature. Lines of  $\tau = 100$  s and  $\tau = 10$  b.y. are schematically shown; SD grains in the dark stippled region of (**b**) experience blocking of their magnetic moment during cooling and acquire TRM.



Figure 3.11 Distribution of blocking temperatures in an Eocene basalt sample. The solid line labeled TRM indicates the amount of TRM remaining after step heating to increasingly higher temperature (~75% of the original TRM has blocking temperatures between 500°C and 580°C); the stippled histogram labeled PTRM shows the amount of TRM within corresponding intervals of blocking temperature (e.g., ~40% of the original TRM has a blocking temperatures between 450°C and 510°C).



**Figure 3.12** Dependence of intensity of TRM on particle diameter of magnetite. Magnetite particles were dispersed in a matrix; the intensity of TRM is determined <u>per unit volume of magnetite</u> to allow comparison between experiments that used varying concentrations of dispersed magnetite; the magnetizing field was 1 Oe. Redrawn after Dunlop (*Phys. Earth Planet. Int.*, v. 26, 1±26, 1981).

囲で獲得された部分に分けることが出来る。ブロッキング温度を限った TRM の部分を"部分熱残留磁化" とよび、しばしば PTRM (pertial TRM) と略される。PTRM はそれぞれベクトル量で、TRM は全ての温 度範囲の PTRM のベクトル和である。すなわち

$$\mathbf{\Gamma RM} = \sum_{n} \mathbf{PTRM}(T_{Bn}) \tag{3.30}$$

**PTRM** はそれぞれの  $T_B$  範囲を越えて冷却する際の磁場にのみ依存し、それ以外の温度範囲でかかっている磁場には左右されない。これが **PTRM** の加法則である。

PTRM の加法則の例として、もう一度主要な強磁性鉱物が磁鉄鉱であるような火成岩を考えよう。この 岩石は初めに冷えて  $T_C$  から室温まで分布する  $T_B$  を持った PTRM 全部のベクトル和の TRM を獲得す る。磁場が最初の冷却の時に一定であれば、PTRM は全部同じ方向を向いている。そこで、この岩石が次 に室温とキュリー温度の間の  $T_r$ まで短時間再加熱されて、異なる磁場のもとで冷却したとしよう。 $T_B < T_r$ の PTRM は全て新しい磁場の方位を記録する。しかしながら、後に考える時間–温度効果を無視すれば、  $T_B > T_r$ の PTRM は初めの磁場の TRM 記録を保持するであろう。この高い  $T_B$ の粒子に影響しないまま で低い  $T_B$ の粒子の持っている成分を取り除く能力が熱消磁の手法の基本的な原理である。

#### 粒子サイズ効果

上記の TRM 獲得のモデルでもっとも激しい単純化はおそらく単磁区粒子のことしか考えていない点であ ろう。磁鉄鉱やチタン磁鉄鉱の安定な単磁区粒子の大きさや形の範囲を考えると、普通の火成岩においては 本当に単磁区の粒子はむしろ少ない方であろう。ほとんどの粒子は擬単磁区か多磁区である。そうすると、 擬単磁区や多磁区の粒子が TRM を獲得するかという疑問が生ずる。

図 3.12 は 1 Oe (0.1 mT) の磁場中でつけた TRM の粒子サイズの依存性を示したものである。図 3.12 が 対数–対数プロットになっていて 1µm から 10µm の擬単磁区領域で TRM 獲得強度が劇的に減少しているこ とに注意してほしい。しかしながら、擬単磁区粒子は確かに時間による減衰や後の磁場による消磁に耐えて 安定な TRM を持ち得る。擬単磁区粒子の物理は単磁区粒子に比べてずっと複雑でまだ完全には理解できて いない。しかし、プロッキング温度での方向の偏りによって TRM が着くという基本的な考え方は擬単磁区 粒子の磁気モーメントのような一様に磁化していない粒子にも適用出来る。 d > 10µm となると TRM の獲得効率は落ちる。しかも、このような大きな粒子では TRM がついてもー 般に早く減少するし、粘性残留磁化がつきやすい。単磁区と擬単磁区の粒子は TRM の担体として効率的で あるのに対して、多磁区粒子は最初の冷却からずっとあとに獲得した成分の磁化を持っていることが多い。

観察によれば、火成岩の強磁性粒子の粒径分布は対数正規分布になっていることが多い。粒子数対粒子の 大きさの対数度数分布図はガウス曲線 (釣鐘型) にかなり良く合う。急冷した火山岩は普通は $d < 10\mu$ m を頂 点とする粒径分布をしていて、分布のほとんどは単磁区か擬単磁区の範囲にある。しかも、火山岩の高温酸 化はしばしば intergrowth した粒子をつくり出して、実効的な粒子サイズはマグマから晶出した鉄チタン酸 化鉱物粒子よりずっと小さくなる。それで、かなり強く安定な TRM を持っていることが多い。玄武岩熔岩 では  $10^{-3}$ G(1A/m) というのが典型的な値である。一般的に言って、火山岩の方が貫入岩より多磁区粒子の 割合が少ない。これは、火山岩では多磁区粒子による二次磁化の成分が小さいと言うことである。

しかしながら、貫入岩では逆の状況が現れる。粒径分布は大きい方に頂点を持っているし、粒子の大半は 多磁区粒子の範囲で、単磁区粒子や擬単磁区粒子の割合は小さい。その結果、安定な TRM 成分は (よしん ば存在しても) 火山岩より小さい。もっと重要なことは、多磁区粒子が担っている二次磁化が優越磁化になる ことである。この雑音と言うべき成分を取り除いて、隠れている安定な TRM を取り出すことは重要な課題 となる。

塩基性の貫入岩は酸性の貫入岩より初生磁化を保持していそうである。塩基性貫入岩は鉄やチタンの含有 量が高く、その結果、中間的な組成のチタン磁鉄鉱は冷却時にエクソリューションする。このエクソリュー ションした粒子は均質な粒子よりずっと安定な TRM を保持することが出来る。それに加えて、安定な TRM を持つ貫入岩の多くには、斜長石などの珪酸塩の粒子からエクソリューションした単磁区の磁鉄鉱の粒子が 見られる (図 2.11a)。この議論から、古地磁気学においては火山岩が貫入岩よりずっと好まれることが明かで ある。

# 化学残留磁化 (CRM)

ブロッキング温度以下でも強磁性鉱物が生ずる化学変化が磁場中でおこると化学残留磁化 (Chemical Remanent Magnetization: CRM) が獲得される。強磁性鉱物が関係する化学反応には (a) 前にあった鉱物 (強磁性鉱物でも構わない) から強磁性鉱物への変質、 (b) 溶液からの強磁性鉱物の沈澱、がある。例外はあるけれども、CRM は堆積岩で多く見られる。この節では CRM 獲得のモデルを概観して、この種の NRM の基本的な特質を解説する。

#### CRM 形成のモデル

熱残留磁化 (TRM) のモデルを作り上げるのに、均質な単磁区粒子の集合の緩和時間を得る式 (式 3.14) から出発した。

$$\tau = \left(\frac{1}{C}\right) \exp\left(\frac{vh_c j_s}{2kT}\right) \tag{3.14}$$

TRM 形成時には、単磁区粒子の体積 (v) は定数で、 $h_c \ge j_s$ が温度の低下とともに増加するので  $\tau$  は増 大する。強磁性鉱物の化学的形成時には各粒子は体積 0 から成長する。体積の小さい粒子は短い緩和時間を 持っていてスーパー常磁性状態にある。この状態は図 3.13a に示した通りで、 $v - h_c$  空間で横軸の近くに分 布する。強磁性鉱物の成長が進むと、個々の粒子の体積が増加し、 $v - h_c$  空間で分布は上へと移動する (図 3.13b)。粒子の成長過程で、個々の粒子の緩和時間は劇的に増加し、スーパー常磁性から安定な単磁区状態 へと変化する。この遷移が起こる体積をブロッキング体積と呼ぶ。TRM の場合と同じように、粒子の集合 がブロッキング体積を越えると周辺磁場の方向への磁化の偏りが記録される。ブロッキング体積を越えても 粒子の成長は続いて、地質学的な時間安定な化学残留磁化が固定されることとなる。

人工の CRM 獲得実験でこのモデルの本質的な部分は確かめられている。強磁性鉱物の溶液からの沈澱実 験では CRM は正確に地球磁場の方向を向く。強磁性鉱物の変質の実験も行なわれている。変質が結晶構造



**Figure 3.13** Migration of SD grain population toward increasing grain volume, *v*, between (a) beginning of chemical precipitation and (b) an advanced stage of grain precipitation. Lines of  $\tau = 100$  s and  $\tau = 10$  b.y. are schematically shown; SD grains in the dark stippled region of (b) have grown through blocking volumes and have acquired CRM.

の大きな変化を伴う場合では (例えば、磁鉄鉱から赤鉄鉱)、獲得した CRM は変質の際の磁場の方位を記録 していて、前にあった強磁性鉱物の磁化方位に左右されないようである。しかしながら、結晶構造に基本的 な変化のない場合 (例えば、チタン磁鉄鉱からチタノマグへマイト)、最終的な磁化方位は元の粒子の磁化方 位の影響を受ける。

自然界の CRM の例には赤鉄鉱の堆積後の形成がある。これは、赤色堆積物でよく見られる。赤色シルト 岩の通常の強度は  $10^{-5}G(10^{-2}A/m)$  である。堆積後のさまざまな酸化反応、脱水反応が赤鉄鉱の形成には関 係している。例えば、ゲーサイト ( $\alpha$ FeOOH) は鉄を含んだ珪酸塩の変質で出来る水酸化物である。ゲーサイ トが脱水して赤鉄鉱になる反応は

$$2(\alpha \text{FeOOH}) \rightarrow \alpha \text{Fe}_2 \text{O}_3 + \text{H}_2 \text{O}(気化する)$$
 (3.31)

となる。CRM は赤鉄鉱粒子の成長で着く訳である。

赤鉄鉱が堆積直後に出来たなら、CRM は本質的には堆積時の磁場の方位を記録しているはずで、初生磁 化と考えても良い。しかし、赤色堆積物での残留磁化獲得の様式と時期には議論のあるところである。赤色 堆積物は古地磁気試料として重要であるので、赤色堆積物の磁化過程(と、付随する不確かさ)の理解は重 要である。従って、この赤色層論争については第8章で詳しく議論する。

CRM は堆積のずっとあとで獲得されれば、二次成分とみなされる。例えば、続成作用/自生作用による鉄 硫化鉱物や、海洋堆積物中の鉄マンガン酸化鉱物の生成は CRM を生ずる。この種の CRM は堆積から何百 万年も立った後に獲得したものかも知れないので、二次磁化と見られるだろう。これらの話題も第8章で取 り上げる。

# 堆積残留磁化 (DRM)

堆積残留磁化 (Detrital remanent magnetization: DRM) は堆積岩が堆積と石化作用の間に獲得する磁化 である。ほとんどの堆積環境では、堆積する主な強磁性鉱物は磁鉄鉱 (チタンに乏しいチタン磁鉄鉱) である。 DRM の獲得過程は、堆積岩形成の複雑な過程がたくさん絡んでいるので、ややこしい。様々な出発物質の 鉱物種は、しばしばお互いに平衡でないし、堆積環境とも平衡でない。堆積後の物理過程、例えば生物擾乱



**Figure 3.14** Detrital ferromagnetic grain in magnetic field. *m* is the magnetic moment of the ferromagnetic grain; *H* is magnetic field;  $\theta$  is angle of *m* from *H*; resulting aligning torque is  $\Gamma = m \times H$ .

も磁化に影響するかも知れない。圧密はことに重要な後堆積過程で、第8章で取り上げる話題の一つになる。 化学的過程も初めに堆積した強磁性鉱物を変質させたり、取り去ったり、新しい強磁性鉱物を沈澱したりし て、古地磁気記録に影響を与え得る。このような複雑さゆえに DRM は TRM の様に理解されてはいない し、堆積物の古地磁気記録の精度は良く分かっていない。

この節では堆積岩の古地磁気に影響する基本的な物理的化学的過程を概観する。堆積時の物理的な整列から話しを始めて、その結果生ずる磁化を堆積時堆積残留磁化 (depositional detrital remanent magnetization) と呼ぶ。次に後堆積残留磁化 (postdepositional detrital remanent magnetization: pDRM) と呼ばれる堆積 してから固結するまでの間の物理的な整列について議論する。pDRM 過程は堆積物の上部 10-20cm の含水 率の大きな部分で起こる。堆積時や後堆積時の磁化過程全体を堆積残留磁化 (DRM) と言う。

#### 堆積残留磁化の古典的モデル

DRM 獲得の古典的なモデルは強磁性鉱物が着底した瞬間の磁場による整列の効果のみを考える。ここで は磁気モーメント m を持った球形の強磁性粒子が、粘性係数  $\eta$  の流体中で、磁場 H にさらされている状 況を考える。 $m \ge H$  の間の角度を  $\theta$  とする (図 3.14)。整列を記述する運動方程式は

$$\Omega\left(\frac{d^2\theta}{dt^2}\right) + \beta\left(\frac{d\theta}{dt}\right) + mH\sin\theta = 0 \tag{3.32}$$

となる。第一項は角加速度に対する慣性を示している。 $\Omega$ は粒子の慣性モーメントで、 $\rho$ を粒子の密度、dを直径とすると、

$$\Omega = \left(\frac{\pi d^5 \rho}{60}\right) \tag{3.33}$$

で与えられる。式 (3.32)の第二項は粒子と周囲の流体の間の粘性のひきずりを表している。このひきずりは 回転に抵抗し、回転速度に比例定数 β

$$\beta = \pi d^3 \eta \tag{3.34}$$

で比例する。式(3.32)の最後の項は磁場に整列しようとするトルクである。

堆積岩中の強磁性粒子に適切な値をとると、慣性項 (式 (3.32)の第一項)は無視できる。この結果、粒子 が素早く回転して  $\theta$  はすぐに  $\sin \theta \approx \theta$  となる小さな値になる。この単純化を施すと式 (3.32) は次のように なる。

$$\frac{d\theta}{dt} = -\left(\frac{mH\theta}{\pi d^3\eta}\right) \tag{3.35}$$

この方程式の解は角度  $\theta$  が始めの角度  $\theta_0$  からどのように減少するかを記述する。この整列過程を記述する 解は

$$\theta(t) = \theta_0 \exp \frac{-t}{t_0} \tag{3.36}$$

ここで、

$$t_0 = \left(\frac{\pi d^3 \eta}{mH}\right) \tag{3.37}$$

である。これは  $\theta$  が  $\theta_0$  から  $\theta_0/e$  に減少する時間  $t_0$  を特徴的な時間とする指数関数的な整列過程である。 ここで、球形の磁性粒子の磁気モーメントは

$$m = \frac{\pi d^3 j}{6} \tag{3.38}$$

であることを思い出せば (j は単位体積あたりの磁気モーメント)、式 (3.37)の m にこれを代入して,

$$t_0 = \frac{6\eta}{jH} \tag{3.39}$$

となる。この結果は t₀ が粒子サイズ d に独立であることを示している。 t₀ がどの程度の大きさになるかの感じをつかむために、以下の数値を式 (3.39) に代入して見よ、

$$\eta$$
 =  $10^{-2}$ poise、水の場合  
H =  $0.5$ Oe、地表の磁場の代表値

j = 0.1 G

最後の値は大きな磁鉄鉱の擬単磁区粒子の値で、小さな擬単磁区粒子や単磁区粒子の場合はもっと大きな値 となる。しかしながら、このような小さめの j でも式 (3.39) は  $t_0 = 1s$  を与える。したがって、このモデル によると磁性粒子は素早く完全に整列して堆積することとなる。残念ながら、この理論は実際と合わない。¹

#### 堆積後の整列の証拠

実験室での再堆積実験で DRM のプロセスについていろいろなことが分かる。天然の堆積物を水中で分散 して、分かった環境で再堆積する実験が数多くある。このような実験の結果は古典的なモデルの予言とあわ ない。

初期の再堆積実験の一つに完新世の氷縞粘土の実験がある。獲得した DRM から決めた磁気モーメントの 整列の程度は古典的なモデルの示すところよりまったく小さい。明らかに、なにか乱すものがいて予想され る強い配列を妨げているのである。

かける磁場の伏角を変えながら行った再堆積実験がある。図 3.15a はその結果である。ついた DRM の伏角  $I_0$  はかけた磁場の伏角  $I_H$  より系統的に浅くなっていて、両者の関係は

$$\tan I_0 = f \tan I_H \tag{3.40}$$

と書ける。式 (3.40) の f の値は氷河堆積物の再堆積実験では 0.4 である。

この実験の簡単な説明は図 3.15b の絵を見ればわかると思う。形状異方性により、細長い強磁性鉱物の磁気モーメントは長軸の方向になる。重力によるトルクはこのような粒子を水平方向へ回転させる。しかしながら、天然の堆積物の伏角誤差は、再堆積実験から期待される量より小さいことが多く、しばしばまったく見られない。一般的には、磁化過程は一部は後堆積残留磁化 (pDRM) であるからだと考えられている。伏角誤差については第8章でもっと深く議論する。

図 3.16 は pDRM の可能性を明白にした実験の結果である。この実験では、磁鉄鉱と石英の乾燥した混合物を用意した後、磁場中で水をそそいで、もう一度乾燥させる。生じた pDRM はかけた磁場の伏角を正確に記録していた。強磁性鉱物粒子は水に富んだスラリー中で回転して、かけた磁場の方向の正確な記録となるのである。

もう一つ、面白い深海底堆積物の再堆積実験がある (図 3.17)。この実験では何日にもわたっての再堆積実 験を人工磁場中で行う。かけた磁場の偏角を 62 日目に 180°反転する。磁場の偏角の反転は実際的には瞬間 であるのに、出来た堆積物の磁化の偏角の変化はある範囲に広がっている。これで時間積分効果すなわち、 磁化獲得プロセスにある時間がかかることが分かる。磁化の偏角の変化は磁場の変化の 10 日から 20 日前に 堆積した堆積物にも部分的には記録されているのである。

¹ 訳註:水中で磁性粒子がほぼ整列しているという観測は行われており、その面ではこの理論は実際と合っている。堆積するときの 擾乱が大きいと考えるべきである。今後、p-DRMの議論で堆積後の擾乱とロックインの話しが出てくるが、堆積時の擾乱にはあまり 言及されていない。



**Figure 3.15** (a) The relationship between inclination ( $I_0$ ) of DRM in redeposited glacial sediment and the inclination of the applied magnetic field ( $I_H$ ). The solid line is the graph of tan  $I_0 = 0.4$  tan  $I_{H^*}$ . Redrawn from Verosub (1977). (b) Schematic representation of ferromagnetic grains with magnetic moments *m* settling in magnetic field *H*. Elongate grains with *m* along long axis tend to rotate toward the horizontal plane, resulting in shallowed inclination of DRM.



Figure 3.16 Inclination of pDRM versus inclination of applied magnetic field. Samples were dry synthetic quartz-magnetite mixtures flooded with water in a magnetic field of varying inclination; vertical error bars are confidence limits on measured pDRM inclination; the solid line is the expected result for perfect agreement between inclinations of pDRM and the applied magnetic field. Redrawn from Verosub (1977). 47



Figure 3.17 Declination of DRM recorded by redeposited deep-sea clay compared with declination of an applied magnetic field during redeposition. The ordinate indicates the number of days since commencement of the redeposition experiment; the declination of the applied magnetic field was changed by 180° on day 62; sediment deposited at least 10 days <u>before</u> the change in magnetic field declination partially recorded the new magnetic field direction. Redrawn from Verosub (1977).

天然の深海堆積物は普通 20cm 以上の深さまで生物撹乱されている。どんな堆積残留磁化も虫が食べて通 りすぎたあとではなくなるように思える。それでも、生物撹乱された深海堆積物はしばしば堆積から少し後 の磁場の良い記録媒体である。上にあげた室内実験と観測は後堆積残留磁化の重要性を示している。生物撹 乱された堆積物など pDRM が DRM 獲得の唯一の可能性であるような堆積物も多い。それ以外でも堆積時 だけでなく堆積後の整列も起こっているのであろう。後堆積残留磁化のプロセスの解析が堆積残留磁化の理 解にとって重要である。

#### ブラウン運動と堆積後の整列

熱残留磁化と同じように、DRM においても熱エネルギーが磁性粒子の配列を乱す重要なエネルギーであ る。堆積後の環境において、熱エネルギーは水分子のブラウン運動に押されることで強磁性粒子に伝わる。 非整列の度合が粒子サイズに依存することはありそうなことだ。ミクロン以下の粒子は 100-µm 粒子よりブ ラウン運動の影響を強く受ける。初期の pDRM の理論を発展させる試みでは、水で満ちた空隙中での小さ な強磁性粒子の物理的回転の定式化に、常磁性気体の原子の磁気モーメントの配列の理論を援用した。どち らの場合でも磁場による整列しようとするトルクと熱エネルギーによる擾乱とが拮抗する。

まず第一に磁気モーメント *m* を持った、同じ強磁性粒子の集合を考える。常磁性と同じようにランジュ ヴァン理論が適用できて、

$$\frac{\text{pDRM}}{\text{pDRM}_{s}} = \coth\left(\frac{mH}{kT}\right) - \left(\frac{kT}{mH}\right)$$
(3.41)

ここで、pDRM は結果として生ずる pDRM で pDRM_s は飽和 pDRM、すなわち全磁気モーメントがきっちり揃ったときに生ずる残留磁化である。

pDRM のブラウン運動理論は粒子の磁気モーメントが 0 から最大値 *m_{max}* まで分布している事を考慮に いれて改善された。もし、磁気モーメントの分布がこの範囲で一様であるとすると、上の式を *m* について積 分して、

$$\frac{\text{pDRM}}{\text{pDRM}_{s}} = \left(\frac{1}{x}\right) \ln\left(\frac{\sinh[x]}{x}\right)$$
(3.42)

となる。ここで、

$$x = \frac{m_{max}H}{kT} \tag{3.43}$$

である。この式をプロットすると図 3.18a になる。粒子の磁気モーメントと磁場の双方が小さいときには、式 (3.42) と (3.43) の *x* は小さい。そうすると、以下の近似が成立する。

$$\frac{\text{pDRM}}{\text{pDRM}_{s}} = \frac{x}{6} = \frac{m_{max}H}{6kT}$$
(3.44)



**Figure 3.18** (a) Theoretical fractional saturation of pDRM in Brownian motion theory. The solid line is a plot of Equation (3.42); for small *x*, slope is 1/6. (b) DRM acquired by redeposited glacial varved clay as a function of applied magnetic field. The solid line is Equation (3.42) with parameters adjusted to best fit observed DRM. Redrawn from Verosub (1977).

この結果は図 3.18a で示す初期傾斜を与える。

こういうふうにして求めた結果が物理的に見て適当であるか考えるのは重要なことである。無磁場のとき (または m_{max} のとき) pDRM の値は正しく 0 になる。磁場を少しずつかけていくとそれに比例して pDRM が増えていくのはもっともらしい。強い磁場では pDRM の上限に漸近していく。無限大の磁場をかけても 構成する磁気モーメントの完全配列より強い磁化が得られるはずはないので、この予言は正しそうだ。一方、 磁場一定では温度が上昇すると pDRM は減少する式になっているが、ブラウン運動による擾乱の効果が増 える事から期待される通りである。ちょっと見たところでは、この pDRM の式は正しそうである。

図 3.18b の点は氷河堆積物の再堆積実験のデータで、曲線は式 (3.42) をデータに合わせたものである。式 (3.42) の形は実験データにきわめてよく合い、理論は pDRM の磁場強度依存性をうまく表しているようである。 このフィッティングの際に調整したパラメータは  $m_{max}$  である。最適の  $m_{max}$  は  $7.4 \times 10^{-14}$ Gcm³( $7.4 \times 10^{-17}$ Am²) であった。これと、磁性粒子のサイズの情報からこの堆積物の強磁性鉱物の磁化強度は 8G 前後であると決めることが出来る。この値は単磁区粒子の 480G と多磁区粒子の弱い磁化 (< 1G) との中間である。この結果はこのようなシルトや粘土の磁化において擬単磁区粒子が重要であることを示している。

pDRM のブラウン運動理論は後堆積残留磁化の様々な性質をうまく説明できた。しかし、うまくいったか らと言って DRM がすべて実は pDRM であると意味する訳ではない。天然の堆積物では、DRM のある部 分は堆積時のものであり、残りは堆積後のものである。堆積時の DRM では伏角誤差がつくかもしれないが、 pDRM の再整列で伏角誤差は軽減される。それゆえ DRM の堆積時とその後に獲得する割合はたいへん重 要である。

堆積時と堆積後の整列の割合は、まだ完全には理解されていないが、様々な要素に依存する。そのうち重 要なものには以下のようなものがある。

- 粒子サイズ。小さなサイズでは強磁性粒子のブラウン運動の効果が強くなる。細粒堆積物は堆積時には 水含有量が多く、圧密と固化の過程でゆっくり減少する。その結果、pDRMの整列が働く時間は長い (おそらく 10² - 10³ 年)。それとは逆に粗い粒子の堆積物は全 DRMの大部分を堆積時に獲得するで あろう。
- 2. 堆積速度。強磁性粒子が水含有量が多い領域にとどまる時間は堆積速度に依存する。おそらく堆積速度 が遅いと堆積後の整列の効果は強くなるだろう。

3. 生撹乱。生撹乱でかき混ぜられた堆積物の堆積残留磁化はすべて堆積後のプロセスでついたものであ る。生撹乱は堆積物最上部での高含水量を意味し、高含水量は pDRM の整列を強化することが知られ ている。

#### 粒子サイズ効果

粘土の最大の粒子の直径は 4µm で、ほとんどすべての磁鉄鉱粒子は単磁区か擬単磁区の領域になる。一方、シルトと砂の境界は 62µm である。細かいシルトは擬単磁区粒子が多い場合があるかもしれないが、淘汰のよい粗粒のシルトや砂の磁鉄鉱はほとんど全部多磁区粒子である。

この粒子サイズの違いは二つの意味で重要である。第一に単磁区ないし擬単磁区領域の粒子は地球磁場中 でそろう (主として pDRM で)。大きな粒子は磁化強度が弱く、堆積直後の空隙で自由に回転するとは考え にくい。従って、堆積時または堆積後の過程で効率的に揃うことはない。第二に多磁区領域にある大きな強 磁性粒子は粘性残留磁化を獲得しやすい。従って、砂岩は最初の残留磁化獲得効率が小さい上に、残留磁化 はより不安定である。

その他の粒子サイズ効果も重要である。中粒砂岩より大きな粒子サイズでは、強磁性鉱物に対しても力学 的エネルギーの影響が磁場による整列より大きくなる。従って、粗粒砂岩や礫岩では DRM は着きそうにな い。その上、粗粒の堆積物は一般に透水率が高く、地下水循環によって強磁性鉱物に影響を与える化学的変 化が起きている可能性が高い。このような訳で、古地磁気研究では試料に粘土から細粒砂岩までを好み、粗 粒の堆積物は避けるのが普通である。

#### DRM の固着

堆積物の脱水と固化が進んで、粒子の動きが止まったときに堆積残留磁化は固着する。一旦回りの粒子との接触で動きが止まると、DRM は力学的に固まる。固着は脱水と固化の進んでいく時間少しずつ進行する。 固着にかかる時間は 10³ 年程度までと見積もられているが、堆積環境に依存する。おそらく粗い強磁性粒子 は細かい粒子より早く固着するだろう。

この DRM の議論で堆積時や直後の堆積岩の残留磁化について基本的な理解が出来たであろう。原岩や堆 積時、その後のプロセスなど堆積岩も様々であるので、DRM 強度が様々でも驚くにあたらない。磁鉄鉱に 富んだ大陸性堆積物では > $10^{-4}$ G ( $10^{-1}$ A/m) の DRM 強度を持っているものもあるし、海洋性の石灰岩で は < $10^{-7}$ G ( $10^{-4}$ A/m) 程度の DRM 強度しか持っていないものもある。

# 粘性残留磁化 (VRM)

粘性残留磁化 (Viscous remanent magnetism: VRM) は弱い磁場にさらしたときに次第に着いていく残留 磁化のことである。天然の VRM は岩石が形成されてからずっと後の地球磁場の働きで生じた二次磁化とし て見られる。古地磁気学的な視点で言うと、この VRM は好ましくない雑音である。この節では粘性磁化の 基本的性質を調べよう。基本的な物理を理解することによって、VRM の着きやすい強磁性鉱物の特性が分 かる。それはまた、粘性磁化を消去し古地磁気学的に興味のある初生磁化を取り出す消磁の技術を理解する ことにもなる。消磁については第5章で詳しく取り扱う。

#### VRM の獲得

粘性残留磁化の獲得を示す実験データを図 3.19 に示した。この実験では  $2-\mu m$ の磁鉄鉱粒子を拡散した人 工試料を 3.3Oe(0.33mT)の磁場中に置き、生じた VRM を定期的に測定した。実験は温度を変えて繰り返 した。ある温度での VRM 獲得は

$$VRM = S \log t \tag{3.45}$$



Figure 3.19 Progressive acquisition of VRM by synthetic sample of dispersed 2-mm diameter grains of magnetite. Data points show VRM acquired at corresponding time since the beginning of exposure to the magnetic field; lines show the trend of VRM for a particular VRM acquisition experiment at the temperature indicated; the magnetic field was 3.3 Oe; zero on the ordinate is arbitrary (the absolute value of VRM was adjusted so that results of all VRM acquisition experiments could be conveniently shown on a single drawing). Redrawn from Stacey and Banerjee (1974).

に従って進んだ。ただし、t は磁場中に置いた時間、すなわち VRM 獲得に要した時間で、S は粘性係数と 呼ぶ。

図 3.19 から *S* が温度と共に増加することは明らかである。VRM が磁場にさらした時間の対数に比例するのであるから、粘性磁化では最近の磁場の影響が卓越する。大きな VRM 成分を持った岩石は試料採取場所の現在の地球磁場の方向に揃った NRM を持つ。

まず、単磁区粒子の獲得する VRM を考えよう。単磁区粒子の集合については、VRM の獲得は本質的に 磁気の緩和の逆の現象である。緩和時間  $\tau$  の短い粒子の磁気モーメントの再配列で VRM は着く。図 3.20 は、単磁区粒子の分布を  $v - h_c$  グラフ上にコンターで示した模式図である。もし、VRM の獲得実験を図中 の "獲得時間"の長さだけ行えば、 $\tau \leq$  "獲得時間"(図 3.20 で濃い網の部分になる粒子)の粒子はすべて実 際的に "浮動"して、かけた磁場に反応することが出来る。これらの浮動する粒子の磁気モーメントは平衡 分布に向かい、その結果かけた磁場の方向に VRM が着く。獲得時間が増えるにつれて、 $\tau =$  "獲得時間"の 線が粒子の分布を掃いていって、VRM は増加する。

温度増加の効果は  $h_c$  が温度と共に減少することを考えると理解できる。温度の増加と共に  $v - h_c$  空間での粒子の分布は  $h_c$  が減少する方向 ( $v - h_c$  図で左の方)に移動する。 より大きな熱エネルギーがあればエネルギー障壁をすばやく乗り越えて磁気モーメントが回転する。それゆえ、同じだけの磁化獲得の時間では、温度が上昇するとより多くの粒子が VRM の担体となる、すなわち、粘性係数 S が大きくなる。温度がかなり高くなると生ずる磁化は熱粘性残留磁化 (thermoviscous remanent magnetization: TVRM) と呼ぶ。天然で生ずる VRM の獲得時間は  $10^9$ 年やそれ以上にもなりうる。 $\tau < 10^9$ yr のあらゆる粒子は VRM の坦体となる可能性がある。 $10^9$ 年以上の緩和時間を持った単磁区粒子は一般に古地磁気学的に意味のある初生磁化を持っている。このような緩和時間の長い安定な粒子は  $v - h_c$  図では右上に来る。



Figure 3.20 Schematic representation of VRM acquisition on a diagram of SD grain volume (*v*) versus microscopic coercive force (*h_c*). As the time of VRM acquisition increases, the bold line labeled [™]#= acquisition time sweeps through the SD grain population from lower left to upper right; grains with progressively longer *τ* can acquire VRM as acquisition time increases; SD grains in the dark stippled region labeled [™]VRM have acquired VRM.

#### 擬単磁区と多磁区粒子の VRM

擬単磁区や多磁区の粒子では VRM は磁壁が熱で動くことによって着く。図 3.3 に示すとおり、磁壁のエネルギーは場所の関数である。かけた磁場と擬単磁区や多磁区の粒子の相互作用のエネルギーは磁壁を動かし、かけた磁場の方向の磁化が増加する。

多磁区の粒子では一般に抗磁力と粘性係数が反比例する関係にある。抗磁力の低い粒子は素早く VRM を 獲得するし、一番抗磁力の低い粒子ではほとんど VRM になる。磁鉄鉱を生ずる岩石では、VRM は一般に 抗磁力の低い多磁区粒子が担っている。低抗磁力と VRM の卓越の、このような原因までさかのぼる関係は、 磁鉄鉱を生ずる岩石での VRM の消磁を説明する上で重要である。

#### 熱粘性残留磁化 (TVRM)

古地磁気を研究しようとする岩石が変成作用などで長時間の加熱を受けていることもある。キュリー温度 以下とはいえ高温に長時間さらされたときの(1)初生のNRM を保持する能力への、また、(2)熱粘性残留磁 化(TVRM)からの、影響を理解しなければならない。この節では、単磁区理論を用いて TVRM を解析し、 緩和時間が温度と共にどのように変化するかを見る。この理論で TVRM の獲得はうまく説明できる。また、 これによって強磁性粒子のある部分がかなりの変成作用を受けても初生の磁化を維持しうることも示せる。

まず、均一の単磁区粒子の集合を考えよう。Néelの緩和時間の温度依存の式は以下のようになる。

$$\tau(T) = \frac{1}{C} \exp\left(\frac{v j_s[T] h_c[T]}{2kT}\right)$$
(3.46)

従って、

$$\ln\left(\tau[T]C\right) = \left(\frac{vj_s[T]h_c[T]}{2kT}\right)$$
(3.47)

となる。それゆえ、均一の粒子の集合では

$$\frac{v}{2\mathbf{k}} = -\mathbf{\hat{z}} = \frac{T\ln(\tau[T]\mathbf{C})}{j_s[T]h_c[T]}$$
(3.48)

である。ここで、この集合が温度  $T_1$  で  $\tau_1$ 、温度  $T_2$  で  $\tau_2$  の緩和時間を持つとする。(3.48) 式の右の等号から  $T_1$  と  $T_2$  各々の温度での各パラメータの間には以下の関係が成り立つ

$$\frac{T_1 \ln(\tau[T_1]C)}{j_s[T_1]h_c[T_1]} = \frac{T_2 \ln(\tau[T_2]C)}{j_s[T_2]h_c[T_2]}$$
(3.49)

時間と温度の関係を得るためには抗磁力  $h_c(T)$  の温度依存性を知る必要がある。単磁区磁鉄鉱では抗磁力は 形状異方性による場合が多いであろうから、

$$h_c(T) = \Delta N_D j_s(T) \tag{3.50}$$



Figure 3.21 Blocking diagrams for (a) magnetite and (b) hematite. Lines on the diagrams connect combined temperature and relaxation time (τ) conditions that can unblock (reset) the magnetization in a given population of SD grains. See text for explanation. Redrawn from Pullaiah et al. (1975).

と考えてもよい。ここで、 $\Delta N_D$ は短軸と長軸の反磁場係数の差である。単磁区赤鉄鉱の場合は抗磁力は結 晶磁気異方性によるので、温度により強く依存し、

$$h_c(T) = Dj_s^3(T)$$
 (3.51)

となる。*D* は温度に依存しない(しかし、ここの議論では重要ではないその他もろもろに依存する)比例定数である。これらの式を(3.49)式に代入すると、

$$\left(\frac{T_1 \ln[\tau_1 C]}{j_s^2[T_1]}\right) = \left(\frac{T_2 \ln[\tau_2 C]}{j_s^2[T_2]}\right) \quad \overleftarrow{\text{distation}}$$

$$(3.52)$$

$$\left(\frac{T_1 \ln[\tau_1 \mathbf{C}]}{j_s^4[T_1]}\right) = \left(\frac{T_2 \ln[\tau_2 \mathbf{C}]}{j_s^4[T_2]}\right) \quad 赤鉄鉱について \tag{3.53}$$

飽和磁化  $j_s$ の温度変化のデータ (図 2.3)を用いれば、磁鉄鉱と赤鉄鉱の時間—温度安定性を計算すること が出来る。

得られた緩和時間と固着温度  $(\tau, T_B)$  の関係の最も役に立つような表し方は  $\tau-T_B$  空間上で同じ粒子が活性化する場所を示すノモグラムを書くことであろう。単磁区の磁鉄鉱と赤鉄鉱の粒子のノモグラムが図 3.21 である。この図は固着図としても知られている。3.21aを用いた例を見るとノモグラムがいかに役に立つか分かるであろう。

図 3.21a の点 1 は 260°C で 10m.y. の緩和時間を持った単磁区の磁鉄鉱粒子に対応する  $\tau$ - $T_B$  空間の点である。 この粒子は 260°C に 10m.y. 置いておかれるとかなりの量の VRM を獲得する。点 2 は $\tau$  = 30 分  $T_B$  = 400°C にあたり、点 1 と同じノモグラム上に位置する。これは 260°C で  $\tau$  = 10m.y. の粒子は 400°C では  $\tau$  = 30 分 であることを示している。それは、260°C, 10m.y. で獲得した TVRM は 400°C, 30 分無磁場中に置くこと で消されるという意味である。

次に、図 3.21a の点 3 と 4 を見てみよう。この 2 点は  $\tau$ - $T_B$  グラフ上で点 1,2 とは異なる一つのノモグラムの上にある。点 3 は  $T_B = 520^{\circ}$ C で  $\tau = 10$ m.y. で、点 4 は  $T_B = 550^{\circ}$ C で  $\tau = 30$  分である。従って、 520°C で 10m.y. の緩和時間を持つ粒子を 30 分で消磁するにはほんの少し高い温度 (550°C) しか必要としない。これは、キュリー温度に近い  $T_B$  を持つ粒子は温度が少し下がるだけで急速に緩和時間が長くなるということを別の面から眺めたものである。

図 3.21a と 3.21b の固着図は二つの領域に分けることが出来る。 B 領域の粒子は実験室の時間スケール (例えば 30 分程度) での固着温度が少なくとも 100°C キュリー温度より低い。このような粒子はあまり高い 温度にならなくても (例えば 300°C 程度) 地質学的に長い時間 (例えば 10m.y. 程度) その温度にさらされる と TVRM を獲得する。従って B 領域の粒子は磁化の初生成分の坦体としては不安定で TVRM や VRM の 二次磁化を獲得している可能性が高い。一方、A 領域の粒子は実験室での固着温度がキュリー点から 100°C の範囲にある。このような粒子はキュリー温度のすぐ近くまで熱せられない限り、リセットされることはな い。B 領域の粒子は固着温度がキュリー温度のずっと下まで大きく広がっているのに対して、A 領域の粒子 はキュリー温度から 100°C の範囲に明確に固着温度が制限されている。これは、なぜ  $T_B$  がキュリー温度か ら 100°C の範囲の粒子が TRM の安定な坦体であり、 $T_B$  がキュリー温度から離れて広く分布している粒子 が一般に不安定であるかの説明となる。

図 3.21 から初生の NRM が緑色片岩帯の温度 (300–500°C) の加熱でも残る可能性のあること、しかし、角 閃岩帯 (550–750°C) まで上がると駄目なことが分かる。A 領域の  $T_B$  を持つ磁鉄鉱粒子が記録している磁 化は普通角閃石が放射起源のアルゴンを保持する温度 (およそ 525°C) と同程度である。しかしながら、この 議論は時間–温度効果のみを考えていることに気をつけてほしい。低度の変成作用でさえしばしば化学変化を 伴い、強磁性鉱物を変質させて、時には初生の NRM を消したり、岩石を化学的に再磁化したりすることも ある。

この熱粘性残留磁化の理論は NRM の熱消磁の基本的な理論と同じである。室温で短い $\tau$ を持つ単磁区粒子は低い  $T_B$ を持ち、室温で長い $\tau$ を持つ粒子は高い  $T_B$ を持つ。二次磁化は短い $\tau$  (そして低い  $T_B$ )を持っていることが多い。従って、NRM の二次成分を持っている粒子の  $T_B$ よりは上で初生の NRM を 持っている粒子の  $T_B$ よりは下の温度で消磁するということが可能になる。こうすれば、NRM の初生磁化をそのままに二次磁化を消すことが出来るのである。

#### 注意とまとめ

ここで、皆さんがいま習った (少し努力したかもしれないが、大したことはなかったと希望しています) 色々 な理論どれもが、実は、うまくいくとは限らないということに注意しておきたい。しばしばみられる問題は TVRM や VRM を消すのに必要な温度が理論で予想されるよりも高いことである。定性的な傾向は正しいの であるが、理論は TVRM による二次磁化の消去について楽観的である。もう一つは、磁鉄鉱より赤鉄鉱で 理論がうまくいっているように見えるという点である。

この理論は単磁区粒子でのみ有効であることを思い出してほしい。赤鉄鉱の大部分は単磁区粒子であるの に対して、一般的な磁鉄鉱を生ずる岩石では粒子サイズの領域のかなりの部分は擬単磁区粒子の領域である。 擬単磁区粒子が存在することで磁鉄鉱のある岩石ではこの TVRM 理論を適用できなくなっている可能性は 高い。また、この TVRM の理論では変成作用による強磁性鉱物の化学的変化も無視している。広域変成や 埋没変成の効果を考えるとき、化学変化と粒子成長のことを常に頭にいれておかないといけない。

岩石中の強磁性粒子の粒子サイズと形状の分布が与えられると、VRM や TVRM を獲得する粒子がどれ くらいあるかわかる。これらの自然残留磁化の成分は通常は邪魔な二次磁化で、我々は何とか部分消磁で消 してしまおうとする。固着温度の低い単磁区粒子は粘性磁化が着きやすいということは見てきた。しかしな がら、岩石中に固着温度の高い粒子があれば他の粒子に VRM が着いてもその粒子は初生の自然残留磁化を 保っているということも示した。自然残留磁化に複数の成分があるときには、それらは、同じ石の中の別の 強磁性粒子の集合が坦体となっていることがありうる。古地磁気の研究のかなりの部分はたくさんの成分の 磁化から意味のある成分を取り出すという問題に帰着できる。

# 等温残留磁化 (IRM)

強い磁場に温度を変えずに短時間さらすことで着く磁化を等温残留磁化 (isothermal remanent magnetism: IRM) と呼ぶ。実験室では、IRM は電磁石で作った磁場に (普通は常温で) さらしてつける。磁気履歴実験 で残る磁化は IRM で、かけた磁場より抗磁力の弱い強磁性粒子に着く。

天然の IRM は落雷による瞬時の磁場による NRM の二次磁化としてみられる。雷の電流は  $10^4$  アンペア を越えることもあるので、落雷した点から 1m 以内では  $10^2$ - $10^3$ Oe (10-100 mT) の強い磁場となりうる。

そのようなところで試料を採集するような羽目になることはなさそうに思えるが、以下に示すように、落雷による IRM は問題になる可能性があり、特に雷嵐の頻発する地域では十分に注意する必要がある。

驚くべきことに、世界中で落雷が起こる頻度は1秒に10²-10³回にもなる。それぞれの落雷で周囲2mの 範囲がIRMを獲得するとして、また、古地磁気の試料採取に適した新鮮な露頭ができるように2m斜面が浸 食されるのに10⁴年かかるとしよう。すると、10⁴年間で1m²に平均的には0.1回落雷があったことになる。 雷嵐は熱帯地域で多いことを考えると、そこでは落雷の影響について十分注意しないといけないことがわか る。雷の落ちやすい尾根やメサ上の露頭は何度も落雷して完全に再磁化しているかもしれない。いずれにせ よ、高い位置の露頭からの試料採取は避けるべきであるし、もし取ったら試料のNRMを注意深く調べる必 要があることは明らかである。野外と実験室での実際の作業については次章で述べる。

# 第4章 試料採取、測定、NRM の表示

第1章で表面の地球磁場は10⁵年程度までの周期を持った永年変化をしていることをみた。平均方位は地心 双極子磁場が期待され、古地磁気研究の多くはこの平均方位を決定するようにする。古地磁気試料を取ると きは岩石ができたほぼその瞬間の地磁気方位を記録していると考えて採集する。地磁気永年変化は平均して しまう必要があるから、古地磁気試料は10⁵年以上の期間にわたるように採集しないといけない。期間にと くに上限はないが、2千万年を越えることはめったにない。

# 古地磁気試料の採集

図 4.1 は一般的な古地磁気試料採集法における試料の階層的な整理を示したものである。岩相単位とは堆 積岩で言えば一連の地層や火成岩複合体では一連の冷却単位、普通は地質学で層群と呼ばれるくらいの単位、 時にはその下の層と呼ばれる単位や、一連の層群を単位としたものを示している。ずっと離れたサイトで(で きれば数 100km も離れた)試料を採取したほうがいい。そうすれば、一ヶ所の結果のみに依存することもな くなるし、第5章で議論する野外テストが適用できるようになるかも知れない。ある地域をとれば、一ヶ所 だけの結果で問題となるローカルなテクトニックな動きや地球化学的な変質の影響も受けにくくなる。

サイトというのは、一連の堆積岩のある層や、火成複合岩体中の冷却単位(すなわち溶岩流や岩脈)の露 頭である。その岩相単位の初生 NRM を知ることが出来るのであれば、各サイトの結果は各試料採取地点の 初生磁化が形成された(理想的には短い)期間の地球磁場方位の記録であるはずである。ほとんどの古地磁 気研究にとって、ある岩相単位で複数のサイトを設定することは、地球磁場方位の時間平均をとるために重 要である。どのくらいのサイト数が必要であるかは議論のまとであり、第7章で述べる。

サンプル(試料)というのはそれぞれ独立に方位をつけた岩石片である。技術的な問題がない限り(例えば、湖底のコアなど)一つのサイトから複数の試料を取ったほうがいい。通常は 6 ~ 8 個の試料を露頭の 5 ~ 10m の範囲に散らばらせて取る。NRM の方位を試料間で比較すれば、サイト内での NRM の均一さが評価できる。

スペシメン(試片)というのは NRM の測定に適当な大きさに試料から切り出したものである。複数の試 片をそれぞれの試料から切り出すこともある。それらの結果の比較で、複数の試料の場合に加えて NRM の 均質度や実験の再現性のチェックができる。一つの試料から試片が一つしか取れないこともある。一方、3



個以上の試片を一つの試料から取っても意味のあることはまれである。

もし、サイトでの地層が水平でなければ、後で構造補正をするために地層の走向傾斜を測定しておかなけ ればならない。走向傾斜の測定は地質学一般で行われている方法でよい(通常はクリノメータを用いる)。露 頭の状況がよければ完全な構造の記載をしておく。サイトがプランジした褶曲の翼部にあったとしたら、完全 な構造補正のためにはその場の傾斜補正だけでなくプランジの補正もしなければならない。古地磁気のデー タの構造補正については後に述べる。

#### 試料のタイプ

試料採集に何を持っていけるかでどんな定方位試料が取れるかが違ってくる。広く行われている試料採取 の方法を以下に述べる。

- 携帯ドリルを用いたコア試料。古地磁気試料の採取に最も広く用いられているのが水冷式のダイアモン ドビットをガソリンエンジンで動かす携帯ドリルでコア試料を得る方法である(図 4.2a)。コアの直径 は~2.5cmを用いることがほとんどである。露頭で6から12cmの深さにコアを抜いた後(図 4.2b)、 コアの底をはずす前に方位付器で方位を付ける(図 4.2c)。方位付器にはコアの軸の傾斜を計る傾斜計 と、軸の方位を計る日時計や磁針が付いている。この方法での方位付の精度は±2°程度である。方位 を付けた後、コアの底を割って取りだし、方位マークを確認し、サンプル番号を書く(図 4.2d)。コア 試料の利点は、露頭の状態によらず試料採取が可能なことと、方位の精度である。欠点には重装備(ド リル、水、ガソリン)でサイトに行かなければいけないこと、ドリルの調子に左右されること(特に、 不便な場所で)、長期間従事すると椎間板ヘルニアになりやすいこと、があげられる。
- ブロック試料。装備の問題、ドリルしにくい岩質、(または禁止地域)等の理由でブロック試料を取る必要が出てくることがある。割れ目の入った岩石に方位を付けて(一つの面の走向傾斜を記録することが多い)はずす。未固結の堆積物の場合、露頭から試料を切り出すこともある。ブロック試料の利点は、装備に左右されないこととドリルできない様な脆い岩石でも取れることである。一方、欠点は方位付の精度が悪いこと、割れ目の入った岩石(おそらく、マッシブな部分より風化が進んでいる)しか取れないこと、帰りに運ぶことになる岩石が重くかさばること、持ち帰ってから測定用試料の加工に手間がかかること、等が気になる。
- 3. 湖底や海底のコア試料。湖底や海底から堆積物の柱状試料を得るために色々な道具が作られている。とれるコアは断面が ~10cm 程度の円や同じくらいの正方形のものが多い。ほとんどのコアは水平面内の方位は付いていない。また、コアが垂直に刺さると仮定する場合が多い。貫通深度は ≤ 20m が普通である。ただし、深海掘削計画 (ODP)で使っている、APC (Advanced Piston Corer)ではロータリー 掘削の先で非撹乱の試料を取ることが可能で、数 100m の深さまでほとんど 100% の回収率でコア採取をしている。実験室で測定用にコアから試料を取ることになる。

#### 試料採集時の注意

古地磁気と言っても研究対象や応用は様々なので、試料採集について一般的に書くのは難しいが、長年の 経験から得られる注意事項はある。まず一番目は新鮮で風化していない試料を取ることである。地表面での 酸化は磁鉄鉱を赤鉄鉱や水酸化鉄に変え、磁鉄鉱が担っている NRM を弱めると共に、新しく CRM がつく。 それゆえ、人工の露頭 (道路の切り通しなど) は適している。天然の露頭では浸食の盛んな谷などが最適な場 所である。

落雷は二次的な IRM をつけるが、それで初生の NRM が覆い隠されてしまうかもしれない。このような 雷による IRM は実験室で部分消磁すれば消えることもあるとは言うものの、雷の落ちやすい場所は避ける 方針としたほうがよい。可能であれば、頂上付近は避けるべきだ (特に赤道地域では)。どうしても雷の多い 地域で試料採集しないといけないときには、以下の二つの方法で雷の影響を抑えることができる。



Figure 4.2 Core sample collection procedures. (a) Portable gasoline-powered drill with diamond drilling bit; a pump can is used to force cooling water through the drill bit. (b) Unskilled laborer drilling a core. (c) Orientation stage placed over in situ core. Notice the inclinometer on the side of the orientation stage; the magnetic compass is under a Plexiglas plate; the white ring on the Plexiglas plate is used to measure the azimuth of the shadow cast by the thin rod perpendicular to the plate. (d) Core sample with orientation markings.



- **Figure 4.3** Orientation system for sample collected by portable core drill. Diagram on the left is a schematic representation of core sample in situ. The *z* axis points into outcrop; the *x* axis is in the vertical plane; the *y* axis is horizontal. Diagram on the right shows orientation angles for core samples. The angles measured are the hade of the *z* axis (angle of *z* from vertical) and geographic azimuth of the horizontal projection of the +*x* axis measured clockwise from geographic north.
- 玄武岩などの強い磁化を持った岩石の露頭では、試料採集前に磁場測量をすれば、落雷があった場所か 見当をつけることができる。具体的には、磁針の方位をマッピングして、かなり (≥ 5°) 北からずれた 場所を見つける。方位磁石の方向を一定にしたまま岩石の表面から ~15cm の距離まで近づけると、落 雷で着いたような不均質に強く磁化した IRM なら、磁針の方位を目に見えるほど振らせる。このよう にすれば試料採集時に落雷地点を知って、避けることができる。
- 2. 雷の発生しやすい地域では日時計を用いて試料の方位を付けるとよい。試料方位を日時計で付けるのは 難しくないし、計算も携帯プログラム電卓があれば露頭でできてしまう。地磁気の水平成分の小さい高 緯度地域でも日時計での方位付けが必要となる。もし、曇っていて太陽が見えない場合は、試料採取地 点からの方位の分かった地形などを利用して現在の偏角を決めることができる。

方位付けの方法は色々あって、標準が確立していない。しかし、どの方法でも、試料の採取時の方位を一意に示すようになっている。一例としてあげると、筆者が使っているのは図 4.3 に示した右手系の直交座標方式である。z 軸はコアの軸 (露頭の奥に向かって z 正)、x 軸は鉛直面内で z 軸に垂直な方向、y 軸は水平面内となる (図 4.3a)。野外で測る試料の方位は (1) +xの水平投影の方位 (x - z 面の方位) と (2) 垂線と +z軸のなす角 ( $90^\circ - z$  軸の傾斜)。実験室でこの座標軸に基づいて測定することとなる。

# NRM の測定

古地磁気にとって意味のある結果は  $10^{-8}$ G  $(10^{-5}$ A/m) 以上の磁化を持った岩石から得られてきた。これ は  $10 \text{ cm}^3$ の標準コア試料では、 $10^{-7}$ G cm³  $(10^{-10} \text{ Am}^2)$ の磁気モーメント (M) に相当する。このように 弱い M を素早く確かに測定するためにはかなり苦労する。過去 30年間で岩石磁力計の感度は少なくとも千 倍は改善した。初期の古地磁気研究は磁化の強い玄武岩や赤色堆積物に限定されていたが、装置が進歩して 基本的にはどんな岩石でも古地磁気の研究が出来るようになってきた。古地磁気学で用いる装置についての 話は、Collinson の本 (参考文献参照) に詳しいので、この本ではこれ以上立ち入らない。古地磁気学の理論の発展と実験室での実際を解説する上で必要な基本的なことにふれるのみとする。

1950年代の古地磁気学の発展(ほとんどイギリスで)は、ほとんど無定位磁力計でNRM を測ることに よってもたらされた。無定位磁力計には様々な種類があるが、すべて基本は小さな磁石を糸(実際には金 属や石英の細い線)で吊した構造をしている。試料の磁化が磁石に及ぼす力で糸がねじれて磁石が回転す る角度を読んで試料の磁化の大きさと方向を測定する。巧妙な工夫と長年の努力で無定位磁力計の感度は  $M \leq 10^{-5}$ Gcm³( $10^{-8}$ Am²)まで改良された。最も大きな問題点は振動と周辺磁場の変動によるノイズで あった。

1960 年代から 1970 年代の初めにかけて、スピナ磁力計が広く使われるようになった。これも様々な形式 があるが、基本的な構成は試料を回転する回転軸と、回転する試料の磁気モーメントからでる振動磁場を検 知するセンサの組み合わせである。センサの出力は位相検波器に渡されて、試料が回転する周波数の成分だ けが取り出される。高効率の位相検波器とデジタル加算器の開発で、スピナ磁力計の感度と測定速度は大き く改善した。現在のスピナ磁力計の感度は  $M \approx 10^{-7} \text{Gcm}^3 (10^{-10} \text{Am}^2)$  の NRM の試料を測定することが出 来る。しかし、測定時間は磁化強度の減少とともに長くなり、このように弱い試料の測定には 30 分以上かか ることになる。

1970年代の初頭に、超伝導磁力計が開発されて、スピナ磁力計より弱い磁化を素早く測ることが出来るようになった。超伝導磁力計は磁気センサとして、液体ヘリウム温度 (4°K) での超伝導現象を利用した、SQUID (Superconducting QUantum Interference Device: 超伝導量子干渉素子)を用いている。SQUID は液体ヘリウムの入ったデュア瓶の中に置いてある。SQUID センサのすぐ近くに室温の部分が作ってあって、試料をそこにおいて試料の出す磁場を測定する。超伝導磁力計は  $M \leq 10^{-7}$ Gcm³( $10^{-10}$ Am²)の試料を簡単に測定することが出来る。大きく改善した点は測定時間で、たった1分程度しかかからない。

どんな磁力計を用いても、測定できるのは試料座標系での試料の磁気モーメントの各成分  $(M_x, M_y, M_z)$ である。試料の NRM の一様性と測定の S/N 比を見るために、各々の成分について何回か繰り返し測定をする。データはコンピュータに送られて、平均磁化方位の計算や、試料の方位の補正をして地理座標系にもどす計算をするようになっていることが多い。超伝導磁力計を使えば測定から計算までを1試料あたり1分で進めることが可能である。

#### NRM 方位の表示

古地磁気学ではベクトル方位を図 2.1 に示した伏角 *I* (水平面からの角度) と偏角 *D* (地理的北からの角度) で表す。そのような三次元的な方位を二次元の紙の上に表すには何か投影を用いなければならない。球の中 心から NRM 方向の半直線が球と交わる点を NRM の方位と対応させて、その球を二次元に投影するのが、 通常の方法である。投影には色々な方法があり、それぞれに長所短所がある。

古地磁気では二種類の投影が広く用いられている。等角投影(ステレオまたはウルフ投影)には球面状の円 (中心のベクトルから同じ角度はなれたベクトルの集合)はどこにあろうと投影後も円となる性質がある。し かし、投影前に同じ大きさの円の投影後の大きさは中心の位置によって変わる(中心のベクトルが下を向い ているほどすなわち投影の中心に近いほど小さくなる)。

等面積投影 (ランベルトまたはシュミット投影) は球面上の同じ大きさの円の面積は中心がどこにあろうと 投影後も等しくなるという性質がある。しかし、円は中心が投影の中心にない限りは投影後は楕円になる。 古地磁気学においては方位のばらつきの程度が問題になることが多いので、等面積投影を使うことのほうが 多い。しかし、必ず使わなくてはならないというものではないし、実際、古地磁気方位を等角投影で示した 論文も数多くある。

鉱物学者は結晶の対称性を示すのに結晶面(または、その面の極)の投影を、構造地質学者は鉱物の伸び方 向や層理面(または、その面の極)の投影を使う。どちらの場合でも、表示すべき要素は直線で、上向き下向 きいずれのベクトルの投影を示しても情報を失うことはない(読者が規約を分かっている限りは)。鉱物学者 は上半球投影を用いる(彼等は空間を眺めて一生を過ごすことが好きなのだ)。一方、構造地質学者は下半球 投影を用いる(彼等は手と足で鉱物の伸びなぞを確かめて一生を過ごすのだ)。古地磁気方位は真のベクトル



Figure 4.4 Plotting a direction on the equalarea projection. Declination is measured around the perimeter of the projection (clockwise from north); inclination is measured from 0° at the perimeter of the projection to ±90° at the center of the projection.

量で、上下両半球いずれも使うのであるから、古地磁気学者はもっとも均整がとれているはずである。

水平面への投影は偏角が同じで伏角の符号のみが異なる二つのベクトル (例えば、 $I = 20^{\circ}, D = 340^{\circ}$  と  $I = -20^{\circ}, D = 340^{\circ}$ )が同じ点になるという性質をもっている。上向きの方位と下向きの方位を区別する規約が何か必要である。古地磁気学で普通使う規約は下半球には塗りつぶした記号 (solid symbol: 閉じた記号)を用い、上半球には周囲だけの記号 (open symbol: 開いた記号)を用いるというものである。

例として図 4.4 に  $I = 50^{\circ}$ ,  $D = 70^{\circ}$  の方位を等面積投影で示した。伏角が正であることは、記号に黒丸を用いることで表してある。これ以降の議論では等面積投影上でのベクトルのプロットや回転について基本的な知識があると仮定している。もし、読者がこれらについてまったく知らないのであれば、Marshak and Mitra (参考文献参照) などの構造地質学の入門書の関係のある部分を読むとよい。

#### 試料座標から方位へ

測定量から NRM の方位を求める手順について述べよう。図 4.3 の規約で方位を記録したコア試料を考える。例えば、試料の方位、試片の体積 (v)、磁気モーメントの各成分 (試料座標での) が表 4.1 の如くであったとする。

試片の全磁気モーメント M は

$$M = \sqrt{M_x^2 + M_y^2 + M_z^2} \tag{4.1}$$

で与えられる。表 4.1 のデータを用いると  $M = 3.74 \times 10^{-3} \text{Gcm}^3 (3.74 \times 10^{-6} \text{Am}^2)$ となる。NRM 強度は

$$NRM = \frac{M}{v}$$
(4.2)

で与えられるから、 $3.74 \times 10^{-4}$ G  $(3.74 \times 10^{-1}$ A/m) である。試料座標系での伏角  $(I_s)$  と偏角  $(D_s)$  は

$$I_{s} = \tan^{-1} \left( \frac{M_{z}}{\sqrt{M_{x}^{2} + M_{y}^{2}}} \right)$$

$$D_{s} = \tan^{-1} \left( \frac{M_{y}}{M_{x}} \right)$$
(4.3)

となる。 $D_s$  については  $M_x$  の符号によって値域が変わることに気をつけなければならない。表 4.1 の値を 用いれば試料座標系での磁化方向は  $I_s = 46^\circ$ ,  $D_s = -28^\circ = 332^\circ$  である。

地理座標系での NRM 方位を求めるには、試料の軸 (と試料座標系での NRM 方向)を採取したときの元 の方位に戻してやる。これは実際には座標変換を計算して求めるが、図 4.5 に説明してあるように図上で確 かめておくことは、意味を把握する上で重要である。



**Figure 4.5** Determination of in situ (geographic) NRM direction from direction in sample coordinates. (a) Inclination and declination of NRM direction in sample coordinates (*I*, *D*) rotates to *I'*, *D'* as *z* axis is rotated to the in situ hade; this rotation is about the *y* axis of the sample; amount of rotation equals the hade of the *z* axis. (b) Sample axes are returned to in situ (geographic) positions by rotating the horizontal projection of the +*x* axis to its measured azimuthal orientation; the direction of NRM is rotated along with sample coordinate system.

ー段目は等面積投影図上に試料座標系の方位をプロットすることである (図 4.5a)。試料の +z 軸の鉛直線 からの角度 (=hade) は 37° であった。y 軸が水平であることを思い出せば (図 4.3 の方法による) 元々の z 軸 の方位 (と NRM の方位) は +y の回りに 37° 時計回りに回転してやれば得られることがわかる。回転は図 4.5a に示したように y 軸を中心とした等面積格子の小円に沿って NRM 方位を 37° 回転するという操作とな る。回転後の方位は  $I' = 11^\circ$ ,  $D' = 341^\circ$  になる。

次は +x 軸 +y 軸の方向を回転して NRM の地理座標系での方位を見つけることである。この回転は図 4.5b に示すように鉛直線の回りの回転で、+x 軸の方向が測定した方位角 25°になるように回転する (した がって、+y 軸は  $25^{\circ} + 90^{\circ} = 115^{\circ}$  になる)。各々の座標軸が正しい方向を向いたときに、地理座標系での NRM 方位が得られて、 $I = 11^{\circ}, D = 6^{\circ}$  となる。

#### 傾動補正

もし、試料がテクトニックな運動で傾斜した地層から得られたものであれば、NRM には傾動補正を施さ なければならない。野外調査の際に試料採取サイトの構造要素、すなわち地層の走向傾斜(または、傾斜と方 位角)を測定しておく。

傾動補正は走向を軸として傾斜角の分だけ戻すように回転することで行える。図 4.6 に例を上げておいた ので、ぜひじっくり追いかけてほしい。このような幾何学的操作が直観的にわかれば、古地磁気の技法や応 用について理解を非常に助ける。

以下の説明では手元に等面積格子 (シュミットネット) とトレシングペーパを持って読んでもらいたい。傾 動補正の図学的方法は以下のとおりである。

- 1. もし、地層面の方位が傾斜方位と傾斜角で測定されているなら、傾斜方位に 90° を足して走向を出して おく。
- 2. 等面積格子の小円の中心が走向と等しくなるように格子を回転する。



**Figure 4.6** Examples of structural corrections to NRM directions. The bedding attitude is specified by dip and dip azimuth (squares on the equal-area projections); the azimuth of the strike is 90° clockwise from the dip azimuth; the rotation required to restore the bedding to horizontal is clockwise (as viewed along the strike line) by the dip angle and is shown by the rotation symbol; the in situ NRM direction is at the tail of the arrow, and the structurally corrected NRM direction is at the head of the arrow; solid circles indicate NRM directions in the lower hemisphere of the equal-area projection; open circles indicate directions in the upper hemisphere.
3. NRM 方向を等面積格子の小円に沿って傾斜角だけ回転する。この際回転方向に注意して、傾斜を戻す 方向に回転すること。

図 4.6 にいくつか例を示しておいたので、ぜひ自分で手を動かして手続きを完全に理解して欲しい。古地 磁気方位には上半球投影 (*I* < 0°) と下半球投影 (*I* > 0°) 両方あって、点の動く方向が違ってくるから注意 すること。どちらが正しいかは直観的にわかるだろうが、手を層面として磁化方向に見立てた鉛筆を指のあ いだに挟んで傾けたり水平に戻したりというような一見ばかなことをするのも理解を非常に助ける (ただし、 図書館でこんなことをしていて誤解されるかもしれない)。

上の例は単純な傾動の場合である。もし、サイトがプランジしている褶曲の一部であった場合には、褶曲 軸を水平に戻してから (その際に層理面に垂直に立てたベクトルや、NRM ベクトルも一緒に戻す)層理面の 傾斜を補正する必要がある。

# 二次磁化の証拠

岩石の NRM (実験室での取扱の前) は少なくとも二つの成分からなる事が多い。岩石の形成とともに獲得 した初生成分 (TRM や CRM、DRM) と後に獲得した二次成分 (例えば、VRM や雷による IRM など) で ある。その結果得られる NRM は初生成分と二次成分のベクトル和となる (式 3.17)。この節では二次磁化が NRM 方位の分布に与える影響について述べ、部分消磁による試験について触れたいと思う。

#### NRM の特徴成分

NRM の成分について述べるとき、初めに紹介しておかなければならない用語がいくつかある。部分消磁 (第5章で詳しく述べる)は NRM の成分を順番に消していく。簡単に消える成分は不安定成分と言う。部分 消磁で不安定成分を取り除けば、安定成分を取り出すことが出来る。多くの場合、安定成分は必然的に初生 の NRM、不安定成分は二次的な NRM と推定される。しかし、これはいつも正しいとは限らない。そのた め、安定成分を表わす述語が必要となる。

部分消磁で取り出された NRM の安定成分は NRM の特徴成分 (Charactaristic Remanent Magnetization: ChRM) と呼ばれることが多い。部分消磁では ChRM を特定することは出来るが、それが初生磁化であるか については他に情報が必要である。特徴成分という単語を用いれば部分消磁の結果について述べるのに初生 NRM という言葉が内包する獲得時期に言及せずにすむ。この区別は不必要に細かいものに見えるかもしれ ないが、部分消磁の結果確かに言える部分 (ChRM の決定) から、ChRM が初生磁化であるという不確かな 部分を切り離すために有用である。

#### NRM の分布

二次的な NRM を見つけ (出来れば) それを消すことこそが古地磁気学の実験室での仕事である。第一の 段階は二次磁化を認識することである。ある岩体からの試料の NRM をまず測ったときに、NRM の分布で 二次磁化の存在が分かることがある。

図 4.7a は中生代の赤色堆積物中のあるサイト(単層)の6個の試料のNRM 方位を示したものである。NRM の方位は試料採取地点の現在の地磁気方位を通る大円上に分布しているのが見て取れる。方向が変わらず大きさのみ変わる二つのベクトルの和のベクトルの方位はその二つのベクトルの方向を通る大円に沿って分布することになる(付図参照)。図 4.7a ような線状の分布になればNRM がおそらく二つの成分の和になっているのであろうと推論できる。

二つの成分のうちの一方は試料採取地点の現在の地球磁場の方向を向いており、まず間違いなく VRM か 最近着いた CRM である。もう一つのベクトルの方位はこれだけでは決定できないが、線状の分布の現在の 地球磁場方位から一番離れた点の向こうにあるのであろう (図 4.7a 参照)。図 4.7b は部分熱消磁後の ChRM の方位である。ChRM 方位は良くまとまっており、現在の地球磁場とは大きく異なっている。部分消磁で二



Figure 4.7 Examples of distributions of NRM directions before and after partial demagnetization. (a) Equal-area projection of NRM directions in multiple samples from a paleomagnetic site in a Mesozoic red sediment; the square shows the direction of the present geomagnetic field at the collecting locality; stippling indicates the great circle along which the NRM directions are streaked; the inset shows how the addition of varying amounts of ChRM and secondary NRM produces resultant NRM vectors distributed in the plane connecting these two component vectors. (b) ChRM directions determined from samples shown in part (a) following erasure of secondary NRM components. (c) Equal-area projection of NRM directions determined from samples shown in part (c) following erasure of secondary NRM components.

次磁化が消えて、ChRM の分離に成功した訳だ。この例の場合ではこれ以外の実験から ChRM は中生代に この赤色堆積物が堆積した直後についた CRM であることがわかっている。

モハヴィ - ソノラ砂漠地域 (合衆国南西部) の第三紀の玄武岩の例が図 4.7c である。NRM の方位は散ら ばっていて、不自然なほど強い。この地域では雷嵐が非常に多いから、この散らばった方位はほとんど間違 いなく雷による IRM が原因である。交流磁場で部分消磁をしてやれば、ChRM がうまい具合に現われた。 この岩石については他の知識から ChRM が TRM で、溶岩流が初めに冷えたときについたものだと分かっ ている。

今あげた例いずれでも、部分消磁で NRM の、おそらくは初生のものと思われる、特徴成分を分離することができた。古地磁気を理解するとは、理論とその実際、部分消磁実験の解析を理解するということである。 第5章への序として、一連の試料中の主要な強磁性鉱物が何かを特定する方法について少し述べよう。

# 強磁性鉱物の同定

岩石中の強磁性鉱物の同定は部分消磁法を決める際や結果の解釈の際に参考になる。問題はNRMのある 成分(部分消磁実験で決まる)と特定の強磁性鉱物を関係づけるられるかということである。これが分かれば どの成分が初生であるかが分かることが多い。強磁性鉱物の同定法を大きく分けると以下の三つに分類でき る。(1)顕微鏡、これには光学顕微鏡、電子顕微鏡(SEM)、EPMA などが含まれる。(2)キュリー温度。(3) 抗磁力スペクトル解析。以下にそれぞれの手法の概要を示して、例をいくつか紹介する。

#### 顕微鏡

強磁性鉱物は不透明であり、光学的に観察しようとすると反射顕微鏡が必要となる。光学顕微鏡や SEM による構造の観察で鉱物の形成順序が分かることがある。これによって、磁性鉱物が岩石形成のときにできたのか、それとも後の化学的変質によってできたのかが分かるかもしれない。EPMA で化学組成を直接決め れば、光学的に見分けにくい鉱物を同定できる。顕微鏡写真の例を図 2.11 に示した。

光学顕微鏡や SEM の観察で最も問題となるのが強磁性鉱物の濃度が低いことと強磁性鉱物が小さい (単磁 区や擬単磁区粒子では  $\leq 1\mu$ m ともなる) ことである。火成岩は一般的に強磁性鉱物が多くて、薄片の顕微鏡 観察で見ることができる。しかし、堆積岩では強磁性鉱物の抽出をしないといけないことが多く、抽出したも のが堆積岩に含まれている強磁性鉱物と同じ構成になっているかどうか問題となる。チタン磁鉄鉱では単磁 区や擬単磁区の粒子 (重要な残留磁化を担っている部分)の大きさは光学顕微鏡の解像度以下である。従って、 ずっと大きな多磁区粒子の観察から単磁区や擬単磁区粒子の鉱物組成を推定しないといけなくなる。SEM を 使えば間違いのない結果を得られる場合もあるが、コストの問題や試料準備にかかる時間の問題でいつもす る訳にはいかない。

キュリー温度測定

キュリー温度は強磁場熱磁気分析で測ることができる。これは、強い磁場 ( $\geq 1000 \text{ Oe} = 100 \text{ mT}$ )の磁場 中の試料の磁化を温度を上昇させながら測定するものである。多くの場合 (常磁性鉱物や反磁性鉱物の磁化 が強い例外的なものを除いて) 強磁場中の岩石の磁化は強磁性鉱物の  $J_s$  に近い。 $J_s$  が大きく減少する温度 がキュリー点であると考えることができる。もし、強磁性鉱物の濃度が十分に大きいと実験は直接岩石のま ま行うことができる。しかし、そうでない岩石も多くて、その場合には強磁性鉱物を抽出する必要が出てく る。そうなると、抽出した磁性鉱物の割合がもとの岩石と同じであるかがやはり問題となる。

図 4.8 は熱磁気分析で良く見られる結果である。図 4.8a では  $\sim$ 575°C のキュリー温度が昇温時にも降温 時にも見られる。このキュリー温度はチタンに乏しいチタン磁鉄鉱でも  $x \approx 0.1$  のチタン赤鉄鉱でもありう るので、完全に同定するためには他の情報が必要である。この場合は抗磁力スペクトル (後に詳しく述べる) によってチタンに乏しいチタン磁鉄鉱であると分かっている。



Figure 4.8 Strong-field thermomagnetic behaviors. (a) Sample is a magnetic separate from Pliocene continental sediment of northwestern Argentina; the magnetizing field was 3000 Oe; arrows indicate the direction of temperature change (heating or cooling). Redrawn from Butler et al. (*J. Geol.*, v. 92, 623—636, 1984). (b) Sample is a magnetic separate from Paleocene continental sediment of northwestern New Mexico; the magnetizing field was 2000 Oe. Redrawn from Butler and Lindsay (*J. Geol.*, v. 93, 535—554, 1985). (c) Thermomagnetic behavior of magnetic separate from Cretaceous submarine volcanic rocks of coastal Peru; the magnetizing field was 3000 Oe. Redrawn from May and Butler (*Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 72, 205—218, 1985). (d) Sample is a magnetic separate from Berriasian marine micritic limestone from southeastern France; the magnetizing field was 3000 Oe. Redrawn from Galbrun and Butler (*Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 86, 885—892, 1986).

図 4.8b は  $T_C \approx 200^{\circ}$ C の熱磁気分析結果の例を示している。このキュリー温度はチタン磁鉄鉱チタン赤鉄鉱の双方がありうる (図 2.8、図 2.10 参照)。顕微鏡観察と EPMA 分析から、この磁性鉱物 (抽出したもの) ではチタン赤鉄鉱がほとんどだと分かっている。

図 4.8a と 4.8b はキュリー点一つで可逆的な単純な例であった。しかし、非可逆な化学変化が起こったり、 複数の強磁性鉱物が存在した場合、解釈するのがしばしば難しくなる。図 4.8c では昇温時と降温時の曲線が 異なっていて、加熱で強磁性鉱物に非可逆的な変化が起こったことを示している。飽和磁化の増加が 225 か ら 275°C の間で見られる。この試料には二種類のピロータイト (Fe₇S₈ と Fe₉S₁₀) がある。ピロータイトの キュリー温度は 320°C で、225°C の  $J_s$ の増加は Fe₉S₁₀ が T < 225°C の反強磁性から 225 < T < 320°C のフェリ磁性に変化したためである。このように強磁性鉱物が非可逆的な変化をしたり複数の強磁性鉱物が 共存したりすると、熱磁気分析の結果から強磁性鉱物を同定することはきわめて難しくなる。

最後の例 (図 4.8d) は磁気抽出をした試料で、580°C と 680°C のキュリー温度が見られる。他の実験から これらのキュリー温度はそれぞれ磁鉄鉱、赤鉄鉱に依るものであることが分かっている。この例で小さい  $j_s$ を持つ強磁性鉱物 (例えば赤鉄鉱) が大きな  $j_s$  を持つ強磁性鉱物 (例えば磁鉄鉱) と共存していても、熱磁 気分析で観察できるということが分かるであろう。しかし、これは典型的な例とはいえなくて、熱磁気分析 の限界を示すものである。なぜなら、試料の  $J_s$  は  $j_s$  の大きな鉱物に左右されていて、 $j_s$  の小さな強磁性鉱 物は、たとえそれが NRM を担う主要な鉱物であっても、熱磁気分析の結果には現われてこないかもしれな いからである。この欠点を補うのに抗磁力スペクトルの測定が有効である場合がある。

## 抗磁力スペクトル分析

チタン磁鉄鉱の飽和磁化  $j_s$  は最高 480G ( $4.8 \times 10^5$  A/m) で微視的抗磁力  $h_c$  は  $\leq 3000$  Oe (300 mT) であ る。(チタン赤鉄鉱でも組成が  $0.5 \leq x \leq 0.8$  では似た  $h_c$  を持ち、室温でフェリ磁性である。) これと対照 的に赤鉄鉱はたった 2–3 G (2– $3 \times 10^3$  A/m) の  $j_s$  しか持たないが、10000 Oe (1 T) 以上の  $h_c$  を持ちうる。 同様の高抗磁力はゲーサイトでも見られる。抗磁力スペクトル分析はチタン磁鉄鉱と赤鉄鉱やゲーサイトと の抗磁力の著しい違いを用いて、磁化の強い鉱物と共存している赤鉄鉱 (やゲーサイト) を見い出す手法で ある。

抗磁力スペクトル分析の通常の手順は以下のとおりである。(1) 試料を磁場 H にさらして等温残留磁化 (IRM) を着ける、(2) 着いた IRM を測定する、(3) 少し強い磁場で同じことを繰り返す。チタン磁鉄鉱 (かフェリ磁性のチタン赤鉄鉱) のみを含む試料は  $H \leq 3000$  Oe (300 mT) で IRM を獲得するが、それ以上の磁場にさらしてもさらに IRM を獲得することはない。もし、赤鉄鉱 (やゲーサイト) のみが存在すれば、IRM は H が 30,000 Oe (3 T) になるまで徐々に着いていく。チタン磁鉄鉱と赤鉄鉱 (やゲーサイト) の両方を含むような試料は  $H \leq 3000$  Oe (300 mT) までは急速に磁化を獲得するが、それ以降も徐々に磁化が着き続ける。この手順で少量の赤鉄鉱 (やゲーサイト) を、よしんば強い磁化を持った鉱物と共存していても、検出することができる。

IRM 獲得実験の次に段階熱消磁という手順の実験はよく行われる。IRM はブロッキング温度まで来ると 消磁される。キュリー温度の少し下に最も高いブロッキング温度はあるものだから、IRM が一番減少する所 を見るとキュリー温度が分かる。

抗磁力スペクトルの使い方の説明が図 4.9 である。この白亜紀の石灰岩から分離した磁性鉱物の熱磁気分析の結果が図 4.9c である。580°C のキュリー温度は明らかであるが、赤鉄鉱による 680°C のキュリー温度は 見られない。しかし、この石灰岩の IRM 獲得は 3000 Oe(300 mT) まで磁鉄鉱を示す急激な増加があった後、 ずっと強い磁場まで磁化が増加し続けた。 $H \ge 3000$  Oe (300 mT) でも IRM を獲得し続けるということは  $h_c$  の高い鉱物 (赤鉄鉱とかゲーサイト)の存在を示している。得られた IRM の段階熱消磁の結果が図 4.9b である。IRM は磁鉄鉱のキュリー温度である 580°C でほとんど消えてしまうが、 $H \ge 3000$  Oe (300 mT) で獲得した部分は最高 680°C のブロッキング温度を示している。これは高  $h_c$  成分が赤鉄鉱によることを明 白に示している。

もう一つの例が図 4.10 である。これら二つのジュラ紀の石灰岩の IRM 獲得曲線の形 (図 4.10a と 4.10b) はかなり違うが、いずれも高抗磁力磁性鉱物が多いことを明らかに示している。IRM 獲得実験だけからはこ



Figure 4.10 Coercivity spectrum analysis of two samples of Jurassic limestone from Bavaria. (a and b) Acquisition of IRM by two separate samples; note very high coercivities. (c) Thermal demagnetization of IRM acquired by the sample shown in part (a). (d) Thermal demagnetization of IRM acquired by the sample shown in part (b). Redrawn from Lowrie and Heller (1982).

の鉱物が赤鉄鉱なのかゲーサイトなのか決定することはできない。しかし、獲得した IRM の段階熱消磁実験 (図 4.10c と 4.10d) からブロッキング温度が 100°C であることが分かり、磁性鉱物はほとんどゲーサイト ( $T_C = 120$ °C) だと決めることができる。

# 第5章 古地磁気の安定性

ここまでで得られた知識で、二次磁化のみを消磁して、特徴的 NRM を取り出すことの重要性について理 解できたであろう。古地磁気安定性のテストの理論と実際がこの章での話題である。実験室での部分消磁は ChRM を取り出すために行う。消磁を魔法のように思っている人もいるが、実は岩石磁気の理論にしっかり と根ざしているのである。古地磁気研究が成り立つかどうかの瀬戸際となる ChRM の時代を決めるのに、古 地磁気安定性の野外テストが決定的であることもしばしばである。古地磁気安定性の問題の認識が十分でな いと古地磁気学全体がつまらないものに見えてしまうようになる。そのようにならないためにこの章を用意 した。この章は"Big Enchilada"でないにしても、"Burro Grande"ではある。

# 部分消磁

交流消磁と熱消磁の理論と実際をこの節では紹介する。部分消磁のデータの解析は永年古地磁気研究の中 心的な話題であったにもかかわらず、マイクロコンピュータが広く導入されたことで、最近も進歩しつつあ る。現代の古地磁気学を理解するためには複雑な多成分の NRM を解読する手法に慣れる必要がある。理論 と手法がどう使われるかを示すために、この章の終わりには実際の例をあげておいた。

#### 交流消磁の理論

交流消磁とは基本的には交流磁場に試料をさらすことである。交流磁場の波形はサイン波で振幅は時間と 共に減少する。交流磁場の最大値は H_{AF} と呼ぶ (図 5.1a)。

一般的な交流消磁器の H_{AF} は 1000 Oe (100 mT) 程度である。サイン波の周波数は 400 Hz が多く、磁場が最大値から 0 に減衰する時間は 1 分程度である。ほとんどの交流消磁装置にはタンブラー装置がついていて、入れ子になった歯車で試料が回転するようになっている。タンブラーは試料のすべての方向が消磁コイルの軸の近くを通るように設計されていて、一回の消磁操作で試料のあらゆる方向の磁化が均等に消えるようになっている¹。

交流消磁の理論の基礎を説明するために交流磁場の一部を拡大した図 5.1b を用意した。図 5.1b の点 1 が 200 Oe (20 mT) で「上向き」 (コイルの軸のいずれかの方向で、実際に上を向いている訳ではない)の磁場 を持っていたとする。試料中の  $h_c \le 200$  Oe (20 mT) の磁性粒子は全て上に向けられる。磁場はつぎの瞬間 にはゼロを通って逆向きの最大値へと向かう。磁場のサイン波の振幅が半周期ごとに 1 Oe ずつ減少すると すれば、2 の時点では 199 Oe (19.9 mT) で「下向き」になっていて、  $h_c \le 199$  Oe (19.9 mT) の磁性粒子 は今度は下向きにさせられる。点 2 を過ぎると磁場はもう一度ゼロを通って 198 Oe (19.8 mT) まで増加し て点 3 に達する。そして、 $h_c \le 198$  Oe (19.8 mT) の磁気モーメントはまた上を向く。

点 1 から点 3 までの正味の効果としては  $h_c$  が 199 から 200 Oe (19.9 から 20 mT)の磁性粒子は上向きで取り残されて、198 から 199 Oe (19.8 から 19.9 mT)の磁性粒子は下向きで取り残されることになる。この二つの  $h_c$  区間の磁性粒子の磁気モーメントはほぼ打ち消し合う。その結果  $h_c \leq H_{AF}$ の粒子は全体として磁化に寄与しなくなり、 $h_c > H_{AF}$ の粒子が担っている NRM のみが残る。タンブラーが試料をあらゆる方向に向けるので、 $h_c \leq H_{AF}$ の粒子はランダムな方向を向くことになる。それで、交流消磁はピークの消磁磁場以下の抗磁力の粒子が担う NRM を消すことができるのである。

¹ 訳註:最も消磁効率の良い方向は交流磁場の方向から  $45^{\circ}$ の方向で、平行の場合の  $\sqrt{2}$  倍の強く消磁される。また、垂直の方向は平行の方向と同じ消磁の効率である。



**Figure 5.1** Schematic representation of alternating-field demagnetization. (a) Generalized waveform of the magnetic field used in alternating-field (AF) demagnetization showing magnetic field versus time; the waveform is a sinusoid with linear decay in amplitude; the maximum amplitude of magnetic field (= peak field) is  $H_{AF}$ ; the stippled region is amplified in part (b). (b) Detailed examination of a portion of the AF demagnetization waveform. Two successive peaks and an intervening trough of the magnetic field are shown as a function of time; the peak field at point 1 is 200 Oe; the peak field at point 2 is —199Oe; the peak field at point 3 is 198 Oe.

交流消磁はチタン磁鉄鉱が主要な強磁性鉱物であるような岩石の二次磁化を取り除き特徴的な NRM (ChRM) を取り出すのに有効である場合が多い。そのような岩石では二次的な NRM はほとんど多磁区粒子が担って おり、ChRM は単磁区や擬単磁区の粒子が担っている。多磁区粒子は主として  $h_c \leq 200$  Oe (20 mT) であ る一方、単磁区や擬単磁区粒子はもっと高い  $h_c$  を持っている。それで、ChRM を変化させずに  $h_c$  の低い 粒子の二次磁化を取り除くことが、交流消磁でできるのである。交流消磁は操作も単純で短時間ですみ便利 であるので、無効な場合でない限りはその他の手法より多用されることとなっている。

## 熱消磁の理論

熱消磁は試料をその強磁性鉱物のキュリー温度より低い温度  $(T_{demag})$  まで加熱して、室温まで無磁場中で 冷却する。これで ブロッキング温度  $(T_B) \leq T_{demag}$  の粒子は H = 0 の "熱残留磁化"を獲得する。すなわ ち、これらの粒子が担っている NRM は消える。別の言い方をすると  $T_B \leq T_{demag}$  の粒子の磁化は交流消 磁における  $h_c$  の小さな粒子と同様にバラバラになる。

二次的な NRM (ほとんど VRM である)のみを部分熱消磁で取り除けるという理論は図 5.2 の  $v-h_c$  図で 説明できる。VRM の議論で述べたように、短い緩和時間  $\tau$  を持つ単磁区粒子は VRM を獲得するし、 $\tau$  の 長い単磁区粒子は VRM に対して安定である。第 3 章の TVRM の議論で、短い  $\tau$  の単磁区粒子は  $T_B$  も低 いことが分かった。これが、部分熱消磁の基本的原理である。 $v-h_c$  図中の等  $\tau$  線は等  $T_B$  線でもあり、VRM を担っているような単磁区粒子のほとんどは  $T_B$  も低い。この状況は図 5.2a の様になっている。VRM を消 すための熱消磁の有効性は、 $T_{demag} \ge T_B$  であるような粒子を消磁することで VRM を選択的に消して、長 い  $\tau$  (=高い  $T_B$ )を持つ粒子が担っている ChRM はそのままにしておくことを思い出せば明らかであろう。

上記の交流消磁と熱消磁の説明でなぜ赤鉄鉱を産する岩石の二次成分を取り除くのに交流消磁が有効でないかは分かるであろう。二次磁化が着くような赤鉄鉱の  $\tau$ が短い原因は、 $v \cdot h_c$ の <u>積</u>が小さいからである。  $h_c$ が高くても体積 vが小さければ二次磁化が着くことになる。しかし、このような粒子の抗磁力は消磁装置



**Figure 5.2** Schematic explanation of thermal demagnetization. (a) Diagram plots grain volume (*v*) versus microscopic coercive force ( $h_c$ ) for a hypothetical population of SD grains. Solid contours are of concentration of SD grains; stippled lines are contours of  $\tau$  (and  $T_B$ ) with values increasing from lower left to upper right; grains with low  $\tau$  and low  $T_B$  preferentially carry VRM; these grains occupy the lightly stippled region in the lower left portion of the diagram; grains with high  $\tau$  and high  $T_B$  preferentially carry ChRM; these grains occupy the heavily stippled region. (b) Following thermal demagnetization to temperature  $T_{demag}$ , NRM in SD grains with  $T_B < T_{demag}$  is erased. Only the ChRM in the SD grains with higher  $T_B$  remains.

の限界の H_{AF} を簡単に超えてしまって、交流消磁することは出来なくなる。従って、赤鉄鉱が主要な強磁 性鉱物であるような岩石では VRM を取り除くのにいつでも熱消磁が必要となるのである。

#### 化学消磁

薄い酸(ふつうは塩酸)に岩石をつけると鉄チタン酸化鉱物が溶ける。時間を少しずつ伸ばしながら酸で岩 石試料を溶かすことを化学消磁と呼ぶ。粒子が小さいと表面積と体積の比が大きくなるので、化学消磁は小 さな粒子から取り除くことになる。この手法は赤色堆積物中の赤鉄鉱の微結晶やピグメントを取り除くのに は効果的である。化学消磁は赤色堆積物中の小さい粒子の赤鉄鉱のみを取り除くのであるから、その粒子が 担っている二次磁化を選択的に取り除くことができる。化学消磁と熱消磁は通常は同じ二次磁化を取り除く ことになるが、化学消磁は取り扱いづらいし時間もかかるので、熱消磁の方が好まれる。

## 段階消磁

この節では以下の質問に答える。

- 1. ある試料群の ChRM を取り出すのにどんな消磁方法を使えば良いかどのようにすれば分かるのか。
- 2. ChRM を取り出すのに最も良い消磁レベル ( $H_{AF}$ や  $T_{demag}$ ) はいかほどか。

段階消磁実験はこの非常に重要な疑問に答えをもたらそうとするものである。これは通常は採集した全試片の NRM の測定後に行う。NRM 方位の分布を見るとありそうな二次成分の見当が付くことがあり、強磁性鉱物に関する知識があれば、NRM の成分を分離する消磁方法が分かるかも知れない。

段階消磁を一般的に言えば、しだいに強く消磁をしながら、各段階の消磁後に残った NRM を測定することである。一つの試片で段階交流消磁をして、別の試片で段階熱消磁をするのが一般的である。こうすれば 二つの方法の結果を比較することができる。目的は抗磁力またはブロッキング温度がある範囲の強磁性鉱物



**Figure 5.3** Perspective diagram of NRM vector during progressive demagnetization. Geographic axes are shown; solid arrows show the NRM vector during demagnetization at levels 0 through 6; the dashed arrow is the low-stability NRM component removed during demagnetization at levels 1 through 3; during demagnetization at levels 4 through 6, the high-stability NRM component decreases in intensity but does not change in direction.

が担っている NRM の成分を分離することである。消磁されにくさはしばしば NRM の安定性として議論される。つまり、不安定成分は簡単に消磁されるし、安定成分は高い消磁レベルまで消えない。

NRM の成分がはっきりわかるためには普通は最低でも 8~10 段階の消磁が必要である。どのように消磁 段階を設定するのが良いかはやってみて修正する他はない。しかしながら、一般的にいえば抗磁力は対数正 規分布をしていることが多いので、交流消磁の強さの段階は初めは少しずつ増やし、強くなってくると大き く増やすのが良い。10, 25, 50, 100, 150, 200, 300, 400, 600, 800, 1000 Oe というような設定をよく用いる。

段階熱消磁の段階は室温と一番高いキュリー温度との間を刻むことになる。よく行われるのは低温部分で は 50°C か 100°C のステップで上昇させて、キュリー温度の下 100°C 位になったときに細かく刻む (時に は 5°C 間隔) という方法である。段階消磁実験で得られるものはしだいに強い消磁で残った NRM の測定の 連なりである。このデータを解析するには NRM の方向と強度の段階的な変化の表示方法を考えなければな らない。

#### 段階消磁の図示

段階消磁を図示する様々な方法を紹介するのに、図 5.3 の透視図にあるような理想的な結果を考えよう。これは非常に単純化したものではあるが、実際の結果を抽象化したもので、よくある二成分の NRM の典型的な場合の本質を示したものとなっている。NRM のベクトルは消磁前を 0 としてそれぞれ番号をつけてある。1 から 3 までの消磁段階の間、抗磁力の低い成分が消えるにつれて、残った NRM の方向は回転し、強度が変化する。この不安定成分は図 5.3 で破線の矢印で示されていて、以下のベクトルの差で求められる。

$$NRM_{0-3} = NRM_0 - NRM_3 \tag{5.1}$$

ここで NRM₀ と NRM₃ はそれぞれ 0 と 3 段階の消磁の後の NRM である。

段階 4 から 6 の消磁の間、残った NRM は方向を変えず、強度だけ弱くなる。この安定な成分は消磁段階 3 でうまく取り出すことが出来て、もし他の試片でも同様であれば、ChRM と解釈される。NRM ベクトル の終点が段階 4 から 6 では原点に向かう直線上にあることに注意してほしい。ベクトルの終点の軌跡が原点 に向かう直線になっていることが安定成分を取り出したと認定する鍵になる。

段階消磁の結果を解析するには三次元ベクトルの変化を二次元の紙に図示する方法が必要である。そのよ



Figure 5.4 Equal-area projection and NRM intensity plot of progressive demagnetization results. (a) Equal-area projection of the direction of NRM. Numbers adjacent to NRM directions indicate the demagnetization level; the NRM direction changes between levels 0 and 3 but is constant direction between levels 3 and 6. (b) NRM intensity versus demagnetization level. A slight break in slope occurs at demagnetization level 3.

うな図示の方法にはいずれもなんらかの投影が必要であり、それぞれに特徴と限界がある。

図 5.3 の段階消磁の情報は図 5.4 でも示すことができる。この方法は 1970 年代中頃まで一般的で、方向の 変化を表すのに等面積投影を用い (図 5.4a)、強度の変化はそれと別に図示する (図 5.4b)。NRM の方位は 0 と 3 の間で変化し、その後の 3 から 6 の消磁段階では一定である。しかし、方位と強度の情報を別にすると NRM の成分を分けることが難しくなる。

今日では段階消磁実験の結果はベクトル成分図(ベクトル終点図または直交投影図などとも呼ばれる)で 示すのが普通である。この方法は Zijderveld(参考文献参照)によって提案されたのでザイダーフェルト図と も呼ばれる。ベクトル成分図の良い点は二つの直行する面への投影を一つの図にまとめることで、方位と強 度の双方の表示できることである。しかしながら、この図を理解するには最初は少し時間がかかる。ここ 10 年に発表された古地磁気の論文ほとんどすべてにベクトル成分図が少なくとも一つはある。だから、現代の 古地磁気学を理解しようとすると、この図示の方法の基礎を理解しないわけにはいかない。ここでちょっと ひと休みして、大きなポットにコーヒー(まあ、イギリス人ならお茶でもいいですが)をいれましょう。準備 が出来たら、さあベクトル成分図の説明に飛び込みましょう。

ベクトル成分図においては、NRM ベクトルの始点は直交座標の原点に置き、ベクトルの先を二つの直交 する面に投影する。原点からそれぞれのデータ点までの距離は NRM ベクトルをそれぞれの面に投影した強 度に比例する。ベクトル成分図を作るには、段階消磁で観測されるそれぞれの NRM ベクトルを北 (N)、東 (E)、鉛直 (下 = Z) の成分に分解する:

$$N_i = \operatorname{NRM}_i \cos I_i \cos D_i \tag{5.2}$$

$$E_i = \operatorname{NRM}_i \cos I_i \sin D_i \tag{5.3}$$

$$Z_i = \operatorname{NRM}_i \sin I_i \tag{5.4}$$

ここで、 $NRM_i$  は  $NRM_i$  の強度、 $I_i$  と  $D_i$  はそれぞれ  $NRM_i$  の伏角と偏角である。

図 5.5 は図 5.3 の段階消磁データからベクトル成分図を作る方法を示したものである。図 5.5a では七つの NRM ベクトルの水平面への投影が N_i 対 E_i のプロットで構成されている。それぞれのデータ点は水平面に 投影された NRM ベクトルの終点を示している (従って、ベクトル終点図という名がある)。例として、NRM₃ の水平面投影は濃い網かけの矢印で示してある。原点から各データ点に引いた直線が北軸となす角が、その 消磁段階での NRM ベクトルの偏角である。

図 5.5a を注意深く見ると、0 から 3 までの点は一直線上にあるが、その延長線上に原点はないことがわか



Figure 5.5 Construction of vector component diagram. (a) Projection of the NRM vector shown in Figure 5.3 onto the horizontal plane. The scale on the axes is in A/m; the lightly stippled arrow is the horizontal projection of the NRM vector removed during demagnetization at levels 1 through 3; the heavily stippled arrow is the projection of the NRM vector remaining at level 3. (b) Projection of the NRM vector onto a vertical plane oriented north-south. The solid arrow is the vertical projection of the NRM vector removed during demagnetization; the lightly stippled arrow is the projection of the NRM vector removed during demagnetization; the lightly stippled arrow is the projection of the NRM vector removed during demagnetization at levels 1 through 3; the heavily stippled arrow is the projection of the NRM vector removed during demagnetization at levels 1 through 3; the heavily stippled arrow is the projection of the NRM vector remaining at level 3. (c) Horizontal and vertical projections combined into a single vector component diagram. Solid data points indicate vector end points projected onto the horizontal plane; open data points indicate vector end points projected onto the vertical plane; numbers adjacent to data points are demagnetization levels.

る。一方3から6の点も同様に一直線上にあり、こちらは原点もその直線上にある。図5.5aの水平面投影の二つの直線は、ここに示した段階消磁データがNRMの二つの異なる成分の和であるということを示している。0から3の段階で消える成分(=NRM₀₋₃)と、3から6の段階の間で消える二つの成分である。実は図5.5aの薄い網かけの矢印がNRM₀₋₃の水平面投影で、濃い網かけの矢印は3の段階の消磁で分離できたChRMの水平面投影である。

二番目の投影は段階消磁のデータの鉛直面内の変化を知るために必要となる。図 5.5b では、それぞれの消 磁段階での NRM ベクトルが鉛直成分対北向き成分でプロットされている。実際の NRM₀ の鉛直面投影は 黒の矢印で、NRM₃ の鉛直面投影は濃い網かけの矢印で示してある。図 5.5b は南北方向の鉛直面に垂直な 方向から西を向いて見ている事になっている。鉛直成分は南北方向(この場合のように)、東西方向、いずれ の鉛直面でも投影できる。図 5.5b で南北の鉛直面に(そして水平軸を北に)とったのは投影するベクトルに 一番近いからである。

図 5.5b で、NRM の二つの成分は終点の軌跡の第三段階での明らかな傾きの変化で見て取れる。点 0 から 3 は一直線上にあるが、この 3 点を結ぶ直線は原点を通らない。この段階で消磁できた不安定成分の鉛直面 への投影は図 5.5b の薄い網かけの矢印で示してある。点 3 から 6 も一直線上にあり、これらの点の軌跡を 延長すると原点を通る。これは方向の変化しない一つのベクトルが消えて行っていることを示している。こ のベクトルこそが鉛直面投影図上に濃い網かけの矢印で示した ChRM である。

ベクトルの終点の軌跡がベクトル成分図上の原点に向かっていることを確かめることは極めて重要である。 方向の定まった単一のベクトルが消磁されて行っていることを示しているからである (例えば図 5.3 の第 3 か ら第 6 段階)。ベクトル終点が原点に向かって消えて行くと言うことは、NRM の不安定成分がうまく消せて 安定な ChRM が取り出せたと言うことである。

ChRMの伏角をこの図から求めることは、3から6の点を結んだ直線がN軸となす見掛けの伏角 $I_{app}$ と真の伏角Iとの間の関係が

$$\tan I = \tan I_{app} \left| \cos D \right| \tag{5.5}$$

であることが分かれば容易である。ここで  $|\cos D|$  は  $\cos D$  の絶対値である。不安定成分の伏角も同様に求めることができる。図 5.5b の例では不安定成分の方位は  $I \approx 60^\circ$ ;  $D \approx 18^\circ$  である。

ベクトル成分図を作る最後の段階は、図 5.5c にあるように二つの投影を一つの図に組み合わせることであ る。この図では二つの座標軸が重なっているが、各軸に明示してある。図の説明文に中の詰った点はベクト ルの終点の水平面への投影で、中の開いた点は鉛直面への投影であると書いてある。このように点を打つの が一般的であるが、必ずしもそうであるとは限らない。ベクトル成分図の形式はまだ固まっていないので、 図を見る時は説明文をしっかり読もう!この本のベクトル成分図では詰った点は水平面投影、開いた点は鉛 直面投影に使う。

図 5.5 の例でベクトル成分図で NRM の成分が分かるということは明らかである。しかしながら、この方法には欠点があることを述べねばならない。もし、 NRM のある成分がどちらかの投影面に垂直であったら、 その投影面上では その成分は現れない。しかし、それと垂直な面への投影ではその成分を 見ることができる。 例えば、もし東向きの成分が消えて行っても、南北方向の鉛直面上への投影では一点になるだけである。しかし、この東向きの成分は水平面投影へはきれいに現れる。<u>両方の投影</u>をしっかり見る必要があるのだ。この図が 3 次元の情報から作られていることを忘れると大きな間違いをおかすことがある²。

図 5.6 はベクトル成分図のもう一つの表し方を図 5.3 の段階消磁のデータを使って示したものである。この 図でも水平面投影(図 5.6a)は前の図(図 5.5a)と同じである。不安定成分(NRM₀₋₃)の偏角の図上での求 め方が分かるように、点 3 を通る北軸と東軸を書いておいた。図 5.6b では鉛直面投影はベクトル自身があ る面への投影をプロットする。この面はそれぞれの消磁段階で変わりうる。この形式のベクトル成分図の良 いところは図 5.5b に示したように図上で真の伏角が分かることである。鉛直面投影の点と原点の間の長さは NRM の <u>全</u>磁化強度に比例する。しかし、鉛直面が動いて行くと言うのは分かりにくいので(時には誤解す る)、この形式のベクトル成分図は図 5.5 に比べてあまり使われない³。

² 訳註: ザイダーフェルト図の弱点はむしろ東西鉛直面内の屈曲ないしは曲線が直線として現れることであろう。これを図上から読み取ることは難しいので、図上で上下の直線2本となる時は東西鉛直面への投影も作ってみた方が良い。

³ 訳註: この形式の成分図の欠点は偏角が大きく振るような成分がある場合にその成分が鉛直面投影上で直線とならないことである。



Figure 5.6 Construction of an alternative form of vector component diagram. (a) Projection of the NRM vector shown in Figure 5.3 onto the horizontal plane. This diagram is identical to Figure 5.5a; angle *D* is the declination of the low-stability NRM component removed during demagnetization at levels 1 through 3. (b) Projection of NRM vector onto a vertical plane cutting directly through the NRM vector. The scale on the axes is in A/m; the distance of each data point from the origin indicates the total NRM intensity; angle *I* is the inclination of the low-stability NRM component removed during demagnetization at levels 1 through 3. (c) Horizontal and vertical projections combined into a single vector component diagram. Solid data points indicate vector end points projected onto the horizontal plane; open data points indicate vector end points projected onto the vertical plane; numbers adjacent to data points are demagnetization levels.



Figure 5.7 Example vector component diagrams. In all diagrams, numbers on axes indicate NRM intensities in A/m, solid data points indicate projection onto the horizontal plane, and open data points indicate projection onto the vertical plane. (a) Progressive thermal demagnetization of a sample from the Moenave Formation. Numbers adjacent to data points indicate temperature in degrees Celsius. (b) Progressive thermal demagnetization of a sample from the Chinle Formation. Numbers adjacent to data points indicate temperature in degrees Celsius. (c) Progressive AF demagnetization of a sample of Miocene basalt. Numbers adjacent to data points indicate peak demagnetizing field in mT; region of diagram outlined by stippled box is amplified in part (d).

# 実例

これから段階消磁の実例を、簡単なものから複雑なものまでいくつか取り上げて見ていくことにする。 雑になる理由の説明や、あたらしい解析の方法も紹介する。

図 5.7 はいずれも二成分の NRM のベクトル成分図の例であるが、難しさは一様ではない。図 5.7a は Moenave 層群の試料の結果で、図 5.3 から 5.6 の分かりやすい例と似ている。508°C までの熱消磁で北向き 下向きの不安定な成分が消えている。消磁の前には、このサイトの試料 (赤色シルト岩)の NRM の方向は、 試料採取地点での現在の地球磁場の方向を含む大円にそって並んでいた。それゆえ、不安定成分は現在の地 球磁場方向を向いた二次的な VRM であると解釈できる。

508 から 609°C の消磁温度では、ベクトルの終点の軌跡は原点に向かう直線に沿っている。この ChRM はほとんど完全に北を向いていて、508 から 609°C の消磁の間有意な変化はない。この地点の他の試料でも 段階消磁すると似た方位が観測できた。この場合は NRM の二つの成分はきれいに分離できた。ChRM は

すなわち、一つの成分であるかどうかの判断がしにくいのである。

NRM 全体の内のかなりの部分を占めていて、広い消磁温度範囲で ChRM が観測できた。510°C 付近から 600°C 付近の間のいずれの温度の熱消磁でも不安定成分はきれいに消えて、安定な ChRM が現れる。

図 5.7c と 5.7d はある中新世の玄武岩試料の段階交流消磁の結果である。このサイトの他の試料の NRM の方位は大きく散らばっていて (図 4.7c の様な感じである)、NRM 強度は異常に強い。20 mT (200 Oe) での交流消磁で北向きで  $I \approx -40^{\circ}$  の大きな不安定成分が消えている。20 から 80 mT (200 から 800 Oe; 図 5.7d の拡大図参照)の交流消磁ではベクトルの終点の軌跡は原点に向かう直線になっていて、残った NRM の方位に有意な変化は見られない。この観測で ChRM が 20 mT (200 Oe)の交流消磁で得られることがわかる。ChRM は  $I \approx 55^{\circ}, D \approx 330^{\circ}$  の方位を持っている。

このサイトのもう一つの試料に 20 mT (200 Oe) の交流消磁で ChRM を取り出した後、熱消磁を施した。 ブロッキング温度は 450°C と 580°C の間の成分が卓越し、各段階の熱消磁後の ChRM の方位は 20 から 80 mT (200 から 800 Oe) の交流消磁後の方位と同じであった。このサイトの試料から得られたキュリー温 度も 580°C で、磁鉄鉱が主要な強磁性鉱物であることを示していた。これらの観察を総合すると、20 mT (200 Oe) の交流消磁で消える不安定成分は雷由来の IRM であると判断できる。また、20 mT (200 Oe) の 交流消磁で取り出される安定な ChRM は初生の TRM で、この中新世の玄武岩が最初に冷えた時に獲得し たものであろう。

もっと問題となる例が図 5.7b である。この後期三畳紀の赤色堆積物は  $T \approx 600^{\circ}$ C までの熱消磁で NRM の大きな部分が消磁される。この不安定成分は ( $I \approx 60^{\circ}, D \approx 10^{\circ}$ ) 試料採取地点の現在の地球磁場にほぼ平 行で、二次的な VRM (又は最近の風化でついた CRM) と解釈できる。633 から 685°C の熱消磁でのみ原点 に向かう軌跡を描く ChRM が分離できる。ChRM の大きさが二次磁化に比べて小さい上に、高温の消磁で しか現れないために、一個の試料の段階消磁だけから ChRM の方位を自信を持って決めるのは難しい。そ のような場合は ChRM の方位が、同じサイトの他の試料の結果と調和するかどうかが決め手となる。

## ブロッキング温度や抗磁力のスペクトルが重なっている場合

ベクトル成分図上での終点の軌跡が鋭い曲がりを (図 5.7a のような) 見せずに、二つの直線部分をつなぐ曲 線になることはよくあることである。このようになる原因は二つの成分を担っている強磁性粒子のブロッキ ング温度スペクトル (または抗磁力スペクトル) に重なりがあるからである。曲がった軌跡の原因は図 5.8 を 見れば理解できるであろう。この例では、NRM は二つの成分から成っている: 方位が  $I = -25^{\circ}, D = -15^{\circ}$ の不安定成分  $J_A \ge I = 70^{\circ}, D = 155^{\circ}$ の安定成分  $J_B$  である。それぞれの成分が消える消磁レベル (微視 的抗磁力やブロッキング温度のスペクトル) が図 5.8 の左側に示してある。

図 5.8a では、二つの成分の消磁スペクトルは重なっていない;  $J_A$  は第 1 段階と第 6 段階の間で消磁されて、一方、 $J_B$  は第 6 段階と第 9 段階の間で消磁されている。結果のベクトル成分図は図 5.8b となる。図では二つの直線状の軌跡が見られる:第 1 段階と第 6 段階の間で  $J_A$  が消えるにつれてできる軌跡と、第 6 段階と第 9 段階の間 (それと原点)で  $J_B$  が消えるにつれてできるものである。二つの成分の消磁スペクトルに全く重なりはないので、二つの軌跡はきれいに別れて、点 6 で鋭角で交わっている。

図 5.8c では消磁スペクトルが第 5、6 段階で重なっている。その結果見られるベクトル成分図 5.8d では、 二つの直線状の軌跡が 1 から 4 と 7 から 9 段階では見られる。しかし、重なっている範囲では (5、6 段階) 両方の成分が同時に消え、軌跡は曲線となる。安定成分  $J_B$  の方位は 7 から 9 の消磁段階 (即ち、重なりよ り上) で見ることができる。

図 5.8e では、二つの成分の消磁スペクトルは完全に重なっている。片方の成分のみが消磁される温度範囲は 全くない。その結果のベクトル成分図 (図 5.8f) には直線部分がなく、二つの成分を分離することは できない。 このように消磁スペクトルが大きく重なっている試料を扱う巧妙な手法もいくつか提案されているが (後節 参照)、状況は絶望的で、あなたは悲しみの海に溺れ死ぬことになるかも知れない。

幸いなことには、岩石の NRM の各成分がきれいに別れていて、自信をもって ChRM だと分かる場合の 方が多い。図 5.7a のような振舞いが見られるよう期待していては、しばしばもっと難しいものに当たるが、 図 7.5b-c のようになんとか成るものが多く、ChRM が分離できないような場合は多くない。



**Figure 5.8** Schematic representation of effects of overlapping demagnetization spectra. A lower-stability component,  $J_A$ , has direction I = -25,  $D = 15^\circ$ . A higher-stability component,  $J_B$ , has direction  $I = 70^\circ$ ,  $D = 155^\circ$ . (a) Demagnetization spectra of the two NRM components. NRM component  $J_A$  is removed during demagnetization levels 2 through 5; NRM component  $J_B$  is removed during demagnetization of NRM component  $J_A$  and  $J_B$  with demagnetization spectra shown in part (a). (c) Demagnetization spectra of the two NRM components with small interval of overlap. NRM component  $J_A$  is removed during demagnetization levels 5 through 9. (d) Vector component diagram resulting from progressive demagnetization spectra of NRM composed of components  $J_A$  and  $J_B$  with demagnetization spectra shown in part (a). (c) Demagnetization levels 5 through 9. (d) Vector component diagram resulting from progressive demagnetization levels 5 through 9. (d) Vector component diagram resulting from progressive demagnetization spectra of the two NRM components  $J_A$  and  $J_B$  with demagnetization spectra shown in part (c). (e) Demagnetization spectra of the two NRM components  $J_A$  and  $J_B$  with demagnetization levels 2 through 9; NRM component  $J_B$  is removed during demagnetization levels 3 through 9. (f) Vector component diagram resulting from progressive demagnetization of NRM composed of components  $J_A$  and  $J_B$  with demagnetization levels 2 through 9; NRM component  $J_B$  is removed during demagnetization levels 3 through 9. (f) Vector component diagram resulting from progressive demagnetization of NRM composed of components  $J_A$  and  $J_B$  with demagnetization spectra shown in part (e). Modified from Dunlop (1979).



**Figure 5.9** Vector component diagram on a three-component NRM. The sample is a red argillite from the Precambrian Spokane Formation of Montana; numbers on axes indicate NRM intensities in A/m; solid data points indicate projection onto the horizontal plane; open data points indicate projection onto the horizontal plane; west oriented vertical plane; numbers 0 through 1000 indicate peak field (in Oe) used in alternating-field demagnetization; numbers 665 through 676 indicate temperatures (in degrees Celsius) used in subsequent thermal demagnetization. Modified from Vitorello and Van der Voo (*Can. J. Earth Sci.*, v. 14, 67–73,1977).

三つ以上の成分がある場合

役に立つ古地磁気の結果の大部分は二つまでの成分から成っている岩石からの結果である。不安定な二次成 分とそれを取り除いて現れる安定な ChRM (しばしば、初生成分だと主張される) という組み合わせである。 しかしながら、三つ四つの成分と言ったどんどん複雑な NRM が報告されるようになってきた。消磁の手法 や解析法はどんどん進歩するし、古地磁気学者は複雑な歴史の岩石に挑戦するので、複雑な多成分の NRM の報告は今後疑いなく増加するであろう。それゆえ、各成分がきちんと解釈できる 3 成分以上の NRM の例 を少なくとも一つ見ておくことも重要であろう。

図 5.9 は、ベルト層群の先カンプリア時代の赤色アージライトの段階消磁の結果である。この研究では、交流消磁をしてから熱消磁をするという組み合わせをいくつかの試料に施してある (先カンプリア時代の岩石を 相手にすると人生も単純には行かないと言うよい例である)。50 Oe (5 mT)の交流消磁で、 $I \approx 50^\circ, D \approx 15^\circ$ 即ち試料採集地点の現在の地球磁場方位とほぼ平行な磁化成分が取り除かれる。この不安定成分はおそらく VRM であろう。

50 Oe (5 mT) から 1000 Oe (100 mT) の交流消磁では中間の安定度の成分が取り除かれる。この成分の 方位は  $I \approx 10^\circ$ ,  $D \approx 275^\circ$  である。他の試料の段階熱消磁では同様な中間安定度の成分が 300°C から 500 °C のブロッキング温度を持っていた。このサイトの多くの試料では、この成分に加えて最も安定な ChRM が 665°C から 680°C の熱消磁で分離できた。ChRM はこのアージライトが 1300 Ma に堆積した時 (また はそのすぐ後) に獲得した初生の CRM であると解釈される。

この地域でカンブリア紀初期に変成作用があったという地質学的証拠と、中間安定度成分の方位がカンブ リア紀初期の古地磁気方位と調和的であるという事実から、この成分はカンブリア紀初期の変成作用による ものであると解釈できる。確かにこの研究は勤勉な古地磁気学者による良い仕事に間違いはないが、この例 は多成分の NRM を間違いなく解釈することの難しさを際立たせている。古地磁気結果の解釈の"困難度" は NRM の成分の数に対して指数関数的に増加する。この本で議論するほとんどの例は 2 成分の NRM で、 もっと複雑な多成分の NRM の領域に立ち入ることはまれにしたい。しかしながら、将来の古地磁気研究で は複雑な歴史を持った古い岩石の多成分磁化を解読する機会が増えるであろう。

#### 主成分分析

図 5.7 と 5.9 の段階消磁データの例を見るとベクトル成分図の直線の軌跡と言ってもかなりの分散があるの がわかる。これは特に磁化の弱い岩石や ChRM が NRM 全体に占める割合が小さな岩石で顕著である。分 散のあるデータから最適な直線の方位を決める正確で定量的な方法が必要なことは明らかである。主成分分 析 (princiapl component analysis 略して p.c.a) がそのために広く使われている。

図 5.10 の段階熱消磁のデータを考えてみよう (三畳紀後期の赤色堆積物の熱消磁結果の高温部分である)。 600°C から 675°C の間、原点に向かう傾向は明らかである。不安定な二次成分はすでに取り除かれていて、 残っている成分は ChRM のみである。しかし、データにはかなりの分散がある。一つの消磁段階を選んで最



**Figure 5.10** Example of best-fit line to progressive demagnetization data using principal component analysis. The sample is from the Late Triassic Chinle Formation of New Mexico; numbers on axes indicate NRM intensities in A/m; solid data points indicate projection onto the horizontal plane; open data points indicate projection onto the north-south oriented vertical plane; numbers adjacent to data points indicate temperatures of thermal demagnetization in degrees Celsius; the stippled lines show the best-fit direction ( $I = 6.4^\circ$ ,  $D = 162.8^\circ$ ) calculated by using the anchored option of principal component analysis applied to the data.

も ChRM を代表するものとしてもよい (これは最近まで用いられていた方法である)。しかしながら、五つ の消磁温度のデータを全て生かして、数学的にこれらの点を結ぶ最適な直線を決めた方がよい。Kirschvink (参考文献参照) は p.c.a. を提案して、最適直線を決定する方法を示した。図 5.10a の例を見ると p.c.a. につ いて定性的には理解できるであろう。つまり、一連の実験で得られたデータ点を通る最適な直線を p.c.a. で 決定できるのである。それに加えて、得られた最適直線の精度の定量的な目安となる最大角分散 (maximum angular deviation: MAD) も計算できる。

主成分分析で直線を当てはめる時、ベクトル成分図の原点の取扱いに関して三つの選択肢がある: (1) 原点 を通る直線を当てはめる (原点拘束); (2) 原点をデータ点の一つとして使う (原点利用); (3) 原点を特別扱い しない (自由)。原点に向かうデータ点が ChRM を与えるのであるから、ChRM の決定には原点拘束か原点 利用の当てはめをするのが普通である。図 5.10 では原点拘束の当てはめを示した。この直線は、原点を通る と言う制約条件でデータ点を通る最適の直線である。得られた直線の方位は  $I = 6.4^{\circ}, D = 162.8^{\circ}$  で MAD は 5.5° である。もし、当てはめを原点利用でするなら、 $I = 7.3^{\circ}, D = 164.7^{\circ}$  で MAD は 8.0° となる。

方位決定の際に原点から最も遠い点が一番大きな重みを持つことになっているという点に注意してほしい。 なぜなら、原点から最も遠い点が方位に関して最大の情報を持っているからである。実験という観点から考 えても原点から最も遠い点は信号/雑音比が最大になっているはずで、方位は最も良く決まっているであろ う。特に合意が出来ている訳ではないが、主成分分析で MAD ≥ 15° を与えるような直線は良くない当ては めで、意味があるか疑問だと考えられている。

二次磁化の方位も主成分分析で決めることができる。図 5.7cの不安定成分や図 5.9の第二成分の様な成分の方位である。二次磁化は原点を通る必要性はないのであるから、原点から自由に当てはめを行う。

NRM が弱い岩石や段階消磁でバラツキの多い軌跡になる場合も、主成分分析を使えばどれか一つの消磁 段階の結果を使うより ChRM を安定して決定できる。もし段階消磁によって ChRM が簡単に分離できるこ とが分かれば、残りの試料では一つか二つの段階での消磁で ChRM を取り出すことができる。この方法を 一斉消磁と呼ぶ。しかしながら、段階消磁で弱く雑音の多い ChRM であるとなった場合には、残りの試料 も ChRM のあらわれる範囲の複数の段階で消磁することになる。その場合はすべての試料で主成分分析を おこなう。

## その他、進んだ手法

ChRM が簡単に分離できないような岩石を扱う特殊な方法も考えられている。NRM が沢山の成分から 成っていて、成分のブロッキング温度や抗磁力のスペクトルが大きく重なっているような場合には、方位は 再帯磁円上に並ぶ。特定の状況においては、この再帯磁円は NRM の成分のひとつの上を通る。再帯磁円を 使った解析の方法がいくつか提案されていて、簡単な解析では得られない重要な情報を岩石から引き出すこ とができる。しかし、そのような方法は複雑で地質学的に特別な場合しか適用できないし、必ずしもうまく 行くとは限らない (複雑な磁化で解釈も複雑になる)。参考文献にそのような進んだ方法について記載された



**Figure 5.11** Schematic illustration of the fold and conglomerate tests of paleomagnetic stability. Bold arrows are directions of ChRM in limbs of the fold and in cobbles of the conglomerate; random distribution of ChRM directions from cobble to cobble within the conglomerate indicates that ChRM was acquired prior to formation of the conglomerate; improved grouping of ChRM upon restoring the limbs of the fold to horizontal indicates ChRM formation prior to folding. Redrawn from Cox and Doell (1960).

ものがある。

# 古地磁気安定性の野外テスト

実験室での消磁実験で NRM の成分が分かるし、(多くの場合) ChRM と呼ぶべき成分も分かる。ブロッキング温度や抗磁力のスペクトルを見れば ChRM を担っている強磁性粒子が初生磁化を保持し得ることも分かる。しかし、ChRM が初生磁化であると実験室のテストだけで証明することはできない。古地磁気安定性の野外テストは ChRM の獲得時期についての極めて重要な情報となり得る。造山帯の古い岩石の研究においては、古地磁気安定性の野外テスト こそ が決定的な観測になる。

ここでは、古地磁気安定性の野外テストの一般的なものを例を上げて紹介する。例を見れば、野外テスト の論理と力が分かるであろう。野外テストの定量的な評価には方位データ取り扱いの統計的な手法と解析が 必要と成る。それについては次の章で取り上げる。

## 褶曲テスト

褶曲テスト (あるいは、傾動テスト) と礫岩テストの概念が図 5.11 である。褶曲テストによって NRM の ある成分 (普通は ChRM) の獲得と褶曲の前後関係がわかる。もし、ChRM が褶曲の前に着いていたら、褶 曲の両翼の ChRM の方向は地理座標 (*in situ*) では異なっていて、構造補正をする (地層を水平に"戻す") と方向は一致する。このように ChRM が構造補正で集中が改善すれば"褶曲テストに合格"と言い、逆に ChRM が構造補正で分散することになれば"褶曲テストに不合格"と言う。褶曲テストは一つの褶曲に適用 しても良いし (図 5.11) 広い範囲で異なる傾動のサイトで適用しても良い。

ChRM の方位が褶曲テストに合格した例が図 5.12 である。この例はアラスカ、ランゲリアテレーン中の ニコライ緑色岩の五つのサイトの ChRM の方位である。図 5.12a の ChRM 方位は傾動補正前(地理座標系) で、図 5.12b は構造補正の後である。この例は地層の傾動が中程度の実際的なものである。ChRM の集中の 改善は、劇的とまでは言えなくても、明白で、褶曲テストに合格したと言うことはニコライ緑色岩が褶曲以 前に ChRM を獲得していることを示している。この ChRM は逆転テスト(後で議論する)にも合格してお り、この成分がニコライ緑色岩が後期三畳紀中期の噴出時の最初の冷却時に着いた初生の TRM であること が確実である。この例で褶曲テストの定量的な評価をする統計テストが必要であることも分かるであろう(例



Figure 5.12 Example of ChRM directions that pass the fold test. Equal-area projections show mean ChRM directions from multiple sites at each of five collecting localities in the Nikolai Greenstone, Alaska; solid circles indicate directions in the lower hemisphere of the projection; open circles indicate directions in the upper hemisphere. (a) ChRM directions *in situ* (prior to structural correction). (b) ChRM directions after structural correction to restore beds to horizontal. Data from Hillhouse (*Can. J. Earth Sci.*, v. 14, 2578–2592, 1977).

えば、構造補正を施したことによって ChRM 方位の集中が改善したと、どの程度の確かさで言えるか)。

### 褶曲中磁化

褶曲中磁化の報告が増えて来ているので、その原理を紹介して、例をあげよう。図 5.13a で単純な向斜で の褶曲前磁化がどのようになるかを示した。一方、図 5.13b は褶曲中磁化の場合である。図 5.13b の下の図 は現在見ることのできる磁化方位を表していて、上の図では完全な補正を施した場合の磁化方位を示してい る。完全な補正は"補正し過ぎ"になっているのである。磁化方位のまとまりが最も良くなるのは、真中の 図のように、途中まで補正をした時になっている。このような観測から得られる結論は磁化が向斜の形成 <u>中</u> に獲得された (褶曲中磁化) ということである。

図 5.13c と 5.13d は褶曲中磁化の例である。褶曲の両翼に広がった地域の 10 サイトについて ChRM を得て その平均方位を求めた。補正前の ChRM 方位 (地理座標) は図 5.13c の十字で、100%補正を施した後が四角 である。図 5.13c を見ると、ChRM 方位は構造補正を施すとお互いを通り過ぎていることが分かる。ChRM 方位のまとまりが最も良くなるのは補正を 50%施した時である (図 5.13d)。ChRM は褶曲の途中で磁化した 可能性が高いと結論することができる。ここでも、統計学的な手法を用いてまとまりが最大になる補正の量 を定量的に知る必要がある。

### 礫岩テスト

礫岩テストの説明も図 5.11 にある。もし礫岩中の礫の ChRM が礫岩が堆積してから安定であったとすれ ば、その方位はランダムに分布するはずである (=礫岩テストに合格)。もし、分布がある方向性を持ってい るなら ChRM は礫岩が堆積した後に獲得したものである (=礫岩テストに不合格)。礫岩テストに合格する と言うことは、礫の起原の岩石が少なくとも礫岩の形成以来安定であったことを意味している。層内礫岩を 用いた礫岩テストに合格すれば ChRM が初生の NRM であるという極めて強い証拠となる。

南アリゾナのグランス礫層は酸性の火山岩と礫岩を含む堆積岩の互層である。礫岩中の火山岩礫の ChRM 方位がランダムに分布していることが図 5.14 で分かるであろう。この礫岩は溶岩流と一連の層の 中 にある



Figure 5.13 Synfolding magnetization. (a) Directions of ChRM are shown by arrows for pre-folding magnetization. ChRM directions are dispersed in the observed *in situ* orientation; restoring bedding to horizontal results in maximum grouping of the ChRM directions. (b) Directions of ChRM for synfolding magnetization. ChRM directions are dispersed in both the *in situ* orientation and when bedding is restored to horizontal; maximum grouping of the ChRM directions of chRM in cretaceous Midnight Peak Formation of north-central Washington. Crosses are *in situ* sitemean ChRM directions for ten sites spread across opposing limbs of a fold; squares are sitemean ChRM directions resulting from restoring bedding at each site to horizontal; all directions are in the lower hemisphere of the projection. (d) Site-mean ChRM directions in Midnight Peak Formation after 50% unfolding. Data from Bazard et al. (*Can. J. Earth Sci.*, v. 27, 330—343, 1990).







Figure 5.15 Schematic illustration of the reversals test of paleomagnetic stability. Solid arrows indicate the expected antiparallel configuration of the average direction of primary NRM vectors resulting from magnetization during normal- and reversed-polarity intervals of the geomagnetic field; an unremoved secondary NRM component is shown by the lightly stippled arrows; the resultant NRM directions are shown by the heavily stippled arrows. Redrawn from McElhinny (*Palaeomagnetism and Plate Tectonics*, Cambridge, London, 356 pp., 1973).

ので、礫岩テスト合格で ChRM が初生磁化であると言える。

もし、礫岩の形成時に風化があり強磁性鉱物の変化が起こっていれば、原岩が安定な ChRM を持ってい ても礫岩テストに通らないことがある。従って、礫岩テストに合格することは安定だという強い証拠になる。 一方、不合格した場合は確かに気をつけないといけないが、原岩の ChRM が二次磁化であると疑いなく言 えると言うことはない。

## 逆転テスト

第一章で解説したように、正逆いずれの磁極期でも、地球磁場は時間平均を取れば地心双極子である。どんな場所でも地球磁場方位の時間平均は正磁極期と逆磁極期で180°異なる。地球磁場のこの性質が古地磁気安定性の逆転テストの原理となる (図 5.15 参照)。

もし、一連の古地磁気サイトが正逆いずれの磁極期でも永年変化を平均化する程の数あれば、正磁極期の 初生 NRM の方位は逆磁極期の初生 NRM の方位と反平行になるはずである。しかし、後の二次的な NRM があると合成の NRM ベクトルの間の角度は 180° から減ってくることになる。もし、正磁極期のサイトの 平均方位が逆磁極期のサイトの平均方位と反平行を向いていれば、ChRM が"逆転テストに合格した"と言 う。逆転テスト合格は ChRM 方位が二次的な NRM 成分の影響を受けていないことと、データが永年変化 を平均するような時間間隔になっていることを示している。それに加えて、正逆のサイトが層序に調和的で あるならば、ChRM はほぼ間違いなく初生 NRM である。

ー連の古地磁気データが"逆転テストに合格しない"とは、正逆磁極期のサイトの方位の違いが180°より 有意に小さいことである。逆転テストに不合格になることは、(1)消磁しきれていない二次的な NRM の成 分がある、(2) どちらか (あるいは双方)の磁極期のデータが永年変化を十分平均していない、のいずれかで



Figure 5.16 Example of ChRM directions that pass the reversals test of paleomagnetic stability. Equal-area projection of site-mean ChRM directions from 104 sites in the Paleocene Nacimiento Formation of northwestern New Mexico: solid circles are directions in the lower hemisphere of the projection; open circles are directions in the upper hemisphere; the mean of the 42 normal-polarity sites is shown by the solid square with surrounding stippled circle of 95% confidence; the mean of the 62 reversed-polarity sites is shown by the open square with surrounding stippled circle of 95% confidence; the antipode of the mean of the reversed-polarity sites is within 2° of the mean of the normal-polarity sites (within the confidence region). Redrawn from Butler and Taylor (Geology, v. 6, 495-498,1978).

あることを示している。ほとんどの時代で逆転は起こっていたので、一連の古地磁気データではしばしば正 逆双方の極性をもった ChRM が現れる。従って、古地磁気安定性の逆転テストが適用可能な場合は多く、し かも礫岩テストや褶曲テストのような特別な地質を必要としない。

逆転テストの例として北西ニューメキシコの暁新世陸成堆積物の例を図 5.16 に示した。42 の正帯磁のサイトの平均と 62 の逆帯磁のサイトの平均とが反平行になっている。ChRM 方位は逆転テストに合格したと言える。逆転テストの定量的な評価は正逆帯磁それぞれサイトの平均(と信頼限界)を計算して、一方をもう一方の反平行と比較することとなる。その比較の統計的な手法については次章で取り上げる。

## 接触域テストと一貫性テスト

火成岩が貫入した母岩の接触域があれば古地磁気安定性の接触域テストが適用できる。貫入岩と母岩の接 触加熱された部分は同じ方位の TRM を持っているはずである。貫入岩と母岩の鉱物組成は異なっており、 二次的な NRM の取りやすさや ChRM を取り出すのに必要な消磁の手続きなども異なっていることが考え られる。従って、貫入岩と母岩の ChRM 方位が一致することは ChRM 方位が安定でおそらくは初生磁化の ものだという証拠となる。母岩の年代が貫入岩よりもずっと古い場合には、接触加熱を受けていない部分は 貫入岩と異なる磁化方位をもっていることが期待できる。それで、接触域が貫入岩と似た磁化方位をもって いて、接触域以外の母岩が貫入岩と異なる方位を持っていることが接触域テスト合格の用件となる。貫入岩 と接触域 <u>および</u>接触域の外側の母岩のいずれもが同じ ChRM を持っている場合には全体が再磁化された可 能性がある。

古地磁気安定性の一貫性テストとは同じ時代のものなら異なる岩種でも(現在の地球磁場方位と異なる) ChRM 方位を持っているべきであると言うことに由来している。もし、強磁性鉱物の構成が変化に富んでい て、ChRM を取り出すのに必要な方法が異なっていて、それでも ChRM の方位が地質時代のみによってい るなら、測定結果は"ChRM が初生磁化であると言う解釈と矛盾しない"。この一様な ChRM 方位は地域全 体の再磁化によるものと言う可能性は捨てきれないので、一貫性テストの使用に当たっては古地磁気の安定 性についてのその他の指標と併用しなければならないことは言うまでもない。

# 第6章 古地磁気データの統計

古地磁気データの統計解析の必要性はこれまでの章で明らかになった。例えば、磁化方位の観測から平均方 位を決定する方法が必要である。その方法は平均方位の不確定性の測度を与えるものでないといけない。ま た、古地磁気安定性の野外テストの有意性の検定法も必要である。この章では方位データの解析の基本的な 統計の手法を紹介する。科学が統計解析を、酔っ払いが街灯を使うのと同じようにして、使うとよく言われ る:明かりが欲しいのではなく、支えが欲しいだけなのだ。これは真実かもしれないが¹、古地磁気研究にお いて統計解析は基本的なものである。基本的な統計法の適用が古地磁気学の理解に必要なのである。

古地磁気で用いる統計法のほとんどが"平面上の"統計から直接類推できる。まず、正規分布(ガウス確率 密度関数)の基本的な性質を見ることから始めよう。この分布は様々な観測の統計解析に用いられているの で、読者も御存じであろう。方位データの統計解析も正規分布との相似で発展して来た。読者は数式展開を 完全に追うことは出来なくても心配することはない。関数のグラフ表示や統計解析の例を見れば、統計量を 直感的に把握することができるであろう。

# 正規分布

但し

観測量の集合の平均 (とその信頼限界) を求めるあらゆる統計的手法は確率密度関数に基づいている。この関数は母集団と呼ばれる観測の仮想的な無限集合の分布を記述している。ガウス確率密度関数 (正規分布) は図 6.1 の釣り鐘型をしている。確率密度関数 f(z) の意味は z を中心とした dz の区間に入る観測の割り合いが f(z)dz であるということである。

正規分布は以下の式で与えられる。

f(z)

0.2

0.1

0

-2

-1

-3

$$f(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-z^2}{2}\right)$$

$$z = \frac{(x-\mu)}{\sigma}$$
(6.1)





1

in the second second

3

Δ

2

x は測定する変数で、 $\mu$  は真の平均、 $\sigma$  は標準偏差である。パラメータ  $\mu$  は分布の中心の x の値を与え、 $\sigma$  は真の平均の周りの分布の幅を与える。適当な積分をする (f(z) 曲線の下の面積を計算する) ことによって、 68% の値が  $\mu$  から  $\sigma$  の範囲に分布し、95% の値が  $\mu$  から  $2\sigma$  の範囲に分布することが分かる。

通常は変数 x の有限個の測定をすることになる。統計学の文献ではこの測定の集合を試料と呼んでいる。 ガウス統計を使うとは、正規分布をする観測の母集団から有限の試料を取り出したと仮定することである。 母集団の真の平均と標準偏差は、もちろん、分からない。しかし、以下のようにしてこれらの量を有限の試 料から推定することができる。

真の平均 (μ) の最尤推定値は測定値の平均 m で与えられる。

$$m = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i}{n} \tag{6.2}$$

但し、nは測定の数、x_iはそれぞれの測定値である。
 試料の分散は

$$\operatorname{var}(x) = \frac{\sum_{i=1}^{n} (x-m)^2}{(n-1)} = s^2$$
(6.3)

である²。 試料の標準偏差の推定値 s は試料を取った母集団の標準偏差  $(\sigma)$  の最尤推定値になる。平均の標準 準誤差の推定値  $\Delta m$  は次のようになる。

$$\Delta m = \frac{s}{\sqrt{n}} \tag{6.4}$$

試料抽出による誤差の効果を直感的に理解するには以下の理論的な結果が良いであろう。同じ正規分布から取られた複数の試料について、試料の平均の 68% が  $\mu$  の前後  $\sigma/\sqrt{n}$  の範囲に 95% が  $2\sigma/\sqrt{n}$  の範囲に 落ちる。それで、試料の平均はそれ自身平均  $\mu$ 、標準偏差  $\sigma/\sqrt{n}$  の正規分布となる。

平均の標準誤差の推定値  $\Delta m$  は計算した平均の信頼限界を与える。一つの正規分布から抽出した可能な試料すべてのなかで 95% の試料の平均は  $\mu$  から  $2\Delta m$  の範囲に入っている (すべての可能な試料のうちたった 5% が  $\mu$  から  $2\Delta m$  以上離れている)。従って、計算した平均 m の信頼限界は  $2\Delta m$  で、母集団の真の平均 m から  $2\Delta m$  の範囲にあると 95% の信頼度で言うことができる。

標準偏差の推定値 s が観測の数 n に基本的には依存しないことに注意して強調しておく必要がある。しかしながら、平均の標準誤差の推定値  $\Delta m$  は n に依存し、 $1/\sqrt{n}$  で減少する。それぞれの試料は一つの真の平均と標準偏差を持った正規分布から取り出したのであるから、標準偏差の推定値が試料の観測の数に依存しないのは適当である。しかし、観測数が増すにつれて真の平均の推定が精密になるというのは正当で、n の増加とともに信頼限界が小さくなるというのはこれを反映している。

² 訳註: 試料の標準偏差と母集団の標準偏差の最尤推定値の記述に混乱が見られる。試料の分散は

$$\operatorname{var}_{s}(x) = \frac{\sum_{i=1}^{n} (x-m)^{2}}{n}$$

であるし、母集団の分散の最尤推定値は

$$\operatorname{var}_{p}(x) = \frac{\sum_{i=1}^{n} (x-m)^{2}}{(n-1)}$$

である。ついでに述べると、真の平均が他の方法で分かっている場合の母集団の分散の最尤推定値は

$$\operatorname{var}_p(x) = \frac{\sum_{i=1}^n (x-\mu)^2}{n}$$

である。



**Figure 6.2** The Fisher distribution. (a)  $P_{dA}(\theta)$  is shown for  $\kappa = 50$ ,  $\kappa = 10$ , and  $\kappa = 5$ .  $P_{dA}(\theta)$  is the probability *per unit angular area* of finding a direction within an angular area, *dA*, centered at an angle  $\theta$  from the true mean;  $P_{dA}(\theta)$  is given by Equation (6.5);  $\kappa =$  precision parameter. (b)  $P_{d\theta}(\theta)$  is shown for  $\kappa = 50$ ,  $\kappa = 10$ , and  $\kappa = 5$ .  $P_{d\theta}(\theta)$  is the probability of finding a direction within a band of width  $d\theta$  between  $\theta$  and  $\theta + d\theta$ .  $P_{d\theta}(\theta)$  is given by Equation (6.8).

# フィッシャー分布

古地磁気方位に使える確率密度関数はイギリスの統計学者 R. A. Fisher によって考案され、フィッシャー 分布と呼ばれている。個々の方位は同じ重みで、単位球面上の点に対応されている。フィッシャー分布関数  $P_{dA}(\theta)$ は、真の平均から角 θ だけ離れたところを中心とする立体角 dA の範囲に方位が落ちる単位立体角 あたりの確率を与える。立体角 dA の単位はステラディアンで、球全体の立体角は 4π になる。フィッシャー 分布にしたがう方位は次の確率密度関数に従う。

$$P_{dA}(\theta) = \frac{\kappa}{4\pi \sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos \theta)$$
(6.5)

但し、 $\theta$  は真の平均方位からの角度 (真の平均で 0)、 $\kappa$  は精密度パラメタである。 $P_{dA}(\theta)$ の表記は単位立体 角当たりの確率であることを強調するためである。

j

方位の分布は真の平均を中心として軸対称である。 $\kappa$  は真の平均方位への集中の度合いを示している。球面上の一様分布では $\kappa$ は0 で、点に集中するに連れて  $\infty$  に近づく。図 6.2a に  $\kappa = 5, 10, 50$  の場合の  $P_{dA}(\theta)$ を示した。定義から予想されるように、フィッシャー分布は真の平均 ( $\theta = 0$ ) で最大で、 $\kappa$  が大きくなるにつれて真の平均に集中する。

ここで、ξ を真の中心の周りの方位角に取ると、立体角 dA の中に落ちる方位の確率は次のように書ける。

$$P_{dA}(\theta)dA = P_{dA}(\theta)\sin(\theta)d\theta d\xi \tag{6.6}$$

 $sin(\theta)$ の項は  $d\theta$ の帯の面積が  $sin(\theta)$  に比例して変化することによっている。フィッシャー分布を規格化するには以下の式が成り立たなければならない。

$$\int_{\xi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} P_{dA}(\theta) \sin(\theta) d\theta d\xi = 1$$
(6.7)

式 (6.7) は単位球面上のどこかに方位がある確率は 1 であるということを示したに過ぎない。確率  $P_{d\theta}(\theta)$  は  $\theta \ge \theta + d\theta$  の間の帯  $d\theta$  に方位が落ちる確率で、

$$P_{d\theta}(\theta) = \int_{\xi=0}^{2\pi} P_{dA}(\theta) dA = 2\pi P_{dA}(\theta) \sin(\theta) d\theta$$
$$= \frac{\kappa}{2\sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos \theta) \sin \theta d\theta$$
(6.8)



Figure 6.3 Vector addition of eight unit vectors to yield resultant vector R.

となる。図 6.2b は  $\kappa = 5, 10, 50$  の場合のこの確率で、 $sin(\theta)$  の項の効果が見て取れる。

真の平均からの任意の角度の範囲に方位が落ちる確率もフィッシャー分布から計算できる。確率が 50% となるような角度は

$$\theta_{50} = \frac{67.5^{\circ}}{\sqrt{\kappa}} \tag{6.9}$$

で与えられ、これは正規分布の四分点に対応する。正規分布の標準偏差に相当する角度は

$$\theta_{63} = \frac{81^{\circ}}{\sqrt{\kappa}} \tag{6.10}$$

で、これは角標準偏差と呼ぶことが多い。ただし、正規分布の場合  $\mu$  の前後  $\sigma$  の範囲に観測が落ちる確率 は 68% であるのに対して、真の平均から  $\theta_{63}$  の範囲に方位が来る確率は 63% であることに注意してほしい。 もうひとつ 95% になる角度が重要で、以下の式で与えられる。

$$\theta_{95} = \frac{140^{\circ}}{\sqrt{\kappa}} \tag{6.11}$$

平均方位の計算

前節の式はフィッシャー確率密度関数に従って分布する方位の母集団に適用できる。しかし、通常我々が 扱う方位の数はあまり多くない(例えば、10個の方位データの集合など)。それから、(1)平均方位、(2)方 位の分散の度合いを示す統計量(ガウス統計における標準偏差の推定値に相当するもの)、(3)計算した平均 方位の信頼限界(平均の標準誤差の推定値に相当するもの)、を計算しなければならない。フィッシャー統計 を用いて、以下の計算を行えば必要な量を得ることができる。

方位の集合の平均はベクトルの単なる和で得られる (図 6.3)。 *N* 個の単位ベクトルの集合の平均を計算するには、まず、それぞれのベクトルの方向余弦を次の式で求める。

$$l_i = \cos I_i \cos D_i \qquad m_i = \cos I_i \sin D_i \qquad n_i = \sin I_i \tag{6.12}$$

ただし、 $D_i$ ,  $I_i$  は i 番目のベクトルの偏角、伏角で、 $l_i$ ,  $m_i$ ,  $n_i$  は i 番目のベクトルの北向き、東向き、およ び下向きの方向余弦である。平均方位の方向余弦は次の式で与えられる。

$$l = \frac{\sum_{i=1}^{N} l_i}{R} \qquad m = \frac{\sum_{i=1}^{N} m_i}{R} \qquad n = \frac{\sum_{i=1}^{N} n_i}{R} \qquad (6.13)$$

ただし、R は和ベクトル R の長さで次の式で与えられる。

$$R^{2} = \left(\sum_{i=1}^{N} l_{i}\right)^{2} + \left(\sum_{i=1}^{N} m_{i}\right)^{2} + \left(\sum_{i=1}^{N} n_{i}\right)^{2}$$
(6.14)

R と N 個の個々の単位ベクトルとの関係は図 6.3 で分かるであろう。R は常に  $\leq N$  でベクトルが同じ方 向を向いている時にのみ等しくなる。式 (6.13) と (6.14) で与えられる平均の方向余弦から平均方向の偏角と 伏角は以下の式で得ることができる。

$$D_m = \tan^{-1}\left(\frac{m}{l}\right) \qquad \mathcal{B}\mathcal{U} \qquad I_m = \sin^{-1}(n) \tag{6.15}$$

分散の推定

平均の計算がすんだら、次は試料データが抽出された母集団の分散の指標となる統計量である。方位の母 集団の分散の指標の一つが精密度パラメタ κ である。有限の方位の集合からは κ を求めることは出来ない が、κ の推定値は次のように計算できる。

$$k = \frac{N-1}{N-R} \tag{6.16}$$

図 6.3 を見ると式 (6.16) が理解できるであろう。方位の分布が小さくなるにつれて R が N に近付き k が増加するのは明らかであろう。

ガウス統計(式(6.3))からの直接の類推で、方位試料の角分散は

$$s^{2} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} \Delta_{i}^{2}$$
(6.17)

である。ただし、 $\Delta_i$ は *i* 番目の方向と計算した平均方向の間の角である。角標準偏差の推定値 (角分散と言うこともある) は *s* となる。式 (6.10) から予想されるように、*s* は

$$s \approx \frac{81^{\circ}}{\sqrt{k}} \tag{6.18}$$

で近似できる。角分散の指標となるもう一つの統計量が δ で (これも角標準偏差と言うことがある)

$$\delta = \cos^{-1}\left(\frac{R}{N}\right) \tag{6.19}$$

で与えられる。 $\delta$ を用いる利点は計算が簡単なことと、RがNに近付くにつれて $\delta$ が減少し方位のまとまりが良くなることが直感的に分かりやすいこと (例えば図 6.3 のように)である。実際上は (少なくとも  $N \ge 10$ であれば)

$$s \approx \delta \approx \frac{81^{\circ}}{\sqrt{k}}$$
(6.20)

である。厳密には式(6.17)が角標準偏差の正しい推定値であるが、上のいずれの数値を用いても本質的には 同じ結果を与える³。

古地磁気方位の解析では、サイト内の (一つのサイトの複数の試料の) 分散は k で報告することが多い。サイト間の分散 (複数のサイトのサイト平均方位の分散) は上にあげたいずれかの統計量を示すのが普通である。

従って

$$\begin{split} R &= \sum_{i=1}^{N} \cos \Delta_i \approx \sum_{i=1}^{N} (1 - \frac{1}{2} \Delta_i^2) = N - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N} \Delta_i^2 \\ &\sum_{i=1}^{N} \Delta_i^2 \approx 2(N - R) \end{split}$$

となり、式 (6.17) の s² の定義から

$$s^2 \approx \frac{2(N-R)}{N-1} = \frac{2}{k}$$

となる。ラジアンを度に変換すれば式 (6.18) が得られる。また、

$$s^2 \approx 2\left(1 - \frac{R-1}{N-1}\right)$$

と

$$\cos s \approx 1 - \frac{1}{2}s^2$$

を用いれば

$$s \approx \cos^{-1}\left(\frac{R-1}{N-1}\right)$$

となり、N,Rが1より十分大きいときに式 (6.20)が成り立つ。しかし、この近似はかなり悪い。 $\delta$ を

$$\delta = \cos^{-1}\left(\frac{R-1}{N-1}\right)\left(=\cos^{-1}\left(1-\frac{1}{k}\right)\right)$$

と定義すれば、Nが小さいときでもsさえ小さければ良い近似を与える。良く見ると、式(6.19)はN=1の時に $\delta=0$ を与えるという適切でない形をしている。実は、母集団の $\delta$ を式(6.19)で定義すると、その最尤推定値が $\cos^{-1}((R-1)/(N-1))$ で得られるという関係になっている。従って、sと比較するにはこちらの方が適切なのである。

#### 信頼限界

次に、計算で得た平均方位の信頼限界を求める方法が必要となる。この信頼限界はガウス統計における平 均の標準誤差 Δm に相当するものである。フィッシャー統計では、信頼限界は計算した平均方位からの角半 径で表される。信頼度を示さないことには信頼限界をきちんと定義したことにはならない。

N 個の方位データの集合についての信頼限界は以下の式で与えられる。この角  $\alpha_{(1-p)}$  は、計算した平均 から  $\alpha_{(1-p)}$  の範囲に真の平均 (未知) が入る確率が (1-p) であるという意味である。

$$\cos \alpha_{(1-p)} = 1 - \frac{N-R}{R} \left\{ \left(\frac{1}{p}\right)^{\frac{1}{N-1}} - 1 \right\}$$
(6.21)

通常使う信頼度 (1-p) は 0.95(=95%) で、信頼限界は普通  $\alpha_{95}$  と書く。95%と 63%についての便利な近似 式があって、  $(k \ge 10$  で  $N \ge 10$  ならまずまずの精度) 次の様になる。

$$\alpha_{63} \approx \frac{81^{\circ}}{\sqrt{kN}} \qquad \text{ as } \mathcal{U} \qquad \alpha_{95} \approx \frac{140^{\circ}}{\sqrt{kN}}$$
(6.22)

 $lpha_{63}$ は平均の標準誤差に相当するし、 $lpha_{95}$ は標準誤差の2倍に相当する 4 。

平均や分散の推定値、信頼限界を計算する時、観測したデータがフィッシャー分布に厳密に従う母集団から の無作為抽出によって得られていると仮定している。しかし、母集団の真の平均も精密度パラメタκも我々 は知らない。これらの未知のパラメタをただ推定できるだけである。方位の集合について計算した平均は真 の平均の最尤推定値であるし、k は κ の最尤推定値である。信頼限界 α₉₅ は真の平均を推定した精度の目 安である。計算で得た平均から α₉₅ 以内に真の平均があると 95% くらい信じて良いということだ。逆にいえ ば、真の平均が計算で得た平均から α₉₅ 以上離れている確率も 5% あるのだ。

#### 分散の例

数式に埋もれて良く分からなくなってしまったかもしれないので、実例にふれて統計量の直感的な理解を 促進することとしよう。データから計算した統計量と試料の母集団の未知のパラメタとの区別というのは本 質的な概念である。

図 6.4 に示した 6 つの方位データ集合は以下のように生成して解析した。

一方、真の平均方位が他の情報から知られている場合 (真北に対する VGP の分散の場合等)には、母集団の角分散と精密度パラメタ ( $\kappa$ )の最尤推定値としての  $s \ge k$  は、

$$s^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \Delta_i^2, \qquad k = \frac{N}{N-R}$$

で与えられる。但し、 $R = \sum_{i=1}^{N} \cos \Delta_i$ である。上と同様に

$$s^{2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \Delta_{i}^{2} \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} 2(1 - \cos \Delta_{i}) = \frac{2(N-R)}{N} = \frac{2}{k}$$

と式 (6.18) が得られる。また、

$$\cos \delta = \frac{R}{N} \approx 1 - \frac{1}{2}s^2 \approx \cos s$$

から $\delta \approx s$ が、今度は式 (6.19)の定義のままでsさえ小さければNに関係なく成り立つ。

⁴ 訳註: 式 (6.21) が与える  $\alpha_{(1-p)}$  は  $\kappa$  が十分大きい時の近似値であることに注意する必要がある。R がいくら小さくても  $\alpha_{50}$  は 90° を超えるはずがないことに注意すればすぐにわかる。また、 式 (6.21) の R を N と k で表して、左辺の cos と右辺の  $(1/p)^{1/(N-1)}$  を展開して  $\alpha_{(1-p)}$  が小さい、 N が大きいという近似で両辺の第一項のみを取ると

$$\frac{\alpha_{(1-p)}^2}{2} \approx \frac{N-1}{Nk - (N-1)} \cdot \log \frac{1}{p} \cdot \frac{1}{N-1}$$

となり

$$\alpha_{(1-p)} \approx \sqrt{\frac{2\log(1/p)}{N(k-1)+1}} \approx \sqrt{\frac{2\log(1/p)}{Nk}}$$

と近似される。(1-p) = 0.63, 0.95の時には  $\sqrt{2\log(1/p)} \approx 1.41, 2.45 \approx 81^\circ, 140^\circ$ で式 (6.22)が得られる。これも、上の式の右辺の表式より中辺の表式がわずかの手間で近似が良くなる。



**Figure 6.4** Equal-area projections of six synthetic directional data sets, mean directions, and statistical parameters. The data sets were randomly selected from a Fisherian population with true mean direction  $I = +90^{\circ}$  and precision parameter  $\kappa = 20$ ; individual directions are shown by solid circles; mean directions are shown by solid squares with surrounding stippled  $\alpha_{95}$  confidence limits.



- **Figure 6.5** Dependence of estimated angular standard deviation, *s*, and confidence limit,  $\alpha_{95}$ , on the number of directions in a data set. An increasing number of directions were selected from a Fisherian population of directions with angular standard deviation  $\theta_{63} = 15^{\circ}$  ( $\kappa = 29.2$ ) shown by the stippled line.
- 1. フィッシャー確率分布に従う方位の分布の母集団を計算機で生成した。母集団の真の平均は  $I = +90^{\circ}$  で精密度パラメタは  $\kappa = 20$  であった。
- 2. このフィッシャー分布から無作為に 20 回サンプルを取り出して N = 20 の "合成"方位データ集合を 作った。そのようなデータ集合を 6 個、同じ母集団から独立に無作為抽出して作った。この 6 個のデー タ集合の方位の等面積投影が図 6.4 に示されている。
- それぞれの合成データ集合について以下の量を計算した: (a) 平均方位 (D_m, I_m)、(b) k、(c) 信頼限 界 α₉₅。これらの量も図 6.4 に示した。

この例からいくつか重要なことが見て取れる。計算で得た平均方位が真の平均方位  $(I = +90^{\circ})$  に完全に 等しくないことに注意してほしい。平均伏角  $(I_m)$  は  $85.7^{\circ}$  から  $88.8^{\circ}$  の範囲にあり、平均偏角は等面積投影 の 4 つの象限に少なくとも一度は入っている。つまり、平均方位は真の方位の周り  $1.2^{\circ}$  から  $4.3^{\circ}$  の範囲動 き回っている。

計算で得た統計量 k は合成データ集合毎にかなり違っていて、17.3 から 27.2 の範囲で (その中に母集団 の精密度パラメタ  $\kappa = 20$  が含まれている) 変化した。k と角分散のデータ集合毎の違いは単に無作為抽出が 気紛れだからである。(k の信頼限界をきめる方法はもちろん存在する。これをこのデータ集合に適用すると 母集団の値  $\kappa = 20$  から 95% の信頼度で有意に外れているものは一つもない。詳しくは参考文献を参照して ほしい)。

信頼限界  $\alpha_{95}$  も 6.0° から 7.5° と変化する。図中で平均方位の周りの点線の楕円がそれを表している。こ れら 6 つのデータ集合のうち、試料の平均方位が真の平均方位から  $\alpha_{95}$  以上離れているものは一つもなかっ た。しかしながら、もし、100 個の同様な合成データ集合を用意すると、平均的には 5 個のデータ集合にお いては試料の平均方位が真の平均方位から信頼限界  $\alpha_{95}$  以上離れて得られるであろう。これが、真の平均方 位が 95% 信頼円の外に平均として 5%の確率で存在するということである。

どの統計量が観測の数 N に本来的に依存するか認識することも重要である。k の値 (式 (6.16)) も角分散 の推定値 s や  $\delta$  も (式 (6.18)、(6.19)) N に本来的には独立である。これらの統計量は試料を取った母集団 の方のフィッシャー分布の分散に関する量である。この分散は母集団から試料を何回取ったかには影響を受 けないのであるから、推定値の方も本来的には観測の回数 N に依存しないはずである。

しかし、信頼限界  $\alpha_{95}$  は N に依存するべきである; 個々の測定の数が増えれば増える程、真の平均方位を 推定する精度は大きくならねばならない。精度が増えるということは N の増加に伴う  $\alpha_{95}$  の減少として現 れる。実際、式 (6.22) を見ると  $\alpha_{95}$  がほぼ  $1/\sqrt{N}$  に比例することが分かる。

図 6.5 はこれらの統計量の試料数に対する依存性を図解したものである。この図を作るのに以下の手続き に従った:

1. N = 30 の合成データ集合を  $\theta_{63} = 15^{\circ}$  (k = 29.2)のフィッシャー分布をする母集団から無作為抽出した。

- 2. 初めの 4 個の方位を N = 4 の場合として用い、 $k \ge \theta_{63}$  を式 (6.16) と (6.20) に従って計算した。それ に加えて式 (6.21) で  $\alpha_{95}$  を計算した。得られた  $s \ge \alpha_{95}$  を図 6.5 の N = 4 の所にプロットした。
- 3. N = 30 のデータ集合から一つづつ取り出して加え、 $s \ge \alpha_{95}$ を計算しプロットするということを N = 30になるまで続けた。

Nの増加の効果は図 6.5 で明白である。角標準偏差の推定値は本来的には Nには依存しないが、実際に は s は  $\theta_{63}$  を N < 10の範囲では系統的に大きく見積もることとなっている⁵。(もし、sの推定値の信頼範 囲を考えると、N < 10の範囲では誤差が非常に大きくなっていることが分かるであろう。) N > 10 では sの推定値は分かっている母集団の角標準偏差  $\theta_{63} = 15^{\circ}$ に近付いている。期待通り、信頼限界  $\alpha_{95}$ は  $1/\sqrt{N}$ にほぼ従って減少している。その結果  $4 \le N \le 10$ の範囲で急激に減少した後、N > 10ではもっとゆっく りした減少となる。

統計量への N の増加の効果のもう一つの例が図 6.6 である。以下の手順を用いた

- 1. 二つの独立な N = 50 の合成データ集合を  $\theta_{63}$  のフィッシャー分布の母集団より無作為抽出した。真の 平均方位は鉛直下方  $(I = +90^\circ)$  である。
- 2. これらの N = 50 のデータ集合から、初めの 5 個のデータを取り出し N = 5 の部分集合を作り、続い て初めの 10 個から N = 10 の部分集合を作った。
- 3. これら6 個のデータ集合の平均と統計量 $k, s, \alpha_{95}$ を上の例と同じように計算した。

その結果得られたデータ集合を等面積投影したのが図 6.6 である。結果は 2 列に並べた: 左の列が一つめ の N = 50 の合成データ集合からの結果で、右の列が二つめの N = 50 のデータ集合の結果である。期待通 りに、平均方位は方位の数 N が増加するにつれて "より良い"見積もりになっている。この効果は N = 5の結果と N = 10 の結果を比較すると最も良く分かる。二つの N = 5 の平均方位が ~ 15° 離れているのに 注意してほしい。N = 10 や N = 50 のデータ集合の場合、平均方位は極めてよく真の平均を近似しており、  $\alpha_{95}$  は減少しつづける。

#### 非フィッシャー分布

フィッシャー分布は真の平均の周りに回転対称である。古地磁気データの解析において、時折、強い楕円分 布をした方位の集合に出会う。このようなデータを取り扱うための統計法が必要となる。ビンガム分布(参 考文献参照)は回転対称ではなく、このような解析に適切である。古地磁気データすべての統計解析にフィッ シャー分布よりビンガム分布を好む研究者もいる。しかし、フィッシャー分布は古地磁気学におけるほとん どの統計の基本であることに変わりない。なぜなら、(1)フィッシャー統計では信頼限界を計算するのに分か りやすく簡単な方法があるのに対して、ビンガム分布はそうではない、(2)フィッシャー分布に基づいた有意 検定は比較的単純で直感に訴えるところがあるのに対して、ビンガム分布に基づいた有意検定はもっと複雑 である。

# サイトの平均方位

古地磁気学において平均方向を計算すべきデータの階層がいくつかある:

- 1. もし、一つの試料から複数の試片をえた場合、複数の試片の ChRM 方位は平均しなければならない。
- 2. 次にサンプルの ChRM 方位からサイト平均の ChRM を計算する。
- 3. 一般に、古地磁気研究においては一つの岩体に沢山のサイトを設定するのが普通である。これらのサイ ト平均方位は平均して岩体の平均 ChRM 方位ないしは古地磁気極の位置を得る必要がある。

⁵ 訳註: このデータ集合の場合



**Figure 6.6** Equal-area projections showing mean directions and statistical quantities calculated from increasing numbers of directions drawn from two synthetic directional data sets. The Fisherian population had angular standard deviation  $\theta_{63} = 15^{\circ}$  and true mean direction  $I = +90^{\circ}$ ; results from one data set are shown in parts (**a**), (**c**), and (**e**) and for the other data set in parts (**b**), (**d**), and (**f**); individual directions are shown by solid circles; mean directions are shown by solid squares with surrounding stippled  $\alpha_{95}$  confidence limits.
フィッシャー統計を素直に適用することで (式 (6.12)-(6.15))、試料平均、サイト平均の方位を計算するこ とができる。サイト平均の表には *R*, *k*, *α*₉₅ も載っていることが多い。それぞれのサイト平均は理想的には ある時点の地球磁場方位の記録となっている。サイト平均が精密に決まっているというのが望むべき結果で あろう。しかし、実際の観測がどの程度のものか分かるようにしておくのは非常に重要である。

図 6.7 は ChRM 試料毎の方位のサイト平均の "素晴らしい" ものから "ダメな" ものまで例をあげたもの である⁶。図 6.7a のサイト平均は一つの溶岩からの結果で、事実上全く二次磁化成分を持たない NRM を 持っている。各試料の ChRM 方位は交流消磁の強度の広い範囲で見られた。主成分分析 (p.c.a.) の原点 拘束の直線回帰では非常にきれいに直線上に乗っていた (MAD~1°)。このサイトの 9 個の試料の ChRM 方位は極めて良くまとまっており、図 6.7a の等面積投影図では区別できない程である。サイト平均方位は k = 2389,  $\alpha_{95} = 1.1^\circ$  と極めて精密に決まっている。これほど精密に決まることは稀で、きわめて新鮮な火 山岩の場合のみで観測できると言ってよい。古地磁気学者の夢のような結果であるが、このようなことは滅 多に無い。

図 6.7b は普通に出会う "良い" 例で、玄武岩の溶岩の結果である。7 個の試料すべてで、小さな二次的な NRM 成分 (おそらくは雷による IRM) が交流消磁で取り除けて、ChRM の方位が現れた。各試料の ChRM 方位はかなり良くまとまっており、k = 134,  $\alpha_{95} = 4.6^{\circ}$  のサイト平均方位を得た。サイト平均方位のまとま りが k = 100 以上、 $\alpha_{95} = 5^{\circ}$  以下の時には古地磁気の結果として良いものだと考えることができる。この 程度の値は新鮮な火山岩ではよく得られる。貫入岩や赤色堆積物でもよいものはこの程度になる。

図 6.7c の ChRM 方位のまとまりの例は"まずまず"としか言えない。これは、中生代の赤色シルト岩の 単層からの結果である。このサイトの試料にはかなりの二次的な VRM があって、ChRM を得るのに 600°C から 660°C の熱消磁が必要であった。原点拘束の回帰直線は各試料について 600°C から 660°C の 4 点の熱 消磁の結果から (p.c.a. によって)計算した。平均の MAD はおよそ 10°であった。段階熱消磁データのベ クトル成分図は図 5.7b に似たものであった。このように細かく解析しても、試料の ChRM 方位はあまり良 くまとまらなかった。最終的なサイト平均方位のまとまりは k = 42.5,  $\alpha_{95} = 11.9°$ であった。このサイト 平均方位は古地磁気極を計算する際に使うサイト平均の中に入れてもいいとされたが、使っても良いと判断 された 23 個のサイト平均のうちでもっとも悪いものであった。

図 6.7d は "ダメな" 結果で、中生代の赤色堆積物のサイトのものである。細かい温度ステップで段階熱消磁をして、その結果を p.c.a. を用いて解析したにもかかわらず、このサイトの試料の ChRM 方位は散り散 りになった。それに対応してサイト平均方位の決定も不十分である。古地磁気学者ならほとんどこのサイト の結果を古地磁気極を決定するためには用いないであろう。しかし、この結果でも ChRM の極性を決定す るという目的であれば有用である。

古地磁気データについてここまでなら使っても良いと言う明確な基準があるわけでは無いが、k > 30,  $\alpha_{95} < 15^{\circ}$ が古地磁気極を決めるのに使えるサイト平均の最低限の条件だとするのが一般的である。ここで 上げた例で良く決まったサイト平均方位(最小のサイト内分散)が望ましいことが分かったであろう。サイト 平均の分散(サイト間分散)の状況はもっと複雑である。この問題については次章で古地磁気極の計算法を議 論するときにあわせて議論する。

# 有意検定

第5章で議論した古地磁気安定性の野外テストにおいて定量的に評価する方法が必要なことは明らかであ る。以下の問いに定量的に答えることはできるはずである:(1)二つの古地磁気方位が有意に異なっている か?(2)サイト平均の集合が、構造補正後に方位のまとまりが有意に良くなる事実に基づいて、傾動補正テ ストに合格するか?これらの問いを定量的に評価するには統計有意検定が必要である。

統計有意検定に関する二つの基本的原理があって、正しい解釈をする上で重要である。

1. 検定は一般に観測した試料と帰無仮説とを比較することで行われる。例えば、二つの平均古地磁気方 位を比較する時、帰無仮説は二つの平均方位が同じ母集団から別々に得られた試料であるとするもの



Figure 6.7 Equal-area projections showing examples of sample and site-mean ChRM directions. Sample ChRM directions are shown by circles; site-mean directions are shown by squares with surrounding stippled α₉₅ confidence limits; directions in the lower hemisphere are shown by solid symbols; directions in the upper hemisphere are shown by open symbols. (a) Unusually well-determined site-mean direction from a single Late Cretaceous lava flow in southern Chile. (b) More typical good site-mean direction from a Late Cretaceous basalt flow in southerArgentina. (c) Site-mean direction determined with fair precision from a bed of red siltstone in the Early Jurassic Moenave Formation of northern Arizona. (d) A poor -quality site-mean direction from a bed of the Late Triassic Chinle Formation in eastern New Mexico.

である。(これは、実は、試料は異なる真の平均を持った別の母集団から得られたものでは無い、と言うのと同じである。) 有意検定は帰無仮説を 証明 するものでは無く、観測した試料と帰無仮説の差異 が試料抽出の誤差によって起こるとは考えにくいということを示すにすぎない。別の言い方をすると、 試料と帰無仮説の間には実際の差異が <u>おそらく</u> あって、帰無仮説は <u>おそらく</u> 間違っているだろうということになる。

どのような有意検定でも有意水準を特定しなければならない。有意水準とは観測の集合と帰無仮説の間の差異が偶然起こる確率の水準である。良く使う有意水準は 5% である。ガウス統計においては、観測した試料の平均を母集団の平均が µ という仮説 (帰無仮説) で検定する際に、試料の平均 m から µ が 2Δm 以上離れている確率は 5% しかない。もし m が µ から 2Δm 以上離れていれば、正しい統計用語では、m は "5% の有意水準で µ と有意に異なっている"と言う。しかし、実際の有意検定から得られる結論では "m は 95% の信頼度で µ と異なる"と言うように述べられる。通常、文脈を見れば意図は明らかであるが、統計を間違い無く用いるのには注意が必要である。

有意水準の議論で述べておかないといけない点に、5%の有意水準というのがマジックナンバーとして強調 され過ぎるということがある。少数の観測のデータで有意検定を行うことがしばしばあるということを忘れ ないでいてほしい。5%の有意水準での有意検定に失敗するということは、試料の観測と帰無仮説の間の違い が5%以下の確率であることを示せないということを意味しているに過ぎない。これは、その違いが重要で ないということを意味しているのではない。実際、その違いはぎりぎりの有意水準(例えば、10%)で有意で あるかもしれないし、古地磁気研究の目的には重要であるかもしれない。

古地磁気学で用いる有意検定は 1950 年代に Walton と Irving (参考文献参照) によって発達してきた。彼 等の有意検定法は比較的単純で、少しの例を見れば直感的に適用法が分かる。この"古風な"有意検定は直 感的に分かりやすく簡単であるので、以下に展開して眺めてみよう。ただし、これらの検定のうちでかなり のものは McFadden 等 (参考文献参照) が進んだ統計試料抽出理論を用いて改良している。これらの改良版 は技術的には古い有意検定より優れていて、新しい古地磁気学の文献にはそちらが用いられている。しかし、 それらは古い検定法より複雑であるし、直感的でない。

古い有意検定法には改良版に対して以下の重要な点がある:

- 二つの有意検定法の結果は(特定の有意水準の)臨界値のすぐ近くでのみ異なる。もし古い検定法を用いた結果が、5%の有意水準の臨界値のすぐ近くで失敗したのであれば、改良版を使って検定を定式化し直す値うちがあるだろう。
- 2. 改良版の有意検定法は、一般的にいってより"寛大"である。古い検定法で有意であった結果は、改良 版でも有意であるだろう。しかし、古い検定法で5%の有意水準で有意でない結果でも、改良版では、 実は、有意であるということがある。

### 方位の比較

有意検定の非常に簡単な応用が、方位データ集合がある方位と異なっているかどうかの検定である。もし、 その方位が平均方位から  $\alpha_{95}$  以上離れていたなら、二つの方位は 5% の有意水準で異なっていると言える。 もし、その方位が平均方位から  $\alpha_{95}$  以上離れていなかったなら、5% の有意水準で区別できると言えない。 この検定はサイト平均方位と試料採集地点での現在の地球磁場方位や、地心双極子方位との比較に用いるこ とができる。

二つの平均方位の比較はもう少し複雑である。もし、二つの平均方位の周りの信頼限界が重ならなければ、 その信頼度においてそれらは異なる。例えば、二つの平均方位の周りの  $\alpha_{95}$  円が重ならなければ、5% の有 意水準でそれらは異なっていることになる。この結果について別の言葉でいえば、95% の確率で、それらの 平均を持つ方位データ集合は異なる真の平均を持った別の母集団から抽出されたものである。片方、または 両方の平均方位が他方の  $\alpha_{95}$  の内側に落ちれば、5% の有意水準では二つの平均方位は区別できない。 微妙な場合としては、それぞれの平均方位は他方の  $\alpha_{95}$  の内側にはないが、 $\alpha_{95}$  の円が重なっている場合 はもっときちんとした検定が必要である。この検定では帰無仮説は二つの方位集合は同じ母集団からの抽出 で平均の違いは試料抽出の誤差によるのだというものである。

二つの方位データ集合を考える: 一つには  $N_1$  個の方位 (単位ベクトルで表す) があって、和ベクトルの長 さが  $R_1$ ; もう一つには  $N_2$  個の方位があって、和ベクトルの長さが  $R_2$  とする。統計量

$$F = (N-2)\frac{(R_1 + R_2 - R)}{(N - R_1 - R_2)}$$
(6.23)

を計算する。但し、

$$N = N_1 + N_2$$

で、R は N 個全部のベクトルの和である。この統計量 F を自由度 2, 2(N-2) の F 値の表と比較する。もし、得られた統計量 F が選んだ有意水準の値より大きい場合には、二つの平均方位はその有意水準において異なることになる。

F-分布の表は二つの平均方位が(選んだ有意水準で)試料抽出によってどの程度違うことになるかを示している。もし、それぞれのデータ集合が良くまとまっているのに、平均方位が大きく異なっているなら、これらの平均方位が異なっているのは直感的に分かる。上の状況を数学的な言葉で言い直すことができる。平均の異なる二つの良くまとまった方位データ集合では、 $R_1$  は $N_1$  に近く $R_2$  は $N_2$  に近いので  $(R_1 + R_2)$  も N に近いことから  $(R_1 + R_2) \gg R$  である。この条件では、式 (6.23) で与えられる統計量 F は大きくなって、表の値を簡単にこえる。この単純な考えで、式 (6.23) は直感的な理解を得ることができる。

平均方位の比較は地層の重なりにおけるサイト平均方位の独立性の検証に有用である。サイト平均の独立 性の意義は次の章で取り上げる。平均方位の比較は古地磁気安定性の逆転テストでも用いる。正帯磁のサイ トの平均と逆帯磁のサイトの平均の対称点とを比較する。この比較において、二つの平均は同じ母集団から 抽出されたものであるというのが帰無仮説であるので、逆転テストの失敗について実は検定しているという ことを理解しておくのは重要である。もし、正帯磁のサイトが逆帯磁のサイトの対称点と異なっているので あれば、二つの方位が (一つの真の平均方位を持つ) 同じ母集団から得られたものである可能性がたった 5% しかないことになる。そのような結果は逆転テストの失敗を意味する。望むべき結果 ("逆転テスト合格") は 二つの平均が 5% の有意水準で区別できないというものである。

図 5.16 の逆転テストの解説で、正帯磁のサイトの平均は  $I_m = 51.7^\circ$ ,  $D_m = 345.2^\circ$ ,  $\alpha_{95} = 5.4^\circ$  であった。逆帯磁のサイトでは  $I_m = -51.0^\circ$ ,  $D_m = 163.0^\circ$ ,  $\alpha_{95} = 3.6^\circ$  であった。逆帯磁の平均の対称点と正帯 磁の平均を比べると、双方は 2°以下しか離れていなくて、お互いの  $\alpha_{95}$ の円に含まれている。この二つの 方位は 5% の有意水準で区別できなくて、サイト平均は逆転テストに通ったのである。

## 方位がバラバラであるかの検定

ひどく散らばった方位が見られた時、これがランダムな方位の母集団から取られた結果であるのかという 疑問がわく。(ランダムな方位というのは球面上の一様分布で、平均方位を持たず、 $\kappa = 0$  である。) ランダ ムな母集団から選んだ方位のデータでも実際のデータの集合(試料)がk = 0 となることはまずない; 試料 抽出誤差が有限の R と k をもたらす。しかし、方位の数 N が与えられれば、R に臨界値( $= R_0$ )があっ て、それ以上だとランダムな母集団からの試料とは考えられない。もし、5%の有意水準を選んで、Rの値 が  $R_0$  をこえれば、観測値がランダムな母集団からの試料である確率は 5% しかないことになる。逆に言え ば、95%の確率で方位データ集合は k > 0のランダムでない母集団から取られた結果である。

ランダムかどうかの検定は磁気層序学研究に用いられる。磁気層序学研究においては ChRM のサイト平 均の極性が最も重要な情報である。サイトの平均 ChRM が単にランダムな母集団から取られた結果ではな いことを確かめるのに、このランダム検定を用いる。N = 3 のとき臨界値は  $R_0 = 2.6$  で、R > 2.62 になら ないと 95% の確率で測定した平均方位がランダムな母集団からの選択した結果ではないと言えない。この応 用では、 $R > R_0$  が望むべき結果である。 ランダム性の検定を古地磁気安定性の礫岩テストに応用する場合には、望むべき結果は礫岩中の礫の ChRM 方位がランダムな母集団から取った方位であると言えればよい。図 5.14 に示した礫岩テストでは、N = 7, R =1.52 であった。一方、N = 7 の時、5% の有意水準では  $R_0 = 4.18$  である。 $R < R_0$  であるから、測定した 方位の集合が真にランダムな母集団から得られたものであることが分かった。この結果は "礫岩テスト合格" の要件を満足する。

#### 精密度の比較 (褶曲テスト)

褶曲テスト (または傾動補正テスト) では、構造補正を行う前後の方位のまとまりを調べる。もし、まとま りが構造補正で改善していれば、ChRM は褶曲以前に獲得されたもので、それゆえ、"褶曲テストに合格"し たこととなる。その目的に相応しい有意検定は、まとまりの改善が統計的に有意であるかを決めるものであ る⁷。

二つの方位データ集合について考える。一方には  $N_1$  個の方位があって精密度は  $k_1$  で、もう一方はそれ ぞれ  $N_2, k_2$  であったとする。二つのデータ集合が同じ k から取られたと仮定 (帰無仮説) しても、 $k_1/k_2$  の 比は試料抽出誤差のせいで以下の式に従って変化する。

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\operatorname{var}[2(N_2 - 1)]}{\operatorname{var}[2(N_1 - 1)]} \tag{6.24}$$

ここで、 $var[2(N_2 - 1)]$ と $var[2(N_1 - 1)]$ は自由度がそれぞれ $2(N_2 - 1)$ と $2(N_1 - 1)$ の分散である。この比はもし同じkという仮定が正しければF-分布に従うことになる。もし二つの試料集合が実際に同じkを持った母集団から抽出したものであれば、この比は基本的には1.0の近くにくると期待してよい。F-分布の表はこの比が1.0からどれだけ離れれば違いが(ある確率水準で)有意になるかを示している。もし、式(6.24)で得た比が1.0からずっと離れていれば、二つのデータ集合が同じkを持つ母集団からの試料である可能性はほとんどない。このような場合にはkの値の違いは有意で、二つのデータ集合はおそらくkの異なる母集団から得られたものである。

褶曲テストに使うには、構造補正後  $(k_a)$  と構造補正前  $(k_b)$  の k の比を検定する。精密度の比較の有意検定で  $k_a/k_b$  が 1.0 から有意に離れているかを決める。もし、 $k_a/k_b$  が 5% の有意水準の F-分布の値を超えていたなら、構造補正の結果の k の増加が試料抽出誤差による可能性は 5% 以下である。95% 以上の確率で、kの増加には意味があり、構造補正後のデータ集合は母集団の k は構造補正前の母集団より大きいと言える。この結果は"統計的に有意な褶曲テスト合格"の要件を満足する。

例として、図 5.12 で解説した傾動補正テストを考えよう。ニコライ緑色岩の多数の採集地点のデータを集計すると N = 5,  $k_b = 5.17$ ,  $k_a = 21.51$  で  $k_a/k_b = 4.16$  であった。自由度は 2(N - 1) = 8 で、F-分布の 値  $F_{8,8}$  は 5% の有意水準で 3.44 である。 $k_a/k_b > F_{8,8}$  であるので、傾動補正によって得られたまとまりの 改善は 5% 水準で有意である。傾動補正テストは、それゆえ、5% 有意水準で有意であり、ChRM が褶曲に 先立っていることを示している。

褶曲中磁化の可能性を検討する時には、段階的構造補正をしながら有意検定をおこなう。結果は普通は (1) *k* の最大値を与える補正の割合と、(2) 最大の *k* の周りで *k* の変化が 5% の有意水準で有意で <u>ない</u>範囲と で報告する。

統計有意検定は古地磁気研究にとってしばしば決定的に重要な要素となる。そのなかには複雑なものもあ るが、ここで与えた予備知識があれば古地磁気でよく用いる有意検定の本質的な要素は理解できるであろう。

 $^{^7}$  訳註: この議論 (従って、この節の褶曲テストの議論全体) は統計的に正しくない。二つの試料集合が独立でなければ  $k_1/k_2$  は F-分布には従わないからである。褶曲テストの統計は McFadden and Jones (1981) を使うべきである。

# 第7章 古地磁気極

ここでは磁極の位置を計算する基本的な手順を紹介する。古地磁気データから本来の意味での磁極を得ることは難しいので古地磁気学では磁極を種々に定義して用いる。それらの定義や、それに関連して地磁気永年 変化を古地磁気的にどう見るかの議論を進める。そして、古地磁気解析のもう一つ上の水準(サイト平均と それから決定した古地磁気極のデータ集合)でのデータの判断基準について述べる。古地磁気極の具体的な例 を見ながら古地磁気極の信頼性を判定する上での常識的な基準が分かるようになるよう解説する。

## 極決定の手続き

双極子磁場でも偏角と伏角は地球上の場所によって違う。しかし、地心双極子の磁極の位置は観測する場所によらない。いろいろな観測地点での結果を比較するのに極の位置を用いることが多い。極の位置とは図7.1のように双極子のS極の地球表面上への投影である。

極の位置を計算するのは双極子の式 (1.15) を使って出した観測点から極までの距離を進むとどこに着くか という球面三角法による航海法の問題と同じである。磁場方位から磁極を出す計算の導出の詳細は Appendix に記した。緯度経度の記号は以下のように定義する:

1. 緯度は南極の -90° から赤道の 0° を経て、北極の +90° へと増加する。

2. 経度はグリニッジ子午線から東へ正、西へ負とする。

図 7.1 はあるサイト ( $\lambda_s$ ,  $\phi_s$ ) のサイト平均方位 ( $I_m$ ,  $D_m$ ) から極の位置 ( $\lambda_p$ ,  $\phi_p$ ) を計算する方法を図示 したものである。まず最初に磁気余緯度 p、すなわちサイトから極までの大円距離を計算する。双極子の式 (1.15) より

$$p = \cot^{-1}\left(\frac{\tan I_m}{2}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{2}{\tan I_m}\right)$$
(7.1)

極の緯度は以下の式になる。

$$\lambda_p = \sin^{-1}(\sin\lambda_s \cos p + \cos\lambda_s \sin p \cos D_m) \tag{7.2}$$

極とサイトの経度の差 β は東に正を取って

$$\beta = \sin^{-1} \frac{\sin p \sin D_m}{\cos \lambda_p} \tag{7.3}$$

となる。この計算結果には実は二つの可能性があって、もし、

$$\cos p \ge \sin \lambda_s \sin \lambda_p \tag{7.4}$$

ならば

$$\phi_p = \phi_s + \beta \tag{7.5}$$

となり、もし、

$$\cos p < \sin \lambda_s \sin \lambda_p \tag{7.6}$$

ならば

$$\phi_p = \phi_s + 180^\circ - \beta \tag{7.7}$$



**Figure 7.1** Determination of magnetic pole position from a magnetic field direction. Site location is at *S*  $(\lambda_s, \phi_s)$ ; site-mean magnetic field direction is  $I_m, D_m$ ; *M* is the geocentric dipole that can account for the observed magnetic field direction; *P* is the magnetic pole at  $(\lambda_p, \phi_p)$ ; *p* is the magnetic colatitude (angular distance from *S* to *P*); North Pole is the north geographic pole;  $\beta$  is the

となる。1

サイト平均  $I_m$ ,  $D_m$  には必ず信頼限界  $\alpha_{95}$  がある。このサイト平均方位の信頼円は計算した極の位置の周 りの信頼楕円に (双極子の式で) 変換できる。この信頼楕円の軸の長さはサイト—極の大円に沿った方向では

$$dp = \alpha_{95} \left(\frac{1+3\cos^2 p}{2}\right) = 2\alpha_{95} \left(\frac{2}{1+3\cos^2 I_m}\right)$$
(7.8)

となり、それと直交する大円に沿っては

$$dm = \alpha_{95} \left( \frac{\sin p}{\cos I_m} \right) \tag{7.9}$$

となる。

¹ 訳註: VGP の経度の計算手順は過去の教科書を見た限りこのようになっているが、以下の方が簡単である。 北極と VGP とサイトを結ぶ球面三角形の正弦定理と余弦定理から

$$\sin \beta = \frac{\sin D_m \sin p}{\cos \lambda_p}, \qquad \qquad \cos \beta = \frac{\cos p - \sin \lambda_p \sin \lambda_s}{\cos \lambda_s \cos \lambda_p}$$

となる。この内、前者で角度の計算、後者で領域の判定をしたのが本文の方法であった。これは、逆に後者で角度の計算を前者で領域の判定をするように使うこともできる。そうすると、 $\sin p$ も $\cos \lambda_p$ も常に正であるから、 $\sin \beta$ の符号は $\sin D_m$ の符号すなわち $D_m$ の符号だけによることになって、領域判定が簡単になり、 $\phi_p$ が

$$\phi_p = \phi_s + \cos^{-1}\left(\frac{\cos p - \sin \lambda_p \sin \lambda_s}{\cos \lambda_p \cos \lambda_s}\right) \operatorname{sign}(D_m)$$

と、一行で書けることとなる。但し、sign 関数は sign(0) = ±1 いずれでも良いが、0 では具合が悪い。多くの処理系で sign(0) = 0 と なっているので注意する必要がある ( $D_m = 0^\circ$ の時は  $\beta = 0$  or 180° である。従って、VGP が極の向こう側にある時に誤った位置を与える)。この判定法全体としては  $\beta$  の正負、すなわち VGP がサイトから見て右側にあるか左側にあるかは、 $D_m$  の符号だけ見れば良い と言っている事になっていて、理解もしやすい。この計算法のもう少しだけ詳しい解説は Shibuya (1992: Rock Mag. Paleogeophys. Vol.19, pp.62-63) にある。但し、Shibuya(1992) の式 (6) は第 2 項の符号が間違えており、その後の式も cos⁻¹ の中の項の符号が逆になっている。Rock Mag. Paleogeophys. が廃刊になり、訂正をする機会がなかったが、日本の読者にはここで訂正するとともに、お詫び致します。



**Figure 7.2** Ellipse of confidence about magnetic pole position. *p* is the magnetic colatitude; *dp* is the semi-axis of the confidence ellipse along the great-circle path from site to pole; *dm* is the semi-axis of the confidence ellipse perpendicular to that great-circle path. The projection (for this and all global projections to follow) is orthographic with latitude and longitude grid in 30° increments.

計算の例として、 $I_m = 45^\circ$ ,  $D_m = 25^\circ$ で  $\alpha_{95} = 5.0^\circ$ のサイト平均方位が  $\lambda_s = 30^\circ N$ ,  $\phi_s = 250^\circ E$  (= 110°W)の場合を考えてみよう。余緯度 p は式 (7.1)で与えられて、63.4°である。式 (7.2), (7.3)から、極の緯度  $\lambda_p$  が 67.8°N で、角度  $\beta$  が 68.2°となる。積  $\sin \lambda_s \sin \lambda_p = 0.463$  で、一方  $\cos p = 0.448$  であるから、 $\cos p < \sin \lambda_s \sin \lambda_p$ となり、極の経度は式 (7.7)に従って  $\phi_p = 347.0^\circ E$ となる。この極を図示したのが図 7.2 である。式 (7.8), (7.9)を用いて、極の周りの信頼楕円の軸  $dp = 4.0^\circ$ ,  $dm = 6.3^\circ$ が得られる。

# 極の種類

上で計算した磁北極は磁場が地心双極子によるものという<u>仮定</u>の上で求めたものである。しかし、第一章 で見たように、地球磁場は単純な地心双極子よりずっと複雑である。現在の地球磁場では双極子が卓越する ものの、高次の非双極子成分も無視できない。それに加えて地球磁場は時間とともに変化することも学んだ。 このように空間的、時間的に複雑な地磁気を扱うために、様々な磁極が定義されている。それらの磁極は異 なる観測から得られるもので、違いを認識することが重要である。

### 地磁気極

現在の地球磁場については、地球上に分布した地点での観測から最適な地心双極子を決めることができる。 このようにして決めた、最適な双極子の極の位置を地磁気極 (geomagnetic pole) と呼ぶ。1980 年の地磁気北 極はおよそ 79°N, 289°E のカナダ北極諸島にある。

地磁気極を決定するためには世界中に分布した観測で非双極子磁場を"平均化する"必要がある。一地点での地磁気方位の観測には非双極子の影響があるので地磁気極を決定することはできない。従って、ある地点の観測に基づいて極の位置を計算しても地磁気極と一致すると思ってはいけない。例えば、アリゾナ州ツー ソン ( $\lambda_s = 32^{\circ}$ N,  $\phi_s = 249^{\circ}$ E) での現在の磁場方位は  $I = 60^{\circ}$ ,  $D = 14^{\circ}$  で、それから得られる極の位置は  $\lambda_p = 76^{\circ}$ N,  $\phi_p = 297^{\circ}$ E となり、現在の地磁気極からかなり離れている。

#### 仮想地磁気極

ー地点での地球磁場観測から計算した極の位置を仮想地磁気極 (VGP: Virtual Geomagnetic Pole) と呼ぶ。 これは、ある地点である時間に観測した磁場方位を与える地心双極子の極の位置なのである。上の例のよう に VGP はある地点の現在の地球磁場方位から計算することができる。もし、地球上の様々な地点で現在の 地球磁場についての VGP を決めたなら、現在の地磁気極の周りに分布する。古地磁気学では、ChRM 方位 のサイト平均は試料採取サイトでの ChRM が着く (理想的には短い) 時間の過去の地球磁場方位の記録であ る。従って、一つのサイト平均 ChRM 方位から計算した極の位置は仮想的地磁気極なのである。

#### 古地磁気極

非双極子成分があるので、一つのサイト平均 VGP が ChRM が付いた時の地磁気極に一致すると期待す るわけにはいかない。理論上は、過去の地磁気極は世界中に分布した同じ時代の岩石の古地磁気研究によっ て決定できる。実際には、そのような地磁気極の決定ができる程の年代決定の精度が期待できるのは過去数 千年くらいのものである (図 1.9 参照)。また、過去 5 Ma より古くなると大陸移動でサイトが移動する効果 も問題となってくるのでこういう直接的な方法は使えない。非双極子の効果を平均化する唯一の方法は非双 極子磁場の永年変化の周期より長い時間について時間平均を取ることである。第 1 章で議論したように、非 双極子磁場の永年変化の主要な部分の周期は 3000 年より短い。第 1 章で述べた解析で、地球磁場の双極子成 分も永年変化して、その結果、地磁気極は回転軸の周りで 10³ から 10⁴ 年あたりの周期でふらふらしてる。 地心双極子仮説(第 1 章で少し触れた。また、第 10 章で詳しく述べる)とは、もし地磁気永年変化を適切に サンプリングすれば、地磁気極の平均の位置は回転軸に一致する、ということである。従って、10⁴ 年から 10⁵ 年程度の期間に渡る古地磁気サイトは回転軸に近い平均の極の位置(サイト平均 VGP の平均)を与える はずである。古地磁気極(paleomagenetic pole)という言葉を使う時には、このようにして地磁気永年変化 を平均化できるほどのデータセットから決めた極の位置、すなわち、ChRM が付いた時の試料採集領域から 見た地軸の位置を意味するのである。

古地磁気極の計算手順はこの 10 年程で変った。以前は、まず、一つの地質単元から得られたサイト平均 をフィッシャー統計を使って平均して、得られた地層平均から古地磁気極を求めていた (式 (7.1) から (7.7))。 古地磁気極の 95% 信頼楕円は、地層平均の  $\alpha_{95}$  信頼円から、式 (7.8)(7.9)を使って計算した。こうして得ら れた極の位置がその地層の古地磁気極の位置として、精度の見積もりとしての誤差楕円と共に、示すのが普 通であった。

今述べたように、平均方位についての  $\alpha_{95}$  信頼円は、双極子の式に基づいて計算すると平均の極の周りの 信頼楕円になる。同様に、丸く分布する方位から計算した VGP は楕円の分布になる。また、逆に VGP の 丸い分布を与えるような方位の分布は楕円になる。それで、サイト平均方位かサイト平均 VGP のどちらか 一方のみが平均の周りの円形の分布となりうるのである。過去数百年間の古地磁気データを多数集めて解析 したところ、サイト平均 VGP の方がサイト平均方位よりも円形に近い分布をしていることが分かった。そ の結果、今では古地磁気極の決定は以下のように行われることが多い: (1) それぞれのサイト平均 ChRM 方 位からサイト平均 VGP を計算する。(2) 各 VGP を単位球上の点と見て、フィッシャー統計で平均の極の位 置 (古地磁気極) を計算する。平均の極の位置を決める手順は平均の方位を決めるの (式 (6.12) から (6.15)) と、伏角を VGP の緯度に、偏角を VGP の経度に置き換えるだけで同じである。

サイト平均 VGP の (サイト間の) 分散の推定値は方位に関しての式 (6.16) から (6.22) と同じ手順で得ら れる。ただし、この場合 N =サイト平均 VGP の数; R = N 個のサイト平均 VGP の和ベクトルの長さ; で、 信頼限界は平均の極についてのものとなる。VGP の分散の推定値の場合には大文字を使うと言う流儀もあ る。K がサイト平均 VGP の精密度パラメータの最尤推定値; S が VGP の角分散の推定値で通常は式 (6.18) か (6.19) で求める;  $A_{95}$  が平均の周りの 95%の信頼円の半径 (真の平均の極の位置は 95%の信頼度で  $A_{95}$  の 円の中にある) という風にである。

図 7.3 はあるサイト平均 VGP の集合から決めた古地磁気極 (と A₉₅ 信頼円) を図解したものである。この 例は北部アリゾナから南部ユタに分布する前期ジュラ紀の Moenave 層群のものである。この地層は赤色な



**Figure 7.3** Paleomagnetic pole from the Moenave Formation. Solid circles show the 23 site-mean VGPs averaged to determine the paleomagnetic pole shown by the solid square; the stippled circle about the paleomagnetic pole is the region of 95% confidence with radius  $A_{95}$ ; the region of sampling is shown by the stippled square; the inset gives the location of the paleomagnetic pole along with statistical parameters.

いし紫赤色堆積物が優勢で、熱消磁のふるまいの例として図 5.7a で挙げたものである。23 サイトのほとんど について ChRM がきれいに分離できて、サイト平均  $\alpha_{95}$  は < 10° であった。ChRM は 4 サイトが逆帯磁、 残り 19 サイトが正帯磁で、両者の平均は反平行と逆転テストに合格した。これら 23 のサイト平均 VGP か ら計算した平均の極の位置は  $\lambda_p = 58.2^\circ N$ ,  $\phi_p = 51.9^\circ E$  となった。このサイト平均 VGP の集合について の統計量は K = 45.3,  $S = 12.0^\circ$ ,  $A_{95} = 4.5^\circ$  であった。

# 地磁気永年変化の標本抽出

前章のサイト内分散の議論から、一つのサイトからの複数の試料の ChRM 方位は良くまとまっている方が 良いことは明らかであろう。サイト内分散が小さい即ち α₉₅ が小さいということはサイト平均方位やサイト 平均 VGP がきっちり決まっていることを示している。しかしながら、古地磁気極を決めるためのサイト平 均 VGP の分散では事情は違う。なぜなら、地磁気永年変化の問題があるからである。サイト間の分散があ まりに低いのは通常は良くない結果である。

地球磁場の時間平均を得る目的でサイト平均 VGP を集めるとすると、地磁気永年変化の主要な周期より 長い期間についてデータを集めないといけない。最近の地球磁場の解析から、永年変化の主要な周期は 10⁵ 年程度であることが知られている。従って、古地磁気サイトは 10⁵ 年とか 10⁶ 年の永年変化を平均するよう に設定すべきである。そのように設定すればデータはかなりの分散を持つはずである (以下を参照)。過去の 岩石を収集する上で正確な時間幅を知ることはかなり難しいことが多い。様々な年代決定法で地層の年代を 推定することはできる (例えば 260±15Ma)、しかし、正確な年代幅を求めるのは一般的には不可能である。 従って、データの集合が地磁気永年変化の適当なサンプリングになっているかを推定するのは間接的な方法 によらざるを得ない。

地磁気永年変化についての情報はそれなりに得られている。すなわち、(1)歴史的な地球磁場測定、(2)過 去数千年間の考古地磁気データ、(3)湖成堆積物の古地磁気、(4)年代の分かった火成岩の古地磁気、からで ある。過去数千年の地磁気永年変化については細かく分かっていると言って良いであろう。完新世の地磁気 永年変化は振幅、周期、空間分布などの情報が存在するわけである。それよりは劣るが、過去五百万年の永 年変化についてもかなりの情報が得られている。だんだんと、分からなくなるものの、顕生代全体でも、先 カンブリア時代についてさえ地磁気永年変化の記録は存在する。そのような情報を使って、古地磁気データ の集合の角分散が、地磁気永年変化のサンプリングとして適当な値になっているか判断できる。

#### 古地磁気永年変化

地球磁場の基本的な性質を理解する試みとして、地磁気永年変化のモデルが作られてきた。過去の地球磁場 についてのこれらのモデルの研究は古地磁気永年変化と呼ばれ、古地磁気極決定の重要な応用の一つである。

過去五百万年の古地磁気永年変化についての最近の解析を図 7.4 に示した。0 から 5Ma の年代の 2382 の 溶岩からの古地磁気をまとめて、解析した。試料採集サイトは空間的にも時間的にも過去五百万年のかなり 徹底的なサンプリングになっている。データは、それぞれのサイト平均の結果が精度よく求められているか で選択されて、サイトの緯度で分類された (この年代ではプレート運動でもたらされる分散は無視できる)。 図 7.4 から、基本的なことがいくつか見て取れる:

1. VGP の分散は 10° < S < 20° の範囲におさまる。

2. VGP の分散の大きさはサイトの緯度に依存して、赤道から極へほとんど2倍に増加する。

少なくとも0から5Maの岩石については、この比較的単純な解析は、サイト平均VGPの集合が地磁気永年 変化を適切にサンプリングしたものであるか判断する上で有用になる。

しかし、もっと古い時代の古地磁気永年変化については何が分かっているであろうか? 白亜紀後期と新生代 については、海洋底拡大の歴史が分かっているので主要なプレートの復元は可能である。そのようなプレー トの上の古地磁気データを使えば古地磁気永年変化の当時の全体像を知ることができる。5 から 45Ma の期



Figure 7.4 Global compilation of paleosecular variation during past 5 m.y. Each data point gives the angular dispersion of VGPs averaged over a band of latitude centered on the data point; the error bars are the 95% confidence limits; the smooth curve is a fit of the observations to a model of paleosecular variation. Redrawn from Merrill and McElhinny (1983).

間では、VGP 分散の大きさはどの緯度帯においても 0 から 5Ma に比べて少し大きく、45 から 110Ma では 少し小さかった。例えば、10° を中心とする緯度帯では VGP 分散は、0 から 5Ma では ~ 13° であるのに対 して、5 から 45Ma では ~ 19°、45 から 110Ma では ~ 12° となっている。

110Ma を越えるといよいよ確かでなくなるが、地磁気永年変化による VGP の分散の大きさの研究は顕 生代全体について行われている。見い出された基本的な特徴は古地磁気永年変化の振幅は白亜紀正超磁極期 (~83-118Ma)と二畳-石炭紀逆超磁極期(~250-320Ma)、即ち、双極子の逆転が長期間なかった二つの 期間、では小さいと言うことである(第9章参照)。しかし、古地磁気永年変化の小さいこれらの期間でも、 VGP の分散は過去五百万年の値の~75% もあったのである。それゆえ、図 7.4 はあらゆる年代の岩石の古 地磁気研究において地磁気永年変化のサンプリングが適切であるか判断するおおまかな指針となる(顕生代 を通じて VGP 分散の変化が最大 ±40% あることを勘案すれば)。

古地磁気のデータセットが永年変化を平均しているかの検定はサイト平均 VGP の分散をモデルから予想 される分散と比較することになる。一方、永年変化をうまく平均できているなら、サイト平均 VGP の角分 散の測定値は図 7.4 の試料採集地点の古緯度の値と調和的であるはずである。もし、サイト平均 VGP の分散 の測定値が図 7.4 で与えられる値よりずっと小さいなら、永年変化を適切にサンプリングしたより VGP が 集まり過ぎていることになる。それは古地磁気試料の採集サイトが永年変化の周期より長い時代に渡ってい なかったのだと思えば説明がつく。例えば、20 の溶岩流を取ったとしても、それが全部 100 年の間に噴出し ていたとすれば、全体の期間は地磁気永年変化を平均するのには短すぎる。その結果、VGP の分散は図 7.4 で与えられる値よりずっと小さくなることだろう。そのような古地磁気データセットでは古地磁気極をきち んと決めるための永年変化の平均が出来ていないということになる。

逆に VGP 分散が図 7.4 の値よりずっと大きくなった場合は、永年変化以外にも VGP 分散の原因があると いうことになる。おそらくは試料採集地域がテクトニックに乱されているとか、サイト平均 ChRM を決める のが難しいとかなのであろう。いずれにせよ、図 7.4 で与えられるよりずっと大きな VGP 分散の値は古地磁 気データの信頼性が良くないことを示す危険信号なのである。

#### 合衆国西部の完新世溶岩

合衆国西部の完新世溶岩の詳細な古地磁気研究が Champion (参考文献参照) によって行われていた。アリ ゾナ、オレゴン、アイダホ等の各州に分布する、合計 77 の溶岩からサンプルが集められた。サイト当たりの 試料数が多いこと (11 から 41)、ChRM の分離が容易なこと、から、サイト平均の  $\alpha_{95}$  の平均は 2° であった。この 77 の溶岩についてのサイト平均 VGP の分散は  $S = 12.2^{\circ}$  (95%信頼限界は 11.0° から 13.8°) であった。この値は図 7.4 で与えられる平均のサイト緯度 43°N の値 16° より小さい。従って、サイト平均 VGP の分散は過去 5 m.y. の世界の地球磁場の代表的な値より小さい。

このような特定の地域の過去 10⁴ 年に渡っての精度の良いデータの集積は、(1) 永年変化のサンプリング がうまくいっているサイトの集合の平均 VGP の分散、(2) サイト数の増加の効果、を見る良い機会を提供す る。このデータを使って、永年変化からのサンプリングを以下のようにシミュレーションしてみた:

- 1.77 のサイト平均 VGP からランダムに5 つを選ぶ。
- 2. この VGP のセットを測定結果だと思って、古地磁気極、 $A_{95}$ 、や分散の統計量を計算する。
- 3. 同様にして 10 個、20 個、30 個のサイトをランダムに選んだデータセットを用意し、統計量を計算する。結果は図 7.5 の様になった。

今見たことから二つの重要な事実が導ける:

- サイト平均 VGP の分散は見た目は大きく見えるが、永年変化をサンプリングしていることによるもの である。サイト平均 VGP の分散は永年変化を適切にサンプリングしているなら 10° < S < 25° であ ると期待される (実際にはそうであることが要求される)。このレベルのサイト間 VGP 分散は信頼で きる古地磁気極であるためには必要なのである。
- 永年変化をランダムにサンプリングした古地磁気サイトの集合が信頼限界 A₉₅ ≤ 10° になるためには 10 サイトは必要である。どのような目的でも(ほとんどのテクトニックな応用においても)この程度の 精度は必要である。VGP の角分散もある程度の精度で推定しようとすれば N(サイト数) ≥ 10 が必要 である。

## 古地磁気極の例

この節では、古地磁気極の例を紹介する。信頼できるのから始めてしだいにあまりよく決まっていない極 へと進んでいこう。これらの例ではこれまでに紹介した古地磁気データの評価の様々な原理を実際に使うこ とになる。これらの例とした研究では、古地磁気的な側面に重きを置いて、地質学的な解釈の不確実性には あまり注意を払わないつもりだ。

#### 北中部モンタナの暁新世貫入岩

Diehl 他(参考文献参照)は非常に信頼できる古地磁気極の得られる研究を行った。古地磁気データの量でも質でも、得られた北アメリカの始新世の古地磁気極はめったに見られない程良く決まっている。

ジュディス山地、モカシン山地、小ロッキー山地の浅部アルカリ貫入岩には放射年代が数多くあって、古 第三紀であることが分かっている。この岩体は基本的には水平な古い堆積岩に貫入した。41の古地磁気サイ トで、独立に方位を付けた試料を少なくとも8個採集した。NRMの二次成分は普通は簡単に消せて、交流消 磁強度のかなり広い範囲で ChRM が分離できた。41 サイトの内 36 サイトで ChRM が分離でき、その内 32 サイトではサイト平均 ChRM 方位の A₉₅ が 10° 未満であった。5 サイトは逆帯磁しており、正逆のグループ は古地磁気安定性の逆転テストに通った。ChRM は明らかに初生の TRM で、火成岩が初めに冷えた時に形 成されたものである。

サイト平均 VGP が図 7.6 に描いてある。逆帯磁のサイトについてはサイト平均方位の反平行の方位を VGP 計算に用いた。得られた古地磁気極とその信頼円  $A_{95}$  が図に描かれている。サイト平均 VGP の集合から計 算した統計量も図 7.6 中に表にした。サイト平均 VGP の分散 17.8° は古緯度 45° での図 7.4 の値  $S \approx 17^{\circ}$  に ほぼ一致する。この値はサイト平均 VGP の分散が地磁気永年変化の適切なサンプリングになっていること



Figure 7.5 Synthetic paleomagnetic poles resulting from random sampling of an extensive set of paleomagnetic data from Holocene lavas of the western United States. In each figure, the solid circles show the site-mean VGPs averaged to determine the paleomagnetic pole shown by the solid square; the stippled circle about the paleomagnetic pole is the region of 95% confidence with radius A₉₅; the inset gives the location of the paleomagnetic pole along with statistical parameters. (a) Synthetic paleomagnetic pole resulting from randomly selecting five VGPs; the region of sampling is shown by the stippled polygon. (b) Synthetic paleomagnetic pole resulting from randomly selecting from randomly selecting 20 VGPs. (d) Synthetic paleomagnetic pole resulting from randomly selecting 30 VGPs. Data from Champion (1980).



Figure 7.6 Paleomagnetic pole from Paleocene intrusives of north-central Montana. Symbols as in Figure 7.3.

を示している。正逆両極性の ChRM が見られたのだから、貫入の期間が少なくとも二つの磁極期にまたがっていることはまちがいない。

この例は古地磁気極決定がうまくいくために必要な要素をたくさん含んでいる。まず、第4章、第5章で 概説したサイト平均 ChRM 方位の正確な決定のための基準を充たしている。古地磁気安定性の逆転テストに 通っている等の状況から、ChRM が初生の TRM である事が分かり、サイト数の多さがサイト平均 VGP の 推定を確実にして、永年変化が十分平均化されていることを示した。この古地磁気研究で北アメリカでの古 第三紀の信頼性の高い古地磁気極が得られるとともに、その A₉₅ 信頼限界が精度の実際的な見積もりになっ ている。

### 南東アリゾナのジュラ系

"中間的な"信頼度の古地磁気極の例は、南東アリゾナの中期ジュラ紀の火山岩と火山砕屑岩から得られた 結果である(参考文献参照)。パタゴニア山地のコラル峡谷の19サイトで各サイト平均7本のコアが採集さ れた。同位体年代は177.2±6であった。火山岩体には強磁性鉱物として磁鉄鉱の卓越したものもあったが、 酸化的な岩体で赤鉄鉱が卓越したものもあった。赤色泥岩も1サイトあった。

NRMの担体として磁鉄鉱の卓越するサイトでは交流消磁は熱消磁と同じ ChRM を与えた。ヘマタイトが NRM を担っているサイトでは一般に熱消磁が ChRM を分離するのに有効であった。しかしながら、雷誘起 の IRM が三つのサイトで見られ、それらでは ChRM を分離できなかった。残りの 16 サイトでは ChRM 方 位を分離することが出来た。しかし、4 サイトの平均方位は他の 12 サイトの平均から大きく離れていた (角 分散の推定値の 2 倍以上)。不確かな説明しか出来ないが、これら 4 サイトはおそらくジュラ紀中期の通常の 地球磁場方位の記録ではないのであろう。ここでは、古地磁気極の決定には使わない。

残った 12 サイトのサイト平均 ChRM 方位はまずまずうまく求まった; 8 つのサイト平均方位は 10°以下の  $\alpha_{95}$  を持っていた。1 サイトで逆帯磁が見られ、反平行の方向は 11 個の正帯磁のサイト平均方向の中程に来 た。しかし、たった一つの逆帯磁のサイトでは、逆転テストの厳密な評価は不可能である。サイト平均 VGP は、それから得られる古地磁気極や統計量とともに図 7.7 に示されている。サイト平均 VGP の分散は 11.5° で、図 7.4 の予言する  $S \approx 13^{\circ}$  に近く、永年変化がうまく平均されていることを示している。

この古地磁気極は"中間的な"信頼度を持っていると考えられる。それは、決定に用いた古地磁気データに 強いところと弱いところがあるからである。良いところは、中期ジュラ紀の火山岩の ChRM が初生の TRM だと示すデータがいくつかあることである:

1. ChRM 方位の分離は、様々な酸化状態の火山岩やそれに挟まれる堆積岩で、比較的きれいにできている。

2. 逆帯磁のサイトの ChRM 方位は正帯磁のサイトのサイトの平均方位のグループと反平行である。

3. サイト平均 VGP の分散は、サンプルが地磁気永年変化を平均化していることを示唆している。

全体として、これらの事実は、この火山岩の ChRM が初生の TRM であることを示している。

弱点に目を移すと、ChRM が分離できなかったり、サイト平均 ChRM の方位が他のサイト平均のまとま りから大きく離れたりして、破棄されたサイトがある。どんなにうまく説明できても、データの破棄があれ ば、最終的な結果に自信が持てなくなるものである。最終的には 12 サイトしか古地磁気極の決定に有用であ るとされなかった。もっと沢山のサイトで ChRM 方位がうまく分離できれば、結果の古地磁気極にももっと 自信が持てたのであろう。しかし、この古地磁気データをまあまあうまく決まった "Corral Canyon Pole" と みなして良いだろうし、その  $\alpha_{95} = 6^{\circ}$  は精度の見積もりとして適当だろう。

#### 問題のある場合二つ

図 7.8 は "古地磁気極" としてまずい例を二つあげたものである。図 7.8a では、アリゾナ州パタゴニアの近 くのグリンゴガルチ (こんな名前のところが本当にあるのだ!)の暁新世の一連の地層から取った 25 サイトの サイト平均 VGP が示されている。しかし、サイト平均 ChRM 方位は <u>すべて</u> 逆帯磁であった。その上、サ



Figure 7.7 Paleomagnetic pole from Middle Jurassic volcanic and volcaniclastic rocks of southeastern Arizona. Symbols as in Figure 7.3.



**Figure 7.8a** Example 1 of a paleomagnetic pole based on problematical data. Paleomagnetic pole from Paleocene lavas in southern Arizona. The region of sampling is shown by the stippled square; this paleomagnetic data set has probably not adequately sampled geomagnetic secular variation. Symbols as in Figure 7.3.



**Figure 7.8b** Example 2 of a paleomagnetic pole based on problematical data. The mystery pole based on just three site-mean VGPs. Symbols as in Figure 7.3.

イト平均 VGP の分散 (S) は 4.1° で、30° の古緯度から予想される  $S \approx 14^{\circ}$  よりもずっと小さかった。これ は、グリンゴガルチの 25 枚の溶岩が地磁気永年変化がうまく平均できていないことを示唆している。おそら くこれらの溶岩流は地磁気永年変化の周期よりずっと短い時間 (多分、10³ 年以下) で噴出したのであろう。

計算で得られた極の信頼限界が小さいので、古地磁気極が精度良く決まっているような印象を受けるかも 知れない。しかし、この場合小さな  $\alpha_{95}$  は誤解を招く。グリンゴガルチの極は前に述べた中部モンタナ北部 の暁新世貫入岩から得られた極より正確ではなく、むしろ、信頼度の低いものなのである。この例は古地磁 気極の信頼度を判定する際に注意深くデータを吟味すること (少なくともサイト平均の比較において) がいか に重要であるかを示している。

実験技術や選択の基準の変化によって、過去の"古地磁気極"の中には今日の基準で信頼おけないと考えられるものが数多くある。過去の研究者を現在の基準で非難するようなことをしないように、次の例は"名無し極"として引用する。この名無し極を求めた古地磁気試料は南半球の火山岩から集められた。名無し極の報告では、12 サイトの結果が示されている。しかし、サイト当たり3 つ以上で  $\alpha_{95} < 20^{\circ}$  という基準でデータを選択すれば、たった3 サイトしか残らない! この3 サイトのサイト平均 VGP は図 7.8b にある。南半球のデータの常に基づいて、南極に近い方の極を示してある。

この名無し極は A₉₅ = 8.7°とちょっと見にはきれいに見え、ちょっと惑わされるものである。前に述べた ように、たった3サイトの古地磁気データでは地磁気永年変化を平均化することはできない。角分散の見積 もりも極めて粗いものとなる。従って、この古地磁気データは、実際のところ、信頼できる古地磁気極を与 えるとはいいがたい。この例では、サイト数が少ないことが永年変化の平均がうまくいっているかを評価す ることを難しくしている。

## 注意とまとめ

地磁気永年変化のサンプリングについての上の議論とその原理は、ChRM が地磁気永年変化の卓越周期よ りずっと短い期間(一般に < 10² 年)で獲得されたとの仮定に基づいている。この仮定は火山岩では確かに成 り立つ。火山岩は長くとも数年の内には TRM のブロッキング温度以下に冷えるからである。しかし、地下 深い貫入岩(特に深成岩)については、初生 TRM の獲得には数百万年かかっている。ゆっくりした獲得で地 磁気永年変化はサイト内で(サンプル内ですら)平均されていることがある。

地球磁場の時間平均の一例にシェラネバダの白亜紀の深成岩体の古地磁気研究がある (Frei *et al.* 参考文 献参照)。サイト内分散を取り除いたのち、ChRM 方位のサイト間分散は3つのサイトについて 4.8° ~ 9.7° であった。この分散はシェラネバダの白亜紀の古緯度で期待される ~ 16°よりかなり小さい。この小さなサ イト間分散は岩石が地磁気永年変化を平均するのには短い期間で磁化されたからではなく、むしろ、この岩 石がブロッキング温度の範囲を通って冷えるのに長い時間がかかって、サイト内や試片内ですら地磁気方位 の時間平均をしているからである。

地球磁場方位の時間平均は堆積物中でも p-DRM の遅い固結や、赤色岩での時間のかかる CRM の獲得 などで起こりうる。1000 年を越える時間に渡って ChRM が獲得されるようなどんな岩石でも、サイト平均 VGP の分散は図 7.4 の値より小さくなりうる。古地磁気データのセットが地磁気永年変化を適切にサンプリ ングしているかどうかを見る時に、このことは心にとめておく必要がある。

火山岩の層序からの古地磁気データについては、火山噴火が間欠的であることを忘れてはならない。もし、 一連の溶岩流が地磁気永年変化が起きない程短い時間に噴火したならば、ここの溶岩流は地球磁場の独立な サンプリングと考えることはできない。層序の上でのとなりのサイトどうしで、サイト平均 ChRM 方位が 統計的に区別できるかどうかを試験しなければならない。区別不可能なサイト平均のある層序区間の古地磁 気方位は平均して過去の地球磁場の一点として取り扱うべきである。

この章でお話した原理と例を見れば、古地磁気データ(特に古地磁気極をきめるという目的の)を評価する 上での基準が分かるであろう。それぞれの場合について個々に評価はしないといけないし、厳密な法則は存 在していないのではあるが、以下に述べるのが常識的な基準である:

- サイト毎に複数の試料 (3 個以上、出来れば 6 から 10 個)を取ることを強く勧める。ChRM のサイト 平均は良く決まっている必要がある。第 6 章で議論したように、α₉₅ > 20°のサイト平均を古地磁気極 を計算するデータセットに入れることは適切でないと考えられている。
- 2. 古地磁気安定性の野外テストの摘要と厳密な評価は ChRM 獲得の時期を知る上で非常に重要である。 特に、造山帯の古い岩石では野外テストは不可欠と言っても過言ではない。
- 3. 古地磁気極の計算に用いるサイト平均 VGP の数は最低でも 10 は欲しい。地磁気永年変化を平均化す るのと、サイト平均 VGP の分散を推定するためには、このくらいは必要である。
- 4. サイト平均 VGP の分散は、地磁気永年変化の大きさとしておかしくないものでなければならない。

# 第8章 岩石磁気学の話題

熱残留磁化から古地磁気強度を求める

DRM の伏角誤差

生物磁気学:鳥も蜂も

海洋堆積物

亜深海堆積物

深海堆積物

古い石灰岩

磁気異方性

化学再带磁

赤色岩論争

# 第9章 地球年代学的な応用

地磁気逆転年代表の発達

鮮新更新世

中新世への拡張

海洋磁気異常

命名法について

生層序によるキャリブレーション

白亜紀後期 - 新生代地磁気逆転表

中生代後期

中生代前期、古生代、先カンブリア時代

磁気層序学

一般的な原理

鮮新更新統セントデイヴィッド層

シワリク層群堆積物

シワリクの堆積学

# 第10章 古地理学への応用

地心双極子仮説

過去 500 万年

より古い地質時代

2次的なずれ

古地磁気極と古地理図

見かけの極移動曲線

APW を作る

古地磁気オイラー極

大陸の古地理復元

基本原理

ヨーロッパ - 北アメリカ復元

パンゲア復元

古生代におけるゴンドワナの移動

# 第11章 地域テクトニクスへの応用

# 一般的な原理

- カリフォルニアのトランスバース山脈:新しい大きな回転
- ゴーブル火山岩類:古い小さな回転
- アラスカのランゲリア:長距離移動した陸塊
- ニコライ緑色岩の古地磁気
- 北半球か南半球か

注意とまとめ

# 付録A 単位について

あらゆる単位系は、基本的には、測定したり計算した量について伝えるために作った任意の名前の集まりで ある。