

550.83.05 : 681.3

地質調査所報告

所長 小林 勇

空中磁気図解析・解釈法の研究

小川克郎

# 目 次

緒 言 .....	1
第 I 部 本邦堆積盆地における空中磁気図の解析・解釈の方法 .....	3
1. 堆積盆地における空中磁気探査の目的と地質構造の模式化 .....	3
2. 磁気構造模型 .....	6
2.1 二層構造模型 .....	7
2.2 Intra/Supra Basement 模型 .....	7
3. 磁気構造模型の解析法 .....	8
3.1 二層構造模型の解析法 .....	8
3.2 Intra/Supra Basement 模型の解析法 .....	9
3.3 二次元模型と三次元模型 .....	10
4. 秋田県八郎潟および能代沖空中磁気図の解析・解釈上の問題点 .....	11
4.1 八郎潟空中磁気図解析・解釈上の問題点 .....	11
4.1.1 調査概要 .....	11
4.1.2 地質概要及び岩石磁気 .....	12
4.1.3 解析法および Straight Slope 法の深度示数 (インデックス) .....	15
4.1.4 解析結果と地質との対比 .....	17
4.2 能代沖空中磁気図解析・解釈上の問題点 .....	23
4.2.1 調査概要およびデータ処理方式 .....	24
4.2.2 空中磁気図の構造系列の方向性と地質との対比 .....	25
4.2.3 エアガン-空中磁気総合探査システムにおける構造解析・解釈法 .....	29
4.3 八郎潟および能代の例—まとめ .....	32
5. 第 I 部のまとめ—特に、干渉磁気異常の解析法の考え方について— .....	36
5.1 干渉異常の解析法 .....	36
5.2 岩体の平面形状の推定方法 .....	37
5.3 解析・解釈法の考え方—まとめ .....	38
第 II 部 三次元角柱模型を用いた磁気異常の自動解析 .....	40
1. 手法の概説 .....	40
1.1 序 論 .....	40
1.2 三次元模型を用いた曲線照合法におけるサンプリングの問題 .....	40
1.3 構造変数の選択 .....	41
2. 曲線照合法の数学的記述 .....	42
2.1 非線型最小二乗法の解法 .....	42
2.2 三次元角柱模型による全磁力異常と最小二乗法の解 .....	46
2.3 計算の手順 (プログラム) .....	49
2.4 計算例—三次元角柱による磁気異常をフィールドデータとした場合 .....	52
3. 固定変数の与える影響 .....	53
4. 二次元模型と三次元模型 .....	58

5. フィールドデータへの適用—秋田県八郎潟空中磁気図の例—	61
6. 第Ⅱ部のまとめと今後の問題点	62
第Ⅲ部 空中磁気図解析法における Continuation フィルターについて	64
1. 「定量的フィルター」の定義—序論—	64
2. サンプリングフィルターの基本式と Continuation フィルター	65
2.1 サンプリングフィルターの基本式	65
2.2 Continuation フィルターの基本式	66
2.2.1 Upward Continuation	66
2.2.2 Downward Continuation	67
3. デジタルフィルターの歪みの「定量的」 評価の方法と最適なフィルターの考え方	68
3.1 基本的な考え方	68
3.2 曲線照合法の場合の歪み最小のフィルター	68
3.3 フィルターの歪みの定量的な見積り方—基本的な考え方—	71
3.4 フィルターの歪みの定量的な見積り方—周波数領域—	72
3.5 フィルターの歪みの定量的な見積り方—空間領域—	72
4. Continuation フィルターの設計	74
4.1 フィルターの正規化	74
4.2 平滑化関数	74
4.3 Upward Continuation フィルターの設計	74
4.4 Downward Continuation フィルターの設計	75
5. 計算の手順 (プログラム)	75
6. 計算の結果	77
6.1 $h_0, N$ の選択	77
6.2 周波数特性および標準偏差	77
6.2.1 Upward Continuation フィルター	78
6.2.2 Downward Continuation フィルター	82
6.3 Continuation の効率—周波数領域—	88
6.3.1 Upward Continuation 効率	88
6.3.2 Downward Continuation 効率	89
6.4 Continuation の効率—空間領域—	89
6.4.1 入力として用いた三次元角柱の構造 $\vec{\theta}(d)$	89
6.4.2 Convolution 出力 $\Delta G_c(x, y, d + h_0)$	90
6.4.3 Upward Continuation 効率	92
6.4.4 Downward Continuation 効率	93
7. 第Ⅲ部のまとめ—特に最適な「定量的フィルター」の選択—	95
Appendix	99
文 献	101
Abstract	

## 空中磁気図解析・解釈法の研究

小川克郎\*

### 緒言

第二次大戦終了後間もなく、米国合衆国地質調査所は、戦時中に対潜哨戒用に開発されていた感度の良い磁力計を用いて、地域地質の基礎調査を目的とした航空機による磁気探査—空中磁気探査(Aeromagnetic Survey)—を開始した。それ以後、それは、航空機のもつ迅速性と機動性を武器として、それまでの物理探査では考えられないような、広域でしかも精度の良い磁気図(空中磁気図)を提供することによって、地質構造の解明におおきな役割を果たしてきた。特に、その初期において、カナダ楯状地をはじめとする大陸安定地塊地域の探査で、基盤の形態とその鉱物組成分布の解明におおきな成果をおさめたが、この探査の過程で、基盤形態解析のための磁気構造模型と、この模型による磁気異常の解析法が提案され、今日の広域精査空中磁気図解析・解釈理論の基礎がきずかれた(VACQUIER *et al.* 1951 他)。これは、基盤内部の横(水平)方向の鉱物組成の変化を手がかりとする解析法であり、この磁気構造模型は Intrabasement 模型及び Suprabasement 模型と呼ばれている。この方法による基盤深度解析の精度は、少なくとも大陸安定地塊地域においては、大変良好であり、統計的な平均誤差として、10%以内という値が報告されている。これは、深い深度の構造に対する磁気探査の解析精度としては、当時はもちろんのこと現在においても、驚ろくべき精度とあってよいだろう。

その後、空中磁気探査は、国土の基礎調査として、また、石油鉱床や金属鉱床のような資源の探査を目的として、世界中ひろく用いられるにいたっている。

本邦でも、地質調査所が、含油堆積盆地の構造解析を目的として、1965年度に新潟平野の探査に着手し、その後、本邦大陸棚海域の地下構造基礎調査の一環として、陸棚海域の探査を行なっており、1970年現在、その測線長は 70,000 km に達している。

著者は、この調査に当初より参加し、本邦における空中磁気探査のあり方について、特にその解析・解釈の方法について、幾多の実験と考察とをすすめてきた。

その結果、楯状地のような大陸安定地塊地域に較べて、地質構造の単元が小さく、かつ複雑である本邦のような地域でも、Intrabasement 及び Suprabasement 模型は、磁気構造模型として基本的には通用し得ることが判ったが、同時に、その解析法と解釈の方法とは、前者の地域におけるよりははるかに複雑で困難なものであることも明らかとなった。その主な原因は、本邦では磁気構造が横(空間)方向にも、縦(時代)方向にも、一般に非常に近接し合っていて、その結果磁気異常が複雑に干渉し合っていることである。このような高度の干渉を受けた磁気異常のための解析・解釈の方法は、いまだ充分に

\* 物理探査部

確立しているとは言い難い。われわれは、この方法を確立しなければならない。

それには、第一段階として、地下構造に関するどのような情報が本邦の空中磁気図の中に含まれているかを良く調べる必要がある。第二段階としては、その情報を磁気図から、最も良く抽出し、それを定性的あるいは定量的に表現する方法を開発する必要がある。

本論文では、以上の二つの段階の問題を以下に述べる手順に従って論ずる。即ち、第Ⅰ部第1章では、堆積盆地における空中磁気探査の目的とその目的に応じた本邦堆積盆地の模式化を試みる。第2章では、考えられる幾つかの磁気構造模型をとりあげて、この地質構造模型を解析・解釈するのに適性であるか否かを検討する。第3章では、これら磁気構造モデルの解析法を検討し、干渉磁気異常を解析していくうえでの問題点を明らかにする。第4章では、第一段階の問題を考察するには、空中磁気図を、地質や他の物理探査結果と対比して、その対応関係を調べることが重要であるとする立場から、本邦では比較的、地質資料—特に坑井資料—、物理探査資料の豊富な、秋田県北部の八郎潟～能代の沖合海域と周辺陸域の空中磁気図をとりあげて、具体的にこの問題を考察する。特に、この海域では地震反射法(エアガン)の資料が得られる場合における、エアガン-磁気による総合的な解析・解釈の考え方を論じる。第5章では、第1～4章で論じた問題を整理し、本邦における空中磁気図の解析・解釈の手順を示し、その中から、今後検討すべき幾つかの問題を提出する。

第Ⅱ部、第Ⅲ部では、第Ⅰ部第5章で提出した幾つかの問題点のうち、次の二つの問題を具体的に論ずる。即ち、第Ⅱ部では、本邦空中磁気図の解析では三次元磁気構造模型が必要であるとする立場と、三次元模型の解析においては解析結果の個人差が大きいという経験から導かれるこれを自動的に行なうべきであるとする立場とから、三次元角柱(プリズム)模型を用いた、曲線照合法による磁気構造解析法の電子計算機による自動化の手法について検討する。ついで、三次元的磁気異常に対して、この手法で行なった解析結果と、二次元構造模型を用いて行なった結果とを比較して、その差について検討する。第Ⅲ部では、干渉磁気異常の解析法の一つとして、それを独立異常に変換してから構造解析を行なうのがよいとする立場から、この変換に用いるサンプリングフィルターについて、「定量的フィルター」の概念を導入し、しかる後、その一つの例として、Analytical Continuation フィルターをとりあげて、それを「定量的」に評価する方法を具体的に検討する。

謝辞：この研究にあたり、種々の助言を賜った、飯田汲事博士、乗富一雄博士、陶山淳治博士に対して深く感謝の意を捧げる次第である。また本研究第Ⅱ部におけるプログラムの作成を手伝って下さった地質調査所津宏治氏に併せて感謝の意を捧げるものである。

## 第 I 部 本邦堆積盆地における空中磁気図の解析・解釈の方法

### 1. 堆積盆地における空中磁気探査の目的と地質構造の模式化

堆積盆地における空中磁気探査は、石油、鉱山会社によって実施される場合は、いうまでもなく、石油や金属資源の探査を目的とするが、国土の基礎調査として行なわれる場合でも、資源の賦存に関する調査を目的として行なわれるのが普通である。したがって、いずれの場合にも、探査の結果は資源のポテンシャルの評価と結びついた何らかの形で表現されねばならないから、解析・解釈の方法もその目的にそってこれまで開発されてきた。しかし、一般に、ある特定の目的をもって解析・解釈が行なわれた場合には、磁気図のもつ情報のうちの多くは、その目的にとっては雑音であるという理由で捨てられてしまう。別な観点に立てば、捨てられた情報の方がより重要な信号であるということも考えられる。著者は、そのおかれた立場上、資源のポテンシャルを評価するという目的にそって解析・解釈を行なうものであるが、しかし、石油や金属のような資源の所在を知るには、その地域の地史を可能な限り知ることが必要であるし、そのためには、磁気図から、可能な限りの多くの情報を抽出することが結局は資源ポテンシャル評価の精度を向上させることになるのだ、と考える。例えば、石油鉱床の探査では、石油を胚胎しない基盤岩内部の構造までは物理探査は立ち入らないのが普通であるが、われわれの空中磁気図解析・解釈の経験から、基盤内構造が基盤を覆う堆積層中の構造—例えば油田褶曲構造—と深い相関をもっていることを知っている。地震探査や重力探査と違って、基盤岩中の構造をも検出し得る磁気探査の利点—これはある面では欠点ともなっているが—は、情報の量を高める意味でも、十分に活用すべきである。

さて、磁気異常分布を利用して構造解析を行なうという立場から、本邦堆積盆地の地質構造を模式化してみる。

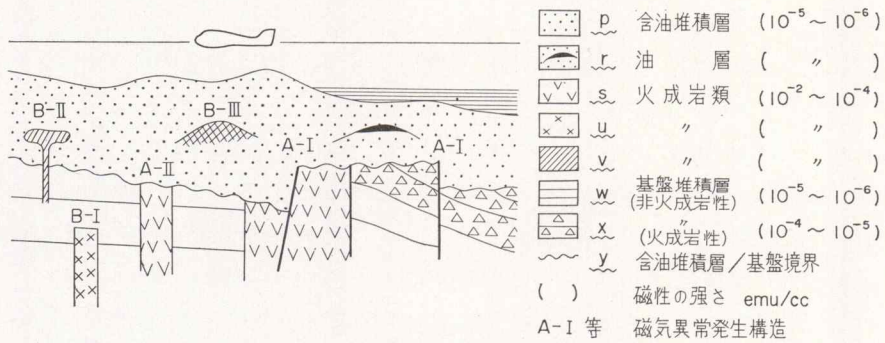
堆積盆地は基本的な基盤岩類とこれを覆う堆積層からなっている。この基盤岩類の定義は必ずしも明確なものではないが、石油地質の立場からは、石油あるいは天然ガスを含み得る堆積層の基盤を形成している、それらを含み得ない地層を意味している。ところで、磁気異常は周辺に較べて相対的に磁性の強い（あるいは弱い）岩石によって生ずるものであるから、岩石の磁氣的性質によって、堆積盆地を模式化しなければならない。第 1 図はその模式図である。

基盤岩類は、火成岩 ( $s$ ) か、変成岩 ( $t$ ) か、火成岩を多量に含む堆積岩 ( $x$ ) か、あるいは火成岩・変成岩をほとんど含まない堆積岩 ( $w$ ) である。堆積層 ( $p$ ) は一般には火成岩を多量には含まないが、これを貫く火成岩体 ( $v$ ) は存在する。石油や天然ガス鉱床は堆積層中の背斜構造部 ( $r$ ) に胚胎することが多い。

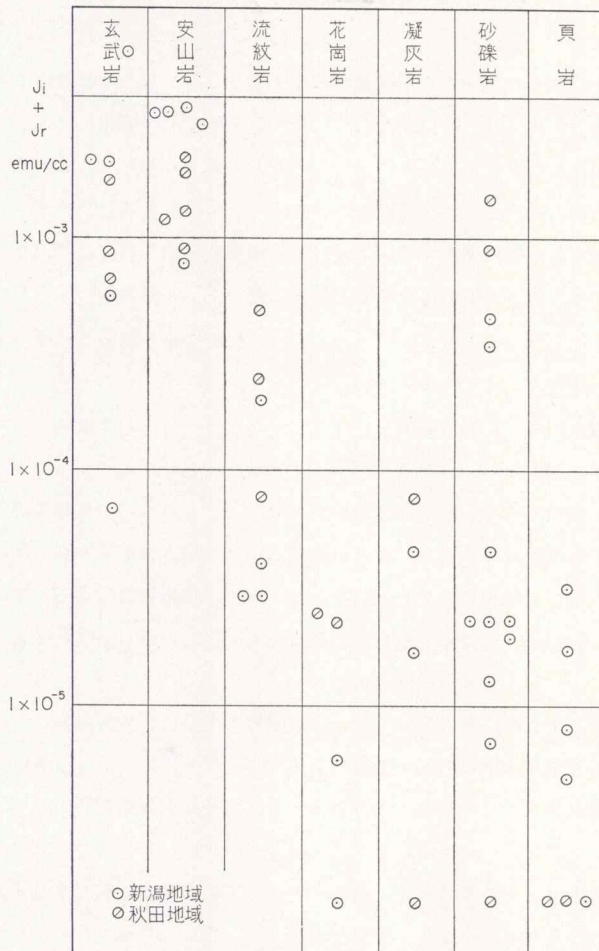
石油鉱床探査を目的とする空中磁気探査では、一般に、基盤岩類の上限である基盤面 ( $y$ ) の深度を計量して、含油堆積層の存在可能な深度の分布を求めることを、言い換えれば含油堆積層の容積を見積りそれによって資源ポテンシャルを推定することを、目的としている。したがって、解析・解釈の理

論も、基盤面 (y) の深度をいかにして計量するかを主眼として発展してきたと言ってよい。

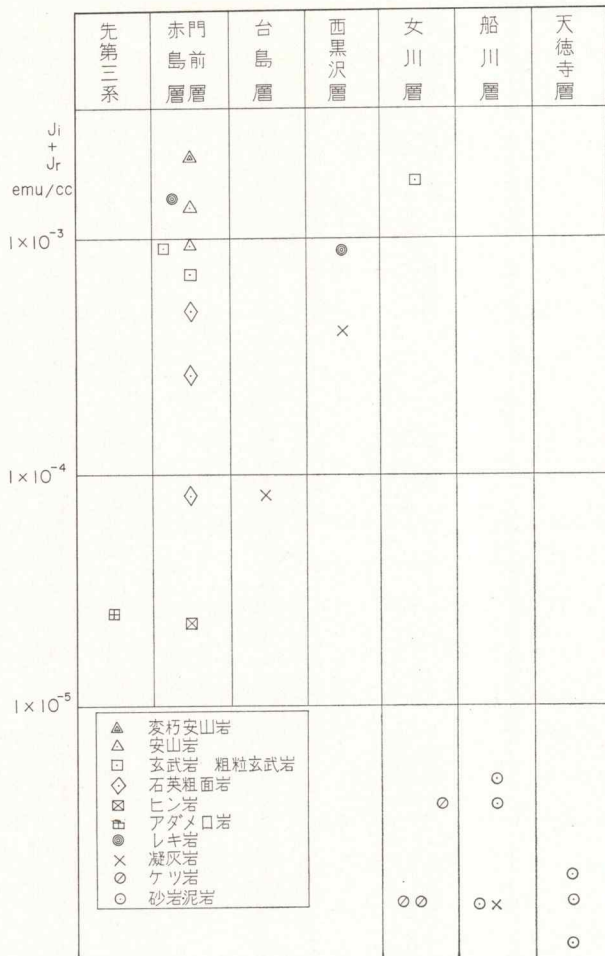
ところで、岩石の磁性の強さは、火成岩、変成岩、堆積岩の順である。第2図、第3図は、本邦の産



第1図 堆積盆地地質構造模式図



第2図 秋田・新潟地域の岩石磁性—岩石種別分布—(斎藤友三郎氏より)



第3図 秋田県・男鹿半島～八郎潟～能代地域の岩石磁性一層序別分布—  
(斎藤友三郎氏より)

油地帯である東北日本グリーンタフ地域での岩石の磁性強度（誘導磁化  $J_r$  と残留磁化  $J_i$  の和）の一例として、新潟県及び秋田県下で採取した岩石の測定結果（斎藤友三郎，1971）を示す。この地域では、時代を問わず、玄武岩、安山岩、凝灰集塊岩の磁性が最も強く、ついで凝灰岩、花崗岩、砂岩、泥岩の順となっている。時代別にみると（第3図）、含油堆積層の基盤岩類とみなされる初期グリーンタフである門前階・台島階では玄武岩・安山岩の量率が高く、したがって全体としても磁性の高い地層といえるが、西黒沢階では、玄武岩・安山岩の代りに砂質凝灰岩の量率が高く、全体としては中位の磁性をもつ。一方、含油堆積層とみなされている中期以後のグリーンタフである女川階～笹岡階では、磁性の極めて弱い砂岩・泥岩が大勢を占めるから、全体としては最も磁性の弱い地層といえるが、しかし、の中には石英粗面岩、粗粒玄武岩等の貫入岩体が含まれることがあり、常に弱磁性の地層であると考えられるわけにはいかない。

さて、以上のような基盤岩類及び堆積層の岩石の磁氣的性質を考慮して、磁気異常が、基盤面深度に



対応する場合と、そうでない場合とに、構造を分類しておこう（第1図）

A) 基盤面深度を示す場合

- I) 基盤面の構造的変化……ただし基盤岩の磁性が堆積層の磁性よりも強い場合
- II) 基盤面の磁性が横方向に変化する場合……堆積層堆積前の基盤内貫入岩体等

B) 基盤深度を示さない場合

- I) 基盤面より下方での磁性が横方向に変化する場合……基盤内部の貫入岩体等
- II) 堆積層内部の磁性が横方向に変化する場合……堆積層内部の貫入岩体等
- III) 堆積層内部の構造的変化……ただし堆積層に相互に磁性の異なる地層が存在するか、構造に伴って磁性の変化する場合に限る。

大陸安定地塊地域では、基盤岩類を占める火成岩・変成岩の量率が大きい一方、堆積層を貫く火成岩類がほとんど分布しないから、大部分の磁気異常はA)型に属し、基盤面深度の解析は比較的容易であるといえる。一方本邦のグリーンタフ地域では、前述したように、基盤岩類が常に火成岩に富むとは限らないし、その上、堆積層自体も幾時代にも亘って多くの火成岩の貫入を受けているから、磁気異常の多くは、B)型に属し、基盤面深度の解析は容易ではない。この解析の困難さは、多くの時代の多様な火成岩によって磁気異常が高度に干渉し合っていて、岩体の深度や形態自体の計量が困難であることによるが、更に、例え岩体の深度や形態が判ったとしても、その岩体の分布する地層あるいは時代が何であるかを選別することが困難であることにもよる。後者は、陸域では坑井資料をはじめとする地質的資料によって推定可能な場合が多いが、そうした資料の決定的に乏しい海域では困難がます。しかし、地質学的手段の限定されている海域の構造調査に当たっては、現在の地質構造を決めるのはもちろんのこと、その構造の生成の時代を選別し、その結果として地域地質構造発達史の研究に寄与することが、物理探査の将来の一つの在り方であると著者は考える。そのための調査—解析—解釈の理論を整えねばならない。この問題については、第4章で具体的にふれる。

## 2. 磁気構造模型

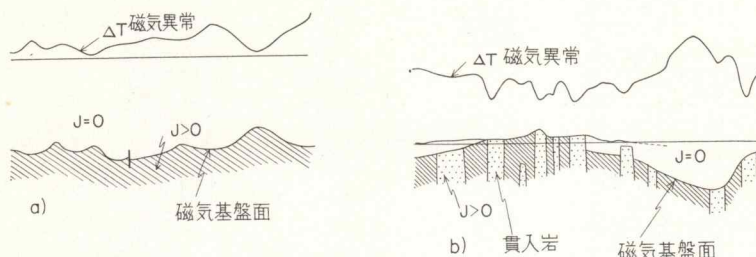
測定された磁気図から地下構造を解析するには、まず磁気異常に対応する適当な磁気構造模型を仮設し、しかる後その模型岩体の深度、幅あるいは磁化等を決定する。この時、理論的には無数の構造模型が考えられるが、磁気異常を発生させる地質構造を、解析の容易な形態をもつ幾つかの代表的な模型に分類するのが普通である。

現在、空中磁気図を解析するために用いられている構造模型は、次の二つの型に大別することができる。

即ち、

- a) 型 二層構造模型 (Two Layered Model)
- b) 型 Intrabasement あるいは Suprabasement 模型

第4図は磁気異常とそれを解析するためのa)型、b)型二つの模型の実例を示す。



第4図 磁気異常解析のための代表的な二つの磁気構造模型の例

a) 二層構造模型 (Bosum *et al.*, 1970)

b) Intra/Supra Basement 模型 (SANO, OGAWA and FRANCISCO, 1971)

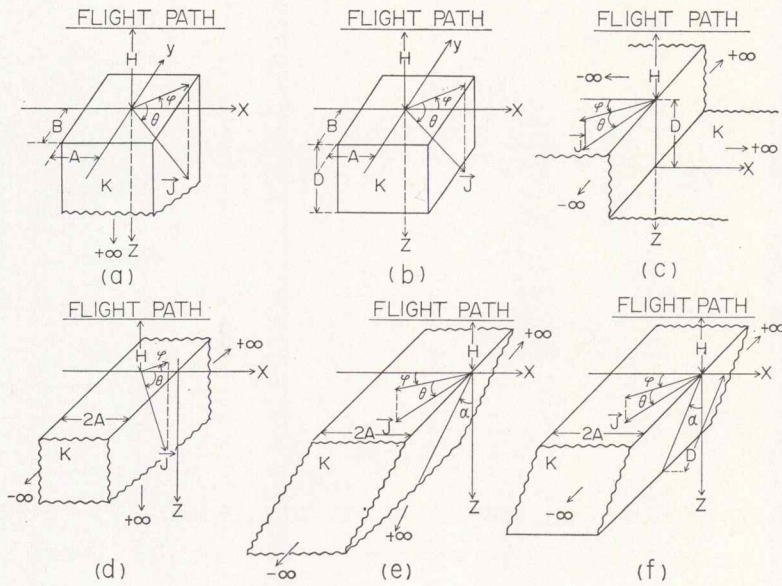
## 2.1 二層構造模型

二層構造模型は、堆積盆地を、強い一様磁化の基盤岩類（火成岩，変成岩）とこれを覆う磁化をもたない堆積層という二層構造からなると仮定する。構造解析は、基盤の磁化を与えて磁気異常から基盤面深度の分布を計算する。逆に基盤面深度の分布が概略解っている場合には、磁化の分布を計算することもできる。この模型は、重力異常の解析、特に地殻の厚さ分布を解析するために古くから用いられている水平層構造模型には対応している。この模型の解析法では、磁気異常の「干渉」というやっかいな概念があらわれないし、計算の手続きも極めて簡単で、短時間のうちに調査域全域の基盤構造を計量することができるという利点をもつが、一方で、基盤の一様磁化、堆積層の一様な非磁化という仮定が、現実の地質構造とあまりにも遠くかけはなれており現実的でないといえる。磁気異常の場合に較べて、このような仮定、即ち、各層序内での横方向の物性（磁性あるいは密度）変化を認めない仮定が、成立し易いと考えられる重力異常の場合でも、最近はこの模型よりの脱皮が試みられるにいたっている (TALWANI *et al.* 1965 他)。

## 2.2 Intra/Supra Basement 模型

Intra/Supra Basement 模型では、二層構造模型とは全く逆に、基盤及び堆積層の内部での磁化の横方向の変化—例えば貫入火成岩—に着目する。貫入火成岩体や基盤岩内部での鉱物組成の横（空間）方向の変化が磁気異常の大勢を支配すると考えられる本邦のような地域では、この模型は、二層構造模型に較べてはるかに良い模型であるといえる。第5図は比較的良好に用いられる Intra/Supra Basement 模型の形態を示す。

この模型を用いた解析法では、個々の磁気異常から対応する構造を決定する。この時、その磁気異常が対応する磁気構造に近接する他の磁気構造による異常の影響を顕著にこうむっていけば、それを無視して解析した結果には誤差が導入されるはずである。ここで、「干渉異常」という概念が生まれる。干渉異常の解析には多くの困難があり、それがこの模型の難点となっている。この問題は、第4章及び第Ⅲ部で、具体的に考察する。



型	名 称	Intra / Supra Basement	構造変数
a	プリズム (三次元角柱) (PRISM)	Intrabasement	A, B, H $\theta, \varphi, K$
b	有限底プリズム (有限底三次元角柱) (PRISM LIMITED)	Suprabasement	A, B, H, D $\theta, \varphi, K$
c	断層 (STEP)	Suprabasement	H, D, B, $\varphi, \theta, K$
d	岩脈 (DYKE)	Intrabasement	A, H, $\theta, \varphi, K$
e	傾斜岩脈 (INCLINED DYKE)	Intrabasement	A, H, $\alpha, \theta, \varphi, K$
f	傾斜薄板 (TABULAR)	Suprabasement	A, H, D, $\alpha, \theta, \varphi, K$

第5図 代表的な Intra- and Suprabasement 模型

### 3. 磁気構造模型の解析法

#### 3.1 二層構造模型の解析法

この模型に対する解析法は、通常、解析的解釈法 (Analytical Method) と呼ばれ、Tsuboi and Fuchida (1937, 1938) によって重力異常解析のために開発された方法であるが、後に Nagata (1938) によって磁気水平分力及び鉛直分力異常解析に適用された。近年、Harn (1965), Hasegawa (1971) によって全磁気異常解析に適用されている。

この方法では、測定全磁気場を二重フーリエ級数で解析的に表現しておき、一方、地下の一定の深度面に薄い horizontal plate 状の磁化の凝集面を仮定し、その磁化の分布が、やはり二重フーリエ級数で表現されるものとする。この時、後者のフーリエ級数はポテンシャル論を介して、前者のフーリエ級数

より導かれる。この計算に際して、逆に磁化の強さを一様と考えれば、凝集面深度をフーリエ級数で表現することもできる。これには、凝集面深度の平均値と磁化の強さとを、何らかの方法で一例えば坑井資料を用いてあらかじめ知っておく必要がある。第4図a)は、この方法で求めた凝集面深度分布の一例である。

### 3.2 Intra/Supra Basement 模型の解析法

この模型に対する解析法は、特性点法 (Characteristic Method or Specific Point Method) と曲線照合法 (Curve Matching Method) に大別される。前者は磁気異常の種々の特性点 (最大値, 最小値, 最大勾配値等を与える位置) を利用した解析法である。VACQUIER *et al.* (1951) によって提案された "Straight Slope Method" がこの方法の最初のものであるが、その後 GRET *et NAUDY* (1963), MOO (1965), GRANT (1966), SUYAMA (1972) をはじめとして多くの方法が発表されている。この方法では、利用する特性点の数が多ければ、言い換えれば、磁気異常を端から端まで出来るだけ長く用いれば、それだけ解析結果の精度も良くなるといえるが、磁気異常が干渉を受けている場合には、干渉部分を用いないためには、逆に特性点の数は少ない方がよい。その意味で "Straight Slope 法" は、磁気異常のいくつかある勾配部分のうちの一つでも干渉を受けていなければ使える方法であり (後述)、実用的な方法といえる。また、近年、干渉を最も受けにくい部分のみを用いて、少ない特性点で精度のよい解析を行なう試みがなされる傾向にある。J. SUYAMA の方法はその一つである。

曲線照合法は、測定磁気異常との偏差を最小にする磁気構造模型を見出す解析法である。古く、GAY, JR. (1963), CHESTENET *et NAUDY* (1957) 等によって、磁気構造模型による理論磁気異常曲線 (標準曲線) の重ね合わせによる方法が試みられたが、手続きの煩雑さによって実用になるにいたらなかったが、近年、電子計算機を利用した自動解析のための手法として、最小二乗法による曲線照合法の開発が進んでいる。JOHNSON (1970), MCGRATH and HOOD (1971) による方法は、いずれも2次元模型を用いた自動解析法である。第4章で論じられるように、本邦の磁気異常では、二次元構造模型による解析法には多くの難点があるから、三次元構造模型を用いた方法が必要であると著者は考える。津・小川 (1972) は三次元角柱 (プリズム) 模型を用いた電子計算機による自動解析のプログラムを開発した。本論文の第II部で、その手法は具体的に述べられる。

第1表は、現在までに発表されている、Intra/Supra Basement 模型の主な解析法の主旨を示す。磁気構造模型の変数としては、

磁化ベクトル (磁化の強さ;  $K$ , 伏角;  $\theta$ , 偏角;  $\varphi$ )

岩体の深度;  $H$

岩体の厚さないし構造の落差;  $D$

岩体の幅;  $A, B$

岩体の傾き;  $\alpha$

(以上第5図参照)

が主なものである。解析の手法によって、これらの変数を未知量 (未知変数) として求めるものと、既知量 (固定変数) として最初に与えるものとが異なる。第1表には、構造模型の種類とともに、固定変

第1表 Intra/Supra Basement 模型の解析法一覧表  
(構造変数は第5図参照)

a) 特性点法 (Specific Points Method)					
著者名	年度	構造模型	次元	固定変数	未知変数
1. VACQUIER, V. <i>et al.</i>	1951	Prism	3	$\theta, \varphi, A, B$	$K, H$
2. GRANT, F. S. <i>et al.</i>	1966	Prism	3	$\theta, \varphi, A$	$K, H/B$
3. MOO, J. K. C.	1965	Inclined Dyke	2	$\theta, \varphi$	$K, A, H, \alpha$
4. PETER, L. J.	1949	Dyke	2	$\theta, \varphi$	$K, A, H$
5. GIRET, R. <i>et al.</i>	1963	Dyke	2	$\theta, \varphi$	$K, A, H$
		Step	2	$\theta, \varphi$	$K, H, D$
6. BEANS, R. J.	1966	Tabular	2	$\theta, \varphi$	$K, H, D$
7. SUYAMA, J.	1972	Prism	3	$\theta, \varphi, A, B$	$K, H$
b) 曲線照合法 (Curve Matching Method)					
b-1) 標準曲線法 (Standard Curve Matching Method)					
1. CHASTENET DE GERY <i>et al.</i>	1957	Inclined Dyke	2	$\theta, \varphi$	$K, A, H, \alpha$
		Step	2	$\theta, \varphi$	$K, H, D$
2. GAY, S. P. JR.	1963	Tabular	2	$\theta, \varphi$	$K, H, D, \alpha$
3. POWELL, D. R.	1965	Dyke	2	$\varphi, A, H$	$K, \theta$
		Inclined Dyke	2	$\theta, \varphi, A, H$	$\alpha$
b-2) 最小二乗法 (Computer Curve Matching Method)					
1. JOHNSON	1970	Polygon	2	$\theta, \varphi$	
2. MACGRATH & HOOD, P.	1971	Inclined Dyke	2	$\theta, \varphi$	$K, A, H, \alpha$
3. 小川 克郎	1971 (本論 II部)	Prism	3	$\theta, \varphi$	$K, A, B, H$
4. 津 宏治, 小川 克郎	1972	Prism	3	$\theta, \varphi$	$K, A, B, H$
"	"	Prism		$A, B, H$	$\theta, \varphi$

数, 未知変数を分類して示す.

### 3.3 二次元模型と三次元模型

特性点法や曲線照合法で用いられる模型としては二次元模型と三次元模型とがあるが, 地質構造は本来三次元的拵がりをもつものであるから, 模型としての適切さにおいては, 前者は本質的に後者に劣る. しかし, 第1表でも明らかなように, 実際に用いられている模型は, 二次元模型の方がはるかに多い. これは, 二次元模型が三次元模型よりも, 特性点法では構造の変数が少なく, また構造示数 (INDEX) を作る上でも数学的取り扱いが簡単で作り易いし, また曲線照合法においては, この他に, 最小二乗法で最適解を求める際の収束性が速い, 等の多くの利点をもつからである. しかし, 磁気構造の長さと同幅との比率がかなり大きい (長さ/幅 > 3 程度) 場合を除いて, 二次元模型による三次元構造の解析結果には, 無視し得ぬ誤差が導かれることが解っている (陶山, 1970). 本邦の空中磁気図から, 二次元模型として扱って良い磁気異常は, 全体の20%程度であることが明らかとなっている. それは, 第4章の八郎潟空中磁気図 (第6, 7図) 及び能代沖空中磁気図 (第22図) にもよく示されている. 三次元的構造を二次元模型で解析したことにより生ずる誤差は第II部で, 曲線照合法の場合について定量的に見積っている. これによると, 二次元模型を用いる場合には, その解析された岩体の長さ, 幅, 深度を考慮して, 何らかの補正を行なう必要があることが結論される.

#### 4. 秋田県八郎潟および能代沖空中磁気図の解析・解釈上の問題点

序論でも述べたように、本邦における空中磁気図の解析・解釈法を確立するためには、まず、空中磁気図を地質や他の物理探査結果と対比して、その対応関係を調べあげることが重要である。本章では、油田が存在する関係で地質や物理探査資料の整備されている秋田県八郎潟地域及び能代沖海域を例として、空中磁気図解析・解釈上の幾つかの問題点を抽出し、検討を加える。なお、本論の目的はこの地域の地質構造自体を論ずることではない。それについては著者等の論文(陶山・小川他, 1969; 小川, 1967)に詳しい。

##### 4.1 八郎潟空中磁気図解析・解釈上の問題点

本節では八郎潟磁気図を、重力、地震反射法、坑井による地質資料と対比させて、用いる磁気構造模型、解析法、解析結果の地質的解釈等の問題点を考察する。

###### 4.1.1 調査概要

本調査は1966年度に地質調査所が周辺部に比して物理的情報の少ない八郎潟旧水域に情報を与えること、及び比較的地下構造の解っているこの地域を利用して、堆積盆地への空中磁気探査の適用について考察することを目的として調査を行なった。この調査では、全域を測定高度3,000 ftで測定を行なったが、その他に測定高度と磁気異常の分解能との関係を調べるために、一部の地域を1,500 ftで測定した。測線は3,000 ftでは、東西線33本(測線間隔1 km)、南北線17本(同1 km)、1,500 ftでは、東西線17本(同1 km)、南北線3本(同3~5 km)を設けた。

使用した磁力計は第2表の通りである。

第2表 八郎潟および能代沖探査に用いた磁力計

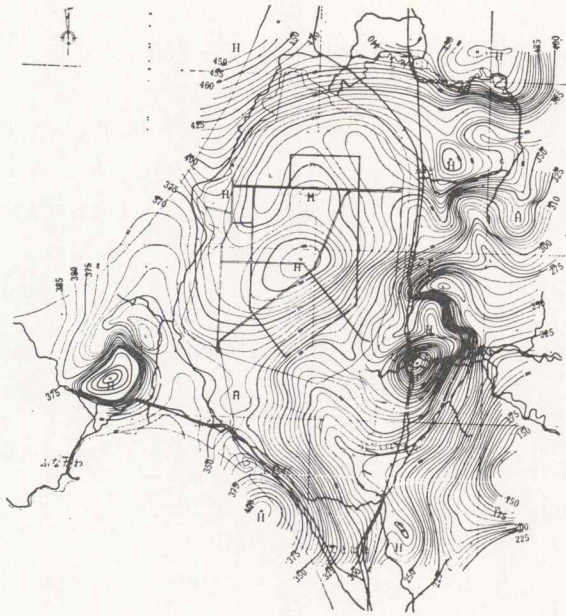
		空中磁力計	地上磁力計
八郎潟 (1966)	磁力計 感度 設置場所	V-4914 プロトン型 ±0.5γ(全磁力) 航空機(ピラタスポーター)	V-4938 ルビジウム型 ±0.01γ(全磁力) 秋田大学構内(秋田市)
能代沖 (1968)	磁力計 感度 設置場所	V-4914 プロトン型 ±0.5γ(全磁力) 航空機(DC-3型)	1) V-4938 ルビジウム型 2) V-4938 セシウム型 ±0.01γ(全磁力) 1) 秋田大学構内(秋田市) 2) 能代市内

地球磁界の時間的変動は、地上磁力計(第2表)を用いて空中磁力計記録から消去された。第6図、第7図は3,000 ft及び1,500 ftの磁気図(コンター間隔5γ)である。第8図、第9図は各々の鉛直2次微分図である。鉛直2次微分で用いた計算式は、HENDERSON and ZIETZ (1949)の式

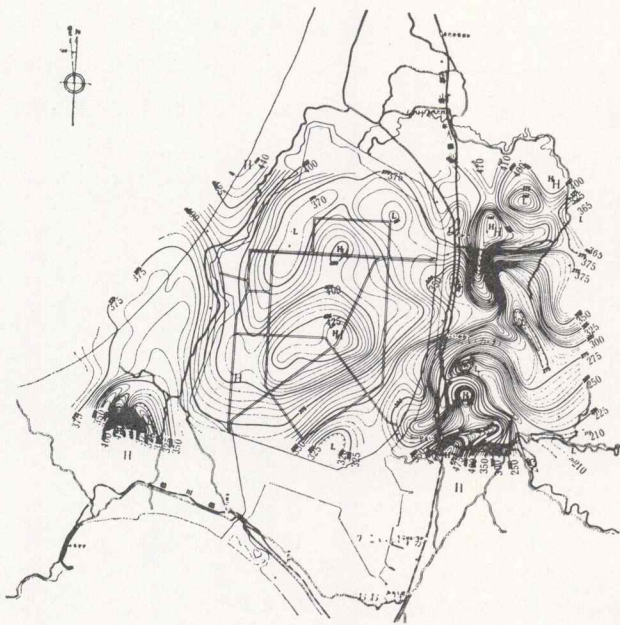
$$\frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} = \frac{1}{S^2} (6T_0 - 8T_1 + 2T_2)$$

S; 計算格子間隔=2 km

T<sub>0</sub>, T<sub>1</sub>, T<sub>2</sub>; 計算点, 半径Sの円周上, 半径√5Sの円周上の磁力値の平均値



第6図 八郎潟空中磁気図 (3,000 ft)

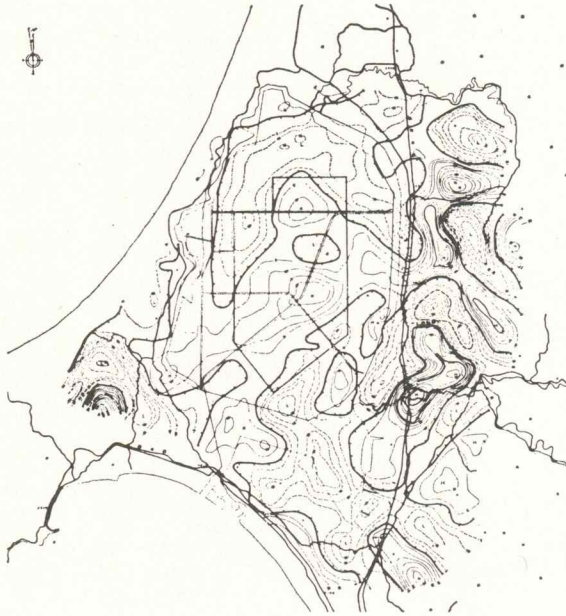


第7図 八郎潟空中磁気図 (1,500 ft)

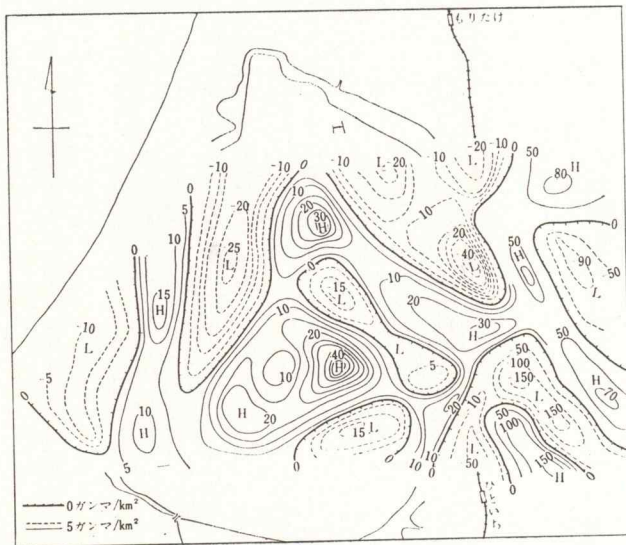
である。なお、鉛直2次微分フィルターは、岩体の平面形状を比較的良く抽出するフィルターとして、構造解析の前段によく用いられるものである（第5章参照）。

#### 4.1.2 地質概要および岩石磁気

八郎潟地域は、南方の秋田市から北方の能代市に至る南北性の含油堆積盆地の一部を占め、その西側に、申川等の油田を有している。八郎潟付近を東西に、即ち盆地延長方向に直角に、切った線に沿って



第8図 八郎瀉空中磁気図 (3,000 ft)  
鉛直2次微分図



第9図 八郎瀉空中磁気図 (1,500 ft)  
鉛直2次微分図

は、東方の山地と西方の男鹿半島西部とに、含油堆積層の基盤と考えてよい初期グリーンタフ時代（門前、台島、西黒沢層）の地層が露出する。本地域は、この両側の基盤隆起部の間の沈降部に相当するわけであるが、この付近では盆地は西方へ深くなっていき、その中心は八郎瀉西岸の西方洋上に位置すると推定されている。グリーンタフ層序の基盤は、一般に古生層と考えられているが、東方の大平山花崗岩体と西方の男鹿半島の花崗岩（赤道花崗岩）とを一連のものと考えて、基盤全体を花崗岩とする考え方もある。しかし、加納（1966）は、大平山の花崗岩体を詳細に調査した結果、その形状が「しづく型」

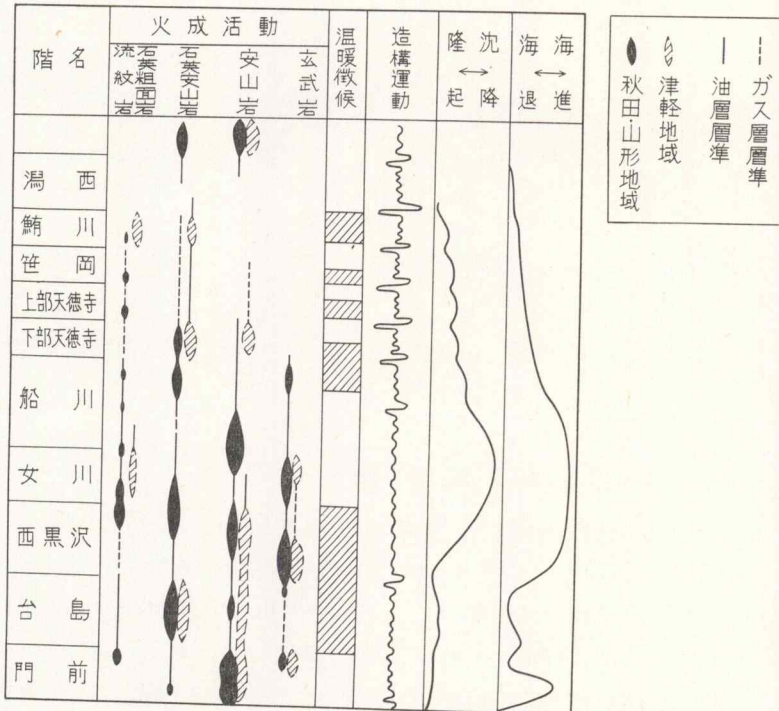


であること、言い換えれば、それは面的ではなく点的に分布するものであること、したがって先第三系の基盤全体を花崗岩と考えることができないことを示し、それから、この地域の油田褶曲構造を形成した天徳寺階前期の構造運動（出羽変動）は、先第三系基盤が花崗岩である地域では隆起運動として、逆に花崗岩ではない地域では沈降運動として、選択的に行なわれたと論じた。この考え方に従えば、現在の堆積盆地（出羽変動の沈降帯）の基盤として花崗岩は考えられないし、また逆に、花崗岩の分布する地域では盆地の良好な発達と考えられないことになる。

さて、先第三系基盤が花崗岩であるか、古生層であるかは、磁気基盤深度分布を見積るうえで、大きな問題となる。これは、花崗岩は、火山岩（安山岩や玄武岩）に比べて一般に帯磁率が弱いにもかかわらず、その岩体容積が大きいことから、しばしば、磁気異常の大勢を支配することがあるからである。また、これを、花崗岩体とせずに、グリーンタフの岩体とみなすと、基盤深度が大きく変り得ることは言うまでもない。

一方、岩石磁性測定資料は豊富であるとい難い。第1章の第2図で、○印で示したものが、男鹿半島周辺の岩石磁性資料である。岩石磁性の地質的特長は第1章で述べた。なお、問題の花崗岩の磁性は、秋田県下を始めとする裏日本グリーンタフ地域では一般に弱く、帯磁率で  $10^{-4} \sim 10^{-5}$  emu/cc 程度であるとされている（斎藤友三郎, 1971）。これは火山岩よりは1~2桁小さく、堆積岩よりは0~1桁大きい。

第10図、第11図に、秋田地方をはじめとする東北日本の油田地帯の層序と火成活動・造構造運動の概



第10図 津軽・秋田・山形地域の火成活動、造構造運動（池辺, 1962）

時代	階		青森県 津軽地方 (石油資源)	山形県(池辺1954)		新潟油田 (1955) 新潟県
	階名	記号		庄内地方	新庄地方	
第3紀新世	鮎川	VIII	鶴ヶ坂層	庄内層群	船形層群	魚沼層群
	世岡	VII	鳴沢層	常禪寺層	折渡層	灰爪層
	天徳寺	VI		丸山層	藁口層	西山層
			VIL	樞山層	大林層	
	中世	船川	V	舞戸層	小平層	椎谷層
					VU	
		VL	赤石層	古口層	寺泊層	
	女川	IV	大童子層	草薙層	草薙層	七谷層
	西黒沢	III	田ノ沢層	青沢層	大滝泥岩	津川層
台島	II	藤倉層	田川層群	金山層群	鹿瀬層	
門前	I	天狗森層	豊浦層群	及位層群	日出谷層	

第11図 東北日本の油田地域の層序対比 (池辺, 1962)

第四紀		沖積層	
		段丘堆積物・寒風山および目黒火山噴出物	
		海成層	
第3紀新世	後期	鮎川層 (→) (130m+)	
	初期	船本層 (780m)	
		北浦層 (400m)	
		船川層 (600~865m)	
	中期	女川層 (195~300m)	
		西黒沢層 (20~156m)	
	前期	台島層 (250m)	
		門前層 (900m)	真山流紋岩類
	初期	門前層 (900m)	潮瀬の岬砂礫岩
		門前層 (900m)	加茂火山岩類 (300m)
門前層 (900m)		潜岩火山岩類 (250m)	
赤島層 (200m)	入道崎火山岩		
赤島層 (200m)	赤島火山岩類		
先新第三紀基盤岩			

第12図 男鹿半島の地質層序表 (藤岡一男, 1959)

略を示す。また第12図に男鹿半島の地質層序表を示す。

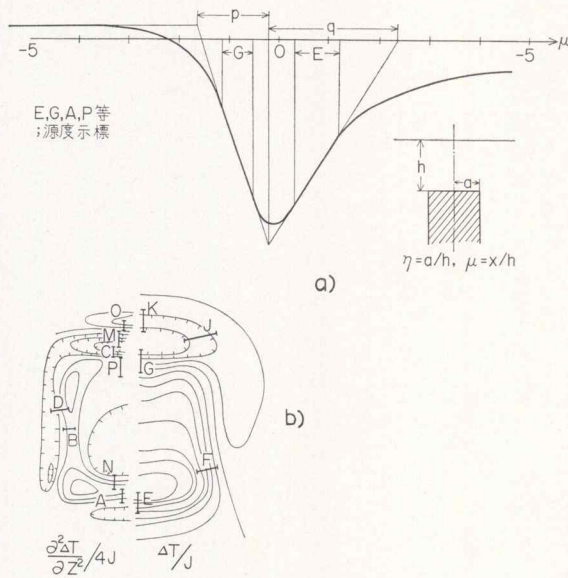
4.1.3 解析法および Straight Slope 法の深度示数 (インデックス)

3,000ft 及び 1,500ft の磁気図 (第6, 7図) について, Intra/Supra Basement 模型を用いて, 次あげる解析法で構造解析を行なった。

- i) 三次元角柱, 二次元断層模型を用いた Straight Slope 法 (第1表 a)-1)
- ii) 二次元傾斜岩脈を用いた Moo の方法 (第1表 a)-3)
- iii) 三次元角柱を用いた標準曲線による曲線照合法
- iv) 三次元角柱を用いた自動曲線照合法 (第1表 b-2)-2)

i) Straight Slope 法

これは VACQUIER *et al.* (1951) によって提案された三次元角柱による Intra/Supra Basement 模型の深度解析法である。第13図に示すように、磁気異常の側面の最急勾配部分を直線とみて、その長さを深度示数とする方法である。深度示数としては磁気異常 ( $\Delta T$ ) の他に鉛直2次微分 ( $\partial^2 \Delta T / \partial Z^2$ ) を使用する(第13図b)。Straight Slope は解析的に明確に定義されたものではないが、経験的に、實際上優れた結果をもたらすことが知られている。第13図b) からも明らかなように、磁気異常が干渉を受けている場合でも、比較的干渉の少ない slope を用いて深度を解析することができる。著者等は伏角  $52.5^\circ$  (本邦東北部の平均値) について、二次元岩脈、三次元角柱、二次元断層模型の磁気異常理論曲線及びその等高線図(三次元模型のみ)を各々350, 120, 120種計算し、その Straight Slope 示数を求めた。第3表に、三次元角柱の示数の一部を示す。実測された Straight Slope の長さ  $e, g$  等からこの示数  $E, G$  等を除す



第13図 Straight Slope 法の深度示数  
a) 断面  
b) 示標の位置

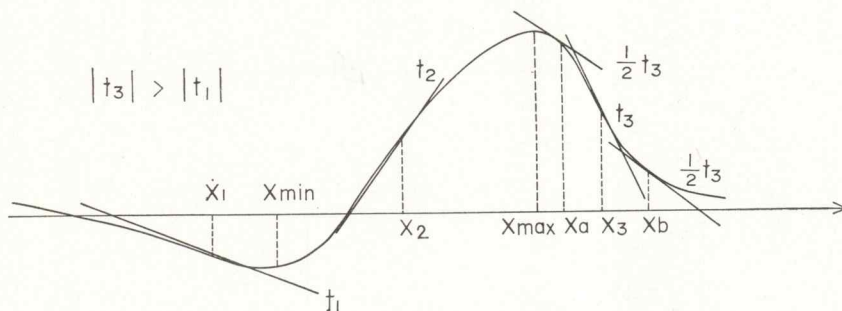
第3表 Straight Slope の深度示数  
(VACQUIER *et al.* に著者の数値を加えたもの)

$\frac{A}{H} \times \frac{B}{H}$	A	B	C	D	M	P	E	F	G
1 1	1.2		0.6				0.8	0.5	0.5
1 6	1.05		0.65		0.6		1.1		1.1
2 2	1.3	1.4	0.7	1.9		1.3	0.9	0.9	0.9
2 6	1.1						1.05	1.4	1.05
4 4	1.0	0.8	0.8	1.5			0.9	0.8	0.9
4 6	0.9	0.85				0.9	1.3	1.2	1.1
6 1		0.85					1.2	0.8	1.1
6 2	1.3	1.2	0.65				1.3	1.05	1.0
6 4	0.9						1.5	1.0	1.05
8 6	1.05	1.5					1.4	1.4	1.05
8 8	0.9	0.7	0.9	1.4			1.3	1.2	1.3

れば、岩体深度  $H_e, H_g$  等が得られる。

## ii) Moo の方法

これは二次元傾斜岩脈模型を用いた Intrabasement 模型の定量解析法である。用いる断面は、岩脈の走向に直角方向であり、その使用する特性点は第14図に示す。この方法では、使用する特性点は磁気異常の遠い側面まで及んでおり、独立異常の場合は、よい解析精度を得るが、干渉異常の場合は、特性点の受ける誤差が大きく、解析チャートからはみ出ることも多く、あまり使えない。本地域では寒風山の異常等の二、三の異常の解析にのみ用いた。



第14図 Moo の方法の深度示数 (INDEX)

指標:  $X_1, X_2, X_3, X_{min}, X_{max}, X_a, X_b, t_1, t_2, t_3$   
 ( $t_1, t_2, t_3$ : 各勾配の最大勾配を与える  $\tan$  値)

## iii) 標準曲線による曲線照合法

i) で示した三次元角柱模型の磁気理論曲線を用いて、実測断面との試行錯誤の方法による比較を行ない、岩体の深度、形状、磁化を求めた。この際、干渉異常を解析するために、複数の異常に対して複数 (3~6 個) の模型を設定して解析した (第19図)。

## iv) 自動曲線照合法

著者等の開発した、三次元角柱による自動照合法を用いて、一部の異常を解析した。この方法の詳細は第II部で論ずる。

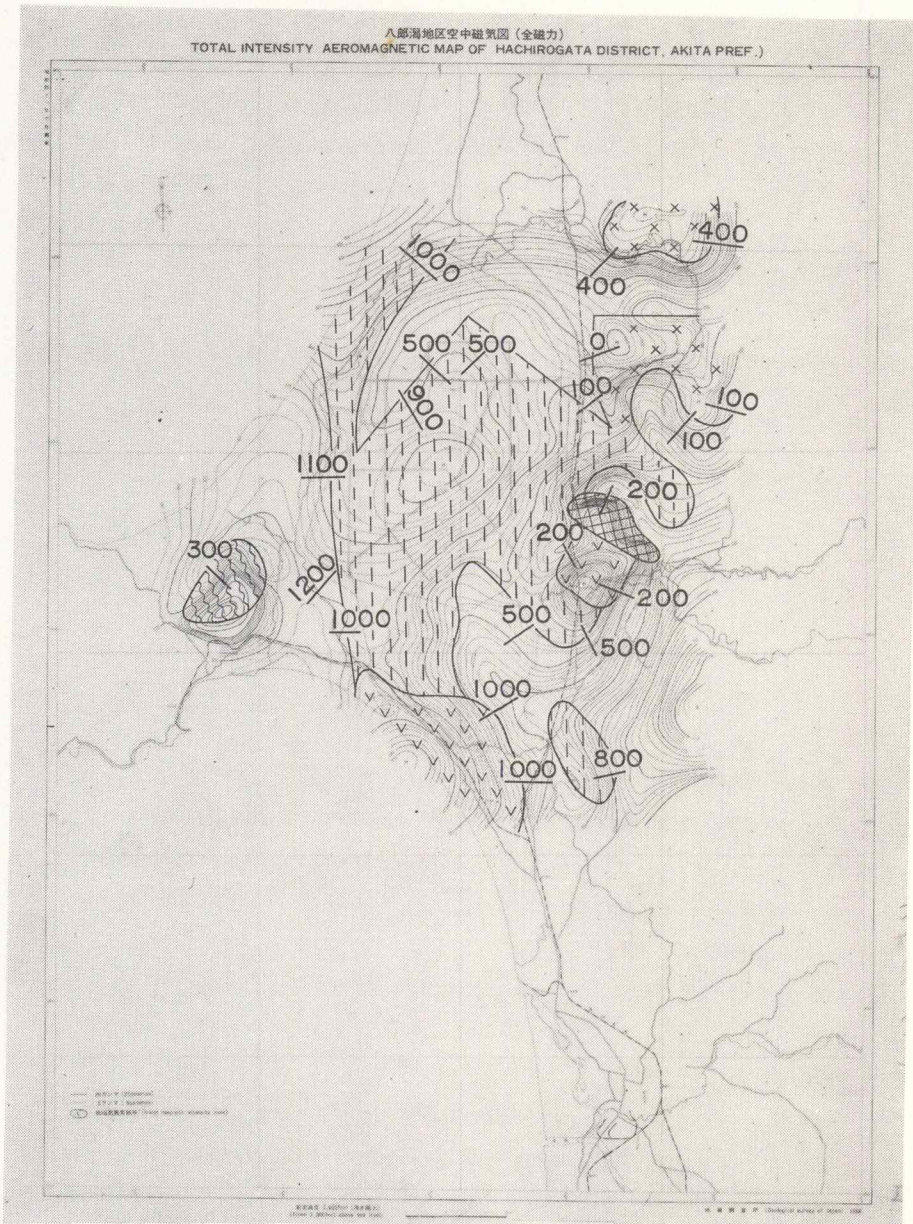
### 4.1.4 解析結果と地質との対比

第15図は上に述べた方法で求めた磁気構造の頂部深度と計算された磁化率によって分類して示す。磁化率は解析された模型と実測値の異常の振幅の比から求めたものである。Straight Slope 法の場合は、岩体の平面形状は鉛直2次微分図 (第8, 9図) を参考として仮定した。

解析図より推定される地域地質を論ずることは本論の目的ではないから省略して、次にこの中から二つの断面をとりあげて、解析結果の吟味を行なってみる。

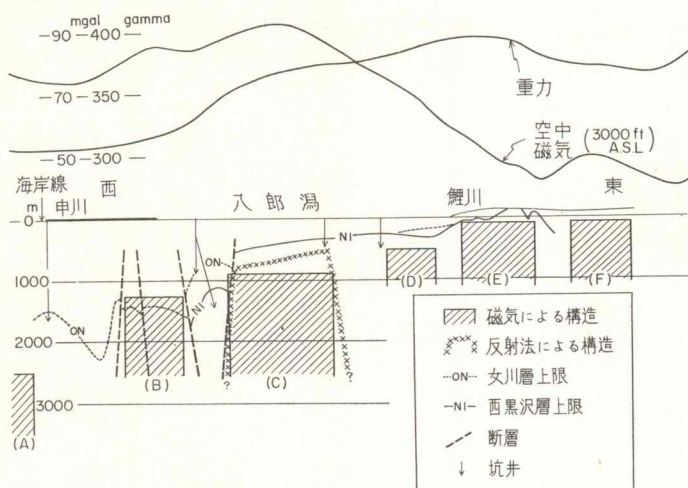
#### I) 八郎瀨中央部東西断面

第16図は八郎瀨中央部を東西に切った線での、空中磁気異常、重力異常、磁気構造、地震反射法による構造、及び坑井による地質の各断面図である。磁気構造は磁気構造図 (第15図) の断面を示す。反射法の測線は八郎瀨域に限られているが、その構造のうちb) horizon (西黒沢層上部) と報告されている (石油開発公団, 1969) 部分のみを示す。地質断面は、坑井から推定される女川層上限及び西黒沢層上



<u>1100</u>	解析位置及び深度 (海水面下:m)	(v v)	$K = 1 \sim 5 \times 10^{-3} \text{ emu/cc}$
(wavy line)	第四紀火山岩 (寒風山)	(x x)	$K = 5 \sim 8 \times 10^{-4}$
(grid pattern)	森山安山岩	(   )	$K = 1 \sim 5 \times 10^{-4}$

第15図 八郎潟空中磁気図深度及び磁化率解析図



第16図 入郎瀧東西（鯉川～申川）断面図  
 (反射法, 重力, 磁気, 地質 (坑井) 比較図)

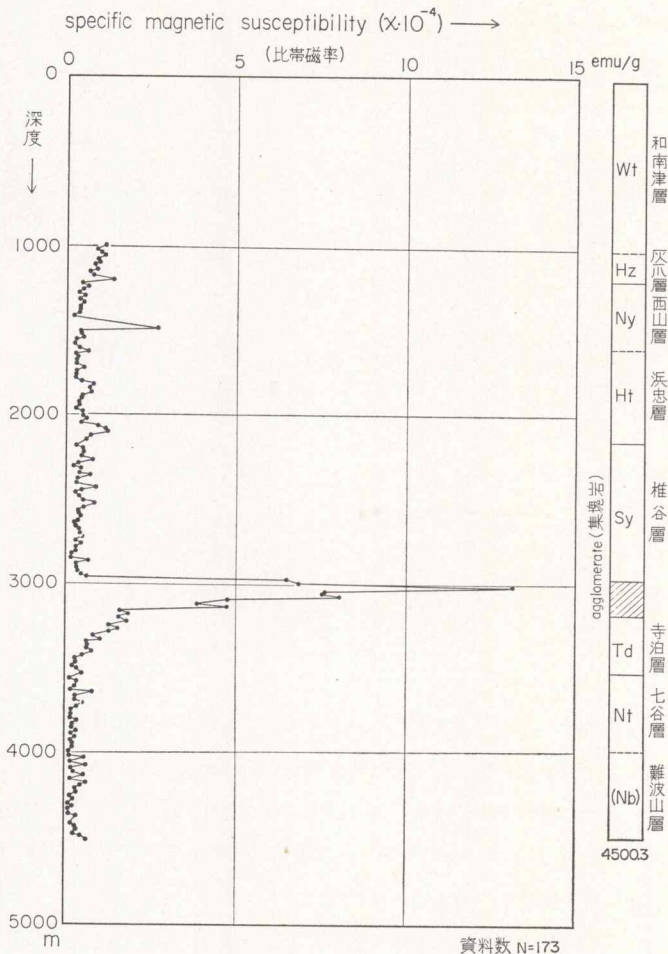
限のみを示す。

#### 一) 重力-磁気, 重力-地質の対比

重力異常及び磁気異常の断面は著しく異なるかにみえる。重力によると、基盤は東から西へ深くなる傾向にあり、地質断面と比較すると西黒沢上限の深度変化の傾向と一致する。重力基盤を初期グリーンタフ層序と考えれば、両者の傾向は一致する。一方磁気異常は西に高く東に低い、重力とは逆の分布を示すが、Intra/Supra Basement 模型により解析された磁気構造 A) ~ F) の上限を結ぶ面(磁気基盤面)を連ねると、B)を除いて、重力から推定される構造とよく一致する。後に述べるように、磁気基盤面は西黒沢層上限あるいは中位ないし台島層上限に対応すると考えられるから、この対応は合理的である。これは、構造解析に用いた Intra/Supra Basement 模型の妥当性を証明するものと考えてよい。もし、いま仮りに、二層構造模型を用いてこの磁気異常を解析したとすれば、磁気基盤はB), C)で浅く、D), E), F)で深いという、重力・地質いずれともはなはだしく矛盾する構造が解析される。第2章で論じたように、二層構造模型における、基盤の一律磁化という仮定があまり現実的ではないという考え方の妥当性を証明する一つの例といえる。

#### 二) 磁気基盤と地質の対比

地質と対比すると磁気基盤は西黒沢層上限よりやや下部、台島層上限よりは上部に、即ち西黒沢層の中位に位置する。当初(1967)磁気基盤を西黒沢層上限とみなしていたから、常に深目に解析される磁気基盤は解釈に苦しむものであった。しかしその後、この断面位置よりやや北方の新たな坑井(鶴川SK-1)で、次の事が判明した。即ち、この坑井付近では磁気基盤は550mと解析されているが、坑井では300mで西黒沢層に入り、それが1,100mまでつづいて台島層に入っている。ここでも、磁気基盤は深目に解析されているわけだが、しかし、西黒沢層は約600mで、砂質凝灰岩から玄武岩質の凝灰集塊岩に岩相が変化し、それは西黒沢層基底(1,100m)までつづく。この岩相変化は電検記録でも明らか

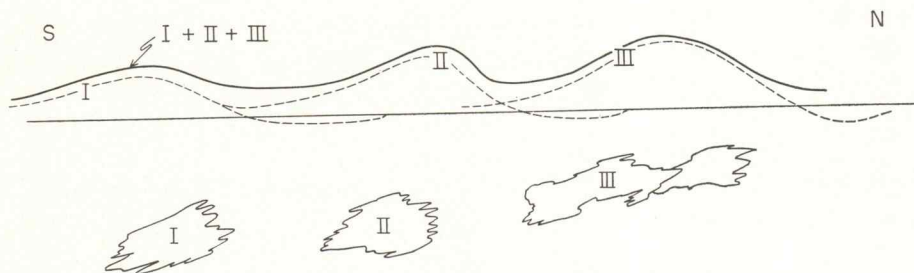


第17図 基礎試錐「真人（新潟県）」のCuttingの磁性（斎藤友三郎氏より）

であるし、また岩石磁性からは、砂質凝灰岩に較べて玄武岩質凝灰集塊岩が1桁以上高い磁化をもつことがいえるから、一つの境界面をここに考えることができる。この坑井での岩石磁性測定は行なわれていないが、同じように堆積層中に集塊岩の挟まれている新潟県真人の坑井の岩石磁性測定の結果では、以上の事を傍証することができる（第17図）。

石油資源探査のための坑井では、ほとんどの場合、石油胚胎の可能性のない西黒沢層へ入ると掘止めとなっており、西黒沢層内部のこのような岩相変化を確認することができないから、この境界面がこの地域全体の磁気基盤を形成しているかどうかは明らかでない。一方地表地質からは西黒沢層が含む凝灰質集塊岩の量率は東から西に向けて減少することが知られており、特に八郎潟より西側では、大部分砂質凝灰岩となっている。このような地域では、磁気基盤としてはむしろ火山岩（安山岩・玄武岩）量率の高い台島層を対応させる方がよいであろう。

このように、磁気基盤深度分布が正確に解ったとしても、その対応する地質層序を正確に判断するこ



第18図 離散的・レンズ状火成岩体集合による正磁気異常系列の形成

とはかなり困難なことであることが判る。

さて、磁気構造Bは、地質断面からは船川層（あるいは女川層）中に上限をもつが、この深度付近の地層は火成岩を含んでないことが坑井資料から知られており対応する岩体を見出し得ない。また重力から推定される構造とも矛盾している。この磁気異常は、能代市付近から南方に伸びる振幅 $10^{\circ}$ 程度の弱い正異常系列の南端に当たり、干渉による擬異常とは考えられない。このような南北性の弱異常系列は、八郎潟から能代の油合にかけての海域や、秋田市の八橋油田、能代～大館間等に多数確認されている。これらはいずれも、西黒沢層よりはかなり浅い堆積層内の構造と解析されている。また陸域では、この系列は油田褶曲（NS性）の背斜軸にほぼ対応することも解っている。この型の異常の地質的解釈は現在のところさほど明確ではないが、一つの考え方として、いくつかの坑井で報告されている堆積層中（特に女川～船川層）の貫入火成岩体（石英粗面岩、玄武岩、安山岩等）が、レンズ状（即ち、厚みがない）に、NS方向に離散的に分布することより生ずる異常系列である、とすることも可能である。この時代（グリーンタフ中期）の火成岩体は、NS方向の油田褶曲方向の断裂系に沿って離散的に貫入する性質があると考えてよいから、それがあまりお互いに離れていない限り、その磁気異常は、干渉の結果、みかけ上切れ目のない正異常系列としてあらわれることは可能である。第18図はこれを概念的に示す。もしそうであれば異常の直下に必ずしも火成岩体を見出し得なくとも、その南方あるいは北方で発見できればよい。事実この断面の南方2kmの地点の坑井（福米沢SK-1）で1,800mで石英粗面岩のシートが確認されている。この深度は解析深度（1,200m）に較べてかなり深い。レンズ状の岩体は、これをSuprabasement模型で解析すべきであり、Intrabasement模型で解析した先の深度は、この模型で解析すれば10～30%深くなるから、その一致は必ずしも悪くはない。

この型の異常は、油田褶曲の背斜軸によく対応することは先きに述べたが、これを精度よく解析できれば、基盤形態を明らかにすることによって、いわば「間接的」に石油鉱床探査に役立ってきたこれまでの空中磁気探査は、ここでより「直接的」な石油鉱床の探査の役割をみだすことになる。そのためには、このような振幅の小さい異常を精度よく検出し得る高感度の空中磁力計の使用と、また、この異常の磁気構造の模式化を含めた解析法の整備が将来の問題となるであろう。

## II) 八郎潟南東部南北断面 (A-B)

第19図は、第15図のA-Bに沿った解析構造断面である。この構造解析は標準曲線による磁気断面の曲線照合法によって行なった。即ち磁気異常断面(A-B)を第20図に示されている4個のIntrabasement模型AN.3, AN.4, AN.5, AN.6による干渉合成異常とみなして、実測値(実線)と合成値(点線)が

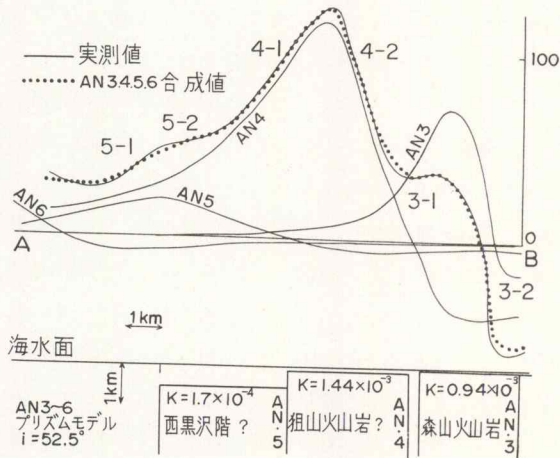


最も良く一致するような模型の深度，形状，磁化率を決定した。

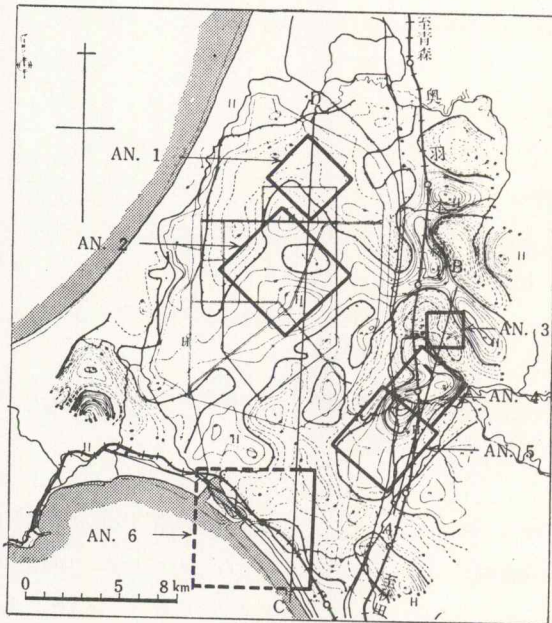
この解析に先立って，岩体の走向と幅は，鉛直2次微分図（第8，9図）によって，また深度はStraight Slope 法を用いて，それぞれ曲線照合法の試行錯誤の出発値を得た。

この断面に沿った付近では，現在多くの坑井があり，それからこれらの磁気構造に対応すると考えられる火成岩類を確認し対比することができる。AN. 3, 4, 5, 6 についての対比の結果を第4表に示す。

曲線照合法による解析深度（第4表-CM）を坑井資料と比較してみると，いずれも誤差5%以内で，良好といえる。また解析された磁化率も，貫入火山岩（AN. 3, 4, 6）では  $1 \times 10^{-3}$  CGS/emu 程度，凝灰岩（AN. 5）では  $1 \times 10^{-4}$  CGS/emu 程度と，岩石磁性測定結果（第2図）とも良い一致をみている。



第19図 八郎湯空中磁気図南北断面 (A—B)



第20図 八郎湯空中磁気図構造模型配置図

第4表 八郎瀉空中磁気図, 解析岩体深度と坑井による地質との対比

異常番号	AN. 3		AN. 4		AN. 5		AN. 6	
	CM	SS	CM	SS	CM	SS	CM	SS
解析火成岩深度(m)	0 1,000	-100 900	100 1,100	-300 700	500 1,500	400 1,400	1,000 2,000	950 1,950
解析磁化率 emu/cc	$0.94 \times 10^{-3}$		$1.44 \times 10^{-3}$		$1.7 \times 10^{-4}$		$1.35 \times 10^{-3}$	
坑井による火成岩深度(m)	-50 950		150 1,150		500 1,500		1,000 2,000	
坑井による火山岩名	森山安山岩		森山安山岩		西黒沢凝灰岩		廻山安山岩	
解析深度誤差(測線下)(%)	5	5	5	35	0	7	0	2.5

CM : 曲線照合法による深度解析  
 SS : Straight Slope 法による解析

こうした解析結果と地質の良好な対応は、Intrabasement 模型の模型としての適切さと、干渉異常に対する曲線照合法の解析法としての適切さを示している、と考えてよい。

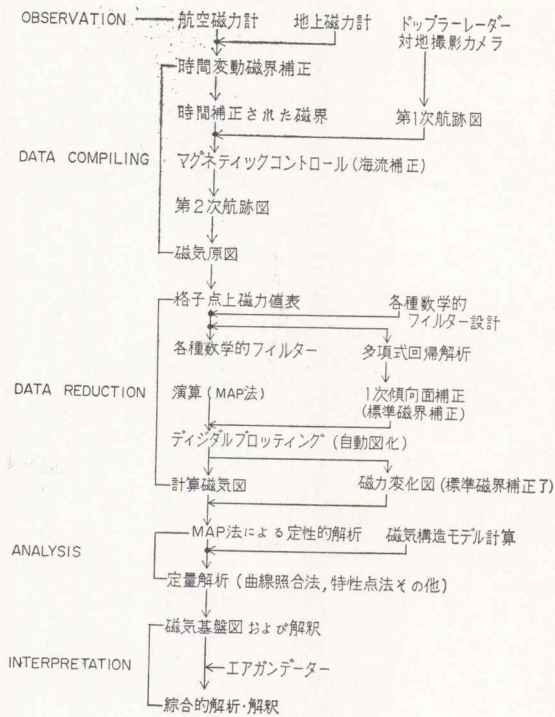
一方、Straight Slope 法による解析深度(第4表-SS)はAN. 3, 5, 6では曲線照合法によるものほとんど差異がなく良好であるが、AN. 4では後者の結果とも、また坑井資料とも著しく異なり浅目に解析されている。この理由は、AN. 3, 5, 6では、この断面で、干渉の比較的少ないslope (3-2, 5-1, 5-2)が保存されているのに対し、AN. 4では前後のAN. 3, 5には含まれていて、干渉の少ないslopeが何処にも保存されていないからである。干渉を受けた異常に対する、Straight Slope 法は、一般に浅目に岩体深度を解析する。これはStraight Slope 法に限らず、特性点法全般に通ずる欠点となっている。この場合、AN. 4を特性点法で解析するためには、slopeから何らかの方法で、干渉部分(AN. 3, 5)を除去して解析する必要があることは明らかである。この問題は、第5章で再び論じ、その後Ⅲ部で詳しく論ずる。

以上より、曲線照合法は干渉異常の解析には非常に優れた方法であることが明らかであるが、標準曲線による方法は、解析に多大の時間と労力と経験とが必要であることが欠点となっている。また電子計算機による自動解析の方法では、干渉異常の発生母岩として同時に設定する模型の数が多くなると、求めるべき未知数が飛躍的に増加し、最小二乗法を解く収束演算の収束性が悪くなり、計算時間が長くなり、経費の面で現実的ではなくなることが推定される。しかも、収束結果(解析結果)の信頼性が乏しい。即ち、標準偏差の真の最小値ではなく、より浅い偏差の谷間に解がトラップされてしまう可能性がある。

こうした事情もあって、干渉異常に対する特性点法の適切な適用という問題は、将来に残された重要な問題の一つであるといえる。

#### 4.2 能代沖空中磁気図解析・解釈上の問題点

本節では、地質的資料の全く乏しく、また将来も地質的調査手段の限定されている海域における空中磁気探査をはじめとする物理探査のあり方について、空中磁気、地震反射法(エアガン)及び重力(一



第21図 空中磁気探査データ処理方式  
(海域、トッパーレーダー航  
法)一能代沖海域の場合一

部地域) 資料のある秋田県能代沖海域を例として考察する。特に物理探査で解析された個々の構造の対応する地質的層序を推定する方法一即ち、構造の時代を弁別する方法一の一つの試みとして、空中磁気図に表われている構造系列の方向性を手がかりとする時代弁別の手法について、考察を行なう。

#### 4.2.1 調査概要およびデータ処理方式

調査は、1968年地質調査所によって実施された。調査地域は、秋田県の男鹿半島北部より能代沖海域を経て、秋田・青森県境の岩館の西方沖合に至る海域及びその周辺陸域約  $55 \times 55 \text{ km}^2$  の範囲である。測線は、飛行高度1,500ft、主測線は東西方向に  $1 \text{ N.M.}$  (約 1.85 km)、交叉測線は南北方向に  $3 \text{ N.M.}$  (約 5.6 km) である。使用した航空磁力計、地上磁力計は第2表に示す。なお海域の空中磁気探査の装置システム、位置決定法、変動磁界補正法、磁気図の精度等については著者等の論文(小川克郎, 1970; 小川克郎他, 1971)に詳しく論じられている。

第21図は本調査で行なったデータ処理の流れを示すダイアグラムである。なお、データ処理の方法、全域の解析結果とその地質的解釈については著者等の報告(陶山・小川他, 1969)で論じられている。本論ではこれを論ずることはしないが、その中から空中磁気図の構造系列の方向性の問題と、エアガン-空中磁気総合探査システムにおける解析・解釈上の二、三の問題点を抽出してこれを考察する。

第22図は、能代沖空中磁気図(磁力変化図-Isogam Map)を、第23図は、第22図(測定高度1,500ft)の14,600ftへのUpward Continuation 磁気図である。(第22図, 第23図巻末袋入り)

磁力変化図は、測定磁気図(磁気原図-第7図)から、地球深部に由因する成分(基準磁界)を除去

したものである。これは、この成分を調査域全体について1次の傾向面で近似できるとして、1次平面多項回帰解析を行ない、その残差をとったものである。即ち、

$$\text{多項式回帰式 } F(x, y) = \sum_{p=0}^1 \sum_{q=0}^{1-p} A_{pq} x^p y^q$$

$$\text{残 差 } P(x, y) = T(x, y) - F(x, y)$$

$A_{pq}$ ; 回帰の係数

$T(x, y)$ ; 入力 (磁気原因の読み取り値)

この1次傾向面であらわされる磁界は厳密には基準磁界ではないが、調査域に較べて充分長い波長成分を除去する意味では等価と考えてよい。実際上、能代の例では、日本列島のデータから調和解析で求めた基準磁界とほとんど差がないことが知られた。

Upward Continuation 磁気図は、磁気図から、深部ないし大規模構造を選択的に抽出することができる。堆積盆地の場合、磁気異常の多い地帯と少ない地帯とが近接する場合、Upward Continuation の方法によって、それが基盤深度差によるものか、基盤の鉱物組成の相違によるものかを弁別することができる。またこの方法は相隣る相異なる高度で測定された磁界分布を一定の高度分布図として編集するのにも役立つ。ここでは、この海域の磁気異常からそれを支配する大構造のみを選択的に抽出する目的で計算された。計算は convolution 積分を用いて行なった。即ち、

$$\Delta T(x, y, 14,500 \text{ ft}) = \sum_{\alpha=-N}^N \sum_{\beta=-N}^N W(\alpha, \beta) \cdot \Delta T(x-\alpha, y-\beta, 1,500 \text{ ft})$$

入力格子間隔  $\Delta l = 1 \text{ km}$

Upward Continuation 幅  $\Delta h = 4 \text{ km}$

$\Delta T(x, y, 1,500 \text{ ft})$ ; 入力磁気値 (磁気変化図)

$\Delta T(x, y, 14,500 \text{ ft})$ ; 出力磁気値 (U.C 図)

$W(\alpha, \beta)$ ; デジタルフィルター (第Ⅲ部参照)

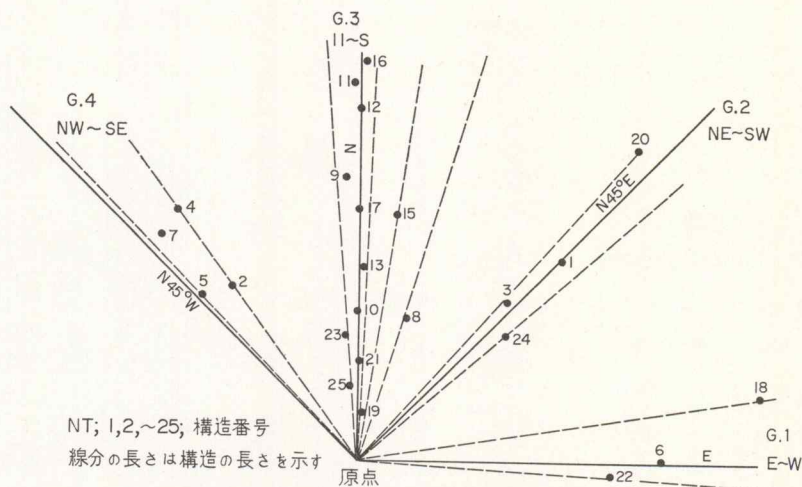
$N$ ; フィルターの長さ (= 6)

#### 4.2.2 空中磁気図の構造系列の方向性と地質との対比

磁気構造が正しく解析されたとして、次にその構造が実際の地質層序とどう対応するかを明らかにする必要がある。これはその構造の形成された時代を弁別することに他ならない。これはある意味では物理探査の能力の限界を超える問題とも言えるが、地質的手段の決定的に限定されている海域の物理探査に課せられた、新たな問題であると著者は考えている (小川, 1969)。

この問題の解明の一つの試みとして、本節では、磁気図にあらわれている磁気構造 (背斜, 向斜, 断層, 貫入火成岩等) 系列の方向特性を調べてみる。磁気図には、ある特定の方向に伸びる構造の系列がよくあらわれるが、多くの場合、この方向は火成岩の貫入を導いた断裂系の方向と一致する。一方、各地質時代は、各々、断裂系の個々の方向特性を有しているから、磁気図の系列の方向と、陸域の既知の時代の系列方向とを比較照合することによって、前者の系列の時代性が判別されることが期待される。

第24図は、能代沖空中磁気図 (第22図) からよみとれる磁気構造の系列方向とその長さを示したものである。系列方向と長さとは磁気図の構造解析の結果得られた岩体の走向 (strike) 方向とその長さである。なお構造解析の段階で、走向方向が明らかでないものは除去されている。



第24図 能代沖空中磁気図の構造系列の方向性

第24図によると、系列の方向は明確に次の4つのグループに分類される。

第1グループ；E—W

第2グループ；NE—SW

第3グループ；N—S

第4グループ；NW—SE

これを地質的系列と対比してみると（大森晶衛，1954；池辺穰，1962；田口一雄，1961；北村信，1963；藤岡一男，1963），次のようになる。

i) 第1グループ（E—W性）

**磁気図**；これは入道崎北方の沖合（5/A～5/D）に発達する長い波長の振幅の大きい正異常のもつ方向性である。この異常は二つの異常からなっており、この海域の磁気構造に支配的な役割を果たしている。これは Upward Continuation 図（第23図）により明瞭に表現されている。この系列は更に東方へ振幅を減じながら伸びている（5/E～5/G）。この正異常と組をなす負異常は能代市の西方から東方へ（4/E～4/G）、やはり E—W 方向に伸びている。この異常は、次節でも詳しく述べるように、エアガンによっては全く測定されていないものであり、その解析深度の深さ（4,000 m）を考慮すると、エアガン基盤（台島層上限）よりも内部の、つまり基盤内構造であると推定される。解析された磁化率（ $2.7 \times 10^{-4}$  CGS/emu）から推定して、現在のところ、基盤内花崗岩類であろうとしている。

**地質**；地質学で一般に認められているこの方向の構造系列は存在しない。少なくとも陸域の地表地質でこの方向性は報告されていない。しかし、井上武（1960）は秋田油田地域の構造運動を論じたなかで EW 性の運動を取りあげて、これを潜在基盤運動方向と規定している。

**対比**；基盤内に E—W 性の構造系列があるとする磁気図（及びエアガン）からの結論は、井上の E—W 性の潜在基盤運動方向を認める考え方と、良く一致する。第1章でも述べたように、磁気探査は、重力探査や地震探査では解明し得ない基盤内構造をも検出し得る利点をもつ、ということが、この例は証明している、といえよう。

ii) 第2グループ (NE—SW 性)

**磁気図**；これは数は少ないが、男鹿半島の西側 (6/B, C, 7/B, C) 及び岩館の西方海域 (2/B, C, 3/B) とに極めて顕著にあらわれている、鋭い方向性をもつ系列である。後者は海底面に噴出していると考えられる浅い火成岩の集合からなると磁気図からは解析される。前者は、海底面よりはやや深いところに存在する、貫入火成岩類とやはり解析される。

**地質**；この方向は秋田県北部の鉱床地帯に発達する鉱脈型鉱床の走向方向に一致する。この鉱床の形成の時代は西黒沢階後半～船川階である。この方向の出現する地域はこの時期の堆積盆の周縁部である。

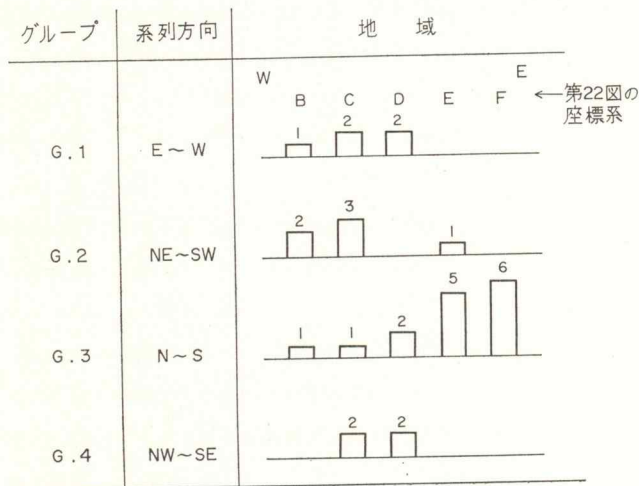
**自然地震**；男鹿沖地震の震源分布を詳細に調べた結果、前述の二つの系列が分布する付近で、震源分布が NE—SW の方向線上に並ぶこと、またそれがこの方向を走向として 45° ES の方向へ傾斜した面に集中していること、が報告されている (乗富一雄・佐伯裕治, 1971)。

**対比**；これが著しい方向性をもった浅所貫入岩であること、中新世の断層系列の方向に一致すること、及び現世の震央分布の配列方向に一致することを考え併せると、この系列を中新世の断裂系の方向であるかあるいは現世の新しい構造運動の方向であると考えられる。この系列に対して、海底露頭の採取とその年代測定、磁性測定等を将来実施することによって、以上のいずれの方向が真に対応する方向であるかを明らかにすることができよう。

iii) 第3グループ (N—S 性)

**磁気図**；これは、この地域では最も出現頻度の高い方向性である。この系列はほぼ全域に分布するが、出現頻度は東方から西方へ順に少なくなっている (第25図)。また異常の振幅もこの順に逓減している。4章1.4で述べた八郎瀉周辺の正の弱異常系列群はすべてこの方向性をもつ。そしてこれらは、磁気図の解析の結果、いずれも基盤 (西黒沢層以深) より浅い構造であることが判っている。

**地質**；この方向は、女川階以後の油田褶曲構造の方向であることは前にも述べた (4章1.4)。



第25図 能代沖空中磁気図の構造系列のグループ別出現頻度の東西方向の地域依存性



第26図 東北日本基盤構造線図  
(北村信, 1963)

対比；この磁気系列の特長は、その正異常が、陸域において、既知の背斜軸とよく対応することである。即ち、八郎瀧西岸付近の申川背斜や能代市から十和田南にかけて行なった測定結果においても、夏井背斜、七座背斜、二井田背斜（以上平山次郎他，1961による）等の背斜軸とよく対応している。この対応する磁気構造についてはすでに詳しく論じた（4章1.4）から、ここでは論じることはしないが、結論的に言えば、これは女川階以後の貫入火成岩類であるとしてよい。

iv) 第4グループ (NW—SE 性)

磁気図；これは調査域の北西部で卓越する系列である (2/C,D, 3/C,D)。磁気図より、これは、浅い貫入火成岩あるいはNE 落ちの断層群と解析される。いずれも比較的長い延長性をもつ。

地質；この方向は、先第三系から現在に至るまで、この地域のみならず、東北日本グリーンタフ地域全域を支配する最も基本的な構造線（基盤構造線）の方向である。八郎瀧～一の関構造線、本荘～仙台構造線をはじめとする東北日本の一級の構造線の多くはこの方向である（第26図—北村信，1963）。

対比；この系列が基盤構造線に対応するものであるとすれば、この運動は先第三系からずっと続いているものであるから、その時代性を明らかにすることは困難であるといえる。しかしエアガンによる構造を組み合わせ考察すれば、この構造系列と他の方向の構造系列とのお互いの運動の関係をみい出すことによって、それは必ずしも不可能ではない。しかし現在のところ、この手法による時代の弁別は行っていない。今後、更に詳しい地震反射法のデータを得ることによって、これは可能となるであろう。なお、第27図から、この地域の磁気図でこの方向性のあらわれている地域が、丁度八郎瀧～一の関構造線のNW 方向の延長線上に位置することが明らかである。両者の関係については現在のところ明らかではない。しかし北村が論じたように、この構造線は、そのNE 側ですぐ接近して基盤岩の分布があり、同時にすぐSW 側に接して笹岡階までひきつづいて堆積を行なった堆積盆地があるとすれば、この地域では、磁気図から判断する限り、それは全く逆の関係—即ちNE側に堆積盆地が発達し、SW 側に基

盤が分布する一となっている。後述するように（4章2.3），実はエアガンによる構造は，それを磁気図の構造系列と併せて解釈した場合，北村の論じた基盤の地塊運動とは全く逆の運動をこの海域では行なったことが明らかとなる。

以上，述べてきたこの海域での構造系列の時代性をまとめて第27図に示す。

グループ	系列方向	先第三系	古第三系	門前～西黒沢階	女川階	船川階	～	現世
1	E-W	—?	—?					
2	NE～SW				—	—	—	—?
3	N-S				—	—	—	—
4	NW-SE	—?		—	—	—	—	—

第27図 能代沖空中磁気図の構造系列の方向性と，その構造運動の活動期

#### 4.2.3 エアガン-空中磁気総合探査システムにおける構造解析・解釈法

空中磁気探査実施の翌年（1969）に，この同じ海域に対して，石油開発公団がエアガン法による地震反射法を実施した（実施は石油資源開発K. K.が担当）. その結果は石油開発公団によって，1970年に報告された（石油開発公団，1970.3）. 測線位置は空中磁気図（第22図）上に示されている。

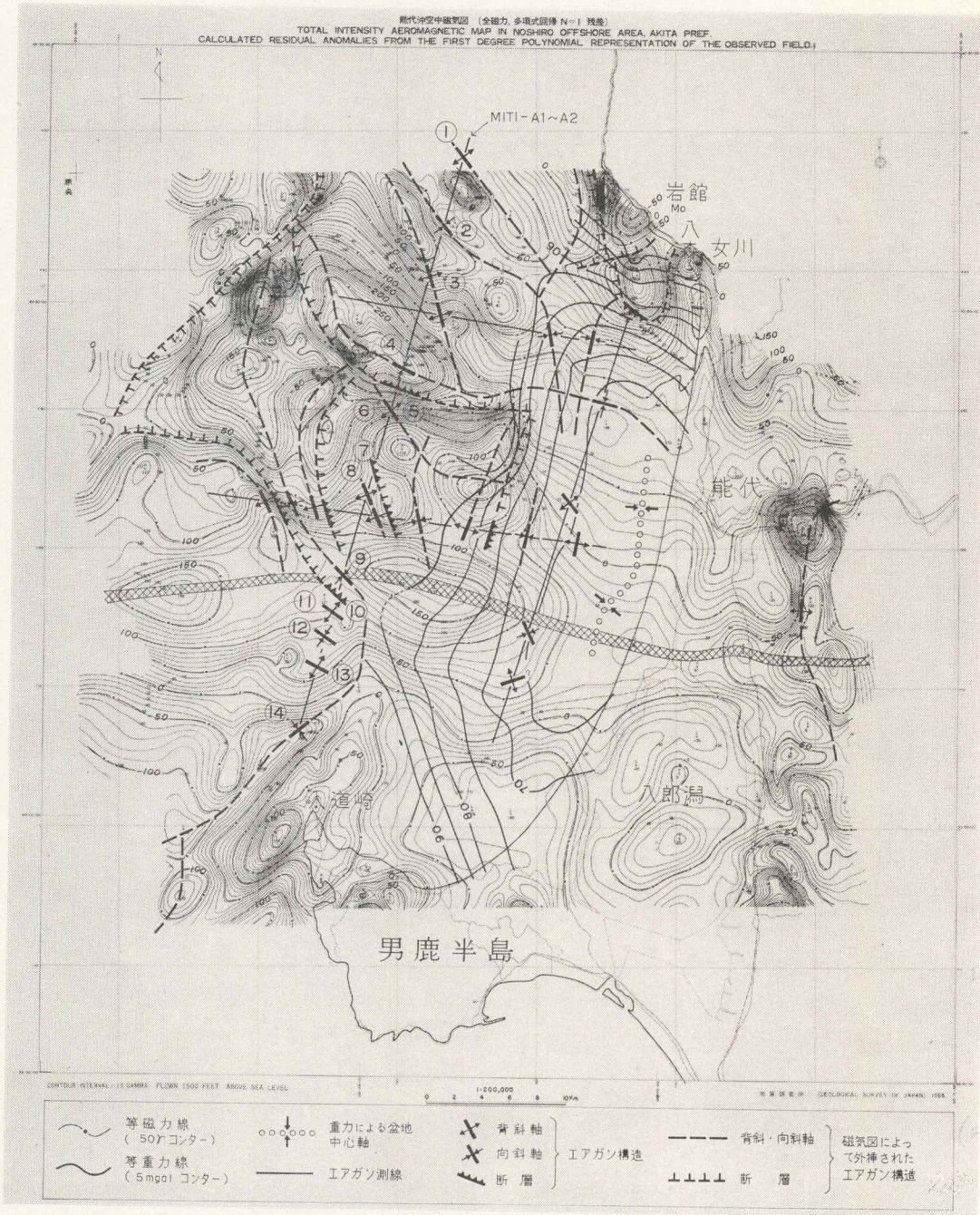
本節では，エアガン-空中磁気を併せて解析した構造と，各々を別個に解析した構造を比較してみる。そして，前者の方法による構造解析の利点と，その利点を十分に活用する方法について検討する。

エアガン記録と磁気図とを詳細に対比してみた結果，前者にあらわれている構造（エアガン構造と呼ぶ）はほぼすべて後者にもあらわれていること，及び，後者の構造は必ずしも前者にあらわれてきていないこと，が判った。この結果，測線間隔の粗いエアガン構造は，そのより密な磁気構造によって内・外挿され得ることが仮定される。第28図はエアガン測線上で，エアガン構造（断層，背斜，向斜，貫入岩体等）が，対応する磁気構造（断層，背斜，向斜，貫入岩体等）をもつ時，その点をコントロールポイントとして，磁気異常分布から，エアガン測線外へエアガン構造を外挿するという手法を用いて作成した，エアガン-空中磁気構造図である。また第29図は石油開発公団で解析したエアガンによる構造図である。また第30図は，エアガン記録の入手前に磁気図のみから解析した磁気基盤図である。第31図は第28，30図より総合的に検討して得られた磁気構造図である。この四つの構造図はお互いにかなり違った結果を示している。

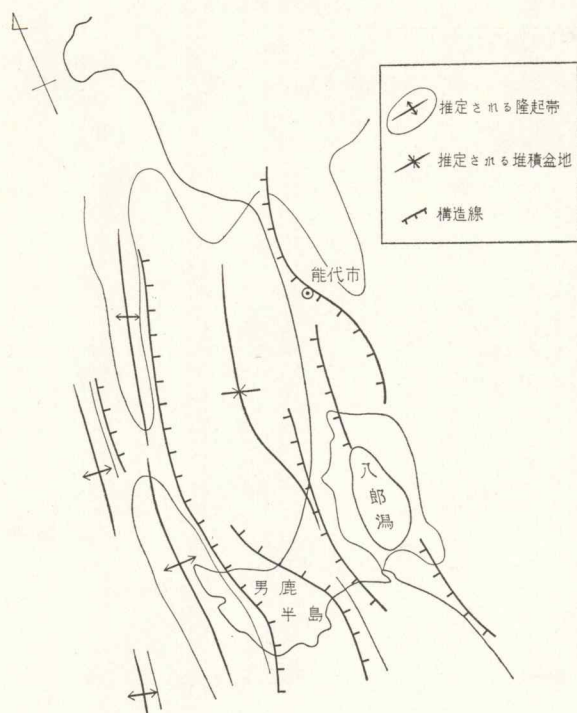
エアガン構造図はエアガン-磁気構造図に較べて構造が著しく単純である。これは前者において，粗い測線間隔で構造の相関をとる時，油田褶曲方向であるNS性の構造の方向性のみを仮定して行なったためである。後者から判断して，エアガン構造は一部のものを除いて，あまり延長性がなく地域的なものであり，上のような相関をとることが困難であるにもかかわらず，それを行なったわけである。

さて，エアガン構造と磁気構造との対応を更に詳しく確かめるために，エアガン測線に沿って，両者の構造解析結果を比較してみる。第32図はエアガン測線 MITI-A1～MITI-A2に沿った，磁気断面，





第28図 能代沖海域エアガン-空中磁気構造図



第29図 能代沖地域のエアガンによる構造図  
(石油開発公団資料による)

磁気構造、及びエアガン構造を示す。磁気断面は磁力変化図(第22図)の断面であり、磁気構造は磁力変化図から、鉛直2次微分図(省略)、Upward Continuation 図(第23図)を参考として、Intrabasement 模型によって解析したものである。解析法は八郎潟磁気図に用いた方法と同じである(4章1.3)。エアガン構造は、報告書の a horizon (台島層上限)のみを示す。また磁気断面に沿って記入された構造記号は、エアガン-磁気構造図(第29図)に記されたエアガンの構造とその番号が対応している。第5表は第32図の断面におけるエアガン及び磁気構造の詳細を、第29図からよみとれる構造系列の方向性を併せて、示したものである。

第28, 31, 32図及び第5表から次の事が明らかである。

一) ①~⑭のエアガン構造はすべて対応する磁気構造をもっている。但し、前者における一対の背斜・向斜は後者では一個の貫入火成岩体として解析されている。そして一部を除いて、貫入岩体の頂部深度は背斜の深度にほぼ対応している((A), (C), (D), (E))。エアガンのこれらの背斜・向斜の深度面を、報告書で述べられているように台島層上限と考えれば、磁気構造(ここでは貫入火成岩と解析してある)は、台島層の中での特に磁性の強い部分に対応すると考えることもできるし(Intrabasement 型構造)、また比較的横方向に磁化の強くて一様な台島層の構造に対応すると考えることもできる(Suprabasement 型構造)。ただ、エアガンの背斜・向斜が磁気構造と対応することは、後者の構造の方がより適切であることを意味しているとも解釈できる。

第5表 能代沖南北断面におけるエアガン-空中磁気構造対比表

構造番号 (第28, 32図)	構造系列(第27図)		エアガン構造		磁気構造			時代区分(推定) (第27図)
	方向	グループ	構造	深度(m)	構造	深度(m)	番号 (第32図)	
①	NW—SE	4	背斜	300	貫入岩	300	(E)	台島階
②	"	"	向斜	1,000				
③	"	"	背斜	600	貫入岩	600	(D)	台島階
④	E—W	1	向斜	1,000				
⑤	"	"	断層	900/1,100	貫入岩	1,000	(C)	台島階
⑥	NW—SE	4	背斜	700				
⑦	"	"	向斜	1,100	)	?		
⑧	"	"	背斜	1,000				
⑨	"	"	向斜	1,900	貫入岩	3,500	(B)	古第三系あるいは先第三系
⑩	"	"	断層	900/1,900				
⑪	?	?	背斜	700	)	800	(A)	台島階?
⑫	?	?	向斜	900				
⑬	?	?	背斜	700	貫入岩	300	(第31図より)	現世? 西黒沢階~船川階?
⑭	NE—SW	2	向斜	900				
(a)	"	"	背斜	? (域外)				

二) 磁気構造(B)(第32図)は、この海域の磁気異常を支配する優勢な磁気異常(入道崎北方沖合(5/A~5/B)異常)であるにもかかわらず、エアガンの a) horizon に全く対応しない。これは4章2.2で、グループ1のE—W性の構造系列をもつ異常として論じたものである。それによると、この構造は、潜在基盤運動方向に一致した方向性をもつ、基盤内部(西黒沢階以前の)の構造であることが結論された。当初(1960)の磁気基盤図(第30図)では、(A)、(B)、(C)三つの磁気構造の上限深度を連ねた面を磁気基盤面と考へて、(B)付近に深い盆地を推定した。しかし、上のようにエアガンと対比した結果、現在では、(B)を基盤内構造と考へて、磁気基盤は(A)~(C)を結んだ面を対応させた方がよい、と考へる。この時(B)付近ではやや深い盆地を推定することはできても、特別に深い盆地を考へる必要はない。

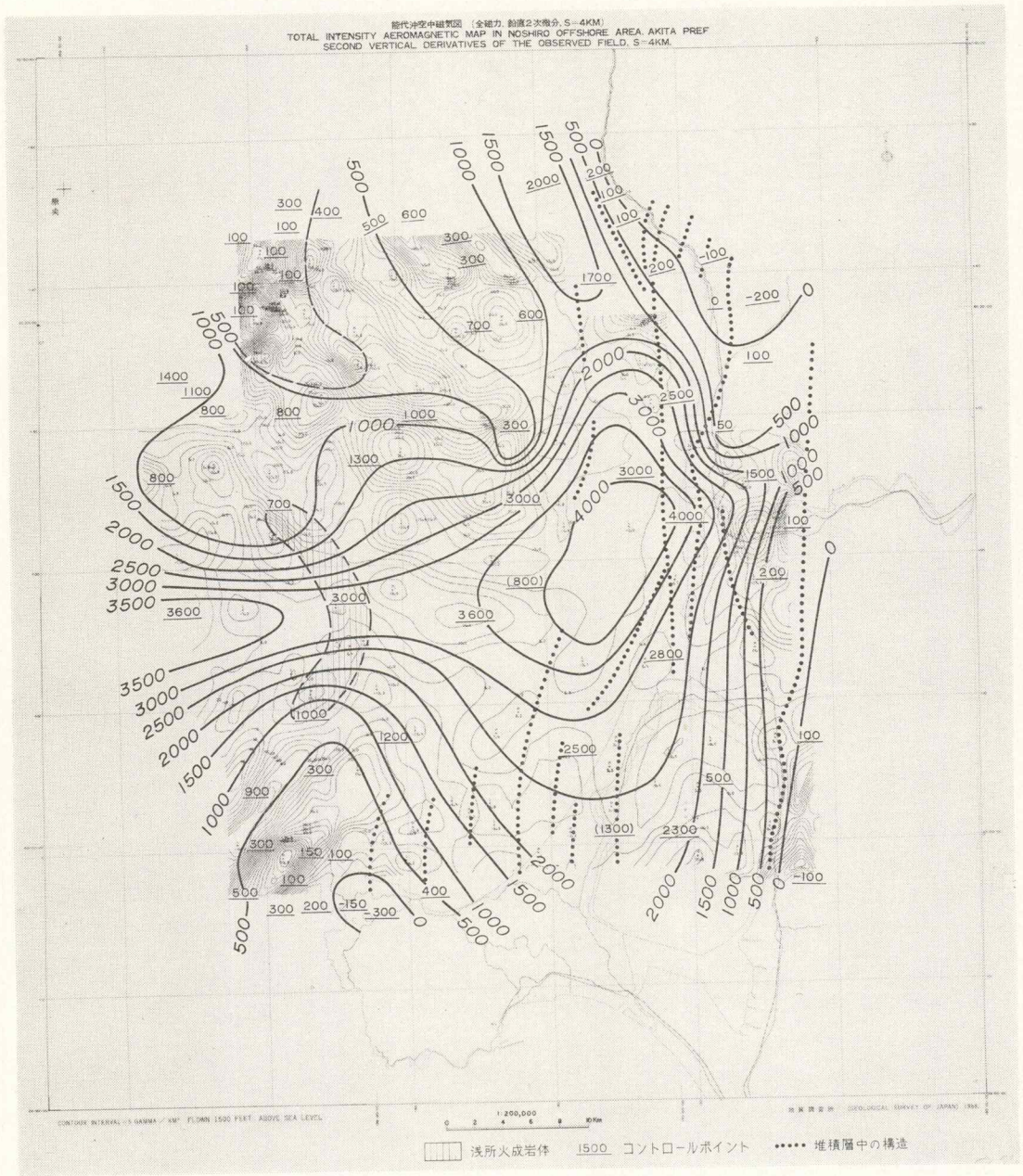
三) 南北断面におけるエアガン構造①~⑭は、第28図にも明らかなように、一部(⑪, ⑫, ⑬)を除いて、磁気図から、その構造の方向を知ることができる。方向性の時代区分(第27図)を参考として、この構造の時代性を限定し、更にエアガン-磁気の構造解析結果を考へて、この構造の時代性、つまり地質層序を推定してみた。その結果を第5表に示す。

#### 4.3 八郎瀨および能代の例—まとめ

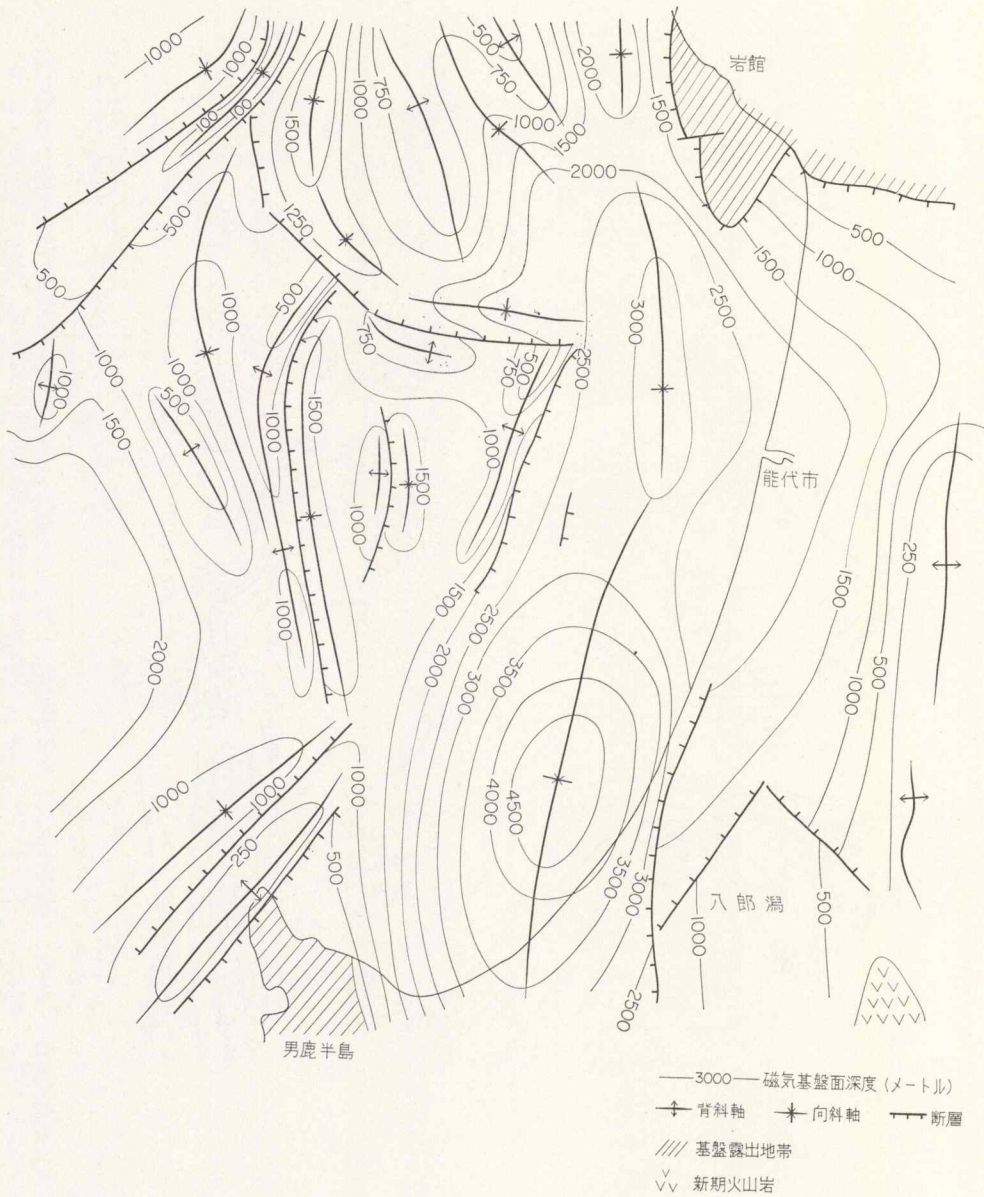
本節では、これまで述べてきた、八郎瀨及び能代沖空中磁気図の解析・解釈上の問題点を整理し、以下に要約する。

一) 本地域の磁気異常の解析に用いる磁気構造模型としては、二層構造模型よりも、Intra/Supra Basement 模型の方が、地質構造との対応において、より優れている(4章1.4, 4章2.3)。

二) Intra/Supra Basement 模型を用いる解析では、磁気異常の「干渉」という概念が導入される。こ



第30図 能代沖空中磁気図-磁気基盤図 (作成年度, 1968)

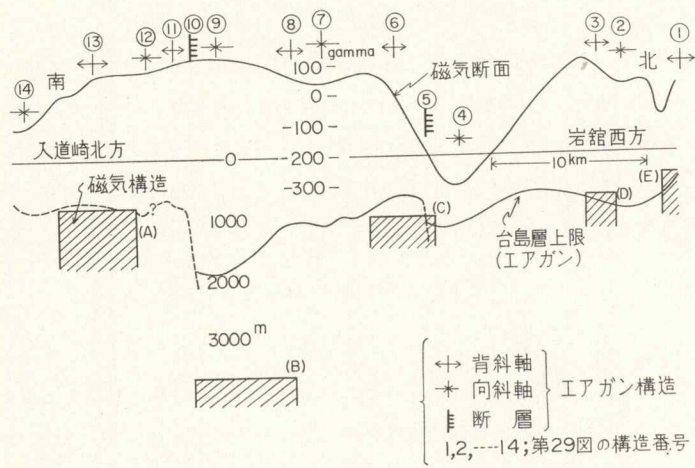


第31図 能代沖・磁気基盤面深度分布図

こで、干渉異常の解析法が問題となる(4章1.4).

三) 次に、磁気構造が正確に解析されたとして、それが実際の地質構造とどう対応しているかが、問題となる。即ち、ものは何か? 時代は何時か? といった問題である(4章1.4, 4章2.2, 4章2.3).

四) ものは何か? という問題は、岩石磁性の問題に帰着する。これは調査域周辺での資料の集積を必要とする。特に、坑井資料のカッティングあるいはコアの磁性測定は貴重である。またエアガンによ



第32図 能代沖南北断面におけるエアガン-空中磁気構造対比図

って対応する磁気構造の深度や形態が完全に判明した場合には、磁気異常から、岩体の In Situ での磁化ベクトルを精度よく求めることができるであろう。著者等はこのための解析法とそのソフトウェアを現在開発中である(4章1.4, 4章2.2, 4章2.3)。

五) 時代は何か? という問題は、磁気図にあらわれる構造系列の方向特性を陸域の既知の地質構造の方向特性と比較対照することを手がかりとして一つの解決法を見出し得る。これはまた、地球物理、物理探査の他の測定量—自然地震の電源分布、熱流量、地震反射法記録、重力記録等—を総合的に駆使することによって、将来更に精度よい解決をみることが期待される(4章2.3)。

六) 物理探査の個々の分野での技術(測定、処理、解析、解釈、表現等)は近年著しい進歩をみたといえるが、それらの豊富で質の良い資料を総合して、また地質的資料とを併せ考えて、解析・解釈を行なう技術は、残念ながら、非常に遅れている、といえよう。これは、一つの原因は、物理探査従事者が、自己の領分の技術的向上や仕事量の膨大さに追われて、なかなか、他の領分の仕事まで、考える余裕がないことと、他方で、地質の従事者の物理探査技術への理解の不充分さ、にも原因があろう。著者は本論文で、空中磁気、地震反射法、重力、坑井資料による、そうした総合的な解析・解釈の手法について、今回新たに、一つの試みを行なった。

こうした試みは、特に海域の探査においては、いまだ端緒にすぎるといえよう。著者の試みは、多くの不十分な問題を残しているが、今後、更に充分な時間と資料とを駆使して、こうした問題を発展させていきたい、と思っている(4章2.3)。

## 5. 第I部のまとめ—特に、干渉磁気異常の解析法の考え方について—

前章までの考察の結果、本邦堆積盆地の空中磁気探査においても、磁気異常解析のための磁気構造模型として、Intra/Supra Basement 模型が、原則的には好ましい模型であることが、結論された。そして、この模型による構造解析においては、近接する磁気異常がおよぼす解析結果への影響—即ち、磁気異常の干渉—を、どのように除去するかが、重要な課題であることが導かれた。本章では、この問題を中心として、磁気異常解析・解釈の手順を整理する。

### 5.1 干渉異常の解析法

干渉異常を解析する方法は、大別して、次の三つの方法に分類することができる。即ち、

一) 干渉(複合)異常を干渉異常のまま、それぞれの異常に対応した構造模型を並列することによって、いっきに解析する方法。これには、曲線照合法による方法が最も適していることはすでに述べた(4章1.4 八郎潟南北断面 A-B)。しかし、この方法は、二次元模型はともかくとして、三次元模型を用いる場合は、手間、経費の面で、あまり実際的ではないだろう。しかし、これは今後の課題である。

二) 第二は、干渉異常のうちでも比較的干渉の少ない部分を用いて、一応独立異常とみなして解析する方法である。これには、特性点法、曲線照合法いずれも適用可能である。VACQUIER *et al.* の Straight Slope 法は、この考え方に基づいた特性点法による解析法である。また著者が第II部で述べる自動解析の方法も、この考え方に基づいた曲線照合法による解析法である。この方法では、磁気異常の最も干渉を受けにくい部分、即ち岩体の直上の部分(磁気異常の中心部)のみを極力用いて、干渉を受けやすい部分、即ち磁気異常の縁辺部を用いないことに特色がある。

三) 第三は、干渉異常にフィルターを操作して、これを合成あるいは分離することによって、独立異常に変換して解析する方法である。これは従来もしばしば行なわれてきた方法である(SPECTOR *et al.*, 1970)。

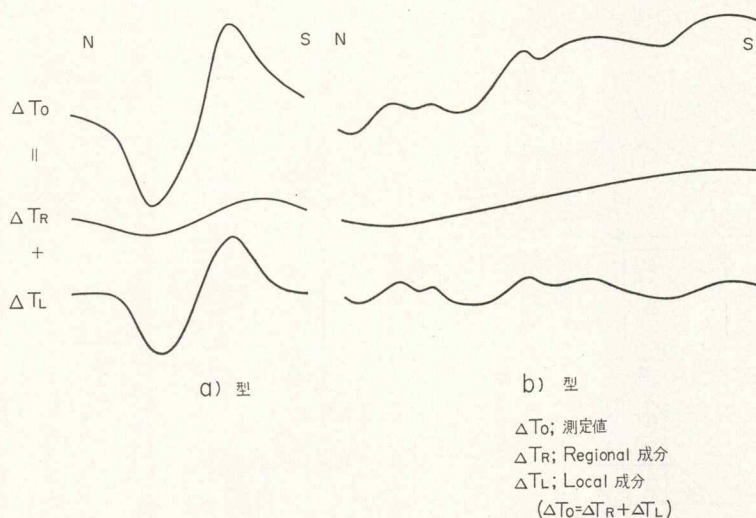
この方法は合理的なよい方法といえるが、使用に際しては幾つかの問題点が含まれている。

その一つは、磁気異常の含む地下構造に関する情報が、フィルター操作の過程で歪みを受けることである。その歪みの量を何らかの方法で見積っておかないと、解析結果に誤差が導かれる。このような見積りの行なわれたフィルターを、今仮りに「定量的フィルター」と呼ぶことにする(序論)。ここで、フィルターを「定量的」に見積る方法が新たに問題となる。この方法は、フィルター操作の出力に対して適用する解析法に応じて、個々に決められるものである。第III部で、第II部で論ずる曲線照合法による自動解析の方法を、フィルター操作の出力に適用した場合のフィルターの「定量的」見積り方を論ずる。

第二の問題点は、磁気図全体に一律にフィルターを操作して異常を分離するような方法(例えば、SPECTOR *et al.*, 1970 等)においては、本来独立異常として解析してよいような異常までも、複数の異常に分離して解析してしまう、ということが考えられる。これは論理的(あるいは数学的)には矛盾のないことであるにしても、地質構造の模型化という立場からは合理的ではないといえる。それを検定する

手段を設けねばならない。第33図は磁気異常 ( $\Delta T_0$ ) にバンドパスフィルターを操作して、これを長波長成分 (Regional 成分  $-\Delta T_R$ ) と短波長成分 (Local 成分  $-\Delta T_L$ ) に分離した二つの例を示す。a) の例では、磁気異常 ( $\Delta T_0$ ) は独立異常とみなして良く、従ってこれを図のように二つの成分に分離して解析する必要は全くない。一方 b) の例では、磁気異常 ( $\Delta T_0$ ) は長波長成分と短波長成分からなっている、即ち干渉異常である、と考えて良いから、図のようにそれを分離して解析する事は合理的である。

磁気異常が、用いたフィルター操作に対して a) 型であるか、b) 型であるかは、個々の異常に応じて検定すればよい。



第33図 磁気異常をフィルターにより分離して構造解析を行なう例

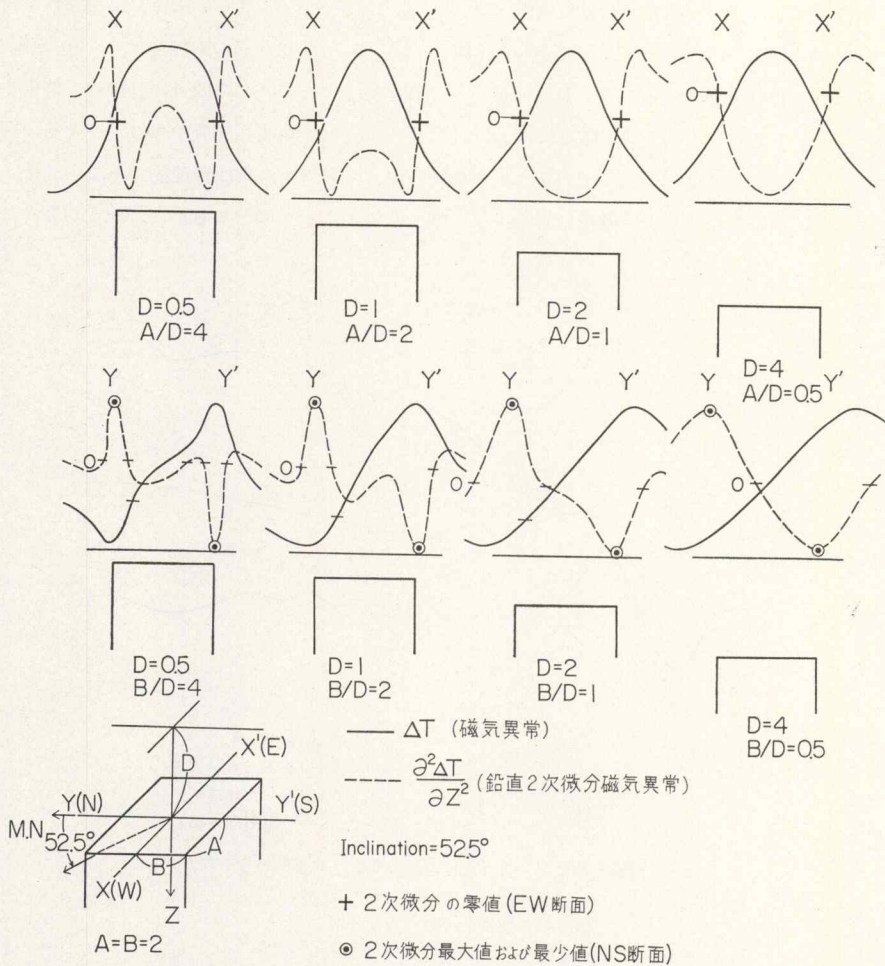
- a) 構造解析に分離の必要のない例
  - b) 構造解析に分離の有効な例
- (北海道・石狩湾-石狩平野空中磁気図より)

## 5.2 岩体の平面形状の推定方法

一般に磁気異常の解析で求める岩体の諸量は、深度、長さ、幅 (平面形状)、磁化強度、傾き等であるが、解析に際して、求めるべき未知量が少ないほど、解析の精度が良好となることはいうまでもない。そこで、これら諸量のうちで、解析の前にあらかじめ求めておいて、これを既知量として与えるか、あるいは試行錯誤法においては、その出発値として与えることができれば望ましい。

Intra/Supra Basement 模型の場合には、岩体の平面形状 (幅と長さ) を、鉛直 2 次微分図から概略求めることができる (4 章 1.4)。第34図は三次元角柱 (プリズム) 模型の NS 及び EW 断面での磁気異常 ( $\Delta T$ ) 及びその鉛直 2 次微分 ( $\partial^2 \Delta T / \partial^2 Z^2$ ) を示す。磁気伏角は本邦付近の伏角 ( $52.5^\circ$ ) を用いている。これより、NS 断面では鉛直 2 次微分の一対の正及び負の鋭い立上り異常の頂点の座標 (●印) が、また EW 断面では同じく一対の正負の鋭い立上りの頂点の間にある零値を与える座標 (+印) が、それぞれ、岩体の境界面を良好に一致していることが明らかである。この一致の度合は、岩体の幅 (Aある



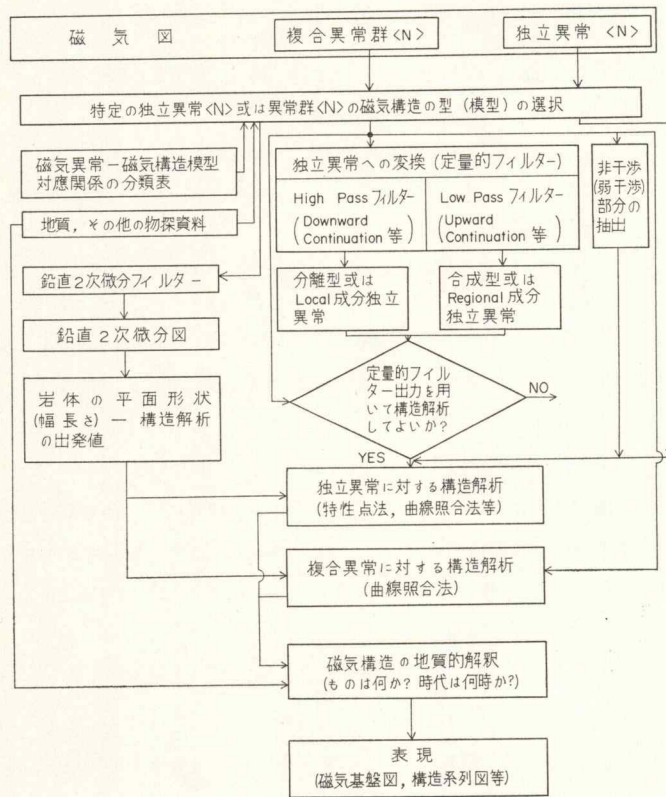


第34図 種々の深度の三次元角柱の磁気異常とその鉛直2次微分異常断面

いはB)に対して、深度(D)が相対的に大きくなる、つまりB/DあるいはA/Dが小さくなる、につれて悪くなるが、第34図によると  $A/D \equiv B/D = 0.5$  (これは実測される構造の最小値に近いと考えてよい) の場合でも、形状の推定の誤差は5%以内にすぎず、この方法の有効性を明らかにしている、といえる。

### 5.3 解析・解釈法の考え方—まとめ

本章を含めて、第I部で論じた、空中磁気図の解析・解釈の手順を総括して、流れ図として第35図に示す。この流れ図の内容については、すでに詳しく論じたから、説明を省略する。



第35図 空中磁気図・解析・解釈の手順

## 第Ⅱ部 三次元角柱模型を用いた磁気異常の自動解析

### 1. 手法の概説

#### 1.1 序論

既に、第Ⅰ部で論じたように、本邦の空中磁気図（例えば能代沖，八郎潟の例—第Ⅰ部第22，6，7図）では、二次元模型を用いて解析してよいような、岩体の幅（B）に較べて長さ（A）の充分に大きい—A/Bの大きい—磁気異常は少ない。このことは、当然、三次元模型による構造解析の必要性を意味する。

一方、近年、電子計算機の利用化技術の進歩にともなう、電算機による磁気異常解析が試みられる傾向にある。二層構造模型を用いた解析では、A. HARN (1965) による三次元模型解析が報告されているが、Intra/Supra Basement 模型を用いた解析では JOHNSON (1970) 及び McGRATH and HOOD (1971) により、二次元模型を用いた解析法が報告されている。

後の二つの論文における解析法は、曲線照合法によるものである。特性点法を用いた自動解析は、原理的には可能な方法であるにもかかわらず、現在のところ報告されていない。

以上のような情勢を考慮して、著者等は、三次元模型を用いた磁気異常の曲線照合法を利用した自動解析の手法の開発を試みた（津宏治・小川克郎，1972）。第Ⅱ部では、この手法とこれを用いて行なった磁気異常の解析の結果について論ずる。

電子計算機による解析は、労力及び時間の省力化という利点をもつ他に、これまでの解析にしばしばみられるような、解析者の経験、能力等によって生ずる結果の個人差を除去できるという利点をもつ。しかし、一方で、この種の計算が収束演算を必要とするという事情から当然予想される、計算時間の長大化とそれに伴う高コストが、果して目的とする省力化にみあうものであるか、という問題が生ずる。このためには、迅速な収束法の開発が必要であることはいままでもないが、更に、収束性をたかめるために、収束演算の出発値として、極力正しい解に近いものを与えるよう努める事が望まれる。また、構造の諸変数のうち、あらかじめ固定変数として与えることのできる量が多いほど収束性は良い。収束性を高めるためのこうした問題が本論文の主題である。

#### 1.2 三次元模型を用いた曲線照合法におけるサンプリングの問題

三次元模型を用いる曲線照合法においては、磁気異常（入力データ）に対するサンプリングの方法が種々考えられ、そのいずれを選択するかが問題となる。サンプリングの方法は大別して、次の三つの方法に分類できる。

##### a) 2次元的サンプリング

これは平面的に拡がる磁気異常に対して平面的（2次元的）にサンプリングを行なう方法である。最

も正統的な方法といえるが、次の二つの点で問題がある。その一つは、磁気異常が干渉を受けている場合、解析結果に必ず誤差が導かれることである。他の一つは、空中磁気図のように、相互に直交（あるいは斜交）した測線を用いて磁気図が描かれる場合には、測線間領域での磁気図のもつ内挿誤差の影響が解析結果にも導かれることである。

#### b) 1 次元的サンプリング

これは平面的に広がる磁気異常に対して 1 次元的（断面的）にサンプリングを行なう方法である。この方法では、a) に較べて用いる情報量が相対的に少なく、本来はあまり良い方法とは言い難い。しかし、次の二点で a) の方法に較べて優れているといえる。その一つは、干渉異常の影響からまぬがれることが比較的容易であるということである。即ち、この解析法では、平面的磁気異常の幾つかの異なった断面をとり、各断面毎に構造を解析する。そうして得られた幾つかの構造から最終的には一つの構造を求めるわけであるが、その過程で、それらのうちの干渉を受けていると考えられる不合理なものを除去することができる。この考え方は VACQUIER *et al.* の Straight Slope 法（第 I 部）の基本的な考え方に他ならない。曲線照合法においても、この考え方をとり入れることができる。第二の点は、この方法では測線に沿ってサンプリング点を選定することができ、つまり原データをそのまま使用することができ、a) におけるような磁気図のもつ内挿誤差の影響からまぬがれ得ることである。

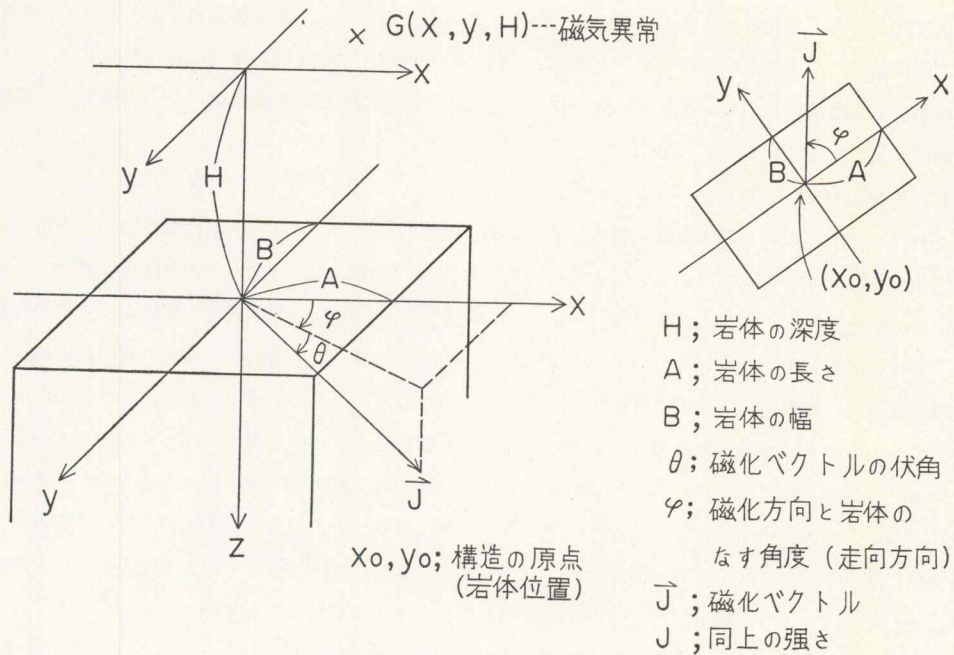
#### c) 1 次元的サンプリングの組合わせによる 2 次元的サンプリング

これは a), b) の中間的な方法である。即ち、b) の 1 次元的サンプリング（例えば測線に沿ったサンプリング）を複数設けて、これを同時に入力として唯一個の構造を求める方法である。これは両者の長所を併せた方法であるが、いずれかのサンプリング断面が干渉を受けている場合には、a) の方法と同じく、解析結果に必ず誤差が導かれるという欠点を残している。

以上のように、サンプリングの方法は様々考えられる。しかし、曲線照合法における数学的手続き（第 2 章）においては、サンプリングの仕方はあまり問題とならない。即ち以上三つの方法は、同じ一つのプログラムで使いわけることができる。しかるに、どのサンプリング方法を採用するかは、その磁気異常の性質によって決めればよい。但し、本論文では、一部の例外を除いて b) の方法によってサンプリングを行なった。

### 1.3 構造変数の選択

第 1 図は、三次元角注（プリズム）模型の形態を示す。この模型における構造変数は、 $H, A, B, \theta, \varphi, J, x_0, y_0$  の 8 個（意味は第 1 図）である。本来これらはいずれも計算によって求めるべき未知量であるが、計算時間を短縮するためには、可能な限りの変数を、あらかじめ与える量（固定変数）とするのが望ましい。本論では、磁化ベクトルを、誘導磁化によるもののみとして、即ち残留磁化を考慮しないものとして、 $\theta$  を固定化し、同時に岩体の走向方法は他の方法で求められるとして、 $\varphi$  を固定した。またサンプリングの断面が  $y$  軸に沿っている場合には、岩体位置  $x_0$  を、それが  $x$  軸に沿っている場合は、同じく  $y_0$  を、固定した。従って未知変数として残されたのは  $H, A, B, J$ 、及び  $x_0$ （あるいは  $y_0$ ）の 5 個である。このうち  $J$  は、磁気異常の振幅だけに寄与し構造形態には無関係であるという仮定から（一様磁化の仮定）、振幅の正規化を計ることによって収束計算から除外したから、収束計算によって求めるべ



第1図 三次元角柱岩体模型の構造形態とその構造変数

き未知変数は4個となった。なお、固定変数とした構造変数については、それが解析結果に与える影響を別途に計算して求めることにした(第3章)。

## 2. 曲線照合法の数学的記述

### 2.1 非線型最小二乗法の解法

曲線照合法は、測定磁気異常との偏差平方和を最小とする、つまり最小二乗法による、磁気構造を見出す解析法である、とここでは定義することにする。

最小二乗法の定義は次の通りである。即ち、今  $u = 1, 2, \dots, n$  の  $n$  個の測定点で磁気異常  $Y_u$  が与えられているものとする。この測定値に対して磁気異常模型  $f(x_u; \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_p)$  をあてはめ、その偏差(誤差)平方和を  $S(\vec{\theta})$  とする時

$$S(\vec{\theta}) = \sum_{u=1}^n \epsilon_u^2 = \sum_{u=1}^n (Y_u - f(x_u; \vec{\theta}))^2 \rightarrow \text{MIN} \dots\dots\dots(1)$$

を最小とする構造変数  $\vec{\theta} (= \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_p)$  を求めるのが問題である。

但し、ここで

$$Y_u = f(x_u; \vec{\theta}) + \epsilon_u \quad (\epsilon_u; u \text{ 番目の点の誤差}) \dots\dots\dots(2)$$

$$\vec{\theta} = \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_p \quad (\theta_p; p \text{ 番目の構造変数}) \dots\dots\dots(3)$$

(1)の解は次の正規方程式

$$\dot{S}(\bar{\theta}) = \frac{\partial S(\bar{\theta})}{\partial \theta_r} = \sum_{u=1}^n (Y_u - f(x_u, \bar{\theta})) \left[ \frac{\partial f(x_u, \bar{\theta})}{\partial \theta_r} \right]_{\theta_r = \bar{\theta}_r} = 0 \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$(r = 1, 2, \dots, p)$$

で与えられる。ここで  $\bar{\theta}_r$  は  $S(\bar{\theta})$  を最小とする  $\bar{\theta}_r$  である。(4)は  $p$  元連立方程式であるが、これは、 $f(x_u, \bar{\theta})$  が磁気異常模型である時、一般に非線型の連立方程式となる。

これを解くには一般に反復法が近似解析として用いられている。反復法には幾多の方法が考案されているが、ここでは、線型化法(ガウスの反復法)、最急降下法、および MARQUARDT の中間法の三つの手法をとりあげてみる。

ア) 線型化法(ガウスの反復法)

(2)式において、変数  $\bar{\theta}$  に、推定の初期値  $\bar{\theta}_0$  を与える。この時  $f(x_u, \bar{\theta})$  を  $\bar{\theta}_0$  の近傍でテーラー展開して、その1次微分までで打切るならば、 $f(x_u, \bar{\theta})$  は近似的に次式

$$f(x_u, \bar{\theta}) \doteq f(x_u, \bar{\theta}_0) + \sum_{i=1}^p \left[ \frac{\partial f(x_u, \bar{\theta})}{\partial \theta_i} \right]_{\bar{\theta} = \bar{\theta}_0} (\theta_i - \theta_{i0}) \quad \dots\dots\dots(5)$$

で与えられる。(5)式を(2)式へ代入すると、

$$Y_u \doteq f(x_u, \bar{\theta}_0) + \sum_{i=1}^p \left[ \frac{\partial f(x_u, \bar{\theta})}{\partial \theta_i} \right]_{\bar{\theta} = \bar{\theta}_0} (\theta_i - \theta_{i0}) + \Sigma_u \quad \dots\dots\dots(6)$$

ここで、次の置換を行なう。

$$f_u^0 = f(x_u, \bar{\theta}_0), \beta_i^0 = \theta_i - \theta_{i0}, Z_{iu}^0 = \left[ \frac{\partial f(x_u, \bar{\theta})}{\partial \theta_i} \right]_{\bar{\theta} = \bar{\theta}_0} \quad \dots\dots\dots(7)$$

(6)式は

$$Y_u = f_u^0 + \sum_{i=1}^p \beta_i^0 Z_{iu}^0 + \epsilon_u \quad \dots\dots\dots(8)$$

(8)式は変数  $\beta_i^0$  について線型となっているから、これについて線型の最小二乗法を適用して  $p$  個の変数  $\beta_i^0 (i = 1, 2, \dots, p)$  を得ることができる。この計算を反復すれば(8)式の解  $\beta_i^0$  (実際は  $\theta_i$ ) は次第に(2)式の解  $\bar{\theta}$  に収束するものと期待する。

(8)式の誤差平方和最小の式は

$$SS(\theta) = \sum_{u=1}^n (Y_u - f(x_u, \bar{\theta}_0) - \sum_{i=1}^p \beta_i^0 Z_{iu}^0)^2 \rightarrow \text{MIN} \quad \dots\dots\dots(9)$$

(9)式の正規方程式は次の  $p$  次の線型連立方程式で与えられる。

$$\sum_{u=1}^n \left\{ Y_u - f(x_u, \bar{\theta}_0) - \sum_{i=1}^p \beta_i^0 Z_{ui}^0 \right\} \left[ \frac{\partial f(x_u, \bar{\theta})}{\partial \theta_r} \right] = 0 \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$(r = 1, 2, \dots, p)$$

あるいは

$$\sum_{u=1}^n \left\{ Y_u - f(x_u, \bar{\theta}_0) - \sum_{i=1}^p \beta_i^0 Z_{ui}^0 \right\} Z_{ur}^0 = 0 \quad \dots\dots\dots(11)$$

$$(r = 1, 2, \dots, p)$$

(11)式の  $p$  個の変数の解  $\beta_i^0 (i = 1, 2, \dots, p)$  を

$$\bar{b}_0 = (\beta_1^0, \beta_2^0, \dots, \beta_p^0) \quad \dots\dots\dots(12)$$

とすると、 $\bar{b}_0$  は次の式で与えられる。

$$\bar{b}_0 = (Z_0^0 \cdot Z_0^0)^{-1} Z_0^0 (\bar{y} - \bar{f}_0) \quad \dots\dots\dots(13)$$

但し

$$\bar{Z}_0 = \begin{pmatrix} Z_{11}^0 & Z_{21}^0 & \dots & Z_{p1}^0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{1u}^0 & Z_{2u}^0 & \dots & Z_{pu}^0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{1n}^0 & Z_{2n}^0 & \dots & Z_{pn}^0 \end{pmatrix} = \{Z_{iu}^0\} \dots \dots \dots (14)$$

$\bar{Z}'_0$ ;  $\bar{Z}_0$  の転置マトリックス  $\dots \dots \dots (15)$

$$\bar{y}_0 = \begin{pmatrix} Y_1 - f_1^0 \\ Y_2 - f_2^0 \\ \vdots \\ Y_u - f_u^0 \\ \vdots \\ Y_n - f_n^0 \end{pmatrix} = \bar{y} - \bar{f}_0 \dots \dots \dots (16)$$

$$\bar{b}_0 = \begin{pmatrix} b_1^0 \\ b_2^0 \\ \vdots \\ b_p^0 \end{pmatrix} \dots \dots \dots (17)$$

(13)式の右辺はすべて既知量であるから、これより第  $j$  回目の反復の解  $\bar{b}_0$  あるいは  $\bar{\theta} = \bar{b}_0 + \bar{\theta}_0$  を得る。この解を第  $j + 1$  回目の反復の初期値として与えて、以後、所望する収束値に達したと判断されるまで反復する。

この線型化法は、収束性が良くないとされており、実際にはあまり使われないが、この方法に若干の修正を施して収束性を良くする方法は幾つか考えられている。その一つが、MARQUARDT の中間法である。

b) MARQUARDT の中間法

(11)式より未知量を含まない項を右辺にまとめて

$$\sum_{u=1}^n \sum_{i=1}^p Z_{ui}^0 Z_{ur}^0 \beta_i^0 = \sum_{u=1}^n \{Z_{ur}^0 (Y_u - f(x_u, \bar{\theta}_0))\} \dots \dots \dots (18)$$

$(r = 1, 2, \dots, p)$

MARQUARDT の中間法では(18)式の代りに

$$\sum_{u=1}^n \sum_{i=1}^p (Z_{ui}^0 \sum_{ur}^0 + \delta_{ir} \lambda) \beta_i^0 = \sum_{u=1}^n \{ \sum_{ur}^0 (Y_u - f(x_u, \bar{\theta}_0)) \} \dots \dots \dots (19)$$

$(r = 1, 2, \dots, p)$

を用いる。但しここで

$$\delta_{ir} = \begin{cases} 1 & i = r \\ 0 & i \neq r \end{cases} \dots \dots \dots (20)$$

“ $\lambda$ ” は反復計算の状況に応じて適当に選ぶ定数である。

(19)の解を(13)と同様に表わせば

$$\bar{b}_0 = (\bar{Z}'_0 \cdot \bar{Z}_0 + \bar{\phi}) \bar{Z}'_0 (\bar{y} - \bar{f}_0) \dots \dots \dots (21)$$

但し

$$\vec{\phi} = \begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & \dots & p \\ \lambda & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \lambda & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \lambda \end{pmatrix} \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ \vdots \\ p \end{matrix} \dots\dots\dots(22)$$

この方法では $\lambda$ を適当に選択することによって、収束演算における歩みの幅とその方向（歩みベクトル）を調整することが可能となる。この調整が良好であれば収束性が向上する。したがって、“ $\lambda$ ”をどのように選定するかが最大の問題となる。

この $\lambda$ については、次の二つの定理がある。

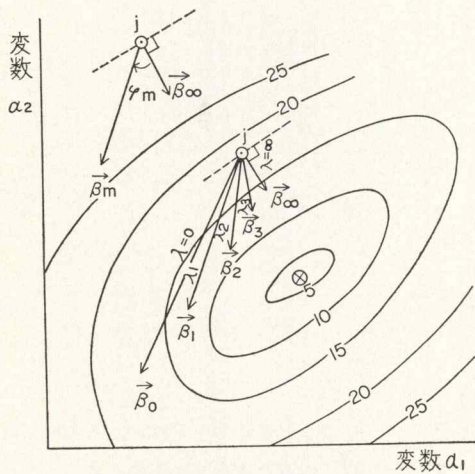
i)  $\lambda$ が0から増加するに従って、第 $j$ 番目の反復における歩みの量の大きさ  $\|\vec{\beta}_j\|$  は単調に減少する。

ii)  $\lambda$ が増加するに従って、歩みの量の方向が最急降下法（後述）の方向に向かう。

c) 最急降下法

この方法は、反復の各段階において、歩みベクトルとして、その点（初期値）における標準偏差の最急下り勾配方向をとるものである。この方向は、局部的に標準偏差を最も減少させる歩みベクトルを与えるが、大局的には、歩みが遅く良い方法ではない。

以上三つの方法の関係を示したのが第2図である。即ち、第 $j$ 番目の反復の初期値（図の $\odot$ 点）における標準偏差の等高線（図の $\dots\dots$ ）に対して直交する方向に最急降下法の歩みベクトル（ $\vec{\beta}_\infty$ ）が与えられる。一方、ガウスの反復法の歩みベクトル（ $\vec{\beta}_0$ ）は、最急降下の方向から、ある角度（ $\varphi_0$ ）を



標準偏差の等高線図  
(変数  $\alpha_1, \alpha_2$  の場合)

- $\vec{\beta}_0$ ; ガウス反復法 ( $\lambda=0$ ) の歩みベクトル  $\wedge$
- $\vec{\beta}_1$ ; Marquardt 中間法( $\lambda=\lambda_1$ ) の歩みベクトル  $\wedge$
- $\vec{\beta}_2$ ; " ( $\lambda=\lambda_2$ )  $\wedge$
- $\vdots$
- $\vec{\beta}_m$ ; " ( $\lambda=\lambda_m$ )  $\wedge$
- $\vdots$
- $\vec{\beta}_\infty$ ; 最急降下法の ( $\lambda \rightarrow \infty$ ) 歩みベクトル (方向のみ)
- 但し  $0 < \lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 < \dots < \lambda_m < \dots < \infty$
- $\odot$ ; 第 $j$ 番目の反復の初期値の座標
- $\otimes$ ; 標準偏差の最少値の座標 (= 真の解)
- $\varphi_m$ ;  $\vec{\beta}_\infty$  と  $\vec{\beta}_m$  とのなす角度
- $\dots$ ; 初期値座標における等高線（方向）  
( $\vec{\beta}_\infty$  に直交)
- $25$ ; 標準偏差の等高線

第2図 ガウスの反復法、MARQUARDT の中間法および最急降下法の歩みベクトルの特性



もって与えられる。MARQUARDT の中間法の歩みベクトルは、 $\lambda = 0$  の時、ガウス反復法のベクトル ( $\vec{\beta}_0$ ) に一致し、以後  $\lambda$  が増加するに従って、その歩みの大きさ  $\|\vec{\beta}_m\|$  を単調に減少しながら、順次最急降下法の歩みベクトル ( $\vec{\beta}_\infty$ ) に漸近していく。そして  $\lambda = \infty$  の極限において、最急降下の方向と一致する。

これでも明らかなように、MARQUARDT の中間法は、歩みベクトルの大きさと方向を制御できることに最大の利点がある。一回の反復において、減少する標準偏差の量は、この大きさと方向（即ちベクトル）の両者によって決まるものであることを考えれば、この利点は簡単に理解される。

## 2.2 三次元角柱模型による全磁力異常と最小二乗法の解

一般に磁気模型の一様磁化を仮定し、その強さを  $J$ 、方向余弦を  $\bar{l}, \bar{m}, \bar{n}$  とし、構造形態を示す量を  $S$  とすると、それによる全磁力異常  $T$  は

$$T(x, y, z) = J \times G(x, y, z, \bar{l}, \bar{m}, \bar{n}, S) \dots \dots \dots (23)$$

となる。

これは、磁気異常が、磁化の強さを示す量と、それ以外の量との積で示されることを意味している。言い換えれば、磁気異常の振幅自体には構造に関する情報は入らない。従って、構造解析に必要な項は  $G$  だけであることになる。

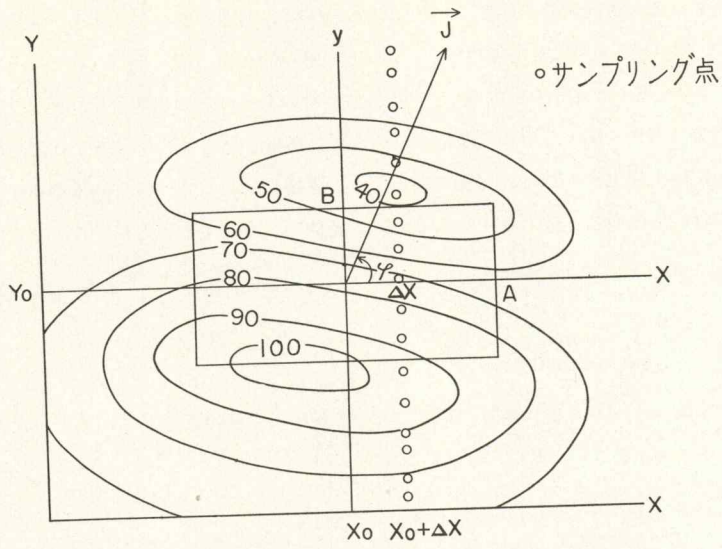
三次元角柱の場合には構造に関する変数  $S$  は  $A, B, H$ （第1図）であり、また磁化の方向を第1章（1章3）で述べたように固定変数と考えれば、(23)の  $G$  は  $x, y, z$  のみの関数となり、それは BATTACHARYYA (1964) によって、次式であらわされる。

$$\begin{aligned} G(x, y, H) = & \left[ \bar{m} \bar{n} \text{Log} \left( \frac{r_0 - \alpha_1}{r_0 + \alpha_1} \right) + \bar{n} \bar{l} \text{Log} \left( \frac{r_0 - \beta_1}{r_0 + \beta_1} \right) - 2 \bar{l} \bar{n} \text{Log} (r_0 + d) \right. \\ & \left. - \bar{l}^2 \tan^{-1} \left( \frac{\alpha_1 \beta_1}{r_0 + r_0 H - \beta_1^2} \right) - \bar{m}^2 \tan^{-1} \left( \frac{\alpha_1 \beta_1}{r_0 + r_0 H - \alpha_1^2} \right) + n^2 \tan^{-1} \left( \frac{\alpha_1 \beta_1}{r_0 H} \right) \right] \frac{\alpha_u}{\alpha_t} \frac{\beta_u}{\beta_t} \\ & \alpha_1 = \alpha - x \quad \beta_1 = \beta - y \\ & \alpha_u = A - x \quad \alpha_t = -A - x \quad \beta_u = B - y \quad \beta_t = -B - y \\ & r_0^2 = \alpha_1^2 + \beta_1^2 + H^2 \\ & \bar{l} = \cos \theta \cdot \cos \varphi \quad \bar{m} = \cos \theta \cdot \sin \varphi \quad \bar{n} = \sin \theta \end{aligned}$$

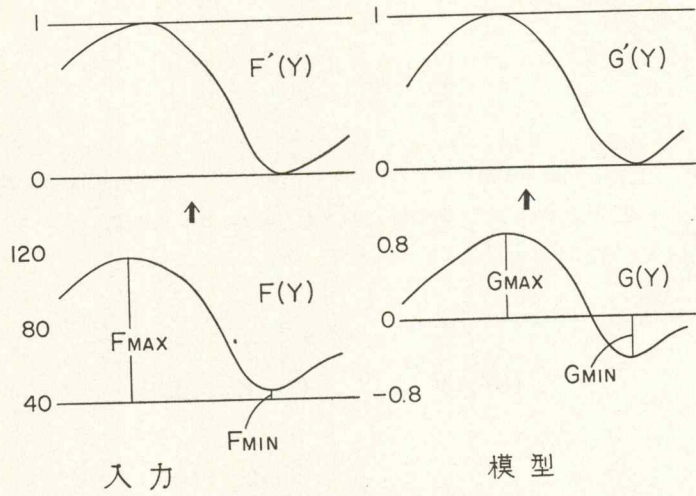
（第1図参照）  
 $\dots \dots \dots (24)$

$$T(x, y, H) = J \times G(x, y, H) \dots \dots \dots (25)$$

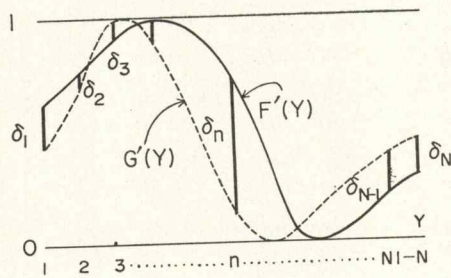
さて、いま第3図に示すような磁気異常が分布するものとする。これに対して、図のような長さ  $A$ 、幅  $B$ 、深度  $H$  の三次元角柱模型を設定する。その長軸の方向  $x$  は、鉛直2次微分等の他の資料から仮定できるものとする。しかる後、これに直交する  $y$  軸を決め、同時に、この  $x, y$  座標系と平行な外部座標系、 $(X, Y)$  を設定する。この時の、岩体の中心座標を  $(X_0, Y_0)$  とする。しかる後、磁気異常のサンプリングを  $y$  軸に平行な適当な断面 ( $X = X_0 + \Delta X$ ) で行なうものとする（実際のプログラムでは、 $y$  軸との角度  $\theta_y$  をもった断面でのサンプリングも可能であるが、説明を簡単にするために、ここではこのように規定する）。いまこの断面に沿った磁気異常を  $F(y)$  とする。問題は、 $F(y)$  に最も近似のよい磁



第3図 磁気異常, サンプリング点, 仮設模型および座標系



第4図 入力異常および模型による異常の正規化



第5図 入力異常および模型異常の対比

気異常  $T(y)$  を与える三次元角柱の諸量  $(A, B, X_0, Y_0, J)$  を、最小二乗法で求めることである。ところが  $F(y)$  には、あるバイアスの異常が加わっていて、その絶対的な値は明らかでない。そこで、 $F(y)$  と  $T(y)$  の磁気的水準 (例えば両者の零水準) を比較するためのもうひとつの変数を必要とするが、前に述べたように、模型の構造に関する情報は振幅とは無関係に解析できることを考慮すれば、 $F(y)$  と  $T(y)$  の振幅を同じ単位に正規化することが可能である。この正規化によって、磁気的水準を決める変数は不要となるし、同時に磁化の強さ  $J$  も、照合法における変数から除外することができる (以上第 4 図)。

$$\left. \begin{aligned} F'(Y) &= \frac{F(Y) - F_{\text{MIN}}}{F_{\text{MAX}} - F_{\text{MIN}}} \\ G'(Y) &= \frac{G(Y) - G_{\text{MIN}}}{G_{\text{MAX}} - G_{\text{MIN}}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

さて、次は正規化された入力及び模型の異常に対して最小二乗法によるあてはめを行なうわけであるが、(1)式に対応する式を書きかたせば、

$$S(\bar{\theta}) = \sum_{n=1}^N \delta_n^2 = \sum_{n=1}^N (F'_n(Y) - G'_n(Y, \bar{\theta}))^2 \rightarrow \text{MIN} \dots\dots\dots (27)$$

ここで  $\bar{\theta} = (A, B, H, X_0, Y_0) \dots\dots\dots (28)$

$G'(Y, \bar{\theta}) = G'(Y)$  第 5 図

正規方程式は

$$\dot{S}(\bar{\theta}) = \frac{\partial S(\bar{\theta})}{\partial \theta_r} = \sum_{n=1}^N (F'_n(Y) - G'_n(Y, \bar{\theta})) \left[ \frac{\partial G'_n(Y, \theta)}{\partial \theta_r} \right]_{\theta_r = \bar{\theta}_r} = 0 \dots\dots\dots (29)$$

$(r = 1, 2, \dots, p)$

ここで、変数  $X_0$  については他の方法で与えられるものとする、未知変数  $\bar{\theta}$  は、 $A, B, H, Y_0$  の 4 個になる。そこで、(5)に従って、 $G(Y, \bar{\theta})$  を初期値  $\bar{\theta}_0 = (A_0, B_0, H_0, Y_{00})$  の近傍でテーラー展開して、その 1 次の項で打切るならば、

$$\begin{aligned} G'(A, B, H, Y_0) &= G'(A_0, B_0, H_0, Y_{00}) + \frac{\partial G'}{\partial A} \Big|_0 (A - A_0) + \frac{\partial G'}{\partial B} \Big|_0 (B - B_0) \\ &\quad + \frac{\partial G'}{\partial H} \Big|_0 (H - H_0) + \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \Big|_0 (Y_0 - Y_{00}) \dots\dots\dots (30) \end{aligned}$$

となる。

ここで、

$$A - A_0 = A' \quad B - B_0 = B' \quad H - H_0 = H' \quad Y_0 - Y_{00} = Y'_0 \dots\dots\dots (31)$$

とおきかえると、MARQUARDT の中間法における正規方程式は (19), (30), (31) 式より

$$\begin{pmatrix} \Sigma \frac{\partial G'}{\partial A} \frac{\partial G'}{\partial A} + \lambda & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial A} \frac{\partial G'}{\partial B} & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial A} \frac{\partial G'}{\partial H} & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial A} \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \\ \Sigma \frac{\partial G'}{\partial B} \frac{\partial G'}{\partial A} & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial B} \frac{\partial G'}{\partial B} + \lambda & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial B} \frac{\partial G'}{\partial H} & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial B} \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \\ \Sigma \frac{\partial G'}{\partial H} \frac{\partial G'}{\partial A} & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial H} \frac{\partial G'}{\partial B} & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial H} \frac{\partial G'}{\partial H} + \lambda & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial H} \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \\ \Sigma \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \frac{\partial G'}{\partial A} & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \frac{\partial G'}{\partial B} & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \frac{\partial G'}{\partial H} & \Sigma \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \frac{\partial G'}{\partial Y_0} + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A' \\ B' \\ H' \\ Y'_0 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \sum (F' - G'_0) \frac{\partial G'}{\partial A} \\ \sum (F' - G'_0) \frac{\partial G'}{\partial B} \\ \sum (F' - G'_0) \frac{\partial G'}{\partial H} \\ \sum (F' - G'_0) \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \end{pmatrix} \dots\dots\dots \text{㉞}$$

但し  $\sum = \sum_{n=1}^N$ ,  $F' = F'(Y)$ ,  $G'_0 = G'(A_0, B_0, H_0, Y_{00})$  である。

となり、これを解いて歩み幅  $A', B', H', Y'_0$  を求めることができる。

なお、 $G'$  についての各種の微分  $\frac{\partial G'}{\partial A}$ ,  $\frac{\partial G'}{\partial B}$ ,  $\frac{\partial G'}{\partial H}$ ,  $\frac{\partial G'}{\partial Y_0}$  は㉞式より求めるが、㉞式において、 $G_{MAX}$ ,  $G_{MIN}$  自体も  $A, B, H, Y_0$  の関数であることを考慮して行なう (つまり  $\frac{\partial G'}{\partial A} = \frac{\partial G}{\partial A}$  等ではないことである)。㉞式はこのようにして行なった微分値を示す。

$$\frac{\partial G'}{\partial P} = \frac{\frac{\partial G}{\partial P} - \frac{\partial G}{\partial P} \Big|_{MIN}}{G_{MAX} - G_{MIN}} - \frac{G - G_{MIN}}{(G_{MAX} - G_{MIN})^2} \left( \frac{\partial G}{\partial P} \Big|_{MAX} - \frac{\partial G}{\partial P} \Big|_{MIN} \right) \dots\dots\dots \text{㉞}$$

但し  $P = A, B, H, Y_0$  である。

次に、㉞式を簡略化して示す。

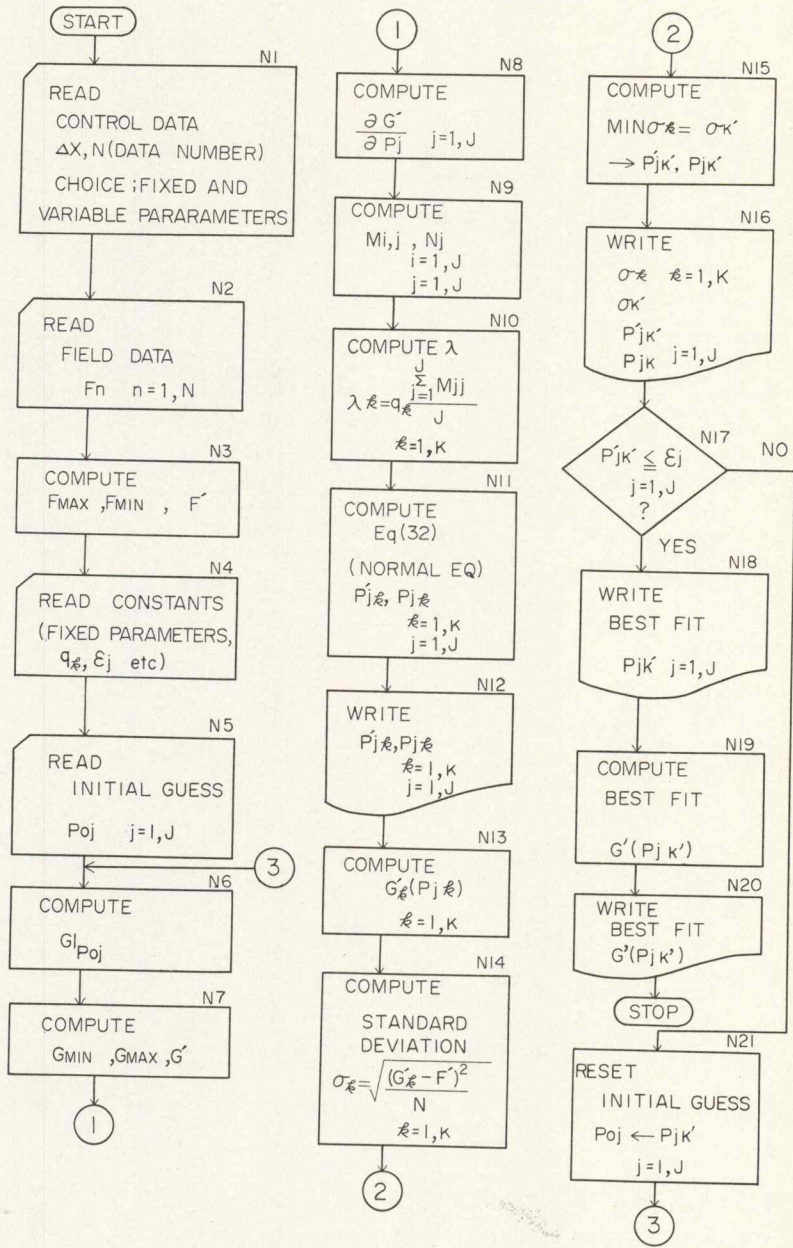
$$[M_{ij}] [P'_j] = [N_j]$$

$$\begin{aligned} \text{但し } M_{ij} &= \sum \frac{\partial G'}{\partial i} \frac{\partial G'}{\partial j} (i \neq j) \\ &= \sum \frac{\partial G'}{\partial i} \frac{\partial G'}{\partial j} + \lambda (i = j) \\ N_j &= \sum (F' - G') \frac{\partial G'}{\partial j} \\ i, j &= A, B, H, Y_0 \\ P'_j &= A', B', H', Y'_0 \\ P_j &= A_0 + A', B_0 + B', H_0 + H', Y_0 + Y' \end{aligned} \dots\dots\dots \text{㉞}$$

### 2.3 計算の手順 (プログラム)

第6図は、前節までに説明した計算のプログラムの流れ図である。以下、順を追って簡単な説明を加える。

- (N1) サンプリング断面位置 ( $DX$ ), サンプリングのデータ数 ( $N$ ), 固定変数 (Fixed Parameter) と未知変数 (Variable Parameter) の選択等のコントロール
- (N2) フィールドデータ ( $F$ ) 入力
- (N3)  $F_{MAX}, F_{MIN}, F'$  計算 (第4図, ㉞式)
- (N4) 固定変数 ( $\theta, \varphi$  等),  $q_n, \varepsilon_j$  入力 (N11, N17 参照)
- (N5) 推定初期値  $P_{0j} = (A_0, B_0, H_0, Y_0)$  入力
- (N6)  $G(A_0, B_0, H_0, Y_0; X, Y)$  計算 (㉞式)
- (N7)  $G_{MIN}, G_{MAX}, G'$  計算 (第4図, ㉞式)



第6図 計算の流れ図

(N 8)  $\frac{\partial G'}{\partial P_j} = \left( \frac{\partial G'}{\partial A}, \frac{\partial G'}{\partial B}, \frac{\partial G'}{\partial H}, \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \right)$  計算 (33式, 34式)

(N 9) 正規方程式の係数  $M_{ij}, N_j$  計算 (34式)

(N10) MARQUARDT の係数  $\lambda$  の選定

これには種々の方法が考えられるが、ここでは  $\lambda$  として、係数  $M_{ij}$  の対角要素の平均値

$$\sum_{j=1}^J M_{ij}/J = \left( \sum \frac{\partial G'}{\partial A} \frac{\partial G'}{\partial A} + \sum \frac{\partial G'}{\partial B} \frac{\partial G'}{\partial B} + \sum \frac{\partial G'}{\partial H} \frac{\partial G'}{\partial H} + \sum \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \frac{\partial G'}{\partial Y_0} \right) / 4 \quad \dots\dots\dots \text{㉓}$$

の  $q_k$  倍 ( $k = 1, K$ ) の値を取ることとし,  $q$  として  $q_1 = 10^{-2}, q_2 = 10^{-1}, q_3 = 1, q_4 = 10, q_5 = 10^2$  の 5 個 ( $K = 5$ ) の値を与えた.

$$\lambda_k = q_k \sum_{j=1}^J M_{ij}/J \quad \dots\dots\dots \text{㉔}$$

この 5 個の  $\lambda_k$  に対して以下 (N14) までの計算を行ない, その中で標準偏差の最小の値を与える  $\lambda_k$  を最適なものとする (N14).

(N11) 正規方程式の計算 (㉓式 or ㉔式)

結果;  $P'_{jk} = (A'_0, B', H', Y'_0)_{k=1,5}$  (歩み幅)

(歩み幅)  $P_{jk} = (A_0 + A', B_0 + B', H_0 + H', Y_0 + Y')_{k=1,5}$  (修正された変数)

(N12)  $P'_{jk}, P_{jk}$  出力

(N13)  $G'_k(P_{jk}) = G'_k(A_0 + A', B_0 + B', H_0 + H', Y_0 + Y'; X, Y)_{k=1,5}$  の計算 (修正された変数による異常) (㉔式, ㉕式)

(N14)  $G'_k(P_{jk})$  (修正された変数による異常) と  $F'$  (入力異常) との標準偏差  $\sigma_k$

$$\sigma_k = \sqrt{\frac{\sum (G'_k(P_{jk}) - F')^2}{N}} \quad (k = 1, 5) \quad \dots\dots\dots \text{㉖}$$

の計算

(N15) 標準偏差  $\sigma_k$  の最小値  $\text{MIN } \sigma_k$  の選出. これを与える  $k$  を  $K'$  とおく.

(N16) 標準偏差  $\sigma_{k(k=1,5)}$ ,  $\text{MIN } \sigma_k = \sigma_{K'}, P'_{jK'}, P_{jK'}$  の出力. この  $P_{jK'}$  が, 幾つかの MARQUARDT の係数  $\lambda_k$  のうち, 最適の  $\lambda_k = \lambda_{K'}$  が与える歩み幅である.

(N17) 歩み幅が充分小さいか, 否か, 即ち収束が充分であるか否か, の判定. この判定の方法には幾つかある. その一つは標準偏差の変化率を基準とする方法である. 他の一つは, 個々の変数の変化率を基準とする方法である. ここでは後者の方法を採用した. 即ち, 変数の変化率を  $\delta_{Pj}$  とすると, これを次のように定義する.

$$\delta_{Pj} = P'_j/P_{0j} = \text{歩み幅/初期値} \quad \dots\dots\dots \text{㉗}$$

すべての変数について,  $\delta_{Pj}$  が一定の値 ( $\epsilon_j$ ) 以内におさまった時, 反復計算は収束したと判断する. 即ち

$$\delta_{Pj} \leq \epsilon_j \quad (j = 1, J) \quad \dots\dots\dots \text{㉘}$$

$\epsilon_j$  は (N4) で読み込んである. 通常  $\epsilon_j$  として 0.01 ~ 0.05 (1 ~ 5%) を与えるのが妥当であろう.

(N18) 収束が完了したと判断された時, その最終変数  $P_{jK'} (j = 1, J)$  を出力する. これが, 本計算における最適構造  $A, B, H, Y_0$  である.

(N19) 最適構造による磁気異常  $G'(P_{jK'})$  の計算

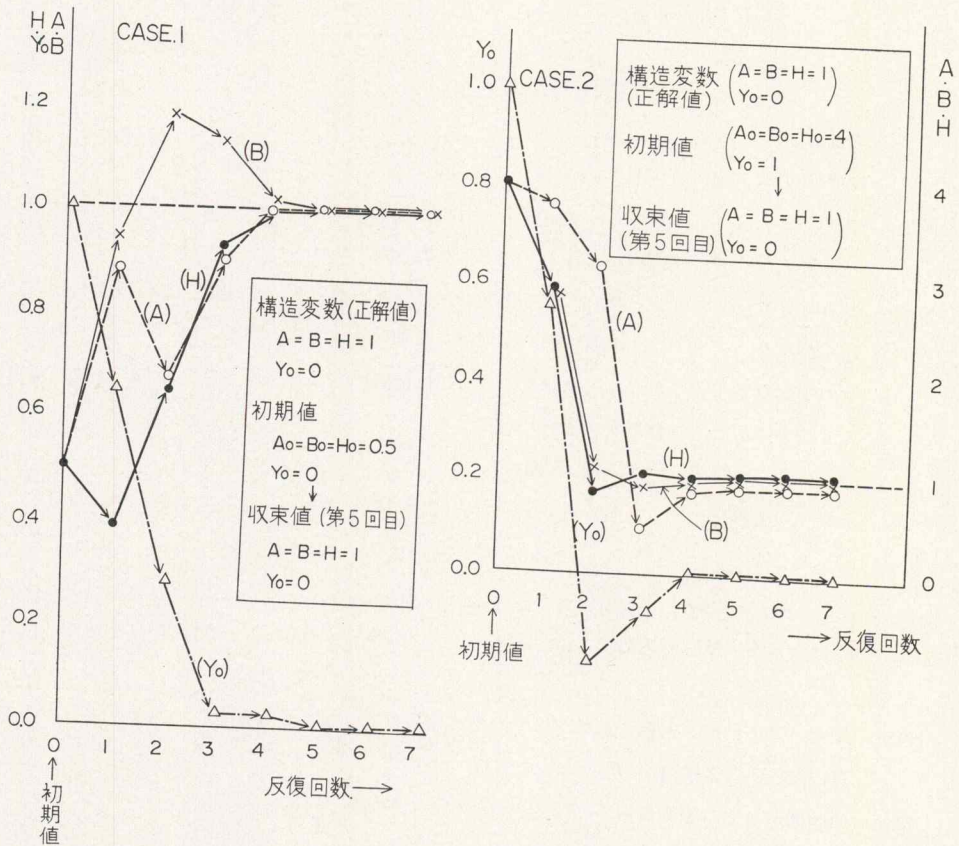
(N20)  $G'(P_{jK'})$  の出力. これにて計算終了となる.

(N21) 収束が今だ完了しないと判断された時, 初期値  $P_{0j}$  をそれまでの最終変数  $P_{jK'} (j = 1, K)$  におきかえて (N6) にもどり, 更に一回の反復計算を行なう.

### 2.4 計算例一三次元角柱による磁気異常を フィールドデーターとした場合

作成したプログラムが適切であるか否かを検定するためには、構造変数の既知である磁気異常をフィールドデーター（入力）として用いるのが良い。実際に測定されたフィールドデーターに対して、この方法を適用する前に、構造の既知である三次元角柱による磁気異常をフィールドデーターとして計算を実施した。

第7図はその一例である。この例での固定変数、入力データーの構造変数、初期値、収束値等が示されている。初期値は CASE. 1 では正解値（構造変数）の $1/2$ 、CASE. 2 では4倍；といずれも、特性点法等の他の解析法であらかじめ知る事のできる初期値に較べて極端に良好ではない値を与えている。それにもかかわらず、第5回目の反復で、誤差1%以内の値に収束していることが判る。その他に、構造変数、固定変数、初期値を様々に変えた場合の例でも、常に5~6回程度の反復で正解値に収束することが知られた。また MARQUARDT の係数“ $\lambda$ ”は、 $q = 10^{-1} \sim 10$  程度 (8式) の時、一般に最もよい歩み

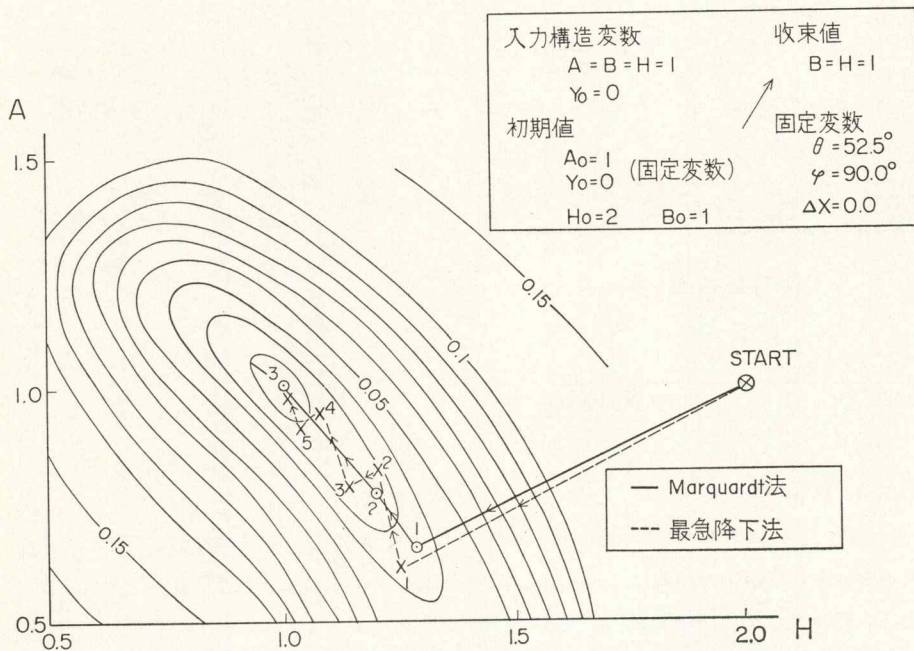


第7図 初期値、反復回数、収束の関係（三次元角柱による磁気異常を  
フィールドデーターとした場合）  
固定変数； $\theta=52.5^\circ$ ,  $\varphi=90.0^\circ$ ,  $\Delta X=0.1$

幅を、即ち標準偏差の最大減少を、与えることが明らかとなった。しかし、それは、反復の初期、中期、後期とではかなり異なることもまた明らかである。一般に反復の初期では、小さい“ $\lambda$ ”が、後期では大きい“ $\lambda$ ”が良い収束を与える。このことは、第2図からも理解できる。

また、非線型最小二乗法における最大の問題である真の解以外の停留点に歩みがトラップされて、その点でみかけ上収束されてしまうという状態は、こうした場合には発生しない。しかし、実際のフィールドデータを入力とした場合には起り得ることである。この問題は別に後で論ずる。

第8図は、 $A, Y_0$  を固定変数として、未知変数として  $B, H$  の2変数のみとした場合の標準偏差の等値線と、収束の進行状態とを、MARQUARDT 法及び最急降下法との場合を比較して示す。標準偏差の等値線は直接法によって求めたものである。これによると、この場合、標準偏差は変数  $B, H$  に対して単調な凹曲面を形成しており、真の解以外に停留点をもたない。収束性は MARQUARDT 法(図の実線)では3回目の反復で真の解に達するが、最急降下法では5回目の反復で達しており、前者の方が速い。また演算時間でも、前者は後者の2~3倍速い。また、ここでは具体的には示していないが、線型化法の場合には収束は常に振動的となり遅い。演算時間にして、MARQUARDT 法の数倍を要する。



第8図 2変数の場合の標準偏差等値線図と収束の進行状態(三次元角柱による磁気異常をフィールドデータとした場合) —MARQUARDT 法と最急降下法の比較—

### 3. 固定変数の与える影響

前章のプログラムにおいては、構造変数  $H, A, B, \theta, \varphi, J, X_0, Y_0$  (8個)のうち、 $\theta, \varphi, X_0$  を固定変数とみなしている。これは、本来未知変数として扱う必要があるが、収束計算の所要時間(収束性)及

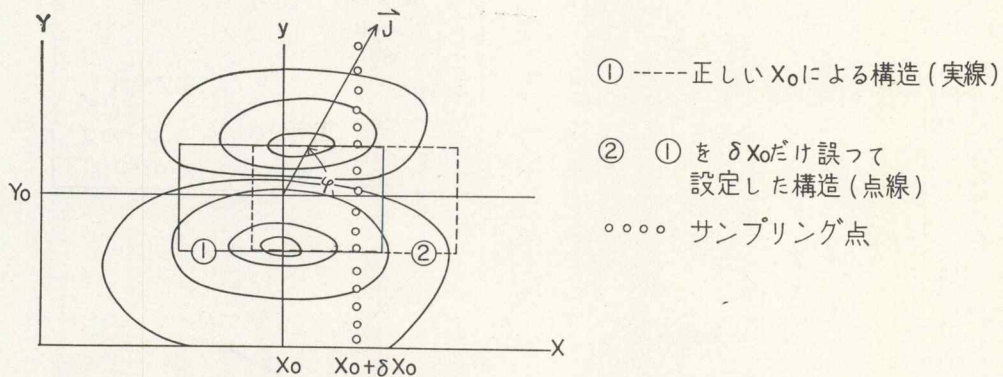


び著者等の使用した計算機 (HITAC-10 8K 語構成) の容量等の関係で、これを固定変数とみなしたのであった (プログラムの側からみれば、これらを未知変数として扱うことは、正規連立方程式 (82式) の次元が増すだけの事であり、ほとんど変わるところはない)。

そこで、本章では、固定変数とみなした、変数が解析結果に与える影響について、三次元角柱模型による磁気異常をフィールドデータとして用いて検討する。

#### a) $X_0$ の影響

磁気図から、鉛直2次微分図等を参考として、岩体の形状がかなり精度よく決る事は、第I部 (5章2) で述べた。岩体の形状が決まれば、その中心位置 ( $X_0, Y_0$ ) (第3図) は決まる。さて、いま第3図のようにサンプリング点を選んだ場合には、照合 (マッキング) 時に、 $Y_0$  の変化は大きな影響もつが、 $X_0$  の変化はあまり影響力をもたないであろうと推定される。このことを考慮してプログラムでは  $Y_0$  は未知変数としたが、 $X_0$  は固定変数とした。そこで、次に  $X_0$  の影響力について検討してみる。第9図において、構造① ( $X_0$ ) による磁気異常が図のようであるとする。いま仮りに、中心位置  $X_0$  の推定を誤って、図の構造② ( $X_0 + \delta X_0$ ) のように設定したものとす。この時、推定の誤差  $\delta X_0$  が解析結果に与える影響を計算してみる。



第9図  $X_0$  の解析結果に与える影響

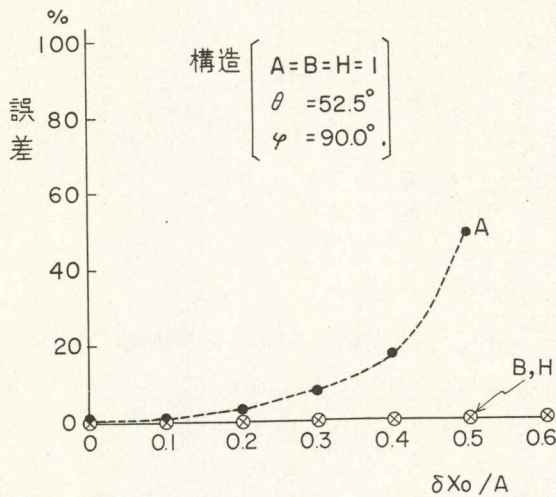
その結果次の事が判った。

i)  $\varphi$  (第9図) が  $90^\circ$  に近い時 ( $\varphi > 60^\circ$  程度) は、 $\delta X_0$  は  $B, H$  にあまり影響を与えない。通常測定される磁気構造の範囲で、 $\delta X_0/A = 0 \sim 0.5$  程度であれば、 $B, H$  の解析誤差は数%以内である。また  $A$  に与える影響は  $B, H$  のそれに較べて大きい。  $A$  に10%の誤差を与えるのは、 $\delta X_0/A = 0 \sim 0.4$  程度である。

ところで、推定の誤差  $\delta X_0$  は、最も大きく見積っても  $\delta X_0/A = 0.2$  程度と考えてよい。従って以上より、 $X_0$  を固定変数として扱うことは一般に許されるが、 $X_0$  の推定に大きな誤差 ( $\delta X_0/A > 0.3$ ) が予測される場合はこの限りではない。

ii) i) における  $\varphi > 60^\circ$  という制限は、サンプリング断面を  $Y$  軸から角度をもった方向に選定することによって解決される。

第10図は計算の一例である。この例では、 $A = B = H = 1$  という最も出現頻度の大きい構造を用い



第10図  $\delta X_0/A$  の解析結果に与える影響 (%)

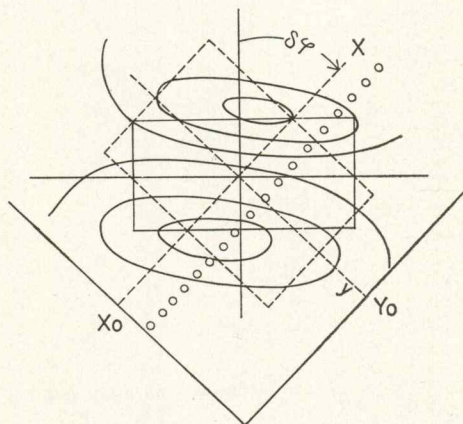
ている。B, H は  $\delta X_0/A$  に対して極めて安定であり、 $\delta X_0/A = 0.6$  の時でも (こんな大きな誤差は実際には考えられないが)、B, H の誤差は1%を超えない。一方、A は  $\delta X_0/A$  に対して、B, H に比して著しく不安定である。それでも  $\delta X_0/A = 0.3$  (考えられる最大値) の時でも、誤差は10%以内である。

#### b) $\varphi$ の影響

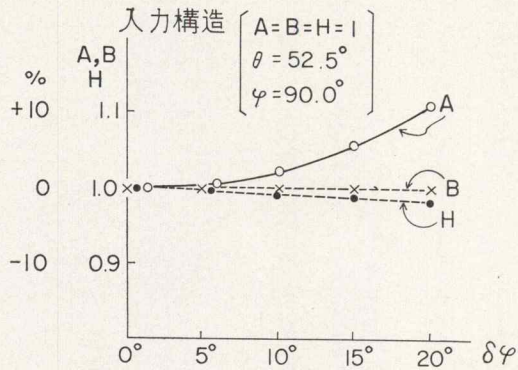
岩体の走向方向と磁化方向とのなす角度  $\varphi$  は固定変数として扱われてきたが、これの推定の誤差の解析結果に与える影響を  $X_0$  の場合と同様な方法で計算した (第11図)。その結果は次の通りである。

i)  $\delta\varphi = 0 \sim 20^\circ$  の範囲では、B, H に対してはあまり影響を与えない。その影響の仕方は、浅い岩体 (B/H 大) ほど顕著である。しかし、浅い岩体程、 $\varphi$  の推定の誤差は小さいから、結局大したことはなく、通常の岩体 (B/H =  $\frac{1}{2} \sim 2$  程度) では、上記の  $\delta\varphi$  の範囲で解析誤差は5%以内である。一方 A は、B, H に比して大きな影響を受けるが、上の  $\delta\varphi$  範囲で10%程度である。

ii)  $\varphi$  の推定誤差は大きく見積って  $20^\circ$  程度と考えてよいから、この推定に大きな誤差 ( $20^\circ$  以上) が無い限り、 $\varphi$  を固定変数とみなすことは許される。



第11図  $\varphi$  の解析結果に与える影響



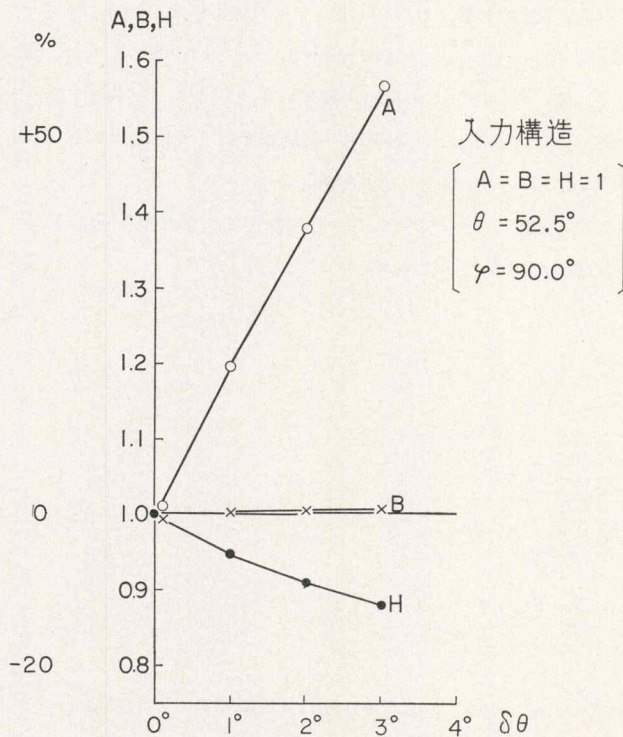
第12図  $\delta\varphi$  の解析結果に与える影響

第12図は計算の一例である。

c)  $\theta$  の影響

岩体の磁化ベクトルの伏角 ( $\theta$ ) は固定変数として扱われてきたが、これの解析結果に与える影響を  $X_0, \varphi$  の場合と同じく、三次元角柱による磁気異常を入力として用いて調べた。即ち、入力として用いた三次元角柱の伏角を  $\theta'$ 、解析に用いた固定変数としての伏角を  $\theta$ 、両者の差を  $\delta\theta (= \theta' - \theta)$  とした時の、 $\delta\theta$  による未知変数の解析誤差の変化を計算した。第13図は、 $\theta = 52.5^\circ$  の時の計算例である。これら計算結果は次の通りである。

i)  $\theta$  の推定値の誤差 ( $\delta\theta$ ) が解析結果に与える影響はかなり大きい。特に A に与える影響は極めて

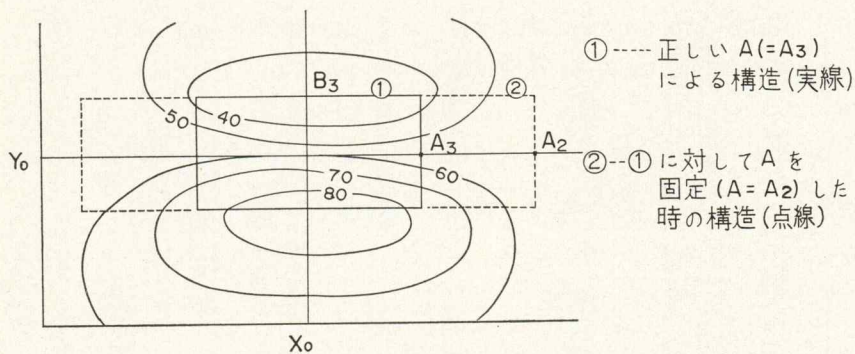


第13図  $\delta\theta$  の解析結果に与える影響

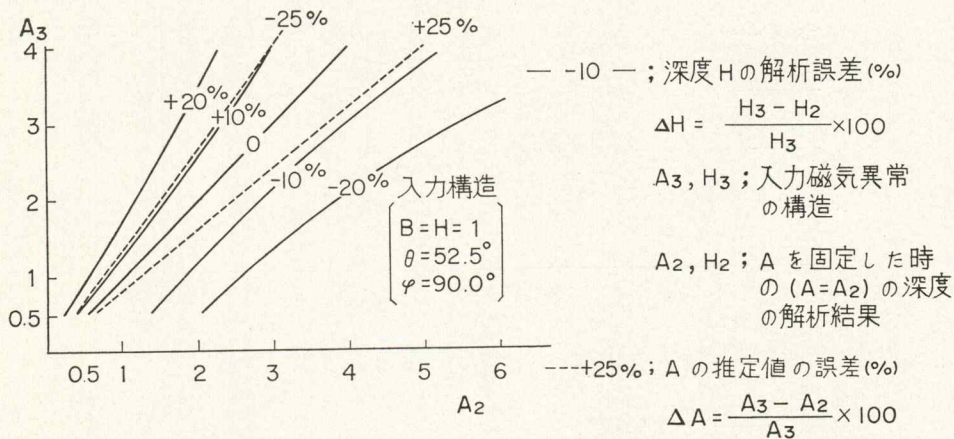
大きく、数度の推定誤差が、50%以上のAの解析誤差を与える。次いで、Hに与える影響が大きい。同じく数度の誤差が、Hの10%程度の解析誤差を与える。Bに与える影響は一般に小さく、ほとんど問題にならない程度である。

ii)  $\delta\theta$ の深度解析に与える誤差がかなり大きいということが明らかとなったが、これは、磁化ベクトルとして、誘導磁化だけでなく、残留磁化をも考慮する必要があることを意味している。本邦における火成岩の磁性測定の結果は、一般に磁化ベクトルの中で残留磁化の占める割合は50%に近いものが多いと報告されており、これを無視し得ない。

以上固定変数  $X_0, \varphi, \theta$  の推定誤差の解析結果に与える影響を調べた。この結果の中で共通していえることは、サンプリング断面に直交する方向の岩体の長さ(第3図の例ではA)が、他の変数に較べて大きな影響を受けることである。これは本来、この断面の磁気異常に対して、最も影響力の弱い型で関与している構造変数であることを考えれば、当然の結論であるといつてよい。本来、三次元模型を用いる事の利点は、この構造変数を有限な値として、何らかの形で存在させることにあるわけである(二次元模型では存在しない構造変数である)。本章で示されたように、この変数の安定性があまり良くない事を



第14図 Aの解析結果に与える影響



第15図 Aの解析結果に与える影響

の25%線

考慮すれば、この変数を、他の方法—例えば鉛直2次微分図—から概略求めておいて、固定変数として扱う方が良くとも考えられる。この変数の安定性が悪いということは、これを概略設定しても、逆に他の構造変数に与える影響が小さいことを意味しているわけである。第14図、第15図は $A$ を固定変数とみなした時、 $A$ の推定値がもつ誤差が深度解析結果に与える影響を調べたものである。これによると $A$ の推定値のもつ誤差が $\pm 25\%$ の時、深度解析誤差は $\pm 10\%$ 以内である。ところで2次微分図等の他の手段で推定できる $A$ の精度は、誤差 $25\%$ と考えてよいから、 $A$ を固定変数とした時の影響は $10\%$ 以内と見積ってよい。

#### 4. 二次元模型と三次元模型

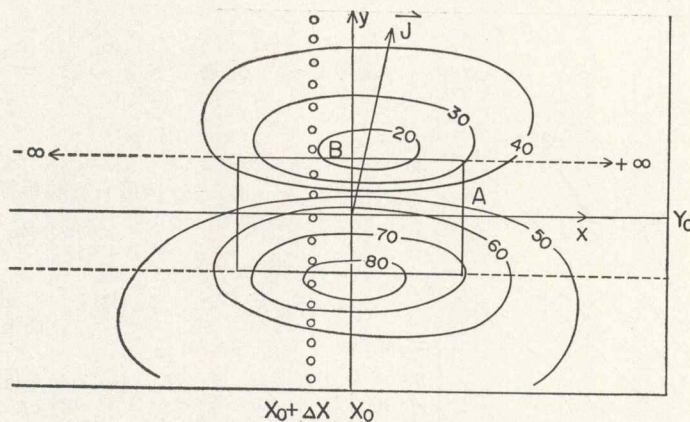
本章では、三次元磁気構造による平面的な歪りをもつ磁気異常に対して、二次元模型による解析を行なった場合の解析誤差について検討する。入力とする磁気異常は、前章と同じく三次元角柱模型によるものを用いる。即ち、第16図のように、三次元角柱(実線)による磁気異常に対して、二次元角柱(点線)による照合を行なってみる。

ここで行なった計算における入力磁気異常の特性(三次元角柱の構造変数)は第1表に示されている。

第17図は計算結果を示す。 $B_3, H_3, B_2, H_2, \sigma_2, \Delta_H, \Delta_B$ 等の意味は図中に示した通りである。第14図に示すようなサンプリングを行なった場合、入力磁気異常の構造 $A$ が増加するにつれて、これを二次元角柱で解析した時の誤差( $\Delta_B, \Delta_H$ )は減少するはずである。第17図は $A$ に対する誤差( $\Delta_B, \Delta_H$ )及び標準偏差

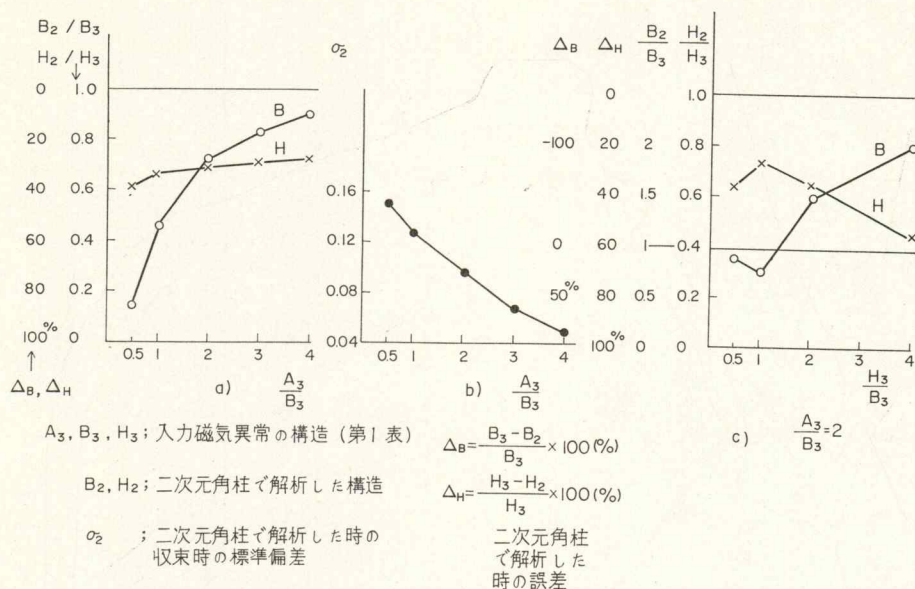
第1表 構造変数表(第14図)

$\theta = 52.5^\circ$	$\varphi = 90.0^\circ$	$\Delta X_0 = 0.0$	$B = H = 1$	$A = 0.5, 1, 2, 4$
-----------------------	------------------------	--------------------	-------------	--------------------



- 2次元模型      ○○○○ サンプリング点  
 ———— 3次元模型

第16図 三次元角柱による磁気異常と二次元模型

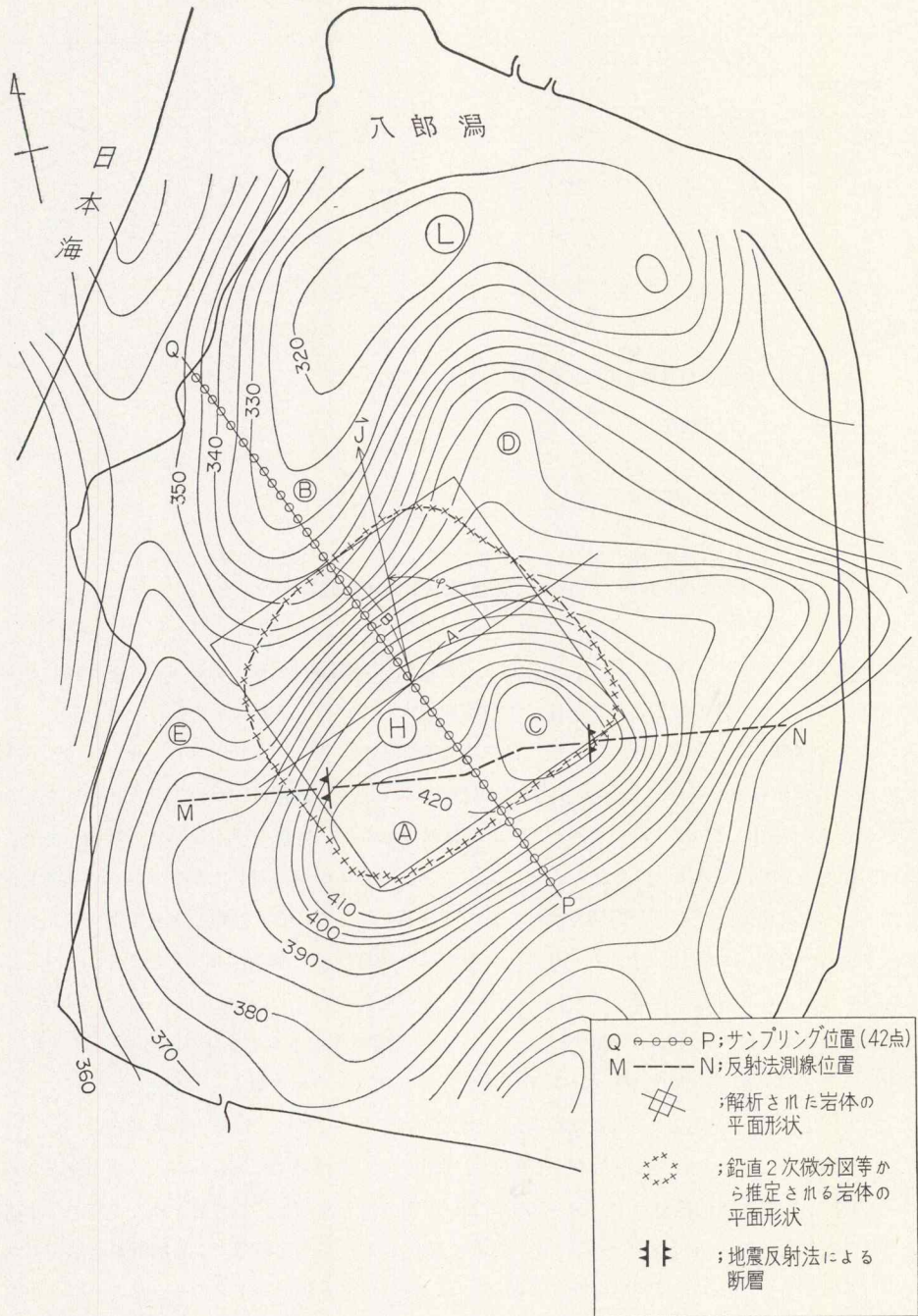


第17図 三次元角柱による磁気異常を二次元角柱で解析した時の解析誤差と標準偏差の入力特性 (構造変数A) に対する関係

( $\sigma_2$ ) の変化を明らかにしている。即ち、a) によると、岩体の幅  $B$  は岩体の長さ  $A$  が小さい時、極めて小さく解析されるが、 $A$  の増加と共に急速に正解値に収束していく。それでも  $A_3/B_3 = 4$  の時、つまり岩体の長さが幅の4倍と充分大きく、一般には二次元問題として扱ってよいとされる場合でも、10%程度の誤差 ( $\Delta_B$ ) をもつ。一方、岩体の深さ  $H$  は、 $A$  が小さくとも、 $B$  に較べれば誤差は小さいといえるが、しかし  $A$  の増加によっても、あまり誤差 ( $\Delta_H$ ) は減少しない。先きの  $A_3/B_3 = 4$  の場合でさえ、誤差は30%程度であり、かなり大きいといえる。このことは、岩体の幅に対してかなり長さのある異常に対しても、二次元模型を使う事が適切ではないということを示している。通常二次元模型を用いてよい限界とされている岩体の幅/長さ比 = 2 ( $A_3/B_3 = 2$ ) では、深度解析の誤差は30%を超えている。

この誤差は  $A_3/B_3$  のみならず深度との比 ( $H_3/B_3$ ) によっても変わるものである。一般に、 $H_3/B_3$  が大きくなるにつれて一即ち、岩体深度が増すにつれて一この誤差は大きくなるものである。第17図-c) は  $A_3/B_3 = 2$  の時の誤差の深度 ( $H_3/B_3$ ) に対する依存性を調べたものである。

以上、本章では三次元構造による磁気異常を二次元模型を用いて解析した時の解析誤差について、模型を用いて検討した。その結果、解析の主目的である深度 ( $H$ ) の誤差は、岩体の長さ/幅の比が4程度であっても、かなり大きい値を示す (20~30%) ことが明らかとなった。このことは、本邦の空中磁気図で出現頻度の高い長さ/幅比 = 1~2 程度の異常に対しては、三次元模型による解析が必要であることを示している。また二次元模型で解析する場合には、何らかの方法で補正を行なうことが必要であるといえる。



第18図 八郎潟磁気異常の解析例

## 5. フィールドデータへの適用 —秋田県八郎潟空中磁気図の例—

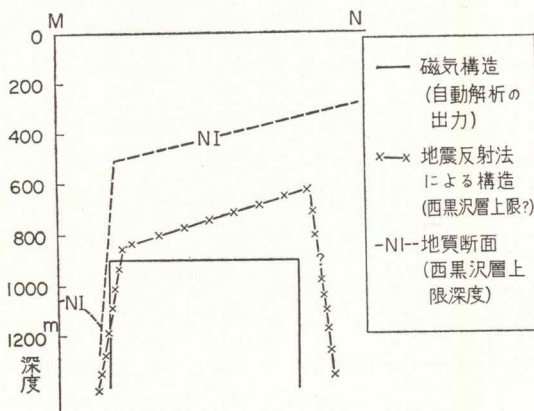
第2章で述べた方法及びプログラム（第6図）を用いて、フィールドデータへの適用の例として、八郎潟空中磁気図（1,500ft—第I部第7図）の一部の異常の解析を行なった。

本地域の空中磁気図の解析・解釈については第I部第4章（4章1.4）ですでに詳しく論じた。この地域をフィールド例として選んだのは、比較的地質構造が判っているためである。

第18図は、磁力変化図（第I部4章2.1参照）、サンプリング位置（ $P-Q$ ）、地震反射法測線位置（ $M-N$ ）及び解析された岩体の平面形状を示す。また第19図は反射法測線に沿った断面（ $M-N$ ）における磁気構造、反射法構造及び地質構造（西黒沢層上限）を示す。本図は第I部—第16図のうちの一部である。

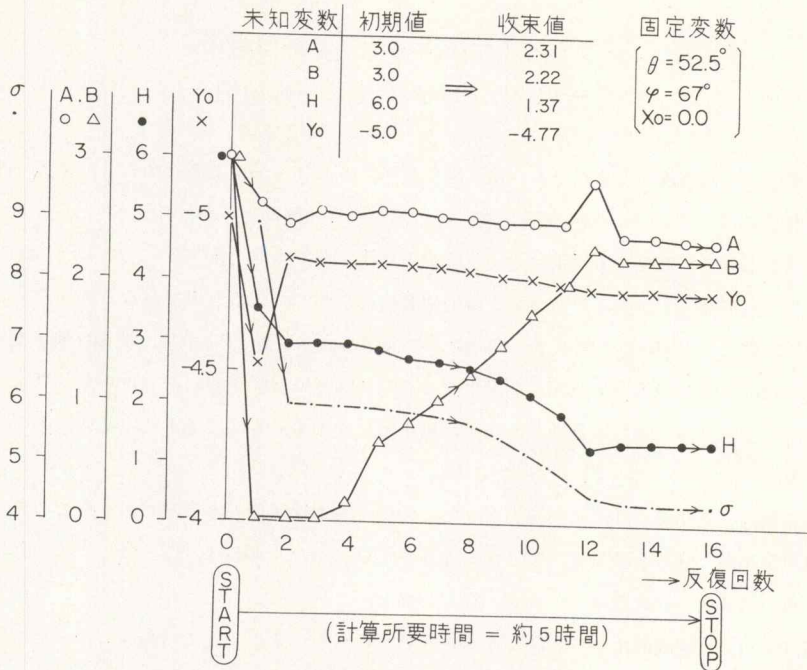
この磁気異常（第18図）は、八郎潟の中央部に位置する本地域最大の異常である。この異常は基本的には一組の高異常（ $\text{H}$ ）と低異常（ $\text{L}$ ）からなるが、更に細かくみれば、この他に、 $\text{C}$ 、 $\text{D}$ 、 $\text{E}$ といった波長の短い異常がこれに重畳している。従って異常はこれらによって干渉を受けているが、そのうち図の断面  $P-Q$  は比較的干渉の影響が小さいと考えられる。そこで、この断面に沿った一組の高異常（ $\text{A}$ ）と低異常（ $\text{B}$ ）について解析を行なってみた。磁化ベクトルは誘導磁化によるもののみと仮定し、また岩体の走向方向（ $x$ 軸方向）は、鉛直2次微分図（第I部第9図）を参考として選定した。解析の結果は、第18、19図に示された通りである。この磁気構造の解析結果の地質的検討は、すでに第I部第4章で論じてあるから、ここでは論じないが結論だけ言えば、この解析結果（ $A, B, H, X_0, Y_0$ ）は良好であるといつてよい。特に、サンプリング断面（ $P-Q$ ）に直交する方向の岩体の形状（ $\text{A}$ ）が、このように合理的に—第18図において2次微分図等から別個に求めた形状（ $\times-\times-\times$ 印）と比較してみると明らかであるが一決められるということは、やや予想外の結果といつてよいだろう。

第20図はこの例での計算の進行状況、特に反復の回数と収束の状態との関係を示す。この計算の未知変数及びその初期値、収束値、固定変数、標準偏差及び未知変数の反復の進行に伴う変化等を示してあ



第19図 八郎潟断面(M-N)における磁気・地震・地質の対比（第I部—第16図の一部—磁気構造(c)）





第20図 八郎湯磁気異常の解析例—反復回数と収束状況の関係  
(第18図, 第19図参照)

る。この例では、第14回目の反復で収束完了となっているが、念のため、更に2回の反復を行なった。この収束値は第18, 19図に示されているものである。16回の反復計算の所要時間は約5時間 (HITAC-10 使用) であった。

## 6. 第Ⅱ部のまとめと今後の問題点

第Ⅱ部では三次元模型を用いた曲線照合法による磁気異常の自動解析の手法について論じてきた。

第1章では、平面的歪りをもつ磁気異常に対するサンプリング方法の問題(1章2)及び構造変数から未知変数と固定変数を選別する根拠(1章3)を論じた。即ち、サンプリングには三つの方法が考えられ、入力情報量を多くするという立場と磁気異常の干渉をさけるという立場が対立すること、したがって、サンプリングは対象磁気異常の状況に応じて、それぞれの利点、欠点を考えて使いわければよいこと、が結論された。また構造変数は本来すべて未知変数であるが、計算の収束性を高めるためには、他の方法で推定をつく変数は極力固定変数とした方がよいとする立場から、ここでは $\theta, \varphi, X_0$ を固定した。

第2章では、最小二乗法による曲線照合法の数学的背景とそのプログラムの種々の問題点を論じ、(2章1, 2章2, 2章3)、最後に三次元角柱による磁気異常を入力データ(フィールドデータ)として、作成したプログラムの検定を行ない良好な結果を得た(2章4)。またその中で、非線型最小二乗法を解く方法としてMARQUARDTの中間法が、線型化法や最急降下法に較べて良好な収束性をもつこ

とが明らかとなった。特に、MARQUARDT の係数“ $\lambda$ ”の選定の方法として、図式に示されるような方法を考案した(2章3)。

第3章では、第2章で固定変数として扱った構造変数の解析結果、特に深度 $H$ に与える影響を個別に見積った。その結果、 $X_0$ ,  $A$ ,  $\varphi$  による影響は、他の方法で推定する時の常識的な誤差の範囲では、あまり $H$ に対して効かないことが判った。特に、 $A$ については、むしろ固定変数として与えた方が良いと考えられるに到った。また、 $\theta$ の影響は最も著しいこと、従って、今後残留磁化ベクトルを考慮した解析を行なっていくことが重要であることが導かれた。

第4章では、開発したプログラムを用いて、三次元的構造による磁気異常を二次元模型によって近似解析した時の誤差の問題を、三次元角柱による磁気異常を入力データとして用いて検討した。その結果、通常二次元的扱いの可能とされている、長さ/幅比 = 2~4 の岩体による磁気異常の場合でも、二次元模型を用いると、20~30%の深度解析誤差を生むことが明らかとなった。これにより、三次元模型を用いた解析の必要性が明らかとなった。

第5章では、この方法のフィールドデータへの適用の例として、八郎瀉の空中磁気異常に対して解析を行なった。この解析結果は、地質や他の物理探査の結果とも良い一致をみた(第5章及び第I部4章1.4)。

第II部で論じた問題の延長線上には、今だ多くの問題が残されている。その中で、著者が次の問題として取りあげているものとしては、次のようなものがある。

i) 三次元有限底角柱(第I部第5図)を用いた Suprabasement 模型の自動解析

これは、第2章で述べたプログラムがほとんどそのまま使える。

ii) エアガンによって構造の形態が解っている場合における岩体の In Situ での磁化ベクトルを求める問題

第I部第4章(4章3)で述べたように、磁気異常が対応するエアガン構造を見出し得る場合には、岩体の形態(深度, 幅, 長さ, 走向等)を後者によって得ることができれば、磁化ベクトル $\vec{J}$ を曲線照合法の手法で求めることができる。三次元角柱模型で形態を近似する場合には、(24), (25)式において、 $J$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  を未知変数として、他の構造変数を固定変数として正規方程式(26)を解けばよい。

iii) 複数の三次元角柱による干渉(複合)異常の自動解析

本論では、独立異常ないし何らかの手法で干渉異常を独立異常に変換した出力異常に対して、1個の模型のあてはめを行なったが、今後は、干渉異常に対して複数の三次元模型のあてはめを行なって解析を行なう方法を自動化する。これは八郎瀉の異常に対して、標準曲線の試行錯誤方法で行なった曲線照合法による解析(第I部第19図, 第20図)の自動化に相当する。このためには、本論におけるプログラムは多少変更する必要がある。

### 第Ⅲ部 空中磁気図解析法における Continuation フィルターについて

#### 1. 「定量的フィルター」の定義—序論

磁気図や重力図から、所望する特定の情報のみを選択的に抽出するために用いられるサンプリングフィルターが構造解析に果たす役割はおおきい。空中磁気図の解析に際しても、多くのフィルターが考案され使用されているが、多くの場合、定量解析に先立って磁気図を幾つかの波長領域の成分に分離することによって、基盤内部や堆積層中の断裂系や貫入岩体の分布を調べ、それによって調査域全体の構造概念をきざきあげるために、いいかえれば、「定性的」に、用いられている。

一方、フィルターを操作して、その出力を用いて構造解析を定量的に行なうことも可能である。これは、フィルターを「定量的」に用いる場合である。

既に、第Ⅰ部第5章で述べたように、干渉磁気異常を解析する一つの方法として、これにフィルターを操作して独立異常に変換して解析するやり方がある。しかし、この場合には、フィルター操作の入力側と出力側の間に、何らかの形で、構造に関する情報が「定量的」に伝達されている必要がある。なぜなら、構造に関する情報は、フィルター操作の過程で多かれ少なかれ、何らかの歪みを受けるものだからである。そして、この歪みを考慮しないと、解析結果に誤差が導入されることになる。このような歪みの量が見積られているフィルターを、今仮りに、「定量的フィルター」と呼ぶことにする。

さて、ここで、フィルターの歪みを「定量的」に見積る方法が問題となる。この方法は、フィルター出力に対して適用する構造の解析法に応じて、個々に決められるべきものである。

本論では、空間フィルターの一つである、Upward Continuation および Downward Continuation フィルターをとりあげ、それを有限個のデジタルフィルターとして設計した時生ずる、アイディアルフィルター（理想フィルター）からの偏差を、第Ⅱ部で述べた曲線照合法によって、その出力を解析するという場合について、定量的に見積る。その後で、フィルターの「定量性」という立場から、最も良いデジタルフィルターを選別する。このフィルターは、以後ある誤差の範囲で、「定量的フィルター」として用いることができる。

ところで、デジタルフィルターを設計する時、フィルターの長さ（オペレーターの長さ）を、どのように選定するかが常に重要な問題となる。一般的に言って、この長さが長いほど、デジタルフィルターの理想フィルターからの偏差（あるいは歪み）は小さくなる。そこで、可能な限り長いオペレーターを設計するのが良いのだが、長いオペレーターは同時に、次にあげるような幾つかの欠点をもっているから、それら長所と欠点との間で、どこで折合いをつけるかということが問題となるわけである。長いオペレーターの欠点の主なものを次に記す。

- i) フィルター操作 (Convolution) の計算時間が長くなる。これは二次元フィルターではオペレーターの長さ ( $N$ ) の平方に比例する。
- ii) 入力域の周辺部での出力の欠落領域が  $N$  の増加と共に広がる。

iii) 磁気異常が強度に干渉している場合、今フィルターを操作して独立異常に変換したい干渉異常以外の部分の干渉異常を、可能な限りさけてフィルターを操作したい、という事が起り得る。このような場合、オペレーターの長さは極力短い方がよい。

本論では、オペレーターの長さ ( $N$ ) を 2~8 の範囲に選んでいる。これは上に述べた理由と共に、空中磁気図の測線間隔と調査面積との関係等を考慮して選んだものである。このオペレーターの長さは、フィルターの性格にもよるが一般的にいて、無視し得るような理想フィルターからの偏差(歪み)を与えるようなデジタルフィルターを設計するには十分な長さであるとはいえない。つまり、一般的な意味では良いフィルターとは言い難いのだが、これまで述べてきたように、そうしたフィルターを用いざるを得ないような場合がしばしばあるという前提に立って、そのフィルターの歪みを何らかの方法で補正しよう、というのが本論の主旨である。

## 2. サンプリングフィルターの基本式と Continuation フィルター

### 2.1 サンプリングフィルターの基本式

入力磁気図 ( $q$ )、フィルター関数 ( $w$ ) および出力磁気図 ( $u$ ) の間には、次の Convolution 積分

$$u(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} w(\alpha, \beta) q(x-\alpha, y-\beta) d\alpha d\beta \dots \dots \dots (1)$$

が成立する。

ところで探査の面積は有限であるから、(1)の入力 ( $q$ ) の領域は有限で、従って(1)は有限積分となる。入力を有限で打切る代わりにフィルター ( $w$ ) を有限で切打ることとする。即ち

$$w(\alpha, \beta) = \begin{cases} w(\alpha, \beta) & |\alpha| \leq N \text{ and } |\beta| \leq N \\ 0 & |\alpha| > N \text{ or } |\beta| > N \end{cases} \dots \dots \dots (2)$$

ここで  $N$  はフィルター (オペレーター) の長さである。

また入力が連続的ではなく、間隔 1 の正方格子点上の値として離散的に分布するものとする、フィルターは離散的なデジタルフィルターとして与えられ(1)は

$$u(k, l) = \sum_{\alpha=-N}^N \sum_{\beta=-N}^N w_a(\alpha, \beta) q(x-\alpha, y-\beta) \quad k, l; \text{整数} \dots \dots \dots (3)$$

となる。但し  $w_a$  はデジタルフィルターを意味するものとする。

また、フィルターの位相差が零であれば、即ち原点对称であれば、

$$w_a(\alpha, \beta) = w_a(-\alpha, \beta) = w_a(\alpha, -\beta) = w_a(-\alpha, -\beta) \dots \dots \dots (4)$$

本論でとりあげる Continuation フィルターは、位相差零のフィルターである。

さて、入力 ( $q$ )、フィルター ( $w$ )、出力 ( $u$ ) の周波数特性を、それぞれ、 $\tilde{Q}$ 、 $\tilde{W}$ 、 $\tilde{U}$  とすると、Convolution (1) は、周波数領域 ( $m, n$ ) で

$$\tilde{U}(m, n) = \tilde{W}(m, n) \times \tilde{Q}(m, n) \dots \dots \dots (5)$$

但し、ここで、一般の関数  $t(x, y)$  とその周波数特性  $\tilde{T}(m, n)$  との間には、次のフーリエ変換

$$\tilde{T}(m, n) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x, y) \exp(-2\pi i(mx + ny)) dx dy \dots\dots\dots(6)$$

(フーリエ変換)

$$t(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{T}(m, n) \exp(2\pi i(mx + ny)) dmdn \dots\dots\dots(7)$$

(フーリエ逆変換)

但し  $i = \sqrt{-1}$ 

の関係がある。

位相遅れのない有限デジタルフィルター  $w_a$  の周波数特性  $\tilde{W}_a$  は次の近似式

$$\tilde{W}_a(m, n) = \sum_{x=0}^N \sum_{y=0}^N PC(x, y) w_a \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny \dots\dots\dots(8)$$

$$PC(x, y) = \begin{cases} 1 & x = y = 0 \\ 2 & x = 0 \text{ or } y = 0 \\ 4 & x \neq 0 \text{ and } y \neq 0 \end{cases} \dots\dots\dots(9)$$

で表わされる。

(8)の積分を角柱による近似で行なったのは、Convolution (3) がやはり角柱による積分で近似されているからである。

なお、 $\tilde{W}_a$  にも次の対称性がある。

$$\tilde{W}_a(m, n) = \tilde{W}_a(-m, n) = \tilde{W}_a(m, -n) = \tilde{W}_a(-m, -n) \dots\dots\dots(10)$$

また  $\tilde{W}_a$  のフーリエ逆変換  $w'_a$  は

$$w'_a(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{W}_a(m, n) \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny dmdn \dots\dots\dots(11)$$

であるが、情報理論における標本化定理によれば、間隔  $S$  の離散的標本点をもつ関数は、波数  $1/2S$  (ナイキスト波数) 以上の高周波の波を含まないから、積分(11)は  $1/2S = 1/2$  で遮断される。また  $\tilde{W}_a$  の対称性(10)を考慮して

$$w'_a(x, y) = 4 \int_0^{1/2} \int_0^{1/2} \tilde{W}_a(m, n) \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny dmdn \dots\dots\dots(12)$$

## 2.2 Continuation フィルターの基本式

ある特定の平面 (観測面) 上での磁力値 (あるいは重力値) の分布が解っている時、他の任意の自由空間での磁力値 (重力値) 分布を計算することができる。観測面より上方 (磁界発生母体より遠ざかる) 平面での磁界を計算することを Upward Continuation といい、逆に下方 (発生母体へ近づく) 平面での磁界を計算することを Downward Continuation という。

### 2.2.1 Upward Continuation

いま座標  $x, y$  を水平面に、 $z$  を垂直上向きにとる。ポテンシャル論によると、自由空間の磁気ポテンシャル  $V(x, y, z)$  のレベル  $z = 0$  より  $z = h$  ( $h > 0$ ) への Upward Continuation は次の Convolution

$$V(x, y, h) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{h \cdot V(x, y, 0)}{2\pi((x-\alpha)^2 + (y-\beta)^2 + h^2)^{3/2}} d\alpha d\beta \dots\dots\dots (13)$$

で表わされる。この時のフィルター関数を、 $f_t$  とすると、

$$f_t(x, y, h) = h/2\pi(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2} \dots\dots\dots (14)$$

はポワソン積分核と呼ばれている。

いま、地球磁界の全磁力値分布を  $\Delta T(x, y, z)$  とすると、 $\Delta T$  についても(13)が成立する。

ここで、フィルター  $f_t$  が有限個のデジタルフィルターであれば、全磁力分布  $\Delta T$  についての(13)式は、(2)、(3)式を考慮して、

$$\Delta T(x, y, h) = \sum_{\alpha=-N}^N \sum_{\beta=-N}^N f_a(\alpha, \beta) \Delta T(x-\alpha, y-\beta, 0) \dots\dots\dots (15)$$

となる。 $f_a$  は Upward Continuation のデジタルフィルターである。

さて、 $f_t$  の周波数特性を  $\tilde{F}_t$  とすると、

$$\tilde{F}_t(m, n, h) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{h}{2\pi(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}} \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny \, dx dy = \exp(-2\pi h \sqrt{m^2 + n^2}) \dots (16)$$

従って、ナイキスト遮断を行なったフィルターを  $f_F$  とすると、 $f_F$  はフーリエ逆変換(12)より

$$f_F(x, y, h) = 4 \int_0^{\frac{1}{2}} \int_0^{\frac{1}{2}} \exp(-2\pi h \sqrt{m^2 + n^2}) \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny \, dm dn \dots\dots\dots (17)$$

によって与えられる。

以上より、デジタル Upward Continuation フィルター  $f_a$  は、(14)あるいは(17)式より与えられる。

### 2.2.2 Downward Continuation

Downward Continuation フィルターについては、Upward Continuation における(13)のような空間領域の解析関数としては与えられていない。それは次の方法によって与えられる。即ち、Upward Continuation の周波数領域での入力、出力を  $\Delta \tilde{T}(m, n, 0)$ 、 $\Delta \tilde{T}(m, n, h)$  とすると、(5)式より

$$\Delta \tilde{T}(m, n, h) = \tilde{F}_t(m, n, h) \times \Delta \tilde{T}(m, n, 0) \dots\dots\dots (18)$$

この式で  $\Delta \tilde{T}(m, n, h)$  を入力、 $\Delta \tilde{T}(m, n, 0)$  を出力と、入出力関係を逆に考えると、それぞれ Downward Continuation の入力、出力とみなすことができ、その時の Downward Continuation フィルターの周波数特性を  $\tilde{G}_t$  とすると、(18)式より

$$\Delta \tilde{T}(m, n, 0) = \tilde{G}_t(m, n, h) \times \Delta \tilde{T}(m, n, h) \dots\dots\dots (19)$$

であり、(18)、(19)より  $\tilde{G}_t$  は

$$\tilde{G}_t(m, n, h) = 1/\tilde{F}_t(m, n, h) = \exp(2\pi h \sqrt{m^2 + n^2}) \quad (h > 0) \dots\dots\dots (20)$$

で与えられる。

従って、Downward Continuation のデジタルフィルター  $g_F$  は、(20)式のフーリエ逆変換より

$$g_F(x, y, h) = 4 \int_0^{\frac{1}{2}} \int_0^{\frac{1}{2}} \exp(2\pi h \sqrt{m^2 + n^2}) \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny \, dm dn \dots\dots\dots (21)$$

で与えられる。

積分(21)は、一般に発散し解をもたないが、積分をナイキスト波数で遮断することにより、有限解

$$g_F(x, y, h) = 4 \int_0^{\frac{1}{2}} \int_0^{\frac{1}{2}} \exp(2\pi h \sqrt{m^2 + n^2}) \cos 2\pi m x \cdot \cos 2\pi n y \, dmdn \dots \dots \dots (22)$$

を有する.

### 3. デジタルフィルターの歪みの「定量的」評価の方法と最適なフィルターの考え方

#### 3.1 基本的な考え方

Upward Continuation フィルターは(14)あるいは(17)式より, Downward Continuation フィルターは(22)式よりそれぞれ求めることができる. いずれの場合も, 設計されたデジタルフィルターは有限個の打ち切り (22)式) およびナイキスト遮断 (12)式) に伴う歪みをもち, 理想フィルターと一致しない. 特に, フーリエ変換の方法はフィルターの安定性が悪いといわれている.

さて, 次に「最適なフィルター」ということについて考えてみる.

もとより, 理想フィルターを除けば, 「最適なフィルター」が一意的に存在するわけではない. それは, フィルターの用いられる目的に応じて定義されるものである.

さて, フィルターを長さ  $N(N = 2 \sim 8)$  で打切った時の理想フィルターからの偏差 (歪み) をあらかじめ定量的に見積って置いて, 後で Convolution の出力磁気図の定量解析に際して, その偏差を何らかの方法で補正する, というのが本論の基本的な考え方であった. この考え方に立てば, 「最適なフィルター」とは, 補正を最も正確に行なえるフィルターである, というように定義できる. このようなフィルターを, 今仮りに「最適な定量的フィルター」と呼ぶことにする. 後で述べるように, このフィルターは, Convolution の入力周波数特性  $\tilde{Q}(m, n)$  の変化に対して, フィルターの歪み (あるいは補正量) の変化の小さいフィルターとして定義できる. このようなフィルターを「安定なフィルター」とも呼ぶことにする.

さて, フィルターの歪み (補正值) は, Convolution 出力磁気異常に対して適用される定量解析法に依存するものである. それは, 解析法ごとに個別に見積られるべきものである. 本論においては, 第II部で論じた, 最小二乗法に基づく曲線照合法による自動解析を, Convolution 出力異常に適用した場合のフィルターの歪み (補正量) について論ずることにする.

#### 3.2 曲線照合法の場合の歪み最小のフィルター

いま, 入力磁気異常  $\Delta G(x, y, d)$  について, Continuation 幅  $h_0$  の Continuation を行なうものとする. この時, 理想フィルターおよびデジタルフィルターの出力異常を  $\Delta G_e^t(x, y, d+h_0)$ ,  $\Delta G_e^d(x, y, d+h_0)$  とすると,

$$\begin{aligned} \Delta G_e^t(x, y, d+h_0) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta G(x-\alpha, y-\beta, d) \times w_t(\alpha, \beta, h_0) \, d\alpha d\beta \dots \dots \dots (23) \\ &= \Delta G(x, y, d+h_0) \dots \dots \dots (24) \end{aligned}$$

$$\Delta G_e^d(x, y, d+h_0) = \sum_{\alpha=-N}^N \sum_{\beta=-N}^N \Delta G(x-\alpha, y-\beta, d) \times w_d(\alpha, \beta, h_0) \dots \dots \dots (25)$$

但し,  $w_t, w_d$  は理想フィルターおよびデジタルフィルターである.

さて, 曲線照合法を用いて, (23)式の Convolution 出力の構造解析をするものとする. 即ち, 出力  $\Delta G_c^d(x, y, d+h_0)$  との偏差平方和を領域  $\int_x \int_y dXdY$  で最小とする構造模型による異常  $\Delta G(x, y, d+h_0)$  を決める. 偏差平方和を  $\delta^2$  とすると

$$\delta^2 = \int_x \int_y (\Delta G(x, y, d+h_0) - \Delta G_c^d(x, y, d+h_0))^2 dXdY \rightarrow \text{MIN} \dots\dots\dots (26)$$

ここで,  $\Delta G(x, y, d+h_0)$  を,  $\Delta G(x, y, d)$  を入力とした Continuation 幅  $h_0$  の理想フィルターによる出力 (24)式) とすると, (26)式は

$$\begin{aligned} \delta^2 &= \int_x \int_y (\Delta G_c^t(x, y, d+h_0) - \Delta G_c^d(x, y, d+h_0))^2 dXdY \\ &= \int_x \int_y \left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta G(x-\alpha, y-\beta, d) \times w_t(\alpha, \beta, h_0) \right. \\ &\quad \left. - \sum_{\alpha=-N}^N \sum_{\beta=-N}^N \Delta G(x-\alpha, y-\beta, d) \times w_d(\alpha, \beta, h_0) \right)^2 dXdY \rightarrow \text{MIN} \dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

いま, 入力異常  $\Delta G(x, y, d)$ , 理想フィルター  $w_t(x, y, h_0)$  が既知であるとする, (27)を解いて得たデジタルフィルター  $w_d(x, y, h_0)$  は, 理想フィルターとの偏差を最小とするフィルターということができる. 但し, この場合,  $w_d(x, y, h_0)$  は(27)式からも明らかなように, 入力異常に依存する形になっている.

さて, (26)式では, 空間領域における最小二乗法による照合を行なったが, 次にこれを周波数領域で行なってみる.

周波数領域においては, (23), (24)式は

$$\Delta \tilde{G}_c^t(m, n, d+h_0) = \Delta \tilde{G}(m, n, d) \times \tilde{W}_t(m, n, h_0) \dots\dots\dots (28)$$

$$\Delta \tilde{G}_c^d(m, n, d+h_0) = \Delta \tilde{G}(m, n, d) \times \tilde{W}_d(m, n, h_0) \dots\dots\dots (29)$$

(27)に対応する周波数特性間の偏差平方和を, ナイキスト周波数内領域  $\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dmdn$  で最小にするものとする. 即ち,

$$\begin{aligned} \tilde{\delta}^2 &= \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} (\Delta \tilde{G}_c^t(m, n, d+h_0) - \Delta \tilde{G}_c^d(m, n, d+h_0))^2 dmdn \\ &= \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \Delta^2 \tilde{G}(m, n, d) \times (\tilde{W}_t(m, n, h_0) - \tilde{W}_d(m, n, h_0))^2 dmdn \rightarrow \text{MIN} \dots\dots\dots (30) \end{aligned}$$

ここで, 入力異常の周波数特性  $\Delta \tilde{G}(m, n, d)$ , 理想フィルターの周波数特性  $\tilde{W}_t(m, n, h_0)$  が既知であるとする, (30)を解いて, 周波数領域における曲線照合法の場合の, 最小歪みのデジタルフィルター  $\tilde{W}_d(m, n, h_0)$  を得る.

さてここで  $\tilde{W}_d$  は(8)式より

$$\tilde{W}_d(m, n, h_0) = \sum_{x=0}^N \sum_{y=0}^N PC(x, y) w_d(x, y, h_0) \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny \dots\dots\dots (31)$$

で与えられるとすると, (30)式は



$$\bar{\delta}^2 = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \Delta^2 \tilde{G}(m, n, d) \times (\tilde{W}_i(m, n, h_0) - \sum_{x=0}^N \sum_{y=0}^N PC(x, y) w_d(x, y, h_0) \times \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny)^2 dmdn \rightarrow \text{MIN} \dots\dots\dots \text{㉒}$$

ここで、 $\Delta^2 G(m, n, d)$  は、 $(\tilde{W}_i - \tilde{W}_d)^2$  を最小にする時につける重み (あるいは回数) と考えてよい。

㉒式の正規方程式を  $S(w_{k,l})$  とすると、(但し  $w_{k,l} = w(k, l, h_0)$ )

$$S(w_{k,l}) = \frac{\partial \bar{\delta}^2}{\partial w_{k,l}} = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \Delta^2 \tilde{G}(m, n, d) \times (\tilde{W}_i(m, n, h_0) - \sum_{x=0}^N \sum_{y=0}^N PC(x, y) w_d(x, y, h_0) \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny) \times PC(k, l) \cos 2\pi mk \cdot \cos 2\pi nl dmdn = 0 \dots\dots\dots \text{㉓}$$

( $k, l = 0, 1, 2, \dots, N$ )

これより

$$\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \Delta^2 \tilde{G}(m, n, d) \sum_{x=0}^N \sum_{y=0}^N PC(x, y) PC(k, l) \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny \times \cos 2\pi mk \cdot \cos 2\pi nl \cdot w_d(x, y, h_0) dmdn = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \Delta^2 \tilde{G}(m, n, d) PC(k, l) \cos 2\pi mk \cdot \cos 2\pi nl \times \tilde{W}_i(m, n, h_0) dmdn \dots\dots\dots \text{㉔}$$

( $k, l = 0, 1, 2, \dots, N$ )

㉔式は  $(N+1)^2$  元連立方程式であり、これを解いて、周波数領域での照合の場合の歪み最小のデジタルフィルター  $w_d(x, y, h_0)$  を求めることができる。

さて、㉔式も㉒式の場合と同じく、最小歪みのデジタルフィルターは、Convolution の入力異常の周波数特性に依存する。このことは、デジタルフィルターの理想フィルターからの偏差 (歪み) 自体も、入力異常によって変わることを意味するものである。

入力異常あるいはその周波数特性に応じて、いちいち歪み最小のフィルターを計算したり (㉒式あるいは㉔式)、その歪みを計量したりすることは実際的ではない。そこで、 $\Delta \tilde{G}(m, n, d)$  (あるいは  $\Delta G(x, y, d)$ ) の代わりに、それに比較的似た特性の重み関数  $\tilde{S}(m, n)$  を与えるのが得策である。

いま特に、 $\tilde{S}(m, n)$  として

$$\Delta \tilde{G}(m, n, d) = \tilde{S}(m, n) \equiv 1 \dots\dots\dots \text{㉕}$$

を与えると、㉔の左辺は三角関数の直交条件より、対角要素のみとなり、もはや連立方程式ではなくなる。この時、 $w_d(k, l, h_0)$  は

$$w_d(k, l, h_0) = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \tilde{W}_i(m, n, h_0) \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny dmdn \dots\dots\dots \text{㉖}$$

で与えられる。

これはフーリエ変換による方法 (㉒式) に他ならない。これはまた、Convolution とは無関係にフィルターだけを考慮して、理想フィルターとの偏差平方和を最小にするデジタルフィルターを考えることができる。即ち

$$\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} (\tilde{W}_d(m, n, h_0) - \tilde{W}_d(m, n, h_0))^2 dmdn \rightarrow \text{MIN} \dots\dots\dots (7)$$

より得たフィルター  $\tilde{W}_d$  と同様である。

通常、デジタルフィルターはこの方法 (7), あるいは(8式) で設計される事が多い。

実際、磁気図は様々の周波数特性の磁気異常の集合であるから、そのつど入力特性を与えることは困難である。その意味で、フーリエ変換の方法は、必ずしも Convolution 出力の歪みを最小とするフィルターを生み出すものではないが、入力異常の特性と関係を断っていることによって、フィルターとしての一般性を確保しているといえる。

また、フーリエ変換の方法で設計した (8式によって) デジタルフィルターは、入力の周波数特性が1の時、つまり“white”である時歪み最小であるという特性をもつフィルターであるということもできる。この歪みは、入力の周波数特性が“white”な状態から遠ざかるにつれて大きくなる、ということがいえる。入力の周波数特性が“white”であるということは、地質的には、磁気構造が極端に薄くて浅いということを意味する。従って、岩体が深くなるか、あるいは大きくなるにつれて、フーリエ変換の方法で設計したデジタルフィルターの歪みは増加の傾向をもつといえる。

以上の関係は、フィルターの歪みを定量的に見積る時に、非常に重要な事柄となってくる。

### 3.3 フィルターの歪みの定量的な見積り方—基本的な考え方—

さて、何らかの方法で設計されたデジタルフィルター  $w_d(x, y, h_0)$  の歪みを定量的に評価し、あわせてその良否を判定する方法を考える。

その最も良い方法は、あらかじめ構造の解っている磁気異常を入力として、それにフィルターを操作し、その出力について、曲線照合法を用いて構造解析を行ない、理想フィルターを操作した場合に期待される構造と比較して、誤差を算出する、というやり方である。これは、前節で歪み最小のフィルターを設計する時に導いた(7式と同じ考え方を用いている。そして、これは最も厳密な歪みの評価の方法といえるが、多数の入力について、これを行なわねばならぬという欠点をもつ。以後この方法を「空間領域における歪み評価の方法」と呼ぶことにする。これについては、後で詳しく述べる(3章5)。

一方、フィルターの歪みの評価を、入力とは無関係に、理想フィルターとデジタルフィルターの比較だけから行なう方法を考えてみる。これは前節で歪み最小のフィルターを設計する時に導いた(7式と同じ考え方を用いればよい。即ち、設計されたデジタルフィルターの周波数特性を  $\tilde{W}_d(m, n, h_0)$  とする時、最小二乗法を用いて、それに最も近似のよい理想フィルター  $\tilde{W}_d(m, n, h)$  を求めればよい。この  $\tilde{W}_d$  の  $h$  を  $h_1$  とすると、 $h_0$  と  $h_1$  を比較することによって、フィルターの歪み  $\delta h = h_1 - h_0$  を定義することができる(3章4)。以後この方法を「周波数領域における歪みの評価の方法」と呼ぶことにする。

以上、歪みの評価の方法として、空間領域と周波数領域との二つの方法を述べた。前者は最も厳密な方法であるが、評価された歪み量は入力異常の特性によって変わる。一方、後者は、入力の特性とは関係がないが、実際の構造解析における歪みとは異なる。しかし、実際の磁気図にあらわれる磁気異常の多くは、ある一定の特性の範囲内に分布するものであり、この範囲内では、後者の方法によって得た歪み量からある誤差の範囲で前者によって得られるであろう歪み量を見積る事ができる。

## 3.4 フィルターの歪みの定量的な見積り方—周波数領域—

与えられたデジタルフィルターの周波数特性  $\tilde{W}_d(m, n, h_0)$  との偏差平方和を、領域  $\int_{-c}^c \int_{-c}^c dmdn$  で最小とする理想フィルターの周波数特性  $\tilde{W}_t(m, n, \tilde{h})$  を見出し、その時の  $h$  を  $\tilde{h}_1$  とする。 $\tilde{h}_1$  は次式を解いて与えられる。

$$\tilde{S}(h_0, N) = \int_{-c}^c \int_{-c}^c (\tilde{W}_t(m, n, \tilde{h}_1) - \tilde{W}_d(m, n, h_0))^2 dmdn \rightarrow \text{MIN} \dots\dots\dots (38)$$

またこの時の標準偏差を  $\text{MIN } \tilde{\sigma}(h_0, N)$  とする。

$$\text{MIN } \tilde{\sigma}(h_0, N) = \sqrt{\int_{-c}^c \int_{-c}^c (\tilde{W}_t(m, n, \tilde{h}_1) - \tilde{W}_d(m, n, h_0))^2 dmdn / \int_{-c}^c \int_{-c}^c 1 dmdn} \dots\dots\dots (39)$$

ここで  $\tilde{W}_t(m, n, \tilde{h}_1)$  は(16)あるいは(20)式で、 $\tilde{W}_d(m, n, h_0)$  は(8)式でそれぞれ与えられる。

(38)式の正規方程式は  $\tilde{h}_1$  について非線型となる。これを解いて  $\tilde{h}_1$  を求めることができる。

さて、この時、フィルター  $w_d$  の歪みを、次の Continuation 効率  $\tilde{E}(h_0, N)$  で定義する。即ち

$$\tilde{E}(h_0, N) = \tilde{h}_1/h_0 \times 100\% \dots\dots\dots (40)$$

ところで、領域  $C$  の選定の仕方は様々考えられるが、これを選定するという事は、実は入力特性を考慮しているということに他ならない。そこで、本論では、入力特性を一応考慮しないという立場に立って、これをナイキスト波数に固定する。即ち、

$$C = \frac{1}{2} \dots\dots\dots (41)$$

これを固定したことによる様々な波及効果については、後で計算結果を考察しながら論ずる(6章)。

## 3.5 フィルターの歪みの定量的な見積り方—空間領域—

いま、入力異常  $\Delta G(x, y, d)$  に対応する磁気構造の変数を  $\tilde{\theta}(d)$ 、曲線照合法の解(26)式の解  $\Delta G(x, y, d + h_0)$  に対応する磁気構造の変数を  $\tilde{\theta}(d + h_0)$  とする。構造模型として、三次元角柱を用いた場合(第II部第1図参照)

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}(d) &= (A(d), B(d), H(d), \theta(d), \varphi(d), X_0(d), Y_0(d), J(d)) \\ \tilde{\theta}(d+h_0) &= (A(d+h_0), B(d+h_0), H(d+h_0), \theta(d+h_0), \varphi(d+h_0), X_0(d+h_0), Y_0(d+h_0), \\ &\quad J(d+h_0)) \end{aligned} \dots\dots\dots (42)$$

である。

用いたフィルターが理想フィルターである場合は、

$\tilde{\theta}(d)$  と  $\tilde{\theta}(d+h_0)$  の差を  $\Delta\tilde{\theta}$  とすると

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{\theta} &= \tilde{\theta}(d+h_0) - \tilde{\theta}(d) \\ \Delta\tilde{\theta} &= \begin{cases} 0 & \text{for } \tilde{\theta} \neq H \text{ (理想フィルター)} \dots\dots\dots (43) \\ h_0 & \text{for } \tilde{\theta} = H \end{cases} \end{aligned}$$

が成立する。但し、 $\tilde{\theta} = \theta$  の場合には  $h_0$  があまり大きくない場合は近似的に成立するものと仮定する。

一方、用いたフィルターがデジタルフィルターの場合には、一般に

$$\Delta\tilde{\theta} \neq \begin{cases} 0 & \text{for } \tilde{\theta} \neq H \text{ (デジタルフィルター)} \dots\dots\dots (44) \\ h_0 & \text{for } \tilde{\theta} = H \end{cases}$$

となる。

そこで、デジタルフィルターの理想フィルターからの偏差を見積るには(43)式における  $\Delta\bar{\theta}$  を求めればよい、ということになる。

いま、入力異常  $\Delta G(x, y, d)$  および対応する構造変数  $\bar{\theta}(d)$  をフィールドで測定された実際の磁気異常に選んだとすると、正確な  $\bar{\theta}(d)$  が不明であり、目的とする偏差  $\Delta\bar{\theta}$  を求めることが出来ないから、これに代って、構造の既知の、即ち  $\bar{\theta}(d)$  の既知の、模型を用いてこれを行なうことにする。その模型として、第II部で行なったと同じく、三次元角柱を用いることにする。この模型の構造変数  $\bar{\theta}(d)$  は(42)式で既に与えられている。

さて、(42)式での構造変数はすべて未知変数として扱うべきものであるが、本論では、深度 ( $H$ ) 以外の変数は既知であるとして、これを固定変数として扱うことにする。即ち、 $A, B, X_0, \theta, \varphi$  は、鉛直2次微分図等により決められる岩体の平面形状と、残留磁化ベクトルを無視するという立場とから、これらを固定する。また  $J$  は、振幅の正規化によって変数から消去する。これはもちろん、非常に粗い近似であるが、デジタルフィルターの深度  $H$  に与える偏差のみに着目するために行なったものである。 $H$  以外の変数を固定したことによる影響については、後で別に論ずる。

以上の変数の設定をまとめると

$$\Delta\bar{\theta} = \begin{cases} 0 & \bar{\theta} \neq H \\ h_1 & \bar{\theta} = H \end{cases} \dots\dots\dots(45)$$

$$\text{但し } h_1 = H(d+h_0) - H(d) \dots\dots\dots(46)$$

となる。

さて、いま三次元角柱  $\bar{\theta}d$  による磁気異常、 $\Delta G(x, y, \bar{\theta}(d))$  に対して、デジタルフィルター  $w_d(x, y, h_0)$  を操作して得た出力異常  $\Delta G_e(x, y, \bar{\theta}(d+h_0))$  に対して曲線照合法による解析を行ない、三次元角柱  $\bar{\theta}(d+h_0)$  を得たとする。(45)、(46)を考慮して、これらを、

$$\Delta G(x, y, \bar{\theta}d) = \Delta G(x, y, d) \dots\dots\dots(47)$$

$$\Delta G_e(x, y, \bar{\theta}(d+h_0)) = \Delta G(x, y, d+h_1)$$

とおきかえれば、 $h_1$  は次の偏差平方和最小の条件

$$S(h_0, N) = \sum_x \sum_y (\Delta G(x, y, d+h_1) - \Delta G_e(x, y, d+h_0))^2 \rightarrow \text{MIN} \dots\dots\dots(48)$$

より与えられる。

またこの時の標準偏差を  $\text{MIN } \bar{\sigma}(h_0, N)$  とすると

$$\text{MIN } \sigma(h_0, N) = \sqrt{\sum_x \sum_y (\Delta G(x, y, d+h_1) - \Delta G_e(x, y, d+h_0))^2 / \sum_x \sum_y 1} \dots\dots\dots(49)$$

で与えられる。

ここで  $\sum_x \sum_y$  は曲線照合法におけるサンプリングの領域を意味する。

(48)式の解は、その正規方程式を解いて得られる。その手順は第II部ですでに述べた通りである(第II部第6図のプログラム)。

この時のフィルター  $w_d$  の歪みを、次の Continuation 効率  $e(h_0, N)$  で定義する。

$$e(h_0, N) = h_1/h_0 \times 100(\%) \dots\dots\dots(50)$$

なお、(48)、(49)式において、すべての  $\Delta G(x, y, z)$  および  $\Delta G_e(x, y, z)$  は最大振幅が1になるように、

つまり次式

$$\Delta G(x, y, z) \leftarrow \frac{\Delta G(x, y, z) - \text{MIN } \Delta G(x, y, z)}{\text{MAX } \Delta G(x, y, z) - \text{MIN } \Delta G(x, y, z)} \dots\dots\dots (51)$$

によって、正規化したものを用いている。構造解析に際して、このような正規化が、解析結果に影響を与えないことは、第II部2章2ですでに述べた通りである。

また、三次元角柱による磁気異常の計算式は、第II部(24)式を用いた。

#### 4. Continuation フィルターの設定

##### 4.1 フィルターの正規化

Upward Continuation および Downward Continuation フィルターでは、正規化の条件はいずれも1である。一般に正規化されていないフィルターを  $w$ 、正規化されたフィルターを  $w'$  とすると

$$w' = w / \sum_{x=-N}^N \sum_{y=-N}^N w \dots\dots\dots (52)$$

以下設計されたフィルターは(52)式にしたがって正規化されたものである。

##### 4.2 平滑化関数

フィルターの切断 ((2)式) に伴うフィルターの歪みを小さくするために、しばしば平滑化関数を用いられる。平滑化関数を  $S(x, y)$ 、平滑前後のフィルターを、 $w, w'$  とすると、

$$w'(x, y) = S(x, y) \times w(x, y) \dots\dots\dots (53)$$

平滑化関数としては様々であるが、ここでは次の関数を用いる。

$$S(x, y) = \frac{1}{2} \left( 1 + \cos \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\sqrt{2} N} \pi \right) \dots\dots\dots (54)$$

この関数は周期  $N$  よりも短い波を遮断する。  $N = 8$  の時の  $S(x, y)$  を  $y = 0$  および  $x = y$  に沿った断面について、第1図に示す。

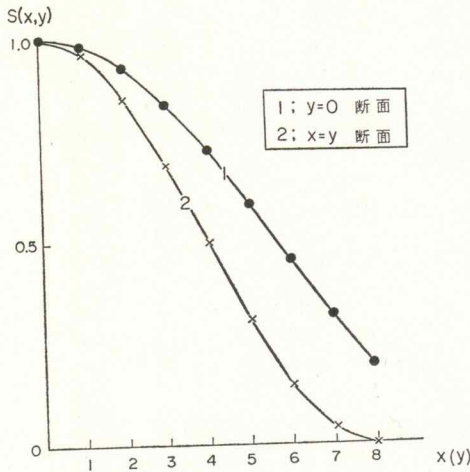
第1図からも明らかなように、平滑化関数は切断効果を緩和する働きをもつが、一方でフィルターを歪ませる悪い影響も併せもつ。したがって、この歪みよりも緩和効果の方が大きいと判断された時のみ平滑化関数は有効である。

##### 4.3 Upward Continuation フィルターの設計

Upward Continuation フィルターの設計の方法は基本的には二通りある。その一つは(14)式をそのまま用いる方法である。即ち、

$$f_A(x, y, h) = \begin{cases} h/2\pi(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2} & |x| \leq N \text{ and } |y| \leq N \\ 0 & |x| > N \text{ or } |y| > N \end{cases} \dots\dots\dots (55)$$

もう一つはフーリエ変換の方法(15)式を用いるものである。



第1図 平滑化関数  $S(x, y)$   $N = 8$  の場合

$$f_F(x, y, h) = \begin{cases} 4 \int_0^{\frac{1}{2}} \int_0^{\frac{1}{2}} \exp(-2\pi h \sqrt{m^2+n^2}) \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny \, dmdn & |x| \leq N \text{ and } |y| \leq N \dots\dots\dots 56 \\ 0 & |x| > N \text{ or } |y| > N \end{cases}$$

また  $f_A, f_F$  に平滑化56を行なったものを  $f_{AS}, f_{FS}$  とする。

$$f_{AS}(x, y, h) = S(x, y) \times f_A(x, y, h) \dots\dots\dots 57$$

$$f_{FS}(x, y, h) = S(x, y) \times f_F(x, y, h)$$

#### 4.4 Downward Continuation フィルター的设计

Downward Continuation フィルターはフーリエ変換の方法(2)式を用いて設計する。

$$g_F(x, y, h) = \begin{cases} 4 \int_0^{\frac{1}{2}} \int_0^{\frac{1}{2}} \exp(2\pi h \sqrt{m^2+n^2}) \cos 2\pi mx \cdot \cos 2\pi ny \, dmdn & |x| \leq N \text{ and } |y| \leq N \dots\dots\dots 58 \\ 0 & |x| > N \text{ or } |y| > N \end{cases}$$

これに平滑化を行なったものを  $g_{FS}$  とする。

$$g_{FS}(x, y, h) = S(x, y) \times g_F(x, y, h) \dots\dots\dots 59$$

以上6種のデジタルフィルターの周波数特性を次のように表わす。

$$\left. \begin{aligned} f_A &\leftrightarrow \tilde{F}_A & f_{AS} &\leftrightarrow \tilde{F}_{AS} & f_F &\leftrightarrow \tilde{F}_F & f_{FS} &\leftrightarrow \tilde{F}_{FS} \\ f_F &\leftrightarrow \tilde{G}_{FS} & g_{FS} &\leftrightarrow \tilde{G}_{FS} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots 60$$

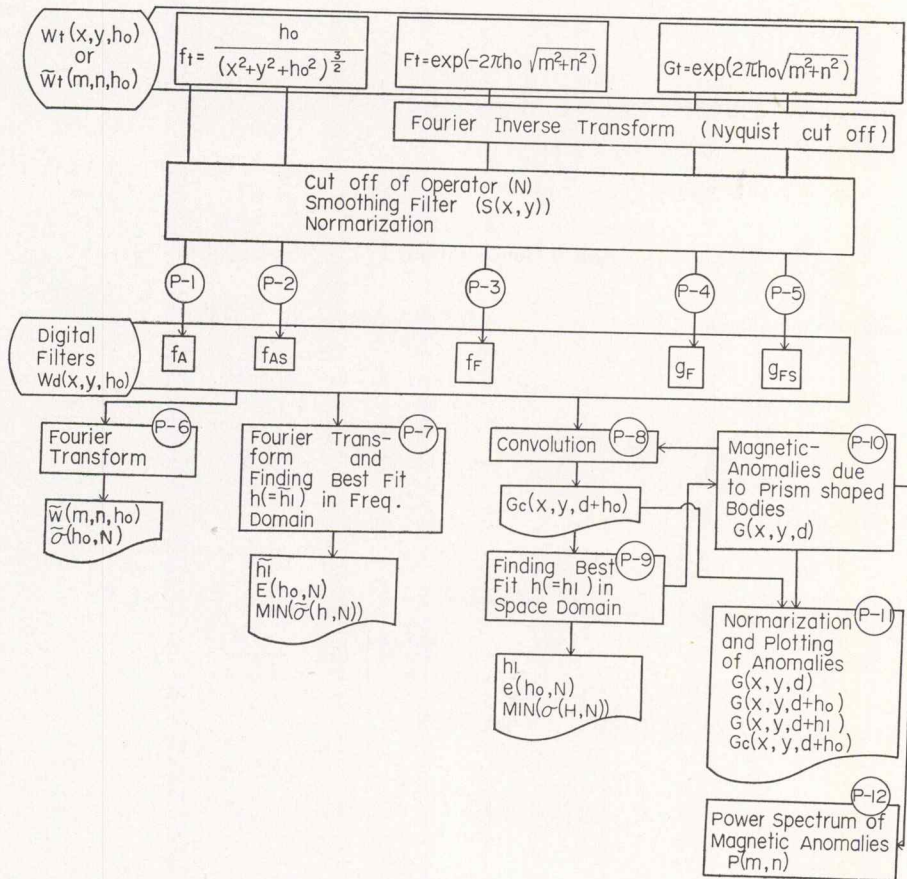
60式の周波数特性は(8)あるいは(9)式により与えられる。

#### 5. 計算の手順 (プログラム)

第2図は、第4章、第5章の計算の内容とその流れおよびプログラム名を示した。第1表は、プログ

第1表 プログラム一覧表

Program No.	Program Name	Input	Output	Equation No.
P-1	KO8-10-4	$f_t$	$f_A$	55
P-2	KO8-10-2	$f_t$	$f_{AS}$	57
P-3	KO8-11-5	$F_t$	$f_F$	56
P-4	KO8-11-6	$G_t$	$g_F$	58
P-5	KO8-11-3	$G_t$	$g_{FS}$	59
P-6	KO8-12-3	$f/g$	$F/G$	8
P-7	KO8-32	$f/g$	$\tilde{\sigma}(h_0, N)$	49
			$\tilde{h}_1$	38
			$\text{MIN } \tilde{\sigma}(h_0, N)$	39
			$\tilde{E}(h_0, N)$	40
P-8	KO8-13 KO8-13-5	$f/g$	$G_c(x, y, d+h_0)$	25
P-9	KO8-33 (HT-2-3)	$G(x, y, d+h_0)$	$h_1$	48
			$\text{MIN } \sigma(h_0, N)$	49
			$e(h_0, N)$	50
P-10	KO8-15	$d$	$G(x, y, d)$	Part II 24
P-11	KO8-17-3	$G, G_c$	Normalized Profile	51
P-12	KO8-18-3	$G, G_c$	$P(m, n)$	4-6



第2図 計算の流れ図

ラムリストおよびその入出力等を示す。

計算の流れは次の通りである。

- (1) 第2表で示されたパラメーターについて、デジタルフィルター  $f_A, f_{AS}, f_F, f_{FS}, g_F, g_{FS}$  を計算する。(P-1, P-2, P-3, P-4, P-5).
- (2)  $f_A$  等の周波数特性  $\tilde{F}_A$  等および標準偏差  $\tilde{\sigma}(h_0, N)$  を計算する (P-6).
- (3) 周波数領域における諸量,  $\tilde{h}_1, \text{MIN } \tilde{\sigma}(h_0, N), \tilde{E}(h_0, N)$  を計算する (P-7).
- (4)  $f_A$  等を第3表に示した三次元角柱模型による磁気異常  $\Delta G(x, y, d)$  (P-10) に操作し(Convolution) その出力  $\Delta G_c(x, y, h_0)$  を計算する (P-8).
- (5) 上の出力  $\Delta G_c(x, y, d+h_0)$  より空間領域における諸量  $h_1, \text{MIN } \sigma(h_0, N), e(h_0, N)$  を計算する (P-9).
- (6)  $h_0, h_1$  を与えて三次元角柱による磁気異常  $\Delta G(x, y, d+h_0), \Delta G(x, y, d+h_1)$  を計算し,  $\Delta G_c(x, y, d+h_0), \Delta G(x, y, d)$  とともに, これをプロットして図化する(P-10, P-11).

## 6. 計算の結果

### 6.1 $h_0, N$ の選択

計算を実施した Continuation 幅  $h_0$ , およびオペレーターの長さ  $N$  を第2表に示す. 磁気図の標本間隔を 1 km とすると (この程度の場合が多い) Continuation 幅は  $\pm 0.5 \sim 3$  km となる. 3 km の幅は, 「定量的フィルター」では実用上考えられる上限とってよい (「定性的フィルター」はこの限りではない). またフィルターの長さはこの場合, 2~8 km となる. 理想フィルターと比較すると, この長さは全く不十分であるが, 前述したように, 可能な限り短いフィルターを用いるのが本論の目的であるから, 最長フィルターの長さを 8 とした. この時, Convolution に用いる標本点の数は  $17 \times 17 = 289$  点, 出力の欠落領域は周辺部 8 km となる.

### 6.2 周波数特性および標準偏差

第3~10図は Upward Continuation 幅  $h_0 = 1, 3$ , Downward Continuation 幅  $h_0 = 0.5, 1, 2$  の場合の波数  $n = 0$  および  $m = n$  に沿ったフィルターの周波数特性  $\tilde{F}_A, \tilde{F}_{AS}, \tilde{F}_F, \tilde{G}_F, \tilde{G}_{FS}$  を, また第12, 13 図はそれらの標準偏差  $\tilde{\sigma}(h_0, N)$  を示す. これよりデジタルフィルターの歪みの程度や安定性の良否を判断することができる.

第2表  $h_0, N$  リスト

	$h_0$	$N$
Upward Continuation	0.5, 1, 1.5, 2, 3	
Downward Continuation	0.5, 1, 1.5, 2	2, 3, 4, 5, 6, 7, 8

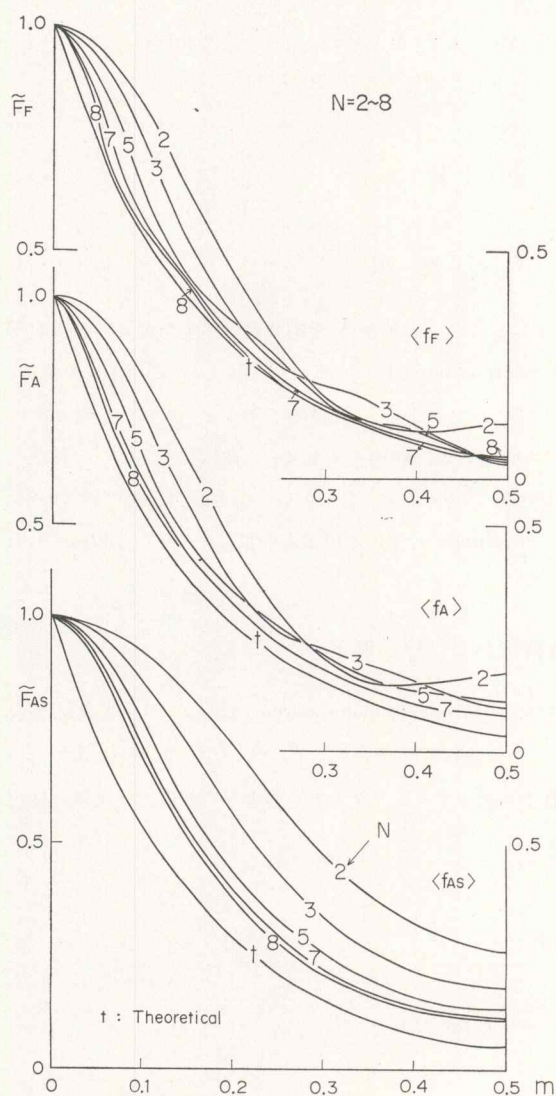


## 6.2.1 Upward Continuation フィルター

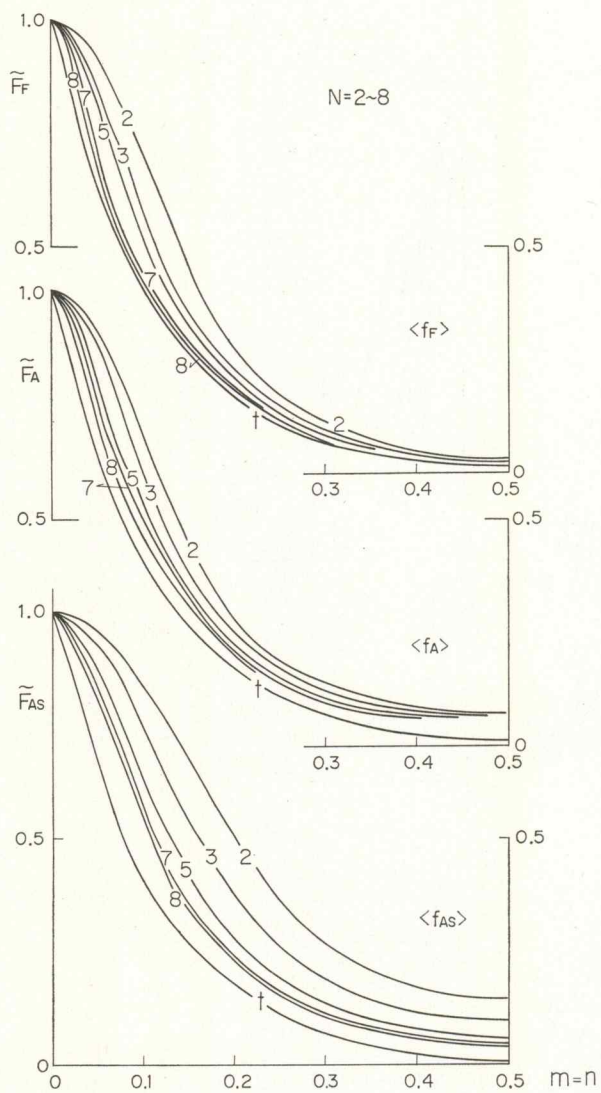
第3～6図, 第12図は Upward Continuation フィルターの周波数特性および標準偏差を示す。これより次の事柄が明らかである。

a) 標準偏差  $\bar{\sigma}$  は  $f_F$  が最も小さく, ついで  $f_A, f_{AS}$  の順である。  $h_0$  が小さく  $N$  が大きい時,  $f_F$  の  $\bar{\sigma}$  は他に較べて特に小さい。いずれも  $\bar{\sigma}$  は  $N$  の増加と共に滑らかに減少し, 理想フィルターに近づいていくことを示している。

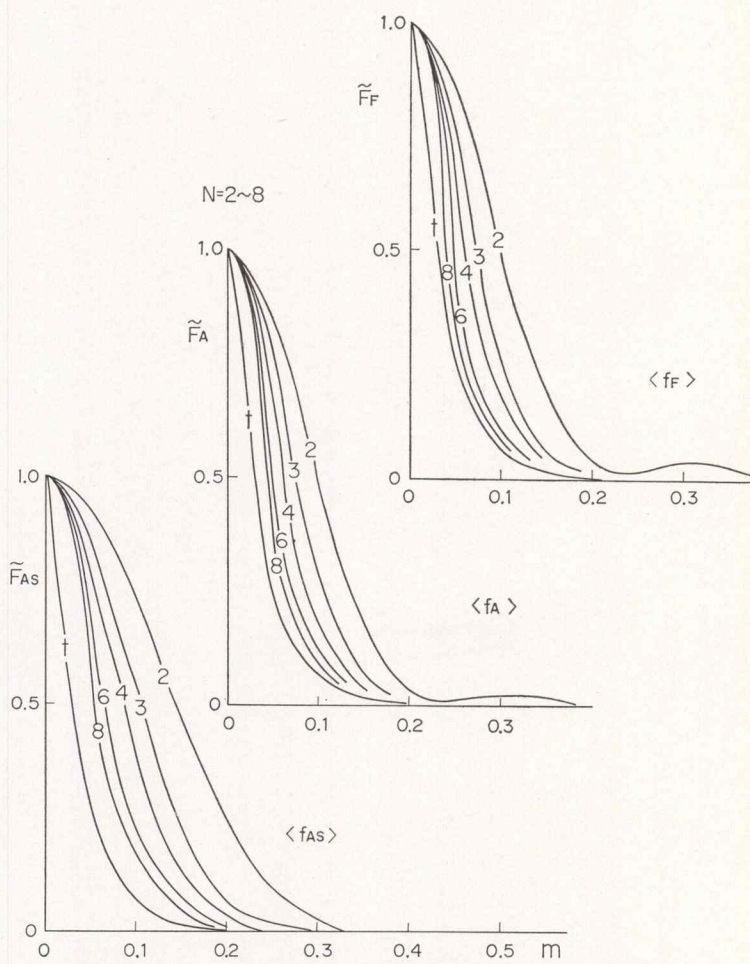
b) 周波数特性からみると,  $f_A, f_F$  は  $n=0$  軸に沿って高周波領域で振動的である。これは切断(2式)による影響であり,  $N$  が増加するにつれて, 即ち切断の鋭さが緩らぐにつれて振動性は消滅の傾向を示す。一方,  $f_{AS}$  では理想フィルターからの偏差は一般に他に較べて大きい,  $n=0$  軸に沿う振動



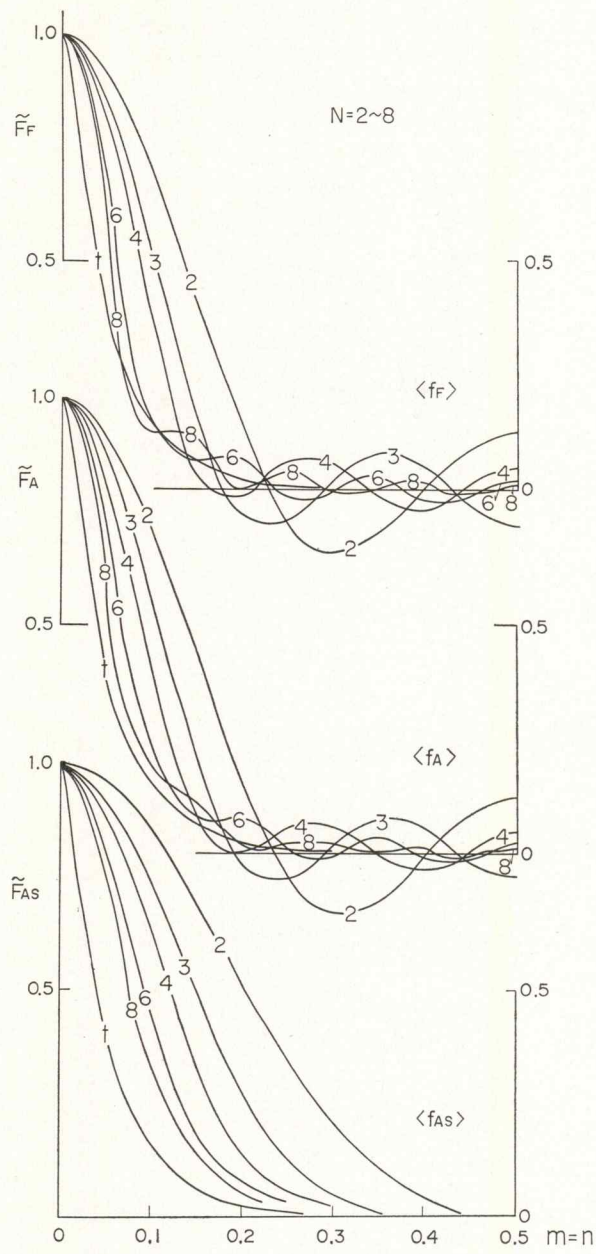
第3図  $\tilde{F}_A, \tilde{F}_F, \tilde{F}_{AS}$  ( $n=0$  断面)  $h_0=1$



第4图  $\tilde{F}_A, \tilde{F}_F, \tilde{F}_{AS}$  ( $m=n$  断面)  $h_0 = 1$



第5图  $\tilde{F}_A, \tilde{F}_F, \tilde{F}_{As}$  ( $n=0$  断面)  $h_0=3$



第6图  $\tilde{F}_A, \tilde{F}_F, \tilde{F}_{As}$  ( $m=n$  断面)  $h_0=3$

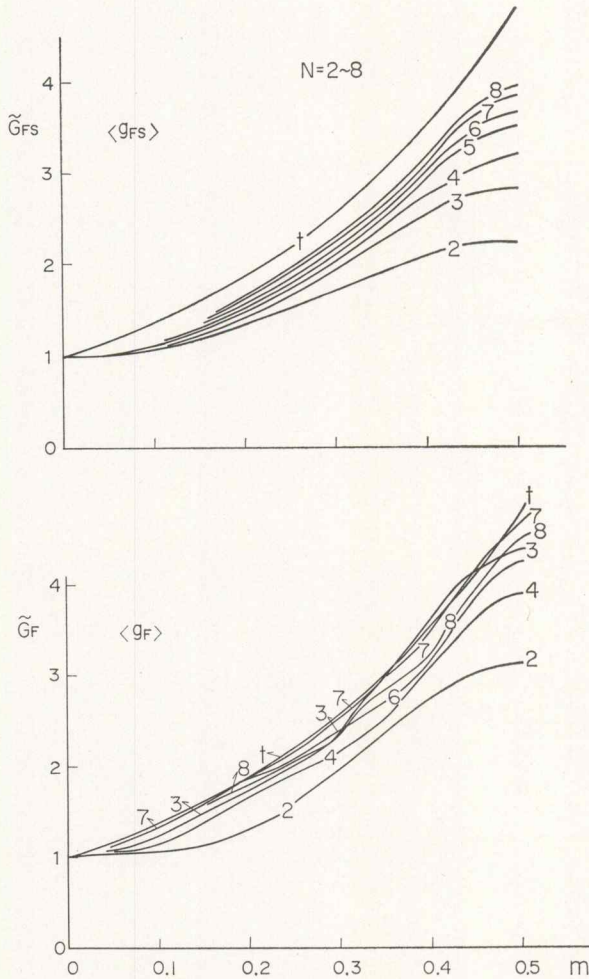
は現われない。これは平滑化  $S(x, y)$  によって切断効果が緩和されているからである。振動的ではないという意味で最も安定なフィルターといえる。

c)  $f_A$  は偏差, 安定性においていずれも  $f_F$  に劣る。

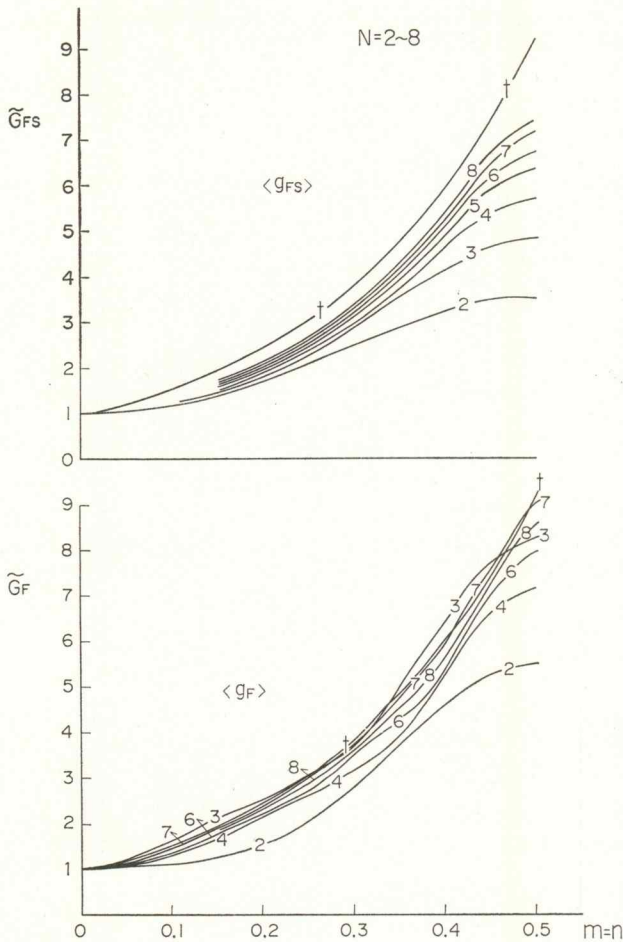
### 6.2.2 Downward Continuation フィルター

第7~11図, 第13図は Downward Continuation フィルターの周波数特性および標準偏差をそれぞれ示す。

d)  $\bar{\sigma}$  は  $N = 2 \sim 8$  で,  $h_0 = 0.5$  の時は  $g_F$  が,  $h_0 = 1, 2$  では逆に  $g_{FS}$  が小さい。また  $N$  の増加につれて  $h_0 \leq 1.5$  では  $\bar{\sigma}$  は減るが,  $h_0 = 2$  ではほとんど減らず,  $N$  を大きくとっても, フィルターはあまり改良されないことを示している。また,  $g_F$  の  $\bar{\sigma}$  は  $N$  に対して滑らかではない。即ち,  $\bar{\sigma}$  は偶数の  $N$  と奇数の  $N$  とで, 別の系列をもち, 一般に後者の方が大きい。特に  $h_0 = 2$  の時は極めて大きい。しかし  $h_0 = 0.5$  の時は  $g_F$  の  $\bar{\sigma}$  は非常に小さく理想フィルターに近い。以上のことは, Downward Con-



第7図  $\tilde{G}_F, \tilde{G}_{FS}$  ( $n=0$  断面)  $h_0 = 0.5$

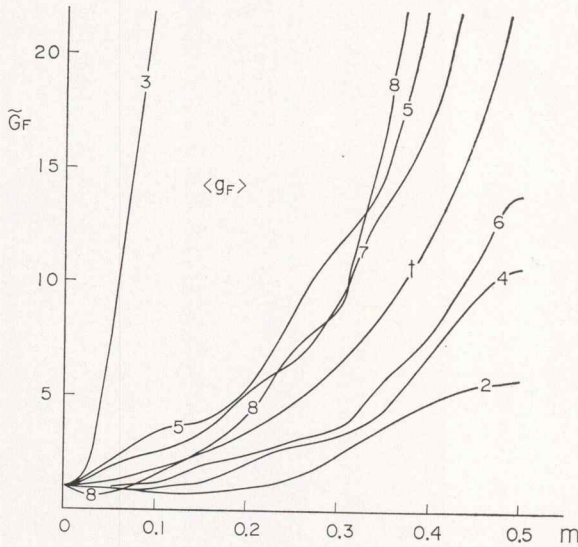
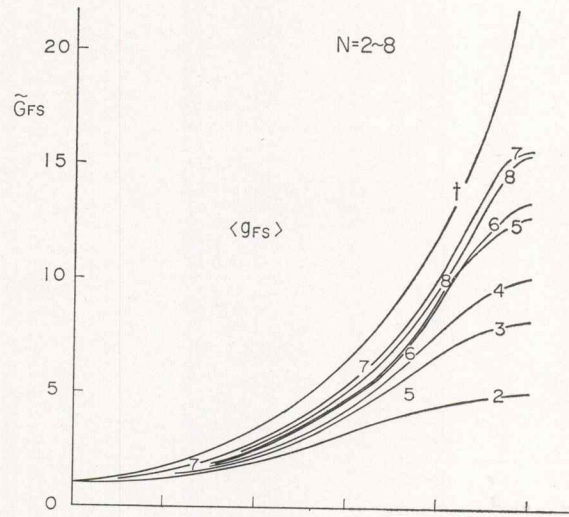
第8図  $\tilde{G}_F, \tilde{G}_{Fs}$  ( $m=n$  断面)  $h_0 = 0.5$ 

tinuation の場合には、Upward Continuation に較べて切断による効果が著しいことを示している。特に切断に伴う正規化 (62式) による影響が著しい (Appendix 1)。 $h_0 = 0.5$  の奇数番の  $\bar{\sigma}$  が小さいのは、切断点が偶然切断効果の小さい位置にあったと考えるべきである。一方、平滑化によって切断効果の緩和されている  $g_{Fs}$  は、当然ながら、 $g_F$  に比して滑らかで安定性がよい。それでも、 $h_0 = 2$  の奇数番の  $N$  の  $\bar{\sigma}$  は極めて大きい。

一般に Continuation 幅の大きい場合には平滑化による切断に対する緩和効果の方が、平滑化の与える周波数特性の歪みに打ち勝っているといえる。

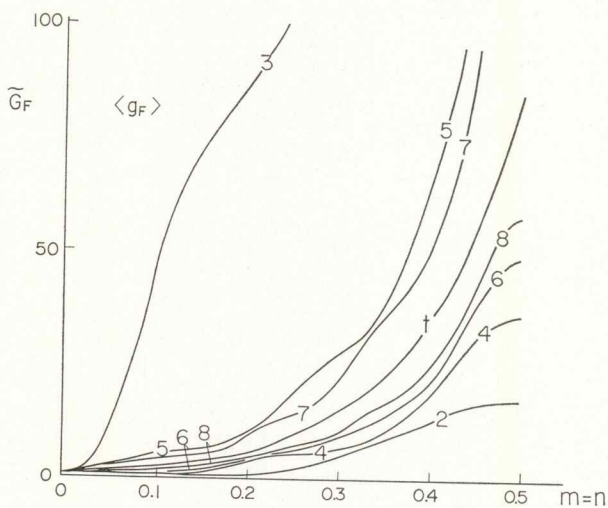
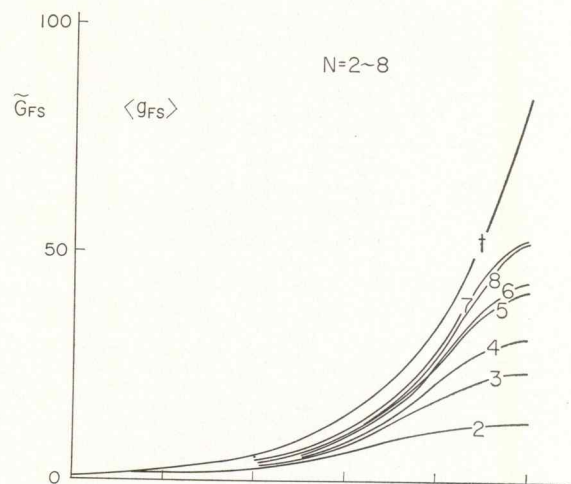
e) 周波数特性からも同じ事がいえる。 $h_0 = 0.5$  では、 $g_F$  は振動的であるが理想フィルターとかなり近い特性をもっている。特に  $N = 3, 5, 7$  の奇数番が良い。一方、 $g_{Fs}$  は全周波数域で振動的ではなく、 $N$  の増加に伴い滑らかに理想フィルターへ近づき、安定的であるといえるが、理想フィルターからの偏差は  $g_F$  より大きい。

$h_0 = 1$  では  $g_F$  全周波数域で振動的で不安定といえる。奇数番の  $N$  では理想フィルターより値が大

第9図  $\tilde{G}_F, \tilde{G}_{Fs}$  ( $n=0$  断面)  $h_0=1$ 

きく、偶数番では逆に小さく、そしていずれも理想フィルターとは程遠い。特に  $n \leq 0.2$  の低周波領域で特性の勾配が負となって、Upward Continuation の特性を示す。一般に岩体の磁気異常の周波数特性は  $\exp(-2\pi d \sqrt{m^2+n^2})$  ( $d > 0$ ) に比例して高周波方向へ逓減する (Appendix 2)。したがって、低周波領域での特性は特に注意を要する。この意味からも、 $g_F$  はあらゆる  $N(=2\sim 8)$  で適切ではない。一方  $g_{Fs}$  は周波数特性は振動的ではなく、低周波域でも勾配は常に正であり、安定といえる。

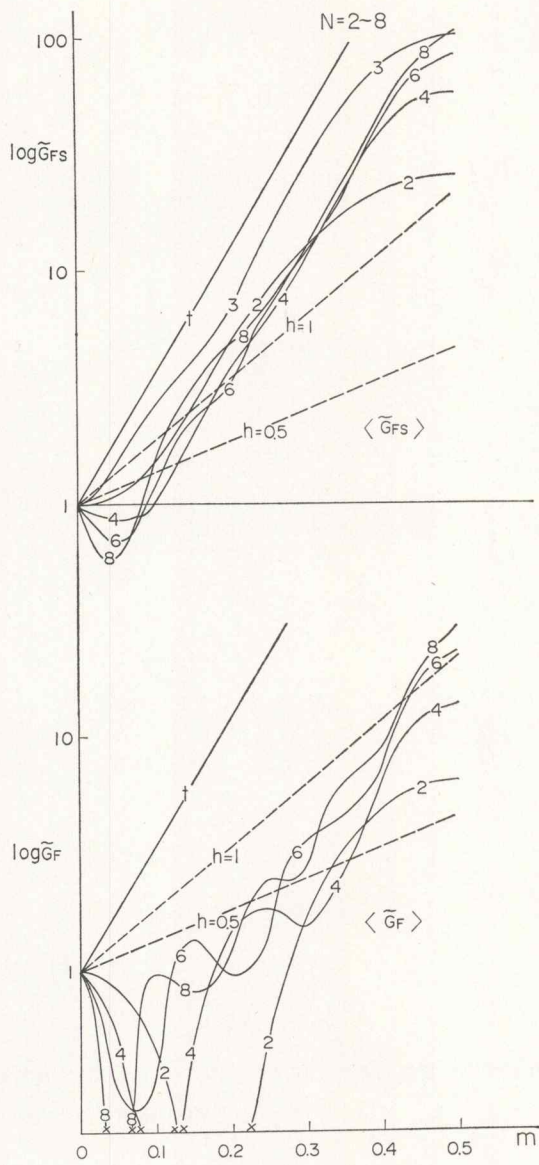
$h_0=2$  では  $g_F$  は切断効果が著しく周波数特性は極端に不安定で、全く問題外に不良である。一方  $g_{Fs}$  は平滑化が効いて  $g_F$  よりはかなり良いが、依然として切断効果が著しい。特に、 $N \geq 4$  では  $n \leq 0.1$  の低周波領域で負の勾配を示し適切ではない。 $N=4\sim 8$  よりむしろ  $N=3$  のフィルターの方が良好といえる。



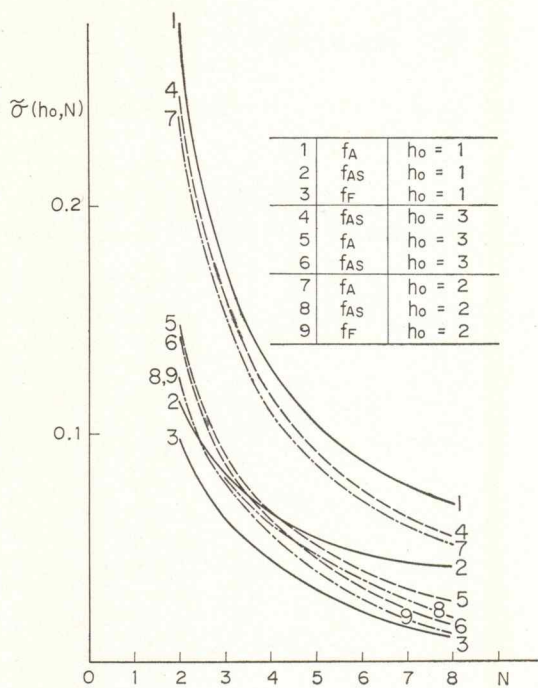
第10図  $\tilde{G}_F, \tilde{G}_{Fs}$  ( $m=n$  断面)  $h_0 = 1$

f) まとめ;  $h_0 = 0.5$  では  $g_F, g_{Fs}$  はいずれも使用可能であるが, 標準偏差からは  $g_F$  が, 安定性からは  $g_{Fs}$  がよい.  $h_0 = 1, 2$  では  $g_F$  は使用に耐えない.  $h_0 = 2$  以上では  $N = 2\sim 8$  の範囲で適当なフィルターは見当たらない.

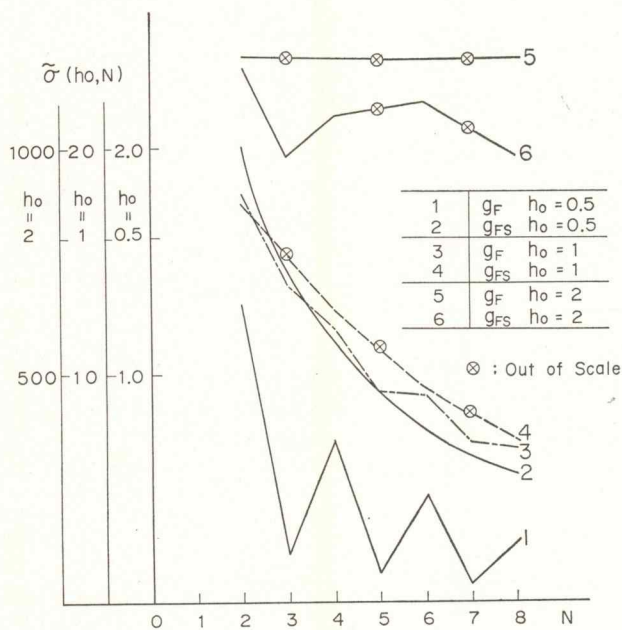




第11图  $\tilde{G}_F, \tilde{G}_{Fs}$  ( $n=0$  断面)  $h_0=2$



第12图  $\tilde{\sigma}(h_0, N)$   $f_A, f_{AS}, f_F$   
 $h_0 = 1, 2, 3$



第13图  $\tilde{\sigma}(h_0, N)$   $g_F, g_{FS}$   $h_0 = 0.5, 1, 2$

6.3 Continuation の効率—周波数領域—

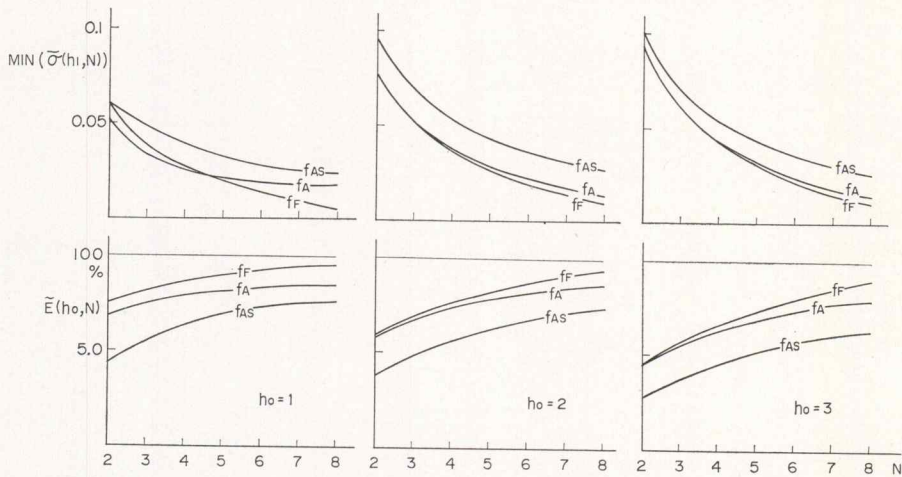
第14, 15図は周波数領域での Continuation 効率  $\tilde{E}(h_0, N)$  およびその時の標準偏差  $\text{MIN } \tilde{\sigma}(h_0, N)$  を, また第22, 23図は等効率線図を示す.

6.3.1 Upward Continuation 効率

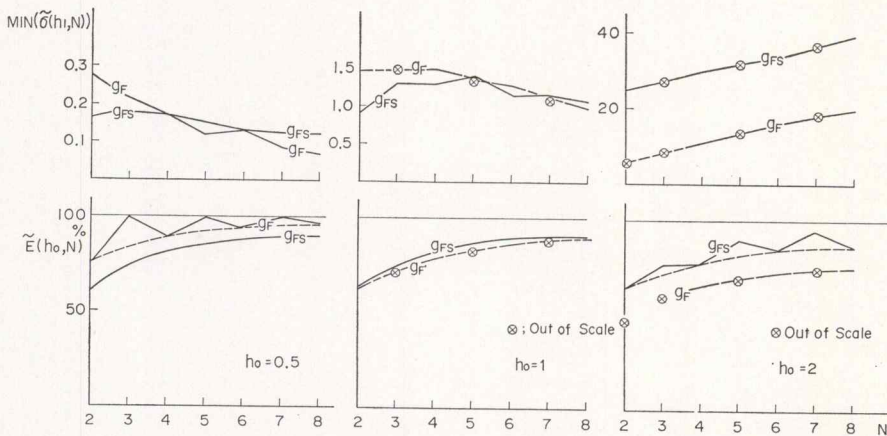
第14図は Continuation 幅  $h_0 = 1, 2, 3$  の Upward 効率および  $\text{MIN } \tilde{\sigma}(h_0, N)$  を示す. 第22図は Upward 効率の等効率線図である.

g)  $\tilde{E}(h_0, N), \text{MIN } \tilde{\sigma}(h_0, N)$  はいずれも一般に  $f_F$  が最もよい.  $h_0, N$  が大きい時は他に比して特によい.

h) 効率は  $f_A, f_{AS}, f_F$  いずれも  $N$  の増加につれて滑らかに100%に近づいていき,  $N$  に対して安定といえる. また Continuation 幅  $h_0$  が増加するにつれて効率は滑らかに減少する. 効率の最もよい  $f_F$  で,



第14図  $\tilde{E}(h_0, N)$   $\text{MIN } \tilde{\sigma}(h_0, N)$   $f_A, f_F, f_{AS}$   $h_0 = 1, 2, 3$



第15図  $\tilde{E}(h_0, N)$   $\text{MIN } \tilde{\sigma}(h_0, N)$   $g_F, g_{FS}$   $h_0 = 0.5, 1, 2$

効率が80%を超えるのは  $h_0 = 0.5, 1$  で  $N = 3, h_0 = 1.5$  で  $N = 4, h_0 = 2$  で  $N = 5, h_0 = 3$  で  $N = 6$  である。MIN  $\bar{\sigma}(h_0, N)$  は  $N$  の増加と共に急激かつ滑らかに通減するが、 $h_0$  による変化はあまりない。

i) 等効率線図では、 $f_F$  では  $h_0 = 0.5 \sim 3$  で比較的滑らかな等効率線を示す。 $f_A, f_{AS}$  は  $h_0 = 1 \sim 1.5, N = 7, 8$  で最大値をもつ山型の等効率線をもつ。また、これより、 $f_F$  が効率からはあらゆる  $h_0, N$  で最も優れていることが判る。

### 6.3.2 Downward Continuation 効率

第15図は Continuation 幅  $h_0 = 0.5, 1, 2$  の Downward 効率および標準偏差を示す。第23図は等効率線図である。

j)  $g_F$  はどの  $h_0$  の場合でも  $N$  に対して不安定である。特に奇数番の  $N$  に対して著しいが、 $h_0 = 0.5$  の時、たまたま効率は  $N \geq 3$  で100%を示す。 $h_0 \geq 1$  では  $g_{FS}$  に劣る。また効率は  $N$  の増加と共に偶数番では滑らかに増加する。MIN  $\bar{\sigma}(h_0, N)$  は  $h_0 \leq 1.5$  では  $N$  の増加と共に減少するが、 $h_0 \geq 2$  では逆に増加し、 $N$  を増しても歪みが必要しも改良されないことを示している。これは(d)の結論と同じである。

k) 一方  $g_{FS}$  は  $g_F$  に比して、一般に  $N$  に対して安定である。しかし  $h_0 \geq 2$  では奇数番の  $N$  での不安定さが目立ってくる。効率は一般に  $N$  の増加につれて増すが、効率が80%を超えるのは  $h_0 = 0.5, 1$  で  $N = 4, h_0 = 1.5$  で  $N = 5, h_0 = 2$  では  $N = 8$  である。MIN  $\bar{\sigma}(h_0, N)$  は  $h_0 \leq 1$  では  $N$  とともに一時増加し、以後減少するが、 $h_0 \geq 2$  では、 $N \leq 8$  の範囲でむしろ増加する。

l) 等効率線図では、安定性の悪い奇数番の  $N$  での値は無視してある。 $g_F$  は等効率線が水平に近くなり、 $N$  の増加にもかかわらずフィルターがあまり改良されないことを示している。一方  $g_{FS}$  では  $h_0 \geq 2$  を除いて、逆に等効率線は垂直に近く、 $N$  を増せばフィルターはすみやかに理想フィルターに近づいていくことが示されている。

## 6.4 Continuation の効率—空間領域—

### 6.4.1 入力として用いた三次元角柱の構造 $\bar{\theta}(d)$

空間領域の Continuation 効率  $e(h_0, N)$  を計算する時に入力異常  $\Delta G(x, y, d)$  として用いた三次元角柱模型の構造  $\bar{\theta}(d)$  を第3表に示す。すでに述べたように効率  $e(h_0, N)$  は  $\bar{\theta}(d)$  に依存して変化するものである。従って、空中磁気図にあらわれるすべての構造について、これを計算するのが理想的ではあるが、それはこの計算に要する計算時間(一組の  $\bar{\theta}d$  について約20時間—HITAC-10 使用)を考えて不可能である。そこで本論では、これまでの本邦大陸棚空中磁気図において、出現頻度の高い構造として、一辺4 km (標本間隔を1 km として)を選び ( $A = B = 2$ )、その走向を東西にとり、また磁気伏角  $\theta$  を  $\theta = 52.5^\circ$  (本邦の代表伏角)として、これを固定した。ただし、深度については、1, 2, 4 km ( $H = 1, 2, 4$ ) の三つの異なった値について計算した。

これらの入力構造の場合を例として、空間領域の効率  $e(h_0, N)$  が、周波数領域の効率  $\bar{E}(h_0, N)$  とどのように異なるものか、また、後者からどの程度の誤差の範囲で前者を見積ることができるか等を検定することができるを考える。

また、曲線照合法の解析(48式)の際に用いたサンプリング位置は、岩体の中心を通る ( $x_0 = 0$ ) 南

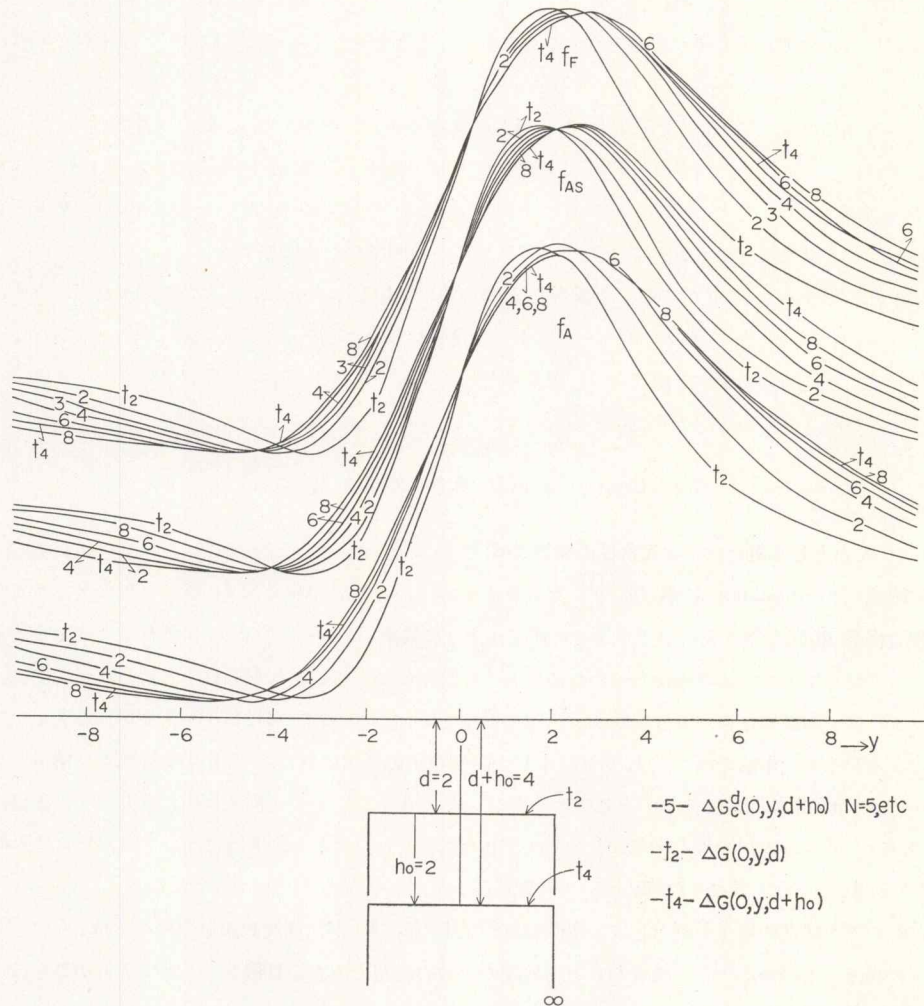
北断面である (第3表). またサンプリングの領域, 間隔等は第3表に示されている.

6.4.2 Convolution 出力  $\Delta G_c(x, y, d+h_0)$

第16, 17図は, 第3表に示された構造模型に  $h_0 = 2$  の Upward Continuation フィルター  $f_A, f_{AS}, f_F$

第3表 入力構造変数およびサンプリング方法

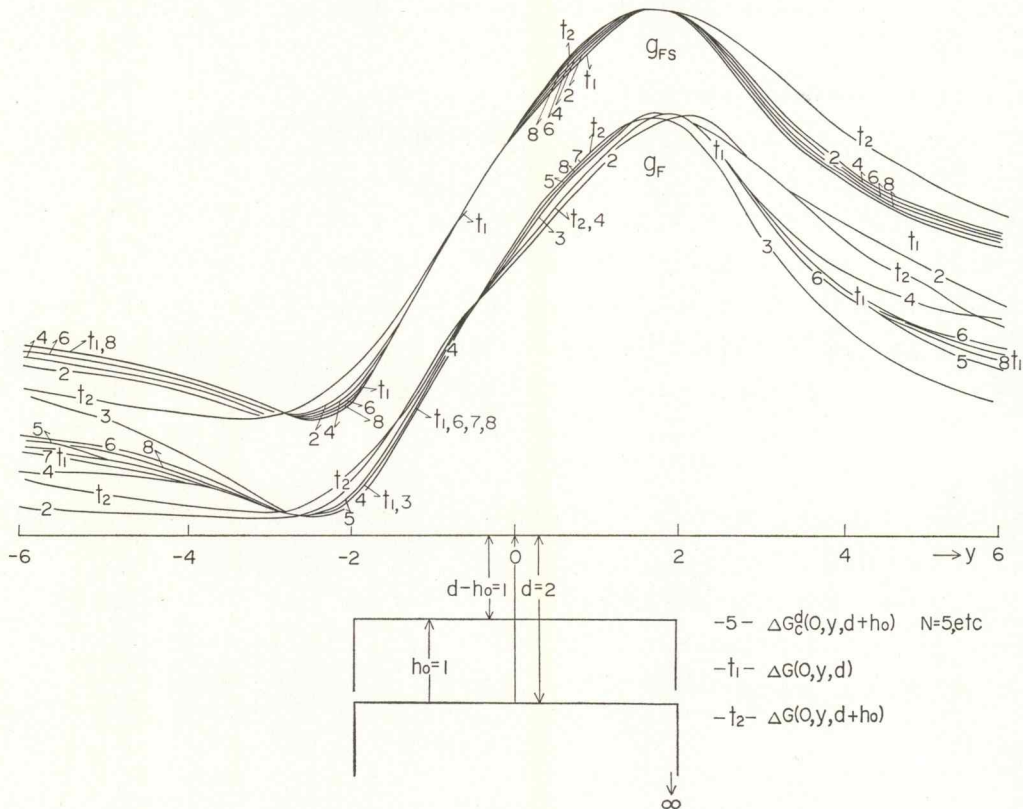
	$h_0$	$\Delta y$	$y_0$	$\theta = 52.5^\circ$ $\varphi = 90.0^\circ$ $A = B = 2$ $d = 2$ オペレーター間隔 $S = 1$ サンプリング位置: $x = 0$ (NS 断面) サンプリング間隔 ( $\Delta y$ ) および領域 ( $y_0$ )
Upward Continuation	0.5, 1, 1.5 2, 2.5, 3	0.25	10 ~ -10	
Downward Continuation	0.5 1, 1.5, 2	0.2 0.125	8 ~ -8 10 ~ -10	



第16図  $\Delta G_c^d(0, y, d+h_0)$   $f_A, f_F, f_{AS}$   $d = 2$   $h_0 = 2$   
(入力構造; 第3表)

第4表 入力構造変数およびサンプリング方法

$\theta, \varphi, A, B, S, d, y_0$  サンプリング位置  
 → 第3表  
 $d = 1, 2, 4$



第17図  $\Delta G_c^d(0, y, d-h_0)$   $g_F, g_{FS}$   $d=2$   $h_0=1$   
 (入力構造: 第3表)

および  $h_0 = 1$  の Downward Continuation フィルター  $g_F, g_{FS}$  を操作した時の出力異常断面  $\Delta G_c(0, y, d+h_0)$  をその入力  $\Delta G(0, y, d)$  および理想フィルターの出力  $\Delta G(0, y, d+h_0)$  とともに示す。振幅はいずれも正規化されている。これによって、各フィルターが  $N$  の増加とともにどのように理想フィルターへ近づいていくかが解る。

m) Upward Continuation (第16図) では、いずれのフィルターも、 $N$  の増加とともに、出力は入力より順次理想フィルターの出力へ滑らかに近づいていく。その近づき方は、 $f_A, f_F$  では  $f_{AS}$  よりも速いが、 $N \geq 7$  で Upward 過剰気味となる。一方  $f_{AS}$  は近づき方は遅く、 $N = 8$  でなお Upward 不足であるが、その近づき方には安定性がある。こうした傾向は周波数領域での結論  $a, b, c, g, i, h$  とよく一致する。

n) Downward Continuation (第17図) でも、周波数領域での結論  $d, e, f, j, k, l$  とほとんど同様の

傾向を示している。即ち、 $g_F$  では出力は非常に不安定である。特に  $N = 2, 4$  ではむしろ Upward の傾向にあり、 $N = 3$  では Downward 過剰  $N = 5 \sim 8$  ではやや理想フィルタに近いが、 $y$  座標に対して振動的である。これは第9, 10図の特性と較べれば良く一致していることが解る。一方  $g_{FS}$  では  $N$  の増加につれて、出力は滑らかに入力から理想フィルタ出力へと近づいていく。 $N \geq 6$  ではほとんど理想フィルタ出力と見分けがつかない程度に近似がよい。 $h_0 = 1$  では  $g_{FS}$  の方が  $g_F$  に比して優れているといえる。

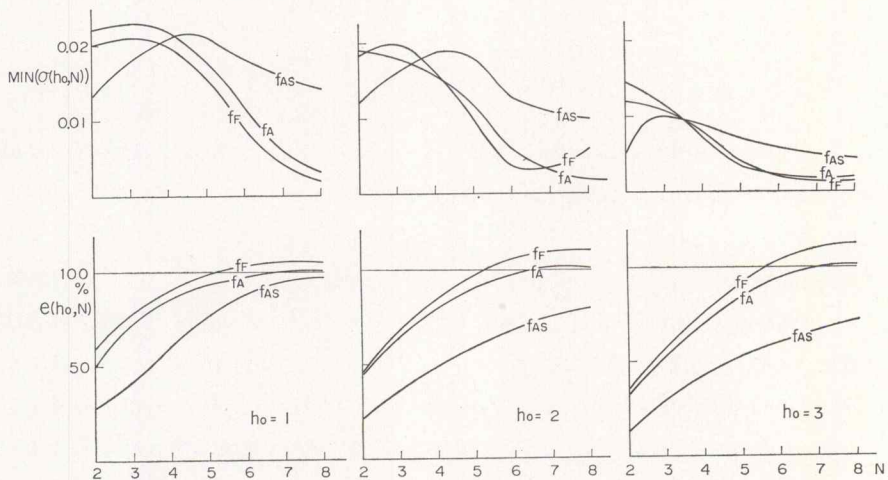
6.4.3 Upward Continuation 効率

第18図は  $h_0 = 1, 2, 3$  の場合の効率  $e(h_0, N)$  および標準偏差  $\text{MIN } \sigma(h_0, N)$  である。入力構造は第3表に示されている。

o)  $f_A, f_{AS}, f_F$  はいずれも、 $N$  の増加とともに、効率  $e$  が滑らかに増加する。そしてそれは  $f_F, f_A, f_{AS}$  の順に良い。この傾向は  $\tilde{E}$  (第14図) と一致する。しかし  $e$  は  $\tilde{E}$  に較べると、小さい  $N$  では低く、大きい  $N$  では逆に高い。即ち  $N$  の増加とともに急激に増加する。特に  $f_F$  では  $N \geq 6$  では100%を越え Upward 過剰となる。これは第16図の  $\Delta G_c$  断面からも明らかである。 $e$  と  $\tilde{E}$  の一致の程度は  $f_{AS}$  が最もよいと10%以内の誤差である。これは  $f_{AS}$  が入力に対して安定であることを示しており、周波数特性からの結論 b) と一致する。 $f_F$  では、 $e$  と  $\tilde{E}$  の差は、 $h_0 = 1$  で10%、 $h_0 = 2$  で15%、 $h_0 = 3$  で20%程度である。

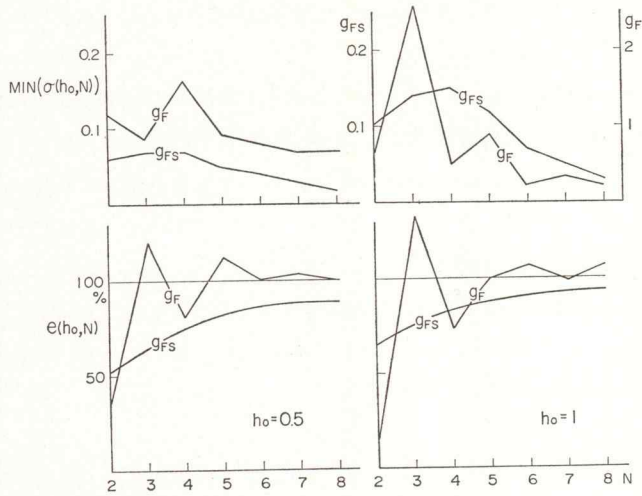
第20図は入力構造模型の深度を変えていった場合の  $f_F, f_{AS}$  の  $e$  の変化を調べたものである。入力構造は第4表に示されている。

p) 入力構造の深度  $d$  が浅いほど効率は良い。また  $\tilde{E}$  とは  $d$  が深くなるにつれて一致の度合いが悪くなる。このことは、既に理論的に明らかにしたことである(3章2)。このことは、実測データに対する効率を考える時、重要な資料となる。

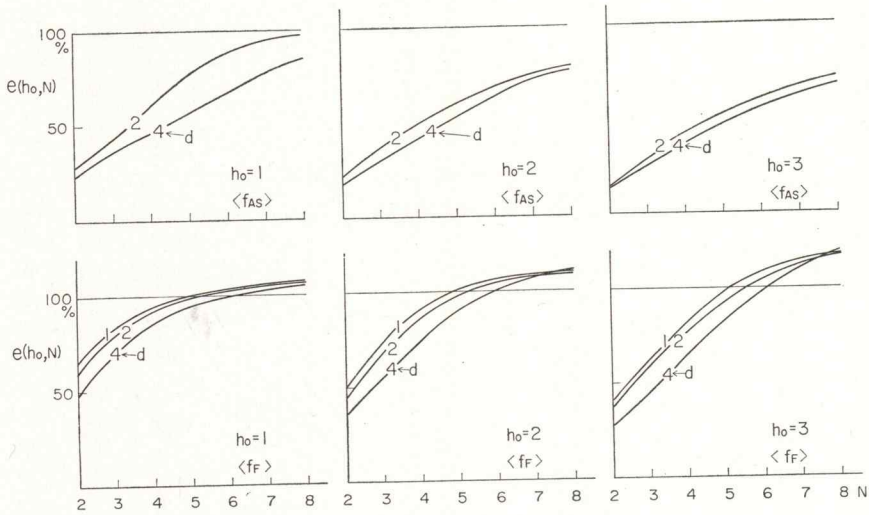


第18図  $e(h_0, N)$   $\text{MIN } \sigma(h_0, N)$   $f_A, f_F, f_{AS}$   $h_0 = 1, 2, 3$

(入力構造変数; 第3表)



第19図  $e(h_0, N)$   $\text{MIN} \sigma(h_0, N)$   $g_F, g_{FS}$   $h_0 = 0.5, 1$   
(入力構造変数; 第3表)



第20図  $e(h_0, N)$   $f_F, f_{AS}$   $h_0 = 1, 2, 3$   $d = 1, 2, 4$   
(入力構造変数; 第4表)

6.4.4 Downward Continuation 効率

第19図は  $h_0 = 0.5, 1$  の場合の Downward Continuation の効率  $e$  および標準偏差  $\text{MIN} \sigma(h_0, N)$  である。入力構造模型は第3表に示されている。

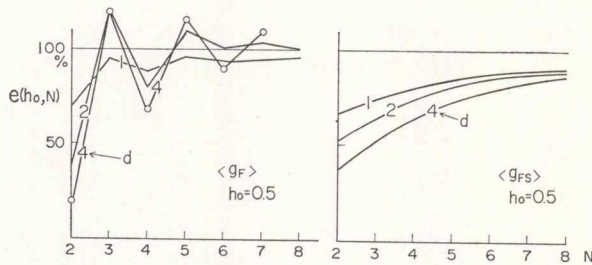
q)  $g_F$  は奇数番の  $N$  では偶数番に比して高い効率を示す。  $h_0 = 0.5$  の場合では  $\text{MIN} \sigma$  も小さくおおむね良好である。  $h_0 \geq 1$  では  $g_F$  は良好ではない。一方  $g_{FS}$  は  $N$  の増加とともに滑らかに100%へ近づいていく。  $e$  と  $\bar{E}$  とを比較すると、  $g_{FS}$  では、  $h_0 = 0.5, 1$  でいずれも最大誤差が10%程度で比較的良好。  $g_F$  は、  $h_0 = 0.5$  で  $N = 2$  を除いて誤差10%で比較的良好。  $h_0 = 1$  ではあまり良好でない。  $e$  と



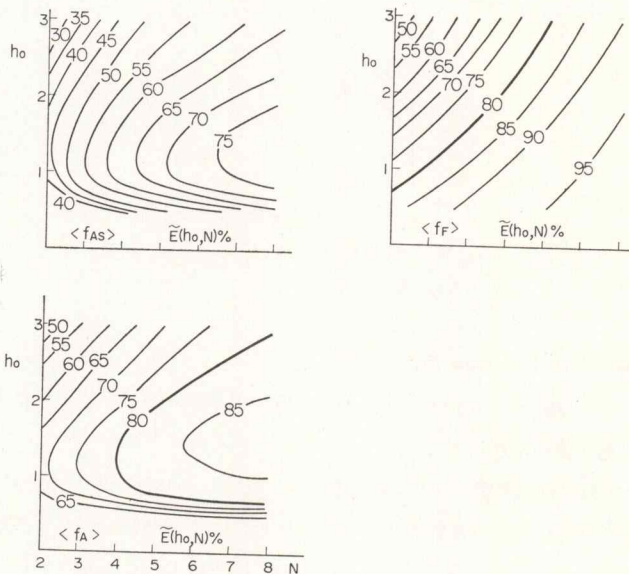
$\tilde{E}$  の誤差が小さいものほどフィルターが入力に対して安定であるとすれば、 $g_{FS}$  の方が  $g_F$  に較べて常に安定であるといえる。

また一般に Downward Continuation フィルターの精度は Upward Continuation のそれに較べて良くないといわれているが、 $h_0 = 1$  程度までなら、 $N = 2 \sim 8$  という常識的には短かすぎると考えられるフィルターでも、かなりよく Continuation を行なっているといえる。実際、Convolution 出力の効率が、 $h_0 = 1$  の場合でさえ、 $N = 2$  ですでに65%であり、 $N = 4$  で80%であるということは、やや予期した以上の値であるといえる。

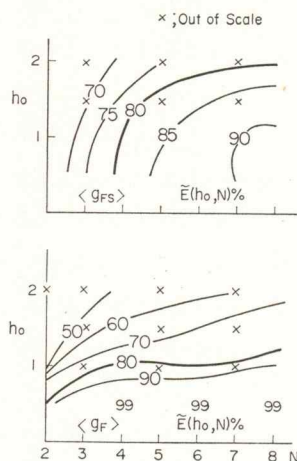
r) 第21図は第20図と同様に、入力構造模型の深度を変えた場合の  $g_F, g_{FS}$  の  $h_0 = 0.5$  の場合の  $e$  の変化を示す。この場合でも、Upward Continuation の場合 (p) と同じく、深度  $d$  が深くなるにつれて  $e$  は減少し、同時に  $\tilde{E}$  から離れていく。



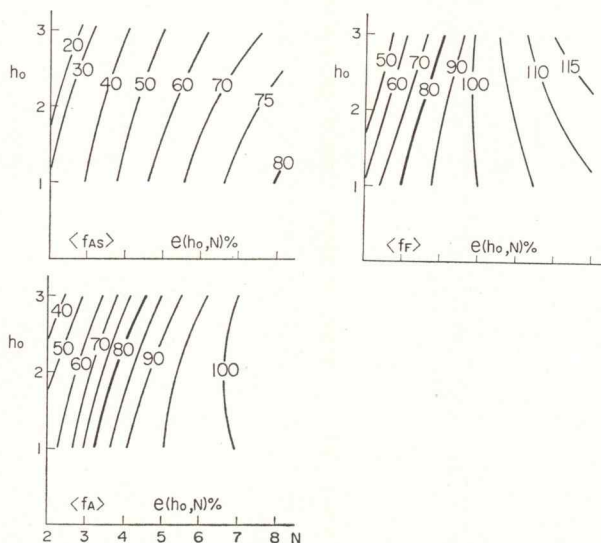
第21図  $e(h_0, N)$   $g_F, g_{FS}$   $h_0 = 0.5$   $d = 1, 2, 3$   
(入力構造変数; 第4表)



第22図  $\tilde{E}(h_0, N)$   $f_A, f_F, f_{AS}$   $h_0 = 0.5, 1, 1.5, 2, 3$



第23図  $\tilde{E}(h_0, N)$   $g_F, g_{FS}$   $h_0 = 0.5, 1, 1.5, 2$



第24図  $e(h_0, N)$   $f_A, f_F, f_{AS}$   $h_0 = 1, 2, 3$

(入力構造変数; 第3表)

### 7. 第Ⅲ部のまとめ—特に最適な「定量的フィルター」の選択—

第Ⅲ部では、干渉磁気異常の解析の一つの方法である(第Ⅰ部5章1), これにフィルターを操作(Convolution)して独立異常に変換して構造解析をする場合の、デジタルフィルターの理想フィルターからの歪みが、解析結果に与える誤差を、Analytical Continuation フィルターを例として論じた。即ち、第1章ではこの歪みが与える誤差を、特に深度解析誤差が、定量的に見積られているフィルターを「定量的フィルター」と定義した。第2章ではフィルターの基本式を述べた。第3章では、Convolution

出力に対して、第Ⅱ部で論じた曲線照合法による自動解析法を適用した場合についての、フィルターの歪み（あるいは補正量）を定量的に見積る方法を論じた。ここで、周波数領域での Continuation 効率  $\tilde{E}$  と空間領域での効率  $e$  とを導入した。即ち、Continuation 幅  $h_0$  のデジタルフィルターとナイキスト波数以下の周波数領域で最も近似のよい理想フィルターを最小 2 乗法で求め、その Continuation 幅を  $\tilde{h}_1$  とし、 $h_0$  と  $\tilde{h}_1$  より周波数領域の Continuation 効率  $\tilde{E} = \tilde{h}_1/h_0 \times 100(\%)$  を定義した。また、三次元角柱による異常を入力として、デジタルフィルターを操作して、その出力異常に対して自動解析を適用してその深度  $h_1$  を求め、 $h_0$  と  $h_1$  より空間領域における Continuation 効率  $e = h_1/h_0 \times 100(\%)$  を定義した。 $e$  が歪み（あるいは補正量）を最もよくあらわす。また、効率  $e$  は、Convolution の入力異常の周波数特性が“white”である時、即ち入力構造の深度が極めて浅い時、効率  $\tilde{E}$  と一致し、入力構造の深度が深くなるにつれて  $\tilde{E}$  から遠ざかることが理論的にも明らかとなった。第 4 章では Continuation 幅  $h_0 = 0.5 \sim 3.0$ 、フィルターの長さ  $N = 2 \sim 8$  の範囲で次に示す幾つかの Upward および Downward Continuation フィルターを設計した。即ち、ポアソン積分核の空間領域の式より Upward  $\langle f_A \rangle$ 、同式の周波数領域での式よりフーリエ変換によって、Upward  $\langle f_F \rangle$ 、Downward  $\langle g_F \rangle$ 、およびこれらに空間領域での平滑化を行なった  $\langle f_{AS} \rangle$ 、 $\langle f_{FS} \rangle$ 、 $\langle g_{FS} \rangle$  の各フィルターを設計する式を述べた。第 6 章では、第 3 章および第 4 章で述べた計算式に従って計算を行なった結果について論じた。その結果を要約すると次の通りである。

「定量的フィルター」として適切であることの条件は次の 2 つの条件が充足されていることであるといえる。即ち、

- i) Continuation 効率  $e$  あるいは  $\tilde{E}$  が 100% に近いこと。
- ii) 効率  $e$  が入力に対して安定であること、即ち、入力構造の変化に対してあまり変化しないか、変化があるにしても、 $\tilde{E}$  から誤差の比較的小さい範囲で見積り得ること。なお、このことは、フィルターの周波数特性が振動的ではないことに対応している。

第 6 章の幾つかの結論 a~r) を上の二つの条件に則してさらに要約すると次の通りである。即ち

a) Upward Continuation フィルターでは、条件 i) では  $f_F, f_A$  が  $f_{AS}$  よりもはるかに優れている。一方条件 ii) については  $f_{AS}$  が  $f_F, f_A$  に比して若干優れているが、その差はわずかである。また周波数特性では、 $f_A, f_F$  は高周波領域で振動的であるが、計算結果から判断すると、この振動性は、入力構造の深度  $d$  が 1 以上の場合には、Convolution にあまり歪みを導入しないということがいえる。フィルターの間隔を 1 km とすると、入力構造深度が 1 km 以上あれば良いということである。これは一般的にいて、地上よりの距離をとる空中磁気探査では満足される条件であるといえる。以上より、総合的には  $f_A, f_F$  の方が  $f_{AS}$  より優れていると判断できる。また  $f_A$  と  $f_F$  を比較した場合、一部を除いて  $f_F$  の方が優れている。

b) Downward Continuation フィルターでは、条件 i) では、 $h_0 = 0.5$  の場合に限り  $g_F$  が、その他の場合では  $g_{FS}$  が優れている。一方条件 ii) については、 $g_{FS}$  がはるかに優れている。 $h_0 = 0.5$  の場合でも、 $g_F$  の安定性は不良であり、以上を総合して、 $g_{FS}$  の方があらゆる  $h_0$  と  $N$  とで優れている、と判断する。

以上のように、各フィルターの周波数特性、周波数領域の効率、空間領域の効率を総合的に検討して



—ほとんどそのまま用いる事ができる。

また、本論文ではとりあげなかったが、一般的には Continuation フィルターよりも頻繁に使用されているバンドパスフィルター等の数学的フィルターを用いる場合にも、用いるデジタルフィルターが構造に関する情報に与える歪みを「定量的」に見積っておかねばならないのは、Continuation フィルターの場合と同様である。

Appendix 1

図式で  $w, w'$  の周波数特性を  $\tilde{W}, \tilde{W}'$  とすると

$$\tilde{W}' = \tilde{W} / \sum_{x=-N}^N \sum_{y=-N}^N w \dots\dots\dots (A-1)$$

即ち、正規化によって周波数特性の振幅が変わる。振幅が変われば標準偏差  $\sigma(h_0, N)$  および  $\tilde{h}_1$ , 効率  $\tilde{E}(h_0, N)$  がすべて変わることは図, 図, 図式より明らかである。つまり正規化によってフィルターの周波数特性は影響を受けるが、この影響の仕方は  $\sum_{x=-N}^N \sum_{y=-N}^N w(x, y)$  の1よりのずれの量に比例する。Upward Continuation では、(14), (17)式より求めた正規化前の  $w$  を  $f(x, y, h_0)$  とすると

$$1 \geq \sum_{x=-N}^N \sum_{y=-N}^N f(x, y, h_0) \geq 0 \dots\dots\dots (A-2)$$

であり、Continuation 幅  $h_0$  がひどく大きくない限り ( $h_0 \leq 5$ ),  $N = 2 \sim 8$  の範囲で1に近い。従って正規化による影響は少ない。一方 Downward Continuation では(2)式より求めた正規化前の  $w$  を  $g(x, y, h_0)$  とすると

$$\infty > \sum_{x=-N}^N \sum_{y=-N}^N g(x, y, h_0) > -\infty$$

であり極端な場合は負にもなり得て、この時フィルターは意味を失う。また零に近い場合は (A-1) は発散的となる。フィルター  $g_F$  の  $h_0 = 1, N = 3$  の時の周波数特性 (第9図) はその例である。

Appendix 2

三次元角柱の周波数特性  $\Delta\tilde{G}(m, n, d)$  は、BHATTACHARYYA (1966) により次式で与えられる。

$$\Delta\tilde{G}(m, n, d) = \frac{1}{2\pi} \tilde{J}(m, n) \times \tilde{I}(m, n) \times \tilde{D}(m, n, d) \dots\dots\dots (A-3)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \tilde{J}(m, n) &= \frac{1}{m^2+n^2} (-\bar{l}^2 m^2 - \bar{m}^2 n^2 + \bar{n}^2 (m^2+n^2) - 2\bar{l}\bar{m}mn \\ &\quad + 2i\bar{l}\bar{n}m\sqrt{m^2+n^2} + 2i\bar{m}\bar{n}n\sqrt{m^2+n^2}) \quad i = \sqrt{-1} \\ \tilde{I}(m, n) &= \frac{4}{mn} \sin(\pi Am) \cdot \sin(\pi Bn) \\ \tilde{D}(m, n, d) &= \exp(-2\pi d \sqrt{m^2+n^2}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (A-4)$$

(第II部第1図, (24)式参照)

$\tilde{J}, \tilde{I}, \tilde{D}$  は各々磁化ベクトル, 岩体の幅, および深さが寄与する周波数特性である。これにより、周波数特性は岩体の深さ  $d$  については  $\exp(-2\pi d \sqrt{m^2+n^2})$  に比例することが解る。

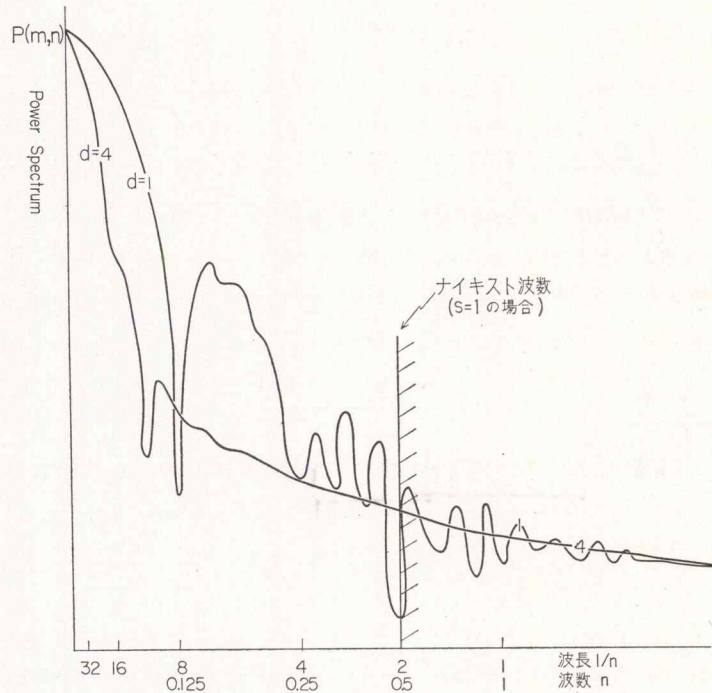
また  $\Delta\tilde{G}$  を実数部  $\Delta\tilde{G}_1$  と虚数部  $\Delta\tilde{G}_2$  に分けると、即ち

$$\Delta\tilde{G}(m, n, d) = \Delta\tilde{G}_1(m, n, d) + i\Delta\tilde{G}_2(m, n, d) \dots\dots\dots (A-5)$$

この時、パワースペクトラム  $P(m, n, d)$  は

$$P(m, n, d) = \Delta\tilde{G}_1^2(m, n, d) + \Delta\tilde{G}_2^2(m, n, d) \dots\dots\dots (A-6)$$

で表わされる。



第A-1図  $P(m, n)$   $d=1, 4$   
(入力構造変数; 第4表)

第A-1図は、本論で Convolution に用いた三次元角柱 (第3表) の南北断面でのパワースペクトラム  $P(0, n, d)$  を示す。これからも明らかなように、三次元角柱の周波数特性は  $\exp(-2\pi d \sqrt{m^2 + n^2})$  をエンベロープとして高周波領域へ振動 ( $\tilde{I}(m, n)$  による) しながら減衰していく。即ち、岩体の深度が深くなるにつれて高周波数成分が通減する。

## 文 献

- AFFLECK, J. (1963): Magnetic anomaly trend and spacing patterns. *Geophysics*, vol. 28, p. 379-395.
- AGARWAL, R. G. and KANASEWICH, E. D. (1971): Automatic trend analysis and interpretation of potential field data. *Geophysics*, vol. 36, p. 339-348.
- ALLAN, T. D. (1965): A magnetic survey of the coast of Portugal. *Geophysics*, vol. 30, p. 411-417.
- BHATTACHARYYA, B. K. (1964): Magnetic anomalies due to prism-shaped bodies with arbitrary polarization. *Geophysics*, vol. 29, p. 517-531.
- (1965): Two dimensional harmonic analysis as a tool for magnetic interpretation. *Geophysics*, vol. 30, p. 829-857.
- (1966): Continuous spectrum of the total magnetic field anomaly due to a rectangular prismatic body. *Geophysics*, vol. 31, p. 97-121.
- (1969): Bicubic spline interpolation as a method for treatment of potential field data. *Geophysics*, vol. 34, p. 402-423.
- and MEARLEY, L. W. (1965): The delineation of deep crustal magnetic bodies from total field aeromagnetic anomalies. *Jour. Geomagnetism and Geoelectricity*, vol. 17, p. 237-252.
- BLACK, D. J. and SCOLLAR, I. (1969): Spatial filtering in the wave-vector domain. *Geophysics*, vol. 34, p. 916-923.
- BOSUM, W. and HARN, A. (1966) Diagrams for the computation of magnetic field components, for their transformation into one another and for their upward continuation (two dimensional case). *Z. Geophysics*, vol. 32, p. 1-25.
- BOSUM, W. (1968): Ein automatisches verfahren sur interpretation magnetischer anomaliem nach der methode der kleinsten quadrate. *Geophys. Prosp.*, vol. 16, p. 107-126.
- , KIND, E. G. and KOO, J. H. (1971): Aeromagnetic survey of offshore areas adjoining the Korean Peninsula. *Technical Bulletin*, vol. 4, p. 1-21. (ECAFE).
- BOTT, M. H. P. (1963): Two methods applicable to computers for evaluating magnetic anomalies due to infinite three dimensional bodies. *Geophys. Prosp.*, vol. 11, p. 292-299.
- BYERLY, P. E. (1965): Convoluting filtering of gravity and magnetic maps. *Geophysics*, vol. 30, p. 281-283.
- CLARK, G. K. C. (1969): Optimum second-derivatives and downward continuation filters. *Geophysics*, vol. 34, p. 427-437.
- COOK, K. L. (1950): Quantitative interpretation of magnetic anomalies over veins. *Geophysics*, vol. 15, p. 667-686.
- CORBATO, C. E. (1965): A least square procedure for gravity interpretations. *Geophysics*, vol. 30, p. 228-233.



- CORDELL, L. and HENDERSON, R. G. (1968): Iterative three-dimensional solution of gravity anomaly data using digital computer. *Geophysics*, vol. 33, p. 596-601.
- DARBY, E. K. and DAVIES, E. B. (1967): The analysis and design of two dimensional filters for two dimensional data. *Geophys. Prosp.*, vol. 15, p. 383-406.
- DE GÉRY, J. C. et NAUDY, H. (1957): Sur interprétation des anomalies gravimétriques et magnétiques. *Geophys. Prosp.*, vol. 5, p. 421-448.
- DEAN, W. C. (1958): Frequency analysis for gravity and magnetic interpretation. *Geophysics*, vol. 23, p. 97-127.
- DOMENICO, S. N. (1965): Phase-distortionless filtering. *Geophysics*, vol. 30, p. 32-50.
- ELKINS, T. A. (1951): The second derivatives method of gravity interpretation. *Geophysics*, vol. 16, p. 29-50.
- 藤岡一男 (1963): グリーンタフ地域の地質. 鉱山地質, vol. 13.
- (1968): 秋田油田に於ける出羽変動. 石油技協, vol. 33, p. 283-297.
- 藤田至則 (1960): 東北日本におけるグリーンタフ地向斜の古地理的・構造史の変遷に関する法則性. 地球科学, vol. 50-51.
- 舟橋三男 (1966): グリーンタフ地域の火成活動. 東北日本グリーンタフ変動 (地団研専報, 12)
- FULLER, M. D. (1964): Expression of E-W fractures in magnetic survey in parts of the U.S.A. *Geophysics*, vol. 29, p. 602-622.
- FULLER, B. D. (1967): Two dimensional frequency analysis and design of grid operators. in *Mining Geophysics*, vol. 2, Tulsa, SEG, p. 658-707.
- GAUCHER, E. H. S. (1965): Quantitative interpretation of the "Montagne Du Sorcier" magnetic anomaly, Chibougamam, Quebec. *Geophysics*, vol. 30, p. 762-782.
- GAY, S. P. (1965): Standard curves for magnetic anomalies over long horizontal cylinders. *Geophysics*, vol. 30, p. 818-828.
- (1963): Standard curves for interpretation of magnetic anomalies over long tabular bodies. *Geophysics*, vol. 28, p. 161-200.
- GIRET, R. et NAUDY, H. (1963): Methodes actuelles d'interprétation des études aeromagnétiques en recherche pétrolière. Proc. 6 th. W.P.C. section 1 paper 15PD4.
- GIRET, R. (1965): Some results of aeromagnetic surveying with a digital cesium vapor magnetometer. *Geophysics*, vol. 30, p. 883-890.
- GRANT, F. S. and WEST, G. F. (1965): *Interpretation theory in applied geophysics*. New York McGraw-Hill Book. Co. Inc.
- GRANT, F. S. and MARTIN, L. (1966): Interpretation of aeromagnetic anomalies by the use of characteristic curves. *Geophysics*, vol. 31, p. 135-148.
- HALL, D. H. (1959): Direction of polarization determined from magnetic anomalies. *J. Geophys. Res.*, vol. 64, p. 1945-1959.

- HARN, A. (1965): Two applications of Fourier analysis for the interpretation of geomagnetic anomalies. *J. Geomagnetism and Geoelectricity*, vol. 17, p. 195-225.
- 長谷川 博 (1967): 擬似重力異常の新計算法. 物理探鉱, vol. 20, no. 5.
- HASEGAWA, H. (1970): A new interpretation theory of aeromagnetic survey (part 1). *Butsuri Tanko*, vol. 23, no. 6, p. 29-44.
- HENDERSON, R. G. and ZIETZ, I. (1949): The computations of second vertical derivatives of geomagnetic fields. *Geophysics*, vol. 14, p. 508-516.
- , —— (1949): The upward continuation of anomalies in total-magnetic intensity data. *Geophysics*, vol. 14, p. 517-534.
- HENDERSON, R. G. (1960): A comprehensive system of automatic computation in magnetic and gravity interpretation. *Geophysics*, vol. 35, p. 916-919.
- (1966): Field continuation and the step model in aeromagnetic interpretation. *Geophys. Prosp.*, vol. 14, p. 528-546.
- 平山次郎・他 (1961): 北秋田地方から西津軽地方にかけてのグリーンタフ地域の地質構造. 太平洋, 2.
- HOOD, P. J. (1964): The Königsberger ratio and the dipping-dyke equation. *Geophys. Prosp.*, vol. 12, p. 440-456.
- HORTON, C. W., HERMPKINS, W. B. and HUFFMAN, A. A. (1964): A statistical analysis of some aeromagnetic maps from the northwestern Canadian shield. *Geophysics*, vol. 24, p. 582-601.
- HUGHSON, J. T. (1964): The calculation of the total intensity magnetic anomalies for certain bodies by digital computers. *Geophysics*, vol. 29, p. 54-66.
- HUTCHISON, R. D. (1958): Magnetic analysis by logarithmic curves. *Geophysics*, vol. 23, p. 749-769.
- 飯田波事・青木治三 (1958): 重力異常から地下構造を求める一近似式. 測地学会誌, vol. 5, p. 1-6.
- IKEBE, Y., ISHIWADA, Y. and KAWAI, K. (1965): *Petroleum Geology of Japan*.
- 池辺 穰 (1962): 秋田油田地域における含油第三系の構造発達と石油の集積について. 秋田大学鉱山地下資源研究所報告, vol. 26, p. 1-59.
- 井上 武 (1960): 秋田油田地域における含油第三系およびその基盤グリーンタフの火成層序学的研究. 秋田大学地下資源研究所報告, vol. 23.
- 生出慶司 (1966): Volcanic-Pulmonic Complex としての Tertiary Granitoids. 東北日本グリーンタフ変動 (地団研専報, 12).
- ISSACS, K. N. (1966): The simulation of magnetic and gravity profiles by digital computers. *Geophysics*, vol. 31, p. 773-778.
- JACOBSEN, P. (1961): An evaluation of basement depth determination from airborne magnetometer data. *Geophysics*, vol. 26, p. 309-319.
- (1963): Discussion on "An evaluation of basement depth determination from airborne magnetometer data." *Geophysics*, vol. 28, p. 491-492.

- JOHNSON, W. W. (1969): A least squares method of interpreting magnetic anomalies caused by two dimensional structures. *Geophysics*, vol. 34, p. 65-74.
- KANAMORI, H. (1963): A new method for downward continuation of two dimensional gravity distribution. *Proceeding of the Japan Academy*, vol. 39, no. 7, p. 470-473.
- KONTIS, A. L. (1971): Aeromagnetic field test of total intensity upward continuation. *Geophysics*, vol. 36, p. 418-425.
- KOWALIK, J. and OSBORNE, M. R. (1968): *Method for unconstrained optimization problems*. Ekseivier Publishing Comp., New York.
- 加藤元彦 (1965): Sampling Filter の統一取扱い. 物理探鉱, vol. 18, no. 5, p. 1-13.
- 小松直幹 (1969): 裏日本油田褶曲の波長について. グリーンタフに関する問題 (日本地質学会).
- 加納 博・他 (1966): グリーンタフ地域における 2, 3 の基盤花崗岩の構造とその意義. 東北日本グリーンタフ変動 (地団研専報, 12).
- 北村 信 (1963): グリーンタフ地域における第三紀造構造運動. 化石, vol. 5.
- 沓沢 新・秋葉 力・他 (1966): 大平山南縁部の新第三系の層序と構造—とくにグリーンタフ活動様式と堆積作用・剪裂帯形成運動の相互関係. 東北日本グリーンタフ変動(地団研専報, 12).
- LAVIN, P. M. and DEVANE, J. F. (1970): Direct design of two, dimensional digital wavenumber filters. *Geophysics*, vol. 35, p. 1073-1078.
- MARQUARDT, D. W. (1963): An algorithm for least squares estimation of nonlinear parameters. *Jour. Soc. Indust. Appl. Math.*, vol. 11, p. 431-441.
- MCGRATH, P. H. and HOOD, P. J. (1970): The dipping dyke case, A computer curve-matching method of magnetic interpretation. *Geophysics*, vol. 35, p. 831-848.
- MESKO, A. (1965): Some notes concerning the frequency analysis for gravity interpretation. *Geophys. Prosp.*, vol. 13, p. 475-488.
- (1966): Two-dimensional filtering and the second-derivative method. *Geophysics*, vol. 30, p. 424-428.
- Moo, J. K. C. (1965): Analytical aeromagnetic interpretation of the inclined prism. *Geophys. Prosp.*, vol. 13, p. 203-224.
- NAGATA, T. (1938): Magnetic anomalies and the corresponding subterranean mass distribution. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, vol. 16, p. 203-224.
- NAIDU, P. S. (1966): Extraction of potential field signal from a background of random noise by Strakhov's method. *J. Geophys. Res.*, vol. 71, p. 5987-5995.
- (1967): Two dimensional Strakhov's filter for exaction of potential field signal. *Geophysics*, vol. 33, p. 337-345.
- (1968): Spectrum of the potential field due to random distributed sources. *Geophysics*, vol. 33, p. 337-345.
- (1970): Statistical structure of aeromagnetic field. *Geophysics*, vol. 35, p. 279-292.

- NETTLETON, L. L. (1942): Gravity and magnetic calculation. *Geophysics*, vol. 7, p. 293-310.
- 乗富一雄・佐伯裕治 (1971): 秋田沖地震について. 東北地域災害科学研究, p. 99-111.
- 小川克郎 (1970): 空中磁気探査の装置. 物理探鉱, vol. 23, no. 5, p. 43-52.
- (1969): 石油鉱床地帯の空中磁気探査. 日本鉱業会誌, vol. 85, p. 536-538.
- (1967): 秋田県八郎潟の空中磁気探査. 地質ニュース, no. 154, p. 7-9.
- ・堀川義夫・陶山淳治 (1971): 海域における空中磁気図作成上の問題点—ロラン C 航法の場合. 物理探鉱, vol. 24, no. 6.
- 大森晶衛 (1954): 東北日本の第三系の構造と特性. 地球科学, vol. 18.
- PAUL, M. K. (1965): Direct interpretation of self potential anomalies caused by inclined sheets of infinite horizontal extension. *Geophysics*, vol. 30, p. 418-423.
- PETERS, L. J. (1949): The direct approach to magnetic interpretation and its practical applications. *Geophysics*, vol. 14, p. 290-320.
- POMZALSKI, W. (1964): Importance of aeromagnetism in evaluation of structural control of mineralization. *Geophys. Prosp.*, vol. 14, p. 274-291.
- POWELL, D. W. (1965): A rapid method of determining dip or magnetization inclination from magnetic anomalies due to dyke like bodies. *Geophys. Prosp.*, vol. 13, p. 197-202.
- REFORD, M. S. (1964): *Airborne magnetometer surveys for petroleum exploration*. Canadian Aero Service Limited, p. 1-56.
- and SUMMER, J. (1964): Review article-aeromagnetism. *Geophysics*, vol. 29, p. 482-516.
- RICHARDS, M. C., VAQUIER, V. and VAN VOORKIS, G. D. (1967): Calculation of the magnetization of uplifts from combining topographic and magnetic surveys. *Geophysics*, vol. 32, p. 678-707.
- ROSENBACH, O. (1953): A contribution to the computation of second derivative from gravity data. *Geophysics*, vol. 18, p. 894-912.
- RUDMAN, A. J. and BLAKELY, R. F. (1965): A geophysical study of a basement anomaly in Indiana. *Geophysics*, vol. 30, p. 740-761.
- SANO, S., OGAWA, K. and FRANCISCO, F. U. (1971): Aeromagnetic survey in region of the Philippines. *Technical Bulletin*, vol. 4, p. 63-81. (ECAFE)
- 佐野浚一・小川克郎 (1971): 南部ルソン・ミンドロ地域の空中磁気探査. 物理探鉱, vol. 24, no. 6, p. 2-8.
- 佐野正春・小川克郎 (1971): ロラン C チャート作成上の問題点. 物理探鉱, vol. 24, no. 6, p. 52-61.
- SAX, R. L. (1966): Application of filter theory and information theory to the interpretation of gravity measurements. *Geophysics*, vol. 31, p. 570-575.
- 石油開発公団 (1969): 天然ガス基礎調査. 基礎物理探鉱「秋田, 山形, 新潟陸棚エアガン」調査報告書.
- (1970): 天然ガス基礎調査. 基礎物理探鉱「八郎潟」調査報告書.
- SHARMA, B. and GELDART, L. P. (1968): Analysis of gravity anomalies of two dimensional faults using

- Fourier transforms. *Geophys. Prosp.*, vol. 16, p. 77-73.
- SPECTOR, A. and GRANT, F. S. (1970): Statistical models for interpreting aeromagnetic data. *Geophysics*, vol. 35, p. 293-302.
- STEENLAND, N. C. (1963): An evaluation of the Piece River aeromagnetic interpretation. *Geophysics*, vol. 28, p. 745-755.
- (1962): Gravity and aeromagnetic exploration in the Paradox basin. *Geophysics*, vol. 27, p. 73-89.
- (1965): Oil fields and aeromagnetic anomalies. *Geophysics*, vol. 30, p. 706-739.
- , HINRICHS, F. W. and NAVAZIO, F. (1963): Aeromagnetic interpretation of Zeltine field area Silte basin, Libya. *Geophysics*, 1964, vol. 29, p. 799-804.
- STRANGWAY, D. W. (1965): Interpretation of the magnetic anomalies over some Precambrian dikes. *Geophysics*, vol. 30, p. 783-796.
- SWARTZ, C. A. (1954): Some geometric properties of residual maps. *Geophysics*, vol. 19, p. 46-70.
- 陶山淳治 (1966): 堆積盆地に対する空中磁気探査について. *物理探鉱*, vol. 19, p. 206-216.
- (1968): 空中磁気探査について. *石油技協*, vol. 33, p. 189-197.
- (1968): 空中磁気探査. *物理探鉱20周年記念 (最近における物理探鉱の進歩)*, p. 126-140.
- ・小川克郎 (1970): 空中磁気探査におけるデータ処理と電子計算機の役割. *石油技協*, vol. 35, no. 6, p. 23-33.
- 陶山淳治・小川克郎・他 (1969): 海域における空中磁気探査技術の研究—秋田県能代沖および佐渡海峡北方海域の例. *地質調査所*, p. 1-40.
- , ——— (1970): 海域における空中磁気探査技術の研究—デッカシステムを用いた石狩湾の例. *地質調査所*, p. 1-28.
- , ——— (1970): 海域における空中磁気探査技術の研究—佐渡海峡南方の例. *地質調査所*, p. 1-22.
- , ——— (1971): 秋田・新潟沖空中磁気図について. *物理探鉱*, vol. 24, no. 6, p. 17-25.
- , ——— (1968): カリマンタン地域空中磁気探査. *地質調査所受託報告*, p. 1-22.
- 田口一雄 (1961): 出羽地向斜の研究, III, IV. *地学雑誌*, vol. 67.
- 津 宏治・小川克郎 (1973): 三次元角柱による磁気異常の自動解析. *物理探鉱*, vol. 26. (印刷中)
- TALWANI, M. (1965): Computation with the help of a digital computer of magnetic anomalies caused by bodies of arbitrary shape. *Geophysics*, vol. 30, p. 797-817.
- , LE PICHON and EWING, M. (1965): Crustal structure of the mid-ocean ridges, 2, Computed model from gravity and seismic refraction data. *Jour. Geophys. Res.*, vol. 70, p. 341-352.
- and EWING, M. (1960): Rapid computation of gravitational attraction of three dimensional bodies of arbitrary shape. *Geophysics*, vol. 25, p. 203-225.
- TSUBOI, C. and FUCHIDA, T. (1937): Relations between gravity values and corresponding subterranean mass distribution. *Bull. Earthquake. Inst., Tokyo Univ.*, vol. 15, p. 636-649.

- TAYLOR, P. T., ZIETZ, I. and DENNIS, L. S. (1968): Geological implications of aeromagnetic data for the eastern continental margin of the united state. *Geophysics*, vol. 33, p. 775-780.
- VACQUIER, V., STEENLAND, N. C., HENDERSON, R. G. and ZIETZ, I. (1951): Interpretation of aeromagnetic maps. *Geol. Soc. America. Memoir*, vol. 47.
- WOOD, L. C. and HOCKENS, S. N. (1970): Least squares smoothing operators. *Geophysics*, vol. 35, p. 1005-1019.
- ZIETZ, I. and HENDERSON, R. G. (1959): A preliminary report on model studies of magnetic anomalies of three dimensional bodies. *Geophysics*, vol. 21, p. 794-814.
- ZIOLAROV, D. (1965): Solution of some inverse problems of applied geophysics. *Geophys. Prosp.*, vol. 13, p. 240-246.
- ZURFLEUH, E. G. (1967): Applications of two dimensional linear wavelength filtering. *Geophysics*, vol. 33, p. 1015-1035.

# A Study of the Method for Interpretation of Aeromagnetic Maps

By

Katsuro OGAWA

Abstract

## Introduction

The purpose of the present study is to formulate a systematic method for interpretation of aeromagnetic maps obtained over the sedimentary basins in Japan and to discuss various problems essential for the establishment of a system. The detailed discussion covers the problems for the purpose of aeromagnetic surveys over sedimentary basin, the modeling of basin, the setting of suitable magnetic models for interpreting anomalies due to basement, the method for determining depth to the body and the method for estimating geologic age of the interpreted structure.

## Part I. The Method for Interpretation of Aeromagnetic Maps over the Sedimentary Basins in Japan

### Chap. 1 The purpose of aeromagnetic surveys and the modeling of basin

Sedimentary basin is composed of a non-oil-bearing basement and overlying oil-bearing sediments. The purpose of aeromagnetic surveys over the sedimentary basin is to determine the depth to the basement and the configuration of the basement surface. Accordingly, magnetic bodies can be classified into three groups according to their depths: the top of the body is 1) as deep as the unconformity between basement and sediments, 2) shallower than the unconformity and 3) deeper than the unconformity.

### Chap. 2 The magnetic models used for interpretation of magnetic anomalies

Magnetic models used for interpretation of magnetic anomalies are reviewed and their adaptability for determination of basement configuration is discussed. The models can be classified into two typical ones: 1) two-layered model and 2) intrabasement or suprabasement model. In the former, the sedimentary basin is considered to be composed of a non-magnetic sediment and an underlying uniformly magnetized basement. This model is useful if there are no lateral changes of magnetization both in the basement and in the sediments and the whole basement is somewhat more magnetized than the sediments. However, this model is not practical for interpretation of anomalies due to basement. In the latter, magnetic anomalies over a sedimentary basin are considered to be caused by compartments separated by difference in the magnetization from the surroundings. In other words, this model is expressed by lateral change in magnetization in the sediments and the basement. As concluded in Chap. 4, this model generally gives suitable structures in the basin.

### Chap. 3 The quantitative method for interpretation of aeromagnetic anomalies

Quantitative methods of interpretation are reviewed and the methods discussed by several authors are summarized based on the following points of view, namely, dimension of the model used, fixed (or given) body parameters and unknown (or to be solved) parameters. The quantitative methods can be classified into three categories, the analytical method, the specific points method and the curve matching method. The analytical method is useful for the two-layered model and has been developed

for interpretation of gravity anomalies. The specific points method and the curve matching method are useful for the intrabasement or suprabasement model. A new computer curve matching method using a three-dimensional prismatic body has been developed by the author and is discussed in detail in Part II.

**Chap. 4** The problems of interpretation of aeromagnetic maps—Hachirogata area and the offshore area of Noshiro

Some problems on the method for interpreting aeromagnetic maps over sedimentary basins in Japan are discussed in detail by studying aeromagnetic maps of Hachirogata area and the offshore area of Noshiro in Akita Prefecture. This area is one of the biggest oil fields in Japan and abundant in the existing geologic and geophysical data. Therefore, this area is suitable for comparing these data with each other.

a) Hachirogata area

The aeromagnetic map is interpreted by the specific points method and the computer curve matching method with intrabasement models. Subsequently, the interpreted structures are compared with geologic data, as well as with gravity and seismic reflection data. The following results are obtained.

1) Intrabasement model gives reasonable structure in terms of depth, width, length and magnetization of the body. The maximum error of the depths to the bodies is proved to be 10 percent and the configuration of the magnetic basement surface given by linking the tops of the bodies is consistent with the geologic basement surface estimated by well data, as well as by gravity and seismic reflection data.

2) In contrast with the above result, two-layered model gives unacceptable structure. This means that the assumption of uniform magnetization in the basement is unreasonable.

3) The specific points method gives shallower depth to the body than the actual depth if an anomaly is surrounded by adjacent anomalies. The difficulty arises when interpretation is made for this kind of anomaly called interfered anomaly. Several methods of solving this difficulty are discussed in Chap. 5.

b) The offshore area of Noshiro

The author makes an attempt to identify the geologic age of the interpreted magnetic structure by finding the relation between the outstanding directions of magnetic trend expressed in the aeromagnetic map and those of geologic or geophysical trend in the area.

4) From the aeromagnetic map, four outstanding directions of magnetic trend are obtained, namely, E-W, NE-SW, N-S and NW-SE. The NW-SE and N-S directions correspond to those of the tectonic line in the basement and of the fold axes in the sediments respectively. On the other hand, E-W series is unknown trend from the available geologic data. A magnetic anomaly extending in E-W direction in the offshore area of Noshiro city shows the largest amplitude and the biggest size in the whole area. And its depth to the body is determined as 4,500 meters beneath the sea level. However, this body is not observed in seismic reflection and gravity data. Therefore, the author infers this direction as a tectonic trend inside the basement.

Some magnetic anomalies extending in NE-SW direction in the western part of the area are of large amplitude and of small wave length. These anomalies are interpreted to be caused by a series of shallow volcanic rocks trending NE-SW. The direction of this trend corresponds to that of fault system distributed in the northern part of Akita Prefecture. This fault system has a close correlation with the ore-deposits and is considered to be formed in upper Miocene. Besides this the epicenters of the earthquakes in this area have been recently reported to be aligned in the same direction. It is desirable to obtain more geologic and geophysical data such as age and magnetization of rock samples obtained along the trend, and heat flow data obtained crossing the trend.

5) It is confirmed that both magnetic and seismic (air gun) structures agree well with each other in the area concerning depth, shape and position. Based on this fact, an interpretation method by



combining magnetic data with seismic reflection data is discussed. In this method, if seismic structure agrees well with magnetic structure along the seismic traverse, the seismic structure is extrapolated into the outside of the traverse by help of the magnetic structure and its trend pattern mentioned above. A revised geophysical map drawn by use of this method may present a different subsurface structure form those given by the individual data.

#### **Chap. 5** Summary and conclusions

Problems on interpretation discussed in the preceding chapters are summarized and a systematic procedure of interpretation is proposed. Several problems to be solved for establishing the system are suggested. The most important and difficult problem is how to interpret interfered anomalies when intrabasement or suprabasement model is used as a magnetic model. The method for interpretation of interfered anomalies is classified into three categories, namely, interpretation 1) by setting the corresponding magnetic models at a time, 2) by using weakly or non-interfered portion of the anomalies and 3) by converting them to an series of isolated anomaly by means of filtering operations.

The third method is discussed in Part III.

### **Part II. A New Computer Curve Matching Method for Interpretation of Total Intensity Magnetic Anomalies: A Three-Dimensional Prismatic Body Case**

#### **Chap. 1** General introduction

Several computer curve matching methods for interpretation of magnetic anomalies using a two-dimensional body have been developed by several authors. However, geologic structure is substantially three-dimensional. Accordingly, the method using a two-dimensional body may lead to noticeable error in the interpretation. Taking this point into consideration, the author has developed a new computer curve matching method using a three-dimensional prismatic body. In the present method, an one-dimensional input profile is selected perpendicularly to the body strike of a chosen anomaly. A three-dimensional prismatic body has five geometrical parameters and three magnetization parameters as follows: intensity of magnetization vector  $\vec{J}(J)$ , inclination of  $\vec{J}(\theta)$ , angle between the horizontal projection of  $\vec{J}$  and the strike of the body ( $\varphi$ ), width of the body ( $B$ ), length of the body ( $A$ ), depth to the body ( $H$ ) and the coordinates of the center of the body ( $X_0, Y_0$ ). In the present paper, parameters  $\theta$ ,  $\varphi$  and  $X_0$  are fixed. This condition is satisfied to be provided that the remanent magnetization is negligible or aligned in the direction of the present earth's magnetic field, and both the body strike and the coordinate of the center of the body perpendicular to the input profile can be given by other means such as the second vertical derivative map.

#### **Chap. 2** The mathematical theory of the method and the computer program

The present method is based on the least squares method. The equation relating to the magnetic anomaly due to a three-dimensional prismatic body is nonlinear with respect to the geometrical parameters. Therefore, the parameter values must be obtained by iterative procedure. In the present paper, the following three iterative methods, namely, the Gauss method, the steepest descent method and the Marquardt method, are discussed using the magnetic anomaly caused by a prismatic body as the input profile. This model study gives the following results.

- 1) Marquardt method assures the rapidest convergence to the final solutions.
- 2) For the quantity  $\lambda$  to be added to the diagonal in the matrix of the normal equation, 0.1, to 10.0 times of the average value of the diagonal is suitable.

#### **Chap. 3** The effect of the error in the fixed parameter values on the computed parameter values

As mentioned above, parameters  $\theta$ ,  $\varphi$ , and  $X_0$  are fixed. In this chapter, the effect of the error in fixing these parameter values on the computed depth to the body is investigated using a theoretical anomaly as an input profile.

The error in the depth determination caused by the wrong setting of the parameters  $\varphi$  and  $X_0$  is

less than 10 percent in the actual range of the error in these fixed parameter values. On the other hand, the error in  $\theta$  leads to noticeable error in the computed depth. The error of 5 degrees in  $\theta$  leads 20 percent of the error in the computed depth. This means that  $\theta$  must be treated as an unknown parameter provided that the effect of the remanent magnetization is noticeable.

**Chap. 4** Comparison between two-dimensional model and three-dimensional model

The error in the resultant depth to the body caused by replacing a three-dimensional body with a two-dimensional model is investigated. A theoretical magnetic profile due to a three-dimensional prismatic body is used for an input profile. This model study indicates that two-dimensional model may lead to noticeable error in the resultant depth. In the case of a body whose width perpendicular to the input profile is four times as large as that parallel to the profile, the resultant depth has an error of 30 percent if the body is treated as a two-dimensional body. This fact indicates the importance of the use of three-dimensional body.

**Chap. 5** An application—the aeromagnetic map of Hachirogata area

The present method is applied to the interpretation of a magnetic anomaly of Hachirogata area in Akita Prefecture. Parameters  $A$ ,  $B$ ,  $H$  and  $X_0$  have converged completely after thirteen times of iterations. The resultant depth and shape of the body agree well with the geologic structure.

### Part III. The Digital Continuation Filters for Interpretation of Aeromagnetic Anomalies

**Chap. 1** General introduction

A method for interpretation of an interfered magnetic anomaly is to apply single magnetic body model after eliminating the interference due to adjacent anomalies. A filtering operation is useful for eliminating the interference. However, the information on the subsurface structure included in the input anomaly is distorted by the filtering operation. This distortion is caused by the deviation of the digital filter from the corresponding theoretical filter. Therefore, the deviation must be evaluated quantitatively when the output anomaly of the operation is used for quantitative interpretation. The method for evaluating the distortion is discussed by considering the case of analytical continuation filters in the following chapters.

The digital continuation filter whose distortion has been quantitatively evaluated is tentatively called "quantitative digital continuation filter" in the present paper.

**Chap. 2** Review of general theory of digital continuation filters

The general theory of digital filter and analytical continuation filters is reviewed.

**Chap. 3** The method of evaluating the distortion of digital continuation filters

The method for evaluating the distortion of the digital filter must be determined according to the type of the interpretation method used. In this chapter, the evaluation method in the case of applying the computer curve matching method discussed in Part II to the quantitative interpretation of the output anomaly of the filtering operation is investigated.

a) Qualitative evaluation in the frequency domain

Comparing the frequency response ( $\tilde{W}_a$ ) of the designed digital filter ( $w_a$ ) with that ( $\tilde{W}_t$ ) of the theoretical one ( $w_t$ ), the distortion of the filter can be evaluated qualitatively.

b) Quantitative evaluation in the frequency domain

Using the least squares method in the frequency domain in the vicinity below the Nyquist frequency, the best-fit theoretical continuation filter to the corresponding digital continuation filter is computed. Comparing the height of continuation of the former ( $\tilde{h}_1$ ) with that of the latter ( $h_0$ ), "efficiency of continuation in the frequency domain ( $\tilde{E}$ )" is introduced as

$$\tilde{E}(h_0) = \tilde{h}_1/h_0 \times 100 (\%).$$

c) Quantitative evaluation in the space domain

The digital continuation filter whose height of continuation is  $h_0$  is operated to a theoretical magnetic anomaly due to a prismatic body whose depth is  $d$ . Applying the computer curve matching method to the output anomaly of the operation, the best-fit depth to the body ( $d + h_1$ ) is then computed. Comparing  $h_1$  with  $h_0$ , "efficiency of continuation in the space domain ( $e$ )" is introduced as

$$e(h_0) = h_1/h_0 \times 100 (\%).$$

The quantity  $e(h_0)$  represents the true distortion but it varies with the change of the input anomaly. When the frequency response of the input anomaly is white, that is, the depth to the body is infinitesimal,  $e(h_0)$  is consistent with  $\tilde{E}(h_0)$ . And  $e(h_0)$  moves away from  $\tilde{E}(h_0)$  as the depth to the body of the input anomaly increases.

#### Chap. 4 Design of continuation filters

Several different kinds of digital continuation filters whose lengths ( $N$ ) are set from 2 to 8 and whose heights of continuation ( $h_0$ ) are chosen from 0.25 to 3.0 are computed. Upward filters  $f_A$  are designed from the theoretical formula of upward continuation in the space domain (Poisson's kernel) and upward filters  $f_F$  are designed from the corresponding theoretical frequency response by means of the inverse Fourier transform. Then, they are smoothed by employing a window function in the space domain and the smoothed filters  $f_{AS}$ ,  $f_{FS}$  and  $g_{FS}$  are obtained.

#### Chap. 5 The computation procedure

In this chapter, the computation procedure (software system) is discussed.

#### Chap. 6 Results of computation

1) The filter which satisfies the following two conditions can be considered as the suitable quantitative continuation filter.

a) The efficiency  $\tilde{E}(h_0)$  and  $e(h_0)$  are close to 100 percent.

b) The efficiency  $e(h_0)$  varies within a limited amplitude gradually with the change of the depth and the shape of the body which causes the input anomaly. This means that the frequency response of the filter is not oscillatory. Such a filter can be called "stable filter."

2) The results of computation show that these two conditions are opposed to each other. The first condition is often satisfied more by the non-smoothed filters than by the smoothed filters. On the contrary, the second condition is satisfied more likely by the latter than by the former.

3) In case of upward filter, provided that the depth to the body ( $d$ ) of the input anomaly is more than 1.0 (grid interval), the oscillation of the frequency response in high frequency doesn't lead to noticeable error in the output anomaly. In aeromagnetic survey, this condition is generally satisfied. It is, therefore, concluded that the non-smoothed filters  $f_A$  and  $f_F$  are more suitable than the smoothed filters  $f_{AS}$  and  $f_{FS}$ . Comparing  $f_F$  with  $f_A$ , the former satisfies two conditions more than the latter. Therefore,  $f_F$  can be chosen as the suitable quantitative filter.

4) In case of downward filter, the non-smoothed filters  $g_F$  are generally very oscillatory even in low frequency components and accordingly the efficiencies  $e(h_0)$  vary greatly with the change of the input anomaly. In other words, they are unstable. The smoothed filters  $g_{FS}$  are stable if the height of continuation  $h_0$  is less than 1.0. The smoothed filters  $g_{FS}$  are chosen as the quantitative filters.

5) In case of the stable filters, the efficiency  $e(h_0)$  decreases gradually with the increase of the depth to the body ( $d$ ) of the input anomaly. This result agrees well with the theoretical result mentioned in Chap. 4.

6) The distortion of the designed continuation filter can be evaluated quantitatively by the use of the software system discussed in the present paper when the depth and the shape of the body causing the input anomaly is approximately estimated.

The writer wishes to express his hearty thanks to Dr. K. IIDA, Dr. K. NORITOMI and Dr. J. SUYAMA for their kind advices in the course of this study.

OGAWA, K.

空中磁気図解析・解釈法の研究

小川 克郎

地質調査所報告, no. 247, p. 1~114, 1973

80 illus., 11 tab.

秋田県能代沖海域の空中磁気図に基づいて、磁気図に含まれる地下構造に関する情報を最も良く抽出し、それを定性的・定量的に表現するための解析・解釈の方法を体系づけた。次いで、本地域の磁気的特徴を考慮して、磁気異常に三次元岩脈モデルをあてはめて、これを電子計算機で自動的に解析する数学式を導き、プログラム化した。また、複雑に干渉した磁気異常群の解析に用いられるフィルターとして Continuation デジタルフィルターをとりあげ、これを操作して得た磁気図を用いて解析する場合のデジタルフィルターのアナログフィルターからの偏差が解析結果に与える歪みの量を定量的に見積る方法を論じた。

550.83.05 : 681.3