



地下電気伝導度構造による南太平洋プレートの厚さの推定

山口, 覚

(Degree)

博士 (学術)

(Date of Degree)

1985-03-31

(Date of Publication)

2007-10-11

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲0547

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1000547>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博 士 論 文

地下電気伝導度構造による南太平洋プレートの厚さの推定

昭和60年3月

神 戸 大 学 大 学 院 自 然 科 学 研 究 科

山 口 覚

謝 辞

この研究は神戸大学自然科学研究科安川克己教授の御指導の下に行われた。

東京大学地震研究所笹井洋一助手、東京工業大学理学部本蔵義守助教授には、計算に必要なプログラムを使わせて頂くなど、理論および計算上数多くの助言を頂いた。

京都大学教養部住友則彦助教授には、地下電気伝導度構造の研究を行うにあたってあらゆる面で御援助して頂いた。本研究に関して数々の有意義な御助言を頂いた。

データの読出しや整理および数値計算の進め方に関しては、神戸大学自然科学研究科伊勢崎修弘助教授から、多くの御教示を頂いた。

神戸大学理学部乙藤洋一郎博士には、数々の有益な助言を頂いた。

Tahiti島における観測は、一部昭和58年度神戸大学海外学術調査(58041049)によって行われたものである。

海底磁力計に関しては、その使用方法、データの読み出しなどについて、島津製作所の長山剛久氏のお世話になった。

要 旨

地磁気変化異常の1つである離島効果を解析することによって、南太平洋地域のリソスフェアの厚さを推定した。

1983年10月から11月にかけて、南太平洋上のTahiti島（南緯 $17^{\circ}40'$ ，西経 $149^{\circ}20'$ ）において、島内2ヶ所で地磁気3成分の連続観測を行った。磁力計は3軸海底磁力計を用い、これを地中約1 mに埋設して磁場測定を行った。この方法をとることによって、観測が不便で、難しい場所でも、高精度で安定した地磁気3成分連続観測が可能となった。

観測期間中に、明瞭に認められた離島効果を、地下の高電気伝導層とのカップリングを考慮にいたした非一様平面薄層導体の電磁感応の理論を用いて解析し、Tahiti島周辺の地下電気伝導度構造を求めた。解析に際しては、地下の適当な深さに存在することが期待される、高電気伝導層の深さ、厚さおよび電気伝導度の値はどの程度の大きさであるかに注意を払った。その結果、第1層目は深さ5~10 kmで 1 S/m ，第2層目は深さ10~80 kmで 0.05 S/m ，第3層目は深さ80 kmから、厚さ10~30 kmで $0.2\sim0.5\text{ S/m}$ の高電気伝導度層であり、この層の下に電気伝導度は $0.01\sim0.05\text{ S/m}$ である4層構造モデルが、観測値をうまく説明することがわかった。このモデルから、Tahiti島周辺のリソスフェアの厚さは、約80 kmであると推定される。

本研究によって初めて求められた南太平洋地域の地下電気伝導度構造、特に高電気伝導層の厚さや電気伝導度は、今までに得られている北太平洋地域の地下電気伝導度構造と似ている。また、Tahiti島周辺の海底の年代と高電気伝導層までの深さの関係（60~70 myの海底で深さ80 km）も、北太平洋地域における両者の関係と整合的である。これらの点から、南太平洋地域、少なくともTahiti島周辺の地下電気伝導度構造は、同時代の北太平洋地域の地下電気伝導度構造と同様の構造であることがわかった。

目 次

謝 辞

要 旨

第 1 章	序 論		1
第 2 章	海洋地域の地下電気伝導度構造の推定		3
第 3 章	観測とデータ処理		
	§ 1、観測		5
	§ 2、記録および地磁気変換関数		6
第 4 章	計 算 理 論		
	§ 1、非一様薄層導体の電磁感応		15
	§ 2、一様電流関数 Ψ_0 の見積り		17
	§ 3、応答関数 Q の理論計算		22
	§ 4、観測値からの応答関数 Q の計算		24
	§ 5、本研究での計算		26
第 5 章	モ デ ル 計 算		
	§ 1、一様構造		32
	§ 2、多層構造		32
第 6 章	考 察		50
参 考 文 献			55
付録 I	異常な電流関数 ψ の計算		58

第1章 序 論

地表から間接的に、地下の構造を知る方法としては、地震波を使って探る方法が広くもちいられてきた。最近ではこの地震学的手法に加えて、地表で地球磁場の変動や、それによる誘導電流を測定し、地下の電気伝導度構造を調べる電磁気学的手法も確立されてきた。地震学的手法は、実体波を用いる方法と表面波を用いる方法の2つに大別することができる。実体波を用いる場合には低速度層のような速度の逆転が途中にある構造は求めることはできない。表面波を用いる場合には速度の逆転があるような構造も求めることができるが、波長が長いために分解能が悪く、ある程度水平方向に広い地域の平均的構造しか得られない。

一方、電磁気学的手法では地下の電気伝導度分布に逆転層があろうと、なかろうと構造を推定することが可能である。また、得られる構造の水平方向の広がりには探査深度と同じ程度なので、表面波を用いる地震学的手法よりも微細構造を知ることができるという利点がある。地震学的手法からは岩石の密度や弾性率を通じて、地下の構造を知ることができる。電磁気学的手法では、電気伝導度を通じての地下構造を知ることができる。最近の研究で電気伝導度とほかの地球物理的要素、たとえば地震波速度、部分熔融、温度などとの関係がかなりはっきりしてきた（たとえば、Shankland and Waff, 1977）。このため電磁気学的手法は、岩石・鉱物の電気伝導度の室内実験と合わせて、地球の内部構造を推定する場合に大きな役割を果たすと期待されている。

この電磁気学的手法を用いて、世界各地で精力的に地下電気伝導度構造が求められてきた。その結果、たとえば日本列島付近の上部マントルに、電気伝導度の非一様分布（電気伝導度異常；CA）が、存在することが明らかになったり（Honkura, 1974）、大陸地域でも島弧系でも、地殻下部に高電気伝導層が存在することが明らかになるなど、重要な成果が数多くあがっている。しかし、これら研究のほとんどは陸上地域で行われたものであり、海洋地域の研究は、その観測の困難さのために制限されてきた。地球の内部構造についての知識を完全なものに近づけるためには、海洋地域での観測は不可欠であり、将来一層力が注がれるべき研究分野の1つである。

1983年10月から11月にかけて、南太平洋に位置するTahiti島の島内2ヶ所で3軸海底磁力計を用いて地磁気3成分の連続測定を行った。

この論文では、まず 3 軸海底磁力計を用いることによって、観測には不便であるが、地球科学的に重要な地域（たとえば、本研究を行ったような離島）においても、高精度で安定な磁場測定が可能であることを示す。次に、本観測中に認められた電気伝導度異常の 1 つである離島効果の解析から、Tahiti 島周辺の地下電気伝導度分布の推定を行う。最後に、推定された構造の地球科学的意義について考察を加え、本研究によって初めて得られた南太平洋地域の地下電気伝導度構造を、今までに求められている北太平洋地域の地下電気伝導度構造と比較する。

第2章 海洋地域の地下電気伝導構造の推定

海洋地域の地下電気伝導構造は、主として次の2つの方法によって研究されている。

(1) 海洋底で地磁気3成分および海底の電位差を測定し、Magnetotelluric法(MT法; 例えば Cagniard, 1953)によって、地下電気伝導度構造を推定する方法。

(2) 電気伝導度異常の1つである離島効果の解析から島の周辺の地下電気伝導度構造を求める方法

本研究では(2)の方法をもちいる。

(1) 海洋底でのMT観測

この方法では、海洋底に3成分磁力計と電位差計を設置し、地球磁場の変動とそれによって海底に誘導される電場を測定する。

たとえば、海底下を電気伝導度が一様な半無限導体と考えた場合では、導体のみかけ比抵抗 ρ_a は、電場と磁場の比から、

$$\rho_a = 0.2 T |E/H|^2$$

T; 作用磁場の変動周期

E; 電場の強さ

H; 磁場の強さ

と表される。一般に、この ρ_a は作用磁場の周期と密接に関係している skin depth までの平均的比抵抗を表していると考えられる。しかし、幅広い周期帯で ρ_a が求まれば、層構造の仮定が成立する限り、比抵抗(=電気伝導度の逆数)の垂直構造を求めることができる。

Filloux らは、東太平洋海嶺上(Filloux, 1981, 1982), 中央太平洋(Filloux, 1977, 1980), Mariana 弧近く(Filloux, 1982), 東北日本沖(Yukutake et. al., 1983)などで観測、解析を行った。その結果、ほとんどの海底で地下数十km付近に高電気伝導層が存在することが明らかになった。また、Filloux らの得たデータを注意深く解析

し直した Oldenburgは、高電気伝導層の上面の深さは、海底の年代とともに深くなる傾向があることを指摘している(Oldenburg, 1981)。この傾向はChave(Chave, 1981)からも支持している、両者の関係は必ずしも、単純な関係ではないことを指摘する報告もある(Oldenburg et. al., 1984)。

(2) 離島効果

Masonは、1958年にJohnston島の各所で地磁気変化(特にZ成分)の様子が観測点によって異なることを発見した(Mason, 1964)。その後、Christmas 島でも観測を行い、短周期のZ成分の変化分(ΔZ)が島の北端と南端で逆転すること、また島の中央では ΔZ が著しく小さくなることを発見し、離島効果の概念が確立された(Mason, 1963)。同様の現象がCanton島(Mason, 1964)、Pueruto Rico 島(Elvers and Perkins, 1964)、Oahu島(Mason, 1962)でも発見された。Masonはこの地磁気変化異常の原因を、地磁気変化に伴って海中に誘導された電流が、島を避けて流れるためであると解釈した(Mason, 1963)。

日本では、Sasai(1967, 1968)が伊豆大島において数台の地磁気変化計を島内に設置して離島効果の研究を行った。Sasaiは、Price(1949)の非一様平面薄層の電磁感応の理論を用いてこの現象を数学的に取扱う方法を提出した。この方法を伊豆大島での観測に適用した結果、島内の ΔZ の分布はうまく説明できたが、理論から予測された ΔZ の振幅は観測値の約2倍となった。Honkura(1972, 1973)は、この不一致の原因を、誘導電流が海水層中に集中すると仮定した点にあると指摘した。さらに地下の高電気伝導層と海水層中を流れる電流のカップリングを考えることによって、離島効果の定量的な説明と、島の周辺の地下電気伝導度構造を推定できる方法を提出した。Honkuraは、この手法を使って、三宅島(Honkura, 1972, 1973)、八丈島(Honkura et. al., 1981)、南大東島(Honkura et. al., 1981)における離島効果の研究を行った。三宅島や八丈島の研究から、これらの島の周辺の地下の浅い所に、伊豆-Bonin弧の活動に関連すると思われる高電気伝導層の存在することを指摘している。また、南大東島の研究からは、0.5S/m程度の高電気伝導層の上面が、地下80~120Kmの深さに存在することから、Philippine海北西部のプレートの厚さは100Km程度であろうという結果を報告している。Kleinら(Klein and Larson, 1978)は、Hawaii島において離島効果の研究を行い、地下100Km付近に高電気伝導層が存在することを報告している。

第3章 観測とデータ処理

§ 1 観測

Tahiti島は、Society 諸島に属し、南緯 $17^{\circ}40'$ 、西経 $149^{\circ}20'$ に位置する火山島である（図3-1）。島の周囲は幅約2~3Kmのサンゴ礁で囲まれている。サンゴ礁の外側は急峻な崖になっており、水深3500mまで一気に落ちこんでいるので、離島効果の観測に適している。1983年10月から11月にかけて、島内2ヶ所で地磁気3成分の連続観測を行った。Tahiti 島北西部には、フランス政府の地球物理研究所(Laboratoire de Géophysique)があり、地磁気3成分の連続観測も行っている。この研究所の位置および1ヶ月程度の観測期間では、東西方向よりも南北方向の磁場変化の方が有効に観測できることの2点から図3-2に示すように島の南北に磁力計を設置した。N点は、Tiarei村内にあり、海岸から数メートルしか離れていない。S点は、ゴルフ場の中にあり、海岸から数百メートル離れている。得られた記録の長さは、N点で1983年10月27日~11月24日(GMT)の28日間、S点では10月26日~11月20日(GMT)の24日間の記録が得られている。

本研究では、新しい試みとして、島津製作所製の3軸海底磁力計(MB-170)によって磁場測定を行った。この磁力計は、Flux-gate 型センサー、計測アンプ、電源、制御用マイクロ・コンピュータ、記録用磁気バブル・メモリーカセットなど、測定からデータ記録までに必要な装置が、すべて直径43cmの耐圧ガラス球に収められている。

磁場測定用のセンサーには、互いに直交する3つのFlux-gate 型センサーが用いられている。センサー部全体がジンバルに吊るされているので、地球磁場の鉛直成分(Z)および、水平成分の互いに直交する2成分(X, Y)の計3成分の大きさが測定されている。その測定には0.1nTの分解能があり、X, Y, Z 3成分の1分毎の瞬時値が記録されている。同時に耐圧ガラス球内の温度も1/100度まで測定されている。これらの測定値は記憶容量を節約するために、前回測定値との差をとって8ビットのデジタル形式で磁気バブル・メモリーに記録されている。センサーから電源までのすべてがガラス球内に収められているので、Tahiti島のような離島で、電源の確保、観測装置の維持管理が難しい所でも、労力をかけずに高精度の地磁気3成分連続観測が可能となった。さらに、ガラス球は気密性に優れているので、N, S両地点とも深さ約1mの穴の中に磁力計を埋設した。その結果、機器にたいする振動、衝撃は最

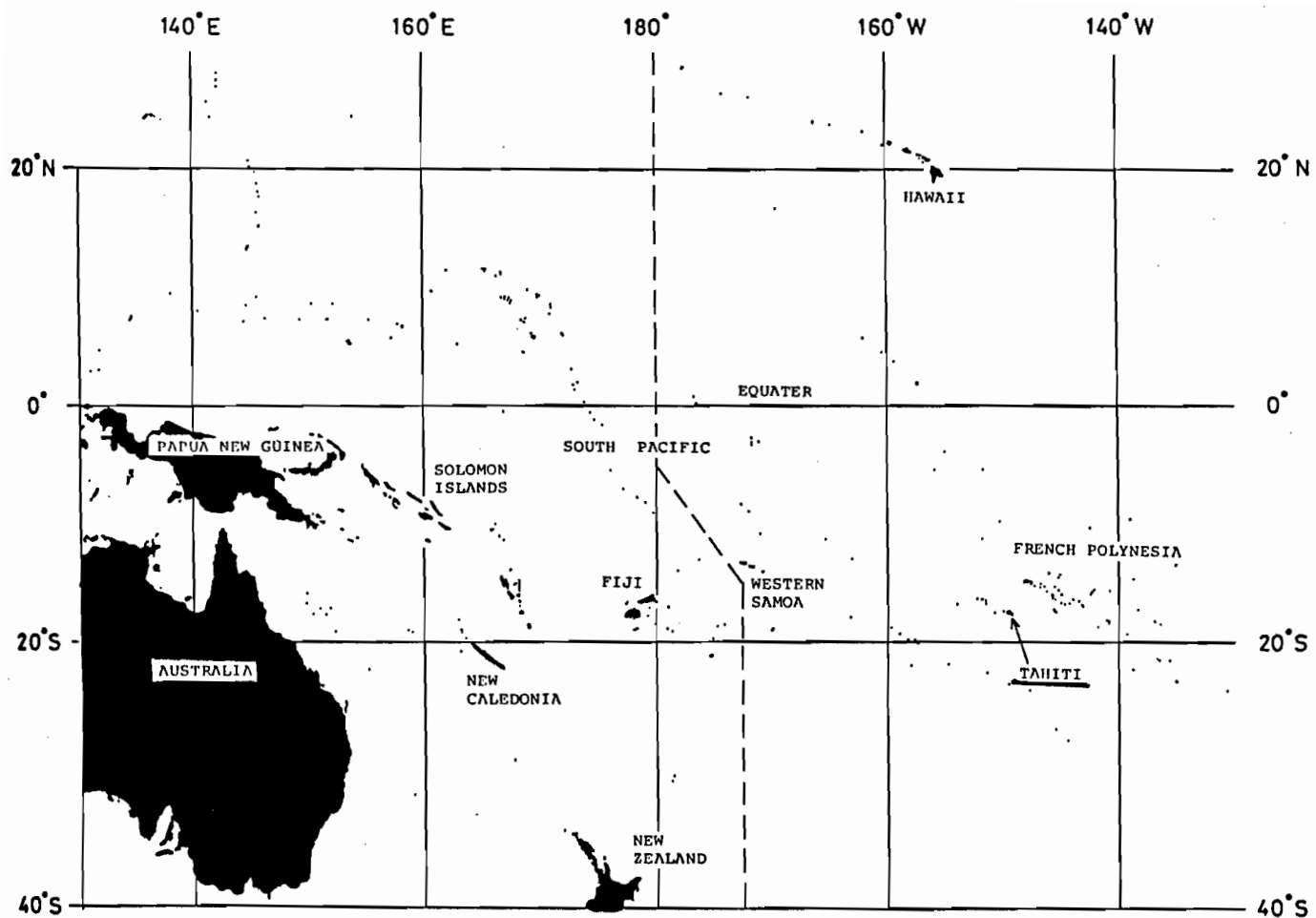


図 3 - 1 Tahiti島と周辺の島々

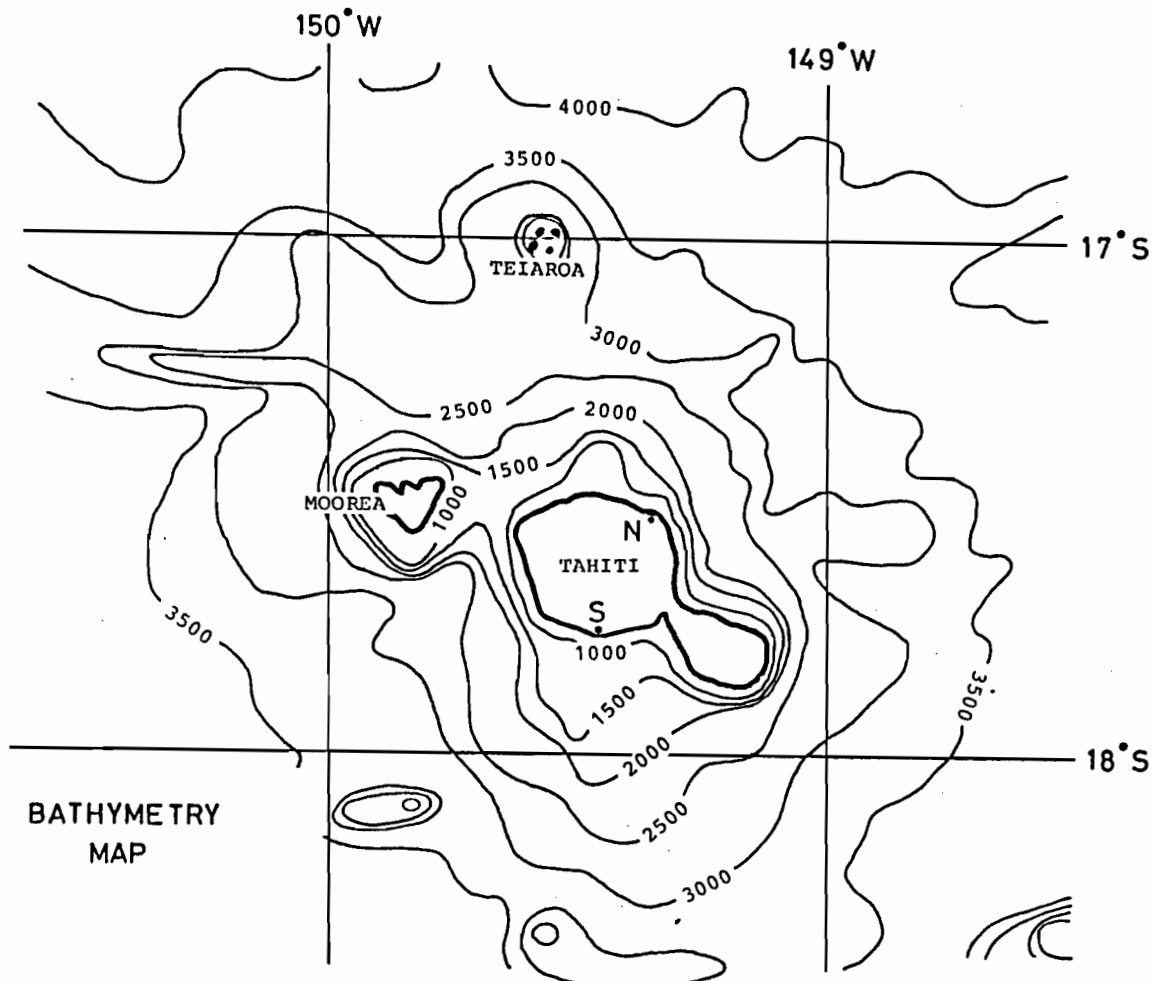


図 3 - 2 観測点の位置とTahiti島周辺の海底地形

小限に抑えられ、特にガラス球内の温度変化は非常に小さくなっている。図 3-3 に観測期間中の日平均温度の変化、図 3-4 に日平均値の変化が大きい日の 1 時間平均気温の変化を示す。

現在日本で広く用いられている携帯用 3 成分磁力計は $0.3 \sim 0.5 \text{ nT/deg.}$ 程度の温度特性があると言われている（住友、私信）。そのため数時間の周期を持つ地磁気変動の解析には温度ドリフトの影響がでることが予想される。本研究で使用した磁力計は、温度特性が良く 0.1 nT/deg. 程度であり、前に述べたようにガラス球内の温度変化そのものも小さいので温度ドリフトの影響は無視でき、数時間の周期を持つ変動現象までも十分に信頼して解析できる。

§ 2 記録および地磁気変換関数

磁気バブル・メモリー内に保存されているデータは前回測定値との差なので、データを順々に読み出し、加えていくことによって各時刻における磁場強度の値に変換できる。また、記録されている X, Y 成分は必ずしも磁氣的北、東向き成分や地理的北、東向き成分と一致しているわけではないので、Y 成分が磁氣的東方向と一致するように座標変換を行った。この座標変換を行った後の水平 2 成分を H（北向き）、D（東向き）成分と呼ぶ。図 3-5 に地球磁場が最も乱れた日の地磁気 3 成分の記録例を示す。

N 点と S 点の記録を比較すると、水平 2 成分（H, D 成分）は日変化程度の周期の長い変動から、周期数分の短い変動まで非常に良く一致している。次に H 成分と Z 成分を比較すると周期の短い変動は、両地点とも細かい変動まで良く対応しているが、H 成分の変化の方向に対する、Z 成分の変化の方向は、N 点と S 点で逆であり、典型的な離島効果が認められる。Z 成分の周期の長い変動を 2 地点で比較すると、S 点には日変化と思われる変動が見られるが N 点の記録でははっきりしていない。変動する周期によって Z 成分変化の特徴が異なるので、次の 2 つの場合に分けて周期解析を行った。

（1） 周期 5 ～ 256 分の地磁気変動

周期数秒から数時間程度の地磁気短周期変動では、地磁気 3 成分の間に次のような経験式が成り立つことが知られている。

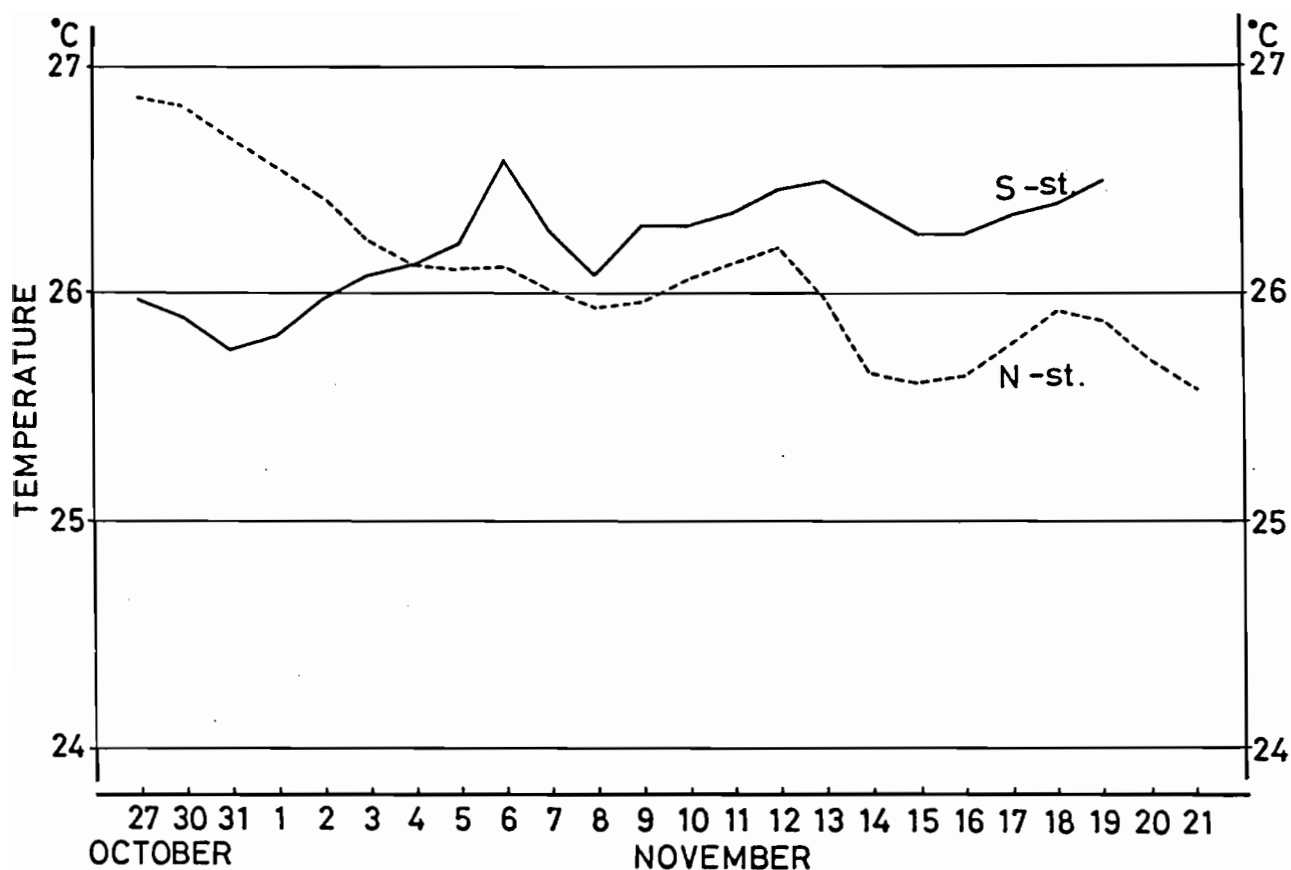


図 3 - 3 磁力計の耐圧ガラス球内の日平均気温の変化
実線は S 点の、破線は N 点の磁力計内の日平均気温を表わす。

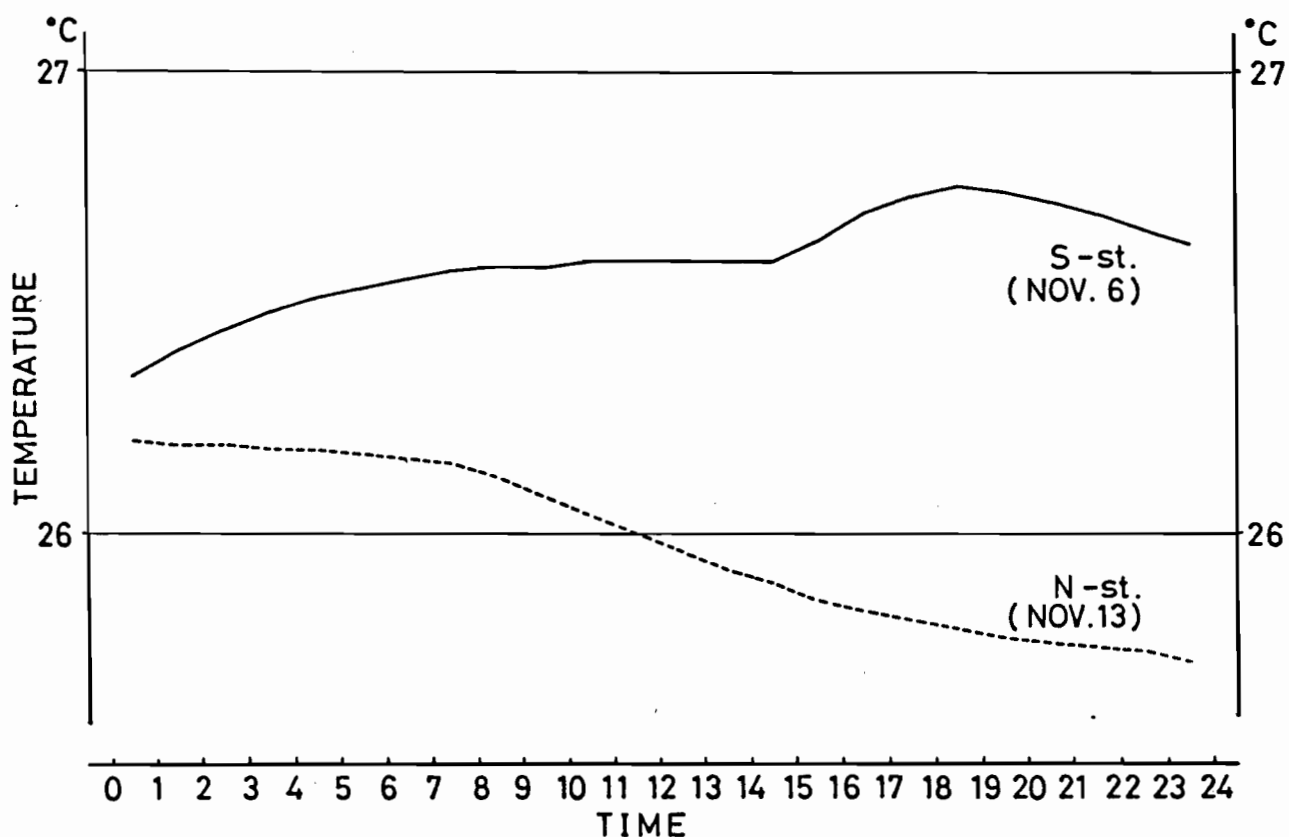


図 3 - 4 磁力計の耐圧ガラス球内の 1 時間平均気温の変化
実線は S 点の、破線は N 点の磁力計の耐圧ガラス球内の
1 時間平均気温を表わす。両地点とも温度変化が最も大きいと
予想される日をえらんである。

$$\Delta Z = A \cdot \Delta H(T) + B \cdot \Delta D(T) \quad (3-1)$$

ΔZ , ΔH , ΔD は周期 T の北向き、東向き、鉛直下向きの磁場変化を表わす。

A , B は地磁気変換関数と呼ばれ、観測点に固有な複素係数で一般に周期の関数である。 A , B は ΔH , ΔD , ΔZ の Auto-power spectrum と Cross-power spectrum を用いて (3-2) 式で表される (Everett and Hyndman, 1967)。

$$\begin{aligned} A &= A_u + i A_v = \frac{P_{0\bar{D}} P_{Z\bar{H}} - P_{0\bar{H}} P_{Z\bar{D}}}{P_{H\bar{H}} P_{D\bar{D}} - P_{H\bar{D}} P_{D\bar{H}}} \\ B &= B_u + i B_v = \frac{P_{H\bar{D}} P_{Z\bar{H}} - P_{H\bar{H}} P_{Z\bar{D}}}{P_{H\bar{H}} P_{D\bar{D}} - P_{H\bar{D}} P_{D\bar{H}}} \end{aligned} \quad (3-2)$$

A , B は地磁気変化異常の大きさ、および方向依存性を表わし、インダクション・ベクトルと呼ばれている矢印で図示される。この矢印の長さは、 $\sqrt{A_u^2 + A_v^2}$ で与えられ、方向は $\text{Arctan}(B_u/A_u)$ で与えられ南から時計まわりに計る。インダクション・ベクトルの方向は、異常の原因となる良導体の存在する方向を示す。本研究では、磁場に擾乱がみられる3つの期間を選び、図3-6の手順で変換関数を求めた。図3-7に周期5～256分の変換関数を、また図3-8にインダクション・ベクトルを示す。図3-7を見ると、 A_u は両地点とも、周期が短くなるにつれて、その絶対値が大きくなるという周期特性が見られ、すべての周期でN点の方がS点よりも、約0.1大きな値を示す。 A_v は両地点とも周期による変化は小さく、その絶対値も0.1前後の小さい値である。 B_u , B_v についても図3-7に示す結果が得られているが、磁力計の配置を考えると解析に用いるのは適当ではないので、以下の議論では、 A_u , A_v の値のみに注目する。

(2) 日変化程度の周期を持つ地磁気変動

日変化程度の周期を持つZ成分の変動が、島の南北でどのように異なるかに注目する。図3-9に磁場が静かな日の地磁気3成分の記録を示す。両地点で日変化を比較すると、S点では日変化がはっきりと認められるが、N点では日変化の振幅は小さく、S点よりも位相が遅れているように見える。そこで、日変化がはっきり認められる期間を48時間づつ4期間えらび図3-10に示した手順で、Z成分のN, S2地

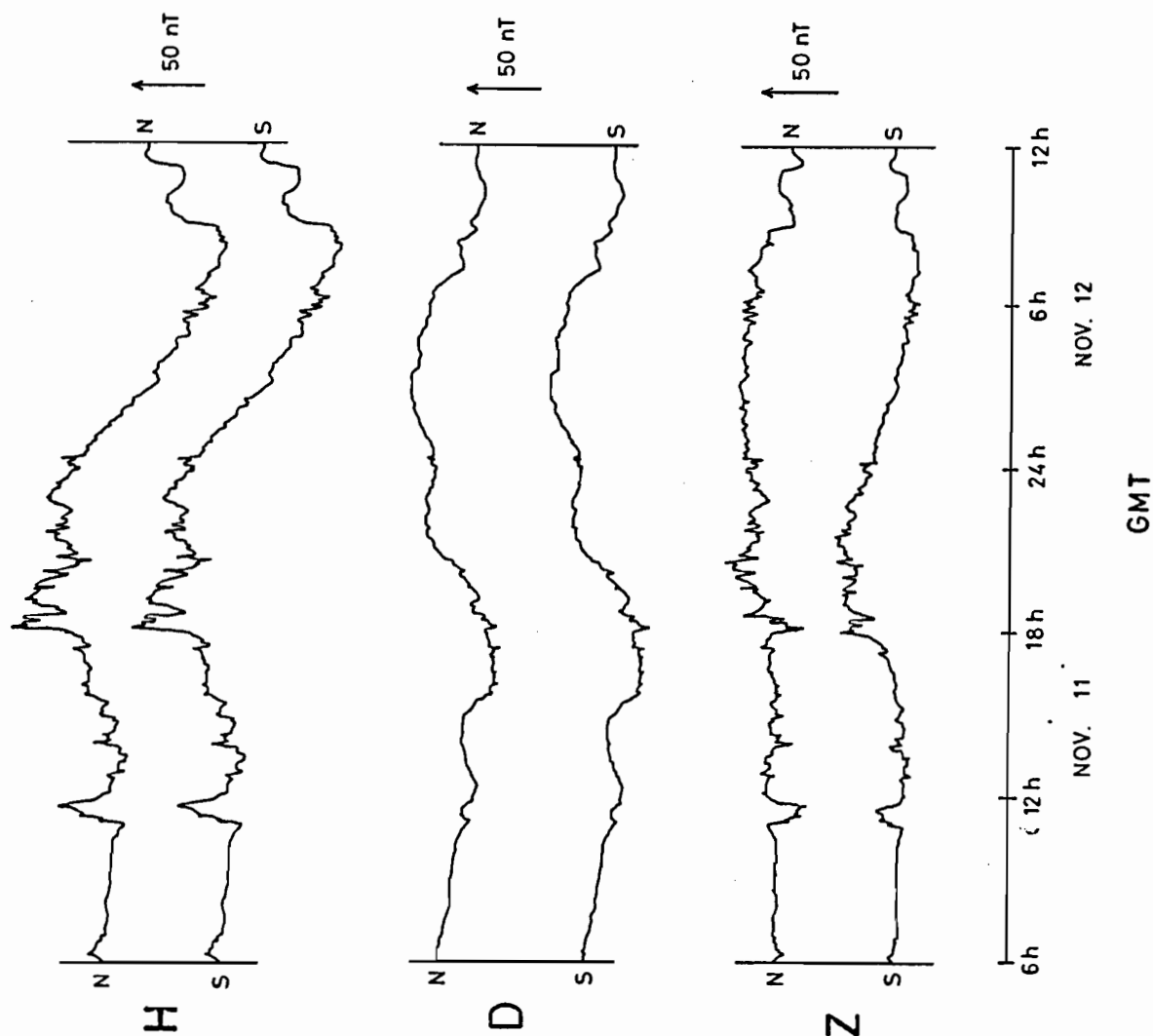


図 3-5 Tahiti島で観測された地磁気擾乱の記録
各成分とも、上がN点，下がS点で得られた記録

(1) 10月29日 0h~24h (2) 11月2日 0h~12h (3) 11月11日10h ~12日10h	
Low-cut Filter $T = 240 \text{ min.}$	
(1)~(3) を 8区間に分割 $T = 512 \text{ min.}, \Delta T = 1 \text{ min.}$	
F F T	
生のオート・スペクトル 生のクロス・スペクトル	
スペクトルの平滑化	
オート・スペクトル (P_{HH}, P_{DD}, P_{ZZ}) クロス・スペクトル (P_{HD}, P_{DZ}, P_{ZH})	
変換関数 $A = \frac{P_{DD}P_{ZZ} - P_{DZ}P_{ZD}}{P_{HH}P_{DD} - P_{HD}P_{DH}}$ $B = \frac{P_{HD}P_{ZZ} - P_{ZH}P_{ZD}}{P_{HH}P_{DD} - P_{HD}P_{DH}}$	
A_u, A_v, B_u, B_v の平均値と標準偏差	

図 3-6

周期 5 ~ 2 5 6 分の地磁気変動の解析手順

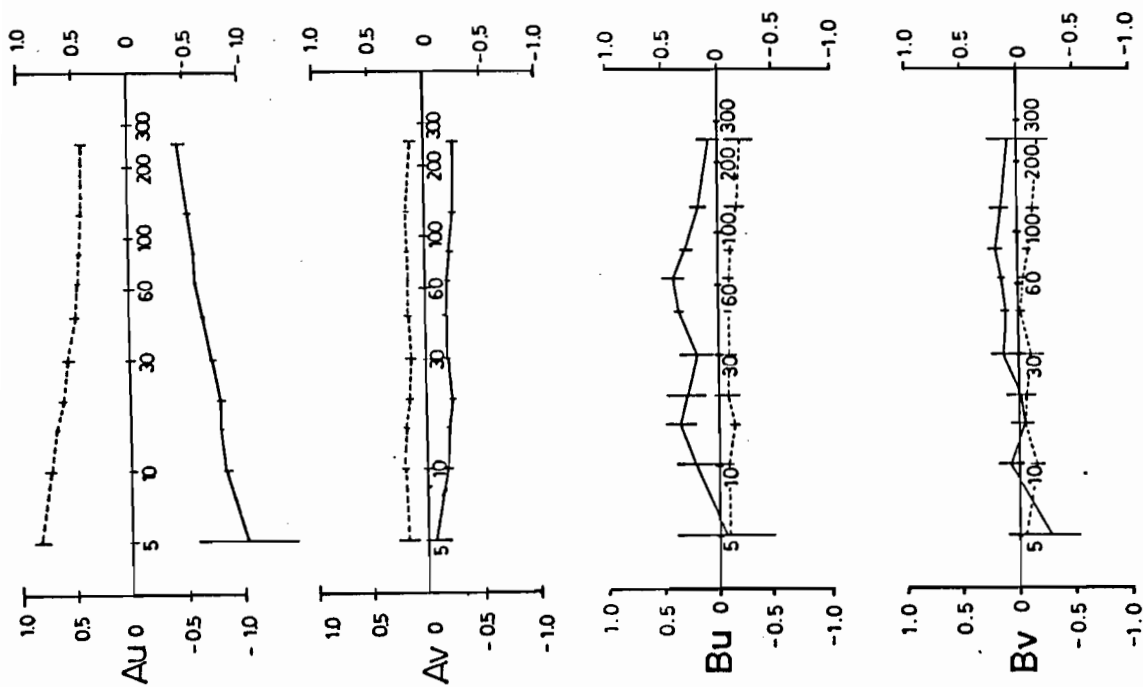


図 3-7 Tahiti 島における地磁気変換関数
周期 5 ~ 256 分に対する地磁気変換関数

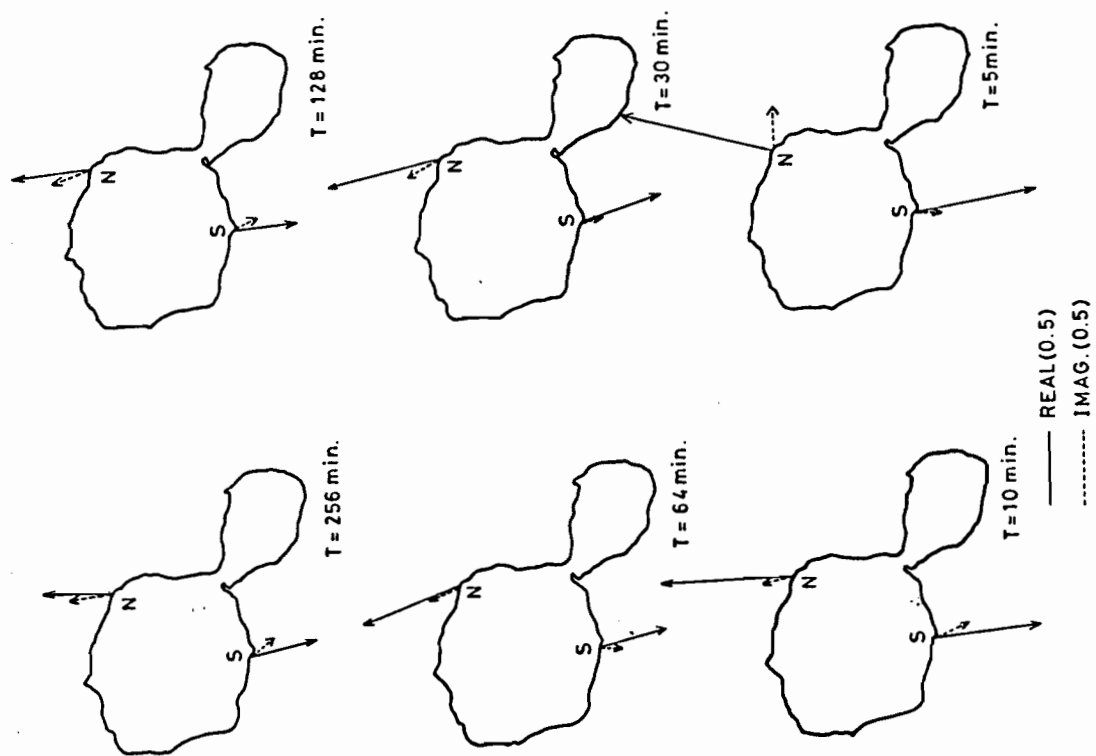


図 3-8 周期 5 ~ 256 分のインダクション・ベクトル
実線は A, B の In-phase part (A u, B u) から決められた
インダクション・ベクトル
破線は A, B の Out-of-phase part (A v, B v) から決められた
インダクション・ベクトル

点間のCoherenceとPhase を計算した。図 3 - 1 1 に結果を示す。Phase は周期 3 時間を境に値が大きく変っている。3 時間より短い周期では、位相が逆転しており、(1) の結果と定性的に一致する。それより長い周期、特に日変化では、2 地点の Z 成分の変化に約 50° の位相差があることがわかる。

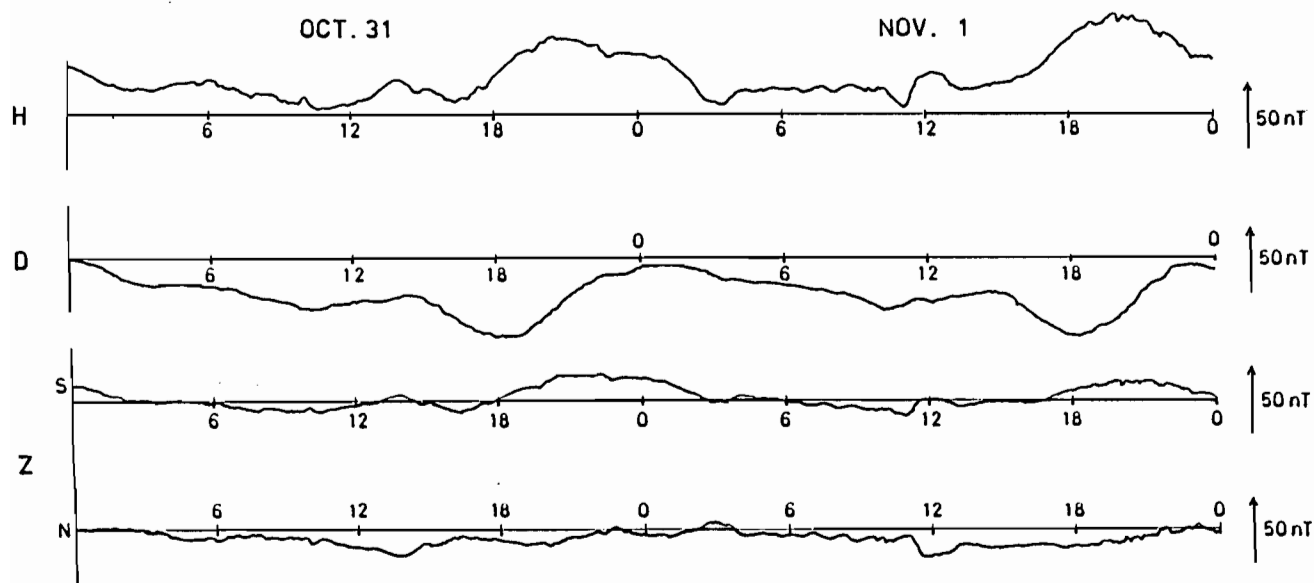


図 3 - 9 地磁気鉛直成分の日変化の比較
H, D成分はS点での記録

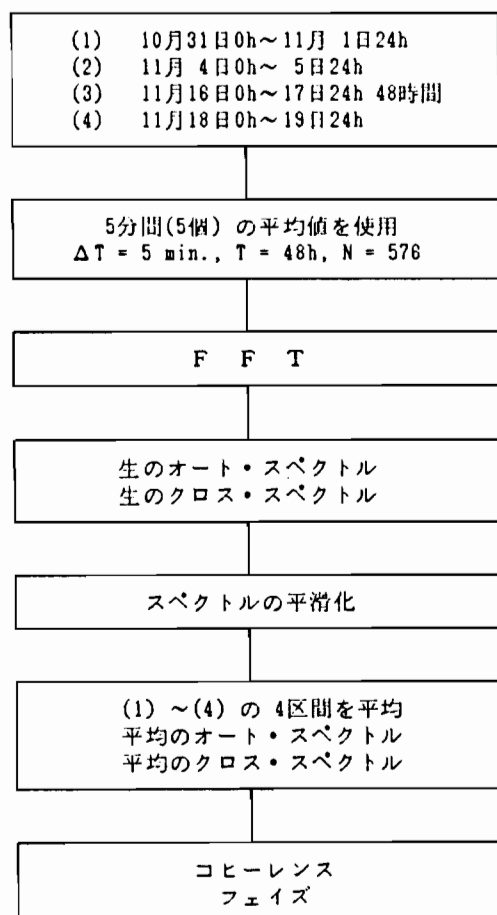


図 3 - 1 0

日変化程度の周期を持つ地磁気変動の解析手順

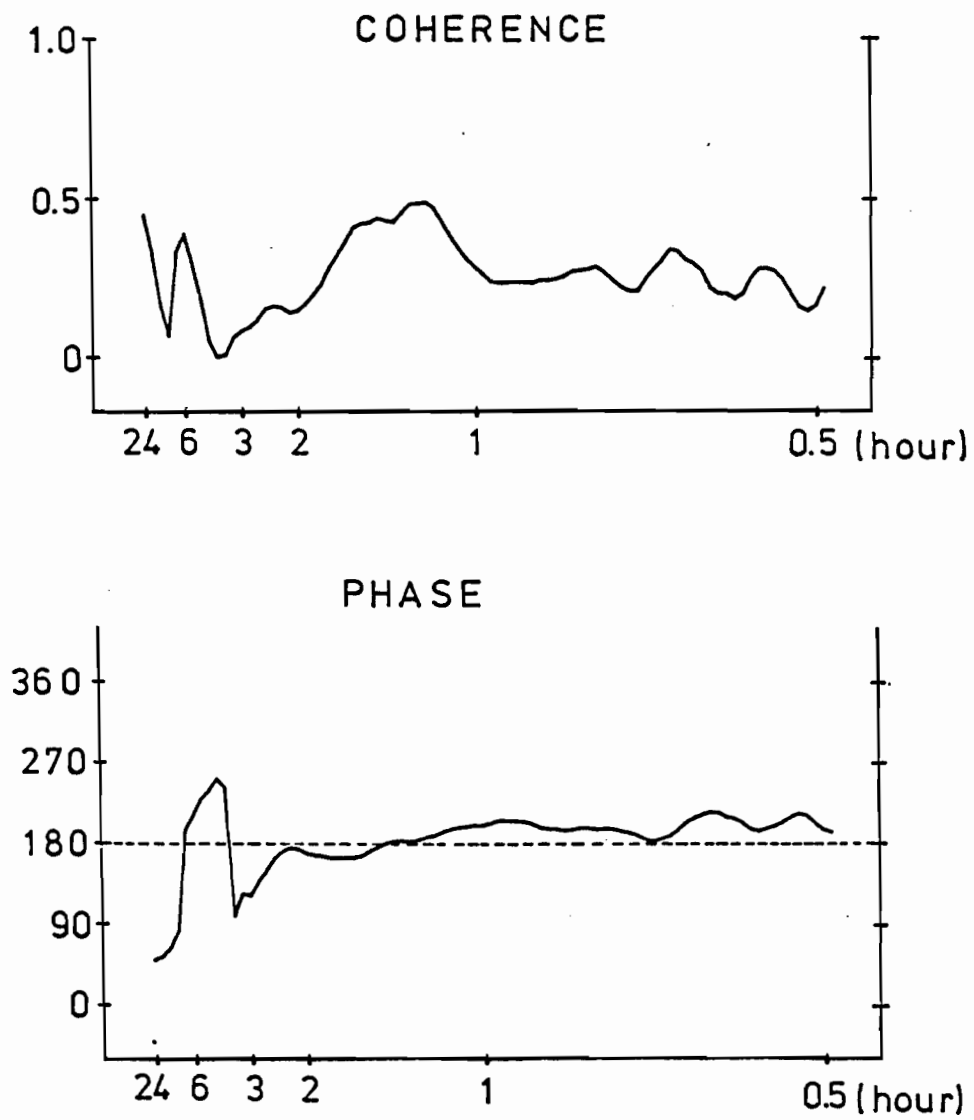


図 3 - 1 1 地磁気鉛直成分の N , S 点間の Coherence と Phase

第4章 計 算 理 論

§ 1 非一様薄層導体の電磁感應

第2章で述べたように、離島効果は、地球磁場の変動に伴って島のまわりの海に誘導される電流が作りだす磁場によって生じている。海水層の厚さは、作用磁場の広がり比べて十分に薄いので、海水層を薄層導体と考えることができる。また、海と島の電気伝導度にコントラストがあることから、この薄層は非一様な電気伝導度を持つ平面薄層であると考えられる。

このような非一様平面薄層導体の電磁感應に関する一般理論は、Price(1949)によって提出されている。Priceによると薄層内の電流密度 $\vec{i}$ は(4-1)式で定義される。

$$\vec{i} = - \vec{n} \times \text{grad } \Psi \quad (4-1)$$

$\vec{n}$; 薄層に直交し、一面から+面に向かう単位ベクトル

ここで Ψ は電流関数と呼ばれ、 Ψ の等しい値を結ぶ曲線は、薄層内の1つの流線を表す。また同時に、 Ψ は次のように定義される。

$$\Psi = \frac{1}{4\pi} (W_{i+} - W_{i-}) \quad (4-2)$$

W_{+}, W_{-} は、それぞれ薄層の+面，-面における磁気ポテンシャルを示す。添字の i は誘導によって作り出された磁場を表わす。平面薄層導体の場合には、 $W_{+} = W_{-}$ が成り立つので、 Ψ は(4-3)式のように表わされる。

$$\Psi = \frac{1}{2\pi} W_{+} \quad (4-3)$$

電流関数 Ψ は、(4-4)式の方程式の解になっている。

$$\rho \nabla^2 \Psi + \text{grad } \rho \cdot \text{grad } \Psi = - \frac{\partial}{\partial t} (Z_e + Z_i) \quad (4-4)$$

Z_e ; 作用磁場のZ成分

Z_i ; 誘導磁場のZ成分

添字の+は、薄層の+面での値を示す。

さて本研究のように、任意の水深分布を持つ海に囲まれた任意形状の島の離島効果を近似的に求める理論は、Sasai(1968)によって提出されている。島の周囲を流れる電流は便宜的に次の2つに分離して考えることができる(Rikitake, 1966)

1, 一様な薄層に誘導される電流(一様電流; Ψ)

島や海底の凹凸がないと仮定した海水層(薄層)に誘導される電流

2, 島や海底の凹凸が存在することによって発生する電流(異常電流; ψ)

一様電流の Ψ_0 は(4-5)式を満足する。

$$\rho_0 \nabla^2 \Psi + \text{grad} \rho_0 \text{grad} \Psi_0 = -\frac{\partial}{\partial t} (Z_e + Z_i) \quad (4-5)$$

(4-4)式と(4-5)式の差をとり、次の置換を行うと

$$\begin{aligned} \psi &= \Psi - \Psi_0 \\ Z_i &= Z_i - Z_0 \end{aligned} \quad (4-6)$$

$$\begin{aligned} \rho \nabla^2 \psi + \text{grad} \rho \text{grad} \psi &= -(\rho - \rho_0) \nabla^2 \Psi_0 \\ &\quad - \text{grad}(\rho - \rho_0) \text{grad} \Psi_0 + \left(\frac{\partial Z_i}{\partial t} \right)_{z=0} \end{aligned} \quad (4-7)$$

$$\rho = \left[\int_0^D \sigma \, ds \right] = \frac{1}{\sigma_0 D}$$

$$\rho_0 = \left[\int_0^{D_0} \sigma_0 \, ds \right] = \frac{1}{\sigma_0 D_0}$$

D ; 現実の水深

D_0 ; 仮定した一様な水深

σ_0 ; 海水の電気伝導度

一般に異常な地域（島）は十分に小さいので自己誘導も小さく（4-7）式右辺の $(\partial Z_i / \partial t)$ の項は高度の近似まで無視することができる。最終的に島が存在することによって生じる異常電流を記述する式は（4-9）式で表される。

$$\rho \nabla^2 \psi + \text{grad } \rho \text{ grad } \psi = -(\rho - \rho_0) \nabla^2 \Psi_0 - \text{grad } (\rho - \rho_0) \text{ grad } \Psi_0 \quad (4-9)$$

従って電気抵抗 ρ_0 の一様平面薄層の電流関数 Ψ_0 を知れば、（4-9）式の右辺はすべて既知の量となるので ψ を求めることができる。

実際には島を中心とする適当な範囲を指定して緩和法によって解を求めた（付録 I）。

§ 2、一様電流関数 Ψ の見積り

薄層の下がまったく電氣的に絶縁体である場合には、次のようにして Ψ を見積ることができる。作用磁場として（4-10）式で表される磁気ポテンシャルを持つ磁場を仮定すると、

$$W e = A_0 e^{\lambda^2 z} \sin \lambda x e^{i \omega t} \quad (4-10)$$

一様電流関数 Ψ_0 は、（4-11）式で表される。

$$\Psi_0 = \frac{A_0}{2\pi} (U + i V) \sin \lambda x \quad (4-11)$$

$$U = \frac{1}{1 + \alpha^2}, \quad V = \frac{\alpha}{1 + \alpha^2}, \quad \alpha = \frac{\rho_0 \lambda}{2\pi \omega} \quad (4-12)$$

λ ; 作用磁場の波数

$\omega = 2\pi / T$, T ; 作用磁場の周期

よって、作用磁場の周期と一様薄層の電気伝導度を指定すると(4-11), (4-12)式より Ψ_0 を求めることができる。

一般に海底下には有限の電気伝導度を持つ伝導層が存在する。このような場合には薄層内を流れる電流と地下の高電気伝導層の間にカップリングが生じるので、その効果を考慮に入れなくてはならない。また、このカップリングの様子を詳しく調べることによって、海底の電気伝導度構造を知ることができる。カップリングが存在する時の一様電流関数 Ψ の見積もりは、Honkura(1972)によって提出されている。この方法では地下の電気伝導構造に次の2点を仮定している(図4-1)。

- (1) 海水層を薄層導体に近似するために、海底から数kmは絶縁層である。
- (2) 地下の電気伝導度構造は水平成層構造である。すなわち電気伝導度は深さ方向にのみ変化する。

このような場合には、次のようにして、 Ψ_0 を見積もることができる。

東西方向に一様な作用磁場として磁気ポテンシャル

$$W e = A_0 e^{\lambda z} \sin \lambda x e^{i \omega t} \quad (4-13)$$

を持つ磁場を考える。座標軸は北向き、東向き、鉛直上向きを、それぞれX, Y, Z軸の正の方向とする。

(I) 各層内で成り立つ方程式

絶縁体中では、磁気スカラー・ポテンシャルは(4-14)式を満たす。

$$\nabla^2 W_0 = 0 \quad (4-14)$$

(1) $Z > 0$ の領域

(4-14)式の典型的な解としては

$$W_0 = (A_0 e^{\lambda z} + B e^{-\lambda z}) \sin \lambda x \quad (4-15)$$

この時、磁場の各成分は(4-16)式で表される。

$$\left\{ \begin{array}{l} X = -\frac{\partial W_{+0}}{\partial x} = -\lambda (A_0 e^{\lambda z} + B e^{-\lambda z}) \cos \lambda x \\ Y = -\frac{\partial W_{+0}}{\partial y} = 0 \\ Z = -\frac{\partial W_{+0}}{\partial z} = \lambda (A_0 e^{\lambda z} - B e^{-\lambda z}) \sin \lambda x \end{array} \right. \quad (4-16)$$

〈2〉 $-H < Z < 0$ の領域

(i) と同じくポテンシャル W_{-0} は

$$W_{-0} = (C e^{\lambda z} + D e^{-\lambda z}) \sin \lambda x \quad (4-17)$$

この時，磁場の各成分は (4-18) 式で表される。

$$\left\{ \begin{array}{l} X = -\frac{\partial W_{-0}}{\partial x} = -\lambda (C e^{\lambda z} + D e^{-\lambda z}) \cos \lambda x \\ Y = -\frac{\partial W_{-0}}{\partial y} = 0 \\ Z = -\frac{\partial W_{-0}}{\partial z} = \lambda (C e^{\lambda z} - D e^{-\lambda z}) \sin \lambda x \end{array} \right. \quad (4-18)$$

〈3〉 $Z < -H$ の導体内

導体内では次式を満たすベクトル・ポテンシャルを定義できる。

$$(\nabla^2 - \chi^2) A_0 = 0 \quad (4-19)$$

$$\chi = 4\pi\sigma(Z)P, \quad P = \partial/\partial t$$

(4-19) 式の典型的な解は

$$A_0 = \vec{n} \times \text{grad} u(x, z) \quad (4-20)$$

$\vec{n}$; 導体に垂直な法線ベクトル

(4-20) 式は $\text{div} \mathbf{A}_0 = 0$ を満たすので電流は (4-21) 式で表される。

$$\vec{i} = -\sigma \frac{\partial A}{\partial t} \quad (4-21)$$

σ は x, y 方向に一様であると仮定しているので、 $u(x, z)$ は

$$u(x, z) = v(z) \sin \lambda x \quad (4-22)$$

ここで $v(z)$ は (4-23) 式を満たす。

$$\frac{d^2 v(z)}{dz^2} (\lambda^2 + \chi^2) v(z) = 0 \quad (4-23)$$

従って磁場の各成分はベクトル・ポテンシャルの rotation より

$$\left\{ \begin{array}{l} X = -\lambda \frac{dv(z)}{dz} \cos \lambda x \\ Y = 0 \\ Z = \lambda^2 v(z) \sin \lambda x \end{array} \right. \quad (4-24)$$

〈4〉一様薄層導体内

薄層内では、電流関数 Ψ_0 は次式を満たす。

$$\rho_0 \nabla^2 \Psi_0 = \frac{\partial}{\partial t} (Ze + Zi_0) + \quad (4-25)$$

電流関数と磁気ポテンシャルの関係式 (4-2) 式から薄層が x, y 方向に一様な時には、電流関数 Ψ_0 は (4-26) 式で表される。

$$\Psi_0 = K \sin \lambda x \quad (4-26)$$

Kは未知の複素係数

(II) 境界条件

(1) $Z = -H$ における条件

電気伝導度の異なる2つの層の境界では磁場の接線成分と磁束密度の法線成分が連続であるので(4-18), (4-24)式に $Z = -H$ を代入して

$$\begin{cases} C e^{-\lambda H} + D e^{\lambda H} = \frac{d v (-H)}{d z} \\ C e^{-\lambda H} - D e^{\lambda H} = \lambda v (-H) \end{cases} \quad (4-27)$$

が成り立つ。

(2) $Z = 0$ における条件

薄層の厚さは、横の広がり比べて十分に薄いと考えられるので、磁束密度の法線成分は薄層の直下と直上で等しい。(4-16), (4-18)式に $Z = 0$ を代入して

$$A_0 - B = C - D$$

また、接線成分は電流関数と薄層上下の磁気ポテンシャルの関係より

$$A_0 + B = C + D + 4\pi$$

これらをまとめて

$$\begin{cases} A_0 - B = C - D \\ A_0 + B = C + D + 4\pi \end{cases} \quad (4-28)$$

(4-28), (4-26)式より

$$\rho_0 \lambda K = i \omega (A_0 - B) \quad (4-29)$$

(4-27), (4-28), (4-29) 式より

$$K = \frac{i \omega (1 - Q)}{\rho_0 \lambda + 2 \pi \omega i (1 - Q)} A_0 \quad (4-30)$$

Qは応答関数と呼ばれ、次式で定義される。

$$Q = \frac{\frac{d v(-H)}{d z} - \lambda v(-H)}{\frac{d v(-H)}{d z} + \lambda v(-H)} e^{-2 \lambda H} \quad (4-31)$$

以上の議論より海水層に誘導された電流と地下の電気伝導層との間にカップリングが存在するときの一樣電流関数 Ψ_0 は(4-32)式で表される。

$$\Psi_0 = \frac{1}{2 \pi} (K u + i K v) \sin \lambda x \quad (4-32)$$

$$\frac{1}{2 \pi} K u \text{ は (4-30) 式の } K \text{ の In-phase part}$$

$$\frac{1}{2 \pi} K v \text{ は (4-30) 式の } K \text{ の Out-of-phase part}$$

§ 3 応答関数Qの理論的計算

(4-23) 式を解くことによって、応答関数Qは理論的に計算できる。(4-23) 式は地下電気伝導度が一樣な場合には解析的に解ける。また電気伝導度が深さ方向にのみ変化する時には数値的に近似解が得られる。

(1) 電気伝導度が一樣である時

この場合には(4-23) 式は解析的に解くことができる。

$$v(z) = J \cdot \exp(\sqrt{\lambda^2 + \chi^2} z) \quad (4-33)$$

よって応答関数 Q は

$$Q = e^{-2\lambda H \frac{\sqrt{\lambda^2 + \chi^2} - \lambda}{\sqrt{\lambda^2 + \chi^2} + \lambda}} \quad (4-34)$$

λ ; 作用磁場の波数

χ^2 は (4-19) 式を参照

(2) 電気伝導度分布が Z についての任意の関数である時

この時には (4-22) 式は数値的に解くことができる (Takeuchi and Saito, 1963)。 (4-22) 式は次のように書換えることができる。

$$\frac{dy_1}{d\eta} = \sum l_m y_m \quad (4-35)$$

$$\eta = Z/D$$

$$v(Z) = y_1(Z) + i y_3(Z)$$

$$\frac{dv(Z)}{d\eta} = y_2(Z) + i y_4(Z)$$

D は skin-depth より十分に深い任意の深さ

l_m の値は次のように表される。

$$\overline{12} = 1, \quad \overline{21} = \lambda^2 D^2, \quad \overline{23} = -P\sigma D^2$$

$$\overline{34} = 1, \quad \overline{41} = P\sigma D^2, \quad \overline{43} = \lambda^2 D^2$$

$$P = 4\pi\omega\sigma_0$$

σ は σ_0 を単位として表した電気伝導度

skin-depth より十分に深い所では、 v は十分に小さくなっているので、 $\eta = 1$ (すなわち $Z = D$) における初期値は (4-37) 式のように仮定できる。

$$\begin{cases} y_1 = y_3 = 0 \\ y_2 = y_4 = 1 \end{cases}$$

このような条件下で (4-35) 式を数値的に積分することによって、応答関数 Q の理論値が求まり、(4-38) 式で表現される。

$$Q = e^{-2\lambda H \frac{(y_2(\eta_0) - \lambda D y_1(\eta_0)) + i(y_4(\eta_0) - \lambda D y_3(\eta_0))}{(y_2(\eta_0) + \lambda D y_1(\eta_0)) + i(y_4(\eta_0) + \lambda D y_3(\eta_0))}}$$

(4-30) 式より電流関数 Ψ_0 の係数 K を作用磁場強度 A_0 で規格化した値 K_0 は

$$K_0 = \frac{Q - 1}{Q - 1 - \beta} \quad (4-39)$$

$$K_0 = 2\pi K / A_0$$

§ 4 観測値からの応答関数 Q の計算

島の周囲を流れる電流がつくりだす磁場は、磁気ポテンシャルと電流関数の関係より (3-40) 式で表される。

$$\left\{ \begin{array}{l} X = -\frac{\partial W_{i0}}{\partial x} = -2\pi \frac{\partial \Psi}{\partial x} \\ Y = -\frac{\partial W_{i0}}{\partial y} = -2\pi \frac{\partial \Psi}{\partial y} \\ Z = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (W_{i0} - U_0) \frac{dr d\theta}{r^2} \end{array} \right. \quad (4-40)$$

U_0 は $r - \theta$ 極座標の原点における磁気ポテンシャルの値

観測される磁場の各成分は作用磁場と誘導磁場の和である。すなわち X 成分は次のように表される。

$$X_t = X_n + X_a \quad (4-41)$$

作用磁場の X 成分は (4-16) 式より

$$X_n = -\lambda (A_0 + B) \cos \lambda x \quad (4-42)$$

$$X_a = -2\pi \frac{\partial \Psi}{\partial x} = -A_0 K_0 \lambda P_x \quad (4-43)$$

P_x は ψ の解から数値的に得られる。

$$P_x = \frac{1}{6} [\psi'(j, k-2) + 8 \{ \psi'(j, k-1) - \psi'(j, k+1) \} - \psi'(j, k+2)] \quad (4-43)$$

$$\psi(j, k) = 2\pi \lambda K \psi'(j, k)$$

$\psi(j, k)$ は ψ の数値解

Z成分も同様にして作用磁場と誘導磁場の和として表される。

$$Z_t = Z_n + Z_a \quad (4-45)$$

ここで、作用磁場のZ成分 (Z_n) は (4-16) 式より

$$Z_n = \lambda (A_0 - B) \sin \lambda x \quad (4-46)$$

また、誘導磁場のZ成分 (Z_a) は

$$\begin{aligned} Z_a &= -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W_i(x, y) - W_i(x_0, y_0)}{\{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\}} dx dy \\ &= \frac{1}{\pi} \sum \frac{\Psi'(j, k) - \Psi'(j_0 - k_0)}{\{(j - j_0)^2 + (k - k_0)^2\}} \quad (4-47) \end{aligned}$$

さて、作用磁場が南北方向に変化する時には変換関数Aは Z_t / X_t で定義できる。
また、島の中央に直交座標の原点を設けると、作用磁場の波数が十分に小さい ($\lambda = 10^{-6} \text{ m}$) ので $\lambda x \sim 0$ と仮定できる。よって

$$A = \frac{P_z K_0}{2 + (P_x - \beta) K_0} \quad (4-48)$$

(4-40) 式から

$$Q = \frac{1 - (\beta + 1) K_0}{1 - K_0} \quad (4-49)$$

(4-48) , (4-49) 式から K_0 を消去すると

$$Q_{obs} = \frac{P_z - (P_x + \beta + 2) A}{P_z - (P_x - \beta + 2) A} \quad (4-50)$$

また

$$K_{obs} = \frac{2 A}{P_z - A (P_x - \beta)} \quad (4-51)$$

P_x , P_z は島のまわりの水深分布から計算される。また、島の上での地磁気3成分の観測から得られる変換関数 A と合わせて、応答関数の観測値 Q_{obs} と電流関数 Ψ_0 の係数 K_{obs} を求めることができる。

§ 5 本研究での計算

Tahiti島周辺の水深分布から得られた P_x , P_y , P_z の分布を図4-2～図4-4に示す。 P_y は全島どこでも小さい値を示し、 P_x は島内でほぼ一様な値をとっている。このような場合には、N点とS点での P_z の値の差および変換関数の差を用いて応答関数 Q_{obs} 、電流関数 Ψ_0 の係数 K_{obs} を表現できる (Honkura, 1981)。

$$Q'_{obs} = \frac{\Delta P_z - (P_x + \beta + 2) \Delta A}{\Delta P_z - (P_x - \beta + 2) \Delta A} \quad (4-52)$$

$$K'_{obs} = \frac{Q'_{obs} - 1}{Q'_{obs} - 1 - \beta} \quad (4-53)$$

変換関数 A の N 点と S 点の差は周期によって図 4-5 のように変化する。
これらの値より観測値からの応答関数 Q'_{obs} と電流関数 Ψ_0 の係数 K'_{obs} は図 4-6、図 4-7 の様になる。

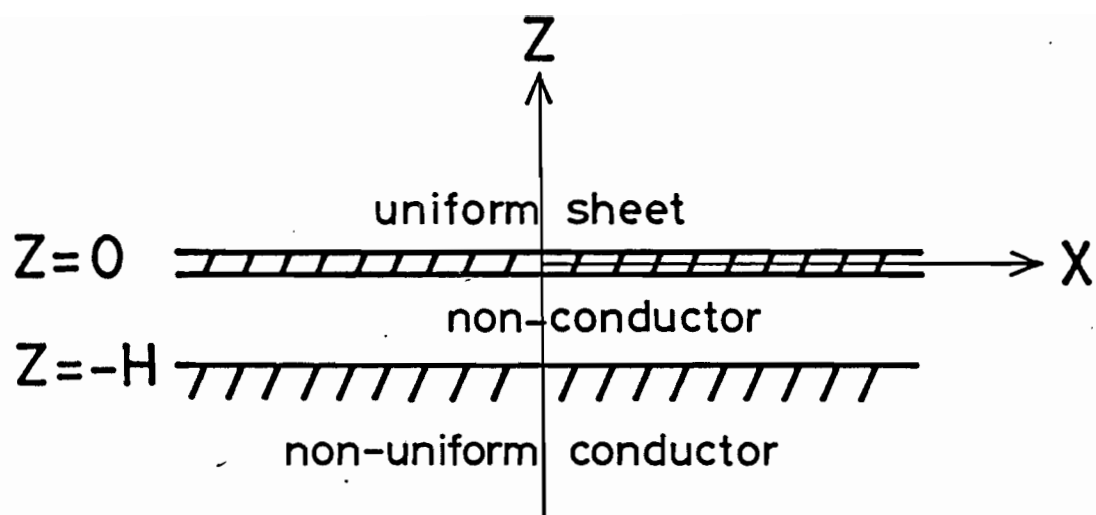


図 4 - 1 理論計算に用いた地球のモデル
 $Z < -H$ の領域では、電気伝導度は深さの関数となっている。

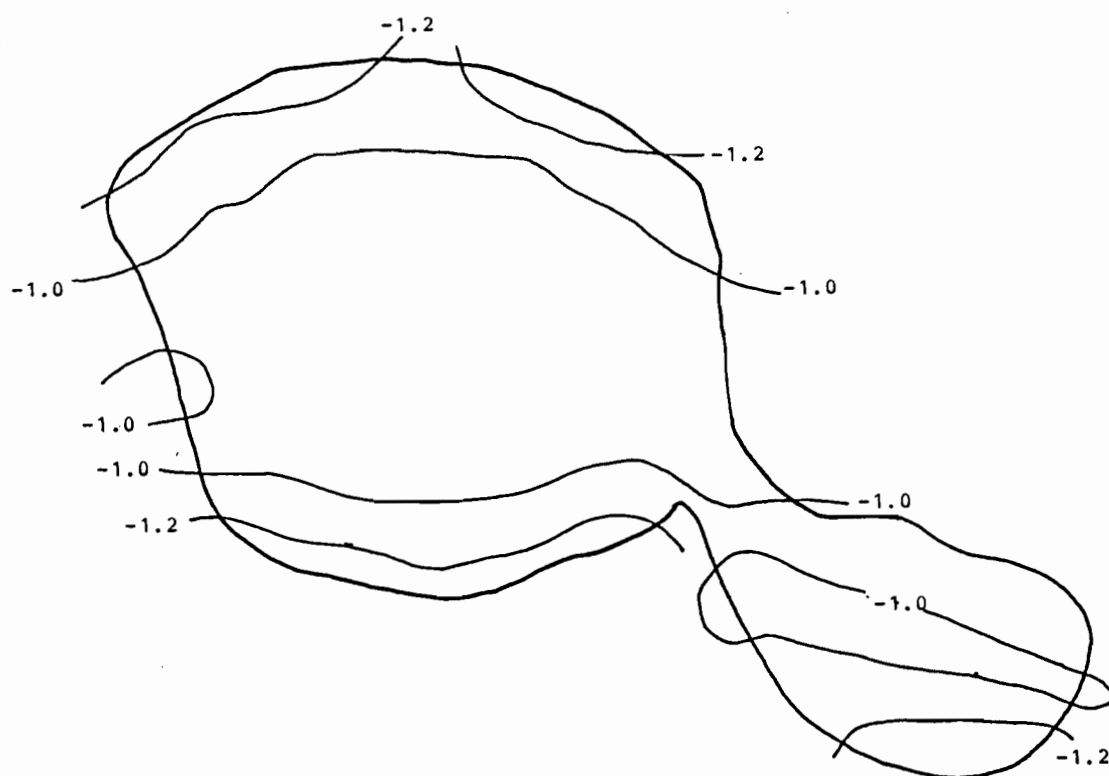


図 4 - 2 Tahiti島における P_x の分布
 作用磁場が北向きに变化した時の分布を表わす。

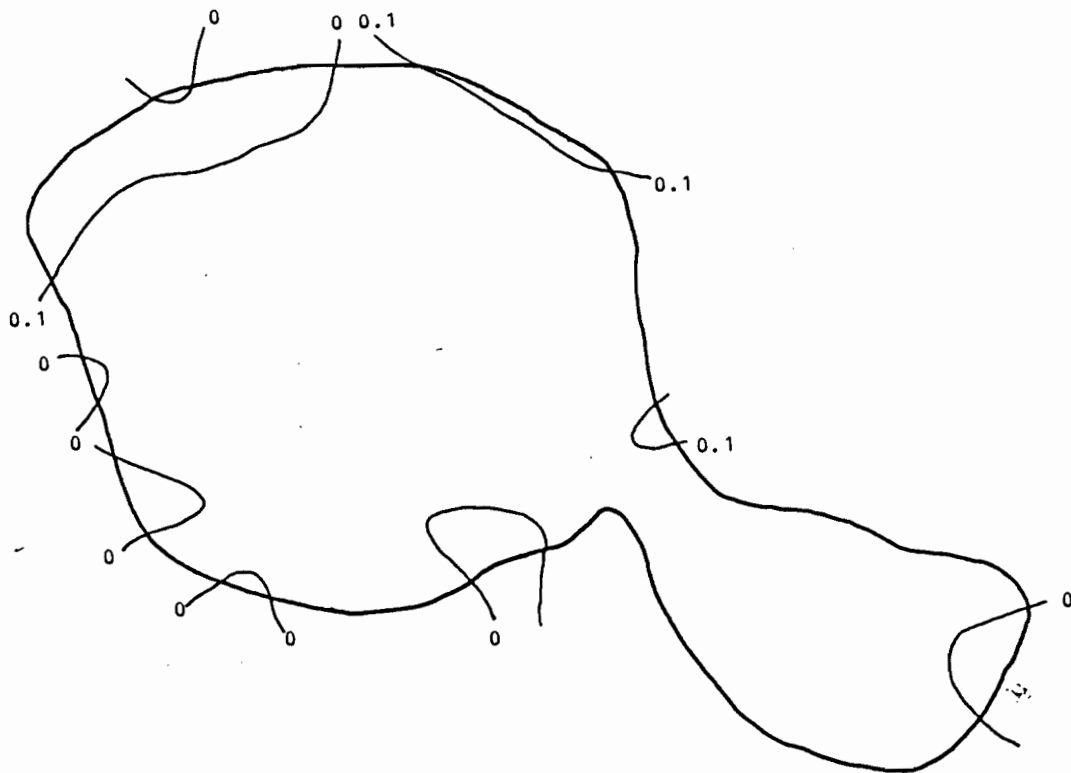


図 4 - 3 Tahiti島における P_y の分布
作用磁場が北向きに変化した時の分布を表わす。

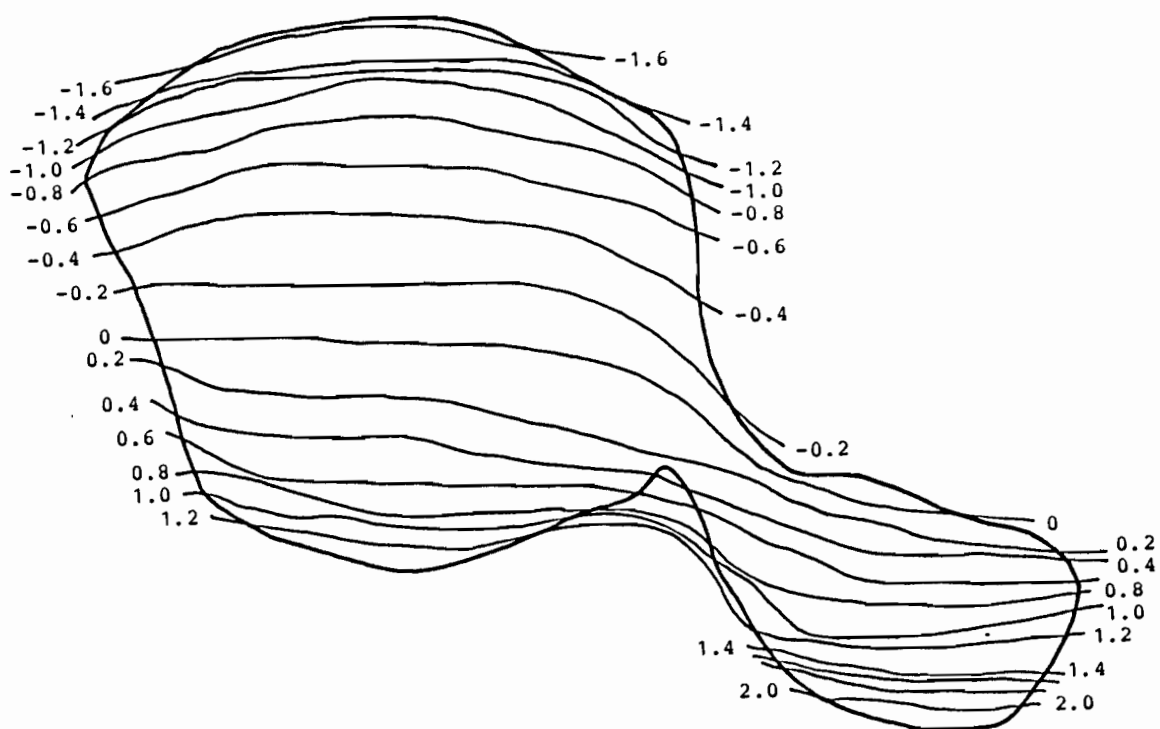


図 4 - 4 Tahiti島における P_z の分布
作用磁場が北向きに変化した時の分布を表わす。

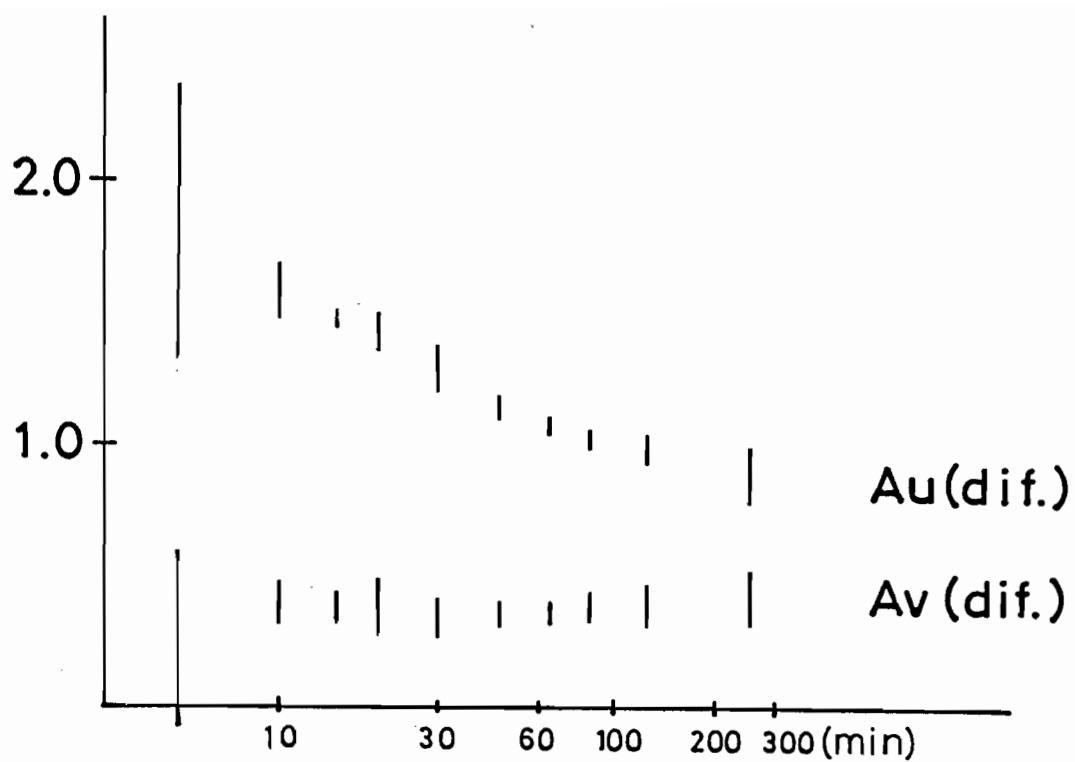


図 4 - 5 地磁気変換関数 A の N 点と S 点の差

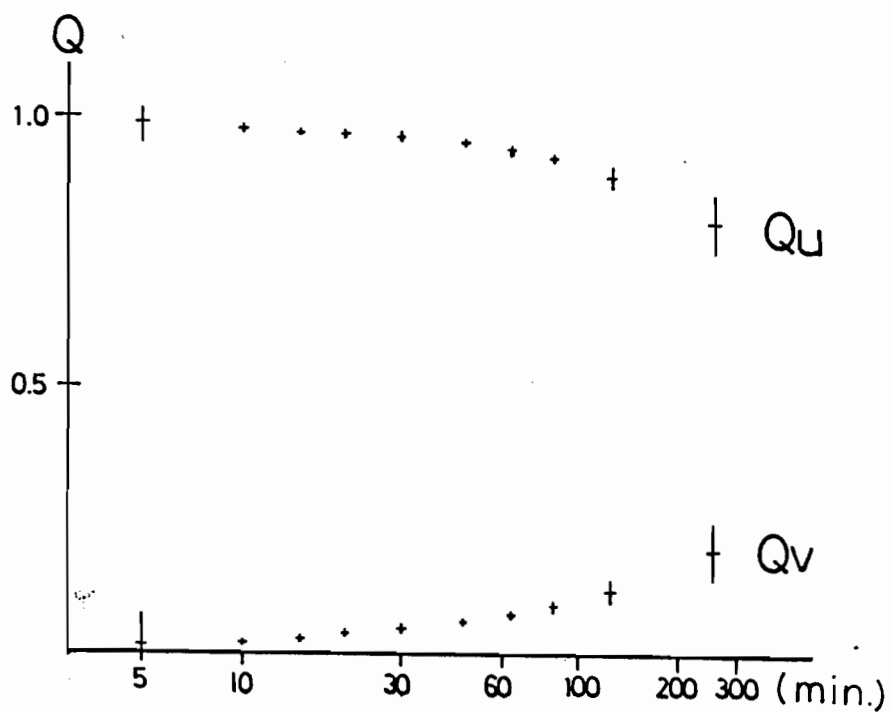


図 4 - 6 観測から決められた応答関数 Q の実数部 (Q_u) と虚数部 (Q_v)
エラー・バーは変換関数に含まれる誤差から決めた。

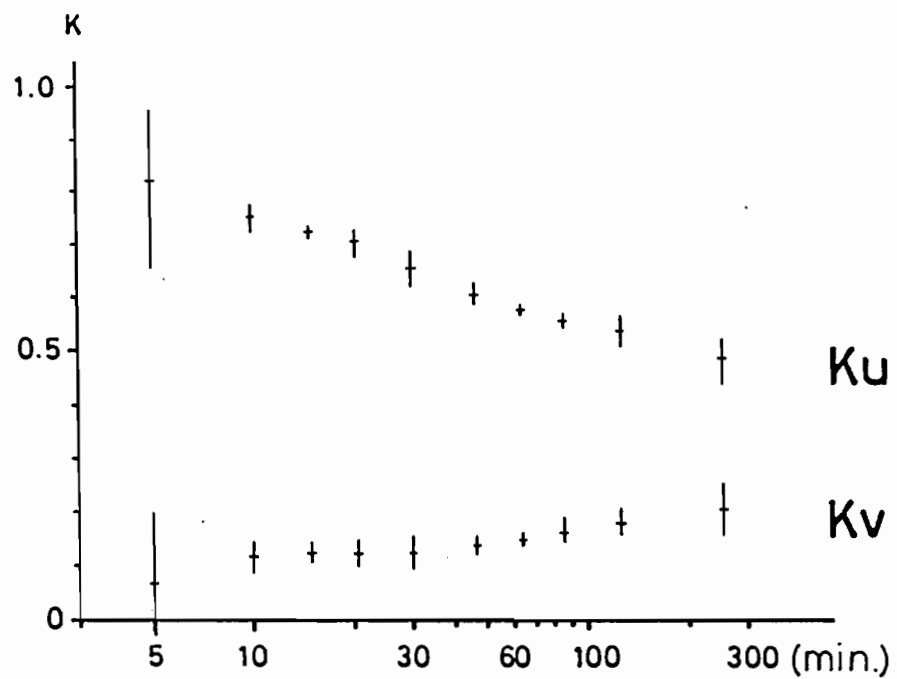


図 4 - 7 観測から決められた電流関数 Ψ_0 の係数 K の
 実数部 (K_u) と虚数部 (K_v)
 エラー・バーは変換関数に含まれる誤差から決めた。

第5章 モデル計算

前章で周期5～256分に対する Q_{obs} と K_{obs} が得られた。この章ではさまざまな電気伝導度構造を持つモデルを設定し、各モデルについて前章§3の方法で理論的な応答関数 Q_{calc} と電流関数 Ψ_0 の係数 K_{calc} を計算する。これらのモデルのうち Q_{obs} や K_{obs} と一致する Q_{calc} や K_{calc} を与えるモデルから地下電気伝導度構造を推定する。前章(4-29)(4-49)式から分かるように、応答関数 Q と電流関数 Ψ_0 の係数 K は互いに独立ではないので、理論値と観測値の比較はどちらで行ってもよい。本研究では、周期によって値が大きく変わる K を比較して、一致、不一致の判断をした。

§1、一様構造

最も単純な構造として、地下の電気伝導度がまったく一様な場合を考える。電気伝導度が、0.001, 0.005, 0.01, 0.05, 0.1, 0.5, 1 S/mの7通りの値について、 K_{calc} を求めた。これらのうち比較的観測値に近い値を示す場合を図5-1に示す。また、参考のために、この時の応答関数 Q_{calc} を図5-2に示す。図5-2を見てわかるように Q_{calc} は周期による変動の量が少なく、この値から一致、不一致の判断をすることは難しい。 K の値に注目すると比較的、観測値に近い値を示す0.05～1 S/mの場合でさえも、観測値と一致しているとみなせない。この結果よりTahiti島周辺の地下電気伝導度構造はもっと複雑であると考えられるので、次に、多層構造を持つモデルを設定した。

§2、多層構造

多層構造を持つモデルを設定するにあたり、各パラメータは、次のような範囲であると考えた。

① 各層の電気伝導度のとりうる値は0.001 ～ 5 S/m

今までに海洋地域で行われた地下電気伝導度構造の推定結果から、地下の電気伝導度がとりうる値の範囲は、0.001 ～ 5 S/mと考えた。モデルを設定するにあたっては、各層がとりうる電気伝導度の値は、0.001, 0.005, 0.01, 0.05, 0.1, 0.5, 1, 5 S/mの8通りとした。

② 各層の上面の深さは、基本的には10kmまたは20km刻みで変化させた。また最大の深さは、解析周期とSkin-depthの関係(図5-3)から300kmとした。理論計算に

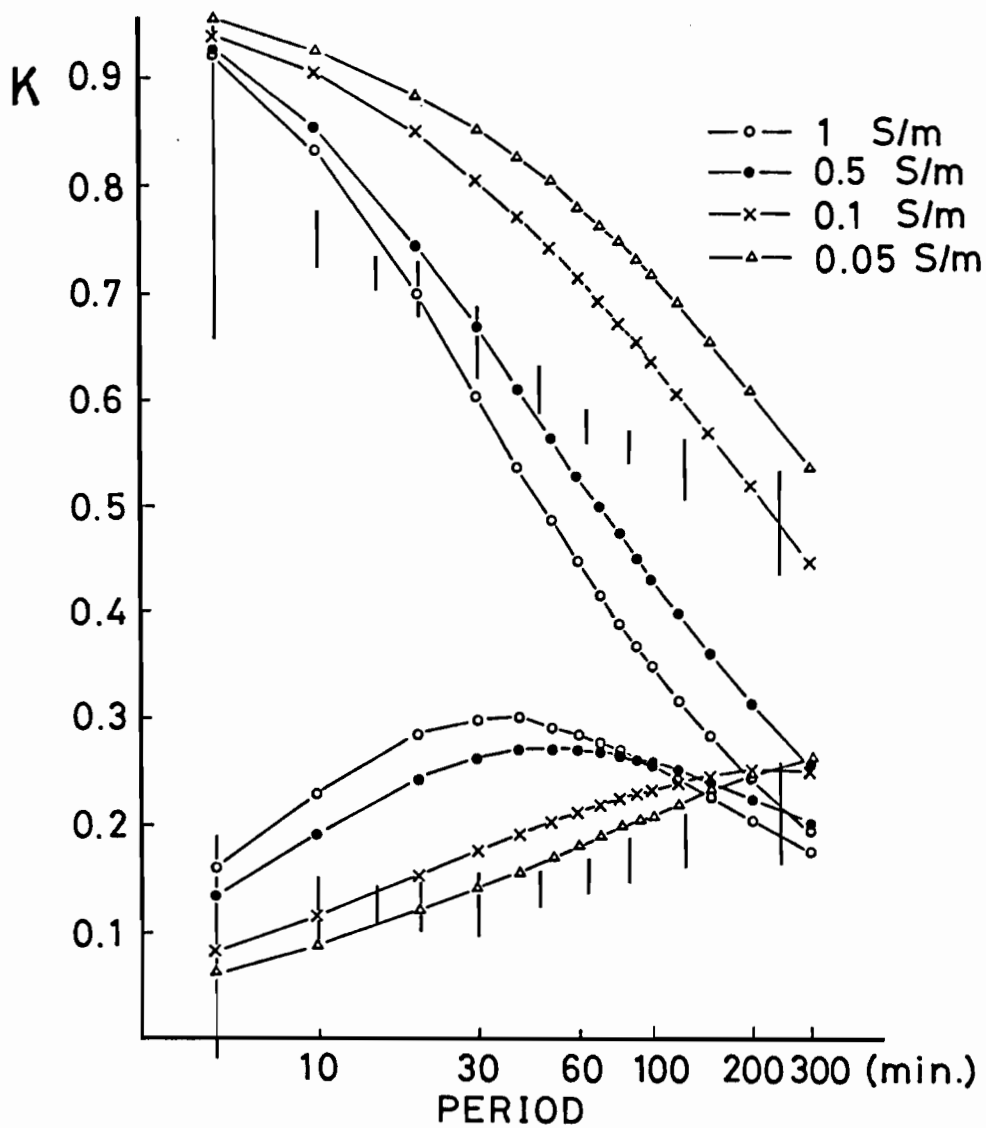


図 5 - 1 地下電気伝導度が一様である時の K_u と K_v の理論値
図中の短い縦線は観測値を表わす。

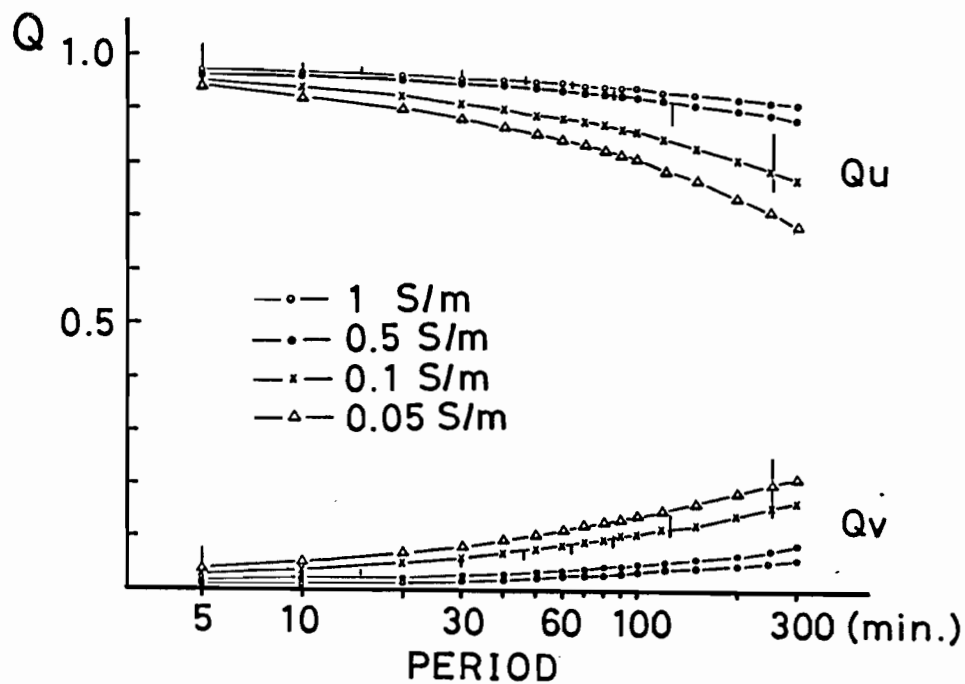


図 5 - 2 地下電気伝導度が一様である時の Q_u と Q_v の理論値
図中の短い縦線は観測値を表わす。

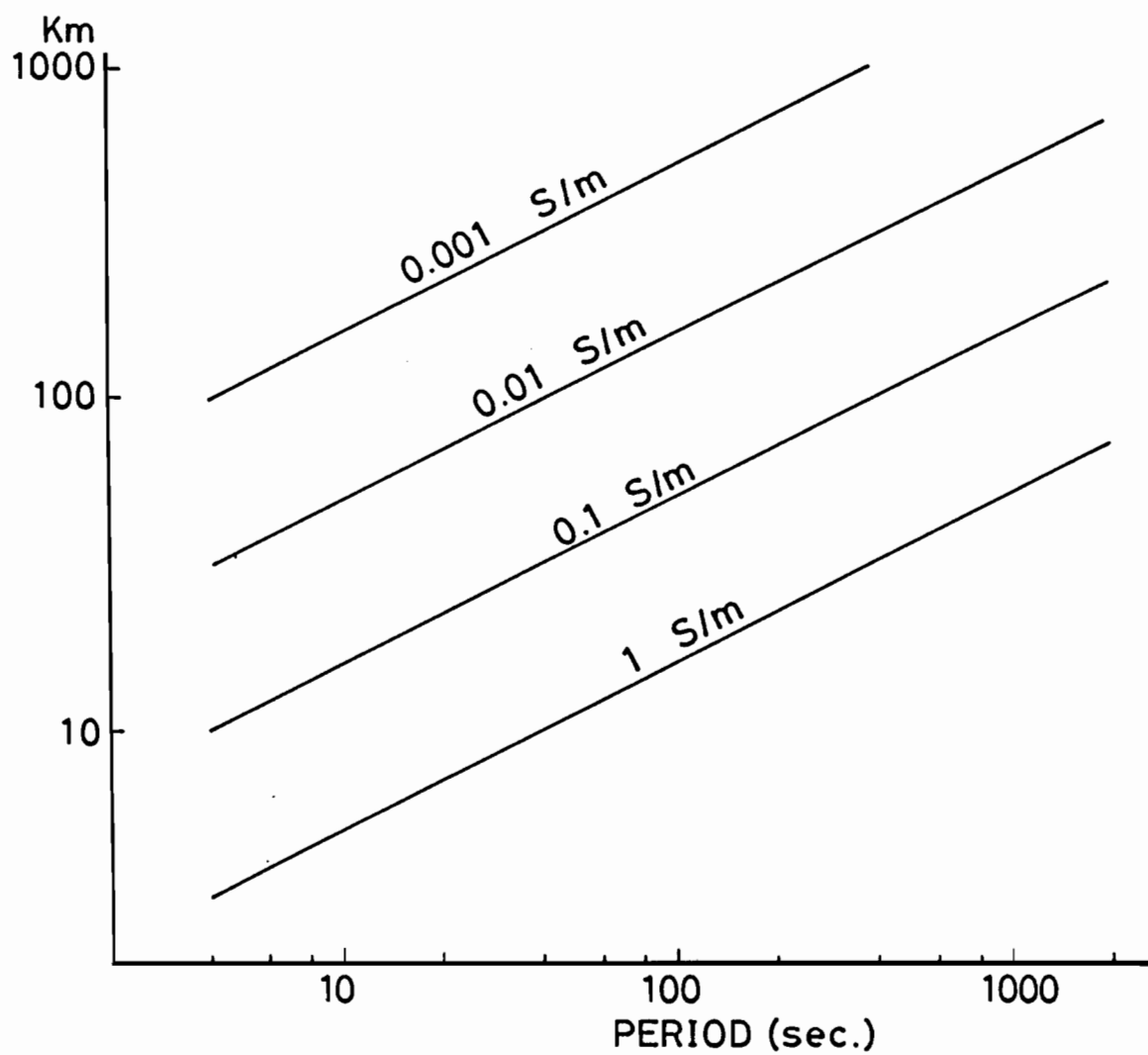


図 5 - 3 地下電気伝導度が一樣である時の，周期および電気伝導度と skin-depth の関係

は薄層導体近似を用いているので、最上層には厚さ5 kmの絶縁層を仮定している。

①、② の制限内で、ほとんど、すべての場合を尽くすようにモデルを設定していった。観測値と理論値の一致、不一致は次のように2段階にわけて判断した。

〈1〉 5, 10, 15, 20, 30, 47, 64, 85, 128, 256分の10個の周期における観測値と理論値の差の標準偏差（誤差の標準偏差と呼ぶ）を計算し、この値が一定以下になるモデル群を選ぶ。

〈2〉 〈1〉で選択されたモデル群について、さらに各層の深さを細かく変えて計算を行い、理論値と観測値を図示し、その図から一致、不一致を判断した。

（1） 2層モデル

表4-1上段に示すモデル群について計算を進めた。次に誤差の標準偏差が小さくなるモデル群について計算を進めた（表4-1, 下段）。第1層目（最上部の絶縁層を除いて浅い方から第1層、第2層、・・・と呼ぶ）の電気伝導度（ σ_1 ）を0.5 S/m, 第2層目（ σ_2 ）を0.05 S/mとしたモデルが観測値に近い値を示し、その値は第2層目上面の深さ（ D_2 ）によって図5-4のように変化する。第2層目上面の深さ（ D_2 ）を20 kmと仮定したモデルでは、 K_{calc} の実数部 K_u は良く一致しているが、虚数部 K_v は大きくはずれている。また、第2層目上面の深さ（ D_2 ）を10 kmと仮定したモデルでは、前の場合とは逆に K_v は一致しているが、 K_u が大きくはずれている。たとえ、第2層上面の深さ（ D_2 ）を10 kmと20 kmの間で細かく変えていっても、グラフの形が異なっているので、2層モデルでは観測値を説明できるモデルは得られなかった。

表5-1 2層構造のモデル群

	第1層		第2層		総モデル数
	上面の深さ	電気伝導度	上面の深さ	電気伝導度	
第1段階	5 km	0.001~5 S/m 8通り	10~150 km 10 kmごと 160~300 km 20 kmごと	0.001~5 S/m 8通り	1200
第2段階	5 km	0.5 S/m	7~25 km 1 kmごと	0.01 S/m 0.05 S/m 0.1 S/m	57

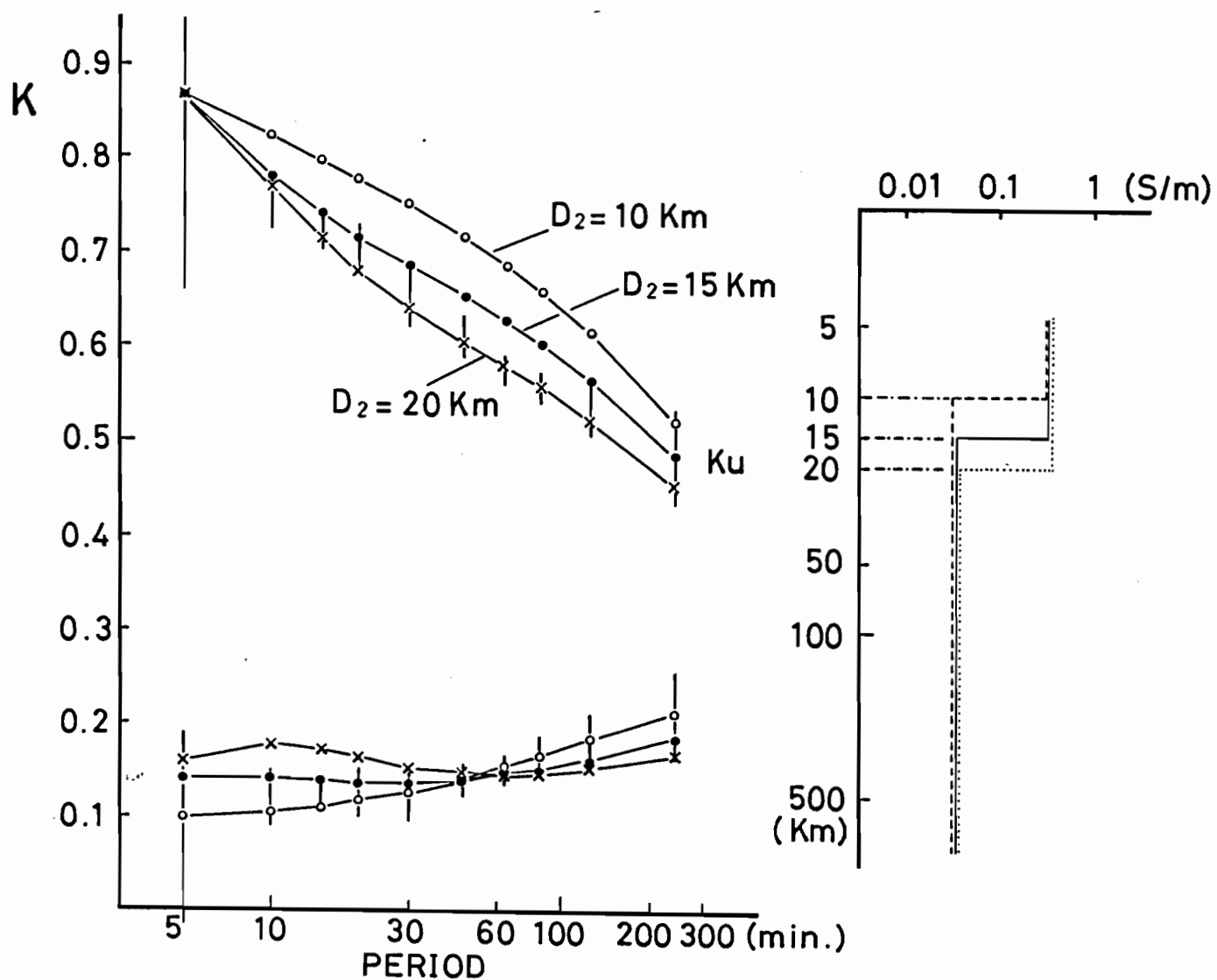


図 5 - 4

第 2 層上面の深さ (D_2) だけを変化させた時の K_u , K_v の理論値の変化 (2 層モデル)

第 1 層上面の深さ (D_1) は 5 km、電気伝導度 (σ_1) は 1 S/m

第 2 層上面の電気伝導度 (σ_2) は 0.05 S/m, これらの値は変えない。

左側の白丸のグラフは、右側の実線の構造に、

左側の黒丸のグラフは、右側の破線の構造に、

左側の×印のグラフは、右側の点線の構造に対応する。

(2) 3層モデル

まず表4-2の上段に示すモデル群について計算を行った。この結果から浅い所にある第2層目上面の深さ(D_2)によって、 K_{calc} が大きく変わるので(図5-5)、この面の深さを細かく変え、表4-2中段に示すモデルについて計算を進めた。このモデル群では第2層目上面の深さ(D_2)が9~10km、その電気伝導度(σ_2)が0.05S/m、第3層の電気伝導度(σ_3)が0.1または0.5S/mのモデルの誤差の標準偏差が小さくなった(図5-6)。このグラフから第2層目上面の深さ(D_2)を10km、第3層目の電気伝導度(σ_3)を0.1S/mに設定したモデルが最も良く観測値と合った。特にこの場合について第3層目の電気伝導度(σ_3)によって理論値がどのように変化するかを見るために、 σ_3 の値を0.1S/mの前後の値0.5S/mと0.01S/m($\sigma_3 = 0.05S/m$ では2層構造となる)の2つの場合を示す(図5-7)。最終的に3層モデルでは、第1層目上面の深さ(D_1)は5km、電気伝導度(σ_1)は1S/m、第2層目上面(D_2)は10km、電気伝導度が(σ_2)0.05S/m、第3層目の電気伝導度(σ_3)を0.1S/mと設定したモデルが、比較的良く観測値と一致する。この時第3層目上面の深さ(D_3)によって、 K_{calc} は図5-6(b)のように変化する。第3層目上面が深くなるにつれて、周期128~256分付近での一致は良くなるが、同時に周期47~85分付近のずれが大きくなるので、最良のモデルを1つに絞ることはできなかった。しかし、 K_u 、 K_v の値を総合的に判断して、深さ60~80kmから電気伝導層が大きくなっていると思われる。

表5-2 3層構造のモデル群

		第1層		第2層		第3層		総モデル数
		上面の深さ	電気伝導度	上面の深さ	電気伝導度	上面の深さ	電気伝導度	
第1段階	A	5 km	0.001~1 s/m ? 通り	8, 10, 20, 30 40, 50, 60km	0.001~1 s/m ? 通り	80~200 km 20km刻み	0.001~1 s/m ? 通り	12348
	B	5 km	0.001~1 s/m ? 通り	8, 9, 10, 11 12, 13, 14km	0.001~1 s/m ? 通り	20~300 km 20km刻み	0.001~1 s/m ? 通り	26460
第2段階		5 km	1 s/m	9, 10, 11km	0.05 s/m	20~140 km 10km刻み 100~300km 20km刻み	0.1, 0.5 1, 5 s/m	180

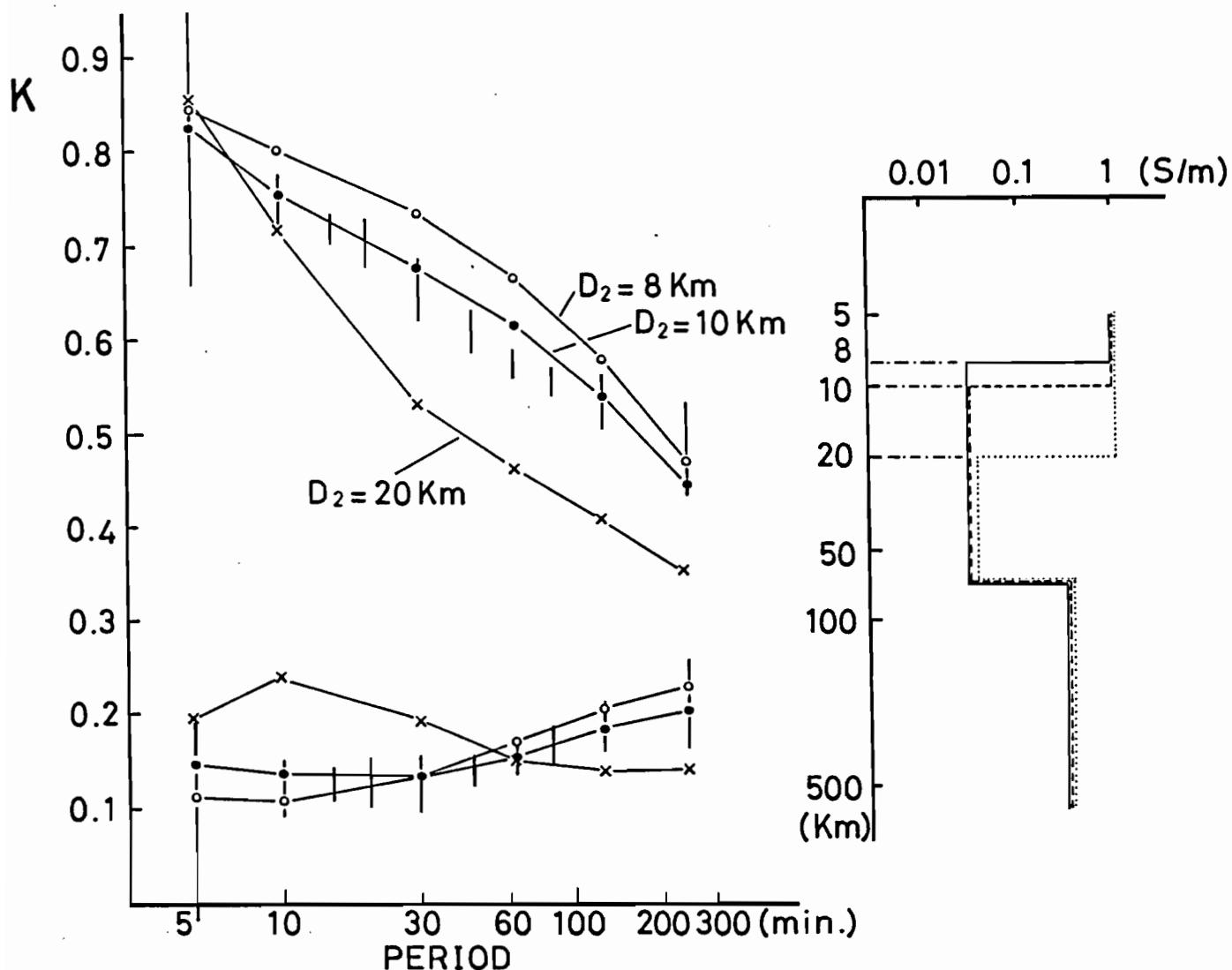


図 5 - 5

第 2 層上面の深さ (D_2) だけを変化させた時の K_u , K_v の理論値の変化 (3 層モデル)

第 1 層上面の深さ (D_1) は 5 km、

電気伝導度 (σ_1) は 1 S/m

第 2 層上面の深さ (D_2) は 8, 10, 20 km、

電気伝導度 (σ_2) は 0.05 S/m

第 3 層上面の深さ (D_3) は 80 km、

電気伝導度 (σ_3) は 0.5 S/m

左側の白丸のグラフは、右側の実線の構造に、

左側の黒丸のグラフは、右側の破線の構造に、

左側の×印のグラフは、右側の点線の構造に対応する。

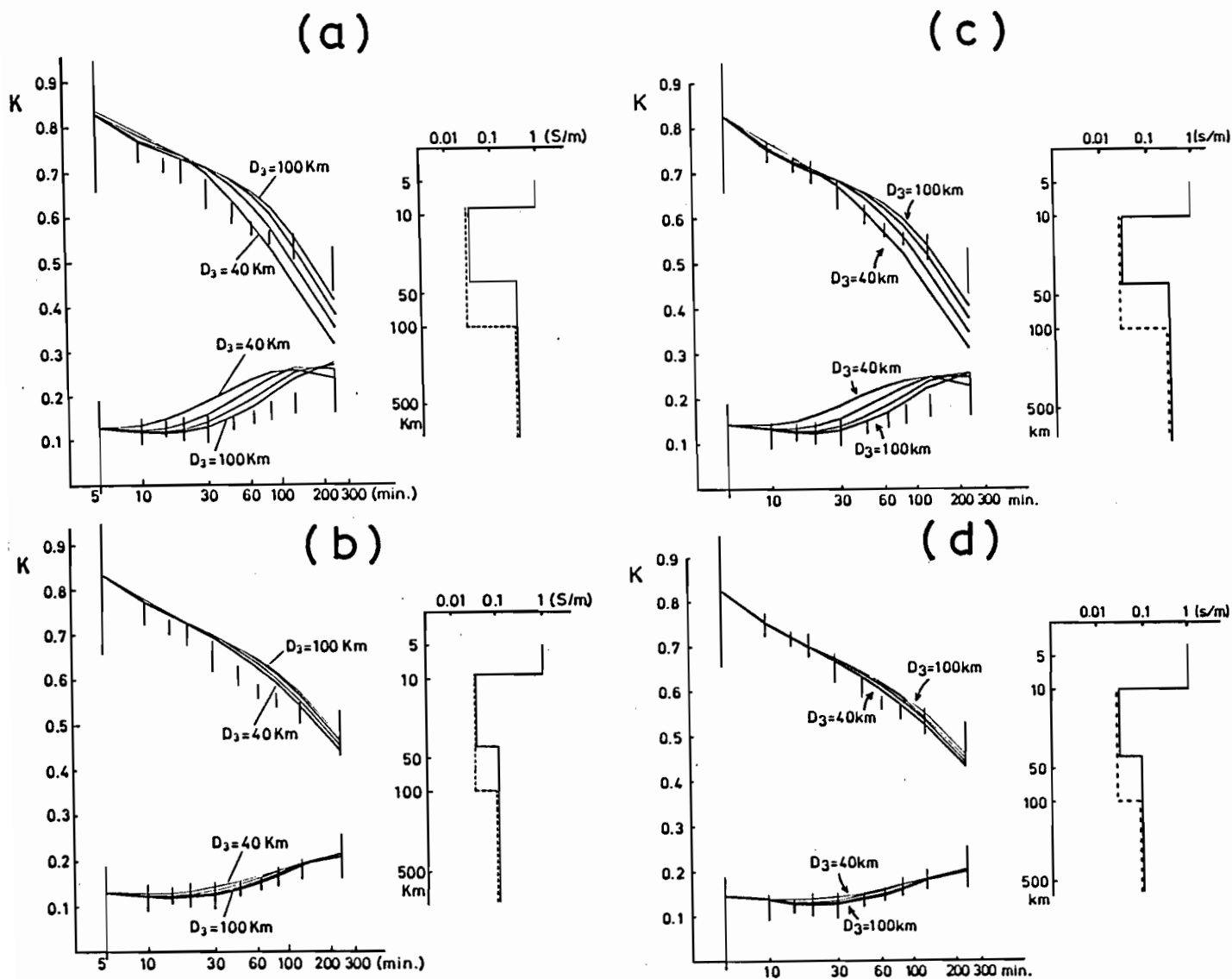


図 5-6 比較的、観測値と一致の良いモデル群 (3層モデル)

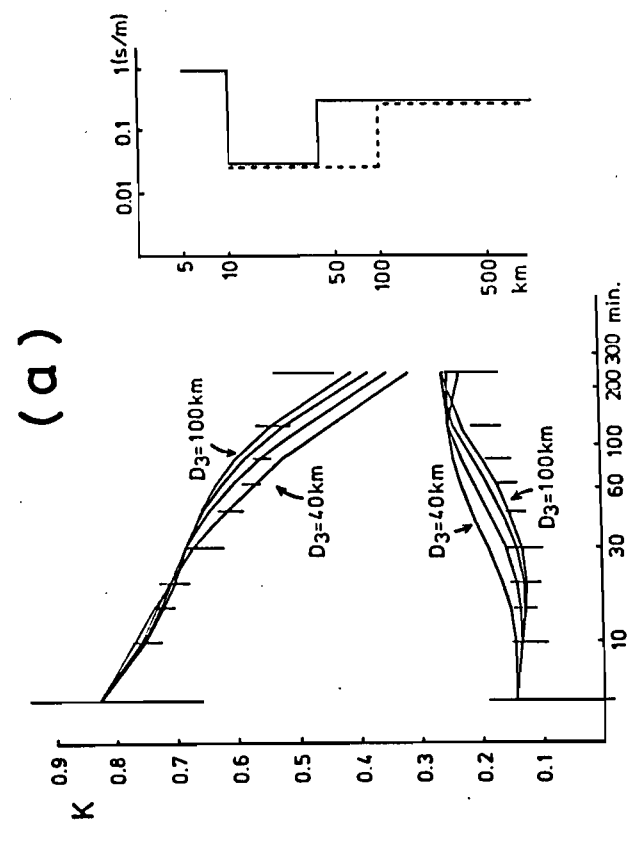
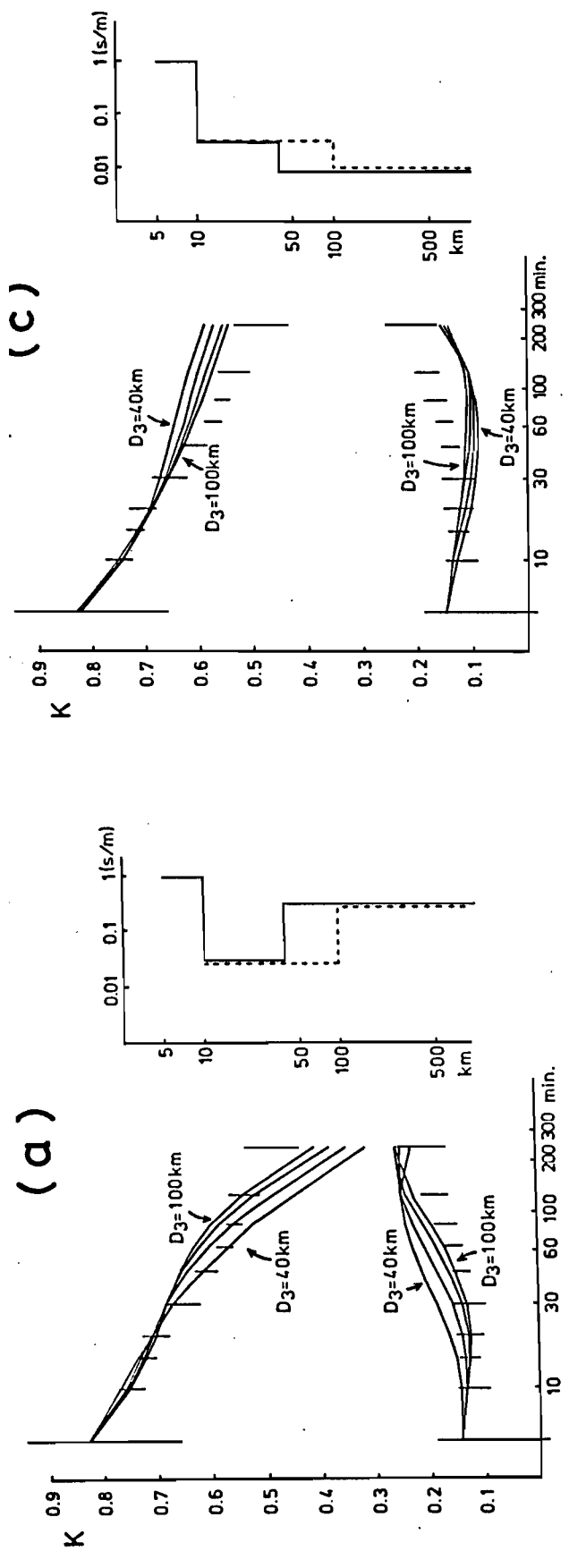
(a)

第1層上面の深さ (D_1) は 5 km、電気伝導度 (σ_1) は 1 S/m
 第2層上面の深さ (D_2) は 9 km、電気伝導度 (σ_1) は 0.05 S/m
 第3層上面の深さ (D_3) は 40, 60, 80, 100 km、電気伝導度 (σ_1) は 0.5 S/m
 K_u , K_v の理論値は $D_3 = 40$ km から 100 km へ徐々に変化する。
 右図中の実線は $D_3 = 40$ km、破線は 100 km の時の構造を表わす。

(b) (a) のモデルの σ_3 を 0.1 S/m に変更した時の K_u , K_v の理論値

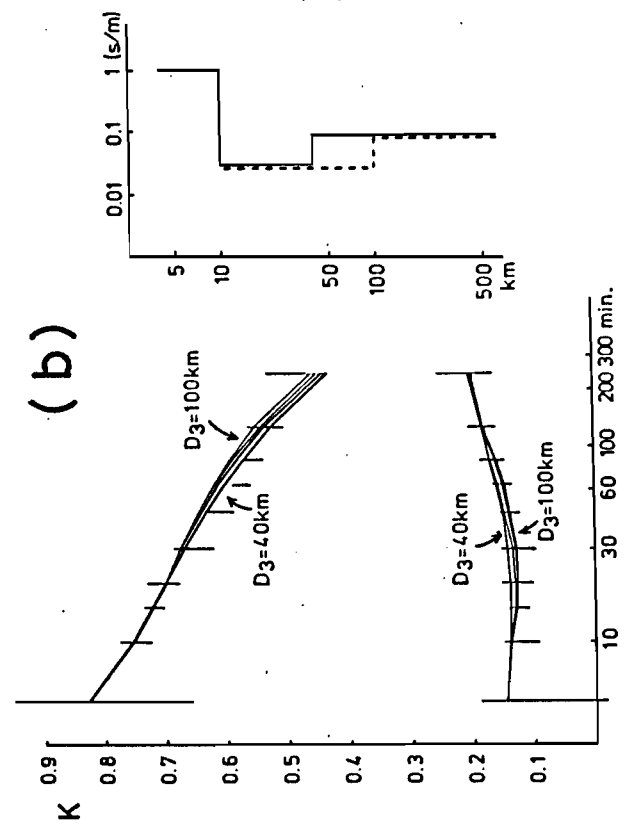
(c) (a) のモデルの D_2 を 10 km に変更した時の K_u , K_v の理論値

(d) (a) のモデルの σ_3 を 0.1 S/m, D_2 を 10 km に変更した時の
 K_u , K_v の理論値



(c)

(a)



(b)

図 5 - 7

第3層目の電気伝導度 (σ_3) だけを变化させた時の K_u , K_v の
 理論値の变化 (3層モデル) 電気伝導度 (σ_1) は 1 S/m
 第1層上面の深さ (D_1) は 5 km , 電気伝導度 (σ_2) は 0.05 S/m
 第2層上面の深さ (D_2) は 10 km , 電気伝導度 (σ_3) は 0.05 S/m
 第3層上面の深さ (D_3) は $40, 60, 80, 100\text{ km}$
 電気伝導度は (a) $\sigma_3 = 0.5\text{ S/m}$ (b) $\sigma_3 = 0.1\text{ S/m}$ (c) $\sigma_3 = 0.01\text{ S/m}$
 右図中の実線は $D_3 = 40\text{ km}$, 破線は $D_3 = 100\text{ km}$ の時の構造を表わす。

(3) 4層モデル

地下の電気伝導度構造を3層と仮定した前節のモデル計算から、Tahiti島周辺の地下では、深さ60~80km付近から電気伝導度が大きくなる境界が存在することが予想される。この程度の深さで電気伝導度が急増することは、従来の北太平洋地域の研究結果(第2章参照)と一致する。さて、今までの離島効果の解析では、高電気伝導層の上面の深さのみに注目している研究が多い。現在では離島効果そのものの性質も良く知られている。また、本研究では4時間程度の長い周期の地磁気変動についても温度ドリフトのない信頼性の高い記録が得られている。すなわち磁場変動の周期とskin-depthの関係から深い部分の情報を多く含んでいるので、従来よりも詳しく高電気伝導層の厚さやその電気伝導度の大きさの評価に注目した地下電気伝導度構造の推定を試みる。まず、表5-3の最上段に示す幅広いモデル群について計算を行った。その結果、誤差の標準偏差が小さくなる条件は、第1層目の電気伝導度(σ_1)が1.0S/m、上面の深さは(D_1)は5km、第2層目の電気伝導度(σ_2)は0.05S/m、上面の深さ(D_2)は10kmとなった。これらの条件をふまえて電気伝導度が高いと考えた第3層の電気伝導度、厚さおよび上面の深さを細かく変えたモデル群について計算を進めた(表5-3の第2段階)。まず、第3層の電気伝導度を最も大きく(1.0S/m)とした場合と最も小さくした場合(0.1S/m)を例にして、第3層の厚さや上面の深さおよび第4層の電気伝導度の変化によって、Kの値がどのように変わるかについて述べる。一般に、高電気伝導層が浅い所に存在したり、おなじ深さでも層が厚くなったり、その電気伝導度が大きくなると、海水層中に誘導された電流と地下の高電気伝導層との間のカップリングが強くなり、Kuの値は減少する。

(a) 高電気伝導層の厚さによる理論値の変動

(i) $\sigma_3 = 1.0\text{S/m}$ の時

第3層上面の深さを90kmと考えた場合を例に、層の厚さが5kmと10kmの時を比較する(図5-8)。Kの値は第4層の電気伝導度の大きさによっても変化する。図中の実線は第4層が0.01S/m、破線は0.05S/mの電気伝導度である時の理論値を示している。まず、Kuの値に注目する。厚さを10kmと仮定したモデルでは、周期30分付近から値は減少している。厚さが5kmの場合でも同じく周期30分付近から値は減少しているが、その減少の割合は厚さを10kmとしたモデルより少ない。第4層の電気伝導度(σ_4)が0.05S/mの場合には周期が長くなるに従って、Kuは単調に減少していく

ただ、 $\sigma_4 = 0.01\text{S/m}$ では周期が128分より長い周期で K_u の減少する割合が小さくなり、グラフは水平に近くなっている。このようにある周期より長い周期帯では第4層の電気伝導度による変化の方が明瞭になってくるが、第3層の影響が大きくなる周期帯では第3層の厚さが厚くなればなるほど、 K_u の値の減少の割合は大きくなる。次に K_v の値に注目する。実線のグラフは、どちらも周期が長くなるにつれて、減少→増加→減少という変化をしている。破線のグラフは、周期が最も長い所での減少が顕著ではないが、ほぼ同じ傾向を示している。周期が20分程度までは、共に同じように減少しているが、もう少し長い周期帯では、厚さが10kmの場合の方が大きく増加している。言い換えると第3層の厚さが厚くなるに従って K_v の値は大きくうねるようになる。

(i i) $\sigma_3 = 0.1\text{S/m}$ の時

第3層の上面の深さを60kmとした場合を例に、層の厚さが10kmと40kmの場合を比較する(図5-9)。(i)の場合と同じく実線は第4層の電気伝導度が 0.01S/m 、破線は 0.05S/m の場合を表す。厚さが40kmのと仮定したモデルの理論値は K_u 、 K_v とも(i)の場合で厚さを5kmと仮定したモデルの変化の様子と良く似ている。絶対値は、 K_u は今回の場合の方が大きく、 K_v は(i)のモデルの方が大きい値をとっている。次に、厚さを10kmと仮定したモデルに注目する。 K_u の値は、実線のグラフでは下に凸、破線では上に凸の単調な変化をしている。前に述べたように、高電気伝導層が存在すると、その存在する深さによって決まる周期付近で K_u の値の減少が期待されるが、このグラフでは、特徴的な減少が顕著でない。 K_v についても、実線、破線とも下に凸の単調な変化をしており、(i)の場合や厚さを40kmと仮定したモデルのとも異なる。すなわち、高電気伝導層の電気伝導度が小さい場合には十分な厚さがなければ、高電気伝導層としての特徴がグラフ上に表れてこないことがわかる。

(b) 高電気伝導層の深さの変化による理論値の変動

(a) で考えたモデルのうち第3層の電気伝導度(σ_3)が 1.0S/m 、厚さが5km、 σ_3 が 0.1S/m で、厚さが40kmの場合を例に高電気伝導層の深さによる K の値の変化を調べる(図5-10、5-11)。高電気伝導層の深さの変化に対する K の値の変化の様子は図5-10、5-11とも似ているので図5-10を例に特徴を述べる。まず、 K_u の値に注目する。高電気伝導層の上面の深さ(D_3)が $50 \rightarrow 90 \rightarrow 130\text{km}$ と深

くなるにつれて、 K_u が顕著に減少しはじめる（グラフが折れまがる）周期は10→15→30分付近と長い方へズレていく。それにつれて、折れまがり点より長い周期で K_u は大きい値をとるようになる。そのため、第3層上面の深さ（ D_3 ）が深くなるにつれて周期45～85分付近の値のズレは大きくなるが、周期128～256分付近の値は良く一致してくる。次に K_v の値に注目する。 $\sigma_4 = 0.01S/m$ （図5-10の実線）の場合には、周期が長くなるにつれて K_v の値は減少→増加→減少と波打つような変化をしている。 $\sigma_4 = 0.05S/m$ （図5-10の破線）の場合には K_v の値は減少→増加と変化しており、周期の長い所で増加の割合が減少している。さて、上面の深さが深くなるにつれて、実線では、最大値を示す周期が20→40→80分付近に移り、破線では、増加の割合が減少しはじめる周期が長い方へ移っている。すなわち、高電気伝導層の上面の深さが深くなるにつれて、高電気伝導層の特徴が理論値のグラフ上に表れる周期が長くなる傾向がある。

（a）（b）からの結果を整理する。高電気伝導層の電気伝導度が大きくてその層が薄い場合と、電気伝導度が小さくて層が厚い場合では、理論値のグラフ上に表れる高電気伝導層の特徴は良く似たものになる。しかし、層が厚い場合には高電気伝導層が深い所まで広がっているので、特徴の表れる周期が長くなる傾向が生じ、この点で層が薄い場合と差が生じる。高電気伝導層が深くなると、理論値のグラフ上で高電気伝導層の特徴が表れる周期を長くする。理論値のグラフの形は、これら3つの要素によって、大きな影響を受ける。

さて、ここで実際に観測値を最も良く説明できる4層構造を求める。表5-3の第2段階に示したモデル群すべてを計算し、その結果を図示したものから判断し、表5-4に示したモデル群が観測値をうまく説明できることが分った。 $\sigma_3 = 0.2S/m$ と仮定したモデルを例に観測値と理論値を比較した図を示す（図5-12）。

表 5 - 3 4 層構造のモデル群

	第 1 層		第 2 層		第 3 層		第 4 層	
	上面の深さ	電気伝導度	上面の深さ	電気伝導度	上面の深さ	電気伝導度	上面の深さ	電気伝導度
第 1 段階	5km	0.05, 0.1, 0.5 1.0, 2.0 S/m	8 ~ 30km 2km 刻み	0.01 ~ 0.05 S/m 4通り	80 ~ 120km 10km 刻み	0.1, 0.5, 1.0 5.0S/m	100 ~ 300km 40km 刻み	0.001 ~ 0.1S/m 5 通り
	5km	1.0S/m	10km	0.05S/m	30 ~ 150km 10km 刻み	0.5, 1.0 S/m	第 3 層の厚さを 5, 10, 15, 20, 25 30, 40km とした	0.001 ~ 0.1S/m 5 通り
	5km	1.0S/m	10km	0.05, 0.01 0.5S/m	30 ~ 150km 10km 刻み	0.1S/m	第 3 層の厚さを 10, 20, 30, 40km とした	0.001 ~ 0.1S/m 5 通り
第 2 段階	5km	1.0S/m	10km	0.05S/m	30 ~ 150km 10km 刻み	0.2, 0.3 0.4S/m	第 3 層の厚さを 10, 20, 30, 40km とした	0.001 ~ 0.1S/m 5 通り
	5km	1.0S/m	10km	0.05S/m	30 ~ 150km 10km 刻み	0.05S/m	第 3 層の厚さを 10, 20, 30, 40km とした	0.001 ~ 0.1S/m 5 通り

表 5 - 4

観測値をうまく説明できるモデル群

		上 面 の 深 さ					
		厚さ	50km	60km	70km	80km	90km
電気伝導度	厚さ	40km					100km
0.1 S/m	40km					○	
0.2 S/m	30km					◎	
0.3 S/m	20km					◎	
0.4 S/m	10km					○	
0.5 S/m	10km				○	◎	
1.0 S/m	5km					○	

高電気伝導度の厚さ、深さ、電気伝導度に注目して分類した。

◎、○をつけたモデルが観測値をうまく説明する。◎の方が○より良く一致する。

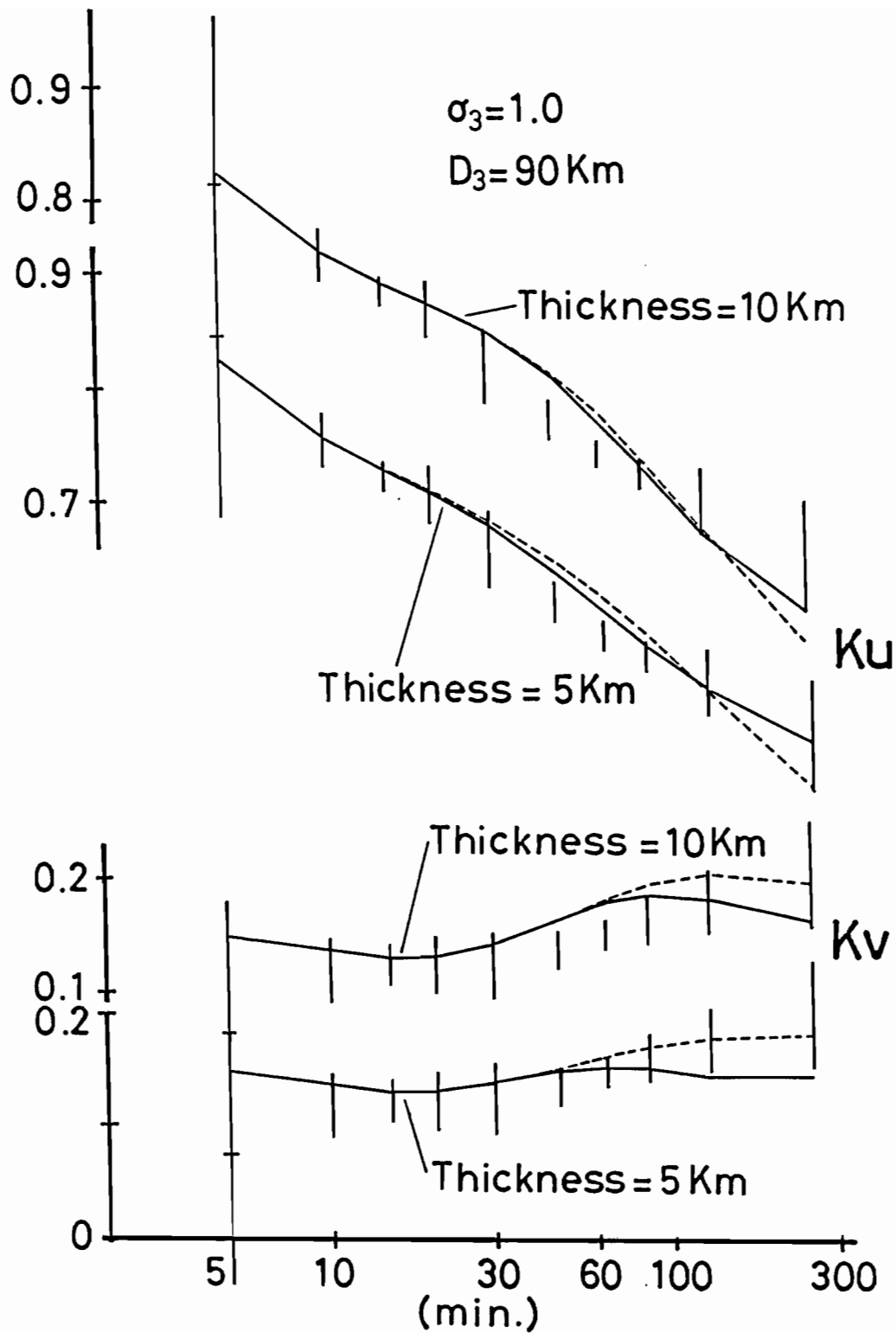


図 5 - 8

高電気伝導層の厚さだけを変化させた時の、 K_u 、 K_v の理論値の変化 (4 層モデル)

高電気伝導層の電気伝導度 (σ_3) は 1.0 S/m で、厚さが 10 km と 5 km の時を比較する。
 実線は第 4 層目の電気伝導度 (σ_4) が 0.01 S/m 、破線は 0.05 S/m の時の理論値
 第 1 層上面の深さ (D_1) は 5 km 、電気伝導度 (σ_1) は 1 S/m
 第 2 層上面の深さ (D_2) は 10 km 、電気伝導度 (σ_2) は 0.05 S/m
 第 3 層上面の深さ (D_3) は 90 km 、電気伝導度 (σ_3) は 1.0 S/m

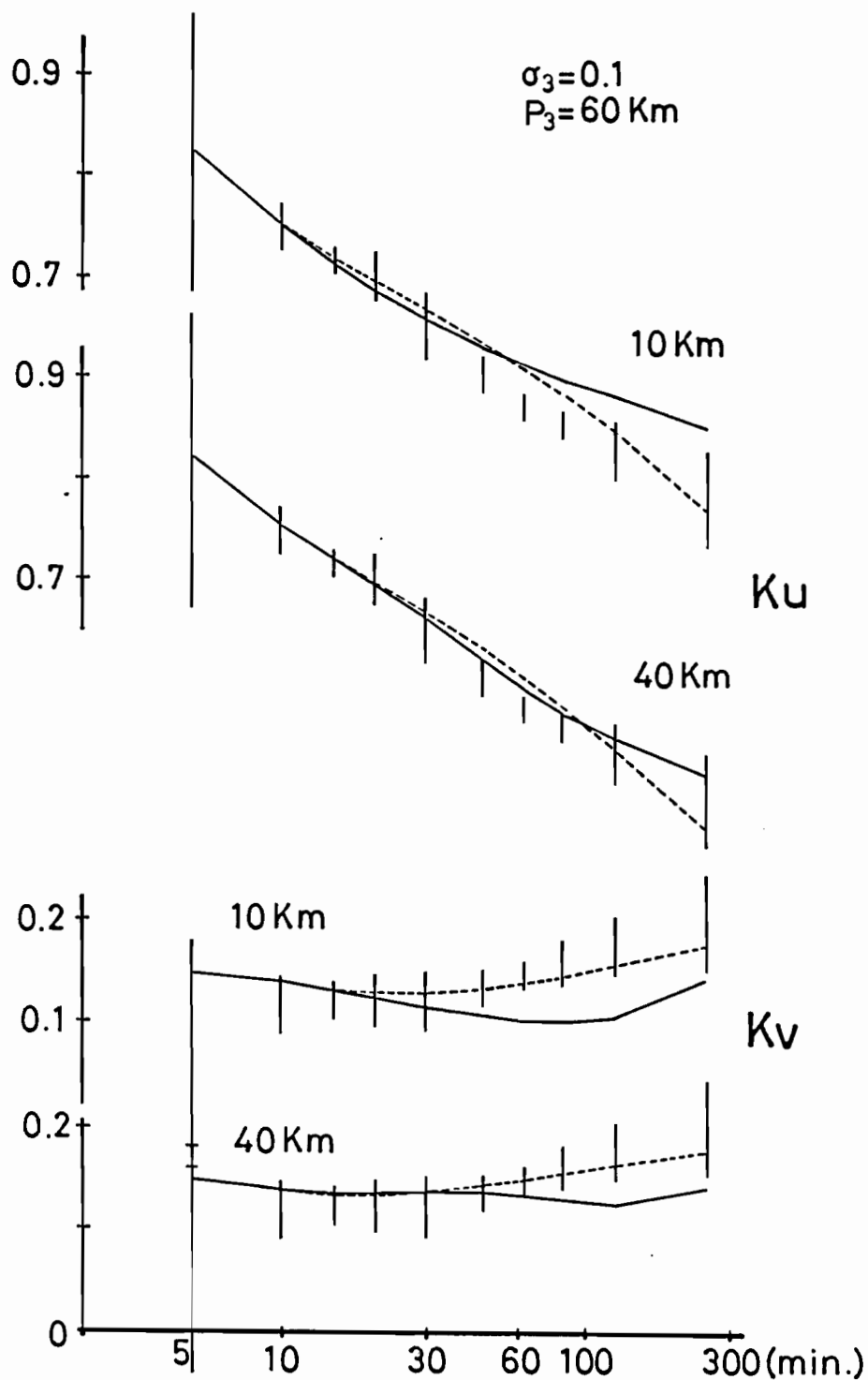


図 5 - 9

高電気伝導層の厚さだけを変化させた時の、 K_u 、 K_v の理論値の変化 (4 層モデル)

高電気伝導層の電気伝導度 (σ_3) は 0.5 S/m、厚さが 5km, 15km, 25km の時を比較する。

実線は第 4 層目の電気伝導度 (σ_4) が 0.01 S/m、破線は 0.05 S/m の時の理論値

第 1 層上面の深さ (D_1) は 5 km、電気伝導度 (σ_1) は 1 S/m

第 2 層上面の深さ (D_2) は 10 km、電気伝導度 (σ_2) は 0.05 S/m

第 3 層上面の深さ (D_3) は 90 km、電気伝導度 (σ_3) は 0.5 S/m

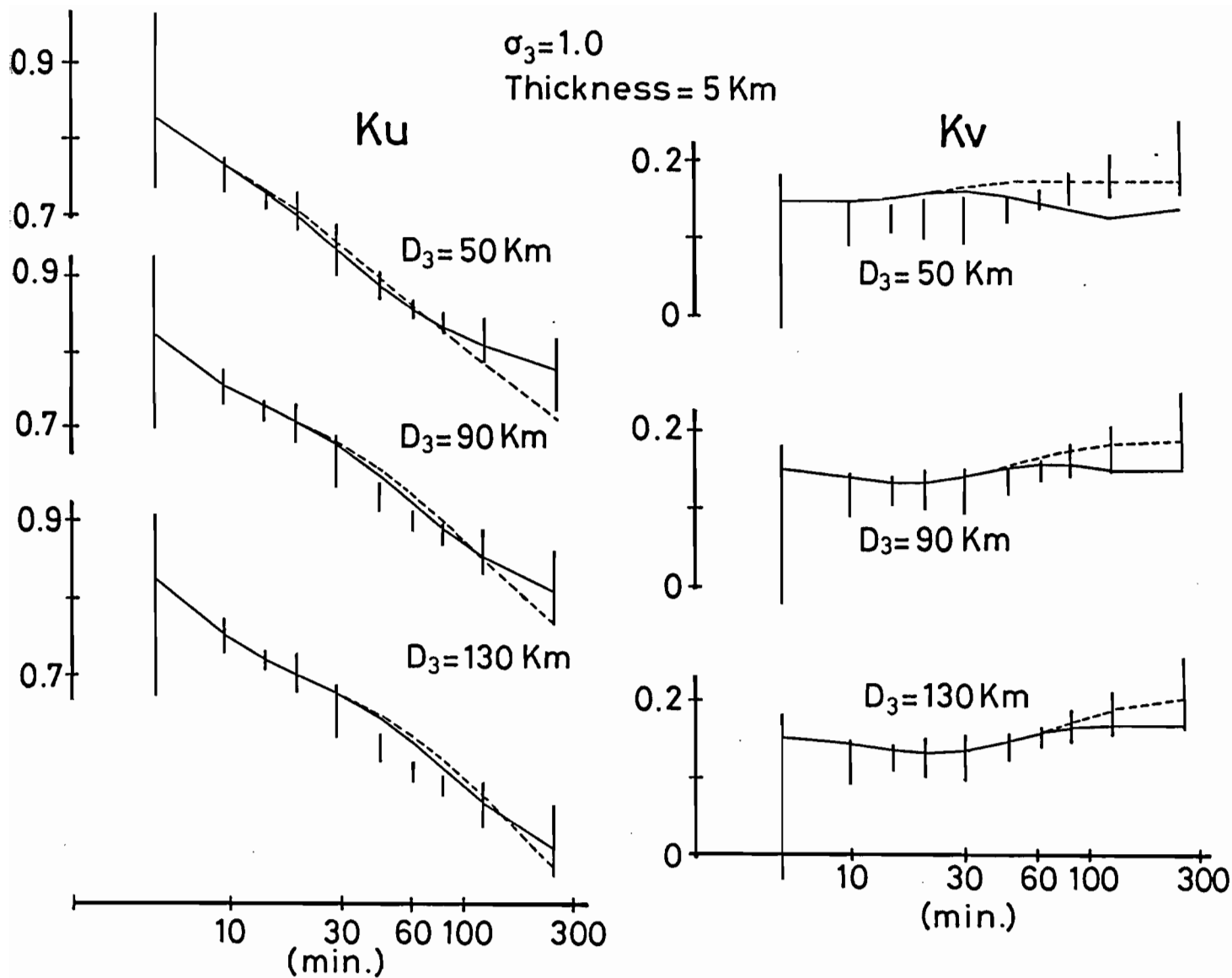


図 5 - 1 0

高電気伝導層の上面の深さだけを変化させた時の、 K_u 、 K_v の理論値の変化（4層モデル）
 高電気伝導層の厚さは 5km とする。
 実線は第 4 層目の電気伝導度（ σ_4 ）が 0.01 S/m、破線は 0.05 S/m の時の理論値
 第 1 層上面の深さ（ D_1 ）は 5 km、電気伝導度（ σ_1 ）は 1 S/m
 第 2 層上面の深さ（ D_2 ）は 10 km、電気伝導度（ σ_2 ）は 0.05 S/m

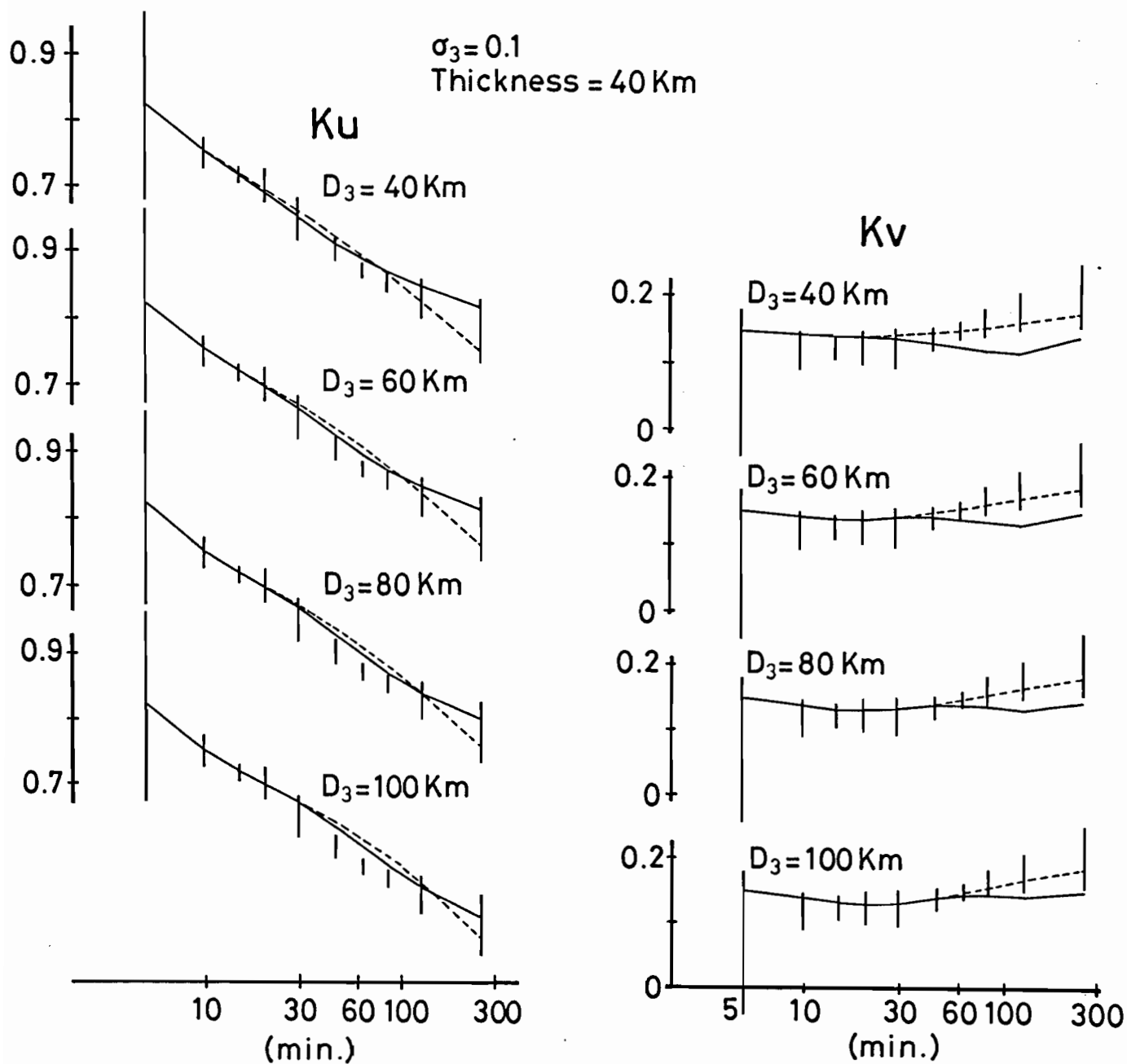


図 5 - 1 1

高電気伝導層の上面の深さだけを変化させた時の、 K_u 、 K_v の理論値の変化（4層モデル）
 高電気伝導層の厚さは40kmとし、深さは40km, 60km, 80km, 100kmの例を示す。
 実線は第4層目の電気伝導度（ σ_4 ）が 0.01 S/m, 破線は0.05S/m の時の理論値
 第1層上面の深さ（ D_1 ）は5km、電気伝導度（ σ_1 ）は 1 S/m
 第2層上面の深さ（ D_2 ）は10km、電気伝導度（ σ_2 ）は0.05S/m

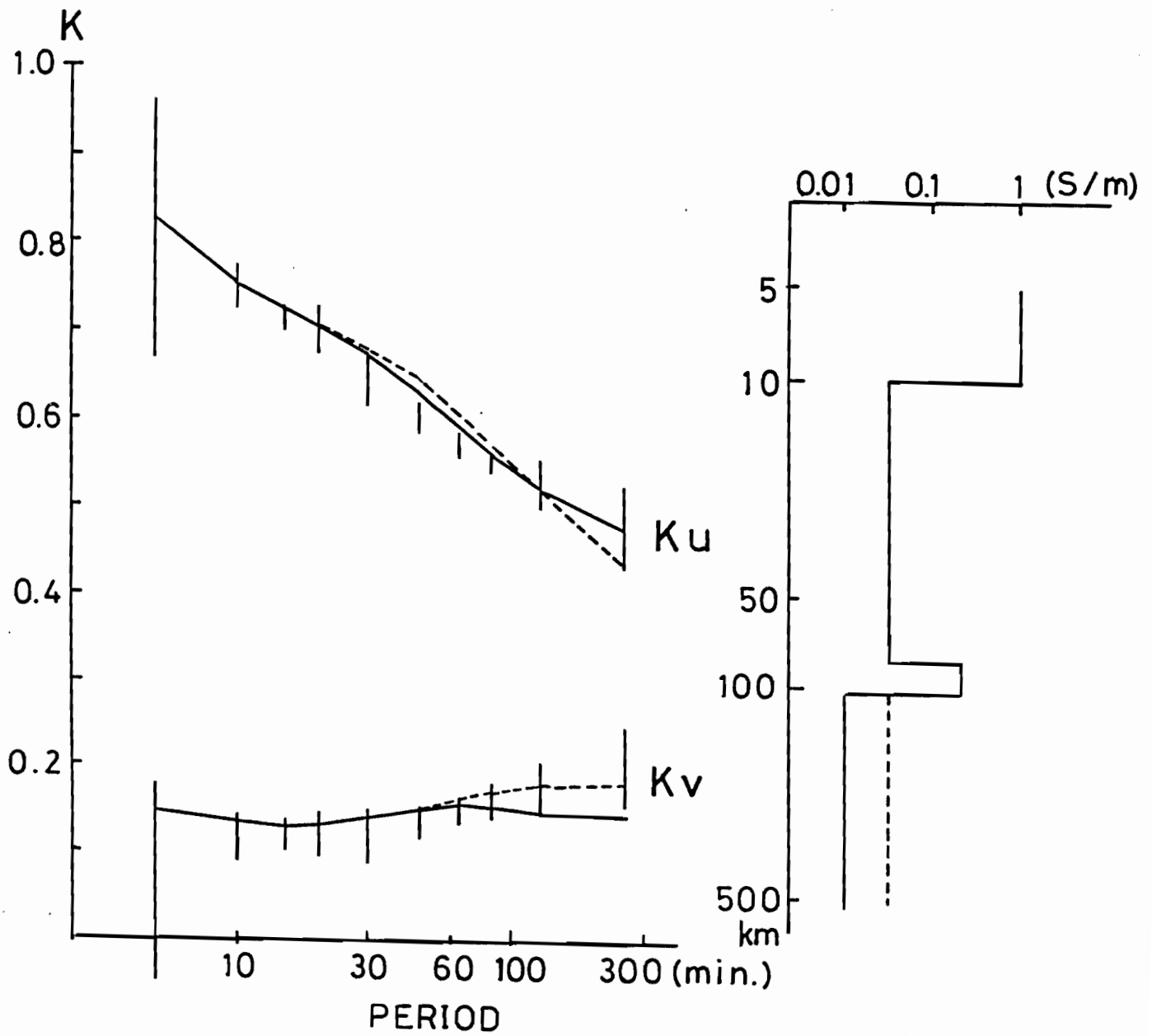


図5-12 観測値と、最も一致の良いモデルの理論値
 第1層上面の深さ (D_1) は5km, 電気伝導度 (σ_1) は 1S/m
 第2層上面の深さ (D_2) は10km, 電気伝導度 (σ_2) は0.05S/m
 第3層上面の深さ (D_3) は80km, 電気伝導度 (σ_3) は0.3S/m
 第3層 (高電気伝導層) の厚さは20km
 実線は第4層目の電気伝導度 (σ_4) が 0.01 S/m, 破線は0.05S/m の時の理論値

第3章で述べたように、本研究では、海底3軸磁力計の耐圧ガラス球が気密性に優れている点に注目し、磁力計を地中約1 mの深さに埋めて磁場を観測した。耐圧ガラス球内の温度変化は極めて少なく、日変化については、最も大きいであろうと予想された日でも、 1° 以下であった(図3-3)。日平均値についても24日間で高々1度の変化にすぎない(図3-4)。日平均気温の変化の傾向がN点とS点で異っており、N点では日経つにつれて、平均気温は単調に減少しているが、S点では逆に、増加傾向がみられる。埋設した直後の磁力計内の温度はN点で 29.82°C 、S点で 32.41°C であるので、S点は一度温度が下がった後に徐々に上昇していることになる。N点は、汀線のすぐ近くの砂利と砂が混じった場所である。S点は海岸から数百m離れている池のそばの草地である。このように磁力計周囲の環境が異なるので、日平均気温の変動に差が現れたと思われる。しかし、両地点とも温度変化の絶対量は少なく、センサーの温度特性も小さいことを考えると磁場の値は温度変化の影響を受けていないと考えて良い。また、磁力計は完全に地中に埋まっているので、風によって磁力計が揺らされたり、建物の振動が磁力計に伝わって、みかけの磁場変動を作り出すことはない。さらに、人為的、非人為的な原因による磁力計への衝撃などの影響も極力抑えられるという利点もある。

Tahiti島程度の大きさの島では、地球磁場の水平成分は一樣と考えられる。N点とS点の磁場の水平成分を比べると、非常に細かい変化まで一致しており、この点からも磁力計が安定して高精度の測定を行っていることが確認される。人工的雑音が少ない場所は、電源の確保や測器の維持管理が困難な所が多いが、そのような場所で地磁気3成分を観測する場合には、本研究で用いた方法は非常に有効である。

前章で得られた地下電気伝導度構造モデルのいずれにも、最上部に 1S/m の高い電気伝導層が存在している。三宅島や八丈島(Honkura, 1972, 1974)における研究でも浅い所に高電気伝導層が現れている。これらの島は伊豆-Bonin弧の熱的に活動的な場所に存在しており、この高電気伝導層は地下の活発な熱的活動に関連するものと解釈されている。しかし、Tahiti島周辺は地殻構造的に活発な地域ではないので、最上部の高電気伝導層は地下の構造活動を反映しているとは考えにくい。むしろ、実際には、海

底には堆積層があり、地殻の最上層は電気伝導度が良い(Drury, 1979) けれども、モデル計算では薄層導体近似を用いているので、薄層の直下を絶縁層と仮定しなくてはならない。そのため絶縁層と仮定した層の有限の電気伝導度の効果が、最上部の高電気伝導層となって表われていると考えられる。この については、Honkura(1981) も同様の指摘をしている。

4 層構造中にあると考えた高電気伝導層は、その電気伝導度を $0.2 \sim 0.3 \text{ S/m}$, 厚さを $20 \sim 30 \text{ km}$ と仮定すると、観測値を最もうまく説明できた。今までの研究から高電気伝導層は、 0.1 S/m のオーダーの電気伝導度を持つと考えられており、本研究の結果もこの考えを支持している。

電気伝導度は、温度や部分熔融の割合と密接な関係がある。Shankland and Waff(1977) は部分熔融の割合(f)、温度、圧力の関係を用いて電気伝導度から温度と f を独立に求めることができることを指摘している。たとえば、深さ約 100 km に相当する約 30 kb の圧力下においては、 $0.2 \sim 0.4 \text{ S/m}$ の電気伝導度では、温度は $1350 \sim 1400^\circ\text{C} \pm 50^\circ\text{C}$ (含水率によって異なる)、部分熔融の割合は $5 \sim 8 \%$ となる。

最上部の高電気伝導層を除いて考えると、Tahiti 島周辺では、深さ $70 \sim 90 \text{ km}$ に、高電気伝導層の上面が存在するという結果を得た。一般に、地下の適当な深さに表れる電気伝導層は、地震波から求められた低速度層と深さがほぼ一致することなどから、リソスフェア・アセノスフェア境界に相当すると考えられ、高電気伝導層までの深さはプレートの厚さと密接に関連している。たとえば、Mitchell and Yu (1980) は、太平洋の地殻および上部マントルの構造を海底の年代によって4つの地域にわけ図 6-1 のようにまとめている。リソスフェアの厚さは $20 \sim 50 \text{ my}$ で約 40 km , $50 \sim 100 \text{ my}$ で約 90 km となり、海底の年代が古くなるに従って厚くなっている。また、電磁気学的手法による研究でも高電気伝導層までの深さは海底の年代とともに深くなっている。表 6-1 に今までに報告されている北太平洋地域の高電気伝導層までの深さと海底の年代の関係をまとめて示す。

Tahiti 島の周辺の海底の年代は地磁気縞模様から $60 \sim 70 \text{ my}$ と推定される。年代の推定に用いた地磁気縞模様は十分に同定されたものではないと判断されるので年代にこれだけの巾を持たせた。本研究の結果を北太平洋地域で得られている結果と比べると、同様の年代を示す南大東島 (60 my で $80 \sim 120 \text{ km}$) , Hawaii 島北東海域 (72 my で $140 \sim 180 \text{ km}$, $50 \sim 70 \text{ my}$ で 160 km) よりも少し浅いようであるが、従来の結果と矛盾しない。

特に。Oldenburg et. al. (1984)はHawaii島北東海域での解析をやり直し、高電気伝導層までの深さを、60~80kmと報告している。この値は本研究の結果と良く一致している。

Tahiti島南東の海底には、海底火山があり、微小地震の観測から現在も活動していることが分っている (Talandier and Kuster, 1976)。一般にこのような火山の地下には、マグマだまりが存在して、電気伝導度も高いことが予想される。しかし、今研究で得られた地下電気伝導度構造には、そのような特徴は見られない。

Tahiti島周辺の地下電気伝導度構造は、今までに得られている海底下の構造から、はずれたものではない。また、高電気伝導層と海底の年代との関係も今までの研究結果と整合的である。これらの点から考えて、南太平洋地域、少なくともTahiti島周辺の地下構造は、同年代の北太平洋地域の地下構造と類似した構造であると結論した。

表 6 - 1

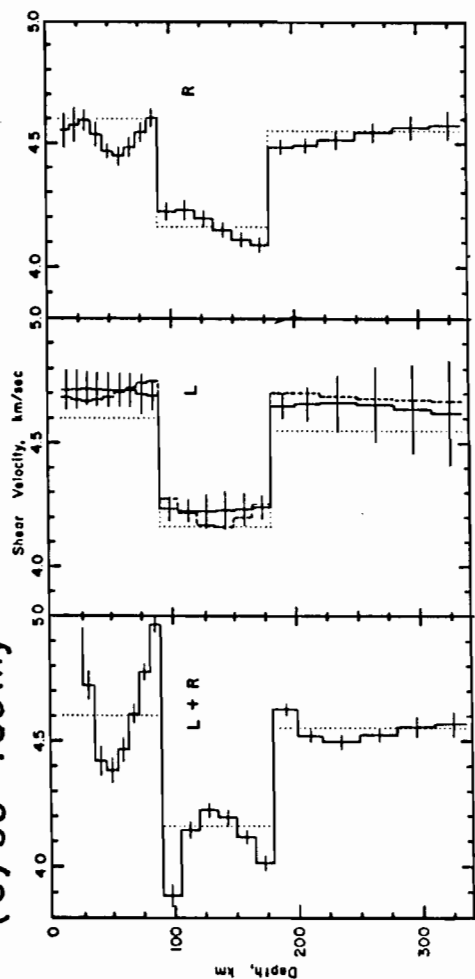
海底の年代と高電気伝導層までの深さ

観測点	年代	高電気伝導層 の深さ	出 典
East Pacific Rise crest の近く	0.8my	20Km	Filloux (1981)
Juan de Fuca Ridge crestの近く	1my "	55Km 70Km	Law and Greenhouse(1981) Oldenburg(1981) *
Califolnia沖700Km	30my "	85Km 120Km	Filloux(1980) Oldenburg(1981) *
南大東島☆	60my	80~120Km	Honkura et. al. (1981)
Hawaii島北東海域 "	72my " 50~70my	140Km 180Km 160Km	Filloux(1980) Oldenburg (1981) * Chave et. al. (1981)
Hawaii島☆	— — —	100Km	Klein(1976)
東北日本沖	125my	150 ~170Km	Yukutake et. al.(1983)
Tahiti島☆	60 ~70my	80Km	This Study

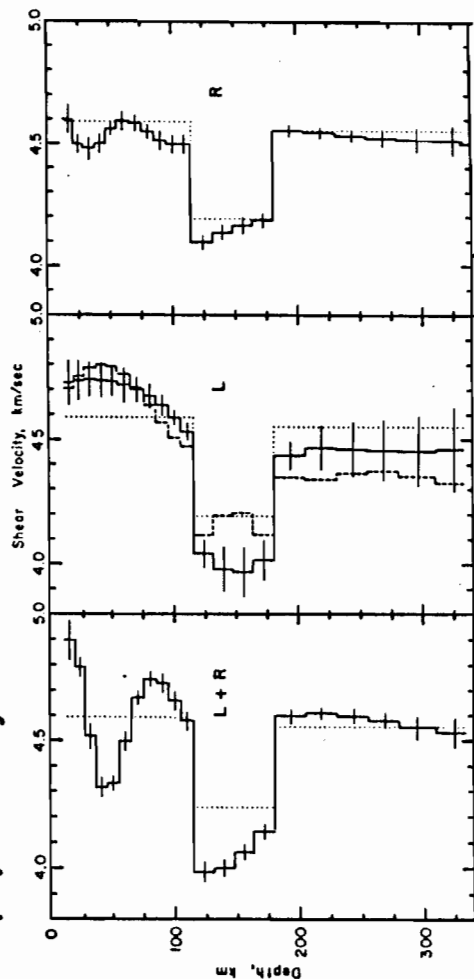
☆ ; 離島効果から求められた結果、他は海底でのMT法

* ; Oldenburg が解析しなおした結果

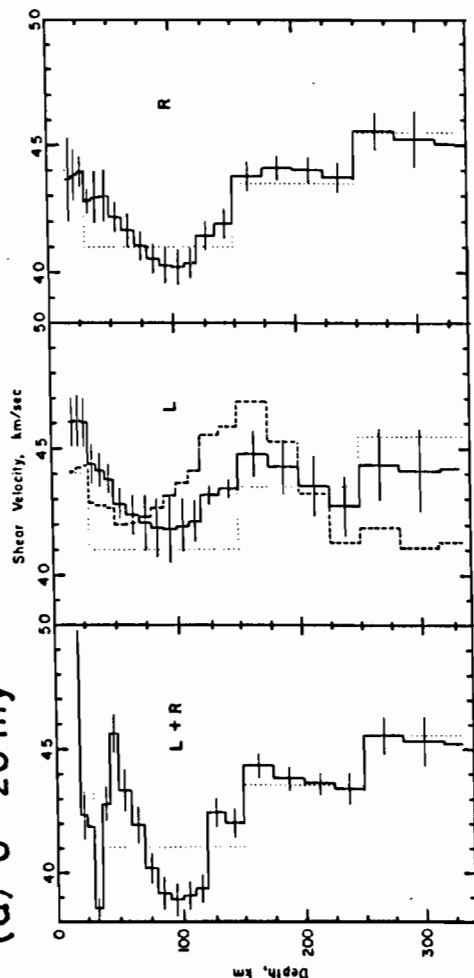
(c) 50 ~ 100 my



(d) 100 my ~



(a) 0 ~ 20 my



(b) 20 ~ 50 my

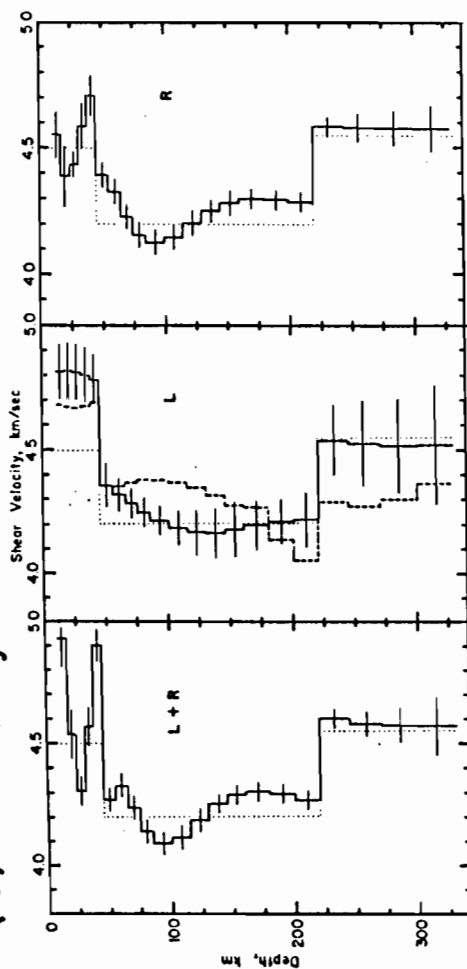


図6-1 太平洋下の Shear velocity モデル

太平洋をその年代によって4つの地域に((a) 0 ~ 20 my, (b) 20 ~ 50 my, (c) 50 ~ 100 my, (d) 100 my以上)に分け、

それぞれその地域の Shear velocity モデルを示す。(a) ~ (d) とも

左; Rayleigh波とLove波の、両方のデータから得られた速度を合わせたデータからのインバースジョンの結果

中央; 実線 - Love波のインバースジョンの結果、破線 - Love波のインバースジョンの結果と群速度の両方の

右; Rayleigh波のインバースジョンの結果。標準偏差は実線と同じ程度であるが、煩雑になるので省略してある。

(Mitcheii and Yu, 1980)より引用

参 考 文 献

- Chave A. D. R. P. Von Herzen, K. A. Poehls and C. S. Cox, Electromagnet Field in the Deep Ocean North-east of Hawaii: Implication for Mantle Conductivity and Source Fields, *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, 66, 379-406, 1981
- Drury M. J., Electrical Resistivity Models of the Oceanic Crust Based on Laboratory Measurements on Basalts and Gabbros, *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, 56, 241-253, 1979
- Elvers D. and D. Perkins, Geomagnetic Research on Spatial Dependence of Time Variations across Puerto Rico, *Trans. Am. Geophys. Un.*, 45, 46, 1964
- Everett J. E. and R. D. Hyndman, Geomagnetic Variations and Electrical Conductivity Structure in South-western Australia, *Phys. Earth Planet. Interiors*, 1, 24-34, 1967
- Filloux J. H., Ocean-floor Magnetotelluric Sounding Over North Central Pacific, *Nature*, 269, 297-301, 1977
- Filloux J. H., Magnetotelluric Soundings Over the Northeast Pacific May Reveal Spatial Dependence of Depth and Conductance of the Asthenosphere, *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 46, 244-252, 1980
- Filloux J. H., Magnetotelluric Exploration of the North Pacific: Progress Report and Preliminary Soundings near a Spreading Ridge, *Phys. Earth Planet. Interiors*, 25, 187-195, 1981
- Filloux J. H., Magnetotelluric Experiment Over the ROSE Area, *J. Geophys. Res.*, 87, 8364-8378, 1982
- Honkura Y., Geomagnetic Variation Anomaly on Miyake-jima Island, *J. Geomag. Geoelectr.*, 23, 307-333, 1972
- Honkura Y., Island Effect and Electrical Conductivity Structure beneath Miyake-jima Island, *J. Geomag. Geoelectr.*, 25, 167-179, 1973
- Honkura Y., Electrical Conductivity Anomalies beneath the Japan Arc, *J. Geomag. Geoelectr.*, 26, 147-171, 1974
- Honkura Y., S. Oshima and T. Kondo, Geomagnetic Variation Anomaly on Hachijo-jima Island, *J. Geomag. Geoelectr.*, 26, 23-37, 1974
- Honkura Y., N. Isezaki and K. Yaskawa, Electrical Conductivity Structure beneath the Northwestern Philippine Sea as Inferred from the Island Effect on Minami-Daito Island, *J. Geomag. Geoelectr.*, 33, 365-377, 1981

- Klein D. P., Magnetic variations(2-30 cpd) on Hawaii Island and Mantle Electrical Conductivity, Ph. D. Thesis, Univ. Hawaii, Honolulu, 1976
- Klein D. P. and J. C. Larsen, Magnetic Induction Fields(2-30 cpd) on Hawaii Island and their Implications Regarding Electrical Conductivity in the Oceanic Mantle, Geophys. J. Roy. astr. Soc., 53, 61-77, 1978
- Law L. K. and J. P. Greenhouse, Geomagnetic Variation Sounding of the Asthenosphere beneath the Juan de Fuca Ridge, J. Geophys. Res., 86, 967-978, 1981
- Mason R. G., Spatial Dependence of Time Variations of the Geomagnetic Field on Oahu, Hawaii, Trans. Am. Geophys. Un., 44, 40, 1962
- Mason R. G., Spatial Dependence of Time-variations of the Geomagnetic Field in the Range 24 hrs-3 mins on Christmas Island, Geophysics Department, Imperial College of Sci. and Tech. REF., 63-3, 1963
- Mason R. G., Magnetic Effects at Canton Island of the 1962 High Altitude Nuclear Tests at Johnston Island, Geophysics Department, Imperial College of Sci. and Tech., REF. 64-1, 1964
- Mitchell B. J. and G. Yu, Surface Wave Dispersion, Regionalized Velocity Models, and Anisotropy of the Pacific Crust and Upper Mantle, Geophys. J. Roy. astr. Soc., 63, 497-514, 1980
- Oldenburg D. W., Conductivity Structure of Oceanic Upper Mantle beneath the Pacific Plate, Geophys. J. Roy. astr. Soc., 65, 359-394, 1981
- Oldenburg D. W., K. P. Whittall and R. L. Parker, Inversion of Ocean Bottom Magnetotelluric Data Revised, J. Geophys. Res., 89, 1829-1833, 1984
- Price A. T., The Induction of Electric Currents in Non-uniform Thin Sheets and Shells, Quart. Jour. Mech. and Applied Math., II, Pt.3, 1949
- Rikitake T., Electromagnetism and the Earth's Interior, Elsevier, Amsterdam, 1966
- Sasai Y., Spatial Dependence of Short-period Geomagnetic Fluctuations on Oshima Island (1), Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. Tokyo, 45, 137-157, 1967
- Sasai Y., Spatial Dependence of Short-period Geomagnetic Fluctuations on Oshima Island (2), Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. Tokyo, 46, 907-926, 1968
- Shankland T. J. and H. S. Waff, Partial Melting and Electrical Conductivity Anomalies in the Upper Mantle, J. Geophys. Res., 82, 5409-5417, 1977

- Takeuchi H. and M. Saito, Electromagnetic Induction within the Earth, J. Geophys Res., 68, 6287-6291, 1963
- Talandier J. and G. T. Kuster, Seismicity and Submarine Volcanic Activity in French Polynesia, J. Geophys. Res., 81, 936-948, 1976
- Yukutake T., J. H. Filloux, J. Segawa, Y. Hamano and H. Utada, Preliminary Report on a Magnetotelluric Array Study in the Northwest Pacific, J. Geomag. Geoelectr., 35, 575-587, 1983

付 録 I

異常な電流関数 ψ の計算

異常な電流関数 ψ を緩和法を用いて計算する方法は、主としてSasai(1968)に従った。島が存在することによって生じる異常電流を表す電流関数(ψ ; 異常電流関数と呼ぶ)は島も、海底の凹凸もないと仮定した海水層に誘導される電流の電流関数(Ψ_0 ; 一様電流関数と呼ぶ)を用いて次式で表される。

$$\rho \nabla^2 \psi + \text{grad } \rho \text{ grad } \psi = - (\rho - \rho_0) \nabla^2 \Psi_0 - \text{grad } (\rho - \rho_0) \text{ grad } \Psi_0 \quad (\text{I} - 1)$$

$$\rho = \left[\int_0^D \sigma_0 ds \right] = \frac{1}{\sigma_0 D}$$

$$\rho_0 = \left[\int_0^{D_0} \sigma_0 ds \right] = \frac{1}{\sigma_0 D_0}$$

D ; 現実の水深

D_0 ; 仮定した一様な水深

σ_0 ; 海水の電気伝導度

ここで ρ を ρ_0 を単位として表す

$$\rho = \rho' \cdot \rho_0 \quad (\text{I} - 2)$$

さらに、地下の高電気伝導層と誘導電流と間のカップリングを考慮に入れた場合の一様電流関数 Ψ_0 は(I-3)式で表される。

$$\Psi_0 = K \sin \lambda x \quad (\text{I} - 3)$$

$$= \frac{1}{2\pi} (K u + i K v) \sin \lambda x \quad (\text{I} - 4)$$

(I-2), (I-3)式を(I-1)式に代入し整理すると(I-5)式となる。

$$\rho' \nabla^2 \psi + \text{grad } \rho' \text{ grad } \psi = \lambda x \left\{ (\rho' - 1) \lambda \sin \lambda x - \frac{\partial (\rho' - 1)}{\partial x} \cos \lambda x \right\} \quad (\text{I} - 5)$$

Tahiti島付近の緯度では、作用磁場の波数は、 $\lambda = 10^{-6} \text{ m}$ と考えられる。

島の中央に原点をとると、 λx は十分に小さいので $\cos \lambda x \sim 1$ として良い。さらに式を整理するために、(I-6)式の置換をすると、最終的に(I-7)式が得られる。

$$\psi = \lambda K \cdot \psi' \quad (\text{I} - 6)$$

$$\rho' \nabla^2 \psi' + \text{grad} \rho' \text{grad} \psi' = (\rho' - 1) \sin \lambda x - \frac{\partial (\rho' - 1)}{\partial x} \quad (\text{I} - 7)$$

(I-7)式を、緩和法を用いて解く。

本研究では、Tahiti島を中心として150km × 150kmの正方形の範囲を考える。この範囲を2.5km 間隔の正方形のネットで覆う(付図-1)。こうしてできた61×61個のすべての格子点上で(I-1)式が満たされていれば近似的に解を得たことになる。

各格子点(j,k)における残差R(j,k)は、

$$\begin{aligned} R(j,k) = & R1(j,k) \psi'(j-1,k) + R2(j,k) \psi'(j,k+1) \\ & + R3(j,k) \psi'(j+1,k) + R4(j,k) \psi'(j,k-1) \\ & - R5(j,k) \psi'(j,k) + 2 d^2 f(j,k) \end{aligned} \quad (\text{I} - 8)$$

$$R1(j,k) = \rho'(j-1, k) + \rho'(j,k)$$

$$R2(j,k) = \rho'(j, k+1) + \rho'(j,k)$$

$$R3(j,k) = \rho'(j+1, k) + \rho'(j,k)$$

$$R4(j,k) = \rho'(j, k-1) + \rho'(j,k)$$

$$R5(j,k) = \rho'(j-1,k) + \rho'(j,k+1) + \rho'(j+1,k) + \rho'(j,k-1) + 4\rho'(j,k)$$

$$f(j,k) = (\rho' - 1) \{ \sin \lambda (j-31) \} - \frac{\partial}{\partial x} \{ \rho'(j,k) - 1 \} \quad (\text{I} - 9)$$

dはメッシュ間隔 (= 2.5km)

今、初期値として、すべての格子点で $\psi' = 0$ とすると、初期残差は (I - 10) 式で表される。

$$\begin{aligned} R(j,k)_{int.} &= 2 d^2 f(j,k) \\ &= 2 d^2 \left[\{ \rho'(j,k) - 1 \} \sin \{ \lambda(j-3l) \} - \frac{\partial}{\partial x} \{ \rho'(j,k) - 1 \} \right] \end{aligned} \quad (I - 10)$$

ここで数値微分としてStirlingの公式を用いると

$$\frac{\partial}{\partial x} \{ \rho'(j,k) - 1 \} = \frac{1}{d} \frac{\rho'(j,k+2) - 8\rho'(j,k+1) + 8\rho'(j,k-1) - \rho'(j,k-2)}{12} \quad (I - 11)$$

故に

$$\begin{aligned} R(j,k)_{int.} &= 2 d \left[d \{ \rho'(j,k) - 1 \} \sin \{ \lambda(j-3l) \} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{12} \{ \rho'(j,k+2) - 8\rho'(j,k+1) + 8\rho'(j,k-1) - \rho'(j,k-2) \} \right] \end{aligned} \quad (I - 12)$$

今、計算の便宜上、初期残差として (I - 13) 式を考える、

$$\begin{aligned} R'(j,k)_{int.} &= d \{ \rho'(j,k) - 1 \} \sin \{ \lambda(j-3l) \} \\ &\quad - \frac{1}{12} \{ \rho'(j,k+2) - 8\rho'(j,k+1) + 8\rho'(j,k-1) - \rho'(j,k-2) \} \end{aligned} \quad (I - 13)$$

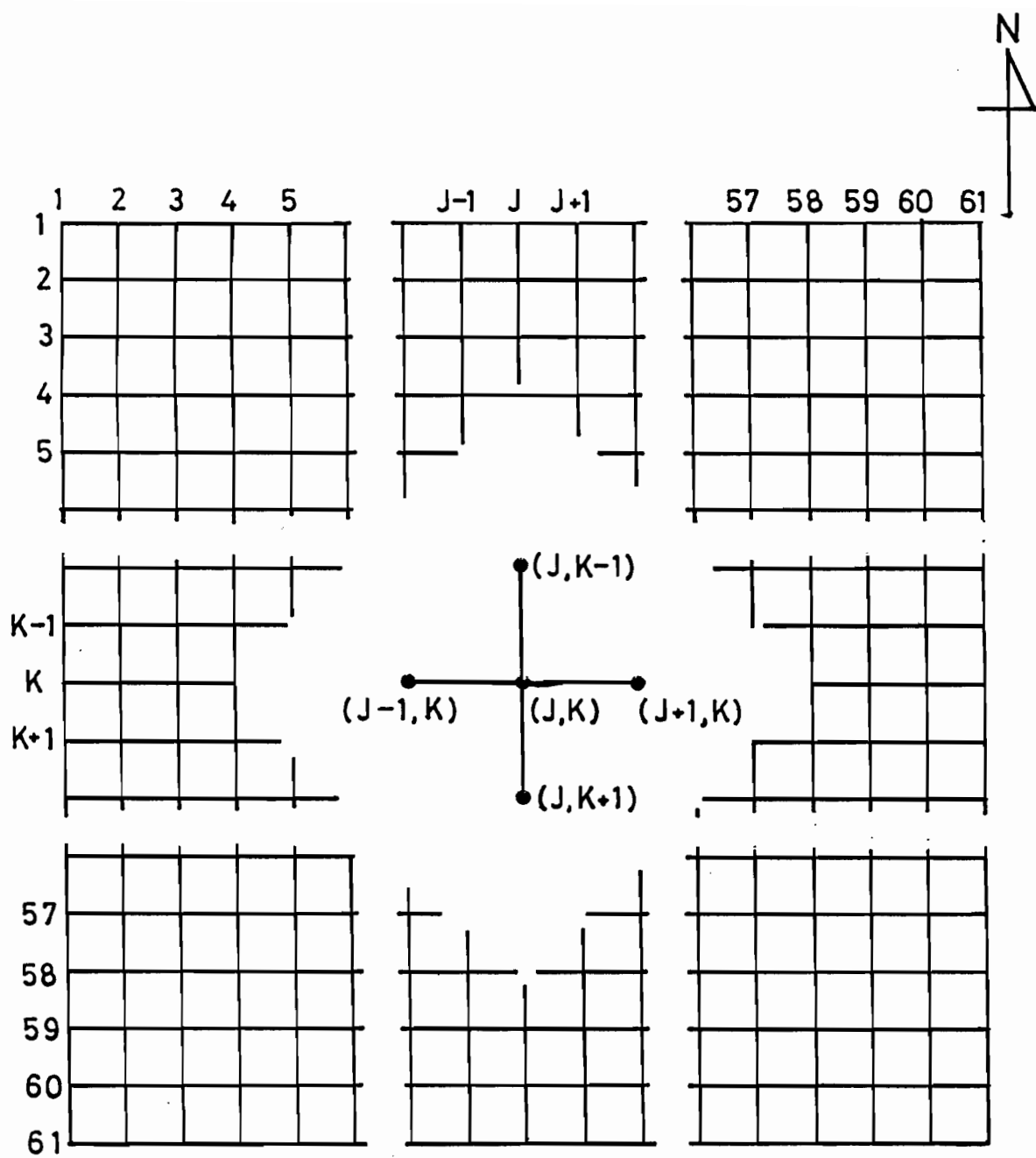
この初期残差 $R'(j,k)_{int.}$ から計算を進めて得られる解を $\psi''(j,k)$ とすると、 $\psi''(j,k)$ と $\psi'(j,k)$ 、 $\psi(j,k)$ の間には、次の関係がある。

$$\psi(j,k) = 2 d \psi'(j,k)$$

$$= 2 d \lambda K \psi''(j,k)$$

(I - 14)

緩和法を用いて計算を行う際、収束判定条件をどうするかは重要な問題である。一般には、剰余がある程度より小さくなれば良いとされているが、本研究のような場合には、剰余分布が問題であるので 500回の Iteration ごとに剰余分布を調べ、特に島の境界付近の剰余が小さく、かつ分布の様子が変らなくなるまで、Iteration を続けた。さらに、500回ごとの磁場分布を求め、その様子が変わっていないことを確かめる方法（本蔵 私信）をとった。



付図 - 1 計算に用いた緩和のネット