

## 講 座

## 最近の地震学入門

## 7. 地球内部構造と物性

はや かわ まさ み  
早 川 正巳\*

## 7.1 地球内部の地震波速度分布

## 7.1.1 人工地震と自然地震

人工地震（地震探査）の仕事をした人なら誰でも知っているように、屈折波の走時曲線の傾斜から地下の地震波速度が計算できる。同じ手法で地球の内部の地震波速度分布が計算できるのである。このいい方は実は逆で、もともと人工地震のほうが自然地震の技術や学問から教わったものである。そこでまずこの項では自然地震と人工地震の関係をごく簡単に述べておこう。

地震の実体波（縦波と横波）を使って、地球の内部構造を調べる研究は、そんなに古くから行なわれていたわけではない。原理的には地下の層の境目で地震波が反射や屈折を繰り返しながら受振点に到着する模様を調べるのである。このようにして、ジェフリーズやグーテンベルグ、リヒターなどによって約40年ばかり前には一応地球の中味の様子がわかるようになってきた。それによると、地球の構造は半熟の卵のようになっていて、中央の黄味に相当して高い温度の液体の核といわれる部分（その後、外核と内核と二つの部分に分けられた）があり、その外側に固体のマントルと呼ばれる部分がある。そしていちばん外部の卵のカラに相当する部分が地球のカラ、つまり地殻なのである。

この地殻は場所によって厚みが異なり、ある部分はたいへんぶ厚い山脈をつくり、マントル内部にも根を張っている。またある部分はたいへん薄く、上に海をのせて大洋をなしている。そこで地震波を人工的に発生させて、地殻の割合浅いところの構造を特に詳しく知るのに現われたのが地震探査である。そこで用いられる人工地震波の波長は、自然地震波に比べてずっと短いので、キメの細かい地下構造が調べられる。石油、石炭地帯などの構造や土木などに関係する詳しい情報が得られるのもこのためである。そしてやがて地震・火山の正体を知るために地殻構造の解明にも地震探査が能力を發揮するようになってきた。

この地震探査の測定器も、はじめのころは器械的な振動計であったものが、次第に増幅器など、エレクトロニクスの飛躍的な発達により、それをとり入れ地震計を改良し、さらに第二次大戦後には、磁気録音技術の出現により、そ

れをとり入れた地震記録によって、複雑な波形をいろいろの周波数に分解再生させるなどして、多種多様の地下構造解析を量・質両面から向上させた。これらの技術の発展はすばらしく、磁気録音式地震計として親の地震学にもはねかえって広く現在利用されている。なお最近はダイナマイト以外の振動源の開発により、海上では漁業への被害もなくなり、またこの非爆薬源の発生と記録器回転の同期回路により、連続記録が可能となり、それにコンピューターの発展をたくみにもち込んで、陸上ののみならず海洋においても、大陸棚から深海へと、海底下の構造解明に大きな貢献をした。

地震探査による地殻構造の研究は次回に譲るとして、自然地震、人工地震を通じて地下の構造を調べるものとなるものは地震波動であり、直接にはその速度が問題となる。そこで話をそこに戻そう。

## 7.1.2 地震波速度分布

まず人工地震の場合、たとえば地下深くなるほど、上からの圧縮で地震波の速度が連続的に増すような場合、それは石油地帯のタイ積岩の地層などでよく見られるものであるが、走時は図-7.1のように弓形になる。また地震波の経路は円弧の一部となる。そして弓形走時のA点での傾斜角から地震波経路の最深点Bの地震波速度が算出できる。

はじめにも述べたように、人工地震が身近でわかりよいので順序を逆にしたが、地球の中の地震波速度分布を算出するのは、少しはこみ入っているが、考え方としては今記

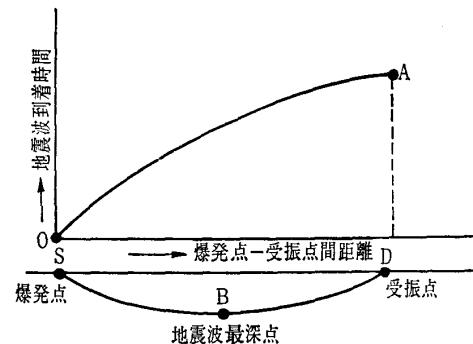


図-7.1 人工地震・地震波の経路と走時曲線（地下の深さとともに地震波速度が一次的に増加する場合の地震波経路SBDは円弧の一部となり、その走時曲線は弓形OAのようになる）

\* 理博 東海大学教授 海洋学部

## 講 座

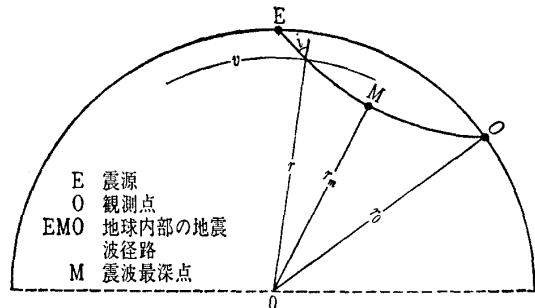


図-7.2 自然地震・地震波の経路(1)(震波線)

したことと全く同じである。すでに本講座の地震波のところ(第6章)にみられるのでここでは必要な要点だけにとどめるが、それはつぎのようである。

まず震源は地表にあるとする。そして速度は一般に深いほど大きいとすると、地震波の経路は中心に対してだいたいにおいて凸となる。その中点をM(図-7.2)とすると、Mは地表から最も深い点になる。屈折に関するスネルの法則から  $\frac{r \sin i}{v} = p$  は一つの震波線(経路)に対して一定であり、 $p = \frac{dT}{dA}$  でもある(記号は図参照)。ここにTは走時、Aは震央距離を角度で表わしてある。地震波がいちばん深くもぐる点( $r=r_m$ )では  $\sin i=1$  でそのときの  $p = \frac{r}{v}$  となりこれを  $\eta$  とおく。図-7.3において地震波がある震波線にそってわずかな距離  $ds$  を進むに要する時間を  $dt$ 、中心からの距離の増しを  $dr$ 、中心において  $ds$  がなす角を  $d\theta$  とすれば、

$$d\theta = \pm \frac{p dr}{r \sqrt{\eta^2 - p^2}}$$

となる。この式を  $r_m$  から  $r_0$  まで積分すれば次式が得られる。すなわち

$$A = 2p \int_{r_m}^{r_0} \frac{dr}{r \sqrt{\eta^2 - p^2}}$$

この式はヘルグロッツによつて導かれたもので、アーベルの積分方程式の特別な場合である。結局この積分方程式を解けば、今問題についていた地震観測を元にして得た走時曲線から地球内部の速度分布が計算できるわけである。具体的には地球内部にはいくつかの不連続面があるので、いろいろと複雑な手続きも必要となるが、このようにして求められた地球内部の地震波速度分布の代表的なものを図-7.4に掲げた。

このようにして求めた地震波速度分布と他の物理量(次

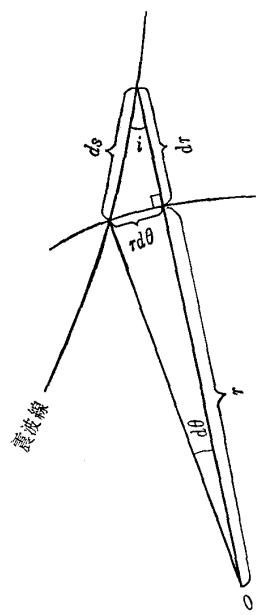


図-7.3 自然地震・地震波の経路(2)(震波線)

実線……ジェフリースによる  
点線……グーテンベルクによる

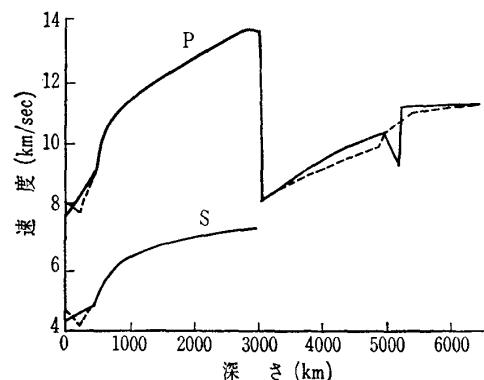


図-7.4 地球内部の地震波速度分布

表-7.1 地球の内部

層名	地表からの深さ	物 性
A	0 km	地 裂
B	33	固 体
C	413	
	984	マントル
D	2,898	固 体
E	4,982	外 核
F	5,121	流 体
G	6,371	移り変り
		内 核
		固 体

節以後にててくる)を考慮して、地球内部を表-7.1のように表わすことがある。

## 7.2 地震波速度分布から導きだされる重力・弾性率・圧力分布

### 7.2.1 地球内部の重力分布

以上のようにして地震波の速度分布がわかつてきただ。そのこと自体、非常に大切なことである。しかし速度分布はさらに地球に関する他の物理量を知るのにも役立ってきた。本章にこれらのことについて述べることにしたのは、われわれの直接関係する地殻についての事柄をしっかりと知るにはそれより深いところの事柄を十分知っていなければ解決ができないからである。

地球内部の地震波速度分布から得られた新たな第一の知識は地球内部の密度分布であった。

従来、地球内部の密度分布を知るにはいくつかの考え方があった。たとえば、まず地球の全質量から地球の平均密度をだすと  $5.5 \text{ g/cm}^3$  となるが、地表面でみることでできる岩石のそれは  $2.7 \text{ g/cm}^3$  程度であるから、地球内部に入るに従い重いものがあることになる。このようにして地

球内部の密度の推定がなされた。しかし、これらには数多くのあいまいさが含まれていた。

そこで本当に学問的に地球内部の密度分布が明らかにされたのは1936年、ブレンによってであった。ブレンの考えはジェフリーズやグーテンベルグの速度分布がもとになっている。惜しいことにブレンは昨1976年秋亡くなった。ブレンの考え方方はつぎのようである。

一般に物は圧縮すると密度を増す。その場合、どのくらい圧縮すれば密度がどのくらい増すかということを、地震波の速度分布を手だてとして用いるのである。

地震波の縦波、横波の速度をそれぞれ  $V_p$ 、 $V_s$  で表わせば、

$$V_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}}, \quad V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

となる。ここに  $K$ ,  $\mu$  は弾性率で、前者は断熱非圧縮率、つまり物を圧縮した場合の縮みにくさ、後者は剛性率、すなわち物をねじった場合のねじれにくさを表わしている。極端な場合は  $\mu = 0$  はねじれの力に対する抵抗がない、いいかえれば流体だということを表わしている。また  $\rho$  は密度である。この両式から

(Pは圧力)

となり、地球上の数多くの地震記象から、すでに述べたように各深さでの  $V_p$ ,  $V_s$  の分布（図-7.4）がわかっているので右辺は既知の量となる（この右辺の値を  $\phi$  で表わす）。すなわち力が加わった場合、どのくらい縮めばどのくらい密度が増すかという関係が含まれているのである。

しかし、この二つの未知数  $K$ 、 $\rho$  が一つの式に入っている。そこでブレンはこれらを分けるため、もう一つの条件を考えた。それは、地球は大きくみて静水圧的な平衡の状態にあって、ある深さの点の密度は自分に上からかかる圧力によっての圧縮のためだとすればわずかの半径の変化  $dr$  に対して圧力の変化  $dP$  は

となる。ここに  $g$  は重力の加速度、 $r$  は地球の中心からその点までの距離である。この  $g$  は万有引力の法則を用いて、その点より中の地球の質量を知ればよい。これらの関係を数式で表わせばつきのようになる。

$G = 6.67 \times 10^{-8}$  c.g.s (図-7.5 参照)  
(万有引力定数)

そこでわずかの半径の変化  $dr$  に対する座標の変化  $d\rho$  はつぎのようになる。

$$\frac{d\rho}{dr} = \frac{\partial \rho}{\partial F} \cdot \frac{dP}{dr} = -\frac{\rho g}{\phi} = -\frac{\rho Gm}{r^2 \phi}. \quad (4)$$

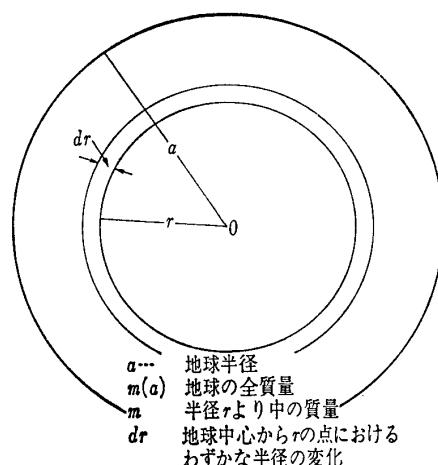


図-7.5 地球内部の質量の計算

$$dm = 4\pi r^2 \rho dr, \text{ したがって}$$

結局、問題は(4)の微分方程式と(5)の積分方程式を連立させて解くことになる。

(5)の積分方程式の核は慣性能率の形である。そこでプレンはこの連立方程式を、地球の平均密度や慣性能率などすでにわかった観測結果に矛盾しないように解いたのである。もっとも地球全体としては非常に浅い、地球表面から30 km 深さまでの地殻のこととは難問題なので後まわしにして。このようにして地震波速度をもとにして得られた地球内部の密度分布を図-7.6 に示す。

この図からもわかるように密度の値は地表面では 2.7 であったものが、地下 2,900 km, つまり核の入口では約 6 となり、そこで急激に 9 点何がしまで大きくなり、核の中ではしだいに増加し、5,100 km の内核の入口では 11 以上に、地球の中心では 12 以上になっている。この内核を発見したのは同じく 1936 年、デンマークの女流地震学者レーマンによってであった。なお内核は弾性率の増加などからみて現在固体とみなされている。

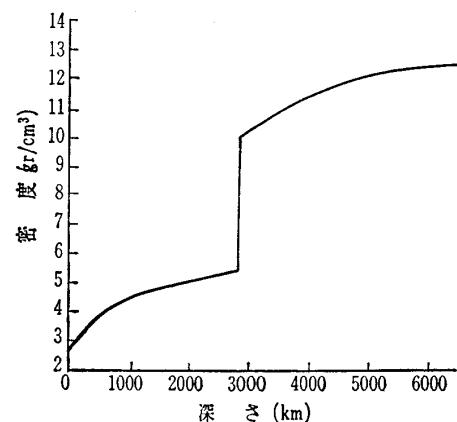


図-7.6 地球内部の密度分布（ブレンによる）

講 座

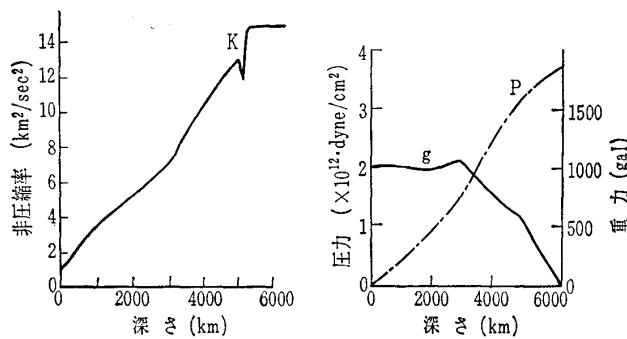


図-7.7 地球内部の非圧縮率重力および圧力（ブレンによる）

### 7.2.2 地球内部の弾性率・圧力分布

さてひとたび密度分布がわかると、それと再び速度分布の式を組み合わせて種々の弾性定数分布がわかる。たとえば、(1)式に  $\rho$  の値を入れれば左辺の速度分布は既知であるから非圧縮率  $K$  の分布が算出される。

また  $\rho$  の値を(5)式に入れることによって  $r$  より内部の質量  $m$  がわかり、これを(3)式に入れて  $g$  の分布が計算できる。これらを図-7.7 に示した。これをみると重力の値はマントルの中ではあまり大きな変化はないが、核に入ると、しだいに小さくなって、地球の中心では当然のことながらゼロとなる。

さらに(2)式から得られる  $P = -\int \rho g dr$  の右辺に密度と今求められた重力の値を入れることによって、地球内部の圧力分布（図-7.7 に書き入れた）も知ることができた。それによると地球の中心では 360 万気圧になることがわかった。

### 7.3 地球内部の温度分布

### 7.3.1 マントル内の最低限温度分布

さて以上のように圧力分布がわかつてると、さらに興味あることには、地球内部の温度分布までも求められるのである。

物質は一般に圧縮してやると、外部から別に熱を加えてやらなくても温度が上がる。外部にも内部にも熱源がなく、ただ圧縮するだけの過程を断熱圧縮といっている。地球内部の圧力が高いことは上にも述べた。したがって、地球を構成する物質は圧力を受けて温度が上昇する。実際には地球の表面から外に向けて熱が逃げているので、厳密には断熱的とはいえないが、スケールの大きい地球内部ではほぼ断熱的といって差しつかえなかろう。以上のように考えれば、断熱圧縮による温度コウ配は地球内部における最低可能温度コウ配を与えるといえる。

この理屈をもう少し述べておこう。普通われわれが岩石といっているものは、おおまかにいえば鉱物の集まりである。その鉱物はまた結晶の集まりである。結晶というのは原子の規則正しい周期的な配列を意味し、規則正しい平面、結晶面でとりかこまれ、正方晶系など七つの結晶系に分け

られる。ところで外部から力、たとえば圧力が加わると結晶格子が振動を始める。そして圧力が大きくなるに従い、この結晶格子の振動数が増す。そうすると内部摩擦を生じ、したがって熱を生ずることになる。比熱によってこれは温度に換算でき、断熱圧縮によって温度が高まることになる。この際、固体比熱論により明らかのように、結晶格子の振動数は地震の実体波（縦波、横波）の関数となっている。それはよく考えてみれば、地震波が地下の構成物質の中を伝わるとき、その分子の周期的な疎密の変化や、ねじれの周期的な変化を伝えるその速度が地震波速度であるから、物質の結晶格子の振動数と関係するのは当然である。以上の関係を式で要點だけを記すとつぎのようになる。断熱温度コウ配  $\left( \frac{d \log T}{dz} \right)$  は熱力学により

で与えられる。 $\alpha$  は体膨張係数、 $C_p$  は定圧比熱である。  
 この  $\frac{\alpha}{C_p}$  はまた

で表わされる。 $\gamma$ は物質固有の量でほぼ2の値をもち、圧力にはよるが温度にはほとんどよらない。この $\gamma$ はグリュナイセンのパラメーターとよばれている。 $\gamma$ はまた

と書ける。ただし  $\nu_m$  は固体をつくっている結晶格子の熱振動の振動数で、比熱の理論によれば 固体内を伝わる地震波の速度と関係があつて次式のようになる。

$$\nu_m = \left( \frac{9N}{4\pi V} \right)^{1/3} \cdot \left( \frac{1}{V_p s^3} + \frac{2}{V_s s^3} \right)^{-1/3} \quad \dots \dots \dots (9)$$

今1モルをとれば $N$ はロシュミット数,  $V$ はその体積である。地球内部をいくつかの層に分け, 各々の層内では物質は変わらないとすれば, すでに速度 $V_p$ ,  $V_s$ は既知であるから(9)から $v_m$ が, さらにそれを(8), (7)に代入, (6)式から温度分布が計算できる。

このようにして断熱圧縮の考え方から、たとえばベルホーゲンは1951年、マントル内の最低温度分布を求めた(図-7.8)。この際、モホ面\*の温度を800°Cと仮定した(これは地殻内の岩石中の放射性物質の崩壊による熱と地表面から外部への放熱量とのバランスから得たものである)。この図からわかるように、たとえば地表から2,900 kmのマントル核の境界付近では約1,200~1,300°Cとなる。

### 7.3.2 マントル内の最高限温度分布

以上に対して、マントル内の温度の最高限を与える方法もある。たとえば、地震波の縦波、横波の存在すること

\* モホロビッチ不連続面の略。モホロビッチが1909年、地震波の伝わり方から地表面下ある深さのところに物質が急に変わる境界面のあることを発見した。それが今日の地殻とマントルの境界面である。それをモホ面と呼んでいる。地殻は陸地では平均30km、海では平均6kmの厚さをもっている。

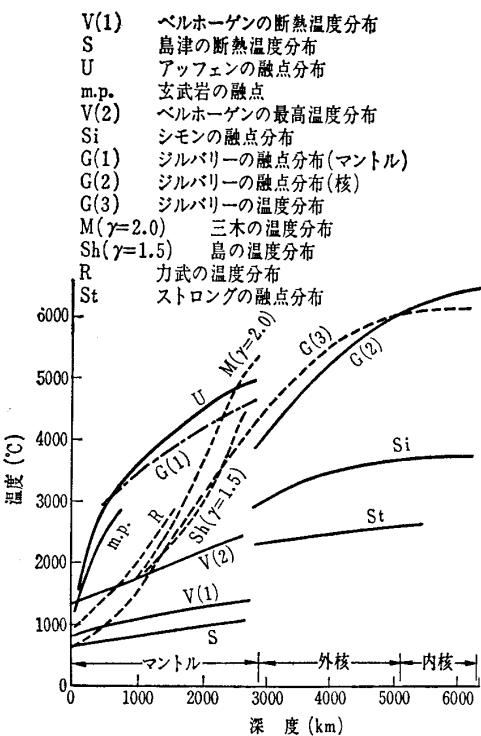


図-7.8 地球内部の温度分布

(図-7.4) から、マントルは弾性体、つまり固体であることがわかっているので、その温度は融点以下でなければならない。したがって、マントル内の融点分布を何らかの方法で知ることができれば、それは最高限温度分布を与えることになる。物質の融点は一般に圧力により増加することを考慮して、カナダのアップエンらは温度分布を求めた。この際にも地震波速度が一役買っている。すなわち、物がとけるのは格子振動が温度の上昇に伴いだんだん激しくなり、ついにその振幅が格子間隔に近くなり破壊するときに起きるということになるが、その際にも地震波の速度が、粒子の振動の伝ばという点から関係してくる。理論的には融解温度  $T_m$  は

$$T_m = CM \left( \frac{1}{V_p^3} + \frac{2}{V_s^3} \right)^{-2/3}$$

となる。

これはリンデマンの式と呼ばれ、ここに  $C$  は定数、 $M$  は物質の原子量である。このようにして求められた最高温度(図-7.8)は、マントルと核との境界面、地球表面から 2,900 km のところでは約 5,000°C となる。すなわち、断熱圧縮だけでは 1,300°C 程度であったものが、他の発熱、おそらく放射性物質による熱、あるいは地球生成時の事柄に関係ある熱源などのため最高 5,000°C にも上がったと考えられる(地殻はうすいので図-7.8 には省略した)。

### 7.3.3 核内の温度分布

融点分布に関する考えを核内に利用する場合には、まず外核では流体であるから、マントルの場合とは反対に最低の可能温度を与えることになる。今から 20 年ばかり前、ア

メリカのジルバリーはこのような考え方から、2,900 km の核表面で約 4,000°C、5,100 km のところで 6,000°C 近くという値を得ている(図-7.8)。そして内核は再び固体と考えられているので、そこでは融点の温度分布は再び最高限温度を与える。それによると、地球の中心では 6,000°C、またはそれを少し上回る。

## 7.4 地球内部の地磁気・電気伝導度の分布と再び温度分布

### 7.4.1 地球内部の地磁気・電気伝導度の分布

今まで述べてきたのはすべて地震波速度をもとにして得たものであるが、ここに地磁気の時間的変化を利用して、ある深さまでの温度分布を推算する方法にふれておこう。地表で観測される地球磁場の中に速い変動をするものがある。それは 2~3 分程度から 2~3 日程度のものであるが、それを分析することによって、地球内部を流れる感應電流の状態がわかり、電気伝導度  $\sigma$  を計算することができる。これはちょうど、地震波の走時から地下の地震波速度の分布が知られるのと似ている。また短周期の地磁気変化からは地球の中の深いところに、ゆったりした変化ほど深いところまで感應電流を生ずる性質があるが、これも地震波の場合と似ている。

さてこのような方法で力武常次は地表からある深さまでの電気的モデルをつくった(図-7.9)。これは、おおまかにいって外側に絶縁層があり、その内側に電気導体の部分がある。絶縁層の厚さは 400 km で、その電気伝導度  $\sigma$  は  $10^{-15} \text{ e.m.u.}$  程度で、導体の表面で不連続的に  $10^{-12} \text{ e.m.u.}$  程度に増すことがわかった。地表の岩石の電気伝導度は  $10^{-14} \sim 10^{-18} \text{ e.m.u.}$  で、海水のそれは  $10^{-11} \text{ e.m.u.}$  である。また 400 km より内部にゆくほど伝導度は大きくなる。誘導電流の入りこむ深さには限りがあり、磁気嵐の主な変化、それは 1~2 日程度にまたがる変化でも大体 1,500 km 当

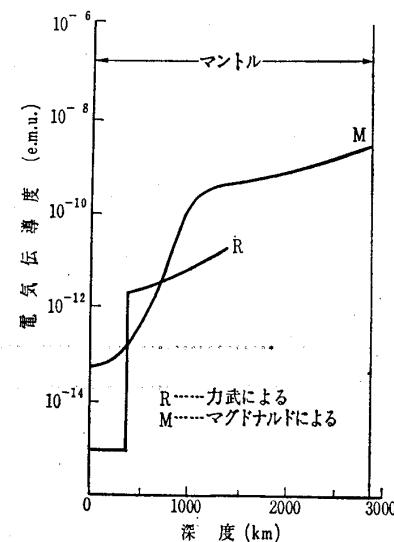


図-7.9 地球内部の電気伝導度の分布

## 講 座

たりの  $\sigma$  を与える程度である。

電気伝導度の分布は温度分布の推算にも利用される。これは地震波速度を用いたのと全く独立に、たとえばコスター(1948)は、岩石の高温での電気伝導度について実験を行ない、 $\sigma = Ae^{-B/T}$  で与えられることを示した。ここに  $A$ ,  $B$  は圧力によっては変わるが、温度については定数である。 $T$  は絶対温度である。この式により  $\sigma$  から  $T$  が計算される(図-7.8)。この結果は、非常に興味深いことには、地震波をもとにした最高、最低温度の中間に位している。

## 7.4.2 再び温度分布について

すでに上に述べてきたように地震波速度を主体として温度分布が計算され、それに地磁気の時間的変化を利用しての温度推算も加わり、材料が整ったのでジルバリーはつぎのような考え方をしてこれらをまとめた。まず、モホ面の温度を  $800^{\circ}\text{C}$  とする。つぎに深さ  $600\sim 900\text{ km}$  では地磁気変化による電気伝導度からの計算値  $1,300\sim 1,800^{\circ}\text{C}$  という値を用いる。また前に述べた意味から、マントルと外核との境界面では溶融曲線の二つの中点を、そして外核と内核との境界では融点そのものを用いる。そしてこれら四つの深さの温度を満足する式をたててそれを解き地球内部の温度分布とした(図-7.8のG(3))。

## 7.5 有限ヒズミ弾性論と地球内部物質の解明

## 7.5.1 有限ヒズミ弾性論

すでに述べたように、地球内部は巨大な圧力下にある。このような大きな圧縮を受けければ、その弾性的性質はどのように変わるであろうか。普通の弾性論ではヒズミは小さいという仮定の下に、フックの法則——ヒズミは応力に比例する——が成り立っている。しかし地球の中味のように高い圧力の下ではもはやフックの法則だけでは説明しきれず、ヒズミの二次以上の項を考慮しなければならない。そしてできたのが有限ヒズミ弾性論である。

1937年、マーナガンが、これについて論文をだしたときは数理的に難しすぎたが、ハーバード大学のバーチは、この理論をわれわれにわかるようにやさしくしてくれた。それでこの理論をマーナガン・バーチの状態方程式と呼んでいる。それはつぎのよう書ける。

$$P=3K_0f(1+f)\frac{5}{2}=\frac{3}{2}K_0\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{7/3}-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{5/3}\right] \quad (10)$$

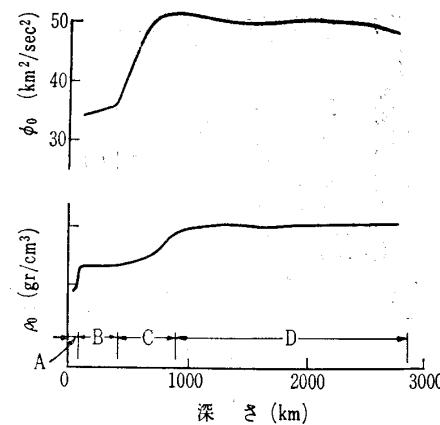
ここに  $K_0$ ,  $\rho_0$  は  $P=0$  のときの非圧縮率、密度を表わしている。また  $f$  は

$$\rho=\rho_0(1+2f)^{3/2} \quad (11)$$

$$K=K_0(1+2f)^{5/2}(1+7f) \quad (12)$$

の関係をもっている。

結局(10), (11), (12)式から、地球内部の各深さの物質が地球表面に運ばれ、つまり圧力から解放されたとするときの密度と非圧縮率を知ることができる。それを、現在われわれが地表でみることのできるいろいろの岩石や鉱物の密度と

図-7.10 地球内部の  $\rho_0$ ,  $\phi_0$  分布

非圧縮率を比較し、それに見合うようなものがみつかれば、それが地球内部の物質だと推定できるのである。

## 7.5.2 地球内部物質の解明

すでに得られた密度  $\rho$ , 非圧縮率  $K$ , 圧力  $P$  の値を用い、(10), (11), (12)式から  $\rho_0$  および  $\phi_0 = \frac{K_0}{\rho_0}$  を計算することができる。その結果は図-7.10に示す。これからB層では  $\rho_0 = 3.3 \text{ g/cm}^3$ ,  $\phi_0 = 34 \text{ km}^2/\text{sec}^2$  とだいたい一定の値になっていることがわかる。またC層では  $\rho_0$ ,  $\phi_0$  ともに深さとともにすこしづつ大きくなつてゆくが、D層では  $\rho_0 = 4.0 \text{ g/cm}^3$ ,  $\phi_0 = 51 \text{ km}^2/\text{sec}^2$  と一定値になっている。これらの結果をいろいろな地上的鉱物と比較するため、それらの  $\rho_0$ ,  $\phi_0$  を表-7.2に示した。まずB層については図-7.10と表-7.2の比較から、マグネシウムの入った苦土カンラン岩(フォルステライト)のようなケイ酸塩鉱物からできているという推論ができた。C層はしだいに変化する量を示しているのでさておき、D層について考えてみよう。この場合は  $\rho_0$  について図と表の比較から鉄分の入った鉄カンラン岩(ファヤライト)のようなケイ酸塩鉱物がよい一致を示しているが  $\phi_0$ (図-7.10)の値をもつような鉱物は表の中に見あたらない。そこで種々検討の結果、C層からD層と深くなるに従い、浅いところではフォルステライトのような鉱物からしだいにファヤライトのような鉱物が多いものに移ってゆくというような推定がなされた。そして、普通の温度、圧力ではオリビン構造と呼ばれる結晶構造から、高い圧力ではスピネル結晶構造に移るという推論もできた。これは1952年のことであった。それから10余年して高压実験が進んできて、1966年、東大の物性研究所の秋本俊一、阪大基礎工学の川井直人らにより、またオース

表-7.2 地球表面での密度  $\rho_0$  と  $\phi_0$ 

物質名	$\rho_0 (\text{g}/\text{cm}^3)$	$\phi_0 = \frac{K_0}{\rho_0} (\text{km}^2/\text{sec}^2)$
鉄	7.87	21
フォルステライト	3.29	36
ファヤライト	4.07	26

トラリアの研究所で、フォルステライトの高圧型への転移が確認されたのはすばらしいことであった。高温高圧実験はその後、わが国でも急速な発展をみ、名大の熊沢研究室では100万気圧程度の圧力の出せる実験装置も完成した。

それではつぎに、もう少し深いところの地球の核はどんなものからできているのであろうか。これは昔から隕石、隕鉄と対応させて、核は鉄を主とするものであろうという推測はあった。しかし、これも上に述べた有限ヒズミ弾性論とブレンの密度分布を利用することによって裏付けができるのである。すなわち、ブレンによれば、マントルから外核に入ったところの密度は9.4である(図-7.6)。これを圧力から解放してやれば、鉄の密度の7.8近くなるわけ(表-7.2)で、核は鉄を主としたものであることが十分考えられるのである。以上もっぱらブレンらによって得られた地球の内部構造はその後、竹内均らによる地球潮汐や地球自由振動の研究により裏付けがなされてきたがそれらについて省略する。

### しめくくり

最初に内容紹介で述べたように、地球内部の構造と物性について、今回は地球全体を対象にして述べた。われわれに被害を及ぼすあの地震が、その波動、特に地震波速度を追究してゆくことにより、地球内部の重力、弾性率、圧力分布からさらに温度分布までも推算できることは、かつては思いもよらないことであった。

ここに述べた手段が今直ちに地殻内部の構造、物性の解明に役立つわけではない。技術は進んだとはいえ、現在地震探査では屈折、反射の走時をもとに地下構造の解析をやっているわけである。しかし上記の手段が、今後地殻内部

の事柄を調べる際にいろいろと参考になるであろう。

さらに今回述べた内容は地殻自体の本質を知るうえに種々役に立つ。たとえば現在流行して通説のようになっていけるプレートテクトニクスも、もしそのとおりだとすれば、その原動力はマントル内の熱対流で、それはマントル内の温度分布が明らかになって議論ができるのである。また造山運動や地震や火山、それに鉱物資源の生成など、これらはマントルから地殻へ運ばれてくる熱エネルギーによるものである。これらについては次回に述べることにする。なお、地殻構造の解明には人工地震の技術が大へん貢献しているが、それについても次回に述べる。

### 参考文献

上記内容を知るうえにいろいろ文献を参照したが、ごく主だて用いたものだけをつぎに列記する。

- 1) K.E. Bullen: *Introduction to the Theory of Seismology*, Cambridge University Press, London, 1963
- 2) H. Jeffreys: *The Earth*, Cambridge University Press, London, 1952
- 3) G.D. Garland: *Introduction to Geophysics-Mantle, Core and Crust*, W.B. Saunders, Philadelphia, Pa., 1971
- 4) B. Gutenberg: *Physics of the Earth's Interior*, Academic Press, New York, 1959
- 5) 宮村撰三編: 地震・火山・岩石物性(地球科学講座第6巻), 共立出版, 1968
- 6) 竹内 均: 地球科学における諸問題, 裳華房, 1972
- 7) 竹内 均: 地球物理学, 朝倉書店, 1977
- 8) 島津康男: 地球の物理(基礎物理学講座第11巻), 裳華房, 1971
- 9) 鈴木次郎: 地球物理学概論, 朝倉書店, 1974
- 10) 力武常次・萩原幸男: 物理地学, 東海大学出版会, 1976
- 11) 坪井忠二編: 地球物理学, 岩波全書, 1974
- 12) 日本物理学会編: 地球の物理(現代の地球観), 丸善, 1974
- 13) 早川正巳: 物理探査(NHKブックス227), 日本放送出版協会, 1977

(原稿受理 1977. 9. 2)

※

※

※