

日本列島下の温度

藤井直之，長谷部紀元

(東京大学理学部)

上田誠也

(東京大学地震研究所)

1. まえがき

太平洋の周縁に存在する弧状列島は，地球表面における地学的諸活動が特に集中している，いわば“動きのある”地球の姿の代表ともいえる場所である。したがって種々の地学現象に平均的な大洋とか大陸からの類推の許されない *Anomaly* が数多く見られる。C-Aの主たる原因が地球内部の温度分布異常によっているとするならば，弧状列島下の熱過程の吟味をすることが必要不可欠のこととなるであろう。もちろん電気伝導度は温度のみでなく構成物質の組成，とくに H_2O の存在とか熔融部分の存在などにも影響される。しかし前回のシンポジウムでも上田，金森，藤沢らによって強調されたようにその主な要因は温度分布の異常に帰せられると思われる。ここでは主として弧状列島中最もよく研究されている日本列島下の温度について若干のモデル計算の結果を報告し，その熱過程について考察を試みる。

2. 弧状列島下の熱過程

典型的な弧状列島周辺の横断面をみると，それは，大洋底—海溝—弧状列島（火山地帯）—大陸縁海盆—大陸という地形配列を持っている。このような場所が現在最も活発に活動しているとされる証拠としては，弧状列島下の浅い地震の多発，地殻変動の大きさ，海溝から大陸側に傾斜して入り込んだ深発地震地帯，重力の負異常，活発な火山活動などがあげられている。（上田，杉村，1968）一方地下温度推定の最も有力な方法である地殻熱流量のパターンは，大洋底の平均的な値（ $\sim 1.2 \text{ HFU} = 1.2 \times 10^{-6} \text{ Cal/cm}^2\text{sec}$ ），海溝部の低熱流量（ $\sim 0.5 \text{ HFU}$ ），いわゆる火山帯のフロントから大陸縁海盆にいたる高熱流量（ $> 2.0 \text{ HFU}$ ），大陸の平均的な値（ $\sim 1.5 \text{ HFU}$ ）となっている。第1図はその一例として三陸沖から青森を通してナホトカにいたる断面をやや模式的に示したものである。（重力均衡異常と地殻構造も同時に示した。）

これら種々の観測結果のパターンを説明する弧状列島下の温度分布として上田・杉村は

次のような仮説を提唱した。つまり、海嶺から湧き出したマントル対流は海溝において沈み始めそこに深発地震を引き起こす。この沈み込む所は低熱流量、浅い地震の多発、重力の負異常となって現われる。しかしやや深くなるといわゆる脆性破壊によらない、例えば Plastic-Instability もしくは Shear-melting instability 型の“熱い地震”がおこるようになる。これらの深発地震の起き方についてはいまだに十分な説明がなされていないが、深発地震の発生がマグマの成因と密接に結びついている事は疑いようもないだろう。この深発地震面“附近”のマグマの発生に伴ってマントル内の熱輸送が大変能率よくなり、地上には火山活動や高熱流量が現われる。また日本海海盆のように、地殻構造から考えると全く典型的な大洋地殻を持っているのに高熱流量を示すのは、地上に顔を出す前に熱を失って固化してしまったマグマの存在によるためであろうと考えている。

上のような定性的な仮説を議論する場合には少なくとも重要と思われる要因についての定量化がなされねばならない。今の場合、その要因としては、マントル対流の沈降速度、マントル上部における熱輸送の能率、深発地震面付近での発熱過程と発熱量、などがその主なものであろう。このうち対流速度については実測不能ではあるが、海底磁気異常の移動速度 (Le Pichon, 1968), 深発地震源のすべりの長さの積算 (Brune, 1968), 深発地震面の深さなどからの推定がなされ数 cm/yr ~ 十数 cm/yr という結果を得ている。またマントル上部における熱輸送は、造岩鉱物の熱伝導率や吸収係数の測定 (Kanamori et al, 1968; Fukao et al, 1968) などの結果からみて、伝導による熱輸送だけでは弧状列島及び大陸縁海盆の高熱流量を説明することはほとんど不可能であろう。したがってマグマの上昇など何らかの物質移動を必要とする。最後の深発地震面付近での発熱過程については、深発地震の原因とからんで諸説がいろいろ乱れている状態である。しかし、たとえば Griggs and Baker (1967) に代表されるように non-Newtonian な物性を持つマントル物質を考えると, Turcotte and Oxburch (1968) のように Newton 粘性流体の抵抗による発熱を考えるものに分けられよう。前者は rate process 的な温度依存性を持つ流動特性

$$\dot{\gamma} = a \tau^n \exp(-E/RT)$$

(ただし $\dot{\gamma}$: 歪速度, τ : shear stress, E : 活性化エネルギー, R : gas constant, a と n : 定数)

なる物質を仮定し、熱伝導方程式をたてて解を求めた。そしてある条件のもとでは深発

地震とそこでの局所的なmelting が起き得るということを議論した。一方後者はNewton 流体の粘性の温度依存性としてdiffusion creep 機構を考えた。これによると

$$\mu = 1.104 \times 10^5 T \exp[(4.758 \times 10^4 + 1.087 \times 10^7 P)/T]$$

(ただし μ : 粘性率 (noise), T : 温度 (°K), P : 圧力 (dynes/cm²))

となる。そして第2図のような単純化した場合についてのエネルギー・バランスを考えて、適当に対流の相対速度 (~ 4 cm/yr) や Shear Stress (~ 480 bars) を与えたとき、上方への熱流量が約 0.7 HFU になると結論した。もちろんこの他に沈降する対流によってもたらされる H₂O その他による化学反応も考慮されねばならないであろうが、深発地震面付近での発熱もある程度はあり得るであろう。

3. 温度分布の推定

上のような考えに基づいて弧状列島下の温度分布を推定するために、若干の計算を行った。ここではその詳細にたちいることはしないで計算に用いた条件などについて簡単に述べることにする。基本的な仮定は、弧状列島が現在のような活動をはじめた約1億年前を時間の原点にとり、その後の上部マントル内の様々な活動により現在見られるような地殻熱流量の分布が作られた、とする。つまり弧状列島下のいろいろな現象は基本的には最近の1億年間に形成されたと思うのである。したがって用いる条件は、

I) 初期条件

- 今から1億年前を $t = 0$ とする
- 初期温度分布 (第3図) …これは平均的な大洋底での分布であり、表面での熱流量は 1.2 HFU, 約 400 Km での温度を 1300°C と仮定した。
- 大洋底の地殻及び一様なマントル構造 (熱源としては Basaltic layer 5 Km と Pyrolitic layer)

II) 境界条件

- 表面温度一定, マントル深部 (500 Km 以下) からの熱流量は 0
- 上部 100 Km は海溝部から速度 3 cm/yr でマントル内へ沈み込む。

III) 熱伝導方程式

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot K \nabla T + A - v \nabla T$$

ここで島弧下の温度断面に着目しているので $\nabla \equiv \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}$, ρ, C, T, K, v ,

A, t はそれぞれ密度, 定積比熱, 温度, 熱伝導率, 移動部分の速度, 単位体積当りの発熱量, 時間である。

以上を模式的に示したのが第4図である。着目するパラメータとしては深発地震面上部での発熱量 (H_E) と温度が融点を越えたとき増大する effective な熱伝導率 (K_E) を主として考えた。なお H_E は熱が全て上方に流れるとした時の熱流量を $HFU (= 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec})$ の単位で表わし, K_E はマントル内の伝導による熱拡散率 ($k = \frac{K}{\rho C} = 0.01 \text{ cm}^2/\text{sec}$) の単位で表わすことにする。そして第1図に示した熱流量と計算結果を比較して, 最も適当な H_E と K_E を推定した。また第3図中の融点曲線は Yoder ら (1962) と Kushiro ら (1968) の H_2O に飽和した Basalt, Lherzolite の実験結果を合成したものである。

次に結果の2, 3の例を第1表にまとめた。ここで D_E は深発地震面での発熱がはじまる深さである。Model-C585 はこの計算で得られた最も適当と思われるモデルである。ここで H_E は 7.5 HFU , K_E は $8 [0.01 \text{ cal/cm sec deg}]$ である。第5図に $5 \times 10^7 \text{ yr}$ と 10^8 yr 後の温度分布と熱流量分布を示した。実線は $1,000^\circ\text{C}$ 毎, 破線は 500°C 毎の等温線で 10^8 yr 後では 500°C 等温線が海溝の下で約 100 Km , 火山の下で約 30 Km の深さとなっている。沈降部は, 厚さを 100 Km としたので, あまり温たまらず温度の逆転層を作っている。 H_E は沈降部のすぐ上側に比較的集中していると思われるので, 第4図のように与えたが, その付近の温度は $2,900^\circ\text{C}$ となっている。また深さ $40 \sim 60 \text{ Km}$ から熔融部が存在する層となる。熱流量のパターンは, 第1図の観測値と似ているように見えないが第6図に示すように $1.2 \times 10^8 \text{ yr}$ 後ではよい一致を示している。第6図は C585 について熱流量のパターンの変化を $0.2 \times 10^8 \text{ yr}$ 毎に描いたものである。海溝から火山に至る部分の熱流量がやや急に大きくなりすぎているようであるが, それは D_E を 70 Km (いわゆる深発地震面がはっきりしてくる深さ) とすればより良くなるだろう。第1表にある残りのモデルについては, 比較のために第7図 (C545), 8 (C34A), 9 (C84A), 10 (B2) にその温度分布と熱流量を示した。第6図と比べてみれば, とくに熱流量のパターンの違いから, モデルの良否がわかる。C545, C34A では熱流量が低く, C84A では高くなっている。つまり H_E は 7.5 HFU の $\frac{3}{5}$ でも $\frac{8}{5}$ でもまずく, K_E は8の半分だと困るということになる。また Model-B2 (第10図) は, 沈降だけあって, その他には何の発熱もないと高熱流量はとても期待できないというデモンストレーションである。

4. モデルについての考察

i) K_E について

ここではいわゆる対流の問題を計算せず、熱伝導方程式に effective Thermal Conductivity を導入して有効な熱輸送の程度を見積った。従ってここで“マグマの上昇”といってもそれは決して大規模な対流を意味しない、いわば Penetrative Convection なのである。さて $K_E = 8 (= 0.08 \text{ cal/cm sec deg})$ という値はどのようなものであろう。これをマグマの上昇によらしたらどの程度になるかをごく大まかに見積ってみる。液相線を越えた部分の厚さを ΔZ 、その上・下面の温度差を ΔT とする。と熱流量は $K_E \cdot \Delta T / \Delta Z$ で近似的に表わせる。一方単位時間に単位面積を通過するマグマの体積を V とすれば、比熱 (C) と温度差をかけた、 $CV\Delta T$ が熱流量になる。今、層の厚さを $100 \text{ km} \sim 200 \text{ km}$ とすれば V は $0.1 \sim 0.3 \text{ cm/yr}$ となる。一方第四紀の火山噴出量 (約 $3.8 \times 10^{15} \text{ cm}^3$, 上田・杉村, 1968 より) と火山地帯の面積 (～東日本 $= 1.75 \times 10^{15} \text{ cm}^2$) 及びその活動期間 (10^6 yr) から火山噴出物の rate を求めると $2 \times 10^{-3} \text{ cm/yr}$ となる。これは先の値より約 2 桁小さい。つまり熱輸送に貢献する“上昇するマグマ”の 1% が地表上に火山を作ることになる。

ii) H_E について

地震の震源付近は何らかのエネルギーが蓄積されつつある場所であろう。このエネルギーの蓄積を粘性抵抗による dissipation に求めて見る。第 2 図に模式的に示したようにある相対速度 (u_0) で動いている二層の境界を考える。そのときマントル内の粘性が diffusion creep によるとすれば (Turcotte ら, 1968), 発熱速度 H_E は,

$$H_E \sim 0.38 \cdot \tau \cdot (2kT_m / \mu_0)^{\frac{1}{2}}$$

と表わされる。(ただし, τ : Shear Stress, μ_0 ; 境界面の粘性率, k ; 熱伝導率, T_m ; 境界面の温度) $\tau \sim 0.5 \text{ kb}$, $T_m \sim 1,500^\circ \text{K}$, $\mu \sim 10^{21} \text{ cgs}$, とすると $H_E \sim 5 \text{ HFU}$ となる。今回の結果によれば 7.5 HFU 程必要である。上の見積りからすればあり得ないことではない。実際に発熱させられるもののうち約 3/5 は冷たい沈降層を温めるのに用いられ、その残りが上部に伝えられることが計算結果から推定される。従って得られた温度分布は、1 億年程の結果がほぼ定常状態に近いものであると推定される。

iii) 沈降層の速度と厚さ

熱過程の面からみると沈降層の厚さと速度の積がheat sink の量となる。もちろん層の厚さ及び速度の正しい見積りが全くなされていないため、計算では他の地学的現象とあまり矛盾しないような値(100Kmと3cm/yr)を用いた。沈降層のheat sink としての量を見積ってみると(上下の温度差300°C, 水平に約600Km)熱流量にして約5 HFU となり、発熱量の約 $\frac{1}{3}$ となる。

IV) 温度分布

計算結果の温度分布は、非常に複雑であるが、沈降層の移動速度が速いため熱の供給・伝導が間に合わず、広く深発地震面に沿って温度の逆転層が出来ていることが目立つ。この結果を信用すると日本海海盆など陸的な地殻を持たない大陸縁海盆のマントルは200Km程で1,500°Cという温度になり、平均的な上部マントルとは大変趣きが異ったものになる。従って地震波など何らかの異常が観測されると思われる。特に適切な観測が望まれる。もう一つ目立つ点は、海溝と火山のフロントとの間に等温面がほぼ垂直になる面ができることであろう。これは当然予想されたことであるが、東北日本のCAと結びついて興味があるところである。もちろんこの結果は大変粗いもので(ΔX , ΔZ 共に100Kmであるから)地殻内の細かなことは、全く表わせない。

V) 地殻構造と初期条件

Time-dependent な式を取り扱うときに決め手となる初期条件について、その重要性はこのような問題でも全く同様である。しかも歴史を逆のぼる程情報量及びその確実性は小さくなる。ここで用いたのは、大洋の平均的地殻と一様なマントルでかつ数億年の間ではあまり大きく変化しないような分布を選んである。がしかしかなり作爲的なことは避けようがない。また地殻構造は、主に熱伝導率とradioactive な熱源の量に関係する。しかしここで行った計算はせいぜい2億年程までを考え、しかもマグマ上昇による地殻形成ももちろん考慮していない。個々の熱流量の測定では、ごく近くの地殻構造にdepend するのは明らかである。しかし第1図にあげた熱流量のprofile 自体非常に平均化したものであり、また初期条件に及ぼすごく表面付近の構造は、1億年程度では定常値に達してしまう。その意味で別に考えることもできよう。

5. 結 び

CAと直接結びつく量はおそらく500~1,500°Cの等温面のありさまであろう。ここで結論されたModel C585 の場合も海溝から100~200Kmのところは等温面が

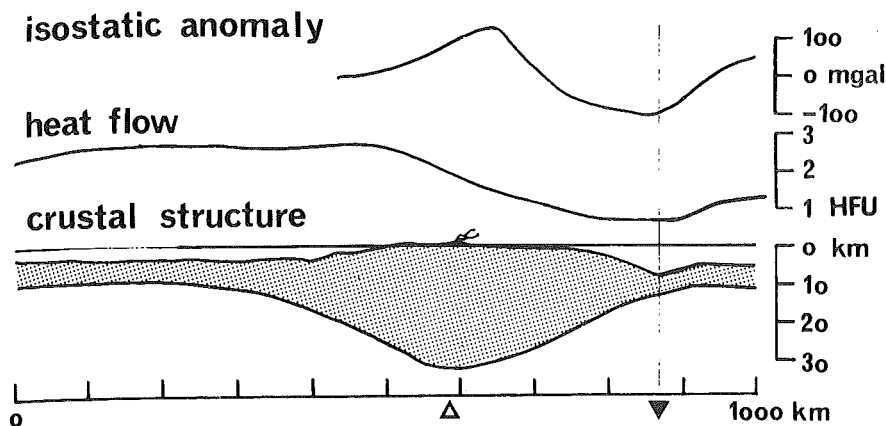
急に深くなっている。このような場合がCAの現われるところなのであろう。今回はCAの観測される場所というよりはむしろ、日本を一つの典型的な弧状列島と見て、そのために惹起されるAnomalousな構造の一面を浮き彫りにしようとしたのである。

文 献

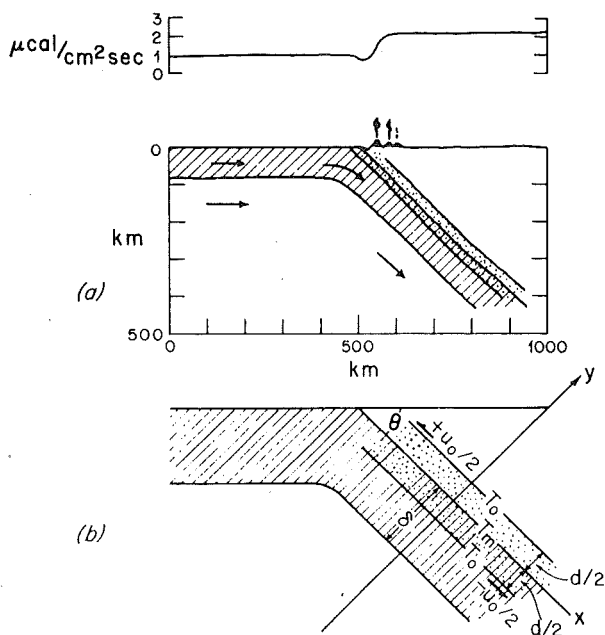
- Brune, J.N. Seismic moment, seismicity, and rate of slip along major fault zones, JGR, 73 777, 1968
- Fukao, Y., H. Mizutani, and S. Uyeda, Optical absorption spectra at high temperatures and radiative thermal conductivity of olivines, Phys. Earth Planetary Interiors, 1 57-62, 1968
- Griggs, D.T. and D.W. Baker: The origin of deep-focus earthquakes, in Properties of Matter, P11, John Wiley, N.Y. 1968
- Kanamori, H., N. Fujii, and H. Mizutani, Thermal diffusivity measurement of rock-forming minerals from 400° to 1,100°K, J.G.R. 73 595-605, 1968
- Kushiro, I., Y. Syono and S. Akimoto, Melting of a peridotite nodule at high pressures and high water pressures., J.G.R. 73. 6023-6029, 1968
- Le Pichon, X., Sea-floor spreading and continental drift. J.G.R. 73 3661, 1968
- Turcotte, D.L. and E.R. Oxburch, A fluid theory for the deep structure of dip-slip fault zones, Phys. Earth Planetary Interiors 1 381-386, 1968
- 上田誠也・杉村 新; 弧状列島, 科学 38
No 2, 3, 5, 6, 7, 8, 9, 1968
- Yoder, H.S. and C.E. Tilley, Origin of basalt magmas; An experimental study of natural and synthetic rock systems. Jour. Petrol. 3 342-532, 1962

第1表 モデルの説明

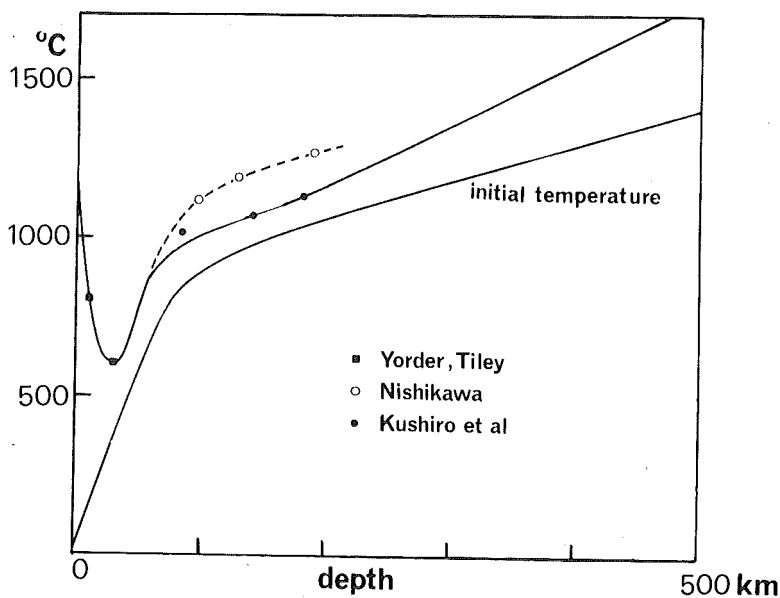
Model	H_E (HFU)	K_E ($\frac{0.01}{\text{cal/cm sec deg}}$)	D_E (Km)	Remark	図
C 5 8 5	7.5	8	5 0	適 当	5
C 5 4 5	7.5	4	5 0	低	7
C 3 4 A	4.4	4	1 0 0	低	8
C 8 4 A	1 2.0	4	1 0 0	高	9
B 2	0	0	—	—	1 0



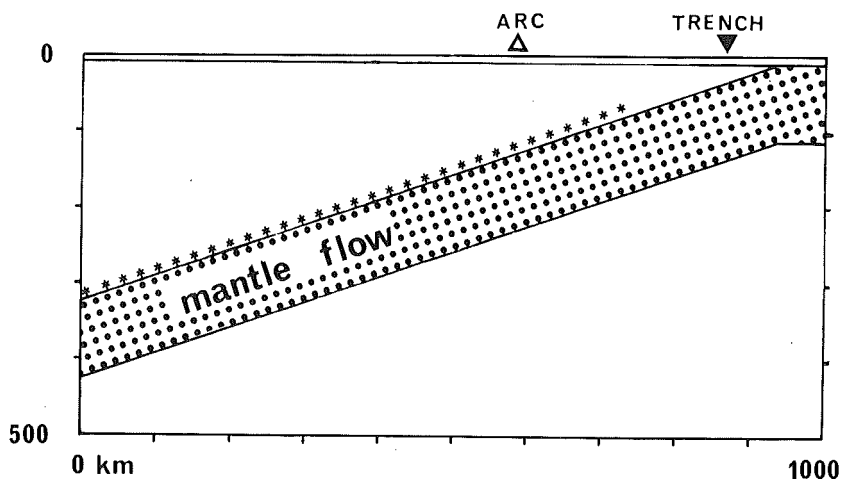
第1図 典型的な弧状列島付近の地殻熱流量の横断面。重力均衡異常と地殻構造（主に爆破地震観測の結果から）を合せて示した。
▽印は海溝の中心、△印は火山のフロントの位置。（主に三陸沖—青森市—ナホトカを結ぶ地域の横断面を参考にした。）



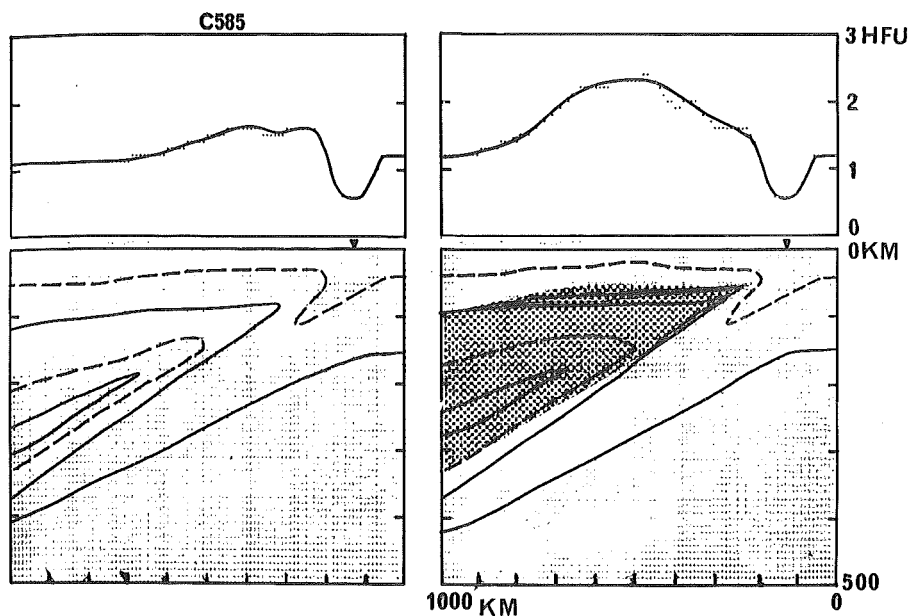
第2図 ニュートン粘性流体を考えたときの断面図と地殻熱流量。 δ は境界層、は沈降層（その下側は相対速度が小さいと思う）の厚さ。（Turcotte and Oxburch (1968)による）



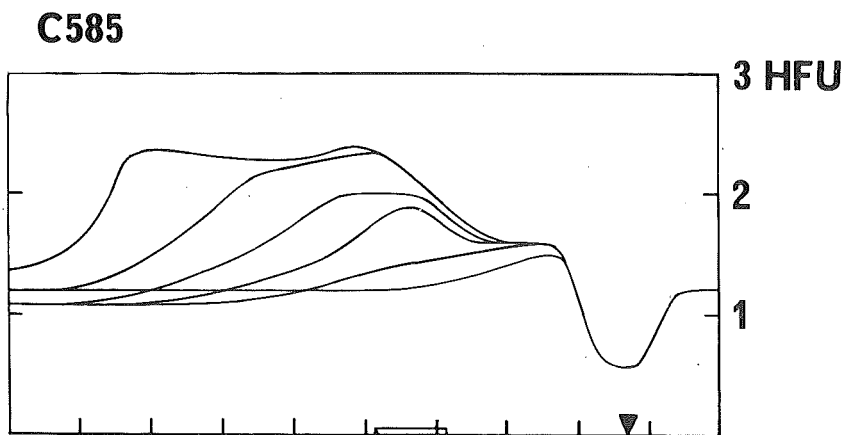
第3図 初期温度分布と玄武岩及び超塩基性岩 (Lherzolite) の H_2O に飽和したときの固相線。



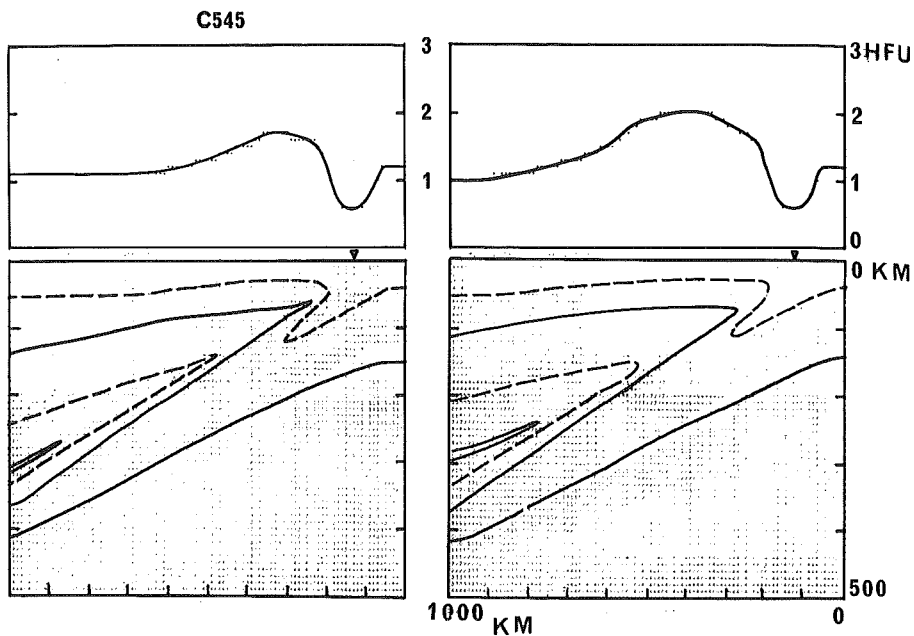
第4図 計算に用いた弧状列島下の断面図。上辺の二重線は玄武岩質層，黒丸印は沈降する層，*印は発熱の特別にある層。ARCの両側約80Kmは陸地。



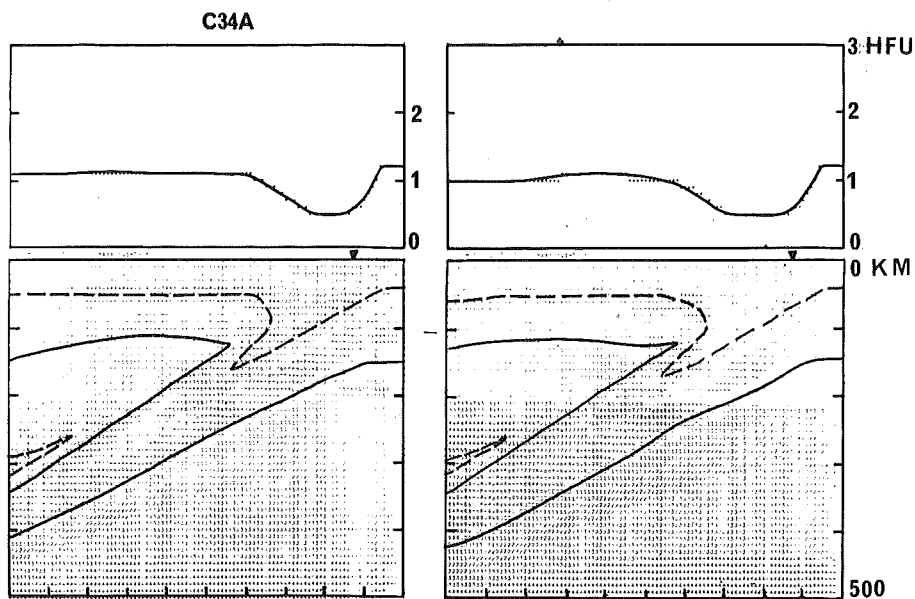
第5図 Model C585 の温度分布(下)と熱流量分布(上)(左側；5千万年後，右側；1億年後の結果)。実線；1000°C，2000°C の等温線，破線；500°C，1500°C の等温線，影の部分は固相線を越えている部分（KE=8 となっている部分）。水平方向1000Km，深さは500Km までの断面図。



第6図 熱流量の時間的变化で▽下の方から2千万年毎に1億2千万年後までの値である。(C585モデルについて)。▽印は海溝部，□印は陸上の部分。水平方向の一目盛は100Kmである。

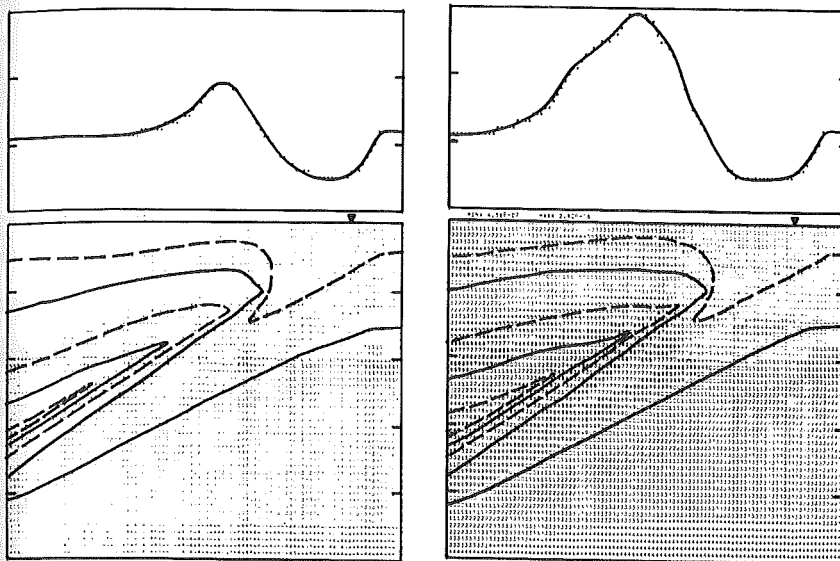


第7図 Model C545の温度分布と熱流量分布。第5図と同様のもの。主として日本海側の熱流量が高くならない。



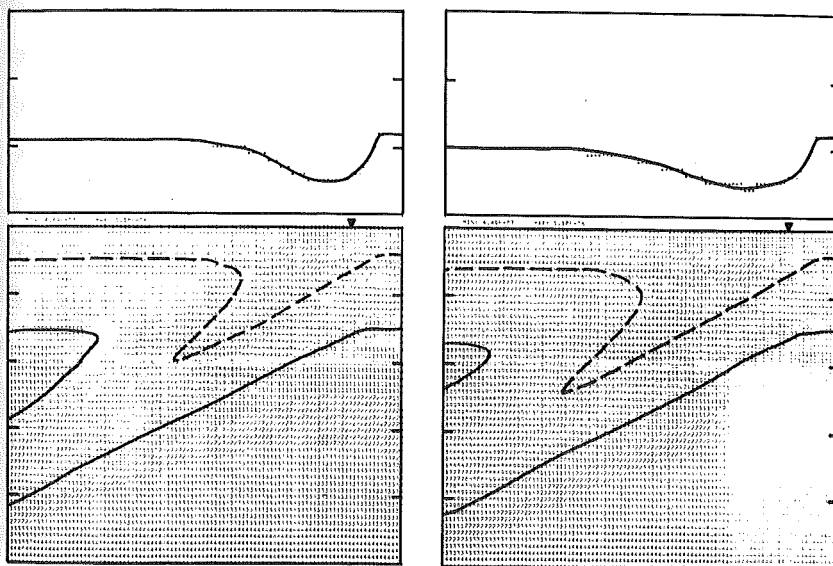
第8図 Model C34Aの温度分布と熱流量分布。第5図と同様のもの。海溝部以外は熱流量が低く、観測と合わない。

C84A



第9図 Model C84A の温度分布と熱流量分布。第5図と同様のもの。熱流量が局部的に高くなりすぎ、しかも日本海側は低めである。

B2



第10図 Model B2 の温度分布と熱流量分布。第5図と同様のもの。沈降とradioactiveな熱源のみの場合で全体的に熱流量が低くなっている。