準 3 次元コーナー流モデルによる三波川変成岩類の移動経路, 経過時間および付加プリズム内の温度構造の検討

大 槻 憲 四 郎*

Emplacement path and traveling time of Sanbagawa high-P metamorphic rocks
and thermal structure of the accretionary prism: an estimation by
quasi-3-dimensional corner-flow model

Kenshiro Otsuki*

Abstract The dynamics in accretionary prism was formulated as a quasi-3-dimensional corner-flow. Three parameters are important; the obliquity angle OSA of plate subduction against trench axis, the velocity component U normal to the trench axis on the base of prism, and the height Y_s of stream line at its starting point above the base of prism. 1) Oblique subduction of plate induces a helical flow. 2) The horizontal distance from the starting point of stream line to the terminal point increases as decrease of Y_s and OSA. 3) The traveling time of rocks increases as decrease of U and Y_s .

The corner-flow theory was applied to the uplifting process of high-P metamorphic rocks of the Sanbagawa belt, Japan. 1) The stream lines along which the rocks of various metamorphic grades were transported were calculated. 2) U was estimated at about 0.7 cm/y. 3) The period of uplifting duration of metamorphic rocks was calculated at 66 ± 14 Ma. 4) Assuming the uplift to have stopped at 50 Ma, the rocks of highest metamorphic pressure were estimated to have subducted at 137 ± 4 Ma from the paleo-Ryukyu trench. 5) 400°C isothermal line overturned and inclined trenchward was reconstructed in the Sanbagawa accretionary prism.

Key words: corner-flow, high-P metamorphic rocks, Sanbagawa, stream line, traveling time, thermal structure

は じ め に

大槻(1992)はプレートの斜め沈み込みによる高圧変成岩類の上昇と変形を解明するために, lubricant モデルを準 3 次元に拡張し, 付加プリズム内の速度・圧力・水平剪断歪速度の分布, 剪断のセンスなどを明らかにした。その結果,

1) 高圧変成岩類上昇の条件は, 付加プリズムのウェッジマントルへの出口が海溝付近での入口の高さの 1/2 以下となることであり, 出口が閉じた時にプリズム奥部に達する最も強い上昇流が起きること,

2) 三波川変成岩類の剪断変形の諸特徴を説明するには, 付加プリズムの出口がほとんど閉じていたことのほか, プレートの沈み込み方向が海溝軸に対して反時計回りに 20° ほど斜交していなければならなかったと結論した。

1992 年 10 月 2 日受付. 1993 年 3 月 16 日受理.

* 東北大学理学部地圏環境科学科. Department of Geosphere Environments, Faculty of Science, Tohoku University, Aobayama, Sendai 980, Japan.

Lubricant モデルにおいては、付加プリズムの厚さが奥行き距離に比べて著しく小さく、垂直方向の速度成分が他の 2 つの速度成分に比較して無視し得ると仮定したのであった。この仮定は十分現実的なものであり、そのようにして得られた解析解も妥当なのだが、その反面、垂直方向の速度成分を無視したため、流線方程式を求めることが不可能となった。

流線を決定することは、付加プリズム内での物質の移動経路、経過時間、変形履歴などの計算にとって、不可欠である。付加プリズムの出口が完全に閉じることが高圧変成岩類上昇の最も効果的な条件であるが、その場合のプリズム内の流体力学的挙動は、以下に述べるコーナー流とみなすことができる。コーナー流問題においては、lubricant モデルで無視された垂直方向の速度成分も計算でき、流線を決定できる。

本論文ではコーナー流モデルを準 3 次元に拡張し、付加プリズム内物質の移動経路、経過時間、温度構造について検討する。その際の具体的検討事例として、三波川変成帯を取り上げる。変形履歴については、近日中に別論文として本誌に公表する予定である。

準 3 次元コーナー流モデルの定式化

交差する 2 つの平面の間の流れをコーナー流という。これは流体力学の基本問題のひとつであり、Batchelor (1967) などの教科書で取り扱われている。McKenzie (1969) はいち早くこれを沈み込みスラブ上のウェッジマンントルの力学に適用した。それは Turcotte & Schubert (1982) の教科書 "Geodynamics" にも系統的に紹介されている。付加プリズムにコーナー流モデルを適用したのは Cloos (1982) であるが、2 次元モデルであるうえ、コーナー流の一般的特徴について言及しつくしていない。以下に、Turcotte & Schubert (1982) に従ってコーナー流の流体力学を紹介しつつ、これを付加プリズムに関する準 3 次元コーナー流モデルに拡張・定式化する。

非圧縮で、慣性項が無視できるような低速・高粘性の 2 次元定常流の場合、 x と y 方向の速度成分を u , v とし、圧力を p とすると、ナビエ・ストークスの運動方程式は

$$\left. \begin{aligned} 0 &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ 0 &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

となる。ここで、

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad v = \frac{\partial \phi}{\partial y} \dots\dots\dots (2)$$

で定義される流れ関数 ϕ を導入すると、式(1)は

$$\frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

という重調和方程式に書き換えられる。これは連続の方程式を自動的に満足している。したがって、コーナー流問題は、適当な境界条件の下で式(3)を解くことに帰着する。

ここで、ウェッジマンントルへの出口が閉じられた場合の付加プリズムの形状を横倒しにした三角柱とし、Fig. 1 のように座標系を設定する。 x - z 面が付加プリズムの底面 (=沈み込みプレートの上面)で、 x の正の方向が海溝側である。 z 軸が付加プリズムの陸側末端である。 $x=L$ がプリズムの奥行き距離であり、海溝軸は z 軸と平行である。付加プリズムの開き角は θ で、 $x=L$ での高さを H とする。 H と θ との間に $H/L = \tan \theta$ の関係があるのは言うまでもない。コーナー流モデルの場合には、 H が L に比べて十分小さいという条件は不要である。プレートの沈み込み速度に対応し、プリズム底面には、 x 方向に U 、 z 方向に W の速度成分が与えられているとする。

2 次元コーナー流の場合の式(3)の解は

$$\phi = (Ax + By) + (Cx + Dy) \cdot \arctan(y/x) \dots\dots\dots (4)$$

であり、式(4)を式(2)に代入することによって、次の 2 つの式を得る。

$$u = -B - D \cdot \arctan\left(\frac{y}{x}\right) + (Cx + Dy) \left(\frac{-x}{x^2 + y^2} \right) \dots\dots\dots (5)$$

$$v = A + C \cdot \arctan\left(\frac{y}{x}\right) + (Cx + Dy) \left(\frac{-y}{x^2 + y^2} \right) \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 A , B , C , D は積分定数であり、以下のような境界条件で決定される。

条件 1: 付加プリズム上面(島弧地殻との境界面)ですべりなしの条件、すなわち、

$$y = \tan(\theta) \cdot x \quad \text{または} \quad \arctan(y/x) = \theta \quad \text{で} \quad u = v = 0$$

条件 2: 付加プリズム下面(スラブとの境界面)で x 方向のみの強制変位速度条件、すなわち、

$$y = 0, x > 0 \quad \text{または} \quad \arctan(y/x) = 0 \quad \text{で} \quad u = -U, v = 0$$

これらの境界条件から、積分定数は以下のように定まる。

$$\left. \begin{aligned} A &= 0 \\ B &= -U \cdot \frac{\theta^2}{\sin^2(\theta) - \theta^2} \\ C &= U \cdot \frac{\sin^2(\theta)}{\sin^2(\theta) - \theta^2} \\ D &= U \cdot \frac{\theta - \sin(\theta) \cos(\theta)}{\sin^2(\theta) - \theta^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

Fig. 1. Configuration and coordinates of dynamic system of accretionary prism modeled as a corner-flow.

これらを式(5)と式(6)に代入すれば、速度 u と v が求まる。その際、

$$\frac{\sin^2(\theta)}{\sin^2(\theta) - \theta^2} = \alpha \quad \frac{\theta - \sin(\theta) \cos(\theta)}{\sin^2(\theta) - \theta^2} = \beta$$

と置いて結果を整理すると、

$$u = U \left[\frac{y(\alpha y - \beta x)}{x^2 + y^2} - \beta \arctan\left(\frac{y}{x}\right) - 1 \right] \quad (8)$$

$$v = U \left[-\frac{y(\alpha x + \beta y)}{x^2 + y^2} + \alpha \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \right] \quad (9)$$

となる。

さらに、これらの結果を式(1)に代入すれば、

$$p = \frac{-2\mu U}{x^2 + y^2} (\alpha x + \beta y) \quad (10)$$

を得る。なお、付加プリズムのコーナー流の場合、 P はリソスタティックな圧力からのずれを表す。

次に、準 3 次元 lubricant モデル(大槻, 1992)と同様に、付加プリズムの形状および速度ベクトル W が z に依存しないで一定であると仮定する。そのような場合、 z 方向の速度 w が x と y のみに依存する流れとなる。一般の付加プリズム内物質の粘性係数とその厚さ、およびプレートの沈み込み速度を考慮したとき、コーナー流のレイノルズ数は臨界レイノルズより十分小さいので、その流れは層流となる。この層流は

$$y = (H/L) \cdot x \quad \text{で} \quad w = 0$$

$$y = 0 \quad \text{で} \quad w = W$$

の境界条件を満足し、かつ z 方向に圧力勾配が存在しないので、

$$w = W \left(1 - \frac{L}{H} \cdot \frac{y}{x} \right) \quad (11)$$

と書ける。

これで、全速度成分が求められたわけで、3 次元的な流れ線が求められる。すべての速度成分は z に依存せず、 x と y のみの関数となっている。これがこのモデルを“準 3 次元”と呼ぶ理由である。

なお、 U や W との比として無次元化したすべての速度成分は、 y/x , L/H および θ のみの関数として表現されるので、それらは力学系の幾何学的形態にのみ依存し、その絶対的サイズには無関係である。したがって、以下の記述においては、具体的な自然の事例に言及する場合を除いて、空間・時間・速度に関するパラメータは無次元量として表現する。

1 例として、 $L=1000$, $H=400$ のときの速度分布を x - y 面に投影して Fig. 2 に示す。それには以下の特徴がある。

1) 任意の x における速度ベクトルの包絡線がほぼ放物線になっている。

2) 下降流と上昇流の境界は、ほぼ $y = H/3L \cdot x$ の所にあ

Fig. 2. An example of velocity field in accretionary prism projected on a x-y plane calculated when $L=1000$, $H=400$, $U=1$.

る。

3) 最大上昇流部はほぼ $y=2H/3L \cdot x$ の所にある。

これらは lubricant モデルの場合と基本的に同じであるが、速度成分 v が計算されている点で、一層現実に近い。

なお、式(8)と(9)に示されているように、 u と v は θ を変数のひとつとして含んでいるため、 H/L 比によって速度分布が変化する。しかし、 H/L 比に比例して速度分布パターン全体を y 方向に伸縮させれば、 $H/L < 0.4$ では速度の変化は数%以内に納まるので、高精度の速度分布を議論する場合を除き、 H/L 比の効果は無視できる。

流線と付加物質の移動経路

流線とは、ある時刻に流れの中に引いた曲線上の各点において、その接線が速度ベクトルの方向に一致するような曲線のことである。定常流の場合、流線は物質の移動経路に一致する。先に述べたように、lubricant モデルの最大の欠陥は流線が求められないことであるが、コーナ流モデルではこれが可能となる。

記述の都合上、以後以下のような略記号を用いる。

OSA: プレート斜め沈み込み角で、 $\arctan(U/W)$

Fs, Ft: 流線の出発地点と最終到達地点

DF/UF: 流線上での下降流から上昇流への変換地点

Ys: 流線出発地点での y -座標

Zt: 流線の最終到達地点での z -座標

Tt: 物質が Fs から Ft に移動する総経過時間

上に述べた流線の定義から、流線方程式は

$$\frac{u}{dx} = \frac{v}{dy} = \frac{w}{dz} \text{ で表される。}$$

すなわち、

$$\frac{dx}{dy} = \frac{u}{v} \quad \frac{dz}{dy} = \frac{w}{v} \dots\dots\dots (12)$$

に式(8), (9), (11)を代入し、積分を実行すれば流線方程式が求まる。しかし、式(12)は非線形になっているの

Fig. 3. Accuracy of coordinate z of four stream lines obtained by numerical integration for various increments dy when $L=1000$, $H=364$. The ordinate $dz_{x=L}$ denotes the deviation (%) of the terminal point z at $x=L$ for various dy from that for $dy = H/3640 = 0.1$.

で、数値積分を実行しなければならない。そこでまず、式(12)の第1番目の微分方程式にルンゲ・クッタ法を適用し、流線の座標値(x , y)を計算する。つぎに、その座標値を用い、第2番目の方程式に台形公式を適用して z を求める。以上の数値積分に際して注意すべきことは、次の2点である。

1) 式(12)の第1番目の方程式の代わりに $dy/dx = v/u$ を用いてもよいのだが、その際には精度が落ちる。なぜなら、DF/UFの地点で $dy/dx = \infty$ となり、積分過程に無限大・ dx の計算過程が入るからである。

2) 当然ながら、数値積分の精度は y のきざみ幅 dy に依存する。 $L=1000$ で $H=L \cdot \tan(20^\circ) = 364$ の場合の4本の流線について、Ztの収束状況を検討し、Fig. 3に示した。横軸は dy である。縦軸の $dz_{x=L}$ は、 $dy=0.1$ の場合の Zt とそれより大きい dy のときの Zt との差を百分率で表した値である。 $dz_{x=L}$ は dy が1付近から急激に小さくなり、 dy を0.25程度、すなわち H を1500程度に分割したきざみ幅にすれば、十分な精度が得られることが分かる。以下の計算は、すべてこのきざみ幅で実行したものである。

このようにして計算した流線の1例を x - y と x - z 面に投影したのが Fig. 4 である。この例では $L=1000$, $H=200$ で、OSA が 30° と 60° の場合である。Fig. 4 の3次

Fig. 4. Stream lines projected on x-y and x-z planes when oblique subduction angle $OSA = 30^\circ$ and 60° . $L = 1000$, $H = 200$, $Y_s = (1, 2, 3, 4)H/15$.

元流線パターンには以下のような特徴がある。

1) x-y 面の流線パターンには、下降流が上昇流に反転する状況が明瞭に表れている。

2) Y_s が小さい位置から沈み込んだ物質ほどより奥深くまで沈み込み、それから上昇しはじめる。すなわち、そのような移動経路をたどった物質ほど、より高圧の変成作用を受けるものと期待される。

3) OSA が変化しても、x-y 面に投影された流線のパターンはまったく変わらない。これは式(12)の第 1 式に z がまったく含まれないことから当然である。

4) Lubricant モデルでは定性的であった helical flow が、コーナー流モデルでは正確に計算できている。すなわち、x-y と x-z 面に投影された流線を総合すると、 F_s から DF/UF を経て F_t へと、流線が 3 次元的な螺旋を描いていることが分かる。

5) OSA が 30° と 60° の場合の流線パターンを比較すれば分かるように、x-z 面に投影された流線は Y_s と OSA によって著しく異なる。 Y_s と OSA が小さいほど、 Z_t が大きくなる。すなわち、プレートが斜めに沈み込んでいる場合には、高圧な変成岩ほど遠い水平距離を移動してきたことになる。

なお、 u , v , w は θ (すなわち H/L 比) を変数として含んでいるので、 θ によって流線パターンが変わる。しかし、x-y 面の流線を $\tan \theta$ に比例して y 方向に伸縮すれば

ほぼ同様のパターンとなり、 $H/L < 0.4$ では 3 次元流線の座標の変化は 3% 以下である。したがって、そのようなことを考慮しさえすれば、 H/L 比による流線の変化はほとんど無視してよい。

上の 2) で述べたことは、現実とは矛盾しているように見える。なぜなら、三波川変成帯においては、最高圧力のアルバイト-黒雲母帯から構造的上位に向かっても変成圧力が低下しているからである。しかし、実は両者には何等矛盾がないことを、次節で詳しく述べるであろう。

上の 5) で述べたことは特に重要なので、以下により詳しく検討しよう。Fig. 5 には、 $L = 1000$ で $\theta = 2.86^\circ$ (すなわち、 $H = 50$ で、より現実に近い H/L 比) の場合について、 OSA (斜め沈み込み角) および Y_s (流線出発地点での y 座標) と Z_t (流線最終到達地点での z 座標) との関係を示した。 $x = L$ での下降流と上昇流の境界は常にほぼ $y = H/3$ にあるので、 $Y_s = (1 \sim 4)H/15$ について計算した。計算結果の特徴は以下の 2 点である。

1) Z_t は OSA に反比例するように変化し、 OSA が 0 に近づくにつれ、無限大となるであろう。

2) また、 Y_s が小さいほど Z_t が増加することも明瞭である。

なお、前に述べたように、 θ による流線の変化はわずかなので、 $H/L < 0.4$ なら、Fig. 5 の関係は θ に依らずほぼ成り立つものと考えてよい。

Fig. 5. Relationships between oblique subduction angle OSA and z-coordinate Z_t at the terminal point of stream lines of which y-coordinate Y_s at starting point is $H/15$, $2H/15$, $3H/15$ and $4H/15$. $L=1000$ and $H=50$.

ところで、85 Ma 以前に日本に沈み込んでいたイザナギプレートの運動方向(Engebretson *et al.*, 1985)は、当時の海溝軸に対して反時計回りに約 20° ほど斜交していたらしい。この時期は三波川変成岩類上昇の前半期にあたる。このような斜め沈み込みは、stretching lineation の一般方向とそのばらつきや剪断のセンスに関するデータと理論からも確認されている(大槻, 1992)。そこで、 $OSA=20^\circ$, $L=200$ km, $H=6$ km とし、高圧力の変成岩(例えば、アルバイト-黒雲母帯)と低変成岩(例えば、緑泥石帯)の移動経路に該当するの流線の Y_s を、それぞれ $H/15=2/5$ km および $4H/15=8/5$ km としてみよう。すると、 Z_t はそれぞれ 1200 km と 400 km 程度にもなるのである。すなわち、例えば四国中央部に露出する両者は、それぞれ沖縄島南方と種子島付近の古琉球海溝から沈み込み、両者の沈み込み地点は実に 800 km も離れていたことになる。

流線と付加物質の移動経過時間

つぎに、付加物質が F_s (流線出発地点)から沈み込みを開始し、再び F_t (流線最終到達地点)にもどってくるまでに要する時間 T_t を計算しよう。これは、3つの速度成分のいずれかの逆数を流線に沿って積分すれば求められる。流線は数値積分によって得られているので、その結果を用いて再度数値積分することになる。 T_t に言及する際に注意すべき事項は、以下の3点である。

Fig. 6. Relationship between y-coordinate Y_s at starting point of stream line and the total traveling time T_t to the terminal point at $x=L$. $L=1000$, $H=50$ and $U=1$.

1) T_t が強く依存するのは出発地点の高さ Y_s のみである。

2) T_t は OSA にはまったく依存せず、 $\theta < 11^\circ$ では 2.5% 以下しか変化しない。

3) したがって、 T_t に関しては x - y 断面のみで、かつ H/L 比にほとんど無関係に議論してよいことになる。

Fig. 6 には、 $\theta=11^\circ$, $L=1000$, $U=1$ のときの $Y_s=(1\sim9)H/30$ に対する T_t の変化を示してある。これから以下の2点の特徴を読み取れる。

1) 計算した Y_s の範囲内では、 Y_s の1乗にほぼ比例して T_t が減少している。すなわち、高圧の変成岩ほど沈み込み開始から再び地表に上昇してくるまでの経過時間が長い。

2) $Y_s < H/30$ では、 T_t は急激に増加し、無限大に漸近するものと期待される。なぜなら、 Y_s が小さい場合ほど、その上昇流の流線は付加プリズム上面に漸近し、Fig. 3 に明らかなように、そこでの速度は無限に0に近づくからである。

なお、Fig. 6 から実際の経過時間を Ma の単位で求める場合には、図の T_t の値に L (km)/($10^4 \times U$ (cm/y)) を掛ければよい。

つぎに、沈み込んだ物質の移動経路に沿って、時間経過をより詳しく検討しよう。Fig. 7 は $L=1000$, $U=1$, $Y_s=2H/150$, $(1\sim9)H/30$ での計算結果で、各流線上には

Fig. 7. Stream lines of which Y_s is $2H/150$ and $(1, 2, \dots, 9)H/30$ projected on a x - y plane, and isotime lines of which interval is $L/2U$. $L=1000$, $H=400$ and $U=1$.

$L/2U$ 時間ごとに経過時間をマークしてある。経過時間は H にほとんど依存しないので、見やすいように、 H は 400 としてある。Fig. 7 の特徴は、以下のように要約される。

1) いずれの流線においても、上昇流部での経過時間の方が下降流よりも長い。

2) Y_s が小さいほど両者の比が大きくなり、上昇流部での経過時間は無限に長くなる。

3) Fig. 2 の最大上昇速度部を連ねた線は Fig. 7 の上昇流部の流線と斜交し、前者の傾きは後者よりわずかに小さい。したがって、 Y_s が小さい位置から沈み込んだ物質は、上昇流部に入った後、速度を増しつつ最大上昇速度部を上方に向かって横切り、その後徐々に速度が低下することになる。それに伴い、時間経過もやや複雑になる。

以上の事から、変成作用と時間との関係を定量的に考察することが可能となる。さまざまな Y_s から同時に沈み込み始めた岩石は、 Y_s が小さいほど長い時間かかって DF/UF に到達するが、その時間差はわずかである。DF/UF で変成圧力のピークに達した後、再び F_t に戻って来るまでの時間は、 Y_s によって大きく異なる。 $Y_s = H/3$ ならばほぼ 0 時間だが、 $Y_s = H/30$ なら $5.7xL/2U$ 時間程度となる。

前節では、下降流部の流線の上下関係が上昇流部では上下逆転することから、構造的上位に向かって常により高圧の変成岩が重なることになり、三波川帯の現実と一見矛盾すると述べた。この“矛盾”は、上に述べた上昇流部での移動経過時間の特徴から、まったく矛盾するものではないことが分かる。すなわち、より高圧の変成岩が上昇してくる流線上ほど、上昇に要する時間は長くなり、急速に無限大に近づいていく。しかし、実際の高圧

変成岩類の上昇は非定常的であり、上昇のための必要条件が満たされている期間は有限である。したがって、上昇流上部には、DF/UF の地点より海溝側にもともと存在していた岩石が、上昇途中で上昇停止時刻を迎えたまま、必ず伴われることになる。この“もともと存在していた岩石”は、必ず低変成岩である。なぜなら、変成岩の上昇が本格化する以前には、付加プリズムの出口がより開いていたはずで、そのような場合の上昇流は海溝寄りのプリズム上部に限定される(大槻, 1992)からである。このようにして、構造的に上・下位双方に向かって変成度が低下するという現実の状況が出現するのである。

上の考察から、以下のような重要な結論が導かれる。まず、任意の x 地点において上下に重なる変成岩類を観察し、その中で最も高圧の変成分帯を確認できたとしよう。つぎに、 x 方向にそれを追跡する。すると、陸側(x の原点側)に向かっては変成圧力が変化しないが、海溝側に向かっては低下しはじめる地点 F_t^* がただひとつ確認できるはずである。この最高圧力の変成分帯に相当する流線上の DF/UF から F_t^* までの経過時間こそが、変成岩上昇条件が満たされ続けた期間に等しいということになる。

このことを四国中央部の三波川帯に適用しよう。最高圧力のアルバイト-黒雲母帯は、北から南に向かってほぼ連続的に追跡できる。しかし、構造的にはアルバイト-黒雲母帯の南方延長部であるにもかかわらず、より低圧の変成岩に漸移するような地点を、現存の三波川帯では確認されない。すなわち、 F_t^* は現在の三波川変成帯分布域より南方にあることは確実だが、我々はその位置を確定できないのである。

さて、これまでの議論では、単位時間を $L/2U$ としていた。したがって、実際の時間経過を求めるには、実際の U と L の値が既知でなければならない。深発地震面の形状と高圧変成岩類の変成圧力から、実際の L は 150~200 km 程度としてよからう。しかし、 U の値として、プレート収れん速度の海溝軸に対する直交成分をそのまま用いるわけにはいかない。なぜなら、すでに述べたように、コーナー流モデルにおいては、付加プリズム底面と沈み込みスラブの上面との境界に“すべり無し”の境界条件を仮定しているのに対し、実際の沈み込み帯ではプレート収れん速度のかなりの部分は深発地震によるすべりでまかなわれているからである。そのようなわけで、 U に関する直接的なデータは無いのだが、次節で述べる理由により、三波川変成岩類上昇時の U は 0.7 cm/y, $L/2U$ 単位時間は 14 Ma と見積もれる。

以上の概算にもとづき、 $U=0.7$ cm/y, $L=200$ km, 高

Fig. 8. The procedure to estimate the stream lines along which the rocks of "biotite zone" (B), garnet zone (G), and high and low temperature subzones of chlorite zone (Cu and Cl) in the Sanbagawa metamorphic belt were transported. L and H are assumed at 200 km and 6 km. The metamorphic pressure is from Banno & Sakai (1989).

圧の變成岩の上昇を念頭において $Y_s = H/30$, $Ft^* = Ft$ と仮定したとき, Fig. 6 から Tt は約 115 Ma となる. また, これらの流線上での DF/UF から Ft までの経過時間は, Fig. 7 からほぼ $5.7L/2U$ 時間なので, 變成岩類上昇継続期間は 80 Ma ということになる. しかし, すでに述べたように, 実際の Ft^* の位置は確定できないので, 上に求めた Tt と上昇継続期間は, それらの最大値を与えるに過ぎない. とくに前者については, 最も海溝側にある高压の變成岩についての最大値であって, より陸側にあるものについてはより小さいことに注意しなければならない. これらの問題については, 次節で改めて検討する.

三波川變成帯の流線と温度構造

三波川帯の各變成分帯(Banno & Sakai, 1989 など)と流線とを全面的に対応付けるため, 以下のことを仮定する.

1) 前節で述べた理由により, 三波川付加帯の L を 200 km と仮定する.

2) 四国中央部における三波川帯の地質断面図(Banno & Sakai, 1989; Hara *et al.*, 1990 など)から, 變成帯の厚さは 4 km 程度であると推定される. 變成帯の厚さは, コーナー流モデルでの上昇流部の厚さ $2H/3$ に相当するので, 三波川付加帯の H を 6 km 程度と仮定するのが妥当であろう.

3) また, 最高圧力のアルバイト-黒雲母帯が, 變成帯全体の構造的な中位かそれよりやや上位にあるように見えることから, これに対応する流線の出発地点の y 座標を $H/30$ と仮定する. 以後, この流線をアルバイト-黒雲母帯+オリゴクレーヌ-黒雲母帯(一括して「黒雲母帯」と呼ぶことにする)を代表するものとみなす.

これらの仮定を前提とし, 以下の手順(Fig. 8 を参照)で各變成分帯と流線とを対応付ける.

1) まず, 付加プリズム内(座標原点と H , L に囲まれた部分)に $y = H/3L \cdot x$ の直線を引く. この直線はすべての流線の DF/UF を結ぶことになる.

2) 上の 3)の仮定に基づき, アルバイト-黒雲母帯の變成圧力を深度に換算し, それを半径とし, $Y_s = H/30$ の流線の DF/UF (下降流/上昇流変換地点)を中心として円を描く.

3) $L = 200$ km, $H = 6$ km の地点を通り, 上の円への接線を描いて地表面とする.

4) つぎに, ざくろ石帯, 緑泥石帯高温部, および同低温部の圧力に相当する地表からの深度を $y = H/3L \cdot x$ の直線上に定める. これらが各變成分帯に対応した DF/UF である.

5) 以上の操作で求められた變成分帯ごとの DF/UF の座標をもとに, そこを通過する流線を計算する.

6) 最後に, 各變成分帯に該当する流線上に, 経過時間を $L/2U$ を単位としてマークする. 経過時間は, Fig. 7 とは反対に, 最終到達地点 Ft から逆算した時間とする.

以上のようにして描いたのが Fig. 9 である. これには $Y_s = 2H/150$ の流線を最高變成度部の構造的上位にあるざくろ石帯のそれと仮定して付け加えてある.

これで各變成分帯と流線との対応, および最終到達地点から逆算した経過時間が決定されたわけだが, つぎに Fig. 9 と變成岩類の放射年代値をもとに, 付加プリズム内の温度構造を推定する. 四国中央部の三波川變成岩類については, さまざまな方法での放射年代値が測定されているが, ここでは, 最も系統的にサンプリングされている Itaya & Takasugi (1988) による白雲母の K-Ar 年代に焦点を当てて議論する. 彼らの測定結果には以下のような

Fig. 9. Stream lines corresponding to the "biotite zone" (B), garnet zone (G), and high and low temperature subzones of chlorite zone (Cu and Cl) in the Sanbagawa metamorphic belt, and the isotime lines measured from terminal point of stream lines. The time interval is 14 Ma. The stream line of which Y_s is $2H/150$ are added, assuming it as the garnet zone above the biotite zone. The line of linked small circles denotes the estimated 400°C isothermal line. $L=200$ km, $H=6$ km, and $U=0.7$ cm/y.

な特徴がある。

1) 北方に向かって放射年代が若くなる傾向がある。その割合は構造的下位から上位に向かって減少する。すなわち、最下位の緑泥石帯で約 7.5 Ma/10 km, その直上のざくろ石帯で約 4.5 Ma/10 km, これより上位の黒雲母帯(アルバイト-黒雲母帯+オリゴクレス-雲母帯)では、さらに小さくなっているように見える。

2) 同一地点においては、構造的中位の黒雲母帯で最も古く、上下双方に向かって若くなる。愛媛・高知県境の佐々連尾山付近を“参照地点”とするなら、そこでの放射年代値は、構造的な下位から、緑泥石帯が 69 Ma, ざくろ石帯が 77 Ma, そして中位の黒雲母帯で 81 Ma と最も古くなり、最上位のざくろ石帯で 76 Ma と再び若くなる。

上の 1) で述べた緑泥石帯の 7.5 Ma/10 km という値は、その流線上での最高温度(Banno & Sakai (1989)によれば、約 380°C)部通過時における岩石の移動速度が 0.13 cm/y であったことを、同様にざくろ石帯の 4.5 Ma/10 km という値は、Ar 閉鎖温度(約 400°C)の等温面を 0.22 cm/y の速度で通過したことを、そして黒雲母帯ではより速かったらしいことを意味している。2)の“参照地点”での変成分帯ごとに異なる放射年代は、上記等温面通過時刻を表す。各流線上の岩石はその後上昇を続けるが、変成岩上昇の条件が満たされなくなったある時刻に、同時に上昇を停止する。その時以来凍結されていた状態を、今我々が“参照地点”での 2)の状態として観測していることになる。したがって、それぞれの流線について、380°C または 400°C 等温面通過時刻と上昇停止時刻との差に速度を掛けて得られる距離が、“参照地点”から上記等温面と流線との交点までの距離に相当することになる。

我々は今、上記の等温面通過時刻とその時の速度から、Fig. 9 の流線図に 400°C 等温面を描こうとしている。それは、 $L/2U$ を単位とした時間を絶対時間に換算すること、“参照地点”に対応する位置を Fig. 9 の中に特定

することなど、以下のような手順で行われる。

1) 物質輸送が無ければ、最深度地点である DF/UF が最高温度地点に一致するはずである。しかし、付加プリズム内にはそれが有るために、各流線上の最高温度地点(例えば、緑泥石帯高温部の流線上の 380°C 地点)は DF/UF をやや過ぎたところにあるはずである。これに対して、例えば、ざくろ石帯の流線上の 400°C 地点は、その最高温度地点(約 500°C)よりさらに海溝寄りに予想される。

2) すでに述べたように、緑泥石帯から黒雲母帯に向かって、それらの流線上の 380°C 地点または 400°C 地点通過速度は増加傾向にあった。このことは、これらの温度地点が上昇流下半部($y=2H/3L \cdot x$ より下)に限定されるという条件を与える。

3) 緑泥石帯直上のざくろ石帯の流線(Fig. 9)のうち、上記の 1)と 2)を満足するのは、Ft から数えて第 2~第 4 時間マーカーの区間付近である。この区間の速度はほぼ一定で、 $31 \text{ km}/(L/2U)$ であり、ざくろ石帯の 400°C 地点通過速度 0.22 cm/y に相当することになる。このことから、 $L/2U$ 時間は 14 Ma と換算され、 U は 0.7 cm/y となる。

4) $L/2U$ 単位時間を絶対時間に換算できたので、緑泥石帯の 380°C 地点通過速度 0.13 cm/y の地点を緑泥石帯高温部の流線上に探すと、Fig. 9 の★印の地点となる。この付近では流線方向の速度勾配が大きいので、高い精度で位置が定まる。

5) つぎに、“参照地点”が Fig. 9 のどこに相当するのかを推定する。それは緑泥石帯低温部の流線の DF/UF より海溝側になければならない。なぜなら、“参照地点”の北方 7 km 程度までは緑泥石帯低温部の存在が確認されるからである。緑泥石帯高温部の岩石が 69 Ma に 380°C 地点を通過した後、緑泥石帯低温部の DF/UF 直上に達する時刻は 52 Ma 頃であると計算される。Takasu & Dallmeyer (1990)は、緑泥石帯の岩石が地表に達した時刻を 50~60 Ma とした。そこで我々は、緑泥石帯高温部流線上の 50

Ma 地点(Fig. 9 にその x-座標を☆——☆で示した)を“参照地点”と仮定する。

6)“参照地点”が定まれば、400°C 等温線を描くことは簡単である。ざくろ石帯、黒雲母帯、さらにその上位のざくろ石帯の岩石が 400°C 等温面を通過したのは、それぞれ 77 Ma, 81 Ma, 76 Ma であったから、“参照地点”から各流線に沿ってそれぞれ 27 Ma, 31 Ma, 26 Ma 相当距離を逆行すればよい。Fig. 9 にはこれらの地点を丸線で結び、400°C 等温線として示してある。この線の下方延長は、緑泥石帯高温部の流線と交わってはいけな。なぜなら、この流線上では、いかなる地点においても 380°C より低温だからである。

かくて、大局的には海溝側に倒れ、上方に向かって高温になる 400°C 等温線が描けたわけだが、このようなパターンは、下降流・上昇流による熱輸送に影響された温度構造として、ほぼ期待通りではなかろうか。ただし、黒雲母帯とその下のざくろ石帯の流線間では、等温線は陸側に倒れているように描かれてしまった。これは、冬ノ瀬ナップ(ざくろ石帯)の上に重なる猿田ナップ(Hara et al., 1990)が、相対的により高速で上昇したことによると解釈できるのかもしれない。

最後に、前節で議論の途中であった三波川変成岩類の上昇継続時間と黒雲母帯中の岩石の総移動経過時間を再度検討しよう。今や、我々は“参照地点”の位置を Fig. 9 に描くことができたし、変成岩類上昇停止時刻も推定し得たので、これらを活用する。すなわち、“参照地点”から黒雲母帯の流線に沿って DF/UF までの経過時間をさかのばれば、52 Ma となる。この値は、変成岩類上昇の条件が満たされていた期間ということになる。ただし、これらは最低値を与えるに過ぎない。なぜなら、Ft* は明らかに“参照地点”より南方にあるからである。かくて、前節で求めたこの値の最大値を考慮すれば、変成岩類上昇の条件が満たされていた期間は 52 Ma より長く、80 Ma より短いことになる。また、上昇停止時刻が 50 Ma なので、上昇開始時刻は 102 Ma から 130 Ma の間となる。

上と同様に、“参照地点”から Fs までの経過時間をさかのばれば 87 Ma になり、それに 50 Ma を加えれば 137 Ma となる。これらの値はあくまでも“参照地点”にある黒雲母帯の岩石の総経過時間と沈み込み開始時刻である。現在の四国中央部に露出する黒雲母帯の年代値には、“参照地点”を中心に南北方向で最大±4 Ma 程度の差があるので、これらの岩石の沈み込み開始時刻は 133~141 Ma となる。したがって、それらの源岩は秩父帯と四万十帯の境界付近のものに相当するものと言わなければならない

い。

結 論

準 3 次元コーナー流としての付加プリズム内の流体力学を定式化し、三波川変成帯に焦点を当てつつ、流線パターン、岩石の移動経過時間、温度構造などを検討した結果、以下のことが分かった。

1)プレートの斜め沈み込みの場合には、付加プリズム内に“helical flow”が発生する。いくつかの仮定の基に、三波川帯の各変成分帯の岩石の移動経路(流線)を求めた。

2)プレートの斜め沈み込みの場合、流線の出発地点と最終到達地点との水平距離は、斜め沈み込み角に反比例するように増加し、出発地点の y 座標(Ys)が低いほど増加する。このことから、三波川変成帯の黒雲母帯の源岩が沈み込んだ地点は、現在の露出地点から 1200 km も離れていたことになる。

3)コーナー流の理論と三波川変成岩類の放射年代値が北に向かって若くなる割合から、変成岩類上昇時における三波川付加プリズム底面の強制変位速度が 0.7 cm/y と計算された。

4)沈み込んだ物質が再び地表にもどってくる総経過時間は、ほとんど Ys のみに依存し、これが小さいほど長い。現在見られる三波川変成帯中の黒雲母帯の岩石は 133~141 Ma の時刻に秩父帯と四万十帯の間にあった海溝から沈み込み、83~91 Ma かかって現在の位置に到達した。

5)三波川変成岩類上昇の条件が満たされていた期間は、102~130 Ma 以降、約 50 Ma までである。は、102~130 Ma 以降、約 50 Ma までである。

6)三波川変成岩類の放射年代値の南北方向・構造的上下方向での系統的変化とコーナー流理論から、三波川付加プリズム内の 400°C の等温度線を求めた。それは付加帯内の温度構造として予想されるパターンに調和的なものであった。

謝 辞

最後に、三波川帯における後退変成作用について、貴重な未公表データを拝見させていただくと同時に、御教授を賜った名古屋大学の榎並正樹氏に、心から感謝する。

文 献

- Banno, S. and Sakai, C., 1989, Geology and metamorphic evolution of the Sanbagawa metamorphic belt, Japan. In Daly, J. S., Cliff, R. A. and Yardley, B. W. D., eds., *Evolution of Metamorphic Belts*, Geol. Soc., Spec. Pub., no. 47, 519-532.
Batchelor, G. K., 1967, *An introduction to fluid dynamics*. Cam-

- bridge University Press, New York, 615p.
- Cloos, M., 1982, Flow melanges : Numerical modeling and geologic constraints on their origin in the Franciscan subduction complex, California. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, **93**, 330-345.
- Engelbreton, D. C., Cox, A. and Gordon, R. G., 1985, Relative motions between oceanic and continental plates in the Pacific basin. *Geol. Soc. Am. Spec. Paper*, no. 206, 1-59.
- Hara, I., Shiota, T., Takeda, K., Okamoto, K. and Hide, K., 1990, Sambagawa terrane. In Ichikawa *et al.*, eds., *Pre-Cretaceous Terranes of Japan*, 137-163.
- Itaya, T. and Takasugi, H., 1988, Muscovite K-Ar ages of the Sanbagawa schists, Japan and argon depletion during cooling and deformation. *Contrib. Mineral. Petrol.*, **100**, 281-290.
- McKenzie, D. P., 1969, Speculations on the consequences and causes of plate motions. *Royal Astro. Soc. Geophys Jour.*, **18**, 1-32.
- 大槻憲四郎, 1992, プレーートの斜め沈み込みによる高圧変成帯の上昇とせん断変形—準 3 次元 lubricant モデルによる検討—. *地質雑*, **98**, 435-444.
- Takasu, A. and Dallmeyer, R. D., 1990, $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ mineral age constraints for the tectonothermal evolution of the Sambagawa metamorphic belt, central Shikoku, Japan : A Cretaceous accretionary prism. *Tectonophysics*, **185**, 111-139.
- Turcotte, D. L. and Schubert, G., 1982, *Geodynamics : applications of continuum physics to geological problems*. John Wiley & Sons, New York, 450p.

(要 旨)

大槻憲四郎, 1993, 準 3 次元コーナー流モデルによる三波川変成岩類の移動経路, 経過時間および付加プリズム内の温度構造の検討. *地質雑*, **99**, 431-441. (Otsuki, K., 1993, Emplacement path and traveling time of Sanbagawa high-P metamorphic rocks and thermal structure of the accretionary prism: an estimation by quasi-3-dimensional corner-flow model. *Jour. Geol. Soc. Japan*, **99**, 431-441.)

付加プリズムのコーナー流モデルを準 3 次元に拡張・定式化した. 1) プレーートの斜め沈み込みの場合には, "helical flow" となる. 2) 沈み込み開始地点と最終到達地点との距離は開始地点の高さと斜め沈み込み角に依存する. 3) 沈み込んだ物質の移動経過時間は沈み込み速度と沈み込み開始地点の高さに依存する. 4) これらの結果を三波川変成帯に適用し, 変成岩類の運搬経路, 経過時間, 付加プリズム内の温度構造などを明らかにした.