

## 21. 活褶曲から推定される造構応力と 地殻の粘性について

地震研究所 溝 上 恵

### 1. はじめに

活褶曲の研究史は OTUKA (1941), 大塚 (1942) と池辺 (1942) による現在も進行しつつある褶曲運動の存在の指摘にさかのぼることができる。これまでの活褶曲についての研究の最も基礎的な課題は測地学的に検出された地殻の上下変動と河成段丘面の変形および新第三系の褶曲構造とを対比し、現在の褶曲運動の進行様式を解明することであった。この点に関連し活褶曲の研究史と問題点が中村, 太田 (1968) によりまとめられた。彼等の指摘した問題点のうちとくにここで注目することは次の諸点である。

i) 測地学的方法により検出される変形および変形速度と地形・地質学的方法により推定される変形との比較による活褶曲の加速性の吟味。

ii) 短波長の褶曲ほど傾斜速度が大きいという層位学的, 地形学的, 測地学的結果 (松田 (1960, 1961, 1964), KAIZUKA (1967, 1968), 太田 (1968)) の物理的意味についての検討。

前述 (i) の問題点は測地学的方法により検出される地殻変動量の地史的評価と関連し、ii) の問題点は造構応力に対する地殻の粘弾性体としての応答特性と関連する。本論文では活褶曲が広域にわたる造構応力により新しい堆積層が粘性変形しつつある現象であるという前提で議論を行った。地殻の粘性変形のモデルとして NADAI (1963) の粘性平板の変形に関するモデルを導入した。このモデルは一様な厚さの粘性平板を水平な基盤の上においた場合の横圧力による変形を取扱ったものであり、応力の大きさにより変形の進行する波長が選択されるという特長があるため、活褶曲の波長から造構応力を推定することができる。

褶曲軸を横切る水準路線の設置とその改測による東北日本内帯の活褶曲の検出の試み (Fig. 1) は秋田県米代川流域 (宮村 (1943), 宮村, 岡田 (1949, 1956)), 山形県小国川流域 (宮村, 岡田, 井筒屋, 杉村 (1968)) および新潟県信濃川流域小千谷地域 (宮村ら (1968)) により行なわれた。なかでも小千谷地域では水準網の整備がくりかえされ、1968年に約  $10 \times 20 \text{ km}^2$  の地域をおおう稠密な水準網が完成し、1978年の改測により最近の10年間の活褶曲に伴う地殻変動を面的にとらえることに成功した (溝上, 中村, 井筒屋 (1980))。活褶曲の変形速度と波長については主としてこの小千谷地域の観測データによった。また褶曲する堆積層の特性については主として新潟堆積盆地での深層試錐によるコアの圧密測定の結果 (松沢 (1961, 1962), 井波, 星野 (1974), HOSHINO et al. (1972)) などによった。

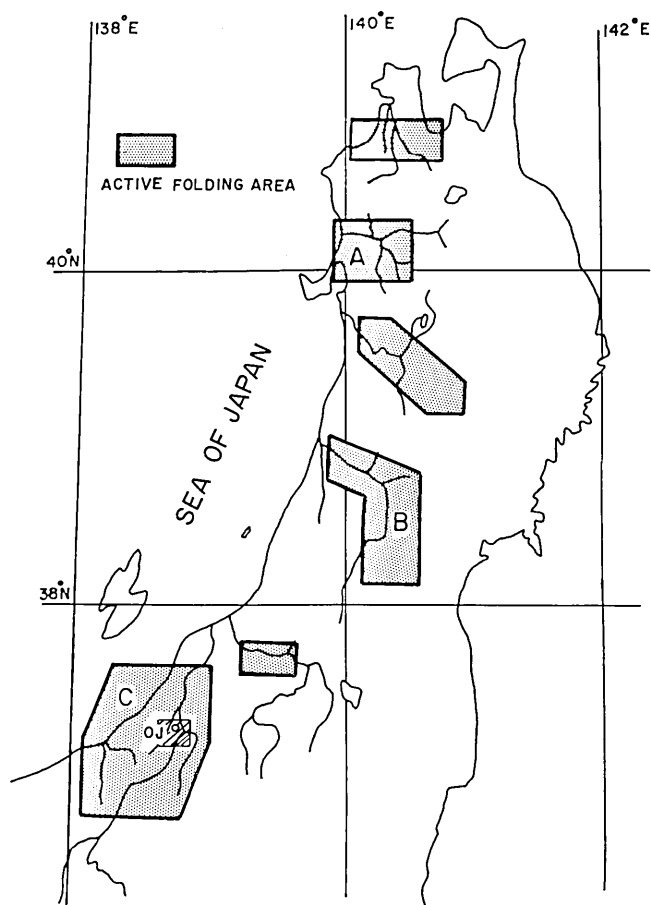


Fig. 1. Active folding areas in the Inner zone of Northeast Japan.  
 (A) Active folding area along the Yoneshiro River, Akita Prefecture.  
 (B) Active folding area along the Oguni River, Yamagata Prefecture.  
 (C) Active folding area along the Shinano River, Niigata Prefecture  
 The active folding area near Ojiya (OJ), is indicated by the hatched zone enclosed by a rectangle.

## 2. モ デ ル

本論文で用いる NADAI (1963) のモデルの概要は次のようである。すなわち Fig. 2 に示すように一様な厚さの viscoelastic な無限平板を水平な基盤 (substratum) の上においた場合の外力による変形を取扱う。ただし歪  $\varepsilon$  の弾性変形による部分と粘性変形による部分とをそれぞれ  $\varepsilon'$  および  $\varepsilon''$  としたとき、応力  $\sigma$  との関係が

$$\begin{aligned}\dot{\varepsilon} &= \dot{\varepsilon}' + \dot{\varepsilon}'' = (\dot{\sigma} + \sigma/t_e)/E \\ t_e &= 3\mu/E\end{aligned}\quad (1)$$

により与えられるとする。ここに  $E$  は modulus of elasticity,  $\mu$  は viscosity coeffi-

cient である。この平板の両面に平行しその中点を通る面上に  $x$  および  $y$  軸を、垂直下方に  $z$  軸をとる。 $z$  軸方向のたわみを  $w$  とする。外力として single load  $P$ 、基盤による contact pressure  $q = -kw$ 、 $x$  軸方向の圧縮力  $n$  (ただし  $y$  軸方向の単位長さあたり) を考える。

いま  $P=0$  として Fig. 2 に示す vertical shearing force  $p_v$  と bending moment  $m_x$  についての釣合いの条件を求めると次のようになる。

$$\frac{\partial p_v}{\partial x} = kw,$$

$$p_v = \frac{\partial m_x}{\partial x} - n \frac{\partial w}{\partial x}$$

上式から

$$\frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} = \frac{\partial p_v}{\partial x} + n \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = kw + n \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad (2)$$

となる。一方この平板の slab modulus を  $N$ 、Poisson's ratio を  $\nu$  とすると、 $z$  軸方向のたわみ  $w$  と bending moment  $m_x$  との関係は

$$\begin{aligned} N \frac{\partial^2 \dot{w}}{\partial x^2} &= -\left(\dot{m}_x + \frac{m_x}{t_e}\right), & t_e &= 3\mu/E \\ N \frac{\partial^4 \dot{w}}{\partial x^4} &= -\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\dot{m}_x + \frac{m_x}{t_e}\right) \end{aligned} \quad (3)$$

となる。式 (2) の両辺を時間  $t$  について微分し、 $\partial^2 \dot{m}_x / \partial x^2$  と  $\partial^2 m_x / \partial x^2$  とを (3) に代入すると、 $x$  軸方向の圧縮力  $n$  によるたわみ  $w$  は次の式を満足する。

$$N \frac{\partial^4 \dot{w}}{\partial x^4} + n \frac{\partial^2 \dot{w}}{\partial x^2} + \left(\dot{n} + \frac{n}{t_e}\right) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + k \left(\dot{w} + \frac{w}{t_e}\right) = 0 \quad (4)$$

この式から purely viscous slab についての方程式を次のようにして求める。すなわち、式 (4) の両辺に  $t_e = 3\mu/E$  を乗じ、 $t_e$  が粘性変形の時間的スケールに比較して十分小さいと仮定し、 $t_e$  に比例する項を消去する。ただし viscous slab modulus  $N_0$  は

$$N_0 = N t_e = \frac{E h^3}{12(1-\nu^2)} \cdot \frac{3\mu}{E} = \frac{\mu h^3}{4(1-\nu^2)} \quad (5)$$

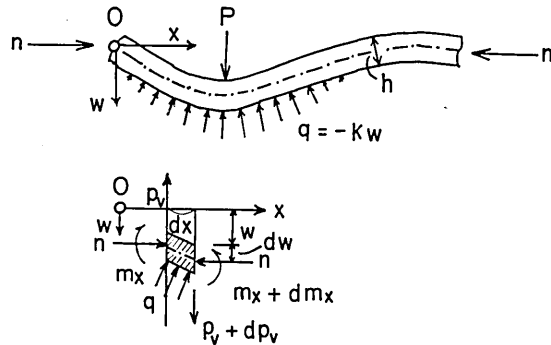


Fig. 2. Viscous slab resting on substratum, bent by an axial compression force  $n$ .

$n$ : uniform axial compression force per unit width of the slab acting in the direction of its middle plane parallel to the axis (after Nadai, 1963).

$p_v$ : vertical shearing forces.

$m_x$ : bending moments.

$q$ : contact pressure with the substratum.

$P$ : extraneous vertical pressures.

$h$ : thickness of the slab.

$w$ : deflection of the slab.

として定義されるので,  $N_0$  を含む式 (4) の左辺第 1 項は有意な項として残す. 以上の手続から

$$N_0 \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + n \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + kw = 0 \quad (6)$$

なる式をうる. 式 (6) について,

$$w = X(x)\varphi(t) \quad (7)$$

なる解を与えると,

$$\frac{X^{(4)}}{(n/N_0)X'' + (k/N_0)X} = -\frac{\varphi}{\dot{\varphi}} = c = \text{const} \quad (8)$$

となる. 従って  $w$  としては,  $c = -t_a$  あるいは  $c = -t_b$  なる時間の次元をもつ定数  $c$  により分類される 2 つの場合に対応する解がえられる.

式 (7) の代りに

$$w = a_m e^{c_m t} \cos \frac{m\pi x}{l} \quad (9)$$

なる解を式 (6) に代入すると

$$c_m = \frac{(n/N_0) \cdot (m^2 \pi^2 / l^2) - k/N_0}{m^4 \pi^4 / l^4} \quad (10)$$

となり,  $c_m$  と圧縮力  $n$  との関係は,

$$n \begin{cases} \geq \\ \leq \end{cases} \frac{kl^2}{m^2 \pi^2} \text{ に対して } c_m \begin{cases} \geq \\ \leq \end{cases} 0$$

となる. ここに  $m$  は変形のモードに対応する整数であり,  $m=1$  に対応するの波長  $l$  を基準としたときの波数である.  $m=1$  に対応する  $c_1$  と前述の  $t_a$  および  $t_b$  との関係は

$$c_1 = 1/t_a, \text{ あるいは } c_1 = -1/t_b$$

により与えられる.

級数で表わされる解としてのたわみ  $w$  は  $t=0$  において

$$w = f(x) = \sum_m a_m \cos \frac{m\pi x}{l} \quad (11)$$

となり,  $t=t_a$  において

$$w = \sum_m a_m e^{c_m t_a} \cos \frac{m\pi x}{l} \quad (12)$$

となる. もし圧縮力  $n$  が

$$n = n_m = \frac{k^2 l^2}{m^2 \pi^2} \quad (13)$$

なる値をとる場合には  $c_m = 0$  となる. 従って式 (12) から波数  $m$  の項に対するたわみ  $w$  は時間的に変化しない. 一方  $m$  より波数の低い項に対する  $w$  は時間  $t$  と共にその振幅が減少する. また  $m$  より波数の高い項に対する  $w$  は逆に時間  $t$  と共にその振幅が増大す

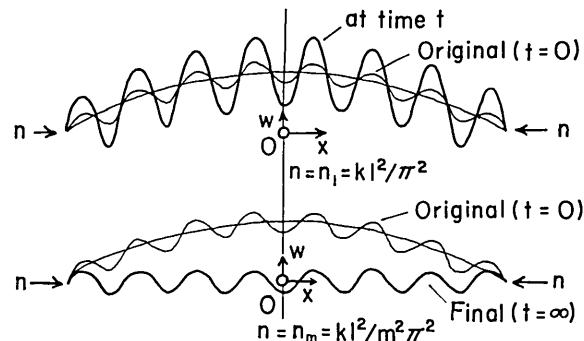


Fig. 3. Bening distortion of viscous slabs under axial compression  $n$  (after Nadai, 1963).

Above, wrinkles grow when  $n=n_1$ .

Below, wrinkles remain unchanged when  $n=n_m$  but fundamental mode disappears.

る (Fig. 3).

以上の検討からここで与えられた粘性平板の圧縮力  $n$  による変形のモデルの特長は次の2点に要約される。すなわち

- i) 地殻の波状変形を粘性平板の  $x$  軸方向の圧縮力  $n$  によるたわみ  $w$  によると考えると,  $w$  は  $n$  に依存する変形モードの波数  $m$  に関する式によって表わすことができる。
- ii) 粘性平板の厚さ  $h$ , viscosity coefficient  $\mu$ , Poisson's ratio  $\nu$  および基盤による contact pressure の定数  $k$  が与えられると, 特定の波長のモードの変形および変形速度は圧縮力  $n$  によってのみ規定される。従って特定の波長のモードの変形が時間と共に成長, 停止あるいは減衰するかによって, 圧縮力  $n$  の大きさを推定することができる。

### 3. 解析方法

前述の NADAI のモデルにより活褶曲に伴う地殻変動のデータを解析する方法は次のようである。まず既知の観測量として与える必要のあるパラメーターは

- i) 褶曲変形する媒質の厚さ  $h$ , その媒質の Poisson's ratio  $\nu$  および基盤に対する bedding constant  $k$
- ii) 波数  $m=1$  に対応する変形の波長  $l$  と変形が卓越するモードの波数  $m$
- iii) 褶曲に伴う  $z$  軸方向のたわみ  $w$  を生ずるに必要な時間  $t_g$
- iv) 現在の傾斜速度  $\partial(w/\partial x)/\partial t$  の波数  $m$  における振巾  $(D_1)_m$  および期間  $t_g$  での平均的傾斜速度  $(\partial w/\partial x)/t_g$  の振巾  $(D_2)_m$
- v)  $(D_1)_m$  と  $(D_2)_m$  との比  $(\partial w/\partial t)_m/(w/t_g)_m = r_m$ 。ここに  $t_g$  は現在の褶曲構造が形成されるまでに要した地質学的スケールの時間に相当する。

いまたわみ  $w$  を生じるために時間  $t$  を必要としたとする。水準測量のくりかえしにより検出された変形量から求められる傾斜速度を  $R_1$  とすると,

$$R_1 = \partial(w/\partial t)/\partial x$$

となる。波数  $m$  の変形について式 (9) から

$$(R_1)_m = -(m\pi/l) \cdot a_m c_m e^{c_m t} \sin(m\pi x/l) \quad (14)$$

となる。

一方、地形地質学的方法により求められる地質学的時間スケールでみたときの平均的な傾斜速度を  $R_2$  とすると

$$R_2 = (\partial w / \partial x) / t$$

となる。波数  $m$  の変形について式 (9) から

$$(R_2)_m = -(m\pi/l) \cdot (a_m/t) e^{c_m t} \sin(m\pi x/l) \quad (15)$$

となる。

従って水準測量のくりかえしによる傾斜速度  $(R_1)_m$  と地質学的時間スケールでの平均的な傾斜速度  $(R_2)_m$  との比  $r_m$  は

$$r_m = (D_1)_m / (D_2)_m = (R_1)_m / (R_2)_m = c_m \cdot t \quad (16)$$

で与えられる。

褶曲運動の進行に伴う圧縮力  $n$  は、波数  $m=1$  のモードの波長を  $l$ 、現在時間  $t$  と共に成長している褶曲の波数の下限を  $m_{\min}$  として

$$n = \frac{kl^2}{\pi^2 m_{\min}^2} \quad (17)$$

により求められる。式 (10) と (16) から viscous slab modulus  $N_0$  は褶曲変形の卓越モードの波数  $m$  について

$$N_0 = \frac{l^2 t}{\pi^2 m^2 r_m} \left( n - \frac{kl^2}{\pi^2 m^2} \right) \quad (18)$$

となる。式 (5) と (18) から viscosity coefficient  $\mu$  は

$$\mu = \frac{4N_0(1-\nu^2)}{h^3} = \frac{4(1-\nu^2)l^2 t}{\pi^2 m^2 h^3 r_m} \left( n - \frac{kl^2}{\pi^2 m^2} \right) \quad (19)$$

となる。ただし式 (18) と (19) において  $n > kl^2 / \pi^2 m^2$  とする。いま観測により現在における波数  $m$  での傾斜速度  $\partial(\partial w / \partial x) / \partial t$  の振巾  $(D_1)_m$  と地質学的スケールでの期間  $t=t_g$  での平均的傾斜速度  $(\partial w / \partial x) / t_g$  の振巾  $(D_2)_m$  が与えられているとき、式 (14), (15) および (16) から

$$(D_1)_m = (m\pi/l) \cdot a_m c_m e^{r_m}$$

$$(D_2)_m = (m\pi/l) \cdot (a_m/t) e^{r_m}$$

となるので、初期振幅  $2a_m$  は

$$\begin{aligned} 2a_m &= 2(D_1)_m \cdot l / (m\pi c_m e^{r_m}) \\ &= 2(D_2)_m \cdot lt / (m\pi e^{r_m}) \end{aligned} \quad (20)$$

となる。 $2a_m$  は  $t=0$  のときの波数  $m$  に対する振幅である。

圧縮力  $n$  は式 (17) から求められ、褶曲運動の卓越モードの波数  $m$  について

$$n \gg \frac{kl^2}{\pi^2 m^2} \quad (21)$$

が成立つとすると、式 (18), (19) から

$$N_0 = \frac{l^2 t n}{\pi^2 m^2 r_m} \quad (22)$$

$$\mu = \frac{4(1-\nu^2)l^2 t n}{\pi^2 m^2 h^3 r_m} \quad (23)$$

となる。\$N\_0\$, \$\mu\$ の値は波数 \$m\$ を含んだ形をとるが、ここでは卓越モードの \$m\$ についての \$N\_0\$ および \$\mu\$ の求めるものとする。

#### 4. データとその解析

活褶曲についてのデータとしては水準測量による地殻変動データ、地形・地質学的調査による最近地質時代を通しての地殻変動データおよび深層試錐による堆積層の物理的性質についてのデータを考慮に入れる。水準改測のデータとしては小千谷地域の高密度水準網の改測による成果（溝上，中村，井筒屋(1980)）を用いる。最近地質時代を通しての地殻変動データとしては活褶曲に伴う段丘面の変形についてのデータ（NAKAMURA (1957), 中村，太田 (1968), 太田，鈴木 (1979)), 変形速度と波長との関係についてのデータ（松田 (1960, 1961, 1964), KAIZUKA (1967, 1968)), 太田 (1968)), 新第三系の褶曲構造についてのデータ（宮下ら (1970)）を用いる。深層試錐による堆積層の物理的性質についてのデータとしては堆積層の圧密機構（井波，星野 (1974)), 堆積岩の高封圧下における変形挙動（HOSHINO et al. (1972)）および堆積岩の圧密量（松沢 (1961, 1962)）などについてのデータを参照した。

1978年の小千谷地域の高密度水準網の改測による成果（溝上，中村，井筒屋 (1980)）をまとめると次のようである。この地域の活構造運動としては地域全体としての北方への傾動運動と活褶曲運動とがあげられる。水準改測の結果からえられる地域全体としての北方への傾動速度は、\$0.19 \pm 0.01\$ mm/km・年である。一方、地形による過去10万年程度の期間の平均的な傾動変動速度は \$0.2 \sim 0.4\$ mm/km 年である。これらの値の推定に伴う誤差を考えると両者の値はよい一致を示しているといえる。このことから過去10万年以上にわたり当地域に起ってきた北方への活傾動運動は現在もほぼ等速度で進行しつつあるといえる。一方、水準改測による変動量から前述の地域全体としての傾動変動量を取除くと、ほぼ南北方向に隆起軸と沈降軸をもち東西方向の波長が \$5 \sim 10\$ km の波状変動がえられる (Fig. 4)。その結果水準測量による変動量の隆起軸および沈降軸は Fig. 5 に示す褶曲構造の背斜軸および向斜軸ときわめてよく一致していることがわかった。従ってこの地域では最近地質時代を通じて起ってきた褶曲運動は現在においても最大傾斜速度 \$10^{-6}\$ /年のオーダーに達する部分があり特定の卓越モードでみるとその最大傾斜速度は \$10^{-7}\$ /年のオーダーとなる。

小千谷地域におけると同様な活褶曲運動が周辺部を含めたより広域な地域の褶曲構造に

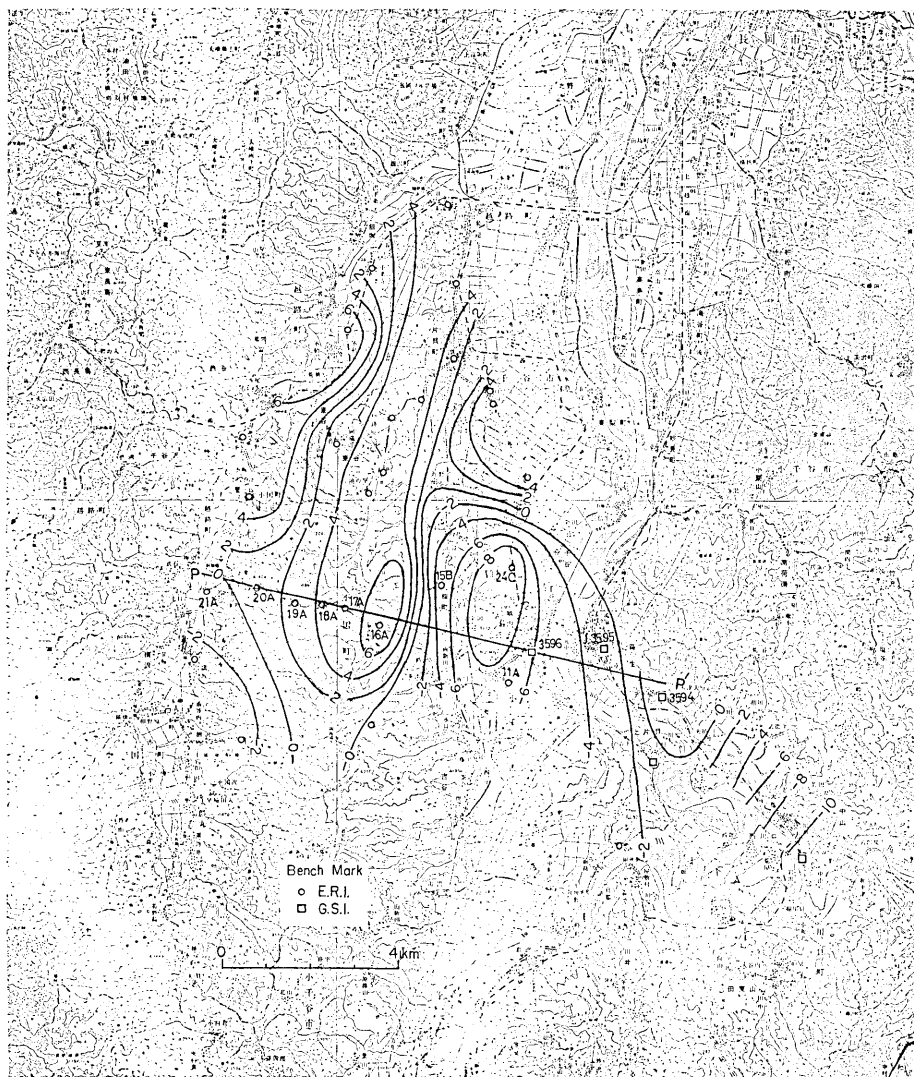


Fig. 4(a). Vertical crustal movements in the Ojiya active folding area as found by the precise leveling for the period of 1968-1978 as shown by displacement contour lines of a 2 mm interval (after MIZOUE et al., 1980).

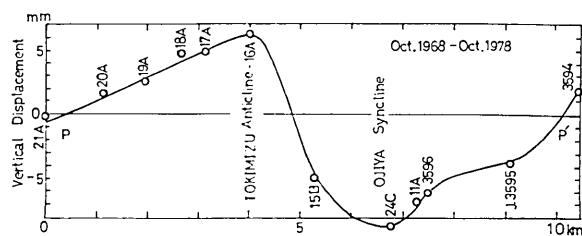


Fig. 4(b). Vertical crustal movements along the line PP' given in Fig. 4(a).



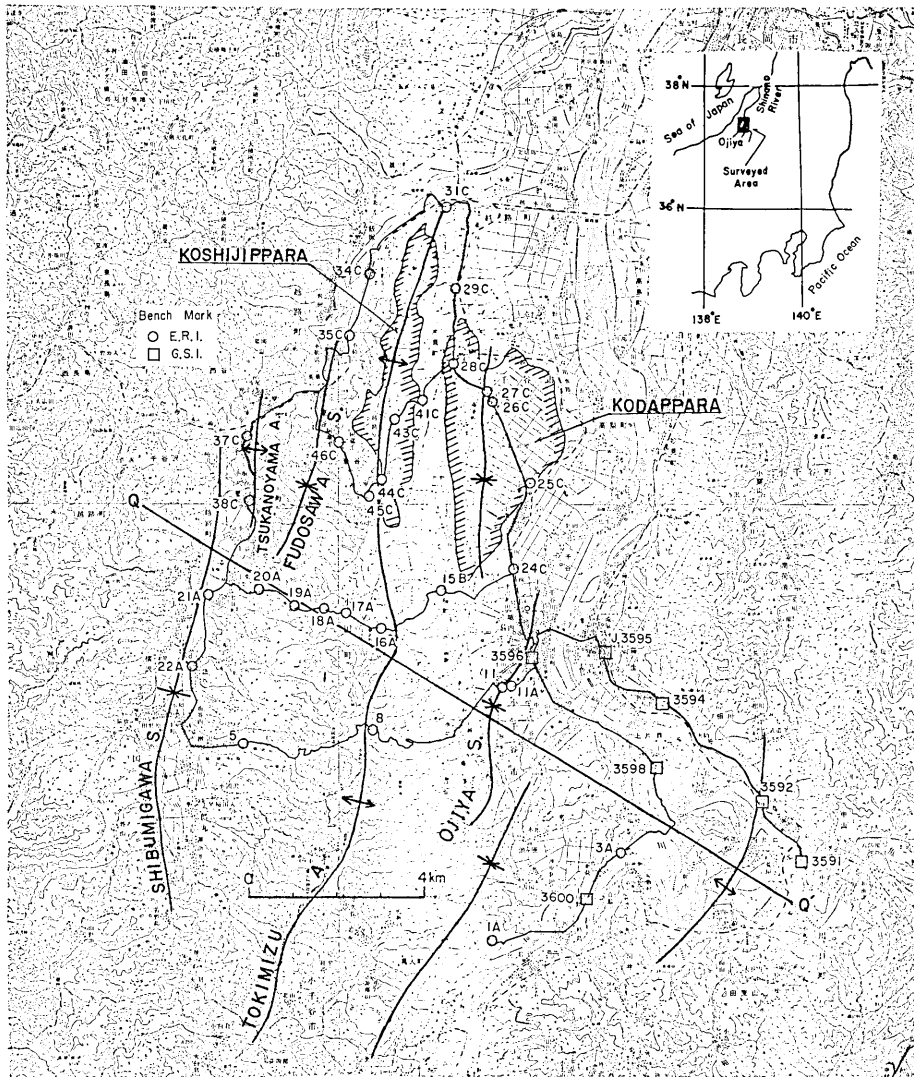


Fig. 5(a).

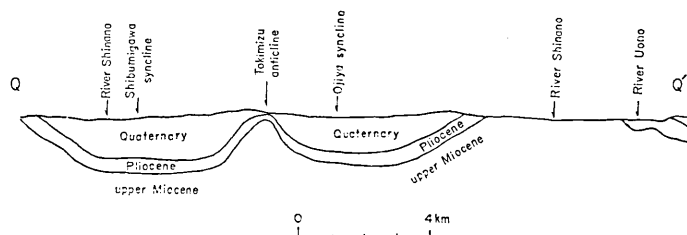


Fig. 5(b).

Fig. 5(a). The precise level net in the Ojiya active folding area, the axes of the folding structure (A: anticline, S: syncline) and the deformed terraces of Koshijippara and Kodappara. (b) A geological cross section along the line QQ' (after Miyashita et al., 1970).

ついても進行しつつあると考えると、新潟堆積盆地南部地域における褶曲軸の分布 (Fig. 6) から活褶曲の波長の帯域を知ることができる。この波長の帯域は KAIZUKA (1967, 1968) の結果を考慮に入れると、波数  $m=1$  に対する波長を  $L=2l$  として

$$0.5 \leq 2(l/m) \leq 20 \text{ km} \quad (24)$$

となる。いま褶曲軸と直交する方向での新潟堆積盆地南部地域の幅を  $L$  とすると、

$$L=2l \sim 60 \text{ km} \quad (25)$$

となるので、式 (24) および (25) から活褶曲の波数  $m$  の帯域は

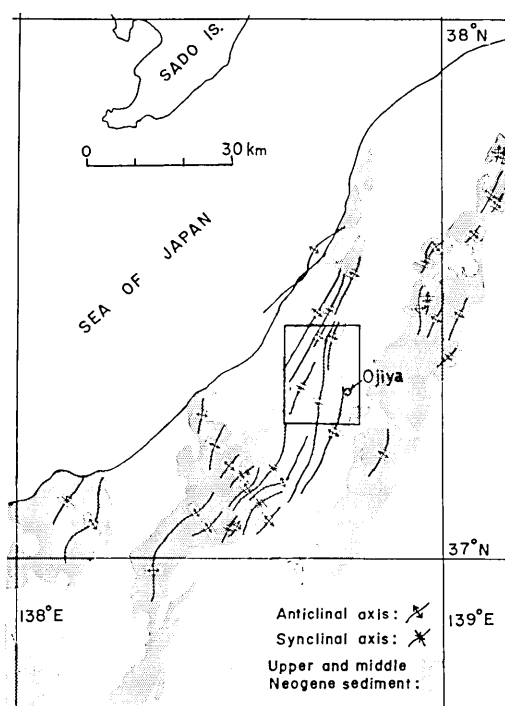


Fig. 6. Distribution of the anticlinal and synclinal axes of active folds in the southern part of Niigata sedimentary basin (after Geographical Survey Institute, 1950).

$$3 \leq m \leq 120 \quad (26)$$

とおくことができる。波数  $m$  の下限として  $m_{\min}=3$  をとると褶曲変形する平板の単位幅あたりに作用する圧縮力  $n$  は式 (10) において  $c_3=0$  とおくことにより

$$n \sim 1.01 \times 10^{11} k \text{ cm}^2 \quad (27)$$

をうる。圧縮力  $n$  の値を求めるためには、bedding constant  $k$  を定める必要がある。いま平板のたわみ  $w$  によって生ずる基盤との contact pressure  $q$  が地質学的時間スケ

ールでは褶曲変形する堆積層とその下の基盤との密度差によるものと仮定すると

$$q = -kw = -\Delta\rho gw \quad (28)$$

$$(k = \Delta\rho g, \Delta\rho = (\rho_c - \rho_s))$$

として与えられる。ただし  $\rho_c$  は基盤の平均密度、 $\rho_s$  は褶曲変形しつつある堆積層の平均密度、 $g$  は重力の加速度である。HOSHINO et al. (1972) によれば  $\rho_c \sim 2.7 \text{ g/cm}^3$ ,  $\rho_s \sim 2.3 \text{ g/cm}^3$  とおくことができるので

$$k \sim 0.4 \times 10^3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-2} \quad (29)$$

となる。従って式 (27) および (29) から

$$n \sim 4.04 \times 10^3 \text{ g} \cdot \text{s}^{-2} = 4.04 \times 10^{13} \text{ dyn/cm} = 4.04 \times 10^{10} \text{ Newton/m} \quad (30)$$

となる。ここで、褶曲変形する平板に作用する圧縮応力  $\sigma$  は平板の厚さを  $h$  として

$$\sigma = n/h \quad (31)$$

により求められる。

褶曲変形する平板の厚さ  $h$  の値については以下にのべる堆積層の物理的特性を考慮して決めた。なぜならば新潟堆積盆地の中央部での深層試錐のコアの porosity の測定から堆積層の圧密を次のような3段階に分けられることが指摘され (井波, 星野 (1974)), これらの圧密状態が堆積層の粘性変形と密接に関連していると考えられるからである。すなわち,

第1次圧密; 岩石を構成する粒子 (鉱物粒) 相互が充分に相接しておらず固着もしていない。物理的にはむしろ粘性流体様である。

第2次圧密; 粒子対粒子は直接相接するようになり, 空間的に安定した framework を形成する。そのために岩石ははじめて非弾性固体とみなされるような性質をもつにいたる。しかし結合組織の発達はいまだ不十分で, framework は完全には固着していないと考えられる。

第3次圧密; 粒子間あるいは既鉱物粒子を置換して自生の鉱物が品出しはじめ, 強固な結合組織を形成する。

泥質岩では原始孔隙率は約 80% であり, これから約 30% までが第1次圧密段階である。第2次圧密から第3次圧密に移るところは 5~15% と考えられる。

上述の実験結果から, ここで取上げる褶曲変形を最もうけやすい物理的特性の堆積層は第2次圧密の状態にあるものと考えられる。なぜならば, 第1次圧密の状態は流体に近く, 第3次圧密はその porosity からみてほぼ基盤の特性に近く, 共に小千谷地域にみられるような短波長の褶曲変形をうけるとは考えられないからである。従って第1次圧密に対応する堆積層の表層部は第2次圧密に対応する中間層の粘性変形に単に追従して変形するものと仮定する。また第3次圧密に対応する堆積層の下部はその物理的性質からみて基盤の一部とみなすこととする。

Fig. 7 に示す圧密と深さの関係 (井波, 星野 (1974)) からみて第2次圧密の状態は深さがおよそ 2 km から 4 km の間で起きていると思われる. このことから褶曲変形する平板の厚さ  $h$  として

$$h \sim 2 \text{ km} \quad (32)$$

とした. 従って式 (31) から

$$\sigma = n/h \sim 2.02 \times 10^8 \text{ dyn/cm}^2$$

$$= 2.02 \times 10^7 \text{ Newton/m}^2 = 202 \text{ bars} \quad (33)$$

となる. いま波数  $m=1$  に対する半波長  $l=30 \text{ km}$ , 褶曲変形する平板の厚さ  $h=2 \text{ km}$ , Poisson's ratio  $\nu=0.25$  とすると平板の単位長さあたりに作用する圧縮力は (30) から  $n=4.04 \times 10^{13} \text{ dyn/cm}$  であるので式 (22) および (23) から viscous slab modulus  $N_0$  および viscosity coefficient  $\mu$  はそれぞれ

$$N_0 \sim \frac{nl^2t}{\pi^2 m^2 r_m} = \frac{3.69 \times t}{m^2 r_m} \times 10^{25} \text{ dyn} \cdot \text{cm} \cdot \text{s} \quad (34)$$

$$\mu \sim \frac{4(1-\nu^2)nl^2t}{\pi^2 m^2 h^3 r_m} = \frac{1.73 \times t}{m^2 r_m} \times 10^{10} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s (poises)} \quad (35)$$

となる. 式 (34) の  $t$  を現在の褶曲構造が形成されるに要した時間  $t_g$  とすると,  $t_g$  はおよそ 100 万年と考えられる. 褶曲変形の卓越モードが  $m=6$  ( $2l/m=10 \text{ km}$ ) とすると以下で述べるように,  $N_0$  および  $\mu$  を求めることができる. ただし式 (16) において短期間についての傾斜速度  $(R_1)_m$  と地質学的時間間隔での平均的傾斜速度  $(R_2)_m$  とは  $m=6$  でほぼ等しいという仮定をおく. すなわち  $r_6=(R_1)_6/(R_2)_6=(D_1)_6/(D_2)_6=c_6 t_g \sim 1$  と仮定する. 現在の褶曲構造が形成されるに要した時間については  $t_g \sim 10^6 \text{ years} \sim 3.15 \times 10^{13} \text{ s}$  とおくこととすると,  $c_6=3.17 \times 10^{-14} \cdot \text{s}^{-1}$  となり,  $N_0$  および  $\mu$  は式 (34) および (35) を用いて,

$$N_0 \sim 3.23 \times 10^{27} \text{ dyn} \cdot \text{cm} \cdot \text{s} \quad (36)$$

$$\mu \sim 1.51 \times 10^{22} \text{ poises} \quad (37)$$

となる.

現時点  $t=t_g$  での波数  $m$  の褶曲構造の振幅を  $2H_m$  とすると, 式 (21) から

$$2H_m = 2a_m e^{c_m t_g} = 2a_m e^{\tau m} \quad (38)$$

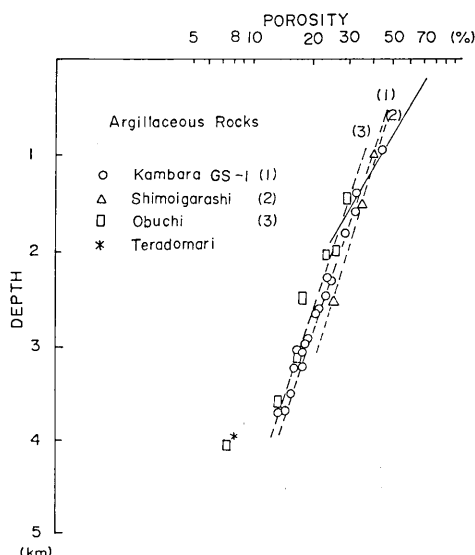


Fig. 7. Porosity-depth relation obtained from deep drilling core samples in the center of Niigata sedimentary basin (after Inami et al., 1974).

となり、また式 (9) から褶曲運動のはじまった時点  $t=0$  での波数  $m$  の初期構造の振幅  $2a_m$  は

$$\begin{aligned} 2a_m &= 2(D_1)_m l / (m\pi c_m e^{r_m}) \\ &= 2(D_2)_m t_g / (m\pi e^{r_m}) \end{aligned} \quad (39)$$

となる。褶曲変形の卓越モード  $m=6$  ( $2l/m=10$  km) について実測から  $(D_1)_6 \sim (D_2)_6 \sim 10^{-7}/\text{year}$ ,  $r_m \sim 1$  とおくことができる。従って式 (39) および (9) を用いて、

$$\left. \begin{aligned} 2a_6 &\sim 1.17 \times 10^4 \text{ cm} = 117 \text{ m} \\ 2H_6 &\sim 3.18 \times 10^4 \text{ cm} = 318 \text{ m} \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

という値がえられる。この結果から現在の褶曲構造の振幅が 318 m である場合次のことがいえる。 $t=0$  においてすでに 117 m の振幅をもっていた波長 10 km の波状構造が約 200 bar の造構応力の約 100 万年間にわたる継続的な作用によって 201 m だけ成長し、全体として 318 m の振幅の褶曲構造となった。以上が造構応力  $\sigma$ , viscosity coefficient  $\mu$ , viscous slab modulus  $N_0$  および褶曲構造の  $t=0$  と  $t=t_g$  における振幅  $a_m$ ,  $H_m$  についての値の推定結果である。

前述のような手順で viscous slab modulus  $N_0$  が定まると式 (10) からたわみ  $w$  についての任意の波数  $m$  の時定数  $c_m$  を求めることができる。 $c_m$  から時間  $t$  における傾斜速度の振巾  $(D_1)_m$  および  $(D_2)_m$  を造構応力  $\sigma$  の関数として与えることができる。Fig. 8 には褶曲変形が式 (12) で与えられるとき、 $t_g=10^6$  years での  $(D_1)_m/a_m$ ,  $(D_2)_m/a_m$  および  $r_m$  を造構応力  $\sigma$  と波数  $m$  の関数として示す。これにより褶曲構造の卓越モードが  $\sigma$  に依存して選択される有様がよくわかる。また Fig. 9 には  $\sigma$  が 200 bars (式 (17) の  $m_{\min}=6$ ) のとき  $(D_1)_m/a_m$  を時間  $t$  と波数  $m$  の関数として示す。これにより褶曲構造の卓越モードが時間  $t$  の経過とともに選択的に定まっていく有様がよくわか

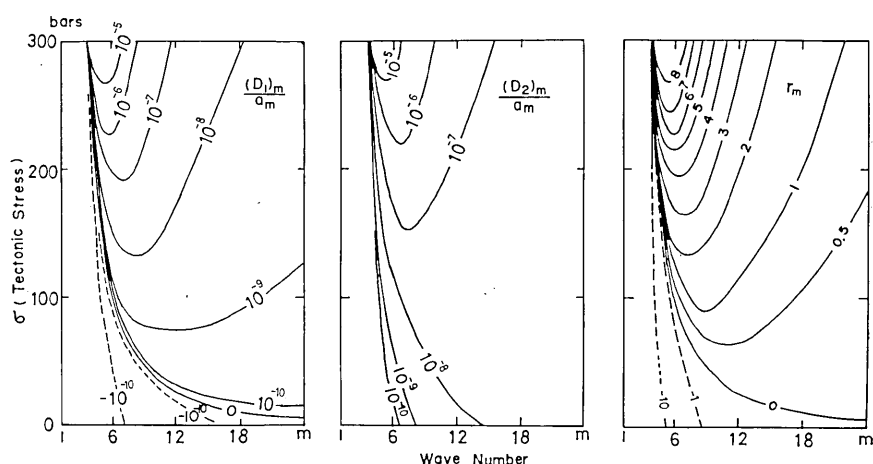


Fig. 8. Variation of the tilting rates  $(D_1)_m/a_m$ ,  $(D_2)_m/a_m$  in an arbitrary scale and  $r_m = (D_1)_m/(D_2)_m$  as functions of tectonic stress  $\sigma$  and wave number  $m$  for  $t_g=10^6$  years.

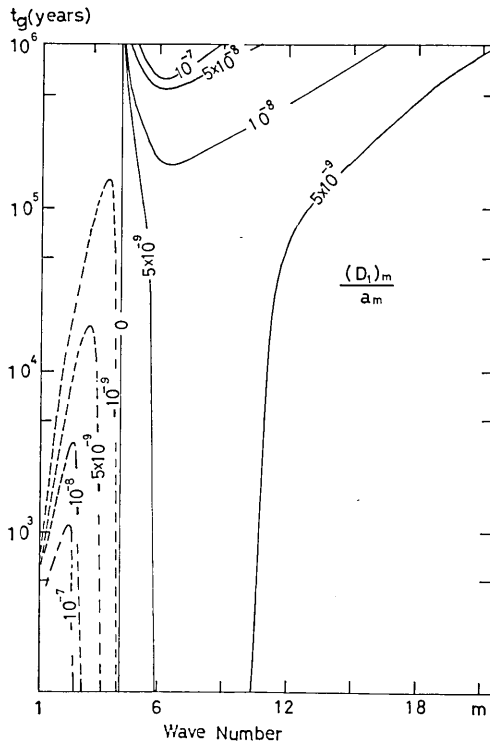


Fig. 9. Variation of the tilting rate  $(D_1)_m/a_m$  in an arbitrary scale as a function of time  $t$  and wave number  $m$  for a given tectonic stress  $\sigma$ .

密の層と基盤に接する第3次圧密の層とを除いた第2次圧密の中間層の厚さをもって  $h$  とするので、 $h$  の推定のためには深層試錐による堆積層の圧密と深さとの関係についてのデータが必要となる。ここでは井波、星野 (1974) の結果を参照して  $h=2\text{ km}$  としたが、各圧密状態の境界に対応する porosity のとり方により  $h$  の値のとり方に幅が生じる。

造構応力の推定に関し最も不確定な要素は bedding constant  $k$  の評価である。ここでは褶曲変形する平板とその下の層 (第3次圧密層と基盤) との密度差  $\Delta\rho$  による浮力のみを考え、 $k=\Delta\rho g$  と仮定したが、もし浮力による以外の contact pressure、たとえば elastic な反撥力を考慮に入れると  $k$  はより大きな値となる。しかし現象の時間的スケールが  $t_e=3\mu/E$  よりも十分大きいという仮定に立っているのでいまの議論でこのような elastic な効果を考慮に入れるのは不適当であろう。

以上の考察から  $k=\Delta\rho g$  と仮定し、密度差  $\Delta\rho$  を  $0.4\text{ gr/cm}^3$  とすると、 $h=(2\pm 1)\text{ km}$  に対応する造構圧縮応力は  $\sigma=n/h=133\sim 400\text{ bars}$  となる。

活褶曲の発達する東北日本内陸部の浅発性地震の応力降下は  $100\text{ bars}$  前後と考えられるが、新潟地震 (June, 16, 1964,  $M=7.5$ ) の応力降下が  $126\text{ bars}$  (AKI (1966)) である一方、東北日本内陸部の典型的な浅発性地震である東西主圧力軸をもつ秋田県南東部地震 (Oct.

る。さらに  $10^6$  年以降に特定の波数領域のモードが加速的に成長することが注目される。

## 5. 解析結果の検討

ここで用いた褶曲のモデルはきわめて単純なものであるが、活褶曲の波長の上限を測定することにより、造構圧縮応力を求めるといふ点にその特長がある。地殻変形の波長の測定にはある程度の誤差をまぬがれないが、水準点分布密度が高く面的なひろがりを持つ水準網を設置し、10年以上の期間での改測結果によればかなり信頼度の高い値をうるができる (溝上、中村、井筒屋 (1980))。造構応力の推定について次に問題となる点は褶曲する堆積層に相当する平板の厚さ  $h$  およびこの平板と基盤との contact pressure  $q=-kw$  の bedding constant  $k$  の決め方である。

平板の厚さ  $h$  については前述のように堆積層の厚さの全体ではなく、堆積層のうちの地表面に接する第1次圧

16, 1970,  $M=6.2$ ) の応力降下は 15 bars (長谷川ら (1975)) である。活褶曲の波長から推定される地殻応力の値の範囲がほぼ地震に伴う応力降下の上限と一致することは注目値に値する。造構応力の大きさについて藤井, 伊藤 (1973) は房総の大田代層堆積盆地の形成機構から当時地殻に働いた造構応力として 180 bars 程度が妥当と考えた。植村 (1976) は新潟油田地域に広く分布する下部鮮新統西山層の泥岩についての三軸試験結果にもとづいて西山層褶曲についての応力場として 100 bars 程度の値を考えた。

活褶曲から推定される造構応力は活褶曲に含まれる波長  $l$  の上限  $l_{\max}$  と対応するので,  $l_{\max}$  が 10 km 程度であれば造構応力は 133~400 bars であり,  $l_{\max}$  が 20 km であれば 33~100 bars となる。もし造構応力が活褶曲地域での地震発生などにより変動するものであれば, より小さな波長の褶曲は造構応力が減少しても変形が進行する可能性があるのに対し, より大きな波長の褶曲は造構応力が一定値をこえた状態の期間についてのみ変形が進行し, 造構応力が一定値以下になると変形は停止するか褶曲構造を消滅させある方向に進行する。この点から考えて活褶曲変形の卓越モードを水準測量と地形地質学的調査でそれぞれ独立に求め両者を比較すると造構応力の時間的変化を推定できる可能性がある。

活褶曲の解析で造構応力の推定とならんで重要な事項は viscosity coefficient  $\mu$  の推定である。ここで求めた  $\mu \sim 1.5 \times 10^{22}$  poises の値は波長  $2l/m=10$  km の褶曲について, 現在の変形速度と過去  $10^6$  年の平均的変形速度が等しいと仮定した場合の値であり, この仮設が正しくなければ  $\mu$  の値も当然ながら変る。

地殻の粘性についての実験的研究として, KUMAGAI and ITO (1965, 1968, 1970, 1971) による20年間にわたる creep test がある。この実験から  $\mu=3 \sim 6 \times 10^{20}$  poises という値がえられている (ITO (1979))。また ITO (1979) はヒマラヤ地域および西南日本における第四紀の地殻変動データから orogenic crust の  $\mu$  として  $10^{22}$  poises という値をえた。一方 Griggs (1939) は高封圧下での岩石の creep test を行ない Solenhofen 石灰岩について  $1.3 \times 10^{15}$  poises という値をえている。植村 (1976) は Griggs と同様の方法で西山層の泥岩について  $10^{15}$  poises という値をえたが, この値に対応する strain rate が  $10^{-8}/s$  というきわめて大きな値となることから判断して  $\mu=10^{15}$  poises という結果がそのまま実際の活褶曲の過程にあてはまるとは考えられない。Crittenden (1976) の Lake Bonneville の例では深さ 100 km までの  $\mu$  の平均値として  $10^{21}$  poises という値をえている。

地殻の viscosity coefficient  $\mu$  についての評価モデルの立て方とくに時定数に関する量のとり方に大きく左右されるので,  $\mu$  の推定方法について深く吟味することなく単に多くの事例についての値の大小の比較を行っても意味のない場合が多い。本論文で推定した値  $\mu \sim 1.5 \times 10^{22}$  poises から式 (1) に含まれる時定数  $t_e$  を求めると  $t_e=3\mu/E \sim 4.5 \times 10^{11}s \sim 15000$  years ( $E=10^{11}$  dyn/cm<sup>2</sup> と仮定する。) となる。活褶曲運動の時間的スケールが  $t_g \sim 10^6$  years であることから  $t_e \ll t_g$  ( $t_e/t_g \ll 1$ ) であるといえる。このことは活褶曲に粘性平板のモデルをあてはめうるという根拠を与える。

ここで取上げたモデルでは褶曲運動がはじまった時点, すなわち  $t=0$  において粘性平板は式 (11) で示すように振幅  $2a_m$  なる初期構造をもつものと考えている。この初期構造は堆積層の生成時に基盤の形態や変形の影響により2次的に生じたものであってもよいし

あるいは堆積層がそれ自体もっている不均一性によるものであってもよい。褶曲構造の振幅は式(38)に示すように時間  $t$  とともに  $2H_m(t)=2a_me^{cm^t}$  なる形で波数  $m$  について撰択的に変化する。初期構造の振幅  $2a_m$  と現在の褶曲構造の振幅  $2H_m(t)$  は観測可能な量  $l, m, (D_1)_m, (D_2)_m, r_m$  などから式(39)により求めることができる。その結果は前述のように  $m=6(2l/m=10\text{ km})$  に対して、 $2H_m\sim 318\text{ m}$  および  $2a_m\sim 117\text{ m}$  となる。両者の差  $2(H_m-a_m)=201\text{ m}$  は過去100万年間に造構応力  $\sigma$  の作用により褶曲運動が進行したことによる背斜と向斜の相対的変位の蓄積量に対応する。KAIZUKA (1967, 1968) は地形地質学的データにもとづきこれら褶曲構造の振幅として  $100\sim 200\text{ m}$  という値をえている。従ってここで推定された褶曲構造の振幅は実測値とよく一致しているといえる。

以上の検討から活褶曲の卓越波長、年代、変動速度、変位量、造構応力、堆積層の厚さおよび粘性、基盤と褶曲変形する堆積層との力学的相互関係などについての定量的議論が実測精度の範囲で NADAI のモデルにより矛盾なく行えることがわかった。

## 6. 結 論

前述の活褶曲に伴う地殻の変形と造構応力との関係についての議論をまとめると次のようである。

i) 活褶曲に伴う変形の波長の上限を測定することにより造構応力を推定することができる。この波長の上限を約  $20\text{ km}$  とし、変形する堆積層に相当する粘性平板の厚さを  $1\sim 3\text{ km}$  と仮定すると、造構応力は  $133\sim 400\text{ bars}$  となる。ただし変形する粘性平板と基盤との contact pressure は密度差による浮力であると考ええる。

ii) 変形する平板の波長と厚さを与え、かつ平板の Poisson's ratio, 造構応力, 褶曲構造が形成されるに要した現在までの時間、現在における変形速度と褶曲構造形成に要した時間全体での平均的変形速度との比  $\gamma$  が既知であれば粘性平板の viscosity が求められる。波長が約  $10\text{ km}$  の褶曲構造が  $100$  万年で形成され、かつ変形速度比  $\gamma$  がほぼ  $1$  であるとする。平板の厚さ  $2\text{ km}$ , Poisson's ratio  $0.25$ , 造構応力  $200\text{ bars}$  とすると平板の viscosity は  $1.5\times 10^{22}\text{ poises}$  となる。

iii) 活褶曲に伴う卓越モードの傾斜速度の最大値を  $10^{-7}/\text{year}$  とし、かつ i) および ii) における諸量の値を用いると、波長約  $5\text{ km}$  の褶曲運動の時間  $t=0$  (変形がはじまった時点) での振幅 (初期振幅) は約  $117\text{ m}$ ,  $t=10^6\text{ years}$  に対応する現在の褶曲構造の振幅は約  $318\text{ m}$  となる。

iv) 活褶曲から推定される造構応力の大きさ  $133\sim 400\text{ bars}$  は内陸部に発生する地震に伴う応力降下の上限とほぼ等しいオーダーであり、東北日本の内帯で発生する浅発性地震と活褶曲とが共通の造構応力場に対する相異なる歪変化特性の応答であると考えられることができる。

v) 褶曲変形する平板の viscosity の値  $1.5\times 10^{22}\text{ poises}$  については比較検討の対象となりうる事例が少ないため評価を下すことができないが、地殻構成岩石の creep の実験や荷重に対する地殻の変形の緩和現象などから推定された値  $3\sim 6\times 10^{20}\text{ poises}$  ないしは  $10^{21}\text{ poises}$  と比較することが可能である。また Modulus of elasticity  $E=10^{11}\text{ dyn/cm}^2$  を仮定すると平板の粘弾性体としての時定数は  $10^4$  年のオーダーであり、褶



曲運動の時間スケール  $10^6$  年と比較すると、活褶曲に伴う変形はほぼ完全粘性変形とみることができる。

vi) 以上の検討から褶曲変形する堆積層として厚さ約 2 km, viscosity 約  $1.5 \times 10^{22}$  poises の粘性平板を考え、これに約 200 bars の圧縮応力を  $10^6$  年程度の間作用しつづけて変形させると、波長が約 10 km の褶曲は振幅 300 m 程度にまで成長し、その時点での変形速度は卓越モードの傾斜速度にして  $10^{-7}$ /year 程度となることが導かれた。この結果に含まれる値のうち褶曲構造の形成に要する時間、変形の波長、変形量および変形速度は実測値によっている。

### 参 考 文 献

- AKI, K. (1966), Generation and propagation of G waves from the Niigata Earthquake of June, 1964, Pt. 2, Estimation of earthquake moments, released energy and stress-strain drop from the G wave spectrum, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 44, 73-88.
- CRITTENDEN, M.D. Jr., (1963), Effective viscosity of the earth derived from isostatic loading of Pleistocene Lake Bonneville. *Jour. Geophys. Res.* 68, 5517-5530.
- 藤井敬三, 伊藤英文 (1973), 房総半島大田代層堆積時の造構応力と地殻の粘性について。地質雑, 79, 89-98.
- GRIGGS, D.T., (1939), Creep of rocks. *Jour. Geol.*, 47, 225-251.
- 長谷川 昭, 笠原敬司, 長谷川武司, 堀 修一郎 (1975), 1970年秋田県南東部地震の発震機構(その2), 地震, 2, 28, 141-151.
- HOSHINO, K., H. KOIDE, K. INAMI, S. IWAMURA and S. MITSUI (1972), Mechanical properties of Japanese Tertiary sedimentary rocks under high confining pressures, *Geol. Surv. Japan. Rept.*, 244, 1-200.
- 池田展生 (1942), 越後油田褶曲構造の現世まで行なわれていることに就いて (演旨), 石油技協誌, 10, 109-109.
- 井波和夫, 星野一男 (1974), 堆積岩の圧縮率と圧密について, 石油技協誌, 39, 21-29.
- ITÔ, H. (1979), Rheology of the crust based on long-term creep tests of rocks. *Tectonophysics*, 52, 629-641.
- KAIZUKA, S. (1967), Rate of folding in the Quaternary and the present. *Geogr. Rept. Tokyo Metropolitan Univ.*, 2, 1-10.
- KAIZUKA, S. (1968), Distribution of Quaternary fold, especially its rate and axis direction in Japan. *Geogr. Rept Tokyo Metropolitan Univ.*, 3, 1-9.
- KUMAGAI, N. and ITÔ, H. (1965), Method to find secular bending of big granite beams and results obtained for the first seven years. *J. Soc. Mater. Sci. Jap.*, 14, 507-519.
- KUMAGAI, N. and ITÔ, H. (1968), Results of experiments of secular bending of big granite beams extending for 10 years and their analyses. *J. Soc. Mater. Sci. Jap.*, 17, 925-932.
- KUMAGAI, N. and ITÔ, H. (1970), Creep of granite observed in a laboratory for 10 years. *Proc. 5th Int. Congr. Rheol.*, 2, 579-590.
- KUMAGAI, N. and ITÔ, H. (1971), The experimental study of secular bending of big granite beams for a period of 13 years with correction for change in humidity. *J. Soc. Mater. Sci. Jap.*, 20, 185-189.
- 松田時彦 (1960), 日本の新生代褶曲構造の形成速度について (演旨), 地質雑, 66, 461.
- 松田時彦 (1961), 造山運動・生命の歴史, 135-141, 岩波書店.
- MATSUDA, T. (1964), Rate of folding in late Tertiary and Quaternary in Japan. *Proc. U.S.-Japan Conference, Earthq. Pred. Problem*, 96-98.
- 松沢 明 (1961), 堆積岩の密度と地質構造, 物理探鉱, 14, 36-45.
- 松沢 明 (1962), 堆積岩の密度と地質構造, 物理探鉱, 15, 1-13.

- 宮村撰三 (1943), 米代川にそふ一部水準路線の測量, 震研彙報, 21, 197-205.
- 宮村撰三, 岡田 惇 (1949), 米代川にそふ一部水準路線の測量, 第2報, 震研彙報.
- 宮村撰三, 岡田 惇 (1956), 米代川にそふ一部水準路線の測量, 第3報, 1955年10月19日ニッ井地震にともなう水準変動, 震研彙報, 34, 373-380.
- 宮村撰三, 岡田 惇, 井筒屋貞勝, 杉村 新 (1968), 山形県小国川流域水準測量結果, 震研彙報, 46, 405-412.
- 宮村撰三, 溝上 恵, 中村一明, 岡田 惇, 杉村 新 (1968), 水準点新設による活褶曲の研究, 第5回災害科学総合シンポジウム論文集, 169-171.
- 溝上 恵, 中村一明, 井筒屋貞勝 (1980), 精密水準改測による小千谷地域の活褶曲の検出, 震研彙報,
- NADAI, A. (1963), The theory of flow and fracture of Solids. Engineering societies monographs, 2, McGraw-Hill Book Company, Inc. London.
- 中村一明, 太田陽子 (1968), 活褶曲研究史と問題点, 第四紀研究, 7, 200-211.
- 太田陽子 (1968), 旧汀線の変形からみた第4紀地殻変動に関する二, 三の考察, 地質学論集, 2, 15-24.
- OTUKA, Y. (1941), Active rock folding in Japan. *Proc. Imp. Acad. Japan*, 17, 518-522.
- 大塚弥之助 (1942), 活動している皺曲構造, 地震, 14, 46-63.
- 植村 武 (1976), 地震と地質構造の形式をめぐる若干の問題. 地質学論集, 12, 43-49.

## 21. *Tectonic Stress and Viscosity Coefficient of the Earth's Crust as inferred from Crustal Movements related with Active Folds.*

By Megumi MIZOUE,

Earthquake Research Institute, University of Tokyo.

It has been pointed out from geological and geomorphological evidences that the time rate of undulatory crustal movement shows a remarkable dependence on its wavelength. Specific studies on the problem were made by MATSUDA (1960, 1961, 1964), KAI-ZUKA (1967, 1968) and OTA (1968, 1969). KAI-ZUKA compared the rate of folding in the Quaternary with the mode of undulatory crustal movements in the present. He indicated such regularities of folding as the smaller the wavelength, the greater the rate of folding and the rate of present folding is in the same order with that of the Quaternary folding.

NAKAMURA and OTA (1968) critically reviewed the history of active fold study in Japan. They discussed the tectonic significance of undulatory crustal movements from a geological point of view introducing a case study of an active fold along the Shinano River, where apparently steady progress of folding was detected with the maximum tilting rate of  $10^{-6}$  per year during the past 80 years without noticeable earthquakes.

In order to make an extensive study of an active fold, a precise level net covering the folded area of about  $10 \times 20 \text{ km}^2$  near Ojiya, Niigata Prefecture, Northeast Japan was set up in 1968 with the installation of 63 bench marks. Since 1968, 37 bench marks were kept in proper condition for a 10 year period, and were subjected to relevelings in Oct. 1978. Characteristic mode of movements in the area were successfully detected for the interval of 10 years from 1968 to 1978, the results of which were reported by MIZOUE,

NAKAMURA and IZUTUYA (1980).

It is confirmed by the revelings that remarkable undulatory modes of movements with the wavelength about 5~10 km is superimposed on the northward tilting movement in the active folding area near Ojiya (Fig. 4). The undulatory mode is in good harmony with the detail pattern of both geological and geomorphological features of the Quaternary fold (Fig. 5). An asymmetrical mode of movement with respect to the synclinal and anticlinal axis coincide with the Quaternary fold structures in the area. It is concluded from the evidence that the fold structure has been formed with the maximum rate of the order of  $10^{-6}$  per year during the past  $10^{4-5}$  years up to 1978.

A theoretical model of a viscoelastic slab resting on substratum under an axial compression force (NADAI, 1963) is introduced to simulate the growth of the undulatory movement related with active foldings. An outline of the NADAI's model (NADAI, 1963) for a viscoelastic slab resting on substratum under an axial compression force follows.

Let us consider the case of one-dimensional bending of an infinite, horizontal slab of viscoelastic material ( $E$ =Young's modulus,  $\mu$ =viscosity coefficient) with a uniform thickness  $h$ , resting on a substratum with a bedding constant  $k$  loaded by single, transversal forces and by a uniform axial compression force  $n$  per unit width acting in the middle plane parallel to the  $x$  axis. Assume the positive  $z$  coordinate and deflection  $w$  pointing downward (Fig. 2).

In the absence of extraneous distributed pressures ( $P=0$ ), the equilibrium conditions of the vertical shearing forces  $p_v$  and of the bending moments  $m_x$

$$\frac{\partial p_v}{\partial x} = kw$$

$$p_v = \frac{\partial m_x}{\partial x} - n \frac{\partial w}{\partial x},$$

give

$$\frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} = \frac{\partial p_v}{\partial x} + n \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = kw + n \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}. \quad (1)$$

If we denote the modulus for an elastic slab and Poisson's ratio by  $N$  and  $\nu$  respectively, the relation between the deflection  $w$  and the bending moment  $m_x$  is expressed by, after placing a dot above a quantity whenever it is differentiated with respect to the time  $t$ ,

$$N \frac{\partial^2 \dot{w}}{\partial x^2} = - \left( \dot{m}_x + \frac{m_x}{t_e} \right), \quad t_e = \frac{3\mu}{E},$$

$$N \frac{\partial^4 \dot{w}}{\partial x^4} = - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \dot{m}_x + \frac{m_x}{t_e} \right). \quad (2)$$

After differentiating Eq. (1) with respect to the time  $t$  and substituting the second derivatives  $\partial^2 m_x / \partial x^2$  and  $\partial^2 \dot{m} / \partial x^2$  in the preceding equation, we see that the deflection  $w$  of a viscoelastic slab carrying an axial compression force  $n$  acting in the  $x$  direction may be determined from the differential equation

$$N \frac{\partial^4 \dot{w}}{\partial x^4} n + \frac{\partial^2 \dot{w}}{\partial x^2} + \left( \dot{n} + \frac{n}{t_e} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + k \left( \dot{w} + \frac{w}{t_e} \right) = 0. \quad (3)$$

After multiplying Eq. (3) by  $t_e$  and disregarding those terms which obtain the factor  $t_e$  (since it is supposed to be small), but using the modulus for the viscous slab,

$$N_0 = N t_e = \frac{E h^2}{12(1-\nu^2)} \frac{3\mu}{E} = \frac{\mu h^3}{4(1-\nu^2)} \quad (4)$$

this equation simplifies to

$$N_0 \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + n \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + kw = 0. \quad (5)$$

We may note that the corresponding equation for an elastic slab (not having viscosity) supported on an elastic foundation loaded by an axial compression force  $n$ ,

$$N \frac{d^4 w}{dx^4} + n \frac{d^2 w}{dx^2} + kw = 0 \quad (6)$$

has a very similar form.

Returning to Eq. (5) and letting

$$w = X(x) \phi(t), \quad (7)$$

we obtain

$$\frac{X^{(4)}}{(n/N_0)X'' + (k/N_0)X} = -\frac{\phi'}{\phi} = c = \text{const} \quad (8)$$

and may distinguish two cases, depending on whether the constant  $c$  having the dimension of a time is negative or positive:

$$\text{Case 1: } c = -t_a,$$

$$\text{Case 2: } c = t_b,$$

$t_a, t_b$  representing essentially positive constant times. Instead of the generalized form of Eq. (7), the deflection  $w$  can be expressed in the form of

$$w = a_m e^{c_m t} \cos \frac{m\pi x}{l} \quad (9)$$

where  $m$  is an integer, satisfying Eq. (5) if the constant  $c_m$  is chosen equal to

$$c_m = \frac{(n/N_0) \cdot (m^2 \pi^2 / l^2) - k/N_0}{m^4 \pi^4 / l^4}. \quad (10)$$

The constant  $c_m$  takes on either a positive or a negative value, depending on whether the compression force

$$n \begin{matrix} \geq \\ \leq \end{matrix} \frac{kl^2}{m^2 \pi^2}, \quad c_m \begin{matrix} \geq \\ \leq \end{matrix} 0, \quad (11)$$

and if  $m=1$ ,  $c_1$  coincides with  $c_1=1/t_a$  or  $c_1=-1/t_b$ , respectively, in the former notation.

A series of terms of this form permits consideration of the deflections in an infinite viscous slab on substratum under an axial compression force  $n$ , for example, in the case that the initial undulations of the slab at time  $t=0$  are prescribed as an even, arbitrary, periodic function of  $x$ ,

$$t=0, \quad w=f(x) = \sum_1^\infty a_m \cos \frac{m\pi x}{l}, \quad (m=1, 3, 5, \dots). \quad (12)$$

We may note some strange occurrences in the terms of the corresponding series expressing the deflections of the slab at time  $t$ :

$$w = \sum_m a_m e^{c_m t} \cos \frac{m\pi x}{l}, \quad (13)$$

if the compression force  $n$  takes on one of the values of indifference,

$$n_m = \frac{kl^2}{m^2 \pi^2}, \quad (14)$$

for which in the corresponding term the factor  $c_m$  in the exponent of  $e^{c_m t}$  vanishes. The corresponding harmonic in the series of Eq. (13) remains, all harmonics lower than

the stationary one evanesce, and all higher harmonics grow with time  $t$ . When the thickness  $h$ , viscosity coefficient  $\mu$  and Poisson's ratio  $\nu$  of the slab and the bedding constant  $k$  are given, the deflection  $w$  and its rate  $\dot{w}$  with respect to the time  $t$  of any specific mode  $m$  depend only on the compressional force  $n$  (Fig.3). Thus, the compression force  $n$  can be evaluated from the information of the upper boundary of the wavelength range in which the growth of the undulatory deformation of the slab is detected.

The Nadai's model for the deformation of a viscoelastic slab might be excessively simple to apply to the detailed process of active foldings. Due to the simplicity of the model, however, an active folding can be described by the limited informations of the following parameters:

- i) the thickness  $h$  and Poisson's ratio  $\nu$  of a folded stratum and the bedding constant  $k$  relating to the contact pressure with a substratum,
- ii) the wavelength  $l$  for a fundamental mode and the wave number  $m$  of a pre-dominant mode of foldings,
- iii) the time duration  $t_g$  required to produce a deflection  $w$ ,
- iv) the amplitude  $(D_1)_m$  of the rate of tilt movement  $\partial(\partial w/\partial x)/\partial t$  calculated from the rate of the deflection  $\partial w/\partial t$  in the present, and the  $(D_2)_m$  of the averaged rate of tilt movement  $(\partial w/\partial x)/t_g$  for the period of  $t_g$ , and
- v) the ratio  $r_m$  of  $(D_1)_m/(D_2)_m$ , as given by  $(\partial w/\partial t)/(w/t_g)$ .

As one of the major factors controlling the rate of folding, physical properties of sedimentary layers, which vary considerably with depth, have a decisive effect on foldings of shorter wavelengths of 0.5~20 km (Fig. 6). Based on the data from deep drilling core samples in the center of the Niigata sedimentary basin, in the inner belt of North-east Japan INAMI, et al. (1974) indicated that the sedimentary layer can be classified into the three distinct layers corresponding to the stages of compaction. They made an investigation on compressibility at hydrostatic pressure up to 2000 bars on dry samples of about 60 kinds of rocks collected from both surface exposures and exploratory wells in the oil bearing areas. The results indicate that at porosity less than about 30% (for argillaceous rocks) or 15-20% (for arenaceous rocks), compressibility changes regularly according to porosity, while at more than the above porosity, compressibility becomes as large as that of liquid.

In the conclusion of the above investigation, the following three stages of compaction were recognized. Stage 1: The mineral grains within the rocks do not touch each other. The rocks behave like soil and physically rather like liquid. Stage 2: The mineral grains come into contact. The rocks consist of the mechanically stable framework of these grains. Physically, they are plastic solid. Stage 3: Authigenic minerals appear among the mineral grains. Cementation is common in every part of the rocks.

In argillaceous rocks, primary porosity is around 80%. At 80 to 30% porosity, compaction belongs to stage 1. At 5 to 15% porosity, it changes from stage 2 to stage 3. In arenaceous rocks, primary porosity is approximately 50%. Stage 1 is considered to be between 15 or 20% and 50%. From 15 or 20% it becomes stage 3. Stage 2 is possibly absent in arenaceous rocks.

From the above experimental results on physical properties of sedimentary rocks, it can be expected that a sedimentary layer will behave as a viscoelastic slab in the stage of compaction defined as Stage 2 by INAMI et al. (1974). Considering the porosity-depth relation (Fig. 7), it is assumed that the depth range corresponding to Stage 2 is from 2 to 4 km. Therefore, the thickness of a viscoelastic slab  $h$  for the Nadai's model should be taken as about 2 km. There would be very little possibility from the above consideration that either liquid-like (Stage 1) or highly rigid (Stage 3) formation can produce a folding of short wavelengths through viscoelastic process.

The wavelength of the fundamental mode of  $L(=2l)$  is assumed to be equal to the maximum width of Niigata sedimentary basin with a thickness more than 4 km indicated

by the thickness contours of Neogene and Pleistocene formations. The width  $L=2l$  is found to be about 60 km along the direction perpendicular to the general trend of the axis of foldings. The wavelength of predominant mode of foldings in Niigata sedimentary basin is in the range of  $0.5 \leq 2(l/m) \leq 20$  km, which gives the wave-number  $3 \leq m \leq 120$  accordingly. It is also shown by revelings that no noticeable growth in the mode of  $m \leq 3$  has been found in the area. With the values of  $m=6$  and  $l=30$  km for Eq. (14), the compressional force  $n$  per unit width of the slab is expressed as

$$n \sim 1.01 \times 10^{11} \text{ k} \cdot \text{cm}^2. \quad (15)$$

Considering the effect of the buoyant force  $q = -\Delta\rho \cdot g$  caused by the density contrast  $\Delta\rho = \rho_c - \rho_s$ , where  $\rho_s$  is the density of the folded slab and  $\rho_c$  is the density of the consolidated underlying layer and  $g$  is gravity, the bedding constant is defined as  $k = \Delta\rho \cdot g$ . With  $\rho_c \sim 2.7 \text{ g/cm}^3$ ,  $\rho_s \sim 2.3 \text{ g/cm}^3$  from the results by HOSHINO et al. (1972) and  $g \sim 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$ , we obtain  $k \sim 0.4 \times 10^3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$ . The compressional force  $n$  per unit width is calculated from Eq. (15) as  $n \sim 4.04 \times 10^3 \text{ g} \cdot \text{s}^{-2} = 4.04 \times 10^{13} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-1} = 4.04 \times 10^{10} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ . Accordingly, compressional stress  $\sigma = n/h$  acting on the slab is 133~400 bars when the thickness of the slab  $h$  is 1~2 km. The tectonic stress as inferred from the active folding data can be compared with the stress drop of 126 bars for the Niigata earthquake of 1964,  $M=7.5$  (AKI, 1966) and the tectonic stress of about 100 bars as evaluated by UEMURA (1976) on the basis of the data obtained from creep test of dry mudstone of the early Pliocene Nishiyama Formation.

With  $t_g \sim 10^6$  years  $\sim 3.2 \times 10^{13}$  s, the viscosity coefficient for the folded upper crustal layer is found to be  $1.5 \times 10^{22}$  poises. The result can be compared with the value of  $3 \sim 6 \times 10^{20}$  poises by KUMAGAI and ITO (1965, 1968, 1970, 1971) from creep tests on granite beams,  $10^{22}$  poises by ITO (1979) estimated from the Quaternary crustal movements in the Himalayas and in southwest Japan, and  $10^{21}$  poises given by CRITTENDEN (1963) derived from isostatic loading of Pleistocene Lake Bonneville.