地殻変動における表面温度の影響について

中　野　正　吉

THE EFFECT OF SURFACE TEMPERATURE ON THE CRUSTAL DEFORMATIONS

by Shokichi NAKANO

Synopsis

The thermoelastic strains are discussed theoretically when a sinusoidal variation of temperature exists on the Earth's surface. The exact solutions are obtained according to M.A. Biot's theory of irreversible thermodynamics and transformed into approximative expressions more suitable and applicable to the present case.

Each term in the solutions has its own physical meaning, separating the strains caused by thermal energy itself, from those propagated elastically through the whole medium.

The solutions are estimated numerically from the observational results obtained by I. Ozawa at Osakayama Observatory. It is confirmed that the surface temperature affects the crustal deformations to a considerable extent.

1．周知のように地殻変動の観測から，地震予知の問題を解明することは，従来われわれが努力してきていることがらであつて，現在まですでに多くの有力な結果や業績が上つている。しかしながら地殻変動の記録の中には明らかに外部条件によつて支配される多くの部分が含まれており，そのために記録を一見きわめて複雑なものとしている。この外部条件からの寄与がどの程度のものであるかということを定量的に指摘することが，個々の観測所についてできるならば，記録を使用して何らかの結論をえる際に，より確実，容易になるであろうことは明らかである。

観測の多くが大体地表面の近傍でなされているという事実から見て，外部条件の主なものには，降雨，太陽熱，および大気圧の三つがまず考えられる。これらの現象は年間，ほぼ周期的な変化をすると見なされうるし，一方記録も大体周期的年変化をしているものが多いから，このような現象が記録に影響を与えていることは確実である。しかも地表面の温度変化が熱弾性的にひきおこす熱歪は地表近くの点にあつてはかなり大きいと考えられる。

筆者はその第一段階として地表面の温度変化による熱歪について考察した。従来からこの問題はわが国で取り上げられ，T. Matuzawa[1] は半無限弾性体の表面に温度変化が与えられたとき，温度自体は深さとともに速やかに減衰するのに対して歪は温度変化の波長と comparable な深さにおいてもなおかなりみとめられうることを指摘した。このことは最近 V.V. Popov[2] も同様の結論を出している。また S. Homma[3] は特殊な境界条件（地形）の数例についてくわしく計算し，興味深い結果をもとめている。しかしながら主として従来の研究にあつては，慣性力および熱伝導の方程式の中に現われるべき膨脹の項を無視し，釣合の方程式と通常の熱伝導方程式とを組み合わせて考察することが多かつたのであるが，後者の省略は時に正当ではないと思われる。

近年，M. Päsler[4], M.A. Biot[5] 等は熱伝導による弾性体の歪について基礎的な理論を作つた。筆者は

Biot の理論を用いて，地表面での温度変化が

$$\vartheta_0 \cos(\omega t-kx)$$

の形で与えられる場合の温度分布と歪とについて考えた。歪についての一般解の形は三種類の項からなり，一次近似解としてはそれらの物理的意味が明瞭となることを指摘した。また I. Ozawa[6) の結果を用いて，表面における局所的な温度変化が地殻変動の記録にきわめて大きい影響を与えていることを確証した。

さきにのべた他の現象，たとえば降雨の影響も大きいことがよく知られている。したがつて表面温度の影響だけで記録のあの複雑な様相をすべて説明することはもとよりできないが，温度がどのような形の歪として記録にあらわれるかについては，一応の結論が出せたと思う。

2．Biot によれば，絶対温度 T で無歪の状態にある弾性体が，温度 $T+\vartheta$ の時に生ずる変位を $\boldsymbol{u}=(u, v, w)$ とすれば，$\boldsymbol{u}, \vartheta$ は次の方程式を満足する。

$$\rho\frac{\partial^2\boldsymbol{u}}{\partial t^2}=\mu\nabla^2\boldsymbol{u}+(\lambda+\mu)\mathrm{grad}\cdot\mathrm{div}\,\boldsymbol{u}-\beta\,\mathrm{grad}\,\vartheta$$

$$a^2\nabla^2\vartheta=\frac{\partial\vartheta}{\partial t}+\frac{\beta T}{c\rho}\frac{\partial}{\partial t}\mathrm{div}\,\boldsymbol{u}$$

ここに ρ, λ, μ は通常の記号，β は $\beta=(3\lambda+2\mu)\alpha$ で，α は線膨脹係数，また a^2, c はそれぞれ温度伝導度および比熱である。これらの基礎方程式は T にくらべて ϑ がかなり小さいときにのみ成立するから各定数は T における値として差支えない。

地表面に沿つて x 軸，鉛直下向きに z 軸をえらび，地表面における温度変化がさきに述べた式であたえられるとする。$k=\frac{2\pi}{l}$ とすれば l はこの波動の波長であるが，それはかならずしも地球の自転，公転による日変化または年変化の普遍的な波長の値をあらわすものではない。後述の如く $k(l)$ はむしろ局所的な性質をもつ一つの parameter と考えることができる。

問題を2次元的に取り扱い，ϑ, u, w は x, z, t の函数で，$v=0$ とし，弾性波動論におけるごとく，

$$u=\frac{\partial\varphi}{\partial x}-\frac{\partial\psi}{\partial z}, \qquad w=\frac{\partial\varphi}{\partial z}+\frac{\partial\psi}{\partial x}$$

とおけば，potentials φ, ψ および ϑ について上の方程式は次のように分離して書くことができる。

$$\rho\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=(\lambda+2\mu)\nabla^2\varphi-\beta\vartheta, \qquad \rho\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}=\mu\nabla^2\psi$$

$$a^2\nabla^2\vartheta=\frac{\partial\vartheta}{\partial t}+\frac{\beta T}{c\rho}\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\varphi$$

S 波 potential ψ は全く通常の波動方程式を満足するのに対し，φ の方には熱伝導方程式との連立関係が生じている。

境界条件は次の通りになる

$$\vartheta(x, 0, t)=\vartheta_0 e^{i(\omega t-kx)}$$

$$(Z_x)_{z=0}=(p_{zx})_{z=0}=0$$

$$(Z_z)_{z=0}=0 \rightleftarrows (p_{zz})_{z=0}=\beta\vartheta_0 e^{i(\omega t-kx)}$$

p_{zx}, p_{zz} は Hooke の法則から力学的に定義される応力成分である。このような表わし方をすれば，応力に関する二つの条件は形式上垂直力 $\beta\vartheta_0 e^{i(\omega t-kx)}$ が作用する場合の通常の弾性論の条件と同等であることがわかる。これらの条件をそれぞれ φ, ψ であらわせば，

$$Z_x=\mu e_{xz}=\mu\left(2\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial z}+\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)=0 \qquad (z=0)$$

$$Z_z=2\mu e_{zz}+\lambda(e_{xx}+e_{zz})-\beta\vartheta$$

$$=\lambda\nabla^2\varphi+2\mu\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial z}\right)-\beta\vartheta(x, 0, t)=0 \qquad (z=0)$$

となる。

さて境界条件より φ, ψ, ϑ の x, t に関する関数形は規定されるから，

$$\varphi=f_p(z)\cdot e^{i(\omega t-kx)},\ \psi=f_s(z)e^{i(\omega t-kx)},\ \vartheta=g(z)e^{i(\omega t-kx)}$$

として上記の方程式を書きなおせば，

$$f_p''(z)=(k^2-k_p^2)f_p(z)+\frac{\beta}{\lambda+2\mu}g(z)$$

$$f_s''(z)=(k^2-k_s^2)f_s(z)$$

$$g''(z)=\left\{k^2+i\frac{\omega}{a^2}\left(1+\frac{\beta^2T}{c\rho(\lambda+2\mu)}\right)\right\}g(z)-i\frac{\omega}{a^2}\frac{\beta T}{c\rho}k_p^2f_p(z)$$

こゝに $k_p^2=\dfrac{\omega^2}{v_p^2}$，$k_s^2=\dfrac{\omega^2}{v_s^2}$ で，v_p, v_s はそれぞれ P, S 波の伝播速度である。これらの解を

$$f_p(z)=Ace^{-\nu z}+A_pc_pe^{-\nu_p z},\quad f_s(z)=c_se^{-\nu_s z}$$

$$g(z)=ce^{-\nu z}+c_pe^{-\nu_p z}$$

とすれば，ν, ν_p は方程式

$$(\nu^2-k^2)^2+\left\{k_p^2-i\frac{\omega}{a^2}\left(1+\frac{\beta^2T}{c\rho(\lambda+2\mu)}\right)\right\}(\nu^2-k^2)-i\frac{\omega}{a^2}k_p^2=0$$

より求められ，また A, A_p は ν, ν_p の値を

$$(\nu^2-k^2+k_p^2)A=\frac{\beta}{\lambda+2\mu}$$

に代入して得られる。ν_s は $f_s(z)$ に関する方程式から直ちに

$$\nu_s=\sqrt{k^2-k_s^2}$$

となる。c, c_p, c_s は境界条件により定まる積分定数である。すなわちさきの条件をこれらを用いて書きなおせば，

$$c+c_p=\vartheta_0$$

$$2ik(\nu Ac+\nu_pA_pc_p)-(2k^2-k_s^2)c_s=0$$

$$(2k^2-k_s^2)(Ac+A_pc_p)+2ik\nu_sc_s=0$$

とあらわされ，ν, ν_p, A, A_p を用いて c, c_p, c_s をとけば，

$$c=\frac{A_p\cdot R(\nu_p)}{A_p\cdot R(\nu_p)-A\cdot R(\nu)}\vartheta_0,\quad c_p=-\frac{A\cdot R(\nu)}{A_p\cdot R(\nu_p)-A\cdot R(\nu)}\vartheta_0$$

$$c_s=\frac{2ik(2k^2-k_s^2)(\nu-\nu_p)AA_p}{A_p\cdot R(\nu_p)-A\cdot R(\nu)}\vartheta_0$$

がそれぞれ得られる。$R(\nu_*)$ はいわゆる Rayleigh の関数で

$$R(\nu_*)=(2k^2-k_s^2)^2-4k^2\nu_*\nu_s$$

を意味する。以上によつて完全解は次のようになる。

$$\vartheta=\frac{\vartheta_0e^{i(\omega t-kx)}}{A_p\cdot R(\nu_p)-A\cdot R(\nu)}\{A_p\cdot R(\nu_p)e^{-\nu z}-A\cdot R(\nu)e^{\nu_p z}\}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}=\frac{\vartheta_0AA_pk^2e^{i(\omega t-kx)}}{A_p\cdot R(\nu_p)-A\cdot R(\nu)}\{-R(\nu_p)e^{-\nu z}+R(\nu)e^{-\nu_p z}+2(2k^2-k_s^2)\nu_s(\nu-\nu_p)e^{-\nu_s z}\}$$

$$\frac{\partial w}{\partial z}=\frac{\vartheta_0AA_pe^{i(\omega t-kx)}}{A_p\cdot R(\nu_p)-A\cdot R(\nu)}\{\nu^2R(\nu_p)e^{-\nu z}-\nu_p^2R(\nu)e^{-\nu_p z}-2k^2(2k^2-k_s^2)\nu_s(\nu-\nu_p)e^{-\nu_s z}\}$$

$$\frac{\partial u}{\partial z}=\frac{i\vartheta_0AA_pke^{i(\omega t-kx)}}{A_p\cdot R(\nu_p)-A\cdot R(\nu)}\{\nu R(\nu_p)e^{-\nu z}-\nu_pR(\nu)e^{-\nu_p z}-2(2k^2-k_s^2)\nu_s^2(\nu-\nu_p)e^{-\nu_s z}\}$$

$$\frac{\partial w}{\partial x}=\frac{i\vartheta_0AA_pke^{i(\omega t-kx)}}{A_p\cdot R(\nu_p)-A\cdot R(\nu)}\{\nu R(\nu_p)e^{-\nu z}-\nu_pR(\nu)e^{-\nu_p z}-2k^2(2k^2-k_s^2)(\nu-\nu_p)e^{-\nu_s z}\}$$

3．ν, ν_p, A, A_p をもとめる近似計算のために，次の仮定を設ける。

$\delta=\frac{\beta^2 T}{c\rho(\lambda+2\mu)}$ は比較的大きい量であるが，熱伝導方程式中の膨脹項を省略することは上に記した解においてこれを0とすることと同等である。しかも各係数を δ について展開すればわかるように，波長があまり長くなく

$$k>\sqrt{\frac{\omega}{a^2}}\,\delta$$

であるときには δ の高次項を無視しても各式中の k が支配して大きな誤差を生じない。したがつてここでは δ についての一次近似解をとり，2次以上の項は切り捨てることにする。さらに δ はつねに $\frac{\omega}{a^2}$ との積の形で式中にあらわれるから， $k(l)$ についての上の仮定の下では十分正確な解が得られる。

$\varepsilon=\frac{k^2}{\omega/a^2}$ の2次以上の項もまた省略する。すなわち $k<\sqrt{\frac{\omega}{a^2}}$. これは年変化について波長 l に $l>1.4\times 10^3$ 程度の制限をつけることになるが，10 数m 以下の波長を考える必要性は目下の問題に関してはまずないと考えられる。

$\varepsilon_p=\frac{k_p^2}{\omega/a^2}$, $\varepsilon_s=\frac{k_s^2}{\omega/a^2}$ はさらに微小なる量であるから，これの高次の項をも無視する。$\varepsilon_p, \varepsilon_s$ と ε との比についても同様であり，$\left(\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon}\right)^2\sim\left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon}\right)^2\sim 0$ として差支えない。

以上の仮定を用いて ν, ν_p, A, A_p をもとめれば，それぞれ

$$\nu=\nu_r+i\nu_i, \quad \nu_p=\sqrt{k^2-k_p{}^2}, \quad A_p=\infty$$

$$\nu_r=\sqrt{\frac{\omega}{2a^2}}\left(1+\frac{\beta^2 T}{2c\rho(\lambda+2\mu)}\right)+\frac{k^2}{\sqrt{\frac{8\omega}{a^2}}}, \quad \nu_i=\sqrt{\frac{\omega}{2a^2}}\left(1+\frac{\beta^2 T}{2c\rho(\lambda+2\mu)}\right)-\frac{k^2}{\sqrt{\frac{8\omega}{a^2}}}$$

$$A=\frac{\beta}{(\lambda+2\mu)\left(\frac{\omega}{a^2}\right)^2}\left\{k_p{}^2-i\frac{\omega}{a^2}\left(1-\frac{\beta^2 T}{c\rho(\lambda+2\mu)}\right)\right\}$$

となる。$A_p=\infty$ によつて上記の一般解は簡単となり，つぎのようになる。

$$\vartheta=\vartheta_0 e^{-\nu_r z}e^{i(\omega t-kx-\nu_i z)}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}=-\vartheta_0 Ak^2 e^{-\nu_r z}e^{i(\omega t-kx-\nu_i z)}+\vartheta_0 Ae^{i(\omega t-kx)}\left\{\frac{k^2 R(\nu)}{R(\nu_p)}e^{-\sqrt{k^2-k_p{}^2}\,z}+\frac{2k^2(2k^2-k_s{}^2)\nu_s(\nu-\nu_p)}{R(\nu_p)}e^{-\sqrt{k^2-k_s{}^2}\,z}\right\}$$

$$\frac{\partial w}{\partial z}=\vartheta_0 A\nu^2 e^{-\nu_r z}e^{i(\omega t-kx-\nu_i z)}-\vartheta_0 A\,e^{i(\omega t-kx)}\left\{\frac{\nu_p{}^2 R(\nu)}{R(\nu_p)}e^{-\sqrt{k^2-k_p{}^2}\,z}+\frac{2k^2(2k^2-k_s{}^2)\nu_s(\nu-\nu_p)}{R(\nu_p)}e^{-\sqrt{k^2-k_s{}^2}\,z}\right\}$$

$$\frac{\partial u}{\partial z}=i\vartheta_0 Ak\nu e^{-\nu_r z}e^{i(\omega t-kz-\nu_i z)}-i\vartheta_0 Ae^{i(\omega t-kx)}\left\{\frac{k\nu_p R(\nu)}{R(\nu)}e^{-\sqrt{k^2-k_p{}^2}\,z}+\frac{2k(2k^2-k_s{}^2)\nu_s{}^2(\nu-\nu_p)}{R(\nu_p)}e^{-\sqrt{k^2-k_s{}^2}\,z}\right\}$$

$$\frac{\partial w}{\partial x}=i\vartheta_0 Ak\nu e^{-\nu_r z}e^{i(\omega t-kx-\nu_i z)}-i\vartheta_0 Ae^{i(\omega t-kx)}\left\{\frac{k\nu_p R(\nu)}{R(\nu_p)}e^{-\sqrt{k^2-k_p{}^2}\,z}+\frac{2k^3(2k^2-k_s{}^2)(\nu-\nu_p)}{R(\nu_p)}e^{-\sqrt{k^2-k_s{}^2}\,z}\right\}$$

歪成分の各式の第1項は温度の z 軸方向への減衰と全く同様の減衰係数をもち，位相も一致している。故にこれは問題の地点に温度変化が達してそれによつて生ずる歪をあらわすと考えることができる。一方さきほどの境界条件のうち応力についての条件は表面において

$$(p_{zz})_{z=0}=\beta\vartheta_0 e^{i(\omega t-kx)}$$

なる垂直力が働くのと同等であつたが，この条件を満足する弾性平面波は周知のように上記の第2, 3項に対応する。したがつて第2, 3項はすでに表面において熱歪となつたものが弾性エネルギーとして問題の地点に達した歪と解釈できる。

実際に ν, ν_p, ν_s, A に値を代入して各項の係数をもとめれば，

$$-\vartheta_0 A k^2 \sim \frac{i\beta\vartheta_0}{\lambda+2\mu}\varepsilon, \qquad \vartheta_0 A \nu^2 \sim \frac{\beta\vartheta_0}{\lambda+2\mu}\{1-i(\varepsilon-\varepsilon_p)\},$$

$$ik\nu A\vartheta_0 \sim \frac{\beta\vartheta_0}{\sqrt{2}(\lambda+2\mu)}\varepsilon^{1/2}\left\{\left(1-\frac{\delta}{2}\right)(1+i)+\left(\frac{\varepsilon}{2}-\varepsilon_p\right)(1-i)\right\},$$

$$\vartheta_0 A k^2 \frac{R(\nu)}{R(\nu_p)} \sim \frac{\sqrt{2}\beta\vartheta_0}{(\lambda+2\mu)(\varepsilon_p-\varepsilon_s)}\varepsilon^{3/2}(-1+i),$$

$$-\vartheta_0 A \nu_p{}^2 \frac{R(\nu)}{R(\nu_p)} \sim -\frac{\sqrt{2}\beta\vartheta_0}{(\lambda+2\mu)(\varepsilon_p-\varepsilon_s)}\varepsilon^{1/2}(\varepsilon-\varepsilon_p)(-1+i),$$

$$-i\vartheta_0 A k \nu_p \frac{R(\nu)}{R(\nu_p)} \sim \frac{\sqrt{2}\beta\vartheta_0}{(\lambda+2\mu)(\varepsilon_p-\varepsilon_s)}\varepsilon^{1/2}\left(\varepsilon-\frac{\varepsilon_p}{2}\right)(1+i),$$

$$\vartheta_0 A \frac{2k^2(2k^2-k_s{}^2)\nu_s(\nu-\nu_p)}{R(\nu_p)} \sim \frac{\sqrt{2}\beta\vartheta_0}{(\lambda+2\mu)(\varepsilon_p-\varepsilon_s)}\varepsilon^{1/2}\left(\varepsilon-\frac{\varepsilon_s}{2}\right)(1-i),$$

$$-i\vartheta_0 A \frac{2k(2k^2-k_s{}^2)\nu_s{}^2(\nu-\nu_p)}{R(\nu_p)} \sim -\frac{\sqrt{2}\beta\vartheta_0}{(\lambda+2\mu)(\varepsilon_p-\varepsilon_s)}\varepsilon^{1/2}(\varepsilon-\varepsilon_s)(1+i),$$

$$-i\vartheta_0 A \frac{2k^3(2k^2-k_s{}^2)(\nu-\nu_p)}{R(\nu_p)} \sim -\frac{\sqrt{2}\beta\vartheta_0}{(\lambda+2\mu)(\varepsilon_p-\varepsilon_s)}\varepsilon^{3/2}(1+i)$$

第2, 3 項は

$$e^{-\nu_p z} \sim \left(1+\frac{\varepsilon_p}{2\varepsilon}kz\right)e^{-kz}, \quad e^{-\nu_s z} \sim \left(1+\frac{\varepsilon_s}{2\varepsilon}kz\right)e^{-kz}$$

として両項を加え，実数部分をとれば，次のような解が得られる。

$$\vartheta = \vartheta_0 e^{-\nu_r z}\cos(\omega t-kx-\nu_i z)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\beta\vartheta_0}{\lambda+2\mu}\left\{p^2 e^{-\nu_r z}\cos\left(\omega t-kx-\nu_i z-\frac{\pi}{2}\right)^* + p\left(kz-\frac{\lambda+2\mu}{\lambda+\mu}\right)e^{-kz}\cos\left(\omega t-kx-\frac{\pi}{4}\right)\right\}$$

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\beta\vartheta_0}{\lambda+2\mu}\left\{e^{-\nu_r z}\cos(\omega t-kx-\nu_i z)^* + p^2 e^{-\nu_r z}\cos\left(\omega t-kx-\nu_i z-\frac{\pi}{2}\right)^* + p\left(kz-\frac{\lambda}{\lambda+\mu}\right)e^{-kz}\cos\left(\omega t-kx-\frac{\pi}{4}\right)\right\}$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\beta\vartheta_0}{\lambda+2\mu}\left\{p\left(1-\frac{\beta^2 T}{2c\rho(\lambda+2\mu)}\right)e^{-\nu_r z}\cos\left(\omega t-kx-\nu_i z+\frac{\pi}{4}\right)^* + \frac{1}{2}p^3 e^{-\nu_r z}\cos\left(\omega t-kx-\nu_i z-\frac{\pi}{4}\right)^* + p\left(kz-\frac{2\lambda+3\mu}{\lambda+\mu}\right)e^{-kz}\cos\left(\omega t-kx+\frac{\pi}{4}\right)\right\}$$

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\beta\vartheta_0}{\lambda+2\mu}\left\{p\left(1-\frac{\beta^2 T}{2c\rho(\lambda+2\mu)}\right)e^{-\nu_r z}\cos\left(\omega t-kx-\nu_i z+\frac{\pi}{4}\right)^* + \frac{1}{2}p^3 e^{-\nu_r z}\cos\left(\omega t-kx-\nu_i z-\frac{\pi}{4}\right)^* + p\left(kz+\frac{\mu}{\lambda+\mu}\right)e^{-kz}\cos\left(\omega t-kx+\frac{\pi}{4}\right)\right\}$$

ただし，

$$p=\frac{k}{\sqrt{\omega/a^2}}, \quad \nu_r=\sqrt{\frac{\omega}{2a^2}}\left(1+\frac{\beta^2 T}{2c\rho(\lambda+2\mu)}\right)+\frac{p}{2\sqrt{2}},$$

$$\nu_i=\sqrt{\frac{\omega}{2a^2}}\left(1+\frac{\beta^2 T}{2c\rho(\lambda+2\mu)}\right)-\frac{p}{2\sqrt{2}}$$

式中＊印を付したものは熱エネルギーの項であり，他は第２項と第３項の和である。

4．δ の一次近似解として上に求めた解は，二種類の歪が式中で分離されている。いずれがより実測に影響が大きいかは減衰係数によるが，きわめて短い波長（10 数m）をのぞけば，

$$k < \sqrt{\frac{\omega}{2a^2}} \sim \nu_r$$

であり，地表面から直ちに弾性エネルギーの形をとつて媒質を伝播するものの方が減衰は小さいことがわかる。

逆に波長が長くなりさきほどの k と $\sqrt{\frac{\omega}{a^2}}\delta$ との近似解の条件を満さぬ場合には δ の高次項を考慮しなければならない。しかしそのときにも一般解に示した第1，第3両項の減衰率と位相とは k,δ の値にほとんど無関係にそれぞれ $\nu_r \sim \sqrt{\frac{\omega}{2a^2}}$, $\nu_s \sim k$ であり，したがつてこれらの意味する歪の特質には変りがない。ただ第2項のみは k がきわめて δ に比し小なれば，

$$\nu_p \sim \sqrt{\frac{\omega}{2a^2}} \cdot \frac{\delta}{2}(1+i)$$

と考えるべきで，この場合にはこの項のあらわす歪はむしろ熱伝導によるものと解釈されるのである。なおこの場合でも ν_r, ν_p, ν_s の絶対値は明らかに ν_s が最小であるから，弾性項の減衰が最小となることは δ を考慮しても極めて一般的に成立する事実である。

A_p と A の比も δ の高次の項をとれば有限になる。しかしその比は δ^{-2} にあたり温度の式の第2項は十分無視してよい。

I. Ozawa によれば逢坂山観測所における多点観測の結果として観測所近傍の歪の年変化を定常波と見たとき，200 m はなれた二点での伸縮計により測定された dilatation の振巾の比から，その波長の最小値を求めると，約 1.7 km になるとのことであるが，当観測所における歪の振巾は大略 $2\sim3\times10^{-6}$ であるから，上に求めた解に $l=1.7\times10^5$ cm を代入し，また観測所が地表面下 100 m の位置として $z=10^4$ における各歪成分の振巾を上記の値におけば，ϑ_0 は 20°C～40°C と定まる。すなわち地殻変動の年変化をすべて表面温度の影響と見るならば地表面において温度は年間この程度の振巾をもつて変化しているということになる。

参考として京都地方の年間の最高最低気温差を比較すると約 24°C であり comparable と見ることができるであろう。しかもここで考えたのは全く温度による影響のみであるが，降雨等による影響も平行して論じられるべきであり，上に述べた地表面温度の振巾が実際の気温の振巾より大きい値をとる一因には降雨等による他のすべての contribution がこの中に含まれたためと考えられる。なおこの程度の ϑ_0 に対する熱エネルギー項の減衰は，地下数 m の地点ですでに 10^{-8} 以下となるほどで，すなわち実測値はすべて弾性エネルギーの項のみを測定していることになる。いずれにしても地表面における年間の温度変化が，地殻変動の記録にかなりの影響を与えていることは確実であると思われる。

ここに引用した 1.7 km という値は観測所の近傍における locality によつて定まるものであつて，地形的特色，地皮，水等に起因する表面温度の多様な変化をあらわしていると考えられる。ここに述べた解法では歪と温度変化の波長は一致する。したがつて立場をかえて逆に温度変化の波長として 1.7 km なる値が逢坂山付近で妥当であるか否かを指摘することができれば好都合であるが，その具体的方法はさしあたつてあり得ないと思われる。ただ地表自体の温度変化はいまのべたような種々の局地的原因により近接した二点においてさえ，その温度差はかなり大きく，気温より大きい振巾で変化すると推測されるのである。

終始御指導を頂いた佐々先生に深甚なる感謝を捧げる。また観測データについて具体的に御教示下さつた小沢泉夫，高田理夫両助教授に心から御礼を申し上げる。

参　考　文　献

1) T. Matuzawa : Temperaturverlauf an der Bodenoberfläche und der Spannungszustand in der Erdkruste, B.E.R.I. Vol. 20, 1942, pp. 20–29, pp. 265–272.

2) V.V. Popov : Thermal Deformations of Earth's Surface, Izv. Akad. Nauk. SSSR. No. 7, 1960, pp. 1–5.

3) S. Homma : Some Problems on the Thermo-Elastic Deformations of the Earth's Crust, Geophys. Mag. Vol. 23, No. 2, 1952, pp. 125-144.

4) M. Päsler : Zur Theorie der thermischen Dämpfung in festen Körpern, Z. Phys. Vol. 43, 1945, pp. 357-386.

5) M.A. Biot : Thermoelasticity and Irreversible Thermodynamics, J. Appl. Phys. Vol. 27, 1956, pp. 240-253.

6) 小沢泉夫：逢坂山における地殻変動の近距離多点観測について（その一），京大防災研究所年報第5号A（創立10周年記念号），昭37.3, pp. 1-11.