2. *Temperaturverlauf an der Bodenoberfläche und der Spannungszustand in der Erdkruste.*

Von Takeo MATUZAWA,

Institut für Erdbebenforschung.

(Vorgelegt den 18. Dez. 1941.—Eingegangen den 20. Dez. 1941.)

1. *Einleitung.* Die Erdbebenhäufigkeit unterliegt manchmal der Jahresschwankung oder der Tagesschwankung. Darum ist es ganz klar, daß die Erdbebenfäufigkeit mit einigen meteorologischen Elementen nämlich Luftdruck oder Lufttemperatur bezw. Bodentemperatur korreliert ist. Bisher ist aber der Luftdruck oder dessen Gradient als wesentliche Erdbebenauslösendekraft gedeutet worden. Trotzdem ist der Einfluß des Temperaturverlaufes als untergeordnet betrachtet. Das kommt vielleicht von der Tatsache, daß die Temperaturschwankung nur eine ganz oberflächliche Erscheinung ist. Aber der durch die Oberflächentemperaturänderung erzeugten Spannungszustand kann viel tiefer seinen Einfluß ausüben als der Temperaturverlauf, obgleich die Amplitude der Spannungsänderung nicht immer groß ist. Im Vorliegenden wird dieser Umstand klar gemacht.

2. *Temperaturverlauf im Boden.* Wegen der Einfachheit wird der halbunendliche Boden betrachtet. Man nimmt die x- und z-Achse horizontal an der Oberfläche und die y-Achse nach unten gerichtet. Die Gleichung der Wärmeleitung im Falle von zwei Dimensionen lautet,

$$\frac{\partial \theta}{\partial t}=k\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}\right), \tag{1}$$

wo k die Temperaturleitvermögen ist. Den Temperaturverlauf an der Oberfläche nehme man als

$$\theta=\mathrm{A}\ \sin\ p\left(t-\frac{x}{c}\right),\ y=0. \tag{2}$$

Hier ist das Phasenverhältnis weggelassen, was keine Allgemeinheit verliert.

Die Lösung lautet

$$\theta=Ae^{-\alpha y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right), \tag{3}$$

wo,

$$\alpha=\frac{p}{c}\sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+\frac{c^4}{p^2k^2}}+1\right)},$$

und

$$\beta=\frac{p}{c}\sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+\frac{c^4}{p^2k^2}}-1\right)}.$$

Wenn $\frac{c^4}{p^2k^2}\geqslant 1$ ist, was bei der Erdoberfläche im Allgemeinen der Fall ist, bekommt man $h=\alpha\fallingdotseq\beta=\sqrt{\frac{\pi}{kT}}$, wo T die Periode ist. Das ist die bekannte Lösung

$$\theta=A\ e^{-hy}\sin\left(\frac{2\pi}{T}t-hy\right),$$

wenn $\theta=A\sin\frac{2\pi}{T}t$ für $y=0$ ist.

3. *Der Spannungszustand durch den obigen Temperaturverlauf.* Die Spannungskomponenten bei der Temperaturänderung θ ergeben sich mit üblichen Symbolen,

$$\left.\begin{aligned}
X_x&=\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial u}{\partial x}-q\theta,\\
Y_y&=\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial v}{\partial y}-q\theta,\\
Z_z&=\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial w}{\partial z}-q\theta,\\
X_y&=\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right),\\
Y_z&=\mu\left(\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\right),\\
Z_x&=\mu\left(\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right).
\end{aligned}\right\}\tag{4}$$

wo, q eine Konstante ist. Dem Anfangszustand nämlich dem spannungsfreien Zustand läst man den Fall $\theta=0$ entsprechen.

Die Gleichung des elastischen Gleichgewichtes lautet

$$(\lambda+\mu)\left(\frac{\partial}{\partial x},\frac{\partial}{\partial y},\frac{\partial}{\partial z}\right)\Delta+\mu\nabla^2(u,\ v,\ w)=q\left(\frac{\partial}{\partial x},\frac{\partial}{\partial y},\frac{\partial}{\partial z}\right)\theta,\tag{5}$$

wobei die elastischen Schwingungen ruhig außer Acht gelassen werden können, obgleich θ die Zeit t enthält, weil die Temperaturänderung sehr langsam ist.

Aus (5) bekommt man, wenn die Verschiebung nach z nich stattfindet,

$$\left.\begin{aligned}(\lambda+2\mu)\nabla_1^2\Delta&=q\nabla_1^2\theta,\\ \nabla_1^2\varpi&=0,\\ w&=0.\end{aligned}\right\}\tag{6}$$

wo $\varpi=-\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial x}\right)$, $\Delta=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}$, und $\nabla_1^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ist.

Daraus folgt

$$\left.\begin{aligned}\nabla_1^2 u&=\frac{q}{\lambda+2\mu}\,\frac{\partial\theta}{\partial x},\\ \nabla_1^2 v&=\frac{q}{\lambda+2\mu}\,\frac{\partial\theta}{\partial y},\end{aligned}\right\}\tag{7}$$

Die Lösung von (7) lautet bekanntlich

$$\left.\begin{aligned}u&=\frac{1}{2\pi}\,\frac{q}{\lambda+2\mu}\int_0^\infty d\eta\int_{-\infty}^\infty\frac{\partial\theta}{\partial\xi}\log r\,d\xi,\\ v&=\frac{1}{2\pi}\,\frac{q}{\lambda+2\mu}\int_0^\infty d\eta\int_{-\infty}^\infty\frac{\partial\theta}{\partial y}\log r\,d\xi,\end{aligned}\right\}\tag{8}$$

wo $r=\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2}$ ist.

Durch Differentiation nach x und y bekommt man

$$\frac{\partial u}{\partial x}=-\frac{1}{2\pi}\,\frac{q}{\lambda+2\mu}\int_0^\infty d\eta\int_{-\infty}^\infty\frac{\partial\theta}{\partial\xi}\,\frac{\xi-x}{r^2}d\xi$$

$$=\frac{1}{2\pi}\,\frac{q}{\lambda+2\mu}\,\frac{p}{c}\,A\int_0^\infty d\eta\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-\alpha\eta}\cos\left(pt-\frac{p}{c}\xi-\beta\eta\right)\frac{\xi-x}{r^2}d\xi,$$

$$\frac{\partial u}{\partial y}=\frac{1}{2\pi}\,\frac{q}{\lambda+2\mu}\,\frac{p}{c}\,A\int_0^\infty d\eta\int_{-\infty}^\infty e^{-\alpha y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}\xi-\beta\eta\right)\frac{\eta-y}{r^2}d\xi,$$

$$\frac{\partial v}{\partial x}=\frac{1}{2\pi}\,\frac{q}{\lambda+2\mu}\,A\int_0^\infty d\eta\int_{-\infty}^\infty e^{-\alpha\eta}\left\{\alpha\sin\left(pt-\frac{p}{c}\xi-\beta\eta\right)\right.$$

$$\left.+\beta\cos\left(pt-\frac{p}{c}\xi-\beta\eta\right)\right\}\frac{\xi-x}{r^2}d\xi,$$

$$\frac{\partial v}{\partial y}=\frac{1}{2\pi}\,\frac{q}{\lambda+2\mu}\,A\int_0^\infty dy\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-\alpha\eta}\left\{\alpha\sin\left(pt-\frac{p}{c}\xi-\beta\eta\right)\right.$$

$$\left.+\beta\cos\left(pt-\frac{p}{c}\xi-\beta\eta\right)\right\}\frac{\eta-y}{r^2}d\xi.$$

Mit Hilfe der bekannten Formel

$$e^{-\beta x}=\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\beta\cos ux}{\beta^2+u^2}du=\frac{2}{\pi}\int_0^\infty\frac{u\sin ux}{\beta^2+u^2}du,\ (\beta>0,\ x>0)$$

kann man sie leicht integrieren wie folgt,

$$\frac{\partial u}{\partial x}=\frac{q}{\lambda+2\mu}\frac{p}{c}\frac{A}{2}\left[\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right.$$

$$-\frac{\beta}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)+\left\{-\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right.$$

$$\left.+\frac{\alpha+\frac{p}{c}}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\alpha y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)$$

$$\left.+\left\{\frac{\beta}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}-\frac{\beta}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\alpha y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\right],$$

$$\frac{\partial u}{\partial y}=\frac{q}{\lambda+2\mu}\frac{p}{c}\frac{A}{2}\left[-\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right.$$

$$-\frac{\beta}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)+\left\{\frac{a-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right.$$

$$\left.+\frac{\alpha+\frac{p}{c}}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\alpha y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)+\left\{\frac{\beta}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\beta}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\alpha y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\right],$$

$$\frac{\partial v}{\partial x}=\frac{q}{\lambda+2\mu}\frac{A}{2}\left[\left\{-1-\frac{p}{c}\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right.$$

$$-\beta\frac{p}{c}\frac{1}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)$$

$$+\frac{p}{c}\left\{\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}+\frac{\alpha+\frac{p}{c}}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\alpha y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)$$

$$\left.+\beta\frac{p}{c}\left\{\frac{1}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}+\frac{1}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\alpha y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\right],$$

$$\frac{\partial v}{\partial y}=\frac{q}{\lambda+2\mu}\frac{A}{2}\left[\left\{-1-\frac{p}{c}\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right.$$

$$+\beta\frac{p}{c}\frac{1}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)$$

$$+\left\{2+\frac{p}{c}\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{e}\right)^2+\beta^2}-\frac{p}{c}\frac{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\alpha y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)$$

$$\left.+\beta\frac{p}{c}\left\{-\frac{1}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}+\frac{1}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\alpha y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\right].$$

Die komplementare Lösung von (5) ergibt sich

$$u_1=A_1e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)+B_1e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right),$$

$$v_1=A_2e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)+B_2e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right).$$

Die Oberflächenbedingung lautet

$$Y_y=0,\ X_y=0,\ Y_z=0,\ Z_x=0,\ \text{für } y=0,$$

nämlich

$$\lambda(\Delta+\Delta_1)+2\mu\frac{\partial(v+v_1)}{\partial y}-q\theta=0,$$

$$\frac{\partial(u+u_1)}{\partial y}+\frac{\partial(v+v_1)}{\partial x}=0.$$

$Y_z=0,\ Z_x=0$ sind identisch erfüllt.

Dann bekommt man

$$A_1=\frac{\lambda+3\mu}{\lambda+\mu}\,\frac{\beta}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\,\frac{qA}{2(\lambda+2\mu)},$$

$$A_2=\frac{(-\lambda+\mu)}{\lambda+\mu}\,\frac{\beta}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\,\frac{qA}{2(\lambda+2\mu)},$$

$$B_1=\frac{\lambda+3\mu}{\lambda+\mu}\,\frac{\alpha+\frac{p}{c}}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\,\frac{qA}{2(\lambda+2\mu)},$$

$$B_2=\frac{c}{p}\left(-1+\frac{\lambda-\mu}{\lambda+\mu}\,\frac{\frac{p}{c}\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right)\frac{qA}{2(\lambda+2\mu)}.$$

Die Spannungskomponenten sind folglich

$$\begin{aligned}X_x=\frac{\mu qA}{\lambda+2\mu}\Bigg[&\left\{-2+\frac{p}{c}\left(-\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}+\frac{\alpha+\frac{p}{c}}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right)\right\}\\
&\qquad e^{-\alpha y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\\
&+\frac{p}{c}\left\{\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}+3\frac{\alpha+\frac{p}{c}}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\\
&+\beta\frac{p}{c}\left\{\frac{1}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}-\frac{1}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\alpha y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\\
&-\beta\frac{p}{c}\left\{\frac{1}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}+\frac{3}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\Bigg],\end{aligned}$$

$$X_y=\frac{\mu q A}{\lambda+2\mu}\left[\beta\frac{p}{c}\left\{\frac{1}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}+\frac{1}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}\left\{-e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right.\right.$$

$$\left.+e^{-\alpha y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\right\}$$

$$+\frac{p}{c}\left\{\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}+\frac{\alpha+\frac{p}{c}}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right\}\left\{-e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right.$$

$$\left.\left.+e^{-\alpha y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\right\}\right],$$

$$Y_y=\frac{\mu q A}{\lambda+2\mu}\,\frac{p}{c}\left[\left(\frac{\alpha-\frac{p}{c}}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}-\frac{\alpha+\frac{p}{c}}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right)\left\{-e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right.\right.$$

$$\left.+e^{-\alpha y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\right\}$$

$$+\beta\left(\frac{1}{\left(\alpha-\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}-\frac{1}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\right)\left\{e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right.$$

$$\left.\left.-e^{-\alpha y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\right\}\right],$$

$$Z_z=\frac{\mu q A}{\lambda+2\mu}\left[-2e^{-\alpha y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x-\beta y\right)\right.$$

$$+\frac{\lambda}{\lambda+\mu}\,\frac{p}{c}\,\frac{1}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\left\{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right.$$

$$\left.\left.-\beta e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right\}\right],$$

$Y_z=Z_x=0.$

3. *Überschlagsrechnung für die Erdkruste.* Nun kann man den Spannungszustand durch den Temperaturverlauf bei der wirklichen

Erdkruste ungefähr berechnen wie folgt.

Für die Sialmasse nehme man $k=0.007$ c. g. s. Bei dem eintägigen Verlauf nimmt man an

$$p=2\pi/T=2\pi/24h^{-1},\quad c=2\pi\times a\cos\varphi/T,$$

wo a der Erdradius ist, und φ die geographische Breite ist.

Also

$$\frac{p}{c}=\frac{2\pi}{T}\frac{T}{2\pi\times4500}=\frac{1}{4500}\,km^{-1},\ \text{für}\ \varphi=45^\circ$$

$$\alpha\approx\beta\approx\sqrt{\frac{p}{2k}}=\sqrt{\frac{\pi}{24\times60\times60\times7{\cdot}0\times10^{-3}}}=0{\cdot}073\ cm^{-1}.$$

Bei dem einjährigen Verlauf kann man nehmen im Durchschnitt:

$$c=\frac{47\times111}{365}\,km/Tag,\quad p=\frac{2\pi}{365}\,Tag^{-1},$$

weil die Sonne zwischen $23{\cdot}5^\circ N$ und $23{\cdot}5^\circ S$ hin und zurück wandert.

Also

$$\frac{p}{c}=\frac{2\pi}{47\times111}=0{\cdot}012\ km^{-1}.$$

$$\alpha\approx\beta\approx\sqrt{\frac{\pi}{365\times24\times60\times60\times7{\cdot}0\times10^{-3}}}=0{\cdot}038\ cm^{-1}.$$

In der ersten Annäherung bei nicht kleinem y, kann man setzen:

$$X_x=\frac{2\mu qA}{(\lambda+2\mu)}\frac{p}{c}\sqrt{\frac{2k}{p}}e^{-\frac{p}{c}y}\left\{\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)-\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right\},$$

$$X_y=-\frac{\mu qA}{\lambda+2\mu}\frac{p}{c}\sqrt{\frac{2k}{p}}e^{-\frac{p}{c}y}\left\{\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)+\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right\},$$

$$Z_z=\frac{\mu qA}{\lambda+2\mu}\frac{\lambda}{\lambda+\mu}\frac{p}{c}\sqrt{\frac{2k}{p}}\,e^{-\frac{p}{c}y}\left\{\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)-\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right\},$$

$$Y_y=0.$$

Aus der Größenordnung von p/c kann man leicht sehen, daß die Oberflächentemperatur den Spannungszustand in der großen Tiefe beeinflussen kann, und zwar die Tiefe des Einflusses ist ungefähr vergleichbar mit der Wellenlänge der Temperaturänderung an der Oberfläche, weil der Koeffizient des Exponenten von e, d. h. p/c, gleich dem Koeffizient von x, nämlich 2π dividiert durch die Wellenlänge, ist. Die Größenordnung von q ist $(\lambda+2\mu)\gamma$, wo γ der lineare Ausdehnungskoeffizient ist. Z. B. für Granit nimmt man $(\lambda+2\mu)=8\times10^{11}$ dyne/cm^2 $\gamma=8{\cdot}3\times10^{-6}$ an, dann $(\lambda+2\mu)\gamma=6.6\times10^6$ dyne/cm^2°C. Unter der Voraussetzung $\lambda=\mu$, für die eintägige Welle ist die Amplitude der Spannungsänderung pro °C gleich $\frac{2\mu}{\lambda+2\mu}q\frac{p}{c}\div\alpha=0{\cdot}13$ dyne/cm^2. und für die einjährige Welle ist sie gleich 14 dyne/cm^2. Aber bei besonderen topographischen Verhältnissen z. B. in kleiner Insel kann man Temperaturwelle von etwa 10 Km Wellenlänge manchmal erwarten. Bei solchem Falle für die einjährige Welle ergibt sich sie zu $7{\cdot}3\times10^3$ dyne/cm^2 °C, was ungefähr vergleichbar mit dem Druckeffekt ist.

Wenn der Verlauf des atmosphärischen Druckes an der Oberfläche $-P_0\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)$ ist, dann ergibt sich

$$u=-\frac{c}{p}\frac{P_0}{2(\lambda+\mu)}e^{-\frac{p}{c}y}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right),$$

$$v=+\frac{c}{p}\frac{P_0}{2(\lambda+\mu)}e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right).$$

Also

$$X_x=Y_y=-P_0e^{-\frac{p}{c}y}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right).$$

Die Änderung des atmosphärischen Druckes von 1 cm Hg entspricht zu $1{\cdot}33\times10^4$ dyne/cm^2. Also ist der Temperatureffekt in großer Tiefe rechenmäßig viel kleiner als der atmosphärische Druckeffekt.

Nach V. Conrad(1) besteht bei Beben mit tiefem Herd eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß ein größeres Material eine ganzjährige, und eine große Wahrscheinlichkeit besteht, daß es eine halbjährige Realperiode aufweisen würde. Weil die Korrelation mit der Gezeitenkraft statistisch nicht klar ist, muß man die Korrelation mit dem jahreszeitlichen Verlauf der Temperatur oder des atmosphärischen Druckes annehmen. Aber die obige Überschlagsrechnung lässt uns vermuten, daß der Druckverlauf der wesentliche Faktor sei. Aber bei Erdbeben mit kleiner Tiefe von z. B. 10 km kann man wieder nicht schließen, welcher Faktor entscheidend ist.

Die Neigung der Oberfläche wird leicht berechnet wie folgt.

$$\left(\frac{\partial(v+v_1)}{\partial x}\right)_{y=0}=\frac{qA}{2(\lambda+2\mu)}\left[\frac{2\mu}{\lambda+\mu}\frac{\beta\frac{p}{c}}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\sin\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\right.$$

(1) V. CONRAD, *Gerl. Beitr. z. Geophys.*, 40 (1933), 113～133.

$$+\frac{2\mu}{\lambda+\mu}\frac{\frac{p}{c}\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)}{\left(\alpha+\frac{p}{c}\right)^2+\beta^2}\cos\left(pt-\frac{p}{c}x\right)\Bigg].$$

Die Amplitude der Neigungsänderung pro °C ist also gleich

$$\frac{\mu}{\lambda+\mu}\frac{\frac{p}{c}}{\alpha}\frac{q}{2(\lambda+2\mu)}.$$

Wenn man $\lambda=\mu$, nämlich $\sigma=\frac{1}{4}$, annimmt, dann bekommt man für die einjährige Welle ungefähr

$$\frac{\mu}{\lambda+\mu}\frac{\frac{p}{c}}{\alpha}\frac{q}{2(\lambda+2\mu)}=0{\cdot}66\times10^{-11}/{}^\circ\mathrm{C},$$

nämlich ungefähr gleich $1{\cdot}4\times10^{-6}$ Bogensekunde. Die obigen Rechnungen gelten natürlich von vollkommen elastischen Medium.

---

2. *Timen no Ondo to Tikaku no Naka no Hariai.*

MATUZAWA-Takeo.

Zisin Kenkyûsyo.

Zisin no Hassei ga tôkei-teki ni mite Itinen no Kawari, Itiniti no Kawari nado wo arawasu Basyo no aru koto wa Zizitu de aru. Ippô Kion ya Kiatu nado mo sono yôna Kawari wo suru mono de aru kara Tôkei dake kara dewa sono dotira to buturiteki ni Kwankei ga hukai ka wa wakaranai. Sono Mokuteki de Timen no Ondo ga kawaru toki Tikaku ni donna Hariai ga okoru ka wo sirabeta. Keisan no Kekka ni yoreba kanari hukai Tokoro made Eikyô no oyobu koto ga wakatta. Sono Hukasa wa oyoso Hyômen no Ondo-Bunpu no Hatyô no Teido de aru. Tadasi Hariai no Henkwa no Sinpuku wa hukai Tokoro dewa Kiatu ni yoru mono ni kurabete tiisai koto ni naru. Tikei ni yottewa 10 Km. Teido no Hatyô mo kangae rareru ga sono yô na Baai ni sono teido no Hukasa no Tokoro no Hariai wa Kiatu no Baai to Kubetu ga tuke nikui.

Mata Hyômen no Keisya no Kawari mo Ondo no Basyo ni yoru Kawari no Hatyô no nagai Baai niwa tiisai.