

# 震 源 (第二報)

附 地下探査への應用

高 木 聖\*

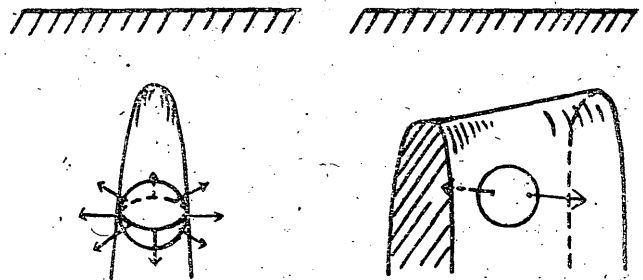
(昭和 19 年 3 月 28 日受領)

1.

私は先に震源についての機巧を發表した(驗震時報第 13 卷参照)。それは地震と火山を同一の現象として説明したものであつた。それによると、岩漿溜の中で熔岩の一部が爆發を起し、その壓力波によつて岩漿溜の側壁が押されて地震が起り、同時に“押し”“引き”の分布が出来ると思へた。それではその様な時に果して“引き”の部分が出るかどうかが問題であつた、これを實驗的に實證するのは非常に困難なので、數式を用ゐて理論的に求める事にした。その結果岩漿溜が波長に比し或る程度大きくなると“引き”の部分が出る事が分つたのである。

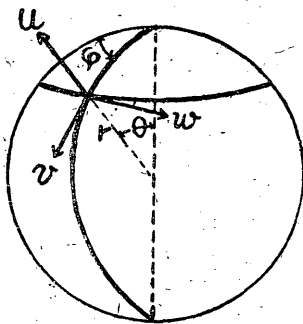
岩漿溜が圓壙形の場合は第 1 圖 A の場合であつて、この時は壓力波は最初の瞬間同時に側壁の圓環の部分だけを押すことになり、もし岩漿溜が奥行を持つた扁平な形をしてゐる時は第 1 圖 B の場合であつて、壓力波は最初の瞬間側壁の相對する二點の部分だけを押す

A 第 1 圖 發 震 機 巧 B



ことになる。即ちこの部分だけに力が作用してゐると考へてよいのである。かう言ふ場合はどちら

第 2 圖 座 標



も球座標を用ゐて解く事が出来る。岩漿溜の形を簡単に球窩としその赤道又は兩極のみに力を作用させたと考へるのである。

2

球座標による運動方程式は、震源を原點とし、 $r, \theta, \varphi$  を第 2 圖の様に取り、變位のその方向への成分を  $u, v, w$  とすれば、

$$\left\{ \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \Delta}{\partial r} - \mu \left\{ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (\bar{\omega}_\varphi \sin \theta)}{\partial \theta} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \bar{\omega}_\varphi}{\partial \varphi} \right\} \\ \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= (\lambda + 2\mu) \frac{1}{r} \frac{\partial \Delta}{\partial \theta} - \mu \left\{ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \bar{\omega}_r}{\partial \mu} - \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{\omega}_\varphi)}{\partial r} \right\} \end{aligned} \right.$$

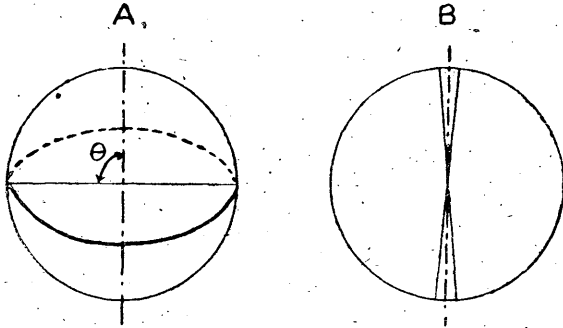
\* 中央氣象台

$$\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi} - \mu \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial (r \tilde{\omega}_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{\omega}_r}{\partial \theta} \right\} \quad (1)$$

である。こゝに  $\rho$  は密度、 $\lambda, \mu$  は Lamé の係数、 $\Delta, \tilde{\omega}_r, \tilde{\omega}_\theta, \tilde{\omega}_\varphi$  は

$$\left. \begin{aligned} \Delta &= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left[ \frac{\partial (ur^2 \sin \theta)}{\partial r} + \frac{\partial (vr \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial (\tilde{\omega}_r)}{\partial \varphi} \right] \\ \tilde{\omega}_r &= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left[ \frac{\partial (vr \sin \theta)}{\partial \theta} - \frac{\partial (vr)}{\partial \varphi} \right] \\ \tilde{\omega}_\theta &= \frac{1}{r \sin \theta} \left[ \frac{\partial u}{\partial \varphi} - \frac{\partial (vr \sin \theta)}{\partial r} \right] \\ \tilde{\omega}_\varphi &= \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial (vr)}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

第3圖 境 界



(2)

であり、 $\Delta$  は體積膨脹率、 $\tilde{\omega}_r, \tilde{\omega}_\theta, \tilde{\omega}_\varphi$  は變位の廻轉成分である。

(1), (2) を解けばよいのであるが、境界条件を簡単に満足させるやうな形の一般解を求めるのが便利であるから、先づ境界条件について考へてみる。第1圖Aのくうな場合は簡単に第3圖Aの黒帯の部分だけに力が作用するやうにしてをけばよいし、第1圖Bのやうな場合には第

3圖Bの黒點の部分のみに力が作用してゐるやうにしてをけばよい。この際計算を簡単にするためによく行はれるやうに力は振動力として  $f e^{i\mu t}$  と置く。この  $f$  によつて赤道又は兩極のみに力があつるやうにする事が出来る。しかしこのまゝでは計算出来ないから、これは球函数に展開することにする。即ち

$$F \equiv f e^{i\mu t} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(\cos \theta) \int_{-1}^1 f(\delta) F_n(\delta) d\delta e^{i\mu t} \quad (3)$$

となる。こゝに  $f(\delta)$  は第3圖Aの様な場合には、

$$f(\delta) = \begin{cases} 0 & 1 \geq \delta > \alpha \\ f & \alpha \geq \delta \geq -\alpha \\ 0 & -\alpha > \delta \geq -1 \end{cases} \quad (4)$$

とをけばよい。但し第1圖Aのやうな場合には  $\alpha \leq 1$  とすべきである。次に第3圖Bの様な場合は

$$f(\delta) = \begin{cases} f' & 1 \geq \delta \geq \beta \\ 0 & \beta > \delta > -\beta \\ f' & -\beta \geq \delta \geq -1 \end{cases} \quad (5)$$

としておけばよい。但し第1圖Bの様な場合は  $\beta = 1$  となるものである。これに従つて計算すると、(4) の場合は

$$F = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(\cos \theta) f \int_{-\alpha}^{\alpha} P_n(\delta) d\delta e^{i\beta t}$$

この積分は  $n$  の偶数の場合のみ値を持ち、 $\alpha$  を非常に小さいとして、その二次上を省略すると、

$$= \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) f (-1)^{\frac{n}{2}} \frac{n!}{2n \left(\frac{n}{2}!\right)^2} \alpha P_n(\cos \theta) e^{i\beta t} \quad (6)$$

となり、(5) の場合は、

$$\begin{aligned} F &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(\cos \theta) f' \left\{ \int_{-1}^{-\beta} P_n(\delta) d\delta + \int_{\beta}^1 P_n(\delta) d\delta \right\} e^{i\beta t} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(\cos \theta) f' \left\{ (-1)^n \int_{\beta}^1 P_n(\delta) d\delta + \int_{\beta}^1 P_n(\delta) d\delta \right\} e^{i\beta t} \end{aligned}$$

となり、これも  $n$  が偶数の場合のみ値を有し、

$$= \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) f' \left[ \sum_{S=0}^{\frac{n}{2}} (-1)^S \frac{(2n-2S)!}{2nS!(n-S)!(n-S+1)!} (-\beta^{n-2S+1}) \right] P_n(\cos \theta) e^{i\beta t}$$

となる。これも  $1-\beta$  を非常に小さいとして、その二次以上を省略すると、

$$= \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) f'(1-\beta) P_n(\cos \theta) e^{i\beta t} \quad (7)$$

となるから、いづれにしても  $n$  は偶数で

$$F = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) W_n P_n(\cos \theta) e^{i\beta t} \quad (8)$$

なる形となる。これは垂直應力に等しくなるものであつて、しかも球函数の偶数の項のみによつて表はされると言ふことは非常に面白い事である。井上博士は嘗つて運動量不変の原理よりさうされたのであつたが、<sup>(1)</sup> 全く同様の結果になつたのである。こゝに第3圖Aの場合は、

(1) 井上字胤：發震機構に就いて、地震第8巻。

Win Inoue: Notes on the Origins of Earthquakes 地震研究所彙報第14巻。

$$W_n^{(1)} = f(-1)^{\frac{n}{2}} \frac{n!}{2n \left(\frac{n}{2}!\right)^2} \alpha \quad (9)$$

であり、第3圖Bの場合は、

$$W_n^{(2)} = f'(1-\beta) \quad (10)$$

である。故に境界條件は  $\varphi$  に無關係である。よつて  $\varphi$  に無關係なやうな解を求めてをいてもよい事になる。この時變位は全て兩極を含む平面で行はれると考へる事にして、 $w=0$  とすれば運動方程式 (1), (2) は次の様に改められる。

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= (\lambda+2\mu) \frac{\partial A}{\partial r} - \mu \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\tilde{\omega}_\varphi \sin \theta)}{\partial \theta} \\ \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= (\lambda+2\mu) \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \theta} + \mu \frac{1}{r} \frac{\partial(\tilde{\omega}_\varphi r)}{\partial r} \\ w &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left[ \frac{\partial(ur^2 \sin \theta)}{\partial r} + \frac{\partial(vr \sin \theta)}{\partial \theta} \right] \\ \tilde{\omega}_\varphi &= \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial(vr)}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

これを解くのであるが、先づこれらより  $u, v$  を消去すると、

$$\rho \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = (\lambda+2\mu) \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} \right) \right] \quad (13)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \tilde{\omega}_\varphi}{\partial t^2} = \mu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r \tilde{\omega}_\varphi) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta) \tilde{\omega}_\varphi \right] \quad (14)$$

が得られるからこれを解く事にする。先づ (13) より

$$A = A'(r\theta)e^{i\omega t}$$

とをくと

$$-\frac{\rho}{\lambda+2\mu} P^2 = \frac{1}{A'} \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial A'}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial A'}{\partial \theta} \right) \right]$$

となるから

$$\frac{\rho}{\lambda+2\mu} P^2 = h^2$$

とをき再び

$$A'(r\theta) = R_A(r)\Theta_A(\theta)$$

と分離するとすれば、

$$\frac{1}{R_A} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dR_A}{dr} \right) + h^2 r^2 + \frac{1}{\Theta_A \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{d\Theta_A}{d\theta} \right) = 0.$$

となるから、 $n$  を常數とすれば、

$$\frac{1}{R_{\Delta}} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dR_{\Delta}}{dr} \right) + h^2 r^2 = n(n+1)$$

$$\frac{1}{\Theta_{\Delta} \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{d\Theta_{\Delta}}{d\theta} \right) = -n(n+1)$$

とをく事が出来、前者は

$$\frac{d^2 R_{\Delta}}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR_{\Delta}}{dr} + \left( h^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right) R_{\Delta} = 0$$

となるから、一般解として

$$R_{\Delta} = r^{-\frac{1}{2}} \{ A_{\Delta} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(hr) + B_{\Delta} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr) \}$$

を得る。後者よりは  $\theta \rightarrow x \equiv \cos \theta$  と變換する事により、

$$(1-x^2) \frac{d^2 \Theta_{\Delta}}{dx^2} - 2x \frac{d\Theta_{\Delta}}{dx} + n(n+1) \Theta_{\Delta} = 0$$

となるから、一般解として

$$\Theta_{\Delta} = C_{\Delta} P_n(\cos \theta) + D_{\Delta} Q_n(\cos \theta)$$

を得る。しかし  $\Delta$  は體積膨脹率であるから自然現象としては無限大になる筈がない。よつて  $Q_n(\cos \theta)$  を取り除き

$$\Theta_{\Delta} = C_{\Delta} P_n(\cos \theta)$$

が解となる。故に

$$A = r^{-\frac{1}{2}} \{ A_{\Delta} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(hr) + B_{\Delta} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr) \} C_{\Delta} P_n(\cos \theta) e^{i\mu t} \quad (15)$$

なる特解を得る。

同様に (14) より

$$\tilde{\omega}_{\phi} = r^{-\frac{1}{2}} \{ A \tilde{\omega} H_{m+\frac{1}{2}}^{(1)}(kr) + B \tilde{\omega} H_{m+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr) \} C \tilde{\omega} P_m'(\cos \theta) e^{i\mu t} \quad (16)$$

が得られる。但し  $k$  は

$$\frac{\rho}{\mu} \tilde{P}^2 \equiv k^2$$

である。

これ等を (13), (14) に入れ  $u, v$  を求める。但し  $t$  に比例する項や常數項は取り除くものとする。即ち、

$$u = -\frac{1}{h^2} \frac{d}{dr} r^{-\frac{1}{2}} \{ A_{\Delta} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(hr) + B_{\Delta} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr) \} C_{\Delta} P_n(\cos \theta) e^{i\mu t} - \frac{m(m+1)}{k^2} r^{-\frac{3}{2}}$$

$$\{A\tilde{\omega}H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(kr)+B\tilde{\omega}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)\}C\tilde{\omega}P_n(\cos\theta)e^{i\beta t}$$

$$v=-\frac{1}{h^2}r^{-\frac{3}{2}}\{A_\Delta H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(hr)+B_\Delta H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr)\}C_\Delta P_n'(\cos\theta)e^{i\beta t}$$

$$-\frac{1}{k^2}r^{-1}\frac{d}{dr}r^{\frac{1}{2}}\{A\tilde{\omega}H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(kr)+B\tilde{\omega}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)\}C\tilde{\omega}P_n'(\cos\theta)e^{i\beta t}$$

が得られる。しかし  $h, k$  は零でないとする。

この解の外に傳播する部分のみ取り出す場合は  $H^{(2)}$  を取るべきであり、又一般化して、

$$u=\sum_{n=0}^{\infty}\left\{-\frac{A_n}{h^2}\frac{d}{dr}r^{-\frac{1}{2}}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr)-\frac{B_n}{k^2}n(n+1)r^{-\frac{3}{2}}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)\right\}P_n(\cos\theta)e^{i\beta t} \quad (17)$$

$$v=\sum_{n=0}^{\infty}\left\{-\frac{A_n}{k^2}r^{-\frac{3}{2}}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr)-\frac{B_n}{k^2}r^{-1}\frac{d}{dr}r^{\frac{1}{2}}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)\right\}P_n'(\cos\theta)e^{i\beta t} \quad (18)$$

なる解を得る。ここに  $h, k$  は零でない常數であつて

$$h\equiv\sqrt{\frac{\rho}{\lambda+2\mu}}p \quad k\equiv\sqrt{\frac{\rho}{\mu}}p \quad (19)$$

なる關係がある。 $A_n, B_n$  なる常數は境界條件より決まる。

岩漿溜なる内部球窩の半徑を  $\vartheta$  とすれば、境界條件は

$$\left. \begin{aligned} r=\vartheta \text{ にて} \quad & \widehat{rr}=\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial u}{\partial r}-F \\ & \widehat{r\theta}=\mu\left(\frac{\partial v}{\partial r}-\frac{v}{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\theta}\right)=0 \\ & r\varphi=0 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

てよい。これに (17), (18) を入れると、

$$\frac{B_n}{A_n}=\left[\frac{k^2}{h^2}\frac{2\frac{d}{dr}r^{-\frac{3}{2}}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}}{r^{-\frac{1}{2}}\frac{d^2}{dr^2}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)-r^{-\frac{3}{2}}\frac{d}{dr}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)+r^{-\frac{5}{2}}\left\{n(n+1)-\frac{5}{4}\right\}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)}\right]_{r=\delta}\equiv 2R_n \quad (21)$$

$$A_n\left[\lambda r^{-\frac{1}{2}}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr)-\frac{2\mu}{h^2}\frac{d^2}{dr^2}r^{-\frac{1}{2}}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr)-4\mu R_n\frac{n(n+1)}{k^2}\frac{d}{dr}r^{-\frac{3}{2}}H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)\right]_{r=\delta}$$

$$\equiv A_n S_n=(2n+1)W_n \quad (22)$$

なる關係を得る。これより  $A_n, B_n$  を求むればよい。さうすると

$$A_n=(2n+2)\frac{W_n}{S_n} \quad (23)$$

$$B_n = 2R_n A_n = (2n+1) \frac{2R_n W_n}{S_n} \quad (24)$$

として求まるからこれを (17), (18) に入れ,

$$u = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ -(2n+1) \frac{W_n}{S_n} \frac{1}{h^2} \frac{d}{dr} r^{-\frac{1}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr) - (2n+1) \frac{2R_n W_n}{S_n} \frac{n(n+1)}{k^2} r^{-\frac{3}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr) \right\} \times P_n(\cos \theta) e^{i\pi t} \quad (25)$$

$$v = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ -(2n+1) \frac{W_n}{S_n} \frac{1}{h^2} r^{-\frac{3}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr) - (2n+1) \frac{2R_n W_n}{S_n} \frac{1}{k^2} r^{-1} \frac{d}{dr} r^{\frac{1}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr) \right\} \times P'_n(\cos \theta) e^{i\pi t} \quad (26)$$

なる解を得るのである。これだけでは一寸分り難いから数値を入れて計算してみる事にする。

## 3

さて  $P$  波の “押し” “引き” を調べる目的であるから  $P$  波の部分のみ取り出せば,

$$u = - \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \frac{W_n}{S_n} \frac{1}{h^2} \frac{d}{dr} r^{-\frac{1}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)} P_n(\cos \theta) e^{i\pi t} \quad (27)$$

$$v = - \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \frac{W_n}{S_n} \frac{1}{h^2} r^{-\frac{3}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr) P'_n(\cos \theta) e^{i\pi t} \quad (28)$$

であり、地殻の様な場合には  $\lambda = \mu$  としてよく、 $n$  が偶数なら

$$H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(x) = J_{n+\frac{1}{2}}(x) + iJ_{-(n+\frac{1}{2})}(x)$$

であり、震源より遠い所即ち  $hr$  の二乗以上の項を省略出来るやうな所で観測する場合は,

$$H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr) \sim (-1)^{\frac{n}{2}} \sqrt{\frac{2}{\pi hr}} e^{-ihr}$$

$$\frac{d}{dr} r^{-\frac{1}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(hr) \sim (-1)^{\frac{n}{2}} (hr-1) \sqrt{\frac{2}{\pi h}} e^{-ihr}$$

とをいてよく、 $S_n$  は

$$\frac{1}{S_n} = \frac{\partial}{\mu} \frac{1}{h^2} \partial^2 \left( \frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} - i \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2} \right)$$

となるから (27), (28) は,

$$u = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\mu} \frac{e^{-i(hr-\pi t)}}{r} (h\partial)^{\frac{1}{2}} \partial^2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{\frac{n}{2}} (2n+1) W_n \left( \frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} - i \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2} \right) P_n(\cos \theta) \quad (29)$$

$$v = 0$$

となる。こゝに

$$\xi = \xi' + 4n(n+1)\xi''$$

$$\eta = \eta' - 4n(n+1)\eta''$$

であり、 $\xi', \eta', \dots$  は、

$$\xi' = 4(h\vartheta)J_{n-\frac{1}{2}}(h\vartheta) + \{3(h\vartheta^2 - 2(n+1)(n+2))J_{n+\frac{1}{2}}(h\vartheta)\}$$

$$\eta' = (2n-1)(n\vartheta)J_{-(n-\frac{1}{2})}(h\vartheta) + \{2(h\vartheta^2 + (2n^2 + 2n - 1))J_{-(n+\frac{1}{2})}(h\vartheta)\}$$

$$\xi'' = \frac{(ae - bg)e - (ag + be)d}{c^2 + d^2}$$

$$\eta'' = \frac{(ae - bg)d + (ag + be)e}{c^2 + d^2}$$

であり、 $a, b, \dots$  は、

$$a = (h\vartheta)J_{n-\frac{1}{2}}(h\vartheta) - (n+2)J_{n+\frac{1}{2}}(h\vartheta)$$

$$b = (h\vartheta)J_{-(n-\frac{1}{2})}(h\vartheta) + (n+2)J_{-(n+\frac{1}{2})}(h\vartheta)$$

$$c = 2(k\vartheta)J_{n-\frac{1}{2}}(k\vartheta) - \{(k\vartheta^2 - 2n(n+2))J_{n+\frac{1}{2}}(k\vartheta)\}$$

$$d = 2(h\vartheta)J_{-(n-\frac{1}{2})}(k\vartheta) - \{(k\vartheta)^2 - 2n(n+2)\}J_{-(\frac{1}{2})}(k\vartheta)$$

$$e = (k\vartheta)J_{n-\frac{1}{2}}(k\vartheta) - (n+2)J_{n+\frac{1}{2}}(k\vartheta)$$

$$g = (k\vartheta)J_{-(n-\frac{1}{2})}(k\vartheta) + (n+2)J_{-(n+\frac{1}{2})}(k\vartheta)$$

によつて計算される。但し地殻の様な場合には  $\frac{k}{h} = \sqrt{3}$  とする。従つて  $\frac{1}{S_n}$  は  $n$  がきいてくる程になると  $\frac{1}{n^3}$  の程度で収束するのみならず、Bessel 函数の方から減衰する事は明らかであるから  $n$  は無限大まで求める必要がなさうである。

i). 第3圖Aの場合は  $W_n$  は (9) であるから (29) は

$$u_{v=0} = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{af}{\mu} \frac{e^{-i(hr-pt)}}{r} \frac{(h\vartheta)}{h^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \frac{n!}{2n\left(\frac{n}{2}!\right)^2} \left(\frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2}\right) P_n(\cos \theta) \quad (30)$$

となる。實數部分だけ取り出せば、

$$u_{v=0} = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{af}{\mu} \frac{1}{r} \frac{(h\vartheta)^{\frac{5}{2}}}{h^2} \sqrt{\mathfrak{A}_p^2 + \mathfrak{B}_p^2} \cos\{(hr-pt) + \epsilon_p\} \quad (31)$$

である。こゝに  $\mathfrak{A}_p^2, \mathfrak{B}_p^2, \epsilon_p$  は



$$\mathfrak{A}_p = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} (2n+1) \frac{n!}{2n \left(\frac{n}{2}!\right)^2} P_n(\cos \theta)$$

$$\mathfrak{B}_p = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2} (2n+1) \frac{n!}{2n \left(\frac{n}{2}!\right)^2} P_n(\cos \theta)$$

$$\epsilon_p = \tan^{-1} \frac{\mathfrak{A}_p}{\mathfrak{B}_p}$$

である。但し  $n$  は偶数のみ。

ii). 第3圖Bの場合は  $W_n$  は (10) であるから (29) はやはり実数部分のみ取り、

$$w = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{(1-\beta)f'}{\mu} \frac{1}{r} \frac{(h\delta)^{\frac{5}{2}}}{h^2} \sqrt{\mathfrak{A}'_p{}^2 + \mathfrak{B}'_p{}^2} \cos\{(hr-pt) + \epsilon'_p\} \quad (32)$$

$$v = 0$$

こゝに

$$\mathfrak{A}'_p{}^2 = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{\frac{n}{2}} \frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} (2n+1) P_n(\cos \theta)$$

$$\mathfrak{B}'_p{}^2 = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{\frac{n}{2}} \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2} (2n+1) P_n(\cos \theta)$$

$$\epsilon'_p = \tan^{-1} \frac{\mathfrak{B}'_p}{\mathfrak{A}'_p}$$

である。これもやはり  $n$  は偶数のみ取る。

これ等を  $h\delta = 1, 2, 3, 4, 5$  について求めてみる。第1表には  $P_n(\cos \theta)$  の係数が求めてある。これより分るやうに  $n$  が大きくなるとすみやかに減衰する。これによつて i), ii) の振幅、位相を  $\theta$  の  $10^\circ$  毎に對して求めたものが第2表で  $A_p, A'_p$  と書いてあるものは、

$$A_p = (h\delta)^{\frac{5}{2}} \sqrt{\mathfrak{A}_p{}^2 + \mathfrak{B}_p{}^2} \quad A'_p = (h\delta)^{\frac{5}{2}} \sqrt{\mathfrak{A}'_p{}^2 + \mathfrak{B}'_p{}^2}$$

である。これは  $h$  を一定即ち振動數又は波長を一定した時の震源域の大きさに對する振幅の様子を示す量である。

第1表  $P_n(\cos \theta)$  の係數

$h\delta$	$n$	$\xi$	$\eta$	$\frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} (2n+1) \frac{n!}{2n \left(\frac{n}{2}!\right)^2}$	$\frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2} (2n+1) \frac{n!}{2n \left(\frac{n}{2}!\right)^2}$	$(-1)^{\frac{n}{2}} \frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} (2n+1)$	$(-1)^{\frac{n}{2}} \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2} (2n+1)$
0	+	1.0530	-	0.2443			
				+	0.9027		
1	2	-	4.3395	+	102.9982		
				-	0.0010		
	4	-	15.1376	+	9027.9147		
				-	0.0007		
						-	0.2060
						+	0.9027
						+	0.0020
						-	0.0485
						+	0.0009

験 震 時 報

2	0	+	2.2256	-	2.6696		+	0.1848		-	0.2210		+	0.1846		-	0.2210
	2	+	30.3440	+	39.5512		+	0.0305		+	0.0400		-	0.0610		-	0.0800
	4	-	50.2240	+	482.7480		-	0.0007		+	0.0069		-	0.0018		+	0.0180
	6	-	0.0521	+	8521.4523		-	0.083		+	0.0004		+	0.088		-	0.0001
3	0	-	3.9768	-	7.9470		-	0.0504		-	0.1006		-	0.0504		-	0.1006
	2	+	19.2276	+	6.3960		+	0.1170		+	0.0390		-	0.2340		-	0.0780
	4	-	51.4000	+	164.1500		-	0.0058		+	0.0187		-	0.0153		+	0.0495
	6	-	60.3291	+	1823.3120		-	0.047		+	0.0022		+	0.0002		-	0.0071
4	0	-	17.4564	-	6.8772		-	0.0469		-	0.0195		-	0.0469		-	0.0195
	2	+	19.6920	-	0.8636		+	0.1267		-	0.0056		-	0.2535		+	0.0111
	4	+	64.4326	+	95.1240		+	0.0163		+	0.0245		+	0.0432		+	0.0648
	6	-	164.9104	+	425.0224		-	0.0032		+	0.0083		+	0.0103		-	0.0266
5	0	-	22.2686	+	6.6698		-	0.0412		+	0.0123		-	0.0412		+	0.0123
	2	+	9.0457	-	15.0403		+	0.0735		-	0.1220		-	0.1470		+	0.2440
	4	+	43.4375	+	37.3296		+	0.0447		+	0.0384		+	0.1192		+	0.1024
	6	-	111.1592	+	372.0723		-	0.0030		+	0.0100		+	0.0096		-	0.0321
6	0	-	17.4564	-	6.8772		-	0.0469		-	0.0195		-	0.0469		-	0.0195
	2	+	19.6920	-	0.8636		+	0.1267		-	0.0056		-	0.2535		+	0.0111
	4	+	64.4326	+	95.1240		+	0.0163		+	0.0245		+	0.0432		+	0.0648
	6	-	164.9104	+	425.0224		-	0.0032		+	0.0083		+	0.0103		-	0.0266
7	0	-	22.2686	+	6.6698		-	0.0412		+	0.0123		-	0.0412		+	0.0123
	2	+	9.0457	-	15.0403		+	0.0735		-	0.1220		-	0.1470		+	0.2440
	4	+	43.4375	+	37.3296		+	0.0447		+	0.0384		+	0.1192		+	0.1024
	6	-	111.1592	+	372.0723		-	0.0030		+	0.0100		+	0.0096		-	0.0321
8	0	-	17.4564	-	6.8772		-	0.0469		-	0.0195		-	0.0469		-	0.0195
	2	+	19.6920	-	0.8636		+	0.1267		-	0.0056		-	0.2535		+	0.0111
	4	+	64.4326	+	95.1240		+	0.0163		+	0.0245		+	0.0432		+	0.0648
	6	-	164.9104	+	425.0224		-	0.0032		+	0.0083		+	0.0103		-	0.0266
9	0	-	22.2686	+	6.6698		-	0.0412		+	0.0123		-	0.0412		+	0.0123
	2	+	9.0457	-	15.0403		+	0.0735		-	0.1220		-	0.1470		+	0.2440
	4	+	43.4375	+	37.3296		+	0.0447		+	0.0384		+	0.1192		+	0.1024
	6	-	111.1592	+	372.0723		-	0.0030		+	0.0100		+	0.0096		-	0.0321
10	0	-	17.4564	-	6.8772		-	0.0469		-	0.0195		-	0.0469		-	0.0195
	2	+	19.6920	-	0.8636		+	0.1267		-	0.0056		-	0.2535		+	0.0111
	4	+	64.4326	+	95.1240		+	0.0163		+	0.0245		+	0.0432		+	0.0648
	6	-	164.9104	+	425.0224		-	0.0032		+	0.0083		+	0.0103		-	0.0266
11	0	-	22.2686	+	6.6698		-	0.0412		+	0.0123		-	0.0412		+	0.0123
	2	+	9.0457	-	15.0403		+	0.0735		-	0.1220		-	0.1470		+	0.2440
	4	+	43.4375	+	37.3296		+	0.0447		+	0.0384		+	0.1192		+	0.1024
	6	-	111.1592	+	372.0723		-	0.0030		+	0.0100		+	0.0096		-	0.0321
12	0	-	17.4564	-	6.8772		-	0.0469		-	0.0195		-	0.0469		-	0.0195
	2	+	19.6920	-	0.8636		+	0.1267		-	0.0056		-	0.2535		+	0.0111
	4	+	64.4326	+	95.1240		+	0.0163		+	0.0245		+	0.0432		+	0.0648
	6	-	164.9104	+	425.0224		-	0.0032		+	0.0083		+	0.0103		-	0.0266
13	0	-	22.2686	+	6.6698		-	0.0412		+	0.0123		-	0.0412		+	0.0123
	2	+	9.0457	-	15.0403		+	0.0735		-	0.1220		-	0.1470		+	0.2440
	4	+	43.4375	+	37.3296		+	0.0447		+	0.0384		+	0.1192		+	0.1024
	6	-	111.1592	+	372.0723		-	0.0030		+	0.0100		+	0.0096		-	0.0321
14	0	-	17.4564	-	6.8772		-	0.0469		-	0.0195		-	0.0469		-	0.0195
	2	+	19.6920	-	0.8636		+	0.1267		-	0.0056		-	0.2535		+	0.0111
	4	+	64.4326	+	95.1240		+	0.0163		+	0.0245		+	0.0432		+	0.0648
	6	-	164.9104	+	425.0224		-	0.0032		+	0.0083		+	0.0103		-	0.0266
15	0	-	22.2686	+	6.6698		-	0.0412		+	0.0123		-	0.0412		+	0.0123
	2	+	9.0457	-	15.0403		+	0.0735		-	0.1220		-	0.1470		+	0.2440
	4	+	43.4375	+	37.3296		+	0.0447		+	0.0384		+	0.1192		+	0.1024
	6	-	111.1592	+	372.0723		-	0.0030		+	0.0100		+	0.0096		-	0.0321
16	0	-	17.4564	-	6.8772		-	0.0469		-	0.0195		-	0.0469		-	0.0195
	2	+	19.6920	-	0.8636		+	0.1267		-	0.0056		-	0.2535		+	0.0111
	4	+	64.4326	+	95.1240		+	0.0163		+	0.0245		+	0.0432		+	0.0648
	6	-	164.9104	+	425.0224		-	0.0032		+	0.0083		+	0.0103		-	0.0266
17	0	-	22.2686	+	6.6698		-	0.0412		+	0.0123		-	0.0412		+	0.0123
	2	+	9.0457	-	15.0403		+	0.0735		-	0.1220		-	0.1470		+	0.2440
	4	+	43.4375	+	37.3296		+	0.0447		+	0.0384		+	0.1192		+	0.1024
	6	-	111.1592	+	372.0723		-	0.0030		+	0.0100		+	0.0096		-	0.0321
18	0	-	17.4564	-	6.8772		-	0.0469		-	0.0195		-	0.0469		-	0.0195
	2	+	19.6920	-	0.8636		+	0.1267		-	0.0056		-	0.2535		+	0.0111
	4	+	64.4326	+	95.1240		+	0.0163		+	0.0245		+	0.0432		+	0.0648
	6	-	164.9104	+	425.0224		-	0.0032		+	0.0083		+	0.0103		-	0.0266
19	0	-	22.2686	+	6.6698		-	0.0412		+	0.0123		-	0.0412		+	0.0123
	2	+	9.0457	-	15.0403		+	0.0735		-	0.1220		-	0.1470		+	0.2440
	4	+	43.4375	+	37.3296		+	0.0447		+	0.0384		+	0.1192		+	0.1024
	6	-	111.1592	+	372.0723		-	0.0030		+	0.0100		+	0.0096		-	0.0321
20	0	-	17.4564	-	6.8772		-	0.0469		-	0.0195		-	0.0469		-	0.0195
	2	+	19.6920	-	0.8636		+	0.1267		-	0.0056		-	0.2535		+	0.0111
	4	+	64.4326	+	95.1240		+	0.0163		+	0.0245		+	0.0432		+	0.0648
	6	-	164.9104	+	425.0224		-	0.0032		+	0.0083		+	0.0103		-	0.0266
21	0	-	22.2686	+	6.6698		-	0.0412		+	0.0123		-	0.0412		+	0.0123
	2	+	9.0457	-	15.0403		+	0.0735		-	0.1220		-	0.1470		+	0.2440
	4	+	43.4375	+	37.3296		+	0.0447		+	0.0384		+	0.1192		+	0.1024
	6	-	111.1592	+	372.0723		-	0.0030		+	0.0100		+	0.0096		-	0.0321
22	0	-	17.4564	-	6.8772		-	0.0469		-	0.0195		-	0.0469		-	0.0195
	2	+	19.6920	-	0.8636		+	0.1267		-	0.0056		-	0.2535		+	0.0111
	4	+	64.4326	+	95.1240		+	0.0163		+	0.0245		+	0.0432		+	0.0648
	6	-	164.9104	+	425.0224		-	0.0032		+	0.0083		+	0.0103		-	

震 源

	$A'_p$	2.9504	2.9504	2.0224	1.2800	1.0400	1.6288	2.3968	2.9760	3.3024	3.3920
	$\epsilon_p$	+ 5° 10'	+ 1° 30'	- 11° 00'	- 39° 55'	- 99° 30'	-143° 50'	-162° 00'	-170° 00'	-173° 30'	-174° 35'
5	$\mathcal{W}'_p$	+ 9.0726	+ 0.0643	+ 0.0408	+ 0.0073	- 0.0268	- 0.0521	- 0.0642	- 0.0658	- 0.0623	- 0.0607
	$\mathcal{B}'_p$	- 0.0535	- 0.0629	- 0.0702	- 0.0677	- 0.0490	- 0.0173	+ 0.0195	+ 0.0537	+ 0.0768	+ 0.0853
	$A'_p$	5.2155	5.0310	4.5391	3.8068	3.1248	3.0689	3.7509	4.4049	5.5285	5.8527
	$\epsilon'_p$	- 38° 50'	- 44° 20'	- 59° 50'	- 83° 50'	-118° 40'	-161° 35'	+163° 05'	+140° 45'	+129° 05'	+125° 30'

B. 兩極のみに力を作用した場合

$h\theta$	$\theta$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
1	$\mathcal{W}'_p$	+ 0.9047	+ 0.9046	+ 0.9043	+ 0.9040	+ 0.9035	+ 0.9029	+ 0.9024	+ 0.9021	+ 0.9018	+ 0.9017
	$\mathcal{B}'_p$	- 0.2546	- 0.2522	- 0.2460	- 0.2363	- 0.2244	- 0.2118	- 0.1999	- 0.1903	- 0.1840	- 0.1817
	$A'_p$	0.9398	0.9391	0.9372	0.9344	0.9309	0.9272	0.9243	0.9220	0.9204	0.9198
	$\epsilon'_p$	- 15° 45'	- 15° 30'	- 15° 15'	- 14° 40'	- 13° 55'	- 13° 15'	- 12° 30'	- 11° 50'	- 11° 35'	- 11° 25'
2	$\mathcal{W}'_p$	+ 0.1218	+ 0.1249	+ 0.1334	+ 0.1461	+ 0.1620	+ 0.1781	+ 0.1927	+ 0.1922	+ 0.2118	+ 0.2144
	$\mathcal{B}'_p$	- 0.2831	- 0.2821	- 0.2784	- 0.2706	- 0.2571	- 0.2387	- 0.2162	- 0.2111	- 0.1798	- 0.1742
	$A'_p$	1.7432	1.7442	1.7460	1.7387	1.7183	1.6844	1.6380	1.6142	1.5712	1.5622
	$\epsilon'_p$	- 66° 40'	- 66° 05'	- 64° 20'	- 61° 40'	- 57° 40'	- 53° 20'	- 48° 20'	- 47° 40'	- 40° 20'	- 39° 05'
3	$\mathcal{W}'_p$	- 0.2994	- 0.2867	- 5.2506	- 0.1972	- 0.1340	- 0.0719	- 0.0166	+ 0.0256	+ 0.0591	+ 0.0608
	$\mathcal{B}'_p$	- 0.1300	- 0.1379	- 0.1419	- 0.1455	- 0.1448	- 0.1320	- 0.1075	- 0.0770	- 0.0510	- 0.0408
	$A'_p$	5.1073	4.9607	4.4899	4.8211	3.0821	2.3432	1.6962	1.2653	1.1350	1.1412
	$\epsilon'_p$	-156° 00'	-154° 20'	-150° 30'	-143° 35'	-132° 55'	-118° 40'	- 98° 50'	- 71° 30'	- 44° 30'	- 33° 50'
4	$\mathcal{W}'_p$	- 0.2490	- 0.4471	- 0.2376	- 0.2110	- 0.1630	- 0.0777	- 0.0271	+ 0.0347	+ 0.0758	+ 0.0904
	$\mathcal{B}'_p$	+ 0.0315	+ 0.0286	+ 0.0182	- 0.0018	- 0.0272	- 0.0468	- 0.0483	- 0.0290	- 0.0038	+ 0.0080
	$A'_p$	8.0320	7.9584	7.6256	6.7520	5.2844	3.4656	1.7728	1.4464	2.4288	2.9056
	$\epsilon'_p$	+172° 45'	+173° 25'	+175° 40'	-179° 30'	-170° 30'	-154° 20'	-119° 20'	- 34° 50'	- 2° 50'	+ 5° 05'
5	$\mathcal{W}'_p$	- 0.0645	- 0.0758	- 0.1038	- 0.1322	- 0.1389	- 0.1108	- 0.0538	+ 0.0084	+ 0.0560	+ 0.0726
	$\mathcal{B}'_p$	+ 0.3351	+ 0.3148	+ 0.2578	+ 0.1760	+ 0.0838	- 0.0012	- 0.0587	- 0.0748	- 0.0672	- 0.0585
	$A'_p$	19.0787	18.1004	15.5346	12.3036	9.0670	6.1937	4.4496	4.2393	4.8913	5.2099
	$\epsilon'_p$	+100° 55'	+103° 30'	+111° 55'	+126° 50'	+148° 58'	-179° 20'	-132° 30'	- 83° 40'	- 50° 10'	- 38° 50'

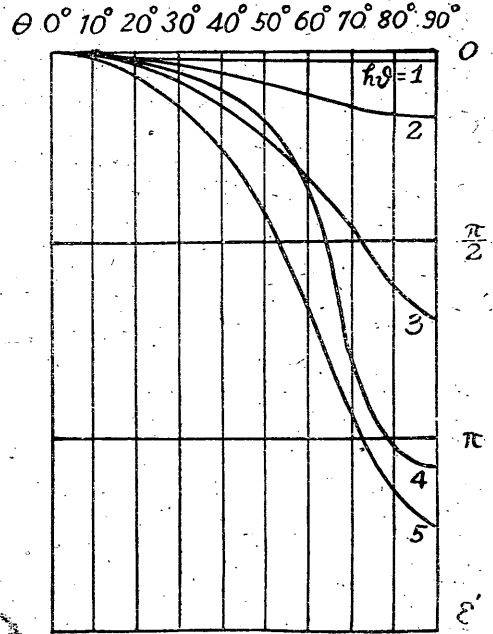
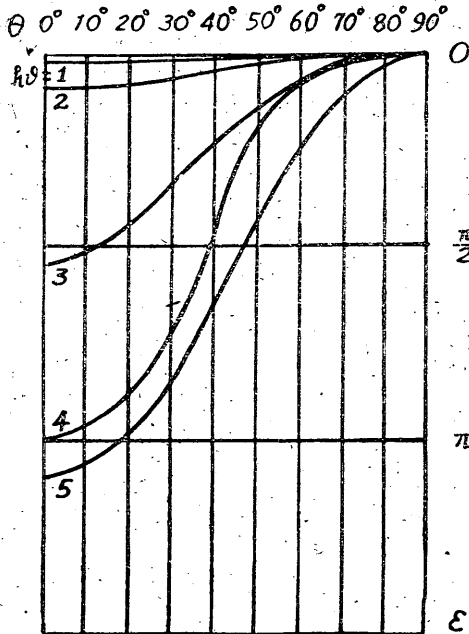
今は „押し” „引き” の分布が出来るかどうか問題である。それには位相が  $\pi$  以上遅れてをる所があるかどうかを調べればよい。よつて第2表より位相の遅れを圖示すれば第4圖となる。

第4圖によれば、 $h\theta$  の小さい所では位相の遅れは殆んどない。と言ふのはあらゆる方向に對し同一の運動をしてゐる事であつて、全部 „押し” ならば押し、 „引き” ならば引きになる事を示すものである。よつてこの場合は „押し” „引き” の分布を生じない。所が  $h\theta=4, 5$  になると赤道と兩極では位相の遅れが  $\pi$  以上になり、どこか „押し” てをる時は必ずどこかで „引き” てをる事を示すものである。よつて „押し” „引き” の分布を生ずる事が分つたのである。これが球殻の場合であると明らかにこうなるのであるが、厚さが無限大の場合は分らなかつた事である。それで

第 4 圖 位 相

A. 赤道のみに力を作用した場合

B. 兩極のみに力を作用した場合



は各瞬間にどんな運動の仕方をするか、それを  $h\delta=5$  の場合について求めてみると第5圖となる。これは球殻や球の振動は幾分違った運動をしてをる。即ち橢圓體にならないやうである。しかも節面が出来ない。今迄の理論であると必ず節面が出来たのであるが、<sup>(2)</sup> この場合には節面に出来ないのである。しかし第5圖に示すやうに従來の節面に相當するあたりは他に比し非常に振幅が小さい事が分つた。これは實際の現象とよくあてはまるのではなからうか。これ迄の観測によれば、節面上にあると思はれる測候所も P 波の振幅を持つてをるのである。

次に振幅については第6圖に示してある。この圖は  $h$  を一定として、即ち振動數又は波長を一定として、 $h\delta$  の變化は  $\delta$  のみよとした場合の振幅の比較圖である。中心よりの Vector の大きさが振幅になる。これによると震源域が大きくなる程振幅も大きくなる事が分る。それは  $\delta^2$  に正比例して大きくなるのである。その他特別に注意を惹く事は第6圖Aの  $h\delta=5$  の場合である。この時は力の作用してゐない兩端の振幅が力の作用してゐる赤道の振幅とほぼ同じになる事である。

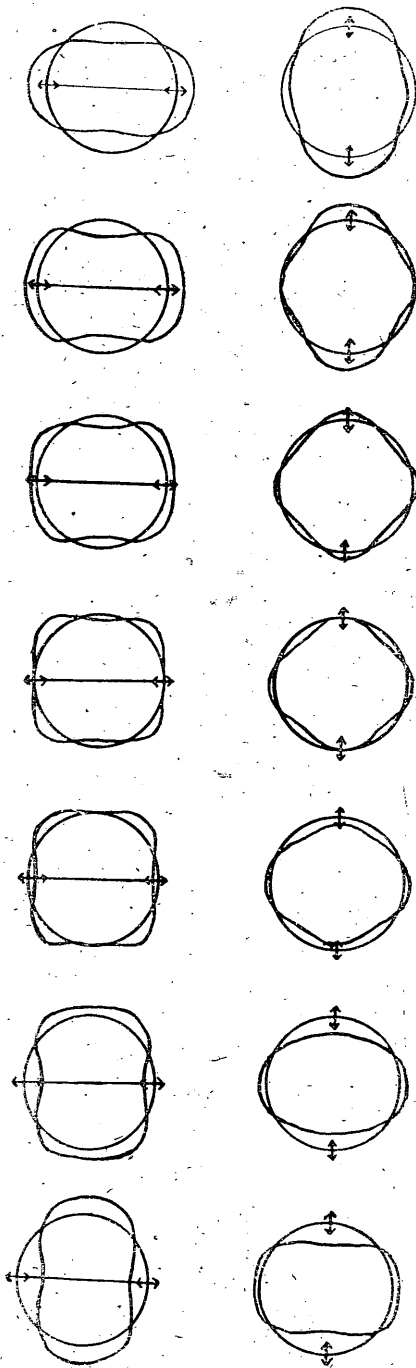
(2) Win Inouye: Notes on the Origins of Earthquakes. First paper~Sixth paper. 地震研究所彙報第14卷~第16號。

H. Honda: On the Amplitude of P and S Waves of Deep Earthquakes. Geophysical Magazine. 8.

T. Matuzawa: On the Relative Magnitude of the Preliminary and the principal Portion of Earthquake Motion. Jas. Journ. Asto and Geophys. 4.

M. Hasegawa: Die erste Bewegung bei einem Erdbeben. Gerl. Beitr. 27.

第5圖 運動の模様



即ち「押し」の部分と「引き」の部分の振幅が同じ位になるのである。そしてその中間の部分は振幅は小さくなる。小さくなるけれども今迄の様に零にはならない。第6圖Bの場合にはこの様な事が起らない。即ち力の作用してゐる兩極のみが振幅が大きく他は非常に小さい。この事は井上博士により地下探査に好都合である事が指摘せられた。それについては後述する。従つて「押し」「引き」共に同じ位の振幅の地震が多いとすれば、それは計らずも  $h\vartheta=5$  位の關係にあり、しかも第1圖Aの場合が多いと言ふ事になる。 $h\vartheta=5$  と言ふのは  $h\vartheta = \frac{\text{震源の周波長}}{\text{波長}}$  なる關係があるから、大體震源域の周の大きさが波長の5倍程度の場合が多いと言ふ事になるのである。

4.

因みにS波も求めてみると、

i). 赤道のみに力が作用してゐる場合は、

$$w=0$$

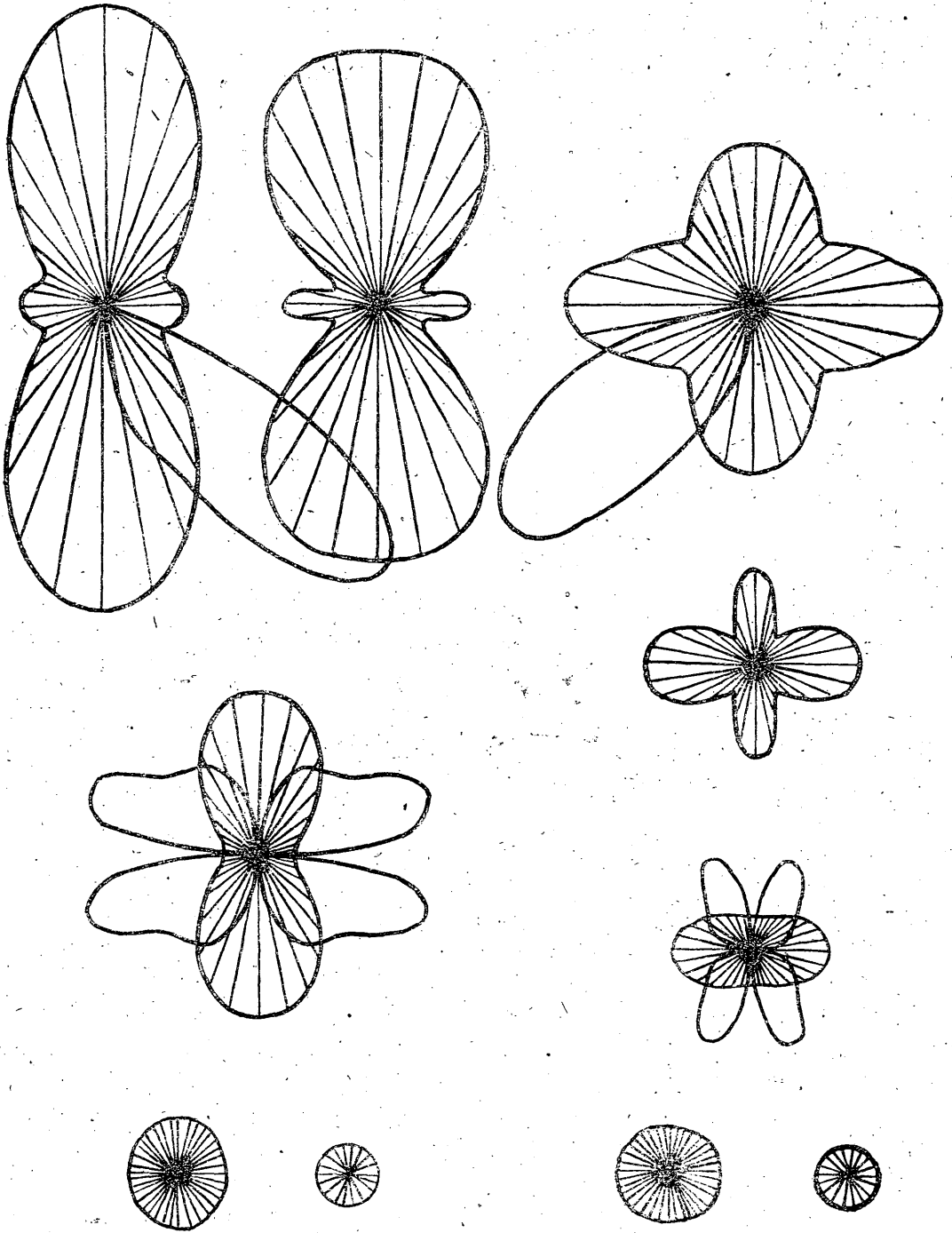
$$v = 2\sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{df}{\pi \mu} \frac{1}{r} \frac{(h\vartheta)^5}{h^2} \sqrt{\mathfrak{A}_s^2 + \mathfrak{B}_s^2}} \times \cos\{kr - pt + \epsilon_s\} \quad (33)$$

ここに、

$$\mathfrak{A}_s = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left( \frac{ac-bd}{c^2+d^2} \right) \frac{\xi}{\xi^2+\eta^2} - \left( \frac{ad+bc}{c^2+d^2} \right) \frac{\eta}{\xi^2+\eta^2} \right\} \times (2n+1) \frac{n!}{2n \left( \frac{n}{2}! \right)^2} P_n'(\cos \vartheta)$$

$$\mathfrak{B}_s = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left( \frac{ad+bc}{c^2+d^2} \right) \frac{\xi}{\xi^2+\eta^2} + \left( \frac{ac-bd}{c^2+d^2} \right) \frac{\eta}{\xi^2+\eta^2} \right\} \times (2n+1) \frac{n!}{2n \left( \frac{n}{2}! \right)^2} P_n'(\cos \vartheta)$$

報 時 震 驗  
幅 振 圖 6 第



$$\epsilon_s = \tan^{-1} \frac{\mathfrak{B}_s}{\mathfrak{A}_s}$$

但し  $n$  は偶数のみ。

ii) 兩極のみに力が作用してゐる場合は、

$$\left. \begin{aligned} u &= 0 \\ v &= 2\sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{(1-\beta)f'}{\mu}} \frac{1}{r} \frac{(h\vartheta)^{\frac{5}{2}}}{h^2} \sqrt{\mathfrak{A}_s'^2 + \mathfrak{B}_s'^2} \cos\{hr - pt + \epsilon_s'\} \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

こゝに、

$$\mathfrak{A}_s' = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{\frac{n}{2}} \left\{ \left( \frac{ac-bd}{c^2+d^2} \right) \frac{\xi}{\xi^2+\eta^2} - \left( \frac{ad+bc}{c^2+d^2} \right) \frac{\eta}{\xi^2+\eta^2} \right\} (2n+1) P_n'(\cos \theta)$$

$$\mathfrak{B}_s' = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{\frac{n}{2}} \left\{ \left( \frac{ad+bc}{c^2+d^2} \right) \frac{\xi}{\xi^2+\eta^2} + \left( \frac{ac-bd}{c^2+d^2} \right) \frac{\eta}{\xi^2+\eta^2} \right\} (2n+1) P_n(\cos \theta)$$

$$\epsilon_s' = \tan^{-1} \frac{\mathfrak{B}_s'}{\mathfrak{A}_s'}$$

である。但し  $n$  は偶数のみである。

この振幅を  $h\vartheta=3, 5$  のみについて計算した結果は第6圖に放射線のついていない線で示してある。この場合は振幅が零になる所が出来るのであつて、それは兩極と赤道とである。兩極は節線を形成するが、赤道は節面を形成する。又  $h\vartheta=3$  では  $P$  波と同じ位の大きさの振幅を有するが  $h\vartheta=5$  になると3倍以上にもなるのである。圖には  $h\vartheta=5$  の場合は圖面からはみ出るので  $\frac{1}{2}$  又は  $\frac{1}{4}$  に縮尺して書いてある。

### 5.

以上を要約すれば、震源域の周が波長の4, 5倍になると、第1圖のやうな場合でも“押し”“引き”の分布を生ずる。しかし今迄の理論のやうに節面は出来ない。たゞ從來の節面に相當するあたりは振幅が非常に小さくなるだけである。こゝに副産物として特筆すべきは、弾性波も場合によつては Polarize する事である。これについては後述する。

次に  $S$  波は節面が出来るが從來のやうな性質のものではない。

$P$  波、 $S$  波より類推すれば、震源域の大きさはその周が波長の4, 5倍位のものが多いのではなからうかと思はれる。しかも第1圖Aのやうな構造のものが多いのではないであらうか。

しかしこの研究はどこまでも振動力を加へた場合のものであつて、筆者の目録んでゐるものよりも遙かに遠いものである。初動の分布を論ずるにはこの様に定常的な場合では駄目であつて、どう

しても衝撃性の場合をやらなければ、はつきりとした事は言へないのである。それについて目下計算中であるので遠からず發表出来るやうになるかも知れない。しかしこれでも大體の趨性を知る事が出来るのではなからうか。即ち筆者の假設を幾分裏書した事になるのではなからうか。

本研究にあたり御助言を賜はつた本間正作技師、並びに始終元氣づけて頂いた井上宇胤博士に對し厚く感謝致す次第であります。

又この計算の勞を殆んど一人で取られた野依一郎氏、並びに製圖して頂いた山口弘次氏に厚く感謝致します。その外地震課の諸彦嬢には色々とお世話になつたので、こゝに記して感謝の意を表す。

### 附. 地下探査への應用

井上宇胤博士は上記の私の成果を見られるや否やたゞちに地下探査に應用出来る事を洞察せられて、筆者に計算を續行するやう命ぜられたのであつた。計算が繁雜なため  $h\vartheta=5$  までしか求めてはないのであるが、大體の傾向は分ると思ふ。即ち第 6 圖 B は彈性波も Polarize する事を示すものである。第 6 圖 B の場合と言ふのは、兩極のみに力が作用する場合であつて第 3 圖 B の場合である。これを地下探査に使ひ易いやうに書き直すと、 $h\vartheta$  は

$$h\vartheta \equiv \frac{2\pi\vartheta}{v_p} \nu$$

こゝに  $v_p$  は P 波の速度  $\nu$  は振動數、となる。又 P 波は

$$v = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{(1-\beta)f'}{\mu} \left(\frac{v_p}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{\nu^2} \frac{1}{r} (h\vartheta)^{\frac{5}{2}} \sqrt{\mathfrak{A}_p'^2 + \mathfrak{B}_p'^2} \cos\{(h\nu - pt) + \varepsilon_p'\}$$

$$v = 0$$

となる。地下探査の時は  $\vartheta$  と  $\nu$  とを適當にかへて能率のいゝ所を用ゐるべきであるから、各  $\vartheta$   $\nu$  に對する最大振幅の模様を調べてみると第 7 圖となる。

第 7 圖は太い實線が等  $h\vartheta$  線を示し、細い實線が等振幅線を示す。これによれば  $\vartheta$  の小さい程使ひ易いことになる。しかし Polarize すべき事を考へると、 $h\vartheta=3$  がいゝやうである。縦軸は  $\frac{2\pi\vartheta}{v_p}$  が取つてあるので、 $v_p=300\text{m/sec}$  とすれば、その目盛の 0.01 がほゞ  $\vartheta=50\text{cm}$  を示すものであつて、0.02 では  $\vartheta=1\text{m}$  即ち半径 1 米の球窩を作ればよい事になる。 $h\vartheta=3$  を用ゐるとすれば、振動數  $\nu$  は 150 位となる。この時の振幅の大きさは  $\frac{3}{40000} (1-\beta)f' \frac{1}{r}$  となる。これを球窩の半径を 2 倍にして、2 米にすると、振動數は 70 位でよく、振幅は 4 倍となる。

以上は井上先生に注意せられて付け足す事が出来た。厚く感謝致す次第であります。



源 震

第7圖  $\delta, \nu$  と最大振幅

