地球のねじり振動 (第2報)

東大地球物理学教室 竹 内 均
" " 斎 藤 正 徳

(昭和 35 年 5 月 6 日受理)

On the Torsional Oscillation of the Earth (Part 2)

Hitoshi TAKEUCHI and Masanori SAITÔ

Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University

(Received May, 6, 1960)

Using the variational calculus method in a previous paper, we calculate the free periods of torsional oscillations for two earth models. In the model I, the earth is assumed to be composed of homogeneous mantle and core. In the model II, we have used the mantle structure inferred by Jeffreys and Bullen. In each model, we calculate the periods when the core is fluid or perfectly rigid. In the fluid core model, we have also worked out the periods when the coupling between the mantle and core is perfect or zero. Present study will show that in order to get useful informations on the rigidity of the core or the strength of coupling between the mantle and core by this kind of study, we must make the observations of free periods with the accuracy of several ten seconds.

§ 1.

筆者が地球のねじり振動に対する研究¹⁾を行つてから、この種の研究が世界中で1つの流行になつた。Alterman, Jarosch, Pekeris²⁾らの研究は地球ののびちじみ振動に関するものであるが、その85ページに筆者が行つたのと同じ地球模型のねじり振動に対する計算結果がでてゐる。彼らによれば、 $n = 2, 4$ 型の地球振動の周期はそれぞれ44.1, 21.9分である。これは筆者のえた $n = 2, 4$ に対する周期43.4, 21.5分なる結果とよく一致している。Jobert³⁾も同じような計算を行つた。その論文で彼女は、筆者の用いた変分法による近似法がたいへん精度の高いものであることをのべてゐる。筆者はJeffreysの地球模型についての計算を行つたのであるが、佐藤とLandisman⁴⁾はGutenberg模型についての計算を行つた。両模型のちがいは、Gutenberg模型ではマントルの上部に低速層をおいている点にある。低速層の存在は $n = 2$ というような低次で長波長の振動にはほとんど影響をおよぼさないはずである。じつさい彼らの計算結果は筆者による結果とほとんど一致している。彼らはまたマントル中で密度 ρ 、剛性率 μ が深さとともに1次的にましている地球模型についての計算を行つた。そのさい彼らは、地球核の剛性率が0の場合と ∞ の場合の2つの極端を考えた。最近Gilbert

と MacDonald⁹⁾ も筆者と同じ地球模型について計算し、すこしちがつた結果をえている。たとえば $n=2$ 型のねじり振動に対して彼らのえた周期 45.5 分は、前にのべた筆者のそれ (43.4 分) とはすこしくいちがつている。彼らはこのくいちがいがあるが筆者の近似法の精度不足によるものとしている。しかし上にのべた他の人々のえた結果を考えあわせると、まちがつているのは彼らであつて筆者ではないという公算が大きい。じつさい佐藤, Landisman, Ewing らが筆者と同じ模型に対して行つた未発表の結果¹⁰⁾ も, Gilbert らの結果とは異なり, 筆者の結果に近くなつている。

この種の研究からさしあたつて期待される成果が 2 つある。その 1 つは周期数十分というような長周期振動の研究から、地球核内のようすをさぐることに、他の 1 つはたとえば Mantle Rayleigh 波のような周期 1~10 分の振動の研究から、マントル上部の構造を推定することである。ここでの研究はこのうちの第 1 の可能性に関係している。すなわちマントルの構造を固定し、核の剛性率を次第に変えていつたとき、比較的低下のねじり振動の周期がどのように変わるかをしらべる。この種の研究により、将来地震波、地球潮汐の研究とは独立に地球核の剛性率を推定しうるみこみがある。

§ 2.

前論文にものべたとおり、当面の問題の基本式は

$$\mu \left\{ \ddot{l} - \frac{n(n+1)}{\xi^2} l \right\} + \dot{\mu} \left(\dot{l} - \frac{2}{\xi} l \right) + \rho p^2 a^2 l = 0 \quad (2.1)$$

で、みたすべき境界条件は

$$\xi = 1 \text{ で } \dot{l} - \frac{2}{\xi} l = 0, \quad (2.2)$$

および地中の不連続面 $\xi = \xi_0$ で

$$l \text{ および } \mu \left(\dot{l} - \frac{2}{\xi} l \right) = \text{連続} \quad (2.3)$$

である。密度 ρ , 剛性率 μ は $\xi = r/a$ の函数で、 $\cdot$ は ξ についての微分、 n は球函数 $P_n^m(\theta)$ の order, p は自由振動の振動数、 a は球の半径を示している。ここでは地球核の表面 $\xi = (6370-2900)/6370$ を ξ_0 と考える。核内 $\xi \leq \xi_0$ での (2.1) の解を $l = l_0(\xi)$ とするすことにしよう。核表面のすぐ上での剛性率を μ_m , すぐ下でのそれを μ_0 とすれば、境界条件 (2.3) は $\xi = \xi_0$ で

$$l = l_0, \quad \mu_m \left(\dot{l} - \frac{2}{\xi} l \right) = \mu_0 \left(\dot{l}_0 - \frac{2}{\xi} l_0 \right) \quad (2.4)$$

となる。 l はマントル部分 $\xi \geq \xi_0$ での (2.1) の解を示している。 l_0 には 1 つの積分定数が

ふくまれているが, これを消去するために (2.4) を $\xi = \xi_0$ で

$$\frac{\xi l - 2\dot{l}}{l} = A, \quad A = \frac{\mu_c}{\mu_m} \left(\frac{\xi \dot{l}_c - 2\dot{l}_c}{l_c} \right)_{\xi=\xi_0} \quad (2.5)$$

と書きなおす. A にはもはや任意定数はふくまれていない. 境界条件 (2.2), (2.5) には n がふくまれていない. したがってこれをみたすマントル部分での試行函数も n をふくまず,

たとえば

$$l = l(m) = \xi^m (1 + \alpha \xi + \beta \xi^2) \quad (2.6)$$

であればよい. m はパラメーターで, α, β は境界条件 (2.2), (2.5) に対応したつぎの式によつてきまる定数である.

$$\begin{aligned} (m-1)\alpha + m\beta &= -(m-2), \\ \{(m-1)-A\}\alpha\xi_0 + (m-A)\beta\xi_0^2 &= A - (m-2) \end{aligned} \quad (2.7)$$

たとえば $m=2$ に対して

$$\beta = \frac{1.83573487 A}{1.45525903 A - 0.91051805}, \quad \alpha = -2\beta \quad (2.8)$$

$m=6$ に対して

$$\beta = \frac{5.17867436 A - 16.71469740}{3.27629513 A - 13.65777080}, \quad 5\alpha = -4 - 6\beta \quad (2.9)$$

$m=20$ に対して

$$\beta = \frac{9.19466248 A - 155.69858713}{5.25670763 A - 94.23933321}, \quad 19\alpha = -18 - 20\beta \quad (2.10)$$

となる. 変分法を用いて固有値問題を解く場合には, 与えられた境界条件だけをみたす函数を線形的に重ねあわせてもとの微分方程式を近似的に解くことをこころみる. このように与えられた境界条件だけをみたす函数が上にのべた試行函数である.

前の報告にもものべたとおり, 固有値問題 (2.1), (2.2), (2.3) と同等な変分式は

$$\begin{aligned} \int_0^1 \rho p^2 a^2 f(\rho) d\xi - \int_0^1 \mu \{Nf(\mu, N) + f(\mu, 1)\} d\xi &= 0, \\ N &= n(n+1), \quad f(\rho) = \xi^2 f(\mu, N) = l\delta l, \\ f(\mu, 1) &= i\delta \dot{l} - \frac{2}{\xi} (i\delta l + l\delta \dot{l}) + \frac{2}{\xi^2} l\delta l \end{aligned} \quad (2.11)$$

となる.

$$l = \sum_m A_m l(m) \quad (2.12)$$

とおき, 未定係数 A_m をいろいろ変化させて (2.11) をみたすようにすると, A_m に対する m 個の1次方程式がえられる. m 番目の式中にある特定の $A_m (= \tilde{A}_m$ とする) に対する係数

は, (2.11) 中の l として $l(\tilde{m})$, δl として $l(m)$ をとつて計算した積分の値となる. このよ
うにしてつくつた m 元連立 1 次方程式の係数でもつてつくつた行列式を 0 に等しいとおい
て, 固有値

$$P = \frac{pa}{V_{s,0}}, \quad V_{s,0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0}} \quad (2.13)$$

の第 m 近似値がえられる. μ_0 , ρ_0 , $V_{s,0}$ は地表面 $\xi = 1$ における剛性率, 密度, 横波の速度
を示す.

§ 3.

(2.5) より明らかなように, $\mu_0 = 0$ のときは $A \sim \xi \dot{l} - 2l = 0$ となる. $A = 0$ の場合には,
(2.8), (2.9), (2.10) によりマントル部分で

$$\begin{aligned} l(2) &= \xi^2, \\ l(6) &= \xi^8 (1 - 2.26858790 \xi + 1.22382325 \xi^2), \\ l(20) &= \xi^{20} (1 - 2.68648567 \xi + 1.65216138 \xi^2), \end{aligned} \quad (3.1)$$

となり, また $m = \tilde{m} = 2$ に対して

$$f(\rho) = \xi^2 f(\mu, N) = \xi^4, \quad f(\mu, 1) = -2 \xi^2, \quad (3.2)$$

$m = 2$, $\tilde{m} = 6$ に対して

$$\begin{aligned} f(\rho) &= \xi^2 f(\mu, N) = \xi^8 (1 - 2.26858790 \xi + 1.22382325 \xi^2), \\ f(\mu, 1) &= -\xi^8 (2 - 4.53717579 \xi + 2.44764650 \xi^2), \end{aligned} \quad (3.3)$$

$m = \tilde{m} = 6$ に対して

$$\begin{aligned} f(\rho) &= \xi^2 f(\mu, N) = \xi^{12} (1 - 4.53717579 \xi + 7.59413754 \xi^2 \\ &\quad - 5.55270121 \xi^3 + 1.49774334 \xi^4), \\ f(\mu, 1) &= \xi^{10} (14 - 81.66916423 \xi + 172.21751692 \xi^2 \\ &\quad - 155.47563371 \xi^3 + 50.92327352 \xi^4), \end{aligned} \quad (3.4)$$

$m = 2$, $\tilde{m} = 20$ に対して

$$\begin{aligned} f(\rho) &= \xi^2 f(\mu, N) = \xi^{22} (1 - 2.68648567 \xi + 1.65216138 \xi^2), \\ f(\mu, 1) &= \xi^{20} (-2 + 5.37297133 \xi - 3.30432277 \xi^2), \end{aligned} \quad (3.5)$$

$m = 6$, $\tilde{m} = 20$ に対して

$$\begin{aligned} f(\rho) &= \xi^2 f(\xi, N) = \xi^{26} (1 - 4.95507356 \xi + 8.97051350 \xi^2 \\ &\quad - 7.03585693 \xi^3 + 2.02195351 \xi^4), \\ f(\mu, 1) &= \xi^{24} (70 - 398.4356742 \xi + 825.3850367 \xi^2 \\ &\quad - 735.5429495 \xi^3 + 238.5905140 \xi^4), \end{aligned} \quad (3.6)$$

$m = \tilde{m} = 20$ に対して

$$\begin{aligned} f(\rho) &= \xi^2 f(\mu, N) = \xi^{40} (1 - 5.37297133 \xi + 10.52152800 \xi^2 \\ &\quad - 8.87701575 \xi^3 + 2.72963724 \xi^4), \\ f(\mu, 1) &= \xi^{38} (322 - 1826.810253 \xi + 3773.924230 \xi^2 \\ &\quad - 3355.511954 \xi^3 + 1086.395620 \xi^4) \end{aligned} \quad (3.7)$$

となる。(2.11) から明らかなように、 $f(\rho)$, $f(\mu, N)$, $f(\mu, 1)$ は l と δl に関して対称なので、たとえば $m = 6$, $\tilde{m} = 2$ に対しても (3.3) がえられる。 $A = 0$ のとき核中の l , すなわち $l_0(\xi)$ がどうなるかが問題であるが、これを $l_0(\xi) \equiv 0$ とすれば前論文¹⁾の結果がえられる。この場合には核は振動にあずからず、核とマントルの間にはすべりがある。わずらわしさをいわず (3.2)–(3.7) を書き下したのは、 $\xi = \xi_0$ (核表面) および $\xi = 1$ (地球表面) が自由面で $l_0(\xi) \equiv 0$ の場合、これさえあればマントル中での ρ , μ の任意の分布に対して $P = \frac{pa}{V_{s,0}}$ の近似値がえられるからである。この場合 (2.11) の積分は $\xi_0 \leq \xi \leq 1$ に対してだけ行えばよい。前論文では、マントル中で $\rho = \text{一定} = \rho_0$, $\mu = \text{一定} = \mu_0 = \mu_m$ なる分布および Jeffreys-Bullen の分布に対して計算を行つた。これを模型 I および II とよぶことにしよう。模型 II に対する ρ , μ および Lamé の定数 λ は深さ 0~400, 400~1000, 1000~2900 km の区間で、つぎに示すような ξ の冪級数に展開される、これらの級数は各区間における ρ , μ , λ を 1% 以内の精度であらわしている。

深さ 0~400 km

$$\begin{aligned} \rho &= 8.60500000 - 5.30833333 \xi \\ \lambda &= 7.55100000 - 6.86544444 \xi \\ \mu &= 5.26800000 - 4.67133333 \xi \end{aligned} \quad (3.8)$$

深さ 400~1000 km

$$\begin{aligned} \rho &= -48.25925000 + 129.31100000 \xi - 78.89952777 \xi^2 \\ \lambda &= -44.99163332 + 118.21304438 \xi - 73.63955924 \xi^2 \\ \mu &= -35.46730000 + 93.72393329 \xi - 58.61107777 \xi^2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

深さ 1000~2900 km

$$\begin{aligned} \rho &= 7.51416666 - 3.36194444 \xi \\ \lambda &= 8.71433333 - 7.57322222 \xi \\ \mu &= 5.20150000 - 3.92816666 \xi \end{aligned} \quad (3.10)$$

ρ の単位は gr/cm^3 , λ , μ の単位は $10^{12} \text{ dyne/cm}^2$ である。(2.11) 中の積分には上の級数を用いるのが便利である。このようにしてえられた P の第 3 近似値は前論文でえられたそれ

Table 1.

n	P	
	Model I	Model II
2	2.412	3.606
3	3.790	5.579
4	5.045	7.292
8	9.624	12.94

Table 2.

n	P	
	Model I	Model II
2	2.307	3.418
3	3.643	5.347
4	4.880	7.073
8	9.514	12.89

と完全に一致した。その結果を Table 1 にかかげておく。

$\mu_c = 0$ ではあるが, $\xi = \xi_0$ で $l_c(\xi) = l(\xi)$ ということも考えられる。すなわち核が流体で, 核表面ですべりが

ない場合である。この場合に

は (2.11) 中の ρ に関する積分を $0 \leq \xi \leq \xi_0$ に対しても行わなければならない。

これを物理的にいえば, 核は振動のばねの力には関係せず, 質量に関係する。核中の l , すなわち $l_c(\xi)$ としては, 上の境界条件をみたす (3.1) を用いればよい。このようにして計算した, 模型 I および II に対する P の第 3 近似値を Table 2 にかかげる。ただし核中で $\rho = \text{一定} = \rho_c$ とし, かつ $\rho_c/\rho_m = 2$ と仮定した。

マントル中で $\rho = \text{一定} = \rho_0 = \rho_m$ の場合には, 上式は $\rho_c/\rho_0 = 2$ と書いてもよい。

§ 4.

核が完全剛体の場合には, $l_c = 0$ ゆえ $A = \infty$ となる。この場合には, (2.8), (2.9), (2.10) により

$$\begin{aligned} l(2) &= \xi^2(1-2.52289776\xi+1.26144888\xi^2), \\ l(6) &= \xi^6(1-2.69677943\xi+1.58064953\xi^2), \\ l(20) &= \xi^{20}(1-2.788557385\xi+1.749129516\xi^2) \end{aligned} \quad (4.1)$$

となり, また $m = \tilde{m} = 2$ に対して

$$\begin{aligned} f(\rho) &= \xi^2 f(\mu, N) = \xi^4(1-5.04579552\xi+8.88791088\xi^2 \\ &\quad -6.36501312\xi^3+1.59125328\xi^4), \\ f(\mu, 1) &= -\xi^2(2-10.09159105\xi+11.41080865\xi^2 \\ &\quad -0-3.18250656\xi^4), \end{aligned} \quad (4.2)$$

$m = 2, \tilde{m} = 6$ に対して

$$\begin{aligned} f(\rho) &= \xi^2 f(\mu, N) = \xi^8(1-5.21967719\xi+9.64579720\xi^2 \\ &\quad -7.38966655\xi^3+1.99390858\xi^4), \\ f(\mu, 1) &= -\xi^6(2-0.34776332\xi-24.81849055\xi^2 \\ &\quad +43.16606372\xi^3-19.93908575\xi^4), \end{aligned} \quad (4.3)$$

$m = \tilde{m} = 6$ に対して

$$\begin{aligned}
f(\rho) &= \xi^2 f(\mu, N) = \xi^{12} (1 - 5.39355886 \xi \\
&\quad + 10.43391835 \xi^2 - 8.52532625 \xi^3 + 2.49845292 \xi^4), \\
f(\mu, 1) &= \xi^{10} (14 - 97.08405932 \xi + 236.8188224 \xi^2 \\
&\quad - 238.70913467 \xi^3 + 84.94739939 \xi^4),
\end{aligned} \tag{4.4}$$

$m = 2, \tilde{m} = 20$ に対して

$$\begin{aligned}
f(\rho) &= \xi^2 f(\mu, N) = \xi^{22} (1 - 5.31145515 \xi + 10.04582358 \xi^2 \\
&\quad - 7.93049753 \xi^3 + 2.20643747 \xi^4), \\
f(\mu, 1) &= \xi^{20} (-2 - 34.78924941 \xi + 158.9901710 \xi^2 \\
&\quad - 206.0661623 \xi^3 + 83.84462389 \xi^4),
\end{aligned} \tag{4.5}$$

$m = 6, \tilde{m} = 20$ に対して

$$\begin{aligned}
f(\rho) &= \xi^2 f(\mu, N) = \xi^{26} (1 - 5.48533682 \xi \\
&\quad + 10.84990324 \xi^2 - 9.12474841 \xi^3 + 2.76476074 \xi^4), \\
f(\mu, 1) &= \xi^{24} (70 - 443.6698365 \xi + 1003.352503 \xi^2 \\
&\quad - 955.9335914 \xi^3 + 326.2417676 \xi^4),
\end{aligned} \tag{4.6}$$

$m = \tilde{m} = 20$ に対して

$$\begin{aligned}
f(\rho) &= \xi^2 f(\mu, N) = \xi^{30} (1 - 5.57711477 \xi + 11.27431132 \xi^2 \\
&\quad - 9.75509606 \xi^3 + 3.05945406 \xi^4), \\
f(\mu, 1) &= \xi^{28} (322 - 1896.219022 \xi + 4043.979506 \xi^2 \\
&\quad - 3687.426310 \xi^3 + 1217.662717 \xi^4),
\end{aligned} \tag{4.7}$$

となる。これからまたマントル中での ρ, μ の任意の分布に対して P が計算される。模型 I および II に対する P の第 3 近似値を Table 3 にかかげる。

核が完全剛体で、 ρ, μ の分布が模型 I の場合はすでに松本, 佐藤によつて研究されている⁷⁾。彼らによれば

$$n = 1, 2, 4 \text{ に対して } P = 2.00, 3.05, 4.30, 5.40$$

(4.8)

Table 3.

n	P	
	Model I	Model II
1	1.998	3.690
2	3.040	4.887
3	4.132	6.230
4	5.236	7.617
8	9.633	12.95

である。Table 3 中の模型 I に対する結果のうち $n = 1, 2$ に対する P は、(4.8) とよく一致している。ところが $n = 3, 4$ に対する P は、(4.8) におけるそれよりも小さい。われわれの方法ではことなる n に対する P が系統的に求まる。したがつて $n = 1, 2$ でよい結果がえられたのに、 $n = 3, 4$ で急に悪い結果しかえられないということは、ほとんどありえない。また変分法で求めた P が正しい P より小さく求まるということも理論上ありえないから、

上のくいちがいはたぶん松本, 佐藤らの計算ちがいによるのであろう.

§ 5.

$\mu_0 = 0$ でも $\mu_0 = \infty$ でもないもつと一般の場合をあつかうために, 核中で $\rho = \text{一定} = \rho_c$, $\mu = \text{一定} = \mu_0$, 横波の速度 = 一定 = $V_{s,c} = \sqrt{\mu_0/\rho_c}$ なる場合を考える. このとき核中での (2.1) の解 l_c は

$$l_c \sim x^{\frac{1}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(x), \quad x = \frac{pa\xi}{V_{s,c}}, \quad (5.1)$$

(2.5) の A は

$$A = \frac{\mu_0}{\mu_m} \left\{ x_0 \frac{J_{n-\frac{1}{2}}(x_0)}{J_{n+\frac{1}{2}}(x_0)} - (n+2) \right\}, \quad x_0 = \frac{pa\xi_0}{V_{s,c}} \quad (5.2)$$

となる. じつさいの計算はつぎのように運ぶのがよい. まず適当にえらんだ A に対して (2.6), (2.7) を用いて $l(m)$ をきめ, これを (2.11) に代入し上に行つたようにして $P = pa/V_{s,c}$ をきめる. このさい (2.11) 中の積分は $\xi_0 \leq \xi \leq 1$ に対してだけ行えばよい. そのわけは, (5.1) が (2.1) の正確解なので, (2.11) 中の積分の $0 \leq \xi \leq \xi_0$ に対する部分はおたがいにけしあうからである. つぎに (5.2) を用いて与えられた A に対する

$$x_0 = \frac{pa\xi_0}{V_{s,c}} = \frac{\xi_0 V_{s,0}}{V_{s,c}} P \quad (5.3)$$

を求める. x_0 が求まれば, ξ_0 , $V_{s,0}$, P は既知であるから, こういう P を与える $V_{s,c}$ がきまり, 結局 μ_0 と P との関係がえられる.

(5.2) の A に対する式の $\{ \}$ 内はある x_0 に対して 0 となる. たとえば

$$n = 2, 3, 4 \text{ のとき } x_0 = 2.501, 3.864, 5.094 \quad (5.4)$$

に対して $\{ \}$ 内 = 0, すなわち $A = 0$ となる. (5.2) の後でのべたように, (2.11) の積分は $\xi_0 \leq \xi \leq 1$ に対してだけ行えばよいから, たとえば模型 I, II に対する P の値は Table 1 のようになる. Table 1 および (5.4) を (5.3) に代入して, このような P を与える $V_{s,c}/V_{s,0}$ の値がつぎのように決まる.

模型 I の場合:

$$n = 2, 3, 4 \text{ に対して } \frac{V_{s,c}}{V_{s,0}} = 0.5254, 0.5343, 0.5395. \quad (5.4)$$

模型 II の場合:

$$n = 2, 3, 4 \text{ に対して } \frac{V_{s,c}}{V_{s,0}} = 0.7854, 0.7865, 0.7798. \quad (5.5)$$

模型 II に対しては

$$\begin{aligned}\rho_0 &= 3.3 \text{ gr/cm}^3, \quad \rho_m = 5.683 \text{ gr/cm}^3, \quad \rho_o = 11.366 \text{ gr/cm}^3, \\ \mu_0 &= 0.6 \times 10^{12} \text{ dyne/cm}^2, \quad V_{s,0} = 4.26 \text{ km/sec}\end{aligned}\quad (5.6)$$

なることを参照し, Tables 1, 2, 3 の結果を n 対周期の関係に書きなおしたものが Table 4 である. マントルと核との結合が完全ですべりが無いとした場合, Table 4 中の Table 2 のらんは核が流体で $\mu_o = 0$ のときの周期,

Table 4.

Table 1 のらんは μ_o が () 内に示した値のときの周期, Table 3 のらん
は核が完全剛体で $\mu_o = \infty$ のときの周期を示している. Table 4 中の Table 2 のらんはまた, $\mu_o = 0$ で核がマントルに対してすべつてねじり振動にあ

n	Table 2	Table 1	Table 3
1			42.4min
2	45.8min	43.4min ($\mu_o = 1.275 \times 10^{12}$)	32.0 "
3	29.3 "	28.1 " ($\mu_o = 1.278 \times 10^{12}$)	25.1 "
4	22.1 "	21.5 " ($\mu_o = 1.257 \times 10^{12}$)	20.6 "
8	12.2 "	12.1	12.1 "

ずからないときの周期をも示している. Table 4 によれば, たとえば $n = 2$ に対する振動周期の観測から, 核の剛性率 μ_o が 0 であるか $\mu_o = 1.275 \times 10^{12} \text{ dyne/cm}^2$ であるかを区別するには, 周期 45.8 分と 43.4 分とをみわけなければならぬ. $\mu_o = 0$ として, マントルと核との結合が完全か 0 かを区別するにも同様の精度が必要である. 波数 n が大きくなればなるほど, 周期の分解能に対する要求もそれだけきびしくなる. 要するに, この種の研究から核の剛性率あるいはマントルと核との結合度について有用な結論をひきだすためには, 周期の分解能数 10 秒という観測が必要ながわかる.

参 考 文 献

- 1) H. Takeuchi: 地球のねじり振動, 地震 **11** (1958), 68~75.
Torsional oscillations of the earth and some related problems. Geophys. J., **2** (1959), 89~100.
- 2) Z. Alterman, H. Jarosch and C.L. Pekeris: Oscillations of the earth. Proc. Roy. Soc., A **232** (1959), 80~95.
- 3) N. Jobert: Calcul de la dispersion des ondes de Love de grande periode à la surface de la terre. Comptes Rendus, **249** (1959), 1014~1016.
- 4) Y. Satô and M. Landisman: 地震研究所談話会, 昭和 34 年 10 月.
- 5) F. Gilbert and G.J.F. MacDonald: Free oscillations of the earth. J. Geophys. Res., **65** (1960), 675~693.
- 6) Y. Satô, M. Landisman and M. Ewing: Love waves in a heterogeneous spherical earth. Part I: Theoretical periods for the fundamental and higher torsional modes.
Part II Theoretical phase and group velocities.
Journ. Geophys. Res. に印刷中.
- 7) T. Matsumoto and Y. Satô: On the Vibration of an elastic globe with one layer. The Vibration of the first class. Bull. Earthq. Res. Inst., **32** (1954), 247~258.