

波浪の衝撃による脈動の生成に就て

門 脇 関 郎

内容; 1. 緒 言

2. 海岸に作用する波浪の衝撃

3. 地表面に作用する切線張合によつて生ずる弾性波

4. 海岸に衝突する波浪により生成される脈動の振幅

5. 結 言

1. 緒言 普通脈動と稱されてゐるのは週期が 2 乃至 10 秒の比較的規則正しい土地の振動で古くから種々の研究が行はれて居る。此の研究は脈動そのもの運動を調べたものと、其の發生原因等に就いて行はれたものと二つに大別する事が出来る。脈動の發生原因に就ては種々の研究があり、氣象状態にも關係があるが特に海岸の波浪と密接な關係がある。最近我が國に於ては杵島氏⁽¹⁾及び坂田氏⁽²⁾が夫々富崎及び大阪に於ける脈動と颱風及び颶風等との關係を詳しく調査され海岸の波浪が脈動發生に重要な作用をなして居る事を認められて居る。

然るに波浪が如何なる過程により脈動を生成せしめるかに關しては從來一般に信ぜられて居るのは E. Wiechert⁽³⁾ によつて唱へられ B. Gutenberg⁽⁴⁾ 等によつて發達せしめられた發生論がある。即ち海岸の絶壁に波浪が衝突し其の衝撃によつて弾性波が生成され、夫が傳播して脈動として觀測されると云ふ説である。實際ヨーロッパの脈動はノールウェーの西海岸に衝突する波浪によると考へ之等の相關を調べたものである。例へば H. Mendel⁽⁵⁾ はハンブルグに於ける脈動とノールウェーの波浪との相關係数を求めて 0.8 を得て居る。又 B. Gute-

(1) 杵島 磨; 富崎に於ける脈動の研究, 氣象集誌, 第 14 卷, 第 9 號, (1936)

(2) 坂田勝茂; 脈動の研究 (第 2 報) 驗震時報 第 10 卷, 第 3, 4 號

(3) E. Wiechert; Verhandlungen der 2 internationaln Seismologischen-Konferenz von 24 bis 28 Juli 1903 zu Stratzburg, 41 Beiträge zur Geophysik, Ergänzungs-Bund 2 (1904)

(4) B. Gutenberg; Die Seismische Boden unruhe (1924)

(5) H. Mendel; Disertation Hamberg (1929), E. Jams Zeits für Geophysik 9 Heft 1/2 (1933)

nberg は脈動の振幅 A とノールウェーに於ける波浪の平均値 B との間に次の如き関係を見出して居る。

$$A = aB^2 + C \quad (a, c \text{ は常數})$$

然るに近年 S. K. Banerji は此の説とは異り海上の波浪による海底の垂直壓力の變化によつて海底に彈性波が発生し、夫が傳播して脈動として觀測されると考へ、印度洋上の低氣壓や季節風等によつて生成せらるゝ波浪の高さより脈動の振幅を計算し觀測と比較し一致する事を示して居る。此の計算に就ては種々の疑問はあるが、E. Wiechert や B. Gutenberg の發生論は脈動と波浪との相關的の見方の外に定量的な見方、即ち海岸壁に衝突する波浪の衝撃によつて生成せらるゝ彈性波の振幅を計算し實測と比較して見る事が必要である。

本論文では筆者は脈動は B. Gutenberg 等の發生論によるものと考へ海岸に衝突する波浪の衝撃を求め之によつて生成せらるゝ彈性波の振幅を計算し、實際に脈動として觀測せらるゝ程度の振幅を有し得るか否かを調べた。

2. 海岸に作用する波浪の衝撃 海岸壁に作用する波浪の壓力を正式に計算する事は最も望ましい事であるが、之には種々の困難を伴ふので此處では河海工學で用ひられて居る實驗式を用ひることとする。

今 x 軸を水平に靜水面に、 y 軸を垂直に下方を正にとると、水深が有限で H なる場合、或る水分子の始めの位置を a, b とし t 時に於ける位置を x, y とすれば水分子の運動は近似值的に次の式によつて表される。

$$\left. \begin{aligned} x - a &= r_1 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (a - wt) \\ y - b &= r_2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} (a - wt) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

但し λ は波長である。波高を A とすれば

$$r_1 = A \frac{\cosh \frac{2\pi(b+H)}{\lambda}}{\sinh \frac{2\pi H}{\lambda}} \quad r_2 = A \frac{\sinh \frac{2\pi(b+H)}{\lambda}}{\sinh \frac{2\pi H}{\lambda}} \quad \dots\dots (2)$$

(1) S. K. Banerji, "Microseisms Associated with Disturbed Weather in the Indian Sea" Phil. Trans. of the Royal Soc. Vol. 229. Page 287.

(2) 波高は波の高低の差の半分と定義し以後は此の定義に従ふ。

又波の週期 T 及び傳播速度 ω は次式で與へられる。

$$T = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g} \coth \frac{2\pi H}{\lambda}} \dots\dots\dots (3)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \tanh \frac{2\pi H}{\lambda}} \dots\dots\dots (4)$$

水分子が隋圓の周を回轉する最大速度 U_0 は

$$U_0 = \sqrt{\frac{2\pi g r_1 r_2}{\lambda}} \dots\dots\dots (5)$$

波浪の壓力に関する實驗式は種々あるがガイヤード (Gaillard) が米國のフロリダの海岸に波力計を据付けて測定した結果より求めた實驗式は相當信用されて居るから之によることとする。即ち最大波壓を P_{\max} とすれば次の如く與へられる。

$$P_{\max} = \zeta m \frac{U}{2g} \dots\dots\dots (6)$$

但し m は海水の單位容積の重量 (1032 kg/m^3)、 g は重力の加速度、 ζ は一つの係數で $1.11 \sim 1.53$ の間にある。 U は水の速度でガイヤードは波の傳播速度 ω と水分子の回轉速度 U_0 との和に等しいと假定した。即ち

$$U = \omega + U_0 = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \tanh \frac{2\pi H}{\lambda}} + \sqrt{\frac{2\pi g r_1 r_2}{\lambda}} \dots\dots\dots (7)$$

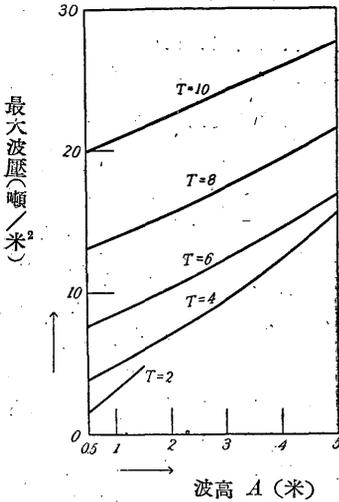
(6) 及び (7) を用ひると水深 H 、波高 A 、及び波長 λ (或は週期 T) が知れると海岸壁に作用する最大波壓 P_{\max} を計算する事が出来る。上式で明かなる如く

第 1 表 最大波壓 (噸/米²)

波高 A (米)	0.5	1	2	3	4	5
週期 T 秒						
2	1.74	3.10	—	—	—	—
4	3.90	4.82	6.95	9.47	12.38	15.68
6	7.73	8.56	10.37	12.36	14.52	16.86
8	13.08	13.91	15.59	17.39	19.27	21.27
10	19.99	20.80	22.45	24.13	25.90	27.74

(1) ガイヤード (Gaillard); 君嶋八郎著 河海工學第二編 343 頁及び、須田院二著 海洋科學 511 頁

第 1 圖 最大波壓



最大波壓と波高との関係は海の深さによつて異つて来るが大體の様子を見るため水深が相當深い場合即ち $\tanh \frac{2\pi H}{\lambda} \approx 1$ なる場合に就いて $r_1 = r_2 = A$, $\zeta = 1.50$ として最大波壓を (6) 及び (7) により計算し第 1 表及び第 1 圖に示す。

實際に波力計を用ひて測定した最大波壓の記録はステブソン (Stevenson) がスコットランの北岸ダンバー港で 38.28 噸/米² であつて、大體北海では 15 噸/米² 程度である。我が近海の測定結果によると太平洋では最大が 15 噸/米² 程度で日本海では冬季北西風が

強吹する場合が最大で 15 噸/米² 程度の様である。之等の値から見ても第 1 表に示された値は大體適當と思はれるが、只週期の長い波の波高の低い部分の波壓は少々大き過ぎる様であるが之は水深が深いとして計算した爲と上式が此の場合には多少不適當である爲によるものと思はれる。實際は此の部分の波壓はもつと小さいものと推定される。

次に波壓の總計を求めるために平水面からの高さ⁽¹⁾と波壓との關係を考へて見るにステブソン⁽¹⁾が海岸壁の種々の高さ⁽²⁾に波力計を据付け實際に測定したものがあつた。又ルキツヂー (Luiggi) は波高 6 米乃至 7.5 米の碎波に應用し得る様な孤立波の波壓曲線を作つてゐる。之等によれば平水面の位置に最大波壓が作用し、上下に向つて減少して居る。之等を參考にして波壓曲線は大體平水面を中心とし波高を半径とする半圓であると考へ近似的に總波壓 P を次の如く假定する。

$$P = \frac{3}{2} AP_{\max} \dots \dots \dots (8)$$

此の總波壓はルキツヂーの波壓曲線に比しても大差なく今後の計算に對して

(1), (2); 君嶋八郎著 海工學第二編 342 頁及 346 頁

は別に問題にはならぬと思われる。之で海岸壁に作用する波浪の壓力を求め、事が出来たから次に此の壓力によつて生成せらるべき彈性波の振幅を求めやう。

3. 地表面に作用する切線張合によつて生ずる弾生波 地殻を均質等方の半無限彈性體と考へ、表面上の一點に直角座標 x, y, z の原點を取り $y=0$ を表面とし y 軸の正の向が彈性體の内部に向ふものとする。然るとき二次元の場合を考へ表面に於て $x=0, y=0$ の線上に x 方向に週期的な切線張合 $P e^{i p t}$ が働く場合の彈性波の振幅を求めやう。斯様な張合によつて生ずる彈性波は P 波 S 波及び表面波の速度によつて傳播する三種類よりなる。此の内 P 波及び S 波の振幅は表面波に比べてはやく減少するから結局表面波だけを考へることとする。此の場合生ずる表面波の水平及び上下成分の振幅を夫々 u_0, v_0 とすれば H. Lamb⁽¹⁾ の有名な研究によつて x の大きい所では次の如く與へられる。

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= -\frac{iP}{\mu} H' e^{i p(t-cx)} \\ v_0 &= \frac{P}{\mu} K' e^{i p(t-cx)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

但し H' 及び K' はラーメの常數 λ, μ によつて決定される常數である。即ち $\lambda = \mu$ なる場合には

$$H' = 0.08516 \quad K' = 0.12500 \quad \text{である。}$$

故に $\lambda = \mu$ なる場合には原點から遠い所では表面波の振幅は(9)式の実數部分を取つて次式で與へられる。

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= 0.08516 \frac{P}{\mu} \sin p(t-cx) \\ v_0 &= 0.12500 \frac{P}{\mu} \cos p(t-cx) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

4. 海岸に衝突する波浪により生成される脈動の振幅 前節に於て地表面上の一線上に於て切線張合を與へた場合其の線からかなり遠い場所に於ける地表面に於ける表面波の振幅を求めることが出来た。さて海岸線が直線で無限に延

(1) H. Lamb; "On the Propagation of Tremors over the Surface of an Elastic Solid" Phil. Trans. A 203 (1904) Page 1-45

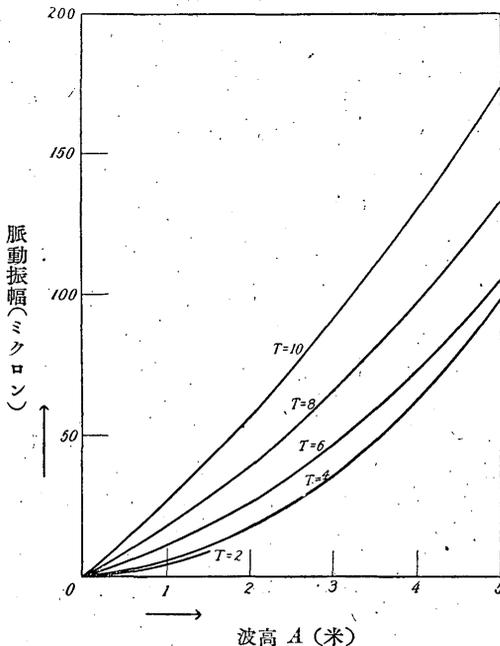
びて居り、其の海岸に一樣に波浪が衝突する様な二次元の場合を考へる。此の様な場合に切り立つた海岸壁に作用する波浪の壓力は近似的に x 方向に對する切線張合と看做することが出來やう。

(8)式に示す總波壓 P が切線張合として働くと考へれば海岸からかなり遠くの土地に於ける地表の變位は(10)式により $\lambda = \mu'$ なる場合には

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= \frac{0.08516}{\mu} \frac{3}{2} A P_{\max} \sin p(t-cx) \\ v_0 &= \frac{0.12500}{\mu} \frac{3}{2} A P_{\max} \cos p(t-cx) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(11)$$

上式によつて海岸に衝突する波浪より生成せらるゝ脈動の振幅を求めることが出来る。然るに(11)に於て剛性率 μ が分母にあるので此の μ の値如何によつて振幅も著しく變化して來る。脈動の振幅を考へる上に参考となるので日下部

第 2 圖 $\mu = 10^{10}$ の場合の脈動水平振幅



博士によつて求められた種々の岩石の剛性率 μ を第 2 表に示す。

上表で明かなる如く岩石の剛性率は $5 \times 10^{11} \sim 10^{10}$ 程度の値である。然るに脈動の顯著な土地の剛性率は一般に小さいと考へられて居る。上表で剛性率の小さいものは砂岩等であるので、軟弱地盤の場合として砂岩を選び $\mu = 10^{10}$ として、波浪の衝撃に依る脈動の水平振幅を(11)式により計算し第 3 表及び第 2 圖に示す。但し最大波壓としては

第 1 表に示した値を用ひた。

第2表 岩石の剛性率

岩 石	種 類	探 蒐 地	剛性率 $\mu \times 10^{10}$
大 古 層			
緑 泥 片 岩	變 成	秩 父, 荒 川	20.0~24.3
蛇 紋 岩	火 成 (變 化)	秩 父, 横 瀬	24.8~52.2
石 英 片 岩	變 成	群 馬, 小 西	24.5~28.9
雲 母 片 岩	水 成	茨 城, 月 岡	1.77
橄欖岩(蛇紋岩化)	火 成 (變 化)	茨城, 久慈, 町屋	22.2
古 生 層			
輝 岩	水 成 (變成化)	群 馬, 松ノ山	23.0~49.0
粘 板 岩	水 成	近 江, 宮ノ前	2.93
大 理 石	水 成 (變成化)	茨城, 久慈, 前山	8.60~9.15
石 灰 石	水 成	秩 父, 荒 川	7.73
粘 板 岩	水 成	近 江, 大 山 寺	10.82
花 崗 岩	火 成	香 川, コノキ島	5.71
花 崗 岩	火 成	兵 庫, 御 影	16.9
赤 頁 岩	水 成	近 江, 松 山	7.79
第 三 紀 層			
ライオライト	火 成	越 前, 御 寺	2.74~3.12
砂 岩	水 成	紀 伊, 新 庄	0.72~1.25
砂 岩	水 成	千 葉, 銚 子	0.41~2.64
凝 灰 岩	水 成	伊 豆, 河 津	5.73~6.18
洪 積 層			
安 山 岩	火 成	群 馬, 榛 名	8.09
安 山 岩	火 成	相 模, 根 府 川	8.02
安 山 岩	火 成	群 馬, 榛 名	2.17

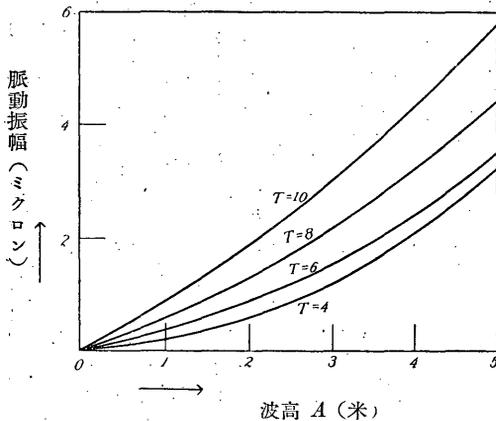
然るに地震横波の速度より求めた地球の極く表層の剛性率は $\mu = 2.7 \times 10^{11}$ である。故に比較的堅固な地盤として上記の値に近いものとして $\mu = 3 \times 10^{11}$ (1)

(1) 此の値は第2表で見ると蛇紋岩等、大古層の岩石の剛性率に相當するもので、比較的堅固な地盤を表すものと考へられる。

第3表 $\mu=10^{10}$ の場合の脈動水平振幅 (ミクロン)

波高 A (米)	0.5	1	2	3	4	5
週期 T						
秒						
2	1.1	3.9	—	—	—	—
4	2.4	6.0	17.4	35.6	62.0	98.2
6	4.8	10.7	26.0	46.4	72.7	105.5
8	8.2	17.4	39.0	65.3	96.5	133.1
10	12.5	26.0	56.2	90.6	129.7	173.7

第3圖 $\mu=3 \times 10^{11}$ の場合の脈動水平振幅



として前と同様な計算によつて脈動の水平振幅を求め第4表及び第3圖に示す。

上記の如くして硬軟の兩地盤に相當する波浪の衝擊による脈動の水平振幅を求めた。次に實際の脈動の状態を見るに東京では脈動の水平振幅は數十ミクロンから數百ミクロンに達するのに對して筑波山や柿岡等では脈動の振幅は非

常に小さいと云ふ事は一般に認められて居る。又大阪の脈動は潮岬や豊岡に比して大きく例へば冬期季節風の時は大阪では脈動の水平振幅は 30~40 ミク

第4表 $\mu=3 \times 10^{11}$ の場合の脈動水平振幅 (ミクロン)

波高 A (米)	0.5	1	2	3	4	5
週期 T						
秒						
2	0.0	0.1	—	—	—	—
4	0.1	0.2	0.6	1.2	2.1	3.3
6	0.2	0.4	0.9	1.5	2.4	3.5
8	0.3	0.6	1.3	2.2	3.2	4.4
10	0.4	0.9	1.9	3.0	4.3	5.8

ロンであるのに潮岬では振幅が増大せず豊岡では平常より増大して 7~8 ミクロンの振幅となつて居る。⁽¹⁾ 上記の計算に依れば波高 2 米、週期 6 秒の場合に $\mu=10^{10}$ ならば脈動の振幅は 26 ミクロンとなり、 $\mu=3 \times 10^{11}$ となれば 1 ミクロン程度の振幅を有するに過ぎない。

此の様に各地の脈動の振幅から見て、上記の如くして得た波浪の衝撃によつて生成せられる表面波の振幅は脈動として観測されるに十分な大きさを有する事が明らかになつた。東京や大阪の如く脈動の顯著な土地の剛性率は 10^{10} より小さいと考へられる。

又上記の計算結果より波浪の週期即ち脈動の週期が増大すれば脈動の振幅が増大する傾向が認められる。此の事は實例に就て種々の人々によつて示されて居る。

5. 結言 脈動の發生が E. Wiechert 及び B. Gutenberg 等によつて主張された様に海岸に衝突する波浪の衝撃によるものと考へ、波浪の衝撃によつて生成される弾性表面波の振幅を求め、實際の脈動と同程度の値を得た。波浪の實測値に就いて比較して見る事が出来なかつたのは残念であるが、後日波浪の觀測資料が得られたら實測値に就いてもつと詳しく調査して見る積りである。只坂田氏は檢潮儀に表れた潮位振動と脈動振幅とはよく平行する事を示して居る。又波浪の週期と脈動の週期と一致する事も示されて居る。之等の事は上記の計算結果より當然期待されることである。

之等の事柄を綜合して考へると脈動(週期 2~10 秒)は海岸に衝突する波浪の衝撃によつて生成される弾性表面波であると考へてもよいことが判つた様である。前述の計算に於て二、三の假定を用ひたが之に就いては後日詳しく調べて見る積りである。

終りに臨み終始御指導と御鞭撻を賜つた本多博士並に種々御助言を賜つた地震課諸彦に厚く感謝する次第である。(昭和 15 年 6 月 中央氣象臺に於て)

(1) 坂田勝茂; 脈動の研究(第 3 報) 驗震時報に掲載の豫定