UDC 627.6:624.042.7:534.13

突堤の自由振動について*

正員 畑中元弘**

ON THE FREE VIBRATION OF HARBOUR PIER

(JSCE Oct. 1951)

Motohiro Hatanaka, C.E.Member.

Synopsis As one step to make clear the earthquake-proof properties of harbour pier, the author obtained the theoretical solutions of the free vibration of harbour pier for some boundary conditions as a shearing vibration, and these results were ascertained by model tests with agar-agar.

要旨 本文は突堤の耐震性を究明する第一歩として突堤の振動を剪断振動と考えて 2, 3 の境界条件の場合の自由振動の理論解を導き，それらの結果を寒天による模型実験によつて確めたものである。

1. 突堤の震害とその考察

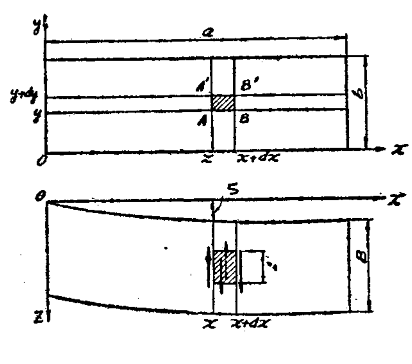
土木構造物は直接地盤の上に築造され，地震動の性質が複雑なために，その耐震性の究明は容易でないが，主要な港湾構造物である突堤について特にその感を深くする。過去における多数の突堤震害はこの事実を如実に示すものであるが，関東大地震（大.12.9.1）による横浜港突堤，特にその第6号岸壁及び旧横須賀軍港のB突堤の被害[1]，近くは東南海地震(昭.19.12.7)及び南海地震(昭.21.12.21)による大阪港中央突堤の被害[2]などを見ると，突堤全長にわたり一様な被害を受けるのではなく，その中央部またはそれから先端部にかけて特に被害が著しいことに気付く。従来突堤の設計では岸壁の単位長についての耐震計算がなされているので，突堤はどこでも一様な耐震性をもつべきであつて，上記のような被害状況を説明するには，どうしても突堤構造物全体としての振動を考えねばならないように思われる。しかして突堤は長さは長くても，幅に比べて高さが低く，大部分が土で出来ている。こうした構造物[註-1]の振動については，撓み振動よりもむしろ剪断振動が問題となるものと考えられ，実際の被害状況より見てもその方が適当なようである。すなわち，地震が弱い場合には，突堤の基部と先端部はともに固定端に近い状態で振動するが，地震が強い場合には，突堤の構造から見て基部は固定に近くとも，先端部は岸壁が土圧で突堤の長さの方向に外側に押し出される関係から自由端に近い状態になるはずである。従つて突堤が地震動を受けた場合の振動の推移を考えると，地震動の大きさにもよるが，一般には初期の振動では突堤両端が固定端に近い状態で振動し，主要動になると先端の壁は押し出されて漸次自由端に近くなり，突堤内の土も初期とは異なつた弾性をもつて振動し，側壁は次第にはらみ出したまゝロッキングをし，遂に崩壊転倒するものと思われる。以上は地震動が岸壁法線に直角に働くと考えたのであるが，一般にはある角度をもつて作用し，又地震地の位相も刻々変化するので，極めて現象は複雑となる。

上記の如く突堤が剪断振動をすると考えるにしても，実際には壁体及び海水の影響などがあつて，さらに問題は困難となる。本文はこうした実際問題を究明する第一歩として，2,3 の簡単な突堤模型を考え，剪断振動を行う場合の自由振動の理論解を導き，次いでその結果を寒天を用いた模型実験で確かめ，若干の考察を加えたものである。

2. 突堤の自由振動

図—1 の如く突堤の長さの方向に x 軸，高さの方向に y 軸，幅の方向に z 軸をとり，z 方向の剪断振動を

図—1



* 第3回関西工学連合講演会（昭 25.10.14）における講演内容に最近の実験結果を加えてとりまとめたものである。

** 京都大学助教授，防災研究所勤務

註-1 神戸港で計画中の第7突堤の如き桟橋構造のものについては別に研究中である。

考える。この場合，突堤内部の斜線を施した微小六面体に働く z 軸方向の剪断応力は，それぞれ AA′ 面及び BB′面に対して，剪断弾性係数を G として，

$$G\frac{\partial\zeta}{\partial x},\quad G\frac{\partial\zeta}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left(G\frac{\partial\zeta}{\partial x}\right)dx$$

剪断応力の z 方向の分布は一様としても大した支障はないので[3]，そのように仮定すると，yz 両軸を含む平面に平行で z 方向に働く剪断力は，突堤の幅を B として，

$$G\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2}\,dx\,dy\,B$$

となる。同様に xz 両軸を含む平面に平行で z 方向に働く剪断力は，

$$G\frac{\partial^2\zeta}{\partial y^2}\,dx\,dy\,B$$

となる。従つて運動の方程式は，突堤密度を ρ として，

$$\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2}=c_0^2\left(\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\zeta}{\partial y^2}\right),\quad こゝに\ c_0^2=\frac{G}{\rho}\quad\cdots(1)$$

となつて，膜の方程式と同じ形になる。

次に粘性がある場合には，一般に行われているように[4]，歪力 s と歪 ε との関係を，

$$s=G\varepsilon+\gamma_t\dot{\varepsilon},\quad こゝに\ \gamma_t：剪断粘性係数\quad\cdots\cdots(2)$$

と考えると，式(2)は次の如く表わされる。

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2}=c_0^2\left(\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\zeta}{\partial y^2}\right)+c_1^2\left(\frac{\partial^3\zeta}{\partial x^2\partial t}+\frac{\partial^3\zeta}{\partial y^2\partial t}\right),\\&こゝに,\quad c_0^2=G/\rho,\quad c_1^2=\gamma_t/\rho\end{aligned}\right\}\quad(3)$$

しかし実際の突堤では壁体や海水があるので，式(3)の如く簡単に表わされない。この場合の動水圧については，Westergaard[5]，佐藤[6]，畑野[7] の各氏の研究が参考になるが，壁体が弾性地盤上にある本問題にそのまゝ適用するわけにはゆかない。また壁体の影響についても，地震時の土圧に関連して充分の解明が困難であつて，わずかに松尾博士の近似計算[8] を見る程度である。実際の突堤壁体は，普通長さの方面には数 m ないし10数 m の部分に分けて造られているので，長さ(x 軸) 方向の振動形状にはさほど拘束力をもたないが，高さ(y 軸) 方向の振動形状は両側の壁体によつて規定される。従つて壁体近くの土が剪断振動をするということには無理があるが，堤体全体から見るとこの部分は比較的僅小であるし，x 方向の振動形状を問題としているので，両側の壁体は内部の土が剪断振動をするのに対して，簡単に単位表面積につき変位に比例した抵抗として働き，海水についても速度に比例した抵抗力が突堤の幅全体に一様に分布して働くものと仮定すると，式(3)は次のように表わされる。

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2}=c_0^2\left(\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\zeta}{\partial y^2}\right)+c_1^2\left(\frac{\partial^3\zeta}{\partial x^2\partial t}+\frac{\partial^3\zeta}{\partial y^2\partial t}\right)\\&\quad-c_2^2\frac{\partial\zeta}{\partial t}-c_3^2\zeta\\&こゝに,\quad c_0^2=G/\rho,\ c_1^2=\gamma_t/\rho,\ c_2^2=\nu/\rho B,\\&\qquad c_3^2=\eta/\rho B\\&\qquad \nu:\ 海水の抵抗係数,\\&\qquad \eta:\ 壁体の抵抗係数\end{aligned}\right\}\quad(4)$$

この微分方程式を 2，3 の境界条件に解いて，突堤の自由振動を求めると次の通りである。

1) 突堤先端を固定端と考えた場合

この場合の境界条件は，

$$\left.\begin{aligned}&x=0\ にて\ \zeta=0,\quad x=a\ にて\ \zeta=0\\&y=0\ にて\ \zeta=0,\quad y=b\ にて\ \frac{\partial\zeta}{\partial y}=0\end{aligned}\right\}\quad(5)$$

となり，初期条件を

$$t=0\ にて\ \zeta=f_0(x,y),\quad \frac{\partial\zeta}{\partial t}=F_0(x,y)\quad\cdots\cdots(6)$$

とする。式(4)の特解は，

$$\left.\begin{aligned}&\zeta=(A\cos\beta x+B\sin\beta x)(C\cos\gamma y+D\sin\gamma y)\\&\quad\times e^{-\varepsilon t}(E\cos\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t\\&\qquad+F\sin\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t)\\&こゝに,\ n_0^2=\alpha^2c_0^2+c_3^2,\ \alpha^2=\beta^2+\gamma^2,\\&\qquad\varepsilon=(\alpha^2c_1^2+c_2^2)/2\end{aligned}\right\}(6)$$

上式で t に関する項は ε と n_0 との大小関係に支配され，無週期運動か減衰振動のいずれかになるが，本問題の場合は $\varepsilon<n_0$ となつて後者になる。今式(7)が境界条件(5)を満足するように常数及び固有値を決定すると，

$$\left.\begin{aligned}&\zeta=\sin\frac{n\pi}{a}x\cdot\sin\left(\frac{2n'+1}{2b}\right)\pi y e^{-\varepsilon t}\\&\quad\times(E_0\cos\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t+F_0\sin\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t)\\&こゝに,\ E_0=BDE,\ F_0=BDF\end{aligned}\right\}(8)$$

式(8)の n,n' に対する和を全部とつたものも，境界条件(5)を満足する式(7)の解であるから，一般に

$$\begin{aligned}\zeta=&\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}\sin\frac{n\pi}{a}x\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y\cdot e^{-\varepsilon t}\\&\times(E_{0nn'}\cos\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t+F_{0nn'}\sin\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t)\end{aligned}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots(9)$$

式(9)に初期条件(6)を代入すれば，

$$\begin{aligned}(\zeta)_{t=0}=f_0(x,y)=&\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}E_{0nn'}\\&\times\sin\frac{n\pi}{a}x\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial\zeta}{\partial t}\right)_{t=0}=F_0(x,y)=&\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}\sin\frac{n\pi}{a}x\\&\times\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y(-\varepsilon E_{0nn'}+F_{0nn'}\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2})\end{aligned}$$

これらの式と $f_0(x,y)$ をFourier 級数で表わした式

$$\begin{aligned}f_0(x,y)=&\frac{4}{ab}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}\sin\frac{n\pi}{a}x\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y\\&\times\int_0^a\int_0^b f_0(\lambda,\mu)\sin\frac{n\pi}{a}\lambda\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu\end{aligned}$$

及び同様に $F_0(x,y)$ を Fourier 級数で表わした式と比較して定数を定めると次のようになる。

$$E_{0nn'}=\frac{4}{ab}\int_0^a\int_0^b f_0(\lambda,\mu)\sin\frac{n\pi}{a}\lambda\times\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(10)$$

$$F_{0nn'}=\frac{4}{ab\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}}\Big[\varepsilon\int_0^a\int_0^b f_0(\lambda,\mu)\sin\frac{n\pi}{a}\lambda\times\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu+\int_0^a\int_0^b F_0(\lambda,\mu)\times\sin\frac{n\pi}{a}\lambda\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu\Big]\cdots\cdots(11)$$

$$\therefore\ \zeta=\frac{4}{ab}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}e^{-\varepsilon t}\sin\frac{n\pi}{a}x\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y\times\int_0^a\int_0^b\Big[f_0(\lambda,\mu)\cos\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t+\frac{\sin\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t}{\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}}\times\{\varepsilon f_0(\lambda,\mu)+F_0(\lambda,\mu)\}\Big]\sin\frac{n\pi}{a}\lambda\times\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(12)$$

自由振動週期 T_0 は,

$$\left.\begin{aligned}&T_0=2\pi/\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\\&\text{こゝに},\ n_0^2=\alpha^2c_0^2+c_3^2,\ \varepsilon=(\alpha^2c_1^2+c_2^2)/2,\\&\qquad\alpha^2=\pi^2\{n^2/a^2+(2n'+1)^2/4b^2\},\\&\qquad n=1,2,3\cdots,\ n'=0,1,2,\cdots\end{aligned}\right\}(13)$$

2) 突堤先端を自由端と考えた場合

この場合は式(4)を境界条件

$$\left.\begin{aligned}&x=0\ \text{にて}\ \zeta=0,\ x=a\ \text{にて}\ \frac{\partial\zeta}{\partial x}=0\\&y=0\ \text{にて}\ \zeta=0,\ y=b\ \text{にて}\ \frac{\partial\zeta}{\partial y}=0\end{aligned}\right\}(14)$$

と初期条件(6)を満足するように解けばよい。特解はやはり(7)式で与えられるから，その常数及び固有値を前と同様にして求めると,

$$\zeta=\frac{4}{ab}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}e^{-\varepsilon t}\sin\frac{(2n+1)\pi}{2a}x\times\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y\cdot\int_0^a\int_0^b\Big[f_0(\lambda,\mu)\cos\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t+\frac{\sin\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t}{\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}}\Big\{\varepsilon f_0(\lambda,\mu)+F_0(\lambda,\mu)\Big\}\Big]\times\sin\frac{(2n+1)\pi}{2a}\lambda\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(15)$$

自由振動週期 T_0 は (13) 式で α,n,n' をそれぞれ

$$\left.\begin{aligned}&\alpha^2=\{(2n+1)^2/a^2+(2n'+1)^2/b^2\}\pi^2/4;\\&n=0,1,2,\cdots,\ n'=0,1,2,\cdots\end{aligned}\right\}\cdots\cdots(16)$$

とすれば，そのまゝ計算される。

3) 突堤先端に拘束力が働く場合[註-2]

[註-2] k の大小によつて 1) 及び 2) の場合は 3)に含まれ，3) が実際に近い状態を示すものと思われる。

突堤先端部の壁背土が壁体のために変位に比例する抵抗力 $k\zeta$ を受け，これが突堤の幅に一様に分布しているとすれば，先端部における条件は

$$G\frac{\partial\zeta}{\partial x}Bdy-k\zeta Bdy=0$$

となる。従つて，この場合の境界条件は,

$$\left.\begin{aligned}&x=0\ \text{にて}\ \zeta=0,\ x=a\ \text{にて}\ G\frac{\partial\zeta}{\partial x}-k\zeta=0\\&y=0\ \text{にて}\ \zeta=0,\ y=b\ \text{にて}\ \frac{\partial\zeta}{\partial y}=0\end{aligned}\right\}(17)$$

となり，初期条件は今までと同じく(6)式とする。

式(4)の特解(7)に境界条件(17)を入れると，$x=0$, $y=0$ における条件より前と同様に $A=C=0$ となり，又 $x=a$ における条件より,

$$\tan\xi=G\xi/(ka),\ \text{こゝに}\ \xi=\beta a \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(18)$$

式(22)の根が固有値であつて，この正根を大きさの順にならべ s 番目のものを m_s とかくと，固有値は

$$\beta=\pm m_s/a,\ \text{こゝに}\ s=1,2,3,\cdots\cdots\cdots$$

となり，固有函数 X は $m_{-s}=-m_s$ として次の如く表わされる。

$$X=B\sin(m_s/a)x,\ s=\pm1,\pm2,\pm3,\cdots\cdots\cdots,$$

次に $y=b$ における条件より,

$$\gamma=(2n'+1)\pi/2b,\ n'=0,1,2,3,\cdots\cdots\cdots$$

$$\left.\begin{aligned}\therefore\ \zeta=&\sum_{s=1}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}\sin\frac{m_s}{a}x\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y\cdot e^{-\varepsilon t}\\&\times(E_{0sn'}\cos\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t\\&+F_{0sn'}\sin\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t)\\&\text{こゝに},\ n_0^2=\alpha^2c_0^2+c_3^2,\ \varepsilon=(\alpha^2c_1^2+c_2^2)/2,\\&\alpha^2=m_s^2/a^2+(2n'+1)^2\pi^2/4b^2\end{aligned}\right\}(19)$$

この式に初期条件(6)を入れると,

$$(\zeta)_{t=0}=f_0(x,y)=\sum_{s=1}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}E_{0sn'}\sin\frac{m_s}{a}x\times\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(a)$$

$$\left(\frac{\partial\zeta}{\partial t}\right)_{t=0}=F_0(x,y)=\sum_{s=1}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}\sin\frac{m_s}{a}x\times\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y(-\varepsilon E_{0sn'}+F_{0sn'}\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}) \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(b)$$

上式の常数を決定するために，$f_0(x,y)$ を式(a)の右辺の級数を用いて表わす[9]と次のようになる。

$$f_0(x,y)=\frac{4}{ab}\sum_{s=1}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}\frac{1}{1+(ka/G)/\{(ka/G)^2+m_s^2\}}\times\sin\frac{m_s}{a}x\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y\int_0^a\int_0^b f_0(\lambda,\mu)\sin\frac{m_s}{a}\lambda\times\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu$$

又 $F_0(x,y)$ についても同様な展開式が得られる。これらより $E_{0sn'}$，$F_{0sn'}$ を求めると，

$$E_{0sn'}=\frac{4}{ab}\frac{1}{1+(ka/G)/\{(ka/G)^2+m_s^2\}}\times\int_0^a\int_0^b f_0(\lambda,\mu)\sin\frac{m_s}{a}\lambda\times\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(20)$$

$$F_{0sn'}=\frac{4}{ab\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}}\frac{1}{1+(ka/G)/\{(ka/G)^2+m_s^2\}}\times\Big[\varepsilon\int_0^a\int_0^b f_0(\lambda,\mu)\sin\frac{m_s}{a}\lambda\times\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu+\int_0^a\int_0^b F_0(\lambda,\mu)\times\sin\frac{m_s}{a}\lambda\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu\Big]\quad\cdots(21)$$

$$\therefore\ \zeta=\frac{4}{ab}\sum_{s=1}^{\infty}\sum_{n'=0}^{\infty}\frac{1}{1+(ka/G)/\{(ka/G)^2+m_s^2\}}e^{-\varepsilon t}\times\sin\frac{m_s}{a}x\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}y\times\int_0^a\int_0^b\Big[f_0(\lambda,\mu)\cos\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t+\frac{\sin\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}\,t}{\sqrt{n_0^2-\varepsilon^2}}\times\{\varepsilon f_0(\lambda,\mu)+F_0(\lambda,\mu)\}\Big]\times\sin\frac{m_s}{a}\lambda\cdot\sin\frac{(2n'+1)\pi}{2b}\mu\cdot d\lambda d\mu\quad\cdots\cdots(22)$$

自由振動週期 T_0 は (13) 式で α,n' をそれぞれ

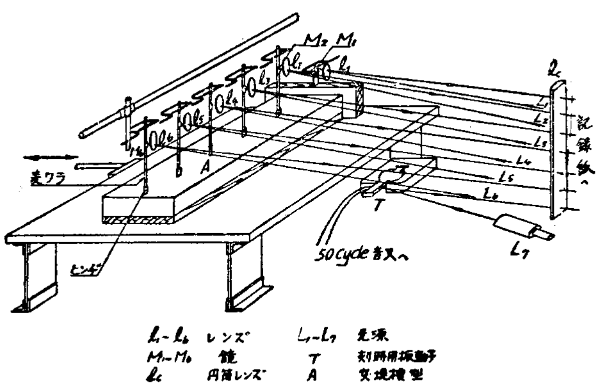
$$\left.\begin{array}{l}\alpha^2=m_s^2/a^2+(2n'+1)\pi^2/(4b^2);\\ s=1,2,3,\cdots\cdots;\ n'=0,1,2,\cdots\cdots\end{array}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(23)$$

とすれば，そのまゝ計算される。

3. 模型実験

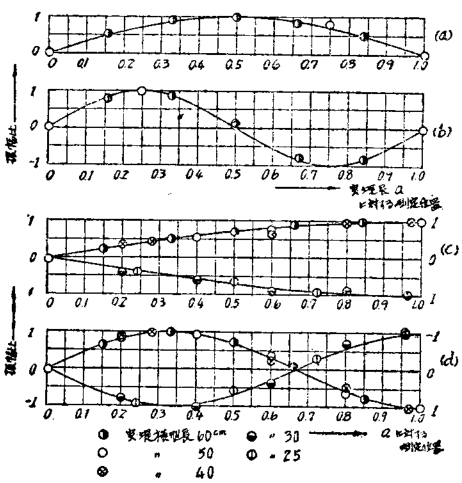
以上の理論解を確かめる目的で，突堤の模型を寒天で作り，振動実験を行つた。振動台の振幅は 0.025～2.0 mm で，週期は 1～0.02 sec の範囲に調節が出来る。寒天は予備実験の結果 4%濃度のものを用い，模型の大きさはいずれも幅 15 cm 高さ 5 cm とし，1端固定で他端自由なものは長さ 60, 50, 40, 30, 25 cm の5種，両端固定のものは長さ 60, 50 cm の2種とした。

図—2 実験装置
Experiment apparatus.



まず最初として壁体及び海水のない最も簡単な場合を考え，理論計算では粘性の影響をも省略することにした。剪断弾性係数 G の測定には，模型と同時に作つた寒天資料を順次切断して高さを種々に変化し，それぞれの高さについて求めた剪断振動の共振週期から計算した G の平均値を見出し，それを模型の G として採用した。図—2 は実験装置の概略を示したもので，図のようにヒンジを有する麦藁に鏡をはりつけ，光学的方法で振幅及び週期を精密に測定した。

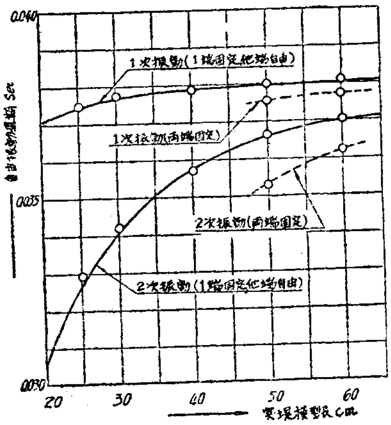
図—3 突堤の長さ方向に沿う振幅比の分布
(a)(b)両端固定；(c)(d)1端自由，他端固定
Distributions of amplitude-ratio along the pier length.
(a)(b) Both ends fixed;
(c)(d) One end free, other end fixed.



図—3 は突堤模型上面中心線の共振時の振動形状を示したもので，いずれも高さの方向には1次振動，長さの方向には1次振動((a)(c)図)及び2次振動((b)(d)図）の場合である。振動形状のみを示すために，いずれも振動の腹の点の振幅を1にとつてあるが，実測点が理論式(12)及び(15)による計算値とよく一致することがわかる。自由振動週期についても，図—4 の如く実測値は理論式(13)及び(16)による計算値とよく一致している。従つて突堤の長さと幅の比 a/B が本実験程度の場合は，大体において剪断振動と考えてよいわけである。

なお，実際の突堤について考えると，ごく簡単に壁体及び海水の影響を省略した場合で

図—4 突堤長と自由振動週期との関係
Relations between pier length and period of free vibration.



も，さらに問題になるのは土の G 及び密度 ρ，あるいは横波の伝播速度 V_t，粘弾性係数 γ_t などである。飯田氏の研究[10]によると，含水率 50～30% の土に対して，$\rho=1.4$～1.7 C.G.S，$V_t=60$～250 m/sec，$G=10^7$～10^8 C.G.S.，$\gamma_t=10^4$～10^5 C.G.S. ポアソン比 $\sigma=0.15$～0.49 となつている。従つて突堤の寸法がわかると，これらの値から自由振動週期のごく大体の値がわかるはずである。われわれが確かめたところによると，

神戸港第6突堤；$a=450$m，$b=14.8$m，$B=55$m，
$V_t=130$m/sec[11]

大阪港中央突堤；$a=350$m，$b=12.5$m，$B=100$m，
$Vt=90$m/sec[12]

であるから，これらの値を用いて計算した自由振動週期は表—1 の通りである。突堤の高さと長さの割合が

表—1
突堤の自由振動週期 T_0 の計算値 (sec)

両端の状態	振動次数 高さの方向	振動次数 長さの方向	神戸港 第6突堤	大阪港 中央突堤
両端固定	1 次	1 次	0.454	0.554
	1 〃	2 〃	0.452	0.551
1端自由	1 〃	1 〃	0.455	0.555
	1 〃	2 〃	0.454	0.554

この程度（約 30 倍）になると，自由振動週期については，高さの影響が支配的で，先端部の固定条件にはほとんどよらないことがわかる。

4. 結 言

突堤を1体の構造物と考えることが，その耐震性を究明する上に極めて大切であることを確かめ，剪断振動と考えた際の自由振動の理論解を 2,3 の境界条件の場合に導き，寒天模型による振動実験によつてある程度の妥当性を明らかにすることが出来た。しかしこれらは突堤の耐震性を解明するための第1歩に過ぎず，さらに強制振動を取扱わねばならないが，これらは海水，壁体などの影響とともに改めて論ずるつもりである。

この研究は文部省科学研究費によつて行つているものの成果の1部であり，御指導を賜つた京大石原教授小西教授並びに実験を援助して下さつた立命館大学畠山助教授に対し，深謝の意を表する。

参考文献

1) 土木学会；大正 12 年関東大震災震害調査報告，第1巻.
2) 大阪市港湾局の調査資料による（未発表）.
3) 末広恭二；構造物振動の理論及び其の測定法，建築雑誌，484 号，大 15.
4) 例えば，宮部，大井；粘弾性物質の縦振動について，地震，2輯，昭 23.
5) Westergaard; Water pressure on dams during earthquakes, Trans. A.S.C.E., 1933.
6) 佐藤清一；堤堰に作用する地震時動水圧に就て，建設院第一技術研究所概報，第3号，昭 23.1.
7) 畑野 正；重力堰堤に作用する地震力の影響（その2），昭和22,23年度土木学会論文集，昭 24.3.
8) 松尾春雄；地震時壁体に働く土圧及水圧に就て，震災予防研究委員会研究報告，第5号，昭 18.1.
9) 小平吉男；三角級数の応用，岩波書店，昭24.11，P P. 349～350.
10) 飯田汲事；地震研究所彙報，13 号，昭 10; 14 号，昭11; 15 号，昭 12; 16 号，昭 13; 18 号，昭 15.
11) 運輸省第三港湾建設部；神戸港突堤岸壁における振動実験報告，昭 25.3.
12) 石原，畑中；弾性波法による大阪市内の地下構造について，大阪湾港湾技術調査会報告，第5号，昭 23.5.

（昭.26.6.30）