

変動圧力の測定に関する研究

金山 和雄*・藤原 輝男*・田嶋 頼英**

Study on the measurement of fluctuating Pressure.

KAZUO KANAYAMA, TERUO FUJIWARA, YORIHIDE TASHIMA

Abstract

We report the results of some measurement on fluctuating pressure (Wave pressure) and discuss them in this paper.

Especially we list the necessary care to be taken and problem encountered on measurement of fluctuating pressure.

1. 序 論

海岸における透過性構造物, 例えば捨石堤, 根固め工, 消波工, 離岸堤などの破壊原因となる吸い出し現象のメカニズムの解析を目的とし, 透水体内の波の減衰の実験を行なったところ奇異なる現象を得た。

すなわち, 波の減衰を熱模型に置き換えた場合の理論解(第2章で詳説する)と, 実験値との相関が全く見られぬ程の減衰データの値のバラッキがあった。また, 観測との比較においても, そのデータをそのまま信頼できぬ程のバラッキであった。

そこで, この原因を究明するために実験系の検討を次の点について行なった。

- i) 波圧誘導管の中に気泡が入っていたのではないか。
- ii) 圧力変換器の性能の差及び故障
- iii) 波圧誘導管の直径及び材質の違い。
- iv) 波圧誘導管の曲がりの数とその曲率の違い。
- v) 波圧誘導管の長さの違い。

これらの点についての検討の結果, 波圧誘導管(銅パイプ)の長さの違いにより測定系の振動特性が異なることに起因することを究明した。すなわち, 各測定系の振動特性が, 波の振動を与えることにより, それぞれ異なった強制振動特性を示すことを知った。

正弦波外力による強制振動の微分方程式は

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\varepsilon \frac{dx}{dt} + n^2x = F \sin \omega t \quad (4 \cdot 23)$$

で表わされ, この方程式を解くと(第4章に詳説)

$$x = \frac{F}{n^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{n^2}\right)^2 + \frac{4\varepsilon^2 \omega^2}{n^4}}} \sin(\omega t - \varphi) \quad (4 \cdot 27)$$

を得る。そこでこの式に基づき測定値バラッキの原因を理論的に明らかにし, かつ測定値の補正を行ない, 変動圧力測定上の留意点についての示唆を得たので, ここに報告する。

2. 熱模型による透水体内部の波の減衰に対する一考察¹⁾

Fig. 2-1 に示す吸い出し実験の水力模型を, Fig. 2-2 に示す熱模型に置き換えて透水体内部の波の減衰の様子を理論的に考察する。

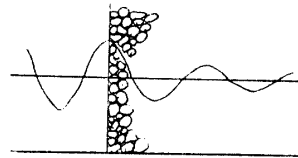


Fig. 2-1 The hydraulic model of Suction.

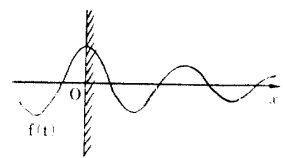


Fig. 2-2 The thermal model.

$x=0$ なる平面にて境され $x=\infty$ まで続いている固体を探り, 温度は x と t のみの関数である場合を考える。この半無限の固体の $x=0$ における温度が時間の関数で, しかも周期的に変化する場合を考える。すなわち, $x=0$ における境界条件を

$$(u)_{x=0} = A \sin \omega t \quad (2 \cdot 1)$$

* 土木工学科

** 長崎県庁

とする。また $x=\infty$ における温度を 0 であるとすれば $x=\infty$ における境界条件は、

$$(u)_{x=\infty} = 0 \tag{2.2}$$

となる。

この場合には、非常に遠い昔から周期的に変化していたとし、初めの条件は別に考えない。すなわち、初めどんな温度状態であってもその影響がとれる程時間が経過した後を考える。この場合、温度は y と z とには無関係であるから熱伝導の微分方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} = K^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \tag{2.3}$$

となる。ここで、(2.3) 式の特解を

$$u = C \cdot e^{\alpha_1 t \pm \frac{x}{K} \sqrt{\alpha_1}} + D \cdot e^{\alpha_2 t \pm \frac{x}{K} \sqrt{\alpha_2}} \tag{2.4}$$

とすれば

$$C \cdot e^{\alpha_1 t} + D \cdot e^{\alpha_2 t} = A \cdot \frac{e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}}{2i}$$

を得る。ここで、

$$C = \frac{A}{2i}, \quad D = -\frac{A}{2i}, \quad \alpha_1 = i\omega, \quad \alpha_2 = -i\omega$$

であり (2.4) 式は次のようになる。

$$u = \frac{A}{2i} \left(e^{i\omega t \pm \frac{x}{K} \sqrt{i\omega}} - e^{-i\omega t \pm \frac{x}{K} \sqrt{-i\omega}} \right) \tag{2.5}$$

ここで $\sqrt{\pm i}$ を求めるために、 p, q を実数として

$$\sqrt{\pm i} = p + iq \tag{2.6}$$

とする。両辺を二乗し、係数比較により

$$p^2 - q^2 = 0 \quad 2pq = \pm 1 \tag{2.7}$$

これより

$$p = \pm \frac{\sqrt{2}}{2} \quad q = \pm i \frac{\sqrt{2}}{2}$$

を得る。 $p = \pm i \frac{\sqrt{2}}{2}$ は p が実数であるという条件を満足しない。従って $p = \pm \frac{\sqrt{2}}{2}$ のみが解である。

(2.7) 式の $2pq = 1$ より

$$q = \pm \frac{\sqrt{2}}{2}$$

$2pq = -1$ より

$$q = \mp \frac{\sqrt{2}}{2}$$

従って、(2.6) 式は次のようになる。

$$\sqrt{\pm i} = \pm \frac{\sqrt{2}(1 \pm i)}{2} \tag{2.8}$$

この結果を (2.5) 式に代入すると

$$\begin{aligned} u &= \frac{A}{2i} \left(e^{i\omega t \pm \frac{x}{K} \sqrt{\frac{\omega}{2}(1+i)}} - e^{-i\omega t \pm \frac{x}{K} \sqrt{\frac{\omega}{2}(1+i)}} \right) \\ &= A e^{\pm \frac{x}{K} \sqrt{\frac{\omega}{2}}} \sin \left(\omega t \pm \frac{x}{K} \sqrt{\frac{\omega}{2}} \right) \end{aligned}$$

を得る。これが (2.1) を満足する (2.3) の特解である。次に $x=\infty$ における境界条件

$$(u)_{x=\infty} = 0$$

より

$$u = A e^{-\frac{x}{K} \sqrt{\frac{\omega}{2}}} \sin \left(\omega t - \frac{x}{K} \sqrt{\frac{\omega}{2}} \right) \tag{2.9}$$

が求まる。

これが求める最終的な解であり、この解は x と共に振幅が漸次減少する波を表わしている。その減少の様子は $A e^{-\frac{x}{K} \sqrt{\frac{\omega}{2}}}$ で与えられ、指数関数的に漸次減少することがわかる。Fig. 2-3 は表面 ($x=0$) において θ° なる振幅の波の減衰の様子を示している。

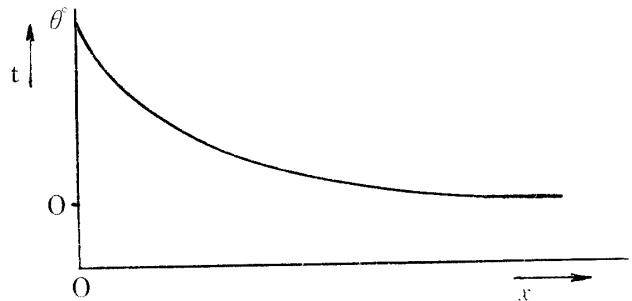


Fig. 2-3 Decrease of wave height

3. 実験及び実験方法とその結果

3.1 実験器具

実験に使用した装置器具について列記する。

- イ. 造波水槽 (20m × 0.6m × 0.8m)
- ロ. プランジャー型造波機
- ハ. 圧力変換器 (型式容量 PW-100GA 100g/cm²)
- ニ. 容量式波高計
- ホ. 銅パイプ (内径 4 mm, 外型 5 mm) 0.3m, 1.0m, 2.0m, 4.0m
- ヘ. ペン書オシロ

3.2 実験 I とその結果

変動圧力測定に際して波圧誘導管長 l の違いが測定値にいかにか影響するかを知るため次のような実験を行った。

水槽内水深を 30cm とし、静水面下 10cm の同一点を測定できるように各長さの銅パイプを設置し、圧力変換器に直接取付けた。次に波圧測定点とその点より上流 11.7m の点に前述の波高計を設置し、周期と波長を測定できるようにした。以上の実験装置の概略を示すと Fig. 3-1 のごとくである。

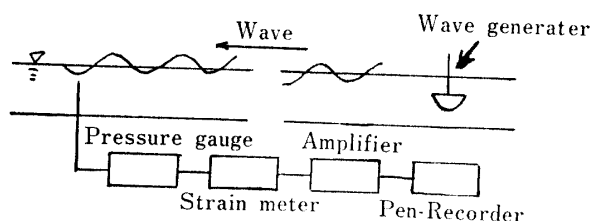


Fig. 3-1 Arrangement for the test channel

以上の装置のもとに、プランジャー型造波機の回転数 (rpm), ストロークを変えて種々の波高, 周期の波を起し波圧, 波高を測定した。

この実験に際し、序論に述べた。

- i) 波圧誘導管の中に気泡が入っていないかを確認
- ii) 圧力変換器の性能を信頼し、故障かどうかを確認
- iii) 波圧誘導管は全て内径 4 mm, 外径 5 mm の銅パイプとし、
- iv) 波圧誘導管の曲がりの数及びその曲率も、全く等しくする等、パイプ長さ以外の条件は、全て等しくして実験を行なった。

以上の実験 I の結果の代表を示すと Tab. 3-1 のごとくである。

Table 3-1 波圧測定結果の代表例

周期 T	P _{0.3}	P _{1.0}	P _{2.0}	P _{4.0}	P _{1.0} /P _{0.3}	P _{2.0} /P _{0.3}	P _{4.0} /P _{0.3}
0.76	3.66	3.97	4.88	4.29	1.08	1.33	1.17
0.80	3.17	3.26	4.21	3.67	1.03	1.33	1.16
0.82	1.46	1.72	2.15	1.77	1.18	1.47	1.21
0.88	1.72	1.89	2.34	1.98	1.10	1.36	1.15
0.92	4.61	5.35	5.61	5.21	1.16	1.22	1.13
1.04	1.61	1.75	2.05	1.81	1.09	1.27	1.12
1.32	2.98	3.35	3.44	3.26	1.12	1.15	1.09
1.72	2.82	3.14	3.18	3.04	1.11	1.13	1.08
1.88	5.21	5.65	5.86	6.26	1.08	1.12	1.20
2.36	0.74	0.82	0.83	0.81	1.11	1.12	1.09

Tab. 3-1 に示す実験結果より、次のことが推察できる。

- 1) 周期の短い波ほど各測定系の間での測定値の差が大きい。
- 2) 波圧誘導管の長さが長くなるほど測定値に安定性がない。
- 3) 波の周期と P/P_{0.3} の値の間に何らかの相関関係がある。

これらの事より、測定値のバラツキはパイプの振動特性の違いによるものであることが推察される。

このパイプ長さの違いによる振動特性を調べるため次の実験 II を行なった。

3-3 実験 II とその結果

各波圧誘導管の振動特性を調べるため次ぎの実験を行なった。実験の概略を示すと Fig. 3-2 のごとくである。

すなわち、各誘導管の中に水を充滿し空気を完全に抜いた後、一方の開端の中に前もって挿入しておいたクギを抜き衝撃圧を加えた。この伝わり方をペンシロに記録させたのが Fig. 3-3 ~ 6 である。

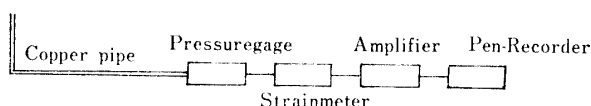


Fig. 3-2 Arrangement for the test equipment

これにより、各測定系は減衰振動特性を示すことが知られ、またそれぞれ異なった減衰振動特性であるため測定値のバラツキとなって表われたものと推定できる。

この減衰振動特性曲線を解析し、かつその解析結果を用い、外力である。波の振動と波圧誘導管の減衰振動によって誘起される現象を知るため、次の振動論の研究を行なった。

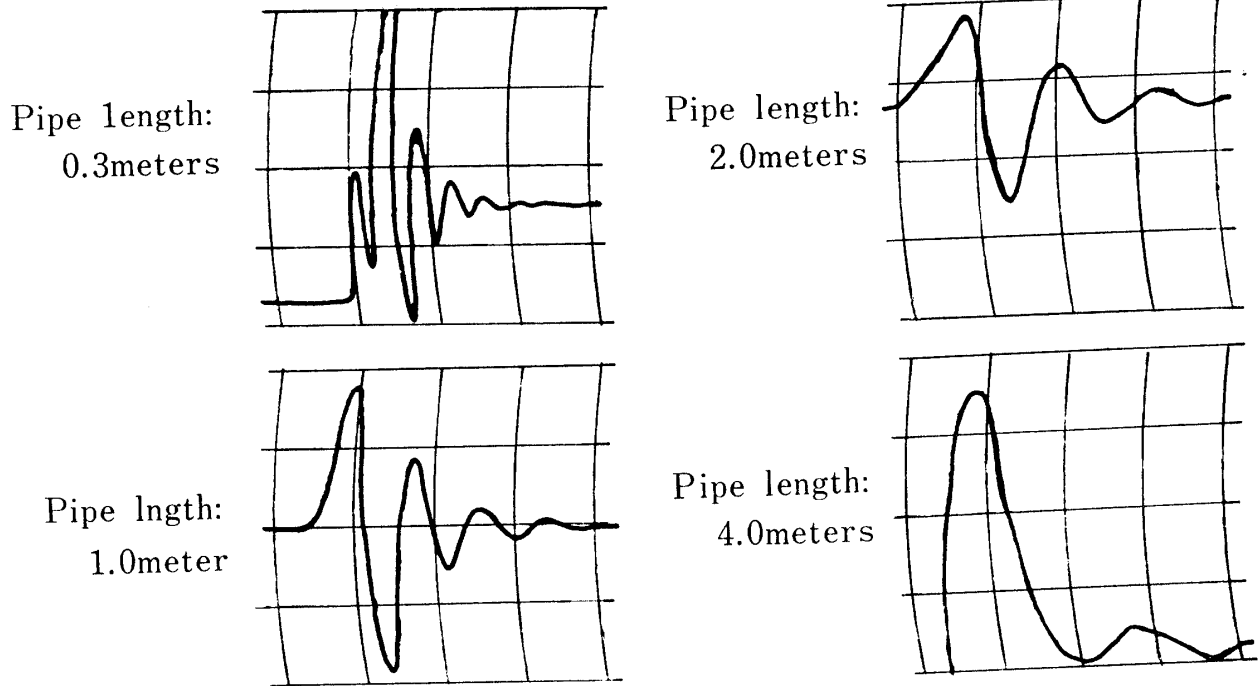


Fig. 3-3, 4, 5 and 6 Curves showed Damped vibration

4. 減衰振動論²⁾

4.1 減衰自由振動

減衰自由振動の微分方程式は、一般に次のように表われる。

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\varepsilon \frac{dx}{dt} + n^2x = 0 \quad (4.1)$$

ここで、 ε/n は減衰常数でありいかなる振動系も ε/n の大小によって、その振動減衰の状態が決まる。

(4.1) 式は定係数をもつ線型2階微分方程式である。いま、 p を定数として $x=e^{pt}$ とおき、(4.1) 式に代入すれば、特性方程式

$$p^2 + 2\varepsilon p + n^2 = 0 \quad (4.2)$$

を満足しなければならない。この二次方程式を解いて次式が得られる。

$$p = -\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 - n^2} \quad (4.3)$$

この(4.3)式の根号内の数値の正負に応じて振動の様子は著しく変わる。

(1) $n < \varepsilon$ の場合

これは系に働く減衰作用が大きい場合であり(4.3)式を解くと、

$$p_1 = -\varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 - n^2} = -(\varepsilon - \sqrt{\varepsilon^2 - n^2}) = -q_1 \quad (4.4)$$

$$p_2 = -\varepsilon - \sqrt{\varepsilon^2 - n^2} = -(\varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 - n^2}) = -q_2$$

ここで、 q_1, q_2 は共に実数で $q_1 > 0, q_2 > 0$ であ

る。一般解は A, B を積分定数とするとき

$$x = Ae^{-q_1 t} + Be^{-q_2 t} \quad (4.5)$$

で表わされる。

$t = 0$ のとき

$$x = x_0$$

$$\frac{dx}{dt} = v_0$$

の初期条件の基にこの式を図化すると Fig. 4.1 のようになり、この系は振動しないで時間 t の経過と共に急速に 0 に収れんする。この $n < \varepsilon$ の場合を過減衰、過制振という。

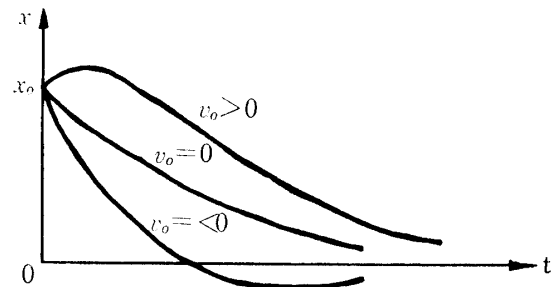


Fig. 4-1 Over damping

(2) $n = \varepsilon$ の場合

(4.3) 式を解くと

$$p_1 = p_2 = -\varepsilon \quad (4.6)$$

となり等根を有する。この場合の一般解は

$$x = (A + Bt)e^{-\epsilon t} \quad (4 \cdot 7)$$

で表わされ、図式化すると Fig. 4・2 のようになり振動現象は起らない。 $n = \epsilon$ の場合を臨界減衰、臨界制振という。

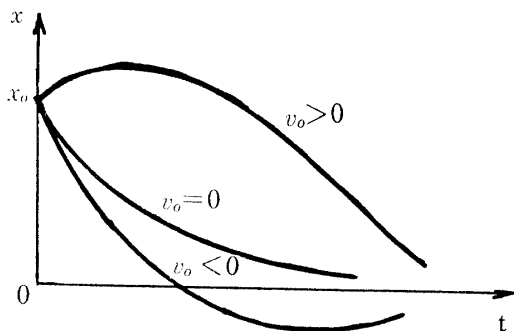


Fig. 4-2 Critical damping

(3) $n > \epsilon$ の場合

これは系に働く減衰作用が小なる場合であり、(4・3) 式を解くと次のようになる。

$$p_1 = -\epsilon + \sqrt{\epsilon^2 - n^2} = \epsilon + -i\sqrt{n^2 - \epsilon^2} \quad (4 \cdot 8)$$

$$p_2 = -\epsilon - \sqrt{\epsilon^2 - n^2} = -\epsilon - i\sqrt{n^2 - \epsilon^2}$$

ここで

$$\sqrt{n^2 - \epsilon^2} = \sigma \quad (4 \cdot 9)$$

とすると一般解は

$$\begin{aligned} x &= e^{-\epsilon t} (Ae^{i\sigma t} + Be^{-i\sigma t}) \\ &= e^{-\epsilon t} \left\{ (A+B) \frac{e^{i\sigma t} + e^{-i\sigma t}}{2} + i(A-B) \frac{e^{i\sigma t} - e^{-i\sigma t}}{2} \right\} \\ &= e^{-\epsilon t} \{ C \cos \sigma t + D \sin \sigma t \} \quad (4 \cdot 10) \end{aligned}$$

$$\text{または } = Ee^{-\epsilon t} \cos(\sqrt{n^2 - \epsilon^2} \cdot t - \phi) \quad (4 \cdot 11)$$

で表わされる。ここで、

$$E = \sqrt{C^2 + D^2} \quad \tan \phi = D/C \quad (4 \cdot 12)$$

である。

(4・11) 式より知れるように、運動は周期的性質をもつとともに、振幅が時間と共に指数関数的に減衰してゆく。これを減衰振動という。この様子を示すと

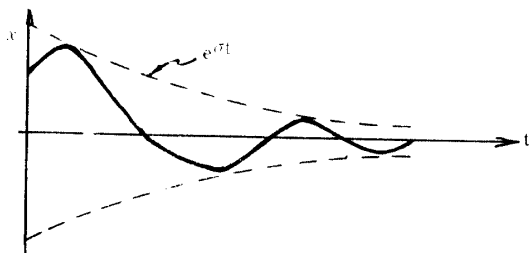


Fig. 4-3 Damped oscillation

Fig. 4-3 のようになる。

いま、積分定数 C, D を求めるため初期条件を仮定する。

$$(x)_{t=0} = x_0$$

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)_{t=0} = v_0$$

これらの初期条件より

$$x_0 = C$$

$$(4 \cdot 13)$$

$$v_0 = -\epsilon C + \sigma D$$

これより、

$$C = x_0$$

$$D = \frac{v_0 + \epsilon x_0}{\sigma} = \frac{v_0 + \epsilon x}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}}$$

従って

$$\begin{aligned} x &= e^{-\epsilon t} \left\{ x_0 \cos \sqrt{n^2 - \epsilon^2} \cdot t \right. \\ &\quad \left. + \frac{v_0 + \epsilon x_0}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}} \sin \sqrt{n^2 - \epsilon^2} \cdot t \right\} \quad (4 \cdot 14) \end{aligned}$$

(4・11) 式は振幅が時間と共に減衰する周期的運動であり、その固有周期は $\cos \sqrt{n^2 - \epsilon^2} t = 0$ なる時間より

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}} \quad (4 \cdot 15)$$

であり、減衰のない場合の固有周期

$$T_0 = 2\pi/n \quad (4 \cdot 16)$$

より長くなる。

x が最大となるのは、 $dx/dt = 0$ より

$$t = \frac{1}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}} \tan^{-1} \left(-\frac{\epsilon}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}} \right) \quad (4 \cdot 17)$$

である。

相次ぐ同位相の極値の間隔は T であり、 x の m 番目の極値は

$$x^m = Ee^{-\epsilon t^m} \cos \sqrt{n^2 - \epsilon^2} \cdot t^m \quad (4 \cdot 18)$$

$m+1$ 番目の極値は

$$\begin{aligned} x^{m+1} &= Ee^{-\epsilon \left(t^m + \frac{2\pi}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}} \right)} \cos \sqrt{n^2 - \epsilon^2} \left(t^m + \frac{2\pi}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}} \right) \\ &= Ee^{-\epsilon \left(t^m + \frac{2\pi}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}} \right)} \cos \sqrt{n^2 - \epsilon^2} t^m \quad (4 \cdot 19) \end{aligned}$$

従って、一周期での振幅の比は

$$\frac{|x_m|}{|x_{m+1}|} = e^{\frac{2\pi\epsilon}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}}} \quad (4 \cdot 20)$$

となり、これは m を含まず常に一定の値をとる。

この一定比を減衰比という。

ここで、 $\epsilon/n = h$ とおけば、

$$\lambda = \log e \frac{|x_m|}{|x_{m+1}|} = \frac{2\pi\epsilon}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}} = \frac{2\pi h}{\sqrt{1 - h^2}} \quad (4 \cdot 21)$$

減衰振動が起る場合 $h < 1$ であり、近似的に

$$\lambda = 2\pi h \quad (4 \cdot 22)$$

と表わせる。この λ を対数減衰率という。

Table 4-1 対数減衰率

$\frac{\varepsilon}{n} = h$	$-\frac{ x_m }{ x_{n+1} }$	λ	$\frac{T}{10} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - n^{-2}}}$
0.0	1.000	0.0	1.000
0.1	1.885	0.634	1.010
0.2	3.597	1.280	1.020
0.4	15.333	2.730	1.087
0.6	111.05	4.71	1.250
0.8	4447.0	8.39	1.667
1.0	∞	∞	∞

4・2 正弦波外力による強制振動

振動系に $F \sin \omega t$ の外力が作用した場合の微分方程式は、次ぎの形で表わされる。

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\varepsilon \frac{dx}{dt} + n^2x = F \cdot \sin \omega t \quad (4 \cdot 23)$$

ただし $n > \varepsilon$ とし振動系は減衰振動系であるとする。

この方程式の解は、右辺を 0 と置いた同次方程式の一般解 (4・10) 式と (4・23) 式の特解との和である。前者は前に述べた減衰自由振動であるが、この種の解をもっということは、強制振動には一般に減衰自由振動が起きることを示している。その大きさは系に外力が作用し始めた時、系がいかなる運動状態にあったかといういわゆる初期条件によって決まる。従って、外力が作用し始めてからかなり時間が経過した後は、自由振動は減衰作用のため微弱となり、特解のみが工学的に意味をもつことになる。この状態を定常振動という。

(4・23) 式の特解として、外力と同じ振動数をもつ正弦波状の運動を直観的に予想することができる。ただし、そこには外力に対して位相の遅れがあると考えられるから、解を次のようにおく。

$$x = A \sin \omega t + B \sin \omega t \quad (4 \cdot 24)$$

この方程式を (4・23) 式に代入すると、次ぎの関係をj得る。

$$-A\omega^2 - 2B\omega\varepsilon + An^2 = F \quad (4 \cdot 25)$$

$$-B\omega^2 + 2A\omega\varepsilon + Bn^2 = 0$$

これより、

$$A = F \cdot \frac{n^2 - \omega^2}{(n^2 - \omega^2)^2 + 4\varepsilon^2\omega^2} \quad (4 \cdot 26)$$

$$B = -F \frac{2\varepsilon\omega}{(n^2 - \omega^2)^2 + 4\varepsilon^2\omega^2}$$

従って (4・23) 式の特解は

$$\begin{aligned} x &= A \sin \omega t + B \cos \omega t \\ &= \sqrt{A^2 + B^2} \sin(\omega t - \phi) \\ &= F \cdot \frac{1}{\sqrt{(n^2 - \omega^2)^2 + 4\varepsilon^2\omega^2}} \sin(\omega t - \phi) \\ &= \frac{F}{n^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{n^2}\right)^2 + \frac{4\varepsilon^2\omega^2}{n^4}}} \sin(\omega t - \phi) \quad (4 \cdot 27) \end{aligned}$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{B}{A} = \tan^{-1} \frac{2 \cdot \frac{\varepsilon}{n} \cdot \frac{\omega}{n}}{1 - \frac{\omega^2}{n^2}} \quad (\text{ラジアン}) \quad (4 \cdot 28)$$

従って、(4・23) 式的一般解は、 $\sqrt{n^2 - \varepsilon^2} = \sigma$ とすれば

$$\begin{aligned} x &= e^{-\varepsilon t} (C_1 \cos \sigma t + C_2 \sin \sigma t) \\ &+ \frac{F}{n^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{n^2}\right)^2 + \frac{4\varepsilon^2\omega^2}{n^4}}} \sin(\omega t - \phi) \quad (4 \cdot 29) \end{aligned}$$

(4・27) 式の F/n^2 は、外力の振幅と同じ大きさの力が、この系に静的に作用したときに x のなす変位を表わす。

$$L = 1 / \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{n^2}\right)^2 + \frac{4\varepsilon^2\omega^2}{n^4}} \quad (4 \cdot 30)$$

は振動倍率 (増幅率ともいう) であり、外力が系に動的に作用したときの変位の大きさが、静的変位 (F/n^2) の何倍になっているかを表わすものである。

Fig. 4-4 は (4・30) 式を図式化したものである。

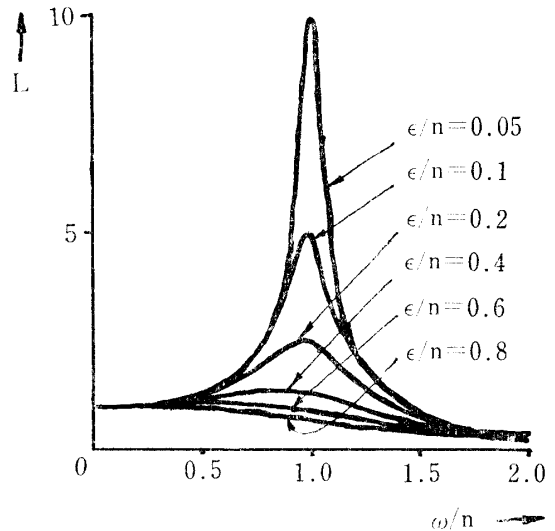


Fig. 4-4 Magnification

(4・28) 式で表わされる ϕ は、位相遅れである。
Fig. 4-5 にその様子を示す。

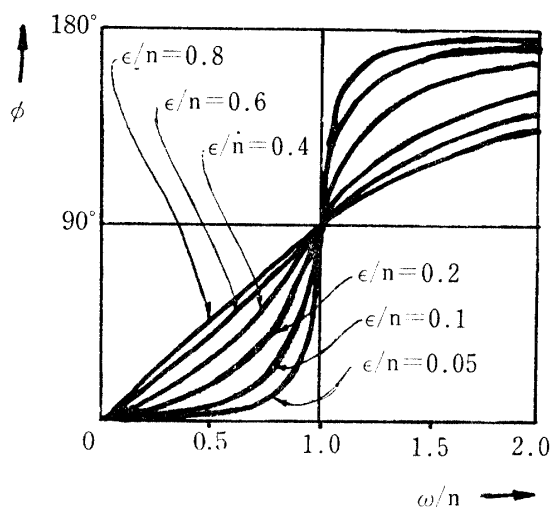


Fig. 4-5 Phase delay

Fig. 4-4, (4・30) 式により正弦波外力による強制振動について次のような性質がしられる。

- (1) 外力の振動数 ω が系の固有振動数に比して著しく小なるときは、応答振幅は静的たわみにほとんど等しい。つまり、 $L=1$ である。
- (2) 反対に外力の振動数が系の固有振動数に比して著しく大なるときは、応答振幅は静的たわみに比して著しく小さい。
- (3) 応答振幅は、 ω/n が増すと静的変位より大となり $\omega/n=1$ の近傍で最大となり、 $\omega/n > 1$ で $L=1$ に近ずき、やがては $L=1$ より小となる。
- (4) 減衰比 ϵ/n が大きくなるに従い共振状態がはっきりしなくなる。

5. 実験データ解析

5・1 振動論による実験Ⅱのデータ解析

各波圧誘導管の振動特性を示す Fig. 3-3, 4, 5, 6 の減衰振動曲線を振動論により解析する。

ϵ , n を求めるに当り、特性曲線より減衰比と振動周期を読みとる。

減衰比 (Damping ratio) を D_r とすれば (4・15), (4・20) 式より

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}} \quad (4 \cdot 15) \quad D_r = e^{-\frac{2\epsilon\pi}{\sqrt{n^2 - \epsilon^2}}} \quad (4 \cdot 20)$$

これより

$$D_r = e^{T\epsilon} \quad \epsilon = \frac{\log e D_r}{T} \quad (5 \cdot 1)$$

また (5・1) 式を (4・15) 式に代入すると、

$$n = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 + \epsilon^2} \quad (5 \cdot 2)$$

Table 5-1 減衰常数

Pipe length(m)	振動周期 T (sec)	減衰比 D_r	ϵ	n	ϵ/n
0.3	0.16	3.16	7.20	39.9	0.18
1.0	0.33	2.10	2.25	19.2	0.12
2.0	0.50	2.37	1.73	12.7	0.14
4.0	0.76	38.4	4.80	9.56	0.50

各特性曲線の計算結果を示すと Table. 5-1 のごとくである。

次に波の周期と測定値のパラツキの関係を理論的に解明するため次に示す計算を行なった。

先で求めた ϵ/n を使い、 ω を波の振動率として ω/n を与え、振動論に示されている (4・28), (4・30) 式より振動倍率、位相遅れ及び波の周期を求める。

$$\phi = \tan^{-1} \frac{2 \cdot \frac{\omega}{n} \cdot \frac{\epsilon}{n}}{1 - \left(\frac{\omega}{n}\right)^2} \quad (\text{ラジアン}) \quad (4 \cdot 28)$$

$$L = 1 / \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{n^2}\right)^2 + \left(\frac{2\omega\epsilon}{n^2}\right)^2} \quad (4 \cdot 30)$$

また $T = 2\pi/\omega$

である。これらの計算を求めグラフに表わしたのが Fig. 5-1 である。

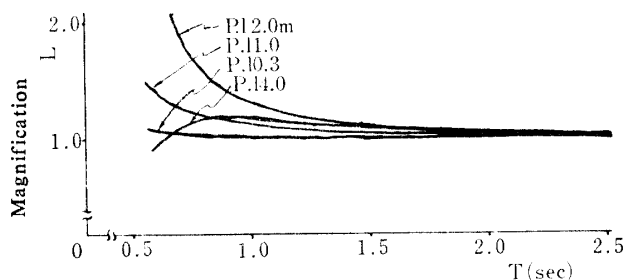


Fig. 5-1 Relationship between L and T,

5・2 理論曲線と測定値の対応

同じ造波水槽内の一点に設けた4つの波圧誘導管により、求めた波圧の実測結果を先に求めた理論曲線により、波圧測定値の補正を行ない真値を求めるのが、この研究の主旨である。これに先立ち、まず理論と測定値の対応を考慮してみた。なお、便宜上次のように定めておく。

p_i : i メートル波圧誘導管による実測値

L_i' : 理論上の振動倍率 (i メートル波圧誘導管)

ここでは、2 mの波圧誘導管についての手順を示し、他については結果のみを付録に示した。

4つのL-T曲線の中で0.3mの理論曲線が最もL=1に漸近している。そこで、0.3 mの実測値が真値に最も近いと考え、理論曲線により補正を行ない真値と仮定した。すなわち、

$$\frac{P_{0.3}}{L_{0.3}} = P \text{ (真値)} \quad (5 \cdot 3)$$

ここで、

$$L_i = \frac{P_i}{P} \quad (5 \cdot 4)$$

と定義すれば、このL_iはim 波圧誘導管による実測値と真値との比、すなわち倍率であり、この点をプロットすることにより、理論曲線であるL-T曲線との対応が可能である。これを示したのが Fig. 5-2, 5-3, 5-4である。

Fig. 5-2, 5-3, 5-4 より理解できるように、理論曲線の近傍にプロットした点が集っており、

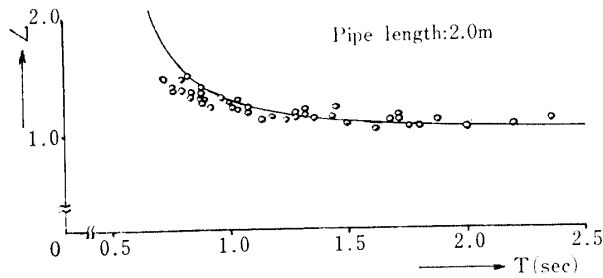


Fig. 5-2 The case of pipe length 2.0 meters.

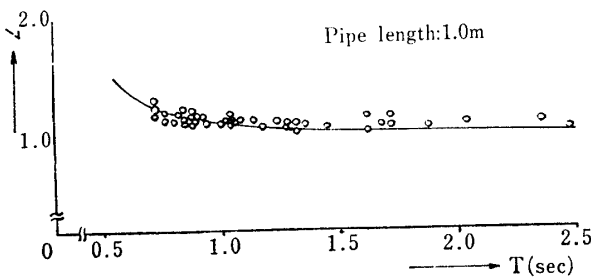


Fig. 5-3 The case of pipe length 1.0 meters

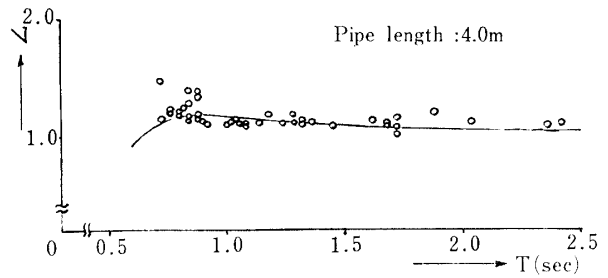


Fig. 5-4 The case of Pipe length 4.0 meters

ここで理論と実際が1対1の対応をなすことが確認できる。従って次の理論曲線による測定値の補正が可能となる。

5・3 理論曲線による実測値の補正

前に述べたように理論と実際の対応が確かめられたので、ここで理論曲線により実測値の補正を行ない真値を求める。

理論と実際は対応しているから

$$\frac{L_2}{L_2'} = L = 1 \quad (5 \cdot 5)$$

である。これを示すと Fig. 5-5のごとくである。

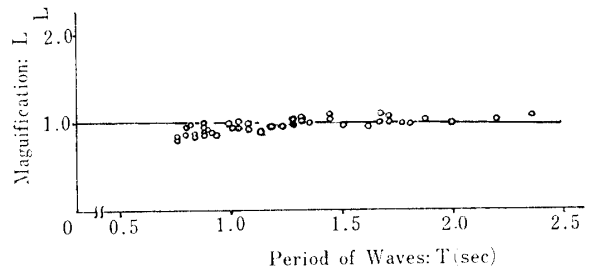


Fig. 5-5 The case of pipe length 2.0 meters

Fig. 5-5によっても理論との対応は確かめられる。真値を求めるには

$$\frac{P_2}{L_2'} = P \quad (5 \cdot 6)$$

つまり一般的に示すと

$$\frac{P_i}{L_i'} = P \quad (5 \cdot 7)$$

のごとくである。以上の計算結果の代表例を示すと Table 5-2のごとくである。

Table 5-2 実験データ整理の代表例

波の周期 T	P _{0.3}	P _{1.0}	P _{2.0}	P _{4.0}	L' _{0.3}	$\frac{P_{0.3}}{L'_{0.3}}=P$	$\frac{P_{1.0}}{P}$	$\frac{P_{2.0}}{P}$	$\frac{P_{4.0}}{P}$
0.76	3.66	3.97	4.88	4.29	1.04	3.52	1.13	1.39	1.22
0.80	3.17	3.26	4.42	3.67	1.04	3.05	1.07	1.38	1.20
0.82	1.46	1.72	2.15	1.77	1.03	1.42	1.21	1.51	1.25
0.88	1.72	1.89	2.34	1.98	1.03	1.67	1.13	1.40	1.19
0.92	4.61	5.35	5.61	5.21	1.02	4.52	1.18	1.24	1.11
1.04	1.61	1.75	2.05	1.81	1.02	1.58	1.11	1.30	1.15
1.32	2.98	3.35	3.44	3.26	1.01	2.95	1.03	1.17	1.11
1.72	2.82	3.14	3.18	3.04	1.00	2.82	1.11	1.13	1.08
1.88	5.21	5.65	5.86	6.26	1.00	5.21	1.08	1.12	1.20
2.36	0.74	0.82	0.83	0.81	1.00	0.74	1.11	1.12	1.09

6. 結 論

以上の研究により、変動圧力測定に関して次のようなことが言える。

1. 変動圧力測定においては、最終的に記録される値はすでに真値をL倍されたものであり、補正する必要がある。

$$L = 1 / \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{n^2}\right)^2 + \frac{4\varepsilon^2\omega^2}{n^4}}$$

2. 測定系の減衰振動特性は、波圧誘導管の長さにより異なる。
3. 変動圧力測定においては、測定系の振動特性を考慮することなしに実験データは使えない。
4. 波圧誘導管はできる限り短かくして用い、 $L=1$ となる領域を広くして利用するのが望まし

い。

なお、変動圧力測定を目的とする実験においては、波圧誘導管の長さのみならず、他の条件すなわちパイプの径、材質及び曲率とか曲がりの数等によっても測定系の振動特性が変化するものと考えられるが、これについての研究は後日に期待したいと思います。

文 献

- 1) 小平吉男：物理数学，2，文献社（1971）p 266-272
- 2) 岡本舜三：建設技術者のための振動学（1971）オーム社 p 11-23
- 3) 金山和雄：九州大学大学院農学研究科修士論文（1970）p 5-7

（昭和49年4月13日受理）