

水圧式造波装置とその模型実験への応用について

中 村 重 久

ON A WAVE GENERATOR OF HYDRAULIC SWELLING TYPE WITH ITS APPLICATION TO A MODEL EXPERIMENT

Shigehisa NAKAMURA

Synopsis

There has been developed several types of wave generator for experiments, which have been used to contribute to studies on waves. In this study, a wave generator of hydraulic swelling type is introduced which is designed to be simple and easy even when application for model experiments.

The wave generator of hydraulic swelling type in a model basin is consisted of a submerged canvas bag and a pump for water supply and drainage. If a water flow into and out of the bag is controled by regulation of cock valve, a progressive wave of an arbitrary form will be produced in the mode basin.

Efficiency of the wave generator is determined by the oscillation characteristics of the model basin and the control of water flow as an external force. In this study, this problem is studied experimentally, especially for the case of trigonometrical external force.

When these equipments and conditions were applied to the model of rivers in Osaka City, it was found that the generated waves were progressive and its celerities were nearly equal to that of long wave.

The wave generator may be applicable for waves of period in a range from 0.5 to 4 minutes.

In an application, periodgram of the wave in the model basin gave a result that there exist a little bi-modal component and a little or comparable semi-modal component to the fundamental mode.

1. 緒 論

波浪の研究のため実験に用いられる造波装置には各種の型式のものがあって、それぞれの目的に応じて、波に関して実験的成果をあげている。ところで、いわゆる造波装置は比較的周期の短かい波浪の基礎的研究に用いられる例が多く、実験に用いる波長も数mあるいはそれ以下である。このような波を発生させるに必要な動力源や造波部の機構には各種のものがある^{1),2)}。ところで、長周期波の実験、とくに模型実験の場合には構造や機能の点で同じ造波原理を考えることができるけれども、装置そのものが模型の規模によっては大きなものとなる。したがって、この場合、造波装置そのものを模型の規模にあわせてつくと大きな動力源と多額の経費が必要になってくる。できるだけ小さな動力源を用い、あまり経費をかけないで所期の波を

造るということが、この場合実験にさきだって要求される。このような長周期波の波長はふつう水槽あるいは港湾模型の規模の約10倍あるいはそれ以上になることがある。このような長周期波を発生させる装置にも、その使用目的に応じて各種の型式のものが考案されている¹⁾。

とくに従来の造波装置は規則波を発生させることにおいてすぐれた機能をもっている。また、いわゆる不規則波は、規則波上にある風速を与えて得られるものと定義されたり^{2),4)}、水面上の風によって得られるものと定義されたりしている。一方、津波や高潮の模型実験の場合には、潮汐の模型実験の場合用いられる長周期規則波と異なり、独特の波形の波を発生させる必要がある。そのために従来各種の工夫がみられる。津波についてみれば、最も簡単なのはフラッター式造波機を適当に操作する方法⁵⁾であり、また、電気油圧系自動制御により実験水槽で給排水することによって波を造る方法も研究されており⁶⁾、気圧式造波装置による方法は実用に供され成果をあげている⁷⁾。また、高潮についてみれば、気圧式造波装置⁸⁾あるいはプランジャー式造波機に適当な補助装置をとりつけて所要の波形をつくっている例⁹⁾をあげることができる。さらに、高潮発生の主要原因である台風に模した高潮発生装置を用いた研究も現在すすめられている¹⁰⁾。このように、昭和36年に岩垣博士が海岸および港湾の模型実験に関連して、当時までの造波装置について要約して以来、規則波以外の波についての研究のため、各種の造波装置が考案されてきている。

本文は上に述べたような造波装置の機能や製作所要経費などを参考にして、従来とは異なった型式で、しかも安価につくることのできる造波装置を考案し、これをある河口模型に適用した結果について考察してみようとするものである。

2. 水圧式造波装置の構造

水圧式造波装置は Fig. 1 にみるように、構造はきわめて簡単なものである。それだけに安価ではあるけれど、操作上の問題はいろいろと考えられる。ここで装置の構造について概略を述べる。ここではあらかじめ 100 m² 程度の水面積をもった模型実験用水槽を想定し、そこで 1~2 cm の波高の任意波形をつくることを予定した。まづ模型実験水槽内のピットに造波用のカンバス製の袋を設置し、水による浮力で袋が水面に浮上しないようにしてやる。この袋は長さ 4.8 m、断面は一辺 90 cm の正三角形をしていて、袋内に満水した状態では約 3.55 ton の水の三角柱をつくり、袋内から排水するとほとんどその占める体積は 0 となる。3 H.P. の電動機で駆動される渦巻ポンプの入力側および出力側に、それぞれ三方コックをとりつけ、三方コックの端子はそれぞれポンプ、袋および貯水槽にいたるサクシオン・ホースにつながる。ここでポンプを駆動し、ポンプの両側にあるコックを操作することにより、貯水槽から袋内へあるいは袋から貯水槽内へ水を送ることができる。この操作によって袋がふくれたり、小さくなったりする。それに応じて模型水槽内でピット上の水位が変化し、水槽内に波が発生することになる。ポンプの流量はコックの開度調節によって制御できるから、これによって袋を出入する水量を調節することができ、任意の波型を発生させることができるものと考えられる。ここではポンプの流量を一定値 6.1 l/sec とした場合について実験的検討を行なってみる。コック・レバーの操作により水流の方向を周期的に変えることにより周期的な波が発生するであろうと考えられる。(この型式の造波装置の考案は過去においてもあるといわれているが、その機能および作動実績の具体的資料および情報に接してはいない。)

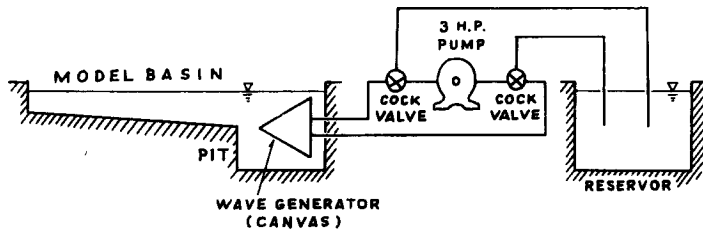


Fig. 1 Schema of wave generator

3. 水圧式造波装置による進行波の発生

水圧式造波装置による進行波の発生が可能かどうかについて、ここで解析的な検討を加えてみる。ここでは Stoker の解法に準じて問題を考えることにする¹¹⁾。初めに静水面であったところで、 $0 \leq x \leq b$ の位置で $t \geq 0$ に水底 $y=0$ に変動を与えた場合を考える。水底の変動は直ちに $y=H$ に伝わるものとする。 $0 \leq x \leq b$ は、この場合、造波装置を設置してある模型水槽内のピットの位置に相当する。計算の便宜上、初期水深 H は一定であるとし、 x 方向に波が進行することがあっても反射することはないものとする。ここで速度ポテンシャル $\varphi(x, y; t)$ を導入するとき、この速度ポテンシャルはラプラス方程式

$$\varphi_{xx} + \varphi_{yy} = 0; \quad 0 < y < H, \quad t > 0 \dots\dots\dots(1)$$

の解を満たさなくてはならない。また同時に、 φ の満たすべき境界条件は水面について

$$\left. \begin{aligned} \eta_t + u\eta_x - \varphi_y &= 0 \\ \varphi_t + u\varphi_x + g\eta &= -p/\rho \end{aligned} \right\} y=0, \quad t > 0 \dots\dots\dots(2)$$

ここに $\eta = \eta(x; t)$ は自由表面の鉛直方向の基準面 $y=H$ からの変位である。また $p = p(x; t)$ は底面の変動を与えるに必要な圧力である。そして p およびその第1次、第2次微分が $t > 0$ に対して存在するものとする。

$t=0$ における初期条件としては

$$\varphi(x, H; 0) = \varphi_t(x, H; 0) = 0; \quad 0 < x < b, \quad \dots\dots\dots(3)$$

また、造波装置の機能からみて、 p は次式で与えられると考えられる。すなわち

$$\left. \begin{aligned} p(x; t) &= (p_0/a)(t-2na)[u(x)-u(x-b)]; \quad 2na < t \leq (2n+1)a \\ &= -(p_0/a)(t-2na)[u(x)-u(x-b)]; \quad (2n+1)a < t \leq (2n+2)a \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4)$$

ここに $u(x)$ は単位階段関数である。(2) 式で長波長の場合には η_x および φ_x が微小であって、 $u\eta_x$ および $u\varphi_x$ を考慮しなくてもよくなる。この場合、(2) 式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \eta_t - \varphi_y &= 0 \\ \varphi_t + g\eta &= -(p/\rho) \end{aligned} \right\} y=H, \quad t > 0 \dots\dots\dots(5)$$

(5) 式から η を消去することによって

$$g\varphi_y + \varphi_{tt} = -(p_t/\rho); \quad t > 0 \dots\dots\dots(6)$$

ここで (1) 式の解 φ が無限遠で妥当なものであり、表面条件 (6) 式と初期条件 (3) 式とを満たすようなものが必要である。そこでまず (1) 式を x についてフーリエ変換して初期値問題を解くことにする。函数 $f(x)$ は連続で微分可能であるとする。このときフーリエ変換は次式で定義される。すなわち

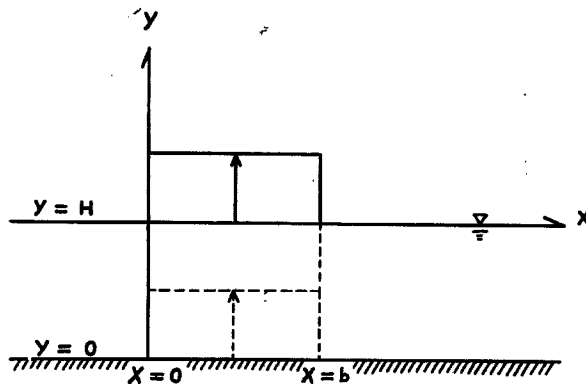


Fig. 2 Co-ordinate system

$$\bar{f}(s) = -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot e^{-isx} dx,$$

また、フーリエ逆変換は

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(s) e^{isx} ds.$$

そして

$$\frac{d^n f}{dx^n} = is \frac{d^{n-1} f}{dx^{n-1}} = (is)^n \cdot \bar{f}$$

なる性質がある。(1) 式を x についてフーリエ変換すると

$$-s^2 \bar{\varphi} + \bar{\varphi}_{yy} = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

したがって (7) 式の解は

$$\bar{\varphi} = A(s; t) \cosh sy + B(s; t) \sinh sy \quad \dots\dots\dots (8)$$

水底 $y=0$ における境界条件 $\bar{\varphi}=0$ を満すためには $A(s; t)=0$ でなくてはならないから

$$\bar{\varphi} = B(s; t) \sinh sy. \quad \dots\dots\dots (9)$$

水面に関する境界条件 (6) 式を同様にフーリエ変換してやると

$$g\bar{\varphi}_y + \bar{\varphi}_{tt} = -(\bar{p}_t/\rho); \quad y=H \quad \dots\dots\dots (10)$$

ただし

$$\bar{p}_t = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} p_t \cdot e^{-isx} dx = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{i p_0 [e^{i b s} - 1]}{s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n\pi} \sin \frac{n\pi t}{a}. \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここに (4) 式から得られる $p_t(x; t)$ を $0 \leq t < 2a$ についてフーリエ級数展開を行ない、その結果を用いた。したがって (10) 式と (11) とから水面に関する境界条件は

$$g\bar{\varphi}_y + \bar{\varphi}_{tt} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{p_0}{\rho} \frac{i [e^{i b s} - 1]}{s} \sum \frac{1}{n\pi} \sin \frac{n\pi t}{a}; \quad y=H \quad \dots\dots\dots (12)$$

となる。ここに (9) 式と (12) 式とから、

$$B_{tt} + (gs \coth sH) B = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{p_0}{\rho} \frac{i [e^{i b s} - 1]}{s \sinh sH} \sum \frac{1}{n\pi} \sin \frac{n\pi t}{a}. \quad \dots\dots\dots (13)$$

これを解くことにより

$$B(s; t) = \int_0^t \left[\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{p_0}{\rho} \frac{i [e^{i b s} - 1]}{s \sinh sH} \sum \frac{1}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{a} (t-\tau) \right] \cdot \frac{\sin(\sqrt{gs \coth sH} \cdot \tau)}{\sqrt{gs \coth sH}} d\tau \quad \dots\dots\dots (14)$$

厳密には (13) および (14) 式中の双曲線関数で水深 H をとらないで $\eta+H$ をとるべきであるが、 H に対して η が比較的小さい場合には近似的に上式の表示が可能である。

(14) 式で与えられた $B(s; t)$ を (9) 式に代入することによって φ の函数形は定まることになる。ここで $\bar{\varphi}$ のフーリエ逆変換を行なうことによって、

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\varphi} \cdot e^{isx} ds = -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} B(s; t) \sinh sy \cdot e^{isx} ds,$$

これをさらに計算してやると

$$\varphi = -\frac{i p_0}{\pi \rho} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{isx} [e^{i b s} - 1] \sinh sy}{\sinh sH \sqrt{gs^3 \coth sH}} \int_0^t \sum \frac{1}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{a} (t-\tau) \cdot \sin(\sqrt{gs \coth sH} \cdot \tau) d\tau ds \quad \dots\dots\dots (15)$$

したがって (5) 式の関係を考慮すると、上式から導びかれる φ_y を用いて η をもとめることができる。すなわち、

$$\eta = -\frac{i p_0}{\pi \rho} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i s x} [e^{i b s} - 1] \cosh s y}{s \sinh s H \sqrt{g s \coth s H}} \cdot \Sigma \frac{\left[\cos \left(\frac{n \pi}{a} \right) t - \cos \left(\sqrt{g s \coth s H} \cdot t \right) \right]}{g s \coth s H - \left(\frac{n \pi}{a} \right)^2} ds \quad (16)$$

ところで、(15) および (16) 式において s に関する積分を行う場合、特異点および分岐点を除いた積分路をとらなくてはならない。ここに特異点は $s \sin h s H = 0$ を満足する s で与えられ、分岐点は $g s \coth s H = 0$ を満足する s で与えられる。(17) 式をみると概略の傾向として進行波の発生が認められうることが解析的に示されたということが出来る。しかし、(17) 式から造波装置の近傍の波速はかならずしも長波の伝播速度 $c = \sqrt{g H}$ になることを期待するわけにはいかない。ここでは造波装置によって進行波の発生が可能であることを示すにとどめる。このようにして発生した波の水槽内における挙動を考察するのに、上に導いた解析の結果を用いることが最も望ましいことである。しかし、実験に用いる水槽内でピットと測定点との水深が異なっていたり、海岸線に相当する部分が複雑であったりして1次元的解析では十分追跡できないと考えられる面があるので、造波装置を実際に水槽で作動させてみてその実験結果をも加えて検討するようになりたい。

4. 模型実験への応用

カンバス製の袋とポンプからなる水圧式造波装置をひとつの河口模型に適用してみる。カンバス製の袋は flexible であるから、従来の rigid な造波装置にくらべて所期の波型を得ることが難かしいのではないかと予想される。この点をも考慮して実験を試みることにする。ここで用いた模型¹²⁾は Fig. 3 に示すようなものでピット上の何点かに水位計を設置して、造波効果を見る。また、模型内の適当な測点をえらんで波の伝播の様子を検討する。とくに本文で示す実験記録はピットの中央部 (Fig. 3 の A 点)、ピット的一端 (B 点)、そして模型内の 3 点 (C, D, E の各点) に関するものである。A 点は造波装置により発生した波の形状を知るためにピットの代表点としてえらんだもので、B 点はこの代表点に対して横方向に波形の歪がどれだけ生ずるかを検証するためにえらんだものである。A 点と B 点とを結ぶ線を波向と直角にするために \overline{AB} 線上で波型は同一でなくてはならない。また、C, D, E の各点は造波装置により発生した波が模型内に伝播していった場合どのように変形するかを知るためにえらんだもので、模型の水路網のうちのひとつの河川筋にその測点をえらんだ。

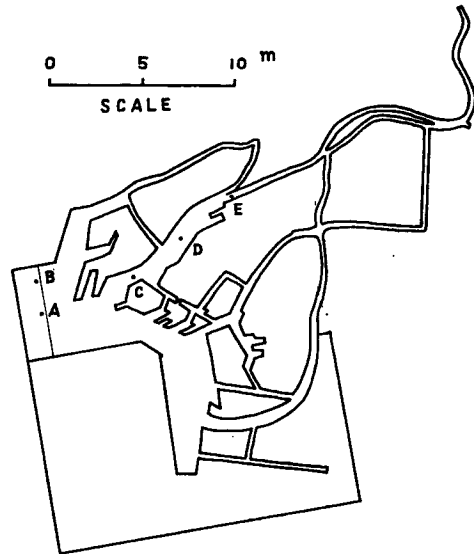


Fig. 3 A harbour model basin

造波装置のcock・バルブの操作を周期 $T=0.5$ 分, 1分, 2分, 3分, 4分とえらんだ, 流量は一定で 6 l/sec とし, $T/2$ の時間毎に符号が変わる。このときの実験の水位変動記録を Fig. 4 に示す。それぞれの周期毎に造波装置を水の流量の時間変化および各測点における水位の時間的変動を示す。造波装置の作動開始時 $t=0$ 以前において、模型内の水位は一定に保っておく。各周期毎にAおよびB点の波型記録をみると、A点とB点との波形は完全に一致しているとはいえないが、実験誤差を考えると、ある程度一致しているとみることが出来る。波形の不一致の主な原因はカンバス製の造波装置が flexible であることとcock・バルブの操作 (流量制御) とにあると考えられるが、とくにcock・バルブの操作が不必要な波を発生させる原因となっているようであり、カンバスの flexibility は短周期の不要な波に対しては顕著な減衰作用を

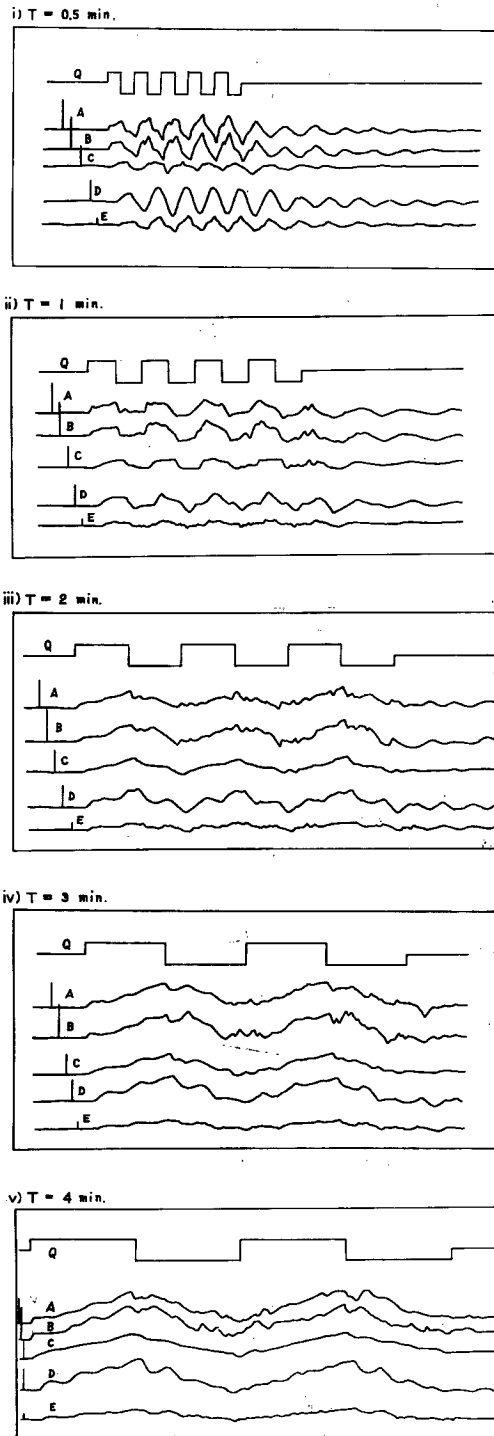


Fig. 4 Wave records in the model basin

示していると考えられる。また、周期が長いときには副次的な30秒から1分までの周期の波がみられることがあるが、これは単なる港湾部あるいは河口部の水域に誘起された静振として十分説明し難いものがある。

また、模型内の波の伝播の様子をみると、周期の長い場合にはほとんど初期のうちに定常波形となることがみとめられるが、 $T=0.5$ 分のように周期が短くなると定常波形に達するまでに1周期程度の時間（過渡現象）が必要となってくる。この定常波形に達したとみられる時点での各測点の波高と、A点の波に対する各測点の波の位相差とを、周期 T に対して図示したものが Fig. 5 である。ポンプの流量は 6 l/sec で一定である。このとき造波効果からみるとAおよびB点における波高はほとんど一致しており、位相も同様にほとんど一致しているとみることができる。Fig. 5 の位相差はA点に対してC, D, Eの各点について示されている。ところで、 $T=4$ 分から周期が短くなるにつれて波高は少しずつ減少し、 $T=1$ 分前後で最も小さくなり、さらに周期が短くなると波高は大きくなっている。これは周期が小さくなるとともに、はじめはポンプ流量と周期とによって造波効率が低下するために波高が減少し、さらに周期が小さくなって模型内の水域の固有振動周期に近づくと共振現象を起こして波高が増大すると考えることによって定性的に説明することができる (Fig. 6)。しかし、これだけでは共振点の周期を明確にすることはできない。さらに小さい周期についての実験を試みたかったけれども、装置の操作条件から $T=0.5$ 分より小さい周期の波の発生は正確を期し難かったので記録にはとらないことにした。

Fig. 4 に示した各測点における水位変動記録を5秒毎によみとって得られる資料を用いて周期分析を行なう。これによって水位変動特性を検討し、さらにこの造波装置の操作上の問題点をみいだそうとするものである。波形記録相互の比較によって大体的見当をつけることはできる。ここでは Fig. 4 にみた

記録のうち、波の特長をとりだすために、測点Dのものについて周期分析を行った結果を示す。

周期分析には各種の方法がある。ある基本周期をとって、フーリエ級数展開を行なうのは計算上比較的簡単であるが¹³⁾、ここにみるような資料の解析にはさらに詳細な分析法をとるのが望ましい。また、適当な変数変換によって周波数分析器にかけると連続スペクトルとして資料解析が可能であるが¹⁴⁾、よみとり資料数が少ないために自由度が小さく解析結果の有意性に問題がある。ここでは相関比になる量を導入し、相関比によって得られる periodgram によって周期分析を試みることにする¹⁵⁾。計算の結果は Fig. 7 に示すようになる。相関比のピークはその相当周期成分が顕著であることを示すけれども、これのみから振巾が大きいとか、成分波のエネルギーが大きいとかを比較するわけにはいかない。Fig. 7 をみると造波装置の操作（流量制御）を $T=4$ 分としたとき、D点で周期4分をピークとしてあるひろがりをもったスペクトルが得られる。これは造波装置の操作に応じた波が発生しているけれども、それともなり副次的な周期4分に近い成分がみられることを意味する。 $T=3$ 分になると周期3分のピークを与える相関比は $T=4$ 分の場合よりも小さく、スペクトルの巾（バンド巾）はひろくなっている。 $T=2$ 分の場合には模型内の水域の固有周期とみられるところに、反射と共振とによって生じたとみられる成分があらわれている。しかし、この成分は造波装置によって発生させられた $T=2$ 分の三角波の高周波成分も含んでいるはずである。ところで、さらに $T=1$ 分の場合には、もちろん周期1分のところに相関比のピークがあらわれるけれども、そのほかに周期2分のところにも同じ程度の大きさの相関比のピークがあらわれる。これは、より長い周期の

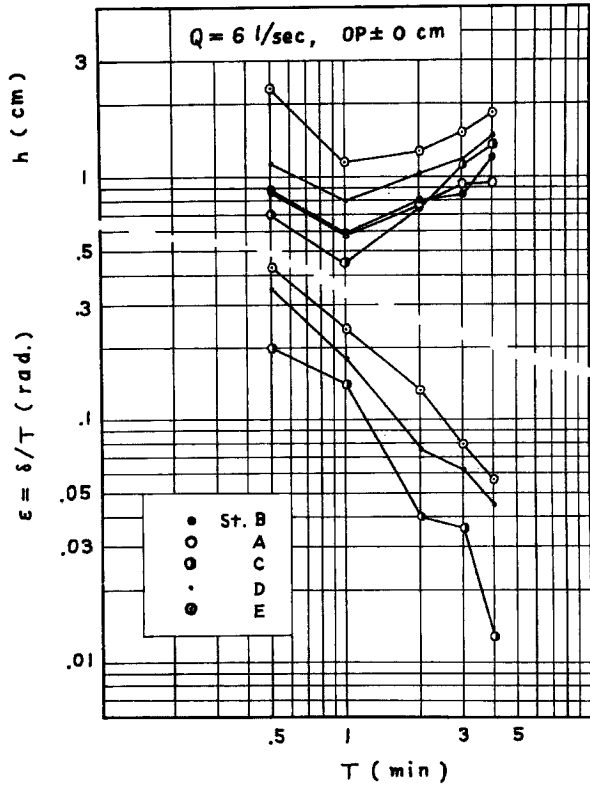


Fig. 5 Wave height and phase lag in relation to wave period

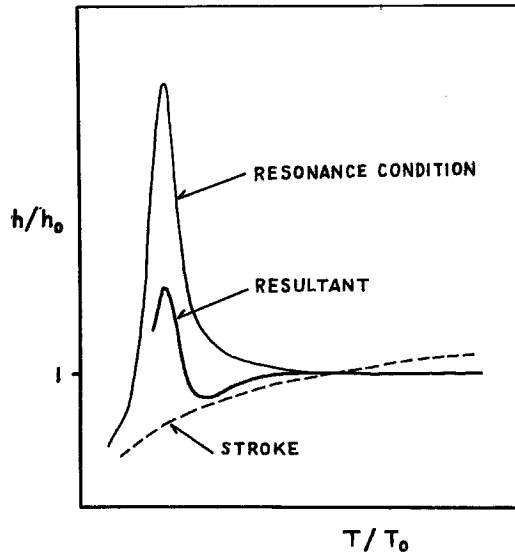


Fig. 6 Amplification of the generated wave

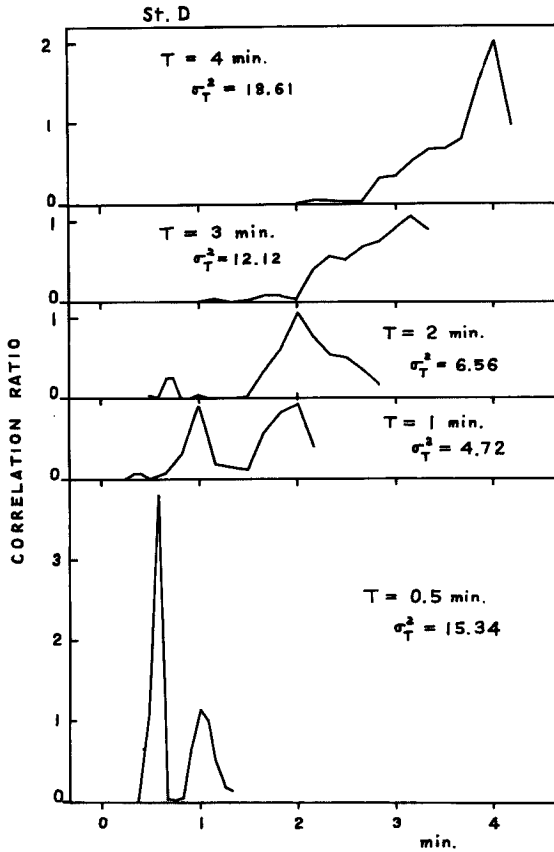


Fig. 7 Period gram of the generated wave

振動特性が実験的に研究された例もあるが¹⁶⁾⁻¹⁸⁾、その場合には発生させた波の周期に対する振巾が考慮されていて、ここにみたような発生させた波の周期の2倍周期の成分があらわれるかどうかについては言及されていないようである。

Fig. 7 のみによっては十分な検討を加えるわけにはいかないが、この実験の場合、周期が短くなるほどこの2倍周期の成分が顕著になっている。波の反射や共振のみをもって説明できないとすれば、どのようなものをその要因として考えるべきか、各種の面から検討する必要がある。

なお、模型縮尺を考慮して、水平縮尺 1/500、鉛直縮尺 1/100 と考えれば、ここに用いた模型は大阪市内河川の模型となり、力学的相似律を考慮すれば時間縮尺は 1/50 となる¹²⁾。この場合、初期水位は O.P. ± 0 m であり、実験の対称となった周期の波は津波の周期に比較的近いものを含んでいることになる。また、波速について初期水深 h を用いて $c = \sqrt{gh}$ からとめたものと、実測記録からもとめたものとは大体一致している。すなわち、A点とC点の間では計算値 1.03 m/sec に対して、記録からは平均として 1.21 m/sec を得た。個々の場合によってちらばりがあるが、そのちらばりも造波装置からの距離とともに小さくなっていく。これから、ここで実験に用いた模型において、造波装置からすこし距ったところでは、発生した波は進行性で、その速度は大体 $c = \sqrt{gh}$ となることが実験的にわかる。

5. 水位変動特性に関する考察

ここで水圧式造波装置による実験についての結果を別の面から検討することも、無益ではないと考えられ

波を発生させた場合にはみとめられなかったことで、単に模型内の水域の固有振動周期との共振現象によって説明づけることができない。仮に模型内のある側壁で波が反射したとしても、簡単にこの現象の必然性を説明することができない。T=0.5 分の場合には、これまでの長周期の場合には、これまでの長周期の場合にくらべて、周期 0.5 分のピークは高く鋭く、バンド巾も非常にせまい。しかし、前に T=1 分でみられたと同様、T=0.5 分の三角波を造波装置により発生させたにもかかわらず、その2倍の周期 1 分のところにも相関比のピークがみられ、そのバンド巾も T=1 分の場合よりもせまくなっている。造波装置の操作周期に一致する波の周期をとって、相関比と周期との関係を見ると Fig. 5 でみた波高と周期との関係によく似た傾向があらわれていることに気がつく。また、このような周期現象では基本周期の成分のほかにもその高調波成分があらわれていることは十分予測されることではあるが、基本周期の2倍の長さを周期とする成分が顕著にあらわれることは従来指摘された例がないようである。

港湾の水位変動に関連して、港湾模型の

る。すなわち、Fig. 7 にみたような記録はD点について得られたもので、その他の測点についてみれば若干異なったものが periodgram として得られるであろう。しかし、それは相関比の値が異なる程度であって、相関比のピークの位置とくに顕著なずれが生じることは考えられない。

ところで Fig. 5 の波形記録をみてもわかるように 0.5~1 分の周期成分がとくにD点ではその他の測点にくらべて顕著である。したがって、造波装置で発生した波そのものが、Fig. 7 にみられるような、D点における2倍長周期成分の原因と考えるよりも、その波が水路を通してD点を含む水域に進入したことによってこのような現象が生じたとみるのがより妥当なように考えられる。そしてこの考えに立脚して、造波装置の位置でいくらか波形が歪んでいても、境界条件を適当にえらべば模型水槽内に、鋭いピークをもった periodgram をつくるような波をつくりだすことが可能であるといえそうである。

このような問題に関連するものとして港湾のピーティングやサージングが考えられる。従来、港湾のピーティングについて各種の検討がなされているが¹⁹⁾、それ自体多くの問題を包蔵している。ピーティングとよばれるものは一般に波高は数 10 cm 以下で 1~60 分の周期（現地）をもつとされており、波のエネルギーの一部が海岸で反射されるために生ずる²⁰⁾といわれたり、あるいは海の波のうねりの非線型性による²¹⁾といわれている。

他方、静振に対応づけてみると地形形状と水深分布が複雑な実際の湾では各種の振動のモードが可能であって、このような振動（静振）はスペクトルの構造をもち、周期はかなり広範囲に変動する²²⁾。しかも、地形によりスペクトルのピークは 1, 2 あるいはそれ以上になる。単純に細長い湾ではピークは 1, または 2 で波高は大きく 1 m を越すことも稀ではない。大きい湾では広い周波数帯があらわれ、波高は大部分は 20 cm 以下である。複雑な湾や口の広い湾、および直接外海に面したところでは両者の中間にあり、波形も不規則である²³⁾。そして、単純化した地形における静振の周期は、いろいろの場合について理論的に計算できて、そのうちのひとつあるいはいくつかの組合わせて説明できる場合が多い。振巾が最大になるのはほとんどの場合、単節または双節の振動である²⁴⁾。しかし、この実験で得られた 2 倍長周期の水位変動は、ここにみたような静振として考えると模型水槽の長さの尺度を越える波長をもつことになるから、静振を主な原因とするには適切ではないと考えられる。このようなことからみて、外力が単一周期の波であるときの湾内の共振現象に関する Méhauté の研究結果²⁵⁾を援用して説明を与えることも適切とはいえないようである。

ここに、Miles および Munk ら²⁶⁾の言うように港湾の形状、摩擦、反射などが適当に組合わせられると、外力に対して共振を起こすという harbour paradox をひとつの要因として考えることもできそうである。しかし、現在のところ、2 倍長周期の水位変成分が Fig. 7 にみるようにD点において鋭いピークをもっていることの必然性を説明しているといえるかどうかについて、なお十分な検討が必要であると考えられる。港湾に関する問題をこのような模型に適用して、どの程度まで説明できるかを考えてみたが、定性的には harbour paradox に対応する現象として考えることは可能であるようである。

6. 結 論

以上、水圧式造波装置の試作と実験とについて検討を行なった。その結果を要約するとつぎのようになる。すなわち、

- 1) 水圧式造波装置は模型実験のような場合に安価につくることができる。造波部分が flexible であるために、ほとんど表面張力波の発生がなく、ポンプの流量制御の適正を得ることによって、所要の任意波形（長周期波）をつくるのが可能となるであろう。
- 2) 解析的に検討して水圧式造波装置によって模型水槽内の進行性の波が発生することが予想される。ただし、計算上波速は長波の波速となることを期待できない。実験の結果からみて、模型内では近似的に波速は長波の波速と考えてさしつかえない。
- 3) 水圧式造波装置でポンプの流量を一定にしておく、周期を小さくしていくと模型水槽内での造波効率はある程度はわるくなるが、ある周期より小さくなると模型水槽の相当固有振動周期に近づいて共振現象がみ

られる。

- 4) 周期が小さい場合、造波装置で発生させた波の周期の2倍周期の成分があらわれる。これは単に模型水槽内における波の反射や共振のみによって説明づけることができない。これについてはいろいろの面から検討してやらなくてはならない。

水圧式造波装置について実験的な面からみても、なお検討すべき点があると考えられる。これについては機会をみて、さらに詳細に検討を加えていきたいと考えている。

本文を終るにあたって、本研究の契機を与えられた岩垣雄一教授、有益な助言をいただいた土屋義人教授ならびに中川博次助教授に心から感謝を表わす。また、関係各氏にはいろいろと御配慮いただいた。ここに記して感謝の意を表わす。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一：海岸および港湾の模型実験について，海岸工学の最近の進歩，土木学会関西支部，1961年3月，pp. 21—42.
- 2) 合田良美：鉛直振動流による造波の理論について，第11回海岸工学講演会講演集，土木学会，1964年11月，pp. 69—73.
- 3) 堀川清司，小森修蔵：不規則な波のはいり高に関する一実験，第13回海岸工学講演会講演集，土木学会，1966年12月，pp. 206—209.
- 4) 永井莊七郎，時川和夫，大坪崇彦：不規則な重複波の波圧，第13回海岸工学講演会講演集，土木学会，1966年12月，pp. 102—105.
- 5) Iwasaki, T., and A. Miura: On the model experiment of tsunami in Kesenuma Bay, Coastal Engineering in Japan, Vol. 5, 1962., pp. 49—57.
- 6) 岩崎敏夫，揚沢民：長波の研究用造波装置とその性状について（1），第13回海岸工学講演会講演集，1966年12月，pp. 230—235，同上（2），第14回海岸工学講演会講演集，1967年10月，pp. 114—117.
- 7) Palmer, R. Q., and G. T. Funasaki: The Hilo harbour tsunami model, Proc. 10th Conf. Coastal Engg., Tokyo, Japan, Vol. II, pt. 4, 1966. Sep., pp. 1227—1248.
- 8) Hayami, S., K. Yano, S. Adachi and H. Kunishi: Experimental Studies on meteorological tsunamis travelling-up the rivers and canals in Osaka City, D. P. R. I., Kyoto Univ., Bull., No. 9, 1955. Apr., pp. 1—47.
- 9) 岩垣雄一，中村重久，陳 活雄：大阪市内河川の高潮潮上に関する水理模型実験—防潮水門建設に伴う高潮の堰上高一，京大防災研究所年報，No. 10B，1967年3月，pp. 207—222.
- 10) 室田 明，村岡浩爾，岡田 耕：高潮発生装置の試作とその予備実験，第11回海岸工学講演会講演集，1964年11月，pp. 126—130.
- 11) Stoker, J. J.: Water waves—The mathematical theory with applications, Subdivision B, Ch. 6, Intersci. Pub. Inc., N. Y., 1957, pp. 174—181.
- 12) 前出，9) に同じ。
- 13) 樋口明生，中村重久：東播海岸における潮流について（II），京大防災研究所年報，No. 10B，1967年3月，pp. 365—373.
- 14) 岩垣雄一，樋口明生，柿沼忠男，宮井 宏：海岸波浪の周波数分析器による解析，京大防災研究所年報，No. 9，1966年3月，pp. 703—713.
- 15) Whittaker, E., and G. Robinson: The calculus of observations—A treatise on numerical mathematics, 4th ed., Black and Son Ltd., London, 1960, pp. 343—349.
- 16) 樋口明生：境水道の水位変動に関する模型実験について，第6回海岸工学講演会講演集，土木学会，

- 1959年, pp. 29—35, 同上(2), 第8回海岸工学講演集, 土木学会, 1961年, pp. 119—125.
- 17) 樋口明生, 吉田幸三: 名古屋港の水位変動特性について, 第9回海岸工学講演会講演集, 1962年, pp. 34—37.
- 18) 樋口明生: 名古屋港の水位変動特性について(続), 京大防災研究所年報, No. 7, 1964年5月, pp. 400—409.
- 19) 宮崎正衛: 大阪湾沿岸の高潮について, 中央气象台報告, 2, 1950年22)
- 20) Munk, W. H.: Surf beats, Trans. A. G. U., Vol. 30, 1949, pp. 849—854.
- 21) Yoshida, K.: On the ocean wave spectrum with special reference to the beat phenomena and the 1—3 minute waves, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 6, 1950, pp. 49—56.
- 22) 宇野木早苗: 港湾のセイシュと長周期波について, 第6回海岸講演会講演集, 1959年, pp. 1—11.
- 23) 防災ハンドブック編集委員会編: 防災ハンドブック, 第6編, 1964年, p. 612.
- 24) 土木学会編: 水理公式集, 昭和38年増補改訂版, 1963, p. 549.
- 25) Méhauté, B. L.: Theory of wave agitation in a harbour, Proc. A. S. C. E., Vol. 87, HY 2, 1961., pp. 31—50.
- 26) Miles, J., and W. H. Munk: Harbour paradox, Proc. A. S. C. E., Vol. 87, WW3, 1961., pp. 111—130.