# 時間領域における Transient Wave の造波・吸収法について

大松　重雄*

# On the Transient Wave Making and Absorbing Method in Time Domain

by

Shigeo OHMATSU

## Abstract

This paper deals with the transient wave making and absorbing method in the 3-dimensional wave basin in time domain. The generation method of transient waves such as concentrated waves in 2-dimensinal wave basin has been developed and used for various model experiments so far. However the generation method of transient waves in 3-dimensional wave basin has not been reported.

This paper describes the method to generate 3-dimensional concentrated waves at intended point and intended moment. This method can be applied to generate waves which have intended wave height time series.　Also it can be applied to make letters or patterns on water surface.

The wave absorbing method in time domain is also shown in this paper. The basic idea of wave absorbing method is to control wave flap to reduce relative velocity of wave flap and incident wave on that flap.

The wave making and absorbing tests at model basin which has been surrounded by multi-segmented wave maker were carried out. The results of these tests show good agreement with theoretical estimations.

＊　海洋部門
原稿受付　平成 21 年　1 月 23 日
審 査 済　平成 21 年　7 月 13 日

目　　次



記　　号

$b$ ：造波板の幅

$d$ ：造波板の喫水

$g$ ：重力の加速度

$G(P,Q)f(t)$ ：時間領域流場の Green 関数

$G(\omega)$ ：周波数領域における造波効率

$H(t)$ ：ステップ関数

$J_n(z)$ ：$n$ 次の第 1 種 Bessel 関数

$K$ ：周波数領域における波数 $=\omega^2/g$

$R_0$ ：造波板中心から点 $P$ までの水平距離

$u(P;t)$ ：点 $P$ における水平方向流速

$u_I(P;t)$ ：水平方向流速のインパルス応答関数

$V(Q;t)$ ：造波板上の速度分布

$\delta(t)$ ：デルタ関数

$\theta'(t)$ ：フラップ式造波板の回転角速度

$\eta(P;t)$ ：点 $P$ における自由表面上昇量（波高）

$\eta_I(P;t)$ ：波高のインパルス応答関数

$\omega$ ：周期的流体現象の周波数

$\varpi$ ：時間領域の流体現象の見かけの周波数

$\Phi(P;t)$ ：時間領域流場の速度ポテンシャル

## 1. まえがき

本特集号に紹介されているように、海上技術安全研究所には各種の試験水槽があり、それぞれの特色を生かした水槽実験が行われている。その中で最も多彩な波を発生させることのできる水槽が深海水槽[1)]である。深海水槽は全周に 128 基の多分割型造波機を有している。また、現在建設が進められている実海域再現水槽はさらに大型で、全周に 382 基の多分割型造波機が設置される予定である。本論文は、これらの多分割型造波機を有する試験水槽の造波能力を十分に活用すべく、任意の場所に集中波や任意の時系列を持つ波などを発生させる方法を提案するものである。

多分割型造波機については、内藤ら[2,3)]によって精力的な研究が行われ、周波数領域における造波法・吸収法がその性能評価も含めて報告されているが、時間領域における取扱いについては触れられていない。

これまでに、2 次元波動場における集中波の発生法などに関しては十分な調査が行われ、模型実験などにも供されているが、周囲に多数の造波機を配置したような 3 次元波動場における集中波の発生法などに関しては報告がない。

ここで述べる理論は時間領域の流場を表す Green 関数に基づいているので、時間領域の造波法・吸収法と呼ぶことにする。

第 2 章ではまず、造波板 1 枚の運動による波高のインパルス応答関数を求め、それによる集中波の発生法について述べる。また、その応用として任意の時系列を持つ波などの発生法を示す。そして実際に試験水槽で造波した結果を理論計算による予測と比較して示す。

第 3 章では吸収法について述べる。実際のところ、造波より完全な吸収の方が困難な問題である。ここでは波動の水平方向流速を用いた吸収法を提案するとともに水槽実験による検証結果を示す。

第 4 章では以上をまとめて考察し、付録として波高のインパルス応答関数及び水平方向流速のインパルス応答関数それぞれについて特性を整理しておくことにする。

なお、本論で具体的な数値計算を行い、実験による検証を行った水槽は、本特集号の中で紹介さ

れている深海水槽[1)]である。

## 2. 時間領域における造波法

### 2.1 波高のインパルス応答関数

ここではまず、図 - 1のように無限に広い領域において､1枚の造波板に $\delta$ 関数的な速度が与えられたときの周りの波高を表すインパルス応答関数を求める。ここで示す事柄は2次元の場合の理論[4、5)]を3次元の場合に適用したものである。

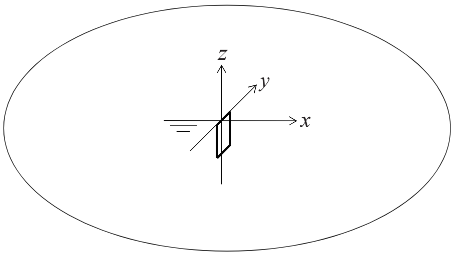



図 - 1　造波板と座標系

そのために、3 次元流場における時間領域の Green 関数を用いる。点 $Q(\xi,\eta,\zeta)$ に $t=0$ から単位ステップ関数 $H(t)$ の吹き出しが与えられたときの流場を表す点 $P(x,y,z)$ の速度ポテンシャルは、無限水深の場合、

$$G(P,Q)H(t)$$
$$=\frac{1}{4\pi}\left[-\frac{1}{r}+\frac{1}{r'}+2\int_0^\infty e^{k(z+\zeta)}J_0(kR)(\cos(\sqrt{gk}t-1)dk\right]H(t) \tag{1}$$

と表わされる[6)]。ここで

$$r=\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+(z-\zeta)^2}$$
$$r'=\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+(z+\zeta)^2}$$
$$R=\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2} \tag{2}$$

$J_0$ は0次の第1種 Bessel 関数である。

吹き出しの強さ $f(t)$ が時間的に任意に変化する場合の Green 関数は、Duhamel の公式

$$x(t)=w(+0)f(t)+\int_0^t f(\tau)w^{(1)}(t-\tau)d\tau \tag{3}$$

ここで $w(t)$ ：単位撹乱に対する応答

$x(t)$ ：任意撹乱に対する応答

を利用して、

$$G(P,Q)f(t)$$
$$=\frac{1}{4\pi}\left[-\frac{1}{r}+\frac{1}{r'}\right]f(t)$$
$$-\frac{1}{4\pi}\cdot 2\int_0^t f(\tau)\sin\sqrt{gk}(t-\tau)d\tau\int_0^\infty \sqrt{gk}e^{k(z+\zeta)}J_0(kR)dk \tag{4}$$

と表わされる。

この Green 関数を利用すると、造波板などの物体表面 $h$ が任意運動するときの周りの流場を表す速度ポテンシャル $\Phi(P;t)$ が次のように積分表示される。

$$\Phi(P;t)=\iint_h\left\{\frac{\partial\Phi}{\partial n}-\Phi\frac{\partial}{\partial n}\right\}G(P,Q)ds(Q) \tag{5}$$

ここで、造波板が図 - 2に示すように左右対称に膨らんだり縮んだりする場合を想定すると(5)式の右辺第2項は消失し、

$$\Phi(P;t)=2\iint_{h/2}\frac{\partial\Phi}{\partial n}G(P,Q)ds(Q)$$
$$=-\frac{2}{4\pi}\iint_{h/2}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r'}\right)V(Q;t)ds(Q)$$
$$-\frac{4}{4\pi}\iint_{h/2}ds(Q)\int_0^t V(Q;\tau)\sin\sqrt{gk}(t-\tau)d\tau$$
$$\times\int_0^\infty\sqrt{gk}\,e^{k(z+\zeta)}J_0(kR)dk \tag{6}$$

となる。ここで $h/2$ は造波板の片面について面積分を行うことを意味する。また $V(Q;t)$ はその面上の与えられた速度分布である。

したがって、この流場における自由表面上昇量（以後、波高と呼ぶ）は

$$\eta(P;t)=-\frac{1}{g}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\Big|_{z=0}$$
$$=\frac{1}{\pi}\iint_{h/2}ds(Q)\int_0^t V(Q;\tau)\cos\sqrt{gk}(t-\tau)d\tau$$
$$\times\int_0^\infty k e^{k\zeta}J_0(kR)dk \tag{7}$$

と表わされる。フラップ式造波板の動きは、板が図 - 2のように左右対称に膨らんだり縮んだりする動きと等価であり、深さ $d$ 、幅 $b$ のフラップ式造波板の場合は

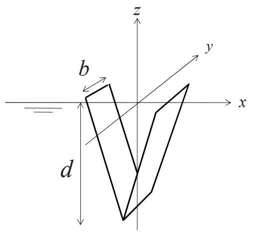



図 - 2　フラップ式造波板

$$\iint_{h/2} ds(Q) = \int_{-d}^{0} d\zeta \int_{-b/2}^{b/2} d\eta \tag{8}$$

$$V(Q;t) = (\zeta + d)\theta'(t) \tag{9}$$

である。ここでフラップの回転角速度を $\theta'(t)$ rad./sec とした。そこで、(8)(9)式を(7)式に適用し、さらに

$$\int_{-b/2}^{b/2} J_0(k\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2})d\eta$$
$$\cong J_0(k\sqrt{x^2 + y^2})\int_{-b/2}^{b/2} d\eta = b \cdot J_0(kR_0)$$
$$\text{ここで } R_0 = \sqrt{x^2 + y^2} \tag{10}$$

を考慮すると、(7)式は

$$\eta(R_0;t) = \frac{b}{\pi}\int_0^t \theta'(\tau)\cos\sqrt{gk}\,(t-\tau)d\tau$$
$$\times \int_0^{\infty}\left[\frac{kd - 1 + e^{-kd}}{k}\right] J_0(kR_0)dk \tag{11}$$

となる。この(11)式は次のように書き表わすことができる。

$$\eta(R_0;t) = \int_0^t \theta'(\tau)\eta_I(R_0;t-\tau)d\tau \tag{12}$$

ここで

$$\eta_I(R_0;t) = \frac{b}{\pi}\int_0^{\infty}\left[\frac{kd - 1 + e^{-kd}}{k}\right] J_0(kR_0)\cos\sqrt{gk}\,tdk \tag{13}$$

この $\eta_I(R_0;t)$ は、(12)式からも分かるように、造波板に $\delta(t)$ の速度が与えられた時に、造波板中心から水平距離 $R_0$ の点に起きる波高を表す。そこで、ここでは $\eta_I(R_0;t)$ を波高のインパルス応答関数と呼ぶことにする。この関数は造波板の向きによらず、造波板中心からの距離のみの関数となっている。それは(10)式のような近似を行っていることによるが、造波板幅程度より離れた点ならば(10)式は良い近似であるので、多分割造波板の１枚を想定する場合は(13)式はほとんどの水面で良い近似となるであろう。造波板が任意の運動をした場合の波高は、(12)式により、造波板速度とインパルス応答関数の convolution 積分で求めることができる。

時間領域の造波法の考察においては、この波高のインパルス応答関数が重要な役割を果たすので、その特性を付録に示しておく。波高のインパルス応答関数の近似式は付録に示したように

$$\eta_I(R_0;t) \cong \frac{\sqrt{2}b}{\pi}\left[\alpha d - 1 + e^{-\alpha d}\right]\frac{\cos\alpha R_0}{\alpha R_0}$$
$$\text{ここで } \alpha = gt^2/4R_0^2 \tag{14}$$

と表わされる。この近似式は非常に近似度が良く、この式を用いて造波信号の計算などを簡便に精度良く行うことができる。波高のインパルス応答関数の一例を図 - 3 に示しておく。本例は海上技術安全研究所深海水槽（半径 $6.8m$ の円形水槽で、周囲に 128 枚の多分割フラップ型造波板を有する[1]）の造波板で $d = 2.0m$ 、$b = 0.3338\ m$ 、$R_0$ は水槽中心までの距離 $6.8m$ とした。

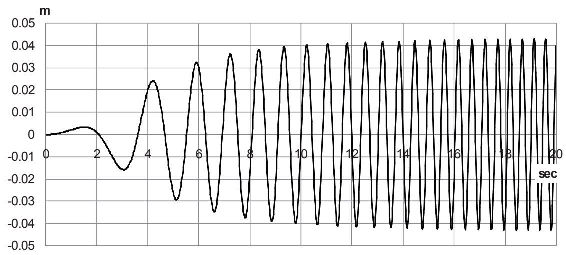



図 - 3　波高のインパルス応答関数の一例

## 2.2　時間逆転法による集中波の発生

2 次元の場合、波高のインパルス応答関数の時間を逆転させたものを造波板速度として与えると集中波が発生されることが理論的[7] 及び実験的[8] に示されている。それをここでは時間逆転法と呼ぶことにする。これらは 3 次元の場合にも全く同様に成り立つであろう。ただし、集中波の波頂線は 2 次元の場合は造波板と平行な直線であるが、3 次元の場合は円弧状となる。図 - 4 参照。

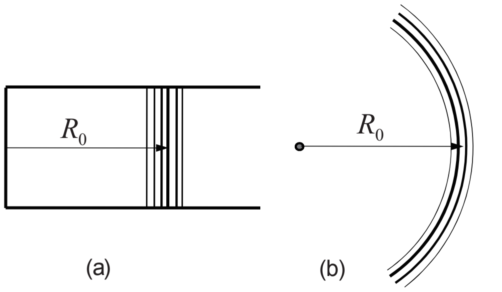



図 - 4　集中波の波頂線　(a) 2 次元, (b) 3 次元

時間逆転法による集中波の時系列は

$$\eta_C(R_0;t)=\int_{-\infty}^{t}\eta_I(R_0;-\tau)\eta_I(R_0;t-\tau)d\tau \tag{15}$$

で求められる。$t=0$ が集中の時刻である。実際の造波においてはある有限時間 $t=-T$ から造波を開始することになる。$\eta_I$ は(14) 式に示されているように

$$\eta_I(R_0;t)\propto\cos(gt^2/4R_0) \tag{16}$$

という振る舞いをするので、時刻 $t$ における見かけの周波数は

$$\varpi=\frac{d(gt^2/4R_0)}{dt}=\frac{gt}{2R_0} \tag{17}$$

となる。この周波数が造波機の造波限界周波数 $\varpi_{\max}$ 以内となるように $T$ を定める。すなわち

$$T=\frac{2R_0}{g}\varpi_{\max} \tag{18}$$

とする。集中波の一例として、前に示した図 - 3 の関数を時間逆転した場合の $R_0=6.8m$ での波高の時系列を図 - 5 に示す。ここで $\varpi_{\max}=4\pi$ rad./sec とした。この場合 $T=17.4\text{sec}$ となる。また、集中時刻における波高の空間分布を図 - 6 に示す。図 - 6 の座標は集中点が原点で、6.8m の位置に波源 ( 造波板 ) がある。なお、図 - 6 右では円弧の中心に波源 ( 造波板 ) がある。

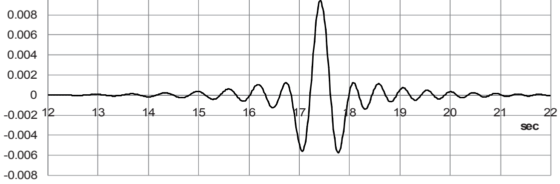



図 - 5　集中波の時系列（集中点）

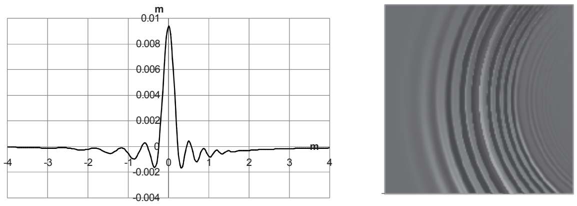



図 - 6　集中波の空間分布（集中時刻）

造波板 1 枚による集中波は図 - 6 のように円弧状となるが、周囲の造波板をすべてある点に向けて造波すると、その 1 点に集中波が発生できる。図 - 7 参照。この場合、各造波板から集中点までの距離に応じた波高のインパルス応答関数を用い、造波開始時刻もそれぞれ(18)式で定められた

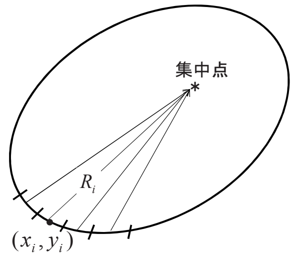



図 - 7　一点集中波の発生

時刻とする。この場合の $(x,y)$ 点における波高は次のように表わされる。

$$\eta(x,y;t)=\sum_i\int_{-T_i}^{t}\eta_I(R_i;-\tau)\eta_I(r;t-\tau)d\tau$$

$$\text{ここで}\ r=\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2} \tag{19}$$

集中時刻 $t=0$ における集中点波高への各造波板からの寄与は

$$E_i(R_i)\equiv\int_{-T_i}^{0}\eta_I{}^2(R_i;-\tau)d\tau \tag{20}$$

であるが、この量は $1/R_i$ に比例するので、各造波板からの寄与を等しくするには各造波板に与える速度に、$R_i$ に比例したゲインを乗じることが望ましい。こうして求めた集中波の集中時刻における波高分布の例を図 - 8 に示す。この例では集中点を円形水槽の中心から 3m ずらしたところに置いていているが、波面はほぼ同心円状になっていることがわかる。

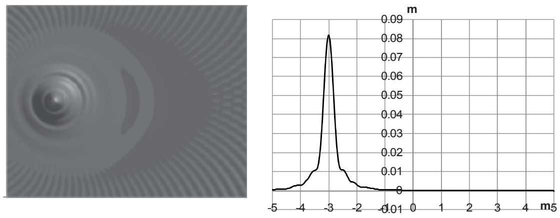



図 - 8　一点集中波の空間分布（集中時刻）

図 - 9　計算シミュレーションによるＮＭＲＩの文字

## 2.3　各種の波の造波法及び水槽実験による検証

前節までに１点集中波の発生法を述べたが、その考え方を応用すると様々な波の発生が可能となる。以下、順次造波法の説明及び前述の深海水槽において造波実験を行った結果を示すことにする。

１）任意形状の波面を持つ波

１点集中波を多数並べ、またその高さを調整すれば、その重ね合わせにより、ある時刻に任意形状の波面を持つ波を発生させることができる。この方法により、水面に文字や模様を描くことができる。波で文字を描く技術については奥山[9]の報告があるが、その方法は周波数領域の波の重ね合わせであり、本論の方法とは導出の方法が異なる。しかし集中波の集合で文字や模様を表す点では同様である。

深海水槽においてＮＭＲＩの文字を描いた例を写真 - 1に、計算機上のシミュレーションの結果を図 - 9示す。この例では４文字で合計 181 点の集中点を配置している。

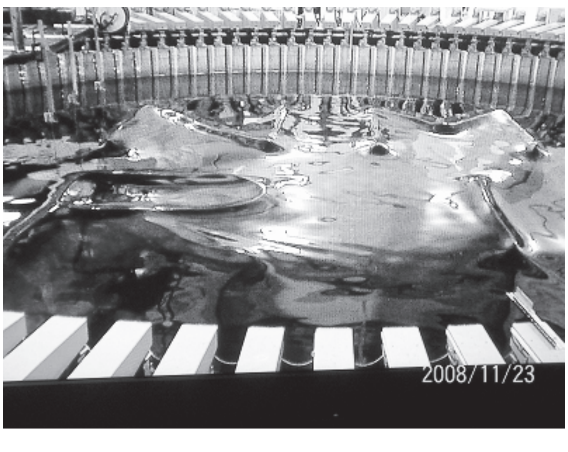



写真 - 1　水槽で発生させたＮＭＲＩの文字

また水槽中央にＲという文字を描いた場合の、水槽中央点における波高の時系列を図 - 10 に示す。ここで破線は計算による予測値であるが、実測値と非常に良く一致しており、造波現象に関しては前節の理論で問題なく予測できることがわかる。

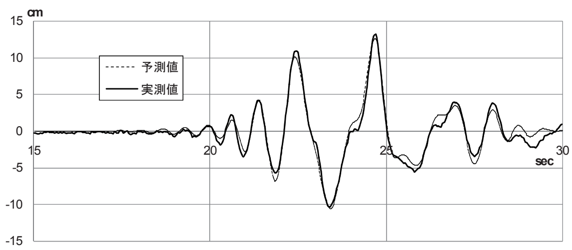



図 - 10　Ｒを描いた時の波高の時系列（水槽中央点）

以上はある時刻における波面形状の発生法であるが、同じことを時間をずらして行えば、多少の干渉はあるが、連続して様々な波面を発生させることも可能である。

２）２次元集中波、３次元集中波

全周多分割型造波機を有する水槽においても、2次元の集中波を発生させることは有用であろう。その場合は、図 - 11 に示すように、集中波を発生させたい直線より上流の造波機について、各造波板から直線までの距離に応じた波高のインパルス応答関数の時間逆転造波信号を与える。こうすることにより狙った直線上で集中波が発生される。またその際、前述のように距離に比例してゲインを乗じてやると、直線上の波高がほぼ等しくなり、2次元の集中波となる。

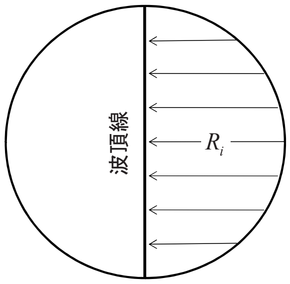



図 - 11　2次元集中波の発生

写真 - 2　2次元集中波

こうして発生させた 2 次元集中波の例を写真 - 2 に示す。また集中時刻における波頂線上の波高分布を図 - 12 に示す。いずれからも集中波が 2 次元状態になっていることがわかる。

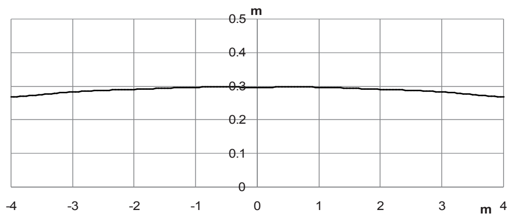



図 - 12　2次元集中波の波頂線上の波高

さらに、いわゆる一発大波のように、いくつかの方向からの波が重なった場合についても、前述の方法を応用することが可能であろう。

３）任意の時系列を持つ波

例えば海難事故調査のように、実際に計測された実海域の波を水槽で再現したい場合がある。このようにある指定された時系列を持つ 2 次元の波を発生したい場合には、前述の 2 次元集中波を連続して、しかも時系列に応じた強さで発生させることで実現される。

その一例として、深海水槽の中央において、発生された波高の時系列とはじめに意図された波高の時系列とを比較して図 - 13 に示す。若干の振幅のずれはあるが両者は良く一致しており、本方法の有効性がわかる。なお、本造波では次に述べる吸収法を適用している。

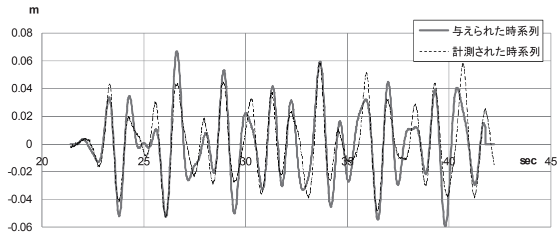



図 - 13　与えられた時系列を持つ波の発生

## 3. 時間領域における吸収法

前章で述べた造波においては、各造波板は無限流体中にあるものとして、他の造波板あるいは壁からの反射などは一切考慮していない。集中波のように transient な波の場合にはそれでも良いが、造波時間がある程度長くなり、他の造波板からの反射波が混入してくるような場合は、その成分は吸収して反射しないようにしてやらなければならない。

吸収式造波機においては、造波機前面に設置した波高計の出力を用いて、予定された波高とのずれを補正する制御を与えることにより吸収を実現している。ここではそのようなフィードバック制御を行わず、あらかじめ予測される反射を起こさないように、決定論的に造波板に吸収の動きをも加味する方法を検討する。ここで採用する吸収の基本的な考え方は、他の造波板によって造られた波の水平流速を極力吸収するようにするというものである。そのためにまず、今度は 1 枚の造波板による水方向流速のインパルス応答を考える。

### 3.1 水平方向流速のインパルス応答関数

造波板の動きによる速度ポテンシャルは前章の(6)式で与えられるので、水面 $z=0$ における水平方向流速は

$$u(R;t)=\frac{\partial\Phi(R;t)}{\partial R}\Big|_{z=0}$$
$$=-\frac{1}{\pi}\iint_{h/2}ds(Q)\int_0^t V(Q;\tau)\sin\sqrt{gk}(t-\tau)d\tau$$
$$\times\int_0^\infty k\sqrt{gk}\,e^{k\zeta}J_1(kR)dk \tag{21}$$

で与えられる。前章の波高の場合と同様にフラップ式造波板を想定し、同様の操作を施すと、任意の造波板速度 $\theta'(t)$ に対する水平方向流速が次のように求められる。

$$u(R_0;t)=\int_0^t\theta'(\tau)u_I(R_0;t-\tau)d\tau \tag{22}$$

ここで

$$u_I(R_0;t)=\frac{b\sqrt{g}}{\pi}\int_0^{\infty}\left[\frac{kd-1+e^{-kd}}{\sqrt{k}}\right]J_1(kR_0)\sin\sqrt{gk}\,tdk$$

(23)

この $u_I(R_0;t)$ を水平方向流速のインパルス応答関数と呼ぶ。この水平方向流速のインパルス応答関数についてもその特性を付録に示しておく。この近似式は付録に示したように

$$u_I(R_0;t)\cong\frac{2\sqrt{2}b}{\pi}\left[\alpha d-1+e^{-\alpha d}\right]\frac{\cos\ \alpha R_0}{t}$$

ここで $\alpha = gt^2/4R_0^2$

(24)

と表わされる。この近似式も非常に近似度が良く、この式を用いて吸収信号の計算を簡便に精度良く行うことができる。

### 3.2 FFT 法による吸収

前章で述べた造波による造波板の運動により、他の造波板位置に励起される水平方向流速の normal 方向成分の時系列 $u_n(t)$ を求め、それを吸収する方向に動かすことを考える。図 - 14 参照。

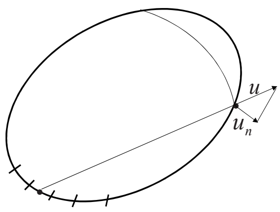



図 - 14　造波によって誘起される水平方向流速

ここで求められているのは水面における水平方向流速である。水深方向には波長に従って exponential に小さくなる。したがって、波長の短い波に対してフラップの水面位置での相対速度を 0 になるように動かすことは過大な動きとなり、逆に波長の長い波に対しては過小な動きとなるであろう。波長に応じて「撓（しな）う」ような造波板ならば、すべての水深位置で相対速度を 0 にすることができるであろうけれどもそれは無理である。

以上は直観的な考察であるが、周波数に応じてゲインを考慮することが有用であることはわかる。そこで、フラップ式造波機による規則波の場合の水面におけるフラップの速度と発生される波の orbital motion の水平方向速度の比（すなわち造波効率） $G(\omega)$ を考慮することにする。

具体的には、求めた流速の時系列 $u_n(t)$ に FFT を施し、得られた各周波数成分に $1/G(\omega)$ を乗じる。その逆 FFT で得られる時系列をその造波板の水面における速度とする。この方法をここでは FFT 法と呼ぶことにする。 $G(\omega)$ は無限水深の場合

$$G(\omega)=2\,\frac{Kd\ -1+e^{-Kd}}{Kd}$$

ここで $K=\omega^2/g$

(25)

で与えられる。

このように、吸収も考慮する場合には、まず造波の動きを計算し、それに伴う吸収の動きをここで述べた方法で計算し、両者を足し合わせた動きを造波板に与えることになる。

### 3.3 水槽実験による吸収の検証

水槽実験において、前節で述べた吸収の動きを加味した造波と加味しない造波を行い、両者の比較により、吸収の効果を調べてみた。以下に、文字Ｒを描いた場合（図 - 15）と 2 次元集中波を発生させた場合（図 - 16）について、造波後の水槽

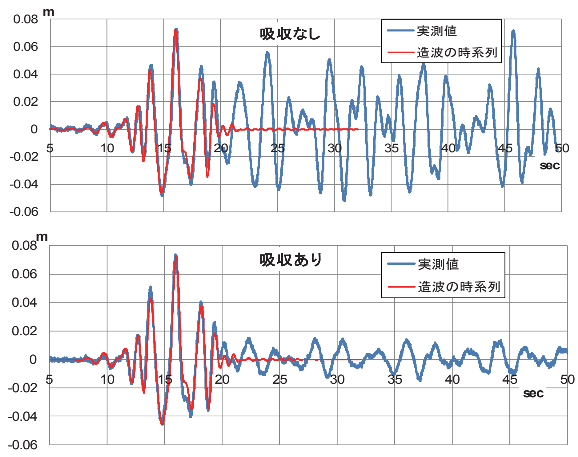



図 - 15　文字Ｒを描いた後の水槽中央点での波高

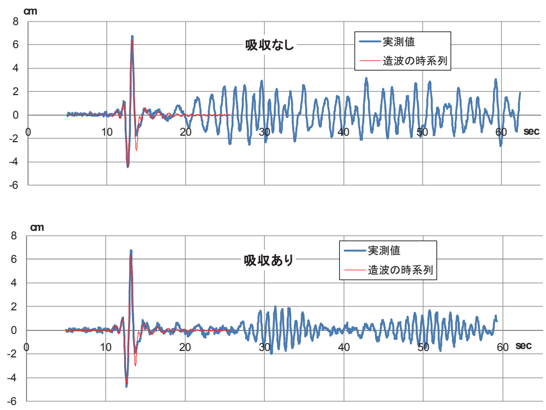



図 - 16　２次元集中波発生後の水槽中央点での波高

中央点における波の減衰状況を示す。吸収は完全ではないが波高が 1/2～1/3 程度になっていることがわかる。

## 4. まとめ

水槽の周囲に多分割型の造波機を配置した試験水槽において、集中波や意図した時系列を持つ波などの時間領域における造波及び吸収法を示し、水槽実験でその検証を行った。その結果、造波は線形理論の範囲で予測どおりの波の発生が可能であることがわかった。一方、吸収については、本論で述べている方法の有効性は確かめられたが、吸収効率の検討などはまだ不十分である。今後、より良い吸収アルゴリズムの検討を含め、調査を深めたい。

ここで示したのは時間領域における造波・吸収の基本的な方法とその確認である。実際に水槽の模型実験で使う集中波などの信号作成には、その水槽造波機の特性に応じた調査が必要である。例えば、波傾斜一定の成分波よりなる集中波などの発生はここで示した方法の応用で可能であるが、波崩れの限界などは実際に水槽で造波を行い、スペクトル解析を行って調査する必要がある。

また、ここで述べた理論では水深は無限水深としているが、より正確には有限水深の取り扱いが必要である。また造波機の型もピストン型など他の型の場合がある。しかしながら、そのような場合にも有限水深の Green 関数を用いることで、また造波板上の速度分布(9)式を造波機の型に応じて変更することで、理論の展開は本論がそのまま適用できる。

## 参考文献


1）宇都正太郎　他：「深海水槽の紹介」、海上技術安全研究所研究報告第 9 巻第 2 号(2009)

2）内藤　林　他：「新型波浪水槽の性能評価」、関西造船協会誌第 231 号(1999)

3）Naito, S.:「Wave generation and absorption in wave basins: theory and application」, J. ISOPE, Vol.16, No.2（2006）

4）大松重雄：「造波機による過渡造波現象について」、西部造船会会報第 55 号(1978)

5）大松重雄：「造波機による過渡造波現象について　－有限水深の場合－」、西部造船会会報第 57 号(1979)

6）高木又男、新井信一：「船舶・海洋構造物の耐波理論」、p 581、成山堂書店(1996)

7）Ohmatsu,S.:「Une Methode Simple pour Generer une Houle Arbitraire dans un Bassin d'Essais」Papers of Ship Research Institute No.65(1981)

8）大松重雄、猿田俊彦「試験水槽における任意波の発生方法について」船舶技術研究所第 40 回講演集（1982）

9）奥山悦郎：「分割式吸収式造波機を用いて水面に波で文字を描く技術」、三井造船技法 No. 188（2006）


## 付録

### 波高及び水平方向流速のインパルス応答関数の近似式とその特性

1）波高のインパルス応答関数

まず本文(13)式に示された波高のインパルス応答関数 $\eta_I(R_0;t)$ の特性を検討するために、その近似式を導いてみる。(13)式の被積分関数は積分変数 $k$ によって激しく振動する関数であるので、積分の主要部は stationary phase method(停留位相法）によって求めることができる。Stationary phase method によると、次の積分

$$I \equiv \int_a^b \phi(x) e^{if(x)} dx \qquad \text{(A-1)}$$

は $\phi(x)$ が $x$ によって激しく振動しない実関数の場合、$f'(x)=0$ となる stationary point $x=\alpha$ 近傍以外からの寄与は無視できるとして、

$$I \cong \frac{\sqrt{\pi}\phi(\alpha)}{\sqrt{|1/2 \cdot f''(\alpha)|}} e^{i\{f(\alpha)\pm\pi/4\}} \qquad \text{(A-2)}$$

ここで｛　｝内の符号は $f''(\alpha)$ と同符号と近似される。ただし、stationary point $\alpha$ が積

分範囲内にあること、及び

$$\left| f'''(\alpha) \right| \langle\langle \left| f''(\alpha) \right|^{3/2} \tag{A-3}$$

が条件である。

(13)式の被積分関数の中の振動部分は $kR_0$ が大きいとき、

$$J_0(kR_0)\cos\sqrt{gk}\,t \cong \sqrt{\frac{2}{\pi kR_0}}\cos(kR_0-\frac{\pi}{4})\cos\sqrt{gk}\,t$$
$$=\sqrt{\frac{2}{\pi kR_0}}\cdot\frac{1}{2}\left[\cos(kR_0+\sqrt{gk}\,t-\pi/4)\right]$$
$$+\sqrt{\frac{2}{\pi kR_0}}\cdot\frac{1}{2}\left[\cos(kR_0-\sqrt{gk}\,t-\pi/4)\right] \tag{A-4}$$

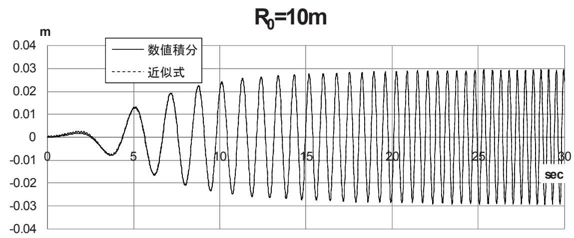
と近似することができる。この右辺第 1 項からの stationary point は積分範囲外になる。第 2 項からの stationary point は

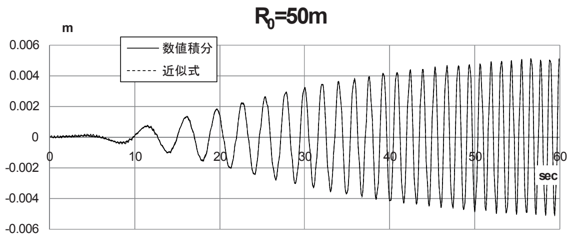
$$\alpha = gt^2/4R_0^2 \tag{A-5}$$

となり、(A-2)により次の近似式が得られる。

$$\eta_I(R_0;t) \cong \frac{\sqrt{2}b}{\pi}\left[\alpha d-1+e^{-\alpha d}\right]\frac{\cos\alpha R_0}{\alpha R_0} \tag{A-6}$$

この近似式の精度を調べるために、本文(13)式の直接数値積分による値との比較を行った。その結果を $R_0=10\,m, 50\,m$ の場合について付図 - 1 に示す。いずれも直接数値積分による値と近似式は非常に良く一致しており、造波信号の計算などは近似式で十分精度良く、簡便に行えることがわかった。



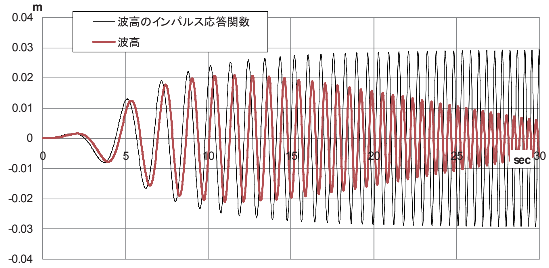

付図 - 1　波高のインパルス応答関数

ところで、$\eta_I(R_0;t)$ は時間とともに振動周期が短くなるが、その振幅はある値に漸近する。その値は(A-6)式から、$t\to\infty$ とすると

$$\eta_I(R_0;\infty) \approx \frac{\sqrt{2}bd}{\pi R_0}\cdot\cos\alpha R_0 \tag{A-7}$$

となることがわかる。インパルス応答関数 $\eta_I(R_0;t)$ が、時間が十分経過しても 0 にならずに振動を続けるということは、物理的直観に反するように思われる。しかしながらそれは、速度が $\delta$ 関数という現実にはあり得ない場合の応答であるからである。現実には造波板に衝撃的に速度を与える場合にも、ごく短時間ながら一定の持続時間があり、波高は本文(12)式で示されるように、その間の積分値になるので、十分時間が経過すると波高は 0 になっていくのである。

それを数値計算によって確認した例を付図 - 2 に示す。この例では 0.5 秒間の衝撃的速度が与えられた時の波高の減衰状況を示している。




付図 - 2　0.5 秒間の衝撃的速度による波高

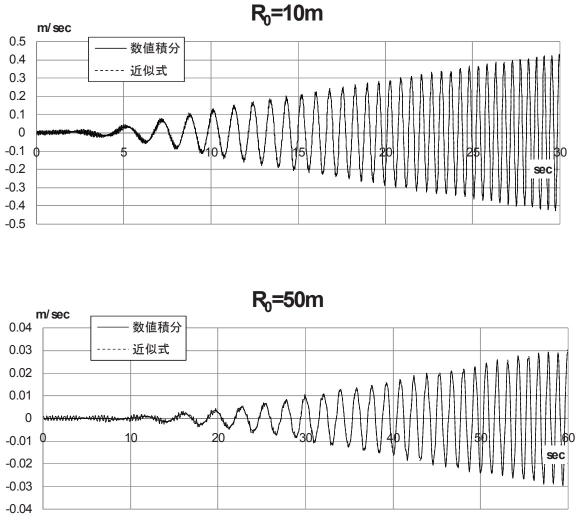
## 2）水平方向流速のインパルス応答関数

本文(23)式の水平方向流速のインパルス応答関数 $u_I(R_0;t)$ についても、全く同様の手法が適用され、その近似式は

$$u_I(R_0;t) \cong \frac{2\sqrt{2}b}{\pi}\left[\alpha d-1+e^{-\alpha d}\right]\frac{\cos\alpha R_0}{t} \tag{A-8}$$

と表わされる。ここでも近似式の精度を調べるために、本文(23)式の直接数値積分による値との比較を行った。その結果を $R_0=10\,m, 50\,m$ の場合について付図 - 3 に示す。いずれも直接数値積分による値と近似式は非常に良く一致しており、吸収信号の計算などはこの近似式で十分精度良く、簡便に行えることがわかった。

ところで、$u_I(R_0;t)$ の振幅は付図 - 2 からもわかるように、時間に比例して振幅が増大する。

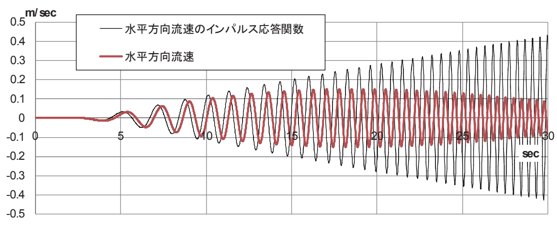



付図 - 3　水平方向流速のインパルス応答関数

(A-8)式において、 $t\to\ \infty$ とすると

$$u_I(R_0;\infty)\cong\frac{bdg}{\sqrt{2\pi}R_0^{\,2}}\cdot t\cdot\cos\alpha R_0 \qquad \text{(A-9)}$$

となる。(A-9)式は、(A-7)式に見かけの周波数 $\varpi = gt/2R_0$ を乗じることによっても同じ結果が得られる。 $u_I(R_0;t)$ のこのような振る舞いも物理的直観に反するように思われるが、前と同じ事情で、造波板に衝撃的な速度が与えられたあと、十分な時間が経過すると流速は 0 になっていくのである。ここでも 0.5 秒間の衝撃的速度が与えられた時の水平方向流速の減衰状況を付図 - 4 に示す。




付図 - 4　0.5 秒間の衝撃的速度による水平方向流速