

(昭和 61 年 11 月 日本造船学会秋季講演会において講演)

## 没水平板の集波効果に関する研究

—凸レンズ型没水平板による波の変形解析—

正員 工藤 君明\* 續 辰之介\*  
 今井 貫爾\*\* 正員 秋山 義信\*\*

Study on Wave Focusing  
 by a Horizontally Submerged Plate

by Kimiaki Kudo, *Member* Tatsunosuke Tsuzuku  
 Kanji Imai Yoshinobu Akiyama, *Member*

## Summary

Three-dimensional wave deformation due to a horizontally submerged thin plate is analyzed by the Doublet Distribution Method (DDM). The plate is assumed to be located at a certain depth from sea surface in deep water. The linear wave diffraction theory is employed in this method.

First of all, the influence of mesh refinement in the present analysis to the numerical results is checked by employing a submerged square plate model. Next, as a particular application example, a wave focusing phenomenon by a submerged convex-shaped plate model is examined by the present method. In addition, some hydraulic model tests are performed to verify the numerical results.

The following findings and conclusions are obtained in the present investigation.

(1) The present DDM can solve effectively the three-dimensional wave deformation phenomenon due to a horizontally submerged thin plate. Element size is the most important factor in the present analysis in order to obtain a good numerical result. It is found that the element size should satisfy the following criteria:  $B/b > 7$  as well as  $\lambda/b > 7$ , where the symbols  $b, B$  and  $\lambda$  denote an element size, a characteristic length of the submerged plate and an incident wave length, respectively.

(2) A wave focusing and the corresponding wave amplifying phenomena due to a submerged convex-shaped plate can be identified in both theoretical and experimental results. In almost all cases, a significant wave amplification phenomenon can be observed on the surface of plate. The maximum amplification factor (the ratio between the observed and incident wave heights) obtained has the value of about 3.0 at the edge of the plate. It is also observed that the wave amplified zone is widened in the shore-side area behind the plate as the wave period becomes shorter and the plate is submerged in shallower water. As a result, it can be stated that the submerged plate model studied herein would be an important structural element for controlling the natural wave field in the future, for example, for extracting electric energy from wave motion.

## 1 緒 言

近年、沿岸海域の総合利用に関する構想が国および各地方自治体において計画され、これらの実現に向けてさまざまな検討が進められている<sup>1),2)</sup>。沿岸海域を有効に

利用する上で最も重要な技術課題の1つとして波浪制御技術の確立が挙げられる。従来より用いられて来た波浪制御方法の多くは各種防波堤に代表されるように対象海域と外海を鉛直方向の壁状の構造物でさえぎり波を侵入させないという型式のものであった。

これに対し、本報で対象とするものは、海面からある程度の水深位置に水平に薄い平板を設置し、その上を波

\* 海洋科学技術センター

\*\* 鹿島建設(株)技術研究所

が通過する際に波速が変化することを利用して、波向きを変化させて波浪制御を行おうとするものである。

この没水平板による波浪制御法の特徴としては、①海域の景観を損わない、②海水交換をさまたげないため海水汚濁の心配がない、③波向きを変化させるものであるため静穏な海域の確保のみならず波を集めることにより波浪エネルギーの有効利用に用いることができる等応用範囲が広い、④没水平板の支持構造を工夫することにより大水深海域にも適用可能である等が挙げられる。

本報では、没水平板による波浪制御方法、特に波浪集中技術の開発のための基礎研究として、没水平板による波浪変形の3次元解析を行ったものである。各種構造物による波浪変形解析法として、波向き線法<sup>3)</sup>、ポテンシャル接続法<sup>4)</sup>、ソース分布法<sup>5)</sup>、有限要素法<sup>6)</sup>、等が提案されている。しかしながら、これらの解析法を今回対象とするような薄い没水平板による3次元波浪変形解析に適用しようとする場合、①波向き線法では波の屈折現象のみを対象とし回折現象を扱うことができない、②ポテンシャル接続法に関しては、没水平板による波の透過率を対象とした二次元解析例が報告されているものの<sup>7)</sup>、任意形状没水平板による3次元波浪解析を行うことは難しい、③ソース分布法、有限要素法は任意形状構造物を対象とした汎用解析法であるが、薄い板状の構造物に対しては、その厚み方向と平面方向の要素分割の整合性を持たせようとする一般的な計算時間が多くなり実用的なものでなくなる、等の問題がある。

そこで本報では没水平板の厚さが非常に小さいとして無視し、ダブレット型核関数を導入して定式化を行った。続いて、要素分割と解の精度の関係を調べると共に、本解法の応用例として凸レンズ型没水平板による集波現象を解析し、水理実験結果と比較検討した。

## 2 解 析

### 2.1 支配方程式

流体は非粘性・非圧縮・非回転とし、速度ポテンシャル  $\phi$  の存在を仮定する。また、波理論は微小振幅波理論を使用し、水深は無限水深と仮定する。したがって流体場の速度ポテンシャルは次式で表わされる。

$$\begin{aligned}\phi(x, y, z; t) &= \zeta_w \phi(x, y, z) e^{i\omega t} \\ &= \zeta_w (\phi_w + \phi_a) e^{i\omega t}\end{aligned}\quad (1)$$

ここで、 $i$  は虚数単位、 $\omega$  は入射波の角周波数 ( $=2\pi/T$ ,  $T$ : 入射波周期)、 $\zeta_w$  は入射波振幅、 $\phi_w$ ,  $\phi_a$  はそれぞれ単位振幅入射波ならびに散乱波の速度ポテンシャルの複素振幅である。なお、 $\phi_a$  は未知量であり  $\phi_w$  は次式で示される既知量である。

$$\phi_w(x, y, z) = \frac{ig}{\omega} e^{Kz - iK(x \sin \alpha + y \cos \alpha)} \quad (2)$$

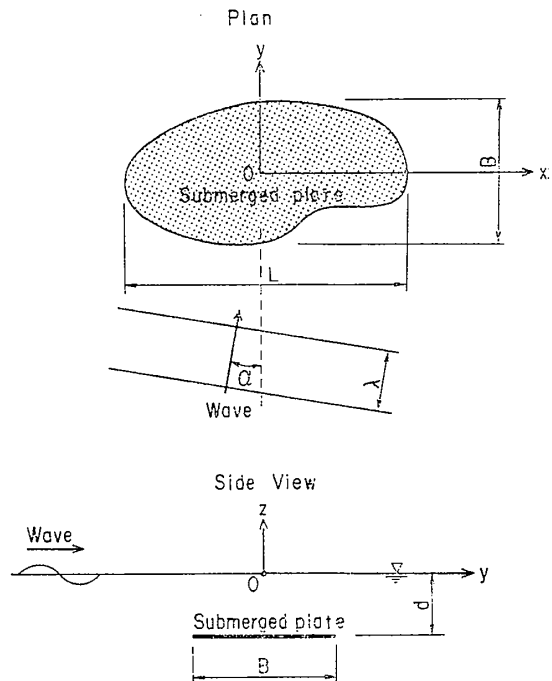


Fig. 1 Coordinate system

ここに、 $g$  は重力加速度、 $K$  は入射波の波数 ( $=2\pi/\lambda = \omega^2/g$ ,  $\lambda$ : 入射波波長) である。

座標系は Fig. 1 に示すとおりである。座標原点を静水面上に取り、没水平板長さ方向に  $x$  軸、鉛直方向に  $z$  軸をとり、右手系となるように没水平板幅方向に  $y$  軸をとる。なお、入射波は (2) 式でも示されるように  $y$  軸と角度  $\alpha$  で入射するものとする。前記した散乱波の速度ポテンシャル  $\phi_a$  が満たすべき基礎方程式は以下のとおりである。

$$\nabla^2 \phi_a = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad (3)$$

$$\partial \phi_a / \partial z - K \phi_a = 0 \quad (\text{on } \Gamma_t) \quad (4)$$

$$\partial \phi_a / \partial z \rightarrow 0 \quad (\text{as } z \rightarrow -\infty) \quad (5)$$

$$\sqrt{R} (\partial \phi_a / \partial R + iK \phi_a) \rightarrow 0 \quad (\text{as } R \rightarrow \infty) \quad (6)$$

$$\partial \phi_a / \partial z = -\partial \phi_w / \partial z \quad (\text{on } \Gamma_s) \quad (7)$$

$$(R = \sqrt{x^2 + y^2})$$

ここで、 $\Omega$  は流体内部領域を、 $\Gamma_t$  は水表面を、 $\Gamma_s$  は没水平板表面を示す。(3) 式は完全流体の連続条件を満たすための Laplace の式であり、(4) 式は自由表面の運動学および力学的境界条件である。(5) 式は無限水深底面の境界条件、(6) 式は Sommerfeld の radiation 条件、(7) 式は構造物表面上での水粒子不透過境界条件である。

### 2.2 無限水深ダブレット型核関数

前節で定式化した速度ポテンシャルに対する基礎方程式により示される境界値問題を解くために、三次元特異点分布法を適用する。緒言でも述べたとおり対象とする構造物が非常に薄いため、ダブレット型核関数を採用することにする (ダブレット分布法)。核関数  $G$  は点  $Q$

$(x', y', z')$  に単位強さのダブルット特異点を置いた時に点  $P(x, y, z)$  に誘起される速度ポテンシャルの大きさであり、(7) 式の構造物表面境界条件以外の条件を満足している関数である。ダブルット型核関数  $G$  はソース型核関数<sup>6)</sup> を  $z'$  方向に一階偏微分することにより次式で示される。

$$\begin{aligned} G(x, y, z; x', y', z') &= -\frac{z-z'}{4\pi r^3} - \frac{K}{2\pi r_1} + \frac{z+z'}{4\pi r_1^3} \\ &+ \frac{1}{4} K^2 e^{K(z+z')} \left\{ \mathbf{H}_0(KR) + Y_0(KR) \right. \\ &+ \left. \int_0^{K|z+z'|} \frac{e^v}{\sqrt{v^2+(KR)^2}} dv \right\} \quad (8) \\ &+ i \frac{1}{2} K^2 e^{K(z+z')} J_0(KR) \end{aligned}$$

ここに  $R, r, r_1$  は次式で示される。

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} \\ r &= \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \\ r_1 &= \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2} \quad (9) \end{aligned}$$

また  $J_0, Y_0, \mathbf{H}_0$  はそれぞれ第一種、第二種 Bessel 関数および Struve 関数である。

### 2.3 積分方程式

散乱波速度ポテンシャルの複素振幅  $\phi_a$  は核関数  $G$  と没水平板上のダブルット特異点の強さ  $\delta$  の積より次式で示される。

$$\phi_a(P) = \iint_S \delta(Q) G(P; Q) dS_Q \quad (10)$$

ここで、上式を構造物表面境界条件 (7) 式に代入し、一重層ポテンシャルの法線微分の性質を利用することにより次式に示すダブルット特異点強さ  $\delta$  を未知数とする積分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \iint_S \delta(Q) \left( \frac{\partial}{\partial z} G(P; Q) \right) dS_Q &= -\frac{\partial}{\partial z} \phi_w(P) \\ &= -i\omega e^{Kz-iK(x\sin\alpha+y\cos\alpha)} \quad (11) \end{aligned}$$

なお、 $\partial G/\partial z$  は (8) 式を  $z$  で偏微分することにより次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial z}(x, y, z; x', y', z') &= -\frac{1}{4\pi r^3} + \frac{3(z-z')^2}{4\pi r^5} - \frac{K^2}{2\pi r_1} + \frac{K(z+z')}{2\pi r_1^3} \\ &+ \frac{1}{4\pi r_1^3} - \frac{3(z+z')^2}{4\pi r_1^5} \\ &+ \frac{1}{4} K^3 e^{K(z+z')} \left\{ \mathbf{H}_0(KR) + Y_0(KR) \right. \\ &+ \left. \int_0^{K|z+z'|} \frac{e^v}{\sqrt{v^2+(KR)^2}} dv \right\} \\ &+ i \frac{1}{2} K^3 e^{K(z+z')} J_0(KR) \quad (12) \end{aligned}$$

### 2.4 積分方程式の離散化

前節の方程式 (11) 式を解くために、没水平板の表面をメッシュ分割して離散化を行う。各要素上でのダブルット特異点の強さ  $\delta$  は一定であると仮定し、境界条件を合わせる標点を各要素  $S_m (m=1 \sim M)$  の図心  $X_m$  とすると、積分方程式は離散化され次式のようになる。

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^M \delta_m \cdot \frac{\partial}{\partial z} G(X_l; X_m) \cdot S_m &= -i\omega e^{Kz-iK(x\sin\alpha+y\cos\alpha)} \quad (l=1 \sim M) \quad (13) \end{aligned}$$

上式を解けば各々の要素でのダブルット特異点の強さ  $\delta_m$  がわかり速度ポテンシャル  $\phi_a$  は次式で示される。

$$\phi_a(P) = \sum_{m=1}^M \delta_m \cdot G(P; X_m) \cdot S_m \quad (14)$$

なお、上記で示した要素情報を一点の値で代表させ離散化する手法はコロケーション法 (選点法) と呼ばれるものである。

### 2.5 水面変動量の算出

水面変動は圧力方程式 (一般化されたベルヌイの定理) から次式で示される。

$$\begin{aligned} \zeta(P) &= -\frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(P) \Big|_{z=0} \\ &= -i\zeta_w \frac{\omega}{g} (\phi_w(P) + \phi_a(P)) e^{i\omega t} \quad (15) \end{aligned}$$

上式から水面変動量を算出する場合、核関数をそのつど計算する必要があり、広範囲の波高分布を求めるような場合には、かなりの計算時間が必要となる。しかし、(15) 式に対し、無限遠方 (散乱波の evanescent mode の影響がほとんど無視できる程、没水平板より離れた海域) における水面変動量は (17) 式で表される Kochin 関数を用いて (16) 式から簡単に計算することができる。

$$\begin{aligned} \zeta(P) &= -i\zeta_w \frac{\omega}{g} \left\{ \phi_w(P) \right. \\ &+ \left. \left( \frac{K}{2\pi R} \right)^{1/2} H(\theta) e^{Kz-iKR-i\pi/4} \right\} \quad (16) \end{aligned}$$

$$H(\theta) = iK \sum_{m=1}^M \delta(Q_m) e^{Kz'+iK(x'\cos\theta+y'\sin\theta)} \cdot S_{Q_m} \quad (17)$$

### 2.6 特異点処理

本節では (8), (12) 式のダブルット型核関数  $G$  と核関数微分  $\partial G/\partial z$  の評価において問題となる特異点の処理に関し述べる。特異性は  $r=0$  の時に生じ (3) 式の Laplace の式を満足する  $1/r^3$  ならびに  $1/r^5$  の項で零割りとなり、核関数ならびに核関数の微分は発散する。そこで、特異性を回避するためにソース型核関数における方法と同様に<sup>5)</sup> 以下のように特異点を含む領域で積分を行うことにより、核関数を評価する。

まず、(8) 式で示される核関数を次式のように特異性を持つ項と持たない項に分ける。

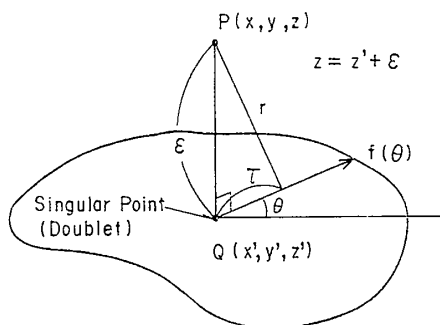


Fig. 2 Integration around a singular point

$$G(P; Q) = -\frac{z-z'}{4\pi r^3} + G^* \quad (18)$$

ここに  $G^*$  は特異性を持たない項で regular part である。

次に Fig. 2 に示すような単位強さのダブルットが一様に分布している面積  $S$  の平板モデルを考える。なお点  $Q$  は平板上の点であり、点  $P$  は平板より微小長さ  $\epsilon$  上方の点であるとする。点  $Q$  のダブルットより点  $P$  により誘起される速度ポテンシャルは (10) 式で示され、核関数として (18) 式を用いた形で示すと次式のようになる。

$$\phi_a(Q) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \iint_S \left( -\frac{z-z'}{4\pi r^3} \right) dS_Q + G^* \cdot S_Q \quad (19)$$

上式を極座標に変換すると各々の変数は以下のごとくなる。

$$\left. \begin{aligned} z &= z' + \epsilon \\ r &= (\epsilon^2 + \tau^2)^{1/2} \\ dS &= \tau d\tau d\theta \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

次に、(19) 式を半径方向に積分することにより次式が得られる。

$$\phi_a(Q) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left( -\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{f(\theta)^2}{\sqrt{\epsilon^2 + f(\theta)^2} (\epsilon + \sqrt{\epsilon^2 + f(\theta)^2})} \times d\theta \right) + G^* \cdot S_Q \quad (21)$$

なお、ここに  $f(\theta)$  は平板モデルの外枠形状を表わす関数である。次に、(21) 式において  $\epsilon \rightarrow 0$  に近づける。すなわち  $P$  点を  $Q$  点に近づけると

$$\phi_a(Q) = -\frac{1}{2} + G^* \cdot S_Q \quad (22)$$

となる。一方、(21) 式に示される速度ポテンシャルの  $z$  方向の偏微分は次式のように示される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \phi_a(Q) &= \frac{\partial}{\partial \epsilon} \phi_a(Q) \\ &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left( \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{f(\theta)^2}{(\epsilon^2 + f(\theta)^2)^{3/2}} d\theta \right) \\ &\quad + \frac{\partial G^*}{\partial z} \cdot S_Q \end{aligned} \quad (23)$$

同様に  $\epsilon \rightarrow 0$  に近づけると最終的に (23) 式は次式により示される。

$$\frac{\partial}{\partial z} \phi_a(Q) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{f(\theta)} d\theta + \frac{\partial G^*}{\partial z} \cdot S_Q \quad (24)$$

ここで (22), (24) 式はそれぞれ、点  $Q$  における単位強さダブルットにより点  $P$  に誘起される速度ポテンシャルならびに鉛直方向流速であるから、核関数ならびに核関数の微分は (22), (24) 式より以下に示すようになる。

$$\begin{aligned} G(Q; Q) &= \phi_a(Q) / S_Q \\ &= -1/2 S_Q + G^* \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} G(Q; Q) &= \frac{\partial}{\partial z} \phi_a(Q) / S_Q \\ &= \frac{1}{4\pi S_Q} \int_0^{2\pi} \frac{1}{f(\theta)} d\theta + \frac{\partial G^*}{\partial z} \end{aligned} \quad (26)$$

なお、上式より特異項に関し核関数は面積だけの関数になり、核関数の微分は面積とメッシュの幾何形状に関する関数になることがわかる。

### 3 解析精度の検討

前章で示したダブルット分布法を用いて没水平板による波浪変形を解析する場合、積分方程式 (11) をどのように離散化するか、すなわち没水平板の要素分割をいかにするかが問題となる。以下に、要素サイズを決定する際の基準を調べるために、ダブルット分布法の解析精度に直接影響する核関数  $G$  およびその微分形  $\partial G / \partial z$  の積分評価精度に注目して行った数値計算結果を示す。

検証条件は実海域における波浪制御を念頭に置いて以下のように定めた。解析対象構造物は Fig. 3 に示すような幅  $B=20\text{m}$  の正方形没水平板とした。没水水深  $d$  を 2 種類 ( $d=2\text{m}, 4\text{m}$ )、入射波長  $\lambda$  を 6 種類 ( $B/\lambda=0.2, 0.25, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ ) とし、各ケースにつ

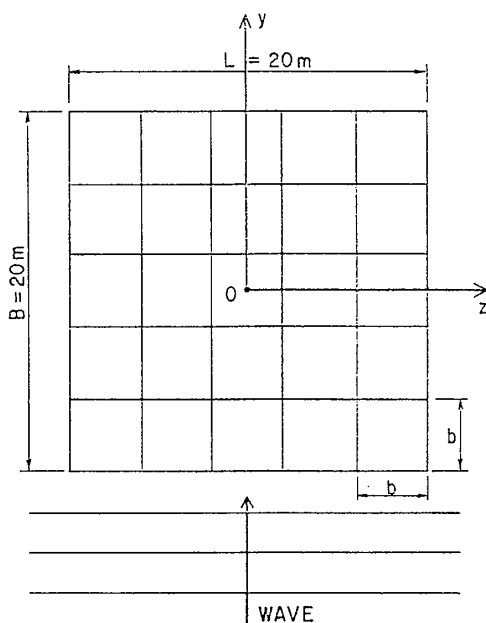


Fig. 3 Mesh layout for a horizontally submerged square-shaped plate

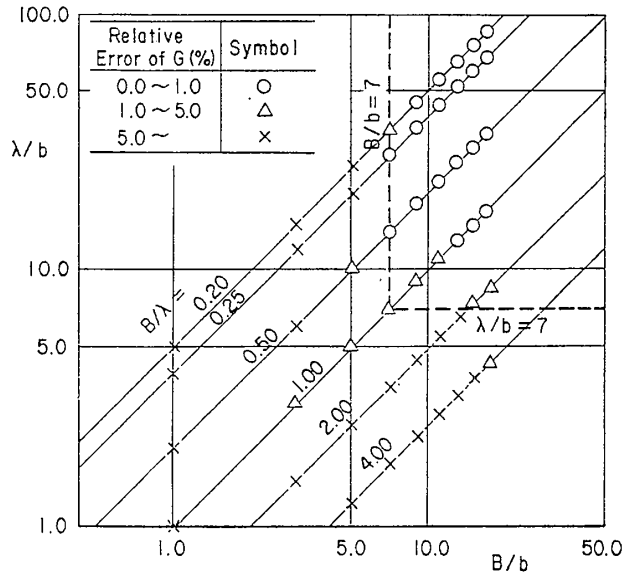


Fig. 4 Relationship between element size and accuracy of the evaluation for doublet-type Green function

いて要素幅  $b$  を 9 通りに変化させて計算を行った。ここで、 $G$  および  $\partial G/\partial z$  の積分値は正方形没水平板の図心に影響を及ぼす  $G$  および  $\partial G/\partial z$  に要素面積を乗じて加算した値（物理的には全要素のダブルット特異点強さが 1 の時に平板中心に生じる速度ポテンシャルおよび鉛直方向流速）として評価した。

計算の結果、同一要素分割では没水水深が浅くなり、入射波長が短くなる程解析精度は落ちることが分かった。また、 $\partial G/\partial z$  よりも  $G$  の積分の方が若干精度が落ちることが判明した。Fig. 4 に没水水深  $d=2\text{m}$  の場合のグリーン関数の積分評価における相対誤差と要素分割の関係について示す。縦軸に  $\lambda/b$ 、横軸に  $B/b$  を取り ( $b$ : 要素幅,  $\lambda$ : 入射波長,  $B$ : 没水平板幅), 相対誤差を 1% 以下 (○印), 1~5% (△印) および 5% 以上 (×印) の 3 段階に分類して示したものである。ここで、相対誤差は、平板全体を  $24 \times 24 = 576$  分点し、ガウス系積分公式を適用して求めた  $G$  の積分値を基準とし、その値との差の絶対値として定義したものである。

構造物がある程度以上大きくなると要素幅  $b$  は波動現象を精度良く表わすということから波長  $\lambda$  により規定され、また逆に、構造物が小さくなった場合には標点の個数すなわち構造物代表長さ  $B$  により規定される。したがって図より要素幅  $b$  は  $B/\lambda$  の関係により構造物幅  $B$  もしくは入射波長  $\lambda$  のどちらか小さい方の  $1/7$  以下となるように選定すれば、核関数の積分値は誤差 5% 以下の精度で評価することができることがわかる。

$$B/b \geq 7, \lambda/b \geq 7 \quad (27)$$

なお、仮想的な条件であるがさらに没水深度が浅い場合について同様な計算を行ったが次第に精度が悪くな

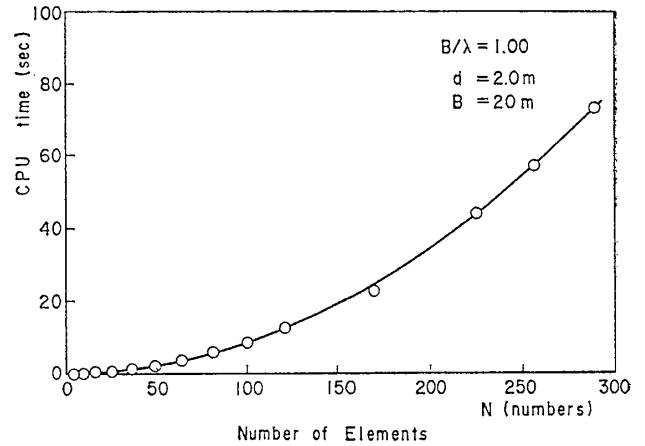


Fig. 5 Relationship between number of elements and CPU time

り、特に静水面ごく近傍に没水平板が位置する場合、急激に精度が落ちることが分かった。このことは、2.6 で示した  $1/r^n$  特異性は解析的に評価するために問題はないが、 $1/r_1^n$  に関する項がほぼ  $1/r^n$  の項と同様な挙動を示すようになるために特異点近くの核関数の積分評価精度が落ちるためと考えられる。したがってこのような非常に浅い位置での没水平板を対象とする場合には、 $1/r_1^n$  の項も  $1/r^n$  の項と同様に解析的に取り扱うかもしくは数値的に精度良く積分を行う。

なお、今回解析を行った条件における要素と計算時間 (CPU: HITAC M-280 H 使用) の関係の一例を Fig. 5 に示す。計算時間は、Kochin 関数を求める所まで含まれている。計算時間は、同じ分割数でも入射波条件、構造物形状によって若干異なるものであるが、図中の曲線はおおむね平均的な関係を示しているものである。

#### 4 数値計算例ならびに考察

本章では、本解析法の適用例として凸レンズ型没水平板による集波現象を解析すると共に水理実験結果との比較検討を行う。

##### 4.1 実験条件および方法

実験は、幅 2m、高さ 2m、長さ 62m の鹿島建設技術研究所海洋水理実験場内 RC 製大型水路を使用して行った。水深は 1m とし、平板没水水深は 0.1, 0.2m とした。凸レンズ形状は Fig. 6 に示すような長さ方向 1.5m、幅方向 0.6m の円弧曲面で構成されたベニヤ合板製模型を使用した。模型は直径 2cm の PC 鋼棒 4 本により水路底面から支持されている。入射波条件は Table 1 に示すように周期 0.8, 1.2, 1.6 秒、波高はほぼ 3cm になるようにして実験を行い、没水平板周りの波高分布の測定を行った。

##### 4.2 計算条件

今回の解析法は無限水深域を前提としている。そこ

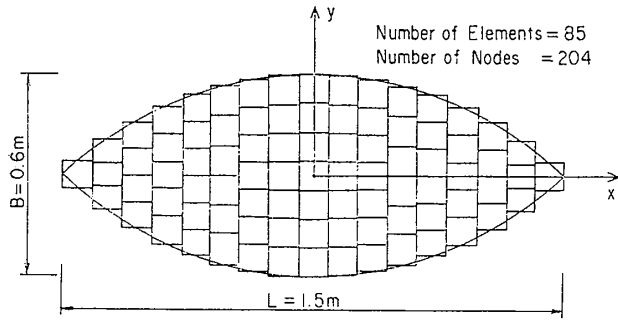


Fig. 6 Mesh layout for a horizontally submerged convex-shaped plate

Table 1 Experimental conditions

Submerged water depth $d$ (m)	Wave period $T$ (sec)	Wave height $H_1$ (m)	$B/\lambda$
0.1	0.8	0.029	0.601
	1.2	0.044	0.269
	1.6	0.037	0.161
0.2	0.8	0.026	0.601
	1.2	0.032	0.269
	1.6	0.033	0.161

Water depth  $h=1.0\text{m}$  Width of submerged plate  $B=0.6\text{m}$

で、有限水深で行った本実験と比較するために、入射波長・構造物代表長さ比  $B/\lambda$  が実験値と一致するようにして解析を行った。この場合、実験と計算における入射波周期の差は最大 3% となった。

計算に使用したメッシュ図を Fig. 6 に示す。要素数は 85、節点数 204 で長方形要素である。また、平面座標系  $x, y$  は図のように定め、波は  $y$  軸負の方向から入射するものとする。要素分割幅  $\Delta x$  は (27) 式の関係式を満足するように定めた。

### 4.3 実験結果と計算結果の比較

#### (1) 没水平板中心線 ( $y$ 軸) 上の波高分布

Fig. 7 に、凸レンズ型没水平板  $y$  軸方向に沿った波高の線分布の実験値と計算値を比較した図を示す。縦軸は入射波波高で無次元化した波高であり、横軸  $y$  は距離 (単位: m の有次元量) で、波は図の左手負の方向から入射している。また、没水平板は  $-0.3\text{m}$  から  $+0.3\text{m}$  の間に存在している。Fig. 8 は、 $d=0.2\text{m}$ ,  $T=1.2\text{sec}$  の条件における没水平板周りの波高分布について実験値と計算値を比較したものである。

これらの図より以下のことが分かる。

- ① 没水平板により集波現象が生じ波高が増大することが実験・解析の双方で確認される。
- ② 波高の増幅率は、一般に没水水深が小さい方が大きくなる傾向にある。また、その値は解析では  $B/\lambda$  が小さくなるに従い (入射波周期が長くなるに従い) 大き

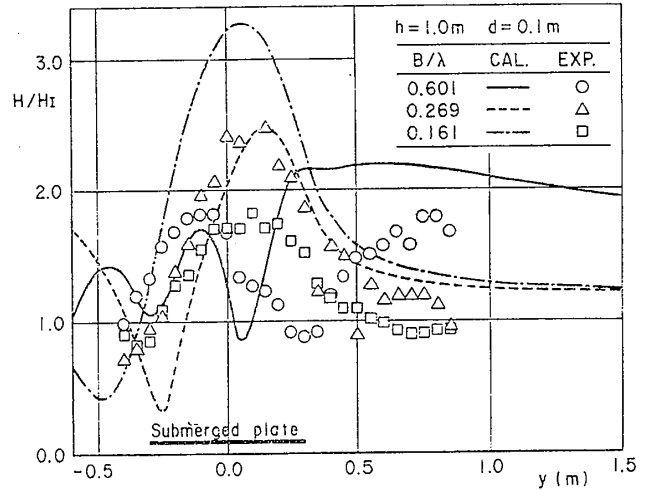


Fig. 7 Wave height distribution along the  $y$  axis ( $d=0.1, 0.2\text{m}$ )

くなる傾向にあるが、実験では  $B/\lambda=0.269$  でピークを持っている。このことの原因として、周期の長い条件で碎波が生じる等、波浪の非線形性が顕著となっていることならびに後述するように  $B/\lambda=0.269$  の時に水路幅方向に共振したことによる影響等が考えられる。

③ 波高が増幅される領域は、多くのケースにおいて没水平板上が主である。一方、水深変化による屈折図から考えると没水平板よりも後方で波が集まる。この違いにより、この種の構造物による波浪変形には、波の屈折 (水深の大きさによって波速が変化することにより位相差を生じ、波が曲がる現象) のみならず、波の回折現象 (特に波が没水平板上から深海部に出る所での反射現象) が重要な要因となっていることが示唆される。したがって波向き線法のような波の屈折計算のみでは現象を精度良くとらえることは難しいと考えられる。

④  $B/\lambda=0.601$  の場合 (入射波波長が短い場合)、特に  $d=0.1\text{m}$  のケースにおいて顕著であるが、没水平板後方にも波高の増幅された領域が広がるようになっている。ただし、このような場合においても、波の回折現象

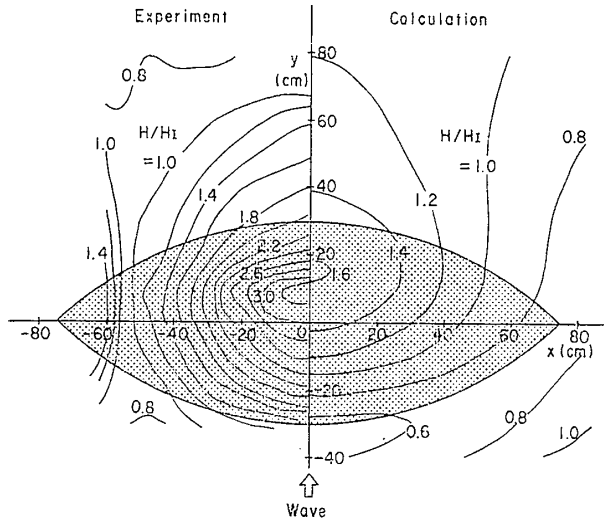


Fig. 8 Wave height contour around a horizontally submerged convex-shaped plate—comparison between experimental and calculation results—

の影響により、波高の分布は没水平板上で複雑な様相を呈する。

⑤  $B/\lambda=0.161$  の場合（入射波波長が長い場合）、実験値と計算値が余り一致しない。この理由としては、実験において、波が没水平板通過後に分裂（ソリトン分

裂)<sup>9)</sup> を引き起こしたためと考えられる。

(2) 没水平板周りの波高の平面的分布

Fig. 8 に波高の平面的分布について、実験値と計算値の比較結果を示す ( $d=0.2\text{ m}$ ,  $B/\lambda=0.269$  のケース)。これより、解析結果は波高の最大値ならびに分布状況等は定性的には実験結果と一致するものであるが、定量的には実験値よりも小さな波高増幅率を示していることがわかる。これは、実験結果は水路幅方向に共振するような波高分布状況を呈していることにより、水路壁面の影響が出ていることが考えられ、必ずしも解析精度が悪いとは言いきれないように考えられる。このことに関しては、平面水槽による検証実験により調べる必要がある。

Fig. 9 および 10 には Table 1 に示す 6 ケースの条件に対する波高分布および位相分布の計算結果がまとめられている。波高分布は Fig. 7 に関して (1) で述べたような傾向があることが分かる。位相の分布に関しては、波向きが没水平板状で中心方向に変化していることが読み取れる。Fig. 11 に  $1/8$  周期ごとの水面変動の状況を半周期間にわたり示す。波の峰および谷が波の進行に伴い変化している様子が分かる。

5 結 言

没水平板による波浪制御法の開発を行うための基礎的

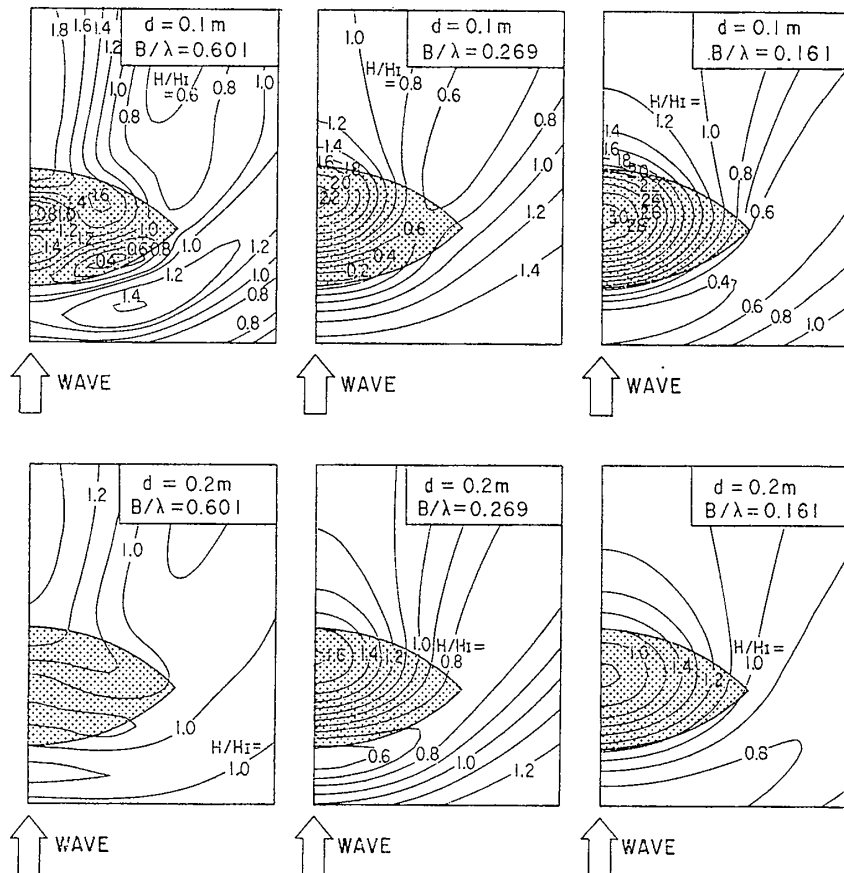


Fig. 9 Computed wave height contour around a horizontally submerged convex-shaped plate

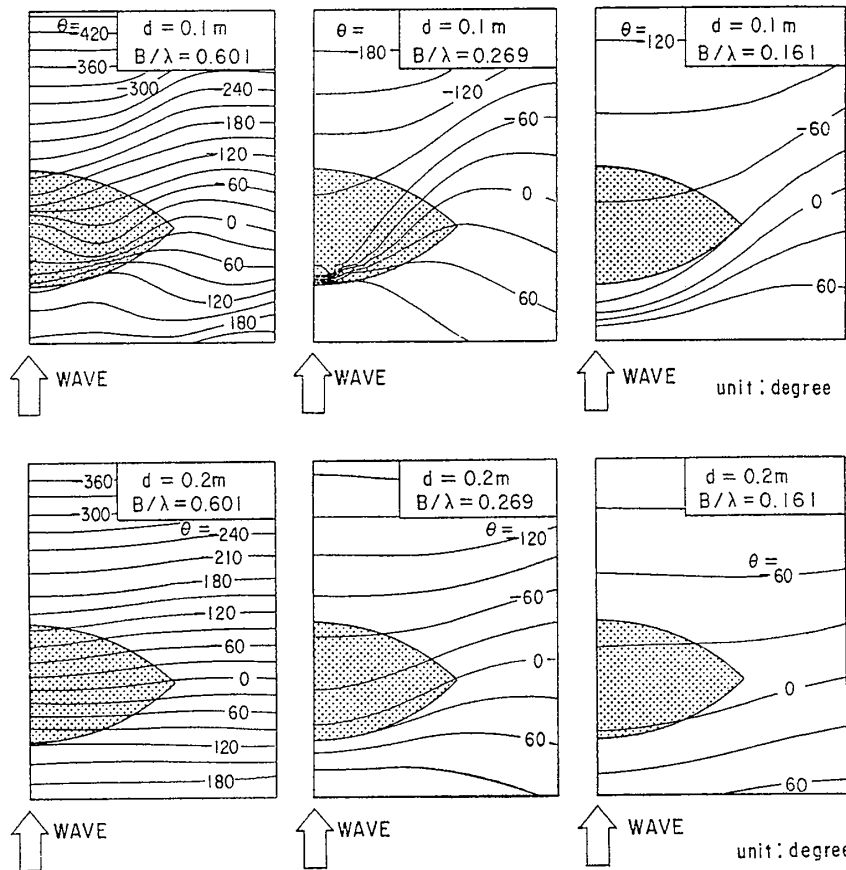


Fig. 10 Computed wave phase angle contour around a horizontally submerged convex-shaped plate

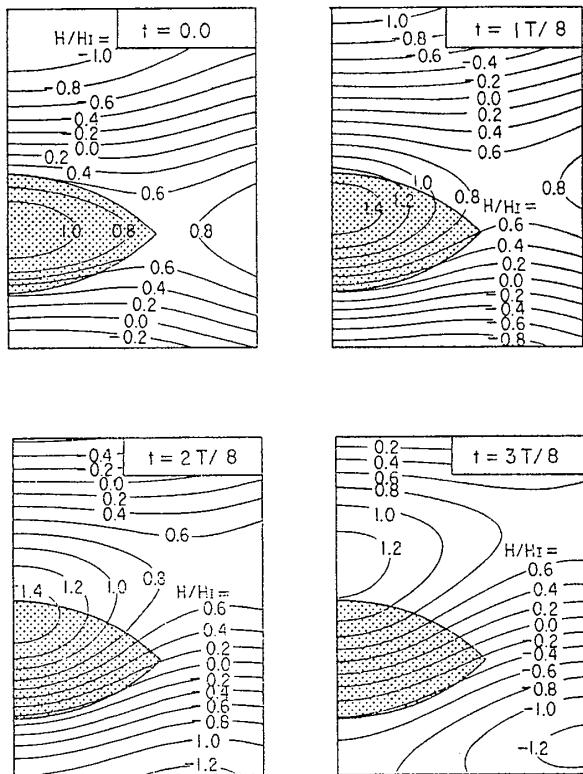


Fig. 11 Computed water surface contour at specified times around a horizontally submerged convex-shaped plate ( $d=0.2m$ )

研究として水中に水平に設置された薄い平板による波浪の変形に関する三次元解析をダブルレット分布法により行った。ダブルレット分布法の定式化および数値計算手法について述べるとともに、核関数の評価精度から見た必要分割幅の検討を行った。本解析法の適用例として凸レンズ型没水平板による集波特性を調べ、水路実験結果と比較検討した。その結果以下の結論を得た。

(1) 本報で示した無限水深ダブルレット型核関数を用いたダブルレット分布法は、メッシュ分割作業、計算時間および計算精度面から見て、薄い没水平板による波浪変形現象を評価するための実用的な解析法である。

(2) 本解析法における核関数の評価精度は  $B/b$  および  $\lambda/b$  の二つのパラメータの影響を受ける ( $b$ : 要素幅,  $B$ : 没水平板幅,  $\lambda$ : 入射波波長)。また,  $B/b \geq 7$ ,  $\lambda/b \geq 7$  を満足するような  $b$  でメッシュ分割を行えば、核関数の積分誤差は 5% 以下となることが示された。

(3) 凸レンズ型没水平板上を波が通過することにより生ずる集波現象が解析ならびに実験の双方において確認された。今回対象とした範囲では没水平板の上の水面で最も波高の増幅率が大きくなるケースが多く、その値は最大で 3.0 程度に達した。また、平板の没水深度が浅くなり、入射波波長が短くなるに従い、波高が増幅される区域は没水平板の後方に広がる傾向にあることが分か

った。

今後、本解析法を拡張して複数の没水平板による広域波浪制御法の開発に取り組みたいと考えている。

最後に、本研究は海洋科学技術センターの「海域制御技術の研究開発（青い珊瑚礁計画）」の中の波浪制御技術に関し、当センターと、鹿島建設株式会社の共同研究として実施したことを付記し、関係各位に感謝の意を表します。

#### 参 考 文 献

- 1) 中山茂雄：海洋開発に関連する組織と機関，土木学会誌，Vol.70—3, 1985, pp.54~58.
- 2) 工藤君明：青い珊瑚礁—海域制御技術の研究開発一，ECOR，第5巻第1号，1986, pp.16~20.
- 3) C. C. Mei：The Applied Dynamics of Ocean Surface Wave, John Wiley & Sons, 1983, pp.59~108.
- 4) 井島武士，田淵幹修，湯村やす：有限水深の波による矩形断面物体の運動と波形，土木学会論文集第202号，1972, pp.33~48.
- 5) C. J. Garrison：Hydrodynamic Loading of Large Offshore Structures, Three-Dimensional Source Distribution Methods, Chapter 3, Numerical Method in Offshore Engineering, John Wiley & Sons, 1978, pp.87~140.
- 6) O. C. Zienkiewicz, K. Bando, P. Bettess, C. Emson and T. C. Chiam；Mapped Infinite Elements for Exterior Wave Problems, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol.21, 1985, pp.1229~1251.
- 7) 服部昌太郎：水平板式透過性防波堤の波高伝達，第22回海岸工学講演論文集，1975, pp.513~517.
- 8) 流力研究グループ：船舶流体力学ノート（3）—3次元波動流場のグリーン関数を求める方法一，日本造船学会誌，第536号，1974, pp.83~91.
- 9) P. L. Chandler, R. B. Sorensen：Transformation of wave passing a submerged bar, Coastal Engineering, Ch.19, 1972, pp.385~404.