

境界適合座標法を用いた自由表面流れおよび波変形過程の解析

Numerical Simulations for Free Surface Flows and Wave deformations
Using the Boundary- Fitted Coordinate method

山田文彦*・滝川 清**

Fumihiko YAMADA and Kiyoshi TAKIKAWA

*正会員 博(工) 熊本大学助手 工学部環境システム工学科 (〒860-8555 熊本市黒髪2丁目39-1)

**正会員 工博 熊本大学教授 工学部環境システム工学科 (〒860-8555 熊本市黒髪2丁目39-1)

A numerical method for the analysis of the wave breaking process capable of handling complex sea-beds and a free-surface was developed on the basis of the time-dependent, incompressible Navier-Stokes equations. The numerical method used the Boundary-Fitted Coordinate transformation (BFC) method consisting of the Boundary-Fitted Coordinates and Numerical Grid Generation techniques. Smoothing and relocation techniques were used to enhance accuracy and stability of the calculations. The accuracy of the present method was examined by performing calculations for the sloshing motions and plunging breaker on a uniform slope. A comparison of both the numerical method and the experimental results from LDV and image processing immediately before the breaker confirmed the validity of the numerical method.

Key words : *free surface, Moving boundary problem, Boundary-fitted coordinate system, Free surface boundary condition, Numerical grid generation*

1. 序論

浅海域において、波は複雑な海底地形の影響を受けて変形し、やがて砕波に至る。この一連の波変形過程の内部特性(速度場・圧力場等)を定量的に明らかにすることは、波および海浜変形の評価予測の基礎資料として、海岸工学上極めて重要な課題のひとつである。

内部特性のうち速度場に関しては、レーザー流速計を用いた酒井ら¹⁾、青野ら²⁾、日野ら³⁾、三村ら⁴⁾、水口ら⁵⁾、また、画像処理を用いた西村ら⁶⁾、長尾ら⁷⁾、小林ら⁸⁾、渡部ら⁹⁾など非常に多くの研究例がある。しかしながら、砕波変形過程においては、水塊が水表面へ突入することにより、気液混相流としての側面、また、強い渦運動を伴った乱流としての側面など様々な流体運動要素が混在している。そのため、砕波帯内の現象は非常に複雑であり、現状ではその内部特性は十分に解明されてはいない。

一方、近年の計算機技術の発達に伴い、数値計算により砕波変形の内部特性を解明しようとする試みも行われている。Longuet-Higginsら¹⁰⁾、安田ら¹¹⁾は境界積分法(BIM)を用い、巻き込み jet が形成され、前方の水面に突入するまでの過程をポテンシャル理論に基づいて解析している。しかし、砕波のように渦を伴った乱

れの激しい現象やその内部特性を数値的に解析するためには、粘性流体を対象とした解析^{12)~17)}が必要となり、境界積分法の適用には限界がある。

筆者ら¹⁴⁾は、有限要素法(FEM)と Simplified Marker and Cell (SMAC) 法を用い、砕波によるエネルギー逸散項を波動場の内部諸量(渦度・せん断変形)によりモデル化し、Reynolds 方程式に基づく解析手法を開発した。一様斜面上での巻き波砕波を対象に計算を行い、室内実験との比較によりその妥当性と有効性を示している。しかしながら、現手法ではデカルト座標系を使用しているため、複雑な海底形状の取扱いには多少制約があり、任意海底形状への計算手法の拡張が望まれている。

柴山ら¹⁶⁾、辻本¹⁷⁾は、任意海底形状に対応するために、座標変換の測度(metric)を解析的に求め、一般曲線座標系を構築することで砕波帯内波浪場の解析を行っている。しかし、座標変換の測度を解析的に取扱える境界形状は単純な形に限られるため、より複雑な自由表面や海底形状に対応した解析を行うためには、この変換の測度を数値的に評価する必要がある。そこで本研究では、偏微分方程式を数値的に解くことで境界に適合した計算格子を決定する数値格子生成法を用いた境界適合座標(BFC)法を波変形過程の解析に適用する方法を開発する。

境界適合座標法は、物理空間の支配方程式である Navier-Stokes 方程式を正方格子で構成された長方形領域に座標変換し、写像空間上で流体運動の計算を行う方法である。このため、物理空間では時々刻々とその形状を変化させる自由表面が、写像空間では固定境界として取扱えるため、自由表面での力学的境界条件を厳密に課することが可能である。

ここでは、レギュラー格子を用いた解析で問題となる圧力振動を押さえ、計算精度を向上するために、スタガード格子を用いた離散化手法や自由表面条件に表面張力を考慮した計算手法などを示す。また、矩形容器内のスロッシング現象などを対象に提案手法の計算結果と解析解との比較を行い、自由表面の認識精度や質量保存性に対する妥当性を検証する。さらに、一様斜面上での巻き波砕波直前までの解析を行い、計算結果と実験結果との比較検討などを行った。

2. 境界適合座標法

2. 1 境界適合座標系

物理空間（2次元では物理面）上の解析領域 D を正方格子からなる長方形領域 D^* に座標変換し、写像（計算）面で物理現象を支配する偏微分方程式を解くことを考える（図-1）。

図-1において、物理面の境界 $S_1 \sim S_4$ は写像面の境界 $S_1^* \sim S_4^*$ にそれぞれ対応している。

ここで、物理面のデカルト座標系 (x, y, t) に対して写像面の境界適合座標系 (ξ, η, τ) を定義するために、物理面と写像面とは時間の計り方は同じにして、以下のような変換を行う。

$$\tau = t, \quad \xi = \xi(x, y, t), \quad \eta = \eta(x, y, t) \quad (1)$$

物理面と写像面との座標間の関係は、変換の測度を用いると、以下のように表せる。

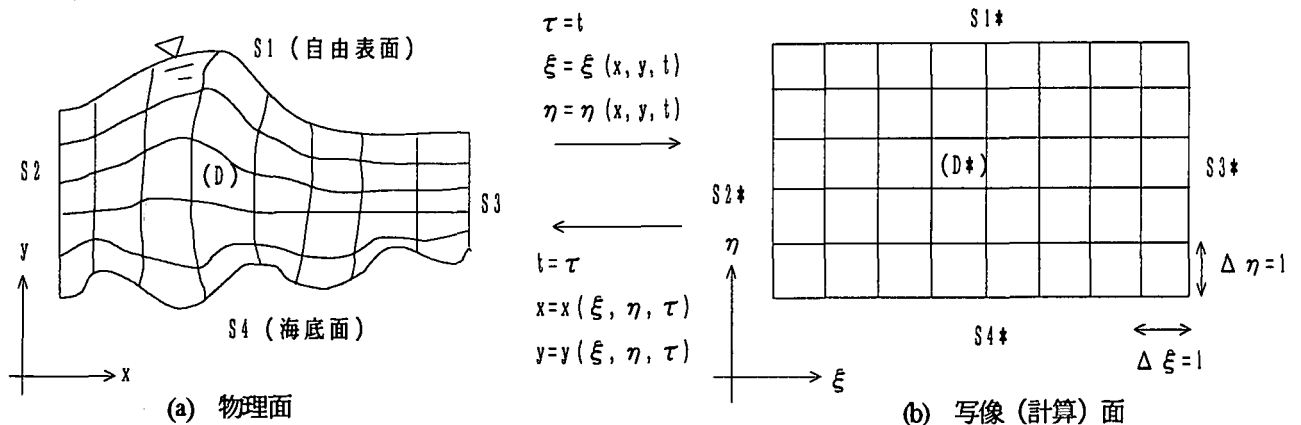


図-1 座標変換

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} \\ \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \end{pmatrix} = J^{-1} \begin{pmatrix} (x_\xi y_\eta - y_\xi x_\eta) & (-x_\tau y_\eta + y_\tau x_\eta) & (x_\tau y_\xi - y_\tau x_\xi) \\ 0 & y_\eta & -y_\xi \\ 0 & -x_\eta & x_\xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \tau} \\ \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial \eta} \end{pmatrix} \quad (2)$$

ここに、 $J = (x_\xi y_\eta - y_\xi x_\eta)$

$$\begin{aligned} \xi_x &= y_\eta / J & \xi_y &= -x_\eta / J & \xi_t &= -x_\tau \xi_x - y_\tau \xi_y \\ \eta_x &= -y_\xi / J & \eta_y &= x_\xi / J & \eta_t &= -x_\tau \eta_x - y_\tau \eta_y \end{aligned} \quad (3)$$

なお、下付き添字は偏微分であることを意味する。

J は変換のヤコビアンであり、物理面の単位セルと計算面の単位セルの面積比に相当する。また、メトリックはセルの (x, y) 方向への投影長さに対応している。

(2), (3) 式の関係式を用いると、物理面で境界の形や格子の形が時間的に変化したとしても、写像面では常に固定された領域で固定された格子を用いて計算を行うことができる。ただし、変換された方程式には、格子変化に伴う非定常項 (ξ_t, η_t) が現れることになる。

2. 2 数値格子生成法

波変形過程は時間とともに境界面が移動する移動境界問題であるために、BFC 法を用いて解析する場合、各時間ステップにおいて計算格子を生成する必要がある。Thompson ら¹⁸⁾に始まる数値格子生成法では、楕円型方程式を数値的に解くことで、物理面と写像面の変換の測度（メトリック）を求め、計算格子を生成している。つまり、差分計算のために空間を離散化するという目的で格子生成を行うので、座標変換を等角変換に限る必要がない。また、この方法は座標変換の微係数が数値的に求まるので、有限要素法のアイソパラメトリック要素の考え方と同じである。

ここでは、ポアソン方程式を繰り返的に解くプロセスの中で希望する格子を自動的に生成する Steger ら¹⁹⁾の数値格子生成法を採用した(滝川ら²⁰⁾)。

3. 数値解析手法

3. 1 基礎方程式

本節では、圧力振動を防ぎ、解析精度を向上させるため、変数配置は速度と圧力を半メッシュずらした点で定義するスタガード格子を用いる(図-2)。また、N-S方程式の従属変数には、デカルト座標系の物理速度(u, v)と反変速度(U, V)の両方を用いて定式化を行う。ここで、物理面(x, y, t)での基礎方程式である連続の式と Navier-Stokes (N-S)方程式を、写像面(ξ, η, τ)において以下のように変換する。

連続の式

$$\frac{\partial(JU)}{\partial\xi} + \frac{\partial(JV)}{\partial\eta} = 0 \quad (4)$$

N-S 方程式

$$\begin{aligned} u_\tau + (U + \xi_t)u_\xi + (V + \eta_t)u_\eta \\ = -\frac{1}{\rho}(\xi_x p) - \frac{1}{\rho}(\eta_x p) + \nu \Delta u + g_x \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} v_\tau + (U + \xi_t)v_\xi + (V + \eta_t)v_\eta \\ = -\frac{1}{\rho}(\xi_y p) - \frac{1}{\rho}(\eta_y p) + \nu \Delta v + g_y \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 $\Delta u, \Delta v$ は粘性項であり、変数 ϕ に対して次式となる。

$$\Delta\phi = \frac{\alpha}{J^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial\xi^2} - \frac{2\beta}{J^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial\xi\partial\eta} + \frac{\gamma}{J^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial\eta^2} + D \frac{\partial\phi}{\partial\xi} + E \frac{\partial\phi}{\partial\eta} \quad (7)$$

また、 $D = \xi_{xx} + \xi_{yy}$ 、 $E = \eta_{xx} + \eta_{yy}$ 、 U, V は反変流速である。

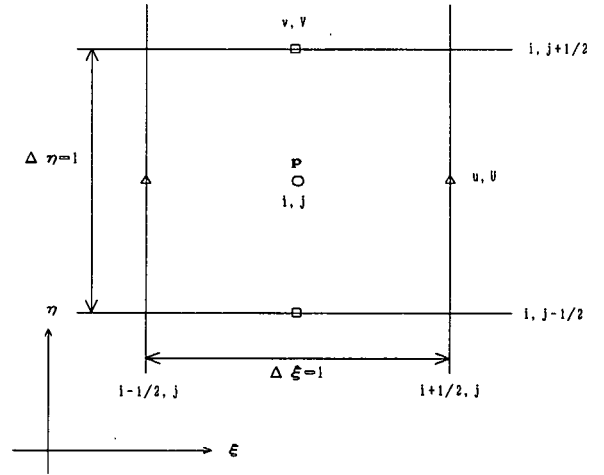


図-2 変数配置 (スタガード格子)

3. 2 自由表面での境界条件の改良

(1) 表面張力を考慮した力学的境界条件

自由表面流れの数値計算上の特徴は境界条件にあり、通常の固定壁では速度が規定されるのに対して、自由表面上では圧力とせん断応力が規定される。その結果、自由表面の形状が流れに応じて変化する移動境界問題となる。前報²⁰⁾においては、力学的境界条件として、自由表面での粘性応力と表面張力を無視したが、ここでは計算精度を向上させるために、表面張力を考慮し、より厳密に力学的境界条件を課す。

図-3 に示すように、自由表面における単位法線ベクトル n と単位接線ベクトル t を定義する。自由表面では通常、気相の圧力およびせん断力が指定され、自由表面における液相側の法線応力および接線応力がこれらにより定まる。そこでまず、自由表面における法線応力 τ_n と接線応力 τ_t を求める。デカルト座標系における応力テンソルを T とすると、

$$\tau_n = n^T T n, \quad \tau_t = t^T T n \quad (8)$$

ただし、

$$n = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \begin{bmatrix} -y_\xi \\ x_\xi \end{bmatrix}, \quad t = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \begin{bmatrix} x_\xi \\ y_\xi \end{bmatrix}, \quad \gamma = \sqrt{x_\xi^2 + y_\xi^2} \quad (9)$$

$$T = \begin{bmatrix} -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} & \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & -p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (10)$$

ここで、上付き添字 T は転置行列を表す。

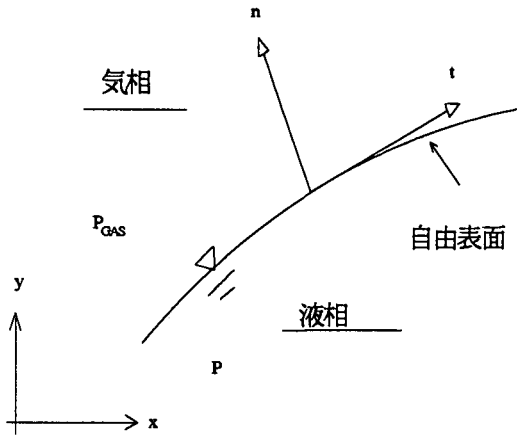


図-3 自由表面での単位方向ベクトル

よって、自由表面における法線応力 τ_n と接線応力 τ_t は次式のようになる。

$$\tau_n = -p + \frac{2\mu}{\gamma} \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} y_{\xi}^2 + \frac{\partial v}{\partial y} x_{\xi}^2 - \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) x_{\xi} y_{\xi} \right\} \quad (11)$$

$$\tau_t = \frac{1}{\gamma} \left\{ \mu (x_{\xi}^2 - y_{\xi}^2) \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + 2\mu x_{\xi} y_{\xi} \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} \quad (12)$$

ここで、気相が静止しているとして、自由表面でのせん断応力(τ_t)を0とする。また、図4に示すように、気相側の圧力を p_{GAS} として、表面張力係数 σ と自由表面の曲率 κ による圧力差を考慮すると、(11)、(12)式は(13)、(14)式となる。

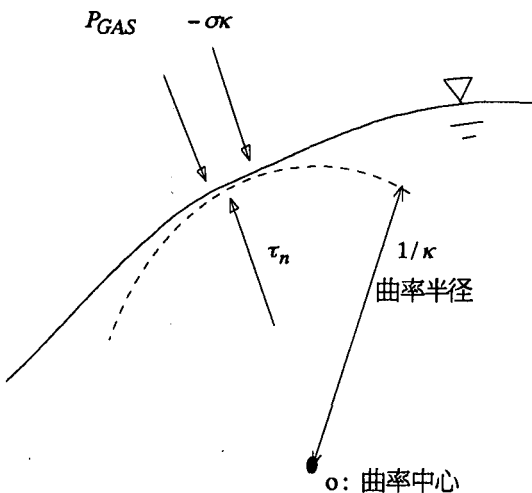


図-4 自由表面における応力条件

$$\tau_n = -p_{GAS} + \sigma\kappa \quad (13)$$

$$\tau_t = 0 \quad (14)$$

よって、界面における法線応力および接線応力のつり合いは次式となる。

$$P = -\frac{\sigma}{\rho} \kappa + \frac{2\gamma}{\gamma} \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} y_{\xi}^2 + \frac{\partial v}{\partial y} x_{\xi}^2 - \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) x_{\xi} y_{\xi} \right\} \quad (15)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{2x_{\xi} y_{\xi}}{(x_{\xi}^2 - y_{\xi}^2)} \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (16)$$

ただし、 $P = (p - p_{GAS})/\rho$ 、 ρ は水の密度である。また、今回の計算では、

$$\rho = 1,000 \text{ kg/m}^3, \quad \frac{\sigma}{\rho} = 0.072 \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2 \cdot \text{m}} \text{ とし、}$$

(15)式の右辺第2項の界面における粘性応力の法線方向成分は小さいものとして無視した。

(2) 自由表面の曲率の算定方法

次に、自由表面における曲率の算定方法について述べる(図5)。ここで、B点における外向き法線ベクトルの取り方にはいくつかの方法が考えられるが、ここではベクトル： $n = (\eta_x, \eta_y)$ を外向き法線ベクトルとした。

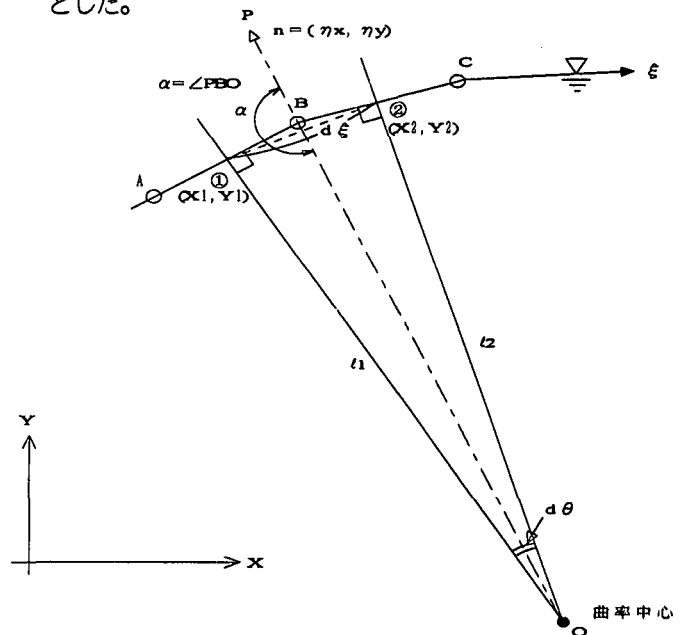


図-5 自由表面の曲率の算定

図中の白丸の点は、自由表面上での計算格子の界面の点を表し、本計算手法では、この点において自由表面の曲率を求めている。ここでは点Bを対象として説明する。点①、②はそれぞれ線分 $\overline{AB}$ 、 $\overline{BC}$ の中点であり、座標を $(X1, Y1)$ 、 $(X2, Y2)$ とする。点①、②より垂線を引き、その交点を点Oとすると近似的に点Oは点Bの曲率中心と見なすことができる。そこで、 $\overline{①②} = d\xi$ 、 $\overline{①O} = l_1$ 、 $\overline{②O} = l_2$ 、 $\angle ②O① = d\theta$ と置き、次式によって曲率 κ を求める。

$$\kappa = \frac{d\theta}{d\xi} \quad (17)$$

ここで、

$$d\xi = \sqrt{(X1 - X2)^2 + (Y1 - Y2)^2},$$

$$d\theta = \sin^{-1} \left(\frac{d\xi/2}{l_1} \right) + \sin^{-1} \left(\frac{d\xi/2}{l_2} \right)$$

また、曲率の符号は、点Bの外向き法線ベクトル $n = (\eta_x, \eta_y)$ と曲率中心点Oとのなす角度 α を計算し、以下の様に判定した。

もしも、 $\alpha < 90^\circ$ 点Bでの自由表面形状は凹として、マイナス(−)

$\alpha \geq 90^\circ$ 点Bでの自由表面形状は凸として、プラス(+)

3.3 計算手法の改良

(1) 自由表面近傍での流速の取扱い

自由表面では、計算領域の外側まで参照点が広がるため、本節では、解析領域の外側に仮セルを設け、仮セル内での速度を考慮することで、計算精度の向上を行う。また、仮セルを用いると、境界においても流体内部と同じ処理が可能となるため、プログラミングが容易となる。

自由表面より上の仮セル内の水平流速は、力学的境界条件を表す式(16)を計算面に座標変換し、次式の u_η より算定する。

なお、N-S方程式の解法で必要となる仮セル内の鉛直方向流速については、(19)式で外挿している。

$$\left(x_\xi + \frac{2x_\xi y_\xi}{x_\xi^2 - y_\xi^2} \right) u_\eta = x_\eta u_\xi - (y_\eta v_\xi - y_\xi v_\eta) + \frac{2x_\xi y_\xi}{x_\xi^2 - y_\xi^2} (y_\eta u_\xi + x_\eta v_\xi - x_\xi v_\eta) \quad (18)$$

$$\frac{\partial^3 v}{\partial \eta^3} = 0 \quad (19)$$

(2) 自由表面の計算の安定化手法²¹⁾

上記のような改良を施して数値計算を行ったとしても、自由表面上の点をラグランジュ的に移動させるために種々の問題が生じ、長時間の計算が実行できない場合がある。この問題に対処するためには何らかの技法を導入する必要がある。本研究では、

- ① 平滑化技法 (スムージング)
- ② 節点再配置技法 (リゾーニング)

の2つを導入し、これらの問題点を改善する。

①は、ラグランジュ的に移動させて得られた自由表面の形状に見られる“鋸の刃”状の数値的不安定性を取り除き、自由表面の形状を平滑化するもので、Longuet-Higginsら¹⁰⁾の数値フィルターを使用する。②は自由表面の変形が大きくなり、その形状が複雑になるにしたがって、自由表面上に配置した格子点が集中するために起こる計算格子の歪等を防ぐために、リゾーニングと呼ばれる格子点の再配置を行うものである。ここでは、試行錯誤的に以下のような再配置基準を設けた。つまり、「自由表面上において、格子間距離が最大であるものと、最少であるものとの比が0.3を超えたら、その時間での自由表面の形状を考慮し、格子点間隔を等間隔に再配置する。

3.4 適用計算例

(1) 矩形容器内のスロッシング現象の解析

本計算手法の定量的な解析精度を検証するために、図-6に示すように、水平方向の加速度 $a(t)$ で振動する矩形容器内の水のスロッシング現象を解析し、水位に関する高山の解析解²²⁾との比較を行う。

ここで、容器の振幅を A_0 、振幅の周波数を

$$\omega (= \frac{2\pi}{T}, T: \text{容器の振動周期}) \text{とすると、水平方向の加}$$

速度 $a(t)$ は次式で表される。

$$a(t) = -A_0 \omega^2 \sin(\omega t) \quad \text{for } t \geq 0 \quad (20)$$

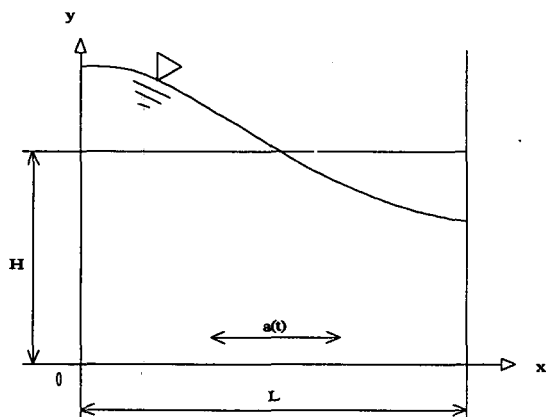


図-6 水平加振による矩形容器内のスロッシング現象

計算にあたっては、 $A_0 = 5.0 \times 10^{-3} \text{ (m)}$ 、 $\omega = 5.4 \text{ (rad/sec)}$ とし、容器の諸元は、 $L = 1.0 \text{ (m)}$ 、 $H = 0.6 \text{ (m)}$ とした。

また、格子分割は x 方向に 12 分割、 y 方向に 20 分割、計算時間間隔は $\Delta t = T/100 \text{ (sec)}$ とし、初期状態では水は静止しているものとして扱った。

図-7 は、容器の左壁面 ($x=0$) における水位の経時変化を示しており、実線が計算結果、×印が高山の解析解である。両者はよく一致しており、定量的にも高精度を有することが分かる。

図-8 に計算中の質量変化率の経時変化を示す。ここで、質量変化率は次式で求めた。

$$\begin{aligned} \text{質量変化率 (\%)} = & \{ (\text{ある時刻の質量} - \text{初期質量}) / (\text{初期質量}) \} \\ & \times 100 \quad (21) \end{aligned}$$

なお、前述したようにヤコビアンは物理面での計算格子の面積に相当するので、ここではセル中心で定義されたヤコビアンの総和を質量として、質量変化率を算定した。図-8 より、本計算手法は質量変化率が小さく、質量保存性にすぐれていることが示されている。

図-9,10 は、 $t = 5.25T \text{ s}$ における流速分布と格子分割状況および圧力分布を示している。

時間とともに水位変動は増加し、重複波へと運動形態が移行するが、計算を通じて流速分布と格子分割状況および圧力分布は安定して計算されていることが示されている。これらの結果より、本計算手法の有効性が示された。

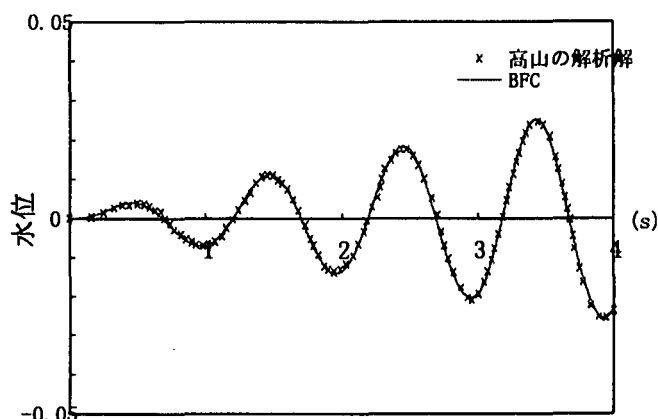


図-7 左壁面での水位の経時変化

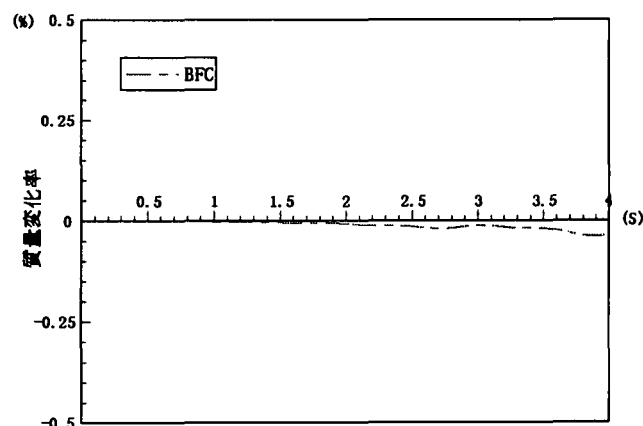


図-8 質量変化率の経時変化

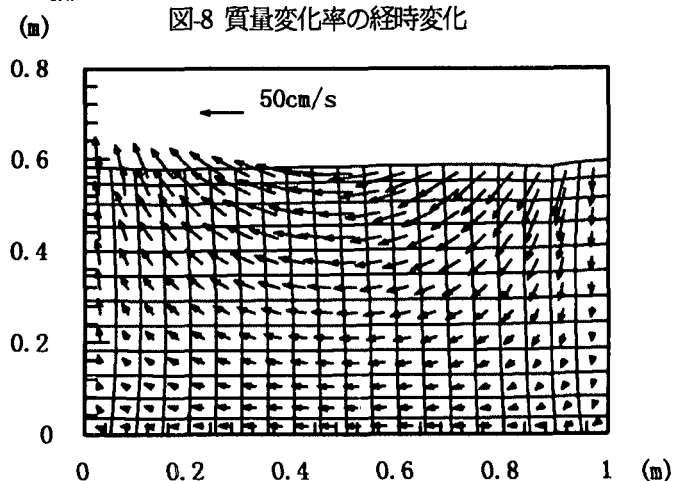


図-9 流速分布と格子分割状況

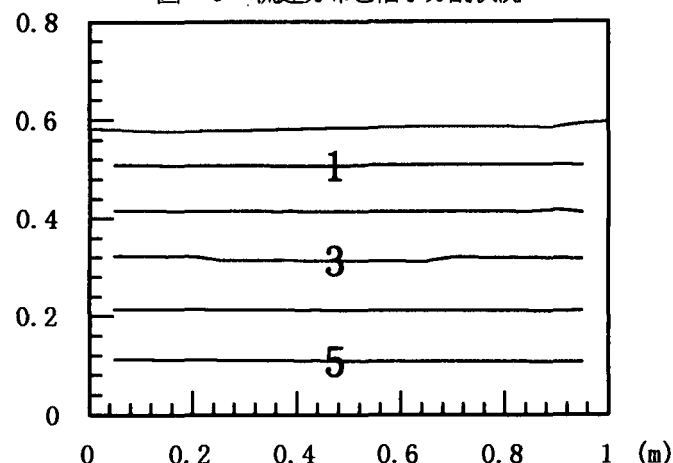


図-10 圧力分布 (単位 $\text{N} \cdot \text{m}$)

(2) 一様斜面上での碎波変形過程の解析

本計算手法の安定性と妥当性を確認したので、次に、一様斜面上での巻き波碎波直前の解析を行う。ただし、自由表面の巻き込みの再現性を向上するため、節点再配置技法（リゾーニング）を以下の手順A,B ように変更した（図-11）。

なお、自由表面の巻き込みの有無は以下のように判定した。ここで、 x_{sf} を自由表面での x 座標、 i は格子点の番号であり、入射点から通過側へ増えていくものとする

- ① すべての i 点に対して、 $x_{sf}(i+1) > x_{sf}(i)$ ならば、巻き込み無し
- ② ある i 点に対して、 $x_{sf}(i+1) < x_{sf}(i)$ ならば、巻き込みがあり、 i 点をオーバーハング点とする。

（リゾーニング手順）

- A. 自由表面が巻き込むまでは、水位最高点（A）を判定し、入射点～水位最高点のリゾーニング限界比（ CR_{up} ）を 0.3、水位最高点～通過側のリゾーニング限界比（ CR_{out} ）を 0.05 とし、その値を超えたら、それぞれの区間で別個に、その時間での自由表面の形状を考慮し、格子点間隔を等間隔に再配置する。
- B. 自由表面に巻き込みが生じると、オーバーハング点（B）を基準に変え、入射点～オーバーハング点のリゾーニング限界比（ CR_{up} ）を 0.3、オーバーハング点～通過側のリゾーニング限界比（ CR_{out} ）を 0.05 とし、1. と同様の処理を施す。

次に計算条件を示す。入射波の条件は周期 2.0 秒、入射波高 18.5 cm、入射水深 48.0 cm の巻き波碎波が生じる条件であり、斜面勾配は 1/20 とした。また計算の初期条件としては、同様の入射条件を用いた滝川ら²³⁾の FEM による碎波直前の速度の計算結果を用いた。図-12 の (a) に BFC 法の初期計算格子を、また、(b) に FEM の計算格子を示す。両図より分かるように、FEM と BFC 法では計算格子が異なるため、BFC 用に計算データを補間して用いる必要があるが、この一連の操作はコンピューター上で直接行っている。ここで、格子分割数は、FEM が x 方向に 56 分割、 y 方向に 8 分割で、BFC 法が x 方向 125 分割、 y 方向に 20 分割である。また、時間ステップは FEM では 0.035 s、BFC 法が 0.001 s である。

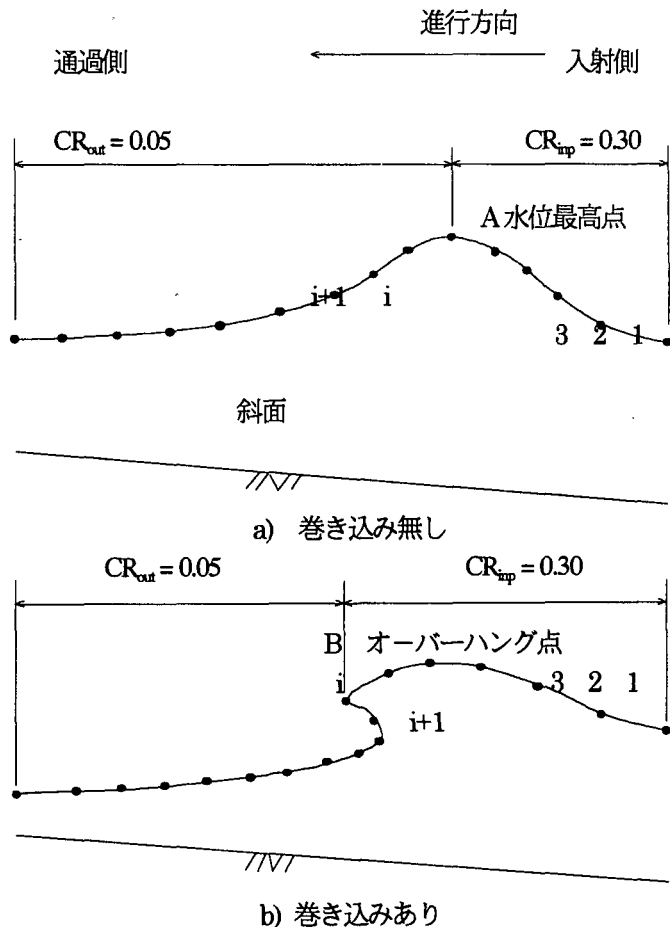


図-11 節点再配置技法（リゾーニング）の変更

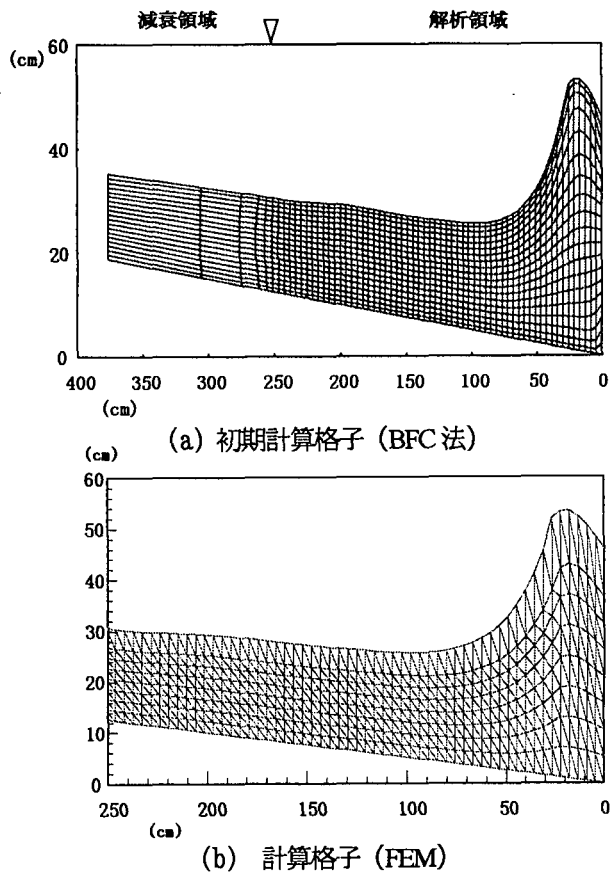


図-12 解析領域と初期計算格子

入射側境界では、逐次 FEM の計算結果を入力していく。ただし、時間ステップが異なるため時間勾配を求め、線形補間を行っている。次に岸側の通過境界条件であるが、図-12 に示すように本計算では、解析領域に減衰領域を接続させているので、特別な開境界処理は施していない。なお、減衰領域内の初期条件は $u=v=0$ 、圧力は静水圧分布とし、減衰領域長は解析領域長の半分、分割数が 5 で等比数列により格子間隔を決定した。

次に、水表面での運動学的境界条件であるが、ここでは MAC 法にならって水表面上の格子点を次式のようにラグランジュ的に移動させることで満足させる。

$$\begin{aligned} (x)_{sf}^{n+1} &= (x)_{sf}^n + \Delta t \cdot (u)_{sf}^{n+1} \\ (y)_{sf}^{n+1} &= (y)_{sf}^n + \Delta t \cdot (v)_{sf}^{n+1} \end{aligned} \tag{22}$$

ここで、 x, y はデカルト座標、下付き添え字 sf は自由表面を表す。また Δt は時刻 n と時刻 $n+1$ の時間間隔である。次に、力学的境界条件においては、自由表面での粘性応力と表面張力を無視し、圧力のポアッソン方程式の解法において、自由表面上で圧力を 0 としている。

図-13 は $t = 0.05 \text{ s}$ から $t = 0.20 \text{ s}$ までの格子分割状況を 0.05 s 間隔で示したものである。計算過程で格子生成が自動的に行われていることを示している。しかし、水表面の巻き込みが発達すると計算格子の歪が波峰前面で顕著となり、座標変換が困難となり計算が発散する。そのため、 $t = 0.2 \text{ s}$ 付近の巻き込みの初期形成段階までが構造格子を用いた解析の限界と考えられる。

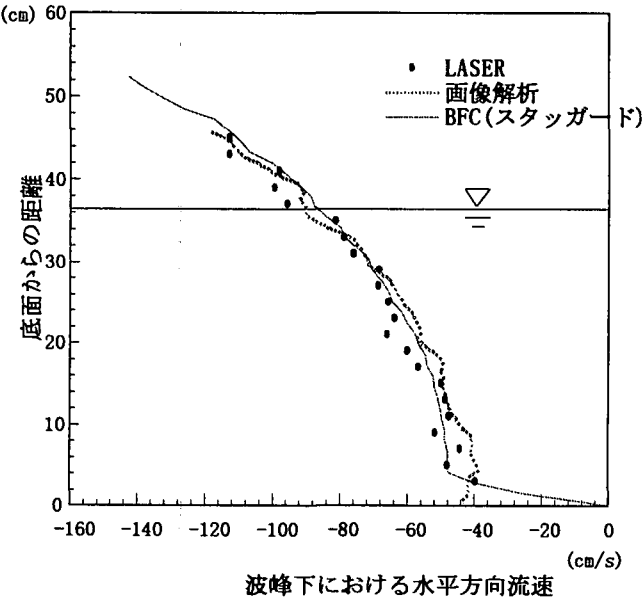


図-14 水平方向流速の鉛直分布の比較

次に、流速の計算結果の定量的な精度を検証するために、水平方向流速の鉛直分布について比較を行った。その結果を図-14 に示す。図中の黒丸はレーザー流速計、点線は画像解析、実線がスタガード格子を用いた計算結果である。計算結果は全体的に計測結果とよく一致しており、定量的な精度も高いことがわかる。

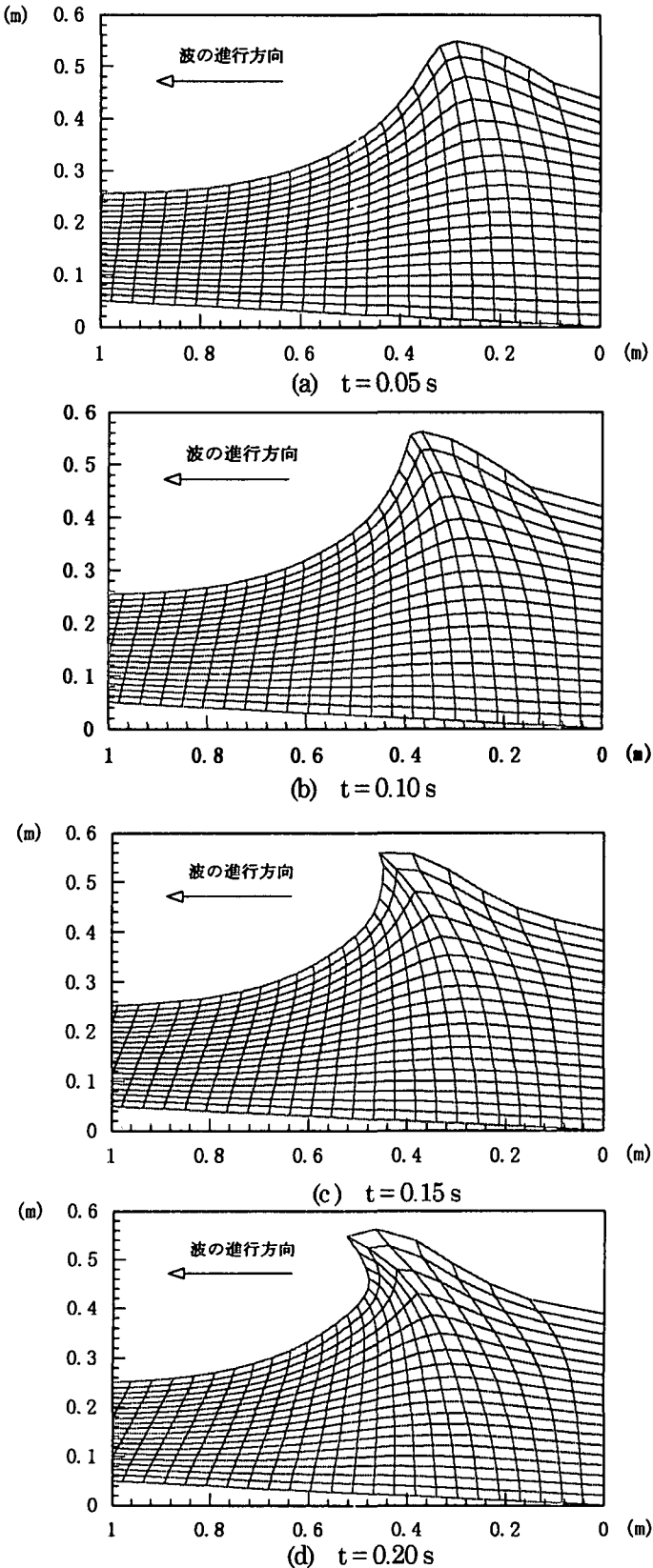


図-13 格子分割状況

4. 結 言

本章では、自由表面流れや任意海底形状での波変形過程を精度良く解析するために、BFC法を用いた数値解析手法を開発した。解析手法を示すとともに、適用計算を行い、実験値などとの比較より、計算手法の有効性などについて検討を行った。本章で得られた結果を各節毎に以下に要約する。

- (1) 自由表面の曲率を算定する手法を示し、自由表面での力学的条件において表面張力を考慮した解析手法を示した。
- (2) 計算の安定化のために、自由表面のスージングに加え、節点再配置技法を導入した。
- (3) 水平加振による矩形容器内のスロッシング現象を解析し、水面変動の計算結果を解析解と比較し、計算精度が定量的にも妥当であり、質量保存性にも優れていることを確認した。
- (4) 一様斜面上での巻き波砕波の解析を行い、より実験状況に近い巻き込み状況を再現するとともに、圧力振動などが生じず、レギュラー格子を用いた解析よりも長時間安定に計算が進展することを示した。
- (5) 巻き込みが発達してくると、波面前面での計算格子の歪が顕著となり、座標変換が困難となり計算が発散することを示し、本計算手法の適用範囲は巻き込みの初期形成段階までであることを明らかにした。

謝 辞 本研究の一部は文部省科学研究費(基盤 B: 山田文彦)より援助をいただきました。記して感謝の意を表わします。

参考文献

- 1) 酒井哲郎・三反畑勇(1983): 砕波による乱れのレイノルズ応力について、第30回海岸工学講演会論文集、pp.30-34
- 2) 青野利夫・服部昌太郎(1984): 砕波下での大規模乱れ構造に関する実験的研究、第31回海岸工学講演会論文集、pp.6-10
- 3) 日野幹雄・瀬岡和夫・小俣 篤(1984): 砕波帯内の乱れの組織的運動と水粒子運動について、第31回海岸工学講演会論文集、pp.1-5
- 4) 三村信男・岡安章夫・柴山知也・Preecha Kamronrithisorn(1984): Plunging 砕波によって発生する砕波帯内流速場の構造、第31回海岸工学講演会論文集、pp.11-14
- 5) 水口 優・友金幸浩(1985): 巻き波型砕波時の流れの場の実験的研究、第32回海講論文集、pp.60-64
- 6) 西村仁嗣・武若 聡(1988): VTR 画像の相関解析による砕波時内部流速分布の推定、第35回海講論文集、pp.45-48
- 7) 長尾昌朋・片岡暁彦・沢本正樹(1991): VTR 画像処理とトレーサ追跡法を組み合わせた砕波内部流速場の測定、海岸論文集、第38巻(1)、pp.56-60
- 8) 小林智尚・日野幹雄・疋田賢七・荻原秀規(1992): フーリエ変換を用いた画像処理による砕波内部流速場の測定、海岸論文集、第39巻(1)、pp.56-60
- 9) 渡部靖憲・佐伯 浩(1995): 画像処理による砕波帯内の運動機構に関する考察、海岸論文集、第42巻(1)、pp.116-120
- 10) Longuet-Higgins, M.S. and E. D. Cokelet (1976): The deformation of steep surface waves on water, Proc. Roy. Soc. London, A364, pp. 1-28
- 11) 安田孝志・原正典・榊原幸雄(1991): BIMを用いたステップによる孤立波の砕波を伴う変形とその法則、土木学会論文集、No. 429/II-15, pp.74-83
- 12) Miyata, H., Nishimura, S. and Masuko, A. (1985): Finite difference simulation of nonlinear waves generated by ships of arbitrary three-dimensional onfiguration, J. of Comp. Phys., Vol.60, pp.391-436
- 13) Sakai, T., Mizutani, T., Tanaka, H., and Tada, Y. (1986). "Vortex formation in plunging breaker," Proc. 20th Int. Coastal Eng. Conf., Taipei. ASCE, Vol. 1, pp 711-723
- 14) Takikawa, K., Yamada, F., and Matsumoto, K. (1997): Internal characteristics and numerical analysis of plunging breaker on a slope, J. of Coastal Engineering, Vol. 31, pp. 143-161
- 15) 岩田好一郎・川崎浩司・金度三(1995): 水中構造物による砕波の数値解析、海岸工学論文集、第42(2)、pp.781-785
- 16) 柴山知也・Nguyen The Duy (1994): 乱流方程式を用いた砕波帯内波浪場の数値モデル、海岸論文集 第41巻(1)、pp.151-155
- 17) 辻本剛三(1997): 乱流モデルによる砕波点近傍の流れ場の数値解析、海岸論文集 第44巻(1)、pp.101-105

- 18) Thompson, J.F., Thames F. C., Mastin C. W. (1974) : Automatic numerical grid generation of body-fitted curvilinear coordinate system for field containing any number of arbitrary two dimensional bodies, J. Comp. Phys., Vol.15, pp. 299-319
- 19) Steger, J.L. and Sorenson, R.L. (1979) : Automatic mesh-point clustering near a boundary in grid generation with elliptic partial differential equations. J. Comp. Phys., Vol. 33, pp. 405-410
- 20) 滝川 清、山田文彦、松本健作、飯尾昌和 (1996): ビデオ画像解析と Boundary-Fit 法を用いた碎波変形の内部特性に関する研究海岸論文集、第 43 巻 (1), pp.51-55
- 21) Sugino, R. and Tosaka. N. (1990) : Large amplitude sloshing analysis in a container with multi-slopped wall by the boundary element method, Advance in Boundary Element Method in Japan and USA, Topics in Eng., Vol.7, Computational Mechanics Press, pp. 307-316
- 22) Takayama, T. (1976) : Theory of transient fluid waves in a vibrated storage tank, Rep. Port and Harbor Research Institute, Vol. 51, No. 2, pp. 3-53
- 23) 滝川 清、岩垣雄一、中川政博(1983) : 有限要素法による斜面上の波の碎波変形と内部機構の解析、第 30 回海岸工学講演会論文集、pp.20-24.

(1999年4月23日 受付)