大波中の海洋構造物まわりの波崩れを含んだ 三次元非線形波動のシミュレーション

正員 朴 鍾 千* 正員 宮 田 秀 明†

Numerical Simulation of 3D Breaking Wave Motions
about an Offshore Structure under a Severe Sea Condition

by Jong-Chun Park, *Member* Hideaki Miyata, *Member*

Summary

Numerical simulation is made of the 3D breaking motion about a part of a semisubmersible containing a circular cylinder mounted vertically onto a lower hull in regular periodic gravity waves. The TUMMAC-VIII finite-difference method is newly developed for such a problem. By use of marker-density method the 3D breaking motion is approximately implemented in the framework of rectangular grid system. The generation of breaking waves by the interaction of incident waves with the structure is well simulated and interesting features of breaking waves are revealed with certain degree of quantitative and qualitative accuracy.

1. 緒 言

セミサブリグ、海上都市、海上空港のような海洋構造物などの工学的な設計とその安全性を考えると、その構造物などに及ぼす波浪外力を的確に予測し評価しなければならない。微小振幅の規則進行波による半潜式海洋構造物の全体に働く波力の推定には、適切な粘性修正を加えたポテンシャル理論の計算による方法か、或いは、海洋構造物の各部材要素を2次元柱体として取り扱う Hooft の方法²⁾などが用いられる。しかしながら、規則波の振幅と波高が構造物の直径に比べて相対的に大きくなる、サバイバル状態など、非線形性の強い波動運動が重要になり、従来の方法では非線形性の強い波動運動を説明することは難しくなる。このため、サバイバル状態の海象は海洋構造物の設計条件として、その状態下におかれる海洋構造物まわりの非線形な流体力学的特性を明らかにすることは重要なものとなるが、その強い非線形性のため充分に研究対象として取り扱われてこなかった。

本研究においては、大波中における複雑な形状の海洋構

造物まわりの3次元砕波を伴う非線形な波動運動を、Navier-Stokes 方程式を解く TUMMAC-VIII 有限差分法^{8),9)}によってシミュレーションし、本方法による非線形な流体力学的特性の推定がどの程度まで有効であるか検討する上に、流れ場の様子を調べ海洋構造物の設計上に必要な情報を与えることを目的とする。

2. TUMMAC-VIII有限差分法

2.1 支配方程式及び計算のプロセス

2層における2つの流体が各々一定な密度をもち、非圧縮性で、かつ連続的であると仮定すると、支配方程式は、次のような2層流に関する Navier-Stokes 方程式と連続方程式になる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}^{(1)}}{\partial t} + (\mathbf{u}^{(1)} \cdot \nabla) \mathbf{u}^{(1)} = -\frac{1}{\rho^{(1)}} \nabla p^{(1)} + \mathbf{a}^{(1)} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}^{(2)}}{\partial t} + (\mathbf{u}^{(2)} \cdot \nabla) \mathbf{u}^{(2)} = -\frac{1}{\rho^{(2)}} \nabla p^{(2)} + \mathbf{a}^{(2)} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3)$$

但し、

$$\mathbf{a} = \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (4)$$

ここで、 ∇ は勾配演算子、 $\mathbf{u}$ は速度ベクトル、 p は圧力、 t は時間、 ν は動粘性係数、 $\mathbf{f}$ は重力項を含んだ外力項であり、上付き添字(1)と(2)は自由表面の下と上の流体をそれぞれ表す。本研究においては、第(1)流体と第(2)流体

* 東京大学工学系研究科船舶海洋工学専攻

† 東京大学工学部

はそれぞれ水と空気と仮定する。

流体は自由表面を境にして上下に分けられていると仮定し、上述した支配方程式の解は、time-marching プロセスの毎時間ステップで各流体において分離的に行うことにより得られる。この際、各層において均一な密度 ρ を用いる。

自由表面の形状は、次節で触れる自由表面に関する力学的条件と運動学的条件によって決まり、速度及び圧力は interface 上において一定であると仮定する。

各流体の流体計算に関する基本的な解のアルゴリズムは、矩形格子系の staggered mesh system を用いた TUM-MAC 法^{(1),(8),(9),(11)} に準じている。故に、(1)式～(3)式の支配方程式は差分法により離散化し、初期値または境界値問題に関する条件下で解く。

2.2 密度関数法による非線形な自由表面の取扱い

自由表面において粘性応力と表面張力が無視できると仮定すると、自由表面に関する運動学的条件と力学的条件は次のようになる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} + w \frac{\partial f}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$\rho^{(1)} = \rho^{(2)} \quad (6)$$

ここで、 f は自由表面の位置を表す関数である。(5)式は自由表面上にあった流体粒子は、常に、自由表面上に存在すると言う条件だが、激しい波崩れ、或いは、波の巻き込みによる空気の取り込み (air-trapping/air-entrainment)、air bubble などを含んだ自由表面の3次元的非線形特性を捉えるには適当ではないと考えられる。本研究においては、自由表面の運動学的条件に対して、密度関数法^{(4),(8),(9),(11)}を導入することにする。

●密度関数

具体的には、2層流として、3次元問題を取扱う場合、2層の液体の密度を $\rho^{(1)}, \rho^{(2)}$ とし、各セルにスカラー量として密度関数 M_ρ を定義する。この値が $\rho^{(1)}$ と $\rho^{(2)}$ の場合、各々いずれかの流体で100%満たされ、 $\rho^{(2)} < M_\rho < \rho^{(1)}$ の状態の場合、混在しているものとする。このスカラー量は、例えば、水 ($\rho^{(1)}$)-空気 ($\rho^{(2)}$) のような2層流においては、次式を用いることによって、1つのセルの中に水が占める割合 α にもなる。

$$\alpha = \frac{M_\rho - \rho^{(2)}}{\rho^{(1)} - \rho^{(2)}} \quad (7)$$

●密度関数の輸送式

密度関数 M_ρ の挙動は、次のような密度関数の輸送方程式に従うものとする。

$$\frac{\partial M_\rho}{\partial t} + u \frac{\partial M_\rho}{\partial x} + v \frac{\partial M_\rho}{\partial y} + w \frac{\partial M_\rho}{\partial z} = 0 \quad (8)$$

流体の種類によらず、このスカラー量の輸送方程式を全ての計算領域で連続して解く。密度関数の不連続面として自由表面が Euler 的に表されるため、運動学的条件は直接満たされることになる。

●自由表面の位置

密度関数は、(8)により毎時間ステップにて、3次元的に輸送され、新たに自由表面を形成するが、そのときの自由表面の位置は、密度関数値が2種の液体の平均

$$M_\rho = \tilde{M}_\rho = \frac{\rho^{(1)} + \rho^{(2)}}{2} \quad (\text{on the interface}) \quad (9)$$

になる面として近似的に定義する。

●自由表面上での圧力一定と Irregular Stars

自由表面の力学的条件の(6)式は、圧力の Poisson 方程式の解を求める段階で irregular star 法¹⁾によって満足させる。(9)式により自由表面が定義されているため、自由表面近傍の圧力点から自由表面までの距離を密度関数から得ることができる。ある圧力点から x が正の方向にある界面までの距離は、密度関数 $M_{\rho i,j,k}$ を用いて

$$\eta_1 = \frac{M_{\rho i,j,k} - \tilde{M}_\rho}{M_{\rho i,j,k} - M_{\rho i+1,j,k}} \Delta x_{i+1/2} \quad (10)$$

により求められる。

●Interface への物理量の外挿

2層流の interface における速度の外挿は、文献[8][9]と同様に、外挿される点の位置から一番近い距離における物理量の挙動が支配的に補間されるよう、長さの重み付き速度外挿法を用いる。

自由表面上での圧力は、第(2)流体の圧力を自由表面上の位置に外挿することによって決まるが、基本的に、水平方向には等値外挿、鉛直方向には重力加速度を考慮した外挿を行なう^{(4),(8),(9)}。

●密度関数式の差分近似

密度関数の輸送式(8)式の時間微分に関して、次のような2次精度の Adams-Bashforth 法を用い、空間差分には、MUSCL のような3次精度の上流差分が用いられる。差分展開の詳細は文献[8][9][11]に掲載されている。

2.3 No-Slip 物体境界条件

文献[8]と同様に、複雑な3次元任意形状の物体表面を表現するために、1つのセルに流体が占める割合である porosity γ というスカラー量を用いる。但し、porosity γ は、 $0 \leq \gamma \leq 1$ の値を取り、セルの flagging または差分スキームに必要な足の長さの計算などの物体表面条件の取扱いには、このスカラー量が近似的に用いられる。本研究においては、矩形格子系を用いるため物体表面近傍での詳細な物理量を調べることは精度的に大変難しいので、方針としては、物体境界セルにおける物理量は直接計算せず、まわりの流体セルの物理量から外挿することにする。文献[8]のように、物体境界上の圧力は流体セルから外挿された値を用いて irregular star 法によって反復計算する。物体境界にある速度は、圧力勾配が求められるところでは Navier-Stokes 方程式により解き、その他の場合は隣合う流体セルの速度から速度の重み付き平均を取ってその平均速度を用いて no-slip 物体表面条件が満たされるように外

挿する。速度外挿の仕方は文献 [8] に詳しく掲載されている。

密度関数は、物体表面上で free-slip 条件が課されるため、物体表面の法線方向に勾配がゼロになるように等値外挿する。

2.4 その他の境界条件

●流入境界条件

仮想的な数値水槽を仮定し、計算領域の流入境界面にはフラップ式数値造波板を設ける。この場合、第(2)流体は速度ゼロの停止流体として取扱ひ、第(1)流体領域においては各速度点に有限振幅波理論から速度のプロファイルを与えることにより造波する^{11),9)}。

●流出開放境界条件

自由表面問題において、流出境界における開放境界条件は、強い波動や強い渦が存在する場合、流出境界条件が壊れることがあるので慎重に考慮するべきである。

本研究においては、文献 [8] [9] [11] と同様に、流出境界の消波装置として付加散逸領域に数値減衰項を加えたものを用いる。

●側面境界条件

海洋構造物のローハルに無限に並んでいる円柱を想定して、流れの側面境界は計算領域の一部を over-lapping させる、周期境界条件を課す。

●天井/底境界条件

速度と密度関数は、free-slip 条件として与え、圧力は、静水圧で固定する。

3. 数値シミュレーション

3.1 供試模型

Fig. 1(a)で示すような横波を受ける海洋構造物を考える。構造物の片側だけを考慮し (Fig. 1(b)), 更に、ロー

ハルの上に縦方向に装着されている円柱 (vertical cylinder) を含む構造物の一部分だけを取り出して解析対象モデルとして選ぶ (Fig. 1(c))。但し、模型は実物の 1/70 スケールに相当するものとして考える。また、波はローハルに真横に当たる状態を想定し、ローハル上の円柱と円柱との間の流体力の相互干渉による影響については、側面境界に周期条件を課すことによって考慮する。

Fig. 2 には、模型の寸法と計算に用いられる格子系を示す。ローハルの断面は楕円であり、楕円の長軸と短軸の長さの比は 3:1 で、ローハルの没水度 (ローハルの楕円の短軸の長さに対する、静水面からローハルの上部までの深さの比) は、1 となる。円柱の直径は 216 mm で、ローハルの幅の 36% であり、水面を貫通している。

計算領域は、540 mm の狭い幅を持つチャンネル状の形となりそのチャンネル幅のサイズを変えることによって円柱と円柱の間隔を変えることになる。本研究においては、実際の設計状態より狭いチャンネル幅を計算条件として仮定した。

3.2 計算条件

計算条件を Table 1 に示す。2 次元的な規則進行波は、実験による検証を考慮して、波長 (λ) 4.2 m、波振幅 (a) 0.09 m のものを考えることにした。規則波の波長は模型の寸法に比べて大変長いものの、計算領域内には納められなく、その一部分だけが計算されることになる。また、波の振幅 (a) はローハルの没水度の大半半分であり、物体により波のディフレクションが生じることを考えると、かなり厳しい非線形挙動が出現すると思われる。

格子系は、Fig. 2 に示したように、流体運動の激しいことが予測される自由表面近傍には垂直方向に等間隔格子を用いた。水平面上の格子間隔 Δx と Δy は、 x - y 平面上で円柱の直径を各々 10 等分したものであり、 Δz は波の振幅を 9

Fig. 1 Schematic sketch of selection to the offshore structure model

Fig. 2 Computational domain and cell division for a part of offshore structure model

Table 1 Condition of computation

Computational Region	
length (m)	2.1 + 20
width (m)	0.54
depth & height (m)	0.6 & 0.45
Grid Spacing	
longitudinal (minimum)	0.02 (m)
lateral (minimum)	0.02 (m)
vertical (minimum)	0.01 (m)
Number of Grid Points	(105+20) × 30 × (60+45)
Time Increment Δt (sec)	$T/2400$
Waves (in sea condition)	
wave length λ (m)	4.2 (294.0)
wave period T (sec)	1.714 (12.7)
wave height $2a$ (m)	0.18 (12.6)
wave parameter ak	0.135
Density	
$\rho^{(1)}$ (kg/m ³)	1000.0
$\rho^{(2)}$ (kg/m ³)	1.0
Kinematic Viscosity	
$\nu^{(1)}$ (m ² /sec)	1.0×10^{-6} (fresh water)
$\nu^{(2)}$ (m ² /sec)	1.5×10^{-5}

等分したものである。使用した格子点数は約40万セルで、計算の実行はengineering work station TITAN 2-500上で行った。実行ファイルの大きさは55 Mbyte程度である。

時間刻みは、物体近傍において、物体-波/波-波の強い相互干渉によって非線形な流体力学的挙動が現れ、流れ場を乱すことが予測されるので、1周期(T)を2400等分した。これは、文献[8][9]で用いたものの約80%である。

波浪中の物体と波との相対移動距離を表す K_c 数(Keulegan-Carpenter number)は、ローハルの中心位置と、円柱の静水面上の位置をベースにしたもので、次のように少々異なる。

$$K_c = \frac{U_{\max} T}{d} = \begin{cases} 1.10 & \text{(for vertical cylinder: } d=0.216(m)) \\ 0.84 & \text{(for lower hull: } d=0.600(m)) \end{cases} \quad (11)$$

但し、 T は入射波の周期、 d は代表長さ、 $U_{\max}$ は物体中心における流体粒子の最大速度である。

4. 計算結果及び討論

4.1 海洋構造物部材まわりの3次元碎波運動の非線形な挙動

● 3次元碎波の時間発展

Fig. 3は、ローハルと円柱の後方で起きる、規則波列の碎波を含む3次元波動の1周期間の時間変動を示す。但し、時間刻みは、1周期を8等分したものに相当し、 T は入射波の周期、 n は流入境界にて造られる波のある周期を表す正数でありFig. 3においては $n=1$ となる。

時刻 $1/16nT$ において、円柱の前方で波面の急峻化が見られる。時刻 $3/16nT$ において、波面は、更に急峻化され

Fig. 3 Time sequences of wave elevation about a part of offshore structure model in incident waves of $\lambda = 4.2m$.

るが、円柱の側面の近くからは波の碎波運動が始まっている。時刻 $5/16nT$ において、円柱の後方では、流れ方向の激しい碎波運動が現れており、部分的には、円柱の後半部の断面形状に沿って、中心線に向かって激しくこぼれ落ちている。この場合、波崩れは、主に、ローハルによる浅水効果と円柱と円柱との間の相対距離が比較的小さいために生じる相互干渉によるものと考えられる。時刻 $7/16nT$ において、円柱の後方では水位の急な上昇を含んだ大変複雑な波運動が示されている。時刻 $9/16nT$ において、円柱の後方で波の波頂において急峻な形状は見られるが、碎波運動は出現していない。なお、この時刻からは、激しい波崩れの後の碎波運動の乱流による散逸過程が進んでいると考えられる¹²⁾。

●波/波の相互干渉とその非線形な挙動

複雑形状物体周りの3次元の複雑な碎波運動が、Fig. 3に、realisticに示された。特に、Fig. 3の時刻 $7/16nT$ において、円柱の後方で現れた水柱のような水位の急な上昇は、非線形な波運動の3次元性を表すものと考えられる。その物理的過程と現象を詳しく理解するために、円柱の後端の2次元断面における速度ベクトルと圧力分布をそれぞれ Fig. 4と Fig. 5に示す。時刻 $4/16nT$ において、上流側から崩れてくる碎波運動により、波面が多価関数となっている。時刻 $5/16nT$, $6/16nT$ において、円柱の後端の中心線上の自由表面付近で流れが強く衝突し、自由表面の上方に反射

される様子が示されている。これは円柱の両サイドから円柱の側面形状に沿って崩れてきた波同士の衝突によるものであり、流れは、ローハルの存在によって自由表面の下方には反射せず、自由表面付近に集中され、自由表面を上昇させることになる。時刻 $7/16nT$ において、中心線近傍で波面の不連続な盛り上がりが見られ、その位置的な不安定性によって、時刻 $8/16nT$, $9/16nT$ において、turbulent boreのようにまわりに崩れ落ちだす。Fig. 5に示すように、波と波の相互干渉によって円柱の後方で生じた、波面の急峻な上昇域には高い圧力域が作られ、構造物はこの圧力変動の影響を受けると考えられる。

上述した、円柱後方における複雑な非線形な挙動は、Fig. 6に示すように、実験と定性的に比較することができる。計算の方では、円柱の直径を10等分しているの、不連続な水位上昇の形状が多少穏やかになっているが、水位の飛び上がり方や turbulent bore のような崩れ方は、実験と定性的に良く一致している。

●局所的な断面における碎波運動の非線形な挙動

Fig. 7に示すように、A-A', B-B', C-C'の断面において、碎波運動の時間発展を2次元的に観察してみる。断面 A-A' は、円柱の中心線上の2次元断面として、物体形状はローハルと円柱を含む形状になる。断面 B-B' は、円柱の側面の物体セルを含む2次元断面であり、断面 C-C' は、周期境界条件を課す側方境界境界における2次元断面であ

Fig. 4 Time sequences of wave elevation and velocity vector field on the plane of the aft-end of the vertical cylinder on the lower hull.

Fig. 7 Sectional divisions on x - y plane.

Fig. 8 Time-sequential developments of velocity vector fields of the a part of offshore structure on the vertical plane A-A' in Fig. 7.

動 (secondary wave breaking) が示されているが、波のスプリティング現象 (wave splitting phenomenon) はこの付随的な砕波運動と密接な関係がある⁷⁾。断面 C-C' において、断面 B-B' に比べると全体的に穏やかな spilling breaker の様子が示されている。

Fig. 11~Fig. 13 は、流れ方向の成分をもつ速度分布の時間発展を示す。流れ方向の速度成分は、規則進行波列の砕波運動の際、波の流れ方向の剥離を起こす原因となる重要な成分である³⁾。断面 A-A' において、円柱の後端における速度分布は、かなり特異分布となっている。時刻 $t = 7/16nT$ において、円柱の後方に現れた不連続な水位上昇域に、負の速度分布が縦に示され、その分布は波の移動に伴い下流に広がる。これは、流れの3次元性を表したものであり、従来の理論計算による研究や2次元研究などからは示されなかったものである。断面 B-B' において、円柱の側面近傍での流れ方向に垂直な分布と、砕波する自由表面付近の流れ方向の大変複雑な分布が説明されている。断面

Fig. 9 Time-sequential developments of velocity vector fields of the a part of offshore structure on the vertical plane B-B' in Fig. 7.

Fig. 10 Time-sequential developments of velocity vector fields of the a part of offshore structure on the vertical plane C-C' in Fig. 7.

C-C' では、没水度 1 の 2 次元没水楕円体上の砕波シミュレーションのように、比較的に穏やかで 2 次元的な分布を示す。

Fig. 11 Time-sequential developments of velocity u fields of the a part of offshore structure on the vertical plane A-A' in Fig. 7. The interval of contours is 0.05.

Fig. 13 Time-sequential developments of velocity u fields of the a part of offshore structure on the vertical plane C-C' in Fig. 7. The interval of contours is 0.05.

4.2 非線形流体力の実験との比較

大波中のローハル上の円柱まわりには3次元性の強い碎波現象が含まれていることが示された。このように、複雑でかつ非線形性の強い流体力学的特性を含む流れ場の流体力の推定は、工学的に非常に大きな意味を持つので、実験を実施し、シミュレーション結果と比較することにした。

●力の時間変動

前後力（以下、抗力と記す）と上下力（以下、揚力と記す）の時間歴を TUMMAC-VIIIにより算定し、Fig. 14に、実験と比較する。この場合、各力は次のように無次元化される。

$$\text{抗力, Drag} = \frac{F}{\rho g a A_D} \quad \text{揚力, Lift} = \frac{F}{\rho g a A_L} \quad (12)$$

但し、 F は力、 A_D と A_L 前面投影面積と上下面投影面積である。

3次元碎波運動の非線形挙動が示されたことに対して、実験との一致はかなり良いと考えられる。特に、本方法による抗力の予測値は実験のそれと良く一致しており、時間変動の山/谷の形状の一致はかなり目立つものである。一方、揚力においては、変動振幅の絶対値は良く一致しているが、負の変動域での、実験から得られる高周波変動が計算では明確に捉えられていない。この不一致が示される時刻は碎波運動の乱流による流れの散逸過程が進んでいる時刻に相当し、この散逸過程に関するモデル化の必要性が感じられる。

Fig. 12 Time-sequential developments of velocity u fields of the a part of offshore structure on the vertical plane B-B' in Fig. 7. The interval of contours is 0.05.

Fig. 14 Time histories of drag (upper) and lift (lower) coefficients on a part of offshore structure model

Fig. 15 Comparison of fluctuating pressure and wave elevation on the centerplane about a part of offshore structure model (a) on the high drag condition, (b) on the low drag condition.

● 波形と波浪変動圧のローカル分布

Fig. 15 には、抗力の正の最大変動（以下、high drag と記す）と負の最大変動（以下、low drag と記す）が示される時刻において、計算領域の流れ方向のセンターライン上の 2 次元断面における波形と物体表面の波浪変動圧分布を実験と比較する。

抗力の変動値が最大となる時は、円柱の前後において波高の差が大きく、high drag の場合、構造物の前面には波による波浪変動圧が現れる。Low drag の場合は、high drag の時に比べて圧力の絶対値は小さくなっている。抗力の最大変動が現れる時刻では、本計算の波高と波浪変動圧の予測値が実験と良く一致している。

Fig. 16 には、Fig. 15 と同様に、揚力の正の最大変動（以下、high lift と記す）と負の最大変動（以下、low lift と記す）に関するものを示す。揚力の変動が最大値となる時は、構造物の前後の波高の差はほとんどなく、波面が上下に盛り上がる/下がる状態になっている。High lift が示される場合、波面は上方に盛り上がっており、それにより構

Fig. 16 Comparison of fluctuating pressure and wave elevation on the centerplane about a part of offshore structure model (a) on the high lift condition, (b) on the low lift condition.

造物には非常に大きい圧力分布が現れる。この時刻において、波形と圧力分布の実験との一致は良いものである。しかし、low lift が示される場合、構造物の前半部は実験と一致しているが、後半部では波面が実験より下がっているため、負圧が過剰に示されているようである。

●物体表面上の波高

抗力と揚力が最大となる時刻において、円柱の表面に分布している波形をそれぞれ Fig. 17 と Fig. 18 に示す。Fig. 17 と Fig. 18 での **Front** と **Back** は、センターライン上の円柱の先端と後端を各々表し、計算の場合、物体表面に最も近く位置している B-cell の平均圧力をそのまま示したものである。

Fig. 17 の high drag と low drag の場合、円柱表面上の波高分布は実験との良い一致が示されている。Fig. 18 の high lift の場合、実験と計算共に波高は正の値を示し、実験と計算が良い一致を示していることに対して、low lift の場合、実験と計算共に負の値となっているが、定量的な

一致は満足できるものではない。

4.3 討論

以上より、TUMMAC-VIII法によって、大波中におかれた海洋構造物まわりの碎波運動の様子とそれに伴う非線形な流体力の評価を行い、実験計測結果と良い一致を得た。

本研究でシミュレーションした、大波中におかれた海洋構造物まわりの流れは、大変複雑で、かつ3次元非線形性の強いものであるが、このように、碎波運動を含む波の非線形な3次元挙動が捉えられるようになったので、海洋構造物の設計に応用することが可能であると考えられる。

本計算の条件下で、この構造物まわり（特に、円柱の後方）には、波運動の1周期の間、パターンの違う2種の碎波運動が起きることを示した。一つは、主に、物体（障害物）と波との干渉によるものに、もう一つは、波と波の相互干渉によるものである。前者の場合は、ローワーハル上の円柱の側面近くから流れ方向に、「物体との干渉→波面の急峻化→剥離→overturning→impinging→スプラッシュ

Fig. 17 Comparison of wave profile on the surface of the vertical cylinder about a part of offshore structure model (a) on the high drag condition, (b) on the low drag condition.

Fig. 18 Comparison of wave profile on the surface of the vertical cylinder about a part of offshore structure model (a) on the high lift condition, (b) on the low lift condition.

グ&渦生成」の過程を経る。後者の場合は、前者の影響で円柱の両サイドから側面形状に沿って崩れてくる波が円柱の後端の中心線付近で互いに衝突し合って、波面の不連続な上昇が起き、ついに turbulent bore のように崩れ落ちる。これは、これまで研究対象とならなかった複雑な次元砕波運動の一つであるが、本計算法は、このような3次元性の強い砕波を無理なく捉えることが可能である。しかし、波が崩れてからは、乱れによる散逸効果が重要となるが、この散逸効果について何らかのモデリングを施すことが必要である。

5. 結 言

本研究で得られた結果をまとめると、以下のようになる。

1. TUMMAC-VIII法の応用例として、大波中の海洋構造物を構成しているローハルとその上に固着された円柱まわりの、3次元砕波運動を伴う非線形性の強い波動運動のシミュレーションを行い、実験と比較した。

2. 大波中におかれた海洋構造物まわりの波動運動は、波/物体と波/波の相互干渉によって、かなり複雑で、かつ3次元非線形性の最も強い特性を持つ。本計算の条件下で、この構造物まわり（特に、円柱の後方）には、波運動の1周期の間、パターンの違う2段階の砕波運動が起きることが示された。第1段階では、物体/波との干渉によるもので、ローハル上の円柱の側面近くから流れ方向に、「攪乱→波面の急峻化→剥離→overturning→impinging→スプラッシング&渦生成」の過程を経て、第2段階では、波/波の相互干渉によるもので、前者の影響で円柱の後端で波と波の衝突により波面の不連続な上昇が続く、turbulent bore を形成して崩れ落ちる。

3. 本方法による、波浪変動圧や流力特性の予測値は、実験と比べてかなり良い一致を示すことが判った。しかし、計算の精度はまだ不十分である。特に、砕波後の乱流による散逸過程に対しては課題を残している。

参 考 文 献

- 1) Chan, R. K.-C. & Street, R. L. (1970); A Computer Study of Finite Amplitude Water Waves, J. Compt. Phys., vol. 6, 68-94.
- 2) Hooft, J. P. (1971); Mathematical Method of Determining Hydrodynamically Induced Forces on a Semisubmersible, SNAME, vol. 79.
- 3) Melville, W. K. & Rapp, R. J. (1983); Velocity Measurement at a Breaking Air-Water Interface,

In Recent Advances in Engineering Mechanics and their Impact on Civil Engineering Practice, ASCE, 1295-1298.

- 4) Miyata, H., Katsumata, M., Lee, Y.-G. & Kajitani, H. (1988); A Finite-Difference Simulation Method for Strongly Interacting Two-Layer Flow, J. Soc. Naval Archt. Japan, Vol. 163, 1-16.
- 5) Miyata, H. & Yamada, Y. (1992); A Finite Difference Method for 3D Flows About Bodies of Complex Geometry in Rectangular Co-ordinate Systems, Int. J. Numerical Methods in Fluids, Vol. 14, 1261-1287.
- 6) Miyata, H., Zhu, M. & Watanabe, O. (1992); Numerical Study on a Viscous Flow with Free-Surface Waves About a Ship in Steady Straight Chourse by a Finite-Volume Method, J. Ship Research, Vol. 36, No. 4, 332-345.
- 7) Miyata, H., Kajitani, H., Zhu, M., Kawano, T. & Takai, M. (1987); Numerical Study of Some Wave-Breaking Problems by a Finite-Difference Method, J. Kansai Soc. Naval Archt., Japan, No. 207, 11-23.
- 8) Park, J.-C. & Miyata, H. (1994 a); Numerical Simulation of 2D and 3D Breaking Waves by Finite-Difference Method, J. Soc. Naval Archt. Japan, Vol. 175, 11-24 (Japanese)
- 9) Park, J.-C. & Miyata, H. (1994 b); Numerical Simulation of the Nonlinear Free-Surface Flow caused by Breaking Waves, Free-Surface Turbulence, ASME' Fluids Engineering Division Summer Meeting '94, in Lake Tahoe, FED-Vol. 181, 155-168.
- 10) Park, J.-C., Miyata, H., Tsuchiya, H. & Kanai, M. (1992); Wave-Wake Interactions About a Body of Revolution Advancing Beneath the Free-Surface, Proc. 19th Symposium on Naval Hydrodynamics, Seoul, X II, 1-18.
- 11) Park, J.-C., Zhu, M. & Miyata, H. (1993); On the Accuracy of Numerical Wave Making Techniques, J. Soc. Naval Archt. Japan, Vol. 173, 35-44.
- 12) Peregrin, D. H. (1983); Breaking Waves on Beaches, Annual Review of Fluid Mechanics, Palo Alto, California, 149-178.
- 13) Yamada, Y. & Miyata, H. (1990); A Finite-Difference Method for a Separating Flow Past a Body of Arbitrary Geometry in Rectangular Coordinate Systems, J. Soc. Naval Archt. Japan, Vol. 167, 17-24.