

楔型モデルまわりに発生する自由表面衝撃波の 数値流体力学的構造解明

正員 金井亮浩* 正員 宮田秀明**

Elucidation of the Structure of Free Surface Shock Waves about a Wedge Model
by Finite-Difference Method

by Akihiro Kanai, *Member* Hideaki Miyata, *Member*

Summary

The free surface shock wave (FSSW) generated by a wedge model is numerically studied. The numerical simulations performed by the finite difference method employing density function method show the systematic variation of the shock phenomenon due to the Froude number based on the draft as obtained by experiments. The typical nonlinear phenomena like wave breaking and abrupt changes of velocity vectors are successfully captured and the details of wave breaking induced by the FSSW are clarified. Wave breaking occurs to weaken the nonlinearity and shear vortex and longitudinal vortex are generated from the overturning point on the free surface. After the wave breaking a steep wave is reproduced due to the nonlinearity. This seems to be periodically repeated.

1. 緒 論

水と空気の自由表面境界を進行する物体まわりには、圧力変動による水面重力波が発生し、造波抵抗につながる。特に船の船首に発生する波は、砕波を伴う非常に非線形性の強い現象であり、造波抵抗全体に占める割合も大きい。船首に取り付けるバルブが実際の設計に採用されているのも、このためである。船首バルブの設計は、線形造波抵抗理論と水槽試験を中心に行われてきたが、1970年代に特に、バラスト状態の過大な造波抵抗増加が問題となり、船首まわりの非線形な造波現象が注目された。馬場¹⁾などの砕波を中心とした研究から、造波そのものの非線形特性を明らかにした宮田ら²⁾³⁾⁴⁾の研究へと発展した。宮田らは、実験的に自由表面衝撃波と名付けられた非線形波の特性を明らかにした。この現象は、超音速流における衝撃波と非常に類似な現象であることが分かった。その大きな特徴⁵⁾は、1) 喫水ベースのフルード数に依存する系統的な現象の変

化 (Fig. 1), 2) 波頂線に沿って衝撃波特有の速度変化, 3) 波の急峻化や砕波の発生, 4) 後方でのエネルギー損失, 5) 自由表面近傍にのみ限られる現象, である。一方、波頂角と造波抵抗の関係⁶⁾も一番前方の船首波に関しては、比較的単純で、波頂角の低下が造波抵抗の低下につながり、波頂角と水線入角には上記のような系統的關係があることが実験的に明らかにされた。長突出薄型バルブはこのような事実より考案されたもの⁷⁾で、1980年代中頃より急速に普及していった。今日、国内で建造されるほとんどの中低速船の船首バルブは、大なり小なりこの形状を踏襲

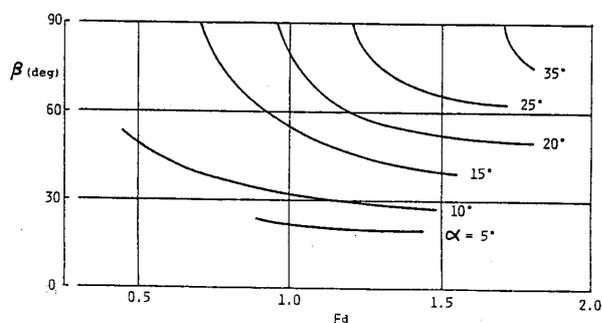


Fig. 1 Variation of the wave-front-line angle β , which systematically depends on the entrance angle α and the Froude number based on the draft Fd .

* 東京大学工学部船舶海洋工学科助手

** 東京大学工学部船舶海洋工学科教授

原稿受理 平成7年1月10日

春季講演会において講演 平成7年5月17, 18日

している。しかし、自由表面衝撃波の詳細構造については、実験の困難やCFD技術の未発達もあり、未だ明らかにされておらず、その構造を明らかにすることは非常に重要な課題である。

砕波に関しては、一般に非線形性と分散、散逸の効果とのバランスの崩れにより生じるが、船首に発生する砕波の場合、Benjamin-Feir Instability⁸⁾やLonguet-Higgins⁹⁾、McLean¹⁰⁾らによる波の不安定性から砕波に到るのではなく、非線形性が強いことによる不連続面の発生(衝撃波現象)から砕波が生じていると考えることが出来る。この砕波の発生により、空気の水中への取り込み、渦生成、乱流などによるエネルギー散逸があり、残りが分散性によるケルビン波となる。

従って、従来の造波抵抗理論(ポテンシャル理論)では、自由表面条件の線形化や弱非線形理論を用いており、本質的にこのような非線形性の強い自由表面衝撃波を理解することは、不可能と考えられる。船体によって発生した水面重力波は、分散性を持つために、船体より離れたところではケルビン波となり、確かに線形理論で理解できるが、船首近傍の自由表面衝撃波の場合、急峻波や砕波などを伴う非線形現象が起きており、この現象理解には、Navier-Stokes方程式を解く必要がある。

非線形性の強い波についての数値的なアプローチとしては、Hirt & Nichols¹¹⁾によるVOF法を用いた差分法や、宮田ら¹²⁾¹³⁾による波高関数を用いたTUMMAC法などがある。しかし、その3次元の砕波現象への応用については、取り扱いの複雑さなどから困難な点が多く、また精度を高めることに限界があると思われる。朴&宮田¹⁴⁾は、密度関数法¹⁵⁾を採用することにより、3次元の砕波現象をかなり精度良く捉えることに成功した。

そこで、本論文では、3次元砕波をも説明できる新しいCFD技術を用い、自由表面衝撃波の構造と機構を明らかにすることにした。2章において、本計算に用いたTUMMAC-VIII法についての解説と自由表面のシミュレーションのために採用した密度関数法について説明を行う。3章では、4章、5章で行う楔形モデルまわりの計算条件について述べる。4章では、3種類のフルード数での計算を行い、楔形モデルまわりに発生する衝撃波現象をシミュレーションし、そのフルード数に依存する系統的な構造変化と衝撃波特有の現象を捉える。5章では、4章で行った一番高いフルード数での場合について、深さ方向の格子間隔を細かくした計算を行い、自由表面衝撃波現象をさらに精度良く捉え、この衝撃波により発生する砕波現象と共に、その時間的、空間の詳細構造を明らかにする。

2. 数値解法 ～TUMMAC-VIII法～

2.1 計算手法

支配方程式は、以下に示す非圧縮の連続の式とNavier-

Stokes方程式である。基本的な解のアルゴリズムは、MAC法に類似したTUMMAC-VIII Method¹⁴⁾である。この中で、空気と水に対しては、それぞれ(1a)、(1b)を解く2層流計算を行っている。

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

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

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (2)$$

where

$$a = v \nabla^2 u + f$$

u, ρ, p, f はそれぞれ、速度、密度、圧力、重力を表している。時間微分項には1次の前進差分を、対流項以外の空間差分には2次の中心差分を用い、対流項には3次上流差分を用いている。格子系には、物理量をスタガード配置した不等間隔の矩形格子系を用いている。また、圧力のポアソン方程式の解法には、リチャードソン法による反復解法を採用している。

2.2 自由表面条件

自由表面の取り扱いには、密度関数法を導入し、自由表面に関する運動学的条件と力学的条件は、自由表面の粘性応力と表面張力が無視できると仮定することにより、以下に示す密度関数の輸送方程式と自由表面上の圧力境界条件とすることができる。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + u \frac{\partial M}{\partial x} + v \frac{\partial M}{\partial y} + w \frac{\partial M}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$P^{<1>} = P^{<2>} \quad (4)$$

M は密度関数、 $P^{<1>}, P^{<2>}$ はそれぞれ、自由表面境界における水と空気の圧力を表している。(3)式の差分には、時間微分項にAdams-Bashforth法を、空気差分に対しては3次精度の上流差分を用いている。

密度関数の値は各セルに与えられたスカラー量であり、2層の流体の密度を $\rho^{<1>}, \rho^{<2>}$ としたとき、それぞれのセルで $\rho^{<1>}$ または $\rho^{<2>}$ の値をとる場合、いずれかの流体で100%満たされ、 $\rho^{<1>} < M < \rho^{<2>}$ の状態の場合、2種類の流体が混在し、 $M = (\rho^{<1>} + \rho^{<2>})/2$ の値をとる位置を2流体の界面として定義する。NS方式による流場の計算では、これより下側の水の領域における密度を $\rho^{<1>}$ 、上側の空気の領域の密度を $\rho^{<2>}$ と、一定として2流体を分離して取り扱う。

3. 計算条件

3.1 モデル

計算に用いた船型は、実験に用いられたものと同じ半頂角が20度の楔形モデルで、喫水 d は0.1mである。喫水ベースのフルード数 Fd は、4章では、 $Fd=0.8, 1.1$ そして1.4の3つの速度で計算を行う。また、5章では、 $Fd=1.4$ において、深さ方向の格子間隔を4章の時の約1/4にして

Table.1 Conditions of Computations

Table.1 Conditions of Computations		
	Section 4	Section 5
Computational Region		
length(m)	-0.29~1.0	-0.21~0.71
width(m)	0.0~0.6	0.0~0.705
depth&height(m)	-0.28~0.267	-0.253~0.262
Grid Spacing		
longitudinal(m)	0.02	0.02
lateral(m)	0.015	0.015
vertical(m)	0.008(minimum)	0.002(minimum)
Number of Cells	50*40*50	46*47*135
Time increment(sec)	0.00037(Fd=0.8) 0.00027(Fd=1.1) 0.00021(Fd=1.4)	0.000092(Fd=1.4)
Acceleration Time(sec)	1.01(Fd=0.8) 1.39(Fd=1.1) 1.77(Fd=1.4)	1.77(Fd=1.4)
Computational Time(sec)	2.96(Fd=0.8) 2.835(Fd=1.1) 2.94(Fd=1.4)	2.576(Fd=1.4)

計算を行う。その他の計算条件については Table.1 に示した。

3.2 流出境界条件

流出境界に物体が存在するため特別な境界設定をする必要がある。TUMMAC-IV法¹²⁾では、流れ方向に物理量を等値することにより、スタガード配置された点における値を1次内挿して境界の値とした。

本研究では、4章においては x 方向に等値する条件を、5章においては、数種類の境界条件を試した結果、結局 x 方向に等値する条件が最も良い結果が得られた。流れ方向に等値する境界条件も試したが、この楔形モデルの場合、境界での流れの変化が大きいため、境界での圧力が高くなる傾向が現れ、滑らかに流出しないことがある。

4. 自由表面衝撃波の系統的構造変化

4.1 系統的構造

宮田らの実験⁴⁾によると、同じ船首角の船型であれば、喫水ベースのフルード数が同じ時、同じ船首波が発生することが確かめられている。また、船首角と波頂角、フルード数の間には、Fig.1に見られるような系統的な関係があることも確かめられた。なお、図中の船首角と波頂角は共に、センターラインからの半分である。一般にフルード数が小さいとき、波頂角が90度の円弧状船首波が発生し、あるフルード数になると、鋭角の斜めの船首波が得られる。これは超音波流での垂直衝撃波と斜め衝撃波に類似の現象であると考えられる。Fig.1より今回取り扱うフルード数、0.8、1.1、1.4では、波頂角がそれぞれ、約90度、67度、53度

になることが予想される。

4.2 波高変化

自由表面衝撃波の発生により、波高の不連続現象、すなわち波の急峻化や砕波といった現象が見られる。数値実験によって得られたそれぞれのフルード数での波高の鳥瞰図を、Fig.2に示した。フルード数が大きくなるにつれ、船首での波高、砕波現象が大きくなっていることが分かる。Fig.3.1には、波高のコンターが示されている。なお、波高は速度の水頭で無次元化されている。Fd=0.8の時には、確かに90度の波頂線が、円弧状の船首波で得られており、Fd=1.1, 1.4の時は斜め衝撃波の波頂角がそれぞれ、約64度、47度とやや実験値より小さい角度であるが、ほぼ実験と同じ角度が得られ、自由表面衝撃波の系統的な構造変化を捉えることが出来た。Fd=1.1の時の実験測定値を Fig.3.2に示したが、計算における波高値は実験値に比べ小さく出

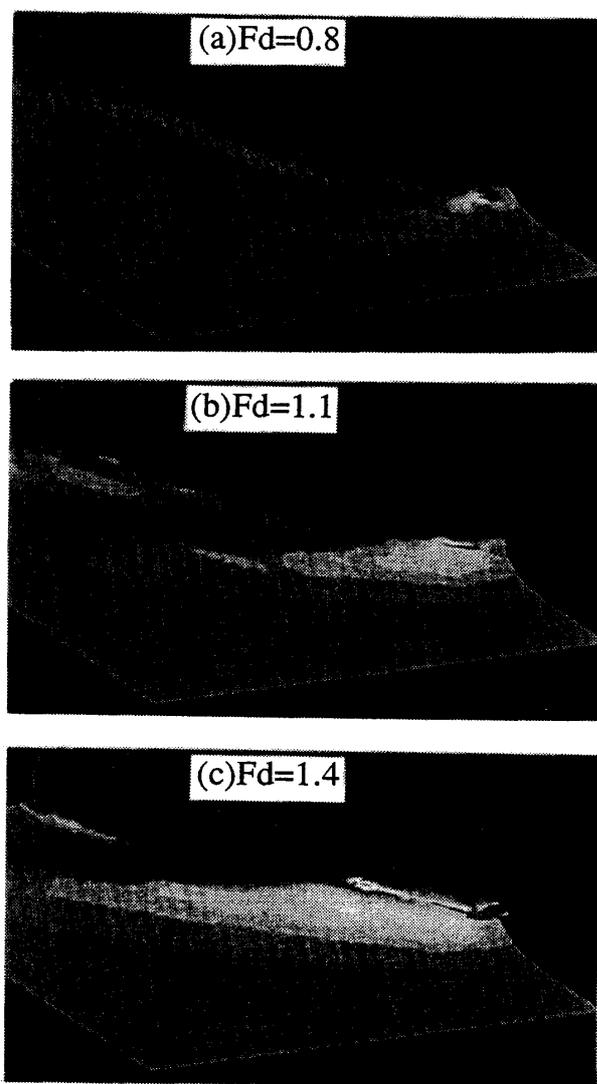


Fig.2 Perspective views of the wave around a wedge model of $\alpha=20$ deg at three different speeds: (a) $Fd=0.8$, (b) $Fd=1.1$, (c) $Fd=1.4$.

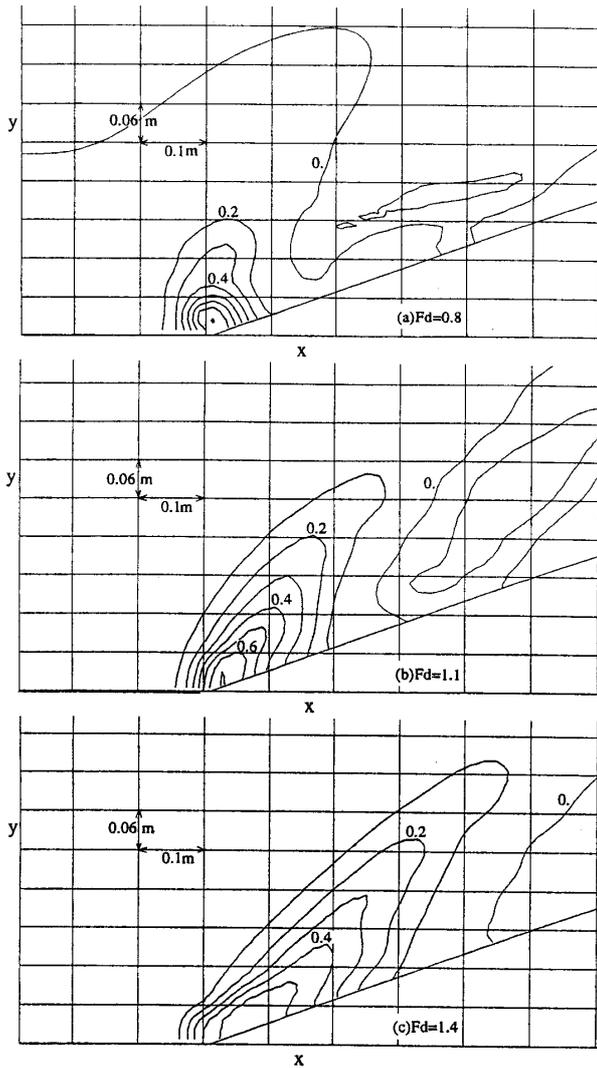


Fig. 3.1 Wave height contours of the wave around a wedge model of $\alpha=20$ deg at three different speeds: (a) $Fd=0.8$, (b) $Fd=1.1$, (c) $Fd=1.4$.

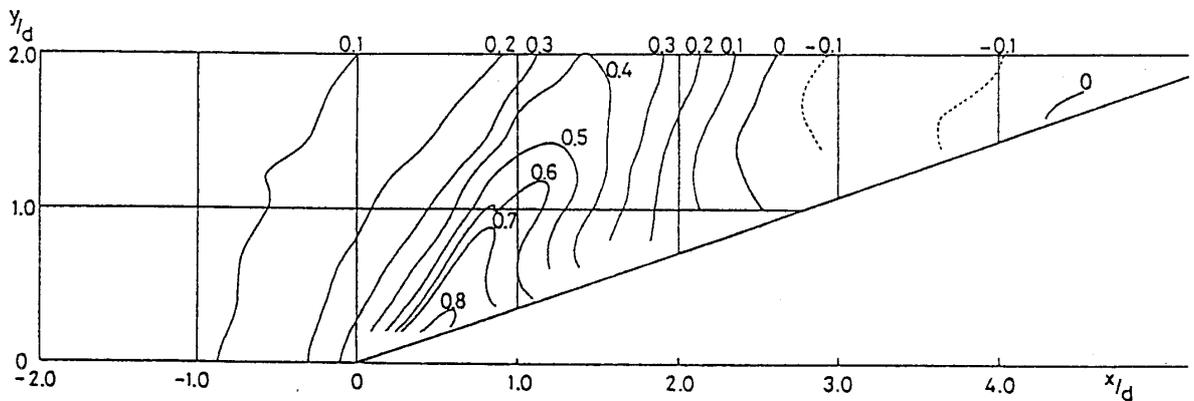


Fig. 3.2 Measured wave height contour of the wave around a wedge model of $\alpha=20$ deg at $Fd=1.1$.

ている。これは、計算格子の粗さや、密度関数の輸送方程式の差分に上流差分を用いたことによる数値拡散によるものであると考えられる。また、一般に自由表面の位置は、水平面内の位置の一価関数となるが、砕波が生じると2価関数以上になる。しかし、ここでの波高の定義を最も低い値としているため、これも1つの原因であると考えられる。また、この系統的な現象変化より、フルード数が大きくなるにつれ船首波も大きくなっていることが分かり、衝撃波現象が大きくなっていることが分かる。Fig. 4には、センターラインからの距離 y が $y/d=0.225$ における $x-z$ 平面での、それぞれのフルード数における波高のプロファイルと自由表面下の速度を示した。波高についての非線形な現象は、ここに見られるような波の急峻化や波のオーバーテイク現象として捉えることができ、フルード数が大きくなるほどそれらの現象が激しくなっていることが分かる。また、速度も自由表面近傍において、フルード数が大きくなるほど z 方向に大きく変化させられており、衝撃波現象が激しくなっていることを示している。

4.3 速度変化

それぞれのフルード数での水面上における速度ベクトルを Fig. 5 に示した。この図では、水面上の速度ベクトルと水面からの深さ z が $z/d=0.5$ での速度ベクトルを重ねて表示してある。なお、速度ベクトルは船速で無次元化されており、速度が船首角方向に大きく変化させられている方が水面上の速度である。この図から分かるように、それぞれのフルード数で、波頂線の方に速度の変化が見られ、フルード数が大きいほど速度が変化させられている範囲も広がっており、衝撃波現象が大きくなっていることを表している。Fig. 6には、センターラインからの距離が $y/d=1.425$ における波頂の前後の水面上の速度ベクトルを、その基点を原点に合わせ、横軸に x 方向速度成分 U 、縦軸に y 方向速度成分 V を表示したものである。フルード数が 0.8 の時には、自由表面衝撃波による x 方向速度成分が小さく

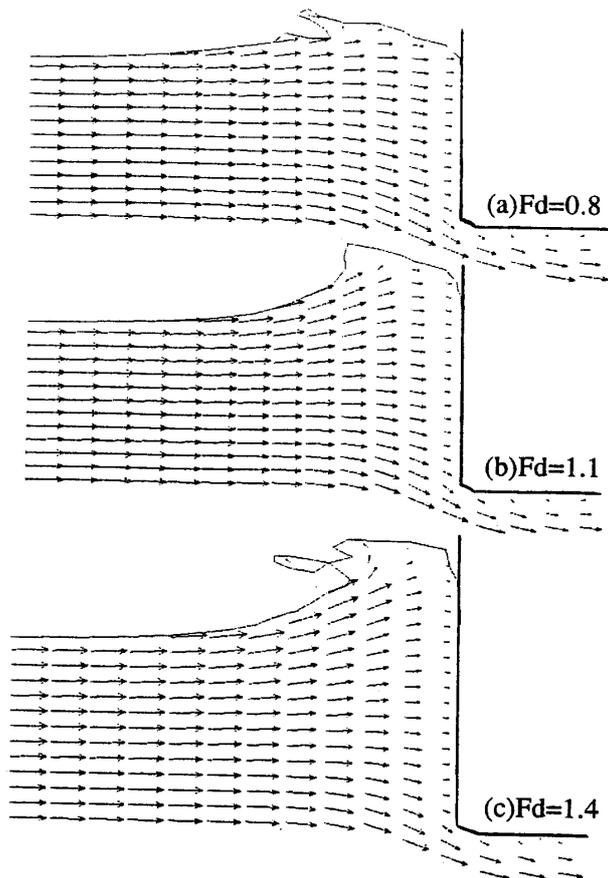


Fig. 4 Wave profiles and velocity vectors below free surface on the x - z plane at $y/d=0.225$ away from the center line at three different speeds: (a) $Fd=0.8$, (b) $Fd=1.1$, (c) $Fd=1.4$. (x : uniform flow direction, y : transverse direction, z : vertical direction, d : draft)

なり, y 方向速度成分はほとんど変化していない。これは波頂角が 90 度となる垂直衝撃条件²⁾を満たしている。また斜め衝撃条件²⁾は, 衝撃波面に垂直な方向の速度成分が小さくなり, 平行な方向の速度成分は変化しないというものであり, フルード数が 1.1 と 1.4 の場合にこの条件を適用し, それぞれの衝撃波面の角度, すなわち波頂線の角度を求めると, Fig. 6 に示してあるように, それぞれ 62 度, 58 度となり, ほぼ先に求めた波頂線の角度に等しい値が得られた。これは速度変化が衝撃条件を満たしていることを示している。ここで, 衝撃波面を水平面に垂直な面と仮定しているが, 実際には z 方向にも速度変化が存在しているため, 衝撃条件は 3 次元的に考えなければならない。このため衝撃波角にわずかな違いが生じると考えられる。

Fig. 7 は, $Fd=1.4$ における, 水面からの深さが $z/d=0.2$ の速度ベクトルを $z/d=0.5$ での速度ベクトルと重ねて表している。これより, 水面上の速度に見られたような速度変化はほとんど見られなくなっており, ほぼ $z/d=0.5$ での速度と一致している。すなわち, 衝撃波現象は水面の近傍

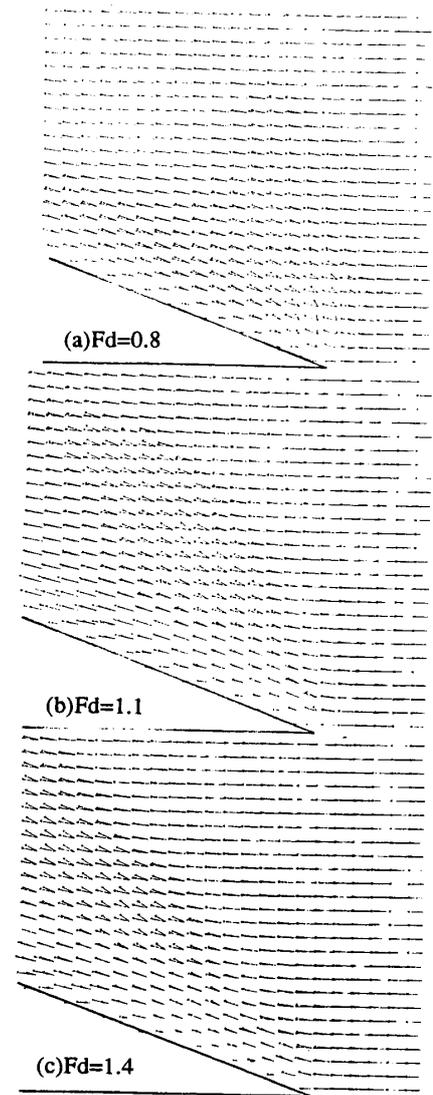


Fig. 5 Velocity vectors on the disturbed free surface compared with those on the x - y plane at $z/d=0.5$ at three different speeds: (a) $Fd=0.8$, (b) $Fd=1.1$, (c) $Fd=1.4$.

にのみ見られることが分かる。Fig. 8 は, フルード数 1.4 での, $y/d=1.425$ における波頂の前後の $z/d=0.2, 0.5$ における速度ベクトルを, Fig. 6 と同様に表示したものである。 $z/d=0.2$ においては, 水面上と $z/d=0.5$ との中間的な状態となっており, 衝撃波現象が弱くなっていることを示している。

以上から分かるように, 自由表面衝撃波は, 非常に超音速流における衝撃波に類似のものであり, その発生原因も同じであることが数値シミュレーション上で明らかにされた。すなわち, 圧力変動によって発生した水面重力波の速度が, 物体の進行速度よりも遅くなるときに, 衝撃波が発生する。発生する重力波は喫水と関係しており, 物体の喫水の違いにより発生する重力波も異なる。また, 速度不連続線においては衝撃条件を満たすことも示された。

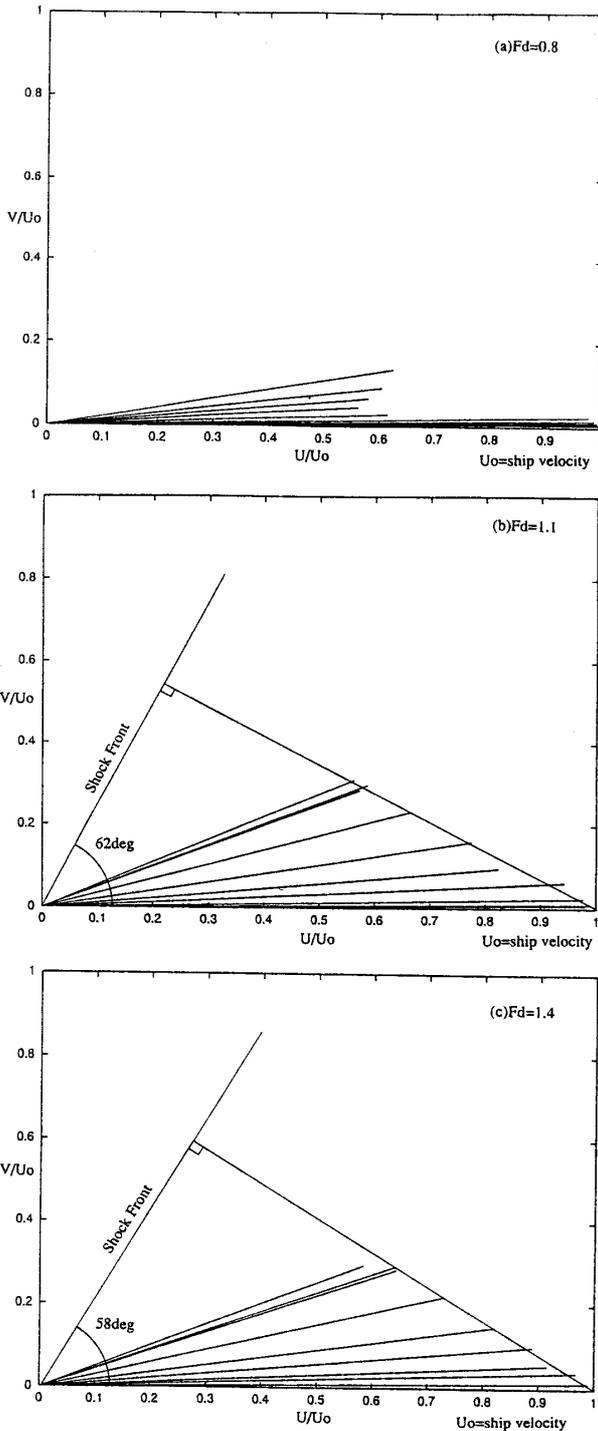


Fig. 6 Velocity vectors on the line parallel to the centerline on the disturbed free surface around the bow wave crest, $y/d=1.425$.

5. 自由表面衝撃波流れの詳細構造

5.1 衝撃波現象

4章のフルード数1.4の場合について、 z 方向の格子間隔を約1/4にした格子系を用いて計算を行い、自由表面衝撃波の時間的な変化や、その詳細構造を明らかにすることを試みた。Table 1に示すように、使用格子点数は約30万

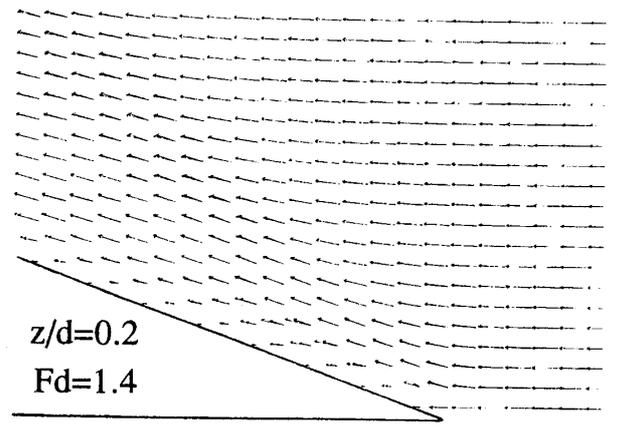


Fig. 7 Velocity vectors on the x - y plane at $z/d=0.2$ below the disturbed free surface compared with those at $z/d=0.5$ at $Fd=1.1$.

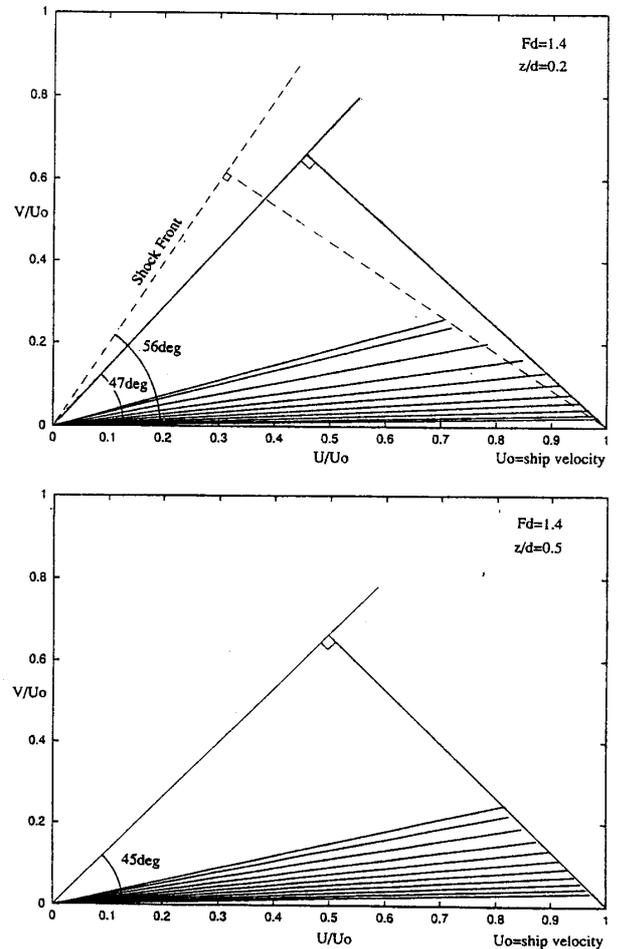


Fig. 8 Velocity vectors on the lines parallel to the centerline and the disturbed free surface around the bow wave crest, $y/d=1.425$, $z/d=0.2$ and 0.5 .

点である。

Fig. 9に加速中から定常状態に到るまでの波面変化を示した。なお、加速は1.77 secまで行った。時刻 $T=1.564$ secで波の前面にスピリング砕波 (spilling breaker) が発生し

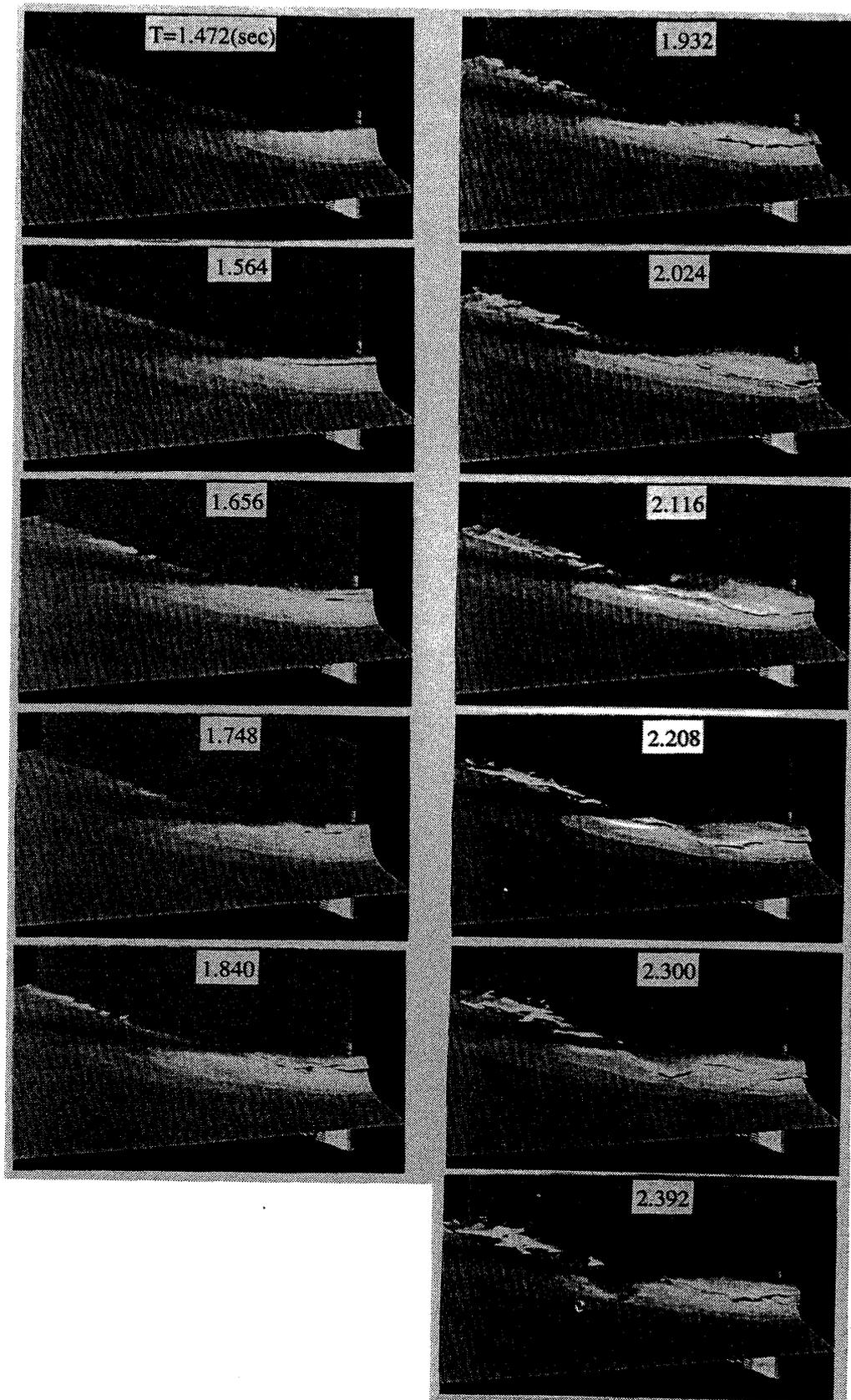


Fig. 9 Time-sequential wave pattern around a wedge model of $\alpha = 20$ deg at $Fd = 1.4$. The flow field is accelerated up to $T = 1.77$ sec.

ているのが分かる。その後、波はオーバーターンし、 $T=1.932$ sec あたりでプランジング碎波 (plunging breaker) に変わり、 $T=2.024$ sec で崩壊、 $T=2.208$ sec で再び波の発達が見られる。この第1回目の碎波の後、 $T=2.208, 2.3, 2.392$ sec と時間が進むにつれて、船首から離れる方向に碎波現象が伝わっていくのが観察される。Fig. 10 にそれぞれの時刻での水面上における速度ベクトルを示したが、碎波現象が伝わるにつれ、速度変化も伝わっていくのがわかる。Fig. 11 は、 $T=2.3$ sec の時のセンターラインからの距離 y が $y/d=0.525, 1.275, 2.025$ の位置の $x-z$ 平面における波面のプロファイルと速度ベクトルであり、碎波が発生している場所で速度変化が大きくなっていることが分かります、碎波によるエネルギー散逸が大きいことを示している。また、速度ベクトルより流線を考えると、碎波に関する流体はごく自由表面に近いところに限られることが分かる。

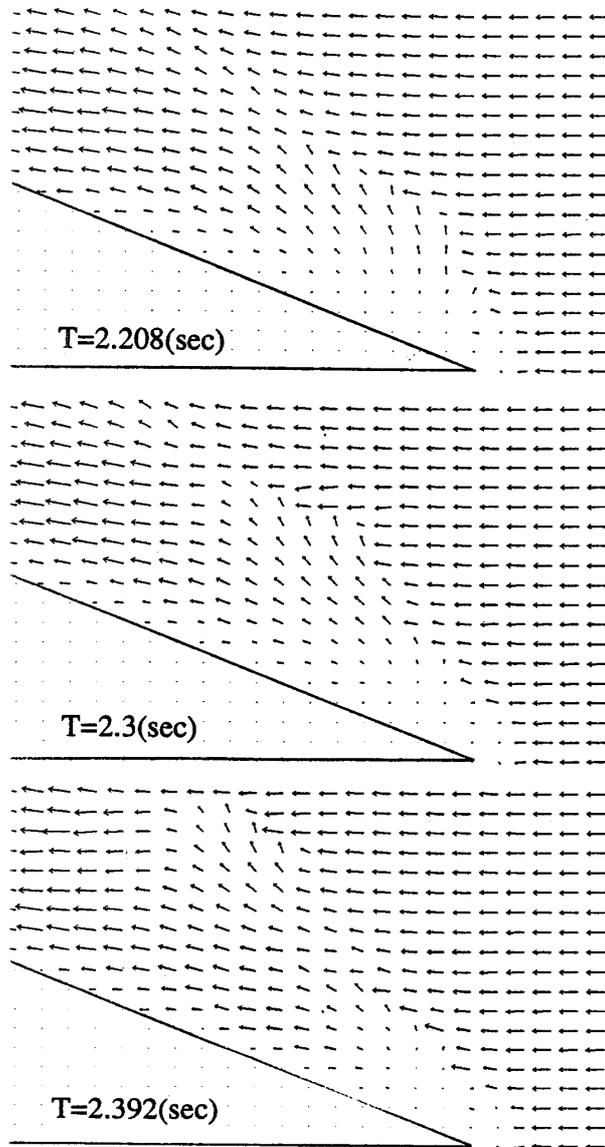


Fig. 10 Velocity vectors on the disturbed free surface at $T=2.208$ sec, 2.3 sec and 2.392 sec.

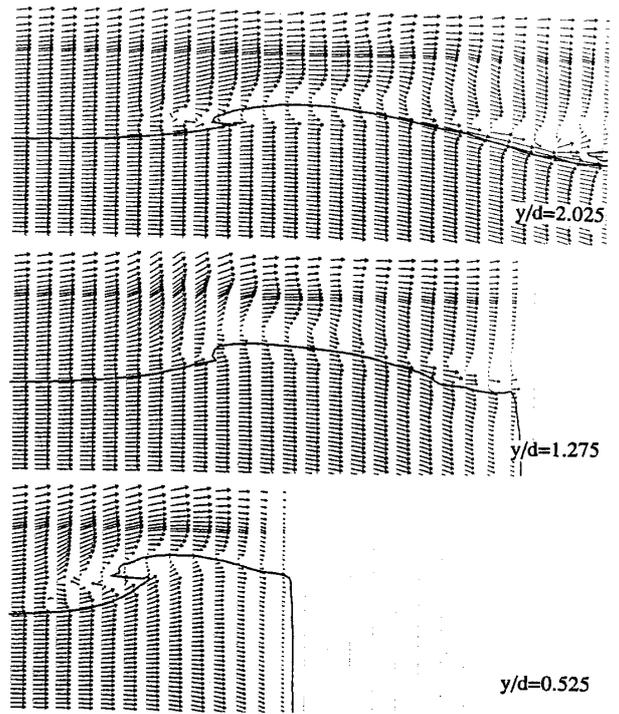


Fig. 11 Wave profiles and velocity vectors below free surface on the $x-z$ planes at $y/d=0.525, 1.275$ and 2.025 away from the center line at $T=2.3$ sec.

船首より後方において、船体の側壁に沿っても碎波現象が見られる。これは4章における計算では、捉えることが出来なかった現象であり、 z 方向の格子を細かくすることにより可能になったと考えられる。しかし、この部分では前方の自由表面衝撃波の影響を受け、粘性による影響が大きくなる場所であり、矩形格子を用いていることや、乱流モデルを採用していないことなどから、精度的には問題があると思われる。

定常状態における波高のコンターを、 $T=2.3$ sec について Fig. 12 に示した。これより得られる波の波頂角は、ほぼ実験より得られた角度 53 度にかかなり近い値となり、波高の最大値も4章のものより大きな値が得られた。

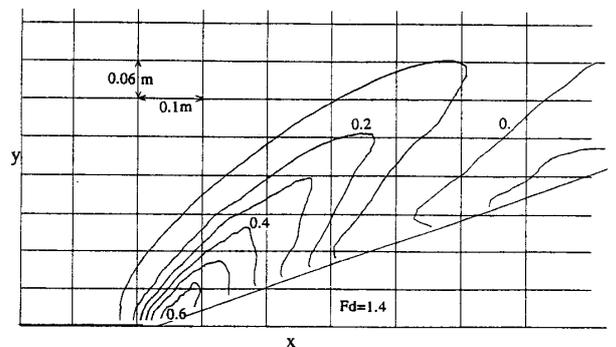


Fig. 12 Wave height contour of the wave at $T=2.3$ sec.

5.2 加速度の第1回目の砕波

Fig. 13~Fig. 15にはそれぞれ、センターラインからの距離 y が、 $y/d=0.525$ における $x-z$ 平面での、加速中から第1回目の砕波に到るまでの渦度の y 軸成分、剪断渦を意味するラムベクトル (Lamb Vector: 渦度と速度の外積) の大きさ、縦渦を意味するヘリシティ (helicity: 渦度と速度の内積) を示した。Fig. 13を見ると、波のオーバートーンが大きくなると共に、オーバートーンの先端部分と波の前面の自由表面に近いところにおいて渦度が強くなり、波の崩壊と共に、 $T=1.932$ sec 以後、自由表面上の波の折り返し部分より強い渦が形成されていることが分かる。剪断渦、縦渦についても同じことが言える。また、この自由表面衝撃波により発生した砕波による水中への影響は、この渦分布から見て取れるように、自由表面近傍、特に波の盛り上がり部分のみに限られており、深さ方向へはほとんど影響を与えていないことが分かる。Fig. 16に、 $T=2.208$ secの時の $y/d=0.525, 1.275, 2.025, 2.775$ における $x-z$ 平面でのヘリシティを示した。これより渦は自由表面近傍の薄い層にのみ存在し、波頂から後方へ縦渦としてのエネルギーの拡散が生じていることが分かる。

先に述べたように、砕波は非線形性と散逸、分散との釣り合いが崩れることにより生じるが、ここで考えられることは、強まった非線形性とのバランスをとるために砕波が生じ、渦を放出することにより散逸を強めているということである。従って、砕波が生じた時の衝撃波現象は、砕波が生じる寸前の波の急峻化が起きた時の衝撃波現象に比べて、小さくなることが考えられる。Fig. 17には、砕波前 ($T=1.84$ sec) と砕波後 ($T=2.116$ sec) での自由表面における速度ベクトルを表しているが、砕波前の方が砕波後に比べ衝撃波を過ぎた速度の大きさが小さくなっていることが分かる。これは、砕波前は衝撃波によるエネルギー損失が大きく、砕波後は衝撃波が弱くなりエネルギー損失も小さくなるためであると考えられる。

ベルヌーイ関数 (圧力+運動エネルギー+位置エネルギー) の深さ方向の自由表面衝撃波による影響を表したものを、 $y/d=0.525$ の $x-z$ 平面での、 $T=1.84$ sec と $T=2.116$ sec の時について Fig. 18.1 に示した。 z は水面からの深さを表し、それぞれの深さでのベルヌーイ関数は、密度と速度で無次元化されたものである。ここでは、船首の前面での粘性の影響は小さいと考えられ、流れはほぼ水面に平行であり、一定水深のベルヌーイ関数は、非線形現象がなければほぼ一定値をとることが予想されるが、この図から分かるように、波の急峻化の位置、すなわち自由表面衝撃波の面を境にし、自由表面に近いところほど急激にベルヌーイ関数が減少している。これは明らかに衝撃波現象によるものと考えられ、速度の急激な変化が表しているように、超音速流における衝撃波と同様、衝撃波は薄い層で起きている現象であり、この層の中においては、速度勾配が大き

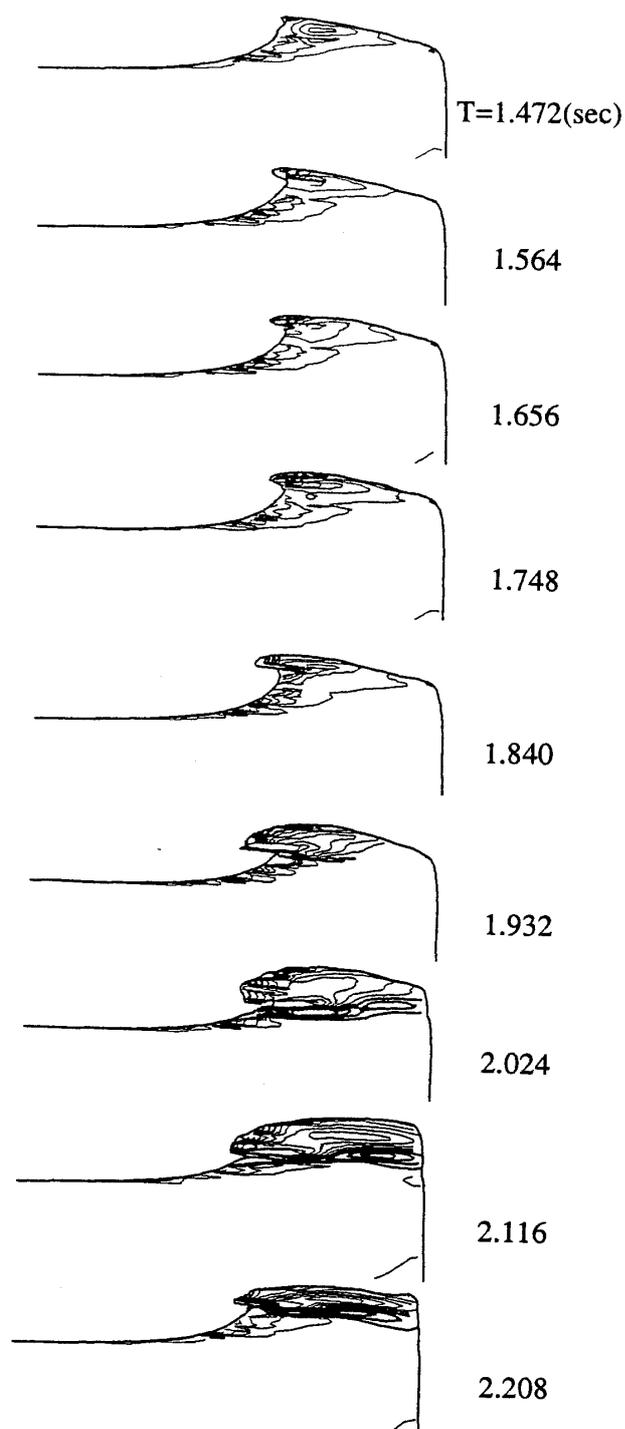


Fig. 13 Time-sequential contour of the y -axis component of vorticity on the $x-z$ plane at $y/d=0.525$ away from the center line, interval=20, bald line is clockwise. ($T=1.472$ sec ~2.208 sec)

いことによる粘性の影響が大きく、エネルギーの散逸が起き、ベルヌーイ関数の減少につながっていると考えられる。また、 $T=2.116$ sec の時には、 $z/d=0.16$ の面に現れているように、エネルギーの後方への拡散があり、これは渦の放出によるものと考えられる。物体の近くでベルヌーイ関数

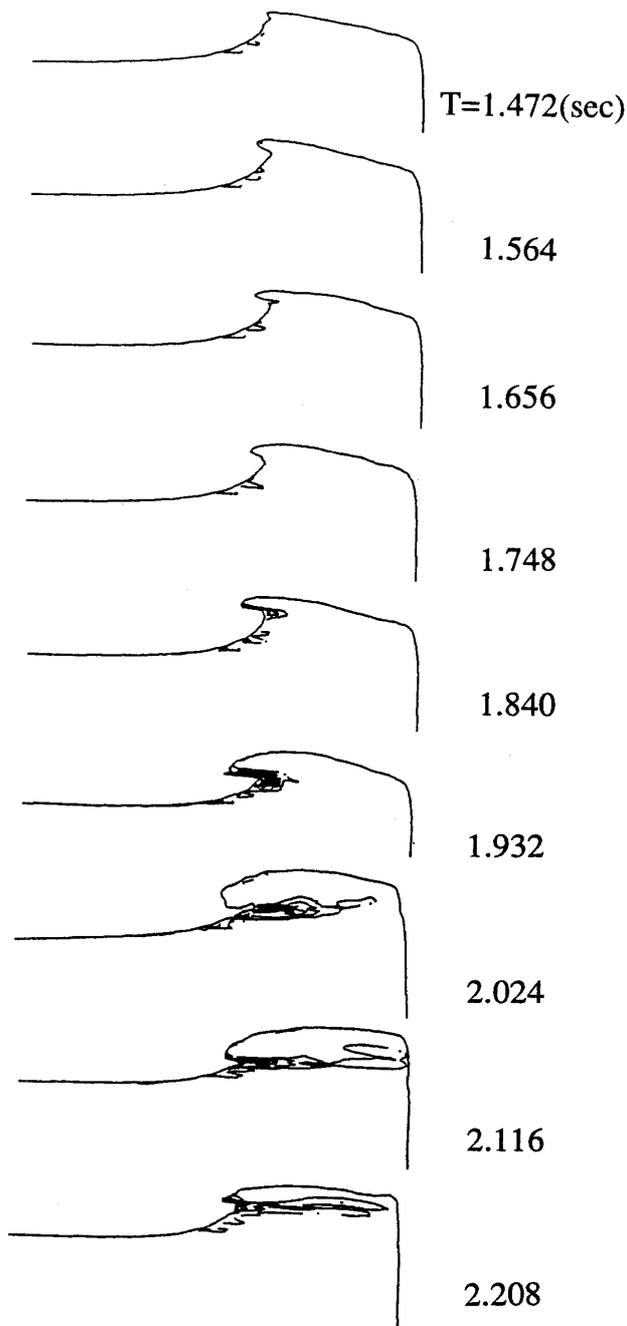


Fig. 14 Time-sequential contour of the magnitude of Lamb Vector on the $x-z$ plane at $y/d=0.525$ away from the center line, interval=5. ($T=1.472 \text{ sec} \sim 2.208 \text{ sec}$)

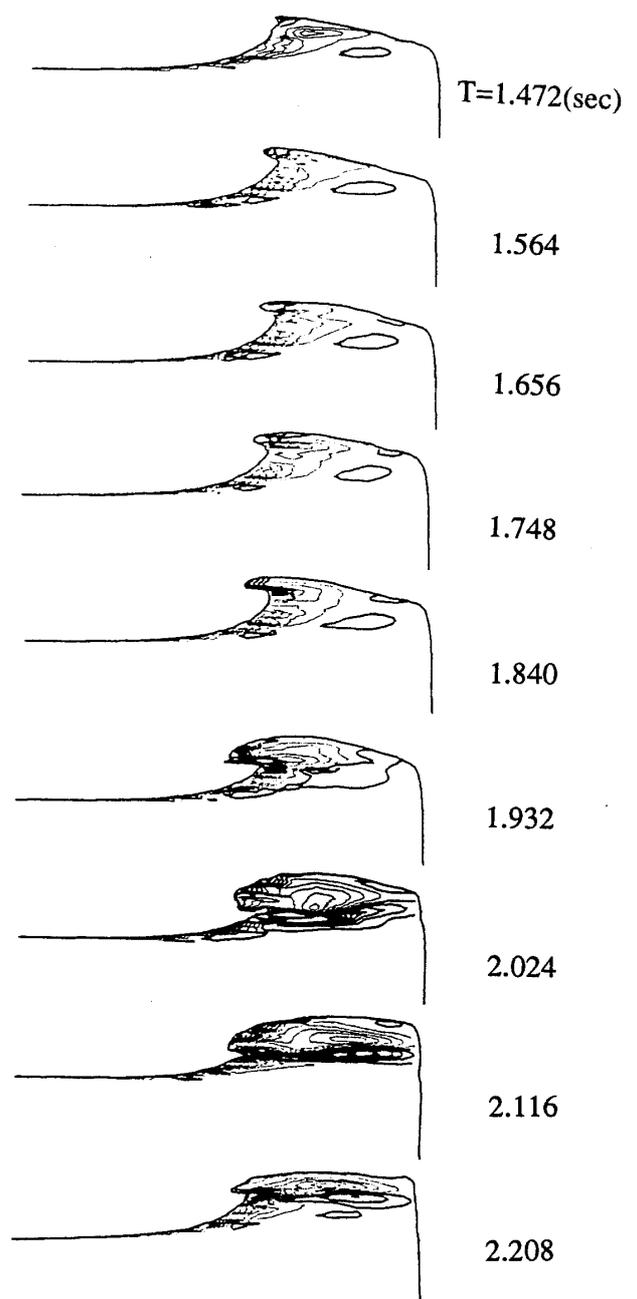


Fig. 15 Time-sequential contour of helicity on the $x-z$ plane at $y/d=0.525$ away from the center line, interval=10. ($T=1.472 \text{ sec} \sim 2.208 \text{ sec}$)

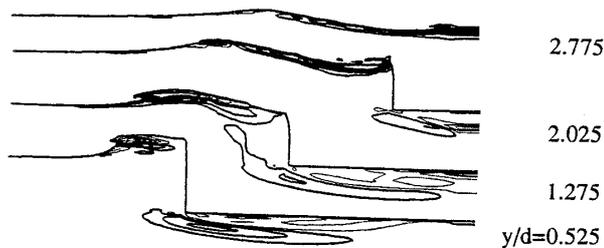


Fig. 16 Contours of helicity on the $x-z$ plane at $y/d=0.525, 1.275, 2.025$ and 2.775 away from the center line at $T=2.208 \text{ sec}$, interval=10.

の減少が見られるが、これは物体前面上でよみ圧が得られないことによる圧力損失である。

Fig. 18.2には、宮田らによる実験⁹⁾によるベルヌーイ関数の計測結果を示した。図中の O は無次元化された運動エネルギーの損失を、 X は無次元化された静圧を表している。なお、 u, v, w は一様流速からの変化分を、 H は $U^2/(2g)$ を表している。従って、ベルヌーイ関数は静圧 (X) と 1.0 から運動エネルギーの損失を引いたもの ($1.0-O$) とを足し合わせたもの ($X+1.0-O$) となる。この結果は、

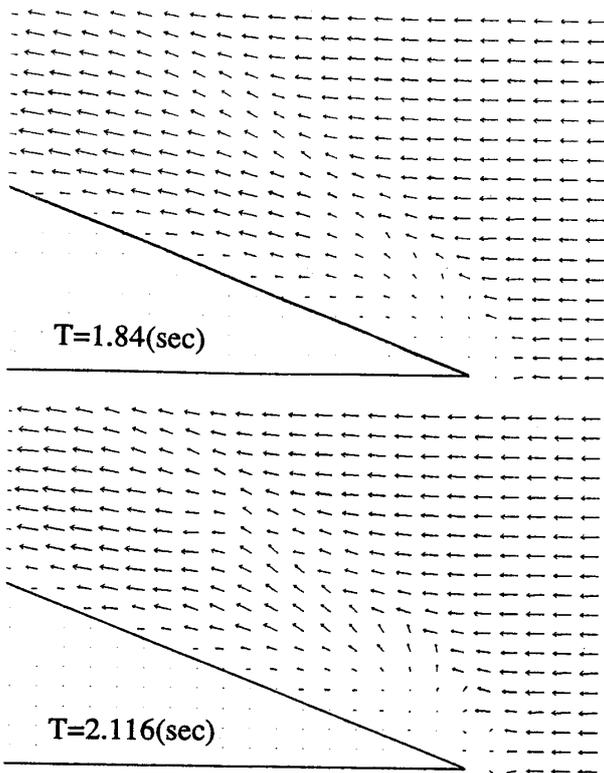


Fig. 17 Velocity vectors on the free surface at $T=1.84$ sec and 2.116 sec.

船首角が 45 度の楔形モデルでフルード数が 1.0 の時の、センターラインからの距離が $y/d=1.0$ における値であるが、本研究とそれほどかけ離れた条件ではないので、今の場合と比較してみると、実験では例えば、衝撃波の直後、水面近傍で、静圧が 0.55、運動エネルギーの損失が 0.9 と予想されるので、ベルヌーイ関数は 0.65 となる。一方 Fig. 18. 1(a)からは、水面上で約 0.6 であり、ほぼ実験と同じ値が得られている。また、ベルヌーイ関数の減少が見られなくなる深さは、実験で約 0.15 d となり、かなり水面近傍であるのに対し、Fig. 18. 1(a)から約 0.35 d と実験に比べかなり深いところまで影響があるが、これは数値散逸によるものであると考えられる。

5.3 周期的な砕波現象

第 1 回目の砕波の後の現象については、Fig. 19~Fig. 21 に、 $y/d=0.525$ の $x-z$ 平面での、渦度の y 軸成分、ラムベクトルの大きさ、ヘリシティを示した。これらの図より、 $T=2.3$ sec, 2.484 sec において波のプランジング (plunging) が起き、 $T=2.392$ sec, 2.576 sec で崩壊となる周期的な現象となっていることが分かる。プランジング状態では、放出される縦渦、剪断渦が弱まり、自由表面上の波の折り返し部分に渦が集中しエネルギーの集中が生じている。これにより非線形性が強まりプランジング状態になると考えられる。しかし第 1 回目の砕波前の状態、 $T=1.84$ sec の時に比べ、全体の渦の強さは大きくなっており、非線形性が

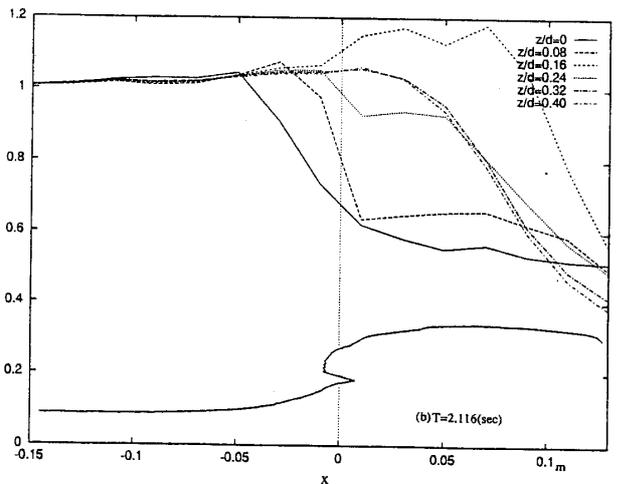
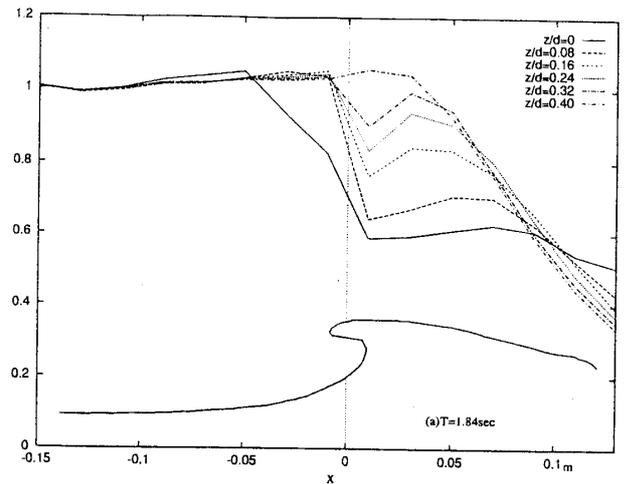


Fig. 18. 1 Bernoulli function across the bow wave crest on the lines parallel to the centerline and the disturbed free surface, $y/d=0.525$, $z/d=0, 0.08, 0.16, 0.24, 0.32$ and 0.4 at (a) $T=1.84$ sec and (b) 2.116 sec.

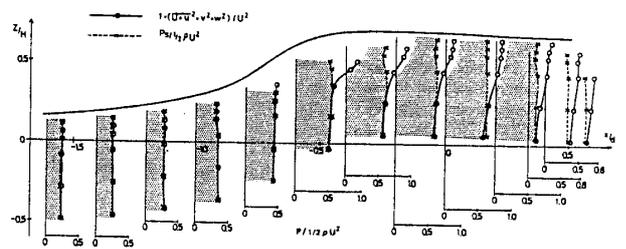


Fig. 18. 2 Distribution of static pressure (x) and loss of velocity head (o) for a wedge model of 45 deg, $d=0.15$ m, $Fd=1.0$ and $y/d=1.0$. (from ref. 4)

その分弱まり、 $T=1.84$ sec の時の状態へは戻れなくなっている。波の崩壊状態になると、再び大きな渦を放出し、非線形性が弱められる。

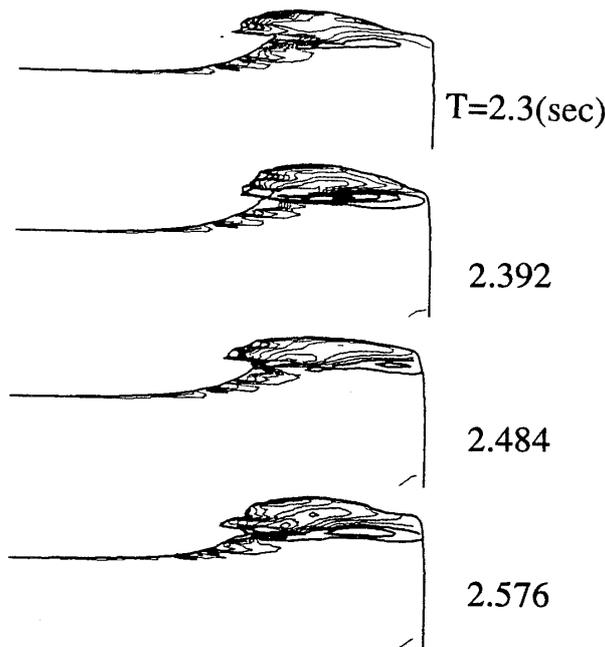


Fig. 19 Time-sequential contour of the y -axis component of vorticity on the x - z plane at $y/d = 0.525$ away from the center line, interval=20, bald line is clockwise. ($T = 2.3 \text{ sec} \sim 2.576 \text{ sec}$)

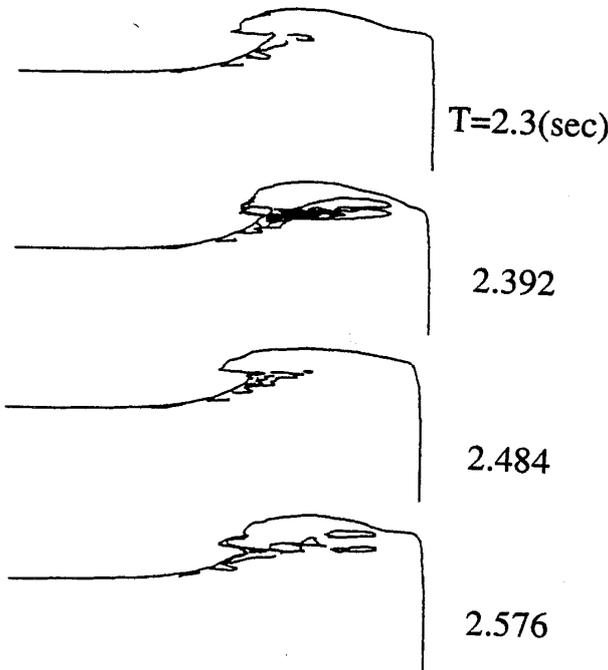


Fig. 20 Time-sequential contour of the magnitude of Lamb Vector on the x - z plane at $y/d = 0.525$ away from the center line, interval=5. ($T = 2.3 \text{ sec} \sim 2.576 \text{ sec}$)

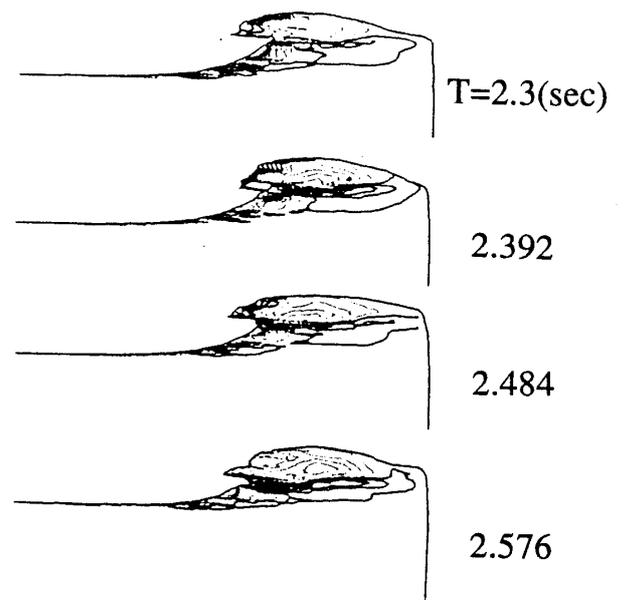


Fig. 21 Time-sequential contour of helicity on the x - z plane at $y/d = 0.525$ away from the center line, interval=10. ($T = 2.3 \text{ sec} \sim 2.576 \text{ sec}$)

5.4 碎波上の空気の流れ

Banner & Melville¹⁶⁾ は、碎波している波上と、していない波上における空気の流れについて実験を行い、碎波した場合、その波頂の後方のスロープで空気の剝離が起り、碎波しない場合には、剝離は起きないということを確認した。本計算においては、Fig. 11に見られるように、碎波後方において空気の流れに剝離に近い状態が現れている。しかし、この計算では、自由表面境界において、空気中の自由表面に接したところの速度を、水中の速度から外挿した値を用いており、運動量保存則が成り立っていないことや、表面張力、自由表面乱流を考慮していないことなどから、精度良い空気の流れのシミュレーションについては、さらに改良が必要である。

6. 結 言

楔形モデルの船首に発生する自由表面衝撃波現象を密度関数法を用いた数値シミュレーションによって捉え、以下のような結論を得た。

1) 自由表面衝撃波の数値的説明を可能にし、自由表面衝撃波が速度と波高に不連続をもたらす衝撃波現象であることを示した。

2) 喫水ベースのフルード数に依存する系統的な自由表面衝撃波の構造変化と衝撃条件の充足を、数値シミュレーションによって捉えた。

3) 自由表面衝撃波は水面に近いところのみ見られる現象である。速度の変化は衝撃波特有のものであり、波頂線に沿って変化し、水面に近いほど変化が大きい。

4) 自由表面衝撃波により波の急峻化が起こり, 砕波に到るが, この砕波により渦を放出し, 強まった非線形性を弱めている。

5) 砕波を伴う自由表面衝撃波は, わずかに変化する周期的な現象を含み, スピリング砕波またはプランジング砕波の生成と, 波の崩壊, それによる渦放出を繰り返している。

参 考 文 献

- 1) Baba, E., (1975), "Blunt bow forms and wave breaking", STAR-Alpha Symp. Soc. Nav. Archit. Mar. Eng., New York.
- 2) Miyata, H., Inui, T. and Kajitani, H., (1980), "Free Surface Shock Waves around Ships and Their Effects on Ship Resistance", 日本造船学会論文集, Vol. 147, pp. 1-9.
- 3) Suzuki, A., Miyata, H., Kajitani, H. and Kanai, M., (1981), "Numerical Analysis of Free Surface Shock Waves around Bow by Modified MAC-Method", 日本造船学会論文集, Vol. 150, pp. 1-8.
- 4) Miyata, H. and Inui, T., (1984), "Nonlinear Ship Waves", Advances in Applied Mechanics, Vol. 24, pp. 215-288.
- 5) Miyata, H., (1985), "FSSW, 砕波, 首飾り渦", 日本造船学会誌, 673号, pp. 428-441.
- 6) Kawamura, N., Kajitani, H., Miyata, H. and Tuchiya, Y., (1980), "Experimental Investigation on the Resistance Component Due to Free Surface Waves on Series Ship Models", 関西造船協会誌, Vol. 179, pp. 45-55.
- 7) Miyata, H. et al., (1983), "中速船型の造波抵抗最小化手法", 関西造船協会誌, Vol. 189, pp. 71-82.
- 8) Yuen, H. C. and Lake, B. M., (1980), "Instabilities of Waves on Deep Waters", Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 12.
- 9) Debnath, L., (1994), "Nonlinear Water Waves", Academic Press.
- 10) McLean, J. W., (1982), "Instabilities of finite-amplitude water waves", J. of Fluid Mechanics, Vol. 114, pp. 315.
- 11) Hirt, C. W. and Nichols, B. D., (1981), "Volume of Fluid Method for the Dynamics of Free Boundaries, J. of Computational Physics, Vol. 39, pp. 201-225.
- 12) Miyata, H. and Nishimura, S., (1985), "Finite Difference Simulation of Nonlinear Waves Generated by Ships of Arbitrary Three-Dimensional Configuration", J. of Computational Physics, Vol. 60, pp. 391-436.
- 13) Miyata, H., (1986), "Finite-Difference Simulation of Breaking Waves", J. of Computational Physics, Vol. 65, pp. 179-214.
- 14) Park, J. C. and Miyata, H., (1994), "Numerical Simulation of the Nonlinear Free-Surface Flow Caused by Breaking Waves", ASME, FED-Vol. 181, Free-Surface Turbulence, pp. 155-168.
- 15) Xiao, F. and Yabe, T., (1993), "A Method to Trace Sharp Interface of Two Fluids by One Grid with Density Function", Proc. of the 5th Int. Symp. on Comp. Fluid Dynamics, Sendai, Vol. 3, pp. 337-342.
- 16) Banner, M. L. and Melville, W. K., (1976), "On the separation of air flow over water waves", J. of Fluid Mechanics, Vol. 77, pp. 825-842.