

斜面上の巻き波型碎波の碎波後の運動機構の数値解析

酒井哲郎*・水谷太作**・田中秀明***・多田幸夫****

1. ま え が き

最近、碎波帯における大規模な渦状運動に関してかなりの研究がなされている。いずれも実験水槽内で発生させた碎波帯の計測を行なっているものである。古くは樫木ら¹⁾が碎波後の波高減衰機構に関連して水平軸を有するものを、あるいは Miller²⁾が碎波点近傍での海浜変形に関連して、また Peregrine³⁾はこれらをまとめてその組織的運動の存在を示唆した。一方、柴山ら⁴⁾、灘岡ら⁵⁾、青野ら⁶⁾、水口ら⁷⁾、著者ら⁸⁾および松永ら⁹⁾もそれぞれの方法で実験的に大規模渦状運動の存在を主張している。

これらの研究を検討してみると、少なくとも2種類の運動が議論されているようである。1つは松永らが写真によってその存在を示した、波の周期より長い時間スケールでの碎波帯での定常流場中存在する組織的な渦列である。もう1つは、灘岡らが示した碎波する波の峯から飛び出す水塊と前面のトラフ水面との間に生じる渦状運動やいわゆる斜め渦である。これらは波の周期より短い時間スケールで存在する。ここでは後者の渦状運動に限定して議論する。

碎波現象はその変化が激しく、また多量の気泡を連行するため、水理実験手法によって解明するには限度がある。水理実験に代る手法としては、数値実験が考えられる。碎波現象の数値解析としては、峯の水塊が前面の水面に突入するまでに関しては、すでにポテンシャル流れの扱いで説明されている(例えば10)、13))。しかし、峯から飛び出した水塊が前面の水面に突入した後の大規模渦状運動の発生の過程は、ポテンシャル流れとしては扱えない。ここでは、水塊が突入した後の運動を扱える数値計算法としてMAC法を取り上げ、峯から飛び出した水塊が前面水面に突入し、大規模渦状運動を発生させる過程を数値シミュレーションし、碎波後の運動を解明する。なお船体の運動によって生じる波の碎波に関してす

は、すでにMAC法を用いた解析があるが¹¹⁾、碎波の形態が異なり、また前面水面に接する時点までの計算で終わっている。

2. SMAC 法による数値計算

ここで用いたMAC法は、いわゆるSMAC法¹²⁾である。水面の境界条件に関しては、初期の段階のものを用いている。なおここでは波の進行方向と鉛直方向からなる2次元の計算を行なうので、乱れの3次元性に起因すると言われる斜め渦は再現出来ない。

計算の初期条件としては、有限要素法を用いた実験水槽内の一様勾配斜面上で変形し砕けるまでの数値計算結果(滝川ら¹³⁾)から、碎波直前の結果を用いた。滝川らは、斜面勾配として1/30および1/20の2種類、沖波波形勾配として3種類の波を考え、その組み合わせの6ケースについて計算している。そのうち2種類の斜面勾配のおおのの巻き波型碎波の2ケースを初期条件として採用した。ただしここでは、このうちの斜面勾配1/20のケースに関して議論する。この場合の滝川らの計算条件は、表-1の通りである。

表-1 初期条件として用いた滝川ら¹³⁾の計算条件

<i>i</i>	<i>T</i> (sec)	<i>h_b</i> (cm)	<i>H_b</i> (cm)	<i>H₀/L₀</i>
1/20	2.5	13.4	11.3	0.0083

ここで*i*は斜面勾配、*T*は波の周期、*h_b*は碎波水深、*H_b*は碎波高、*H₀/L₀*は換算沖波波形勾配である。

図-1は、この場合の滝川らの有限要素法による碎波直前の計算結果(文献13)の図-7(b))である。

SMAC法の数値計算におけるセルは、図-2に示すように、1.0cm(*x*方向)×0.5cm(*y*方向)とした。計算の時間ステップΔ*t*は、その安定条件から0.0025secとした。斜面の存在を考慮するために、ここでは図-2に示すように*x*軸を斜面に平行にとった。したがって*y*軸は鉛直ではなく、重力加速度は*x*成分を有する。計算領域は、*x*方向には92cm、*y*方向には25cmである。

* 正会員 工博 京都大学助教授 工学部土木工学科
** 正会員 工修 川崎製鉄(株) 事業部開発センター
*** 正会員 工修 間組(株) 土木設計部
**** 学生員 京都大学大学院修士課程学生 工学研究科

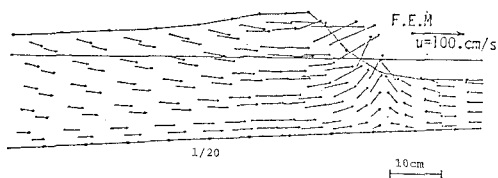
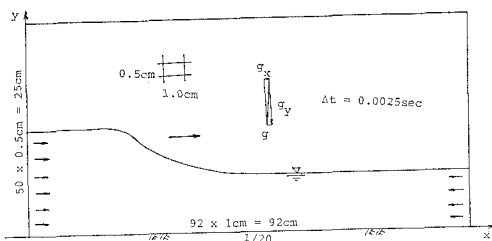
図-1 初期条件として用いた滝川ら¹⁸⁾の計算結果

図-2 計算領域と数値計算の条件

3. 数値計算結果

図-3 は、数値計算結果を示す。各図の上側は、水粒子速度のベクトルを示し、下側は各セルに数個ずつ配置したいわゆるマーカーの位置を示す。

図の(1)は、初期状態を示す。底面からの峯高は、約 22 cm である。この場合の線型長波の速度 $\sqrt{gh}$ は、約 110 cm/sec である。 x 方向の最大の水粒子速度も約 110 m/sec で、線型長波の伝播速度にはほぼ等しい。左右境界からは、 x 方向の一樣流が流入している。これは実際の状況とは異なるが、一続きの計算(約 60 時間ステップ)では、実際の流れとの相違は碎波突っ込み点付近の流れに影響を与えないと考えられる。

図の(2)は 0.31 sec 後の計算結果を示している。計算領域は岸側(右側)に 30 cm 移動している。左右境界から流入する一樣流の流速は、前の計算の最後の時間ステップでの計算された流速分布に基いて変えている。下側の図は、波の峯からの水塊の飛び出し(jet)の存在を示している。ただし、飛び出した jet と前面の水面の間に存在する空洞部(air tube)は、実際のものおよびポテンシャル理論に基づいて計算されたもの(例えば 10))に比べて小さいようである。この点は、セルの大きさを小さくすれば改良される。

図の(3)は、0.40 sec 後の結果を示す。jet は前面の水面に接し、再び跳ね上がっている。上側の図は、再び跳ね上りスプラッシュする水塊の速度が非常に速いことを示している。

図の(4)は、0.53 sec 後の結果を示している。2回目の接触とスプラッシュが生じている。水粒子速度の方向は、上側の jet と下側のトラフ水面とは逆である。これらの2つの水塊の間では強いシアが働き、水平軸を有する渦状運動が2つ見られる。2つとも、図上で時

計方向に回転する水平軸を有している。

図の(5)は、0.61 sec 後の結果を示している。計算領域は再度岸側に 25 cm 移動している。左右境界からの流入流速も、再度変えている。3回目の接触とスプラ

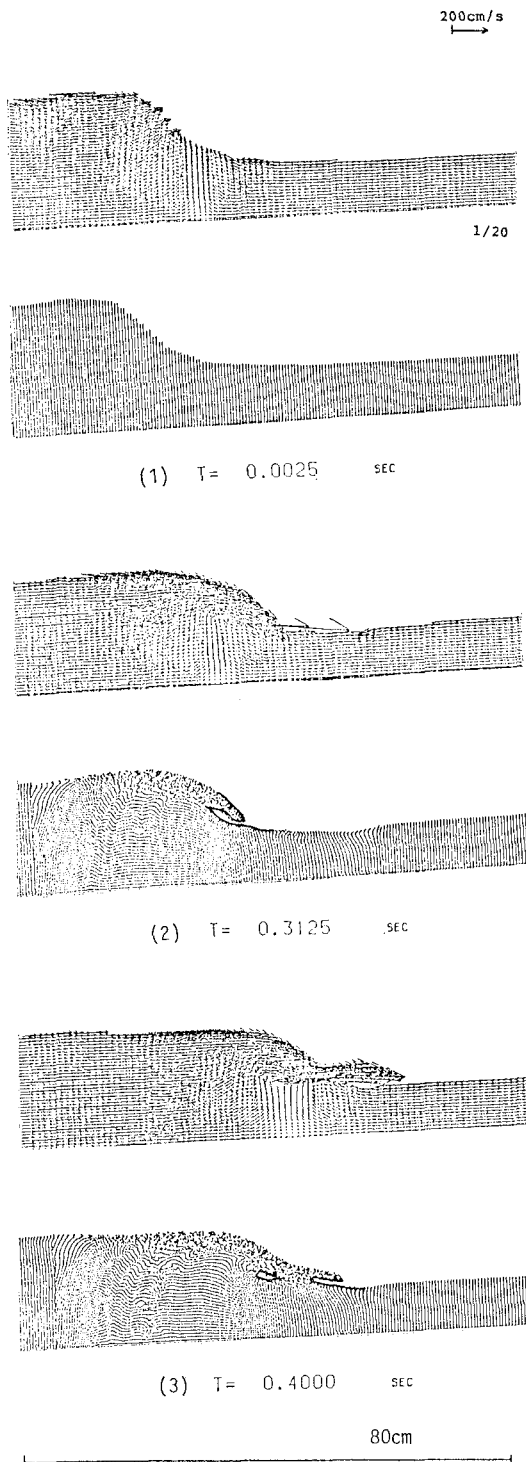
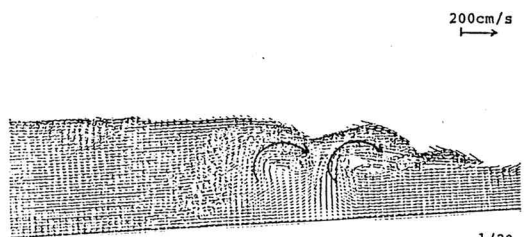


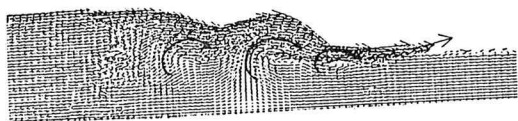
図-3 数値計算結果, (1)~(3)

ッシュが生じている。合計3つの水平渦状運動が見られる。

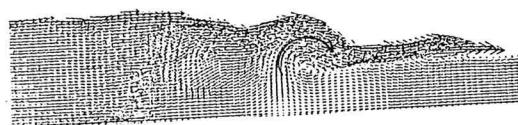
図の(6)は、0.70 sec 後の結果を示す。依然1つの大きな水平渦状運動が存在している。



(4) $T = 0.5250$ SEC



(5) $T = 0.6125$ SEC



(6) $T = 0.7000$ SEC

80cm

図-3, (4)~(6) 数値計算結果つづき

写真-1 は、実験水槽内の 1/20 勾配の斜面上で砕けた後の運動を、水槽側壁外から写したものである。波の周期は 1.8 sec, 沖波波形勾配は 0.021 である。したがってこの写真と図-3 の数値計算結果を直接比較することはできないが、実験水槽でのスプラッシュの高さは、数値計算のそれより高くなっている。

この理由の1つは、セルサイズが、小さな水滴の存在を表現するには大きすぎるということである。また写真-1 より、峯の下では多量の気泡が水中に連行されていることがわかる。気泡を連行した領域は、水底近くに達している。気泡の連行も、この数値計算では当然のことながら再現できない。

したがって、この数値計算は実際の運動をシミュレートしているとは言えない。しかし、海浜上での碎波後の極めて激しい運動を理解する上で、この数値計算結果は有用である。特に、この数値計算によって jet 内の極めて高速度の水粒子速度を計算できる。また、水平渦状運動の循環の瞬間的な値をも計算できる。

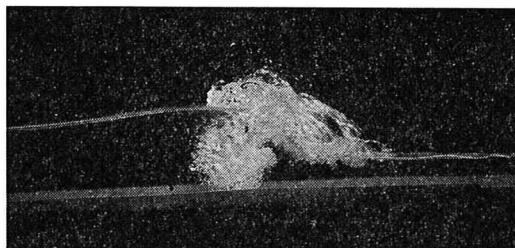


写真-1 実験水槽内の 1/20 勾配斜面上でのスプラッシュの写真⁹⁾

4. 考 察

(1) 水粒子速度

3. で述べたように、初期状態(図-3 (1))で x 軸方向の最大の水粒子速度は約 110 cm/sec で、切り立った波の前面に発生している。図-2 に示したように x 軸の方向は水平ではないが、ほぼ水平方向とみなしうる。この場合の線型の長波の伝播速度 $\sqrt{gh}$ (g : 重力加速度, h : 水深) も約 110 cm/sec であり、ほぼ一致している。

図-3 には示していないが、約 0.15 sec 後、 x 方向の最大水粒子速度は 140 cm/sec に達し、その場所はやはり切り立った前面の水面である。この場合、峯高 η を考慮した長波の伝播速度 $\sqrt{g(\eta+h)}$ は約 140 cm/sec でありほぼ一致する。水口ら⁷⁾は、実験水槽内の 1/20 勾配斜面上で砕ける波による碎波帯内の水粒子速度をレーザードップラー流速計で計測している。その場合も、水塊が前面水面に突入する前の最大水粒子速度は $\sqrt{g(\eta+h)}$ にほぼ等しくなっている。

図-3 (2) で示した時点よりやや前の 0.29 sec 後に

は、波の峯から飛び出した水塊 (jet) の先端が、前面のトラフ水面に接する直前になっている。この場合の最大の x 方向水粒子速度は約 230 cm/sec で、jet の下の air tube の奥の位置に発生している。ポテンシャル理論を用いて jet の形状を計算した New ら¹⁰⁾によると、jet 内の最大の水平方向水粒子速度は、線型長波の伝播速度 $\sqrt{gh}$ の 1.5 倍から 2.0 倍である。この計算ではその比は約 2.1 となり、ほぼ一致している。

図-4 (1) は、図-3 (2) のすぐ後の 0.33 sec 後の jet 近傍での x 方向水粒子速度の分布を示している。この時点は、jet の先端が前面の水面に接した直後である。この場合の最大の x 方向水粒子速度は jet の先端に生じ、その値は約 310 cm/sec である。これを $\sqrt{g(\eta+h)}$ で割ると 2.2 となる。

水口ら⁷⁾の実験計測結果の図から、jet の突入後の最大の水平方向水粒子速度を読み取るのは困難であるが、長波の伝播速度で無次元化した値は 1.0 程度のようなのである。Jansen¹⁴⁾も、実験水槽内で中立粒子をトレーサとして jet 内の水粒子速度を計測しているが、彼等の結果でもその値は 1.0 程度である。

図-4 (2) は、図-3 の (3) と (4) の間の時点 0.47 sec 後の、jet 近傍の x 方向水粒子速度の分布を示している。この時点は、jet がトラフ水面に 2 回目の接触をした直後である。この時点でも jet 内の水粒子速度はまだ大きく、その上部で約 200 cm/sec になっている。しかし図の (1) の 0.33 sec 後の場合に比べると減少

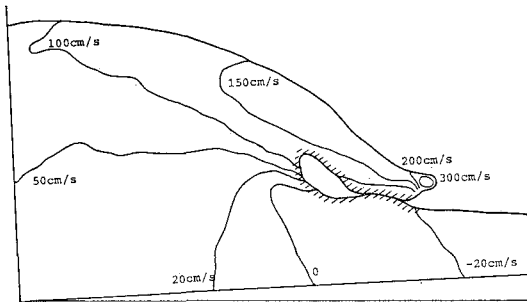


図-4 (1) 0.33 sec 後 (jet が前面水面に接した直後) の jet 近傍の x 方向水粒子速度の分布

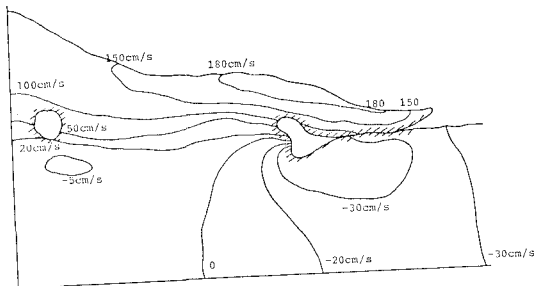


図-4 (2) 0.47 sec 後 (2 回目の突入後) における jet 近傍の x 方向水粒子速度の分布

しており、この後次第に減少していく。

(2) 水平渦状運動の循環

3. で述べたように、jet が前面の水面に突入しスプラッシュが生じる過程を繰り返す間、jet とトラフ水面の水平軸を有する図上時計周りの渦状運動がいくつか生じる。これらはいずれも同じ方向の回転軸を有しており、例えばカルマン渦の様な回転の方向が互いに逆の安定な渦対からはなっていない、強制的な運動である。これらの渦状運動の循環を計算した。

図-5 は、図-3 に示したいくつかの渦状運動のうち、最初から 4 つ目までのものの循環の時間的変化を示したものである。計算した時間はわずかに 0.7 sec で、周期の 35% という短い間である。なお、渦状運動が発生した時点を確認することは困難である。図中 3, 4 番目の渦状運動の場合の矢印は、その時点より以前に発生していた可能性を示す。図から、循環の値は 2,000 cm^2/sec に達し、第 1 の渦状運動ではその値は次第に減少し、第 2 のものではその値は一度増加した後減少していることがわかる。上述の最大値を $\sqrt{g(\eta+h)} \times h$ で割ると、約 1.0 になる。

類似の水平渦状運動の循環の値が、実験水槽でも計測されている⁴⁾。実験条件が異なるため直接比較は出来ないが、その値はせいぜい 120 cm^2/sec 程度である。ただしその時間的変化の傾向は一致している。

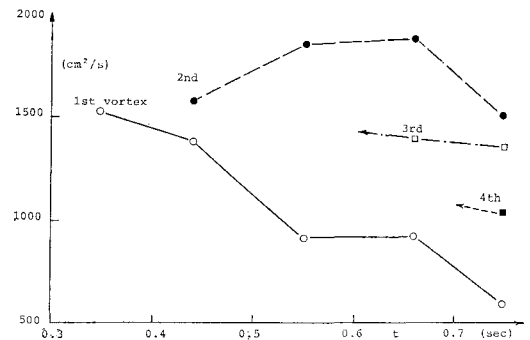


図-5 水平渦状運動の循環値の変化

5. 結 論

MAC 法を用いて、斜面上で碎ける巻き波型碎波の峯から飛び出す水塊 (jet) が前面のトラフ水面に突入した後の運動の数値シミュレーションを行なった。

(1) この計算では、実際の高いスプラッシュ、多量の気泡の連行および斜め渦は再現出来ないが、トラフ水面上の高速の jet およびいくつかの水平渦状運動が再現出来た。

(2) jet がトラフ水面に接した直後には、計算された jet 内の水粒子速度は峯高 η を考慮した長波の伝播速度 $\sqrt{g(\eta+h)}$ (g : 重力加速度, h : 水深) の約 2.2 倍に達

する。

(3) jet とトラフ水面の間に生じる水平渦状運動の循環の最大値は、 $\sqrt{g(\eta+h)} \times h$ と同程度の値に達する。

最後に、この研究に際して貴重な御助言を賜った当時京都大学教授岩垣雄一先生（現同名誉教授、名城大学教授）に感謝するとともに、有限要素法による計算結果を快く提供していただいた熊本大学工学部講師滝川清氏に感謝する。また、この研究の一部は昭和 60 年および 61 年度文部省科学研究費一般研究 C（代表 酒井哲郎）および自然災害特別研究（代表 首藤伸夫東北大学教授）によったことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 樫木 亨・岩田好一朗・松本 昇：砕波後の波の変形に及ぼす乱れの効果について——砕波の内部機構に関する基礎的研究 第 3 報——，第 20 回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp. 565~570, 1973.
- 2) Miller, R.: Role of vortices in surf zone prediction: sedimentation and wave forces, Soc. Econ. Paleontol. Mineralog., Spec. Publ. No. 24, pp. 92~114, 1976.
- 3) Peregrine, D. H.: Breaking Waves on Beach, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 15, pp. 149~178, 1983.
- 4) 柴山知也・堀川清司：砕波による底質の浮遊と侵食型海浜の形成機構に関する研究，第 28 回海岸工学講演会論文集，pp. 227~231, 1981.
- 5) 日野幹雄・瀬岡和夫・小俣 篤：砕波帯内の乱れの組織的渦構造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, 1984.
- 6) 青野利夫・服部昌太郎：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, 1984.
- 7) 水口 優・友金幸浩：巻き波型砕波時の流れの場の実験的研究，第 32 回海岸工学講演会論文集，pp. 60~64, 1985.
- 8) 酒井哲郎・田中秀明：斜面上の砕波における水塊の突入と渦の挙動，第 32 回海岸工学講演会論文集，pp. 70~74, 1985.
- 9) 松永信博・並川 正・柴田俊彦・榎村康史：一様勾配斜面上での砕波による乱れ特性，第 33 回海岸工学講演会論文集，pp. 21~25, 1986.
- 10) New, A. L., P. McIver and D. H. Peregrine: Computation of overturning waves, J. of Fluid Mech., Vol. 150, pp. 233~251, 1985.
- 11) Miyata, H., H. Kajitani, M. Shirai, T. Sato, S. Kuzumi and M. Kanai: Numerical and experimental analysis of nonlinear bow and stern waves of a two-dimensional body (Fourth Rep.), J. of Soc. Nav. Arch. Japan, Vol. 157, pp. 15~33, 1985.
- 12) 武本行正・奥村博司・福岡 順・藤井 宏：非圧縮非粘性流体の数値解法プログラム（その 1），京都大学大型計算機センター広報，Vo. 13, No. 6, pp. 453~461, 1980.
- 13) 滝川 清・岩垣雄一・中川政博：有限要素法による斜面上の波の砕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, 1983.
- 14) Jansen, P. C. M.: Laboratory observations of the kinematics in the aerated region of breaking waves, J. of Coastal Eng., Vol. 9, pp. 453~477, 1986.