

矩形容器内における砕波の内部機構に関する研究

灘岡和夫*・悦道博之**

1. はじめに

砕波に関する研究は、古くから理論・実験の両面から数多く行われてきている。しかしながら、いまだに「砕波とは何か？」あるいは「砕波はなぜ起きるのか？」といった基本的な問いに対して明確な解答を出せる段階には至っていない。つまり、砕波の基本的なメカニズムがまだよく理解されていないのである。

たとえば、砕波条件としてよく引き合いに出される「波頂部での水平水粒子波速 u が波速 c に等しいかそれより大きくなったとき (Rankine, 1864)」という(運動学的な)条件は、一見もっともらしく見えるが、これは保存波(ないしはそれに近い波動)には当てはめることができるものの、波形を任意に変えつつ進行する一般的な波動場に適用するには問題がある。というのは、Peregrine et al. (1980) も指摘しているように、そのような場合にはそもそも「波速 c 」なる量を明確に定義することができないからである。そのほか、砕波限界に関する理論的な研究がこれまで数多く行われているが(たとえば樫木によるレビュー, 1973), そのほとんどが一様水深上の保存波の数学的極限としての砕波限界で、物理性を有した一般性のある砕波規準という面からはかけはなれたものとなっている。

一方、実際の応用面に目を転じると、現在のところ合田(1974)の砕波指標が最も authorize されたものとして広く用いられているが、これはもともとある範囲の一定勾配の斜面上の砕波に関する実験データを整理したものであることから、任意形状の海底断面の場合に適用するにはおのずと限界がある。また、不規則波の砕波の場合には、それを波別解析して規則波の砕波条件を当てはめて比較してみると、概して規則波より不規則波の方が砕波し易いという結果が得られる(たとえば、木村・瀬川, 1986)。したがって、今後このようなさまざまなケースでも適用可能なより一般的な砕波指標が求められて行くことになると考えられる。それには、従来と同様なアプ

ローチで実験データをさらに積み上げていって整理するという方向での研究が必要とされるが、それと同時に、砕波のメカニズムの解明という基本的なレベルに立ち戻って、より普遍的な砕波指標の確立のための基礎研究を行っていくことも重要となる。

本研究は、この後者の立場に立ち、室内実験と境界要素法を用いた数値解析により、砕波の内部機構を解明しようとしたものである。具体的にはここでは矩形容器内の砕波現象を対象としたが、これは、そうすることにより実験が可視化を含めてきわめて簡単にできるうえ、対象領域が閉じた矩形領域であることから、数値計算も造波水路を対象とする場合などに比べて簡単に計算時間も少なくてすむといった利点があるためである。

2. 実験方法ならびに実験結果

(1) 実験装置

本研究で用いた実験装置は、図-1 に示すように、厚さ 1.5 cm のアクリル板製の二次元水槽で、その内寸は長さ 194 cm、深さ 43 cm、幅 1.5 cm である。このようにかかなり幅の狭い二次元水路を用いたのは、こうすることによって水槽全体が軽量となることから人力でも容易に持ち上げられ、実験がごく簡単に出来るようになるためである。またこのようにすると、砕波直後の渦塊の形成過程まで含めてかなり明瞭に可視化することが可能になるという利点もある。ただ、水路幅を狭くすることにより逆に側壁での粘性摩擦の影響が現れることが危惧されるが、今回のような過渡過程の実験ではオーダー的にはほとんど問題にならないことが検討の結果確認されている。

なお、図に示すように、この水槽の側壁には可視化に備えて横方向に 10 cm、縦方向に 5 cm の間隔でメッシュを描いてある。

(2) 実験方法

実験は以下の手順で行った(図-2)。まず、この水槽にある水深まで水を満たす。そして水槽内の水の乱れが収まるを待ち、水槽の片側端を二次元平面内で所定の高さまで素早く持ち上げ静止させる。このとき水深と持ち

* 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部 土木工学科

** 学生会員 東京工業大学大学院 修士課程 土木工学専攻

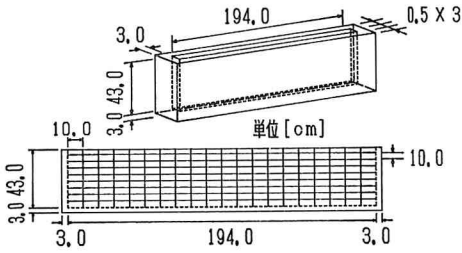


図-1 実験装置

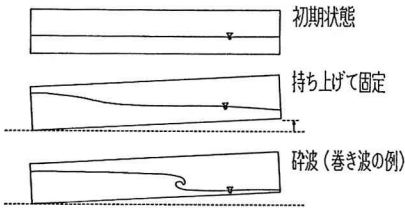
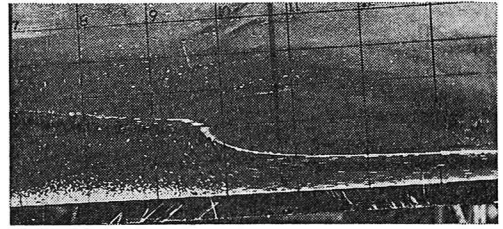
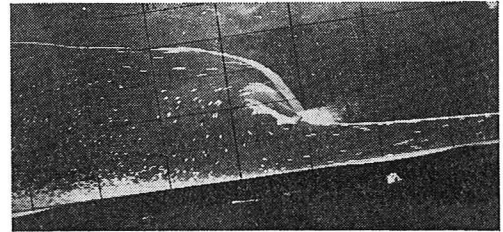


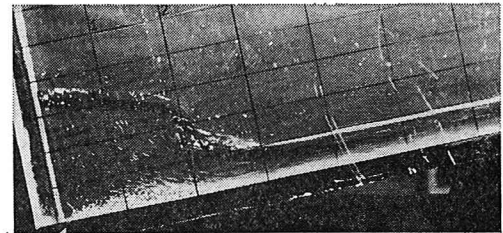
図-2 実験の手順



(a)



(b)



(c)

写真-1 典型的な3つの砕波パターン

上げ量を適当に変化させてやれば、後で詳しく述べるようにいくつかのパターンの砕波を発生させることができる。砕波に伴う流れの可視化法としては、ここでは中립粒子を混入させておき、その流動パターンを水表面の動きとともに VTR および写真によって記録するという方法をとった。

(3) 実験結果

写真-1 (a)～(c) は、上記の実験により観察された典型的な3つの砕波パターンを示したものである。これからわかるように、これらの3パターンは上から順に実際の海岸において見られる spilling breaker, plunging breaker, surging breaker とかなり類似したパターンとなっている。以下ここでは、この3パターンをこれらの名称で呼ぶことにする。

つぎに、これらの3つの砕波パターンの実験パラメータすなわち初期水深 h と持ち上げ角 θ に対する依存性を見てみるために、これらの値をさまざまな組合せで変化させてそれに対する砕波パターンの現れ方を調べてみた。図-3 がその結果で横軸に θ 、縦軸に無次元水深 h/L (L : 水路長) をとって、発生形態区分図の形にまとめて示したものである。図中の空白の部分は砕波パターンの判別が困難だった中間的な場合に対応している。

この3つの砕波形態のうち spilling breaker と surging breaker の2ケースについて、VTR 画像によりさらに細部における流体運動を詳細に観察したところ、以下のよう事実が明らかになった。

まず、spilling breaker では、砕波の発生にともなって波頂部付近に微小な渦塊が形成されることが確認され

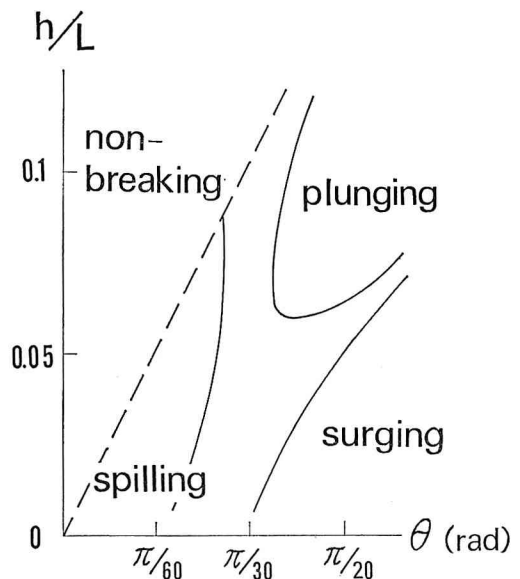


図-3 砕波の発生形態区分図

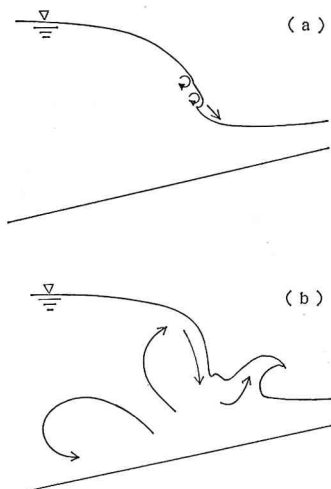
た。これは, plunging breaker に伴う渦塊の形成と似たプロセスがごく微細な形で波頂部近似に起きていると見ることでもできるが, 通常の spilling breaker の場合にはすでに Miller (1976) らによってこのことが示されている。

つぎの surging breaker については, 先の写真—1 では, 切り立った波の前脚部から水塊が舌状に飛び出し碎波が生じている起るように見える。ところが VTR 画像上のトレーサーの動きに注目すると, 図—4 に模式的に示すように, まず最初に波頂前面の水表面に局所的な breaking が生じて spilling breaker と同様の非常に小さい渦運動が発生し((a)), その後その水塊が前面に滑り落ちる形になっていることがわかった。そしてこの滑り落ちた水塊が波面前部の戻り流れに衝突することによって舌状水塊が飛び出す様子がみられた((b))。写真—2 はこの後半の状況に対応した可視化画像である。なお写真中底面近くに表層と逆向きの渦が現れていることがわかるが, これは底面境界層からの剝離渦である。

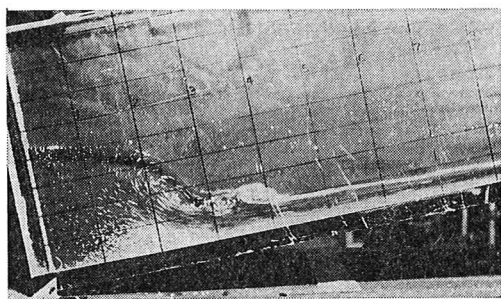
ところで, 数値解析において, このようなごく表層の微細な渦運動の生成過程までシミュレートするには数値計算の解像度をかなり上げる必要がある。そこで, 本研究では計算機のメモリーの問題などのハード面の制約から, かなり大規模なスケールで overhang 現象を生じる plunging breaker の場合に絞って計算を行うことにした。

3. 数値解析

数値解析の手法としては, 近年碎波を含む波動場の大変形の計算によく用いられるようになってきている境界要素法をベースとした混合オイラー・ラグランジュ法を用いることとし, 具体的には Kioka(1983)の用いた方法



図—4 surging-breaker での碎波過程模式図



写真—2

に基本的に沿った解析手法を採用した。

すなわち, ここでは, 速度ポテンシャル ϕ に関するラプラスの方程式からグリーンの公式を用いて変換された境界積分方程式(1)と, 自由表面の運動学的境界条件(2)および力学的境界条件(3)を連立させて逐次値積分することにより自由表面波形(X_s, Z_s)と速度ポテンシャル ϕ の時間発展を計算した。

$$\alpha\phi + \int_{\Omega} \left\{ \frac{\partial G}{\partial n} \phi - G \frac{\partial \phi}{\partial n} \right\} d\Omega = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{DX_s}{Dt} = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad \frac{DZ_s}{Dt} = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\} - \frac{p}{\rho} + \Pi \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで, x, y は水平・鉛直座標, α は境界 Ω 上の対象点での内角, G はグリーン関数, Π は重力ポテンシャルである。

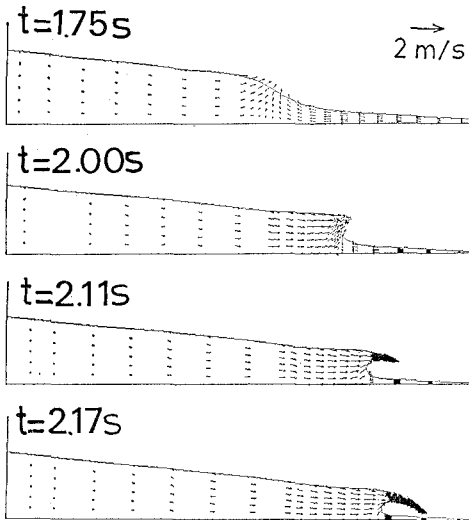
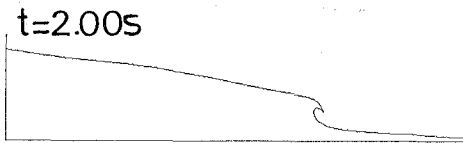
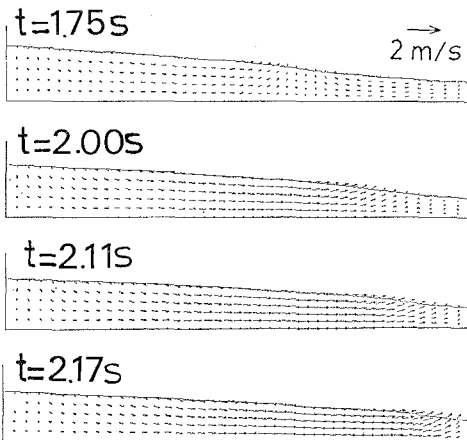
この方法によって今回のようなケースを対象として計算を行う場合に問題となるのは, 容器の傾きの効果の導入のしかたである。ここでは, 容器を傾ける操作が, 容器をそのままにしておいて重力方向を傾けることと等価であることに着目し, 式(3)中の重力ポテンシャル Π を

$$\Pi = -g(x \sin \theta + z \cos \theta) \quad \dots\dots\dots (4)$$

とおき, 容器境界の方は固定させて計算するようにした。なお, 上式中の θ は時間 t に関する任意の関数であるが, $\theta(t)$ の具体的な設定にはビデオ画像から $\theta(t)$ を読み取ってその値を与えるようにした。

4. 計算結果および考察

図—5 は $h=20$ cm, $\theta=0.13$ rad の場合に対する計算結果を, 自由表面波形ならびにそれに対応する流速ベクトル図の経時変化の形で示したものである。一方, 図—6 は $t=2.00$ s での自由表面波形の実験値を示したもののだが, これと図—5 の計算値を比較すると, 計算値は実験値よりもやや遅れて碎波が生じている点が若干異なっているものの(これと同様の現象は, 斜面上の孤立波の碎波計算を行っている西村・武若(1988)の結果にも現れて


 図-5 砕波する場合の表面波形と流速ベクトルの経時変化 ($h=20\text{ cm}$, $\theta=0.13\text{ rad}$)

 図-6 表面波形の実験値 ($t=2.00\text{ s}$)

 図-7 非砕波の場合の表面波形と流速ベクトルの経時変化 ($h=20\text{ cm}$, $\theta=0.056\text{ rad}$)

いる), 計算値は実験値とはほぼ同様の overhang した砕波形態を示していることがわかる。

図-5 の計算値を見ると, 通常の進行波の砕波の場合と同様に, 波面前部の頂頭部に流速が集中し, 最終的にこの部分で水粒子が前方に投げ出される様子 (jet の形成) が確認できる。一方, 図-7 は比較のために示した

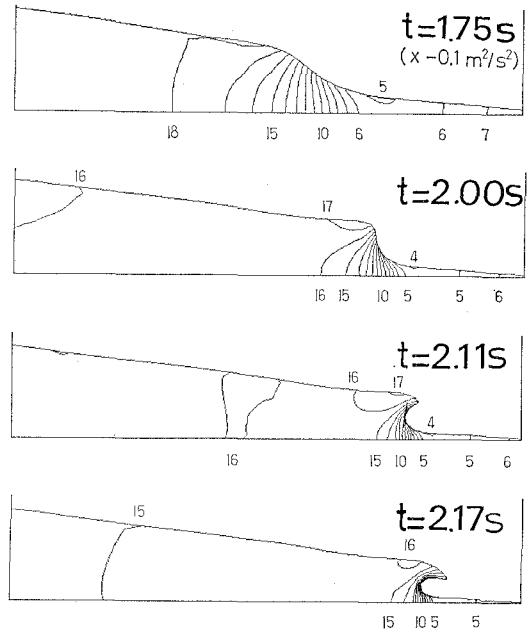


図-8 加速度ポテンシャルの経時変化

非砕波の場合の流速ベクトル図であるが, この場合には, 通常の容器内の重複波的な流速パターンとなっている。すなわち, 今回対象としたのは矩形容器内の現象ではあるが, 砕波する場合に限っては進行波に類似したパターンの砕波が容器内に現われることがわかる。

つぎに, 流体内部の力学バランスを見るために, 本研究では水粒子に働く圧力と重力のバランスの結果として決まる加速度場に着目し, その構造を調べてみた。

水粒子の加速度 (実質加速度) は Euler の運動方程式

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\mathbf{g} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p \quad (5)$$

より

$$= \text{grad } \Pi_a \quad (6)$$

と表すことができる。ここに Π_a は加速度ポテンシャル (Peregrine et al., 1980) で, 今の場合,

$$\Pi_a = -g(z \cos \theta + x \sin \theta) - \frac{p}{\rho} \quad (7)$$

となる。

したがって, 上式で定義される加速度ポテンシャル Π_a のコンターラインを描けば, 加速度ベクトルは, コンターラインに垂直でかつポテンシャル値が増加する方向に向き, コンター間隔に逆比例する大きさを持つことになる。

図-8 が実際に加速度ポテンシャル Π_a を計算してそのコンター図を描いてみた結果である。これを見ると, 現象の進行にともなって, 波の頂部付近の加速度ベクトルの向きが次第に前方に傾いていき, 最終的には砕波前

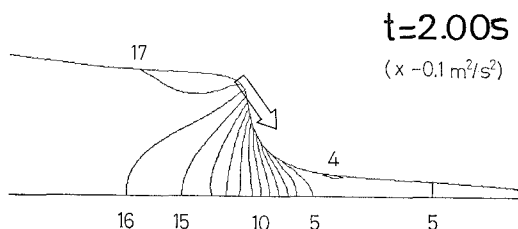


図-9 砕波直前における表面波形と加速度ポテンシャル

面の水面の勾配よりも外側にはみでていくことがわかる (通常の進行波では、波頂部での加速度ベクトルは鉛直下向きとなる)。

さらに砕波寸前の状態を拡大したのが図-9 であるが、このとき波の頂部付近の加速度ベクトルがその前面の表面波形にちょうど接する向きになっていることがわかる。

これらのことから、このような波の頂部付近の表面波形の幾何形状と加速度ベクトルの向きの相対関係が砕波の発生基準すなわち砕波指標を考えるうえで重要な要素になっているものと考えられる。

5. 結 論

本研究では、矩形容器内での砕波現象を対象とした室内実験と数値解析を行うことにより、砕波の内部構造をさまざまな角度から明らかにすることを試みた。その結果、今回のような容器の一端を持ち上げて砕波を起こす

というごく簡単な砕波実験でも、現地の斜面上の進行波の砕波に類似した砕波形態が現れることがわかった。

そしてつぎに、巻き波型の砕波が生じるケースに絞って境界要素法による数値解析を行った結果、特に、波の頂部付近の水粒子に働く加速度ベクトルとその近傍の表面波形の幾何形状との相対関係が砕波の発生基準に深くかかわっていることが明らかにされた。

なお、現在、一定の水深上の周期波に関して同様の解析を行っており、今回と同様の取り扱いが可能であることが確認されているが、その結果については別の機会に発表する予定である。

参 考 文 献

- 木村 晃・瀬川 明 (1986): 斜面上の不規則波の砕波限界について, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 174~178.
- 合田良実 (1970): 砕波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第18号, pp. 39~49.
- 樺木 亨 (1973): 砕波特論, 水工学シリーズ 73-B-2,
- 西村仁嗣・武若 聡 (1988): Lagrange表記による二次元波動の数値解析, 土木学会論文集, 第393号/II-9, pp. 191~199.
- Kioka, W. (1983): Numerical analysis of breaking waves in a shallow water, Coastal Eng. in Japan, Vol. 26, pp. 11~18.
- Miller, R. L. (1976): Role of vortices in surf zone prediction: sedimentation and wave forces, In Beach and Nearshore Sedimentation, Soc. Econ. Paleontol. Mineral. Spec. Publ. No. 23, pp. 92~114.
- Peregrine, D., E. D. Cokelet and P. McIver (1980): The fluid mechanics of waves approaching breaking, Proc. 17th ICCE, pp. 512~528.
- Rankine, W. J. (1864): Summary of properties of certain streamlines, Phil. Mag., Ser. 4, 29.