

# 琉球大学学術リポジトリ

## 水波の碎波形態とその発生メカニズム

メタデータ	言語: 出版者: 沖縄科学防災環境学会 公開日: 2022-07-25 キーワード (Ja): キーワード (En): breaker type, water wave, wave breaking, surf zone, Iribarren number, Surfing 作成者: 仲座, 栄三, 田中, 聡, 本屋敷, 椋, Schaab, Carolyn メールアドレス: 所属:
URL	<a href="https://doi.org/10.24564/0002019417">https://doi.org/10.24564/0002019417</a>

# 水波の砕波形態とその発生メカニズム

仲座栄三<sup>1</sup>・田中聡<sup>2</sup>・本屋敷椋<sup>3</sup>・Carolyn Schaab<sup>4</sup>

<sup>1</sup>正会員 琉球大学工学部工学科 (〒903-0123 沖縄県西原町千原1番地)

E-mail: enakaza@tec.u-ryukyu.ac.jp

<sup>2</sup>正会員 株式会社エコー 技術本部防災解析部 (〒110-0014 東京都台東区北上野2-6-4 上野竹内ビル)

E-mail: s-tanaka@ecoh.co.jp

<sup>3</sup>琉球大学理工学研究科博士前期課程 (〒903-0213 沖縄県西原町字千原1番地)

E-mail: k188479@eve.u-ryukyu.ac.jp

<sup>4</sup>琉球大学理工学研究科博士後期課程修了 (〒903-0213 沖縄県西原町字千原1番地)

E-mail: cschaab@hawaii.edu

CADMASS-SURF を用いた数値計算により、水の波の砕波形態が明らかにされている。Galvin は、砕波の形態が4タイプに大別されることを実験的に示している。その内で、spilling と plunging については、多くの教科書などでも図や写真を用いて説明されてきており、それら2つの違いは比較的確である。しかしながら、Galvin の与えた collapsing 及び surging については、両者の違いがあまり明確となっていない。また、波の砕波形態がなぜ4タイプに大別されるのかについての物理的説明は必ずしも十分でない。本論は、数値計算により、それらが斜面上の波の砕波・遡上後の戻り流れと進行波の軌道流速との相対的強弱とに関連づけられることを明らかにしている。また、これまであいまいであった collapsing の発生メカニズムを明らかにしている。さらに、新たに resonant mode breaker の存在を見出している。最後に、サーファーが砕ける波をサーフィンできる仕組みを明らかにしている。

**Key Words:** breaker type, water wave, wave breaking, surf zone, Iribarren number, Surfing

## 1. はじめに

日本の江戸時代後期を代表する浮世絵師の葛飾北斎(1831~33年頃)は、よく知られる「神奈川冲浪裏(かながわおきなみうら)」に、いまにも小舟を飲み込まんとするダイナミックな波の様子を描いている。それは、まさに波の砕波を代表する巻波の様子であるが、このような波の砕波は、岸近くで発生することが一般的で、岸から海を眺める際に観察されるものである。しかし、北斎の絵に見える波の様子は逆に、あたかも外洋の荒れ狂う波の垣間から遠くに岸(富士)を望むように描かれている。それが、絵のタイトルを成す「冲浪裏」の「裏」の意味かもしれない。

Kinsman(1965)<sup>1)</sup>は、彼の名著“風波(wind waves)”の表紙の見返しのみでなく、裏表紙の見返しにまでも北斎の神奈川冲浪裏を用いている。しかしながら、彼の興味は専ら外洋における波の発生にあって、沿岸における波の砕波については、spilling と surging について若干説明しているだけである。

サーファーは、高さ10mを越えるような荒波の砕けるその先端波面に乗り、大きくカールして砕けるその波を滑り下って、サーフィンを行っているように見える。しかし、サーファーはいつこうに波の底面に落ちず、波面上のほぼ同じ位置を保ちつつ、そしてその波に押されつつ岸へと近づいてくるように見えるものである。しかしながら、滑り下るサーファーはいかように波面上のほぼ同じ位置に留まり続けるのか?ここに、素朴な疑問が湧く。

Galvin(1968)<sup>2,3)</sup>は、砕波形態の分類について紹介し、波の砕波が“spilling”, “plunging”, “collapsing”, “surging”の4つのタイプに大別できることを説明している。その中で、Iversen(1952)<sup>4)</sup>やWiegel(1964)<sup>5)</sup>によってspilling, plunging 及び surging という用語がすでに用いられていることについて触れ、第二次世界大戦中の上陸作戦において、波の砕波形態を分類する必要性が生まれ、それらの用語が一般的となっていったことについて説明している。

Galvin は、砕波形態として4つのタイプを挙げ、それ

らの違いを次のように説明している。<sup>2)</sup>

Spilling occurs when the wave crest becomes unstable at the top, and the crest flows down the front face of the wave producing an irregular, foamy water surface that eventually takes the aspect of a bore. Plunging occurs when the wave crest curls over the front face and falls into the base of the wave resulting in a high splash and the development of a bore-like wave front. Surging occurs when the wave crest remains unbroken while the base of the front face of the wave, with minor breaking, advances up the beach.

There is a continuous gradation in type of breaking from spilling to plunging to surging. In this study it is convenient to use the term “collapsing” to describe a type of breaking intermediate between plunging and surging. Collapsing occurs when the crest remains unbroken a relatively flat while the lower part of the front face steepens and then falls, forming an irregular turbulent water surface that slides up the beach without the development of a bore-like front.

Galvin は、砕波形態を明らかにするために、水理実験を実施し、撮影された数多くのフィルム解析をもとに、砕波形態をこれら4つの砕波タイプに大別分類している。しかしながら、その後の研究の多くでは、*collapsing* と *surging* については、その特徴が明確でないとして、それらを *surging* として説明している。

Galvin<sup>2,3)</sup>は、Patrick and Wiegel (1954)<sup>6)</sup>の提案を受けて、4つの砕波形態が、海底勾配と沖波波形勾配あるいは、海底勾配と砕波位置における波の局所的波形勾配によるパラメータ (*offshore parameter or inshore parameter*) によって定量的に分類されることを示している。

Battjes (1974)<sup>7)</sup>は、Galvin のデータを整理し、*surf similarity parameter*  $\xi_0$  を用いて、以下の分類を与えている。

Spilling:  $\xi_0 < 0.5$

Plunging:  $0.5 < \xi_0 < 3.3$

Surging or Collapsing:  $3.3 < \xi_0$

ここに、Battjes が用いた *surf similarity parameter*  $\xi_0$  は、Galvin が用いた *offshore parameter* をマイナス 1/2 乗した値と同じである。Battjes は、パラメータ  $\xi_0$  が、砕波帯内で生じる波の砕波指標、砕波形態、反射、遡上、水位上昇などを特徴づける主要なパラメータであるとして、これを *surf similarity parameter* と呼んだ。しかし、実はその定義はすでに Iribarren and Nogales (1949)<sup>8)</sup>によって、斜面上の波の砕波の判定指標として導入されていることの名

誉に鑑み、イリバレン数 (*Ir number*) と呼ぶことが奨励されると述べている。

しかしながら、そのパラメータが砕波帯内の諸現象を支配する主パラメータとなっていることや、呼び名に対する物理的イメージとの一体感とから、著者らはむしろこれを Battjes の *surf similarity parameter* と呼ぶことを推奨したい。本論では、必要に応じて、これを *Ir number* と呼ぶことにする。

砕波の形態が、*surf similarity parameter* (*Ir number*) によって “*spilling*”, “*plunging*”, “*collapsing*”, “*surging*” の4つのタイプに分類できることは、上で述べるとおりであるが、そもそも、なぜ波はそのように4つの形態をもって砕けるのか？

*surf similarity* を特徴づける *Ir number* の物理的意味は何か？などの検討は、これまでに十分に行われているとは言い難い。また、最初に述べた、サーファーが波の峰の位置から谷の位置の水表面上に落ちてこない理由についても、著者らは従来の研究に見出していない。

本研究においては、こうした疑問に答えるために、CADMAS-SURF を用いて砕波の数値計算を実施し、4つの砕波形態の発生メカニズムを明らかにするものである。また、そのことで、サーファーが波面上の定位置に留まりサーフィンを続けられる理由を明らかにする。

## 2. Galvin の与えた4つの砕波形態及び *surf similarity parameter* (*Ir number*) の物理的意味

Galvin<sup>2)</sup>は、水理実験で得られた写真フィルムの解析によって、図-1に示すような、4つのタイプの砕波形態を得た。図に示すように、その内でも *spilling* と *plunging* については、それらの違いが明確である。しかし、*collapsing* 及び *surging* については、それらの違いが必ずしも明確でない。

図-2は、Galvin の与えた *offshore parameter* による砕波パターンの分類である。この図に示すように、*offshore parameter* によって砕波パターンは大よそ4分類されるものの、それらは幾分混在もしており、明確に4分類されている訳ではない。それらの要因は、同じ入射波諸元に対しても、そして入射波が規則波を用いていても、波別解析された実測波高や周期に微妙な違いが生じていること、さらには砕波帯内の平均水位変動や波の遡上に自励的な変動 (*self-motivated oscillation*) が現れることによるものと判断される。

Galvin は、実験における測定において、現象の定常性を確保するために、造波開始から5分を経て10波程度

の測定を行ったと述べている。しかしながら、そのような計測であったとしても、砕波帯内における水理現象は自励的振動を引き起こしているのが一般的である。現に、後に述べる数値計算結果にも水理実験と同様に砕波帯内における水理現象の自励的振動が、不可避免的に発生しているのを確認できた。

Iribaren and Nogales (1949)<sup>8)</sup> は、一様斜面上を進行する波の非砕波から砕波への移行が、波の波形勾配と斜面勾配とからなる次のようなパラメータで定量的に分類されることを示している。

$$\xi_c = \tan \alpha / \sqrt{H_c/L_o} \quad (1)$$

ここに、 $\tan \alpha$  は水路における斜面勾配、 $H$  は波高、 $L$  は波長を表す。添え字の“c” は、砕波位置における物理

量となることを示し、“o” は、波の線形理論から与えられる沖波の物理量であることを示す。

一方、Patorick and Wiegel (1954)<sup>9)</sup> の与えた offshore parameter ( $p_o$ ) は、次のように与えられる。<sup>3)</sup>

$$p_o = H_o / (L_o \tan^2 \alpha) \quad (2)$$

ここに、 $H_o$  及び  $L_o$  は、それぞれ沖波の波高及び波長を表す。添え字の“o” は、沖波の諸量となることを示す。g は重力加速である。

式 (1) に示す Ir number は、波の運動学的及び力学的特性と関連するパラメータ、 $k_o h$  及び  $H/h$  を用いて、次のように表すことができる。

$$\xi_o = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} (L_o/x_b) \sqrt{k_o h} / \sqrt{H/h} \quad (3)$$

ここに、 $k_o$  は沖波の波数 (wave number,  $k_o = 2\pi/L_o$ ,  $L_o$  は沖波波長) を表す。また、 $h$  は水深、 $H$  は波高を表すが、それらは砕波帯を代表する値として与えられる。 $x_b$  は汀線位置から砕波点までの水平距離を表す。

式 (3) に現れる  $k_o h$  は波の分散性を支配するパラメータ、 $H/h$  は波の非線形性を支配するパラメータを表す。また、 $x_b/L_o$  は、砕波帯内に存在する波の大よその数を表すパラメータと定義することができる。したがって、式 (3) によれば、砕波帯内の波に対する条件として、波の分散性  $k_o h$  や非線形性  $H/h$  が同じであったとしても、パラメータ  $x_b/L_o$  が砕波帯内の物理現象を決定付けるパラメータとして存在することになる。この意味から、パラメータ  $x_b/L_o$  を Battjes が定義した surf similarity parameter  $\xi_o$  に対して、もう一つの surf similarity parameter と呼ぶことができる。ここでは、簡便のために、沖波の波長を基準に据えているが、より直接的な値としては、砕波帯を代表する波長に設定すべきと考えられる。

$x_b/L_o$  は、砕波帯内に存在する波の大よその数を表すパラメータと定義されたが、後に説明する波の砕波のタイプを物理的に決定づけるという意味からは、砕波帯内の戻り流れの強さを表す指標と解釈することができる。

波の分散性と非線形性の比を与えるパラメータとしてアーセル数 [Ursell number:  $(H/h)/(h/L)^2$ ] が挙げられる。この場合、非線形性に対して分散性を表すパラメータが 2 乗されている。また、波形勾配  $H/L$  については、 $(H/h) \cdot (h/L)$  の形に表すことができるため、その物理は非線形性と分散性を表すパラメータの積として解釈される。

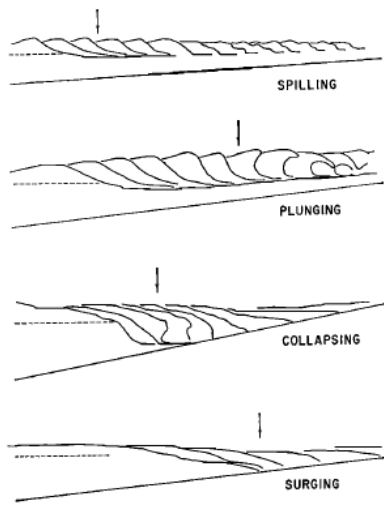


図-1 Galvin の与えた 4 つの砕波形態<sup>2)</sup>  
(矢印は、砕波点の位置を表す)

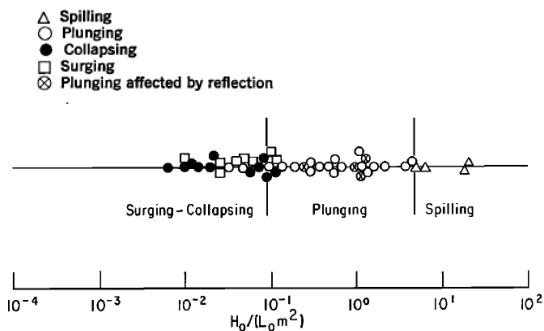


図-2 offshore parameter による砕波形態の分類<sup>2)</sup>  
(legend は、著者による追加)

波高の与え方に、実測波高を波の線形理論による浅水係数で除した値で与える場合がある。このように与えられる波高を、合田 (1985)<sup>9)</sup> は、換算沖波波高 ( $H'_o$ : *equivalent deep water wave height*) と呼んでいる。しかし、沖波波高を観測値から与える方法は、すでに Wiegel (1964)に見られる<sup>9)</sup>。

式 (1) に示す *surf similarity parameter* に対して、換算沖波波高を導入すると、次なる関係が与えられる。

$$\xi'_o = \tan \alpha / \sqrt{H'_o / L_o} \quad (4)$$

### 3. 数値計算の方法及び条件

本研究で用いた CADMAS-SURF は、日本国の財団法人沿岸開発技術センターのもとに、民・学・官の協働による研究会を経て研究開発されたものである。CADMAS-SURFの精度については、これまでに様々な事例について検証されているところであるが、著者らも文献 10) 及び 11) において、大型水槽実験による波の伝播、直立護岸上越波、人工リーフによる波の碎波変形及び反射について比較検討を行い、その精度に妥当性のあることを確かめている。

数値計算の対象とした数値水槽モデルの概要を図-3に示す。数値計算は2次元波動を対象としている。水槽の諸元は図-3に示すように、長さが800.0m、沖側一様水深部の水深が30.0mであり、水槽の始端に造波境界を設定し、他端には勾配 1/0.5, 1/1, 1/2, 1/3, 1/5, 1/10, 1/20 の不透過固定斜面をそれぞれ設置した。

入射波は、周期が 10s、波高 5m 及び 10m の規則波とした。数値計算では、入射波高及び周期をそれぞれ 5m 及び 10s として与えて、それに対して斜面勾配を上述の7ケースに変化させて碎波形態を調べた。波高 10m の波については、斜面勾配が 1/1 の場合についてのみ行った。これは、斜面勾配条件を同じにした上で、波形勾配を変化させた場合の碎波形態への影響 (すなわち、*surf similarity parameter* の変化が碎波形態へ及ぼす影響) を調べる目的で行った。

実測入射波高は、水槽の造波境界位置より2波長程度離れた位置で計測された水位データ及び流速データに、久保田ら (1989)<sup>12)</sup> による方法を用いて波の入・反射分離を行った上で求めた。

CADMAS-SURFにおける数値計算格子の大きさに対しては、 $\Delta x$  及び  $\Delta z$  をそれぞれ 1.0m 及び 0.5m に設定した。数値計算は、水底面を滑り面とし、非粘性流体条件で行

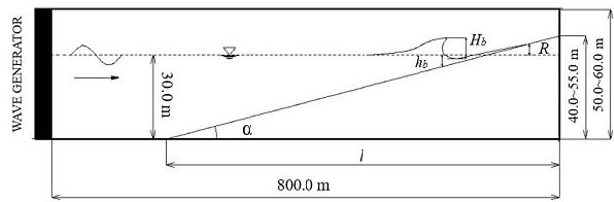


図-3 数値計算の対象とした水槽諸元

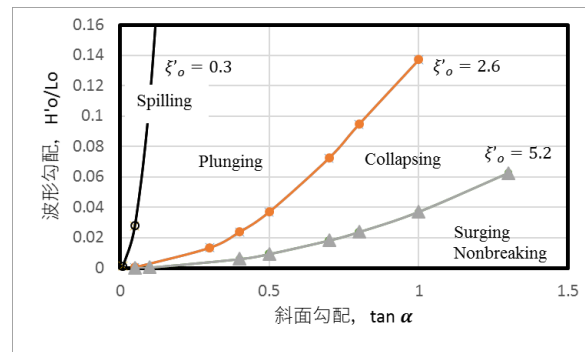


図-4 Battjes の *surf similarity parameter* (*Ir number*) の修正値 [式 (4)] による碎波タイプの分類 (*collapsing* と *surging* との分別基準は著者による)

った。数値計算では、直交格子を用いているため、斜面部の境界設定は、計算格子の形状に合わせたギザギザ (階段状) の斜面となっている。

図-4 に、Battjes が Galvin のデータをもとに示した碎波形態の判定条件 (第1章を参照) の修正値を示す。すなわち、*surf similarity parameter* を式 (1) から式 (4) に変更してある。また、後に示す数値計算結果を受けて、Battjes の  $\xi_o = 0.5$  を  $\xi'_o = 0.3$  に、 $\xi_o = 3.3$  を  $\xi'_o = 2.6$  に変更してある。さらに、*collapsing* と *surging* とを分ける境として、 $\xi'_o = 5.2$  を設定した。図の縦軸には沖波の波形勾配をとっており、横軸には斜面勾配をとっている。Battjes の判定条件には、波形勾配として波の碎波波高及び沖波波長が用いられているが、ここでは波高及び波長共に沖波条件 (換算沖波波形勾配) が用いられている。

図に示す修正値によれば、換算沖波波形勾配を  $H'_o / L_o = 0.035$  とした場合、斜面勾配が 1/20 の場合に碎波形態は *spilling* タイプとなり、1/10, 1/5 の場合に *plunging* タイプ、斜面勾配が 1/2 以上となる場合に *collapsing* あるいは *surging* タイプと判断される。

### 4. 4つの碎波形態の発生する物理的メカニズム

この章では、数値計算結果について議論するが、その際に事前に把握しておくべき事項として、以下を挙げて

おく。

- 1) 図-5 に、微小振幅波が水平床上を伝播する場合のある瞬間の水粒子速度をもとにした流線 (streamline), 水粒子のパーティクルパス (particle path) を示す (Kinsman, 1965) <sup>1)</sup>。この図に示すように、微小振幅進行波の下で、浅海波の水粒子は楕円形的な軌道を描く。また、ある瞬間の流線は、水面波形が静水面を切る位置で垂直に立ち、峰の位置で水平に波の伝播方向を向き、谷の位置ではその逆向きとなる。また、波の峰を中心として左右に対称的である。本研究では、進行波に伴う水粒子の速度を波の軌道流速 (orbital velocity of a particle of wave) と呼ぶ。
- 2) 有限振幅の波は、その非線形作用 (移流効果) のために、波伝播に伴い、波の峰の形がとがり、前面に傾斜した形を取る。そのため、峰前面の流線間隔は狭まり、逆にその背後の流線間隔は広まる。その結果、波の峰の前面位置で流れの縮流が生じ、それが波を砕波へと導く。
- 3) 数値計算に用いる斜面部の水底面形状は、計算格子形状に合わせて階段状になっており、それが底面付近の流れにいくばくかの影響を及ぼす。しかしながら、本研究が対象とする波の砕波形態把握への影響はあまり大きくないものと判断される。
- 4) 砕波帯内では、先行する砕け波が作り出す岸向き流れの補償流としての沖向き戻り流れが存在する。この戻り流れに逆らって進行する後続の波は、そ

- の峰位置とその前面の谷位置との間隔が狭まる。
- 5) 砕波帯内に存在する波の数が増えると、砕け波が作り出す断面積当たりの流れの強さが減少し、その結果、補償流としての逆向き流れの強さも弱まる。
- 6) 砕波帯内に存在する波の数が1波程度のとき、砕波帯内の流れは寄せと返しが共振的となり、砕け波が作り出す断面積当たりの流れの強さが増し、補償流としての逆向き流れの強さも増す。その結果、進行波に伴う水粒子の軌道流速と戻り流れとが激しく衝突するようになり、それが *plunging* で見られる水塊の巻き込み現象を作り出す。
- 7) 波が斜面上を進行するにつれて、水底部近傍の流れは断面の収縮の影響を受けて、縮流状態になり流速を増す (図-7以降の図において、砕波点の水底面付近に見られる)。
- 8) 砕波帯内の斜面上における引き波時の流れは、断面の拡大の影響を受けて水底部で流速が減少すると共に、その流れは軌道流速の押し込みにより押し上げられて水表面付近に局在化ようになる (図-7以降の図において、砕波帯内の波峰前面の水表面付近に見られる)。
- 9) 波が砕けているかどうかの判定は、定性的ではあるが、波の水表面波形の切り立ち具合や、水流速ベクトルの大きさが局所的にそしてある程度組織的に周りよりも飛びぬけて大きくなっている場合とした。
- 10) これから示す計算結果は、先行する波が砕波して斜面を遡上した後の引き波開始時の状態から、後続の進行波が砕波し、斜面上を遡上する時間帯に対応する。

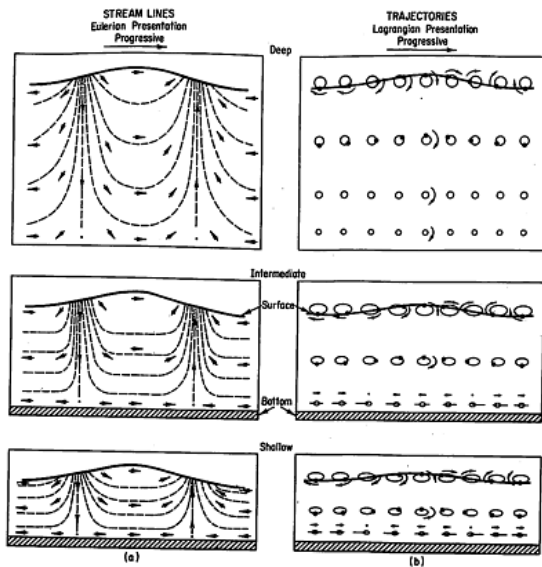


図-5 Particle paths (Lagrangian viewpoint) and streamlines (Eulerian viewpoint) for a sinusoidal progressive wave.<sup>1)</sup>

#### 4.1 Spilling breaker

図-6は、斜面勾配が1/20の場合であり、計算対象としたケースの中でも斜面勾配が最も緩い場合に当たる。式(4)の定義により、 $\xi'_0 = 0.27$ であり、図-4に示すように、Battjesの定義の修正値による砕波分類によれば、砕波形態は *spilling breaker* と判断される。また、式(3)に示す砕波帯内における波の数は、微小振幅沖波波長  $L_0$  に対して  $x_b/L_0 = 1.19$ である。

ここで、次の量を定義する。

$$\zeta_b = (x_b + R/\tan \alpha)/L_b \quad (5)$$

ここに、 $L_b$ は砕波点における波長であり (微小振幅波

理論による),  $R$ は波の遡上高を表す. したがって,  $\zeta_b$ は砕波位置から遡上波の最大到達地点までの水平距離と波長 $L_b$ との比を表す.

本ケースに対して,  $\zeta_b = 2.13$ であり, 砕波点から遡上位置までの波の数は, 局所的波長で換算して2波程度と与えられる. また, 反射率は $K_r = 0.10$ , 無次元遡上高は $R/H'_o = 0.17$ を示した.

図-6 (a)は, 先行する波が砕波して斜面を遡上した後, ちょうど後続の波の峰が観察枠内に現れた瞬間を示している. その波の砕波直前の様子であるが, 波の峰の下で水粒子速度は岸向きにあり, 波の谷の位置では全体的に沖向きにある. また, 波の峰の下の水表面付近において岸向き軌道流速が大きくなっている.

図-6 (b)は, ちょうど波の峰のところで砕波が生じた瞬間を表している. 図-6 (c)及び(d)は, 波の砕けた部分が波の峰の前面に広がり, それが波面上を滑りながら波と共に進行して行く様子を表している. このとき, 波の谷位相(引き波時)の戻り流れの速度は, 表層及び低層部よりも中層部の方が若干大きくなっている.

波の峰位置を中心として, その左右の対称性は大きく崩れており, 波前面の波形の水平方向短縮のために流線はそこで集中することになり(図-5と比較して頂きたい), その部分で流れの縮流が発生している. 波峰前面に水平流速がほぼゼロとなり鉛直流のみが発生している位相があるが, そこにあたかも鉛直板が設置されているかのように, 波の峰下及び後方の軌道流速はその位置を乗り越えるような形に縮流を生じている. これは, 波の峰前面の谷位相の水位と峰後方の水位との差(非対称性)がもたらす作用と判断される. これに対して, 例えば水平床上で完全反射場に見る砕波は, 水位及び流速場の対称性から水塊の鉛直上方飛び出しとして観測される.

*Spilling*タイプの砕波の特性は, これまでに見るように, 波頂付近における水粒子の軌道流速からの飛び出しとして始まる砕波と, 砕波部が波頂付近に留まり, 波の進行と共に, 波頂前面の水表面上を滑動することにある. このような砕波特性については, 従来から説明されてきたことである.

#### 4.2 *Plunging breaker*

図-7に, 斜面勾配が1/10の場合の砕波の様子を示す. このとき,  $\xi'_o = 0.53$ であり, 図-4に示す *Battjes*の定義の修正値による分類によれば, *plunging*タイプの砕波となる. 式(3)に示す砕波帯内における波の数は, 図-7(a)より, おおよそ $x_b/L_o = 0.53$ と判断される. また, 式(5)の定義によれば,  $\zeta_b = 1.07$ である. 反射率は

$K_r = 0.19$ , 無次元遡上高は $R/H'_o = 0.43$ を示した.

先に図-6に示した *spilling*タイプの砕波の場合と大きく異なるところは, 波の峰の前面に現れる戻り流れの様子の違いにある. 戻り流れ部の水位は, 峰背後の水位と比較して低く, 強い戻り流れが形成されている. その流れは, 水表面付近ほど強く, 波頂に向かって乗り上げる形で流れている[図-7(a)]. この戻り流れは, 進行波の波頂付近の岸向き軌道流速とぶつかり, 水平面からほぼ45度前方に飛び出している[図-7(b)及び(c)]. この水塊の飛び出しは, 波の峰前面に波形のカール(*curling*)を形成させている[図-7(c)及び(d)]. また, 水塊の飛び出しに伴い(*plunging jet*の形成), 波頂後方の水表面は勢いよく下方に落ち込んでおり, それが波の前方巻き込み及び水塊の飛び出しの水量を補償しているものと判断される[図-7(c)]. 波頂前面の水底面付近における流れは, 斜面を下る戻り流れと進行波に伴う岸向き流れとがぶつかり, 戻り流れを斜面から剥離させる作用を引き起こしている. この底面における流れの衝突は, 巻き上げた水表面が波の前面に突入するときまでも続き, その作用が水面の巻き込みを維持させる仕組みともなっている[図-7(b)及び(d)].

戻り流れが水表面付近で進行波の軌道流速とぶつかることは, 先に説明した *Spilling*タイプの砕波でも見られるが, *spilling*タイプの場合には, 戻り流れの速度が軌道流速と比較して弱く, 波面が巻き上がるほどにはなっていない. したがって, *plunging*砕波の場合には, 水表面を集中的に流れる強い戻り流れの存在が本質的な要因となっていると判断される.

以上で述べたような戻り流れが砕波現象に及ぼす影響については, *Galvin*は何ら触れていない.

図-8に, 斜面勾配が1/5の場合の砕波の様子を示す. このとき,  $\xi'_o = 1.07$ であり, 図-4に示す *Battjes*の定義の修正値による分類によれば, *plunging*タイプの砕波となる. 式(3)に示す砕波帯内における波の数は, 図-7(b)より, おおよそ $x_b/L_b = 0.26$ と判断される. また, 式(5)の定義によれば,  $\zeta_b = 0.70$ である. 反射率は $K_r = 0.29$ , 無次元遡上高は $R/H'_o = 1.47$ を示した.

図-8に示す砕波のメカニズムも, 図-7の場合に述べた *plunging*砕波の仕組みとほぼ同じと判断される. しかし, この場合には, 砕波帯内の波の谷の位相で水位がより下がり, 戻り流れの強さがより強くなっている. そのため, 水塊の飛び出しは, 図-7(c)の場合よりも *plunging jet*の面積を広げ, その飛び出し角度を高めている. さらに, カーリングした水塊の波頂前面の谷の水表面上への突入(*impact on the surface of wave trough*)の時点で, 底面付近

の戻り流れはほぼ終了している点に着目しておく必要がある [図-8(g)] .

波が砕け始め、波のカールした部分が前面の谷の水表面上に突入するまでに砕波帯内を伝播した距離は、図-7の場合に比較して図-8の場合が短い。すなわち、*plunging* 砕波の場合、強い戻り流れの影響でその伝播速度が抑えられているものと判断される。戻り流れが底面付近の波の軌道流速を押しとどめるがゆえに、下層に比べて上層の水塊の巻き込み部が波の前方へとよりせり出し、そのことが波の巻波形を維持させている。

ここに示す *plunging* 砕波の流速ベクトルの分布は、水理実験において超小型プロペラ流速計を用いて計測した仲座ら (1996, 1997) <sup>13,14)</sup> の実験結果と大よそ一致している点を挙げておきたい。

*Plunging* 砕波のもう一つの特徴は、カールした水塊の谷水表面上への突入 (*impact*) とその後の水塊の飛び出し (*splash*) にある [図-7(d)及び図-8(g)] .

#### 4.3 transition breaker from the *Plunging* (resonant mode breaker)

図-9に、斜面勾配が 1/3 の場合の砕波の様子を示す。このとき、 $\xi'_o = 1.78$  であり、図-4に示す Battjes の定義の修正値による分類によれば、*plunging* タイプの砕波となる。式 (3) に示す砕波帯内における波の数は、図-9(b)より、おおよそ  $x_b/L_o = 0.16$  と判断される。また、式 (5) の定義によれば、 $\zeta_b = 0.60$  である。反射率は  $K_r = 0.40$ 、無次元遡上高は  $R/H'_o = 2.12$  を示した。

ここに示す砕波のメカニズムも、図-7及び図-8の場合と同様に *plunging* 砕波の仕組みとほぼ同じと判断される。しかし、図-8(d)及び図-9(c)とに対して、波頂付近の水塊のカール時の水底面付近の戻り流れを比較すると、図-9(c)はほぼ戻り流れの終了時となっている。その後は、図-9(d)~(f)に見るように、水底面部における波の軌道流速の増大、すなわち斜面上の断面縮小に伴う縮流の強さの増大に特徴がある。これによってカールした水塊が波頂前面の谷部の水表面上に突入する時には、上層 (*plunging jet* 部) と下層 (水底面付近) との流れが互いに並走する形にあり、*plunging* 砕波で特徴的となる水塊突入に伴う底面部水塊の激しい飛び出し [例えば、図-7(d)及び図-8(g)に見るジェット部の突入と水塊の飛び出し] は見られず、遡上の様子は *bore* 状であり、後に述べる *collapsing* 的な流れの遡上の形態と同様なものとなっている。

この砕波形態の場合、図-9(c)にみるように、波頂付近の水塊の飛び出しが最大となる時間と砕波帯内の戻り流れが途切れる時間とがほぼ同時となっている。この時点

での、波フロントの位置から最大遡上高までの砕波帯の水平長は砕波点位置の波長の大きさの 1/2 程度となっており、無次元遡上高は計算対象とした全ケースの中で最大となっている。本砕波形態の場合、砕波帯内から遡上域までの水域は、リーキーモード共振的振動 (*leaky mode resonance oscillation*) を引き起こしていると判断され、*plunging* から *collapsing* への遷移的な砕波形態として特筆される。

#### 4.4 *Collapsing breaker*

図-10に、斜面勾配が 1/2 の場合の砕波の様子を示す。このとき、 $\xi'_o = 2.67$  であり、図-4に示す Battjes の定義の修正値による分類によれば、*collapsing* タイプの砕波となる。式 (3) に示す砕波帯内における波の数は、図-10(d)より、おおよそ  $x_b/L_o = 0.13$  程度と判断される。また、式 (5) の定義によれば、 $\zeta_b = 0.45$  である。反射率は  $K_r = 0.69$ 、無次元遡上高は  $R/H'_o = 1.76$  を示した。

Galvin はこのような条件において、砕波のタイプに 2 種類あり、それが *collapsing* と *surging* であると説明しているが、*collapsing* の発生メカニズムはこれまで不明であった。

図-10(b)に示すように、砕波帯内からの戻り流れは水表面上に集中した流れが先行し、次に図-10(c)に示すように斜面を下る戻り流れが進行波のフロントに激しく流れ込んでいる。図-10(d)は、斜面を下る射流が常流に転じる際の跳水現象 (*hydraulic jump*) と類似したものとなっているが、その水表面付近における流れは波頂点を越えて沖側へと流れ込んでいる [図-10(d), (e)] . 水表面付近を冲向きに流れ込む強い戻り流れは、波頂付近の軌道流速をも逆向きに曲げており、図-7~8に見るような、波頂前面への水塊の突入と飛び出しは、このような作用で抑えられている。このような現象によって、進行波の峰の位置の岸への伝播は殆ど停止した (留められた) 状態にあり [図-10(c), (d), (e)] , 図-10(f)の状態からは、水底面から水塊の流れ出し (*Torricelli flow* 的な流れ) が生じている。図-10(d)から図-10(f)の状態への変化は、まさにダムブレイク的な流れ (*dam break flow*) の発生となっている。この瞬間から、波頂は腰砕け的に急激に降下しており、それが底面付近から飛び出す遡上流への補償流を形成させている。Galvin が *collapsing* に対して与えた説明は、まさに波頂部の腰砕け的な降下であり、水底面付近から吹き出し遡上する流れの特徴に対するものと言える。

#### 4.5 *Surging breaker* もしくは *Nonbreaking*



図-11に、斜面勾配が1/1の場合の碎波の様子を示す。このとき、 $\xi'_o = 5.34$ であり、図-4に示す Battjes の定義の修正値による分類によれば、*Surging*タイプの碎波となる。このとき、波面上に明確な碎波の特徴は見られず、非碎波の様子を示しているため、式(3)に示す碎波帯内における波の数は、 $x_b/L_o = 0.0$ と判断される。図-11に示すように、汀線位置から $1/4L$ の位置付近で部分重複波の節の様相を示している。また、反射率は $K_r = 0.88$ 、無次元遡上高は $R/H'_o = 1.39$ を示した。

図-12に、斜面勾配が10.5の場合の計算結果を示す。このとき、 $\xi'_o = 10.67$ であり、図-4に示す Battjes の定義の修正値による分類によれば、*surging* 碎波もしくは *nonbreaking* タイプとなる。この場合、図-11に示す場合よりも、波の腹と節の位置が明確になっており、碎波現象を示す要素は現れていない。従って、この場合非碎波 (*nonbreaking*) と位置付けられよう。汀線位置から $1/4L$ と判断される位置付近に部分重複波の節の位置が確認される。また、斜面上には波の非碎波遡上の様子が確認できる。現地海岸等においては、こうした波の遡上時にも気泡等の巻き込みがあり得るので、それが碎波を伴う遡上として確認される可能性はあり得る。

本ケースに対して、反射率は $K_r = 1.00$ 、無次元遡上高は $R/H'_o = 1.15$ を示した。

岩田・青野(1983)<sup>19</sup>によれば、完全重複波の碎波は、主に波の波形勾配で決定され、以下のように与えられている。

$$H_b/L_b = \{0.218 - 0.076|\theta|\} \tanh(2\pi h_b/L_b) \quad (6)$$

ここに、 $\theta$ は波峰の水平方向移動速度 $u_c$ と碎波瞬間時の実測波長と同じ波長を持つ微小振幅入射波の波速 $c_s$ との比 $\theta = u_c/c_s$ を表す。 $|\theta| \cong 0$ で重複波型の碎波、 $|\theta| \cong 1$ で進行波型の碎波に対応する。

今回本研究が対象としたのは、*surf similarity parameter*  $\xi'_o$ が0.3~10.7程度の場合であり、沖波波形勾配が高々0.035もしくは0.07程度のもとなっている。式(5)によれば、重複波型の碎波を発生させるには、相当な大きさの波形勾配を与える必要がある。今後、*surging* と *nonbreaking*、そして重複碎波の発生領域の区別を明らかにすることが望まれる。

#### 4.6 Collapsing breaker の再現

図-11に示す斜面勾配1/1に対して、入射波高を2倍の10mとし(すなわち、波形勾配を2倍にし)、 $\xi'_o = 5.34$ の条件を $\xi'_o = 3.77$ とした場合について図-13に示

す。このとき、反射率は $K_r = 0.74$ 、無次元遡上高は $R/H'_o = 1.17$ を示した。図-4に示す Battjes の定義の修正値による分類によれば、碎波形態としては、図-10と図-13とは互いに同じ *collapsing* タイプと分類されることになる。

図-10のケースと図-13のケースとを比較すると、波頂の進行の停止と波頂部の腰砕けの崩壊、水底面からの水塊の飛び出しという特徴は両者共に似ている。すなわち、この碎波は *collapsing breaker* に位置付けられる。したがって、Battjes が碎波分類の主要パラメータと位置付けた *surf similarity parameter (Ir number)* による碎波形態の分類の妥当性がここに示されたといえよう。

### 5. 碎波形態とサーフィン

これまで見てきたように、碎波のタイプには大別して4種類あることや、その発生メカニズムが明らかにされた。その議論の内容から、サーフィン上級者に最も喜ばれる波の形は *plunging* 碎波であろうことは容易に想像がつく。一方、サーファーにとって恐れるに値するのは、*collapsing* 碎波であろうとも想像ができる。なぜなら、図-10で見ると、*collapsing* 碎波は、その初期の段階では、*plunging* 碎波の発生を推測させるからである[図-10(d)]。しかしながら、その次の段階では、図-10(e), (f)及び(g)に示すように、波頂は腰砕け的に落下し、その前面部の水表面部には渦的な流れを作ると共に、水底面付近から激しい岸向きの流れを生み出す。したがって、この波にサーファーが乗ったならば、サーファーはその波頂付近に現れる渦部に取り込まれるか、あるいは効率よくビーチへと送り届けられるに違いない。

図-7~8に示すように、*plunging* 碎波の場合、その峰前面では、戻り流れが水表面付近に上向き流れを作り、進行波の軌道流速とぶつかることで峰前面部における水塊の飛び出し (*plunging jet*) と巻き込み (*curling*) が始まる。サーファーは、巻波の水表面を滑り落ちているように見えるが、その基本的動作のみを議論するのなら、実は図-8(b), (c)に見るように、碎波帯内の戻り流れが作る水表面付近の上向き流れと重力によるサーファー自身の落下速度とがバランスして同じ位置に留まり続けているものと判断される。サーファーはこの時、サーフボードの傾きや流れとの接触面積をコントロールすることで、その波に対して相対的な位置を微妙に変化させているものと判断される。

一定流量を開水路などで流し、人工サーフィンを作り出す施設などがある。そのような流れの作る人工波が一方向のみの流れから作られていることを考えれば、

*plunging* 碎波に乗るサーファーが、水表面に集中する戻り流れと自身の降下速度とにバランスを取っていることの実験が理解できよう。

滑り下るという意味において、スキーがサーフィンと似ているように思える。しかしながら、スキーは重力の作用で雪斜面を実際に滑り下る。一方、サーフンは碎波帯内の戻り流れの上向き流れとサーファーの重力による降下速度とをバランスし、波面上のほぼ定位置に立ち続ける形にある。このような意味において、両者間には力学的関係に大きな相違がある。

*Spilling* タイプの碎波を対象とするサーフィンの場合、波頂前面に強い戻り流れによる上向き流れは期待されず、波の砕けている部分を作る岸向きの強い流れに押されることになる。また、サーファーが *spilling* 碎波の波に逆らい波背後の沖に出る際に、碎波部分のフロントで頭を下げて潜り込むという動作 (*duck dive*) は理に適っていると言える。このことは、水表面部の強い岸向き碎波流れを避けて、わずかに沖向きとなる流れの層に乗るための技として捉えることができよう。

## 6. おわりに

Galvin が水理学実験によって明らかにした 4 つのタイプの碎波形態は、これまで波の水表面形の特徴の議論であり、定性的な説明にとどまっていたことは否めない。また、Galvin が与えた碎波形態の内でも *collapsing* は、その実態があまり明確でなく、これまで *surging* と一緒にたに分類されてきた感がある。

本研究では、CADMAS-SURF を用いた数値計算によって、4 つの碎波形態が現れる物理的メカニズムについて明らかにした。その中で、*collapsing* と *surging* との区別が明確にされた。さらに *plunging* から *collapsing* へと向かう過程で現れる遷移的な碎波形態 (*resonance mode breaker*) の存在も新たに明らかにした。

次いで、サーファーがいかような力学的作用によってサーフィンを可能ならしめているのかも明らかにされた。その結果、はじめに素朴な疑問として挙げた問題はここに解決されたと判断されよう。

Iribarren & Nogales が与えたパラメータは、*surf similarity parameter* として Battjes によって紹介され、それが波の碎波形態の分類のみでなく、碎波帯内の殆どの水理現象を特徴づける主パラメータとなっていることが紹介された。本研究では、Battjes が紹介した *surf similarity parameter* すなわち *Ir number* を用いて、碎波形態が大別分類されることを明らかにした。

このように、碎波タイプが 4 つに大別されることは、主として碎波帯内に現れる戻り流れの発生とその流れの形態、そして波の軌道流速との相対的關係に依存していることが明らかとなった。

波の碎波形態の分類は、第二次世界大戦中の上陸作戦に関連して積極的に始められたことが Galvin によって説明されている。その後は、海岸工学的に防災という観点からその分類が議論されてきたものの、それは定性的な議論に終始してきたと言っても過言でない。いま、この碎波形態のダイナミクスは、サーフィンの科学的探究という新しく平和的な探求をもって新たな段階に移行することが期待される。サーフンは、2020年の東京オリンピックから正式競技種目となる。今後益々その科学的探究が求められるに違いない。これを緒として、海洋スポーツや海岸工学的諸問題に碎波形態を直接的に取り入れた研究が展開されていくことを期待する。

つい最近、ジャーナル<sup>16</sup>及び科学誌サイト<sup>17</sup>において、「海洋における巨大な波の発生が水理実験において再現された」と報じられ、水理実験に現れた異常に高い波高の碎波の様子が葛飾北斎の描いた「神奈川沖浪裏」の波の形に非常に似ていると話題になっている。しかしながら、はじめにも触れたように、葛飾北斎が荒れ狂う沖の波の中に現れる特異な碎波現象 (*Freak Wave*) に出くわしたとは思えない。むしろ、高波が沿岸で碎波する際の波間に、苦しみながらもなんとか接岸を試みる小船達の騒動の日常を大げさにあるいはコミカルに描き、そしてその波間の向こうに見える富士は、彼らの目指す静かな陸地が目先にありながらも遠い距離の向こうに見えることを語っているように思える。今後、沖に現れる碎波現象と浅海域に現れる碎波現象との力学的相違に関する研究が益々盛んとなることを期待される。

最後に、図-4 に示す *surf similarity parameter* の閾値 (修正値) は、あくまでも本研究における数値計算結果に基づいた便宜的なものであり、不規則波への適用も含め、より適切な設定は今後詳細に議論される必要がある。

## 謝辞

本研究の一部は尾崎次郎奨学基金、東洋コンクリート株式会社による新たな消波ブロックの開発プロジェクトの援助を受けている。ここに記し感謝の意を表す。

## 参考文献

- 1) Kinsman B.: *Wind waves*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 676p., 1965.
- 2) Galvin, C.J. Jr.: *Breaker type classification on three*

- beaches, *Journal of Geophysical research*, Vo.73, No.12, pp.3651-3659, June. 15, 1968.
- 3) Galvin, C.J. Jr.: Wave breaking in shallow water, *Waves on Beaches*, Edited by Meyer R.E., Academic Press, pp.413-456, 1972.
  - 4) Iversen H.W.: Laboratory study of breakers, *Proc. Symposium on gravity waves*, Natl. Bur. of Stand. Circu., 521, pp.9-32, 1952.
  - 5) Wiegel R.L.: *Oceanographical Engineering*, 532p., Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1964.
  - 6) Patrick D.A. and Wiegel R.L.: Amphibian tractors in the surf, *Cond. Ships Waves* 1, 397, 1954.
  - 7) Battjes J.A.: Surf similarity, *Coastal Engineering*, ICCE14th, ASCE, pp.466-480, 1974.
  - 8) Iribarren C.R. and Nogales C.: Protection des Ports, Section II, Comm.4, XVIIth Int., Nav. Congress, Lisbon, pp.31-80, 1949.
  - 9) Goda Y.: *Random seas and design of maritime structures*, University of Tokyo Press, 323p., 1985.
  - 10) Carolyn SCHAAB, Eizo NAKAZA, Satoshi TANAKA, Nobutoshi MIYAZATO, Masahiro FUKUMORI: Properties of a submerged artificial reef composed of specially-designed concrete blocks, *土木学会論文集 B2 (海岸工学)*, Vol.74, No.2, I\_1123-1128, 2018.
  - 11) 福森匡泰・仲座 栄三・田中 聡・宮里 信寿・Carolyn SCHAAB・下地 涼太: CADMAS-SURF を用いた数値計算による直立護岸上越波流量係数に関する研究, *土木学会論文集 B2 (海岸工学)*, Vol.74, No.2, I\_1009-1014, 2018.
  - 12) 久保田進・水口 優・堀田新太郎・竹沢三雄: 現地遡上域における反射波の特性, *海岸工学論文集*, 第36巻, pp.120-124, 1989.
  - 13) 仲座栄三・津嘉山正光・宮里一郎・榎本真久・川満康智: 巻波型砕波に伴う組織的乱流構造に関する研究, *琉球大学工学部紀要(52)*, pp.51-56, 1996.
  - 14) 仲座栄三・川満康智: 砕波帯内の流速場の測定, 可視化情報, Vol.17, Suppl., No.2, 1997.
  - 15) 岩田好一郎・青野博: 不規則波の砕波に関する研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.99-103, 1983.
  - 16) Mcallister M.L., Draycott S., Adcock T.A.A., Taylor P.H. and Bremer T.S.: Laboratory recreation of the Draupner wave and the role of breaking in crossing seas, *J. Fluid Mech.*, vol.860, pp.767-786, 2019.
  - 17) SCI NEWS: Researchers recreate famous Draupner freak wave in lab for first time, 2019.  
<http://www.sci-news.com/physics/draupner-freak-wave-06840.html>

(2019 3. 1 受付)

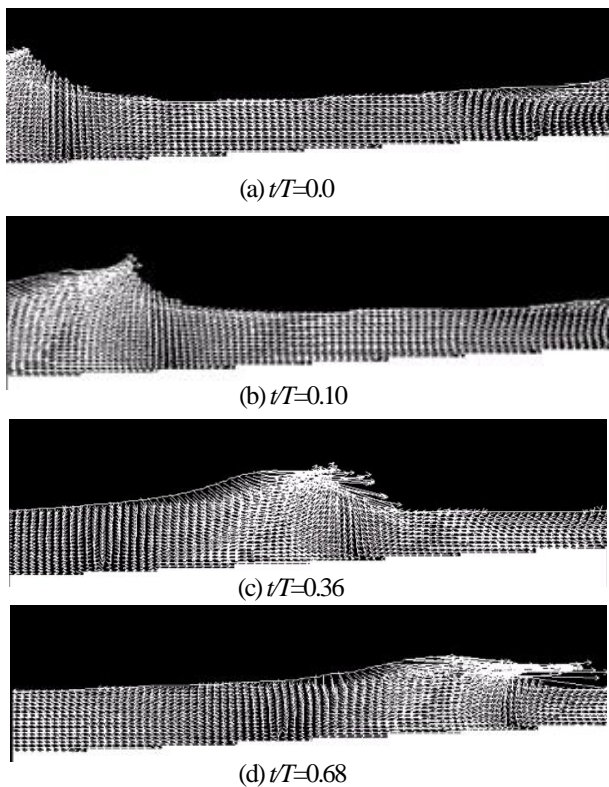


図-6 Spilling タイプの碎波  
 $\tan \alpha = 1/20$ ,  $H'_0/L_0 = 0.035$ ,  $\xi'_0 = 0.27$   
 (Tは波の周期 10s, 以下すべての図で同周期)

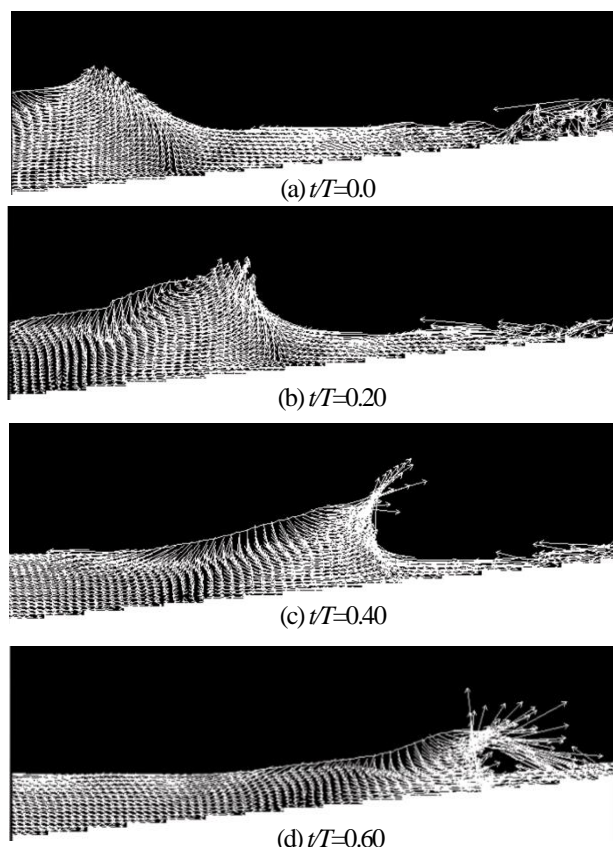


図-7 Plunging タイプの碎波  
 $\tan \alpha = 1/10$ ,  $H'_0/L_0 = 0.035$ ,  $\xi'_0 = 0.53$

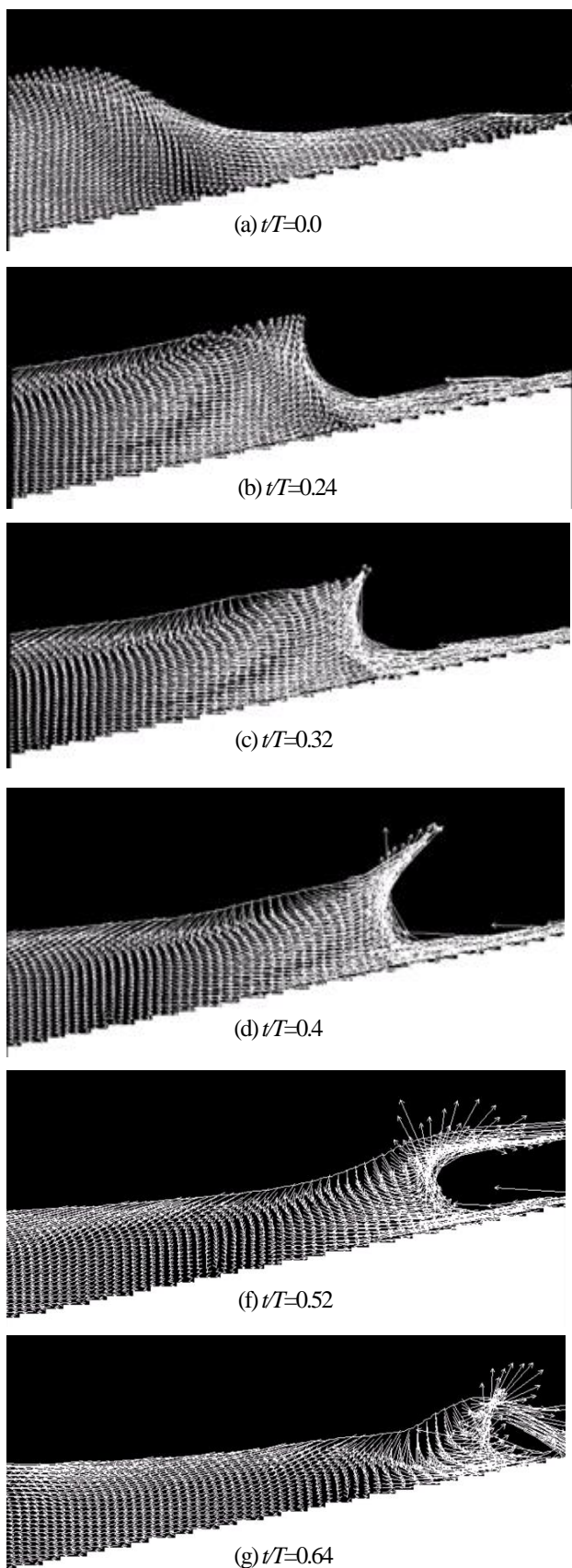


図-8 *Plunging* タイプの碎波  
 $\tan \alpha = 1/5$ ,  $H'_0/L_0 = 0.035$ ,  $\xi'_0 = 1.07$

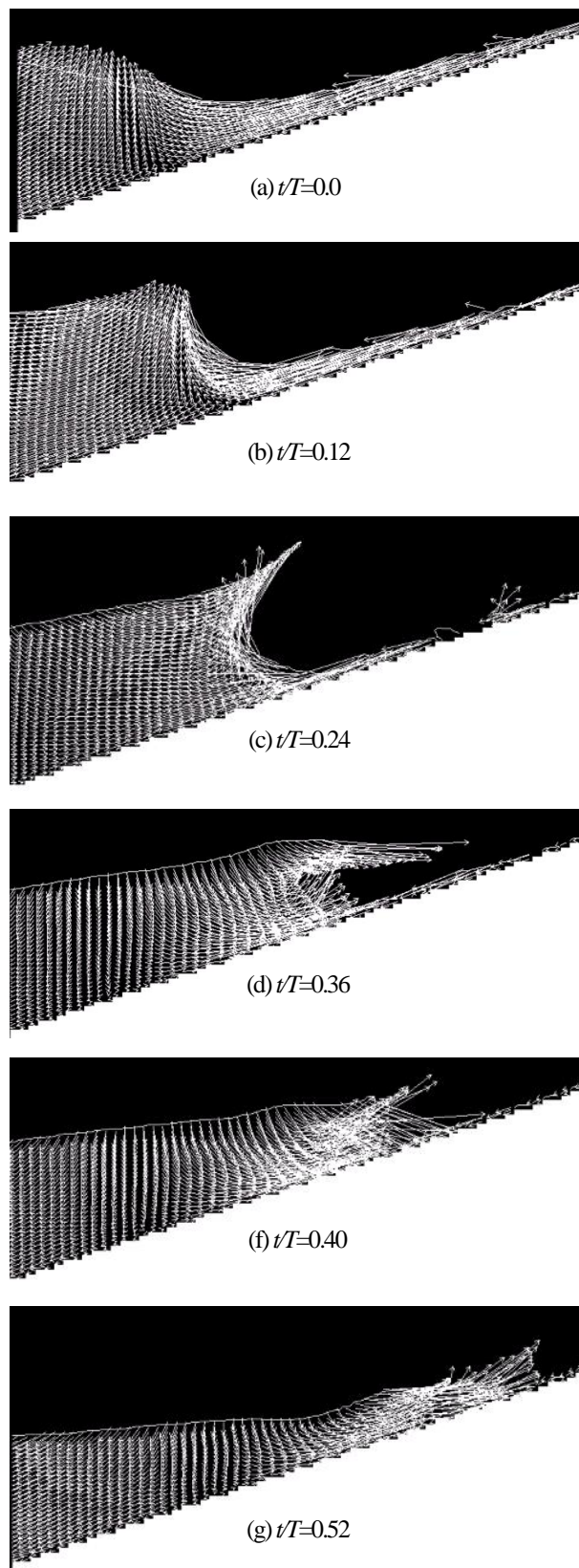


図-9 *Plunging* タイプの碎波  
 $\tan \alpha = 1/3$ ,  $H'_0/L_0 = 0.035$ ,  $\xi'_0 = 1.78$

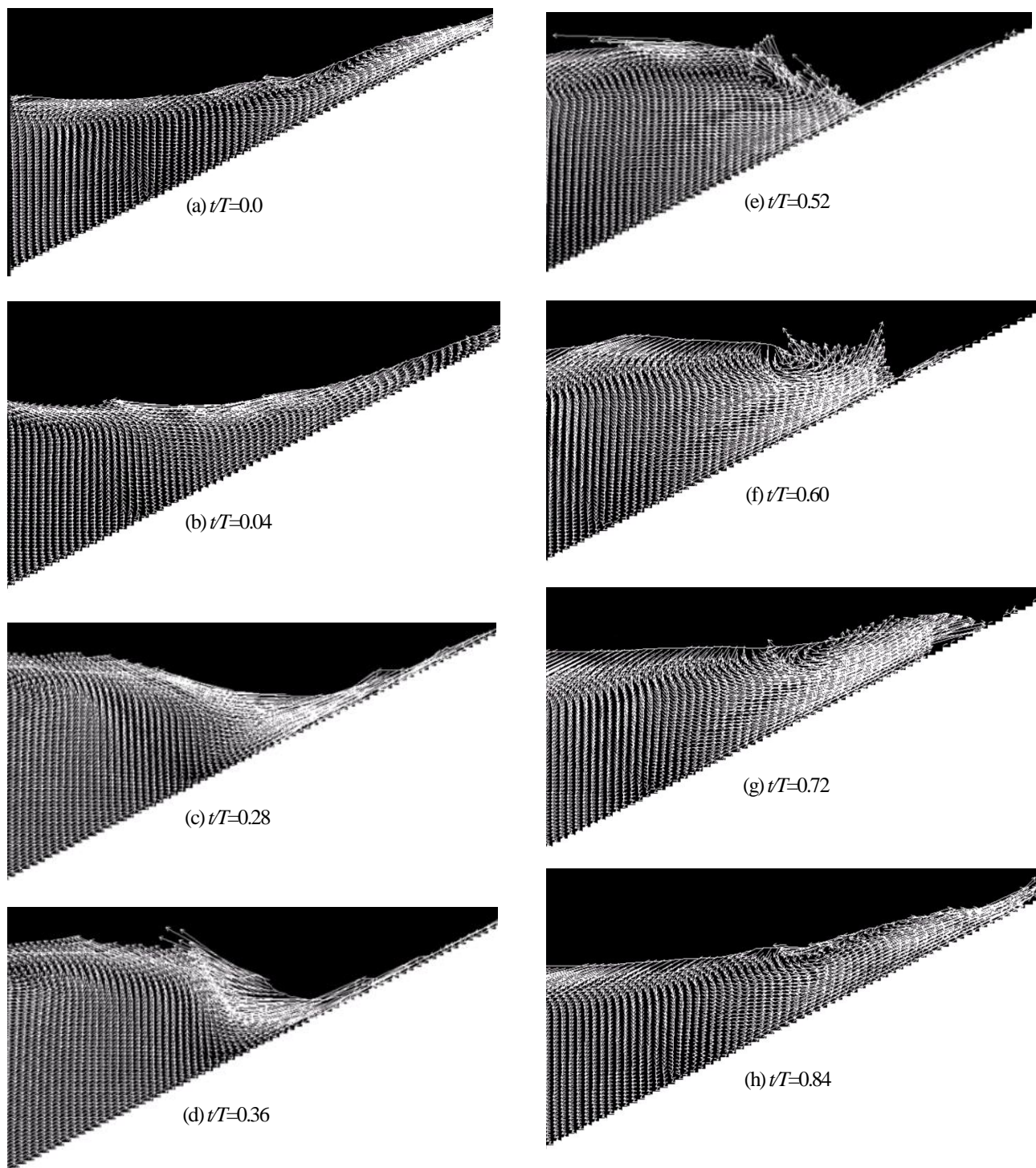


図-10 Collapsing タイプの碎波  
 $\tan \alpha = 1/2$ ,  $H'_0/L_0 = 0.035$ ,  $\xi'_0 = 2.67$

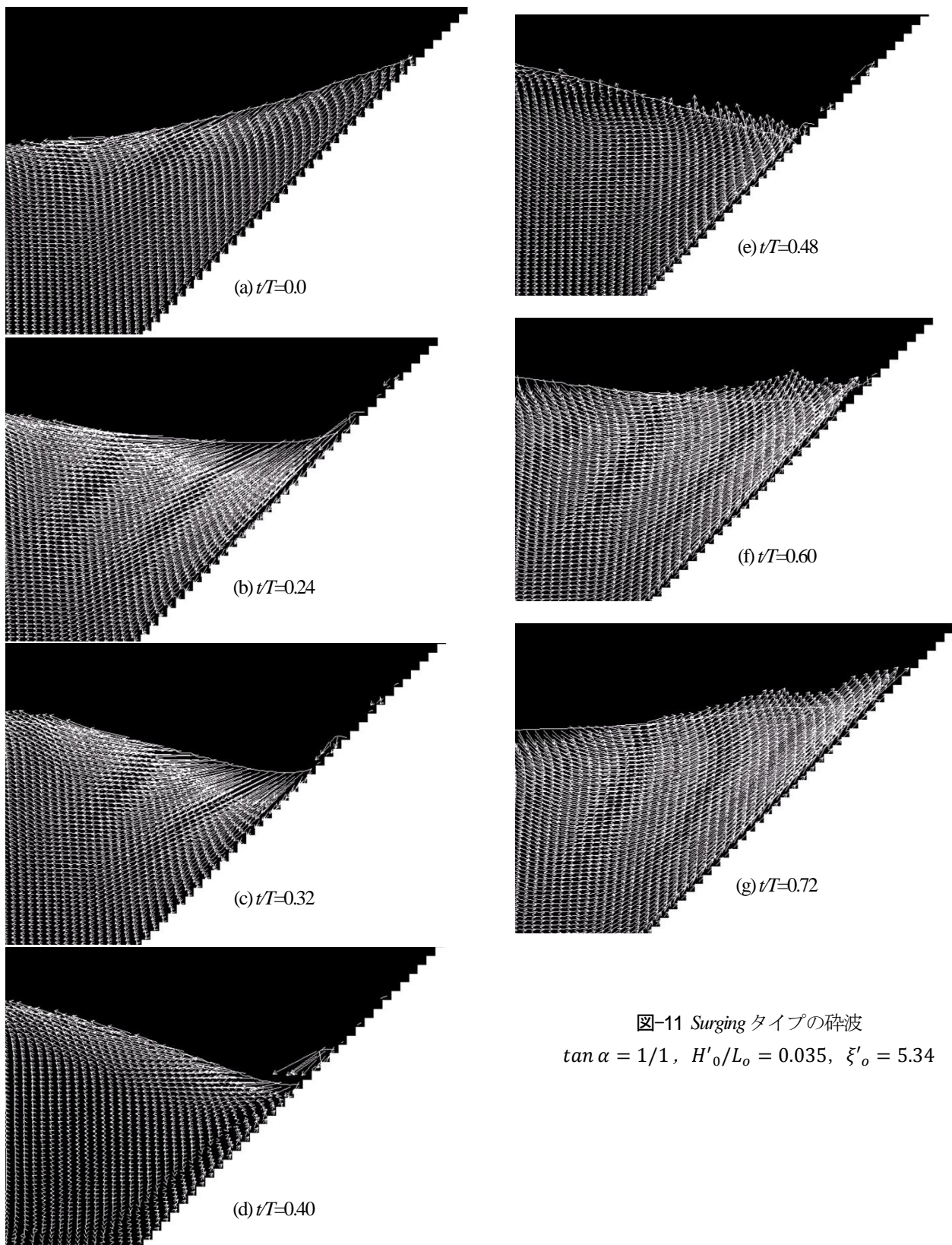


図-11 *Surging* タイプの碎波  
 $\tan \alpha = 1/1$ ,  $H'_0/L_o = 0.035$ ,  $\xi'_o = 5.34$

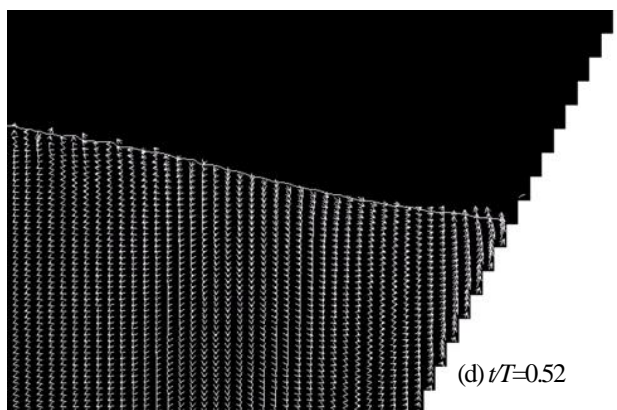
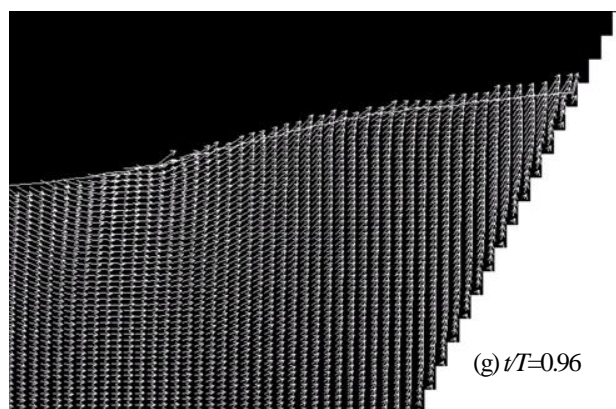
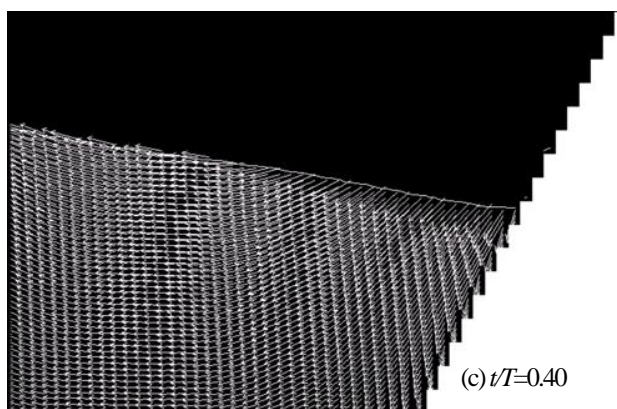
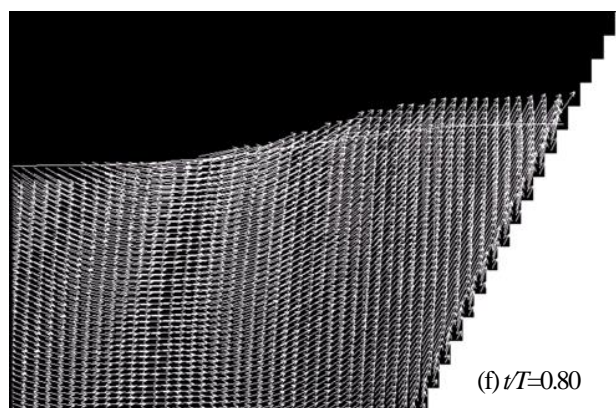
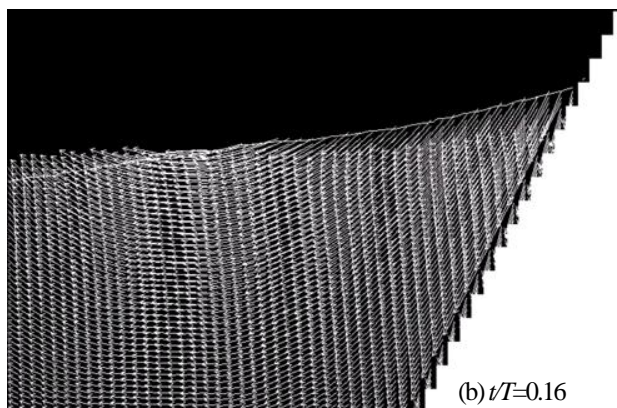
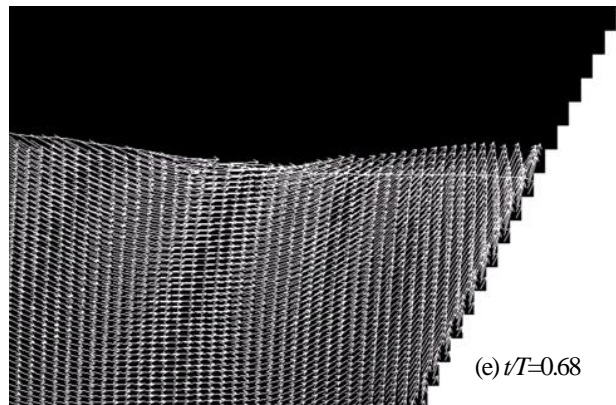
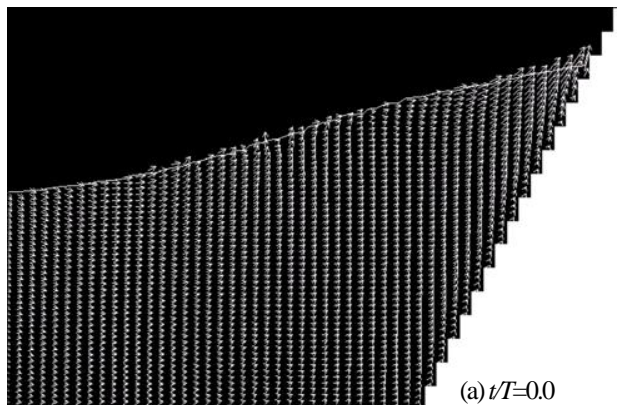


図-12 *Surging* タイプの碎波  
 $\tan \alpha = 1/0.5$ ,  $H'_0/L_o = 0.035$ ,  $\xi'_o = 10.67$



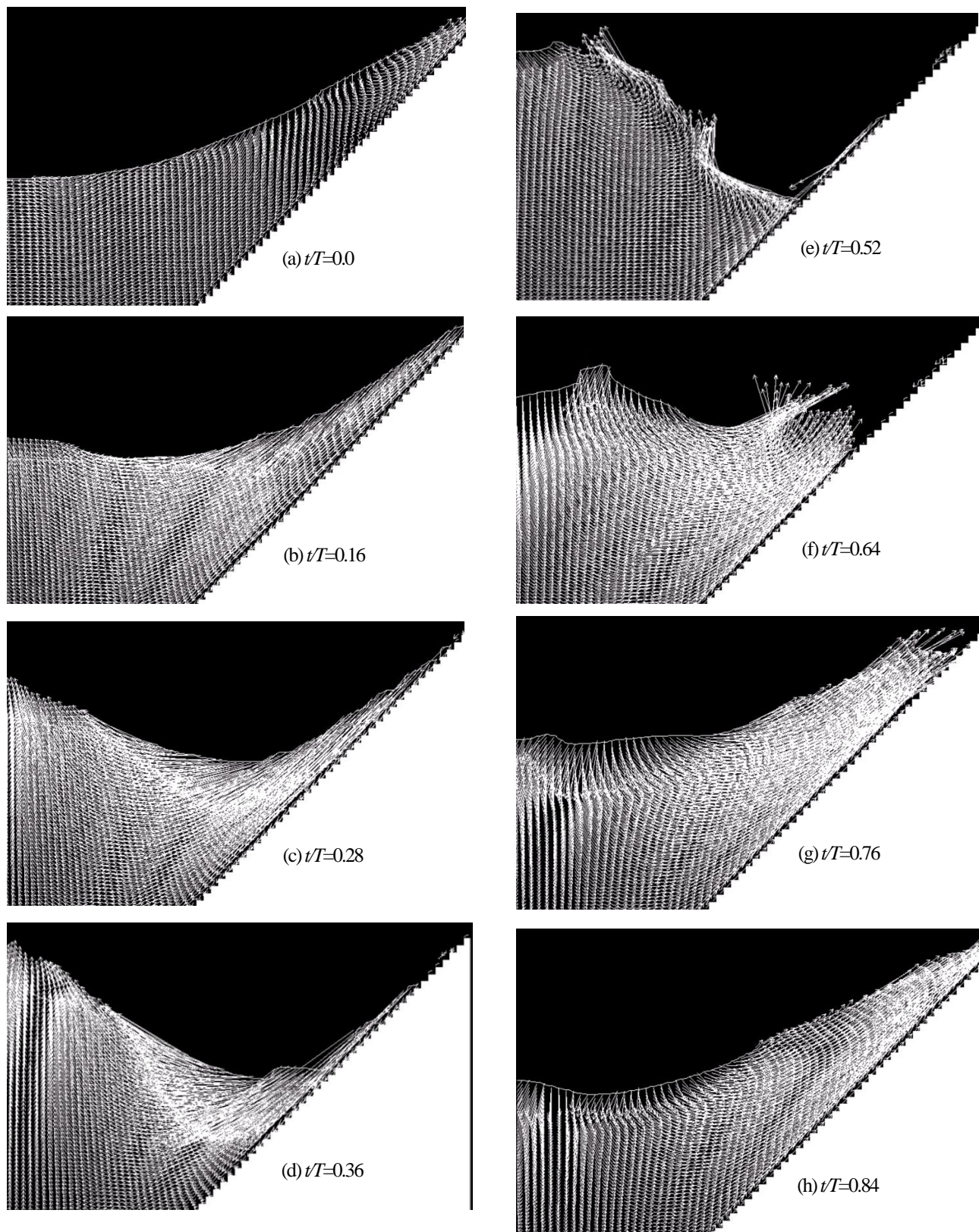


図-13 Collapsing タイプの碎波

$$\tan \alpha = 1/1, H'_0/L_0 = 0.07, \xi'_0 = 3.77$$