

砕波後の波高減衰と拡散に及ぼす砕波形式の定量的影響評価

安田 孝志*・Seyed Ali Azarmsa**・浅野 慎***・篠田 成郎****

1. 緒 言

衝撃砕波圧や砕波後の拡散など砕波に原因する諸現象が砕波形式に大きく依存することは広く認識されているが、これらを砕波形式と結びつけて定量的に解明する試みはほとんどなされて来なかった。これは、従来の砕波形式の分類 (Galvin, 1968) が一様斜面上の砕波形態に基づいて現象論的に行われ、砕波を特徴づける巻き込みジェットの運動学と無関係になされて来たため、砕波形式の評価が定性的レベルに留まっていたことによる。

著者ら (1994) は、BIM による数値計算結果を基に巻き込みジェットに対する運動学的検討を行い、底面形状に関係なく一定の条件を満たせば同一の砕波が生じる上、いわゆる崩れ波型砕波と巻き波型砕波の違いも単にジェットの規模の差に過ぎず、ジェットの形状に相似性があることを見い出した。さらに、ジェットのサイズは砕波限界時の波形の非対称性を表す砕波形式指標 β_4 (安田・榊原, 1992) によって一義的に定まることを見出し、これによって砕波形式の定量的評価が可能となることを明らかにした。この結果、上述の砕波に原因する諸現象に及ぼす砕波形式の影響を定量的に評価することが可能となり、これまで不明な点が多く、多分に定性的であった砕波に関わる諸問題の解明が大きく前進することになった。

そこで本研究では、入射波を孤立波とし、これをステップ上で砕波させ、その砕波形式を β_4 によって評価するとともに、砕波後の波形変化や波高減衰特性を調べ、これらと β_4 の関係より砕波形式の影響の定量的解明を試みる。さらに、底面摩擦と渦拡散を評価した KdV 方程式によって砕波後の孤立波の伝播過程を逆問題として解き、このときの実測波形の変化に対応した拡散係数の推定を行い、砕波後の減衰を支配する拡散係数と砕波形式の関係を明らかにするとともに、拡散係数を β_4 の関数として定式化する。

2. 実験方法と条件

戻り流や先行波による影響を除き、ジェットの突っ込みのみによって生成される乱れに伴う拡散や減衰と砕波形式との関係を明確にするため、海岸波浪が孤立波 (ソリトン) の連なりとして扱える点に着目し、入射波を定常孤立波としてリーフ上で砕波させた。このため、アクリルおよびステンレス板で高さ 9 cm の矩形リーフ (全長 4.5 m) を作り、これを水槽 (1 m × 1 m × 54 m) 内の造波板初期位置から 6.64 m の位置に図-1 のように設置した。

波形の計測は 8 台の容量式波高計を用いて総計 17 測点で行い、リーフ前方 2.0 m の位置に固定された測点 P. 1 での波高を入射波高 H_1 とした。

リーフ前面の水深 h_1 を 11.3 cm から 18.0 cm まで 5 通りに変え、相対リーフ高さ R/h_1 を 0.50 から 0.80 まで変化させた。入射波高については、砕波形式指標 β_4 に基づく砕波形式区分 (安田・榊原, 1992) を基に、砕波形式が崩れ波型砕波から巻き波型砕波まで幅広く変わるように入射波の波高水深比 H_1/h_1 を 0.24 から 0.57 まで 20 通りに変化させた。

3. 砕波後の波形変化と砕波形式の関係

ここでは、崩れ波型から巻き波型までの各砕波の砕波後の波形変化を比較し、砕波形式との関係について検討する。

砕波形式指標 β_4 の値は、ステップを持つリーフに入射する孤立波に対しては、

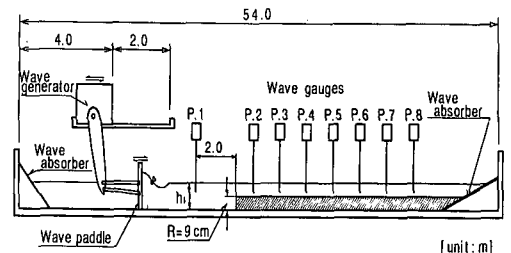


図-1 実験装置と波高計の位置

* 正会員 工博 岐阜大学教授 工学部土木工学科
 ** 工修 岐阜大学大学院 工学研究科
 *** 名古屋港管理組合
 **** 工博 岐阜大学助教授 流域環境研究センター

$$\beta_4 = [1.567(R/h_1)^{1.82} + 0.160][(H_1/h_1)^2 - (H_c/h_1)^2]^{1/2}, \\ H_c/h_1 = 1.012 - 1.063(R/h_1)^{0.46} \quad \dots\dots\dots (1)$$

によって H_1/h_1 および R/h_1 の関数として与えられる。こうして求められる各ケースごとの β_4 の値と砕波後の波形変化の関係を調べたが、両者は明瞭に対応し、 β_4 の値によって砕波形式の定量的評価が可能となることを確認した。具体的には、 β_4 の値が 0.2 程度までは崩れ波型砕波となり、砕波後はソリトン分裂に相当するような変形が生じ、一定のエネルギーを消散させた後はソリトン列として安定的に伝播する。しかし、 β_4 の値が 0.3 を超え、典型的な巻き波型砕波となると、ソリトン分裂的な波形変化は見られず、ボア状の波形を保ちつつ減衰して行くことが観察された。

図-2 は、このことを明らかにするために代表的な崩れ波型および巻き波型砕波の各測点での時間波形を示したものである。縦軸は η を cm 単位で示し、各測点での $\eta = 0$ の縦軸上の位置は、測点 P.1 を原点としてそこからの各測点までの距離 (m 単位) の 1/10 の大ききで与えられている。これより、 β_4 の値が増大するに従って上述のように砕波後の波形がソリトン型からボア型に遷移し、砕波後の波形変化と砕波形式とが密接に関わっていることがわかる。

4. 砕波後の波高変化と砕波形式の関係

4.1 波高変化と砕波形式の関係

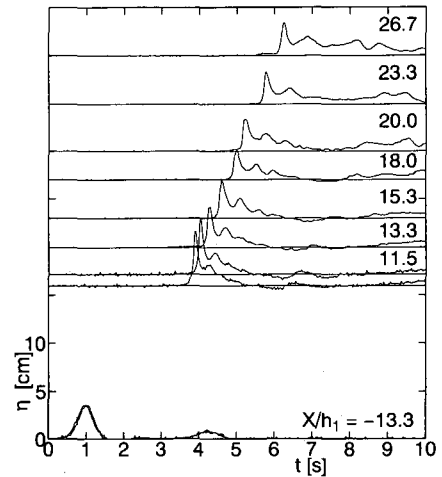
上述の図-2 からわかるように、砕波後の波形は砕波形式によって大きく異なるが、それぞれの波形自体は砕波後も比較的安定しており、加えてソリトンおよびボアのいずれも波高がキーマンダとなるため、波高 (波

頂高) によって波形変化を代表できる。

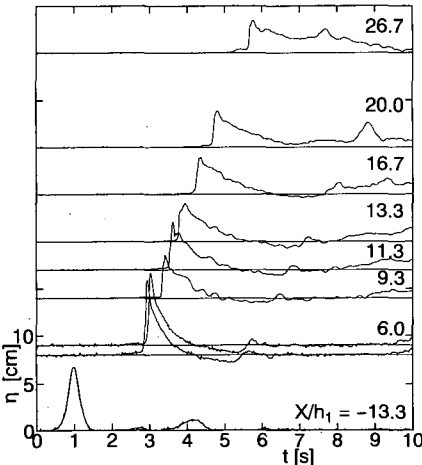
そこで、ここで行った全ケースについて測点ごとの波高変化を、上述の図-2 に対応したケースを代表例として図-3 にその結果を示す。図中の白丸は実測値であり、実線はケースごとにパラメータ α , β および γ の値を変化させた次の回帰式による。

$$H/h_0 = \alpha + \gamma \exp[-\beta(x - x_b)h_b] \quad \dots\dots\dots (2)$$

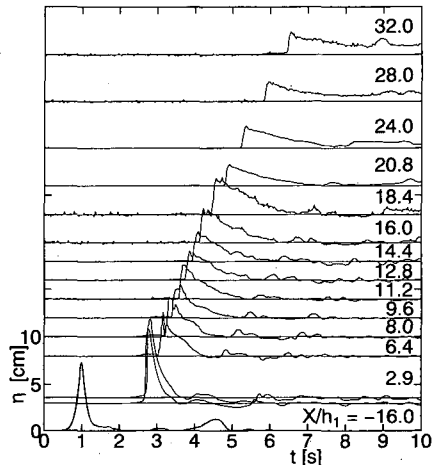
ここで、 h_b は砕波水深であり、この場合はリーフ上の水深に等しい。 x はリーフ先端のステップを原点とした岸向きの水平座標、 x_b は砕波点位置を与え、図中の δ_x は $x - x_b$, α , β および γ の値はケースごとに最小二乗法で決定される。図中の実測値の分布よりわかるように、 β_4 の値が 0.2 以下ではリーフ上でソリトン分裂が生じることをもって、崩れ波型砕波では測点によって波高変化が大



(a) 崩れ波型砕波 ($H/h_1=0.25$, $R/h_1=0.60$, $\beta_4=0.137$)



(b) 巻き波型砕波 ($H/h_1=0.45$, $R/h_1=0.60$, $\beta_4=0.327$)



(c) 巻き波型砕波 ($H/h_1=0.60$, $R/h_1=0.72$, $\beta_4=0.603$)

図-2 各測点での時間波形の空間変化； x はステップからの岸向き距離

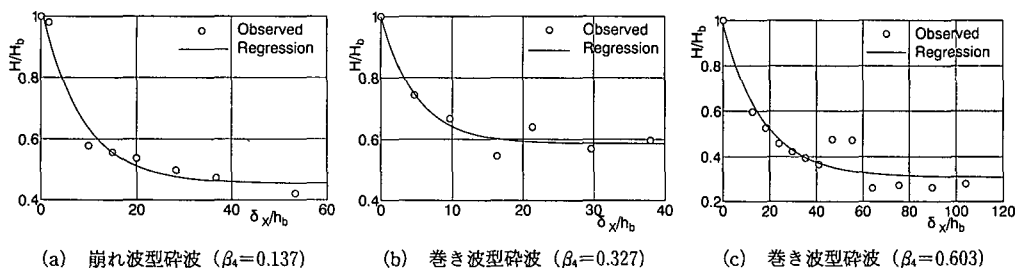


図-3 砕波後の波高の空間変化

きく、個々の実験値は回帰曲線周りに散らばっている。これに対し、 β_4 の値が0.2以上の巻き波型砕波ではボア状の波形を維持したまま波高減衰が進むため、波高は単調に減少し、各測点での波高は回帰曲線にほぼ一致している。

このように、砕波形式によって砕波後の波形変化に差異があり、それが回帰曲線との関係にも現れているが、最終的にはほぼ回帰曲線に沿って波高減衰が進むものと考えてよい。そこで、砕波点からの伝播距離に関係なく、一律に各ケースごとの回帰曲線より求められる $X/h_1 = 30$ での波高を透過波高 H_T として透過率を H_T/H_1 によって定義し、これと砕波形式指標 β_4 の関係を調べる。

図-4 はその結果を反射率 H_R/H_1 とともに示したものであり、図中の実線は次式の回帰式による。

$$H_T/H_1 = 0.104 - 0.376 \ln \beta_4 \quad (3)$$

なお、 H_R は測点 P. 1 での反射波の波高である。これから、反射率は砕波形式に関係なくほぼ0.2程度の値を保つが、透過率の方は β_4 の値の増大とともにほぼ回帰曲線に沿って単調に減少することがわかる。これは、砕波形式が崩れ波型砕波から巻き波型砕波、さらにより強大なジェットを伴う巻き波型砕波に移行するに従って、ジェットの突込みによる乱れが発達し、これに従って減衰が進み、透過率が低下して行くことを示している。したが

って、透過率を下げるにはより大きなジェットを伴う砕波を発生させればよいことがわかる。

4.2 波高変化の定式化

上述の図-3 に示されるように、砕波形式によって波高変化の様相に違いが見られるが、いずれも式(2)によって定式化できる点で共通している。このことは、砕波形式の波形変化に及ぼす影響はすべて α, β および γ の値にほぼ集約できることを意味している。したがって、これらのパラメータを β_4 の関数として定式化できれば、砕波後の波形変化を砕波形式の関数として評価できることになる。

図-5 は各ケースごとの α, β および γ のパラメータの値と砕波形式指標 β_4 の値との関係をプロットしたものであり、図中の実線はそれぞれ以下の回帰式による。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 0.59 - 0.49\beta_4 \\ \beta &= 0.20 - 0.25\beta_4 \\ \gamma &= 0.38 - 0.58\beta_4 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

いずれも若干のばらつきはあるが、回帰曲線にほぼ沿っており、式(4)によってパラメータ α, β および γ の値がほぼ推定できる。したがって、式(4)を式(2)に代入すれば、砕波後の波高減衰を β_4 の関数として定式化でき、砕波形式の影響を統一的かつ定量的に評価できることになる。

さらに、これに上述の式(1)を代入すれば、砕波後の波高 $H(x)/H_0$ を H_1/h_1 および R/h_1 の関数として定式化できる。これは、リーフ上の孤立波の砕波後の波高変化モデルと見ることもできる。

図-6 はこのようにして導かれる波高変化モデルによる結果を上述の図-3 に示した実験値と比較したものであり、このモデルによって砕波後の波高変化がほぼ実験値に合うように推定できることがわかる。

5. 拡散係数と砕波形式の関係

5.1 砕波帯の KdV 方程式の適用

一定水深場での底面摩擦および渦拡散を評価した KdV タイプの方程式 (安田・西尾・山本, 1991) は次式のように表される。

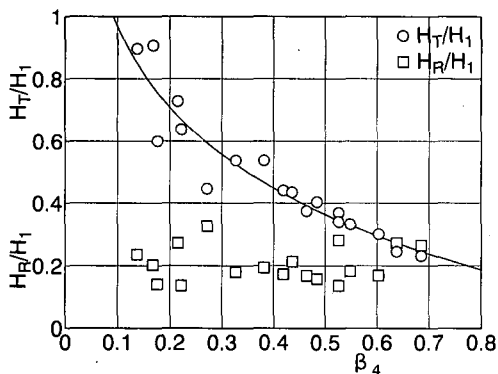


図-4 リーフによる透過率および反射率と砕波形式の関係

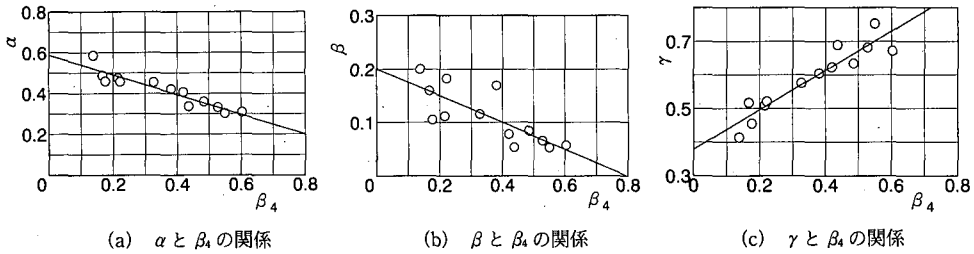


図-5 砕波後の波高変化を与える回帰式のパラメータと砕波形式の関係

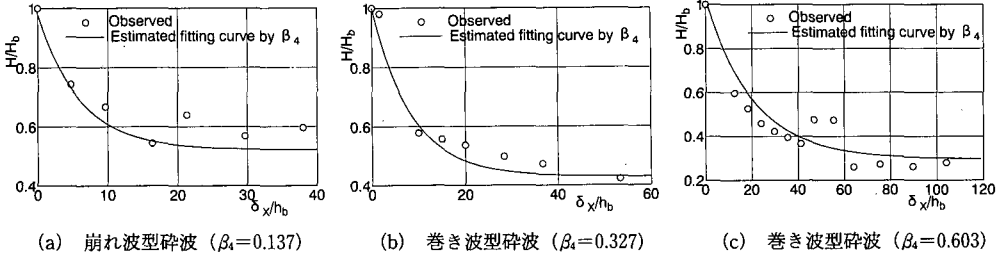


図-6 砕波形式指標 β_4 の関数として導かれる回帰式と実測値による砕波後の波高変化に関する比較

$$\eta_x^* + (3/2)\eta^*\eta_\theta^* + (1/6)\eta_{\theta\theta\theta}^* + (1/2)C|\eta^*|\eta^* - (1/2)\kappa^*\eta_{\theta\theta}^* = 0 \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 $\theta = (x^* - t^*)$, $X = x^*$, $x^* = x/h_b$, $t^* = t\sqrt{g/h_b}$, $\eta^* = \eta/h_b$, $\kappa^* = \kappa/h_b\sqrt{gh_b}$ であり、 x は水平座標、 t は時間、 h_b は砕波水深、 η は静水面上の波形、 C は底面摩擦および κ は拡散係数である。

砕波点を座標原点とすれば、リーフ上では反射波は無視でき、式 (5) によって砕波後の波形変化を記述できる。事実、式 (5) の元になる方程式によって現地海岸の砕波帯内の波の伝播過程が精度よく記述できることが既に示されている (安田・西尾・山本, 1991)。したがって、式 (5) を所定の実測波形の下で逆問題として解けば、式中の拡散係数 κ^* を求めることができる。この場合、実験に用いたリーフの天端がステンレス板で出来ているため、摩擦係数 C の値を近似的にゼロとし、エネルギー逸散をすべて渦拡散に集約することにすれば、式 (5) 中の未知パラメータ自体は κ^* のみとなり、逆問題の解法上有利となる。ただし、このようにして導かれる拡散係数の精度は、式 (5) 自体の精度にも依存するため、 κ^* の値に及ぼす砕波形式の影響を論じる前に、 κ^* の値も含めた式 (5) の精度検証が必要となる。

図-7 は、砕波点 (測点 P.1) での実測波形を式 (5) の境界条件として与えてこれを解き、各測点での波形比較より各ケースの κ^* の最適値を求め、これを用いて再計算した各測点での計算波形と実測波形との比較を代表的な砕波形式のケースについて示したものである。計算波形の方が全般的に波頂高が低く、減衰が強くなっている

が、崩れ波型砕波から巻き波型砕波までのいずれのケースについても波形の全体的対応は良好である。したがって、適切な κ^* の値が与えられれば、式 (5) によって砕波後の伝播過程がほぼ正しく記述できることがわかる。同時にこのことから、このときの拡散係数の値も適切であると判断できる。

5.2 拡散係数の定式化

拡散係数 κ^* の値は砕波による乱れや渦の強度を表しており、巻き込みジェットの規模に支配されている。このため、 κ^* の値は砕波形式に対応するものと考えられるが、緒言で述べたように κ^* の値を砕波形式と結びつけて論じられた例は皆無に近い。これに対し、上述のようにして求められる κ^* の値は、崩れ波型砕波から巻き波型砕波までの砕波形式に対応したものとなるため、拡散係数に及ぼす砕波形式を論ずるのに都合が良い。

図-8 はここでの実験ケースについてそれぞれの κ^* と β_4 の関係をプロットしたものであり、図中の実線は次式の回帰式による。

$$\kappa^* = 0.215 + 0.649\beta_4 \dots \dots \dots (6)$$

これらの結果より、若干のパラツキはあるが、拡散係数の推定は回帰直線と良く対応しており、砕波形式によって拡散係数の値が決まると同時に、その値は砕波形式の崩れ波型砕波から巻き波型砕波への推移に伴って直線的に増大することがわかる。なお、 κ^* の値自体は、著者ら (1991) によって同様な手法で求められた Torrey Pines Beach での 0.15 をかなり超えている。これについては、この場合の入射波が定常孤立波であることに加え、図-

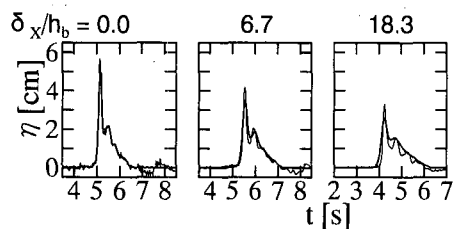
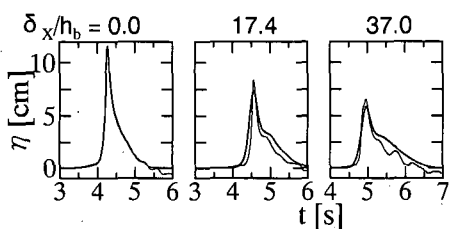
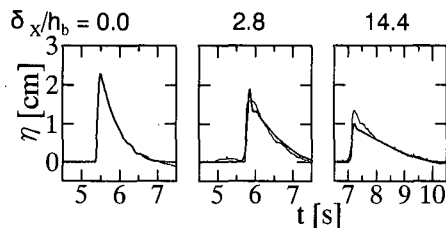
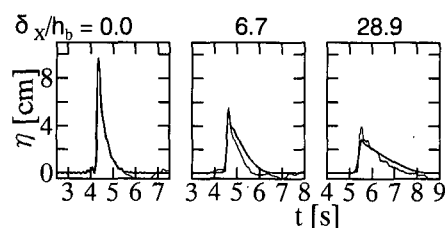
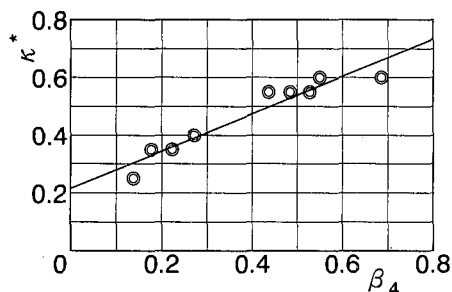
(a) 崩れ波型砕波 ($H/h_1=0.25$, $R/h_1=0.60$, $\beta_4=0.137$)(b) 遷移型砕波 ($H/h_1=0.44$, $R/h_1=0.50$, $\beta_4=0.222$)(c) 巻き波型砕波 ($H/h_1=0.23$, $R/h_1=0.80$, $\beta_4=0.271$)(d) 巻き波型砕波 ($H/h_1=0.55$, $R/h_1=0.67$, $\beta_4=0.484$)

図-7 砕波後の波形変化に関する主要測点での実測波形と式(5)による計算波形の比較: δx は砕波点(測点P.2)からの水平距離, 細い実線は実測波形, 太い実線は計算波形

図-8 推定された拡散係数と砕波形式指標 β_4 の関係

7の波形比較からわかるように, このときの κ^* の推定値の下では減衰が若干強く, κ^* の値が少し過大に評価される傾向にあることによると考えられる. 砕波形式指標 β_4 の値は巻き込みジェットのサイズと一義的に対応していることから, ここで示される κ^* と β_4 の関係は, 砕波後の渦拡散が砕波形式を規定するジェットのサイズに支配されていることを実証するものであり, さらに, 上述の図-4における透過率 H_7/H_1 の砕波形式指標 β_4 への依存性を説明するものにもなっている.

このように, 砕波の影響をジェットサイズやそれによる乱れ強度などに関して捉えることにより, その統一的・定量的評価が可能になると言える.

6. 結 語

ステップによる孤立波の砕波後の波形および波高変化を水理実験によって調べ, これらが砕波形式と密接に結び

付いており, 崩れ波型砕波ではソリトン列として, また巻き波型砕波ではボアとしてそれぞれリーフ上を砕波後も伝播して行くことを示した. また, 砕波形式が崩れ波型から巻き波型に変化するに従って波高減衰が活発となり, 反射率は0.2前後で一定であるが, 透過率は0.9から0.2程度まで低下することを見い出した. そして, 砕波後の波高の空間変化が砕波形式指標 β_4 あるいは β_4 を決定する入射波高 H_1/h_1 およびリーフ高 R/h_1 によって一義的に与えられることを示した. さらに, 渦拡散を考慮したKdV方程式を実測波形の下で逆問題として解き, 崩れ波型から巻き波型までの各砕波による渦拡散係数 κ^* の推定を行い, 砕波形式が崩れ波から巻き波型に遷移するに従って κ^* の値が一様に増大することを示すとともに, κ^* を砕波形式指標 β_4 の関数として定式化した.

最後に, 水理実験の実施に際して協力頂いた愛知県庁の加藤博之氏(当時学部4年生)に謝意を表す.

参 考 文 献

- 安田孝志・西尾保之・山本康裕 (1991): 砕波帯における現地波浪の拡散係数について, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 66-70.
- 安田孝志・榎原幸雄 (1992): ステップによる孤立波の砕波形式の定量的評価と支配法則について, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 51-55.
- 安田孝志・陸田秀実・水谷夏樹 (1994): ジェット放出過程の孤立波の水粒子速度と砕波形式の関係, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 166-170.
- Galvin, C. J. (1968): Breaker type classification on three laboratory beaches, J. Geophys. Res., Vol. 73, No. 12, pp. 3651-3659.