

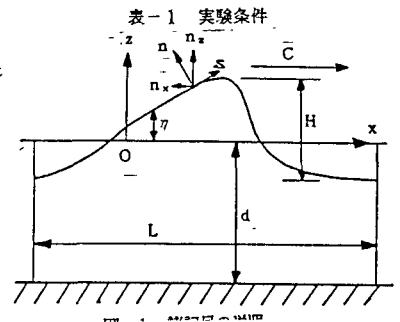
## 砕波内部流速場の算定方法

名古屋工業大学 学生員 ○加藤 俊夫・遠藤 浩二・湯浅 剛 正員 喜岡 渉

1. はじめに 砕波後の流体場の挙動を予測するためには砕波時の波の特性が境界条件として必要である。そのためには砕波時の内部流速場の正確な算定方法が必要となってくる。砕波は波形の前後非対称性と非定常性の強い現象であり、波形の前後対称性または定常性を仮定した波動理論で砕波を取り扱うのには問題が残されている。また、LDVなどを用いた水粒子速度の測定にしても、計測装置自体高価であり、流体各点での測定、特に波峰付近での精度良い測定は通常困難である。そこで本研究は波形の前後非対称性を考慮した解析方法として流れ関数法<sup>1)</sup>とポテンシャル理論に基づく定常解析法とを、波形の前後非対称性と非定常性を考慮した解析方法としてポテンシャル理論に基づく擬似非定常解析と数値シミュレーション<sup>2)</sup>を提案し、step型の水路で発生させた砕波を用いて実験結果と各解析解による砕波内部流速および波動エネルギーの比較、検討を行った。

2. 実験装置および実験条件 実験には名古屋工業大学社会開発工学教室の長さ30m、幅0.6m、高さ1.2mの二次元造波板の水槽を用いた。造波板から20mの位置より1.6mの1/10の一樣勾配斜面上に長さ5mの一樣床を接続させたstep型海浜模型を設置し、他端には消波装置を設けた。spilling breakerは一樣床上で、plunging breakerについてはstepと一樣床との境より一樣床側でそれぞれ砕波させた。砕波点は、jetが飛び出す直前とし、ロータリ・シャッター式ビデオカメラで撮影し砕波時の波形を読み取った。また、峰における水平方向水粒子速度は中立粒子(比重1.02)をトレーサとして測定した。水平床上での水深は常に0.11mとし、その他の実験条件は表-1に示す。

| case | $h_0$  | T      | 砕波形式     | 分割数 b)c) | 分割数 d) |
|------|--------|--------|----------|----------|--------|
| 1)   | 6.23cm | 0.8sec | Spilling | 27       | 19     |
| 2)   | 9.41cm | 0.8sec | Plunging | 29       | 19     |
| 3)   | 9.76cm | 0.8sec | Heavy Pl | 28       | 19     |



3. 解析方法 a) 数値シミュレーション...ポテンシャル理論の厳密解に基づくmixed Eulerian-Lagrangian法によるもので詳細は文献2)に示してある。本方法によれば、波形を一波長にわたって実験波形と合わせることは困難であるが(解析にあたっては砕波波高を実験結果とできるだけ一致させるようにした)、砕波変形に伴う波形の前後非対称性と非定常性を考慮することができる。

b) 定常解析法...座標系を図-1に示すようにとり、流れ関数法と同様に波速Cにより流体場が定常化できると仮定すれば、座標系(n,s)を用いて運動学的境界条件および力学的境界条件はそれぞれ式(1)、(2)で与えられる。

$$\frac{1}{C} \frac{\partial \phi}{\partial n} = n_x \cdots (1) \quad \frac{1}{2g} \left( \frac{\partial \phi}{\partial s} - C n_z \right)^2 + \eta = Q \cdots (2)$$

ここで、波形が一波長にわたって与えられたとすると式(1)の右辺 $n_x$ は容易に求めることができ、グリーン公式に基づく境界積分方程式を用いることにより $\phi/C$ を計算することができる。波速Cは式(2)のerrorを最小とするように流れ関数法と同様に最小自乗法により求める。本方法によれば、流れ関数法と同様に定常性を仮定しているものの、波形を厳密に実験波形と一致させることができ、解析値の精度は近似オーダーに影響を受けない。

c) 擬似非定常解析法...定常化されない運動学的境界条件は式(3)で与えられるが、式中右辺の $\partial \eta / \partial t$ を実験で計測するのは困難である。そこで式(3)を式(4)で近似できるものとした。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = n_z \frac{\partial \eta}{\partial t} \cdots (3) \quad \frac{\partial \phi}{\partial n} \approx n_x \sqrt{g(d+\eta)} \cdots (4)$$

これは、有限振幅長波理論の波速を与えたものに対応しており、砕波変形に伴うx方向の変形は考慮されるものの、鉛直方向の流速(上下の変形)は無視されている。

d) 流れ関数法...本解析にあたってはDeanの流れ関数の第5次近似を用いた。

4. 実験結果および計算結果 波形の比較を図-2,3,4に、内部流速分布については図-5,6,7に、また波動エネルギー値は表-2,3,4にそれぞれ示す。ただし、stepの接続付近で砕波させた波については斜面上の谷の水位を一樣床上での谷の水位に一致させるように補正した。計算に用いた波形の分割数は表-1に示してある。

Spilling Breaker...波形については数値シミュレーションと流れ関数法ともに峰付近では良く一致しているが、兩理論とも実験波形と比べて谷が浅い。流速分布は数値シミュレーションが実験値と最も良く一致している。残り三つの解

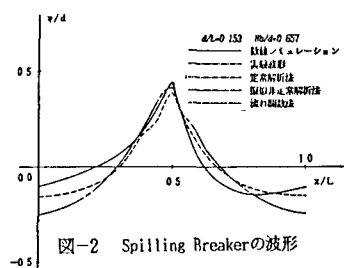


図-2 Spilling Breakerの波形

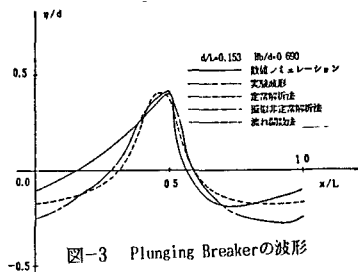


図-3 Plunging Breakerの波形

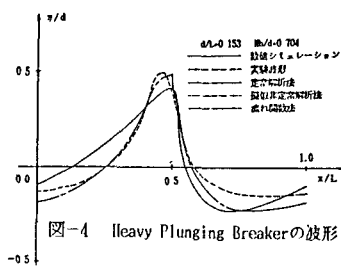


図-4 Heavy Plunging Breakerの波形

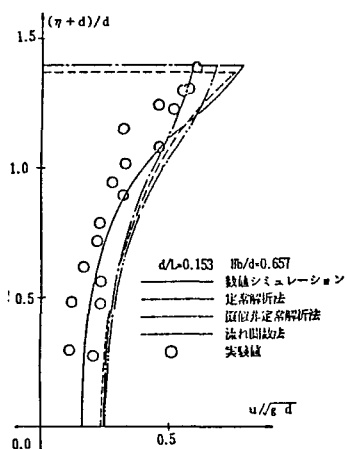


図-5 Spilling Breakerの峰における  
水平方向水粒子速度分布

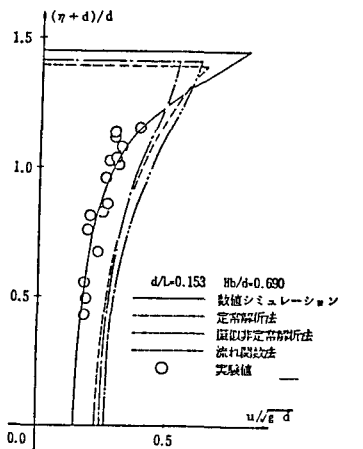


図-6 Plunging Breakerの峰における  
水平方向水粒子速度分布

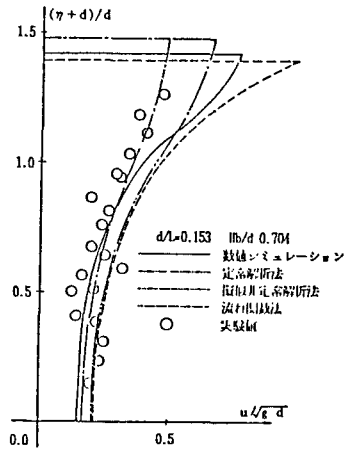


図-7 Heavy Plunging Breakerの峰に  
おける水平方向水粒子速度分布

|                  | $H_b/d = 0.657$ | $H_b(\text{stream})/d = 0.545$ | $H_b(\text{numerical})/d = 0.538$ |
|------------------|-----------------|--------------------------------|-----------------------------------|
|                  | $E/\rho g d^3$  | $E_s/\rho g d^3$               | $E_p/\rho g d^3$                  |
| a) Numerical     | 2.480           | 1.199                          | 1.285                             |
| b) stream (unc.) | 2.839           | 1.425                          | 1.434                             |
| c) steady        | 4.309           | 2.218                          | 2.091                             |
| d) unsteady      | 4.688           | 2.766                          | 2.091                             |

|    | $H_b/d = 0.690$ | $H_b(\text{stream})/d = 0.571$ | $H_b(\text{numerical})/d = 0.589$ |
|----|-----------------|--------------------------------|-----------------------------------|
|    | $E/\rho g d^3$  | $E_s/\rho g d^3$               | $E_p/\rho g d^3$                  |
| a) | 3.358           | 1.798                          | 1.560                             |
| b) | 3.289           | 1.594                          | 1.703                             |
| c) | 5.220           | 2.673                          | 2.547                             |
| d) | 5.583           | 3.044                          | 2.547                             |

|    | $H_b/d = 0.704$ | $H_b(\text{stream})/d = 0.636$ | $H_b(\text{numerical})/d = 0.649$ |
|----|-----------------|--------------------------------|-----------------------------------|
|    | $E/\rho g d^3$  | $E_s/\rho g d^3$               | $E_p/\rho g d^3$                  |
| a) | 4.248           | 2.227                          | 2.022                             |
| b) | 3.365           | 1.594                          | 1.771                             |
| c) | 6.630           | 2.269                          | 2.361                             |
| d) | 6.013           | 3.652                          | 2.361                             |

表-2 Spilling Breakerの計算結果

表-3 Plunging Breakerの計算結果

表-4 Heavy Plunging Breaker の計算結果

析方法は実験値と比べて波頭付近を除けばやや過大な値を与えている。エネルギー値に関しては、定常解析法と擬似非定常解析法が数値シミュレーションと流れ関数法に対して大きい値となっている。

Plunging Breaker...数値シミュレーションの波形は実験波形に比べてやや巻き気味であり、数値シミュレーションと流れ関数法ともに谷が浅い。流速分布は全体的に数値シミュレーションが良く一致していて、残り三つの解析方法は過大値を与えている。ただし、波頭付近については実測できなかったため比較できない。エネルギー特性に関してはSpilling Breakerと同様である。

Heavy Plunging Breaker...波形、エネルギー特性ともにPlunging Breakerの場合と同様である。流速分布は波頭付近で流れ関数法が他の理論値と比べて大きい値をとっている。数値シミュレーションの流速分布曲線の勾配が波頭付近で緩やかになるのはHeavy Plungingのjetの形成機構と関連して興味深い、実験値と比較することはできなかった。

5. まとめ 実験波形についてはstep型模型を用いて強制的に砕波させたためか、波峰は数値シミュレーションに比べて全体的にやせている。水平方向水粒子速度については数値シミュレーションの結果は実験値と最も良く一致した。定常解析法、擬似非定常解析法および流れ関数法については、Heavy Plunging Breakerのケースを除けば三つの結果の差異は小さく、実験値に比べるとやや過大な流速値を示した。エネルギー値については一波長にわたっての各点での流速値を測定していないため実験値と比較することはできない。しかし、数値シミュレーションの結果と流れ関数法の結果は比較的良く一致しているが、数値シミュレーションに比べて流れ関数法の結果はSpilling Breakerでやや大きくPlunging Breakerでやや小さい値を示した。

参考文献 1) Dean, R. G.; J. G. R., Vol. 70, pp. 4561~4572, 1965.

2) Kioka W.; Coastal Engineering in Japan, Vol. 26, 1983.