

多方向不規則波の碎波条件に関する実験的研究

大橋 弘明*・有川 太郎**・磯部 雅彦***・渡辺 晃****

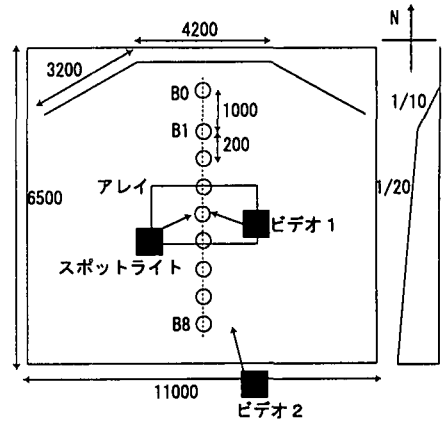
1. 序 論

海岸・港湾構造物の設計や数値計算による海浜変形予測を正確に行うためには、碎波点の位置や碎波波高を精度よく算定する必要がある。特に、現地における多方向不規則波浪場にも適用可能な碎波指標の構築は工学的に重要な課題である。これまでの碎波条件に関する実験的研究は規則性、(周波数に関する)不規則性、および多方向性に分類することができる。まず、規則性に関しては、合田の碎波指標 (1970) がある。この碎波指標は単一方向一様勾配斜面における規則波の実験データに基づいて決定されたもので、沖波の波高、周期および水底勾配が与えられると、碎波水深や碎波波高が一義的に決定される。

次に不規則性に関しては、磯部ら (1980)、木村・瀬山 (1986)、水口ら (1988) による一方向不規則波による実験的研究があり、ゼロダウクロス法で定義した個々の波の碎波条件は、合田の碎波指標に対して非常にばらつき、かつ平均的には規則波に比べて碎波しやすいことが分かっている。このうち水口ら (1988) は前後の波の不規則性に着目し、それらの影響を考慮した不規則波の碎波判定式を提案している。

多方向性に関しては、二方向成分規則波の重合波を用いた研究が、渡辺ら (1983) によってなされ、規則波に比べて碎波しにくいこと、およびそれは流速波速比を用いて説明できることを明らかにした。

これらの既往の研究から、多方向性を有した波は規則波に比べて碎波しにくく、また、不規則性を有した波は碎波しやすくなるということがいえる。しかし、多方向不規則波の碎波条件に関しては、ほとんど研究が行われておらず、その碎波条件は不明確である。そこで多方向不規則波を用いた室内実験を行い、碎波点での局所的な諸量を測定し、それらを関連付けることによって規則波の碎波条件である合田の碎波指標に基づいた多方向不規則波の碎波条件を整理する。



図一 実験水槽

2. 多方向不規則波による室内実験

図一に実験水槽と造波装置の平面図を示す。実験水槽は奥行き 6.5 m、幅 11.0 m であり、N 側に多方向不規則波造波装置がある。その造波装置より 2.0 m の位置から、長さ 1.0 m の 1/10 一様勾配の斜面に続いて 1/20 一様勾配の斜面が設置されている。実験ケースとしては多方向不規則波を用いて有義波高 $H_{1/3}$ 、方向集中度 S_{max} 、ピーク周波数 f_p を変化させた。水深は水平床で 21.0 cm である。図二のような 5 本の容量式波高計からなる測定装置によって碎波時の局所的な諸量を測定する。波高計の間隔は岸沖方向 6.0 cm、沿岸方向 13.0 cm であり、波の変形に影響を及ぼさない程度に出来るだけ近づけた。測定地点は図一に示すように岸沖方向に B0-B8 の地点であり、その間隔は B0-B1 では 100.0 cm、B1-B8 では 20.0 cm である。計測データのサンプリング間隔は 20 Hz であり、スペクトル解析を行うことを考えて 4500 ($> 2^{12}$) 個のデータを収録した。

次に碎波点の決定は多方向不規則波の場合ランダムな場所で行われるため非常に困難であるが、本実験では碎波時に水粒子の乱れによって白く光る現象を利用した。そこで斜面を黒くペンキで塗り、斜め上方からスポットラ

* 学生会員 修(工) 東京大学大学院工学系研究科社会基盤工学専攻
** 正会員 博(工) 運輸省港湾技術研究所
*** 正会員 工 博 東京大学教授 新領域創成科学研究科環境学専攻
**** 正会員 工 博 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻

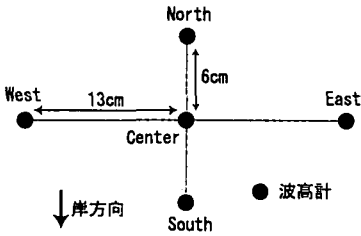


図-2 測定装置

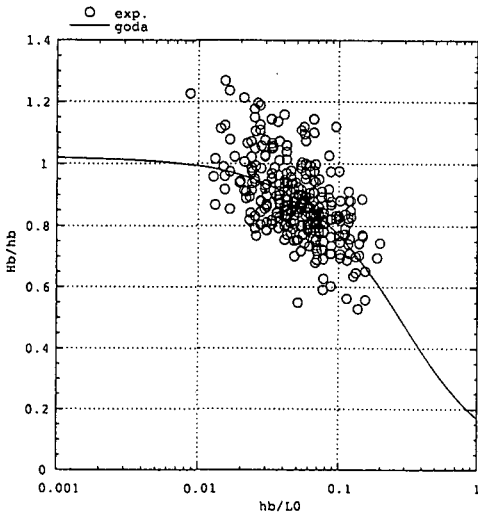


図-3 合田の碎波指標との比較

イトを当てて乱反射の様子を前述したように二台のビデオで撮影した。

3. 実験データの処理

データ出力後、二台のビデオをコマ送り (1/30 秒間隔) にしながら中央の波高計を中心とする半径 6 cm の円の中で白く光りながら碎波している波を取り上げる。そして中央の波高計の時系列データを用いてゼロダウンクロス法により個々の波を定義するとともに、個々の波の局所的な碎波条件を合田の碎波指標に対してプロットしたところばらつきが見られた。ここで図-3 の曲線は式 (1) に示される合田の碎波指標によるものである。

$$\frac{H_B}{L_0} = A \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi h_B}{L_0} (1 + 15 \tan^{4/3} \beta) \right\} \right] \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 $A=0.17$ であり、 $\tan \beta$ は海底勾配 $1/20$ である。この原因として不規則性と多方向性があり、両者には何らかの関係性があると考えられるが、本論文では簡便な方法として両者を個別に評価することとし、それぞれに対して次のようなパラメータを用いることにした。

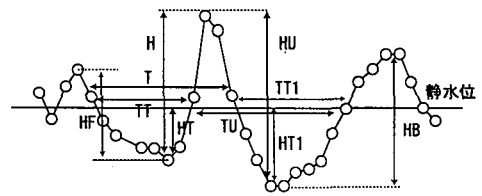


図-4 不規則性のパラメータ

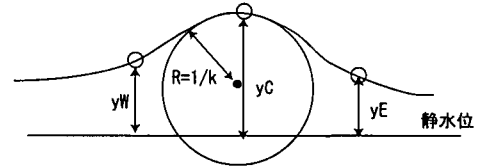


図-5 曲率の算定

(1) 不規則性のパラメータ

不規則性については前後の波に着目して図-4 に示す諸量から定義されるパラメータを取り上げた。ここで H , T はゼロダウンクロス法で、 HU , TU はゼロアップクロス法で定義される波高、周期である。

(2) 多方向性のパラメータ

多方向性の効いた碎波は沿岸方向の波峰線に膨らみをもつことが特徴である。そこで沿岸方向の波峰線の曲率を碎波波高によって無次元化した $H_b k$ を多方向性のパラメータとする。曲率の算出については、水面形が $y = \eta(x, t)$ で表わされるとき、微小振幅波では $\partial \eta / \partial s$ が 1 次の微小量であることを考慮すると式 (2) で与えられる。ここに s は沿岸方向座標である。

$$\kappa = -\frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2} \quad \dots \dots \dots (2)$$

次に水面形を放物線近似で与えると $y = \eta(x, t)$ は 2 次の関数となり、沿岸方向に並べた波高計で計測される値 y_W , y_C , y_E を用いて κ は式 (3) で算出される。ここでそれぞれの添え字は波高計の位置を示している。

$$\kappa = -\frac{y_W - 2y_C + y_E}{\delta s^2} \quad \dots \dots \dots (3)$$

なお、 y_W , y_C , y_E は同時間に計測される水面変動値ではなく、波峰の通過時間の差を考慮して一波に対応する波峰の位置での水面変動値を用いている。前者では碎波時に沿岸方向に並べた波高計の位置で切った断面における波峰線の曲率であるのに対して、後者は沿岸方向に平行に立てたスクリーンに正射影した波峰線の曲率を算出していることになる。このようにした理由は、波向が岸沖方向に対して角度を持っている場合、それぞれの波高計で計測される波峰の通過時間にズレが生じる。そのため同時間における水面変動値を用いると、波峰の高さより非常に小さな切り立った波の前面における計測値を用い

て曲率を算出してしまい、実際は多方向性が効いていない波であっても曲率が大きくなってしまうことがあるからである。

4. 実験データの解析

(1) 不規則性に対する考察

実験ケースは多方向不規則波だけなので部分的には単一方向不規則波に近いと考えられる H_{bK} の小さな碎波のケースを用いて不規則性に対する考察を行った。これらを用いて合田の碎波指標に対してプロットしたのが図-6である。

水口ら (1988) はこのばらつきの原因として前後の波の影響を挙げ、後続の谷が前の谷に比べて相対的に深いほど (HU/H が大きい) ほど砕けやすく、相対的に広い (TU/T が大きい) ほど砕けにくいことを報告している。そこで今回も同様のデータ整理を行ったが、水口ら (1988) のような傾向は明確に見られなかったため、相対水深 h_b/L_0 ごとに TU/T の影響を調べた。図-7 は、相対水深をパラメータとして横軸に TU/T を、縦軸に実測の碎波波高水深比 $(H_b/h_b)_E$ と合田の碎波指標による碎波

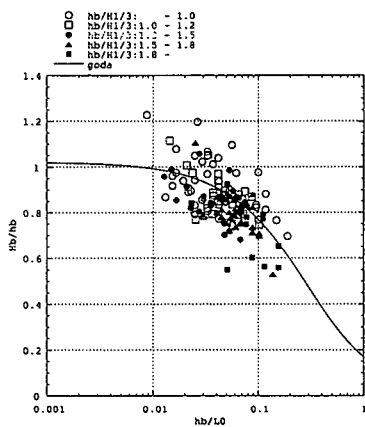


図-6 合田の碎波指標との比較 ($0.000 \leq H_{bK} \leq 0.025$)

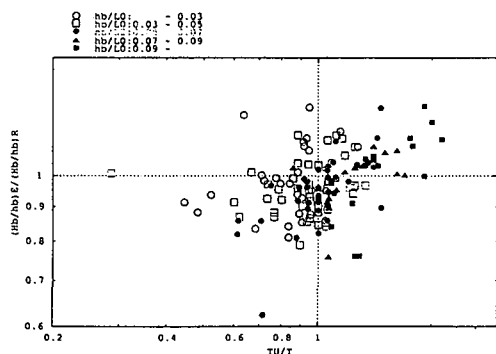


図-7 TU/T と $(H_b/h_b)_E/(H_b/h_b)_R$ の関係

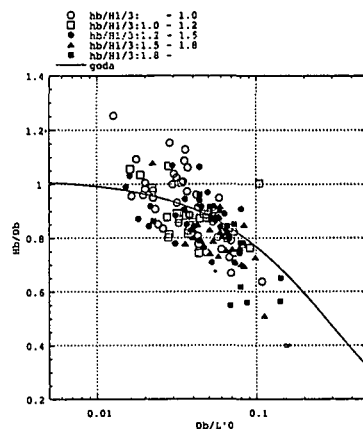


図-8 周期 T を用いた合田の碎波指標との比較

波高水深比 $(H_b/h_b)_R$ の比 $(H_b/h_b)_E/(H_b/h_b)_R$ を取ってプロットしたものである。ここでは便宜的に実測の碎波波高水深比と合田の碎波指標から得られる碎波波高水深比の比を相対碎波波高水深比と呼ぶことにする。図-7によると相対水深の大きなところでは、 TU/T が大きくなると相対碎波波高水深比が大きくなり、相対水深が小さくなるにしたがって TU/T の影響が小さくなることが分かる。このことは分散性の強い相対水深の大きなところでは、前後の波形に対する依存性が大きく、周期はゼロダウンクロス法で定義される周期 T だけでなくゼロアップクロス法で定義される周期 TU の影響を受けると考えられる。そこで周期を式 (4) で定義した場合、 α は h_b/L_0 の関数になると考えられるが、実験係数を用いずに $1/2$ とし、 T と TU の平均によって定義することにする。その周期を用いて図-6 をプロットしなおしたのが図-8である。なお、これ以後では水深 D_0 としてゼロダウンクロス法で定義される一波ごとの平均水深を用いる。

$$T' = \alpha T + (1 - \alpha) TU \quad (0 < \alpha < 1) \quad (4)$$

図-6 と図-8 を比較するとある程度ばらつきが抑えられていることがわかるが、 TU/T の影響がない相対水深が小さなおところではばらつきが抑えられない。相対水深が小さなおところでは長周期波、戻り流れ、他の波の碎波など幾つかの影響が考えられるが、さまざまなパラメータを用いて調べたが明確には分からなかった。

(2) 多方向性に対する考察

H_{bK} をパラメータとして図-3 をプロットしなおしたのが図-9である。また縦軸に相対碎波波高水深比 $(H_b/h_b)_E/(H_b/h_b)_R$ を、横軸に多方向性のパラメータ H_{bK} を取ってプロットしたのが図-10である。図-9, 10 に示されるように H_{bK} に比例して相対碎波波高水深比が大きくなっていることから多方向性によって碎波しにくく

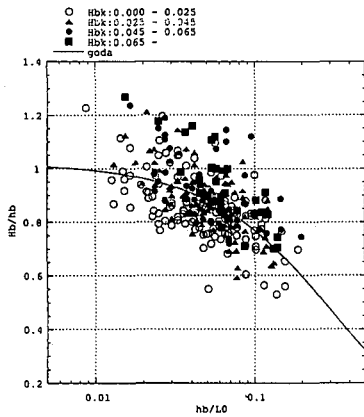


図-9 H_b curvy 別の合田の砕波指標との比較

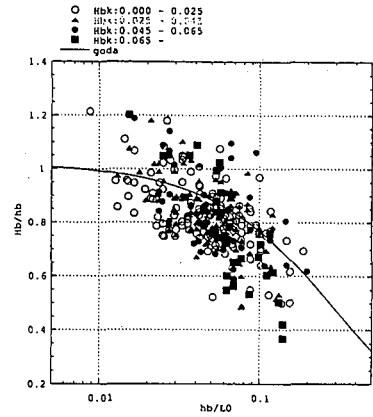


図-11 多方向性除去後の合田の砕波指標との比較

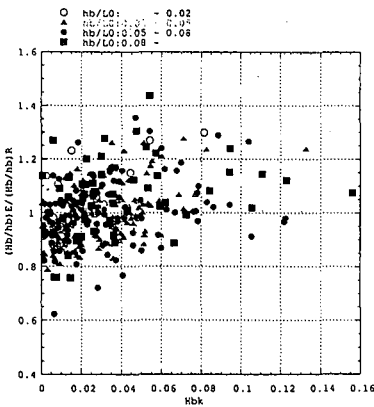


図-10 $(H_b/h_b)_E/(H_b/h_b)_R$ と H_{bK} の関係

則波の $1/\cos^2 \alpha$ 倍となる。したがって α と H_{bK} の関係が分かれば多方向性によって砕波波高水深比がどの程度大きくなっているのかが分かる。そこで α と多方向性のパラメータ H_{bK} の関係を求めるために、孤立波理論において式 (7) で示される η_1 , η_2 の波が交わったものと仮定し、それらの波を線形的に重ね合わせて H_{bK} を評価する。ここで H_{bs} は孤立波が交差したときの砕波波高である。

$$\eta_1 = \eta_2 = \frac{H_{bs}}{2} \operatorname{sech}^2 ax$$

$$a = \left\{ \frac{3(H_{bs}/2)}{4h^3} \right\}^{1/2} = \left(\frac{3H_{bs}}{8h^3} \right)^{1/2} \dots \dots \dots (7)$$

ここで沿岸方向の波形は $x = X \sin \alpha$ によって座標変換すると求められ、式 (8) で表せる。ここで X 軸は砕波点を原点とする沿岸方向に沿った軸である。

$$\eta = H_{bs} \operatorname{sech}^2 a \sin \alpha X \dots \dots \dots (8)$$

したがって曲率は式 (9) で表せる。

$$\kappa = -\frac{\partial^2 \eta(0)}{\partial^2 X}$$

$$= 2H_{bs}(a \sin \alpha)^2 \dots \dots \dots (9)$$

そして砕波波高 H_{bs} を掛けて無次元化すると式 (10) となる。

$$H_{bsK} = 2H_{bs}^2(a \sin \alpha)^2 = \frac{3}{4} \left(\frac{H_{bs}}{h_b} \right)^3 \sin^2 \alpha \dots \dots \dots (10)$$

したがって $\cos^2 \alpha$ と H_{bsK} の関係は式 (11) となる。

$$\cos^2 \alpha = 1 - \frac{4H_{bsK}}{3 \left(\frac{H_{bs}}{h_b} \right)^3} \dots \dots \dots (11)$$

式 (11) において H_{bs}/h_b , H_{bsK} に実測値を代入すれば、 $1/\cos^2 \alpha$ を算出することができる。そこで実測値による砕波波高水深 H_b/h_b に $\cos^2 \alpha$ を掛けてプロットすれば多方向性の影響を取り除いたことになる。図-9, 10 は多方向性の影響を取り除くと図-11, 12 となる。図-12 に

なることが分かる。そこで理論的背景に基づいて多方向性によってどの程度砕波しにくくなるのか、つまり砕波波高水深比が規則波のよりもどの程度大きくなるのかを考察する。

まず多方向性の波を重合する二方向からの波で近似する。微小振幅波理論によると、規則波では砕波点での波峰下静水位における流速波速比は式 (5) で与えられ、また進行方向が $\pm \alpha$ の二方向成分規則波の重合波では、岸沖方向に最大流速が生じ、その方向の波峰移動速度が波速の $1/\cos \alpha$ になることから、砕波点での波峰下静水位における流速波速比は式 (6) で与えられる。ここで添字の 1 は規則波、2 は二方向成分規則波の重合波を示す。

$$\left(\frac{u_{b0}}{C} \right)_1 = \frac{\pi H_{b1}}{L_b \tanh k_b h_b} \dots \dots \dots (5)$$

$$\left(\frac{u_{b0}}{C} \right)_2 = \frac{\pi H_{b2}}{L_b \tanh k_b h_b} \cos^2 \alpha \dots \dots \dots (6)$$

そのため流速波速比がある一定値を超えた場合に砕波するならば、二方向成分規則波の重合波の砕波波高は規

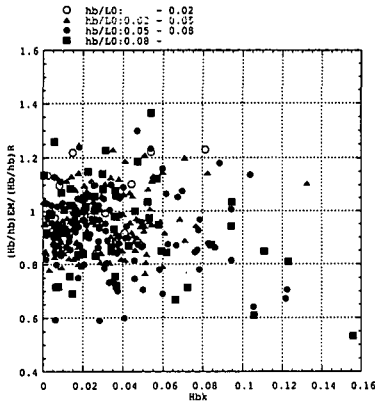


図-12 多方向性除去後の $(H_b/h_b)_E/(H_b/h_b)_R$ と H_b/K の関係

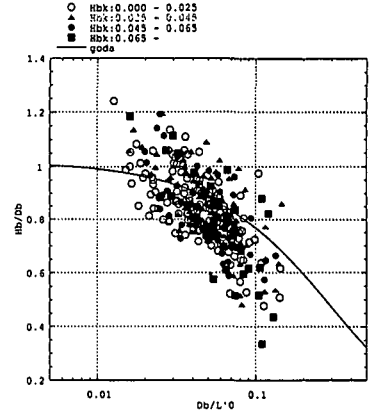


図-14 不規則性・多方向性除去後の比較

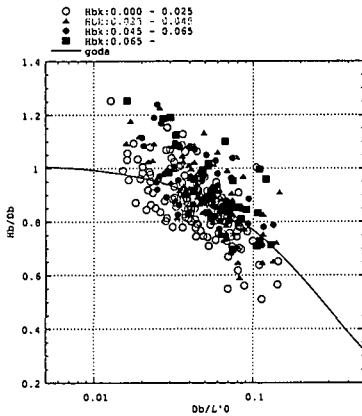


図-13 不規則性除去後の合田の碎波指標との比較

よって H_b/K の影響がなくなっていることが分かる。

5. 実験データの再整理

以上のことから、実験データを以下の手順にしたがって不規則性、多方向性の影響を考慮してプロットしなおす。

1. 周期としてゼロダウンクロス法で定義される周期 T とゼロアップクロス法で定義される周期 TU の平均を周期としてプロットしなおす。このときゼロダウンクロス法で定義される個々の波に対して個々の波の平均水深を用いる。
2. 二成分重合波と仮定した場合の交差角から多方向性による碎波波高水深比の増加量を求めてその増加量

を割り引いてプロットする。

6. 結論と今後の課題

多方向不規則波の碎波条件を、多方向性・不規則性の影響を表すパラメータを導入することによって整理しなおし、合田の碎波指標との差をある程度抑えることができた。しかし、多方向性の評価における孤立波理論適用の妥当性や、相対水深が小さいところでのばらつきを解消するための補正など、今後の課題として残った。

本研究は文部省科学研究費の補助を得て行われたことをここに記し、謝意を表す。

参 考 文 献

- 磯部雅彦・西村仁嗣・柄登志彦 (1980): 不規則波の碎波変形に関する実験的研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 139-142.
- 木村 晃・瀬山 明 (1986): 斜面上の不規則波の碎波限界について, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 174-178.
- 合田良實 (1970): 碎波指標の整理について, 土木学会論文報告集第180号, pp. 39-49.
- 佐藤慎司・尾崎元久・柴山知也 (1988): 二成分合成波の碎波限界と長周期変動の相互関係に関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 187-191.
- 堀田新太郎・磯部雅彦・泉宮尊司・遠沢真人 (1984): 現地波浪の碎波限界, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 44-48.
- 水口 優・波部武士・竹村要一・伊藤 潤 (1988): 斜面上の不規則波の碎波条件について, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 178-181.
- 渡辺 晃・原 哲・堀川清司 (1983): 重合した波浪場における碎波について, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 5-9.