

斜面上における不規則波の波高の頻度分布の変化

木 村 晃*・山 田 良 作**

1. はじめに

浅海域における不規則波の碎波変形モデルとしては Collins(1970), Battjes(1972), 郭・郭(1972), 合田(1975)らのものがよく知られている。これらのモデルは“ゼロクロス波の力学的特性は同じ波高・周期を持つ規則波のものと等しい”ことを前提としており、モデルの中に規則波の Shoaling 特性, 碎波条件, あるいは碎波後の波高変化を与える式を含んでいる。各モデルともそれぞれ一定の適合性を持つことが示されているが, Shoaling, 碎波および碎波後の全ての過程で, 上述の前提の妥当性について十分な検討を行ってモデルを構築しているものはない。一方, こうした総合的なモデル化の試みとは別に, ゼロクロス法で定義した不規則波の個々の波の力学特性について検討する研究の流れがあり, そこでも浅海域における波の変形特性に関する研究が行われている。著者ら(1977), 磯部ら(1980), 榎木ら(1980)はゼロアップ(ダウン)クロス波が規則波に比して“碎波しやすい”ことを明らかにしており, 著者ら(1986, 1988)はさらに数千波のゼロダウンクロス波を用いて検討を行い, Shoaling, 浅水変形, 碎波および碎波後の波高変化に対して定式化を行った。この研究は, これらの定式化されたゼロ(ダウン)クロス波の力学的特性を考慮することにより, 斜面上における不規則波の波高の頻度分布の変化の計算を試みたもので, 結果は実測値と比較検討した。

2. 斜面上における不規則波の力学的特性

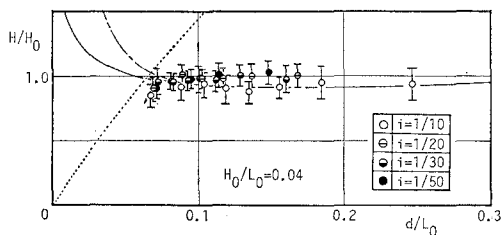
2.1 Shoaling 特性

波形勾配が約 0.01 より大きな波の場合, 浅水変形での非線形性は, それが顕著になる以前に碎波するので, 波高変化は微小振幅波理論で近似することが出来る。図一1は実験結果を示したもので $H_0/L_0=0.04$ 付近の波の Shoaling による波高変化の平均値とばらつきの標準偏差(縦線の長さ)を示したものである。実線が微小振幅波, 点線は碎波限界((2)式)である。平均的な波高変化を微

小振幅波理論で与えた場合, ゼロダウンクロス波の個々の波の浅水変形特性のばらつきは, 斜面勾配に関わりなく, 次式で与えられる標準偏差をもつ正規分布で近似できる(ばらつきについては木村ら(1986, 1988)を参照されたい)。

$$\sigma(H/H_0)=0.1(l/L)+0.1 \dots\dots\dots (1)$$

ただし, H は波高, H_0 は深海波高, L は波長, l は伝播距離である。右辺第1項は速度分散による波高変化がもたらすばらつき, 第2項がゼロダウンクロス法で定義した波の特性と規則波の特性の差の分布の標準偏差である。



図一1 ゼロダウンクロス波の浅水係数

2.2 碎波特性

碎波点における波高水深比は次式で近似する(木村ら, 1986)。

$$H_b/d_b=0.16[1-\exp\{-0.8\pi(d_b/L_0)(1+15\tan\theta^{4/3})\}]\times(L_0/d_b)-0.96\tan\theta+0.2 \dots\dots\dots (2)$$

ここに d は水底から波高中分点までの距離, L_0 は深海波長である。また, 添え字 b は碎波点における値であることを示す。(2)式からのデータの誤差の標準偏差は 1/10 のケースの値がやや大きい。他のケースは H_b/d_b の値の約 8% 程度の値を示す。

2.3 碎波後の波高変化

著者らは波の峰から水粒子が飛び出す瞬間をもって碎波と定義した(木村ら, 1986)。この定義によれば, 斜面勾配が大きく, 波形勾配が小さいほど, 碎波後も波高がわずかに増大する傾向がある。波は Plunging 点付近まで波高を増し, ピークを示した後, $H/H_0=0.6$ 程度になるまでの間で急激に変形し, 波高は大きく減少する。これ

* 正会員 工博 鳥取大学助教授 工学部社会開発システム工学科

** 正会員 工修 日水コン

より浅い領域では波形は比較的安定した Bore 状になり、波高の減衰特性がやや緩やかになる。したがって著者らは砕波後の波高変化を 3 領域に分けた。すなわち、(1) 砕波点から波高が最大になる点まで、(2) この点から波高の減衰特性がやや緩やかになる点まで、および (3) それより岸側の 3 つの区間で、それぞれを (1) Shoaling, (2) Plunging, および (3) Bore 領域とした。個々の領域内での波高変化は斜面勾配にかかわりなくほぼ直線的であるので、領域ごとに次式で定式化した (木村ら, 1988),

$$H/H_b = A(d/d_b) + B \quad \dots\dots\dots (3)$$

A, B は定数であり、領域ごとに次のように与えられる。

(1) Shoaling 領域:

$$\left. \begin{aligned} A_S &= -0.01 \tan \theta - 0.37 \\ B_S &= 1 - A_S \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

(2) Plunging 領域:

$$\left. \begin{aligned} A_P &= 1.65 \exp(-2.3 \tan \theta) \\ B_P &= (H/H_b)_{\text{Bore}} - A_P(d/d_b)_{\text{Bore}} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

(3) Bore 領域:

$$\left. \begin{aligned} A_B &= 0.72 \exp(6.11 \tan \theta) \\ B_B &= 0.02 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし添え字 S, P, B はそれぞれ Shoaling, Plunging, および Bore 領域に対する値であることを意味する。それぞれの領域の境界ならびに (5) 式の $(H/H_b)_{\text{Bore}}$ および $(d/d_b)_{\text{Bore}}$ は次のように与えられる。

(1) Shoaling 領域と (2) Plunging 領域の境界

$$(d/d_b)_{\text{Peak}} = (B_P - B_S) / (A_S - A_P) \quad \dots\dots\dots (7)$$

(2) Plunging 領域と (3) Bore 領域の境界ならびにその点での波高

$$\left. \begin{aligned} (d/d_b)_{\text{Bore}} &= [(H/H_b)_{\text{Bore}} - B_B] / A_B \\ (H/H_b)_{\text{Bore}} &= 0.67 \exp(-3.1 \tan \theta) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

図-2 は (3) 式を示したものである。波形勾配が 0.01 から 0.06 程度であれば波形勾配による式の変化は小さい。実験データの (3) 式からの誤差の標準偏差はいずれの勾配斜面でも Plunging 領域で最大となり、(波高の 0.13 倍程度) 以後徐々に小さくなる (汀線付近では波高の 0.05 程度)。平均値は約 0.1 程度である。

3. 水深の変化

2. で示した波高変化の各式で水深はすべて d で与えている。前述したようにこの値は水底からゼロクロス波 (時間波形) の波高中分点までの距離である。通常のゼロクロス法では、不規則波に固有の波形の上下非対称性を評価しないのが一般的である。著者らはこの点を考慮し、かつ付加的な波の諸元を導入する必要のないよう、

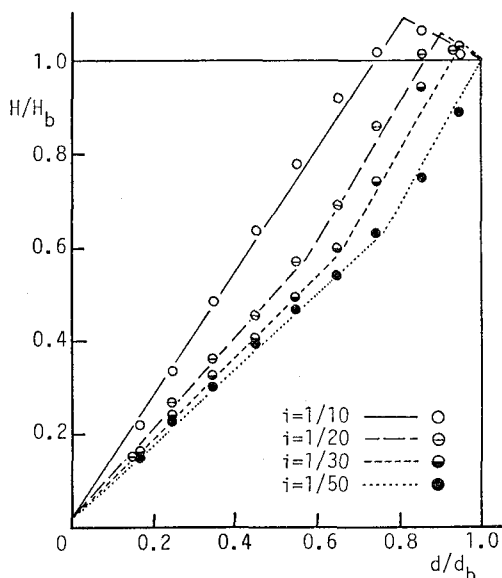


図-2 ゼロダウンクロス波の砕波後の波高変化

静水深 h のかわりに d で水深を定義した。この定義を用いると、2. で説明した不規則波の力学的特性の測定値のばらつきを、例外なく減少させることができた。 d の値は波高中分点の変動、サーフビート、Wave set-up (down) によって変化する。このうち、波高中分点の変動およびサーフビートは確率的、Wave set-up (down) は確定的に d の値を変化させる。Wave set-up (down) の効果については後に説明することとし、ここでは確率的に変化する量について検討する。図-3 は静水面から波高中分点までの距離 s を平均波高 $\bar{H}$ で割った値を、横軸に $H/\bar{H}$ をとって示したもので、Pierson-Moskowitz スペクトルの数値シミュレーション波形をゼロダウンクロス法で解析した結果である。

s は波高の小さい部分では $\pm H/2$ の上下限付近にも多くのデータが分布するが、波高の大きな部分では s の分布は波高に関わりなくほぼ一様である。波高の大きな部分での分布は平均値 0 の正規分布で精度よく近似でき、標準偏差はこのスペクトルの場合、平均波高の約 10% であり、スペクトル幅が小さくなるほど標準偏差は小さくなる。

サーフビートも水深に影響を与える。サーフビートの峰の部分では見かけ上水深が増大し、逆に谷の部分では水深が小さくなる。 h のかわりに d を用いることでデータのばらつきが改善されるのは、 d を用いることによりサーフビートによる“水深”変化の影響が結果的に除去されたことになっているためと考えられる。浅海域におけるサーフビートの特性はまだ十分明らかになっていないが、間瀬ら (1986) も指摘しているように、波高の頻度分布の変化に及ぼす影響は非常に大きい。この研究にお

いて用いられている不規則波の力学的特性はすべて実験を通じて評価されたものであるが、サーフビートの検討に水槽内での実験結果を用いることには問題がある。すなわち、線形理論による不規則波シミュレーションでは、不可避免的に意図しない長周期の自由波が発生するため、水槽内に現地の浅海域とは異なる長周期波システムが構成される。このため長周期波に関しては実験が現地のその再現を意味しない。したがってここでは、サーフビートの影響は合田(1975)による現地観測の結果を利用することとした。合田によればサーフビートの標準偏差は次式で与えられる。

$$\sigma(\zeta) = 0.01 H_S / \sqrt{H_S / L_S (1 + \bar{d} / H_S)} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに H_S , L_S はそれぞれ深海での有義波の波高, 波長である。厳密には ζ の位相は不規則波の波群の位相との関係のもとに与えられるべきものであるが、ここでは便宜的にゼロクロス波の波高と ζ の振幅は独立であるとして論議を進める。

この研究では d の変動ならびに ζ による見かけ上の水深変化を次の様に考慮した。すなわち、斜面上の一点 {水深 (静水深 h に Wave set-up(down) 量 η を加えたもの) を $\bar{d}$ とする} での水深は確率的に変化する。その確率分布は s と ζ の和の確率分布で与えられる。例えば $s + \zeta + h + \eta = d'$ となる場合、まずこの点の水深は d' であるとしてすべての波高変化の計算を行う。この点で水深が d' となる確率は

$$p_3(d') = \int_{-\infty}^{\infty} p_1(s) p_2(d' - s) ds \quad \dots\dots\dots (10)$$

で与えられる。ここに p_1, p_2 はそれぞれ s および ζ の確率分布であり、ここでは共に前述した標準偏差をもつ正規分布で与えた。(10)によれば結果もまた正規分布となる。結局この平均水深が $\bar{d}$ の点では、確率 p_3 で水深 d' となる様に水深が確率的に変化すると考えることになる。

4. 波高の頻度分布の計算

本研究においては波高の頻度分布の計算は次式によった。すなわち、あらかじめ深海での波高の頻度分布を Rayleigh 分布で与える。周期は一定とし、すべて有義波周期に等しいとした。いま波高の分布を $P(H_0)$ とすると水深 $\bar{d}$ での波高分布は次式で与えられる。

$$P'(H) = \iint_D p(H_0, d | \bar{d}) dH_0 dd \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここに H_0 は深海波高であり、 $p(H_0, d | \bar{d})$ は深海における波高 H_0 と d の結合分布であり、(10)式と Rayleigh 分布の積で与えられる2次元分布である。 D は $F(H_0, \bar{d} | T)$ の値が H と $H + dH$ の間の値を取る領域である。ここに F は H_0, T を与えて当該水深 $\bar{d}$ における波高 H

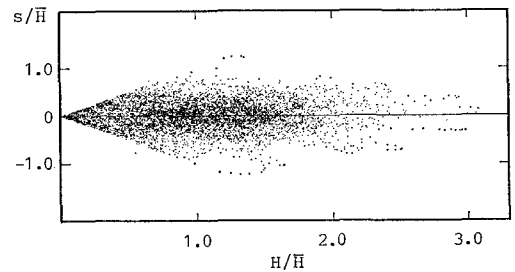


図-3 波高中分点のばらつき

を与える関数であり、領域ごとに2.で説明した各式である(ただし若干の変形を要す)。計算の過程では碎波後の波と非碎波の波の分布を別個に計算し結果を加え合わせる。

水深 $\bar{d}$ における波高の頻度分布の計算にはさらにもう一つの過程を要する。すなわちゼロクロス法(ここではゼロダウンクロス法)で定義した波の力学特性は2.で示した各式で一義的に与えられる訳でなく、各式を中心として若干のばらつきを持つ。すなわち前述の F が不確定性をもつ。ここではその影響を次式のようにして分布形の中に導入した。すなわち、深海の波高分布をもとに非碎波の波の頻度分布 $P_N(H)$ と碎波後の波の頻度分布 $P_B(H)$ とに分けて(11)式を別々に計算し、最後に

$$P(H) = \int_0^{\infty} P_N(H) Q_N(H - H' | H') + P_B(H) Q_B(H - H' | H') dH' \quad \dots\dots\dots (12)$$

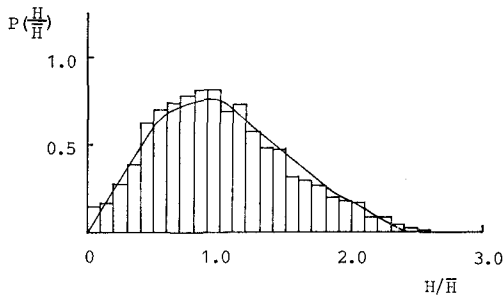
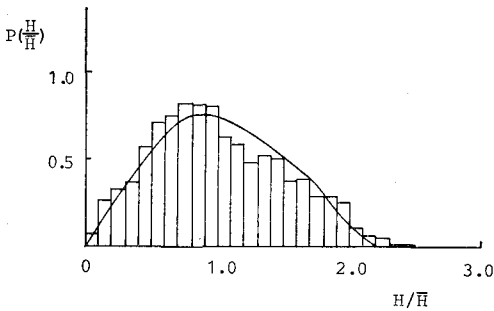
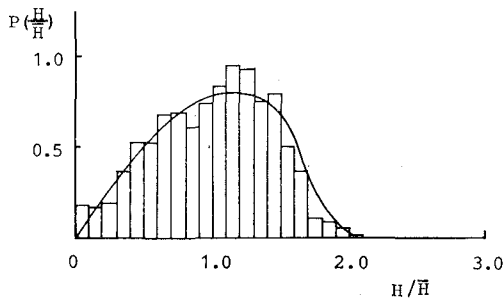
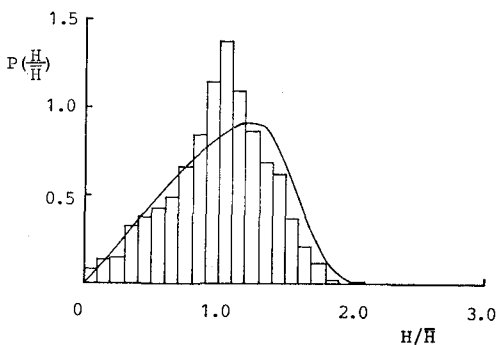
とすれば最終的な波高の確率分布が得られる。ここに Q_N は非碎波の不規則波の波高の波高変化式(微小振幅波理論)からの誤差の分布、 Q_B は碎波後の不規則波の波高変化式(3)式からの誤差の分布である。ここでは共に平均値 0, 標準偏差 0.1 の正規分布で与えた。

5. $\bar{d}$ と h の関係

$\bar{d}$ と h の相違は Wave set-up (down) 量 η である。合田モデル(1975)では Set-up (down) とサーフビートによる影響は計算の過程で導入され、繰り返し計算により波高変化とこれら各量とのバランスが取れるようになっている。本研究では水深の表示は一貫して d だけを用い、 h との関係は $\bar{d}$ と h の平均値との差が Wave set-up (down) 量であることを利用して両者の関係を別に与えることとした。すなわち、波エネルギーと η のバランス式は

$$\begin{aligned} d\eta/dx &= -1/(\eta + d) \\ d/dx [0.125 \bar{H}^2 (0.5 + 2kd/\sinh(2kd))] & \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

で与えられる。ここに(13)式中の $\bar{H}^2$ は rms 波高であり、波高の頻度分布が与えられると計算できる。したが


 (a) $\bar{d}/H_s=2.3$

 (b) $\bar{d}/H_s=1.81$

 (c) $\bar{d}/H_s=1.21$

 (d) $\bar{d}/H_s=0.86$

図—4 波高の頻度分布の変化 (斜面勾配 1/20)

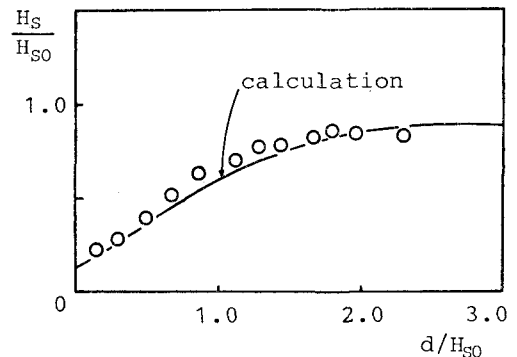
って水深として $\bar{d}$ を用いて計算を進め、頻度分布の値を計算した後 (15) により η を計算し、 $\bar{d}-\eta$ の関係を計算すれば h を求めることができる。 $\bar{d}$ と h の関係をあらかじめ図化しておけば合田らのモデルのように繰り返し計算をする必要がない。

6. 斜面上における波高の頻度分布の変化

図—4 は斜面上における波高の頻度分布の実験値 (ヒストグラム) と計算結果 (実線) を比較したものである。斜面勾配は 1/20, 沖波のスペクトルは Pierson-Moskowitz 型, 有義波高 H_s および周期 T_s はそれぞれ 8.2 cm, 1.33 s である。解析に用いた波の数は約 1000 波である。図から $\bar{d}/H_s$ が 1.0 程度までの実験値と計算値の対応は非常に良好である。しかしそれより浅い領域では $H/\bar{H} = 1.0$ 付近で実験値の分布のピークが計算値のそれに比して大きく、尖り始める。斜面勾配の異なる他のケースの結果もほぼこれと同じであった。両者に差が出るのは次のような理由によるものと考えられる。すなわち、ここではサーフビートによる水位の変動量を合田の式で与えた。しかし、前にも触れたように実験水槽内の長周期波特性は現地のそれと異なり、長周期自由波の位相特性によってはサーフビート特性が大きく変化する。サーフビートを無視して計算すると、分布形は尖ったピークを持つようになる。したがって浅い部分での理論の検証に、水槽で行った実験値を用いると正しい評価が出来ない。

図—5 は水深変化にともなう有義波高の変化をプロットしたもので、実線は計算値、丸印は実験値で、図—4 の結果から計算したものである。 H_s の実験値と計算値の対応は、斜面勾配、波形勾配にかかわらず、ここに示したものと同程度に良好であった。

図—6 は同じケースの平均水位の変化 (Wave set-up) の計算値 (実線) と実験値 (丸印) を比較したものである。 η は、図—4 の分布から $\bar{H}^2$ を求め、(13) 式に代入して計算した。実験値は約 30 分の水位の連続記録を平均し



図—5 有義波高の変化 (斜面勾配 1/20)

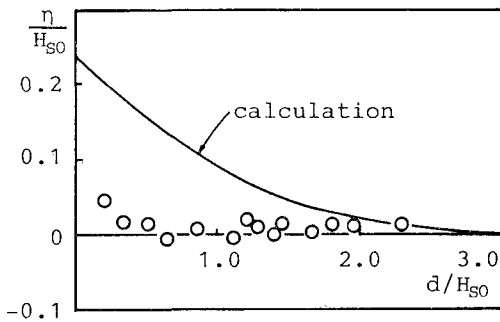


図-6 Wave set-up (斜面勾配 1/20)

た値である。計算の初期値は一番沖側の平均水位の実測値を用いた。計算結果は実験結果よりかなり大きめの値を示し、この傾向は斜面勾配にかかわらず見られた。両者の違いが何によるものかは明確でないが、前述した水槽実験に内在する問題点が影響している可能性もあり、検討を要する。

7. おわりに

定式化されたゼロダウンクロス波の浅水変形特性、碎波特性、碎波後の波高変化特性の実測値をもとに斜面上の波高の頻度分布の変化を計算する方法を示した。実験値との比較で計算値が良好な特性を持つことも示した。

しかし、非常に浅い部分での計算結果の検証は、水槽実験の長周期波特性の再現性に問題があるため、ここでは十分な検証ができなかった。また計算方法の簡便化も今後の課題と考えている。

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.
- 岩垣雄一・木村 晃・岸田典史 (1977): 斜面上における不規則波の碎波に関する研究, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 102~106.
- 郭 金棟・郭 秀吉 (1972): 風波による碎波の波高減衰と波高の確率分布, 第19回海岸工学講演会論文集, pp. 137~142.
- 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.
- 木村 晃・後藤克史・瀬山 明 (1988): 浅海域における不規則波の波高変化について, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 168~172.
- 合田良実 (1975): 浅海域における波浪の碎波変形, 港研報告, 第14巻, 第3号, pp. 59~106.
- 樫木 亨・岩田好一朗・石井敏之 (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. 143~147.
- 間瀬 肇 (1986): 不規則波浪の波群特性と浅海変形特性に関する研究, 京都大学博士学位論文, 207 p.
- Battjes, J. A. (1972): Set-up due to irregular waves, Proc. 13th ICCE, pp. 1993~2004.
- Collins, J. I. (1970): Probabilities of breaking characteristics, Proc. 12th ICCE, pp. 399~414.