

斜面上への不規則波のそ上

岩 田 好一朗

1. 緒 言

沖の方で発生した風波は浅海域に進行するにつれて浅水・砕波変形し、最終的に汀線より陸側へそ上することは周知の事実である。この陸側への風波のそ上は風波の浅水・砕波変形過程の最終的な姿としてとらえることができる。

現存の海岸・港湾構造物の大部分が浅海砕波帯以浅に構築されているので、そ上を含めた風波の浅水砕波変形を正確に予測することは防災工学の面から基本的に重要なことは改めて説明する必要もないであろう。

本論では、自然海浜でみられる緩斜面への不規則波のそ上を取扱う。海浜における風波のそ上波は海浜変形を引き起す重要な要因であり、そ上高さは岸沖方あるいは沿岸方向の漂砂の陸側の境界を与える。また、海岸堤防や護岸堤の設置位置の決定、および、人工養浜工の規模の決定などに際しても不規則な風浪のそ上特性を正確に把握することが必要とされる。

斜面上への不規則波のそ上特性とその予測手法を系統的に論ずるには不規則波の浅水砕波変形過程と関連づけなければならない。現在、不規則波の浅水砕波変形の機構は解明されていないので、そ上特性の予測手法には問題点が多い。しかし、我々海岸工学に関係している技術者にとっては避けて通ることのできない問題であるから、既往の研究成果を整理し、問題点を明確にすることも重要と考えて敢えて筆をとった次第である。本小論では、第2章で不規則波の浅水砕波変形について、第3章では斜面上への不規則波のそ上特性とその予測手法について述べることにする。

2. 不規則波の浅水・砕波変形

不規則波は波高と周期の異なった多くの波より構成されるとみなすことができるので、波は規則波のように特定の地点で全て砕けることはなく、砕波は幅広い範囲でおこる。つまり、ある一つの波が砕ける地点では、別の波は必ずしも砕けないということである。不規則な波の砕波限界は後述する不規則波の浅水砕波変形の予測モデルの精度を左右する重要な要素であるので、本小論では、まず不規則波の砕波特性に関する現時点の知見を記すことにする。

2.1 砕波型式

不規則波の砕波は、規則波と異なり、大きく2つに分類できる。つまり、図-1(a)に示すように規則波の砕波のように単独波が砕ける“規則波的砕波*”と、図-1(b)に示すように波速の速い波が波

速の遅い波に追いついたりあるいは追い越した直後に砕ける“追いつき砕波*”である。なお、図中の○印は砕波地点を模式的に示したものである。“追いつき砕波”はさらに、図-2に示すように、3つの型に分類できる。図-2のType-1は波速の速い大きな波が先行する波速の遅い小さな波に追いつき一体化してあたかも単独波のように砕波する型、他のTypeは追い越した波速の大きい波が砕波するが、Type-2はゼロ・アップクロス法（あるいは、ゼロ・ダウンクロス法）で定義すると一波とみなされるのに対し、Type-3はゼロ・アップクロス法（あるいは、ゼロ・ダウンクロス法）で定義すると二波となる。したがって、“追いつき砕波”のType-2の場合はゼロ・アップクロス法（あるいはゼロ・ダウンクロス法）で波を定義すると、砕波波長（あるいは砕波の周期）が長くなるので、砕波時の波の特性を実験的に論議する場合に注意を要する。

さて、不規則波を波別解析して定義された個々の構成波の砕波型式は、規則波の砕波¹⁾と同様、Spilling Breaker（崩れ波）、Plunging Breaker（巻き波）、Surging Breaker（くだけ寄せ波）とCollapsing Breaker（巻き寄せ波）の4つの型式に分類できる。

砕波瞬時の計測された波の諸量を用いて、Galvin²⁾のInshore Parameter H_b/gST_b^2 (H_b : 砕波波高, g : 重力加速度, S : 斜面勾配, T_b : 砕波周期)と砕波型式との対比を行なうと筆者の実験によれば、図-3に示すように、Spilling Breakerの砕波型式の発生域は規則波に対して提案された式(1)にほぼ対応している。

$$\left. \begin{aligned} H_b/gST_b^2 &> 0.068 && : \text{Spilling Breaker} \\ H_b/gST_b^2 &= 0.003 \sim 0.068 && : \text{Plunging Breaker} \end{aligned} \right\} (1)$$

(規則波に対する値²⁾)

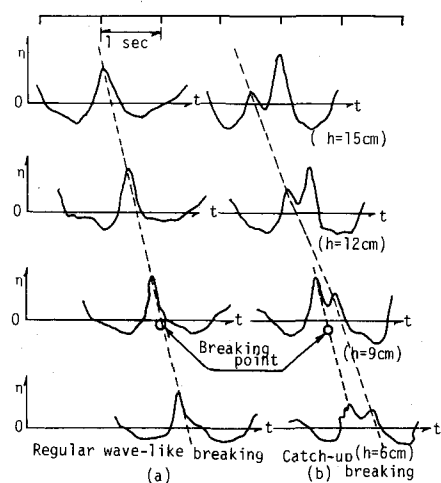


図-1 砕波状況

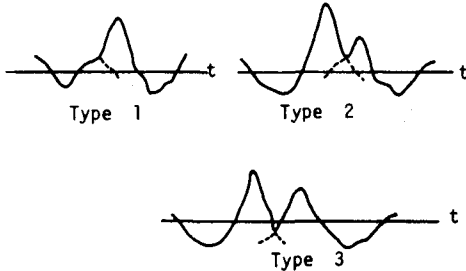


図-2 “追いつき砕波”のパターン

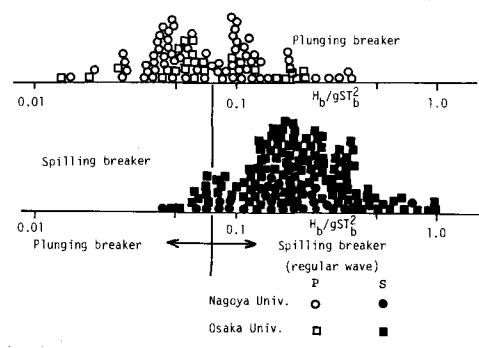


図-3 H_b/gST_b^2 による砕波型の分類

* “規則波的砕波”と“追いつき砕波”は筆者が名命したものである。もっと適正な表現法があるかもしれない。

この砕波時の波の周期 T_b をそのまま深海域にまでもどすことができると仮定すると、図-4に示

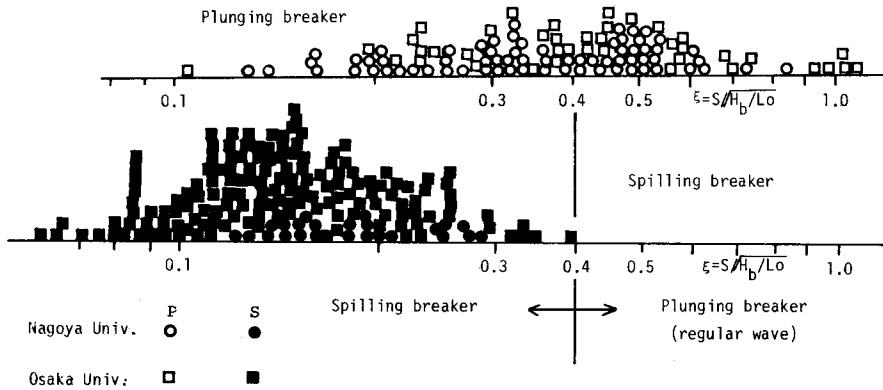


図-4 Surf Similarity Parameter による砕波型の分類

すように、Surf Similarity Parameter³⁾ $\xi_b = S/\sqrt{H_b/L_0}$ ($L_0 = gT_b^2/2\pi$) で Spilling Breaker と Plunging Breaker の区分は可能であり、その移行領域は規則波に対して提案された値 (式(2)) に近い。しかし、Plunging Breaker の発生域は必ずしも規則波の値とは一致しない。

$$\left. \begin{array}{ll} \xi_b (= S/\sqrt{H_b/L_0}) < 0.4 & : \text{Spilling Breaker} \\ \xi_b (= S/\sqrt{H_b/L_0}) = 0.4 \sim 2.0 & : \text{Plunging Breaker} \end{array} \right\} \quad (2)$$

(規則波に対する値³⁾)

なお、不規則波に対する Surging Breaker あるいは Collapsing Breaker の発生域については従来実験的な検討が加えられていないが、上述の Spilling Breaker と Plunging Breaker の実験結果より、規則波に対する発生域で近似できるものと推察される。Plunging Breaker と Surging Breaker の移行領域は榎木・岩田・小林⁴⁾が指摘したように構造物法面における共振現象と密接な関係があるので実験的にこの2つの砕波型の移行領域を明らかにしておく必要がある。ところで、Weisharら⁵⁾は砕波の現地観測を行い砕波型の分類を行っている。Spilling Breaker については、 H_b/gST_b^2 あるいは ξ_b 全域に亘り生起することを指摘している。この室内実験と現地実測の差異は、現地海岸と室内実験における底面地形と来襲波の差異と風の有無による所が大きいと推定されるが、この点について検討の余地が残されている。なお、既述の“規則波的砕波”と“追いつき砕波”は Spilling Breaker と Plunging Breaker の両砕波型に認められること、また、Spilling Breaker と Plunging Breaker の移行領域は二つの異なった波の定義法 (ゼロ・アップクロス法とゼロ・ダウンクロス法) によりほとんど変化しないこと⁶⁾を付け加えておきたい。

2.2 砕波限界の近似的表示式

不規則波の砕波現象は複雑であり，砕波限界の理論式がないので，今ままで規則波に対して提案された砕波限界式をそのまま，あるいは若干修正して，不規則波に対する砕波限界の近似表示式として使用している。今ままで使用されてきた近似表示式の主たるものを列挙しておく。

$$H_b/L_b = 0.14 \tanh \left[\frac{\gamma}{0.88} \cdot \frac{2\pi h}{L} \right], \quad \gamma \leq 1 \quad (3)$$

$$H_b/L_b = (0.362S + 0.115) \tanh \left[\frac{2\pi(h + \bar{\eta})}{L} \right], \quad (4)$$

$$H_b/L_0 = A \left[1 - \exp \left\{ -1.5\pi \left(\frac{h}{L_0} \right) (1 + 15S^{4/3}) \right\} \right], \quad (5)$$

$$H_b/H_0 = 0.76 S^{1/7} (H_0/L_0)^{-1/4}, \quad (6)$$

$$H_b/H_0 = S^{1/5} (H_0/L_0)^{-1/4}, \quad (7)$$

$$H_b/h_b = 0.72 + 5.6S, \quad (8)$$

$$H_b/h_b = 0.63. \quad (9)$$

式(3)は Battjes⁷⁾, Battjes・Janssen⁸⁾，らにより使用されたもので，比例定数 $\gamma = 0.88$ の場合は Miche の式⁹⁾ となる。式(4)は Miche の式を修正した 椎木・岩田¹⁰⁾ の式であり，Miche の式よりは実験値との対応性はよい。式(5)は合田¹¹⁾ により提案された式で，我が国でよく用いられている。式中の A は規則波に対して $A = 0.17$ であるが，図-5 に示すように，実験値は $A = 0.17$ に対する式(5)より一般に小さく，不規則波に対して $A = 0.16$ ¹²⁾，あるいは $A = 0.13$ ¹³⁾ などの小さい値の方が実験値との対応性がよいと指摘されている。式(6)¹⁴⁾ を Collins¹⁵⁾，式(7)¹⁶⁾ を水口¹⁷⁾ が使用している。式(6)は椎木・岩田⁶⁾ の実験によると実験値より大きな値を与え，図-6 によると，式(10)の方が実験値とよく一致する。なお，式(10)の

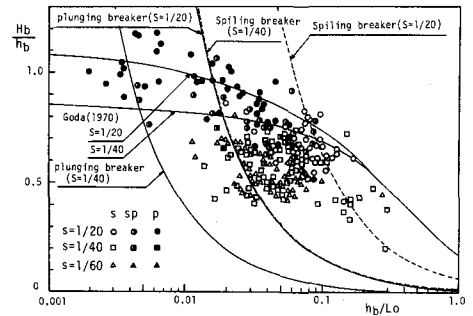


図-5 H_b/h_b と h_b/L_0 の関係
(椎木・岩田・石井)

$$\left. \begin{aligned} \frac{H_b}{H_0} &= 0.65 S^{1/7} (H_0/L_0)^{-1/4} + 0.32 \\ &\quad (0.9 < S^{1/7} (H_0/L_0)^{-1/4} < 3.8) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

H_0 と L_0 （あるいは T ）は H_b と T_b より微小振幅波理論より逆算して求められている。式(8)は Collins¹⁵⁾が用いている。式(9)は郭・郭¹⁸⁾により使用された。郭・郭は $H_b/h_b = 0.78$ の Mc Cowan¹⁹⁾ の孤立波の砕波限界は不規則波に対してそのまま使用できないとして実験値を整理して式(9)を提案した。筆者の実験によれば、 H_b/h_b は Plunging Breaker の方が Spilling Breaker より大きいこと（表－1 参照）、水底勾配 S が大きいほど（ $1/60 < S < 1/15$ の範囲）大きくなることが認められる。

表－1 より砕波型に関係なく H_b/h_b と S との関係を大阻に直線近似すると、式(11)をうる（図－7 参照）。

$$\frac{H_b}{h_b} = 0.53 + 2.7 S \quad (11)$$

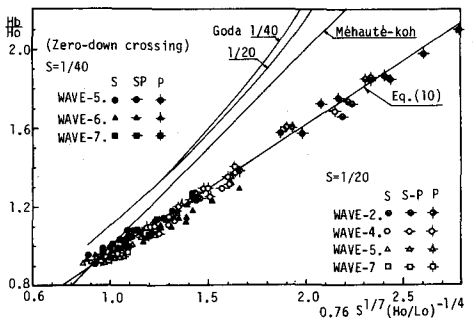
($1/60 < S < 1/15$)

Weishar らは現地風浪の砕波波高 H_b は規則波に対して提案された Komar ら²⁰⁾の式(12)で予測できることを指摘した。彼らは、実測値の H_b と T_b を基にして、 $T_b = T$ と仮定し、未知量 H_0 を微小振幅波理論を用いて H_b より逆算した。式(12)は微小振幅波のエネルギー・

$$H_b = 0.39 g^{1/5} (H_0^2 T)^{2/5} \quad (12)$$

フラックス保存則より誘導されているので、Weishar らの H_0 の推算法を用いる限り実験値との対応性はよい。同様のことは室内実験の不規則波についてもいえる⁶⁾。したがって、式(12)（式(10)についても同様）の使用に際しては、 H_0 と L_0 を既知の H_b と T_b より微小振幅波理論を用いて算定することの妥当性を別途明らかにしておく必要がある。

ところで、図－5～図－7 によると、実験値は一般に規則波に対して提案された砕波限界式より小さい。このことは、波別解析された不規則波の個々の波はそれと同一の周期と波高を持つ波より砕け易いことを示している。これは、規則波と不規則波の砕波機構の差異に帰因すると考えられるが、既述したように“追いつき砕波”の Type－2 の場合は波長あるいは周期が見かけ上長くなるという波別解析手法の問題点も含まれている。したがって、規則波の砕波限界式を不規則波に対する近似表示法として使用する場合はこういった点に留意しておかなければならない。また、図中の実験値は全て

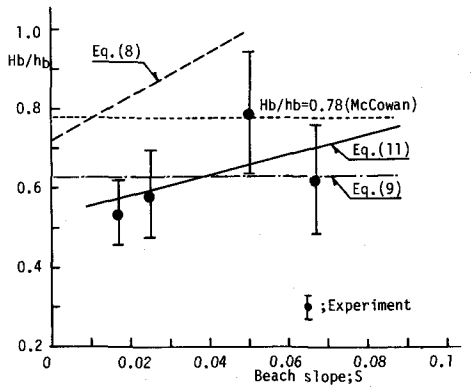


図－6 無次元砕波波高 H_b/H_0 （樺木・岩田）

表－1 H_b/h_b に及ぼす水底勾配と砕波型の効果

海底勾配	砕波型	H_b/h_b	標準偏差	データ数
$S = 1/15$	(Spilling)	(0.447)	(±0.447)	(3)
	Plunging	0.620	±0.139	58
$S = 1/20$	Spilling	0.671	±0.094	35
	Plunging	0.914	±0.129	52
$S = 1/40$	Spilling	0.583	±0.112	83
$S = 1/60$	Spilling	0.538	±0.080	57

ゼロ・ダウンクロス法による波、()：参考資料。



図－7 相対砕波波高 H_b/h_b

ゼロ・ダウncross法で波別解析された値である。個々の波をゼロ・ダウncross法で定義したのは、ゼロ・アップcross法で定義するより実験値のちらばりが少ないこと、⁶⁾ 砕波瞬時は波峰前面の波谷部が波峰背後の波谷より物理的に重要なこと、などの理由による。

2.3 浅水・砕波変形モデル

1) 概 説

斜面上への不規則波のそ上、あるいは本小論では取扱わない構造物法面のような急斜面への不規

表－2 浅水砕波変形の計算モデル

著 者	沖波条件	浅水変形	砕波限界	砕波後の波高変化	砕波後の周期変化	サーフ・ビート
Collins	波高 Rayleigh分布	Airyの線型理論	Eq. (6) Eq. (8)	砕波限界波高の保持	考慮しない	考慮しない
Battjes	〃	〃	Eq. (3)	〃	〃	〃
郭・郭	〃	〃	Eq. (9)	残存波の確率密度に比例して再配分	〃	〃
合 田	〃	首藤 ²⁶⁾ の非線型理論	Eq. (5)	〃	〃	考慮する
榎木・岩田	波高と周期 Weibull分布	Airyの線型理論	Eq. (4) Eq. (5)	〃	残存波の確率密度に比例して再配分	考慮しない
Battjes・Janssen	波高 Rayleigh分布	〃	Eq. (3)	Bore Model ²⁷⁾	考慮しない	〃
菅原・山本	〃	首藤の非線型理論	ほぼEq.(5)に等しい	規則波の波高減衰実験値 ²⁸⁾	〃	考慮する
水口・松田	現地実測波	〃	Eq. (7)	水口・辻岡・堀川 ²⁹⁾ モデル	〃	考慮しない
岩垣・間瀬	室内実験波	〃	Eq.(5) (A=0.16)	修正 Bore Model	〃	〃

則波の打ち上げを論議する場合、不規則波の浅水・砕波変形にともなう波高と周期の結合分布と平均水位の変化を正確に予測しなければならない。不規則波の浅水・砕波変形を最初に計算したのは Collins¹⁵⁾ (1970) であろう。その後、Battjes⁷⁾、郭・郭¹⁸⁾、合田、菅原・山本²¹⁾、榎木・岩田ら、Battjes・Janssen、水口・松田、榎木・岩田²²⁾、岩垣・間瀬ら、岩田・福与²³⁾ がそれぞれのモデルを提案している。

表－2に示すように、Collins、Battjes、Battjes・Janssen は深海域で波高が Rayleigh 分布する波を与えて、浅海域で波が砕波限界を越えると砕け、砕波後は砕波限界波高を保持するとしたモデルを提案した。彼らは浅水変形として Airy の微小振幅波理論²⁴⁾ を使用した。こういったモデルによると砕波後の波高分布は限界波高に集中する切り立った分布となり実験事実と一致しないこと、また周期の変化は充分論議できない、などの欠点がある。

郭・郭、合田、榎木・岩田らは、砕波後砕波した波は残存波の確率分布に比例して再生されるというモデルを提案した。合田は選択砕波の概念を導入した。なお、合田モデルについては既に過去の本水工学シリーズ²⁵⁾ で紹介されている。こういった手法では、波高変化を空間的に連続な現象として充分取扱えない欠点がある。

一方、菅原・山本、水口・松田、岩垣・間瀬らは規則波の浅水・砕波変形による波高変化が不規則波群中の個々の波に対して適用されると仮定し、単一規則波の波高変化を求める計算モデルを使

用して不規則波の波高変化を求めている。なお、水口らは“主要な波”に対して用いた。こういったモデルは周期の分布は深海から汀線まで不変という大前提に立っている。また、波高分布については汀線に近づくにつれて、実験事実とは異なって、鋭い分布^{12), 23)}となる。後者の原因としては、砕波限界式の近似の悪さ、周期が短かく波高の小さい波は汀線近傍で浅水変形により波高が増大し砕波により減衰した周期の長い波の波高とはほぼ等しくなること²³⁾などが挙げられる。

このように、不規則波の浅水・砕波変形モデルが種々提案されているが、それぞれ一長一短がある。このうち、波高の統計量（平均波高、有義波高、1/10最大波高）の変化については、波形勾配の小さな波（有義波換算）を除くと、かなり定量的に実験事実を説明するようになってきている。しかし、斜面上への不規則波のそ上を支配する重要な要素の波高と周期の結合分布については、精度高く予測する手法は開発されていなく、今後課題を残している。斜面上への不規則波のそ上を支配する他の重要な量として平均水位変動がある。以下、平均水位変動について説明する。

2) 平均水位の変動

表-2に示したモデルでは、特別な場合を除き、平均水位変動を計算することになっている。提案された計算手法^{10), 11), 21), 23)}より計算される平均水位変動 $\bar{\eta}$ の特性を総合するとつぎのことがいえる（なお、平均水位変動 $\bar{\eta}$ の算出法については後述する）。(1)水底勾配が急になるにつれて、水位下降（set-down）後の水位上昇（set-up）は大きく、汀線近傍における平均水位の上昇量は大きい、(2)波形勾配の小さな波ほど砕波帯外側での水位下降および汀線近傍の水位上昇は著るしく大きい、(3)汀線における沖波波高で無次元化した平均水位上昇高 $\bar{\eta}_s/\bar{H}_0$ は水底勾配が急なほど、また沖波波形勾配が小さいほど大きい。

計算値と実験値をつき合わせて詳細に論議した研究は少ないが、計算値は図-8や図-9に示すように定性的には充分一致することが報告されている^{7), 8), 10), 23)}。むろん、提案されたモデルは多くの仮定に立脚しているため計算値と実験値には差異がある。今後、更にモデルの改良が望まれるが、表-2のモデルの中で、実験定数を適正に与えると計算値と実験値の対応性が極めてよいモデルとして Battjes・Janssen のモデルがある。同モデルは平均水位変動 $\bar{\eta}$ のみならず H_{rms} 波高（rms 波高）も極めて精度高く推算するので、紹介しておこう。

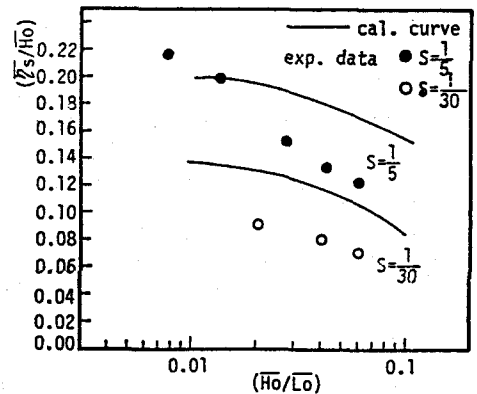


図-8 $\bar{\eta}_s/\bar{H}_0$ と $\bar{H}_0/\bar{L}_0$ の関係
（樫木・岩田・東）
（ $\bar{H}_0/\bar{L}_0$ ：沖波平均波の
波形勾配）

3) Battjes・Janssen のモデル

規則波に対して用いられてきたエネルギー平衡式（式(13)）と運動量平衡式（式(14)）を不規則波に拡張して浅水・砕波変形にともなう H_{rms} （自乗平均平方根波高；rms 波高）と平均水位変動 $\bar{\eta}$ を

求めようとするものである。

エネルギー平衡式：

$$\frac{\partial \bar{P}_x}{\partial x} + \bar{D} = 0 \quad (13)$$

運動量平衡式：

$$\frac{d S_{xx}}{dx} + \rho g (h + \bar{\eta}) \frac{d \bar{\eta}}{dx} = 0 \quad (14)$$

ただし、 $\bar{P}_x$ ：単位長さ当りの平均エネルギー流束、 x ：水平方向軸、 $\bar{D}$ ：単位面積当り逸散されるエネルギー、 ρ ：流体密度、 S_{xx} は x 方向の Radiation Stress³⁰⁾であり、式(15)で与えられる。なお、式(15)の E は波の単位面積当りのエネルギー、 $k = 2\pi/L$ である。

$$S_{xx} = \left(\frac{1}{2} + \frac{2k(h + \bar{\eta})}{\sinh 2k(h + \bar{\eta})} \right) E \quad (15)$$

波高分布と砕波限界：

Battjes・Janssen は砕波前の波高分布を Rayleigh 分布で与え、砕波した波は限界波高 H_b (式(17))を保持するとして、波高分布関数 $F(H)$ を次式で与えた。

$$\left. \begin{aligned} F(H) &= P_r(\underline{H} < H) = 1 - \exp\left(-\frac{1}{2} H^2 / \hat{H}^2\right) : 0 \leq H \leq H_b \\ &= 1 : H_b < H \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

なお、 $\hat{H}$ は最多値(modal value)であり、 H_b を式(17)(前出の式(3)に対応する)で与える。

$$H_b = 0.88 k^{-1} \tanh(rk(h + \bar{\eta})/0.88) \quad (17)$$

砕波している波の確率 Q_b は式(18)で与えられる。一方、 H_{rms} は式(19)で定義されるので、

$$Q_b = P_r(\underline{H} = H_b) \quad (18)$$

$$H_{rms} = \left[\int_0^\infty H^2 dF(H) \right]^{1/2} \quad (19)$$

Q_b は、式(16)、(18)、(19)より、式(20)に示すように H_b と H_{rms} の関数として表現される。

$$\frac{1 - Q_b}{\ln Q_b} = -\left(\frac{H_{rms}}{H_b} \right)^2 \quad (20)$$

平均エネルギー逸散量：

Battjes・Janssen は砕波後の波のエネルギー逸散を Bore Model を適用して評価した。図-

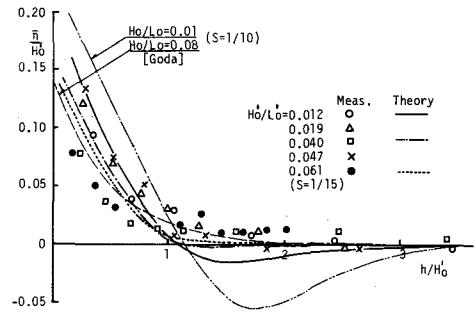


図-9 $\bar{\eta}/H'_0$ と h/H'_0 との関係(H'_0 ：沖波有義波高)

10に示すような Y_1 と Y_2 の水深の異なった一様流を結ぶ Bore の単位幅当りのエネルギー逸散率 $\bar{D}'$ は式(21)で与えられる。

$$\bar{D}' = \frac{1}{4} \rho g (Y_2 - Y_1)^3 \left\{ \frac{g(Y_1 + Y_2)}{2 Y_1 Y_2} \right\}^{1/2} \quad (21)$$

式(21)で、 $Y_2 - Y_1 \cong H$, $(Y_1 + Y_2) \cong 2h$, $Y_1 \cdot Y_2 \cong h^2$ と考えるので、最終的に周波数 f の波に対する単位面積当りの平均エネルギー逸散 $\bar{D}$ は次式のようになる。

$$\bar{D} = \frac{\bar{D}'}{L} = \frac{f \bar{D}'}{C} \sim \frac{f \bar{D}'}{\sqrt{gh}} \sim \frac{1}{4} f \rho g \frac{H^3}{h} \quad (22)$$

なお、式(22)の C は波速である。式(22)は砕波している波に対するものであるから、不規則波に拡張する場合は、式(22)に砕波確率 Q_b を乗ずるとよい。いま、平均周波数 $\bar{f}$ を代表周期とし、 $h = O(H_b)$, $\alpha = O(1)$ の比例定数とすると、式(22)より式(23)をうる。

$$\bar{D} = \frac{\alpha}{4} Q_b \bar{f} \rho g H_b^2 \quad (23)$$

不規則波に対するエネルギー平衡式と運動量平衡式：

式(23)に、式(23)を代入し、 $P_x = C_g E$ (C_g : 群速度)に対する表示式として微小振幅波理論 (波高 H_{rms} , 周波数 $\bar{f}$) を用いるとエネルギー平衡式(24)をうる。

$$\frac{\partial (E C_g)}{\partial x} + \frac{\alpha}{4} Q_b \bar{f} \rho g H_b^2 = 0 \quad (24)$$

但し、

$$\left. \begin{aligned} E &= \frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 \\ C_g &= \left[\frac{2\pi \bar{f}}{k} \left(\frac{1}{2} + \frac{k(h + \bar{\eta})}{\sinh 2k(h + \bar{\eta})} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

水深 $h(x)$, 入射波の特性及び γ と α が設定されると、式(24)と(25)より、 $H_{rms}(x)$ が求まる。

同様に、式(14), (15), (24)と(25)より、運動量平衡式として次式をうる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dS_{xx}}{dx} + \rho g (h + \bar{\eta}) \frac{d\bar{\eta}}{dx} &= 0 \\ S_{xx} &= \left(\frac{1}{2} + \frac{2k(h + \bar{\eta})}{\sinh 2k(h + \bar{\eta})} \right) \cdot \frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

$\bar{\eta}$ の計算に際しては深海域で $\bar{\eta} = 0$ として計算を開始する。

図-11に計算値と実験値の比較の一例が示されている。 α と γ を適正に与えると、 H_{rms} と $\bar{\eta}$ はこのモデルで精度高く予測されることが判明する。Battjes・Janssen は $\gamma = 0.8$ と固定し、実験値と

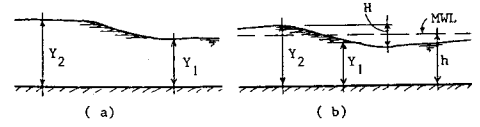


図-10 Boreモデル(Battjes・Janssen)

最も一致するように α の値を決めている。なお、図中で、 $\tilde{\eta} = \bar{\eta} / H_{rms0}$, $\tilde{d} = h / H_{rms0}$, H_{rms0} は沖波の H_{rms} 波高である。

3. 不規則波のそ上

3.1 線型予測モデルと問題点

既に不規則波の浅水砕波変形モデルで述べたように、不規則波の浅水・砕波変形を考慮してそ上高さやそ上周期分布などを精度高く予測する手法は開発されていない。

工学的な立場からいえば、沖波が与えられると途中の波の変形計算をすることなく直ちにそ上特性が算定できれば極めて便利である。従来のそ上高さの推算手法はこの工学的見地に基いている。最初にそ上高さの分布の算定手法を提案したのは Saville³¹⁾ であろう。その後、首藤³²⁾, Battjes³³⁾ 榎木・岩田³⁴⁾ らが斜面上への不規則波のそ上高さの分布を求めるモデルを提案している。

Battjes は(1)沖波の波高と波長の確率密度は2変数 Rayleigh 分布で与えられる, (2)沖波の波別解析された個々の波は同じ波高と周期を持つ規則波と同じそ上高さを示す, (3)規則波のそ上高さは, Huntの³⁵⁾ 式で与えられる, と仮定し, 平均そ上高さ $\bar{R}$ で無次元化されたそ上高さ $R/\bar{R}$ の確率密度関数 $P(R/\bar{R})$ を式(27)で与えた。

$$P(R/\bar{R}) = 1 - e I_0(\theta e) K_1(e) - \theta e I_1(\theta e) K_0(e)$$

$$\text{但し, } e = (\pi/2) \{ (R/\bar{R})^2 / (1 - \theta^2) \},$$

$$\theta^2 \cong \rho^* / a - \frac{1}{16} (\rho^{*2} / a^2) - \frac{1}{128} (\rho^{*3} / a^3), \quad (27)$$

$$a = \pi / (16 - 4\pi),$$

$$\rho^* = \{ E(\theta) - \frac{1}{2} (1 - \theta^2) K(\theta) - \pi/4 \} / (1 - \frac{\pi}{4}),$$

ρ^* : (波高と波長の相関係数)

なお、式(27)で、 $E(\theta)$: 第2種完全楕円積分, $K(\theta)$: 第1種完全楕円積分, I_0 : 0次第1種変形ベッセル関数, I_1 : 1次第1種ベッセル関数, K_0 : 0次第3種変形ベッセル関数, K_1 : 1次第3種ベッセル関数である。

榎木・岩田・森野は、(1)沖波の波高と周期は統計的に独立な2変数ワイブル分布で与えられる, (2)

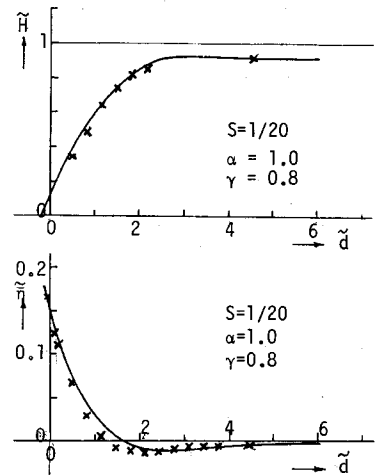


図-11 計算値と実験値の比較
(Battjes・Janssen)

沖波の波別解析された個々の波は同じ波高と周期を持つ規則波と同じそ上高さを示す、(3)規則波のそ上高さは樫木らの実験式で与えられる、として無次元そ上高さ $R^* = R/a(S) H_{rms0}^{1/2} T^{b(S)}$ の分布式 $P(R^*)$ を式 (28) で与えた。

$$P(R^*) = \int_0^{R^*} k_1(R^*) \int_0^\infty k_2(t) dt$$

$$\text{但し, } k_1(R^*) = 4 A_T \cdot m_T \cdot R^{*3}, \quad k_2(t) = t^{\varepsilon_1} \cdot \exp(\varepsilon_2),$$

$$\varepsilon_1 = m_T - 1 - 8b(S), \quad \varepsilon_2 = -t^{8b(S)} \cdot R^{*4} - A_T \cdot t^{m_T},$$

$$A_T = \Gamma\left(\frac{m_T+2}{m_T}\right)^{m_T/2}, \quad a(S) = P(S) \cdot h^{0(S)} \cdot (g/2\pi)^{4(S)}, \quad (28)$$

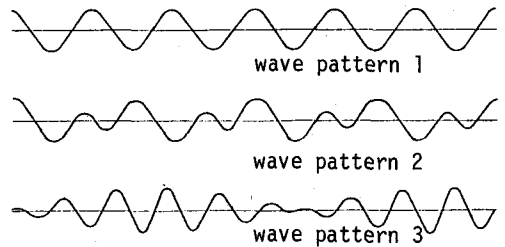
$$b(S) = 0.5 - Q(S), \quad Q(S) = 5.85 \times 10^{-3} \cdot S^{-1.246} \quad (\text{for } S = 1/10 \sim 1/40)$$

$$= -0.421 \quad (\text{for } S = 1/5),$$

$$P(S) = 4.56 \times 10^{-2} \cdot S^{-0.133} \quad (\text{for } 1/5 < S < 1/40)$$

なお、式 (28) は波高がレーリー分布するとして誘導されたもので、 h は斜面の法先水深、 A_T と m_T は周期をワイブル分布で与えるときの尺度と形状の係数、 $\Gamma(\cdot)$ はガンマー関数である。

さて、式 (27) と式 (28) は沖波の与え方、規則波のそ上高さ算定式に差異はあるが、基本的には波別解析された不規則波の個々の波が同じ波高と周期を持つ規則波と同じそ上高さを示すという発想に立脚している。つまり、Surf Zone および Swash Zone における波相互の非線型な干渉が考慮されていないということである。こういった意味で線型的な取扱 (モデル) とみなすことができる。これは、上述の全てのモデルについていえる。



近年、波の群 (Wave Grouping) の概念が工学的に重要視されるようになってきている。Burcharth³⁶⁾

図-12 発生波の種類 (Burcharth)

はそ上高さに及ぼす Wave Grouping の効果について実験的に検討を加えた。彼は図-12に示す3種類の波を用いて $S = 1/5.4$ の斜面への波のそ上高さ (Run-Up と Run-Down) を計測した。その結果、規則波 (Wave Pattern 1) よりも、Grouping が認められる Wave Pattern 2 のそ上高さが一般に大きく (図-13参照)、 $0.5 < \xi < 1.5$ の範囲では Hunt の式 (29) よりむしろ式 (30) で無次元そ上高が与えられることを指摘した。なお、 $\xi = T\sqrt{(g/2\pi H)} \cdot S$, H は斜面法先での入射波

$$Ru/H = 1.0 \xi \quad (29)$$

$$Ru/H = 1.65 \xi \quad (30)$$

高である。彼は Wave Pattern 2 のそ上波が一番大きくなる理由として、“最も波高の大きい波の先行波の波高は Wave Pattern 2 が一番小さく、したがって、大きな波は小さなもどり流れ (Backwash) のみに逆らってそ上するため”と説明している。彼はそ上波の周期に全く触れていないが、筆者の実験によると、図-14(a)に一例として示されているように、Wave Pattern 2 の波のそ上波の周期は発生波の Beat の周期に等しくなる場合が多い。また、典型的な Wave Grouping を与える

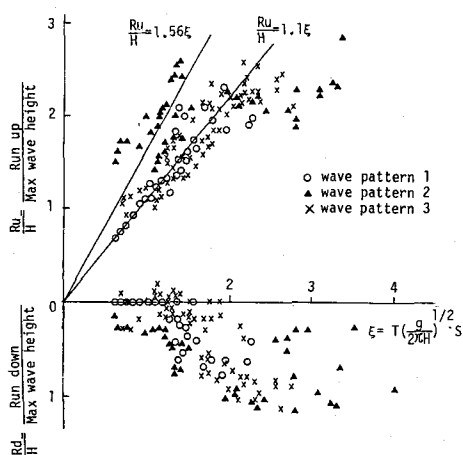


図-13 Run-upとRun-down (Burcharth)

Wave Pattern 3

の Beat Wave

についても最大

そ上高さを示す

そ上波の周期は

発生波の個々の

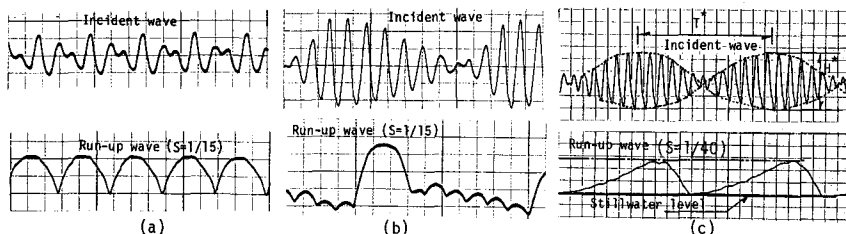


図-14 緩斜面上におけるそ上波の時間波形

波の周期より長くなり (図-14(b)(c)参照), 斜面勾配が緩やかになるにつれて, そ上波の周期は発生波の Beat 周期に等しくなる頻度は高くなる。

不規則波は狭帯域の周波数帯より構成されているので, 水面波形は, 上述の Wave Pattern 3 ほど明確ではないが, Beat 状を呈す。したがって, 従来の線型予測モデルによる不規則波のそ上高さの算定式については適用範囲があると考えられる。

3.2 非線型予測モデルの試み

従来の提案式より精度高い推算手法を確立するには, Surf-Zone と Swash-Zone における波相互の非線型干渉を正確に評価し定式化しなければならない。ここではまず, 筆者らの実験で得られた知見を示し, ついでそ上高さとそ上周期の新しい算定式の試みについて述べる。

(1) そ上波のパワー・スペクトル

図-15に示されているように, そ上波のパワー・スペクトルは入射波のパワー・スペクトルより

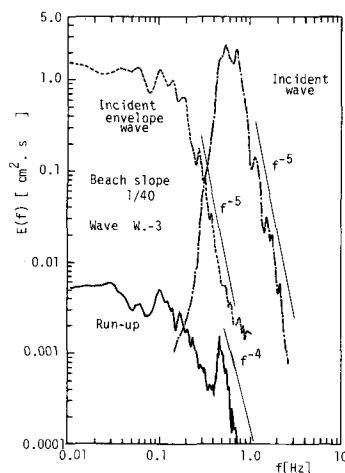


図-15 そ上波のパワー・スペクトル (岩田・樫木・信田)

低周波数帯にエネルギーが集中する。これは、(1)入射波の卓越周波数成分波が斜面上で砕け、その結果エネルギーが著るしく減衰する、(2) Surf-Zone において波の非線型干渉により長周期成分が増幅される、(3) Swash-Zone における波の相互干渉、つまり波高の大きいそ上波が先行する小さいそ上波をのみ込んだり、あるいは小さなそ上波が先行する大きなひき波 (Backwash) に打ち消されて長周期成分が形成される、などに起因する。この低周波数域のそ上波のパワー・スペクトルは、図-15に示すように、入射波の包絡波形のパワー・スペクトル形状に類似しているとみなしうる。このことは、非線型干渉により生じる長周期成分波は沖波入射波の包絡波形を解析することによりある程度推測できることを示唆している。また、そ上波のパワー・スペクトルは高周波数域に卓越したピークを示す場合が多く、この傾向は沖波の波形勾配 H_0'/L_0' (有義波換算) が小さいほどはつきり認められる (図-16 参照)。この高周波数域のピーク周波数は沖波の水位変動のパワー・スペクトルの卓越成分波にはほぼ対応する (図-15 参照)。このことより、そ上波のパワー・スペクトル構造は入射波の水位変動とその包絡波形のパワー・スペクトルに対応する成分よりほぼ構築されると推察される。ところで、そ上波の高周波数域のパワー・スペクトルの勾配は“ -4 乗”に比例する場合が多く、Sutherland³⁸⁾らのモデルと一致するが、水底勾配が緩やかになるにつれて“ -4 乗則”からずれてくる (図-15、図-16 参照)。

(2) そ上波の周期分布

そ上波の周期は越波流量などを支配する要因の一つであるから、その分布特性を明らかにしておく必要がある。そ上波の周期とそ上高さの分布を論議する場合、そ上波の定義を明確にしておかなければならない。今まで、堤防法面のような急斜面の場合はそ上波は主にゼロ・アップクロス法で定義されている³⁹⁾。一方、緩斜面ではクレスト・ツウ・クレスト法³⁴⁾あるいはゼロ・アップクロス法³⁷⁾で定義されている。ゼロ・アップクロス法は客観的な定義法であるが、Beat 成分をとらえ易く必ずしもそ上波一波一波を定義できないくらいがある。一方、クレスト・ツウ・クレスト法では小さなそ上波と乱れの区別がつきにくく主観が入り易いが、ゼロ・アップクロス法よりそ上波一波一波をとらえ易い定義法である。ゼロ・アップクロス法により定義されたそ上波の特性の予測手法を筆者ら³⁷⁾は提案している。本小論では、ク

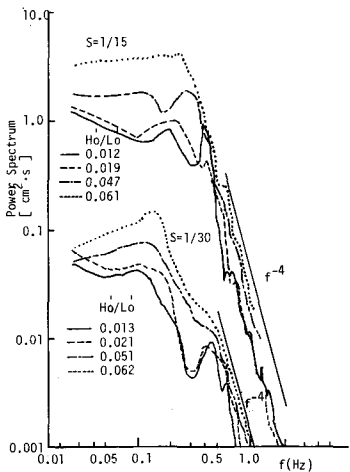


図-16 そ上波のパワー・スペクトル

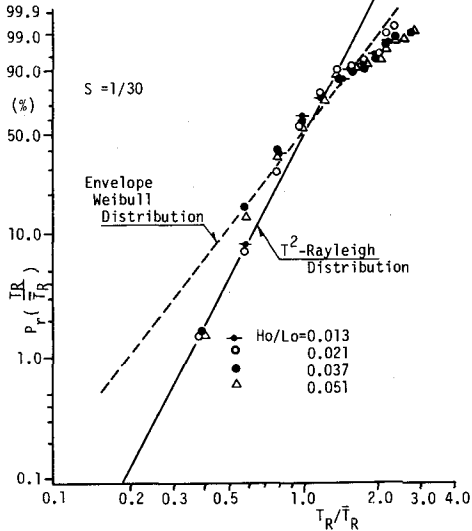


図-17 そ上波の周期分布

レスト・ツウ・クレスト法でそ上波を定義することとする。

そ上波の周期は Surf - Zone と Swash - Zone における波の非線干渉のため、沖波の周期より周期の長い成分を多く含む。そして、そ上波の周期分布は、図-17に示されているように、長周期部分では沖波の周期分布 (T^2 -Rayleigh 分布) (図中実線) と異なり、沖波の包絡波の周期分布 (図中破線) に類似する。そこで、筆者ら³⁷⁾ が既に試みたように、そ上波の周期分布の確率密度関数 $P_{rR}(T_R)$ を沖波 (incident wave) とその包絡波 (envelope wave) のおのの周期の確率密度関数 $P_{rI}(T_R)$ と $P_{rE}(T_R)$ の混合確率密度として表現する。 $P_{rI}(T_R)$ と $P_{rE}(T_R)$ に対して確立された理論式がないのでワイブル確率密度関数を用いると、 $P_{rR}(T_R)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 P_{rR}(T_R) &= \alpha P_{rI}(T_R) + \beta P_{rE}(T_R) \\
 &= \alpha \left\{ \frac{m_{I1}}{n_{I1}} T_R^{m_{I1}-1} \exp\left(-\frac{1}{n_{I1}} T_R^{m_{I1}}\right) \right\} \\
 &\quad + \beta \left\{ \frac{m_{E1}}{n_{E1}} T_R^{m_{E1}-1} \exp\left(-\frac{1}{n_{E1}} T_R^{m_{E1}}\right) \right\},
 \end{aligned} \tag{31}$$

$$\alpha + \beta = 1$$

式 (31) で、 n と m はおのの尺度と形状のパラメーター、 α と β は重み、下付添字 I と E はおのの入射波と包絡波に関する量である。式 (31) で計算される周期分布は、図-18に一例として示されているように、実験値との対応性は比較的よい。したがって、式 (31) で周期の分布の概略は推算できると考えてよさそうである。重みの α と β は実験値と計算値が best fit するよう決めたものであって、 β は水底勾配が緩やかになるほど、また沖波の波形勾配が大きいくほど大きくなる事が判明しているが理論的に決定するまでに至っていない。

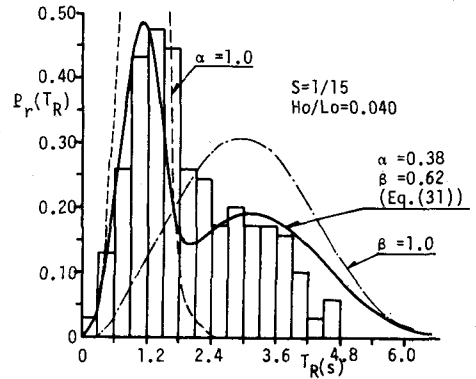


図-18 そ上波の周期分布の計算値と実験値の比較

(3) そ上高さの分布

従来の線型予測モデルでは無次元化されたそ上高さの分布 (例えば $R/\bar{R}$ の分布; $\bar{R}$ は平均そ上高さ) は精度高く推算される。^{33), 34)} このうち、例えば $\bar{R}$ の値そのものについては図-19に示すように計算値 (図中●, ■印) と実験値とにひらきが認められる場合がある。

そこで、そ上高さの確率密度関数 $P_{rR}(R)$ についても、上述のそ上周期の場合と同様、沖波の水位変動とその包絡波形に対しおののゼロ・アップクロス法とクレスト・ツウ・クレスト法で定義された波に対するそ上高さの確率密度関数 $P_{rI}(R)$ と $P_{rE}(R)$ の混合確率密度関数として与えら

れるものとする。つまり、

$$Pr_R(R) = \alpha Pr_I(R) + \beta Pr_E(R) \quad (32)$$

なお、 α と β は式(31)で定義される値である。

$Pr_E(R)$ は包絡波の個々の波のそ上高さの確率密度関数である。本論では、包絡波をクレスト・ツウ・クレスト法で波別解析し、波別解析された包絡波のそ上高さは、包絡波と同じ波高と周期をもつ Beat Wave (図-12の Wave Pattern 3) のそ上高さで与えられるものとする。いま、一例として $S = 1/15$ の場合について考えてみる。この Beat Wave (波高 H^* 、周期 T^* ; (図-14(c)参照)) の無次元そ上高さ R/H^* は図-20に示すように式(33)で近似できるものとする。

$$\left. \begin{aligned} R/H^* &= S/\sqrt{H^0/L^0}; H^0/L^0 \geq 0.02, \\ &= 0.45; H^0/L^0 \leq 0.02, \\ H^0/L^0 &= 0.309 \left(\frac{T^*}{T_1} \right)^{2.2} (H^*/L^*) \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

したがって、 $Pr_E(R)$ は式(33)で H^* と T^* に沖波の確率密度関数を与えることにより容易に計算できる。^{(31), (32)}

いま、 $Pr_I(R)$ として式(28)を使って、式(32)で与えられる $Pr_R(R)$ を計算してみると、図-21に示すように、計算値と実験値との対応性のよい場合が比較的多い事が認められた。また、平均そ上高さ $\bar{R}$ についても図-20に示すように線型モデルより実験値に近い値を示している(図中○、□印)。したがって、式(32)によりそ上高さの分布は結構精度高く予測できることは指摘できよう。なお、 $S = 1/30$ のような緩斜面になると、式(32)でそ上高さの分布を精度高く算定できない場合もあり検討の余地は残されている。

また、 $Pr_R(T_R)$ と $Pr_R(R)$ の計算に際しては、 H 、 T 、 T^* と H^* の確率密度関数は全て水理実験からワイブル分布の密度関数として与え、 $T_1 = 1/f_p$ (f_p : 沖波水位変動のピークパワーを与える周波数)とした。また、 $S = 1/30$ の場合の $\bar{R}$ の計算に際しては、実験より式(33)に対応する実験

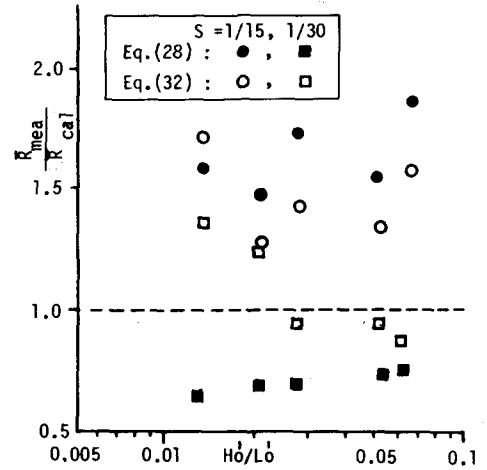


図-19 平均そ上高さの計算値と実験値の比較

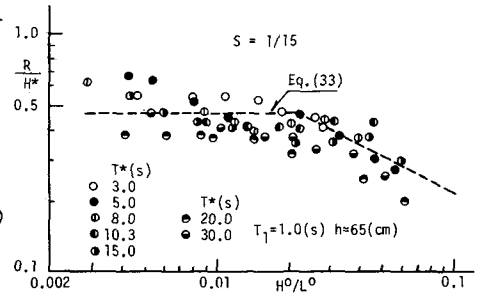


図-20 Beat Waveの無次元そ上高さ

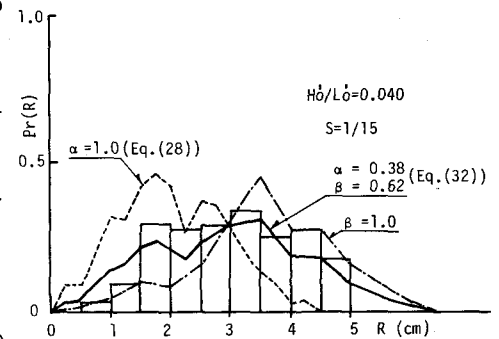


図-21 そ上高さの分布の計算値と実験値の比較の一例

式を設定し、後は $S = 1/15$ の場合と同様の手法で計算した。

4. 結 言

本小論では、緩斜面への不規則波のそ上特性を不規則波の浅水砕波変形過程と関連づけて述べてきた。緩斜面への不規則波のそ上特性を精度高く推算する手法の確立のためには、Surf - Zone と Swash - Zone における波相互の非線型干渉効果を解明し定式化する必要がある。本小論はこういった面での研究の一助となれば望外の喜びとするところである。

参 考 文 献

- 1) 榎木亨：砕波特論，水工学シリーズ 73-B-2，土木学会水理委員会，1973。
- 2) Galvin, C.J. : Breaker Type Classification on Three Laboratory Beaches, Jour. Geophys. Res., 1968, pp. 3651 - 3639.
- 3) Battjes, J. A. : Surf Similarity, Proc. 16th ICCE, Hamburg, ASCE, 1978, pp. 466 - 480.
- 4) 榎木亨・岩田好一朗・小林真：防波堤斜面における共振現象の発生限界と発生確率，第28回海講論文集，1981，pp. 352 - 356。
- 5) Weishar, L.L. and Byrne, R. J. : Field Study of Breaking Wave Characteristics, Proc. 16th ICCE, Hamburg, ASCE, 1978, pp. 487 - 506.
- 6) 榎木亨・岩田好一朗・石井敏之：不規則波の砕波変形に関する実験的研究，第27回海講論文集，1980，pp. 143 - 147。
- 7) Battjes, J. A. : Set-Up due to Irregular Waves, Proc. 13th ICCE, Vancouver, ASCE, 1972, pp. 1993 - 2004.
- 8) Battjes, J. A. and Janssen, J. P. F. M. : Energy Loss and Set-Up due to Breaking of Random Waves, Proc. 16th ICCE, Hamburg, ASCE, 1978, pp. 569 - 587.
- 9) Miche, A. : Mouvements Ondulatoires de la Mer en Profondeur Constante ou Decroissante. Forme limit de la Houle Lors de Som Déferlement : Application aux Digues Marifimes., Ann. Ponts. et Shauses. Tom 114. 1944.
- 10) 榎木亨・岩田好一朗・東俊夫：不規則波による平均水位変動に関する研究，第25回海講論文集，1978，pp. 184 - 188。
- 11) 合田良実：浅海域における波浪の砕波変形，港湾技術研究所報，第14巻，第3号，1975，pp. 59 - 105。
- 12) 岩垣雄一・間瀬肇・田中剛：浅海域における不規則波の波高変化に関する研究，京都大学防災研

究所年報, 第24号, B-2, 昭和56年4月, pp. 1-15.

- 13) 岩垣雄一・木村晃・岸田典史: 斜面上における不規則波の砕波に関する研究, 第24回海講論文
集, 1977, pp. 102-106.
- 14) Méhauté, B. and Koh, R.C.Y.: On the Breaking of Waves arriving at an
Angle to the Shore, Jour. of Hydraulic Research, 5, No. 1, 1967, pp. 67-88.
- 15) Collins, J.I.: Probabilities of Breaking Wave Characteristics, Proc. 12th
ICCE, Washington, D. C., ASCE, 1970, pp. 399-414.
- 16) Sunamura, T. and Horikawa, K.: Two-Dimensional Beach Transformation
due to Waves, Proc. 14th ICCE, Copenhagen, 1974, pp. 920-938.
- 17) 水口優・松田仲次: 現地不規則波浪の浅海変形について, 第27回海講論文集, 1980, pp. 134-
138.
- 18) 郭金棟・郭秀吉: 風波による砕波の波高減衰と波高の確率分布, 第19回海講論文集, 1972,
pp. 137-142.
- 19) Mc Cowan, M.A.: On the Solitary Waves, Phil. Mag. S5, Vol. 38, No. 233, 1894.
- 20) Komar, P.D. and Gaughan, M.K.: Airy Wave Theory and Breaker Height Pre-
diction, Proc. 13th ICCE, Vancouver, ASCE, 1972, pp. 405-418.
- 21) 菅原輝男・山本正昭: 波の浅水変形計算モデル, 第25回海講論文集, 1978, pp. 80-84.
- 22) Sawaragi, T. and Iwata, K.: Experimental Study on Irregular Wave Deform-
ation due to Depth-controlled Wave Breaking, Proc. International Symposium
on Hydrodynamics in Ocean Engineering, 1981, pp. 166-182.
- 23) 岩田好一朗・福与弘志: 斜面上におけるゼロ・アップクロス・スペクトルの変形, 第29回海講
論文集(投稿中).
- 24) たとえば, 水理公式集, 土木学会, 1974, pp. 73-80.
- 25) 沼田淳: 透過性構造物設計上の諸問題, 水工学シリーズ 79-B-8, 土木学会水理委員会, 1979.
- 26) 首藤伸夫: 非線型長波の変形-水路幅, 水深の変化する場合-, 第21回海講論文集, 1974, pp.
57-63.
- 27) Méhauté, B.: On Non-saturated Breakers on a Beach and the Wave Run-
Up, Proc. 8th ICCE, Mexico, ASCE, 1962, pp. 77-92.
- 28) 佐々木幹夫・佐伯浩: 砕波後の波の変形に関する実験的研究(2), 第21回海講論文集, 1974, pp.
39-44.
- 29) 水口優・辻岡和男・堀川清司: 砕波後の波高変化についての一考察, 第25回海講論文集, 1978,
pp. 155-159.
- 30) Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R.W.: Radiation Stress and Mass

- Transport in Gravity Waves, with Application to "Surf Beat", Jour. Fluid Mech., Vol. 13, 1962, pp. 481 - 504.
- 31) Saville, T. Jr. : An Approximation of the Wave Run-Up Frequency Distribution, Proc. 8th ICCE, Mexico, ASCE, 1963, pp. 48 - 59.
- 32) 首藤伸夫 : 有義波とうちあげ高の関係, 土木研究所報告, 第126号, 1965.
- 33) Battjes, J. A. : Run-Up Distributions of Waves Breaking on Slopes, Proc. ASCE, 97 WW1, 1971, pp. 91 - 113.
- 34) 榎木亨・岩田好一朗・森野彰夫 : 緩斜面上への波の遡上特性について, 第23回海講論文集, 1976, pp. 164 - 169.
- 35) Hunt, I. A. : Design of Seawalls and Breakwaters, ASCE, Vol. 85, No. WW3, Proc. Paper 2172, 1959, pp. 123 - 152.
- 36) Burcharth, H. F. : The Effect of Wave Grouping on On-Shore Structures, Coastal Engineering, 2, 1979, pp. 189 - 199.
- 37) 岩田好一朗・榎木亨・信田亘 : 緩斜面上における不規則波の遡上高さと遡上周期, 第28回海講論文集, 1981, pp. 330 - 334.
- 38) Sutherland, A. J., Sharma, J. N. and Shemdin, O. H. : Wave Run-Up on a Simulated Beach, Proc. 15th ICCE, Honolulu, Hawaii, ASCE, 1976, pp. 152 - 165.
- 39) 橋本宏 : 越波とはい上り, 水工学シリーズ 72-B-2, 土木学会水理委員会, 1972.