

不規則波浪変形計算における段階的砕波係数の導入について (Ver. 5)^a

USE OF GRADATIONAL BREAKER INDEX IN COMPUTATION OF RANDOM WAVE TRANSFORMATIONS IN SHALLOW WATER (Ver. 4)

合田良実
Yoshimi GODA

フェロー 工博 横浜国立大学名誉教授 (株)エコー (〒110-0014 東京都台東区北上野 2-6-4)
Fellow of JSCE, Dr.Eng., ECOH Corp.

A new system of gradational breaker index, the value of which decreases as the wave height relative to the largest height becomes small, is introduced to facilitate the computation of random wave transformations in shallow water. The parabolic equation is used to compute shoaling, refraction, and diffraction of directional spectral waves. Computation is made with multiple levels of wave heights under the Rayleigh distribution for multiple components of directional spectrum, which are derived by the single summation method. The process of wave decay and reformation in the trough area of a barred beach and on a horizontal shelf is simulated with a secondary gradational breaker index, the constants of which are assigned the values different from those for the slope with positive inclination. Wave decay by bottom friction is also incorporated in the numerical model.

The new system succeeds in reproducing the random wave breaking diagrams by Goda (1975), and shows good agreements with various experimental results on wave transformations over horizontal shelves, bar and trough topographies, elliptical shoal, and lateral and longitudinal reef systems. It also yields numerical prediction in good agreement with several field measurements of wave heights across the surf zone

Key Words: random waves, wave breaking, partial breaking indices, wave breaking diagrams, horizontal step, reef, elliptical shoal

1. まえがき

不規則波の変形計算においては、砕波の取扱が大きな課題である。たとえば間瀬¹⁾が紹介するように、平地地形場での不規則波浪変形計算にはエネルギー平衡方程式をはじめとして多様な手法が用いられている。これらは基本的に非砕波を前提としたものであり、砕波による減衰については種々の経験的係数を導入して計算を行っているものの、それらの妥当性について十分に吟味されてきたとはいえない。

砕波の取扱がむずかしいのは、大規模渦の発生によるエネルギー消散の過程が非常に複雑であって、その数学的取扱が不可能に近いためである。また、波浪が不規則であるため、砕波の様相が1波毎に異なることも問題をむずかしくしている。

浅海域における不規則波浪の砕波変形を扱う際には、実際の海岸で観察され、あるいは要求される以下の5条件を満たすことが求められる。

- 1) どの水深においても波高の確率密度関数が滑らかに変化する形状を保つこと。
- 2) 波高分布が沖合および汀線近傍ではほぼレーリー分布に近く、砕波帯の中央付近ではこれよりも狭い分布形状であること。
- 3) 初期水深ゼロの汀線においても有限な波高値を保持すること。
- 4) 海底勾配が複雑に変化する地形においても合理的な波高値を算出できること。
- 5) バーなどで砕波したあとトラフを進行する途中でも、ある距離の間は減衰が続く過程を取り込む。

現状においては、上記の5条件をすべて満たす算

^a 2003年4月18日付けのVer. 4版からは、式(4)における定数 α_b を0.125の一定値から、海底勾配に依存する関数として与えるように変更した。これは本論文の最後に記載している。ただし、これによる変化をすべての図について提示することは避け、新方式による一様勾配斜面上の波高変化図を本論文の最後に付記した。

定方法は提案されていない。たとえば、著者が1975年に提案した方式²⁾は1)~3)を満たすけれども、一様斜面勾配を仮定しているために複雑な海底地形を扱うことができず、4), 5)の条件を満たさない。なお、5)のトラフ部分におけるエネルギー減衰は、栗山他^{3), 4), 5)}が指摘したところであり、波浪変形の重要なプロセスの一つと考えられる。トラフ部分におけるエネルギー減衰が終了した後は、残されたエネルギーに対応して砕けない波の波群が再生される。この再生波は波高分布の幅が広く、特に波高の小さな波が多く出現するのが特徴的である。

本論文では、放物型方程式による波浪変形計算をレーリー分布の各波高レベルについて行い、その際に水深に対する砕波限界の比率を波高レベル毎に変える方式を採用する。すなわち段階的砕波係数を導入する。これによって上記の5条件をほぼ満足する計算を遂行できるようになったので、本方式の内容を紹介するとともに、これによる計算結果の適用性について各種実験結果で検証した結果について報告する。

なお、段階的砕波指標を用いた波浪変形モデルは2002年度の海洋開発シンポジウムで発表した⁶⁾が、そのときにはバー型地形のトラフにおける減衰過程を取り込んでいなかった。このトラフにおける減衰を、負の勾配の絶対値に比例する形の経験的関数として減衰項を導入したのが、2002年6月に作成した本論文の第1版である。しかし、これだけでは砕波減衰後の波の再生プロセスを表現することがむずかしいと考え、再生された安定波について水深に対する波高比を表す一種の砕波指標を2002年10月に導入し、負の勾配に比例する減衰項の役割を軽減した。これを紹介したのが本論文の第2版である。さらに、人工リーフの現地観測値との整合性を得るために、摩擦減衰項を2002年12月に導入し、これを本論文の第3版として記述した。

以下に紹介する第4版は、トラフ部分における波の減衰を負の勾配に対する段階的砕波係数を導入するように変更し、摩擦減衰項についても理論的根拠が明確な形に改めたものである。したがって、これまでの第1~3版の記述内容は訂正させていただく次第である。

2. 計算モデル

(1) 放物型方程式

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \left\{ i \left(k_x + \frac{k_y^2}{2k_x} \right) - \frac{1}{2k_x c c_g} \frac{\partial}{\partial x} (k_x c c_g) \right\} \phi + \frac{i}{2k_x c c_g} \frac{\partial}{\partial y} \left(c c_g \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) - f_D \phi \quad (1)$$

本論文では、著者が縦型人工リーフの研究⁷⁾でこれまで使用してきた、平口・丸山^{8), 9)}による式(1)の

放物型方程式を使用する。この方程式は、斜め入射波による屈折効果を的確に解析することができる。

式(1)において、 ϕ は速度ポテンシャルの複素振幅、 k_x, k_y は x, y 方向の波数、 c は波速、 c_g は群速度、 i は虚数単位である。また、 f_D は次項に述べる砕波減衰を表す関数である。

なお、波速は微小振幅波としての値 c_A については、波速に対する非線形効果を取り込むため次の経験的修正式⁷⁾を適用する。

$$c = \begin{cases} c_A = \left[1 + \frac{3}{8} \left(\frac{H}{h} \right)^2 \right]^{1/2} & : H < 2h \\ c_A = \left[1 + \frac{3}{8} \left(\frac{H}{h} \right)^2 \right]^{1/2} & : H \geq 2h \end{cases} \quad (2)$$

ここに、 H は波高、 h は水深である。

(2) 減衰項の取り扱い

式(1)の放物型方程式では、速度ポテンシャルに比例する形で減衰が生じると仮定している。本論文では減衰メカニズムとして、砕波減衰および水底における水平水粒子運動に対して作用する底面せん断力による摩擦損失を取り上げ、減衰係数 f_D を次のように表す。

$$f_D = f_{Db} + f_{Df} \quad (3)$$

ここに、 f_{Db} は砕波による減衰係数、 f_{Df} は底面摩擦による減衰係数である。なお、砕波による減衰は波の進行方向に水深が浅くなる上り勾配の地形のみならず、バー型地形のトラフ部分のように水深が増大する下り勾配での減衰も含む。

(3) 砕波減衰項の取り扱い

本論文では砕波による減衰に対して縦型人工リーフの解析と同様に、Dallyほか¹⁰⁾の考え方に準拠した式(4)の関数を使用する。

$$f_{Db} = \begin{cases} 0 & : a < \kappa h \\ \frac{\alpha_b}{2h} \left[\left(\frac{a}{\kappa h} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} & : a \geq \kappa h \end{cases} \quad (4)$$

ここに、 a は振幅(= $H/2$)、 κ は砕波限界振幅と水深との比、 α_b は定数であって本論文では縦型人工リーフ⁷⁾のときに定めた $\alpha_b = 0.125$ の値を用いる。以下においては、簡単のために κ を砕波係数と呼ぶ。

(4) 不規則波計算用の波高レベルの設定

放物型方程式は、もともと規則波の屈折・回折変形を対象とした計算式である。不規則波に適用するには、まず波高分布の広がりに対して各波高レベルに関する計算を行い、その結果を重ね合わせる。ここでは、沖波の波高がレーリー分布に従うことを前提とし、式(5)を用いて出現確率が等しい M 個の波

高代表値を求める。これは、レーリー分布を等面積の $2M$ 個に分割し、その波高区分の奇数番目の波高値を採択したものである。

$$H_m = 0.706(H_{1/3})_0 \left[\ln \frac{2M}{2m-1} \right]^{1/2} \quad (5)$$

ここに、順序数 m は波高の大きい方からの番号であり、 $(H_{1/3})_0$ は沖波有義波高である。ただし、これ以降では簡単のために H_0' で表記する。

(5) 段階的碎波係数の設定

著者は先に一様斜面上の碎波限界の近似表示式として式(6)を提示した¹¹⁾。

$$\kappa = \frac{H_b}{2h} = 0.085 \frac{L_0}{h} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{1.5\pi h}{L_0} (1 + 15I^{4/3}) \right] \right\} \quad (6)$$

ここに、 L_0 は深海波長、 I は海底勾配である。ここでもし碎波係数 κ を全波高レベルに共通に設定すると、碎波帯内では波高分布が上限値 $H_b = 2\kappa h$ で断ち切られる形となり、1.で述べた第1の条件を満たすことができない。また、このように碎波限界波高を水深に比例する形に設定したのでは、初期水深ゼロの汀線で波高もゼロとなり、第3の条件を満たすことができない。

このため、碎波係数を波高レベル毎に式(7)のように与えることにした。式中の H_m 、 H_1 は式(5)で求められる波高レベル、 C_b 、 β_0 、 p は経験的定数である。なお、水深波長比 h/L_0 が0.2を超えるときは碎波減衰が生じないものとみなし、すべて $h/L_0 = 0.20$ における値を代用する。

$$\kappa_m = \left[C_b \frac{L_0}{h} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{1.5\pi h}{L_0} (1 + 15I^{2.5}) \right] \right\} + \beta_0 \frac{H_m}{h} \left(\frac{H_m}{L_0} \right)^{-0.38} \exp(30I^2) \right] \times \left(\frac{H_m}{H_1} \right)^p \quad (7)$$

この式の右辺の C_b の掛かる項は式(6)を参考とし、海底勾配の冪指数を $4/3$ から 2.5 に変更した。また β_0 の掛かる項は、著者が先に提示した不規則碎波変形の略算式中の β_0 の関数形を参考とし、指数関数の引数である $20I^{1.5}$ を変更して $30I^2$ としたものである。

ここに使われる C_b 、 β_0 、 p の定数については、一様勾配斜面における著者の碎波変形モデルとできるだけ一致する結果が得られるように、試行錯誤を繰り返して次のように設定した。

$$C_b = 0.080, \quad \beta_0 = 0.016, \quad p = 0.333 \quad (8)$$

式(7)の特性を例示するため、最大波高 H_1 に対する碎波限界波高と水深の比率が水深によって変化する状況を、図-1に示す。図は海底勾配 $I=0$ のケースで、横軸は水深波長比 h/L_0 である。図中のGoda(1973)の曲線は式(6)で $I=0$ としたものである。式(8)の $C_b=0.080$ の値は式(7)の 0.085 よりもやや小さいけれども、 $h/L_0 < 0.05$ の領域では β_0 項の効果によって、

式(7)の碎波係数は式(6)よりも大きな値を与えることが分かる。

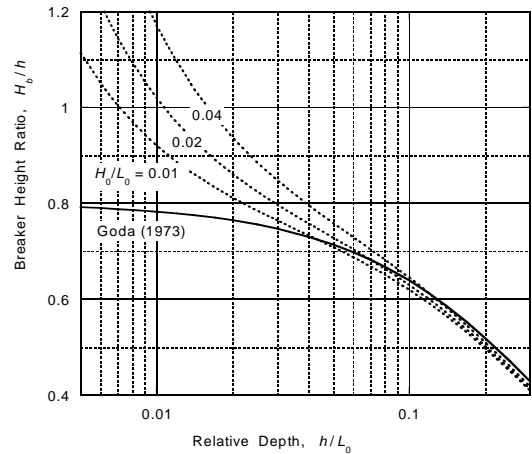


図-1 最大波高 H_1 に対する碎波係数

なお、ここでの碎波係数は式(4)のように振幅 a に対する値である。また、この C_b 値は波高の分割数 M が300以上の場合であって、 M が小さいときにはやや小さくする必要がある。 $M=101$ では $C_b=0.077$ 、 $M=61$ では $C_b=0.076$ 、 $M=31$ では $C_b=0.074$ が適当である。

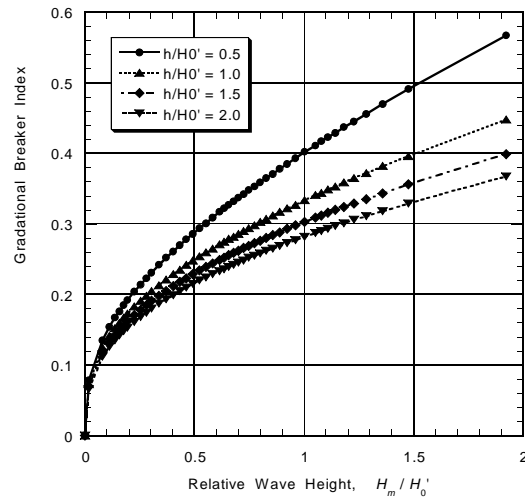


図-2 波高による段階的碎波係数 γ_m の変化の計算例 (海底勾配 $i = 1/20$, $H_0/L_0 = 0.04$)

式(7)に基づいて段階的碎波係数を計算した例が図-2である。成分波数を $M=831$ とし、相対水深が $h/H_0' = 0.5, 1.0, 1.5$, および 2.0 の場合を示している(図中の記号は順序数 m の10番目ごとの値である)。水深が浅くなるにつれて碎波係数は全体的に大きな値を取る。また、波高の小さい成分波は碎波係数が小さく設定される。たとえば、 $m=1$ の波高最大の成分波は上記の相対水深において、碎波限界波高が水深の $0.73 \sim 1.13$ 倍であるのに対し、 $H_m = 0.5H_0'$ の成分波は碎波限界が水深の $0.46 \sim 0.62$ 倍に設定される。

なお、 $M=831$ としたのは、式(6)において $m=1 \sim 3$

個の成分波の波高の平均値が $H_{1/250} = 1.80H_{1/3}$ の関係を満たすことを利用し、合田 (1975) の碎波変形モデルとの対比を容易にするためである。

(6) トラフにおける減衰

波がバーの上で砕けてトラフ部分へ進行すると、しばらくの間は波高の減衰が続く。これは碎波によって波の前面がポーア状となり、渦拡散等によるエネルギー損失が続くためである。栗山他^{3),4),5)}は、エネルギーフラックスの減衰式に経験的定数を導入することでバー型地形の碎波変形モデルを構築した。

碎波後のエネルギー減衰は波の進行とともに次第に収まり、やがてポーアが消えて砕けない安定した波となる。このした再生波の安定波高については、權^{12),13)}が水平ステップ上で不規則波が変形する状況を観察し、次のような実験式を導いた。

$$\frac{H_{rep.}}{(h + \bar{\eta} + \xi)} = A \frac{L_0}{h} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{1.5\pi h}{L_0} \right] \right\} \quad (9)$$

ここに、 $\bar{\eta}$ は平均推移の上昇量、 ξ はサーフビートの代表振幅である。定数 A は各種の代表波高に対して次のように与えられた。

$$A = \begin{cases} 0.188 & : H_{rep.} = H_{max} \\ 0.145 & : H_{rep.} = H_{1/10} \\ 0.122 & : H_{rep.} = H_{1/3} \\ 0.083 & : H_{rep.} = H_{rms} \\ 0.072 & : H_{rep.} = H_{mean} \end{cases} \quad (10)$$

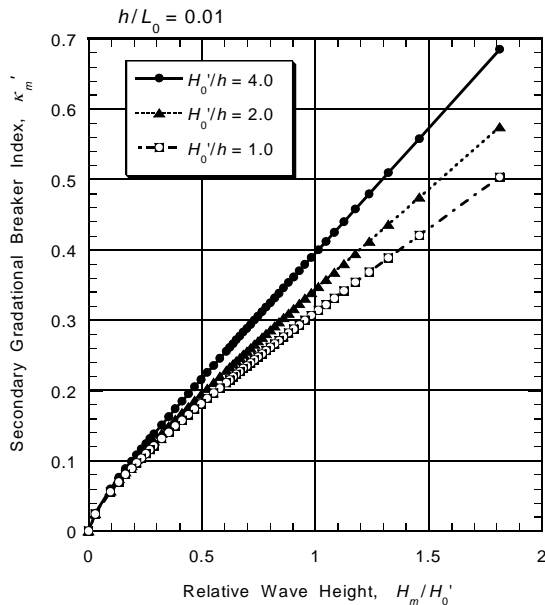


図 - 3 水平ステップ上の段階的碎波係数の算出例

この定数の値に基づいて $H_{1/3}$ に対する各種代表波高の比率を求めると、いずれもレーリー分布における波高比よりも小さくなっている。すなわち、波高分布が波高の大きな側で狭まる一方で、波高の小さい

側では広がるという傾向が認められる。

こうした碎波後の安定波高の特性をある程度表すために、海底勾配がゼロあるいは負の場合に対しては式 (7) とは関数形が同じであるが定数の値が異なる段階的碎波係数 κ'_m を導入する。定数の値は後述する水平ステップ、バー型地形の実験値および現地観測値に適合するよう、次のように設定する。

$$C_b' = 0.070 \sim 0.080, \beta_0' = 0.016, p' = 0.667 \quad (11)$$

比例定数 $C_b' = 0.080$ は水平ステップに適用する。この勾配ゼロの場合の段階的碎波係数 κ'_m の値を算出した例が図 - 3 である。これは後述する高山ほか¹⁴⁾による水平ステップの地形を対象にして計算したものである。式 (11) のように波高比の冪指数 p' を $2/3 = 0.667$ に設定したことによって、波高の小さい波の安定波高が低く押さえられ、波高分布の幅が広がる結果が得られる。ただし、式 (10) の定数値が示唆する波高分布と比べ、低波高部分の分布幅が狭い傾向があり、碎波後の安定波の特性を十分に再現するまでには至っていない。

なお、図 - 3 に見られるように入射波高が水深に比べて大きくなるにつれて段階的碎波指標の値が大きくなるのは、式 (7) の右辺における β_0 を含む第 2 項の効果によるものである。

(7) 海底面での摩擦損失による波高減衰

海底あるいは人工リーフの天端面などでは、水粒子の水平軌道運動に対する底面せん断力の作用によってエネルギーが失われ、波高が減衰する。すなわち摩擦減衰である。乱流境界層によるエネルギー損失 \bar{E}_f は文献¹⁵⁾に記載されており、次のように表される。

$$\bar{E}_f = \frac{2}{3\pi} \rho f_w \frac{a^3 \sigma^3}{\sinh^3 kh} = \frac{2}{3\pi} \frac{\rho g f_w k a^3 \sigma}{\cosh kh \sinh^2 kh} \quad (12)$$

ここに、 ρ は水の密度、 f_w は摩擦係数、 σ は角周波数、 k は波数 ($= 2\pi/L$) である。式 (12) をエネルギー輸送の平衡式に代入し、一様水深における振幅変化の微分方程式を導くと、若干の演算によって次の結果が得られる。

$$\frac{da}{dx} = - \frac{4}{3\pi} f_w \frac{k^2 h^2}{\sinh kh (\sinh 2kh + 2kh)} \frac{a^2}{h^2} \quad (13)$$

すなわち、振幅の減少率は振幅の 2 乗に比例する。式 (1) の放物型方程式では減衰項が $f_{Df} \phi$ と表されているので、底面摩擦による減衰係数 f_{Df} が次のように導かれる。

$$f_{Df} = \frac{4}{3\pi} f_w \frac{a}{h^2} \frac{k^2 h^2}{\sinh kh (\sinh 2kh + 2kh)} \quad (14)$$

数値計算に当たっては、各格子点において求められた波振幅 a を式 (14) に代入して摩擦減衰係数を算定し、これを次の格子点までの波の進行に対して適

用している。摩擦係数としては、一般の海底面については $f_w=0.01$ 程度を用いるば良いと考えられる。

(8) 複雑地形における勾配の設定法

リーフや沿岸砂州のような複雑な地形では海底の勾配が場所ごとに異なる。波の屈折や回折変形は小規模な地形変化には反応せず、波長の数分の一以上の規模の変化に呼応して波が変形すると考えられる。そこで、本モデルでは砕波変形計算における海底勾配として、計算格子点から沖側へある距離 X だけ離れた格子点との間の水深の差から勾配を求め、計算地点の海底勾配とした。この沖出し距離については幾つかの試算結果に基づいて、 $X=L_0/10$ と設定した。

また、波が斜めに進行する地点では、各地点ごとに波向を求めた結果に基づいて、波の来襲方向の海底勾配を計算している。

(9) 波向・周波数成分の重ね合わせ法

海の波は個々波の波高が不規則に変動するだけでなく、方向スペクトルで表される波向・周波数の広がりを持っている。本研究では(4)で述べた各波高レベルの計算を行う度に、方向スペクトルの広がり考慮した線形重ね合わせ計算を行う。方向スペクトルとしては、JONSWAP型の周波数スペクトルと光型方向分布関数の組合せを標準とする。なお、これらの関数形については拙著¹⁵⁾ほかを参照されたい。

まず、JONSWAP型のスペクトルピークの尖鋭度パラメータが1.0の場合にエネルギーを等分割する周波数 f_n を式(15)で定める。

$$f_n = 1.057 f_p \left[\ln \frac{2N}{2N - 2n + 1} \right]^{-1/4} \quad (15)$$

ここに、 f_p はスペクトルのピーク周波数であり、序数 $n=1$ は最大周波数を表す。尖鋭度パラメータ γ が1よりも大きいときには、それによってエネルギー密度が増幅される割合に応じて周波数成分の本数を増加させる。たとえば、 $\gamma=2$ のときは本数が当初の1.23倍、 $\gamma=3.3$ では1.64倍、 $\gamma=20$ では4.3倍となる。

成分波の周波数が選定されたならばあらかじめその周波数に対する方向分布関数の方向別累加曲線を作成する。本モデルでは主波向から $\pm 0.55\pi$ ($10/S_{max}$)^{0.35}の範囲を100等分して累加曲線を求めている。そして、 $[0, 1]$ の範囲の一樣乱数を使って、その乱数値に対応する方向角を求める。すなわち、シングル・サンメーション法である。ただし、そのままでは、成分波の波向が主波向のまわりに非対称な分布形となることが避けられない。このため、成分波ごとに主波向に対称な方向の成分波を付加した。したがって、方向スペクトル成分の個数は $2N$ である。なお、一方向不規則波の場合には、全周波数成分に同一の波向を与える。

全体としての繰り返し計算回数は $M \times 2N$ となる。各波高レベルでの方向スペクトル成分の計算結果を

合成するには、これらの成分波のエネルギーが等しくなるように設定してあるので、算術平均方式を用いる。計算全体の流れは図-4のようになる。

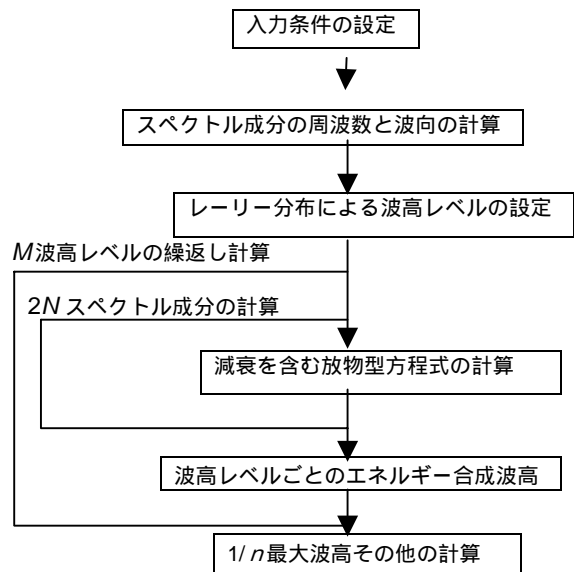


図-4 波高レベル・スペクトル成分の計算の流れ図

3. 一様勾配斜面における砕波変形

(1) 砕波に伴う波高確率密度関数の変化

不規則砕波に関する計算方式の検証としては、著者が1975年に提案した、波高確率密度関数の形状を砕波に応じて緩やかに整形するモデルがしばしば用いられる。これを基本モデルと呼んでおく。1.で述べたように、不規則波の砕波変形計算では沖合から汀線に至る各地点の波高分布が滑らかに変化することが要求される。

今回の計算方式についてこの点を調べた1例が図-5である。成分波数を $M=831$ とし、 $H_0=4.0$ m、 $(L_p)_0=100.0$ m、海底勾配 $I=1/100$ の条件での計算結果である。なお、本節では方向分散を導入しない一方向不規則波を考え、 $\gamma=1$ として $N=10$ 成分の計算を行っている。

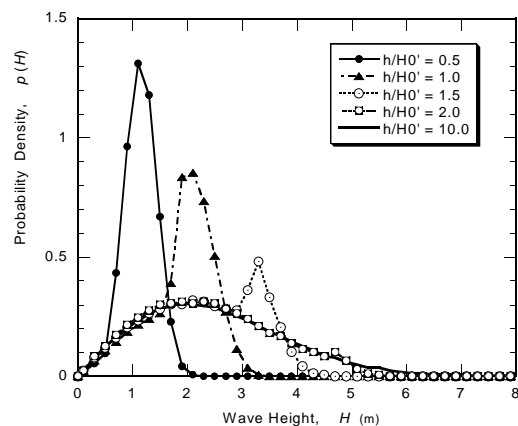


図-5 波高確率密度関数の変化の計算例

波高の確率密度は、波高の出現頻度を級幅 $\Delta H = 0.2\text{m}$ で数えた結果から換算した。このため、やや角張った分布となっている。水深が十分に大きな $h/H_0' = 10.0$ では、波高がレーリー分布に従っている。 $h/H_0' = 2.0$ (水深 8.0 m) では波高 6.0m 以上が砕波のために姿を消し、その分だけ波高 4.0 ~ 4.6m の出現頻度が高まる。しかし、それ以下の波高では変化が小さい。 $h/H_0' = 1.5$ (水深 6.0m) では波高 4.6m 以上が消えて、その代わりに波高 2.5m 付近に分布のピークが現れる。 $h/H_0' = 0.5$ (波高 2.0m) 以下ではレーリー分布とほとんど同じである。水深が 4.0m, 2.0m と減少するにつれて波高分布が波高の小さい方へ寄っていく。

このように、砕波帯内で波高分布が二山形になる難点があるものの、特定の波高に集中することはなく、実際の波高分布に近い結果となっている。

(2) 一様斜面上の波高変化

今回の計算方式で一様勾配の海岸における波高の変化を求めた結果を海底勾配 1/10, 1/20, 1/30, および 1/100 のケースについて図 - 6 ~ 9 に示す。いずれも最高波高 H_{\max} および $H_{1/3}$ の H_0' に対する比として示している。計算ケースは波形勾配 $H_0/L_0 = 0.02$ と 0.04 である。基本モデルは連続曲線、今回の計算結果はそれぞれの記号で表示されている。

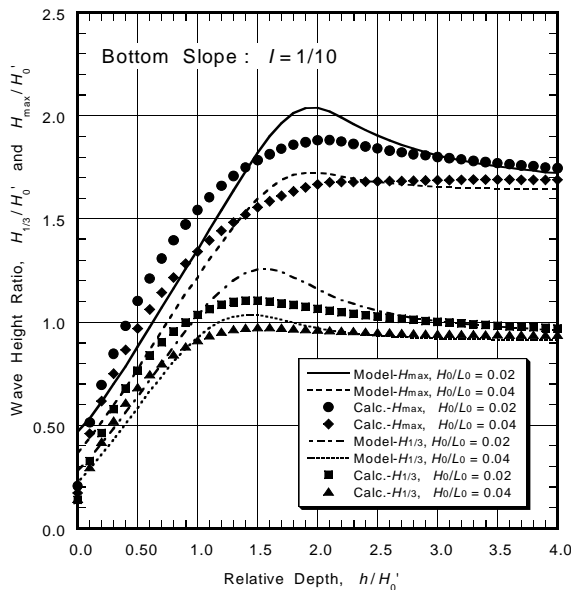


図 - 6 海底勾配 1/10 の斜面上の H_{\max} と $H_{1/3}$ (基本モデルと新方式との比較)

図 - 6 の海底勾配 1/10 の場合には、 $h/H_0' < 1.5$ の領域で基本モデルがほぼ直線的に変化するのに対し、今回の計算では上向きにふくらんだ曲線形で波高比が変化しており、両者の食い違いがやや目立つ。この食い違いは海底勾配 1/20 でも見られるけれども、その度合いは減少しており、海底勾配 1/30 と 1/100 ではほとんど認められない。

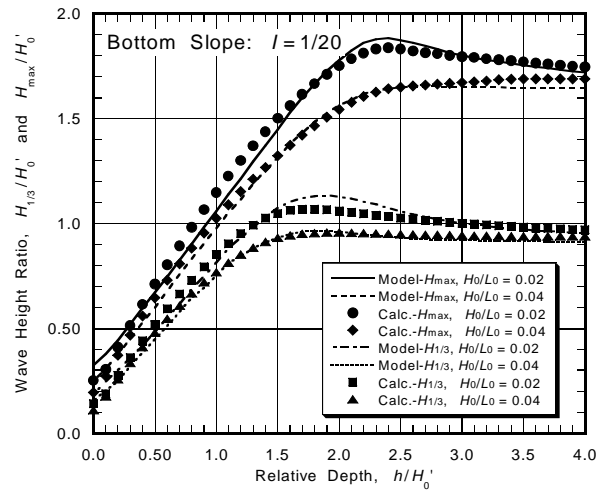


図 - 7 海底勾配 1/20 の斜面上の H_{\max} と $H_{1/3}$ (基本モデルと新方式との比較)

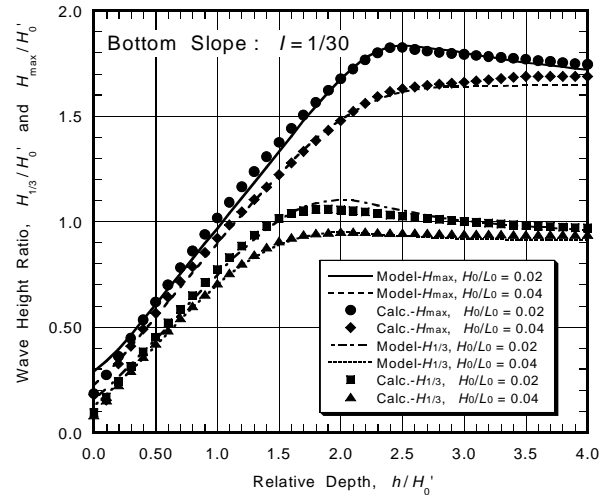


図 - 8 海底勾配 1/30 の斜面上の H_{\max} と $H_{1/3}$ (基本モデルと新方式との比較)

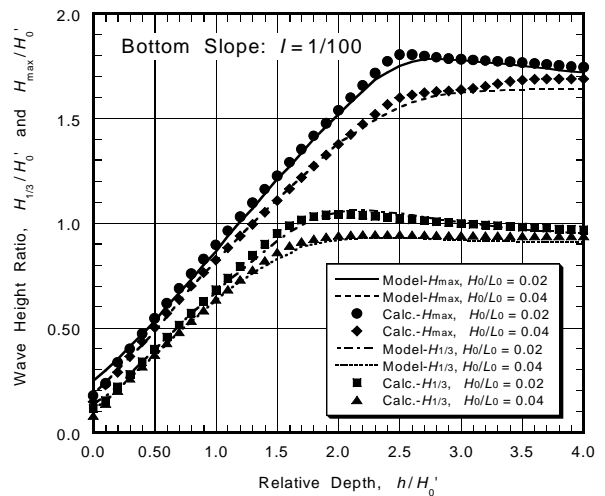


図 - 9 海底勾配 1/100 の斜面上の H_{\max} と $H_{1/3}$ (基本モデルと新方式との比較)

2 番目の差異は、 $h/H_0' > 3.0$ の浅水変形の領域で今

回の計算結果が基本モデルよりも最大で3%弱大きいことである。これは、基本モデルが単一周期波の浅水変形計算を用いているのに対し、今回は周波数スペクトルを代表する多周期成分波の線形重ね合わせを用いているためである。単一周期波では相対水深 $h/L_0 = 0.16$ 付近で浅水係数が $K_s = 0.913$ の極小値を取るのに対し、周波数スペクトルを導入するとこの極小値が0.937程度にとどまるためである。

3番目の差異として、 $h/H_0' = 1.5 \sim 2.5$ の付近で今回の計算結果が基本モデルよりも小さめとなっている。これは、今回用いた放物型方程式が線形計算であり、基本モデルで使われている非線形浅水効果を取り込んでいないためである。しかし、波エネルギーのフラックスやラディエーション・ストレスの計算では、振幅の2次オーダーまでしか取り扱わない。このため、3次オーダー以上の計算となる非線形浅水変形は取り込むことができない。むしろこうした計算では線形浅水変形のままのほうが適切であり、この領域における二つの計算のいずれをとるかは判断がむずかしいところである。

このように、今回の計算結果は基本モデルと完全に一致するわけではないけれども、全体としてよく整合しているといえよう。したがって、式(7)、(8)の段階的碎波係数を用いた計算モデルは、碎波変形に係わる各種の計算に使用できるものと判断できる。

(3) 代表波高間の比率の変化

新方式の特長は、どの地点においても波高分布を計算できることである。したがって、碎波帯の中央付近で波高分布がいったん狭まり、汀線付近で再び広がる傾向を再現することができる。図-10はその計算結果の一例で、海底勾配1/30、波形勾配0.04の場合である。

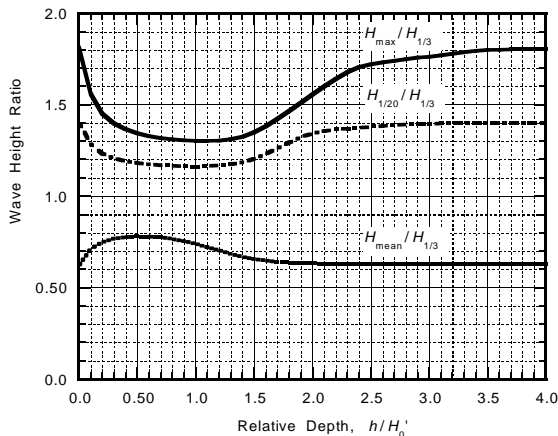


図-10 相対水深による波高比の変化
(海底勾配 1/30, 波形勾配 0.04)

ここでは波高比として、 $H_{\max}/H_{1/3}$ 、 $H_{1/20}/H_{1/3}$ および $H_{\text{mean}}/H_{1/3}$ の3種類を示してある。このうちの $H_{1/20}/H_{1/3}$ は、斜面被覆材の安定質量の計算に用いられるパラメータである。このケースに対して基本モデルを用いて計算した結果¹⁷⁾では、相対水深 $h/H_0' =$

1.0付近でこの波高比が1.3弱に低下する(沖側 $5H_{1/3}$ の地点)。今回の計算モデルではこの波高比が1.2以下となり、若干下がりすぎの傾向がある。

また、 $H_{\max}/H_{1/3}$ については、基本モデルでこの波高比が約1.3に低下することが示されており¹⁶⁾、本モデルはこれにほぼ近い結果を与える。 $H_{\text{mean}}/H_{1/3}$ はレーリー分布では0.625の値を取るけれども、碎波帯内ではこの波高比が0.78程度にまで増加する。

今回のモデルによるこのような波高比の変化は、基本モデルと若干の差があるものの、碎波帯内の波高変化の様相をかなり良く再現しているといえる。

4. 水平ステップ上の波高減衰

海底地形が一樣斜面ではない典型として、斜面が水平床に接続する水平ステップを取り上げる。比較対象とするのは、権の実験¹²⁾ および高山ほか¹⁴⁾ の実験結果である。いずれも不規則波実験である。

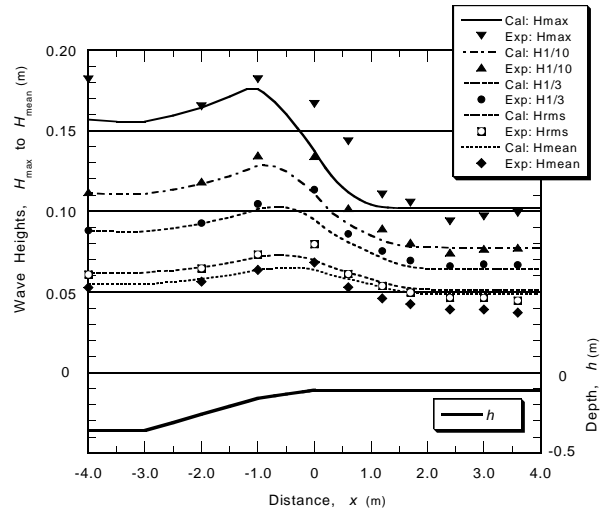


図-11 権による実験結果と計算値との比較
($H_0' = 0.0879$ m, $T_{1/3} = 2.21$ s)

権¹²⁾ が実験を行ったのは、図-11に示すように1/10勾配斜面が2.0mあり、それに1/20勾配斜面が1.0m続いて、それから高さ0.30mの水平床となっている。ここに示したのは、水平床上の水深が0.11mの時の実験結果であり、 H_{\max} 、 $H_{1/10}$ 、 $H_{1/3}$ 、 H_{rms} 、および H_{mean} の測定値が数表で与えられている。 H_{\max} は斜面勾配が1/10から1/20に変わる付近から減衰を始めるものの、ほかの代表波高は非線形浅水効果による波高増幅の影響で、減衰が遅れる。今回の計算モデルでは線形浅水変形しか考慮していないため、波高の予測値が小さくなっている。

減衰初期の変化については、どの代表波高についても本モデルによる計算値が実験値とほぼ合致している。しかし、実験値は水平床の起点から2.0mを過ぎても緩やかな減衰を示すのに対し、モデル計算による波高は一定値を示し、実験値に比べてやや大きめである。

高山ほか¹⁴⁾の実験は、珊瑚礁をモデル化したもので、現地換算で水深50mの海底から勾配1/10の急斜面が水面近くにまで続く地形である。実験結果は、すべて模型縮尺1/50を想定した現地換算値で表示してある。図-12は、潮位を加味したリーフ上の水深が2.5mで、波高が $H_0' = 10.0\text{m}$ ($T_{1/3} = 14.0\text{s}$)と $H_0' = 5.0\text{m}$ ($T_{1/3} = 9.0\text{s}$)の2ケースを表示したものである。実験値は原論文の図表から読みとった。表示の範囲内では測定点が少ないため詳細な比較が出来ないけれども、本モデルは水平床に入った直後の減衰をほぼ正確に計算している。ただし、実験ではリーフ上で波高減衰が続くのに対し、モデルは距離150m付近で一定波高に漸近する。

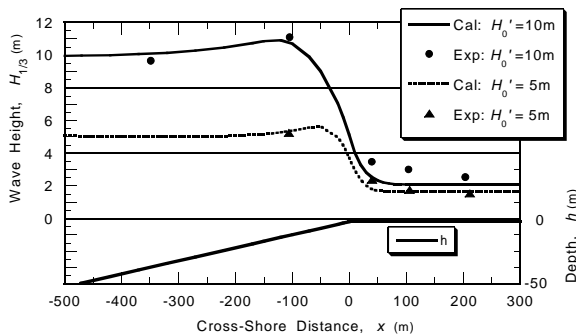


図-12 リーフ地形における高山ほかの実験結果と計算結果の比較

高山ほかの実験では模型の水深が0.05mと小さく、模型リーフが5m以上も続くために、リーフ上の波高減衰が実験床上の摩擦減衰の影響も受けていたと思われる。ただし、高山ほかはこの補正を行っていないので、詳細は不明である。

5. バー・トラフ地形周辺の波高変化

現地の海岸では、1列あるいは数列の沿岸砂州が発達し、それぞれの岸側には水深が深まるトラフが出現するのが普通である。こうしたバー型地形に対する本モデルの適用性について、実験データと比較する。

図-13, 14は、権・合田¹²⁾が提示したバー型地形での不規則波実験結果と本モデルによる計算結果を比較したものである。図示のように、模型地形は最初の2m区間が勾配1/10、次の2m区間が勾配1/20で、あわせて水路床から0.30m上がる。次に1/20の逆勾配で2mの区間を0.10m下がり、それから勾配1/10の区間が1m、次に勾配1/20の区間が続いて汀線となる。ここに示したのは、バー上の水深が0.09mのときのケースであり、波浪条件は図-13が $H_0' = 0.104\text{m}$, $T_{1/3} = 0.98\text{s}$ 、図-14が $H_0' = 0.066\text{m}$, $T_{1/3} = 1.79\text{s}$ である。実験値としては $H_{1/3}$ と H_{mean} のみが提示されている。

バー型地形での波高変化は本モデルによってほぼ正確に計算できている。図-14の場合に浅水変形

による波高増大がやや不十分なのは、非線形浅水効果を取り込んでいないためである。トラフ部分では、計算値が若干大きめであるけれども、バーを越えても減衰が続く傾向はほぼ再現されている。これは、海底勾配が負の地形に対して式(11)の定数値を持つ段階的碎波係数を適用した結果である。

なお、権^{12), 13)}は図-13, 14を含む実験データに基づき、任意断面地形における不規則波浪の波高変化を推定するモデルを提案している。ただし、トラフでの減衰が十分に再現できておらず、トラフ地形部分で計算値が大きめな結果を示している。

なお、図-13, 14には $H_{\text{max}} = H_{1/250}$ の計算値も併せて示してある。実験値が報告されていないので比較が出来ないけれども、波がバーの頂部へ進むにつれて H_{max} が急速に減衰する。この現象は実際の海岸でも見られると考えられ、先に図-10で示した波高比の変化と同様に、本モデルが段階的碎波係数を導入したことによって計算可能となったものである。

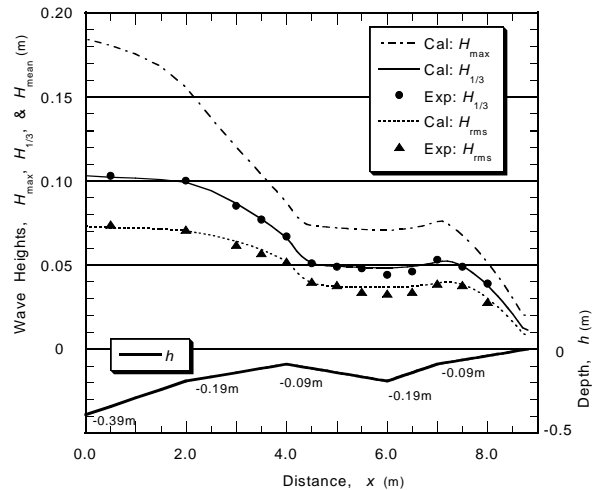


図-13 バー・トラフ地形における実験値と計算値の比較 (1): $H_0' = 0.104\text{m}$, $T_{1/3} = 0.98\text{s}$

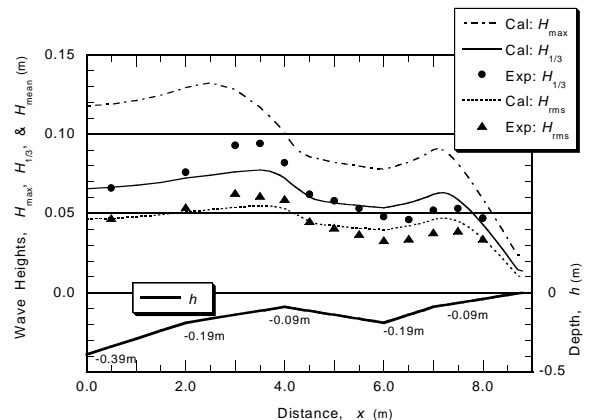


図-14 バー・トラフ地形における実験値と計算値の比較 (2): $H_0' = 6.6\text{cm}$, $T_{1/3} = 1.79\text{s}$

さらに大型の実験データとして、Kraus et al.¹⁹⁾が報告した、SUPERTANKと名付けられた海浜変形実験プロジェクトがある。 $H_0' = 0.60 \sim 0.80\text{m}$ の不規則

波を一様勾配の砂斜面に作用させ、海浜変形・波・流れを測定した。そのときの波高変化のデータを権¹²⁾が転載しているもので、このうちで顕著なバーの発達が見られたケースS0913AおよびS1208Bの実験値を計算値と比較したのが図 - 15, 16である。なお、海浜地形は入力を簡略化するために折れ線形状で近似している。

図で明らかなように、本モデルによる計算値は実験値とはかなりよく合致している。図 - 16においてバーの頂部で実験波高が著しく減衰した後で再び回復している原因は不明であり、これについては計算で再現することができていない。

なお、Larson²⁰⁾は不規則波の碎波変形モデルを開発してこのSUPERTANKのデータで検証している。しかし、トラフ部分での強い波高減衰はうまく再現できておらず、計算値が過大である。これは、LarsonがDally型碎波減衰方式を用いているのみであって、トラフでの減衰機構を考慮していないためである。さらに、Larsonのモデルでは H_{rms} 値しか出力されないのに対し、本モデルでは $H_{1/3}$ をはじめとして、碎波帯内の各種代表波高を計算できることが特長となっている。

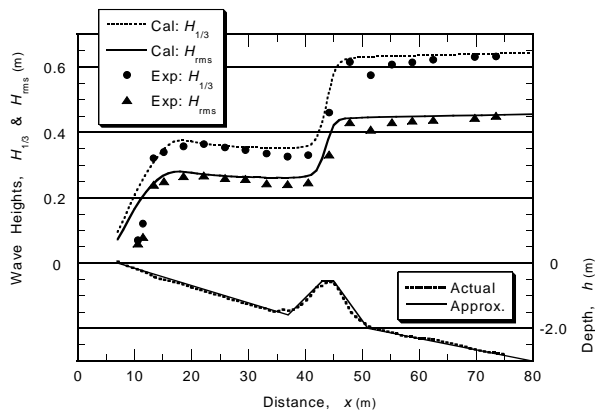


図 - 15 SUPERTANK の波高変化の実験値と計算値の比較(1) : ケース S0913A; $H_0^2 = 0.632\text{m}$, $T_p = 2.8\text{s}$

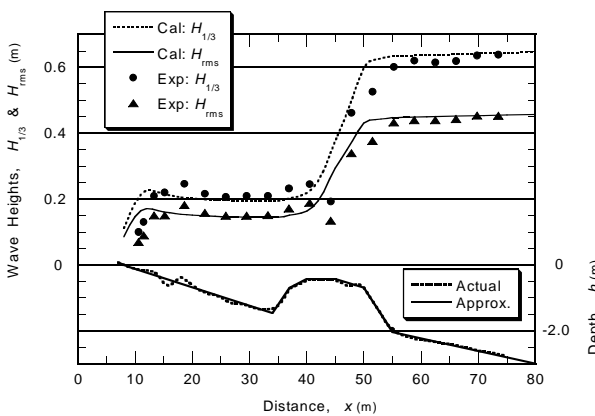


図 - 16 SUPERTANK の波高変化の実験値と計算値の比較(2) : ケース S1208B; $H_0^2 = 0.639\text{m}$, $T_p = 2.7\text{s}$

6. 楕円形浅瀬周辺の波高変化

本モデルの基本である放物型方程式は、屈折・回折が併存する波浪変形場に適用することができる。円形あるいは楕円形浅瀬はその頂部付近に屈折した波が集中し、そこから回折波が新たに発生することが知られている。この現象を多方向不規則波を使って実験的に調べたのが Vincent・Briggs²¹⁾であり、その実験データは波浪変形計算モデルの検証データとしてしばしば利用されている。実験では一方向・多方向波浪、碎波・非碎波など多くのケースを行っている。

VincentとBriggsは幅35m、奥行き29mの多方向造波平面水槽内に、底面の長径が3.96m、短径が3.05mの楕円形浅瀬を設置した。周辺の水深は一様で0.457m、浅瀬の頂部水深は0.157mである。楕円の長径は造波板と平行であり、楕円形浅瀬の中心は造波板から6.096mの位置にある。実験は規則波1ケースを含め、15ケース行っているが、そのうち本論文で比較するケースの実験条件を表 - 1に示す。なお、実験結果については、Dr. Briggsから提供された報告書²²⁾の数値を用いている。なお Dr. Briggs から、文献²¹⁾にはN3とN4およびB5とN5がそれぞれ入れ替わってプロットされているとの連絡があったので、真値を対象として計算結果と比較している。

表 - 1 VincentとBriggs (1989) の実験ケースの一部

記号	$H_{1/3}$ (cm)	T_p (s)	γ	σ_m ($^\circ$)	S_{max}
U3	2.54	1.30	2	0	
N4	2.54	1.30	20	10	100
N2	7.75	1.30	20	10	100
N5	19.00	1.30	20	10	100
B3	2.54	1.30	2	30	13
B5	19.00	1.30	2	30	13

実験はTAM型周波数スペクトルと正規分布型方向関数を用いており、前者は尖鋭度パラメータ γ 、後者は方向分散の標準偏差角 σ_m でその特性が表される。この論文では光易型方向分布関数を用いているので、ほぼ同一の σ_m を与える方向集中度パラメータ S_{max} の値を表の最右欄のように選んだ。

数値計算は、格子間隔を $x = y = 0.1524\text{m}$ とし、 x 方向111格子、 y 方向151格子を用いた。周波数・波向成分はU3ケースが24、Nシリーズが $2N = 130$ 、Bシリーズが $2N = 148$ である。波高レベルの分割数は、 $M = 61$ とし、式(5)の碎波係数の定数は $C_b = 0.076$ に低減したものをを用いた。パソコンによる計算時間は1ケース30分程度であった。なお、本論文で使用したプログラムでは、波高レベルの分割数を低減した場合でも、 $m = 1$ の成分波に対しては分割数に拘わりなく、碎波帯外の沖側で $H_{max} = 1.80H_{1/3}$ として計算を開始するように設定している。

まず図 - 17 は、ケース B5 について縦断方向の波高を計算した結果である。 H_{max} , $H_{1/3}$, および H_{mean} が浅瀬の上で碎波減衰のために減少し始め、中心から約 1.5 m 後方で最小値を示した後、緩やかに増大する。最高波高については、最初は $H_{max} = 1.80H_{1/3}$ の関係にあるけれども、碎波影響によってこの比率が 1.26 にまで低下する。一方、 $H_{mean}/H_{1/3}$ の比率は当初の 0.63 から 0.77 にまで増大する。なお、浅瀬前方の一樣水深部でも H_{max} に顕著な減衰が見られるのは、水深 0.457 m に対して有義波高が 0.19 m とかなり大きく、碎波の影響を早くから受けるためである。すなわち、周期が $T_p = 1.3$ s であって水深波長比が $h/L_0 = 0.17$ であり、図 - 1 に示されているように碎波限界が $H_b/h \approx 0.53$ と低いことによる。

Vincent と Briggs の実験でもこうした減衰が生じていたのではないかと推測される。ただし、実験報告書²²⁾にはこれらのケースについて縦断方向の測定データが記載されていないので、確認はできない。

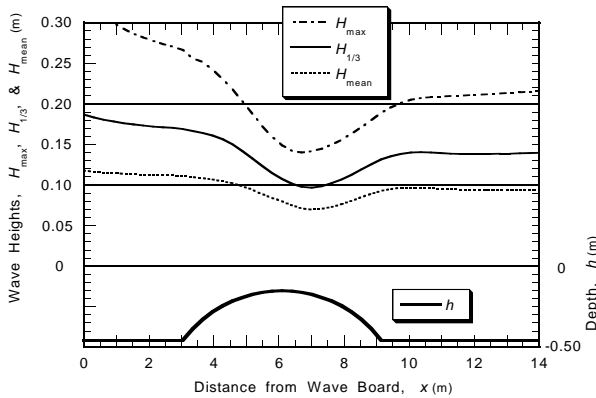


図 - 17 浅瀬中心軸を通る縦断方向の波高分布 (ケース B5: 代表波高の差異による比較)

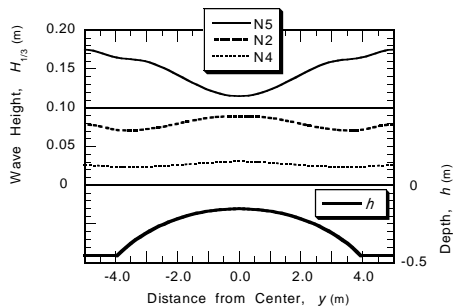


図 - 18 浅瀬中心軸を通る横断方向の有義波高の分布 (入射波高による差異の比較)

次に、浅瀬の中心での横断面に沿った有義波高の分布を図 - 18 に示す。方向分散が $\sigma_m = 10^\circ$ と小さい N シリーズの比較である。波高が小さくて碎波を全く起こさない N4 のケースでは、浅瀬頂部で波高がやや増大し、その両脇で極小値を示す。有義波高が 0.075 m の N2 のケースでも、波高変化の形状はほとんど同じである (子細に見ると僅かながら碎波影響はある)。しかし、有義波高が 0.19 m の N5 のケース

では、浅瀬の上の碎波によって波高が大きく減少している。

波高測定の実験結果が提示されているのは、浅瀬中心から 6.1 m 後方の Transect 4 と名付けられた横断面に沿ったもので、沖波波高に対する波高比として実験報告書²²⁾に記載されている値を計算値と比較したのが図 - 19, 20 である。

図 - 19 は一方向不規則波である U3, および方向分散角が $\sigma_m = 10^\circ$ と小さな N4, N5 のケースにおける計算値と実験値の比較である。U3 のケースは方向分散がないため、浅瀬中心軸上での波高増幅およびその両脇での急激な減衰が明瞭に現れる。N4 のケースでは方向分散の効果によって波高の谷は消え、波高は中心軸から離れるにつれて緩やかに減少する。この両ケースでは、実験値と計算値がよく一致しており、放物型方程式を用いて浅瀬周辺の波高分布を的確に求められることを示している。

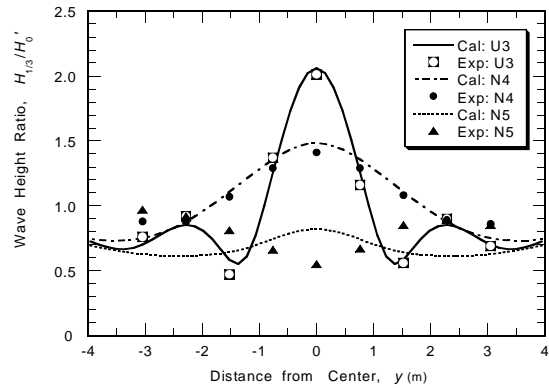


図 - 19 方向分散が狭い実験ケースと計算との比較 (浅瀬中心から 6.1 m 後方の Transect 4 の断面)

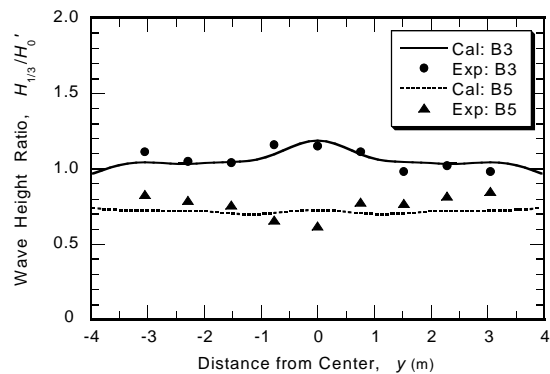


図 - 20 方向分散が広い実験ケースと計算との比較 (浅瀬中心から 6.1 m 後方の Transect 4 の断面)

しかし、碎波影響の著しい N5 のケースでは、実験値が $y = 0$ で最小値を示すのに対し、計算値は逆に極大となっている。この実験と計算の乖離は、この楕円形浅瀬の碎波変形の計算を試みた Ozkan・Kirby²³⁾ および Yoon et al.²⁴⁾ の研究でも見られるところである。しかしながら、トラフ減衰項を導入したことによって、 $y = 0$ における計算値の増大はかなり抑えられている。

方向分散角が $\sigma_m = 30^\circ$ と大きな B シリーズの場合は、図 - 20 に示すとおりである。波高の小さな B3 のケースでも方向分散が大きいために、中心軸上の波高増大は僅かである。このケースでは実験値がやや左右非対称となっているが、全体として計算値と実験値はよく合致している。

波高が大きくて碎波影響を強く受ける B5 のケースでは、横断面全体の平均としては計算値と実験値がほぼ一致しているけれども、実験値が中心軸上で最小値を示すのに対し、計算値は僅かに増大する傾向を示す。ただし、乖離の度合いは N5 のケースほど顕著ではない。

いずれにしても Vincent と Briggs の研究では、強い碎波を伴うケースなど Transect 4 に沿っての測定しか行っていないため、詳しい吟味を行うことができない。今後、円形あるいは楕円形浅瀬に関する実験を行って検証データを取得するとともに、浅瀬による碎波変形の実体を解明する必要性がある。

以上の計算値と実験値の比較から、楕円形浅瀬のような複雑な海底地形に対しても本論文で提示した計算モデルによって波高の平面分布をほぼ的確に求めることができるという。

8 . 人工リーフ周辺の波高変化

(1) 縦型人工リーフ周辺の波高変化

著者は先に縦型人工リーフの概念を提唱し、水理模型実験を行った結果と放物型方程式による計算結果を比較した⁷⁾。このときは段階的碎波係数を導入せず、また周波数スペクトルによる周期の広がりも考慮していなかった。そこで、今回のモデルによる計算結果と実験結果を比較したのが図 - 21 ~ 23 である。なお、実験データは文献²⁶⁾ に記載の図から読みとった。

縦型人工リーフは沿岸方向の堤長 0.10m、岸沖方向の天端幅 1.00m、天端水深 0.03m の寸法であり、勾配 1/20 の一様斜面上の水深 0.15 ~ 0.10m の個所に 3 基を中心間隔 1.00m で設置した。図 - 21 は 1 番目と 2 番目の人工リーフの中間軸に沿った波高分布を示す。波は修正 Bretschneider-光易型スペクトルの単一方向不規則波で、波高・周期は以下の通りである。

不規則波 A : $(H_{1/3})_I = 0.075\text{m}$, $T_{1/3} = 1.2\text{s}$

不規則波 B : $(H_{1/3})_I = 0.055\text{m}$, $T_{1/3} = 1.6\text{s}$

波は、一様水深 0.30m の地点から斜め入射角 -15° で 1/20 勾配斜面に作用させている。計算は格子間隔 $x = y = 0.05\text{m}$ で、成分波数 $M = 60$, $2N = 20$ で行った。ここに示した水深図は波高測定線 ($y = 2.5\text{m}$) ではなく、リーフ軸線上のものである。この比較結果では、計算による人工リーフ後半部での波高減衰がやや不足気味である。

次に、人工リーフの頂部後端から 0.75m 岸側の地

点での沿岸方向の波高分布を図 - 22, 23 に示す。前者は不規則波 A、後者は不規則波 B のケースである。水深図は波高測定位置ではなく、リーフ先端付近の設置水深 0.1375m ($x = 3.25\text{m}$) の個所であり、人工リーフの設置状況を例示するためのものである。

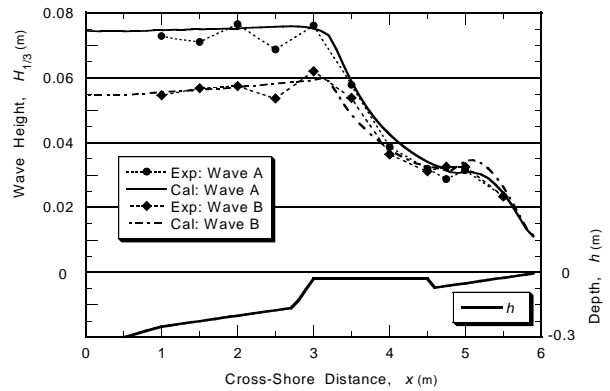


図 - 21 縦型人工リーフの岸沖方向の波高分布 (1 番目と 2 番目の中間軸沿い: $y = 2.5\text{m}$)

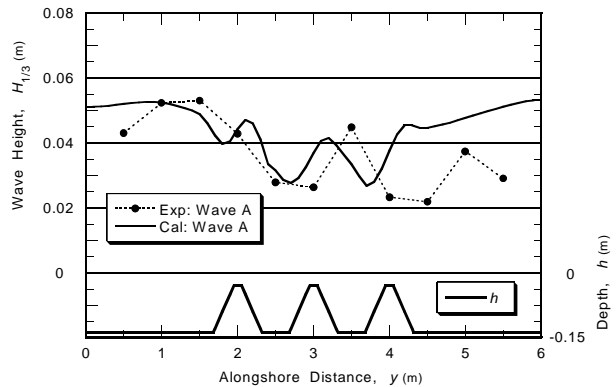


図 - 22 不規則波 A に対する縦型人工リーフ沿岸方向の波高分布 ($x = 4.75\text{m}$, 水深 0.0625m)

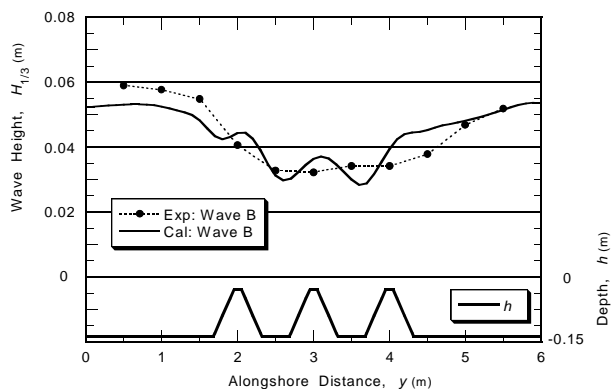


図 - 23 不規則波 B に対する縦型人工リーフ沿岸方向の波高分布 ($x = 4.75\text{m}$, 水深 0.0625m)

図 - 22 では $y > 4\text{m}$ の範囲の実験値が小さく、計算値と食い違う。これは実験水槽の斜め入射波に対する導波板設置の影響など、実験に特有のものではないかと思われる。それ以外でも若干の差異はあるものの、全体的にはほぼ合致しており、今回の数値モ

デルで縦型人工リーフ周辺の波高分布をほぼ再現できるといえる。

(2) 横型人工リーフ周辺の波高変化

通常的人工リーフは沿岸方向の堤長が岸沖方向の天端幅よりも大きいので、これを横型人工リーフと呼ぶ。実験を行ったのは、堤長が1.00m、天端幅が0.45m、天端水深が0.03mのものを中心間隔1.8mで2基設置したケースである²⁶⁾。波は縦型人工リーフと同じく、不規則波AとBを -15° の方向から斜め入射させている。

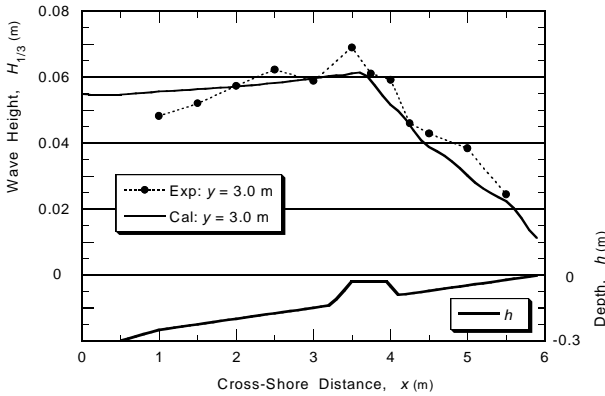


図 - 24 不規則波Bに対する横型人工リーフの岸沖方向の波高分布（リーフ2基の間隔軸上）

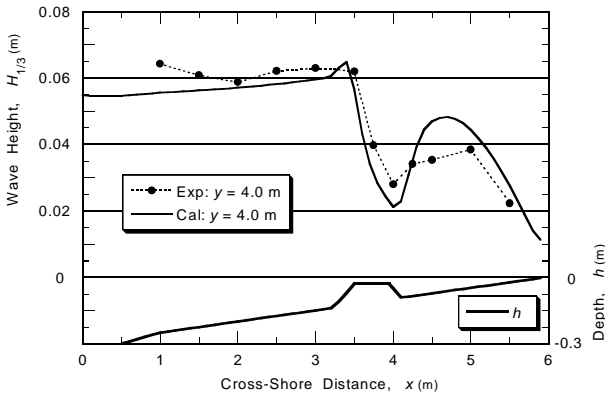


図 - 25 不規則波Bに対する横型人工リーフの岸沖方向の波高分布（第2番目のリーフの天端横断方向）

実験結果と計算値の比較のうち、岸沖方向の分布を図 - 24と25、沿岸方向の分布を図 - 26と27に示す。前者の水深図は人工リーフを横断する場所のものであり、後者は水深0.125m ($x = 3.5$ m)の場所のものである。

これらの結果を見ると、リーフ中間である図 - 24で計算による波高の減衰が実験よりも若干大きめである。図 - 25ではリーフ直背後の波高減衰とそれから離れたところでの波高増大が、計算では実験よりも誇張されている。また、図 - 26, 27の沿岸方向の波高分布では、計算値が細かく変動しているのに対し、実験は測定間隔が0.50mと粗いこともあってこうした変動を示していないなどの差異がある。しかし、全体としては数値モデルが横型人工リーフ周辺

の波高分布をかなりよく再現している。

なお、図 - 21~27はいずれも式(2)の波速に対する非線形補正を行って計算した結果である。この補正を行わないと、人工リーフ先端で波が大きく屈折して、天端上に波が集中するような結果を算出する。この結果、人工リーフの間では波高が小さく計算され、実験値よりもかなり小さくなる。したがって屈折を伴う人工構造物周辺の波浪変形計算では、式(2)のような波速の非線形補正が必要である。

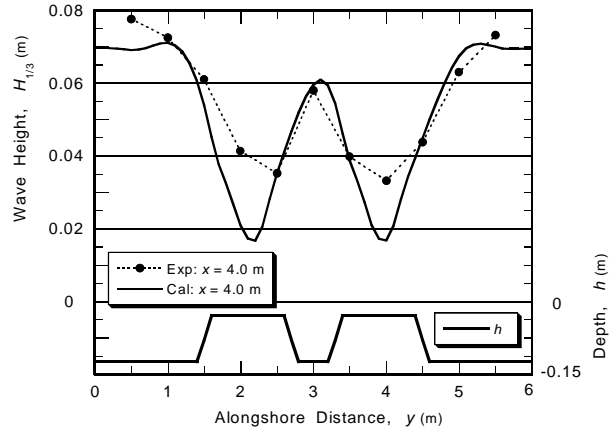


図 - 26 不規則波Aに対する横型人工リーフの沿岸方向の波高分布 ($x = 4.0$ m, 水深0.10m)

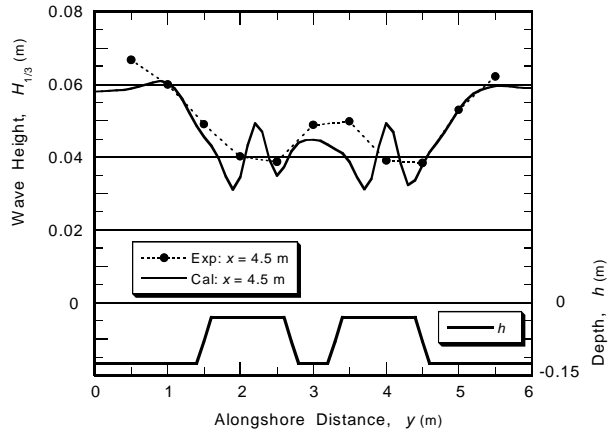


図 - 27 不規則波Aに対する横型人工リーフの沿岸方向の波高分布 ($x = 4.5$ m, 水深0.075m)

9. 現地海岸での観測値と比較

(1) 茨城県阿字ヶ浦での観測値との比較

これまでは室内実験のデータの比較であったが、本節では現地海岸における多点波高観測結果との比較を試みる。

まず、堀田・水口^{27), 28)}は茨城県那珂湊市阿字ヶ浦海岸の旧建設省土木研究所の観測棧橋を利用し、汀線に直角に60本近くのポールを1列に約2m間隔で打設し、水位の時間変化を16mmメモーションカメラで撮影した。当初の論文²⁷⁾では微小な水面変動

もゼロダウクロス解析の対象としたけれども、次の論文²⁸⁾ではゼロ線の上下に不感帯を設けて微小水面変動を除去している。後者の解析結果を本モデルによる数値計算と比較したのが図 - 28 である。

沖波の波浪条件は、やや恣意的ではあるけれども波向 $\alpha_0 = 0^\circ$ 、スペクトルピークの尖鋭度パラメータ $\gamma = 3.3$ 、方向集中度パラメータ $S_{\max} = 25$ を仮定した。計算は $M = 301$ 、 $C_b = 0.080$ 、 $\Delta x = 0.5\text{m}$ の条件で行った。

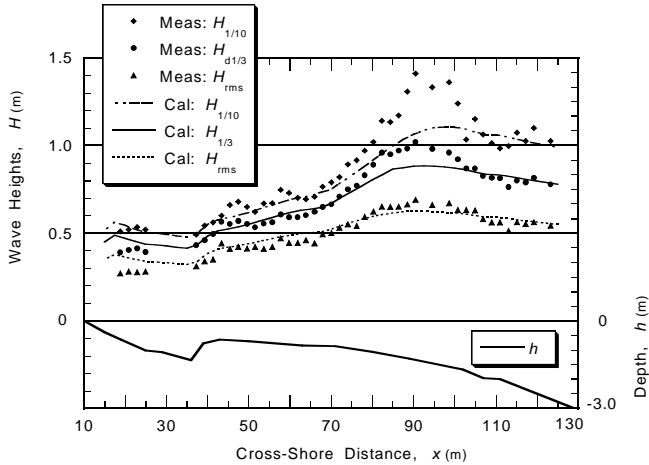
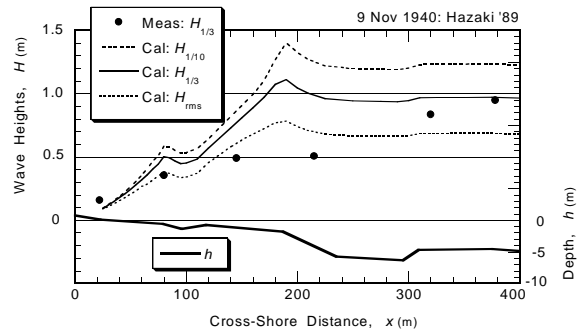


図 - 28 阿字ヶ浦海岸における観測波高と計算値の比較 ($H_0' = 0.70\text{ m}$, $T_p = 9.0\text{ s}$, $\alpha_0 = 0^\circ$, $\gamma = 3.3$, $S_{\max} = 25$)

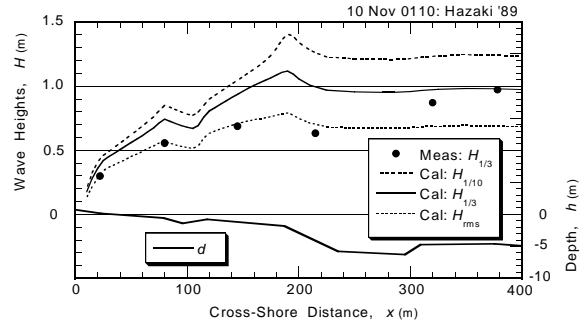
観測された $H_{1/10}$ は距離 85 ~ 105m の区間で非線形浅水変形によると見られる顕著な増大を示しているが、線形浅水変形に基づく本モデルではこの現象を再現できない。しかし、砕波による減衰過程は本モデルでかなり良く再現されている。特に、距離 35m 付近のトラフの岸側では $H_{1/10}$ の計算値が観測値とほぼ一致する。ただし、 $H_{1/3}$ は計算値がやや過大、 H_{rms} は計算値がかなり大きめである。これは、実際の波高の幅が広く、波高の小さな波が多く出現したためと思われる。

(2) 波崎海洋観測施設における観測値との比較

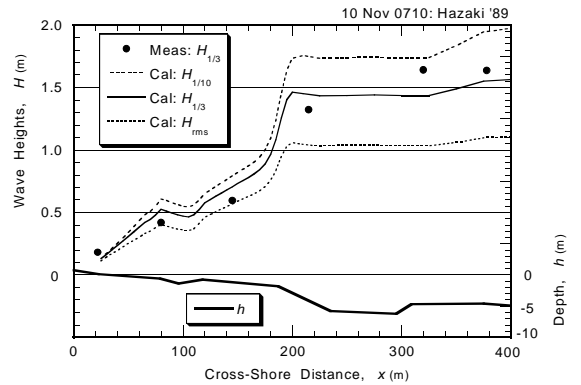
茨城県波崎町の海岸には港湾空港技術研究所が延長約 400m の観測栈橋 (HORS) を設置して海浜変形等の各種の観測を日々継続している。この栈橋には 7 台の空中発射型超音波式波高計が取り付けられており、1 時間ごとの波浪諸元が自動的に算出される。著者ら²⁹⁾は先に 1989 年 11 月 9 ~ 10 日の波形記録を借用して、長周期波の現象について解析した。このときの波浪諸元の台帳から 4 ケースを選んで本モデルを適用した結果を図 - 29 に示す。観測値としては、記録時間 20 分間の制約に起因する統計的誤差を縮小するため、高潮時および低潮時の 2 ~ 3 時間の波浪諸元を平均したものをを用いた。また、潮位は波高計ごとの平均水面として記録されているけれども、岸側の波高計に基づく潮位は wave setup の影響で沖側よりも高く算出されている。そのため、沖側 2 台の波高計による潮位を用いた。



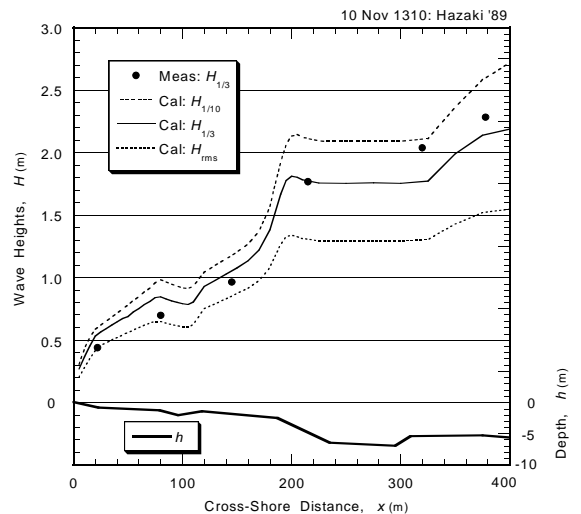
(a) $H_0' = 0.91\text{ m}$, $T_p = 9.3\text{ s}$, $\alpha_0 = 20^\circ$, $\gamma = 2.0$, $S_{\max} = 20$



(b) $H_0' = 0.93\text{ m}$, $T_p = 8.5\text{ s}$, $\alpha_0 = 20^\circ$, $\gamma = 2.0$, $S_{\max} = 20$



(c) $H_0' = 1.73\text{ m}$, $T_p = 6.0\text{ s}$, $\alpha_0 = 20^\circ$, $\gamma = 1.0$, $S_{\max} = 10$



(d) $H_0' = 2.37\text{ m}$, $T_p = 6.8\text{ s}$, $\alpha_0 = 20^\circ$, $\gamma = 1.0$, $S_{\max} = 10$

図 - 28 波崎海岸における観測波高と計算値の比較

波向，スペクトル尖鋭度，方向集中度は適宜仮定したものである。計算は $M = 301$ ， $\Delta x = 1.0\text{m}$ で行ったけれども， $C_b = 0.080$ としたのでは計算による碎波減衰が十分に発達しないためこれを $C_b = 0.070$ に低減したものをを用いた。 C_b' については，比例配分で $C_b' = 0.0613$ とした。

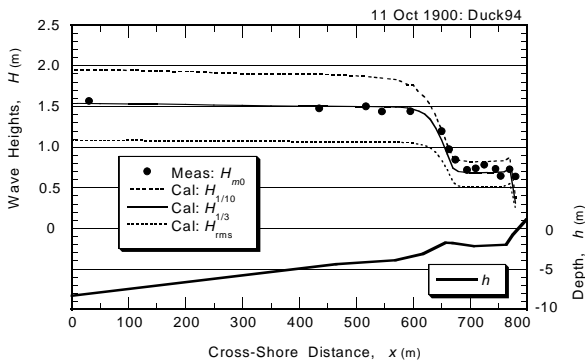
観測値は有義波高 $H_{1/3}$ のみであるけれども，計算値としては参考のために $H_{1/10}$ と H_{rms} も提示している。波高の大きな11月10日7時と13時のケースは計算結果がほぼ観測値を説明している。しかし，波高の小さな11月9日19時のケースでは距離145mと215mの地点の波高の落ち込みを再現することは不可能であり，碎波とトラフ減衰以外のメカニズムを探る必要がある。

(3) Duck94における観測値との比較

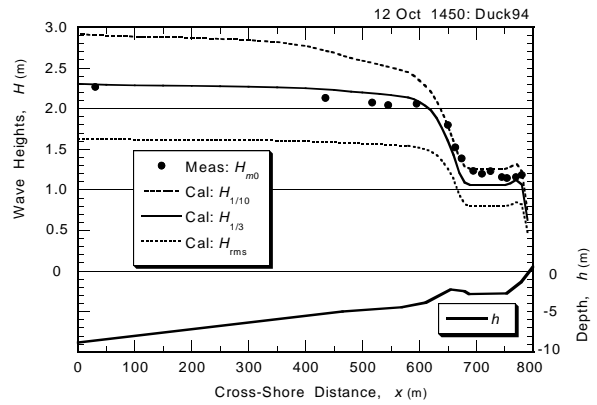
米国では陸軍工兵隊旧Coastal Engineering Research Center がノースカロライナ州 Duck の海岸に Field Research Facility (FRF) と称する棧橋を保有して定常観測を行うとともに，大学その他の研究機関と共同で各種の総合観測を実施している。Duck94と名付けられた観測プロジェクトもその一つで，その目的の一つはスペクトル波浪の碎波変形の実態を把握することであった。海岸から約900mの水深約8mの地点に水圧式波高計のアレイを設置して方向スペクトルを観測するとともに，岸から沖へ10数台の水圧式波高計を設置して波高および周波数スペクトルの変化を記録した。

最近 Smith³¹⁾ は，このときの観測条件に各種の不規則碎波変形モデルを適用し，観測値と計算値の差異の標準偏差を求めて各種モデルの評価を行っている。著者はDr. Smithから提供されたこのデータファイルのうちから波浪条件が安定していたと思われる4ケースを選んで解析を行った。図-30はその結果である。海底地形は与えられたデータから折れ線で近似して入力とした。

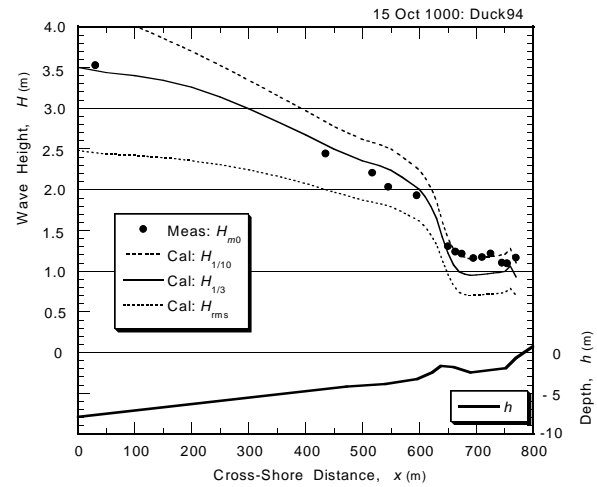
現地データは連続記録を17分04秒ごとに区切ってスペクトル有義波高 H_{m0} およびスペクトルピーク周期 T_p を計算している。そこで，6連続記録の算術平均値を用いて統計的誤差を低減した。また，碎波減衰の計算は水深の僅かの差異に影響される。潮位としては観測値と天文潮位との2種類が提示されてお



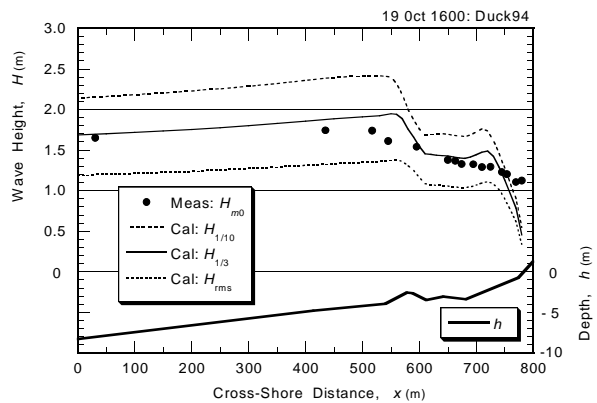
(a) $H_0' = 1.67\text{ m}$, $T_p = 6.7\text{ s}$, $\alpha_0 = 28^\circ$, $\gamma = 1.0$, $S_{\max} = 10$



(b) $H_0' = 2.41\text{ m}$, $T_p = 7.6\text{ s}$, $\alpha_0 = 15^\circ$, $\gamma = 1.0$, $S_{\max} = 10$



(c) $H_0' = 3.53\text{ m}$, $T_p = 10.7\text{ s}$, $\alpha_0 = -18^\circ$, $\gamma = 1.0$, $S_{\max} = 10$



(d) $H_0' = 1.53\text{ m}$, $T_p = 13.6\text{ s}$, $\alpha_0 = 15^\circ$, $\gamma = 3.3$, $S_{\max} = 25$

図-30 Duck94 における観測波高と計算値の比較

り，10月19日以外は観測値が天文潮位よりも0.3～0.4m高く記録されている。この差異は wave setup によるものと見なし，水深は天文潮位を用いて算定した。スペクトルの尖鋭度パラメータは周波数スペクトルの形状から判断し，方向集中度パラメータは概略値で与えた。波向は一連の高波の推移から平均的なものを設定した。

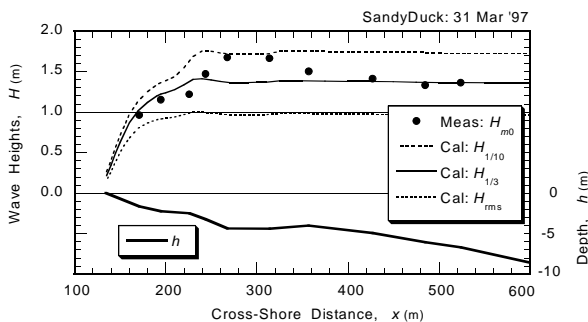
モデルの計算は $M = 301$ ， $C_b = 0.070$ ， $\Delta x = 2.0\text{m}$ の

条件で行った。碎波係数の定数を低減したのは波崎海岸の場合と同様である。有義波高 $H_{1/3}$ に加えて $H_{1/10}$ と H_{rms} を参考に提示したのも同様である。計算結果は、いずれのケースも観測値にかなり良く適合している。なお、この一連の高波の期間に、バーはゆっくりと沖側へ移動している。

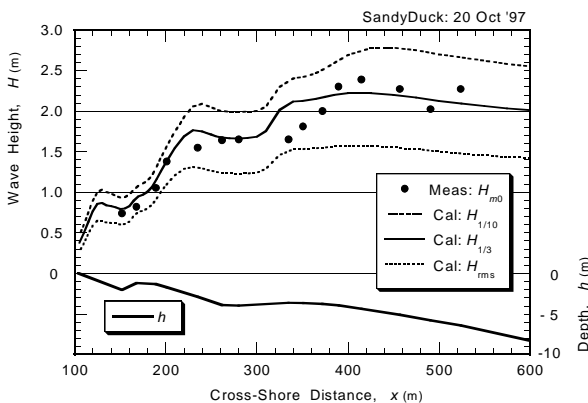
(4) SandyDuckにおける観測値との比較

Duck 海岸の FRF で実施された他の現地観測のプロジェクトとしては、1997年から1998年にかけて実施された SandyDuck (浮遊砂捕捉観測) がある。このときに得られた沿岸漂砂量については、Bayram et al.³¹⁾ が各種の漂砂量算定モデルとの検証データの一部として使用している。また、Katayama・Goda³²⁾ も Dr. Kraus からデータファイルの提供を受けて解析を行った。

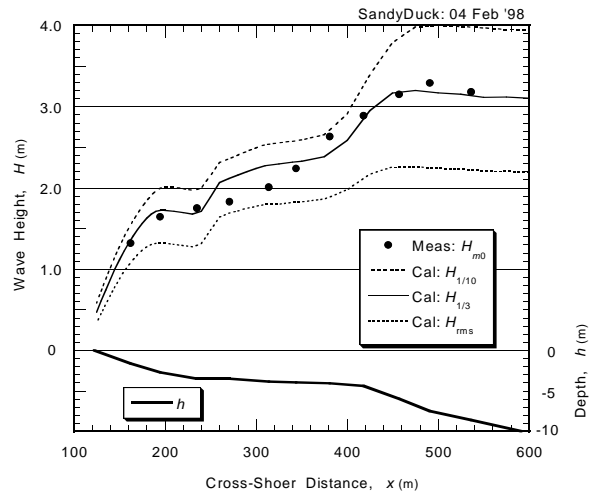
SandyDuck の観測は、浮遊砂濃度測定のアームを栈橋から海中に突き出し、1個所で測定を終えてから栈橋上の次の地点に移動する。このため、栈橋の先端から岸までの測定に3~4時間を要して、各地点の波高測定時刻が異なる。しかし、ここでは同一の波浪条件に対応するものとみなした。波向についてはデータファイルに記載されているが、スペクトルの尖鋭度パラメータおよび方向集中度は適宜設定したものである。



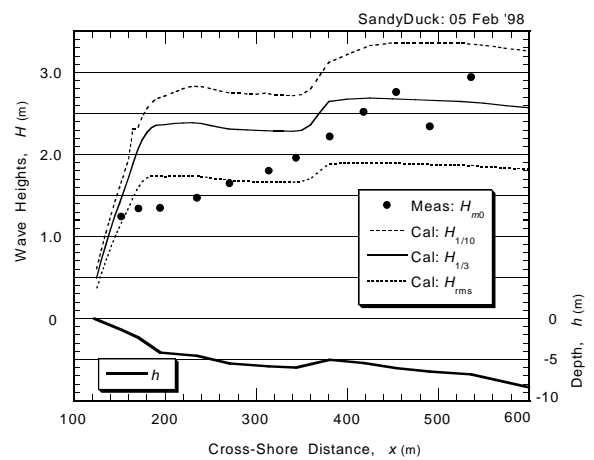
(a) $H_0' = 1.43 \text{ m}$, $T_p = 7.1 \text{ s}$, $\alpha_0 = 7^\circ$, $\gamma = 1.0$, $S_{\max} = 10$



(b) $H_0' = 1.75 \text{ m}$, $T_p = 12.6 \text{ s}$, $\alpha_0 = 17^\circ$, $\gamma = 3.3$, $S_{\max} = 25$



(c) $H_0' = 3.02 \text{ m}$, $T_p = 10.6 \text{ s}$, $\alpha_0 = 29^\circ$, $\gamma = 3.3$, $S_{\max} = 250$



(d) $H_0' = 2.37 \text{ m}$, $T_p = 11.2 \text{ s}$, $\alpha_0 = 17^\circ$, $\gamma = 3.3$, $S_{\max} = 25$

図 - 31 SandyDuck における観測波高と計算値の比較

計算は Duck94 と同様に、 $M = 301$, $C_b = 0.070$ としたが、格子間隔は $\Delta x = 1.0 \text{ m}$ とした。計算結果を観測波高と比べると、(a) に示した 1997 年 3 月 31 日のケースでは距離 300 m 付近の波高増大を再現できていない。一方、(b) の同年 10 月 20 日のケースと (c) の 1998 年 2 月 4 日のケースは計算値が観測値にほぼ一致している。しかし、翌日の (d) のケースでは距離 400 m より岸側で観測波高が急激に減衰しており、その機構を説明することがむずかしい。この (d) のケースを除けば、本論文のモデルによって SandyDuck プロジェクトにおける現地の波高変化がかなり良く再現できたといえよう。

(5) 現地観測値に対する適合性について

以上の阿字ヶ浦、波崎海岸、Duck94、SandyDuck の 4 種類の観測データに本モデルを適用したときの問題点の一つは、碎波係数の定数 C_b の値である。室内実験および阿字ヶ浦海岸については $C_b = 0.080$ が適合し、これまでの碎波変形モデルとも整合していた。しかし、波崎海岸および米国 Duck の栈橋で

の観測値に対しては、この定数を $C_b = 0.070$, $C_b' = 0.0613$ に低減させる必要があった。阿字ヶ浦海岸の場合には観測対象区間が約110mであったのに対し、他の3海岸は400~800mの区間を対象にしたので、スケールの違いが出たとも考えられる。

もう一つの問題点は、波崎海岸とSandyDuckの観測データの内、本モデルに導入した段階的砕波減衰のプロセスでは説明できないような、著しい波高減少を示すケースが見られたことである。可能性としては、観測栈橋に沿って海底が洗掘されて地形が3次的に変化し、波の屈折等によって栈橋沿いの波高が減少したことが想定される。しかし、計算値とかなりよく一致する観測ケースもあり、常にそうした現象が起きていたとはいえない。やはり、当該海岸の3次元地形の情報を入手した上で、波浪変形計算を行って吟味する必要がある。なお、今回の現地波浪の計算において、海底摩擦による波高減衰は汀線近傍を除き、1%以下であった。

いずれは詳細な現地観測を行うか、そうした観測データを入手し、各種の波浪変形モデルの比較検討を実施しなければならないであろう。それまでは、現地プロジェクトに対しては、段階的砕波係数の定数を $C_b = 0.070$ として本モデルを適用するのが良いのではないかと思われる。

10. むすび

複雑な形状の海底地形に対して砕波を伴う波浪変形を求める手法として、新しい方法を提案した。その要点および結論は以下の通りである。

1. 砕波による波浪減衰を求める際に、水深に対する砕波限界波高比を波高のレベルごとに段階的に変える方式を案出した。これを段階的砕波係数と呼ぶ。
2. バーの岸側のトラフ部分のように海底勾配が負の箇所については、段階的砕波係数の定数を変更して適用する。
3. 水底の水粒子運動に対する底面せん断力による波高減衰は、乱流境界層によるエネルギー損失を考慮して定式化した。
4. 計算は、あらかじめ設定した多数の波高レベルごとに行い、その結果から各種の代表波高値を算出する。
5. 入力の不規則波は、JONSWAP型周波数スペクトルと光易型方向分布関数を基本とし、スペクトルから求められる成分波の全てについて、各波高レベルで波高分布の計算を行い、その結果をエネルギー的に合成する。
6. 段階的砕波係数に含まれる経験的定数を調整した結果、一様斜面における合田(1975)の砕波波高算定図表と極めてよく一致する結果が得られた。

7. 本モデルでは、砕波帯内で波高の確率密度分布が徐々に変化する状況がほぼ再現され、代表波高間の比率が場所ごとに変化する傾向を把握することができる。
8. 斜面に連なる水平ステップおよびバー型地形での波高変化も、既往の実験結果にかなり近い結果を得ることができる。
9. VincentとBriggs(1989)が提示した楕円形浅瀬の上の波高変化についても、実験値とほぼ一致する計算結果を得ることができる。
10. 縦型および横型人工リーフのような複雑な地形についても、実験値とかなり合致する計算結果が得られ、こうした人工構造物に対する適用性が確認できた。
11. 現地4個所の海岸における岸沖方向の波高変化の観測値に適用したところ、砕波係数の定数を若干低減させることにより観測値とかなり良く一致する結果が得られた。

以上により、ここで提示した計算モデルは、現地の諸地形に対する実務計算用として適用性が広いものと考えられる。ただし、放物型方程式を基本式として用いているので、構造物からの反射波については取り扱うことができないという制約は残る。

なお、段階的砕波係数は放物型方程式の計算法に限定されるものでなく、緩勾配方程式その他にも適用可能と考えられる。今後の応用を期待したい。

参考文献

- 1) 間瀬 肇：不規則波の浅水・砕波変形，第28回水工学に関する夏期研修会講義集，Bコース，土木学会，pp. B-4.1~B.4.19，1992。
- 2) 合田良実：浅海域における波浪の砕波変形，港湾技術研究報告，第14巻，第3号，pp.59-106，1975。
- 3) 栗山善昭・尾崎 靖：沿岸砂州周辺の砕波率分布，海岸工学論文集，第42巻，pp.96-100，1995。
- 4) Kuriyama, Y. and Ozaki, Y.: Wave height and fraction of breaking waves on a bar-trough beach - field measurements at HORS and modeling -, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 35, No. 1, pp.1-38, 1966.
- 5) Kuriyama, Y.: Models of wave height and fraction of breaking waves on a barred beach, Proc. 25th Int. Conf. Coastal Engrg., Orlando, Florida, ASCE, pp.247-259, 1966.
- 6) 合田良実：段階的砕波係数を導入した3次元地形場の不規則波浪変形計算，海洋開発論文集，第18巻，pp.197-202，2002。
- 7) 合田良実：屈折効果を利用した縦型人工リーフシステムの特性について，土木学会論文集，No.663/II-53，pp.55-67，2000。
- 8) 平口博丸・丸山康樹：斜め入射波に対する放物型方程式の適用性の拡張，第33回海岸工学講演会論文集，pp.114-118，1986。
- 9) 平口博丸・丸山康樹：斜め入射波に対する波浪変形計算法 新しい放物型方程式の提案，電力中央研究所

報告, U86045, 23p., 1987.

10) Dally, W.R., Dean, R.G., and Darlymple, R.A.: Wave height variation across beaches of arbitrary profile, *J. Geophys. Res.*, Vol.90, No.C6, pp.11,917-11,927, 1985.

11) 合田良実: 防波堤の設計波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第12巻 第3号, 1973, pp.31-59.

12) 権ヒュクミン: 複合断面における不規則波浪の砕波変形に関する研究, 横浜国立大学博士論文, p.84, 1996.

13) 権ヒュクミン・合田良実: パー型地形における不規則波の砕波変形について, 海岸工学論文集, 第42巻, pp.101-105, 1995.

14) 高山知司・神山 豊・菊池 治: リーフ上の波の変形に関する研究, 港湾技研資料 No.278, 32p., 1977.

15) 堀川清司編: 海岸環境工学, 東大出版会, p.67, 1985.

16) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計(増補改訂), 鹿島出版会, pp.20-23, 1990.

17) 運輸省港湾局監修: 港湾の施設の技術法の基準・同解説, 日本港湾協会, pp.153-154, 1999.

18) 前出2), 図 - 58, p.98.

19) Kraus, N.C., Smith, J. M., and Sollitt, C.K.: SUPERTANK laboratory data collection project, *Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Engrg.*, Venice, ASCE, pp. 2191-2204, 1972.

20) Larson, M.: Model for decay of random waves in surf zone, *J. Waterways, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, Vol.121, No.1, pp.1-12, 1995.

21) Vincent, C.L. and Briggs, M.J.: Refraction-diffraction of irregular waves over a mound, *J. Waterways, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, ASCE, Vol. 115, No. 2, pp.269-284, 1989.

22) US Army Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center: WET (Wave Engineering Tests) Data Report (unpublished), 1986.

23) Ozkan, H.T. and Kirby, J.T.: Evolution of breaking directional spectral waves in the nearshore, *Proc. WAVES '93*, ASCE, pp.849-863, 1993.

24) Yoon, S.B., Lee, J.W., Yeon, Y.J., and Choi, B.H.: A note on the numerical simulation of wave deformation over a submerged shoal, *Proc. 1st Asian and Pacific Coastal Engrg. Conf.*, Dalian, China, pp.315-324, 2001.

25) 合田良実・吉崎龍太郎・原田智弘: 縦型傾斜式離岸堤周辺の波高分布と海浜流について, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.121-125, 1996.

26) 合田良実・高木泰士: 人工リーフと縦型傾斜式離岸堤の水理特性の比較について, 海洋開発論文集, Vol. 13, pp.31-36, 1997.

27) 堀田新太郎・水口 優: 砕波帯内の波の現地観測, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.152-156, 1979.

28) Hotta, S. and Mizuguchi, M.: A field study of waves in the surf zone, *Coastal Engineering in Japan*, JSCE, Vol.23, pp. 59-79, 1980.

29) 合田良実・諫山太郎・佐藤慎司: 砕波帯内の長周期波の発達機構に関する実験と現地観測, 海岸工学論文集, 第37巻, pp.96-100, 1990.

30) Smith, J.M.: Breaking in a spectral wave model, *Ocean Wave Measurement and Analysis (Proc. WAVES 2001)*, ASCE, pp.1022-1031, 2001.

31) Bayram, A., Larsen, M., Miller, H.C., and Kraus N.C.: Performance of longshore sediment transport formulas evaluated with field data, *Coastal Engineering 2000 (Proc. 27th ICCE, Sydney)*, ASCE, pp.3114-3127, 2000.

32) Katayama, H. and Goda, Y.: A sediment pickup rate formula based on energy dissipation rate by random breaking waves, *Coastal Engineering 2000 (Proc. 27th ICCE, Sydney)*, ASCE, pp.2859-2871, 2000.

33) Tajima, Y. and Madsen, O.S.: Shoaling, breaking and broken wave characteristics, *Coastal Engineering 2002, Proc. 28th Int. Conf.*, Cardiff, Wales, World Scientific, pp.222-234, 2002.

付録：計算結果に及ぼす格子間隔の影響

(1) まえがき

波浪変形の数値計算では、格子間隔および計算ステップの選択が常に問題となる。今回のモデルは、放物型方程式に基づき波浪ポテンシャルの振幅の空間分布を解くという、定常状態の解を求める方式であるので、計算時間ステップの問題は生じない。

一方、計算格子の間隔は、計算の精度と演算時間とのトレードオフの関係にある。また、式(4)のDally型の砕波減衰式を使う場合に、計算格子間隔によって砕波減衰の度合いが影響されるのではないかと心配がある。そこで、同一条件で格子間隔を大幅に変えて計算を行い、その結果を比較してみた。

なお、一様水深を伝播する場合には式(1)が次のように書き直される。

$$\frac{d\phi}{dx} = i\phi \quad (\text{A.1})$$

この解は直ちに求められて次のように表される。

$$\phi = \exp(ix) \quad (\text{A.2})$$

この解を差分によって数値解析する場合には、格子間隔に制限があるようにも思える。しかし、水深 $h=10.0\text{m}$ 、周期 $T=10\text{s}$ ($L=92.3\text{m}$) の規則波に対して $\Delta x=1\sim 500\text{m}$ に変えて計算してみたところ、どの格子間隔でも振幅が一定のまま波が進行する結果が得られた。これは、平口・丸山が tri-diagonal solver のアルゴリズムを利用しているために、格子間隔の影響を抑える結果になっていると思われる。

(2) 浅水変形計算

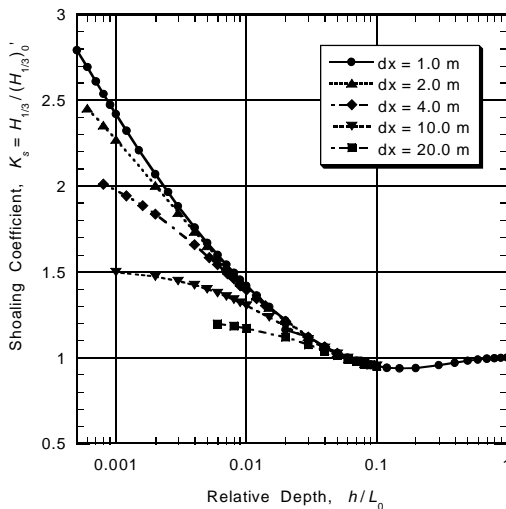
まず、一様勾配斜面に波が入射角 0° で伝播する状況を想定する。斜面勾配は $1/100$ とし、砕波がごく浅いところまで起きないように入射波高を $H_0' = 0.0100\text{m}$ に設定した。波は修正 Bretschneider-光易型スペクトルの単一方向波浪であり、ピーク周期は $T_p = 9.10\text{s}$ である。有義波周期では $T_{1/3} = 8.01\text{s}$ であり、後者に対する深海波長は $(L_{1/3})_0 = 100.0\text{m}$ となる。このスペクトルに対し、等エネルギー分割の10周期成分を用いた。

計算格子間隔は $\Delta x=1.0, 2.0, 4.0, 10.0$ 、および 20.0m の5通りに変えて計算を行い、浅水係数 K_s と相対

水深 h/L_0 の関係を調べた。その結果が付図 - 1 である。相対水深 0.1 以深では計算結果に差異がないので、 $\Delta x = 1.0\text{m}$ のデータのみを表示している。なお、スペクトル波浪の場合の浅水係数は極小値が約 0.937 であり、規則波の場合の 0.913 よりも大きいことは本文 3 (2) に述べたとおりである。

計算格子間隔の影響は、相対水深が小さくなるにつれて次第に明らかになる。格子間隔が大きいと浅水変形が十分に再現できず、波高が十分に増幅しない。浅水係数の真値に対する誤差が 10% 以下であるのは、 $\Delta x = 20\text{m}$ では水深約 1.8m 以深、 $\Delta x = 10\text{m}$ では約 0.9m 以深である。しかし、 $\Delta x = 4.0\text{m}$ であれば、水深 0.4m でも誤差は 6% 以下にとどまる。一般化はむずかしいけれども、この計算結果から類推すれば、1 格子前進するときの水深減少量 Δh の 10 倍の水深までは大きな誤差を生じないで計算を進めることができそうである。もっとも、 $\Delta x = 2.0\text{m}$ では $\Delta h = 0.02\text{m}$ の 5 倍の水深 0.1m での誤差が 6% であるので、計算格子の絶対値によってもこの倍率が異なる。

なお、図 - 6 ~ 9 の計算は $\Delta h/h < 0.1$ の条件で行っており、浅水変形は的確に算定されている。



付図 - 1 浅水係数に及ぼす計算格子間隔の影響

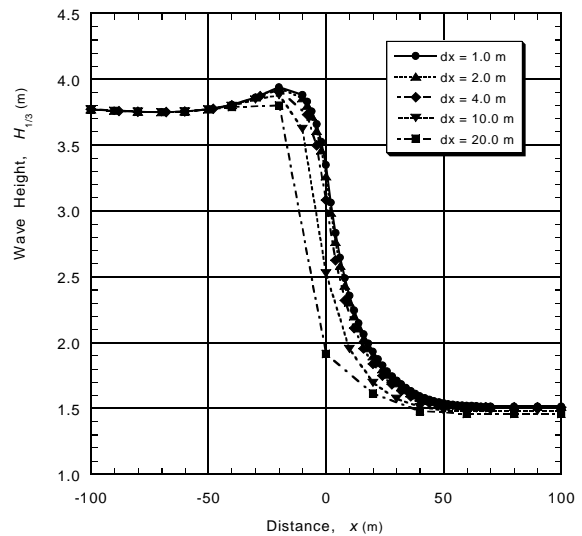
(3) 水平ステップ上での碎波減衰

第 2 の検討として、勾配 1/5 の一様斜面に連なる水平ステップの上での波浪変形を格子間隔 1.0 ~ 20.0 m で比較した。水平ステップの上の水深は $h = 2.0\text{m}$ であり、入射波は (2) と同じであるが入射波高として $H_0' = 2.0\text{m}$ と 4.0m の 2 通りに変えて碎波減衰の状況を比較した。この結果を付図 - 2, 3 に示す。横軸の $x=0$ が水平ステップの起点である。

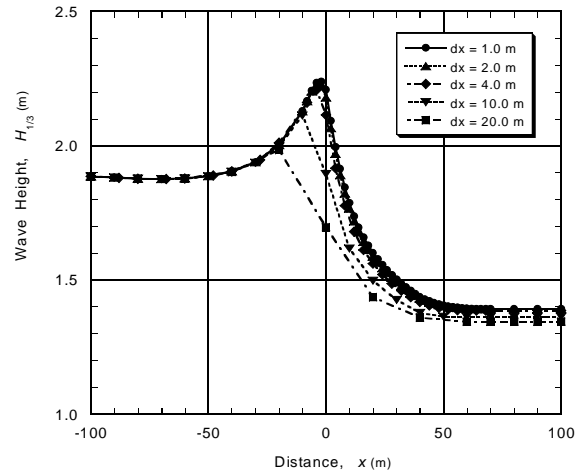
波高 4.0m の付図 - 2 の場合には、ステップの前面 $x = -20\text{m}$ の水深 4.0m の付近から碎波の影響が現れ、急速に波高が減少する。格子間隔 $\Delta x = 20.0\text{m}$ では、1 格子間の水深変化が $\Delta h = 4.0\text{m}$ と大きく浅水変形

が十分に再現できない。このため、波高減衰の過程では $\Delta x = 1.0\text{m}$ の計算結果よりも大幅に小さな波高となっている。しかし、波高減衰が終了した 70m 以遠では差異が 3.7% にとどまっている。

入射波高 2.0m の付図 - 3 の場合には、水平ステップの前面の $x = -2\text{m}$ 、水深 2.4m の付近で波高が最大となり、水平ステップに入ってから急速に減少する。格子間隔 $\Delta x = 10.0\text{m}$ と 20.0m の場合にはステップ前面での波高増大が十分に再現できない。しかし、碎波減衰終了後の波高は $\Delta x = 1.0\text{m}$ の場合と比べてそれぞれ 2.0% および 3.3% 小さいだけであり、格子間隔の影響は比較的小さい。



付図 - 2 水平ステップ上の碎波による波高減衰 ($h = 2.0\text{m}$, $H_0' = 4.0\text{m}$, $T_p = 9.10\text{s}$)



付図 - 3 水平ステップ上の碎波による波高減衰 ($h = 2.0\text{m}$, $H_0' = 2.0\text{m}$, $T_p = 9.10\text{s}$)

(3) まとめ

非碎波で浅水変形が汀線近くまで続くときには、計算格子間隔をかなり狭める必要がある。碎波減衰後の波高については格子間隔の影響が小さい。

付記：碎波減衰項の定数の変更について

本技術論文の前の版である Ver. 4 では、この Ver. 5 でもそのまま残されている図 - 6, 7 で明らかなように、急勾配斜面では碎波帯の中央付近において波高変化曲線が上向きにふくらむ傾向が顕著であった。これは、碎波が始まってからの波高減衰の速度が遅いための欠点であったけれども、その補正方法が見いだせないまま放置していた。しかし、最近 Tajima・Madsen³³⁾ は Dally ほか¹⁰⁾ の考え方で碎波減衰を計算するとき、式(4)中の定数 α_b を一定値ではなく、勾配が急になるにつれて定数の値を大きくする方式を提示した。

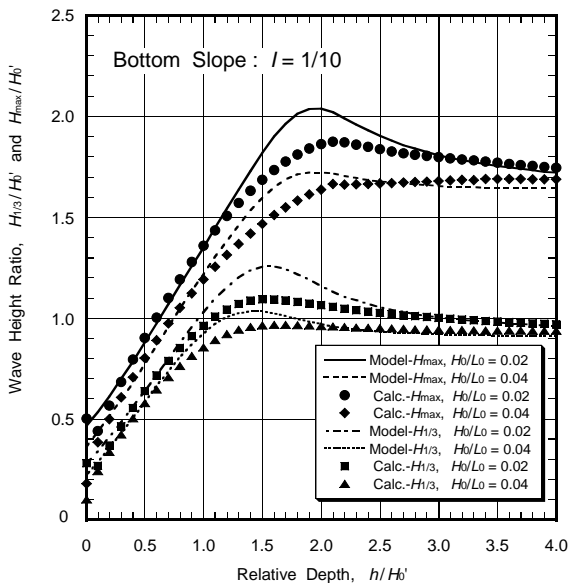
そこで、この Ver. 5 ではその方式を参考とし、一様勾配斜面における波高変化ができるだけ合田(1975)のモデルに合致するように、試行錯誤によって定数 α_b の関数形を設定することにした。得られた関数形は次のようなものである。

$$\alpha_b = \frac{3}{8}(0.3 + 2.5I) \quad (\text{付1})$$

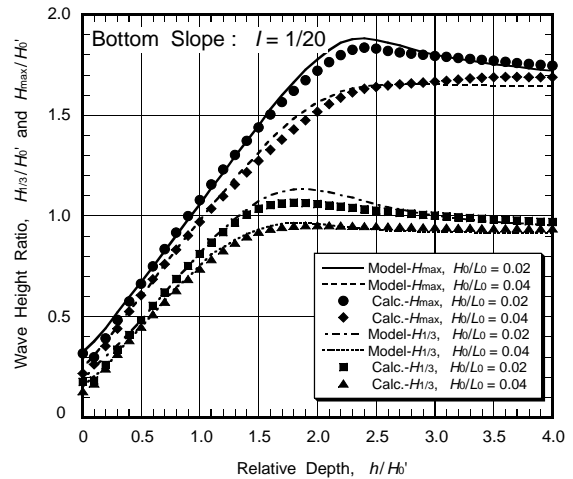
この式を用いて計算した結果が付図 - 4 ~ 7 である。

海底勾配が 1/10 と 1/20 の場合には波高変化曲線の上方へのふくらみがほとんど取れており、合田(1975)モデルとよく一致するようになった。ただし、相対水深 $h/H_0' = 2$ 付近の非線形浅水変形効果による波高の増大を表現できないのは以前のままである。海底勾配 1/30 の場合も、以前の図 - 8 と比べると分かるように、合田モデルとの整合性が向上している。海底勾配 1/100 の場合にはほとんど変化していない。

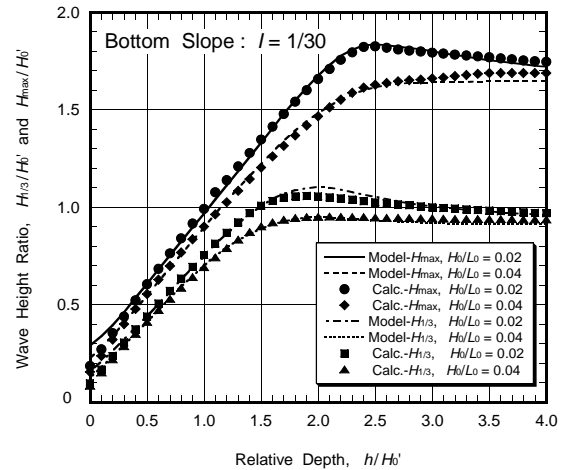
段階的碎波変形モデル (PEGBIS; Parabolic Equation with Gradational Breaker Index for Spectral waves) は今後すべて式(付1)を組み込んだものを使用する。



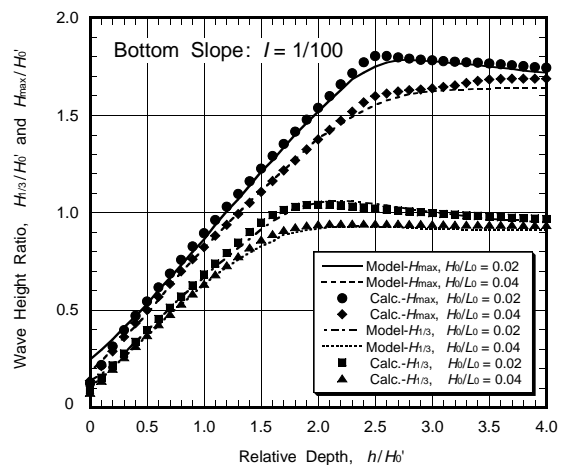
付図 - 4 海底勾配 1/10 の斜面上の H_{max} と $H_{1/3}$ (基本モデルと修正新方式との比較)



付図 - 5 海底勾配 1/20 の斜面上の H_{max} と $H_{1/3}$ (基本モデルと修正新方式との比較)



付図 - 6 海底勾配 1/30 の斜面上の H_{max} と $H_{1/3}$ (基本モデルと修正新方式との比較)



付図 - 7 海底勾配 1/100 の斜面上の H_{max} と $H_{1/3}$ (基本モデルと修正新方式との比較)

(以上)