

独立行政法人港湾空港技術研究所

# 港湾空港技術研究所 報告

---

REPORT OF  
THE PORT AND AIRPORT RESEARCH  
INSTITUTE

---

Vol.52 No.3 September 2013

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN

INDEPENDENT ADMINISTRATIVE INSTITUTION,  
PORT AND AIRPORT RESEARCH INSTITUTE

# 港湾空港技術研究所報告 (REPORT OF PARI)

第 52 卷 第 3 号 (Vol. 52, No. 3) , 2013 年9月 (September 2013)

## 目 次 (CONTENTS)

1. 浅海域における炭素隔離機能の評価へ向けた元素比・安定同位体比による有機物動態の解析 .....渡辺謙太, 桑江朝比呂 ..... 3 (Dynamics of Organic Matter Measured by the Elemental and Isotopic Techniques: Evaluation of the Carbon Sequestration in Shallow Coastal Ecosystems .....Kenta WATANABE, Tomohiro KUWAE)
2. 高含水比底泥の挙動解明とモデル化 .....中川康之 ..... 35 (Modelling of Transport Processes of Muddy Sediment with High Water Content .....Yasuyuki NAKAGAWA)
3. 乱れの生成・逸散過程を考慮した砕波モデルの汎用化に関する検討 .....平山克也, 宇野喜之 ..... 51 (Generalization of the Wave Breaking Model by Focusing on the Production and Dissipation Process of Turbulence .....Katsuya HIRAYAMA, Yoshiyuki UNO)

# 乱れの生成・逸散過程を考慮した砕波モデルの汎用化 に関する検討

平山 克也\*・宇野 喜之\*\*

## 要 旨

鉛直積分型波動モデルにおいて、砕波減衰モデルを導入する試みが多くなされている。そのうち、平山・平石 (2004a) は、段波モデルによる乱れ生成項と 1 方程式乱流モデルを導入したブシネスクモデルを開発した。その計算精度は、様々な形状の断面模型実験や、リーフを含む模型実験結果、現地リーフ上で取得された観測データとの比較などによって数多く検証されている。しかしながら、乱流モデルにおける唯一のフリーパラメータである乱れスケールや、砕波に伴う乱れの生成・逸散過程のモデル化の妥当性に関する議論は必ずしも十分ではない。そこで本研究では、段波モデルによる乱れの生成率、乱れエネルギー逸散率及び渦動粘性係数の算定に寄与する乱れスケール $l$ を取り上げ、この値が平山・平石 (2004a) のブシネスクモデルによる砕波計算に与える影響を考察するとともに、より妥当な設定法を提案し、計算精度および汎用性の向上を試みた。

これらの結果、得られた主要な結論は以下の通りである。

- 1) 不規則波の砕波実験の結果との比較から、乱流モデル中の乱れスケールの大きさは砕波時の波高程度が適切であり、このように改良した砕波モデルにより、波形勾配が異なる様々な砕波形態に対し、計算精度の向上が期待できることを確認した。
- 2) 規則波の砕波計算を行い、乱れの生成量と逸散量の平衡状態では、場に存在する乱れエネルギーを正しく評価することが砕波状況の再現にとって重要であることを明らかにした。
- 3) 不規則波の砕波に伴い時々刻々変化する場の乱れエネルギーの空間分布まで適切に再現する改良モデルでは、乱れエネルギーから算定される渦動粘性係数の時空間分布がより妥当に評価され、砕波帯内波高や平均水位の空間分布のみならず、不規則波形まで再現できるようになった。

キーワード：砕波モデル，乱流モデル，乱れスケール，ブシネスクモデル

---

\*海洋研究領域波浪研究チーム チームリーダー

\*\*海洋研究領域波浪研究チーム 依頼研修員 ((株) エコー 調査解析部)  
〒239-0826 横須賀市長瀬3-1-1 港湾空港技術研究所  
電話：046-844-5042 Fax：046-841-3888 e-mail:hirayama@pari.go.jp

## Generalization of the Wave Breaking Model by Focusing on the Production and Dissipation Process of Turbulence

Katsuya HIRAYAMA \*

Yoshiyuki UNO\*\*

### Synopsis

Wave breaking models for a Boussinesq model are widely proposed. Hirayama and Hiraishi (2004a) developed the one equation turbulence model in which the turbulent production would be estimated by the bore model. The calculation accuracy has been verified for the distribution of the wave heights, wave setups and wave-induced currents on surf zone in model experiments and field observations. However, the length of turbulent scale, which is the only free-parameter on the one equation turbulence model and affects both the production and dissipation process of turbulence during wave breaking, has not been enough argued yet. In this paper, the valid method for setting the turbulent scale is proposed and the effects of such improvement on the calculation accuracies are verified in order to archive the generalization of the proposed wave breaking model.

The main conclusions are as follows;

- 1) The parameter study focused on the turbulent scale in calculation indicates that the adequate turbulent scale is the limited wave height at wave breaking with the comparison of the distribution of wave height in surf zone obtained in model experiments and numerical simulations. The two kind methods for setting the turbulent scale with the estimation of the limited wave height at wave breaking are proposed.
- 2) The observation of the process of regular wave breaking on a sloping beach indicates that it is important for the reproduction of wave breaking to estimate the turbulent energies remained in the field with the balance between production and dissipation of turbulence.
- 3) The proposed models can reproduce not only the wave setup due to wave breaking but also the water surface elevation of the irregular waves in surf zone measured in model experiments. It is because these wave breaking models can estimate the distribution of the eddy viscosity coefficients in time and spatial domain, calculated with the turbulent energies and the turbulent scale.

**Key Words:** Wave breaking model, turbulence model, turbulent scale, Boussinesq model

---

\* Head, Wave Group, Coastal and Ocean Engineering Field

\*\* Ex-Trainee, Wave Group, Coastal and Ocean Engineering Field (ECOH Corporation)  
3-1-1 Nagase, Yokosuka, 239-0826 Japan  
Phone : +81-46-844-5042 Fax : +81-46-841-3888 e-mail:hirayama@pari.go.jp

## 目 次

要 旨 .....	51
1. まえがき .....	55
2. 従来の碎波モデルにおける計算特性 .....	56
2.1 碎波モデルの概要 .....	56
2.2 碎波モデルの計算精度 .....	58
2.3 乱れスケールの設定方法に関する検討 .....	60
3. 乱れスケールに着目した碎波モデルの改良 .....	61
3.1 改良モデルの提案 .....	62
3.2 改良効果の検討 .....	62
4. 規則波中の乱れの生成・逸散過程に関する考察 .....	63
4.1 乱れの生成・逸散過程と場に存在する乱れエネルギーの時空間変化 .....	64
4.2 1 周期間における乱れエネルギーの時空間変化 .....	65
5. 不規則波の碎波減衰過程に関する精度検証 .....	66
5.1 碎波帯内における不規則波形の再現性 .....	67
5.2 碎波帯内における出現波高分布と平均水位上昇量の岸沖変化 .....	69
6. まとめ .....	71
7. あとがき .....	71
謝辞 .....	72
参考文献 .....	72
記号表 .....	73

## 1. まえがき

ブシネスク方程式に代表される水深積分型の波動方程式は、その誘導過程において、水粒子が水面から飛び出さないという運動学的境界条件と、水面における圧力が大気圧に等しいという力学的境界条件が適用されている。したがって、それらを基礎式とした波浪変形計算モデルでは本質的に砕波現象を計算することができず、何らかの砕波モデルの導入が不可欠となっている。その基本は、砕波判定と砕波による波浪減衰モデルの構築である。とくに、弱非線形性・弱分散性と渦なし流れが仮定されたブシネスク方程式に対する砕波モデルの計算精度は、強い非線形性を有する砕波限界と、砕波によって発生する大規模渦による波エネルギー（波高）減衰の取り扱い方に大きく依存すると考えられる。

ブシネスクモデルをはじめとする時間発展型波動モデルに導入される砕波モデルでは、砕波判定に次のような方法が用いられる。例えば、佐藤・Kabiling (1993) は、長波の波速に対する水表面の水粒子速度の比を砕波指標として採用した。また、有川・磯部 (1997) は、これを非定常緩勾配方程式に用いた場合の砕波判定条件として、実験結果との比較から 0.8~1.0 とすることを提案している。一方、灘岡ら (1996) は、Euler 方程式から厳密に誘導された鉛直方向圧力勾配式を用いた砕波判定法を提案し、理論的にはこの値がゼロとなる時砕波が生じることを砕波実験により実証した。また、大山・長谷部 (2001) は、これを弱非線形・弱分散性のブシネスクモデルに適用した場合には、砕波判定条件を 0.5 程度に緩和する必要があることを示した。なお、Madsen et al. (1997a; 1997b) や Kennedy et al. (2000) は、それぞれ異なるモデルではあるが、ともに水面波形勾配を砕波指標とする砕波モデルを提案している。因みに、実験結果や観測結果を整理した合田 (1973) による砕波指標の近似式も、波形勾配の形で表現されている。

一方、砕波減衰モデルは、サーフェスローラー型と運動量拡散型に大別される。前者では、砕波によってサーフェスローラーへと転換される際の波エネルギーの逸散（例えば、Madsen et al., 1997a; 1997b）、後者では、砕波時に生成される渦の粘性による運動量拡散（例えば、佐藤・Kabiling, 1993; Kennedy et al., 2000）によって、それぞれ砕波による波浪減衰が計算される。ここで、とくに後者については、水理学の開水路流れにおける跳水現象が砕波現象とよく似ていることから、理論的に算定可能な跳水によるエネルギー損失を砕波による波浪減衰に結び付ける試みが早くから行われ、Kennedy et al.

(2000) による砕波モデルでは渦動粘性係数の算出にこの考え方が取り入れられている。また、平山・原 (2003) は、この跳水が波の進行に伴って移動することを仮定した時間発展型の Bore モデルを提案した。

さらに、大山・長谷部 (2001) は、入射波高の 1.5 倍 ( $1.5H_0'$ ) と仮定した乱れスケールを用い、砕波により生成される乱れの移流・拡散過程を 1 方程式乱流モデルで解き、乱れエネルギーの時空間分布に応じて運動量拡散項に用いる渦動粘性係数を任意に与える砕波モデルを提案した。また、平山・平石 (2004a) は、平面 2 次元のブシネスクモデルにおいて、Bore モデルによって求められた段波による損失エネルギーを乱れの生成量とし、その逸散過程を 1 方程式乱流モデルで解き、算定される渦動粘性係数の空間分布を運動量拡散項に取り込むことによって、大山・長谷部 (2001) モデルに比べ客観的な計算を可能とした砕波モデルを提案した。

この計算精度は、一様勾配斜面やステップ、バー・トラフ、潜堤を想定したモデル地形や、リーフを含む実海域の複雑地形を対象とした模型実験結果との比較、あるいは現地リーフ上で取得された観測データとの比較などによって数多く検証されている（例えば、平山・平石, 2004ab, 2005; 平山ら, 2006）。しかし、これらは波形勾配  $H_0'/L_0=0.01\sim 0.02$  程度の波浪条件に対し、砕波変形の結果として生じる短周期波高の減衰、平均水位上昇やサーフビート、あるいは沿岸流の再現性に着目して実施されたものであり、砕波に伴う乱れの生成・逸散過程のモデル化の妥当性に関する議論は必ずしも十分ではない。

そこで本研究では、段波モデルによる乱れの生成率、乱れエネルギー逸散率及び渦動粘性係数の算定に寄与する乱れスケール  $l^*$  を取り上げ、この値が平山・平石 (2004a) のブシネスクモデルによる砕波計算に与える影響を考察するとともに、より妥当な設定法を提案して、砕波モデルの計算精度および汎用性の向上を試みた。

まず、2 章では、当所で開発したブシネスクモデル：NOWT-PARI に導入されている 2 つの砕波モデルについて概説するとともに、これらの適用条件やその計算精度について述べる。

次に、3 章では、乱流モデルに基づく砕波モデルの適用条件を拡張するため、特に乱れスケールの設定方法に着目した砕波モデルの改良を行い、その効果を検証する。

さらに、4 章および 5 章では、規則波中の乱れの生成・逸散過程に着目して、改良前後の砕波モデルにおけるこれらの計算特性について示し、改良モデルの妥当性について検討するとともに、砕波減衰過程の計算精度を確認するため、砕波帯内における不規則波の水面波形、出現

波高分布及び平均水位上昇量の岸沖変化の再現性を示す。  
最後に、6章において研究のまとめを行う。

## 2. 従来の碎波モデルにおける計算特性

当所で開発が進められているブシネスクモデル：NOWT-PARI は現在、現実の港湾・海岸を対象とした波浪変形計算に不可欠な各種の境界処理法を導入した基本プログラム“NOWT-PARI Ver4.6x”シリーズと、その発展版である“NOWT-PARI Ver5.x”シリーズという2種類のプログラムが開発・運用されている（平山，2007）。

“NOWT-PARI Ver4.6x”シリーズは、図-2.1に示すような波浪変形計算を実務において実施可能とするために、学識経験者を擁した委員会ならびに幹事会による議論やこれらの成果の普及を目的とした講習会を経て、平成14年度から毎年1回のペースで開催している「ブシネスクモデルによる波浪変形計算に関する勉強会」において、プログラムソースを配布・公開している。この勉強会では、平成23年度の第10回開催までにのべ600名近い参加者を得て、彼らの研究・実務に適用して得られた成果や問題点に関して議論するとともに、更なるモデル改良に取り組み、バージョンアップを図っている。

“NOWT-PARI Ver5.x”シリーズは、Ver4.6xシリーズを更新するだけでは対応できない新たな技術の導入を目指して研究ベースでの開発を進め、実務において汎用的に適用できることが確認されたのちに公開することを目標としているものである。平成24年度末までに、消波工による波の任意反射を再現する透水層モデル（Ver5.1）、珊瑚リーフ等の複雑な海底地形上での波の碎波や海底面の部分的な干出をも許容する碎波・遡上モデル（Ver5.2）、および防波堤や護岸上の越波とその背後の越波伝達波の発生を再現する越波モデル（Ver5.3）の開発をほぼ終了

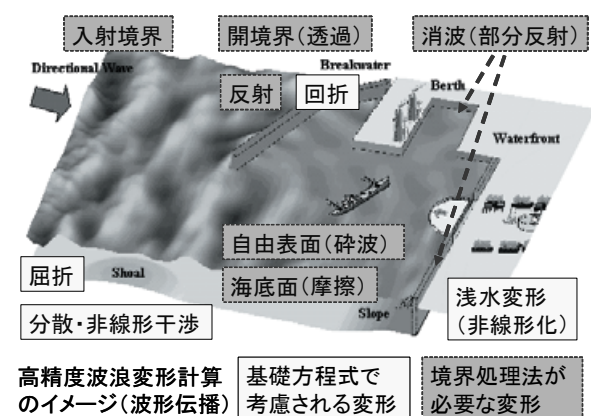


図-2.1 NOWT-PARI による波浪変形計算のイメージ

し、現在は、これらの汎用化に向けた取組みを実施しているところである。なお本稿は、このうち Ver5.2 に導入した碎波モデルの汎用化を図るものである。

### 2.1 碎波モデルの概要

上述した2種類の NOWT-PARI (Ver4.6 及び Ver5.x) には、それぞれ異なる碎波モデルが導入されている。

基本プログラムである Ver4.6 では、取り扱いが比較的簡便でかつ多くの計算事例を有する渡辺ら（1983）による碎波判定法と斜面上での碎波変形を想定した佐藤・Kabiling（1993）による波浪減衰モデルからなる碎波モデルを導入した（平山，2002）。

一方、碎波計算の精度向上やより複雑な海底地形上での碎波変形への適用を図るため、研究ベースでの開発を進めている Ver5.2 では、灘岡ら（1996）が提案した碎波判定法と大山・長谷部（2001）による波浪減衰モデルからなる碎波モデルを導入した（平山・平石，2004a）。

(1) 佐藤・Kabiling（1993）による碎波モデル

#### a) 碎波判定法

波が岸に近づき浅水変形が進むにつれて、急峻な波峰が形成されやがて碎波する。このような碎波現象の理論解析では、波峰における水粒子の水平速度成分  $u$  と波速  $C$  との間に  $u \geq C$  の条件が成立するときに波は碎けると仮定することがよく行われる。流速波速比を用いた碎波判定法（渡辺ら，1983）はまさにこれを利用したもので、この場合、碎波判定条件の理論値は  $u/C=1$  となる。

さらに、佐藤・Kabiling（1993）は、平面2次元ブシネスクモデルへの適用に際し、ブシネスク方程式が長波近似であることを考慮して長波の波速  $\sqrt{gh}$  を用いる次式を提案した。

$$\sqrt{u_s^2 + v_s^2} / \sqrt{gh} \geq \gamma_b \quad (1)$$

ここに、 $h$  は静水深、 $g$  は重力加速度、 $\gamma_b$  は碎波が生じる限界の流速波速比である。また、 $u_s$  および  $v_s$  は水表面における水粒子速度の  $x$  方向及び  $y$  方向成分であり、それぞれ次式で与えられる。

$$u_s = u - \left( \frac{D^2}{2} - \frac{h^2}{6} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad v_s = v - \left( \frac{D^2}{2} - \frac{h^2}{6} \right) \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \quad (2)$$

ここに、 $u$  及び  $v$  は代表水深における水平流速の  $x$  方向及び  $y$  方向成分、 $D$  は全水深である。

なお、有川・磯部（1997）は、これを非定常緩勾配方程式に用いた場合の碎波判定条件として、実験結果との比較から  $0.8 \sim 1.0$  とすることを提案している。また、平

山ら（1998）は、これを導入したブシネスクモデル（NOWT-PARI Ver4.6）を用いて珊瑚礁周辺の砕波変形を計算した例において、規則波の場合には0.6、不規則波の場合にはその80%とすれば、平面模型実験結果との整合性が比較的良好であることを示した。

b) 砕波減衰モデル

波速を超えて水表面の水粒子速度が速くなると、前傾しながら急峻化した波峰が大規模渦を形成し、巻き波砕波が生じる。このとき多くの波エネルギーが失われる。Schäffer et al（1993）は、このような砕波構造を説明するSurface rollerの考え方を用いて砕波による波浪減衰モデルを構築した。

一方、波形勾配の大きな波が砕ける場合には、大規模渦を形成する前に波峰が崩れる崩れ波砕波が生じる。巻き波砕波も含め、これらの場合には、砕波によって発生した乱れが水粒子の運動量を減衰させると考えられる。このような波浪減衰機構を運動方程式に付加した運動量拡散項によって表現する方法は、波動方程式系の砕波モデルに比較的早くから取り入れられてきたが、佐藤・Kabiling（1993）は、ブシネスクモデルにおいて、一様斜面上での砕波による渦動粘性係数 $\nu_t$ の分布を次式で与えることを提案した。

$$\nu_t = \frac{\alpha_D s g d}{\sigma^2} \sqrt{\frac{g}{d} \frac{\hat{Q} - Q_r}{Q_s - Q_r}} \quad (3)$$

ここに、 $d$ は平均水深、 $s$ は海底勾配、 $\hat{Q}$ は流量フラックス（＝水深平均流速×全水深）の振幅であり、 $\alpha_D$ は砕波点で5（規則波の場合）または2.5（不規則波の場合）、砕波帯外に向かって1波長の間は線形に減少し、1波長離れた地点で0となる値である。また、 $Q_s$ 、 $Q_r$ はそれぞれ次式で与えられる。

$$Q_s = 0.4(0.57 + 5.3s)\sqrt{gd^3} \quad Q_r = 0.135\sqrt{gd^3} \quad (4)$$

すなわち、運動量拡散項に乗じられる渦動粘性係数の値とその空間分布は、砕波点での平均水深や流量フラックスの振幅、正の海底勾配などに加え、砕波点を中心とした半径1波長の円内において、円外に向かって線形に減少する係数などを用いて算定される。

なお、斜面岸側の汀線付近で生じる波の遡上変形については、NOWT-PARI Ver4.6では直接取り扱うことができない。そこで、計算が発散しないよう設定した最小水深より岸側の水深を一定とし、その範囲にスポンジ層による部分反射境界を設定して、汀線付近で計算が発散することを防ぐとともに、波の遡上に伴う反射率の低減効果を近似する必要がある。なお、この詳細については例

えば、Hirayama and Hiraishi（2003）を参照されたい。

(2) 平山・平石（2004a）による砕波モデル

a) 砕波判定法

平山・平石（2004a）で採用された砕波判定法は、流速波速比による方法に比べ波向きによる影響を比較的受けにくいと考えられる鉛直方向圧力勾配式（灘岡ら、1996）を用いる方法である。ただし、ブシネスクモデルによる水面波の近似精度を考慮し、鉛直方向圧力勾配の算定には、灘岡らによる厳密式ではなく、ブシネスク近似された圧力方程式を鉛直方向に偏微分した次式を用いた。

$$-\frac{1}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=\eta} = 1 - \frac{1}{g} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{P}{D} \right) - \frac{D}{g} \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \left( \frac{P}{D} \right) \quad (5)$$

ここに、 $\rho$ は水の密度、 $p$ は高さ $z$ （静水面から鉛直上向きを正）での圧力、 $\eta$ は静水面からの水面高さ、 $P$ は流量フラックスである。

ここで、平山・原（2003）は、防波堤・護岸前面の重複的な砕波の判定も行うために、(5)式に対する砕波判定条件を0.7まで緩和するとともに、それによる砕波判定精度の低下を補うためにYamada and Shiotani（1968）による砕波限界曲線の緩和曲線を補助的に用いた。しかし、重複的な砕波による波浪減衰量は小さいことに加え、進行波に対する砕波判定を過剰に行う傾向がみられたため、大山・長谷部（2001）による指摘も踏まえ試行錯誤的に検討した結果、(5)式による砕波判定条件としては標準的に0.5を用いることが適切と判断された。また、弱非線形性による精度低下を補うために用いられる砕波限界曲線の緩和曲線は、その後、これとよく対応する斜面勾配ゼロとした合田（1973）による砕波限界波高の下限值（ $A=0.12$ ）を用いて、次式のように修正されている。

$$\frac{H_b}{h} = \frac{A}{2\pi} \left( T \sqrt{g/h} \right)^2 \left\{ 1 - \exp \left[ -3\pi^2 / \left( T \sqrt{g/h} \right)^2 \right] \right\} \quad (6)$$

ここで、合田（1973）による砕波限界波高の近似式に対し、 $A=0.12$ 、 $\tan\theta=0$ 、 $L_0=g/2\pi T^2$ を用いた。

なお、(6)式は、砕波が生じるための最小出現波高を各計算格子上で予め規定することを意味しているが、実際に砕波するかどうかは(5)式による砕波判定に従う。

b) 砕波減衰モデル

海浜や珊瑚礁などの極浅海域を含む海域の波浪変形計算を実施するためには、とくに砕波やそれによる波エネルギー減衰、波の遡上変形を高精度かつ安定に計算できるモデルの開発が不可欠である。

そこで、平山・平石（2004a）は、大山・長谷部（2001）



による1方程式乱流モデルにおける乱れ生成項に平山・原(2003)によるBoreモデルを適用し、客観的な砕波計算が可能な新たな砕波モデルを開発した。

すなわち、砕波による乱れエネルギーの生成・逸散過程は水深方向に平均した乱流方程式(7式)によって算定され、その結果得られる渦動粘性係数の時空間分布を介して、ブシネスク方程式に付加された運動量拡散項に反映される。とくに、乱れの生成項は時間発展型のBoreモデル(10式)によって客観的に算定されるエネルギー逸散率を乱れスケールで除して与えられ(8式)、渦動粘性係数は乱流モデルで得られる乱れエネルギーの平方根に乱れスケールを乗じて算定される(9式)。

1方程式乱流モデル：

$$\frac{\partial K}{\partial t} + u \frac{\partial K}{\partial x} = P^* - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\nu_t}{\sigma^*} \frac{\partial K}{\partial x} \right) \quad (7)$$

ここに、乱れの逸散率  $\varepsilon = C_u K^{3/2} / l^*$ 、定数  $C_u = 0.09$ 、 $\sigma^* = 1.0$  であり、 $K$  は乱れエネルギー、 $u$  は水深平均流速、 $l^*$  は乱れスケールで  $l^* = 1.5H_0'$  ( $H_0'$  は換算沖波波高) である。

乱れの生成項(生成率)：

$$P^* = Pg \frac{\partial E}{\partial x} / l^* \quad (8)$$

渦動粘性係数：

$$\nu_t = K^{1/2} l^* \quad (9)$$

単位時間・単位長さあたりのエネルギー逸散率：

$$Pg \frac{\partial E}{\partial x} = Pg \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{l}{2D_0} D^2 - D \right] - (l-1) \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{l}{6D_0} (\eta^3 + 3\eta^2 h - 2h^3) + \frac{1}{2} h^2 \right] \right] \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \left( \frac{P}{D} \right) \right\} \quad (10)$$

また、 $l = D_0^2 / (D_1 D_2)$ 、 $D_0 = (D_1 + D_2) / 2$  であり、 $D_1$ 、 $D_2$  はそれぞれ段波の上、下流側の全水深である。なお、(10)式は、平山・原(2003)によるBoreモデルのうちエネルギー損失勾配について、(5)式で判定された砕波地点における1つの計算格子に対し前後で得られるものを微分式の形で標記したものである(平山・平石, 2004b)。さらに、流速分布形による補正係数はいずれも1とし、跳水によるエネルギー損失との整合を図るため、代表流速の静水深に対する相対高さは-1(水底面)とした。

c) 遡上モデル

水際線近傍での波の変形を再現するために、砕波モデルとともに用いられる遡上モデル(例えば, Madsen et al., 1997a; Kennedy et al., 2000)は同時に、極浅海域における波浪変形計算を安定に実行させる役割も担っている。

平山・平石(2004a)は、水で覆われた水域格子と全水深が十分に小さい陸域格子との間の水位差を越流水深とし、これを越流公式に代入して遡上・流下フラックス(まとめて越流フラックスと呼ぶ)を算定し、連続式の計算によって各計算格子の水位が更新されると水塊の遡上・流下が完了するという遡上モデルを開発した。

また、平山(2006)は、斜面を非常に密な透水層に置き換えたMadsen et al. (1997a)の研究、あるいは斜面に沿って非常に幅の狭い溝を設定するKennedy et al. (2000)の研究にみられる空隙率の鉛直分布にヒントを得て、消波工による波の任意反射を再現する透水層モデル(平山・平石, 2001; 平山, 2001)を改良するとともに、空隙率を非常に小さく設定した透水層内の波浪抵抗を無視することにより、透水層モデルが斜面上の遡上境界処理法としても適用できることを示した。

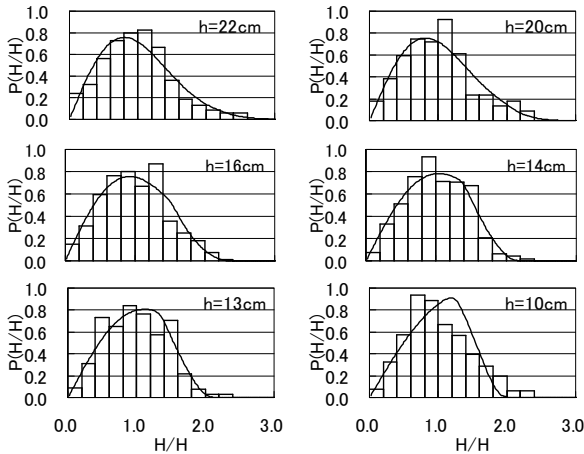
なお、これらの遡上モデルは、いずれもNOWT-PARI Ver5.xシリーズにおいてすでに導入されている。

## 2.2 砕波モデルの計算精度

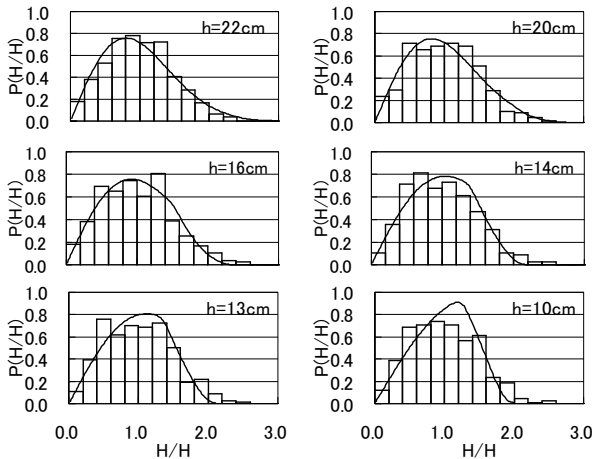
(1) 不規則波の砕波判定

前節で述べたように、NOWT-PARIで採用された砕波判定法は、Ver4.6では流速波速比による方法、Ver5.xでは鉛直方向圧力勾配による方法である。いずれも適切な砕波判定条件を設定することにより、それぞれ規則波の砕波位置を再現することは可能と思われる。しかし、1波毎に砕波位置や砕波波高が変動する不規則波に対しては、代表波に対して定義される波速を用いる流速波速比による方法は、自ずと適用限界が存在することを認識しておかなければならない。

図-2.2は、1/10勾配斜面に入射する有義波高 $H_{1/3} = 10\text{cm}$ 、有義周期 $T_{1/3} = 2.0\text{s}$ の不規則波を対象に、佐藤・Kabiling(1993)(Ver4.6)および平山・原(2003)の砕波モデルを用いて各水深で算定される波高分布の変化を示したものである。また、図中の実線は、砕波限界波高がある幅で変化することを考慮した合田(1975)による砕波帯内の波高分布モデル(以降では合田モデル(1975)と呼ぶ)による推定結果を示す。ここで、平山・原(2003)による砕波モデルは、Boreモデルによるエネルギー逸散量を直接、砕波減衰量に結び付けた点で平山・平石(2004a)



(a) 佐藤・Kabiling (1993) の砕波モデル



(b) 平山・原 (2003) の砕波モデル

図-2.2 砕波帯内における波高分布

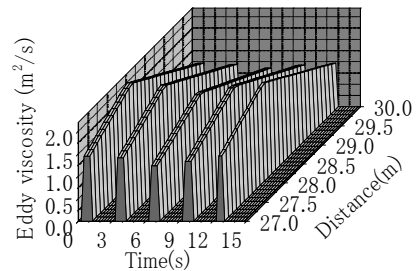
(Ver5.x) とは異なるが、砕波判定指標には同様に、(5) 式に示す鉛直方向圧力勾配を用いている。

図より、砕波判定指標に流速波速比を用いた砕波モデル (図-2.2(a)) では、ある一定の値に対して砕波判定が行われるために、合田 (2002) が指摘するように、砕波帯内である波高を境に急激に確率密度が小さくなり、その結果得られる波高分布は合田モデル (1975) で推定されるものと大きく異なっていることがわかる。一方、1波毎に変化する鉛直方向圧力勾配を砕波判定指標に用いた砕波モデル (図-2.2(b)) で算定された波高分布は、合田モデル (1975) による推定結果と比較的良く一致しており、実際の波高分布に近い分布形となっていることが確認できる。なお、後者において、砕波減衰が進む岸側ほど合田モデル (1975) との一致が悪くなる原因は、この砕波モデルにおける砕波減衰の算定精度が未だ十分でないことによると思われる。

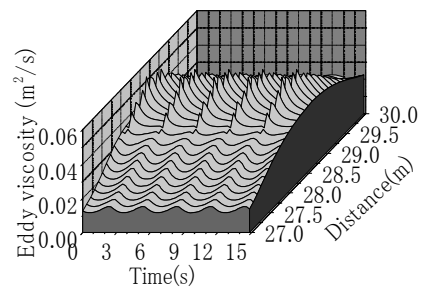
(2) 渦動粘性係数の時空間分布

前節で述べたように、NOWT-PARI に導入されている 2 種類の異なる砕波モデルはいずれも、砕波による波エネルギー減衰は運動量拡散項によって表現される。この場合、砕波減衰に関する計算精度は、渦動粘性係数の時間変化やある時刻での空間分布の推定精度に依存すると考えられる。そこで、図-2.3 には、それぞれの砕波モデルで算定される渦動粘性係数の時空間分布を示した。なお、計算では水平距離 0.0m の地点 (水深 0.5m) から周期 3.0s の規則波を造波し、斜面勾配 1/3 のリーフ崖及び水深 0.1m の水平床からなる 1 次元リーフ地形へと波を入射させた。また、この計算における砕波点は水平距離 28.3m 付近であり、これは水平リーフ地形のリーフエッジ付近にほぼ対応している。図より、次のことがわかる。

佐藤・Kabiling (1993) (Ver4.6) による砕波モデルでは、砕波時刻に集中した渦動粘性の岸沖分布のみを表現し、それらの時間方向への広がりにはみられないので、砕波減衰が時間的に継続する様子は再現されない。一方、Bore モデルと 1 方程式乱流モデルを組み合わせた平山・平石 (2004a) (Ver5.x) による砕波モデルでは、渦動粘性の分布は、通過波の水位変動にも反応しながら時空間面に比較的滑らかに広がり、岸沖方向の砕波減衰が時間的に継続する様子が再現される。なお、懸念された乱流モデル (式(7)) の演算負荷は、渦動粘性の空間分布形を



(a) 佐藤・Kabiling (1993) の砕波モデル



(b) 平山・平石 (2004a) の砕波モデル

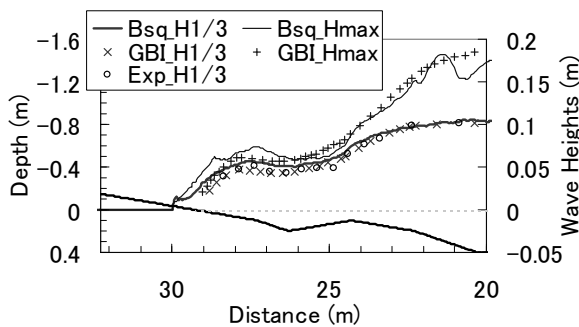
図-2.3 渦動粘性係数の時空間分布

予め仮定する方法(式(3))と比べても大差ないことが、別途確認されている。

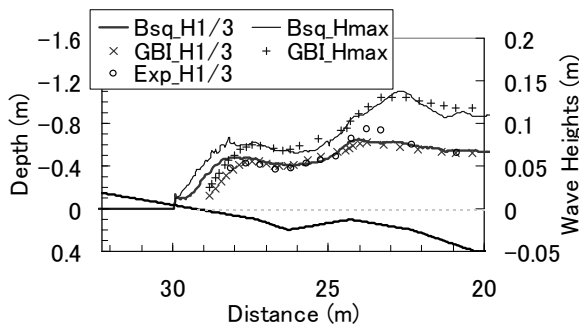
(3) 砕波波高の空間分布

合田(2002)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、その際に水深で規定される砕波限界を波高レベル毎に変えるという、段階的砕波変形モデルを提案した。この論文ではさまざまな地形での砕波変形に対するモデルの適用性が示されているが、ここでは、このうち逆勾配斜面を有するバー・トラフ地形を取り上げ、平山・平石(2004a)による砕波モデルで計算した結果と比較した。なお、計算はブシネスクモデル(NOWT-PARI Ver5.2)を用いて行い、汀線付近での波の遡上計算には、前節で述べた越流フラックスに基づく遡上モデルを用いている。

図-2.4にはそれぞれ、換算沖波波高 $H_0'=10.4\text{cm}$ 、有義波周期 $T_{1/3}=0.98\text{s}$ および $H_0'=6.6\text{cm}$ 、 $T_{1/3}=1.79\text{s}$ の不規則波を入射させた場合の有義波高 $H_{1/3}$ と最高波高 $H_{max}$ の岸沖分布を示した。いずれのケースでも、(図には示していないが)平山・原(2003)が示したBoreモデルのみによる計算結果に比べ、Boreモデルと1方程式乱流モデルを



(a)  $H_0'=10.4\text{cm}$ ,  $T_{1/3}=0.98\text{s}$



(b)  $H_0'=6.6\text{cm}$ ,  $T_{1/3}=1.79\text{s}$

図-2.4 バー・トラフ地形による砕波波高の比較 (実線; 平山・平石(2004a), +, x; 合田(2002)による段階的砕波変形モデル, O; 実験値)

組み合わせた平山・平石(2004a)による砕波モデルで算定した有義波高は、実験結果とよく一致している。とくに逆勾配斜面とその岸側において計算精度が大きく改善されており、1方程式乱流モデルを導入した効果が顕著に現れている。さらに、これらの計算結果は、実務への応用性が高いと考えられる段階的砕波変形モデルによる計算結果とも極めてよく一致し、砕波後に最高波高が有義波高に急速に近づくなどの傾向もよく再現された。なお、汀線近傍でみられる両モデルの差異は、遡上波を考慮することの有無によるものと考えられる。

2.3 乱れスケールの設定方法に関する検討

前節までに、Boreモデルと1方程式乱流モデルを組み合わせることで、砕波による波浪変形を客観的かつ精度良く算定できることが確認された。そこで本節では、この砕波モデルを汎用化するために、経験的パラメータとして唯一残されている乱れスケール $l^*$ ( $=1.5H_0'$ )を取り上げ、この値の客観的な設定方法について検討した。

(1) 砕波実験との比較

断面造波水路に1/20勾配斜面を設置し、海底勾配と入射波の波形勾配から得られるsurf similarity parameterを用いて、巻き波砕波あるいは崩れ波砕波となる $H_0'/L_0=0.005\sim 0.08$ の波形勾配を設定し、これらを目標値として5種類の不規則波を作用させた砕波実験を行った(図-2.5)。ここで、造波水深は0.79mとした。一方、平山・平石(2004a)による砕波モデルを用いたこれらの再現計算では、実験で計測された造波装置近傍の不規則波形をFFT解析して得られた初期位相を含む各成分波の波浪諸元を入射境界から造波し、各地点で計測される不規則波

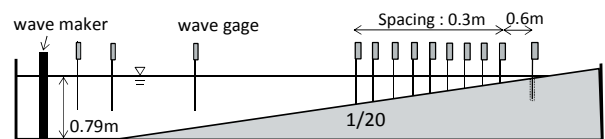


図-2.5 砕波実験とその再現計算で用いた造波水路

表-2.1 入射波条件の目標値、実験値および計算値

目標			実験			計算			砕波形態
$H_0'/L_0$	$H_0'$ (m)	$T_0$ (s)	$H_0'/L_0$	$H_0'$ (m)	$T_0$ (s)	$H_0'/L_0$	$H_0'$ (m)	$T_0$ (s)	
0.005	0.10	3.58	0.004	0.083	3.61	0.004	0.092	3.73	巻き波砕波
0.010	0.10	2.53	0.009	0.092	2.56	0.010	0.101	2.51	
0.020	0.15	2.19	0.019	0.143	2.18	0.021	0.162	2.24	
0.040	0.15	1.55	0.038	0.154	1.61	0.040	0.166	1.63	崩れ波砕波
0.080	0.15	1.10	0.066	0.139	1.16	0.090	0.155	1.05	

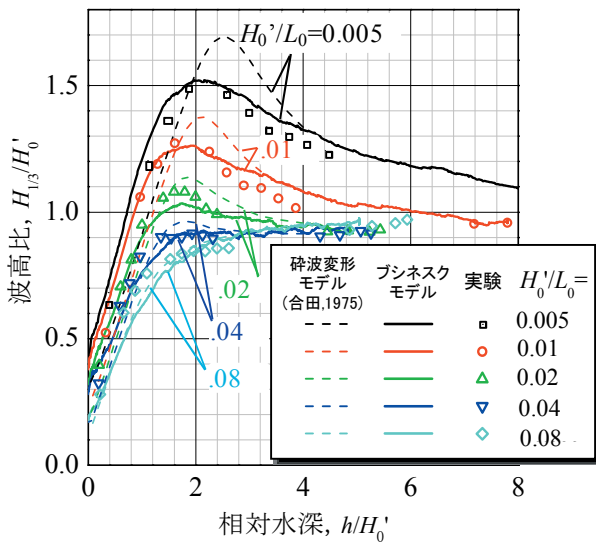


図-2.6 相対水深による砕波帯内波高の変化

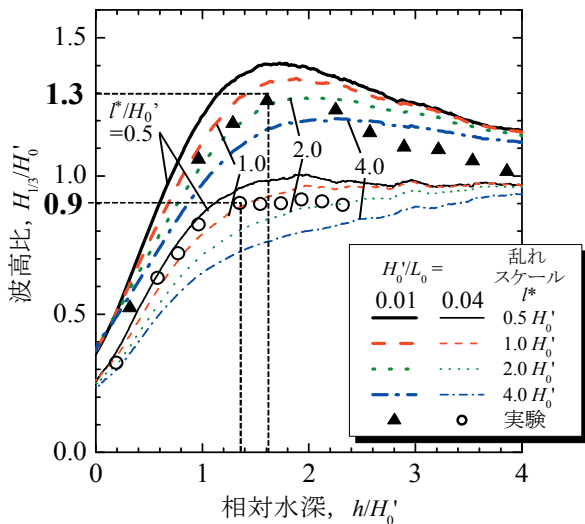


図-2.7 砕波帯内波高に対する乱れスケールの影響

形の再現性まで議論できるように配慮した。なお、波浪統計量の解析に用いた波数は、模型実験で約 250 波、再現計算で約 400 波である。

このようにして得られた入射波条件について、その目標値、実験値および計算値をまとめて表-2.1 に示す。ただし、模型実験において、造波装置の造波限界による多少の制約を受けたと考えられる  $H_0'/L_0 = 0.005$  (ストローク限界) および 0.08 (砕波限界) の実験結果は、他に比べ信頼性が劣ると考え参考値として参照するに留めた。一方、再現計算に用いた差分条件: 計算格子幅  $\Delta x = 0.02\text{m}$ , 差分時間間隔  $\Delta t = 0.002\text{s}$  は、入射波条件毎に異なる有義波周期を反映して、沖波に対し、波長分割数  $L_0/\Delta x = 100 \sim 850$ , 周期分割数  $T_{1/3}/\Delta t = 580 \sim 1650$  という関係にある。

図-2.6 には、模型実験および再現計算で得られた、相対水深  $h/H_0'$  に対する砕波帯内波高比  $H_{1/3}/H_0'$  の変化について、それぞれマークおよび実線で示す。また、図には合わせて、砕波帯内波高算定図の作成に用いられた合田モデル (1975) による算定結果を点線で示した。

図より、平山・平石 (2004a) の砕波モデルによる計算結果は、とくに  $H_0'/L_0 = 0.02$  のとき、砕波後の実験結果を非常によく再現するが、波形勾配がより大きいときには過小、より小さいときには過大な砕波帯内波高を算出する傾向があることがわかる。一方、実務で広く活用される合田モデル (1975) による推定結果は、波形勾配が小さいほど実験結果に比べ砕波帯内波高を過小に算定する傾向がみられた。これは、単一周期の波を用いる合田モデル (1975) では、浅水変形における波の分散効果が十分に考慮されていないことが要因であると考えられる。また、同じような考察は玉田ら (2009) にも見られることから、本研究では、少なくとも  $H_0'/L_0 = 0.01 \sim 0.04$  の実験結果は信頼し得るものと考え、砕波モデルによる計算精度の検証データとして採用した。

### (2) 乱れスケールによる感度分析

平山・平石 (2004a) の砕波モデルを用いた再現計算において、砕波帯内波高を過大に算定した  $H_0'/L_0 = 0.01$  および過小に算定した  $H_0'/L_0 = 0.04$  を対象として、適切な乱れスケールを検討するため  $l^* = 0.5 H_0' \sim 4.0 H_0'$  の範囲で感度分析を行った。結果を図-2.7 に示す。

図より、 $l^*$  の増加に伴い、いずれの波形勾配とも砕波帯内波高はより深い相対水深で減衰し始める傾向にあることがわかる。また、いずれの乱れスケールとも汀線付近では、波形勾配に応じて同程度の波高に収束することを確認した。したがって、波形勾配に応じた最適な  $l^*$  を与えることで、実験で得られた砕波後の波高変化をより適切に再現できると考えられる。すなわち、実験結果と計算結果の比較により、実験結果とよく一致する計算結果を与える乱れスケールは、 $H_0'/L_0 = 0.04$  に対しては  $l^* = 0.9 H_0'$  程度、 $H_0'/L_0 = 0.01$  に対しては  $l^* = 1.3 H_0'$  程度と推定された。ここで、相対水深に対する波高変化のピーク値を砕波波高とみなすと、これらの乱れスケールは、海底・波形勾配等に応じて変化する実際の砕波波高にほぼ相当していることがわかる。

### 3. 乱れスケールに着目した砕波モデルの改良

本章では、上述のように、乱れスケールに実際の砕波波高を与えることで計算精度の向上が期待できることに

着目して、2つの改良モデルを提案するとともに、それらによる砕波帯内波高の計算結果を実験結果や従来モデルによる計算結果と比較し、モデルの改良効果を示す。

### 3.1 改良モデルの提案

1 方程式乱流モデルを解く際に予め設定されるべき乱れスケールについて、大山・長谷部 (2001) や平山・平石 (2004a) (以降、従来モデルと呼ぶ) は、少なくとも砕波帯内で一様に  $l^* = 1.5H_0$  と設定した。また、Zakaria・渡辺 (1999) や Nwogu・Demirbilek (2001) は  $l^*$  が波高のオーダーであるとして入射波高と等しい  $l^*$  値を与えた計算を行い、マニュアルである後者はこれを  $l^*$  の推奨値としている。

ところで、図-3.1は、砕波に伴う最適な乱れスケールを検討するために、2.3節で述べた模型実験実施時に高速度ビデオカメラを用いて撮影した砕波状況の画像である。この画像は、砕波時に前方に飛び出した波峰の水塊が水表面に着水した状況を捉えたもので、波面や内部に気泡が混入している状況 (海底面からの気泡は人工的に発生させたもの) が確認できる。また、図には合わせて、前後の画像も見ながら目視により推定した、砕波時の波面前面で形成された渦の様子を矢印で示した。とくに巻き波砕波の場合には、砕波時には波の前面が切り立ち前方に飛び出して巻き込むようになるため、最大で波高程度のスケールをもつ渦が形成される。

以下に提案する2つの改良モデルでは、ともに乱れスケールとして砕波波高を与えることとし、その砕波波高としてそれぞれ、合田モデル (1975) による略算式で推定される砕波帯内波高を与える方法 (以降、略算波高モデルと呼ぶ)、およびブシネスクモデルで計算される実際の計算波高を読み取り、それを与える方法 (以降、計算波高モデルと呼ぶ) を適用することとした。

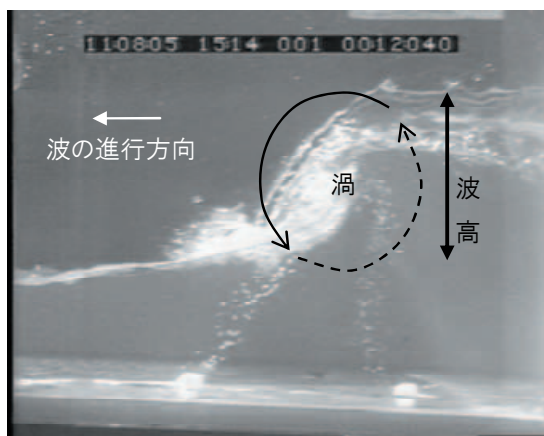


図-3.1 砕波直後の水面状況

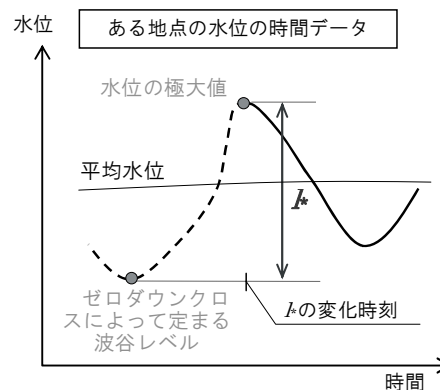


図-3.2 計算波高モデルにおける乱れスケール設定

#### (1) 略算波高モデル

砕波帯内において乱れスケールを換算沖波波高  $H_0'$  の1.5倍で固定する従来モデルに対し、略算波高モデルにおいて  $H_0'$  に対する砕波波高の比 ( $=H_0'$  に乗じる係数) を合田 (1975) による砕波帯内波高の略算式で算定することは、乱れスケールを相対水深に対する変数として取り扱うことを意味する。なお、実際の砕波計算においては、略算式に代入する海底勾配には、デカルト座標系で定義された各計算方向の局所勾配を用いた。

#### (2) 計算波高モデル

砕波波高を換算沖波波高  $H_0'$  に関連付けて推定する従来モデルや略算波高モデルとは異なり、計算波高モデルでは、ブシネスクモデルによる波浪変形計算によって時間発展的に算定される砕波波高をそのまま、乱れスケールに適用することとした。具体的には、水面波形の平面分布のうち、砕波判定された地点において、砕波時刻を含む水面波形をゼロダウンクロス法で分割し、得られる1波毎の極大波高を乱れスケールとする (図-3.2)。なお、時間発展する水面波形から1波毎の波高を算出する際、ゼロダウンクロス法はゼロアップクロス法に比べ、砕波が生じる波頂部が出現してからより短い時間のうちに、乱れスケールとする砕波波高を決定できる利点を有する。さらに、この乱れスケールは、次の極大波高が得られるたびに更新されるものとした。したがって、計算波高モデルで与える乱れスケールは、時空間的に (相対水深に加え時間波形に応じて) 変化することになる。

### 3.2 改良効果の検討

本節では、乱れスケールおよび砕波帯内波高の相対水深による変化に着目して、前節で提案した2つの改良モデルにおける計算特性および計算精度の違いを考察した。

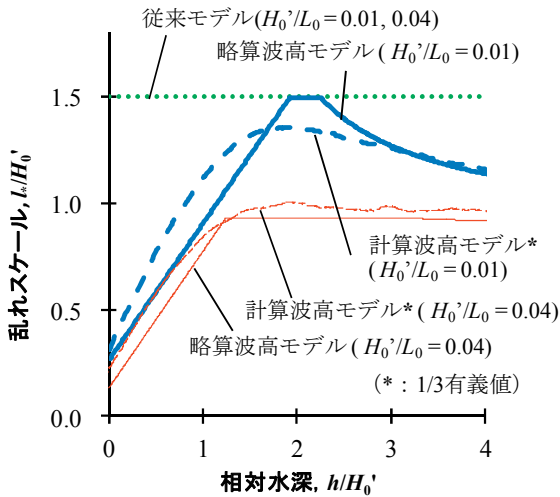
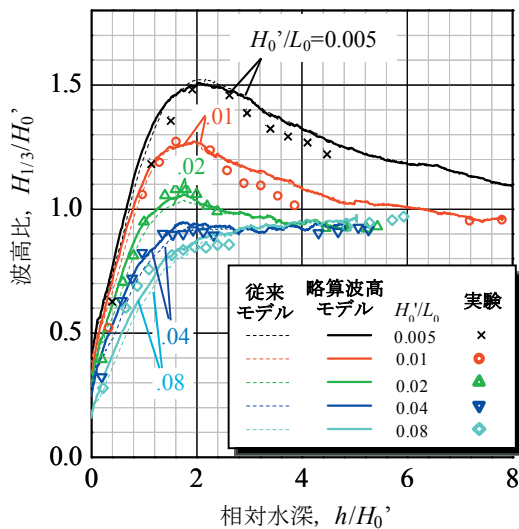
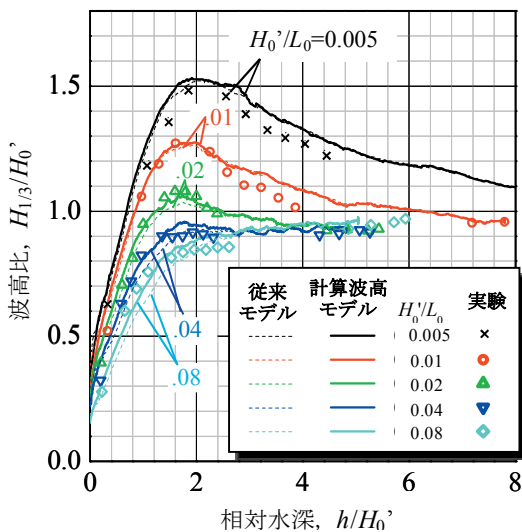


図-3.3 相対水深による乱れスケールの変化



(a) 略算波高モデル



(b) 計算波高モデル

図-3.4 相対水深による碎波帯内波高の変化

(1) 乱れスケールの空間分布

従来モデル及び2つの改良モデルで与えた乱れスケールの相対水深による変化を図-3.3に示す。ただし、乱れスケールが1波毎に異なる計算波高モデルでは、この時間的な変動を1/3有義値で代表させて示してある。

まず、相対水深による変化についてみると、従来モデルの乱れスケールは当然ながら一定値となるのに対し、2つの改良モデルではそれぞれ相対水深に応じて変化し、碎波の進行とともに小さくなる。次に、波形勾配による違いについてみると、従来モデルではやはりこの違いを表現できていないのに対し、2つの改良モデルでは、 $H_0'/L_0 = 0.01$  のときピーク波高付近で略算波高モデルの乱れスケールが従来モデルと同じ値になる以外は、従来モデルよりも小さくかつ波形勾配に応じて異なる値となることがわかる。さらに、2つの改良モデルを比較すると、1/3有義値として示した計算波高モデルの乱れスケールは、それぞれの波形勾配について、相対水深に対し略算波高モデルのものと概ね似たような値で変化していることが確認できる。

(2) 碎波帯内波高の空間分布

2つの改良モデルによる碎波帯内波高の計算結果をそれぞれ、実験結果および従来モデルによる計算結果と合わせて図-3.4に示す。

まず図-3.4(a)より、略算波高モデルを用いた場合、波形勾配が大きいケースでは実験結果の再現精度が向上するものの、波形勾配が小さいケースでは従来モデルに比べ再現性が僅かに低下することがわかる。このうち、ピーク波高の出現水深以浅の波高が過大評価される要因としては、略算式による推定波高が実験波高に比べて小さく、乱れスケールを過小評価していることが考えられる。

次に図-3.4(b)より、計算波高モデルを用いた場合には、従来モデルに比べて、波形勾配が大きいケースでは実験結果の再現精度がさらに向上し、波形勾配が小さいケースでも略算波高モデルに比べて再現性はさほど劣化せず全体的に計算精度が向上する傾向がみられることがわかる。しかし、他のモデルと同様に、碎波前の波高は実験結果に対してやや過大に算定されている。

4. 規則波中の乱れの生成・逸散過程に関する考察

本章では、乱れスケールの変化に伴う乱れの生成率、逸散率、および渦動粘性係数を決定する乱れエネルギーの岸沖分布に着目して、どのような過程で碎波変形が計算されているかについて考察する。なお、計算過程の理

解を容易にするため、ここでの考察では、各モデルにおいて規則波を作用させた場合の計算結果を用いた。

#### 4.1 乱れの生成・逸散過程と場に存在する乱れエネルギーの時空間変化

乱れの生成・逸散過程における乱れエネルギー $k$  [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ]の収支について分析するため、 $H_0'/L_0 = 0.01, 0.04$ の規則波を対象とした碎波変形計算における乱れエネルギーの生成率 $P^*$  [ $\text{m}^2/\text{s}^3$ ] ((8)式) および逸散率 $\varepsilon$  [ $\text{m}^2/\text{s}^3$ ] ((7)式の補足)の1周期積分量(生成量 $P^{*T}$ および逸散量 $\varepsilon^T$ )と、1周期間で平均した乱れエネルギーの岸沖分布を合わせて、図-4.1および図-4.2に示す。図は上から、従来モデル、略算波高モデル、および計算波高モデルの結果である。また、水面波形や乱流モデルにおける物理量が十分に安定した造波開始500s後の1周期間のものを示す。なお、運動方程式中において実際の波高減衰に寄与する渦動粘性係数 $\nu_t$  [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]は、(9)式に示した通り、乱れエネルギーから算定される。

規則波では乱れエネルギーが周期的に変動するため、定常状態に達した場合には、岸沖方向の全区間における乱れエネルギーの生成率と逸散率の1周期積分量は互いに

に等しくなると考えられる。図-4.1および図-4.2においては、これは乱れの生成量あるいは逸散量の岸沖分布を示す面積が互いに等しいことを意味し、この前提は満足していることがわかる。

一方、各モデルにおける1周期間あたりの乱れの生成量に対する乱れエネルギーの比をそれぞれ算出すると、 $H_0'/L_0 = 0.01$ の場合には、従来モデルで2.54、略算波高モデルで1.13、計算波高モデルで1.29であった。また、 $H_0'/L_0 = 0.04$ の場合には、従来モデルで10.8、略算波高モデルで1.83、計算波高モデルで1.88であり、とくに従来モデルでは、いずれも新たに生成・逸散されるよりも多くの乱れエネルギーが場に存在していることがわかる。規則波の場合、これらは生成量と逸散量が未だ平衡に達しない碎波初期に形成されたと考えられるが、不規則波の場合には、これに加えその海域での直前までの碎波履歴が次の1波の碎波変形に関与することになる。したがって、このような乱れの時空間変化を適切に評価することが碎波モデルの精度向上を図るうえで非常に重要であると考えられる。

次に、これらの岸沖分布に着目すると、従来モデルでは、碎波により乱れが生成され始める相対水深より岸側

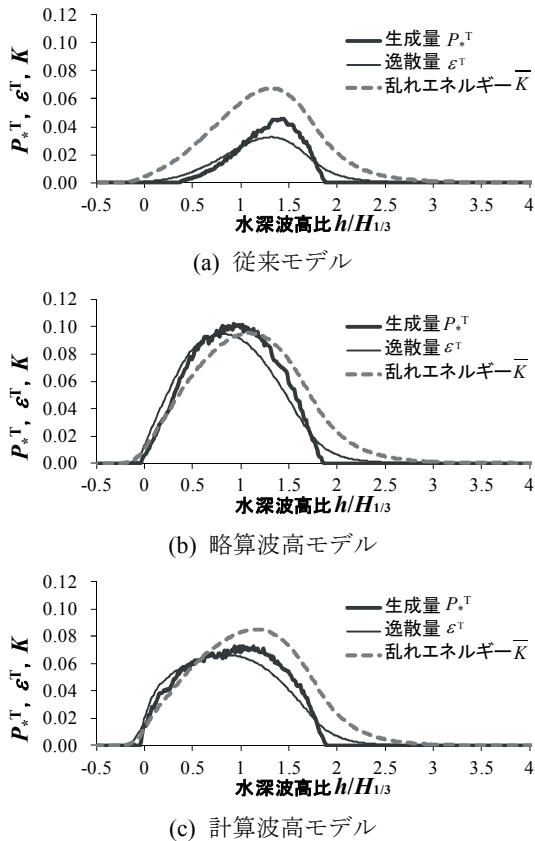


図-4.1 乱れの生成量、逸散量および場の乱れエネルギーの岸沖分布 ( $H_0'/L_0 = 0.01$ )

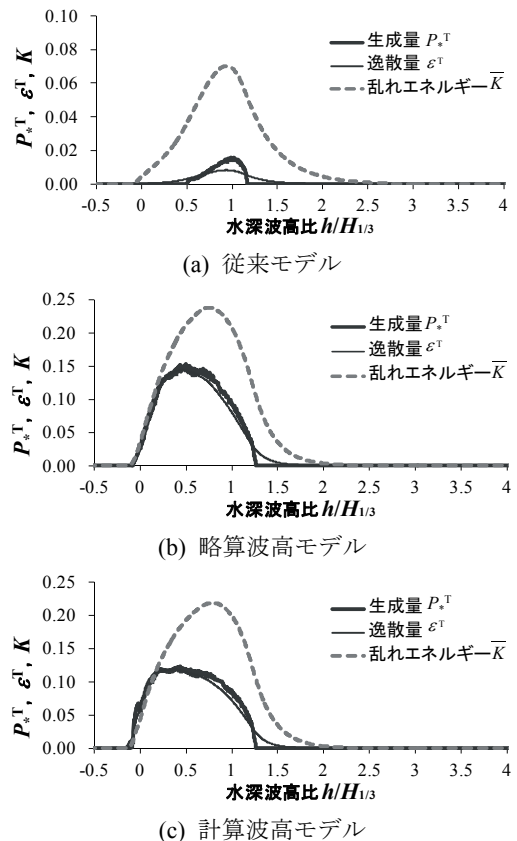


図-4.2 乱れの生成量、逸散量および場の乱れエネルギーの岸沖分布 ( $H_0'/L_0 = 0.04$ )

の碎波帯内だけではなく、沖側の碎波帯外へも乱れエネルギーが多く拡散していることがわかる。しかし、生成率  $P^*$  および逸散率  $\varepsilon$  の1周期積分値として算定される碎波帯内での乱れの生成量および逸散量は、場に存在する乱れエネルギーに比べかなり少ない。この直接の要因は、従来モデルの乱れスケールが2つの改良モデルに比べ大きいことによる。一方、2つの改良モデルにおける乱れエネルギーの岸沖分布は碎波帯内に偏った分布形状を示し、場に存在する乱れエネルギーに対し、碎波帯内での乱れの生成量および逸散量の割合が比較的多くなっている。なお、これらの分布形状について、従来モデルでは碎波帯内の沖側に偏っているのに対し、2つの改良モデルでは汀線側に偏っている理由は、その乱れスケールが碎波帯内の相対水深とともに小さくなり、従来モデルに比べ、改良モデルにおける乱れエネルギーの生成・逸散が活発になるためである（図-3.3参照）。

これらを踏まえると、波形勾配が大きいとき、従来モデルにおいて波高減衰が過大に計算される過程では、乱れスケールが大きいことに加えて、平衡状態にある乱れの生成量および逸散量に比べて場に存在する乱れが大きいために、(9)式により算定される渦動粘性係数による運動量拡散効果が顕著になったと推測される。すなわち、従来モデルによる碎波変形は、計算初期の碎波履歴に大きく影響されることが確認された。ただし、乱れエネルギーの岸沖分布の違いほど各モデルで計算される碎波帯内波高に差異はみられなかった。

なお、図-4.3には、各碎波モデルで算定された場の乱れエネルギーに対する1周期間の乱れ生成量  $P^{*T}$  の比について、波形勾配による変化を示す。3つの碎波モデルともに、波形勾配が大きいほどこの比が小さくなり、新たに生成される乱れよりも、その場に存在する乱れによる影響が強くなる、すなわち、碎波の履歴による影響を

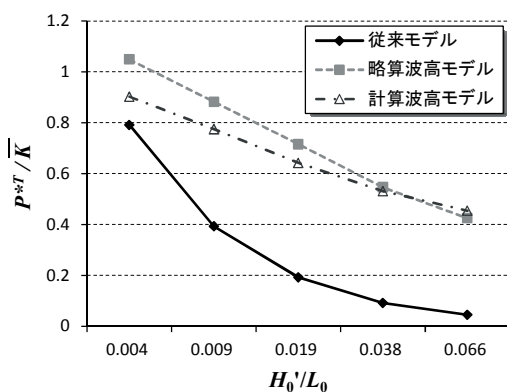


図-4.3 場の乱れエネルギーに対する乱れの生成量の比に関する波形勾配による変化

強く受けるようになることがわかる。ただし、2つの改良モデルに比べ、従来モデルでは、波形勾配の変化に伴いこの傾向がより急速に強まっていることがわかる。

#### 4.2 1周期間における乱れエネルギーの時空間変化

本節では、1周期間における乱れの生成量および逸散量の時空間変化の違いとともに、各碎波モデルにおいて、乱れエネルギーの岸沖分布の違いほど各モデルで計算される碎波帯内波高に差異はみられなかった理由について考察を加える。

##### (1) 従来モデルと改良モデルの違い

碎波モデルにおける乱れの生成量、乱れエネルギー及び渦動粘性係数の1周期間の時空間変化について、水面波形及び碎波判定に用いる鉛直方向圧力勾配 ((5)式) とともに、図-4.4および図-4.5に示す。これらの図はそれぞれ、従来モデルおよび2つの改良モデルで計算した  $H_0'/L_0 = 0.01$  および  $0.04$  に対する結果である。

まず、乱れ生成量についてみると、鉛直方向圧力勾配が0.5を下回り碎波した直後から乱れが生成されることは共通しているが、改良モデルはいずれも、従来モデルに比べ各水深での生成量が多く、とくに  $H_0'/L_0 = 0.04$  では汀線を越えて遡上域まで継続している。これは汀線付近で実際に観察される波の遡上状況とよく対応している。

次に、乱れエネルギーについてみると、改良モデルではいずれも、逸散により波峰の到達前に減衰した各水深での乱れエネルギーは、波峰の到達に伴い新たに生成され急激に増加する様子が計算されているのに対し、従来モデルではこのような変化は比較的小さいことがわかる。これは、前節で述べたように、平衡した乱れの生成量および逸散量に比べ場に存在する乱れエネルギーが多い場合には、新たな碎波が生じにくくなるためと考えられる。

さらに、渦動粘性係数については、乱れエネルギーの時空間変化の違いに比べると、従来モデルおよび2つの改良モデルとの間に大きな差異はみられないことがわかる。各モデルで算定された碎波帯内波高に大差ないのはこのためであるが、これは、2つの改良モデルでは、乱れエネルギーが時空間的に大きく変化する相対水深が浅い海域で乱れスケールが小さくなるため、(9)式により両者が相殺されることによるものである。

##### (2) 碎波形態（巻き波碎波、崩れ波碎波）による違い

乱れの生成・逸散過程に関する碎波形態による相違を考察するために、図-4.4(c)に示す計算波高モデルによる  $H_0'/L_0 = 0.01$  の結果を、図-4.5(c)（計算波高モデルによ



る  $H_0'/L_0 = 0.04$  の結果) と比較する。

崩れ波砕波となる  $H_0'/L_0 = 0.04$  では、波の非線形浅水変形とともに鉛直方向圧力勾配が次第に小さくなり、沖波波長の約 2 倍の区間で砕波が継続し波高が徐々に減衰しているのに対し、巻き波砕波となる  $H_0'/L_0 = 0.01$  では砕波点手前で急激に波高が増大して砕け始め、約 1/2 波長の区間のうちに砕波が終了する。この場合、乱れエネルギーの時空間変化は砕波点から遡上域の範囲に集中し、乱れの激しい生成と逸散が繰り返される。しかし、移流・拡散効果により乱れは乱れスケールが大きい砕波帯外にも分布するため、これらから算定される渦動粘性係数で

は、極端な時空間変動はある程度平滑化されている。

### 5. 不規則波の砕波減衰過程に関する精度検証

本章では、2.3 節で述べた不規則波の砕波実験に対する再現計算が各成分波の初期位相まで考慮して実施されたことを踏まえ、このとき各砕波モデルで算定された不規則波形の再現性について議論する。加えて、砕波帯内の各地点における波高分布および平均水位上昇量の岸沖変化に対する再現性についても考察し、不規則波の砕波減衰過程に関する各砕波モデルの計算精度を検証する。

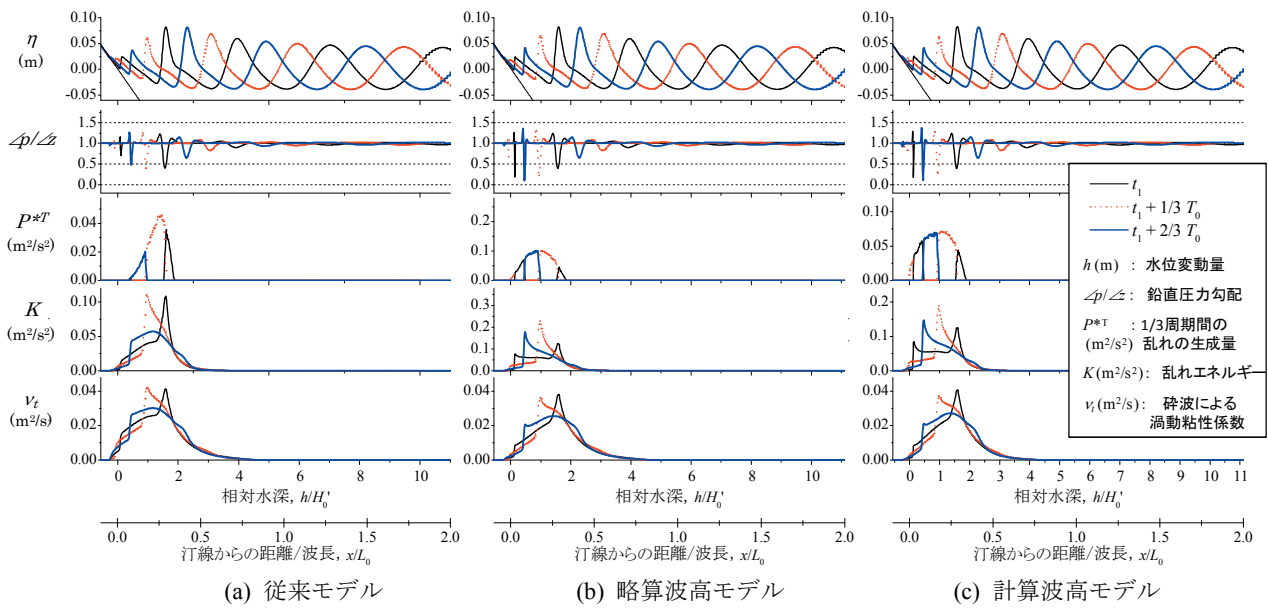


図-4.4 水面変動，鉛直方向圧力勾配，乱れの生成率，乱れエネルギーおよび渦動粘性係数の時間変化 ( $H_0'/L_0 = 0.01$ )

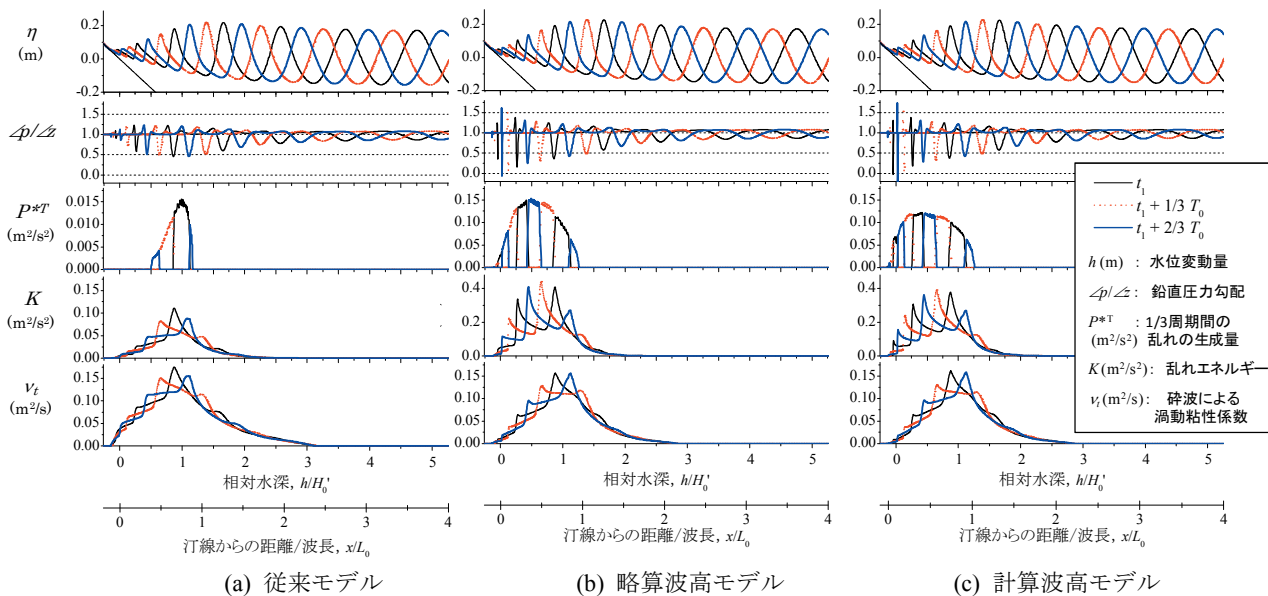


図-4.5 水面変動，鉛直方向圧力勾配，乱れの生成率，乱れエネルギーおよび渦動粘性係数の時間変化 ( $H_0'/L_0 = 0.04$ )

### 5.1 砕波帯内における不規則波形の再現性

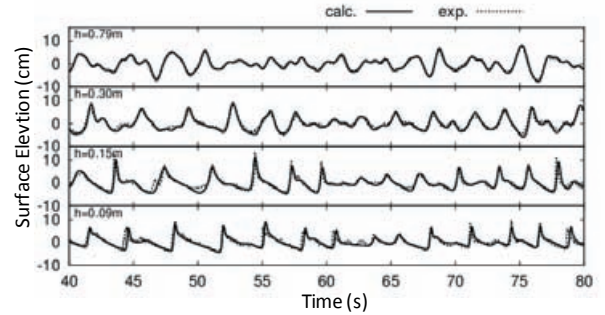
本節では、ブシネスクモデルが砕波帯内の水面波形まで算定できることに着目して、各砕波モデルによるこれらの算定精度について検証する。

#### (1) 各地点における不規則波形

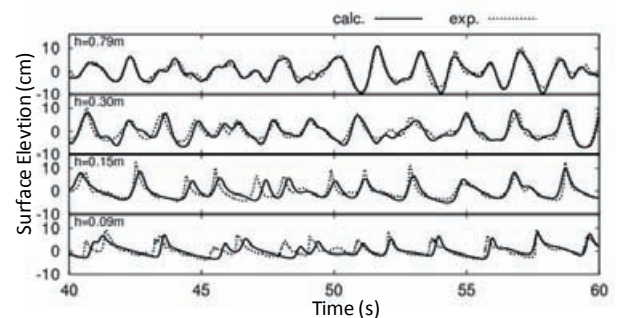
波形勾配 $H_0'/L_0=0.01$ ,  $0.04$ の入射波に対し、従来モデル、略算波高モデルおよび計算波高モデルを用いて算定された砕波帯内の各地点における時間波形をそれぞれ、**図-5.1**、**図-5.2**および**図-5.3**に示す。ここで、各図に示す4つの不規則波形は上から、水深 $h=0.79\text{m}$ （造波水深）、 $0.30\text{m}$ ,  $0.15\text{m}$ および $0.09\text{m}$ の地点で計測および算定されたものである。

まず、波形勾配 $H_0'/L_0=0.01$ の入射波に対する再現計算結果をみると、各砕波モデルともに、各地点の実験波形に対する計算波形の再現精度は極めて高いことがわかる。これは、NOWT-PARIの基礎式とした弱非線形・弱分散性のブシネスク方程式がこのような波浪条件での浅水・砕波変形に適用可能であることを示すとともに、砕波モデルのうち従来モデルで設定された乱れスケールがちょうどこのような波浪条件に対する砕波波高を想定したものであったことを伺わせる。また逆に、2つの改良モデルでこのとき設定された乱れスケールは従来モデルと同じ $l^*=1.5H_0'$ 程度であったことが、**図-3.3**から確認できる。

次に、波形勾配 $H_0'/L_0=0.04$ の入射波に対する再現計算結果をみると、波形勾配 $H_0'/L_0=0.01$ の場合とは異なり、各砕波モデルともに、斜面上の波浪伝播が進むにつれて

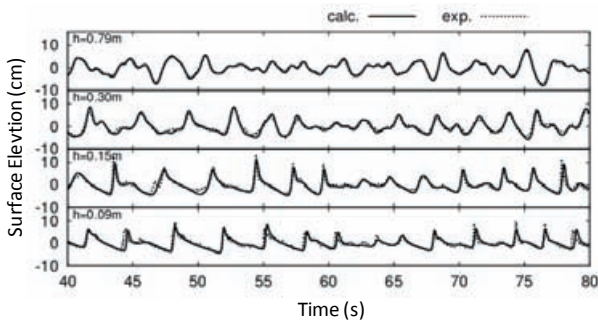


(a)  $H_0'/L_0=0.01$

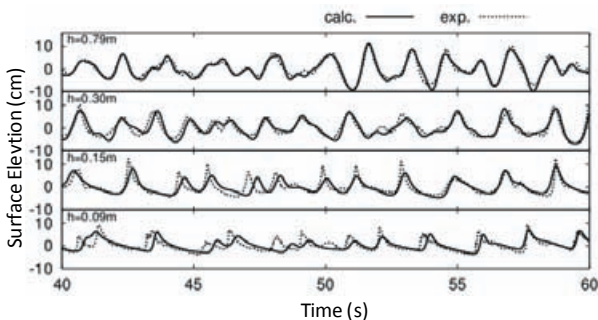


(b)  $H_0'/L_0=0.04$

**図-5.2** 砕波帯内の各地点における不規則波形の再現性 (略算波高モデル)

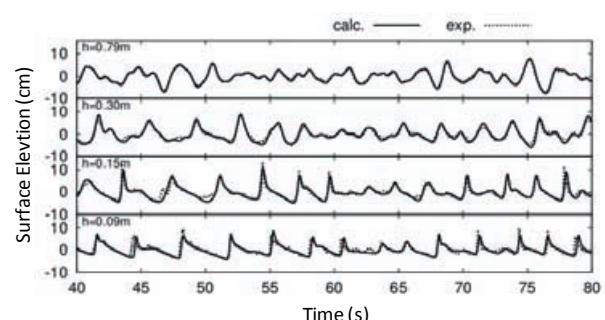


(a)  $H_0'/L_0=0.01$

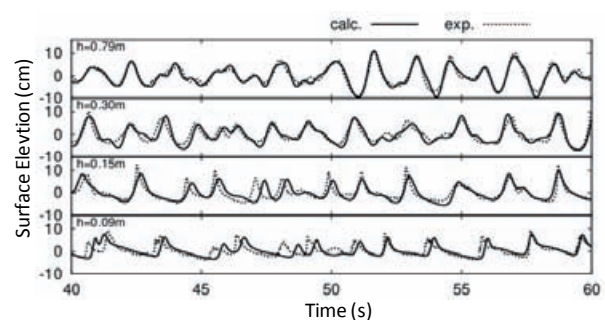


(b)  $H_0'/L_0=0.04$

**図-5.1** 砕波帯内の各地点における不規則波形の再現性 (従来モデル)



(a)  $H_0'/L_0=0.01$



(b)  $H_0'/L_0=0.04$

**図-5.3** 砕波帯内の各地点における不規則波形の再現性 (計算波高モデル)

(つまり、水深が浅くなるにつれて) 実験波形に対する計算波形の振幅および位相のずれが目立つようになる。これは残念ながら、このような非線形性の強い波浪条件に対する基礎方程式の適用限界によるものと思われる。

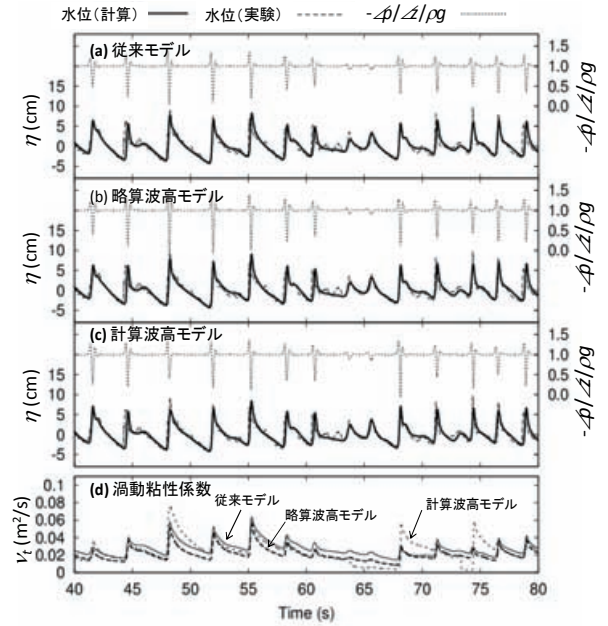
しかしながら、各砕波モデルによる計算波形の振幅に対する再現性をより詳しくみると、従来モデル、略算波高モデル、計算波高モデルの順に、波峰ピークがなまっている様子が確認できる。この原因は、乱れスケールの大きさおよびその時間変動の違いによって説明される。すなわち、従来モデルでは、2つの改良モデルに比べ、波形勾配 $H_0'/L_0=0.04$ に対する乱れスケールが大きく ( $I^*=1.5H_0'$ , 図-3.3を参照), この結果、渦動粘性係数が大きくなって波浪減衰を過剰に生じさせたことが推測される。また、従来モデルおよび略算波高モデルでは、1波毎の振幅の増減によらず時間に対して一定の乱れスケールを与えるため、渦動粘性係数の時間変動を過小評価して波峰の区別を平滑化させたことが推測される。

(2) 渦動粘性係数の時間変化と水面波形との関係

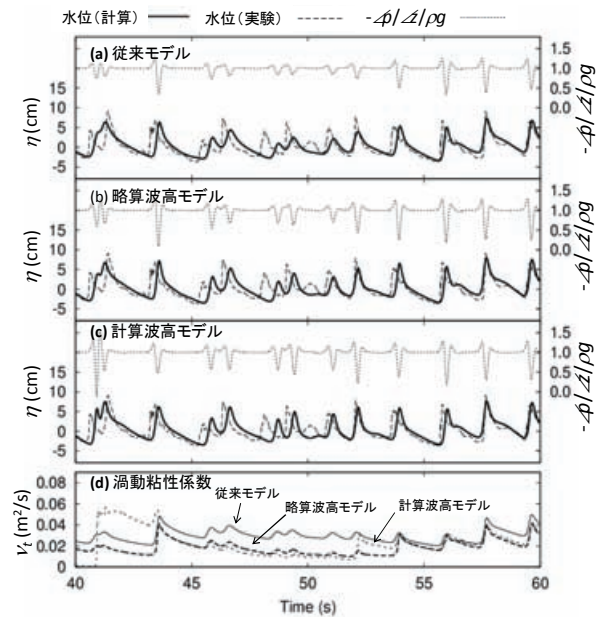
さらに、これらの状況をより詳しく考察するために、各砕波モデルによる計算波形と渦動粘性係数の時間変化との対応を図-5.4に示す。なお、図には合わせて、実験波形および砕波判定に用いた鉛直方向圧力勾配の時間変化を示した。

まず、波形勾配 $H_0'/L_0=0.01$ についてみると、実験波形に対する各砕波モデルによる計算波形の再現性は前述の通りであるが、各砕波モデルともにほぼ同じ個々波に対して砕波が判定され、それに伴い渦動粘性係数も同じように変化していることがわかる。とくに、時刻に応じて多少の違いはあるものの、各砕波モデルで算定された渦動粘性係数の値に大きな違いがみられないことは、砕波判定および乱れスケールの見積もりがほぼ同様に行われたことを裏付けている。

次に、波形勾配 $H_0'/L_0=0.04$ についてみると、2つの改良モデルに対する従来モデルの乱れスケールの違いを反映して、渦動粘性係数の値に大きな違いがみられることがわかる。また、従来モデルで算定された鉛直方向圧力勾配の値も他に比べ全体的に小さくなっている。これは、従来モデルでは定常的に大きな渦動粘性係数によって過剰な波浪減衰が生じ、全体的に砕波が生じにくくなったためと考えられる。しかし、この結果、従来モデルではさらに過剰な渦動粘性係数の発生が抑制され、図の横軸の時刻54sから57sにかけて、従来モデルにおける渦動粘性係数の値は、他の2つの改良モデルとほぼ同じ程度の値に落ち着いている。したがって、有義値としての砕波帯



(a)  $H_0'/L_0=0.01$ ,  $h=0.09$ m



(b)  $H_0'/L_0=0.04$ ,  $h=0.09$ m

図-5.4 砕波帯内での波形と渦動粘性係数の時間変化

内波高について、設定した乱れスケールの差ほどには各砕波モデル間に違いがみられなかったことに対しては、このような計算過程も寄与しているものと推測される。

一方、2つの改良モデルで算定された渦動粘性係数の値は全体的にほぼ同程度であるが、時刻41sから43sにかけてと時刻53sから54sにかけては計算波高モデルが大きく、時刻46sから52sにかけては略算波高モデルが大きい。これらは、計算波高モデルでは乱れスケールの大きさが1

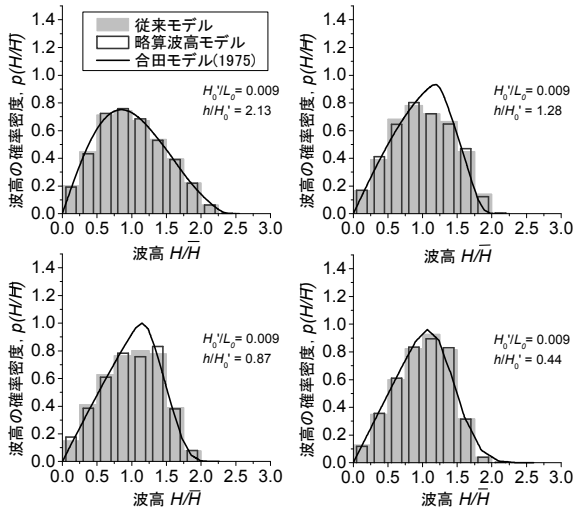
波毎に変化するためであり、この結果、実験波形に対する計算波形の波峰ピークのなまりが軽減されたものと推測される。したがって、少なくとも砕波帯内における不規則波形の再現性を向上させる観点からは、砕波モデルに計算波高モデルを用いることが最も適切と思われる。

## 5.2 砕波帯内における出現波高分布と平均水位上昇量の岸沖変化

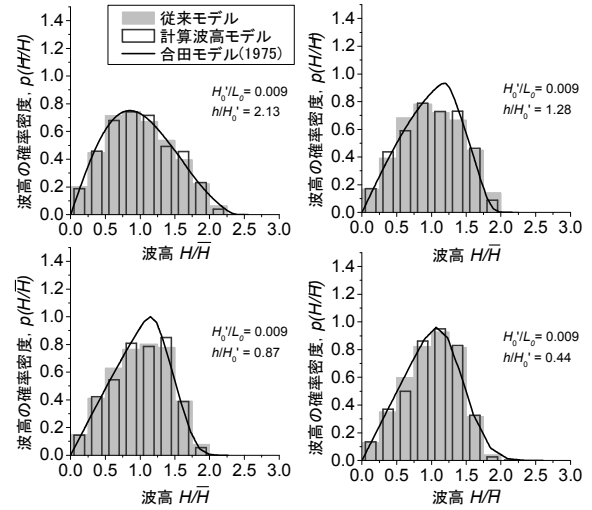
本節では、各砕波モデルで算定された砕波帯内における出現波高分布および平均水位上昇量の岸沖変化を比較し、各砕波モデルにおけるこれらの算定精度を検証する。

### (1) 出現波高分布

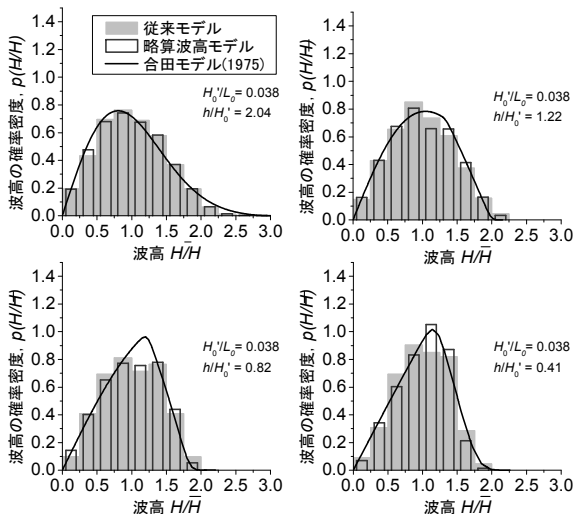
波形勾配 $H_0'/L_0=0.01, 0.04$ の入射波に対し、略算波高モデルおよび計算波高モデルを用いて算定された砕波帯内の各地点における出現波高分布をそれぞれ、図-5.5および図-5.6に示す。ここで、各図に示す4つのグラフはそれぞれ、水深 $h=0.79\text{m}$  (造波水深),  $0.30\text{m}, 0.15\text{m}$ および $0.09\text{m}$ の地点で計測および算定されたものである。また、各図には合わせて、従来モデルおよび合田モデル(1975)で算定された出現波高分布を重ねて示した。このうち、各砕波モデルに対する波高分布の作成に用いた波数は約1000波である。なお、2.3節で述べた砕波実験で計測した波数は約250波と少なく、これにより作成される波高分布



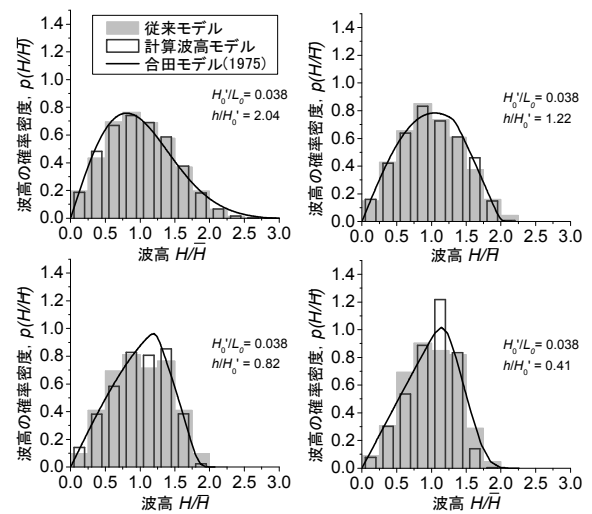
(a)  $H_0'/L_0=0.01$



(a)  $H_0'/L_0=0.01$



(b)  $H_0'/L_0=0.04$



(b)  $H_0'/L_0=0.04$

図-5.5 砕波帯内の出現波高分布 (略算波高モデル)

図-5.6 砕波帯内の出現波高分布 (計算波高モデル)

は統計的なばらつきが大きくなるため、ここでは代わりに、合田モデル（1975）により算定される波高分布を真値として取り扱うこととした。

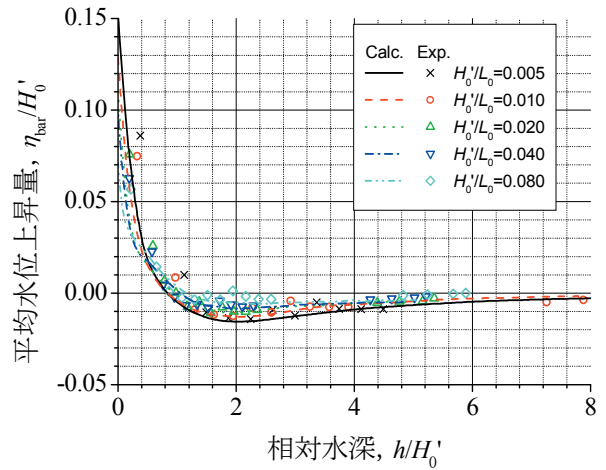
まず、波形勾配 $H_0'/L_0=0.01$ の入射波に対する再現計算結果をみると、従来モデルおよび2つの改良モデルともに、合田モデル（1975）による波高分布を比較的良好に再現でき、各碎波モデル間の差異はほとんどないことがわかる。これらの理由は、前節で述べた碎波帯内における不規則波形の再現精度の検証結果と同じように考察される。

次に、波形勾配 $H_0'/L_0=0.04$ の入射波に対する再現計算結果をみると、2つの改良モデルともに、斜面上の波浪伝播が進むにつれて（つまり、水深が浅くなるにつれて）、従来モデルとの差が目立つようになる。これは、同様に各碎波モデルで算定される渦動粘性係数の時空間分布の違いによるものと推測される。この結果、とくに水深 $h=0.09\text{m}$  ( $h/H_0'=0.41$ ) の地点では、2つの改良モデルは従来モデルに比べ、合田モデル（1975）における波高分布の最頻値を比較的良好に再現できている。ただし、2つの改良モデルを比較すると、略算波高モデルでは合田モデル（1975）による波高分布を非常に良好に再現しているのに対し、計算波高モデルでは合田モデル（1975）に比べ、 $H/\bar{H}>1.5$ の高波高の出現頻度が低下し、 $1.0<H/\bar{H}<1.5$ の出現頻度が増加している。これは、乱れスケールが1波毎に変化する計算波高モデルでは、高波高の波ほど渦動粘性係数が瞬間的に大きくなり、波高が減衰するためと考えられるが、この妥当性については、計算波高モデルでの乱れスケールの与え方（碎波波高の読み取り方法）を含めて、今後さらに検討を進めるべきところであるとされる。

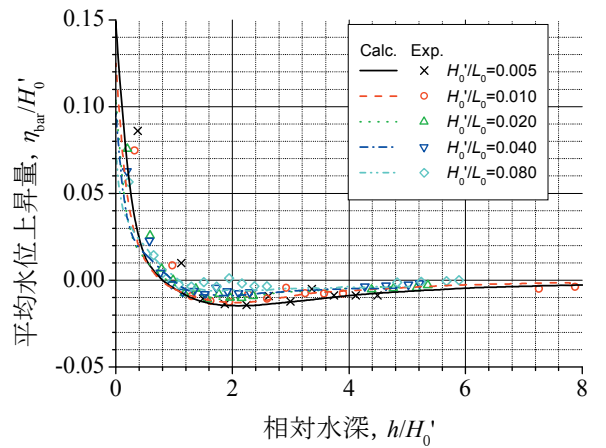
(2) 平均水位上昇量

一方、波形勾配  $H_0'/L_0=0.005\sim 0.08$  の入射波に対し、従来モデル、略算波高モデルおよび計算波高モデルを用いて算定された碎波帯内における平均水位上昇量の岸沖分布を、2.3節で述べた実験結果とともに、図-5.7に示す。

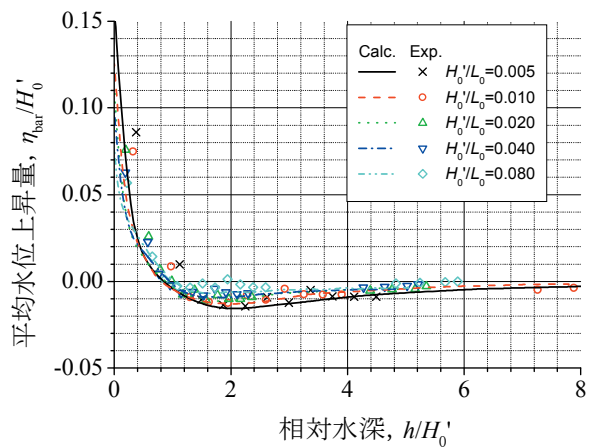
各碎波モデルで算定された平均水位上昇量は、汀線近傍の  $h/H_0' < 1.0$  において実験結果に比べ僅かに過小評価する傾向にあるものの、いずれの波形勾配ともに、これらの岸沖分布を比較的良好に再現できていることがわかる。また、合田モデル（1975）で計算されるような、波形勾配が小さいほど平均水位の変化量（沖での水位低下量および岸での水位上昇量）が大きくなる傾向もよく一致している。さらに、碎波帯内波高とは異なり、とくに  $H_0'/L_0=0.04$  などの波形勾配が大きな波浪条件においても、



(a) 従来モデル



(b) 略算波高モデル



(c) 計算波高モデル

図-5.7 碎波帯内における平均水位上昇量の岸沖分布

各碎波モデルともに、実験結果に対する再現性は比較的良好である。

したがって、平均水位上昇量については、1方程式乱流モデルにおける乱れスケールの大きさを改善した効果

はほとんどみられず、しかし、本稿において従来モデルと呼ぶ平山・平石 (2004a) による砕波モデルにおいて、すでにほぼ妥当な算定結果が得られることを確認した。

## 6. まとめ

本稿では、当所で開発を進めているブシネスクモデル：NOWT-PARI に導入されている 2 つの砕波モデルとそれらの計算精度について概説するとともに、このうち、鉛直方向圧力勾配による砕波判定と、乱れ生成項に Bore モデルを用いた 1 方程式乱流方程式による砕波減衰モデルからなる砕波モデルについて、これを汎用化するために唯一のフリーパラメータとして残されている乱れスケールを取り上げ、斜面上の砕波変形による乱れの生成・逸散過程に着目して検討した。

得られた主な結論は以下の通りである。

- 1) 砕波判定に代表波の流速波速比を用いた砕波モデルでは、不規則波の砕波波高がある幅で変化することを考慮した合田モデル (1975) による砕波帯内の出現波高分布を再現することは難しい。つまり、不規則波の砕波判定指標には、個々波に対して算定する鉛直方向圧力勾配を用いるほうが適切であることを確認した。
- 2) 砕波による波浪減衰を運動量拡散項で表現する砕波モデルにおいて、砕波による渦動粘性係数の時空間分布を 1 方程式乱流モデルで算定する平山・平石 (2004a) による砕波モデルは、この分布形を予め仮定する佐藤・Kabiling (1993) の砕波モデルとは異なり、逆勾配斜面を有するバー・トラフ地形上の砕波帯内波高の空間分布をも精度良く算定できることを確認した。
- 3) 1 方程式乱流モデルにおいて予め設定すべき乱流スケールについて、斜面上での不規則波の砕波実験で得られた砕波帯内波高に対し、従来の平山・平石 (2004a) による砕波モデルを用いてこれらの再現計算における感度分析を行った結果、その大きさは、入射波の波形勾配によって変化する砕波時の波高程度に設定するのが適切であることが判明した。
- 4) 乱れスケールに砕波波高を与えるよう改良した 2 つの砕波モデル (略算波高モデル、計算波高モデル) はともに、波形勾配が異なる様々な砕波形態に対して得られる砕波帯内波高の空間分布について、計算精度の向上が期待できることを確認した。
- 5) 規則波を対象とした砕波計算を通じて、乱れの生成量と逸散量の平衡状態では、場に存在する乱れエネルギーを正しく評価することが砕波状況の再現にとって重要であることを明らかにした。

- 6) 不規則波の砕波に伴い時々刻々変化する場の乱れエネルギーの空間分布まで適切に再現する改良モデルでは、乱れエネルギーから算定される渦動粘性係数の時空間分布がより妥当に評価され、砕波帯内波高や平均水位の空間分布のみならず、不規則波形まで再現できるようになった。なお、とくに砕波帯内における不規則波形の再現性は、2 つの改良モデルのうち、ブシネスクモデルで計算される砕波時の波高を読み取り、乱れスケールとする計算波高モデルのほうが優れているが、砕波帯内における平均水位上昇量の岸沖分布は、従来モデルおよび 2 つの砕波モデルによる計算結果にほとんど差がなく、従来モデルにおいてすでに実験結果をよく再現できていることを確認した。

## 7. あとがき

本稿では、Bore モデルによる乱れ生成項と 1 方程式乱流モデルが導入されたブシネスクモデルによる計算精度について、斜面上の砕波変形による乱れの生成・逸散過程に着目し考察するとともに、実験結果との比較から、乱流モデル中の乱れスケールの大きさは砕波時の波高程度が適切であり、このように改良した提案モデルにより、波形勾配が異なる様々な砕波形態に対し、計算精度の向上が期待できることを確認した。

これらの成果は、平山・平石 (2004a) による砕波モデル (従来モデル) を導入した NOWT-PARI Ver5.2 の汎用化を図るうえで大いに有用である。一方で、波形勾配  $H_0'/L_0=0.01\sim 0.02$  の入射波を対象とする限りにおいては、従来モデルは 2 つの改良モデル (略算波高モデル、計算波高モデル) と同程度の計算精度を有していたことが改めて確認された。その意味では、本研究におけるモデル改良は、ある波浪条件に対してすでに高い計算精度を有する砕波モデルについてその適用範囲を拡張したことに相当する。また、とくに、換算沖波波高  $H_0'$  を用いず、計算された砕波波高を直接、乱れスケールとする計算波高モデルでは、波の屈折・回折が生じる平面 2 次元波浪場において、砕波波高に対する  $H_0'$  を算定する手間が省ける、あるいは、これを入射波高で代用することによる不適切な乱れスケールの設定を防ぐなどの実務上の効果も少なくないと思われる。したがって、本改良モデルを利用する実務者においては、表-7.1 に示すような適用範囲をほとんど意識することなく使用し、様々な波浪条件に対する砕波変形を高い精度で算定できるようになることが大いに期待される。

今後は、漂砂問題への対応や 3 次元流体直接解析法と

表-7.1 NOWT-PARI プログラムに導入されている砕波モデルの比較とその適用範囲

砕波モデルの種類	佐藤・Kabiling (1993)	従来モデル(平山・平石, 2004a)	略算波高モデル(本研究)	計算波高モデル(本研究)
導入プログラム	NOWT-PARI Ver4.6	NOWT-PARI Ver5.2	NOWT-PARI Ver5.2(改良1)	NOWT-PARI Ver5.2(改良2)
砕波判定法	流速波速比(渡辺ら, 1983)	鉛直方向圧力勾配(灘岡ら, 1996)		
砕波減衰モデル	運動方程式に運動量拡散項を付加			
・ 渦動粘性係数	分布形状を仮定	1方程式乱流モデル(大山・長谷部, 2001) + Boreモデル(平山・原, 2003)		
・ 乱れスケール	-	$1.5H_0'$ ( $H_0'$ : 換算沖波波高)	$K_{st} * H_0'$ ( $K_{st}$ : 砕波帯内波高比)	砕波判定時の計算波高
適用範囲	対象地形	一様勾配斜面地形	斜面, ステップ, バー・トラフ, リーフ等の複雑な地形	
	波浪条件	(不明)	波形勾配: $H_0'/L_0=0.01\sim0.02$	波形勾配: $H_0'/L_0=(0.005)0.01\sim0.04(0.08)$
	斜面勾配	要	不要	
	換算沖波波高	不要	要 (港内の浅瀬・海浜などで, 入射波高が大きく減衰してから砕波する場合などには, 換算沖波波高を入射波高で代用すると不適切な乱れスケールが設定される恐れが高くなるので, 特に注意が必要である)	不要

の接続など, NOWT-PARI Ver5.x シリーズの新たな展開を模索する一方, 本改良モデルを組み込んだ Ver5.2 改良版や, 消波工による波の任意反射を再現する透水層モデルを組み込んだ Ver5.1 改良版を公開するためのさまざまな環境整備を行い, 実務者による事例研究等を含め, 実海域における計算精度の検証を進める予定である。なお, 防波堤や護岸上の越波とその背後の越波伝達波の発生を再現する越波モデルを組み込んだ Ver5.3 については現在, 汎用化に向けた取組みを引き続き実施しているところである。

(2013 年 4 月 26 日受付)

謝辞

本稿において, 各砕波モデルの精度検証に用いた断面水路における砕波実験は, 平成24年度夏期実習生としてご来所された香川工業専門学校の乃村智子様にご協力を頂きました。ここに記して謝意を表します。

参考文献

Hirayama, K. and T. Hiraishi (2003): Harbor Wave Estimation with Partial Reflection Boundary on the Boussinesq Equation Model, *Proc. ISOPE-2003 Conf.*, pp.796-801, CD-ROM.

Kennedy, A., Chen, Q., Kirby, J., and Dalrymple, R. (2000) : Boussinesq Modeling of Wave Transformation, Breaking, and Runup. I: 1D., *J. Waterway, Port, Coastal, Ocean Eng.*, Vol.126, No.1, 39-47.

Madsen, P. A., O.R. Sørensen, H.A. Schäffer (1997a): Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part I. Model description and cross-shore motion of regular waves, *J. Coastal Engineering*, Vol.32, No.4, pp.255-287.

Madsen, P. A., O.R. Sørensen, H.A. Schäffer (1997b): Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part II. Surf beat and swash oscillations for wave groups and irregular waves, *J. Coastal Engineering*, Vol.32, No.4, pp.289-319.

Nwogu, O. G.・Z. Demirbilek (2001): BOUSS-2D: A Boussinesq Wave Model for Coastal Regions and Harbors, ERDC/CHL TR-01-25, *US Army Corps of Engineer Research and Development Center, Vicksburg, MS.*

Schäffer, H.A., P.A. Madsen and R. Deigaard (1993): A Boussinesq model for waves breaking in shallow water, *Coast., Engng.*, 20, pp.185-202.

Yamada, H. and T. Shiotani (1968): On the Highest Water Waves of Permanent Type, *Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, Vol.18, Part2, No.135, 22p.

Zakaria, A. E.・渡辺晃 (1999) : 砕波帯・遡上域に適用可能な Boussinesq 型波動・乱流モデルの提案, 海岸工学論文集, Vol. 46, pp. 176-180.

有川太郎・磯部雅彦 (1997) : 非線形緩勾配方程式を用いた砕波判定法の適用性, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.91-95.

大山巧・長谷部雅伸 (2001) : 砕波による渦度供給を考慮した砕波帯内の波・流れ場のモデル化, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 121-125.

合田良実 (1973) : 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, pp.31-69.

合田良実 (1975) : 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp. 59-106.

合田良実 (2002) : 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, ECOH/YG 技術論文 No.2, 18p.

佐藤慎司・Michael Kabiling (1993) : Boussinesq 方程式を用いた波浪・海浜流・海浜変形の数値計算, 海岸工学論文集, Vol. 40, pp. 386-390.

玉田崇・間瀬肇・安田誠宏 (2009) : 複合断面に対する波の不規則性を考慮した打上げ高算定法に関する研究, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 65, No. 1, pp. 936-940.

灘岡和夫・大野修史・栗原礼 (1996) : 波動場の力学状態に基づく砕波過程の解析と砕波実験, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 81-85.

平山克也・上原 功・永松宏一・平石哲也 (1998) : 珊瑚礁リーフにおける波と流れの計算法の適用性, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.161-165.

平山克也 (2001) : プシネスクモデルにおける透水層内の波浪減衰を考慮した任意反射境界処理法の開発, 海

- 岸工学論文集, 第 48 巻, pp.26-30.
- 平山克也・平石哲也 (2001): ブシネスクモデルにおける透水層を用いた任意反射境界処理法の開発, 港湾技術研究所報告, 第 40 巻, 第 1 号, pp.3-30.
- 平山克也 (2002): 非線形不規則波浪を用いた数値計算の港湾設計への活用に関する研究, 港湾空港技術研究所資料, No.1036, 162p.
- 平山克也・原信彦 (2003): 時間発展型疑似段波モデルに基づく砕波モデルの開発, 港湾空港技術研究所報告, No.42, No.2, pp.27-46
- 平山克也・平石哲也 (2004a): ブシネスクモデルによる砕波・遡上計算法とその適用性, 海岸工学論文集, 第 51 巻, pp.11-15.
- 平山克也・平石哲也 (2004b): ブシネスクモデルに適した砕波減衰モデル導入のための一考察, 海洋開発論文集, Vol. 20, pp. 851-856.
- 平山克也・平石哲也 (2005): 平面 2 次元ブシネスクモデルによる砕波・遡上計算法の開発と現地適用性, 海岸工学論文集, Vol. 52, pp. 11-15.
- 平山克也 (2006): 透水層を用いた任意反射境界処理法の高精度化と遡上計算への適用, 海洋開発論文集, 第 22 巻, pp.241-246.
- 平山克也・長谷川準三・南靖彦 (2006): リーフ上とその周辺の波による流れ場の形成に関する数値計算とその検証, 海洋開発論文集, Vol. 22, pp. 247-252.
- 平山克也 (2007): ブシネスクモデルによる波浪変形計算の精度と現地適用性, 2007 年度 (第 43 回) 水工学に関する夏期研修会テキスト, B-7, 土木学会, 20p.
- 渡辺晃・原哲・堀川清司 (1983): 重合した波浪場における砕波について, 海岸工学論文集, 第 30 回, pp.5-7.

- $T$  : 周期 [s]
- $T_{1/3}$  : 有義波周期 [s]
- $s$  : 海底勾配
- $u, v$  : 代表水深の水平流速の  $x, y$  方向成分 [m/s]
- $u_s, v_s$  : 水表面の水粒子速度の  $x, y$  方向成分 [m/s]
- $\alpha_D$  : 渦動粘性係数の空間分布を与える係数
- $\Delta t$  : 計算ステップ間隔 [s]
- $\Delta x$  : 計算格子間隔 [m]
- $\gamma_b$  : 砕波が生じる限界の流速波速比
- $\varepsilon$  : 乱れの逸散率 [ $m^2/s^3$ ]
- $\varepsilon^T$  : 乱れの逸散量(逸散率の積分値) [ $m^2/s^2$ ]
- $\eta$  : 水面変動 [m]
- $\nu_i$  : 渦動粘性係数 [ $m^2/s$ ]
- $\rho$  : 水の単位体積質量 [ $kg/m^3$ ]

## 記号表

- $C$  : 波速 [m/s]
- $d$  : 砕波時の平均水深 [m]
- $D$  : 全水深(=  $h + \eta$ ) [m]
- $E$  : 段波による損失エネルギー [m]
- $g$  : 重力加速度 [ $m/s^2$ ]
- $h$  : 水深 [m]
- $h_b$  : 砕波水深 [m]
- $H_{1/3}$  : 有義波高 [m]
- $H_0'$  : 換算沖波波高 [m]
- $H_b$  : 砕波波高 [m]
- $K$  : 乱れエネルギー [ $m^2/s^2$ ]
- $l^*$  : 乱れスケール [m]
- $L_0$  : 沖波の波長 [m]
- $p$  : 圧力 [ $kg/m \cdot s^2$ ]
- $P$  : 流量フラックス [ $m^2/s$ ]
- $P^*$  : 乱れの生成率(生成項) [ $m^2/s^3$ ]
- $P^{*T}$  : 乱れの生成量(生成率の積分値) [ $m^2/s^2$ ]
- $\hat{Q}$  : 砕波時の流量フラックス [ $m^2/s$ ]



港湾空港技術研究所報告 第52巻第3号

2013.9

編集兼発行人 独立行政法人港湾空港技術研究所

発行所 独立行政法人港湾空港技術研究所  
横須賀市長瀬3丁目1番1号  
TEL. 046(844)5040 URL. <http://www.pari.go.jp/>

印刷所 株式会社シーケン

Copyright © (2013) by PARI

All rights reserved. No part of this book must be reproduced by any means without the written permission of the President of PARI

この資料は、港湾空港技術研究所理事長の承認を得て刊行したものである。したがって、本報告書の全部または一部の転載、複写は港湾空港技術研究所理事長の文書による承認を得ずしてこれを行ってはならない。

## CONTENTS

1. Dynamics of Organic Matter Measured by the Elemental and Isotopic Techniques: Evaluation of the Carbon Sequestration in Shallow Coastal Ecosystems ..... Kenta WATANABE, Tomohiro KUWAE .....	3
2. Modelling of Transport Processes of Muddy Sediment with High Water Content ..... Yasuyuki NAKAGAWA .....	35
3. Generalization of the Wave Breaking Model by Focusing on the Production and Dissipation Process of Turbulence ..... Katsuya HIRAYAMA, Yoshiyuki UNO .....	51

