

砕波帯内外における底面流速波形の非対称性と そのモデリングについて

田 島 芳 満*・Ole Secher Madsen**

波の非線形性や水底勾配によって生じる非対称な底面軌道流速波形の特性を把握するために、ブシネスク方程式を用いた数値実験を行った。非線形波の特性を表す無次元パラメータを抽出し、これらを非線形波と同等のエネルギーフラックスを有する相当線形波、相対水深、および水底勾配の関数として整理し、実験近似式を提案した。モデルを水理実験結果と比較し、モデルの砕波帯内外における適用性・妥当性を確認した。砕波帯内では流速波形の非対称性が過大評価される傾向があったが、Surface Roller による影響を考慮することで予測精度が大幅に改善された。本モデルでは波浪条件が線形理論で算定されるので、実用性の面でも優れている。

1. はじめに

物理的なメカニズムに基づく局所漂砂量モデルを構築するためには、波や海浜流などによる底面付近の流況場を正しく評価する必要がある。特に漂砂移動が顕著な砕波帯付近では、波の非線形性や水底勾配の影響による非対称な流速波形が顕著となり、この非対称波形が波の進行方向への正味の漂砂量に大きな影響を及ぼすことが多いの研究で確認されている（たとえば、Dibajnia・渡辺, 1991; Hoefel・Elgar, 2003）。そこで本研究では長期的な海浜変形予測への適用も考慮し、計算負荷が比較的小さく、かつ、波の非線形性や水底勾配による影響を考慮して非対称な流速波形を砕波帯内外で予測することのできるモデルを構築することを目的とする。

2. 非線形波モデル

非対称流速波形を適切に評価し、かつ計算効率の高い波浪モデルを構築するために、本研究では「相当線形波」という概念を導入する。この概念に基づき、浅水変形や屈折・回折による波浪伝播特性を線形波理論によって相当線形波で評価し、実際の非線形波の特徴は必要に応じて相当線形波から換算する。

(1) 相当線形波

非線形性や水底勾配の影響を含んだ実際の進行波と同等のエネルギーフラックスをもつ線形進行波を相当線形波として定義する。一般に、波の非線形性による影響が強くなると波峰が尖り、比較的水深が浅い砕波帯付近では水底勾配による影響によって波形が前傾する傾向が見られる。線形波理論では評価できないこれらの特徴を把握するために、以下に示す数値実験を行った。

(2) 数値実験

非線形波と相当線形波の関係を調べるために、Nwogu (1993)の修正ブシネスク方程式を用いた非線形波浪場の

数値実験を行った。数値実験では、異なる一様勾配斜面上 ($\tan \beta = 1/100, 1/50, 1/35, 1/20, 1/10$) に様々な沖波波高勾配 ($H_0/L_0 = 0.001, 0.002, 0.005, 0.01, 0.02, 0.05$) の波を入射させ、任意水深上で計算される非線形波浪の時系列変化を観察した。入射波条件は、それぞれの沖波波高勾配条件での相当線形波と同等のエネルギーフラックスをもつ非線形進行波を、流れ関数法を用いて作成した。ブシネスク方程式の適用範囲を考慮して、計算結果の抽出は波高水深比 0.4 程度までの領域とした。岸側には一様水深部とエネルギー吸収帯を設け、砕波や反射による影響を除去した。数値実験結果から、非線形波高・相当線形波高比 H^*/H や図-1 に示す非対称な底面流速波形を表すパラメータ（以下、非線形パラメータと総称する）を抽出した。ここで添字*は非線形波の諸量であることを示す。

抽出された非線形パラメータを相当線形波の沖波波高勾配 H_0/L_0 、相対水深 h/L_0 、水底勾配 $\tan \beta$ の関数として整理した（図-2）。図-2 の水底勾配は $\tan \beta = 1/35$ であるが、他の水底勾配条件についても同様の図を作成した。図中の実線は数値実験で得られた値を示し、破線はこれらの数値実験値を近似する換算式（1）～（5）をプロットしたものである。図に示すように、式（1）～（5）は数値実験値をそれぞれ良好に再現している。前述のように実験値の抽出は波高水深比 0.4 程度で打ち切ったが、実際のモデルの適用では式（1）～（5）の近似式を砕波帯内外の全領域で用いる。

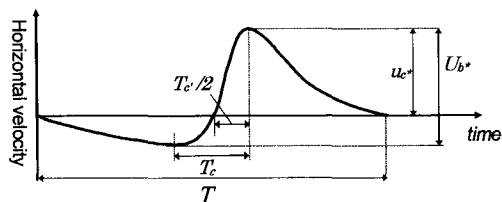


図-1 底面流速波形の非線形パラメータの定義

* 正会員 Ph.D. 五洋建設(株) 技術研究所
** Sc.D. Professor, R.M. Parsons Laboratory, Massachusetts Institute of Technology

$$\left. \begin{aligned} H_*/H &= 1 + a_1 \exp[-a_2(h/L_0)] \\ a_1 &= (2.2 + 2 \tanh(55 \tan \beta)) \\ &\quad \cdot \tanh[(1.6(\tan \beta)^{-1.5} + 25)(H_0/L_0)] \\ &\quad + 30(\tan \beta)^{0.1}(H_0/L_0) \\ a_2 &= 9.5(H_0/L_0)^{-0.5} + 10 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} U_{b*}/U_b &= 1.0 - b_1 \exp[-b_2(h/L_0)] + b_3 \exp[-b_4(h/L_0)] \\ b_1 &= 5.4(H_0/L_0)^{0.75} \\ b_2 &= 80(H_0/L_0)^{-0.1} - 90 \\ b_3 &= 49\{95 + 1100 \exp[-60 \tan \beta]\}(H_0/L_0)^2 \\ &\quad \cdot \exp[-4\sqrt{95 + 1100 \exp[-60 \tan \beta]}(H_0/L_0)] \\ b_4 &= 8(H_0/L_0)^{-0.5} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} T_c/T &= 0.5 - c_1 \exp[-c_2(h/L_0)] \\ c_1 &= \{33 + 110 \exp[-30 \tan \beta]\} H_0/L_0 \\ &\quad + 0.69 \exp[-8.7 \tan \beta] \\ c_2 &= 40 + 60 \exp[-30 \tan \beta] + 0.3(H_0/L_0)^{-0.8} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

$$\left. \begin{aligned} T_c'/T &= 0.5 - c_3 \exp[-c_4(h/L_0)] \\ c_3 &= 0.5 + 14(H_0/L_0) \\ &\quad + (0.1 - 0.4 \tanh(10 \tan \beta)) \exp[-300(H_0/L_0)] \\ c_4 &= 30 + 0.3(H_0/L_0)^{-0.8} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

$$\left. \begin{aligned} u_{c*}/U_{b*} &= 0.5 + d_1 \exp[-d_2(h/L_0)] \\ d_1 &= \exp[-\exp\{-1.3 + 3.6 \exp(-30 \tan \beta)\}] \\ &\quad \cdot \exp\{(-0.3 - 0.25 \exp(-10 \tan \beta)) \cdot \ln(H_0/L_0)\} \\ d_2 &= \exp[2.4 - 0.5 \exp(-45 \tan \beta)] \\ &\quad \cdot (H_0/L_0)^{-(0.18 + 0.24 \exp(-25 \tan \beta))} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

(3) 非線形パラメタの特徴

図-2より、 h/L_0 が小さくなるほど非線形性の影響が強くなり、 H_*/H が著しく大きくなった。これに対して、底面流速の変動幅 U_b の非線形性による影響を表す U_{b*}/U_b の変化量は比較的小さかった。また流速波峰の尖りや前傾度を表す T_c と T_c' は、水底勾配による影響が顕著な浅水域 ($h/L_0 < 0.05$) ではほぼ等しい値をとるが、水深が比較的大きく水底勾配による影響が小さい領域 ($0.05 < h/L_0$) では波形の前傾が小さくなり、 T_c が T_c' よりもやや大きくなる傾向が見られた。

さらに、得られた非線形パラメタと水底勾配 $\tan \beta$ との関係を検証するために、 $\tan \beta = 1/10$ および $1/50$ の場合における $H_0/L_0 - h/L_0$ 平面上の非線形パラメタ、 U_{b*}/U_b , T_c/T , u_{c*}/U_{b*} の分布を図-3に示した。図-3の各図では、左下から右上に伸びた境界線上で非線形パラメタのコンターが打ち切られているが、これは境界線上の波が Watanabe ら (1984) のモデルで算定された碎波限

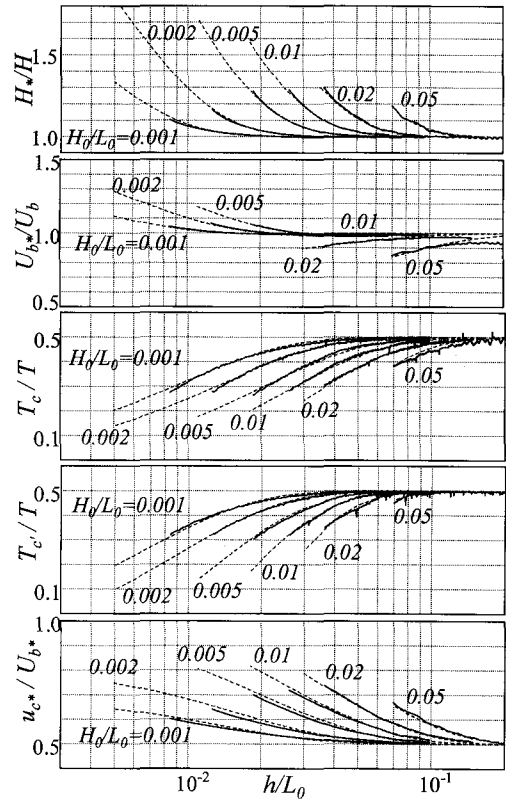
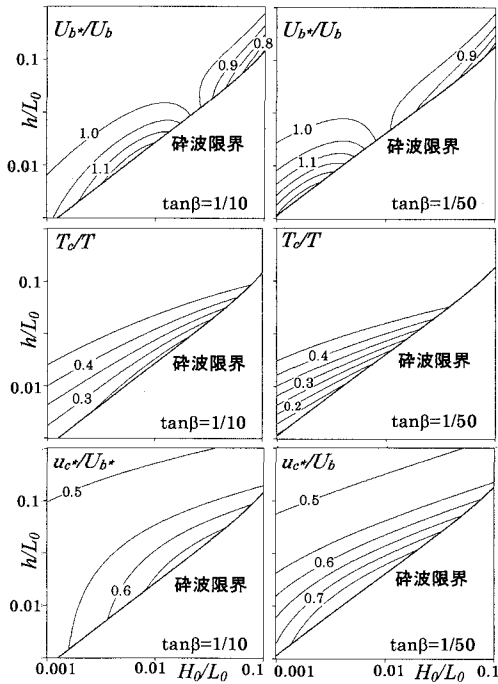


図-2 抽出された非線形パラメタ ($\tan \beta = 1/35$)

界に達していることを表している。すなわち、境界線が浅では碎波による波高の減衰が起こり、現実には同じ換算沖波条件をもつ波は存在しないことになる。図に見られるように、全ての非線形パラメタについて、水底勾配が大きい $\tan \beta = 1/10$ の場合の方が碎波点付近でのパラメタの変動幅が小さくなり、大きな水底勾配が波の非線形性による波峰の尖りなどの特性を低減させる効果があることが推察できる。また、水底勾配を $\tan \beta = 1/10$ から $1/50$ へ小さくすると、非線形パラメタのピークが図の左下方向、すなわち、 H_0/L_0 および h/L_0 が減少する方向へ移行することが読み取れる。この傾向は流速の非対称性を表す無次元パラメタ u_{c*}/U_{b*} で顕著であるが、一樣水深 ($\tan \beta = 0$) で h/L_0 を限りなく小さくした孤立波条件では u_{c*}/U_{b*} が理論上無限大に近づくということを考えれば、妥当な結果であると考えられる。

また、 U_{b*}/U_b は h/L_0 の減少に伴い常に増加するのではなく、比較的大きな沖波波形勾配条件 ($0.02 < H_0/L_0$) では碎波点付近で U_{b*}/U_b が1よりも小さい値をとった。これは非線形波では鉛直下向きの流速振幅の減少が線形波のそれよりも大きく、結果として底面では非線形波の U_{b*} が相当線形波の U_b よりも小さくなるからであ


 図-3 非線形パラメタと H_0/L_0 , h/L_0 , $\tan \beta$ の関係

と考える。一方、相対水深が小さい長波近似条件下では、波による流速振幅は水深方向にほぼ一様となる。そして波の非線形性によって波峰が尖り非線形波高 H_* が增大するので、結果として U_{b*} が U_b より大きくなる傾向が見られた。

3. モデルの検証

非線形パラメタの換算式 (1)～(5) の砕波帯内外における適用性を検証するために、Cox・Kobayashi (1996) による実験結果、および USACE の沿岸漂砂実験施設 (LSTF) における実験結果 (Hamilton・Ebersole, 2001) との比較を行った。

これらの実験では、流速波形の測定点で波高も計測されているので、モデルでは式 (1) の H_* に実際に計測された波高を代入し、各測定点における相当線形波を逆算した。さらに得られた相当線形波を用いて式 (2)～(5) から底面流速波形の非線形パラメタを予測した。図-4 にモデルによる非線形パラメタの予測値と実測値を比較する。図中の凡例、CK 96 は Cox・Kobayashi (1996) による実験結果との比較を、LSTF は Hamilton・Ebersole (2001) による実験結果との比較を示す。また各々の実験で測定地点が砕波帯内であったか否かについても区別してプロットした。図中の破線は実測値に対する $\pm 10\%$ の誤差範囲を表す。波別解析で得られた実測値に標準偏差 10% 以上のバラツキがあったことから、予測値が破線の

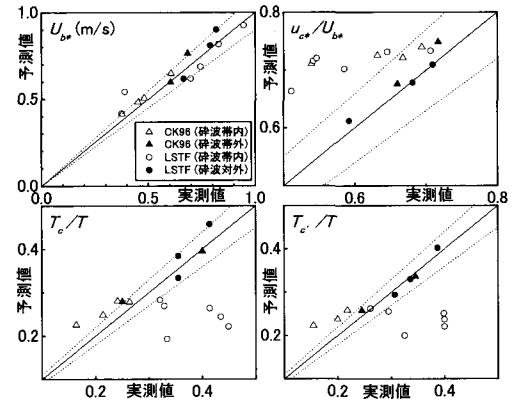


図-4 非線形パラメタの予測値と実験値の比較

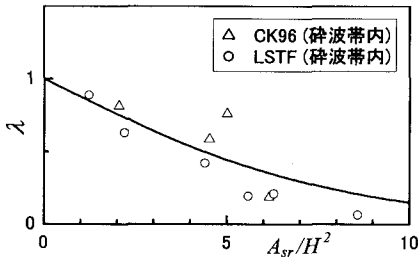
範囲内であればモデルの予測精度は同等に妥当であると判断できる。

図-4 に見られるように、モデルは U_{b*} を砕波帯内外で精度良く再現できた。後掲する図-7 および図-8 に見られるように、実験値の測定点は砕波点近傍も含んでおり、波高水深比が 0.4 以上でもモデルが適用可能であることが示された。これに対し、非線形パラメタ u_{c*}/U_{b*} , T_c/T , T_c^*/T の予測値は、砕波帯外では砕波点近傍も含めて実測値と良く一致したが、砕波帯内では予測精度が低下した。砕波帯内では実測値のバラツキがさらに大きく、実測値自身の精度にも疑問が残るものの、砕波帯内における u_{c*}/U_{b*} の比較では全ての測定点で予測値が実測値を大幅に上回っており、砕波帯内ではブシネスク方程式による非線形波動方程式だけでは説明できない物理現象が u_{c*}/U_{b*} の値に影響を及ぼしていると推察される。例えば Watanabe・Elnaggar (2000) は、ブシネスク方程式に鉛直一次元の乱流モデルを組み込み、時々刻々変化する戻り流れを考慮することで、ブシネスク方程式では過大評価する傾向があった底面軌道流速の u_{c*} が低減されることを示している。本研究では、砕波帯内に特有の水理現象である Surface Roller に着目し、モデルによる u_{c*}/U_b の過大評価分と Surface Roller との関係を検証する。

4. Surface Rollerによる非対称波形の低減効果

Svendsen (1984) は砕波の前面に形成される Surface Roller (以下 SR) の概念を提案し、砕波帯内で戻り流れが増大する現象を説明した。一般に SR の特性は、エネルギー E_{sr} と岸沖方向の断面積 A_{sr} で整理され、砕波帯内における戻り流れの全線流量 q_r は、波と SR による線流量 q_w および q_{sr} の和として次式で表される。

$$-q_r = q_w + q_{sr} = \frac{E}{\rho h C} + \frac{A_{sr}}{T} \quad \text{..... (6)}$$

図-5 λ と A_{sr}/H^2 の関係

ここで E は波の全エネルギー、 C は波速である。本研究では、上述の実験で測定した q_{rr} および相当線形波の定義により換算された波の全エネルギー E を用いて、式(6)から SR の断面積 A_{sr} を評価した。

SR による u_{cs}/U_{b*} の低減効果を考慮するために式(5)を次のように書き換える。

$$u_{cs}/U_{b*} = 0.5 + \lambda \cdot f(H_0/L_0, h/L_0, \tan \beta) \quad \cdots \cdots (7)$$

ここで λ は SR による u_{cs}/U_{b*} の低減係数であり、SR が存在しない条件 ($\lambda=1$) とすれば式(7)は式(5)と一致する。線形波理論では底面軌道流速波形 $u_b(t)$ は水位変動 $\eta(t)$ に比例するので、非線形波の底面流速波形も表面の水位変動に強く依存すると想定すれば、 λ は SR による水面波形の変化と関連づけられるかもしれない。本研究では SR による自由表面波形の変化を特徴づける無次元パラメータとして $X = A_{sr}/H^2$ を採用した。図-5 に式(7)の左辺に実測値の u_{cs}/U_{b*} を代入して求めた λ と、実測値と式(6)から算定した A_{sr}/H^2 との関係を示す。図より、非碎波条件 ($A_{sr}/H^2=0$) では λ は 1 に近づき、 A_{sr}/H^2 が増加すると λ が減少する傾向が見られた。より詳細な検討にはデータの蓄積が必要であるが、本研究では図-5 に実線で示した近似式、

$$\lambda = 1 - \tanh(a A_{sr}/H^2) \quad \cdots \cdots (8)$$

を式(7)に代入し、SR による u_{cs}/U_{b*} の低減効果を評価した。ここで a は定数であり、本研究では $a=0.125$ とした。

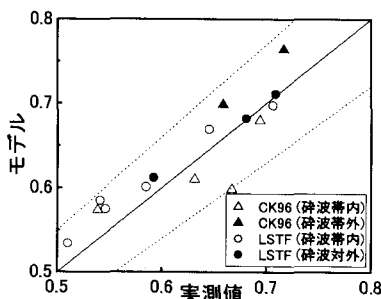
図-6 SR を考慮した場合の u_{cs}/U_{b*} の予測値と実験値の比較

図-6 に u_{cs}/U_{b*} の実測値と式(8)と(7)から算定した予測値との比較を示す。図に見られるように、式(8)と(7)で SR の影響を考慮することで、碎波帯内における u_{cs}/U_{b*} の予測精度は飛躍的に向上した。

5. モデルの適用

得られた非線形波モデルを実際に適用するには、対象地点における波浪条件を予測する必要がある。提案したモデルは相当線形波に基づいており、平面波浪変形は線形理論で計算すればよいので実用性にも優れていると言える。ここでは、波浪変形予測も含めたモデルの適用性を検証するために、前述した実験結果、CK 96 および LSTF の再現計算を試みた。

波浪変形計算には Tajima・Madsen (2002) のモデルを用いた。モデルは線形波理論に基づいており、碎波による波高減衰の評価には Dally ら (1985) と同様のエネルギー減衰式が用いられている。Dally ら (1985) がエネルギー減衰係数に定数を用いたのに対し、このモデルでは Watanabe・Dibajnia (1988) の手法に習ってエネルギー減衰係数を水底勾配の関数として半経験的に導いた点が異なる。また、本モデルの Watanabe・Dibajnia (1988) モデルに対する主な相違点は次のふたつである：(a) $\tan \beta \sim 0$ という緩勾配条件でも碎波減衰係数がゼロにならず碎波減衰量を過小評価しない；(b) 換算された非線形波高が実験値と一致するように碎波モデルが構築されているので、碎波帯内においても、相当線形波を適切に評価することができる。多くのエネルギー減衰モデルでは、計算された線形波高が実測波高と一致するように減衰係数が定義されているので、実際の非線形波高よりも小さいであろう碎波帯内の相当線形波高が正しく評価されない可能性がある。

SR の変形は、Tajima・Madsen (2003) のモデルで算定する。モデルは Dally・Brown (1995) モデルと同様のエネルギー平衡方程式によって SR の変形を評価する。Dally・Brown (1995) モデルとの主な相違点は、SR の減衰係数が碎波モデルと同様に水底勾配の関数として与えられていること、碎波から SR へのエネルギー転換率 α を導入したこと、の 2 点である。合田 (2004) は転換率 α の違いによる沿岸流や wave setup の変化を検証し、Tajima・Madsen (2003) が想定した、線形理論における波の位置エネルギー分に相当する $\alpha=0.5$ が妥当な計算結果を与えることを確認している。

図-7 および図-8 にモデルによる非線形波諸量の岸沖方向分布を示し、実測値と比較する。両ケースにおいて、モデルが碎波帯内外での H_* や U_{b*} を精度よく予測できていることが分かる。図-8 の実測値周りの線分は実測データの標準偏差を示したものであり、特に碎波帯

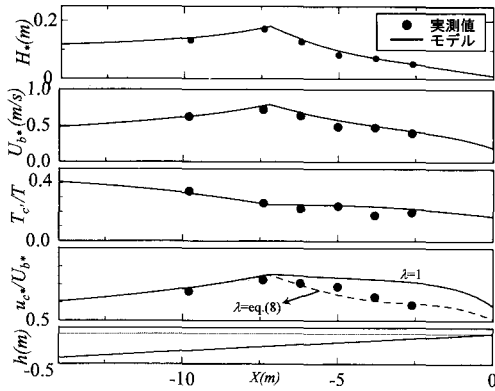


図-7 非線形パラメタの岸沖方向分布 (CK 96)

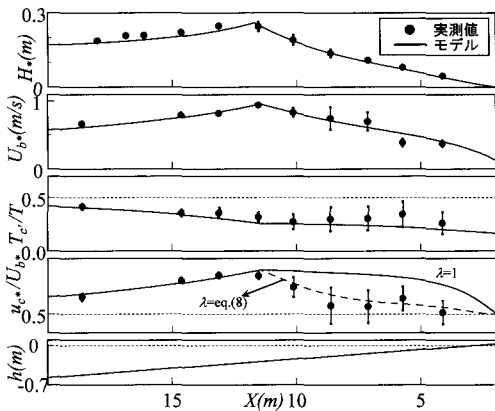


図-8 非線形パラメタの岸沖方向分布 (LSTF)

内 ($X(m) < 12$) ではデータのバラツキが大きいことがわかる。非線形パラメタ T_c/T , u_c^*/U_b^* の予測値も、沖から碎波点までのモデルの再現性は良好である。碎波帯内においても SR による u_c^*/U_b^* の低減効果を考慮した予測値 (破線) は、実測値を精度良く再現できた。

6. おわりに

波の非線形性や水底勾配の影響によって非対称となる底面軌道流速波形の特性を把握するために、ブシネスク方程式による数値実験を行った。実際の非線形波と同等のエネルギーフラックスを有する線形波を相当線形波として定義し、非線形波の特性を陽的に算定する数値実験式を、相当線形波、相対水深、水底勾配の関数として整理した。

得られた実験式を用いて非対称流速波形の特性を検証した。同じ沖波波高勾配条件では、相対水深が小さくなるほど、非線形性や水底勾配による影響が強くなる。また、水底勾配が大きくなると波形が前傾し、波峰の尖り

が緩やかになって、流速波形の非対称性が緩和される傾向が見られた。

水理実験結果との比較を通じて、提案した非線形波モデルの碎波帯内外における適用性・妥当性を示した。碎波帯内では流速波形の非対称性を過大評価する傾向があったが、Surface Roller による影響を考慮することで、モデルの予測精度は飛躍的に改善された。また、本モデルでは任意地点における波浪条件が相当線形波の諸量として線形波理論で算定できるので、モデルの実用性の面でも優れている。

碎波帯内の Surface Roller による非線形波特性への影響は、データを蓄積してさらに詳細な検討が必要である。また、不規則波条件における非線形波浪特性の評価手法についても今後の課題となるであろう。

謝辞：本研究は US. Army Corps of Engineers, Engineer Research and Development Center's Coastal and Hydraulic Laboratory under the Navigation Systems Research Program から補助を受けました (Contract No: DACA 42-01-C-0017)。ここに記して甚大なる謝意を表します。

参考文献

- 合田良実 (2004): 不規則波による沿岸流速に及ぼす碎波モデル選択の影響, 海洋開発論文集, 第 20 巻, pp. 785-790.
- Dibajnia, M., 渡辺 晃 (1991): 非対称振動流によるシートフローの発生と漂砂量, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 291-295.
- Cox, D. T., N. Kobayashi (1996): Undertow profiles in the bottom boundary layer under breaking waves, ICCE, pp. 3194-3206.
- Dally, W. R., R. G. Dean, R. A. Dalrymple (1985): Wave height variation across beaches of arbitrary profile, J. Geophys. Res., 90(C 6), pp. 11917-11927.
- Dally, W. R., C. A. Brown (1995): A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents, J. Geophys. Res., 100 (C 12), pp. 24873-24883.
- Hamilton, D. G., Ebersole, B. A (2001): Establishing uniform longshore currents in a large-scale laboratory facility, Coastal Eng., 42, pp. 199-218.
- Hoefel, F. and S. Elgar (2003): Wave-induced sediment transport and sandbar migration, Science magazine, vol. 299, pp. 1885-1887.
- Nwogu, O. (1993): Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., 119(6), pp. 618-638.
- Tajima, Y., O. S. Madsen (2002): Shoaling, breaking and broken wave characteristics, ICCE, pp. 222-234.
- Tajima, Y., O. S. Madsen (2003): Modeling near-shore waves and surface rollers, APAC 2003, Paper No. 28 in CD-ROM.
- Watanabe A., M. Dibajnia (1988): A numerical model of wave deformation in surf zone, ICCE, pp. 579-587.
- Watanabe, A., Z. Elnaggar (2000): Variations of orbital velocity and undertow in the nearshore zone, ICCE, Vol. 1, pp. 769-782.
- Watanabe A., T. Hara, K. Horikawa (1984): Study on Breaking Condition for Compound Wave Trains, Coastal Eng. in Japan, vol. 27, pp. 71-82.