

航走波の砕波を考慮した数値計算と最大波高算定法

赤川嘉幸*・Dam Khanh Toan**・Nguyen Ba Thuy***
Vu Hai Dang****・谷本勝利*****

航走波の数値計算に砕波・遡上モデルを取り入れた。採用した砕波モデルは運動方程式に砕波減衰項を導入することで砕波による減衰を評価するものであり、局所的な水位の上昇速度を砕波の指標としている。一方、遡上モデルは地盤面下を非常に小さな間隙率を有した透水層とすることで、水域と陸域を同時に計算するものである。1 次元規則波を対象とした数値計算を行って砕波・遡上モデルの再現性を確認した後、航走波の数値計算に適用した。平行等深線海岸を対象とした計算結果に基づき、砕波変形を含めた航走波の最大波高を簡便に推定する手法を検討した。提案した算定法を用いれば、砕波帯を含んだ航走波の最大波高を数値計算に頼らなくとも推定することが可能である。

1. はじめに

浅水域を高速で航行する船舶によって発生する航走波は、水辺利用者を危険にさらし、水産養殖施設へ深刻な被害を与えるなど、沿岸環境に及ぼす影響が無視できなくなっている。こうした航走波が海岸のような浅水域を伝播する際には航走波特有の減衰特性の他に浅水変形、屈折変形、砕波変形等を受けるため非常に複雑な現象となり、現地観測や模型実験では詳細なデータを得ることは難しい。これに対し、近年、航走波の数値計算法の開発が行われ（例えば、土井ら、2005；細川ら、2003）、著者らは Boussinesq 方程式を基本式とした手法を開発してきた（Tanimoto ら、2001）。さらに、平行等深線海岸を対象とした計算結果を基に航走波の最大波高算定法を提案した（谷本ら、2004）。しかしながら、これまでの研究では砕波変形を考慮していないため砕波帯における航走波の変形は検討されていない。一方、Boussinesq 方程式に適した砕波・遡上モデルの開発が試みられ、その実用化へ向けて研究が進められている（例えば、平山・平石、2004；Kennedy ら、2000）。

本研究は、航走波の数値計算法に砕波・遡上モデルを取り入れ、砕波変形を含めた簡便な航走波の最大波高算定法を提案することを目的としたものである。砕波・遡上モデルとしては、Kennedy ら（2000）の手法を採用している。本論文では、1 次元規則波を対象とした数値計算を行い、砕波変形・遡上の再現性を確認する。次いで、平行等深線海岸における航走波の数値計算に適用し、その結果に基づき、航走波の最大波高の簡便な算定法を検討する。

2. 数値計算の方法と砕波・遡上モデル

(1) 数値計算の方法

数値計算は Madsen & Sørensen (1992) による Boussinesq 型の基本式を、微小船幅を仮定して、船舶に相当する湧き出しと吸い込みを分布させた線状移動境界条件の下に ADI 法で解いていくものである。砕波・遡上モデルを取り入れた基本式は以下のとおりである。

$$b(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_x^2}{A} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_x Q_y}{A} \right) + gA \frac{\partial \eta}{\partial x} - R_{bx} \\ = \left(\beta + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^3 Q_x}{\partial t \partial x^2} + \frac{\partial^3 Q_y}{\partial t \partial x \partial y} \right) + h \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial x} \right) \\ + \beta g h^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x \partial y^2} \right) + h \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{1}{3} \frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial x} + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q_y}{\partial t \partial y} \right) \\ + \beta g h^2 \left\{ \frac{\partial h}{\partial x} \left(2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \right\} \dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_x Q_y}{A} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_y^2}{A} \right) + gA \frac{\partial \eta}{\partial y} - R_{by} \\ = \left(\beta + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^3 Q_x}{\partial t \partial x \partial y} + \frac{\partial^3 Q_y}{\partial t \partial y^2} \right) + h \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial x} \right) \\ + \beta g h^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial x^2 \partial y} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial y^3} \right) + h \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q_x}{\partial t \partial x} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 Q_y}{\partial t \partial y} \right) \\ + \beta g h^2 \left\{ \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \right\} \dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$R_{bx} = \frac{\partial}{\partial x} \left(v \frac{\partial Q_x}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial Q_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial Q_y}{\partial x} \right) \right] \dots\dots\dots (4)$$

$$R_{by} = \frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial Q_y}{\partial y} \right) + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(v \frac{\partial Q_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(v \frac{\partial Q_y}{\partial x} \right) \right] \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 η は水位、 Q_x 、 Q_y はそれぞれ x 方向（船の進行方向）、 y 方向（船の進行方向と直角方向）の線流量、 t は時間、 h は静水深、 g は重力加速度、 β は分散項

* 正会員 工修 セントラルコンサルタント(株)
** 埼玉大学大学院理工学研究科博士後期過程
*** 工修 Marine hydrometeorological center, Vietnam
**** 工修 Hanoi Institute of Oceanography, Vietnam
***** フェロー 工博 埼玉大学教授 工学部建設工学科

の補正係数で1/15としている。 R_{bx} , R_{by} はそれぞれ x , y 方向の碎波減衰項, ν は渦動粘性係数, b , A は後述するように透水層の間隙率, 水面下の単位幅あたりの通水断面積である。

船舶境界条件式についてはこれまでのもの (Tanimoto ら, 2001) と同様であるので, ここでは省略する。

(2) 碎波モデル

本研究では, Kennedy ら (2000) によって提案された手法を採用した。この碎波モデルは, 運動方程式に碎波減衰項を導入することで碎波による減衰を評価するもので, 碎波減衰項における渦動粘性係数 ν は次式を用いて算出する。

$$\nu = B\delta_b^2(h+\eta)\eta_t \quad (6)$$

ここに, η_t は水位の上昇速度, δ_b は混合距離係数である。すなわち, 碎波によるエネルギーの減衰は局所的な水位の上昇速度に依存することになる。また, B は碎波が急激に発生することを抑えるために0~1の値をとるもので, 次式で与えられる。

$$B = \begin{cases} 1 & , 2\eta_t^* \leq \eta_t \\ \eta_t/\eta_t^* - 1 & , \eta_t^* < \eta_t \leq 2\eta_t^* \\ 0 & , \eta_t \leq \eta_t^* \end{cases} \quad (7)$$

さらに, η_t^* は碎波の開始と終了を決定するパラメータであり, 碎波開始からの時間に依存して次式のように線形的に変化する。

$$\eta_t^* = \begin{cases} \eta_t^{(F)} & , T^* \leq t - t_0 \\ \eta_t^{(I)} + \frac{t - t_0}{T^*}(\eta_t^{(F)} - \eta_t^{(I)}) & , 0 \leq t - t_0 < T^* \end{cases} \quad (8)$$

ここに, $\eta_t^{(I)}$ は開始値, $\eta_t^{(F)}$ は終了値, T^* は遷移時間, t_0 は碎波開始時刻である。すなわち, 水位の上昇速度 η_t がある限界値 $\eta_t^{(I)}$ を超えると碎波が発生し, 碎波継続後, η_t がその値を下回っても終了値 $\eta_t^{(F)}$ を下回るまでは碎波は継続することになる。

(3) 遡上モデル

遡上モデルは水際線近傍における波の運動を再現すると同時に, 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。現在までに提案されている遡上モデルを大きく分けると, 汀線位置での流速を外挿により求め移動させるものと, 地盤を透水性とするものがある。本研究では, Kennedy ら (2000) による透水性モデルを採用することにした。このモデルは, 地盤面下を非常に小さな間隙率を有した透水層とすることによって, 特別な考慮無しに遡上域の計算を行うものである。これより地盤面下を含めた流動の計算が可能であり, 地盤面と水面との交点を各時間における波の先端とするも

のである。透水層の間隙率は次の式で与える。

$$b(z) = \begin{cases} 1 & , z^* \leq z \\ \delta + (1-\delta)\exp\left(\lambda \frac{z-z^*}{h_0}\right) & , z < z^* \end{cases} \quad (9)$$

さらに, 水面下における単位幅あたりの通水断面積 A は, 次のように $b(z)$ を水深方向に基準深さから水面まで積分することで得られる。

$$A(z) = \begin{cases} (z-z^*) + \delta(z^*+h_0) + \frac{(1-\delta)h_0}{\lambda} \left(1 - e^{-\lambda(1+z^*/h_0)}\right) & , z^* \leq z \\ \delta(z+h_0) + \frac{(1-\delta)h_0}{\lambda} e^{\lambda(\eta-z^*)/h_0} \left(1 - e^{-\lambda(1+\eta/h_0)}\right) & , z < z^* \end{cases} \quad (10)$$

ここに, δ , λ は間隙率を支配する定数である。また, z^* は仮想的な地盤面の位置であり, 次式で定義する。

$$z^* = \frac{-h}{(1-\delta)} + h_0 \left(\frac{1}{1-\delta} + \frac{1}{\lambda} \right) \quad (11)$$

このように, z^* を実際の地盤面の位置と定義しないことで, 最大遡上高を算定する際, 誤差を小さくすることができる。

(4) 1次元 Boussinesq 方程式による碎波・遡上計算

Kennedy らは断面実験結果との比較から碎波モデルに必要な各パラメータの標準値を提案している。しかし, 彼らの基礎式は Nwogu (1993) による任意水深の流速を用いた形の Boussinesq 方程式であり, Madsen & Sørensen の Boussinesq 方程式にこのモデルを適用した例はない。そこで, 1次元規則波の碎波・遡上について数値計算を行い, 実験結果と比較を行うことで, 碎波変形・遡上の再現性を確認する。

図-1は崩れ巻き波碎波に対する波の峰と谷の水位, 平均水位, 波高分布について Bowen (1968) による実験結果との比較を示したものである。波の峰の水位は碎波点近傍において過小評価であり, 碎波後は過大評価となっている。波高分布についても同様のことが言える。また, 平均水位は碎波点近傍までは良く合っているものの, 碎波後は過小評価されている。これは Boussinesq 方程式の弱非線形性によるものなので, こうしたことを除けば, 本モデルは概ね碎波変形を再現しているといえる。さらに, 遡上に関しても数値計算による再現性は良い。

以上のことより, Madsen & Sørensen タイプの本基礎式においても Kennedy らが提案したようなパラメータを適切に用いることで, 碎波変形・遡上の計算ができることが確認される。

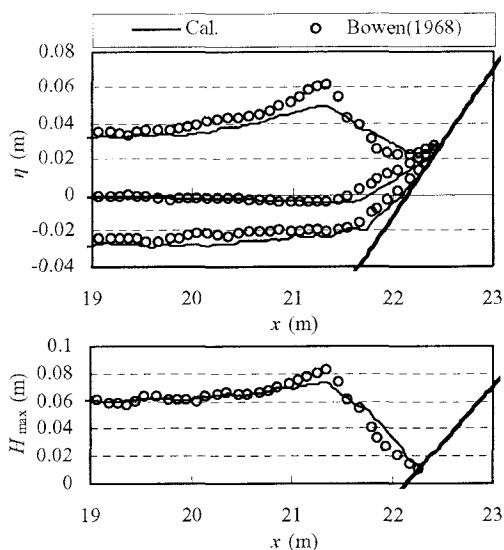


図-1 計算結果と実験結果の比較
(上：波の峰と谷および平均水位，下：波高分布)

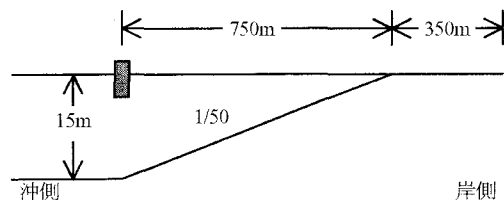


図-2 平行等深線海岸の断面図

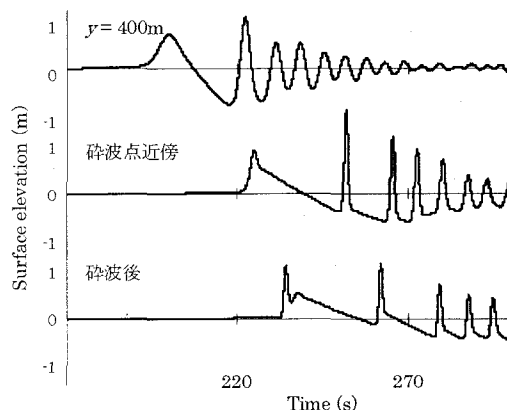


図-3 斜面上における航走波の時間波形 ($F_h=1.0$)

3. 航走波の数値計算への適用

続いて、航走波の数値計算に砕波・遡上モデルを適用し、その結果に基づき、砕波を含めた航走波の最大波高算定法を検討する。

(1) 計算条件

図-2のように勾配1/50の平行等深線海岸を汀線と平行して船が走る場合について航走波の数値計算を行った。海岸形状と船舶条件は谷本ら(2004)とほぼ同様であるが、砕波・遡上モデルを取り入れたため汀線までの計算が可能となった。ただし、陸域を設けると安定した計算が十分続かなかったため、汀線より外側は水深0mの水平床とした。陸域を含めた条件下における安定した計算は今後の課題である。格子間隔は x, y 方向ともに2.5mとし、 x 方向の長さは航走開始位置から4000mとした。

なお、浅水航走波を支配する重要なパラメーターである水深フルード数 F_h の定義は次式の通りである。

$$F_h = U / \sqrt{gh_s} \quad (12)$$

ここに、 U は船速、 h_s は航走水深(15m)、 g は重力加速度である。本研究では、 $F_h=0.6 \sim 2.0$ を対象とした。

(2) 計算結果

図-3は $x=2000$ m地点の斜面上における航走波の時間波形を示したもので、それぞれ航走線($y=0$ m)から400mの地点、砕波点近傍、砕波後の波形である。 $F_h=1.0$ 、すなわち船速が限界速度のときである。本研究では、こうした航走波の最大波に注目して議論を進める。

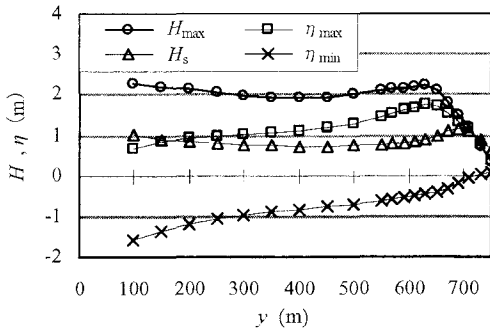
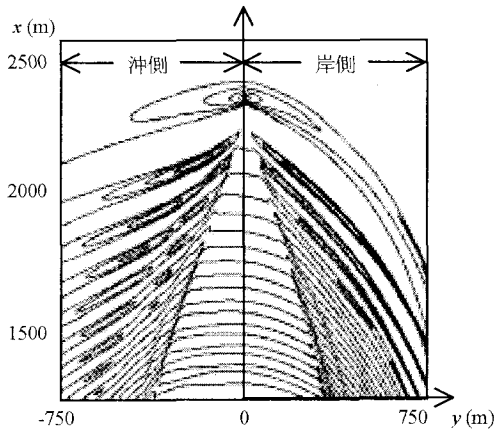
最大波は航走線の近傍を除く斜面上では第2波目以降に現れることから、データ解析においては第1波を除く谷から峰までの水位差を最大波高 H_{max} とし、谷から次の谷までの時間差を最大波周期 T_{max} と定義した。また、第1波の波高 H_1 は静水面から峰までの高さとして定義する。

図-4は航走波の最大波高と第1波の波高、および最大水位、最低水位の空間分布を示したものである。航走線から離れるに従い、すなわち斜面を伝播するとともに、航走波特有の減衰と屈折変形による減衰を受けて一度波高は減少するが、水深が浅くなってくると浅水変形の影響を強く受けて再び増加するといった傾向を示す。最大波は $y=640$ m(水深2.2m)の地点において砕波するのに対し、第1波はさらに水深が浅い $y=700$ m(水深1.0m)の地点において砕波する。そして、その時の波高が1.0m以上にもなることから、水辺利用者が突然現れる航走波によって危険にさらされる可能性が指摘できる。

図-5は航走波の等値線分布であり、左側(沖側)が一定水深領域、右側(岸側)が斜面領域である。斜面上において航走波が大きく屈折し、波峰が長く連なって連続的に岸に押し寄せる傾向が確認できる。

(3) 最大波高算定法

傾斜海岸を伝播する航走波は、航走波特有の距離による減衰のほかに、浅水変形、屈折変形、砕波変形を受け


 図-4 波高と水位の空間分布 ($F_h=1.0$)

 図-5 航走波の等値線分布 ($F_h=1.0$)

る。著者らはそうした航走波の減衰特性、浅水変形、屈折変形を考慮した最大波高の算定法を提案した（谷本ら，2004）。本研究では，さらに砕波変形を考慮した次式によって航走波の最大波高を推定する手法を検討する。

$$H_{\max} = \min\{K_s' \times K_r' \times K_d' \times H_1, H_b\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここに， H_1 は $y = 100$ m の地点における最大波高（基準波高）で， K_s' ， K_r' ， K_d' はそれぞれの $y = 100$ m における値で割った相対浅水係数，相対屈折係数，相対減衰係数である。相対浅水係数は有限振幅波理論，相対屈折係数はスネルの法則に基づき与え，相対減衰係数は距離の $-1/5$ 乗に比例して減衰するものとした。各々の式については谷本ら（2004）と同様であるのでここでは省略する。また，砕波限界波高 H_b は台田（1973）の砕波限界式によって算出し，定数 A の値とし 0.20 を採用した。

この算定法は，ある基準点（ $y = 100$ m）における最大波の基準値（波高，周期，入射角）を与えることで，任意の地点における最大波高を算定するものである。各基準値については数値計算結果に基づいて以下のように水深フルード数 F_h で定式化し，そこから値を算出した。

基準波高 H_1 ：

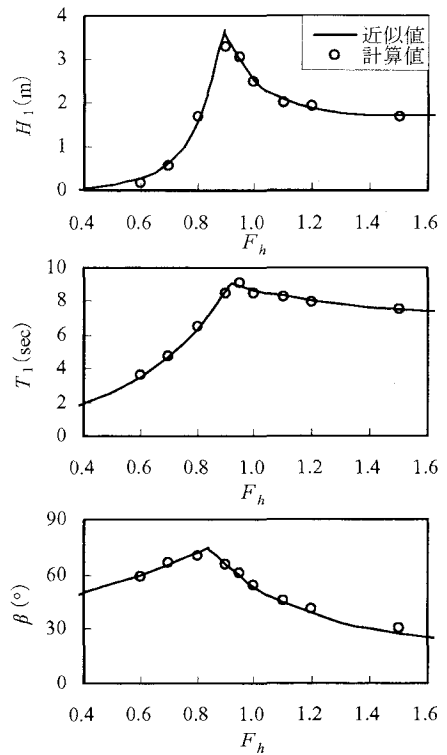


図-6 基準値の定式化

$$\begin{aligned} H_1 &= 30e^{-8(F_h-0.55)} + 1.7 & , 0.89 \leq F_h \\ H_1 &= 0.0012e^{9F_h} & , F_h < 0.89 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (14)$$

基準波周期 T_1 ：

$$\begin{aligned} T_1 &= 30e^{-3F_h} + 7.2 & , 0.92 \leq F_h \\ T_1 &= 0.6e^{3(F_h-0.01)} & , F_h < 0.92 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (15)$$

基準入射角 β_1 ：

$$\begin{aligned} \beta_1 &= 150e^{-3(F_h-0.5)} + 20 & , 0.84 < F_h \\ \beta_1 &= 35e^{0.9F_h} & , F_h \leq 0.84 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (16)$$

提案した式は既発表（谷本ら，2004）のものとは異なるが，これは各基準値により一般性を持たせるために $F_h = 2.0$ までの傾向を考慮したためである。図-6 はこうして定式化した基準値と数値計算結果の比較である。

図-7 は各相対係数と基準波高で割った最大波高の算定値，および数値計算によって得られた最大波高比を示したものである。ただし，横軸は y を 100 m で割って無次元化して表示してある。 F_h が 0.8，1.0，1.2 の例であり，減衰定数はいずれも $1/5$ を使用している。従って，相対減衰係数は 3 ケースとも同じ減衰曲線である。これに対し，相対屈折係数は低下曲線であることは同じであるが， F_h が大きくなるにつれて低下率がやや減じると

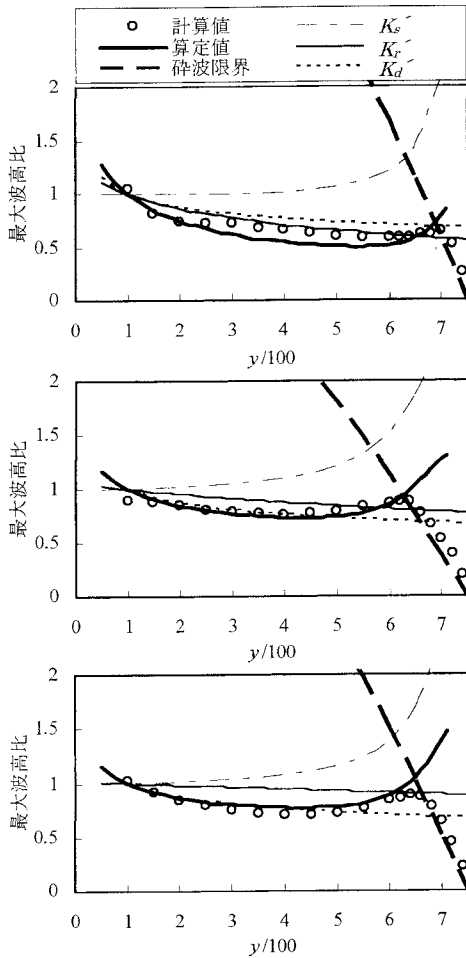


図-7 各相対係数と最大波高比の計算値と算定値
(上: $F_h=0.8$, 中: $F_h=1.0$, 下: $F_h=1.2$)

いう傾向を示している。相対浅水係数は y が大きくなるにつれて、すなわち水深が浅くなるにつれて増加傾向を示し、特に水深が非常に浅いところで非線形性のため急増するという変化を示している。これら3つの係数の積である最大波高比の算定値は、斜面上を伝播するに従い航走波特有の減衰特性や屈折変形の影響を受けて一度低減しつつも、浅水変形の影響を受けて増加に転じ、碎波によって再び減衰するといった変化を示している。また、碎波限界式は碎波点および碎波による波高減衰を適切に表現している。ここで、計算値における碎波点が過小評価となるのは、弱非線形性を有する Boussinesq 方程式の性質によるものと考えられる。

以上のことから、斜面上を伝播する航走波は、ある基準点における基準波高に相対浅水係数、相対屈折係数、

相対減衰係数を乗じることで得られた値と、碎波限界波高のうちどちらか小さい値を用いることによって算定が可能である。相対浅水係数については有限振幅波理論、相対屈折係数についてはスネルの法則に基づき与え、航走波特有の相対減衰係数については距離の $-1/5$ 乗に比例するものとして与えることができる。さらに、航走波の碎波減衰は合田の碎波限界式を適用することで推定が可能であり、定数 A は0.20とするのが適切である。

4. む す び

航走波の数値計算に碎波・遡上モデルを取り入れるとともに、碎波変形を含めた簡便な航走波の最大波高算定法を検討した。碎波・遡上モデルの適用性を1次元規則波を対象とした数値計算を行うことで確認した。提案した算定法を用いれば、碎波帯を含んだ航走波の最大波高を数値計算に頼らなくとも簡単に推定することができる。ただし、碎波モデルについては観測データとの検証が必要であり、陸域を含んだ数値計算も今後の課題である。

参 考 文 献

- 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.
- 谷本勝利・赤川嘉幸・茂木勇佑・D. K. Toan(2004): 平行等深線海岸における航走波の変形, 海洋開発論文集, 第20巻, pp. 779-784.
- 土井康明・C. B. Hong・南本隼人・陸田秀実(2005): Wave-breaking on shore by ship wash, 第18回海洋工学シンポジウム, 日本造船学会
- 平山克也・平石哲也(2004): ブシネスクモデルによる碎波・遡上計算法とその適用性, 海工論文集, 第51巻, pp. 11-15.
- 細川真也・福岡捷二・渡辺明英・泊 宏(2003): 荒川における航走波の数値解析, 第58回年次学術講演会講演概要集, II-258, pp. 515-516.
- Bowen, A. J., D. L. Inman, V. P. Simons(1968): Wave set-down and set-up, J. Geophysical Research, Vol.73, pp. 2569-2577.
- Kennedy, A. B., Q. Chen, J. T. Kirby and R. A. Dalrymple(2000): Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and runup. I :1D, Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, ASCE, Vol.126, No.1, pp. 39-47.
- Madsen, P. A. and O. R. Sørensen(1992): A new form of Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part2. A slowly-varying bathymetry, Coastal Eng., Vol.18, pp. 183-204.
- Nwogu, O.(1993): Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation, Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, ASCE, Vol.119, No.6, pp. 618-638.
- Tanimoto, K., H. Kobayashi and V. T. Ca(2001): Ship waves in a shallow and narrow channel, Proceeding of 27th Conference on Coastal Engineering, pp. 1141-1154.