

波・流れ共存場の平均流速分布に関する研究

小林 英樹*・田中 博通**

河口部における土砂動態の把握は流砂系を考える上で非常に重要なことであるが、現象があまりに複雑で、砂礫の駆動力となる流速を適切に評価しきれていないのが現状である。現地観測、水理模型実験、数値解析など既往の研究結果からモデルの構築はなされているものの、諸係数の決定に十分な説明がなされているものは少ない。そこで最も基礎的な研究に立ち戻り、渦動粘性係数と平均流速に関して水理模型実験の結果から考察を加えた。その結果、位相平均法における 0 方程式モデルでの渦動粘性係数の与え方には水平方向流速振幅と水粒子軌道の長・短径が関係していることがわかった。

1. はじめに

河口部における堆砂が沿線海岸の漂砂の貯砂源となっている場合、そこでの水理特性およびそれに伴う土砂動態を究明することが流砂系を考える上で非常に重要なことになる。

河口堆砂の周辺海岸への寄与率などは現地観測を基に研究が進められてきたが(例えば宇多ら, 1992), 波と流れの共存, 混合粒径, 特異な地形など現象の複雑性により, 土砂の移動が活発な状況下においては, 数値解析でこれらを再現することや, 実験から流体および砂礫の定性的な運動法則を抽出することは到底容易なことではない。

正味の漂砂量を適切に評価するには, 砂礫の駆動力となる流速に対し, その定常成分 (Okayasu et al., 1988), 非対称性 (灘岡ら, 1994), 濁度, 碎波領域における気泡混入などを考慮しなければならないが, 流体力学的に主幹となる基礎方程式は Reynolds 方程式である (柴山ら, 1994)。そこで問題となるのが乱れの定義と渦動粘性係数の与え方である。本研究では 2 次元固定床水理模型実験において, 水平・鉛直方向に充分と思われる測点密度で流速を測定し, 位相平均法における渦動粘性係数を 0 方程式モデルで評価・検討した。また, さらにそれを基にして簡潔な流速分布式を試算した。

2. 実験概要

実験は図-1 に示すような全長 20 m, 幅 30 cm, 深さ 55 cm の二次元造波水路を用いて行った。

河口地形を模した断面は, 水槽の全長, 河口テラスの勾配, 模型の製作精度などを考えて海底勾配 1/20, 河床勾配 1/250 の固定床とし, 底面上に一様の粗度を持たせるために 6 号珪砂 ($d_{50}=0.023$ cm) を貼付した。水深は一様水深部において 39 cm で, 実験ケースは出水時を想定した。

予備実験結果からこの断面において岸沖方向に 15 本

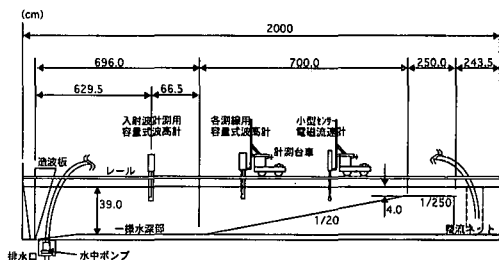


図-1 実験水槽概要

の測線を設け, 計測台車に取付けた容量式波高計により水位変動, ピニールチューブ (内径 0.4 cm・長さ 100 cm) と円筒容器 (内径 2.85 cm) により平均水位を計測した。水平・鉛直方向流速は各測線において, 波谷レベルを基準とした 0, 1, 2, 4, 6, 8 割水深および底面上 3, 5, 7, 9, 11 mm の計 165 点を測点に選び, 電磁流速計により計測した。図-2 はその測線および測点と, 本実験における座標系を示したもので, x 軸は海底・河床勾配接合点を $x=2000$ cm にとった波の進行方向正の座標であり, z 軸は静水位を 0 cm とした鉛直上向きの座標である。

入反射波の分離は反射が微小であったため特に行っていないが, 17 波を 1 波群とし, 3 波群 51 波を水位変動・流速の解析対象とした。サンプリング周波数は 10 Hz で, 造波開始後 1 時間で波浪場が定常に達したとみなし, デジタルレコーダに記録した。

得られた水平・鉛直方向流速値 u , w は, アンサンブ

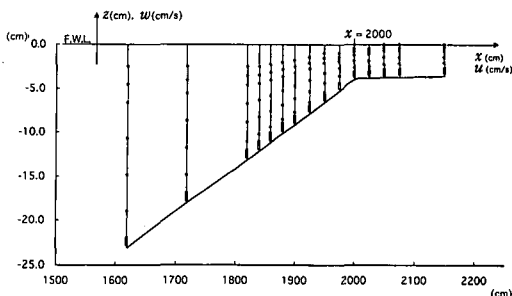


図-2 測線・測点と座標系

* 工修 株式会社 スルガコンサル

** 正会員 工博 東海大学教授 海洋土木工学科

$$-\frac{1}{2(\alpha+\beta)-3}(h+\eta)\nabla^2 f_\beta = 0 \quad \cdots (3)$$

$$M_D = \nu_f \nabla^2 z_{af\alpha} \quad \cdots (4)$$

となる。式(3)は、鉛直分布関数の項数分($\alpha=1, \dots, N$)だけの本数となる。

(2) 乱れおよび回転エネルギー方程式

砕波後の波動方程式における砕波減衰係数を計算するために、回転エネルギー方程式および、乱れエネルギー方程式を用いた(有川・磯部, 1998)。回転エネルギー(E_w)とは、砕波後、渦による回転成分の流速の持つエネルギーのことである。

回転エネルギー方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{DE_w}{Dt} &= \frac{\partial E_w}{\partial t} + \mathbf{u}^v \cdot \nabla E_w \\ &= \nabla \left(\frac{\nu_t}{\sigma_w} \nabla E_w \right) + P_{Ee} - P_{k2} \quad \cdots (5) \end{aligned}$$

とし、乱れエネルギー方程式は、次式のようにした。

$$\begin{aligned} \frac{DE_w}{Dt} &= \frac{\partial E_w}{\partial t} + \mathbf{u}^v \cdot \nabla E_w \\ &= \nabla \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \nabla E_w \right) + P_{k1} + P_{k2} + P_{k3} = \varepsilon \quad \cdots (6) \end{aligned}$$

$$\varepsilon = C^* \frac{E_k^3}{l_k} \quad \cdots (7)$$

$$\nu_t = E_k^{\frac{1}{2}} l_k, \quad l_k = \gamma_k H \quad \cdots (8)$$

ここで、 $C^*=0.09$, $\sigma_k=1.0$, $\sigma_e=1.0$, $\gamma_k=0.2$ とした。波エネルギーの逸散率は、回転エネルギー、乱れエネルギー、熱エネルギーの増加率で表されることとなる。有川・磯部(1998)では、波エネルギーの逸散率と減衰係数 ν_f をオーダー評価から比例関係としているが、砕波減衰後の波形が尖りすぎという問題が生じている。一方で、 ν_f として減衰係数 f_D を用いたモデルで安定に計算できていること、また、Boussinesq方程式において、減衰係数として f_D , ν_t を用いた両方の計算とともに、同じように減衰をしていることから、本研究においては、以下のようにした。

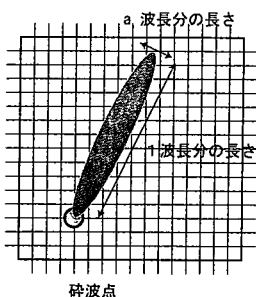


図-1 生成項の与え方の概念図

$$\nu_f = \nu_t \quad \cdots (9)$$

(3) 生成項の与え方

各エネルギー方程式にある生成項は、

$$P_{k1} = \frac{1}{2} \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 \quad (\text{for } i, j=1, 2, 3) \quad \cdots (10)$$

$$P_{k2} = C_e \frac{E_w^3}{l_w}, \quad l_w = \gamma_w H \quad \cdots (11)$$

$$P_{k3} = \frac{g \eta_b}{T} \quad \cdots (12)$$

$$P_{Ee} = \frac{1}{2} \frac{C^2}{T} \quad \cdots (13)$$

とした。ここで、 $\gamma_w=0.2$, $C_e=0.09$ とした。砕波領域は、図-1のように決定することとした。1波長とは、波速と周期の積で表されるものとし、 a は、砕波の広がりを表すものとする。砕波領域の中心に、生成項、 P_{k1} , P_{k3} , P_{Ee} を与え、あとは領域全体に広がるように三角錐を仮定して与える。また、重複性の砕波の場合は、砕波点自体を中心とする a で与えられる円を砕波領域と考えた。本研究では、 a は0.3とした。

(4) 砕波条件

砕波判定条件は有川・磯部(1997)にならひ、流速・波速比が0.8を越えた点もしくは、加速度比が0.8を越えたところと定義する。波速の求め方は、3.(3)で説明する。

3. 数値計算手法

(1) 基礎方程式の離散化

基礎方程式の離散化は、ADI法と2段階計算を組み合わせた陽解法を用いた(有川・磯部, 1999)。乱流エネルギーおよび回転エネルギーの方程式に関する離散化もこれにならうこととした。

(2) 線境界入射法

a) 入射波の与え方 石井ら(1993)が提案した入射境界は、入射側では入射波と放出波になり、放出波側では放出波のみになるというものである。従って、非線形方程式を用いて精度良く入射させるためには、方程式の厳密解を入射波として与えるのがよい。非線形緩勾配方程式の入射波解として流れ関数法を用いた。

図-2は、3方向から波を入射する際の境界の取り扱いを示したものである。ここでは、 f_α ($\alpha=2, \dots, N$)に関する連立方程式を解くために用いるADI法における x sweep時のものを示す。波の入射は点線の部分より内側に行うものとする。それぞれの点によって境界の取り扱いが異なるために、図中において記号で分けた。それぞれの記号は図-3と対応している。

図-1の中で、黒丸に関しては厳密解をその点に足し、○のなかに大きい黒丸がある点に関しては、厳密解をそ

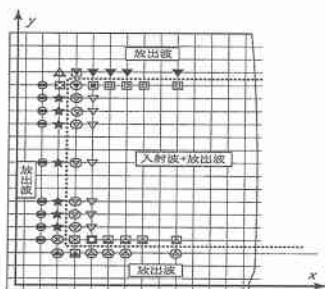


図-2 斜め入射境界の取り扱い

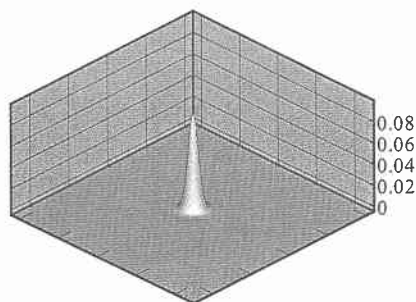


図-5 初期水位

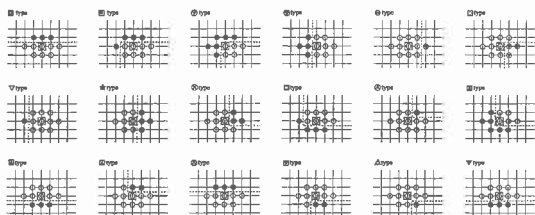


図-3 境界の詳細図

の点より引くことを意味する。

このように細かく場合分けを行い、厳密解を与えることにより入射を精度良く行うことが可能となる。

b) 位相の取り扱い ある入射点の位相は、入射線上の位相と同位相であり、その距離分だけ原点より遅れると考えて、流れ関数法で入射値を計算し厳密解として代入する。

(3) パターン相関法による波速の求め方

有川・磯部(1997)において、進行波型碎波から部分重複波型碎波までは、流速・波速比で判定することが可能であることがわかっている。ここで言う波速とは波峰の移動速度であり、平面においてそれを求めるために、水位を用いたパターン相関法を用いた。

a) パターン相関法 図-4のように、ある時刻における、ある点を中心とした $m \times n$ のマトリクス小領域を考える。その領域の水位のパターンは、微小時間 Δt では

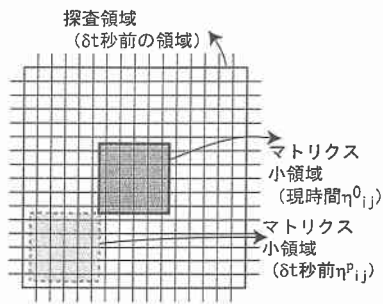


図-4 パターン相関法概念

大きく変化しないと仮定する。そして、 Δt 前の時間におけるその点近辺を探索領域として設定し、その探索領域内の各点を中心とした $m \times n$ のマトリクス小領域との相互相関係数 R を求める。

R は、現時刻 t_0 におけるマトリクス小領域内の水位の分布を η_{ij}^0 で表し、微小時間前の時刻 t_p における小領域内の水位の分布を η_{ij}^p で表したとき ($i=1 \sim m, j=1 \sim n$),

$$R_{\eta_{0\eta m}} = \frac{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n \{(\eta_{ij}^0 - \bar{\eta}_{ij}^0)(\eta_{ij}^m - \bar{\eta}_{ij}^m)\}}{\sqrt{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n (\eta_{ij}^0 - \bar{\eta}_{ij}^0)^2 \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n (\eta_{ij}^m - \bar{\eta}_{ij}^m)^2}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

で定義される。

分布のなかでもっとも相関係数の高い点を候補点とすると、波速の向きが格子の大きさに依存するので、相関係数が最大となる点とそれと隣り合う点で、 x, y 方向それぞれ放物近似を行い、それぞれの極大値が交わる点を候補点とした。

b) 妥当性の確認 図-5のように正方形の水路に、初期条件として、

$$\eta(x, y) = H_0 \exp[-2\{(x-x_c)^2 + (y-y_c)^2\}] \dots (15)$$

$$f_a = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

のように水位を与えたとき、それは外に向かって波は移動しようとする。それを、パターン相関法を用いて波速を算定した。ここで、 $H_0=0.09$ m 水深、 0.56 m, x_c, y_c は水路中央とした。計算条件は、計算時間間隔 $\delta t=0.00667$ s, 格子幅 $\delta x=\delta y=0.14$ m とした。また、マトリクス小領域として、その地点での線形波長の半分の1辺にもつ正方形を、探索領域としては、その地点よりそれぞれプラス・マイナス方向に線形波速の1.5倍に Δt を掛けた距離をもつ正方形とした。ここで、 Δt は30ステップ(0.2秒)とした。

図-1(a), 図-1(b)は、時刻 t_0 および時刻 t_0 の鳥瞰図である。時刻 t_0 の方が全体的に広がっている様子がわかる。このとき、時刻 t_0 における波速を求めた図-7を示す。これによると内側から外側に向けて波が進行している様子がよくわかる。波速の大きさに関しては、次の矩

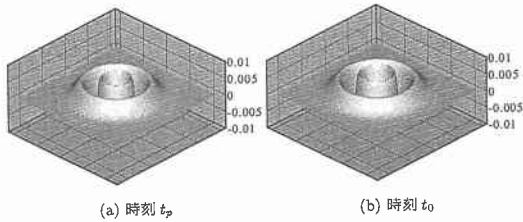
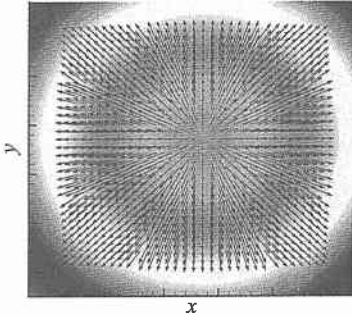


図-6 対象とした水位変化の様子

図-7 時刻 t_0 における波向き

形水路のところで議論する。

4. 矩形水路での碎波計算

波速，碎波判定ならびに減衰がうまく機能するかを矩形水路における数値実験で検討する。

(1) 矩形水路断面

矩形水路断面に用いた実験は Nwogu (1996) を用いる。諸条件は，水深 0.56 m，斜面勾配 1/25，周期 2.0 s，波高 0.09 m，の規則波である。また数値計算上での矩形幅は 4.28 m（入射波の 1 波長分）とした。

鉛直分布関数の項数を 2 項とし，格子間隔 $\delta x, \delta y$ ともに $L_i/30$ とした。また，時間間隔は， $\delta t = T/300$ とした。 L_i は入射波の波長， T は周期である。波速を求める際に用いた領域の大きさならびに時間間隔は，マトリクス小領域として，その地点での線形波長の半分を 1 辺にもつ正方形を，探索領域としては，その地点よりそれぞれプラス・マイナス方向に線形波速の 1.5 倍に Δt を掛けた距離をもつ正方形とした。また， $\Delta t = 0.1 T$ とした。

(2) 計算結果

a) 波速の算定結果 図-8 は，ある時刻における波速および波形の空間分布である。これによると全体的には波速をうまく求めることが出来ているが，特に浅い水深にある波の谷の部分では，突然波速が大きく変化している。これは浅くなるにつれ，波の非線形性より谷の部分がほぼ平坦になることが原因と考えられる。しかし，碎波判定を行う際には，波峰位置での速度が必要となる

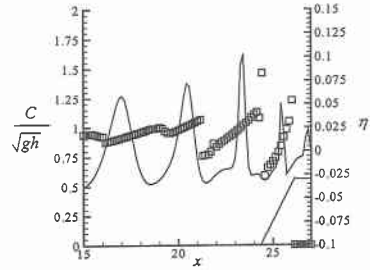


図-8 ある時刻の波速の空間分布

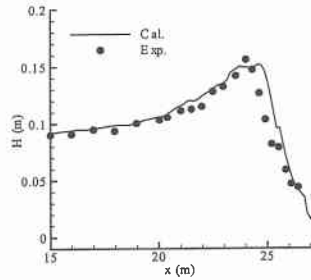


図-9 波高の比較

ために，碎波判定に影響はしないために，この方法により波速を求めることとした。

b) 波高の比較 波高の比較を行ったものが図-9 である。少し碎波位置が岸方向によっており，そのために減衰の仕方が実際よりも急である。しかし，全体的には，実験と整合した結果を得ていることがわかる。

5. 任意地形での碎波計算

ここでは，任意の地形において碎波減衰計算を行う。

(1) 地形断面

地形断面として，ハワイのマウイ島にある非常に大きな波が発生することで有名な場所を選択した。現地データの深浅データから，格子間隔にあうように，3 次スプライン補間を行った（図-10）。その鳥瞰図を図-11 に示す。深浅データのあった部分は図-10 の部分だけであっ

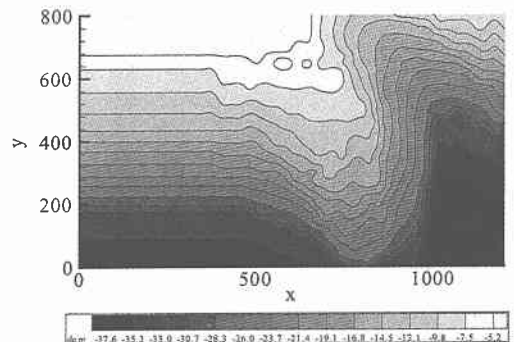


図-10 計算地形の等高線図

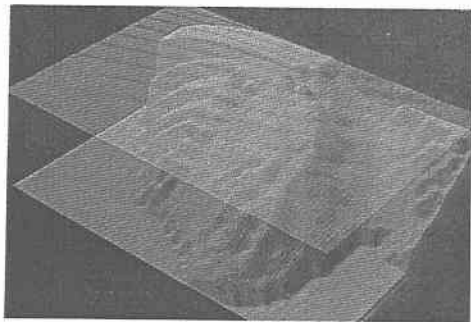


図-11 計算地形の鳥瞰図

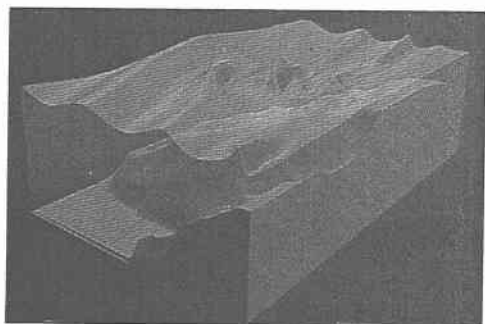


図-12 計算波形の鳥瞰図

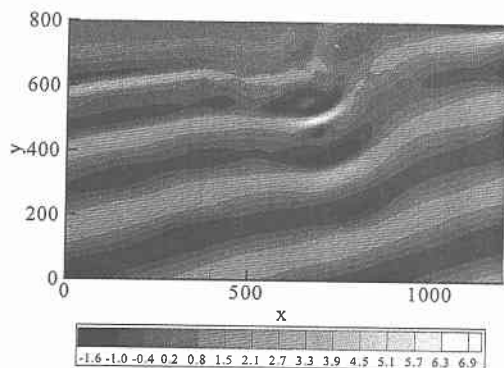


図-13 計算波形の等高線図

たので、その他のところは、徐々に下がるように外挿補間した。図-11 からわかるように、大きな峰が存在し、その場所に周辺より波が集積し、非常に大きな波を生じさせる。

(2) 計算結果

周期 16 秒、波高 3 m の波を沿岸方向に対して 20 度で入射した際の計算した結果を鳥瞰図に示す(図-12)。格子間隔は、 δx , δy ともに $L_x/30$ である。また計算時間間隔は $\delta t = T/480$ とした。図-13 は水位の等高線図であるが、これより波が集積していく様子がわかる。図-14 は、浅場となっているところ近辺のパターン相関法による波

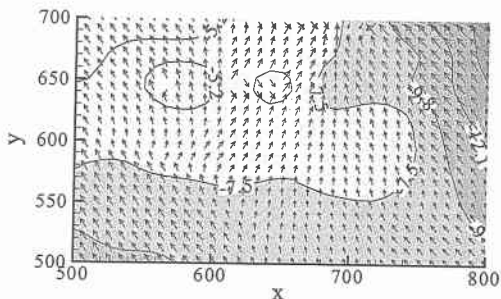


図-14 浅瀬付近の波向き

向きを示したものである。これによると、その浅いところに波が集中していくのがわかる。

実験との比較検討を行っていないために、砕波位置が妥当であるかどうかは議論できないが、峰の部分で砕波が起きていることから妥当ではないかと考えられる。

6. 結 論

任意地形での砕波減衰計算を可能とするために、平面における安定な砕波モデルの構築を行った。また、平面における波峰速度を水位の高さの相関をとって求めたところ良好な結果が得られた。これにより、平面における砕波判定においても流速・波速比を用いて行うことが可能となった。これらを用いて実地形における波浪変形計算を行ったところ、海底地形が突き出たような場所における波の集積効果も再現でき、妥当な結果が得られた。

参 考 文 献

- 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
- 有川太郎・磯部雅彦 (1998): 非線形緩勾配方程式を用いた砕波モデルの構築, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 141-145
- 有川太郎・磯部雅彦 (1999): 非定常緩勾配方程式を用いた任意反射率を持つ構造物周辺の入・反射波浪共存場の解析, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 56-60
- 有川太郎・磯部雅彦 (2000): 非線形緩勾配方程式を用いた砕波・遡上計算モデルの開発, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 186-190
- 石井敏雅・磯部雅彦・渡辺 晃 (1993): 非定常緩勾配不規則波動方程式における境界条件の改良と実用化の試み, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 31-35
- 大山 巧・石原 孟・灘岡和夫 (2000): 鉛直積分型 Reynolds 方程式に基づく平面 2 次元砕波解析法, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 181-185
- 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
- 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条件, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 81-85
- Okey George Nwogu (1996): Numerical prediction of breaking waves and currents with a boussinesq model, Proc. 25th ICCE, pp. 4807-4820