

浅い水域の乱流場に関する数値計算モデルの開発と沿岸流場への適用*

灘岡和夫**・八木 宏***

「多ソース・多重構造性」を特徴とする、浅い水域での乱流場に関して、その物理的特徴を反映し、かつ実用性を兼ね備えた数値モデルを新たに開発した。これは、水深スケール以下の三次元的な乱れについてはモデル化し、二次元平面的な大規模渦は直接その挙動を解くという新しい考え方に基づくものである。具体的に沿岸流場に適用することにより、碎波帶内外の水平運動量輸送に二次元的水平大規模渦が大きな役割を果たしていることを示した。

Key Words: shallow water area, horizontal mixing, subdepth-scale turbulence, large scale horizontal eddies, numerical simulation

1. はじめに

土木工学の分野では、河川・湖沼の流れ、沿岸域での海浜流や潮流といった、水平スケールに対して水深が相対的にかなり小さい、いわば「薄っ平い流れ」を扱うことが多い。これらの流れの解析は、広い意味での浅水流方程式の枠組みの中で行われているが、そのとき、基礎式中の底面摩擦項や水平混合項について、何らかのモデル化が必要となる。前者については、これまでに数多くの研究が行われてきており、その基本的な枠組みはほぼ決まっていると考えられる。これに対して、水平混合項については、対応する水理現象の物理過程に立脚したモデル化が少なく、浅い水域における様々な現象ごとに経験的なモデル化がなされているのが現状である。したがって、今後浅い水域の流動現象の予測精度を向上させるためには、物理性を有し、かつ合理的で、応用範囲が広い水平混合モデルの開発が不可欠となる。

そこで、ここでは水平混合現象をその物理的要因にさかのぼって考えてみる。浅い水域一般について考えてみると、水平混合現象を起こす原因としては、i) 底面摩擦による乱れ、ii) 水表面における風応力による乱れ、そして iii) 碎波による乱れなどがまず挙げられる(図-1(a) 参照)。これら三つの要素は、乱れが三次元的な性格を有すること、乱れの長さスケールが水深 h 以下であること、などいくつか共通した特徴をもつ。さらに、現象を大きくとらえると、これら水深スケールの乱れとは別に、水平方向にかなり大きなスケール ($\gg h$) を持つ平面二次元的な大規模渦による混合現象も考えられる(図-1(b) 参照)。

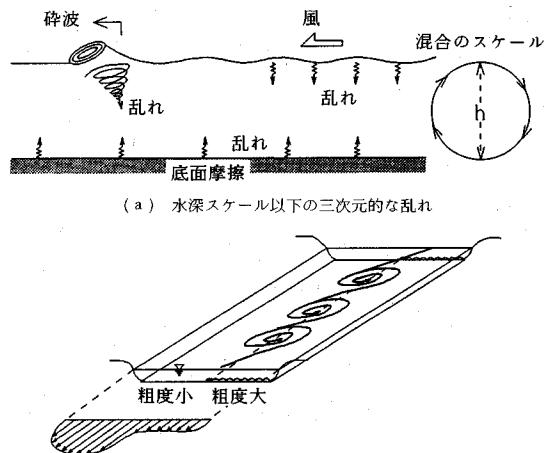


図-1 浅い水域における乱流場の概念図

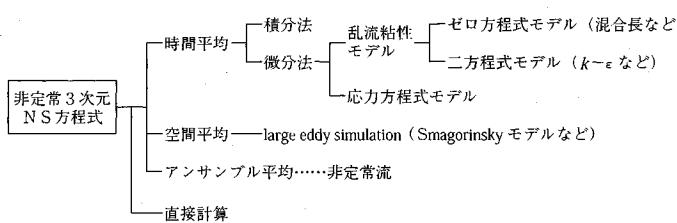
以上のように浅い水域の水平混合は、i) 混合を引き起こす乱れが様々な発生源を有すること、ii) かなり異なったスケールの乱れ(水深スケール \rightarrow 大規模水平渦のスケール)が共存していることが大きな特徴であるといえる。したがって、浅い水域の水平混合現象を正確に予測するためには、このようないわば『多ソース・多重構造性』を特徴とする乱れをいかにうまくモデリングするかがポイントになる。

本研究では、浅い水域での水平混合評価の新しい枠組みを構築することを目的として、このような浅水域での乱れの基本的な特徴をうまく表現でき、かつ実用性の高い新しい乱流モデル(subdepth-scale & 2-D horizontal model, 以後 SDS & 2 DH モデルと呼ぶ)を開発することを試みた。そして、それを沿岸流場に適用して、沿岸流場における水平大規模渦の生成・発達過程をシミュレートすることにより、その特性や沿岸流速場における運動量輸送に果たす役割を明らかにすることを試みた。

* 本モデルについてはその概略を文献1)で報告している。

** 正会員 工修 東京工業大学 助教授 工学部土木工学科
(〒152東京都目黒区大岡山2-12-1)

*** 正会員 工修 東京工業大学 助手 工学部土木工学科

図-2 既存の乱流モデルの分類（機械学会編²⁾）

2. 既存の乱流モデルを適用するまでの問題点と本モデルの考え方

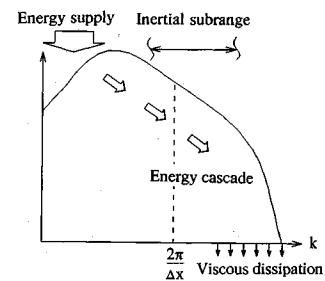
浅い水域の現象に限らず、これまで様々な乱流現象に対して開発されてきたモデルを整理分類すると図-2のようになる（日本機械学会編²⁾）。ここでまずは、これら既存のモデルを、今回対象としている浅い水域の水平混合現象に適用する場合の問題点を整理してみる。

(1) 時間平均モデルを適用する場合の問題点

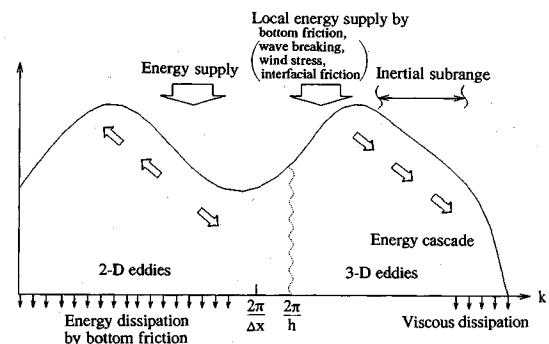
代表的な時間平均モデルとして $k-\epsilon$ モデルを適用することを考えてみる。 $k-\epsilon$ モデルでは、乱れ（時間平均量からのズレ）を乱れエネルギー k とエネルギー消費率 ϵ によって特徴づけ、それらの生産・消散及び移流拡散過程を解くことで渦動粘性係数を推定する。したがって、従来の $k-\epsilon$ モデルを単純に浅い水域の現象に適用しようとすると時間平均量からの変動はすべて乱れとみなされるため、水深スケールの三次元的乱流現象も平面二次元的大スケールの乱流現象も一つの乱れエネルギー k に丸め込まれてしまう。 $k-\epsilon$ モデルに限らず、一般に時間平均モデルは同様な性質を有し、乱れの多重構造を表現することに構造上の難しさがある。これに対して、乱れの多重構造が形成されている場において、それを個別にモデル化し、水平拡散係数のレベルでそれらをたし合わせるという考え方も提案されている（Chu & Babarutsi³⁾）。しかしながら、乱れをすべてモデル化によって解くとなると当然ながらモデル構造が複雑化し、それらのモデル間の整合性の問題、また増加した未定係数の決定の仕方などが問題となってくる。また、大スケールの乱流現象は時間スケールが長いために、準平均流的な性質を持ち、その挙動を直接知ることが必要な場合もあるが、当然それらの要請には対応できない。

(2) 空間平均モデル（LES）を適用する場合の問題点

LES モデルは、空間フィルターという概念を導入することで、計算格子より大きいスケール（GS）と小さいスケール（SGS）に現象をスケール分離し、GS の乱れについては直接その挙動を数値計算して SGS の乱れのみをモデル化するものである。この際、SGS の乱れとしては、普遍的なスペクトル構造を有する領域の乱れを想定しているため、今回対象としているかなり広い領



(a) LES



(b) 本モデル

図-3 波数スペクトル上でのLESと本モデルの考え方の比較

域の乱れ場に対して、このような条件を満たすように計算格子サイズを設定すると、莫大な計算格子数が必要となり、現在の計算機の能力をもってしても計算が困難であると考えられる。これに対して、LES モデルの考え方を便宜的に拡大解釈し、上記のスケールよりはるかに大きい計算格子幅で広い水域の計算（潮流計算）をしようとする試みもある（Madsen ら⁴⁾、中辻ら⁵⁾）。しかしながら、これらが基礎としている Smagorinsky モデルは、SGS の乱れとして普遍的なエネルギースペクトルの構造を有する乱れを念頭において、SGS の長さスケールを計算格子サイズで評価するものであることから、その仮定が成立し得ないスケールに計算格子幅をとって形式的に LES を適用することは物理的な根拠がない。エネルギー平衡領域にない乱れ（large eddies）の特性は、対象としている流れ場の構造に強く依存するものであり、少なくとも、その長さスケールを単純に格子幅で評価することはできないと考えられる。

また、これらの LES の潮流計算への適用例では、乱れのソースの取り扱いも不十分なものとなっている。すなわち、図-3(b) に示すように、浅い水域での乱流場では、水深以下のスケールの乱れはそれに直接対応した生産機構、すなわち、底面摩擦や碎波の乱れ、さらには水表面での風応力や密度界面での界面摩擦など、といった乱れの生産メカニズムを有しており、大規模渦からの energy cascade-down のみを局所的三次元乱れの

ソースとしてとらえてモデル化された通常のLES(図-3(a))をこのような場に形式的に適用することは、明らかに妥当性を欠いている。

(3) 本モデルの考え方

以上の考察から、時間平均モデル、LES モデルとともに、ここで対象とする浅い水域での乱流計算に適用することにはかなり問題点があることがわかった。それでは、このようないわば『多ソース・多重構造性』を特徴とする浅い水域での乱流場に関して、複雑な現象をシンプルにモデル化しつつも、その本質を見失わない合理的な数値シミュレーションモデルを開発するには、どのようにすればよいであろうか？

そもそも、このような『多ソース・多重構造性』という浅い水域での乱流場の持つ基本的な特徴は、「水深」という幾何学的な強い支配因子の存在によるものである。これによって、浅い水域の乱流場は、水深スケールに規定された局所的な三次元乱れと、水深に規定されない平面大規模渦が共存する場となり、しかもそれぞれが異なるソース構造を有することになる。したがって、このような特徴を直接的に反映した乱流モデルを構築するためには、「水深」をキーワードとして、水深スケールに規定された局所的な三次元乱れを別個に明示的に扱う必要がある。そこでここでは、このような乱れ成分を指す“Subdepth-scale turbulence (SDS turbulence)”という概念を新たに導入することによって、以下のように乱流計算法の枠組みを構成することを考えた。

- 1) SDS turbulenceはそのソースも含めてモデル化する。
 - 2) 平面二次元的な大規模乱流現象については、数値計算によって解を直接求める。

このように考えれば、乱れの性質が非常に異なる水深スケール以下と平面大規模渦スケールの現象の分離が可能になり、なおかつ平面大規模スケールの現象は直接数値計算（平面二次元計算）によって求めるためモデルが全体として単純化し、計算時間もLESとくらべ大幅に低減すると考えられる。このような考え方方は、一見LESと似ていると思われるかもしれないが、本モデルは以下の諸点で従来のLESと根本的に異なっている。

- 1) 亂れの空間スケール分離に関して、計算格子幅ではなく、乱れの物理構造上のキーとなるスケール、すなわち水深を分離スケールにとっている。
 - 2) SDS turbulence に直接対応する底面摩擦や碎波（場合によっては水表面での風応力や内部界面でのせん断力）といった効果を、乱れのソースとして陽に取り込む形となっている。(1), 2) ともに図-3 (b) 参照)
 - 3) 後述するように、SDS turbulence のモデル化に際して、Smagorinsky モデルのように局所的な普

遍構造を前提としていない。

ここで、本モデルでの計算格子サイズのとり方についてふれておく。本モデルでは、上述のように水深を分離スケールとして考えているが、これは、あくまでも SDS turbulence の長さスケールの規定要因ということであって、格子サイズを水深にとることを要請しているわけではない。計算格子サイズは、対象とする水平大規模渦を十分正確にシミュレートするために必要な空間分解能の観点から決められるべきものである。

3. 沿岸流場の解析

2. で示した考え方を、実際に浅い水域の流れ場の計算に適用してみる。具体的にはここでは、浅い水域として、沿岸方向に一様な勾配の海岸に波が斜めに入射して形成される沿岸流場を対象としてモデル化を行った。

(1) 沿岸流場における既存の水平混合モデルの問題

沿岸流や海浜流の数値計算は、通常、何等かの水平渦動拡散係数に基づいた勾配拡散型の水平混合項を導入した、一種のゼロ方程式モデルによって行われている。したがって、この場合の乱れの効果は、すべて水平渦動拡散係数に集約されることになる。そこで、ここでは、今回提案するモデルによる解析を行う前に、沿岸流場における既存の水平渦動拡散係数のモデルに関する問題点を整理しておく。

既存の研究における水平渦動拡散係数 D の表現としては、Thornton⁶⁾ や Jonsson⁷⁾ らに見られるように、拡散係数を構成する [速度] と [長さ] のスケールとして、式(1) のように、単純に波の軌道流速や軌道半径等を当てはめているものが多い。

(ここに, M_T :係数, U_p :水粒子軌道流速振幅, d_0 :軌道半径). この場合に基本的に問題となるのは, 碎波帶内の運動量混合過程が碎波の存在に強く依存するものである以上, 上記のような物理量が, 運動量混合過程を直接表現するとは考えにくいということである.

一方, Longuet-Higgins⁸⁾は, 通常の壁乱流に関する混合距離理論を形式的にそのまま海浜流場に持ち込み, 拡散の長さスケールが汀線からの距離に比例すると考え, 速度スケールを長波の波速にとってモデル化している。

(ここに, M_L :係数, g :重力加速度, h :水深, x :汀線からの距離). しかしながら, 壁面乱流と沿岸流場では乱れの発生・発達に対する壁面(汀線)の役割が大きく異なっており, 形式的な類推で汀線からの距離を長さスケールとして導入することの物理的な根拠は乏しい.

拡散・混合のメカニズムまで踏み込んだモデルとして

は、碎波の効果を水平渦動拡散係数に直接反映させた Battjes⁹⁾ のモデルがある。Battjes は、碎波帯内の波のエネルギー消散率 D から、 $q \sim (D/\rho)^{1/3}$ (ρ : 水の密度) として速度スケール q を表現し、長さスケールが水深によって規定されるものとして、次式を提案している。

$$\nu_t = M_B q h \dots \quad (3)$$

ここで、 M_B は係数である。

Visser¹⁰⁾ は、(乱れの拡散までを考慮して q を見積る形で) このモデルを用いて実際に沿岸流の計算を行い、Battjes のモデルの係数 M_B を 3 にすると、沿岸流速分布を比較的広範囲の実験条件に対してうまく説明できると報告している。しかしながら、ここで問題なのは、Battjes のモデルでは、碎波による乱れの長さスケールの幾何学的最大値である水深 h (図-1(a) 参照) を混合のスケールとしているのにもかかわらず、fitting parameter M_B に 3 という大きい値を与えることのできない点である。かりに、Battjes のモデルが想定しているように、碎波による乱れだけで水平渦動拡散が説明できるとすれば、乱れの長さスケールが水深 h 以下であることから、 M_B は 1 以下になるはずである。実際、Deigaard ら¹¹⁾ によれば、碎波帯内では鉛直渦動拡散係数の長さスケールを 0.1 h 程度にすると、乱れエネルギーの鉛直分布をうまく説明できるとしており、そのことからしても M_B は 1 よりももっと小さいものと考えられる。にもかかわらず、 $M_B=3$ という大きな値を用いる必要があるのは、碎波の乱れ以外のメカニズムによる水平混合効果を、すべて M_B に集約させてしまった結果、と見るのが妥当である。(この「碎波の乱れ以外のメカニズムによる水平混合」としては、戻り流れを含めた広い意味での質量輸送速度が鉛直分布を持つことによる効果 (shear 效果^{12), 21)} の他に、本研究で述べる、水平大規模渦による効果が考えられる。)

さらに最近では、高次の乱流モデルを適用する試みもなされてきている。具体的には、Rastogi & Rodi¹³⁾ に代表される浅水流 $k-\epsilon$ モデルをそれに碎波による乱れの生産項を加えることで、海浜流場に適用しようとする例がある (Wind & Vreugdenhil¹⁴⁾ や O'conner & Yoo¹⁵⁾)。しかしながら、O'conner & Yoo¹⁵⁾ の詳細な比較検討によれば、一見精緻に思われる高次のモデル ($k-\epsilon$ モデル) からは、かなり非現実的な沿岸流の岸沖分布が得られることがわかっており、シンプルなモデル (例えば、Battjes のモデルなど) に比べて、実験データとの一致は改善されない。それは、水深に強く支配され多重構造性を有する浅い水域の乱流場に対して、その特徴を反映することなく、通常の基本的乱流場に対して最適化が図られている k と ϵ の関係式をそのまま適用して計算していることが主な原因と考えられる。

(2) 本モデルを沿岸流場に適用する場合の解析方法

a) 水平大規模渦の直接計算のための基礎方程式系
水平大規模渦を直接シミュレートするための基礎方程式系は、通常の非定常浅水流方程式に radiation stress の項を加え、水平混合項として SDS turbulence の効果のみを反映させた形の式 (4), (5) と連続式 (6) である。ここで、式 (4), (5) 中の底面摩擦項については、Longuet-Higgins⁸⁾ の波・流れ共存場における底面摩擦モデルを用いている。そのとき、摩擦係数 c_f については、Longuet-Higgins⁸⁾ にならって 0.01 を用いた。

$$\left. \begin{aligned} (\eta+h) \frac{Du}{Dt} &= -g(\eta+h) \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ &- c_f \frac{2 \cdot H \cdot u}{T \cdot \sinh(K_w h)} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\eta+h) 2\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\eta+h) \nu_t \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} (\eta+h) \frac{Dv}{Dt} &= -g(\eta+h) \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ &- c_f \frac{2 \cdot H \cdot v}{T \cdot \sinh(K_w h)} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\eta+h) \nu_t \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\eta+h) 2\nu_t \frac{\partial v}{\partial y} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (\eta+h) u \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ (\eta+h) v \} = 0 \quad (6)$$

ここに、 x : 岸冲方向 ($x=0$ が汀線), y : 沿岸方向, u , v : 岸冲・沿岸方向平均流速, η : 平均水位, g : 重力加速度, h : 水深, T : 周期, H : 波高, K_w : 個々波の波数, S_{ij} : radiation stress, ν_t : SDS turbulence による水平渦動拡散係数である。なお、ここでいう「平均」は、個々波の周期での時間平均を意味する。

b) SDS turbulence のモデル化

本モデルに関する先の説明で述べたように、SDS turbulence の挙動についてはモデル化が必要となる。ここでは、SDS turbulence の乱れエネルギー k に関する輸送方程式 (式 (7)) と、水深 h に比例させた乱れの長さスケール l (式 (8)) からなる一方程式型のモデルによってモデルを構成した。このうち、式 (7) は、開水路乱流に対して Rastogi & Rodi¹³⁾ が用いた、鉛直積分された k の方程式に、乱れの生産項として碎波による項を加えたものである。乱れの長さスケール l に関する式 (8) は、本モデルの特徴を反映したもので、SDS turbulence の長さスケールが水深 h によって強く規定されることに基づいた表現である。

$$(\eta+h) \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\eta-h) \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \dots \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\eta+h) \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right\} + (\eta+h) (p_{kh} + p_{kv} + p_{kw} - \epsilon) \\ l = \alpha h \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ここで、 p_{kh} は水平せん断変形による乱れの生産、 p_{kv} は底面摩擦による乱れの生産、 p_{kw} は碎波による乱れの生産、 ε はエネルギー消散率を表しており、 α は 1 より小さい値の比例定数である。このとき、水平渦動拡散係数 ν_t 、乱れエネルギー消散率 ε は次式のようになる。

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \dots \dots \dots \quad (9)$$

また、式(7)中の p_{kv} , p_{kh} については、Rastogi & Rodi¹³ を参考に次式のよう に表した。

$$p_{kh} = \nu_i \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (12)$$

(u_* は底面摩擦速度.) 式(11)は、大スケールの運動が底面摩擦によって失ったエネルギーから p_{kv} を求めたものであり、式(12)は SDS のレイノルズ応力と大スケールの流体変形によってなされる仕事が SDS turbulence の乱れの生産につながると考えたものである。また、碎波による乱れの生産項は、Battjes⁹⁾と同様に、波のエネルギー フラックスの空間変化率によって表される波のエネルギー散逸量 D が乱れエネルギーの生産にすべて使われると仮定して、式(13)のように与えた。

式(7), (9)～(11)中の係数のうち, σ_k , c_μ , c_d について, 通常の k 方程式モデルでよく使われる標準的な値として, $\sigma_k = 1.0$, $c_\mu = 0.09$, $c_d = 0.17$ を与え, c_k については, Rastogi & Rodi¹³⁾を参考に $c_k = 1/\sqrt{c_f} = 10$ とした.もちろん, いまの SDS turbulence のモデルにこれらの係数値をそのまま用いることには問題があり, 今後より適切な係数値の与え方を検討していく必要がある.ただし, 沿岸流場の場合, 後で示すように, SDS turbulence のソースとしては碎波によるものが支配的であるので, c_k の係数値の与え方は計算結果には実際上ほとんど影響を及ぼさない.

一方、長さのスケールに関する比例定数 α の与え方については議論があるところではあるが、上述のように今回の場合、碎波による乱れの寄与が支配的と考えられるので、碎波の乱れの長さスケールを SDS turbulence の代表長さスケールとした。具体的には、碎波帶内の鉛直拡散係数に対して Svendsen¹⁶⁾ が用いている $\alpha=0.2 \sim 0.3$ および Deigaard ら¹¹⁾による $\alpha=0.07$ という値を参考として、 $\alpha=0.1$ とした。

c) 計算の初期条件と境界条件

計算の初期条件としては、あらかじめ沿岸流速分布を岸沖一次元計算によって求めておき、それが沿岸方向に一様に存在しているという状況の場を与えた。なお今回の

の計算では、後で述べるように、沿岸流のせん断不安定現象を計算することになるため、流速場の初期条件には乱数を用いて人工的な擾乱を加えてある。具体的な擾乱の与え方としては、初期流速場の沿岸流速が有意な大きさを持っている範囲（今回の場合、 $x=0\sim 140$ m, $x=125$ m が碎波点）の流速 (u, v) に対して、疑似一様乱数によって生成した ± 0.05 m/s 以下の擾乱流速を加えている。

境界条件は、沿岸方向については周期境界条件とし、一方、岸沖方向については以下のように与えた。

d) 波の場の計算・数値計算法・計算条件等について

ここでは、沿岸流場に発生する大規模な渦構造のシミュレーションを主目的としていることから、海浜流の外力条件となる波の場についてはなるべく簡単に与えることとした。すなわち、計算領域内の各地点での波高、波長の値は、微小振幅波理論を用いた屈折、浅水変形によるものとし、碎波点の位置ならびに碎波後の波高は、波高水深比 0.8 として与えた。

ここで計算対象とした場は、沿岸方向に変化のない一樣勾配斜面の海岸に、規則波が一定の角度で入射するときの沿岸流場であり、具体的な計算条件は、入射波の換算冲波波高 : 2 m, 周期 : 8 s, 海底勾配 : 1/50, 碎波点での入射角 : 15.2°とした。

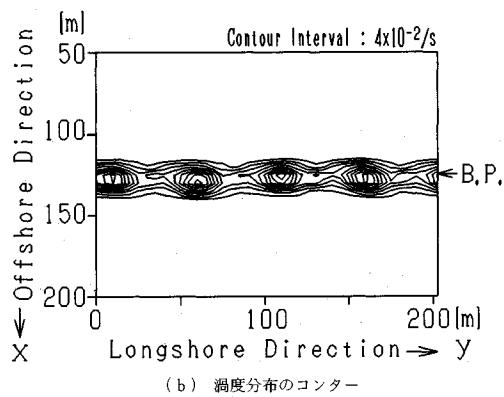
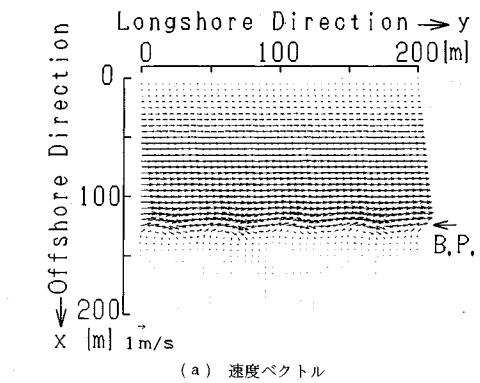
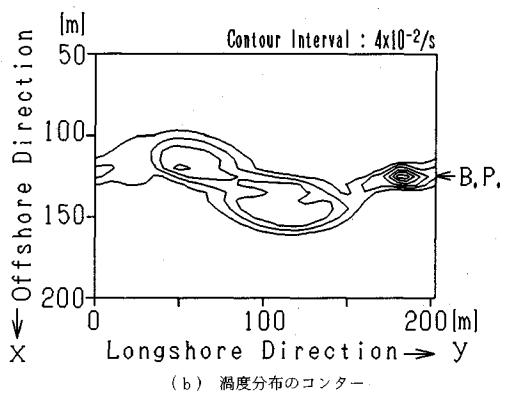
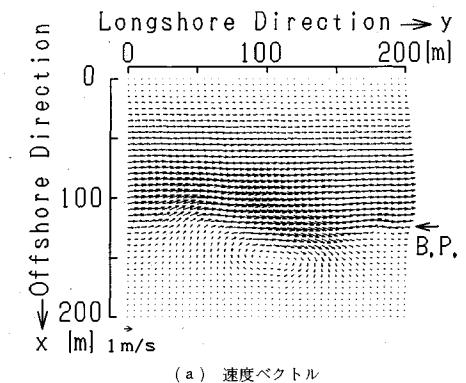
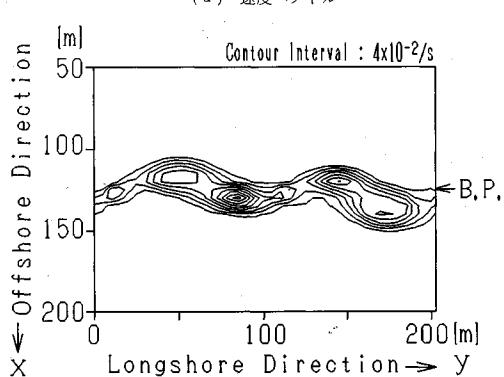
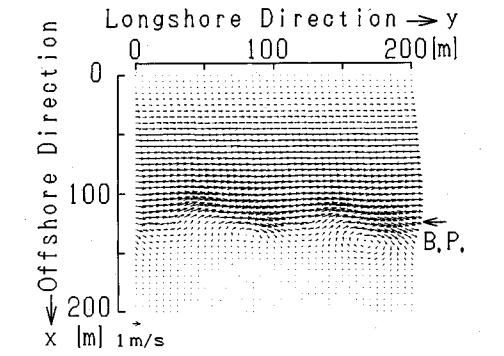
基礎方程式系の数値解法としては、潮流計算によく用いられるADI法を用いており、金子ら¹⁷⁾によるアルゴリズムを参考としてプログラムコードを作成した。計算領域は、沿岸方向 202.5 m、岸沖方向 250 m であり、計算格子幅は碎波水深とほぼ等しい 2.5 m とした。

4. 計算結果と考察

(1) 流速ベクトルと渦度の空間分布

図-4(a)は、初期状態から200秒後の流況を流速ベクトルで示したものである。これを見ると、初期状態で沿岸方向に一様であった流速場が、碎波点近傍領域で空間的に揺動する形となっていることがわかる。図-4(b)は、このときの碎波点近傍の渦度分布を示したものである。流速場の揺動パターンが発生した領域付近には、渦度が集積した領域（以後「渦塊」と呼ぶ）が発生しており、それらが同程度の強さで沿岸方向にはば一直線上に並ぶ形となっていることがわかる。

図-5(a), (b) は、 $t=350$ sにおける結果である。 $t=200$ sの段階で沿岸方向に四つ存在した渦塊が、合体により、二つの大きな渦塊に発達している。ここで注目すべきことは、渦度分布から明らかなように、それぞれの渦塊の主軸の方向が、より明瞭に汀線に対して角度を持つように変形していることである。このような渦塊の

図-4 $t=200$ sにおける計算結果図-6 $t=550$ sにおける計算結果図-5 $t=350$ sにおける計算結果

変形は、大規模渦によるレイノルズ応力の増加につながるものであり、それによってこの場合、大規模渦は碎波内の沿岸流をより減速し、逆に碎波帯外の沿岸流をより加速するように作用することになる。

図-6(a), (b) は $t=550$ s の結果であるが、 $t=350$ s の状況がさらに進展し、二組の渦塊がさらに合体して、大きな一つの渦塊に成長している。渦度分布を見ると、渦塊が影響を及ぼす範囲がかなり広がっていることがわかる。

以上示したような、流速分布に変曲点をもつ初期の流れ場から、まず微小な擾乱が発生し、それが小規模な渦塊に成長して、合体することでさらに大きな渦塊に変形していくプロセスは、自由せん断流の状況に似ている。このような合体を通じての渦度場の成長過程は、物質や運動量の混合範囲や大きさに密接に関連するため、その具体的な特性を知ることが、碎波帶内外の水平混合・拡散現象を考える上で非常に重要となる。

(2) 初期擾乱に対する線形安定性理論解析

このように、沿岸方向に一様な流速場から空間的な擾動が発生し渦塊が成長するのは、沿岸流速分布が碎波近傍に変曲点を持つことによる「変曲点不安定性」が原因と考えられる。そこでここでは、線形安定性理論を用いて初期擾乱の卓越波長を求め、本計算結果の発達波長と

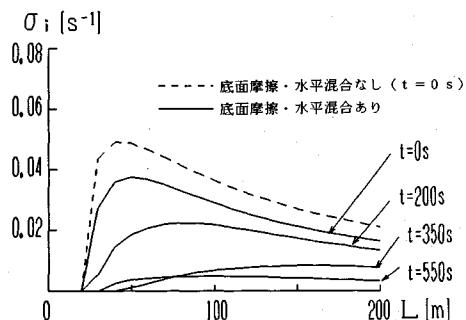


図-7 線形理論から求めた発達率

比較してみた。仮定した擾乱の形と基礎式は、擾乱流速の流関数 Ψ を用いて式(16), (17) のようになる。

$$\Psi(x, y, t) = \phi(x) \exp(i(Ky - \sigma t)) \quad \dots \dots \dots (16)$$

$$\left. \begin{aligned} & (\bar{V} - C) \left(\phi_{xx} - K^2 \phi - \frac{\phi_x h_x}{h} \right) - h \phi \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\bar{V}_x}{h} \right) \\ & + i c_r \frac{U_p}{K} \left(\frac{K^2}{h} \phi - \frac{1}{U_p} \frac{\phi_x}{h} \frac{\partial U_p}{\partial x} - \frac{\phi_{xx}}{h} + \frac{2 \phi_x h_x}{h^2} \right) \\ & + i \nu_r \frac{h}{K} \left[\frac{K^4}{h} \phi - K^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\phi_x}{h} \right) - K^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\phi}{h} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\partial^3}{\partial x^3} \left(\frac{\phi_x}{h} \right) \right] = 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (17)$$

沿岸流速場の線形安定性解析は、Bowen & Holman¹⁸⁾, Putrevu & Svendsen¹⁹⁾らが、すでに、式(17)の底面摩擦項、水平混合項を省略して解析を行っているが、ここではその両者を残した形で解析を行った。ただし、水平渦動拡散係数の空間変化率に関わる項は、簡単のために省略している。ここで任意の波数擾乱に対する発達率を求めるには、擾乱の波数 K 、平均沿岸流速分布 $\bar{V}(x)$ に具体的な数値を与えた上で、擾乱の波速 C に関する固有値問題を解くことに帰着する。具体的な固有値 C の求め方としては、Putrevu & Svendsen¹⁹⁾ と同様に式(17)を差分化し、この差分方程式系の固有値の最大のものをその波数に対する発達率とする方法を用いた。

図-7 はその結果を示したもので、横軸が擾乱の波長 L 、縦軸が初期の沿岸平均流速から求めた各波数擾乱に対する発達率 σ_i を表している。図中には参考のために、初期の沿岸流速分布に対して式(17)中の底面摩擦項、水平拡散項を省略した場合の結果、および各時刻の平均沿岸流速分布から求めた擾乱の発達率も併せて示してある。これを見ると、初期の沿岸流速分布に対して最大発達率を示す波長は約 50 m であり、卓越波長は時間とともに長くなり、その発達率は減少していく傾向があることがわかる。また、この結果を底面摩擦および水平拡散項を除いた場合の結果と比較すると、これらを考慮することによって全体的に発達率は減少し、最大発達率を示す波長がやや長波長側にシフトすることがわかる。

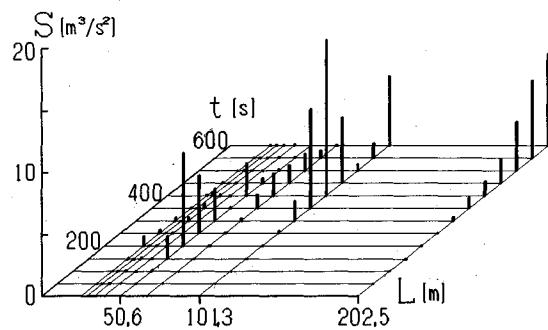


図-8 砕波線上における岸冲流速のパワースペクトル

(その意味で、Bowen & Holman¹⁸⁾ や Putrevu & Svendsen¹⁹⁾ らの解析は、若干問題を含んでいる)。

図-8 は、各時刻における計算結果から、砕波線上における岸冲流速成分 u の沿岸方向変動スペクトル S を求め、その時間的な変化を示したものである。これを見ると、初期段階での流速変動の卓越波長が約 50 m となっており、上記の線形理論の結果と一致していることがわかる。このことは、本数値計算法の妥当性を示す一つの検証となっている。

(3) 平均水位の空間分布

図-9(a)～(c) は、 $t = 200$ s, 350 s, 550 s における平均水位(波の周期で時間平均された水位)の空間分布を示したものである。これをみると wave setup, set-down による岸冲方向の水位変化に加えて、渦塊が形成されることによってその中心部分の水位が低下していることがわかる。この渦塊を中心とした低水位領域は、渦塊のマージングとともにやはり合体し、合体以前より広範囲の低水位領域を形成している。

次に、このような平均水位変動の沿岸方向への伝播特性を調べるために、砕波線上の平均水位変動についての波数一周波数スペクトルを求めてみた。その結果を示したのが図-10 である。図の横軸が波数 K 、縦軸が角振動数 σ で、図中のデータの傾きが平均水位変動の伝播速度を表すことになる。図中の円は、その直径によってパワースペクトルの大きさを示したものである。また図中には、沿岸方向に伝播する波動現象としてよく知られているエッジ波の分散関係曲線(0～2 次モード)も併せて示してある。

これを見ると、本計算で発生している水面変動の伝播特性は、エッジ波のそれとは大きく異なっており、伝播速度は全体的にエッジ波より遅いことがわかる。また図中の点線は、本計算で発生している渦塊の中心付近(これはほぼ砕波点に対応している)の平均的な沿岸流速に對応する伝播速度を示したものであるが、これを見ると、平均水位変動の伝播速度は渦塊中心付近の平均速度になり近くなっていることがわかる。このことは、平均水

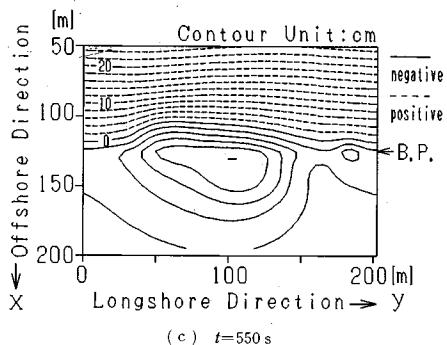
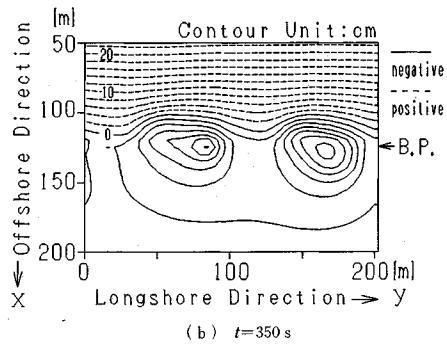
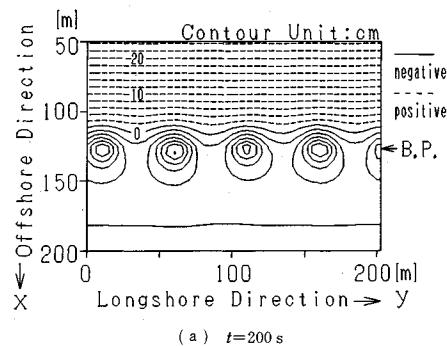


図-9 平均水位の空間分布

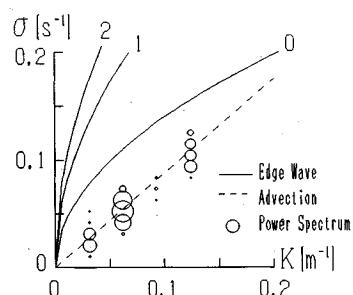


図-10 碎波線上における平均水位の時空間スペクトル

面変動が渦塊とともにその移流速度で拘束波として伝播していることを示している。このような自由波の分散関係では説明できない沿岸方向の波動現象に関しては、現地観測（例えば Oltman-Shay & Howd²⁰⁾）においても

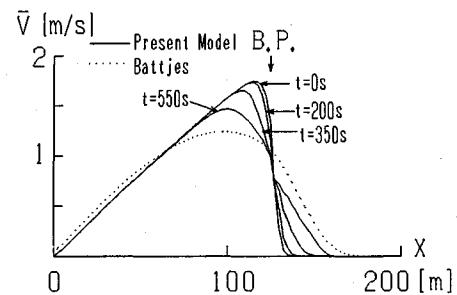


図-11 平均沿岸流速の岸沖分布

存在が確認されているが、本計算で示したような大規模渦による拘束波もその有力な原因と考えられる。

(4) 平均沿岸流速分布

図-11は、図-4～図-6で示した流速場から平均沿岸流速 \bar{V} の岸沖分布を算出し、それを示したものである。図中には、初期状態、 $t=200\text{s}$ （四つの渦塊が存在する時）、 $t=350\text{s}$ （二つの渦塊にマージングした時）、 $t=550\text{s}$ （一つの渦塊にマージングした時）の結果が示されている。これを見ると、初期状態において比較的急峻な形を示していた沿岸流速分布が、まず四つの渦塊が形成された状態で少し平滑化し、その後マージングを繰り返すごとに平滑化が進んでいることがわかる。これは平面二次元的な渦の発生によって碎波帯内外で運動量の交換が起こっていること、そしてその影響範囲が渦塊の大きさとともに変化していくことに対応している。

今回行った計算条件では、計算結果と比較できる適当な実験データ及び現地観測データがないので、ここでは Battjes 型の水平拡散モデル⁹⁾を用いて計算した平均沿岸流速分布と比較してみた。前述のように Visser¹⁰⁾によれば、このモデル中の係数を 3 にすると広範囲の条件に対して沿岸流速分布をうまく説明できると報告されている。これを見ると、本計算も $t=550\text{s}$ では比較的この分布に近づいているが、両者にはまだ多少の差があるようである。これについては、今回は比較すべき実験データがないので正確なことは言えないが、今回行った計算が平面二次元計算であり、流速分布の鉛直分布構造まで考慮していないことが原因の一つと考えられる。著者ら²¹⁾の検討によれば、流速の鉛直分布構造が平均沿岸流速分布形成に大きく影響することが確認されており、このような効果を含めることが今後の課題の一つである。

図-12は、碎波点から 10 m 沖の地点における平均沿岸流速の経時変化を示したものである。これを見ると、初期状態では 0 に近かった流速が、まず四つの渦塊が発生する過程でステップ的に大きくなっている、その後安定状態を経て、渦塊が四つから二つにマージングするときにまた急に流速が大きくなっていることがわかる。同様の現象は、渦塊が二つから一つにマージングするとき

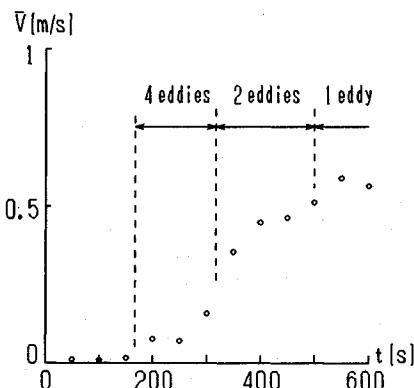
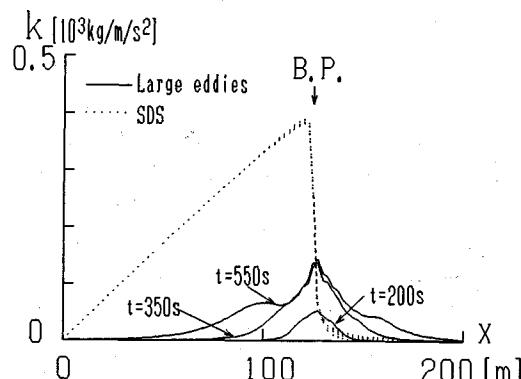
図-12 平均沿岸流速の経時変化
(碎波点より 10 m 沖側の点)

図-14 亂れエネルギーの岸沖分布

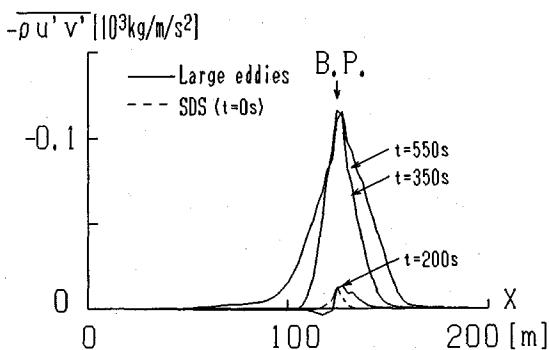


図-13 レイノルズ応力の岸沖分布

も起こっており、このことは運動量の水平拡散が時間とともに一様に進行するのではなく、渦塊が合体する時に急速に進行することを示している。

(5) レイノルズ応力と乱れエネルギーの岸沖分布

図-13 は、大規模渦が引き起こすレイノルズ応力を示したものである。この場合のレイノルズ応力は、各地点での流速から沿岸方向平均流速を差し引くことにより、大規模渦による流速変動成分 (u' , v') を抽出し、 $u'v'$ の沿岸方向平均値として算出したものである。図中には参考のために、初期の流速場における SDS のレイノルズ応力（式（9）と流速勾配により算定した値）も併せて表示している。

これを見ると、SDS のレイノルズ応力（破線）より大規模渦のレイノルズ応力の方がかなり大きくなっていることがわかる。さらに大規模渦のレイノルズ応力は、渦の合体を繰り返すことで、その大きさと同時に空間的な存在範囲も拡大していることがわかる。

図-14 は、SDS turbulence 及び大規模渦の沿岸方向に平均した乱れエネルギーの岸沖分布を、いくつかの時刻について示したものである。これを見ると、乱れエネルギー自体は、SDS turbulence の方が水平大規模渦よりも碎波帶内全体にわたってかなり大きくなっている。

レイノルズ応力の場合とは逆の結果となっている。

このように、SDS turbulence よりも小さな乱れエネルギーしか持たない水平大規模渦が、非常に大きなレイノルズ応力を有するのは、大規模渦が SDS turbulence に比べて非常に大きな混合スケールを持っているためと考えられる。そしてこのことは、ここで対象とする浅い水域での乱流場のような、極端な多重構造性を有する乱流場に対して、従来の取り扱いのように、乱れをすべて一つの乱れエネルギーに丸め込み、それに対して一つの代表長さスケールを当てはめることに、かなり問題があることを意味している。

5. おわりに

本研究で得られた結論は、以下のとおりである。

(1) 浅い水域での乱流場が、「水深」という幾何学的な強い支配因子の存在によって基本的に特徴づけられた『多ソース・多重構造性』を有するものであることに着目して、そのような特徴をより直接的に反映した乱流モデルを構築することを試みた。具体的には、水深スケールに規定された局所的な三次元乱れを明示的に別個に扱う必要があることを示し、新たに“Subdepth-scale turbulence (SDS turbulence)”という概念を提起した。そして、この SDS turbulence についてはそのソースを含めてモデル化し、二次元平面的な大規模渦は数値計算で直接解くという、新しい形の乱流計算モデル (subdepth-scale & 2DH model) を提案した。

(2) 本モデルを沿岸流速場に適用し、初期に碎波点付近に発生する渦塊とその後それらが合体し発展するプロセスや、それによって平均流速場が変化する過程を数値計算によってシミュレートすることができた。いうまでもなく、これらは一種の強い非線形過程であって、ここで示したような乱流モデルによる直接計算によってはじめて明らかにすることが可能になったものである。

(3) 本モデルの計算結果から平均沿岸流速を算出し、二次元平面的な大規模渦が沿岸流速場の水平混合に

大きな影響を与えること、さらにこの大規模渦がマージングを起こすことさらに大きな範囲の混合現象が起こることを確認した。

ここでは、沿岸域での海浜流の計算に本乱流モデルを適用したが、このモデルは、河川や浅い湖沼、浅海域での潮流や吹送流といった、さまざまな「薄っ平い流れ」に適用可能である。もちろん、これらの流れ場に一般的に適用していくには、本モデルの一層の改良・汎用化が必要となる。具体的には、本文中で述べた、平均流の鉛直分布の(準三次元的な)効果の取り込みやモデルパラメータの tuning だけでなく、成層の効果の導入方法、計算領域サイズの適切な決定方法、さらには、SDS turbulence の長さスケール l のより合理的な評価法の検討(例えは l も k と同様に unknown として解く SDS の二方程式モデル化)といった今後考慮していくべき要素がいくつか存在し、今後はこれらを考慮したより汎用的な SDS & 2DH モデルを構築していくつもりである。

参考文献

- 1) 灘岡和夫・八木 宏：浅い水域の水平混合現象に関する数値計算モデルの開発と沿岸流場への応用、東京工業大学土木工学科研究報告、No. 45, pp. 43~56, 1992.
- 2) 機械学会編：流れの数値シミュレーション、コロナ社、304 p., 1988.
- 3) Chu, V.H. and Babarutsi, S. : Modelling the turbulent mixing layers in a shallow open-channel, Proc. 23 th Conf. of IAHR, A, pp.191~198, 1988.
- 4) Madsen, P., Rungberg, M. and Warren, I.R. : Subgrid modeling in depth integrated flows, Proc. 21 st Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.505~511, 1988.
- 5) 中辻啓二・狩野晋一・栗田秀明(1992)：SGS 渦動粘性係数を用いた大阪湾潮流の有限要素解析、水工学論文集、第36巻、pp. 693~696, 1992.
- 6) Thornton, E.B. : Variation of longshore current across the surf zone, Proc. 12 th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.291~308, 1970.
- 7) Jonsson, I.G., Skovgaard, O. and Jacobsen, T.S. : Computation of longshore currents, Proc. 14 th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.699~714, 1974.
- 8) Longuet-Higgins, M.S. : Longshore current generated by obliquely incident sea waves 1,2, J. Geophys. Res., Vol.75, pp.6778~6801, 1970.
- 9) Battjes, J.A. : Modelling of turbulence in the surf zone, Proc. Sympo. on Modelling Techniques, ASCE, pp.1050~1061, 1975.
- 10) Visser, P.J. : Uniform longshore current measurements and calculations, Proc. 19 th Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.2192~2207, 1984.
- 11) Deigaard, R., Fredsoe, J. and Hedegaard, I.B. : Suspended sediment in the surf zone, Proc. ASCE, Vol. 122 (WW 1), 1986.
- 12) 灘岡和夫・広瀬文人：碎波の物理過程に基づいた碎波帶内の拡散係数のモデル化、第33回海岸工学講演会論文集、pp. 26~30, 1986.
- 13) Rastogi, A.K. and Rodi, W. : Predictions of heat and mass transfer in open channels, Proc. ASCE, Vol. 104 (HY 3), pp.397~420, 1978.
- 14) Wind, H.G. and Vreugdenhil, C.B. : Rip-current generation near structures, J. Fluid Mech., Vol.171, pp.459~476, 1986.
- 15) O'conner, B.A. and Yoo, D. : Turbulence modelling of surf zone mixing processes, Coastal Hydrodynamics, ASCE, pp.371~383, 1987.
- 16) Svendsen, I.A. : Analysis of surf zone turbulence, J. Geophys. Res., Vol. 92, pp.5115~5124, 1987.
- 17) 金子安雄・堀江毅・村上和夫：ADI 法による潮流と汚染拡散の数値計算、一大阪湾に適用した場合について—港湾技術研究所報告、14巻、第1号、61 pp., 1975.
- 18) Bowen, A.J. and Holman, R.A. : Shear instability of the mean longshore current, 1, Theory, J. Geophys. Res., Vol. 94, pp.18023~18030, 1989.
- 19) Putrevu, U. and Svendsen, I.A. : Shear instabilities of longshore currents : A numerical study, J. Geophys. Res., Vol. 97, pp.7283~7303., 1992.
- 20) Oltman-Shay, J. and Howd, P.A. : Shear instability of the mean longshore current, 2, Field observations, J. Geophys. Res., Vol.94, pp.18031~18042, 1989. .
- 21) 灘岡和夫・八木 宏・悦道博之：鉛直分布構造を考慮した海浜流のモデル化に関する研究、海岸工学論文集、第39巻、pp.211~215, 1992.

(1993.1.7 受付)

A TURBULENCE MODEL FOR SHALLOW WATER AND ITS APPLICATION TO LARGE-EDDY COMPUTATION OF LONGSHORE CURRENTS

Kazuo NADAOKA and Hiroshi YAGI

A numerical model to simulate the turbulent flow in shallow water has been developed to reproduce horizontal large-eddies without loss of practical applicability, and thereby, to present a new framework to properly evaluate horizontal mixing of mass and momentum. The present computational method has been applied to a time-dependent computation of longshore currents. The results show the development of large-scale eddies around the breaker line and their subsequent merging as a strongly nonlinear process, demonstrating the importance of these eddies in the horizontal-mixing mechanism.