

ラディエーション応力が時空間的に変動する沿岸流場のせん断不安定現象について

灘 岡 和 夫*・八 木 宏**・中 野 充***

1. はじめに

砕波帯内外の水平混合モデルについては、これまでも数多くの研究者によって、さまざまなモデルが提案されている。しかしながら、その多くは砕波が底面摩擦の乱れを水平混合の原因としてとらえ、その代表的な速度スケールと長さスケールから混合係数を推定するものがほとんどである。しかしながら、砕波や底面摩擦以外にも、例えば最近活発な研究が行われている沿岸流のせん断不安定現象など、水平混合を起こす可能性がある現象が砕波帯には数多く存在する。よって今後より物理性を有した水平混合モデルを構築するには、混合の原因を底面摩擦や砕波の乱れだけに求めるのではなく、砕波帯内外で起きているさまざまな現象に対して目を向け幅広く混合のメカニズムを探っていくことが重要である。

著者らはこのような観点から、先に、砕波帯における水平混合現象の素過程の一つとして沿岸流のせん断不安定に起因した平面2次元的な大規模渦の存在に着目し、浅い水域に対する乱流モデル(SDS & 2DHモデル)を新たに開発することによって、大規模渦の発生発達過程を直接数値計算し、水平大規模渦の混合特性を数値実験によって検討した(灘岡・八木, 1992, 1993)。

しかしながら、その解析は、流れ場の駆動力であるラディエーション応力が沿岸方向に一樣で時間的にも変動しない場合での、内因的な不安定現象によって生じる混合過程を調べたものである。しかし、実際の砕波帯では、外力であるラディエーション応力自体が時空間的に変動するため、内因的な不安定現象に加えて外力の時空間的な変動がどのような影響を及ぼすかを調べなければ、水平渦による混合機構を理解したことにはならない。

そこで、本研究では、外力が時空間的に変動する場合の単純な例として、入射角と周期の異なるふたつの波が重なるような波浪場を対象として、そのような場における水平渦の挙動や水平混合作用を数値実験によって明らかにすることを試みた。

2. 重合波動場における海浜流の計算方法

(1) 基礎方程式系

基礎方程式系としては、灘岡・八木(1992, 1993)によって提案されている浅い水域の乱流場に関する数値計算モデル(SDS & 2DHモデル)に、外力項としてラディエーション応力項を加えたものを用いている。SDS & 2DHモデルは、浅い水域の乱流場を、水深スケール以下の3次元的な乱流現象と平面2次元的な水平大規模渦運動に、現象をスケール分離して考えるものであり、今回対象としている砕波帯内のような、砕波等による水深スケール以下の3次元乱れと平面2次元的な大規模渦が共存する多重構造乱流場の解析に適している。

(2) 波の場の計算法

先に述べたように、本研究ではラディエーション応力が時空間的に変動する波動場として二成分の重合波動場を対象としている。ここでまず二成分合成波による波動場の算定方法について若干の説明をしておく。

まずはじめに、計算領域内各地点での各成分波の波長及び砕波を考えない場合の各成分波の波高を、微小振幅波理論を用いた屈折、浅水変形計算から求めておく。このようにして求めた各成分波の波高から、次のような手順で実際の重合波動場の波高(以後、合成波高と呼ぶ)を求める。

まず、砕波帯外での波形については二つの成分波の瞬間波形の線形重ね合わせによって次のように与える。

$$\eta(x, t) = a_1 \sin \phi_1 + a_2 \sin \phi_2 \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 a_i : 振幅, $\phi_i = (k_i \cdot x - \omega_i \cdot t)$: 位相, k_i : 波数, ω_i : 角周波数, (以上それぞれ $i=1, 2$), $x=(x, y)$ である。式(1)は次のように書き換えることができる。

$$\left. \begin{aligned} \eta(x, t) &= \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)} \\ &\quad \times \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} + \beta\right) \\ \tan \beta &= \frac{(a_1 - a_2) \sin(\phi_1 - \phi_2)}{(a_1 + a_2) \cos(\phi_1 - \phi_2)} \end{aligned} \right\} \dots\dots (2)$$

二つの成分波の周波数の差が小さい場合には、式(2)は長周期で変動する振幅をもつ波動を表わし、本研究ではそのような波動場を対象とする。この場合、砕波帯外

* 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科
 ** 正会員 工修 東京工業大学助手 工学部土木工学科
 *** 学生員 東京工業大学大学院 理工学研究科

表—1

	波 1			波 2			波群の沿岸方向 進行速度[m/s]	波群の沿岸方向 波長 (m)	海底勾配
	沖波波高 [m]	周 期 [s]	沖での 入射角[°]	沖波波高 [m]	周 期 [s]	沖での 入射角[°]			
case 1	2.0	8.0	45	0.15	8.55	-19.4	8.0	100	1/50
case 2	2.0	8.0	45	0.15	8.175	23.0	8.0	300	
case 3	2.0	8.0	45	0.15	8.13	-17.5	2.0	100	
単一波	2.0	8.0	45						

での二成分波の合成波高は,

$$H(x, t) = 2\sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)} \dots (3)$$

と表わせる. 注意すべきことは, このような二成分合成波が沿岸方向に伝播する波群成分を有することである.

また, 碎波点の位置ならびに碎波後の合成波高については, 重合波動場における碎波指標が現時点では十分に明らかになっていないので, 式(3)で与えられる合成波高 H に対して碎波帯内での波高水深比を 0.8 として求めた.

(3) ラディエーション応力の評価法について

基礎方程式中のラディエーション応力項, S_{xx} , S_{yy} , S_{xy} , S_{yx} は以下のように与えた.

$$S_{xx} = \rho \int_{-h}^0 (\overline{u^2} - \overline{w^2}) dz + \frac{1}{2} \rho g \overline{\eta^2} + \rho \int_{-h}^0 dz \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^0 \overline{uw} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^0 \overline{vw} dz \right\} \dots (4)$$

$$S_{yy} = \rho \int_{-h}^0 (\overline{v^2} - \overline{w^2}) dz + \frac{1}{2} \rho g \overline{\eta^2} + \rho \int_{-h}^0 dz \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^0 \overline{uw} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^0 \overline{vw} dz \right\} \dots (5)$$

$$S_{xy} = S_{yx} = \rho \int_{-h}^0 \overline{uv} dz \dots (6)$$

ここに u, v, w は波動場における x, y, z 方向の合成波の流速成分, η は合成波の瞬間波形, h は水深である. また上式中の $\overline{\quad}$ は個々波の周期程度のオーダーで時間平均することを表す. ここで問題となるのは, 式(4)~(6)中の合成流速の振幅の与え方と個々波の周期程度のオーダーで時間平均するときの具体的な平均時間のとりかたである.

まず合成振幅流速についてだが, 二成分合成波の速度ポテンシャル $\phi(x, z, t)$ を式(1)に対応して式(7)のように表わし, それから式(8)で与えた.

$$\phi(x, z, t) = \frac{ga_1}{\omega_1} \frac{\cosh k_1(h+z)}{\cosh k_1 h} \cos \phi_1 + \frac{ga_2}{\omega_2} \frac{\cosh k_2(h+z)}{\cosh k_2 h} \cos \phi_2 \dots (7)$$

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad v = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \dots (8)$$

碎波帯内では, 合成波高が $0.8h$ に押さえられることに対応して, 式(7)中の成分波振幅 a_1, a_2 を減じる必要がある. しかし, 単純に, 非碎波として計算された振幅値にそれぞれ 0.8 を乗じて a_1, a_2 を設定すると碎波帯内外で各成分波の振幅が不連続になる. そこでここでは, 碎波帯内の波の振幅表現に式(9)を導入することで, 碎波帯内外での各成分波の振幅が連続となるようにした.

$$a_1 = a'_1 \cdot H_b/H', \quad a_2 = a'_2 \cdot H_b/H' \dots (9)$$

ここで, H' , a'_i は, 碎波帯内の波高を碎波しないものとして微小振幅波理論から計算したときの合成波高と成分波振幅をそれぞれ示している.

次に, ラディエーション応力を算定する際の平均時間のとり方について述べる. 一般に波群中の個々波の周期は時空間的に変動するため, 通常概念でラディエーション応力を定義すると, 個々波ごとに平均時間を変化させなければならない. ここでは, 簡単のために個々波の角振動数が各成分波の角振動数の平均の値: $\omega = (\omega_1 + \omega_2)/2$ にほぼ一致していると考えて, それに対応する周期で時間平均をとることにした.

(4) 計算条件

今回は, 沿岸方向に変化のない様勾配斜面の海岸に, 一定の角度から入射する単一規則波に対して, この波に比べて波高がかなり小さく(波高比で 7.5%)入射角と周期の異なる別の波が重なった時に形成される重合波動場を計算対象とした. このような波動場では, 波が重合することによって, 沿岸方向に伝播する波群が形成され, それが時空間的に変化するラディエーション応力を作り出す. したがって, 本計算は, このような沿岸方向に伝播する波群の時空間的に変動するラディエーション応力が, 碎波帯に形成される大規模渦の発生・発達にどのような影響を与えるかを調べることになる.

今回行った計算条件は表—1に示すとおりである. 碎波帯に発生する大規模渦の発生・発達には, 大規模渦と外力変動特性(沿岸方向に伝播する波群の波長, 波速)の相対関係が大きく影響すると考えられる. そこでこ

では、これらを変化させた条件を与えた。具体的には、大規模渦の移動速度と沿岸方向に伝播する波群の波速を一致させた場合 (CASE 1, 2: 波群の連長を変えた2ケース) と、沿岸方向に伝播する波群速度が大規模渦の移動速度の1/4の場合 (CASE 3) をそれぞれ計算条件として選んでいる。なお、今回は重合波動場と単一斜め入射波との比較のために灘岡・八木 (1993) の結果を引用している。また、表-1 に示した計算条件は、沿岸流の駆動力となる ds_{xy}/dx の沿岸方向平均値がすべての条件 (単一斜め入射の場合も) に対してほぼ等しくなるように波高等を調整してある。

計算領域は、岸沖方向に 250 m、沿岸方向に 300 m で、境界条件等は灘岡・八木 (1992, 1993) と同じである。

3. 計算結果および考察

(1) 本計算法で算出した波浪場について

まずはじめに、2. (2) の考え方に基づいて算出した CASE 1 における瞬間水位分布を図-1 に示す。今回対象としたケースの場合、左からの入射波の波高が卓越しているため、水位分布は左からの単一斜め入射の場合に非常に似ている。しかしながら、入射波の波峰線上に着目すると若干の空間的な水位変動が見られ、これが右からの入射波の影響を表している。CASE 1 の波浪条件においては、連長 100 m 程度の沿岸方向に伝播する波群が形成されるが、図中の砕波線はこれに対して沿岸方向に変動していることがわかる。

(2) 重合波動場における海浜流の計算結果

i) 大規模渦の移動速度と波群の波速が同程度の場合

図-2 は、砕波線近傍に発生する大規模渦の移動速度が、沿岸方向に進行する波群 (連長 100 m) の波速とほぼ一致する場合 (CASE 1) の計算結果を示している。これをみると、初期に沿岸方向に一樣であった流速場から、まずはじめに波長 100 m 程度の変動する流速成分が砕波線近傍に発生し ($t=50$ s)、それが時間とともに成長して、 $t=300$ s にはかなり大きな回転流速が形成されていることがわかる。ここでは、紙面の都合上渦度分布は示さないが、渦度分布も流速場に対応して、初期には沿岸方向に一樣であった渦度場から、沿岸方向に渦度の集積する場所が3ヶ所発生し、それが時間とともに発達して、先ほどの回転流速に対応した大きな渦塊に成長することが確認されている。このような渦塊の成長は、一見単一斜め入射波の場合のせん断不安定現象と似ているようであるが、流速場に発生した変動流速のパターンがその波長を変化させずに成長する点が単一斜め入射波の場合とは大きく異なっている。

単一斜め入射波の場合には、灘岡・八木 (1993) で報告したように、まずはじめに初期条件として与えた流速

分布から、線形不安定性理論から推定される卓越波長 (50 m) の流速変動成分が発達し、その後渦塊同士がマージングをするたびに、変動流速の波長が増加してゆくことがわかっている (図-3 参照)。これに対して、重合波動場の場合には、はじめから波群の連長 (100 m) に相当する変動流速が発生し、それがスケールの変化を起こさずに成長する。ここでは紙面の都合上 $t=300$ s 以降の結果については示さなかったが、 $t=300$ s 以降には渦の発達が見られなくなる。このことは、重合波動場の場合、渦塊同士のマージングが起きずに、安定な渦列にいたることを意味している。

図-4 に沿岸方向に進行する波群の連長が 300 m の時の (CASE 2) の $t=300$ s での結果を示す。はじめから波群の連長サイズの変動流速が発生する点など、基本的な性質は CASE 1 とほぼ同様である。波群の連長が長いことから CASE 1 と比べて渦塊がかなり大きく成長している点が特徴的である。

図-2(c) および図-4(c) に、それぞれ、CASE 1, 2 に対して、運動方程式中の移流項を省略した場合の計算結果を示す。これを見ると、CASE 1, 2 とも砕波線近傍に微小な変動流速成分が存在するものの、その大きさは移流項を考慮した場合よりはるかに小さい値であることがわかる。このことから、重合波動場のもとの渦塊の成長は、外力場の時空間変動に対応した単なる受動的な成長ではなく、移流効果 (非線形効果) が密接に関与するものであることがわかる。

図-5 は、平衡状態における平均沿岸流速分布を CASE 1, 2 で比較したものである。先に示した大規模渦のスケールから類推されるように、大規模渦がかなり大きく発達する CASE 2 の方が平均沿岸流速分布の平滑化が著しいことがわかる。図中には、比較のために単一斜め入射波の場合の平均沿岸流速分布も合わせて表示してある。単一斜め入射波の場合には、時間とともに渦塊の大きさが変化してゆくので、ここでは渦塊の波長が CASE 1 と同じ 100 m の時の沿岸平均流速分布を比較する。これを見ると明らかに CASE 1 の方が平均沿岸分

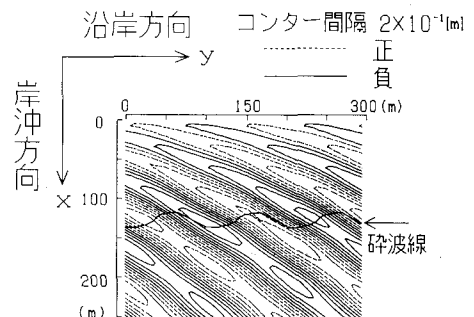


図-1 CASE 1 の水位分布

布の平滑化が進んでいることがわかる。このように、重合波動場では、そのラディエーション応力の空間分布構造によって、沿岸方向の波群の連長のサイズが初期に発生する変動流速の波長から平衡状態の大規模渦のサイズまで現象に強く影響し、平均沿岸流速の形成に対して大きな支配要素となっていることがわかる。

ii) 大規模渦の移動速度と波群の波速が異なる場合

次に、大規模渦の移動速度が沿岸方向に進行する波群の波速と大きく異なる場合について調べてみる。図-6

は、波群の波速が大規模渦の移流速度の1/4程度になる場合(波群の連長は100 m)の流速ベクトルを示したものである。これを見ると、 $t=200$ sにはCASE 1と同様に沿岸方向の波群の波長と同サイズの変動流速分が発達しているものの、 $t=300$ sには一度渦の強度が弱くなり、 $t=400$ sで再度成長していることがわかる。 $t=400$ s以降については、紙面の都合上ここではその結果を示さないが、大規模渦が成長、減衰を繰り返す傾向には変化がない。

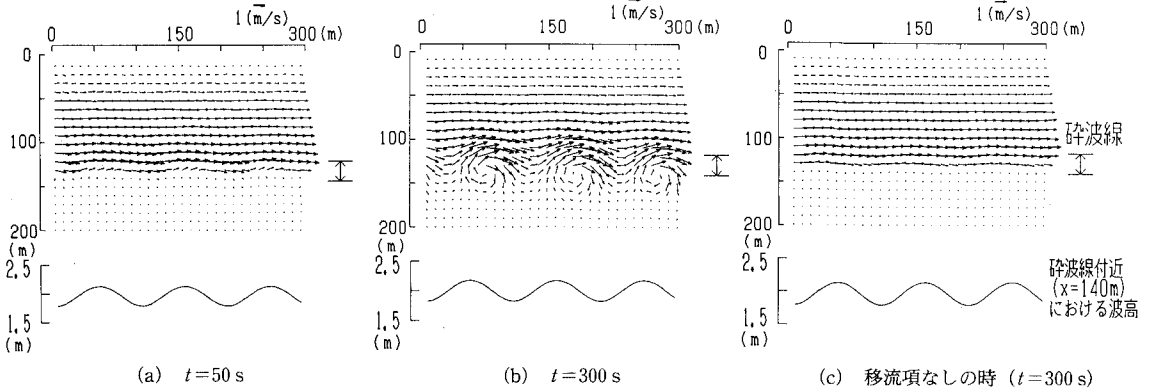


図-2 CASE 1 の計算結果 (流速ベクトル)

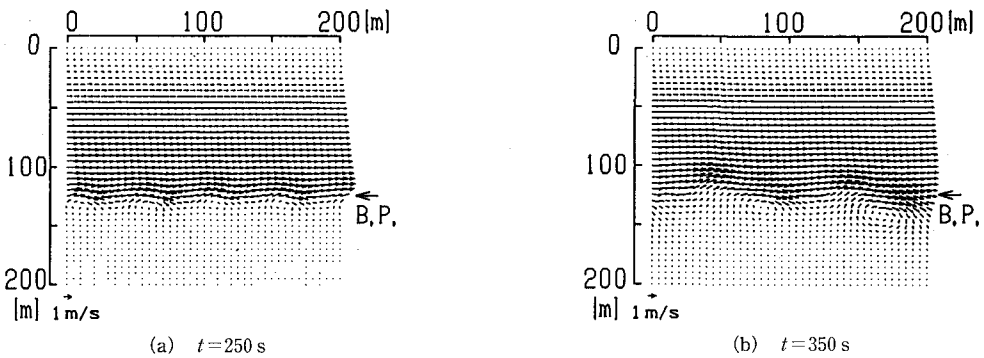


図-3 単一斜め入射波の場合の計算結果 (灘岡・八木, 1993)

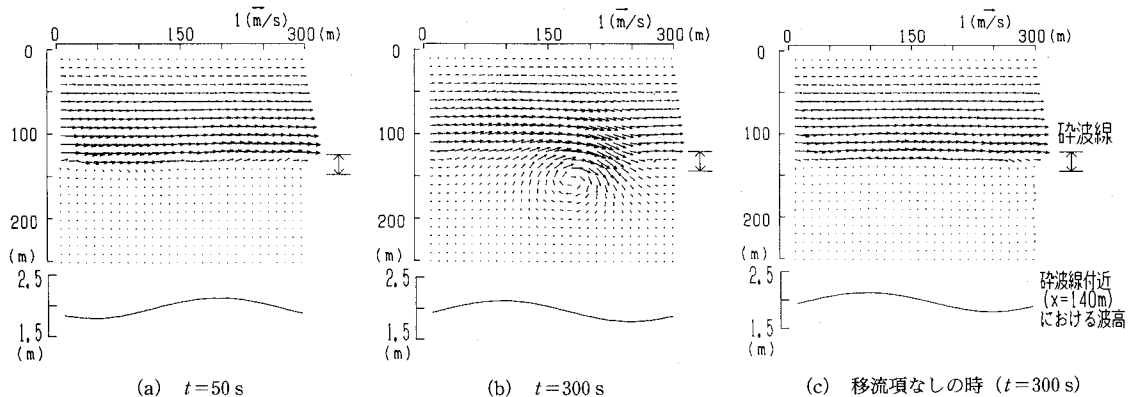


図-4 CASE 2 の計算結果 (流速ベクトル)

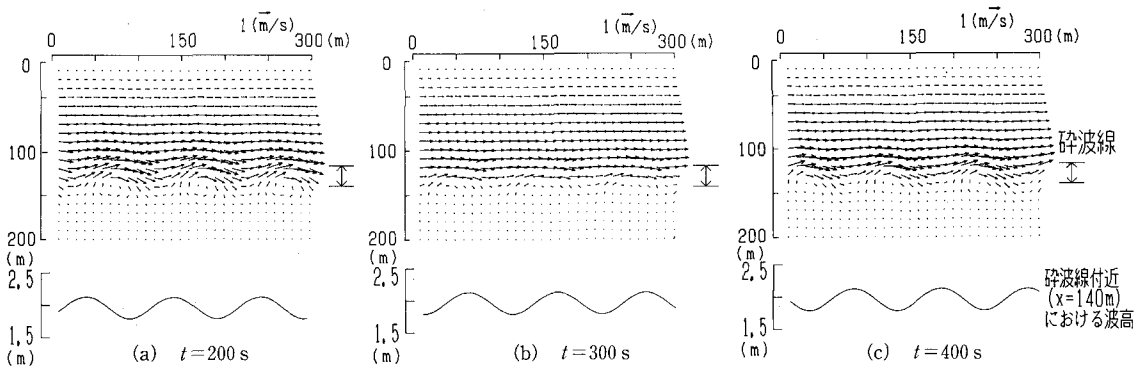


図-6 CASE 3 の計算結果 (流速ベクトル)

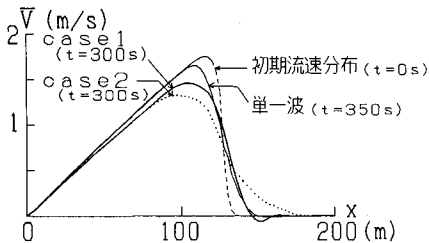


図-5 平均沿岸流速分布

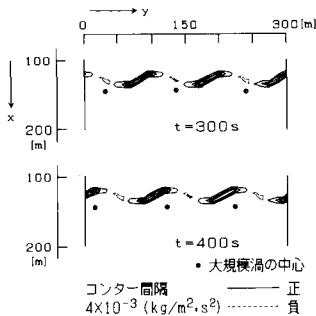


図-7 ラディエーション応力によるトルクの空間分布と大規模渦中心の関係

このように、大規模渦の移動速度と波群の波速の関係が大規模渦の成長・減衰に大きな影響を与える原因としてはラディエーション応力による渦度のシンク、ソースの構造と大規模渦の相対位置関係が重要と考えられる。そこで、ここでは $t=300$ s, 400 s について流速場とラディエーション応力によるトルクの対応関係を調べてみた。図-7 が、 $t=300$ s, 400 s の時のトルクの空間分布である。トルクの分布は砕波線上を中心に大きな値を示す領域があり、正のトルクと負のトルクが沿岸方向に交互に存在している。図中には、流速場から推定した大規模渦の中心もあわせて示してある。それを見ると、大規模

模渦が弱まる $t=300$ s には大規模渦中心が負のトルクの領域に、 $t=400$ s で大規模渦が再び強くなった状態では、大規模渦中心が正のトルクの領域に存在することがわかる。したがって、このような大規模渦の強弱には、大規模渦内部の渦度分布の構造とラディエーション応力によるトルクの分布構造の対応関係が密接に関与しており、大規模渦中心に渦度のシンク（負のトルク）がくると、大規模渦が弱くなるものと考えられる。

4. 結 論

ラディエーション応力が時空間的に変動する場の例として、2つの波が重合する波動場における沿岸流の構造を数値実験によって調べた。その結果、1) 重合波動場に形成される大規模渦の発生・発達過程が、沿岸方向に伝播する波群の変動特性に強く拘束されること、2) その結果として、沿岸平均流速が沿岸方向の波群の波長の大きさに強く影響を受けること、3) 重合波動場での大規模渦の発達は、外力場の時空間変動に伴う単純な受動的発達ではなく、移流効果が密接に関与する非線形発達メカニズムによるものであること、などがわかった。

なお、本研究は文部省科学研究費奨励研究A（課題番号：04750491、八木 宏）の補助を受けて行われたものである。ここに記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 金子安雄・堀江 毅・村上和夫 (1975): ADI 法による潮流と汚染拡散の数値計算。一大阪湾に適合した場合について一港湾技術研究所報告, 第14巻, 第1号, 61 p. 1975.
- 灘岡和夫・八木 宏 (1992): 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.
- 灘岡和夫・八木 宏 (1993): 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, 土木学会論文集, No. 473, pp. 25-34.