

進行波下での砂漣上の流れの非対称性について

東江 隆夫*・灘岡 和夫**・勝井 秀博***

1. はじめに

砂漣上の境界層流れは、その砂漣頂で発生する剝離渦によって特徴づけられ、複雑な流れ場を形成する。この流れを解析することは、砂漣上の砂移動や水深全体の境界条件を求める上で重要である。砂漣上の境界層流れの解析では、主に振動流を対象とし、その数値解析による研究例は多い。佐藤・上原・渡辺 (1985) は、乱流モデルを用いて数値シミュレーション実施しており、Pena-Santana・渡辺・磯部 (1990) は、三種類の乱流モデルを用いて計算し、そのモデル妥当性を検討している。Blondeaux and Vittori (1990) や浜中・佐藤 (1992) は、スペクトル法を用いて、振動流下の砂漣上の流れを計算し、発生する渦度のふるまいや、渦粘性係数の特性について検討している。境界層流れが、進行波と振動流で異なることは、水平床について灘岡・八木 (1988) が、砂漣上の流れに対して滝川・金・五ノ谷 (1989)、東江ら (1993) が指摘している。灘岡らは、振動流と進行波では、進行波の鉛直上方への移流効果により境界層内の流れの構造が異なることを示した。滝川らは、進行波下の非対称砂漣上の境界層流れを FEM によって解析し、進行波によってできる砂漣上の渦が順流時と逆流時で、これも鉛直流速の効果により両者が異なることを示している。

対称砂漣であっても、上記の鉛直移流効果は存在し、進行波下で砂漣上の流れが非対称となり得る。本研究では、数値計算により砂漣上の流れを計算し、進行波と振動流による違いを明らかにするとともに、特に、非対称流れ発生時の物理機構について考察した。

2. 計算方法

砂漣上の流れを、2 次元数値計算で求めた。この手法は、振動流下での砂漣上境界層の計算を実施した Blondeaux らや浜中らの手法を 2 次元進行波に拡張した東江らと同様である。以下に基礎式を示す。

$$\omega_T = \{-\Psi_T \omega_\xi + \Psi_\xi \omega_T + \nu(\omega_{\xi\xi} + \omega_{\eta\eta})\} / J \quad \cdots (1)$$

* 正会員 M.S. 大成建設(株)技術研究所 海洋水理研究室

** 正会員 工博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

*** 正会員 博士 大成建設(株)技術研究所 海洋水理研究室室長

$$\Psi_{\xi\xi} + \Psi_{\eta\eta} = -J\omega \quad \cdots (2)$$

ここに、 ω : 渦度、 Ψ : 流関数、 ξ, η : 砂漣の形状にあわせた曲線座標 J : ヤコビアンで、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} x &= \xi + ae^{-\eta} \cos \xi \\ y &= \eta - ae^{-\eta} \sin \xi \end{aligned} \right\} \quad \cdots (3)$$

$$J = 1 - 2ae^{-\eta} \cos \xi + a^2 e^{-2\eta} \quad \cdots (4)$$

ここに、 x, y : 水平・鉛直方向の座標、 a : 砂漣振幅である。ただし、全て砂漣の波数 ($k^* (= 2\pi/l^*)$, l^* は砂漣の波長) と波の角周波数 σ^* で無次元化している。さらに、砂漣近傍での計算メッシュを細かくするために以下の座標変換式を用いている。

$$\eta = \eta_T \frac{e^{b\xi} - 1}{e^b - 1} \quad \cdots (5)$$

ここに、 η_T : 境界層外縁の無次元高さ、 b : メッシュ間隔を調整する係数である。進行波の場合、境界層外縁での境界条件は、次式により与えた。

$$\Psi_\infty = u_\infty n_T \tanh \frac{\eta_T}{n_T} \quad \cdots (6)$$

ここに、 n_T は一波長当たりの砂漣の数である。

東江らはこの手法を用いて、進行波の流れを解析しているが、レイノルズ数が大きい条件に適用したため、定常状態を得ることができない、振動流でも左右対称にならないなどの問題が生じている。レイノルズ数が大きいと流れの 3 次元性が顕著となり、厳密な 2 次元の解析ではかえって不合理な結果となる。しかし、低レイノルズ数であれば非常に厳密な解を与えるために、進行波と振動流の境界層流れの物理機構を解明する上では有用な手法である。今回の計算では低レイノルズ数で、かつ渦が剝離するような条件とした。浜中らが示しているように、本現象は、振動流下では、無次元砂漣振幅 a と以下の式で定義されるレイノルズ数とストローハル数により支配される。

$$Re = 2\pi \frac{u_\infty}{\nu} \quad \cdots (7)$$

$$St = 2\pi / u_\infty \quad \cdots (8)$$

ここに、 u_∞ : 無次元境界層外縁流速振幅、 ν : 無次元動粘性係数である。灘岡ら (1988) によれば、進行波の場合には、これに水平流速と波速との比である U/C が支配条

件となる。なお、ここでは U/C は以下の式で示される。

$$u/C = u_\infty/n_r \quad \dots\dots\dots (9)$$

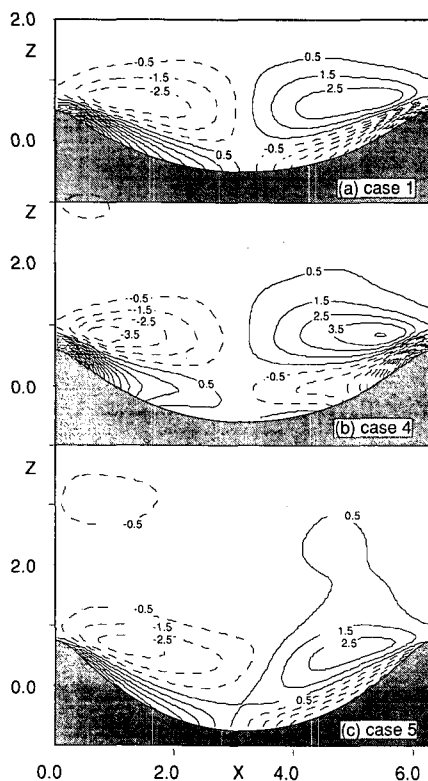
計算条件を表-1に示す。なお、表中 case-2 および 3 では、定常状態が得られなかったために、以下の考察には用いていない。

3. 定常成分の比較

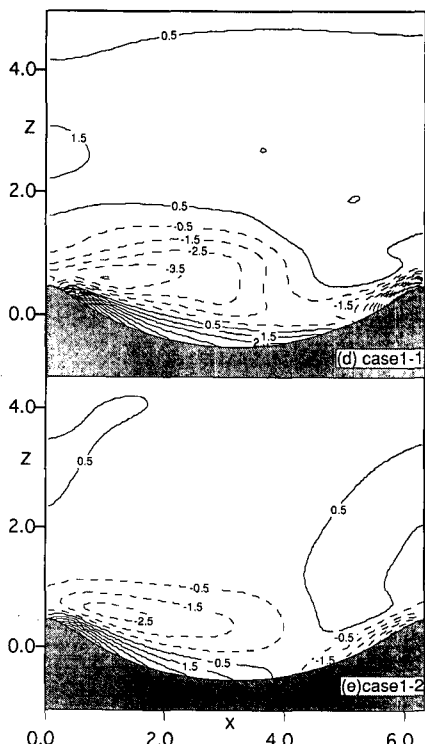
図-1に、砂漣上の流れの渦度の定常成分を示す。振動流下の case 1, case 4, case 5 では、砂漣振幅 a によらず、左右対称な一対の渦度を形成している。それに対し、

表-1 計算条件

	a	u_∞	ν	b	η_t	ψ_0	n_r	Re	St	u/C	
case 1-0	0.5	5	0.05	3	5			628	1.26		振動流
case 1-1	0.5	5	0.05	3	5	23.1	10	628	1.26	0.50	進行波
case 1-2	0.5	5	0.05	3	5	19.0	5	628	1.26	1.00	進行波
case 2	0.8	8	0.05	3	5			1005	0.79		振動流
case 3	0.7	7	0.05	3	5			880	0.90		振動流
case 4	0.6	5	0.05	3	5			628	1.26		振動流
case 5	0.75	3	0.03	3	5			628	2.09		振動流



(a) 振動流 ($\Delta w=1.0$)



(b) 進行波 ($\Delta w=1.0$)

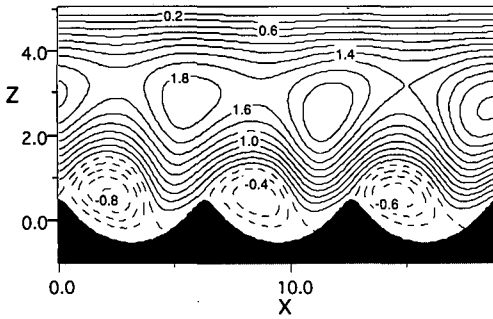
図-1 砂漣上の渦度の定常成分

case 1-1, case 1-2 の進行波下では非対称な渦度分布となる。この渦度の定常成分に対応して、図-2に示するような進行波 (case 1-1) における流関数が現われる。渦度の定常成分の非対称性は、砂漣内で循環の残差的な成分が存在することを意味し、それは砂漣上に定常流を発生させる。図-2では本来ならば、全ての砂漣毎に同じ流関数の分布を示さなければならないが、今回の3波を作用させた計算では各砂漣において若干の差がある。しかし、砂漣上にできる定常流は各砂漣上でほぼ一様な逆方向の流れとなっている。この一様な定常流が、水深全体にわたる質量輸送速度を計算する上での境界条件となる。

この定常な渦度の構造を見ると、上部の正の渦度が支配的な層と下層部の負の渦度が支配的な層、さらに、最下層部の正の渦度が卓越する層の三層構造になっており、以下にこの構造について議論する。

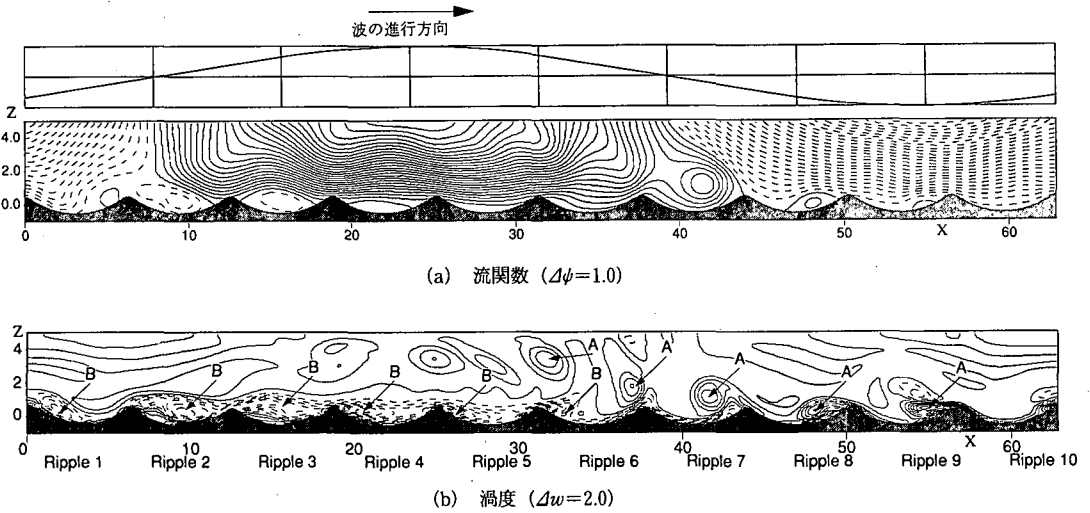
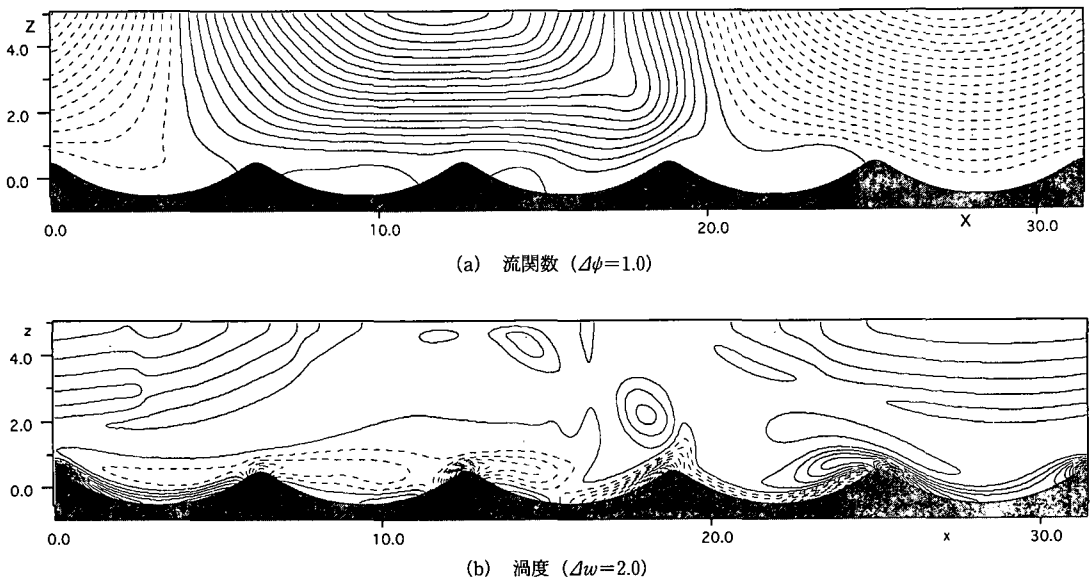
4. 非対称性発生のメカニズム

図-3と図-4は、それぞれ case 1-1, 1-2 の $t=\pi/4$ の時の波の波長全域にわたる渦度の分布と流関数の分布を示している。波は左から右に進行し、 $t=0$ の時点で、中央で外部水平流速 0、鉛直流速は上向き最大である。3波が通過し、現象は平衡状態であるから、この図を一砂漣毎に右から見ると、case 1-1 では一砂漣上の $\pi/5$ 毎の、

図-2 流関数定常成分 ($\Delta\psi=0.2$)

case 1-2 では $2\pi/5$ 毎の時間発展の図となる。図より実線で示す正の渦度と破線で示す負の渦度の振る舞いの大きな違いが明らかである。正の渦度は、発生後次第に上方へ移流拡散していくのに対し、負の渦度は底面に張り付いたまま、逆流時には消滅している。このような現象は、滝川ら (1989) も、非対称砂漣上の計算でも発生している。

この渦度の移流拡散が、正負で異なる理由は進行波の鉛直流速による移流効果と底面で発生する渦度との干渉で説明できる。砂漣頂の渦は、その発生段階で砂漣頂に拘束される。しかし、その拘束が解かれた後の自由渦としての振る舞いは主流による移流効果を強く受ける。拘

図-3 渦度と流関数の一波長内の空間分布 $t=\pi/4$ case 1-1図-4 渦度と流関数の一波長内の空間分布 $t=\pi/4$ case 1-2

束渦から自由渦へ移行する時期は明確に設定できないが減速域から転流時の間にあると推定できる。図中、順流時では砂漣2と3の間、逆流時では砂漣7と8の間である。逆流時にできた正の渦度(A)は、自由渦となった後、鉛直上方への移流速度を受けて、上方へ向いその後半周期の間に拡散する。一方、順流時に発生した負の渦度(B)は、鉛直下方の流速を受けて、底面に押し付けられる。そして、底面で発生する正の渦度によって打ち消し合って消滅する。言い換えれば、底面摩擦によって消滅する。上方に向かった正の渦度は、底面との距離があるためにこの底面の逆の渦度の影響は小さい。上記のことは、 U/C が大きい case 1-2 についても同様である。ただ、上方へ

の渦度の移流がさらに明確に現われ、かつその渦度の拡散が早い。この上方への正の渦度の移流が前述の3層構造の上層部を説明し、下層部に張り付く負の渦度によって、中層部の負の定常渦度を説明する。そして、その補償的な意味あいでも最下層の正の渦度分布が存在する。さらに、これをより定量的に説明するために、砂漣に進入する渦度流束を調べて見る。図-5は、各砂漣の左側の砂漣頂における渦度流束($=u \times \omega$)の鉛直分布である。図において(a)は、流速が正(順流)の場合、(b)が負(逆流)の場合である。順流時には、底面付近で砂漣内に負の渦度が流入、上方で正の渦度が流入する。一方、逆流時には、正の渦度が底面近傍で流入してくる。正負の大きさをみれば、底面近傍では負の渦度が卓越することが、渦度流束からもわかる。砂漣の渦をモデル化した沢本・山口(1973)は、この渦流束の一部が砂漣で発生する渦の循環に寄与するという仮定を設けている。この考えを進行波に取り入れて同様なモデル化をするとすれば、このような渦度流束の非対称性を考慮する必要がある。

次に渦の発達段階における流れに着目する。図-6は、case 1-1の条件で、静止状態からはじめた第1波の0から π の位相での、1砂漣が獲得する循環(渦度の総和)の時間変化を、振動流の場合もあわせて示したものである。このように、初期状態の値を示したのは、定常状態では、発達した定常流、またそれより半周期以前にできた渦があるため、それらを除外して考えるためである。順流時の値は、砂漣6(Ripple 5 図-3)の値で、逆流時の値は砂漣1(Ripple 1)の値である。図では、積分の範囲を図-7に示すように高さ毎(Layer 1~4)に分けて算出している。これは、底面近傍では底面から発生した渦度が存在し、その影響をできるだけ分けて考察したいためである。図-6において、進行波の最下層部で $t=0$ から循環があるのは、進行波の場所的位相差のために、砂漣頂の位置では水平流速は0でも、砂漣内では流速が存在し、底面で渦度が発生することによる。図-6の最下層の値の時間変化は、 $t=0$ では、前述の通り、瞬間的に発生したポテンシャル流れからスリップ速度を0にするため渦度が発生する。しかし、次第に流れに対応した渦度

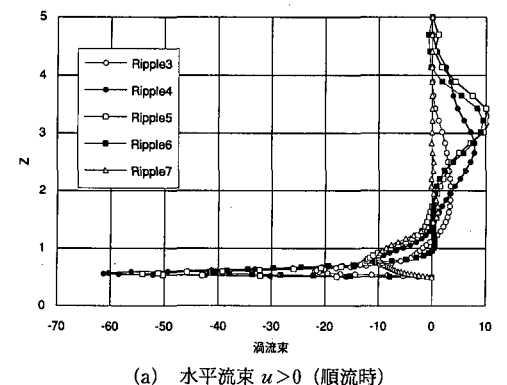
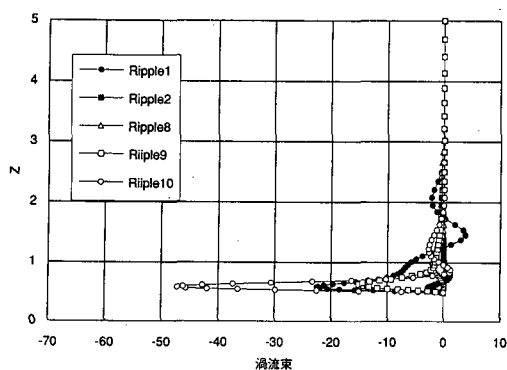
(a) 水平流束 $u > 0$ (順流時)(b) 水平流束 $u < 0$ (逆流時)

図-5 砂漣頂の渦度流束の鉛直分布

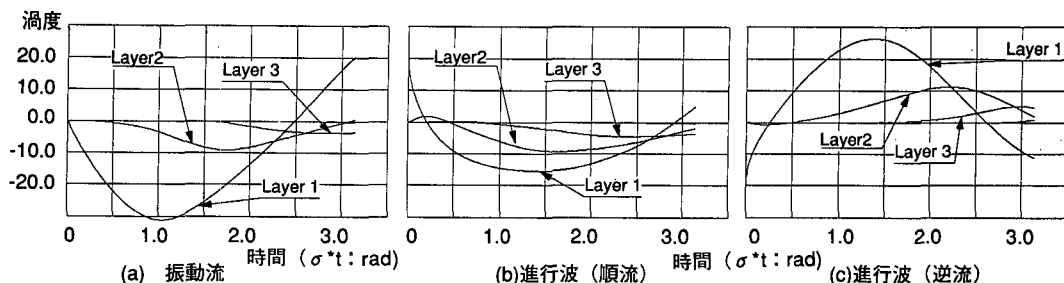


図-6 一砂漣が獲得する循環の時間変化

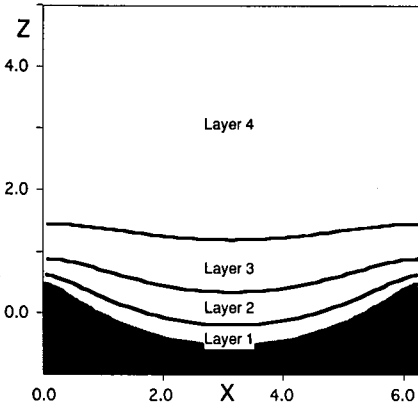
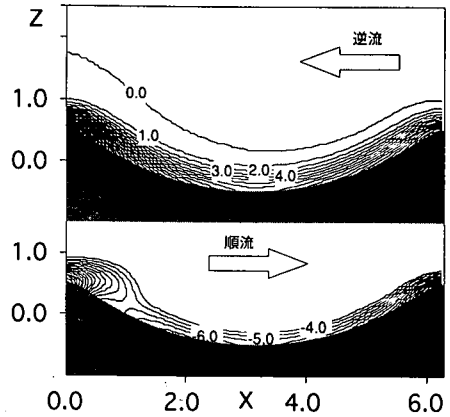


図-7 積分範囲の説明

図-8 第一波 $t=\pi/4$ での渦度分布 ($\Delta w=1.0$)

が底面が発生する。すなわち、順流時には負の渦度が、逆流時には正の渦度が発達する。この初期段階での循環の発達は、図からわかるように順流時と逆流時でほぼ等しい。主流の流速が増加するにつれて、剥離渦が発生し、さらに順流ならば負の循環が発達する。進行波において順流時と逆流時で差がはじめるのはこの位相近辺からで、順流と逆流で渦の剥離状況に違いがあることを示唆する。一端発達し始めた循環は、次第に減少し始める。これは、剥離渦の下部で、砂漣頂でできた剥離渦が引き起こす主流と逆向きの流れによって発生・発達する逆符号の渦度の効果である。この発達する剥離渦と、その下で発達する逆符号の渦度の大小で Layer 1 の循環の時間変化が決定される。渦が自由渦になる位相、すなわち、図-6 で 1.5 から 2.0 の近辺の循環が渦が取り込む循環とみなすことができる。これを、順流時と逆流時と比較すると、順流時の値が小さいことがわかる。

図-6 の循環の時間変化の順流時、逆流時そして振動流における違いから、砂漣頂の剥離渦の発生時期にも違いがあることが推測される。図-8 は、第一波目 $t=\pi/8$ の位相での、渦度分布を示している。逆流時には右側の砂漣頂においてまだ層状の分布を示しているのに対し、進行波順流時には、左側の砂漣頂で渦の剥離が生じ始めている。このように、順流時と逆流時では剥離する渦の時期にも非対称性が現われる。剥離渦の発生時期は、進行波順流時、振動流、そして逆流時の順で早い。この砂漣頂における渦の剥離時期の違いは、砂漣に対する流れの角度の違いに起因すると思われる。0 から $\pi/2$ までの渦の発達時期には、砂漣頂に対して順流時の流れは砂漣に対して急な角度で作用し、振動流では水平、逆流時には緩やかな角度となる。これも進行波の鉛直流の効果と言える。

5. 結 論

2 次元数値計算により進行波下の砂漣上の流れを解析し、対称砂漣であっても、流れの非対称性が発生する物理機構を明らかにした。非対称性の発生の原因は、鉛直流速による自由渦への移流効果をもっとも支配的である。また、剥離渦が取り込む循環についても順流時と逆流時で異なることを示した。ただし、この計算はレイノルズ数が小さい条件であり、また、メカニズムを検討することが主目的であったために、砂漣の寸法と主流との関係を見逃している。今後、適宜な乱流モデルを導入し、高レイノルズ数下の条件での検討を実施する必要がある。

参 考 文 献

- 佐藤慎司・上原啓史・渡辺 晃 (1985): 乱流モデルによる砂漣上の振動流境界層の数値シミュレーション, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 26-30.
- 沢本正樹・山口精一 (1979): 波によって生じる砂漣近くの流れのモデル化と浮遊砂濃度の算定法, 土木学会論文集, 第 288 号, pp. 107-113.
- P. G. Pena-Santana・渡辺 晃・磯部雅彦 (1990): 振動乱流境界層における流れと浮遊砂移動の数値シミュレーション法の検討, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 264-268.
- 滝川 清・金 南亨・五ノ谷清一 (1989): 波動場における任意海底面上の境界層の解析, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 1-5.
- 東江隆夫・灘岡和夫・勝井秀博・伊藤一教 (1993): 2 次元進行波における砂漣上のながれ, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 1-5.
- 灘岡和夫・八木 宏 (1988): 渦素子法による波動境界層の数値シミュレーション, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 16-20.
- 浜中健一郎・佐藤幸夫 (1992): 砂漣上の振動流境界層, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 1-5.
- Blondeaux, P. and G. Vitori (1991): Vorticity dynamics in an oscillatory flow over a rippled bed, J. Fluid Mech, Vol. 226, pp. 257-289.