

不規則波による浮遊砂輸送とバー地形の発達に関する大型実験

張 達平*・佐藤 慎司**・山本 幸次***・田中 茂信****

1. ま え が き

砕波による乱れと底質浮遊の関連性については、室内実験（例えば、張・砂村, 1993; Zhang and Sunamura, 1994a; 池野ら, 1996）と現地観測（例えば、灘岡ら, 1987a; 佐藤ら, 1995; 佐藤ら, 1996）により指摘されている。砕波による乱れとして、水平渦と斜降渦が存在し、これらの渦が底面に到達すると大量の底質を浮遊させることが知られている。Plunging 砕波は水平渦を形成させ、その水平渦はトラフを形成すること (Miller, 1976), Bore の波高水深比や前傾度と斜降渦の生成と底質浮遊には密接な関係があることも指摘されている (灘岡ら, 1993)。また、小規模の規則波実験では、底面到達渦がバーの形成を支配し、バーが発達すると、渦のタイプが斜降渦から水平渦へ変化することも報告されている (Zhang and Sunamura, 1994 a, 1994 b)。

現地規模の不規則波の条件で、渦が漂砂・地形変化に及ぼす貢献度を検討した例は少ない。これは、砕波帯の土砂移動に関する現地調査が困難なこと、現地スケールの大型実験においても、ガラス壁を有する水槽がないと渦の特性が確認できないことによる。本研究では、片面ガラス張りの大型 2 次元水路を用いてバーの形成・発達の実験を行い、底面到達渦の特性と浮遊砂濃度の時空間変化に注目し、不規則波の条件での海浜変形過程における渦の果たす役割を明らかにすることを目的とした。

2. 実験方法

実験は大型 2 次元水路 (幅 2 m, 長さ 135 m, 高さ 5 m) 内に海底勾配ほぼ 1/20 の模型海浜を中央粒径 $d_{50}=0.3$ mm の砂 (図-1) で作成して行った。波浪条件は 3 種類の不規則波を設定した (表-1)。不規則波のスペクトルは Bretschneider・光易型とした。海底勾配、底質粒径をもとに有義波の諸元を用いて Sunamura and Horikawa (1974) により地形のタイプ分類を行うと、全てのケースでタイプ I 地形 (侵食性の波) となる。0 時間と 6 時間

に砕波帯の内外の 6 測点の上・中・底層で、波形、電磁流速計を用いて流速、後方散乱光方式濃度計を用いて浮遊砂濃度変動、捕砂装置を用いて採水浮遊砂濃度を 7 分間計測した。6 測点は砕波帯の内外とも含んでいる。同時に 4 台のビデオカメラにより片側ガラス窓を通して渦と浮遊砂の挙動を撮影して、底面到達渦の特性とタイプを分析した。測点の底面から水平 1 m, 上へ 1 m の範囲で、ガラス窓から見える底面到達渦の数をカウントした。

3. 断面地形変化

図-2 は造波開始 0 時間、6 時間、18 時間後の地形変化を示す。例としてケース 2 では造波開始から 6 時間までは、岸側が侵食されて、 $x=18$ m では砂が堆積しバーが形成された。6 時間以後は特にトラフ領域が大きく侵食され、バーは沖へ移動した。18 時間後は地形はほぼ定常状態となった (バーの頂部水深がその岸側のトラフの水深より小さければバーと定義する)。3 ケースともバーの形成があり同様な傾向が見られたが、波の条件の違いによりケース 2, 3, 1 の順に、バーの規模が大きかった。

表-1 実験条件と地形結果

Case	$(H_{1/2})_0$ (cm)	$(T_{1/2})_0$	H_0/L_0	Initial Morphology	d_{50} (cm)	C^*	Resultant Morphology	Survey time(hr.)
1	40	2.55	0.039	1/20 slope	0.032	18.2	bar	0.6, 18
2	48	4.6	0.015	case 1	0.032	14.8	bar	0.6, 18
3	58	3.0	0.041	1/20 slope	0.032	23.7	bar	0.6, 18

*Calculated according to Sunamura and Horikawa (1974) as $i=1/20$, $d_{50}=0.3$ mm

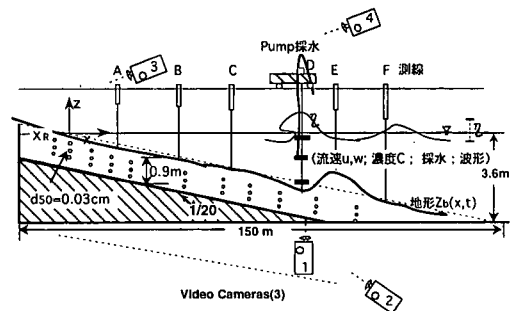


図-1 測定方法

* 正会員 理博 建設省土木研究所海岸研究室特別研究員
 ** 正会員 工博 建設省土木研究所海岸研究室室長
 *** 正会員 建設省土木研究所海岸研究室研究員
 **** 正会員 工修 (財) 国土開発技術研究センター

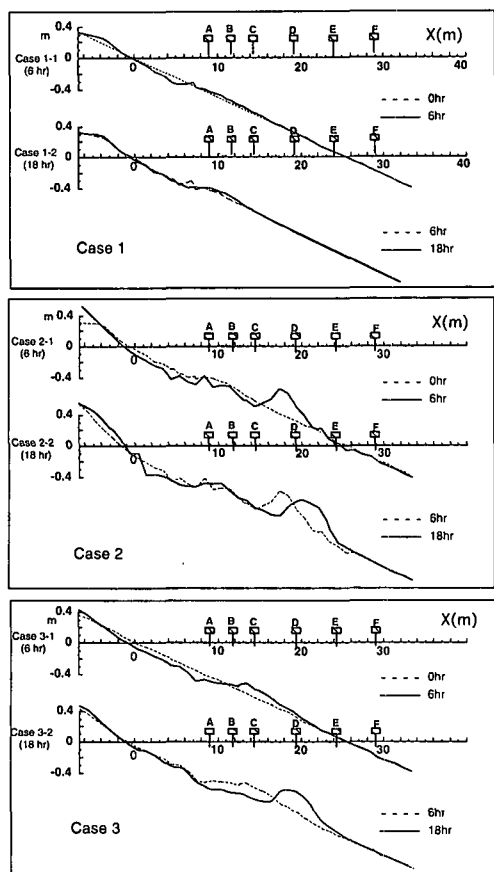
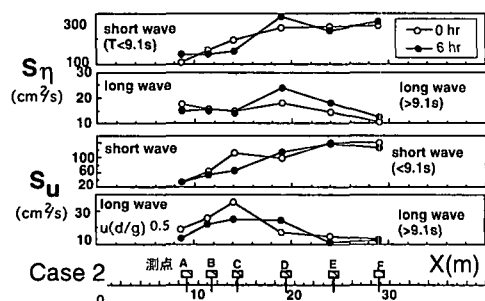


図-2 地形変化

図-4 長・短周期波の水位 η ・流速 u の振幅の変化 (Case 2)

4. 水位と流速のスペクトル特性と反射率

図-3 はケース 2 の A 測点(砕波帯の内側), E 測点(砕波帯の外側)の水位 η と水位に換算した無次元流速 $u(d/g)^{0.5}$ (d は局所的な平均水深) のパワースペクトルの変化を示している。砕波帯外の E 点に比べて砕波帯内の A 点では、短周期波 ($f_c > 0.11$ Hz) のエネルギーが減少しているのに対して、長周期波成分 ($f_c < 0.11$ Hz) は増加していることが分かる。本研究では、長周期波成分と

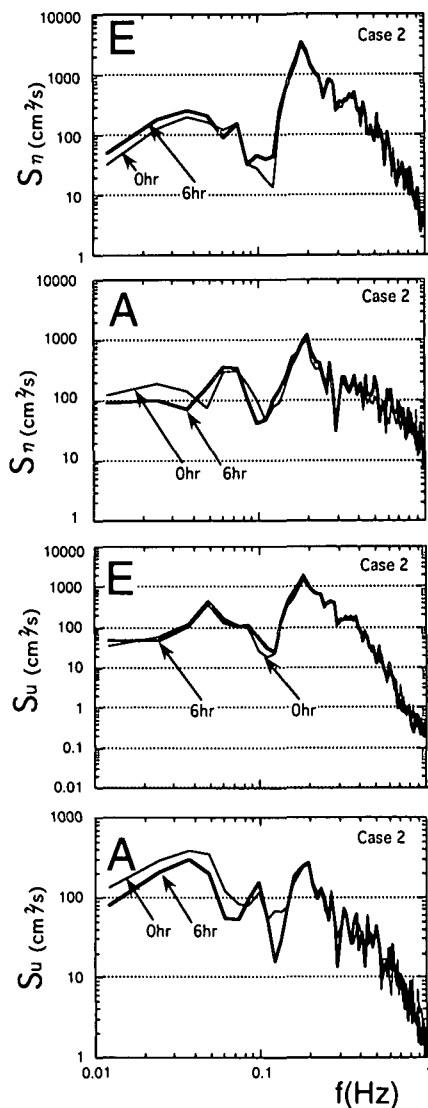


図-3 A, E 測点の水位・流速のパワースペクトル (Case 2)

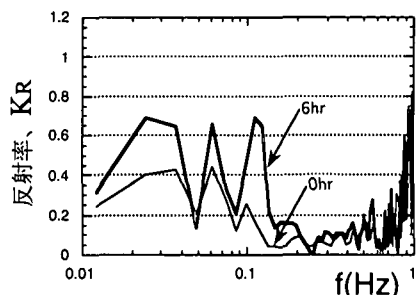


図-5 沖側 E 測点での反射率の変化 (Case 2)

短周期波成分の境界はエネルギー密度が長周期波帯域で再び増加し始める周波数として $f_c = 0.11$ Hz ($T_c = 9.1$ s)

とした (図-3)。

長短両成分の振幅の変化を見るため、長・短周期波成分に分けて、水位・流速エネルギー密度を積分して水位・無次元流速振幅を求めた (図-4)。長周期波成分の水位・流速振幅は6時間後、砕波帯内の測点 A, B, C では低下している。一方、短周期波成分の水位・流速振幅は6時間後、砕波帯内の測点 A, B, C では、平均的に低下している (測点 A では水位が大きくなっているが、これはバーの形成により2次砕波の数が多くなったという実験で見られた現象と対応している)。全体的に長・短周期波成分の水位・流速振幅の変化について、砕波点の D (バーの付近) では、6時間後大きくなっているが、砕波帯内の測点 A, B, C では水平方向の変化率が小さくなり、また、平均的に低下している。これはバーの形成により長・短周期波のエネルギーの分布が変化したことを意味し、バーが発達するとバーの付近で砕波による渦などの流体場のエネルギーが増加するが、砕波帯で発達する波 (特に長周期波) のエネルギーは低下すると考えられる。

さらに、バーの反射効果を評価するため、反射率を計算した。計算方法については、まず、水位 η と岸沖流速 u のクロススペクトル解析により伝達係数 T_f を求め、これを線形理論による伝達関数値 T_{fAiry} と比較することにより、次式のように反射率 K_R を計算した。

$$K_R = \left| \frac{\eta^-}{\eta^+} \right| = \left| \frac{T_f - T_{fAiry}}{T_f + T_{fAiry}} \right| \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 η^+ 、 η^- はそれぞれ水位の入射波成分と反射波成分である。図-5 はケース 2 の E 点の反射率を計算した結果を示している。バーの形成により長周期波領域の反射率が2倍程度大きくなったことが見られる。これはバーの形成により図-4 に示している砕波帯中の長周期波のエネルギーは小さくなることと整合している。

5. 渦の特性と浮遊砂濃度

5.1 波の特性と浮遊砂濃度

ケース 2 の有義波高変化、波高水深比、戻り流れ、捕砂による浮遊砂濃度、底面到達渦と波数の比、渦の形態の時空間変化について図-6 の下から上へ述べる。有義波高分布について (図-6a)、バーの発達により砕波帯内の波高分布が平滑化され、砕波帯内の波高は小さくなったが、砕波点付近では逆に大きくなっている。A 点付近では2段バーの上で2次砕波が生じたので、波の再生により波高は少々大きくなった。波高水深比は (図-6b)、バーの発達により小さくなったが、砕波点付近では大きくなった。戻り流れは (図-6c)、バーの発達により小さくなったが、砕波点付近では沖向きが大きくなった。6時間後の底面戻り流れはトラフ周辺で大きく、C 点で最大となった。浮遊砂の濃度は D 点付近で最大となり

(図-6d)、トラフの D, C 点での濃度は0時間より6時間の方がほぼ2倍に大きくなるが、砕波帯の A, B 点では小さくなった。また、戻り流れと浮遊砂濃度との積から、浮遊砂のフラックスの定常成分を求めた (図-6e)。全体的に波高と戻り流れと浮遊砂の濃度との対応関係をみると、浮遊砂の濃度と浮遊砂のフラックスとの変化傾向と波高や戻り流れの分布には明瞭な対応関係が見られない。浮遊砂フラックスの変化特性は浮遊砂濃度の分布特性と同様である。

5.2 浮遊砂濃度と底面到達渦

浮遊砂濃度は底面到達渦の発生する場所の方が発生しない場所より、大きくなると観察された (本研究では、底面到達渦のタイプは張・砂村 (1993) の判断基準による)。また、図-6 から、浮遊砂濃度の時間変化は底面到達渦の数の時空間変化と明瞭な対応関係があることが分かった。すなわち、底面到達渦の数は、6時間ではバー付近での D 点でピークとなり (11 個)、砕波帯の A, B 点ではほぼ半分程度になった (図-6f)。7 時間の計測期間中にゼロダウングロス法により定義した各測点の波数は 93~99 個である。図-6g に示している底面到達渦の数と波数の比は底面到達渦の数の分布特性と同様な傾向が見られる。底面到達渦の数は0時間の A 点では最大となり、波数の3割程度である (図-6g)。また、底面到達渦の形態 (図-6h) を見ると、砕波帯内では斜降渦の割合 (80~100%) が多いが、トラフでは水平渦の割合 (57~60%) が多い。この結果は従来の調査結果 (Miller, 1976; Zhang and Sunamura, 1994 a, 1994 b) と一致している。一方、底面到達渦数と波数との比は波高水深比の変化とよく一致しており、また、波高水深比が大きいくほど、底面到達渦の数は多くなることが見られる。この結果は灘岡ら (1993) の現地調査結果と一致している。ケース 2 のみならずケース 3 もほぼ同様な傾向がある (図-7)。

5.3 底面到達斜降渦による浮遊砂濃度特性

水路側壁から観察した結果、底面到達斜降渦による浮遊砂の巻き上げは水平渦のものより小さかったため、捕砂装置による時間平均浮遊砂濃度の鉛直分布から、渦の形態の違いによる浮遊砂濃度の特性差を検討した。図-8 (ケース 2)、図-9 (ケース 3) は捕砂により計測した時間平均浮遊砂濃度の鉛直分布を示したものである。縦軸の Z' は底面からの高さを示している。渦の形態の変化は浮遊砂濃度の鉛直分布の差となって現われ、水平渦が多くなると、浮遊砂濃度の鉛直変化率が小さくなり、底面における平均濃度が大きくなることが分かった。

Nielsen (1992) は、浮遊砂を維持する機構として拡散と移流の二つがあることを示し、濃度の鉛直分布に及ぼす拡散と移流との混合効果を検討した。そして、パラメーター S ($S \sim wTA^{-0.5}r^{-0.5}$, w : 沈降速度, T : 周期, A :

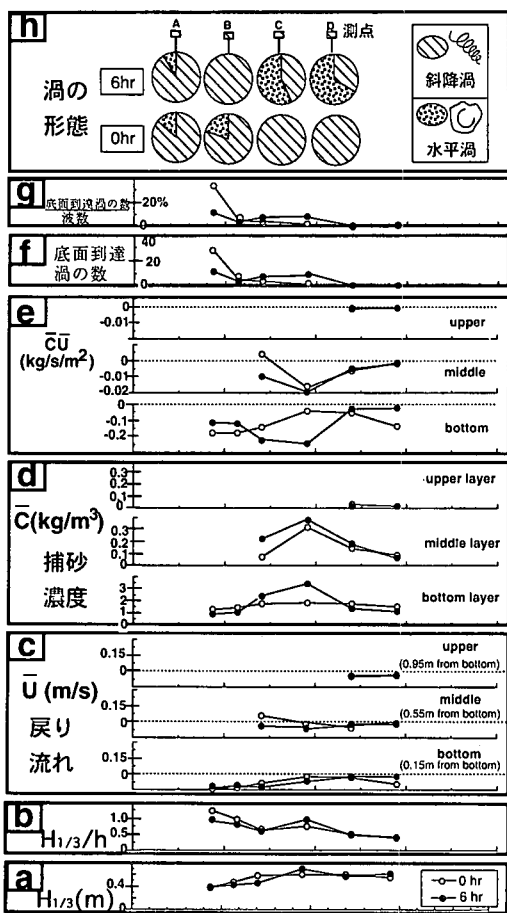


図-6 流体場・捕砂濃度・渦の数・形態の時空間変化 (Case 2)

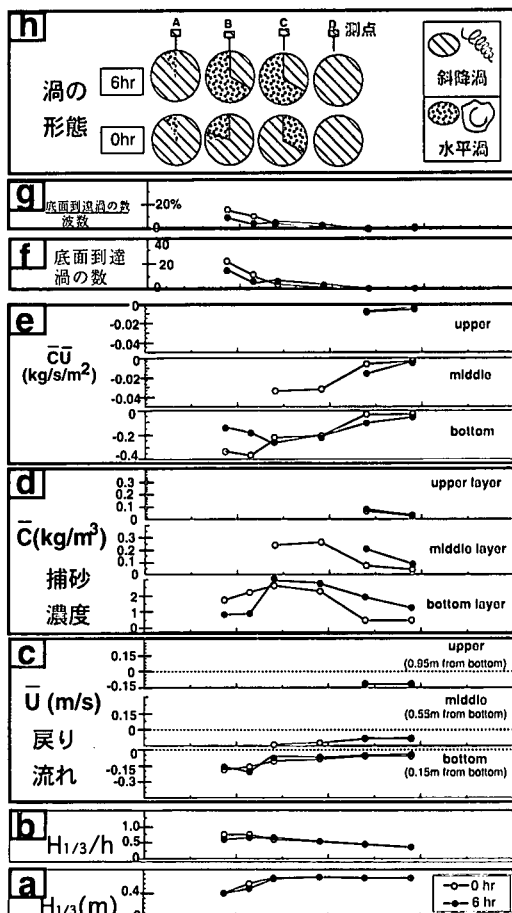


図-7 流体場・捕砂濃度・渦の数・形態の時空間変化 (Case 3)

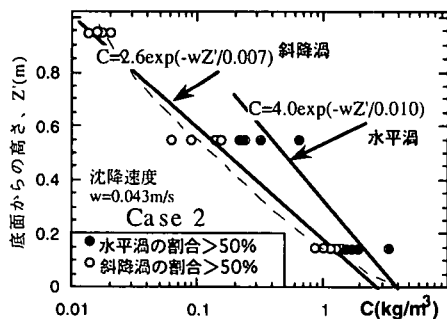


図-8 渦の形態による浮遊砂濃度の鉛直分布 (Case 2)

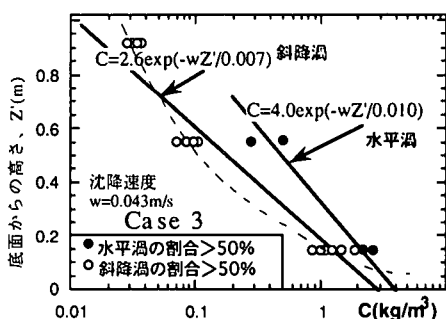


図-9 渦の形態による浮遊砂濃度の鉛直分布 (Case 3)

水粒子の軌道スケール, r : 底面粗度) が小さいほど, 濃度鉛直分布図の形状が下に凸の形状から上に凸の形状へ変化していく傾向があると指摘した。本研究では, その渦による浮遊砂の発生には拡散効果と渦の水粒子運動に伴う移流が共に混合存在していると観察された。図-8,

図-9 の点線の形は下に凸の形状となり, 斜降渦は Nielsen (1992) により指摘された拡散・移流混合作用の形状と整合している。水平渦が作用する領域では, スケール A が大きいから, S が小さくなり, 斜降渦の下に凸の形状より, 下に凹の形状に変化していく傾向があると推測

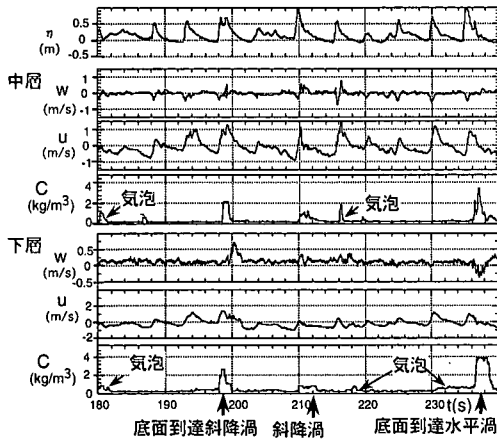


図-10 C 測点における波形・流速・濃度の生データ
(Case 2, 6 hr)

できる。しかし、本実験では、高々3層における浮遊砂濃度しか得られていないので(図-8, 9), 浮遊砂濃度の鉛直分布図から拡散・移流混合作用を定量的に議論しにくいと考えられる。そこで、定量的に議論するため、拡散・移流混合作用を拡散作用のみとして簡略化して、図-8, 図-9の直線のように仮定した。これらから底面における平均濃度と拡散係数を見積ると、水平渦が発達する位置での底面濃度($C_0=4.0 \text{ kg/m}^3$)と拡散係数($\epsilon=0.01 \text{ m}^2/\text{s}$)は斜降渦($C_0=2.6 \text{ kg/m}^3$, $\epsilon=0.007 \text{ m}^2/\text{s}$)のものよりそれぞれ30%程度大きいことが分かった。これは斜降渦が龍巻のように底面の砂を浮遊させるのに対して、水平渦は乱れスケールが大きいので面的に大量の砂を浮遊させることによるため、乱れスケールの違いが拡散能の差となって現れたものと考えられる。

図-10はケース2の6時間のD点における波形・流速・濃度の生データを示している。 $t=198, 210 \text{ s}$ に底面到達斜降渦、 $t=238 \text{ s}$ に底面到達水平渦が見られた。その時、水平速度と鉛直速度の乱れが大きく、後方散乱式濃度計による底面と中層の浮遊砂の瞬間濃度も大きい。本研究では、後方散乱式濃度計による測定もあわせて行ったが、濃度計による浮遊砂濃度は捕砂装置による浮遊砂濃度より大きくなる傾向が見られた。これは後方散乱式濃度計が砕波帯の気泡の存在に敏感に反応していることによる(例えば、図-10, $t=181, 267 \text{ s}$ 付近)。特に底面到達斜降渦は気泡と共に発達していくので、量が不特定な砕波帯の気泡と斜降渦による浮遊砂との分離が困難となっている。今後、後方散乱式濃度計による砕波帯の濃度データについては解釈をさらに工夫する必要がある。

6. 結 論

大型2次元水路を用いて現地規模の不規則波の条件で、バーの形成・発達の実験を行って、底面到達渦の特性と浮遊砂の濃度の時空間変化に注目し、海浜変形過程における渦の果たす役割を検討した。主要な結論は以下のようである。(1)バーが発達するとバーの付近では砕波による渦などの流体場のエネルギーが増加するが、砕波帯では発達する波(特に長周期波)のエネルギーは低下する。(2)底面到達渦の数は波高水深比が大きいほど多くなり、波数の3割程度となる。(3)底面到達斜降渦は砕波帯の広い範囲に分布するが、バーが発達するとトラフの部分で水平渦の数の割合が急増する。(4)渦の形態の変化は浮遊砂濃度の鉛直分布の差となって現われ、トラフで水平渦が多くなると、底面濃度と拡散係数が3割程度大きくなる。(5)底面到達渦の数と形態の変化は、戻り流れの分布にも影響を与え、浮遊砂の濃度とフラックスの変化を介してバーの発達を支配している。

参 考 文 献

- 池野正明・清水隆夫・田中寛好・今井澄雄 (1996): 実規模不規則波砕波帯内における浮遊砂フラックス, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 496-500.
- 灘岡和夫・上野成三・五十嵐龍行 (1987a): 砕波帯内の三次元的大規模渦構造と浮遊砂の現地観測, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 21-25.
- 灘岡和夫・鈴木 徹・八木 宏・神尾成也 (1993): 現地用レーザ流速計を用いた砕波帯内の乱れおよび浮遊砂に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 71-75.
- 佐藤慎司・田中茂信・野口賢二・山本幸次 (1995): 砕波点付近における浮遊砂の現地観測, 土木学会論文集, No. 521/II-32, pp. 135-144.
- 佐藤慎司・田中茂信・野口賢二・加藤史訓 (1996): うねりによる長周期変動と浮遊砂輸送, 土木学会論文集, No. 551/II-37, pp. 101-111.
- 張 達平・砂村継夫 (1993): 砕波帯における底面到達渦に関する研究, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 61-65.
- Miller, R. (1976): Role of vortices in surf zone prediction: sedimentation and wave forces, Beach and Nearshore Sediment, Vol. 24, pp. 92-114.
- Nielsen, P. (1992): Combined Convection-diffusion Modelling of Sediment Entrainment, Proc. 23th International Conf. Coastal Engineering, ASCE, pp. 3203-3215.
- Sunamura, T. and K. Horikawa (1974): Two-dimensional beach transformation due to waves, Proc. 14th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 920-938.
- Zhang, D. P. and T. Sunamura (1994 a): Longshore bars produced by breaker-induced vortex action, Proc. of Coastal Dynamics'94, ASCE, pp. 29-43.
- Zhang, D. P. and T. Sunamura (1994 b): Multiple bar formation by breaker-induced vortices: A laboratory approach, Proc. 24th International Conf. Coastal Engineering, ASCE, pp. 2856-2870.