

河床波上の開水路浮遊砂流の実験的検討

福嶋 祐介*・常松 優**

Experiments on Open-Channel Suspension Flow over Sand Waves

Yusuke FUKUSHIMA and Masaru TSUNEMATSU

Characteristics of open channel suspension flow over sand waves are investigated both experimentally and analytically. The velocity and concentration profiles of suspension flow in an alluvial channel are measured. Instantaneous paths of sand particles are obtained by the 35 mm camera. It is seen that large-scale eddies are generated near the reattachment point. Large amount of sand particles are picked up by the intense upward flow induced by large scale eddies. The numerical analysis using $k-\epsilon$ turbulence model is carried out. It is shown that the numerical results explain well the characteristics of open channel suspension flow over sand waves.

Key words: suspension flow, sand wave, open channel flow, turbulence model, numerical simulation.

1. 序 論

河川はそれ自身が運搬・堆積した土砂の上を流れるものであり、いわゆる移動床水路を形成している。このような移動床水路では、河床材料特性と水理条件によって河床の形態が変化し、砂漣・砂堆などの河床波が形成される。河床波が形成されると、その上の流れは平坦河床上の流れとは異なり著しく複雑なものとなる。河床波の1波長内の流れに注目すると、クレスト（河床波の峰）の背後での流れの剝離と下流側斜面での流線の再付着、剝離して欠損した流速の回復、およびその下流斜面での境界層の発達によって特徴づけられる（Fig. 1 参照）。

河床波1波長内での流れの挙動を計測した最初の例はRaudkivi¹⁾によるものであり、底面せん断力、圧力分布、乱れ強度分布が示され、段落ちステップ流れとの相似性が示されている。また、板倉²⁾は砂堆の模型上での乱れの計測を詳細に行い、河床波上での大規模乱れは再付着点から発生する「河床波上のburst現象」に特徴づけられるとしている。クレスト背後の剝離域や再付着点からは強い乱れが発生しており、これが砂の巻き上げにとって重要な役割を果たしていると推定される。関根・吉川³⁾は、固定化した二次元の砂漣上の流れを対象として、1波長内の約210点の測点で流れの二成分と濃度を測定した。この結果、組織渦の存在が浮遊砂の移動に大きく影響していることを指

摘した。これらの測定はいずれも固定床の条件で行われたものである。

以上のように河床波上の流れについて、1波長内の特性が実験的に検討されつつあるが、未だ一般性を持つものは少なく、このような流れを理論的に予測するまでには至っていない。特に、河床波上の浮遊砂の濃度分布についてその変化過程を理論的に調べた研究は少ない。

一方、著者らは、開水路の浮遊砂流について、 $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いることにより、流速分布、濃度分布の予測手法を開発した^{4), 5), 6), 7)}。この結果、平衡状態及び非平衡状態にある浮遊砂流の特性が $k-\epsilon$ 乱流モデルにより表現できることを示した。Celik and Rodi⁸⁾とDe Vantier and Larock⁹⁾も $k-\epsilon$ 乱流モデルにより水平床の浮遊砂流を解析しており、実験値に対し良い説明を与えている。

本研究は、移動床で形成される砂漣上の浮遊砂流について、その1波長内での流速、濃度の変化過程と砂漣の形成・維持機構を室内実験と $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いた数値解析により検討することを目的とする。実験では、移動床上で、流速、濃度分布測定と砂粒子の可視化実験を行い、河床波1波長内での変化特性を検討する。さらに、 $k-\epsilon$ 乱流モデルの基礎方程式により二次元河床波上の浮遊砂流の数値解析を行った。

原稿受付：平成9年5月20日

*長岡技術科学大学 環境・建設系

**大成建設

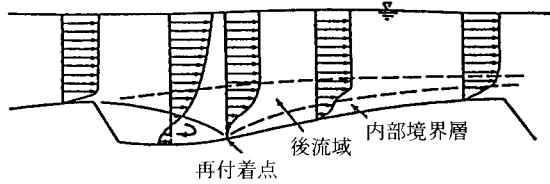


Fig. 1 Schematic view of flow over sand waves.

2. 砂漣上の浮遊砂流に関する実験

(1) 実験の目的

本研究では、移動床河床で二次元的な砂漣を発生させ、この上で浮遊砂の運動及び分布特性の解明を試みる。まず、砂漣上での流速分布、濃度分布の変化過程を調べる。また、可視化実験を行い砂粒子の運動の軌道の測定から浮遊砂の濃度分布の変化過程を検討する。さらに、浮遊砂流の数値解析を行う上で必要となる底面の境界条件について、流速、濃度分布より得られる浮遊砂輸送量を基に、連行係数の概念を用いて検討する。

(2) 実験装置と方法

Fig. 2は、実験装置を示したものである。実験用水路は、幅20.0cm、深さ30.0cmの長方形断面をもつ全長11.0mの鋼製可変勾配水路である。水路は幅40cmのものを合板で半分仕切っているため、側壁は右岸側ガラス、左岸側合板ペンキ仕上げとなっている。

流入水は、貯水槽よりポンプアップすることによりヘッドタンクへ送られ、流量測定用の直角三角堰を通った後、水路へ供給される。水路から供給される水は、浮遊砂を含んでいるため水路下流端に沈砂水槽を設け、ここで十分沈澱させた後貯水槽へ送られる。

水路床は、水路上流端より3.5m下流の区間(Scn. 0~3.5m、(ここで、Scn. (section)は上流端からの距離(m)を表す)を固定床、そこから下流端までの7.5mの区間(Scn. 3.5~11.0m)を移動床とした。固定床区間には、乱れの発達を促進させるため、直径3~5mmの小石を張り着けた厚さ2.5cmの亚克力板を敷設している。移動床区間には、高さ1.0cmの人工芝を敷き詰め、その上に全体の厚さが2.5cmになるように砂を敷いた。

河床に水を流し始めると横断方向に縞状の二次元的な砂漣が発生するが、その形状は次第に三次元性を有してくる。本実験では二次元的な砂漣を発生させる目的で、上流端より5.7mの位置の移動床区間に長さ

0.3mの固定床を設置した。この固定床により上流側で乱れた河床波はここで一旦整えられ、下流側に二次元的な砂漣を数波に渡って形成する。固定床上面には常に適度の砂が上流より供給されており、この部分で極端な堆積や洗掘は生じていない。本実験では、固定床の下流(Scn. 6.0~Scn. 7.0)に形成される二次元的な砂漣を測定の対象とした。

定常的な河床波の発生を促すため、上流端より3.0mの位置に給砂装置を設置した。給砂装置は、重力式で砂が落ちる穴の数を調整することにより0.5g/sの単位で給砂量を変えることができる。本実験では給砂量として固定床部分に砂が堆積しない程度を目安としてその量を決定した。実験に用いた砂は、中央粒径0.16mm、比重2.65のほぼ一様粒径の最上産けい砂であり、沈降速度は、水温15.7℃の静水中で実測した結果1.57cm/secであった。

(3) 流速及び濃度測定

実験砂を平坦に敷き詰めた後、給砂を行いながら一定流量の水を流す。ほぼ平衡な河床波が水路全体に渡り形成された後(約15~20分後)、測定対象とする1波に対して濃度、次いで流速の測定を行った。また、各測定の前には河床形状を測定した。

測定位置は、上流側クレストより0, 2, 4, 6, 8cm下流の5断面である。なお、砂漣の平均的な大きさは波長10~15cm、波高1.0~1.5cmであり、測定範囲はクレスト背後の剝離領域から再付着点後の流れまでを含んでいる。河床波のクレストが移動するので測定台車に取り付けたレーザービームが常に上流側クレストを照らすようにしておき、測定位置はレーザーからの距離で調整した。

濃度測定は、内径2mmの銅製パイプを5mm間隔で配した12連サイフォンを作成し、1つの断面内の多点における採水を同時に行った。深さ方向の位置は一番下のパイプが河床に影響を及ぼさない所とした。流速測定は、直径3mmのプロペラ流速計を用いた。流速計は測定台車のポイントゲージに取り付け、水面より5mm間隔で下げてゆき流速を測定した。

(4) 河床形状の測定と浮遊砂粒子の軌跡測定

河床形状の測定は、測定断面をスリット光源で照らし、これをCCDビデオカメラで撮影する。これより河床形状及び水面形状のデータを読み取った。また、流速、濃度測定に対応した水理条件で浮遊砂の可視化実験を行った。撮影は、連続的な挙動を観察する目的でビデオカメラを用い、より詳細な河床波上での砂粒

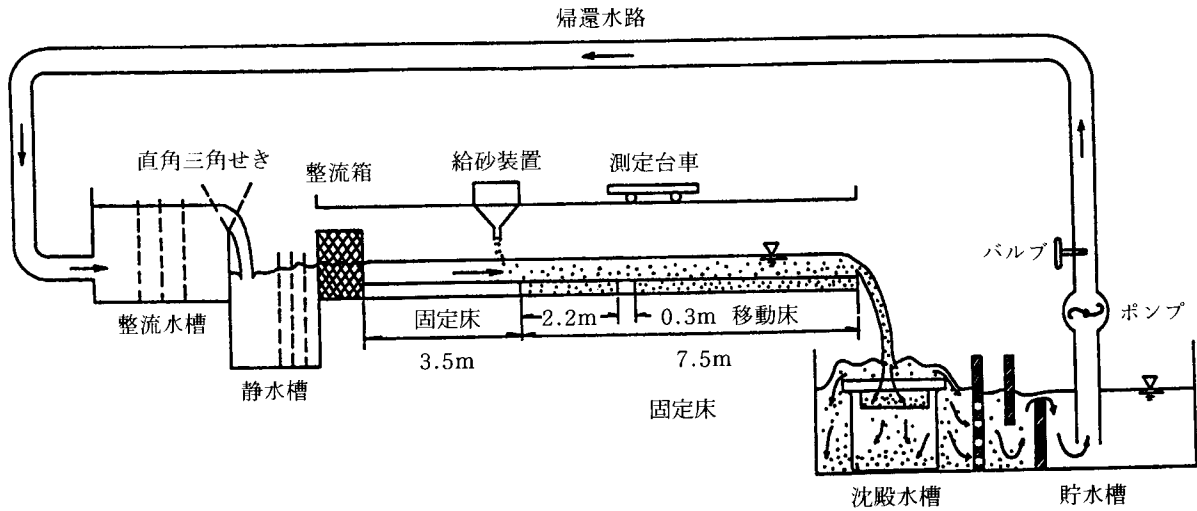


Fig. 2 Experimental apparatus.

子の動きを捉える目的で35mmカメラによる接写撮影を行った。カメラによる撮影ではASA1600カラーフィルムを使用し、標準レンズに接写リングを取り付けた。まず、標準レンズで河床波全体と水面位置を撮影し、次に河床波を2ないし3つの部分に分け砂粒子の軌跡を撮影した。

(5) 実験条件

河床波上の浮遊砂流の実験においては多くのパラメータが存在するが、本実験では水路勾配、流量の2つを変化させた。各々の水理条件は、流速・濃度測定についてはTable 1、可視化実験についてはTable 2に示すとおりである。ここで、波長はCrest to Crest法で測定したものである。平均水深は河床波の峰と谷の水深の平均値で定義した。

3. 測定結果及び考察

(1) 流速分布と濃度分布

流速分布と濃度分布の測定結果の代表例をFig. 3 (Run No. A-1.1), Fig. 4 (Run No. A-2.1), Fig. 5 (Run No. A-3.1) に示す。測定対象とした砂澱は、二次元と見なせるものとしているが、実際にはわずかに三次元性を有している。また、流速測定には約10~20分必要でありその間に河床波の形状が変化するため、クレストに対する位置がずれているものもある。このため、流速分布は厳密には流量を保存していない。また、測定に用いたプロベラ流速計の精度は約5.0cm/s程度であり、また正方向の流速しか測定で

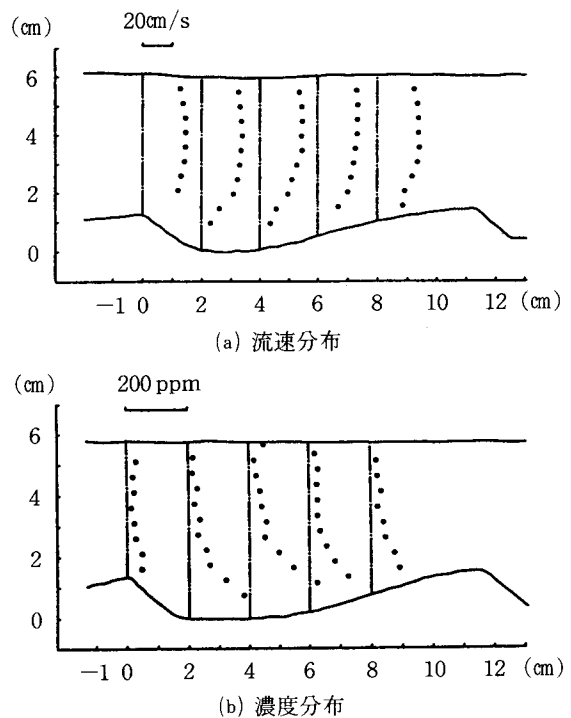


Fig. 3 Velocity and concentration distributions observed (Run A-1.1)

きなため、渦領域では不正確であることに注意を要する。

これらの流速分布図より砂澱上の流況について以下のことがわかる。

- 1) クレスト上において流速分布は、水深方向に一様に現れており底面付近では対数則分布をなす ($x=0.0$ cm, x はクレストから測った距離)。

Table 1 Experimental conditions for velocity and concentration measurements.

Run No.	I	Q (cm^3/s)	h (cm)	U (cm/s)	Re ($\times 10^3$)	Fr	u_* (cm/s)	λ (cm)	Δh (cm)	c (cm/s)	T ($^\circ\text{C}$)
A-1.1	1/350	2810	5.2	26.8	7.28	0.37	3.1	13.9	1.5	0.0082	10.8
A-1.2	1/350	2400	4.7	26.6	7.44	0.39	3.0	12.1	1.2	—	15.1
A-2.1	1/400	3380	5.7	29.9	9.23	0.40	3.0	12.5	1.3	—	14.1
A-2.2	1/400	2860	5.4	26.5	7.75	0.37	2.9	14.3	1.2	0.0058	12.1
A-2.3	1/400	2220	4.4	25.1	6.41	0.38	2.7	10.8	1.0	0.0034	12.0
A-3.1	1/450	3210	5.8	28.0	8.95	0.37	2.8	13.0	1.2	—	15.2
A-3.2	1/450	2500	4.7	26.6	7.10	0.39	2.6	12.8	1.0	0.0043	12.0
A-3.3	1/450	2190	5.0	22.1	6.00	0.32	2.7	10.3	1.1	—	12.7

Table 2 Experimental conditions for flow visualization.

Run No.	I	Q (cm^3/s)	h (cm)	U (cm/s)	Re ($\times 10^3$)	Fr	u_* (cm/s)	λ (cm)	Δh (cm)	T ($^\circ\text{C}$)
B-1.1	1/350	2750	4.7	29.3	7.36	0.43	3.0	13.3	1.2	12.0
B-2.1	1/400	3140	5.6	27.7	7.88	0.37	3.0	12.2	1.3	10.9
B-2.2	1/400	2780	5.0	28.1	9.03	0.40	2.9	12.6	1.0	19.0
B-2.3	1/400	2110	4.8	23.0	6.13	0.34	2.8	12.3	1.1	12.0

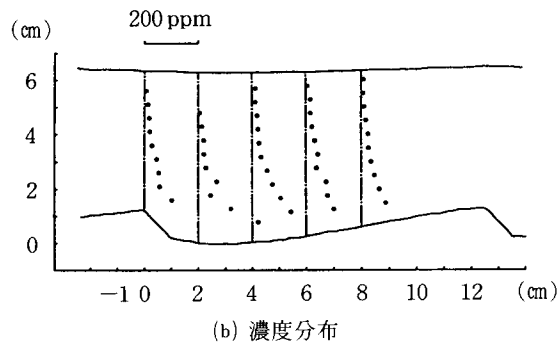
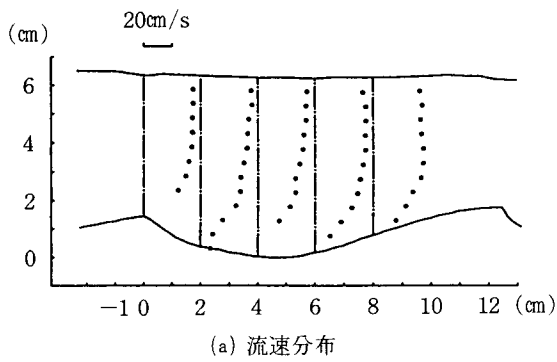


Fig. 4 Velocity and concentration distributions observed (Run A-2.1)

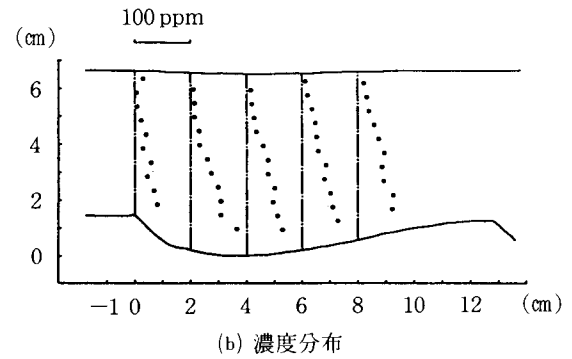
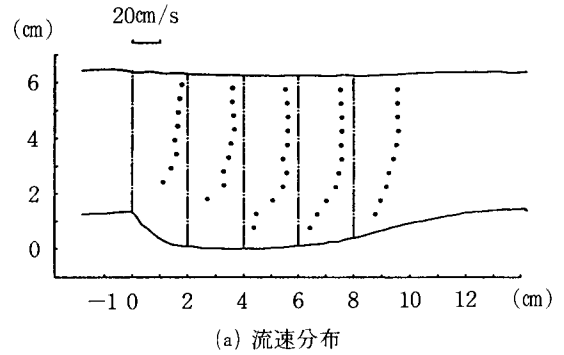


Fig. 5 Velocity and concentration distributions observed (Run A-3.1)

2) クレストの背後では、急激な水深の増加により流れが剥離し剥離渦を形成している ($x=2.0, 4.0\text{cm}$)。

3) クレストより剥離した流れは、下流側の砂漣の斜面で再付着する。再付着点の位置は、クレストより下流 $x=5.0\sim 7.0\text{cm}$ であった。砂漣の波高は $\Delta h=1.0\sim 1.4\text{cm}$ であり、 $x/\Delta h=5$ となる。この結果は従来の実験に基づく指摘^{2), 3)}とも良く一致している。

4) 再付着点からは、底面との粘性作用による境界層が発達し流速分布の歪は徐々に緩和する。また、底面が登り斜面となっているため、下流側クレストに向かって流速が加速され、 U の鉛直方向の分布が一様化する。

剥離渦の発生、非発生については、Zilker⁴⁾らが正弦波形上の流れに対して得られた関係が知られているが、河床波上の流れの場合よりは非常に大きな波高・波長比でなければ発生しないとされている。剥離を生じ易いことは河床波上の流れのひとつの特徴と言える。

濃度測定結果も流速分布と同様、砂漣の三次元性や河床波形状の時間的変化により若干データにバラツキがあるものの、以下のような分布特性を示すことがわかる。

1) クレスト上の濃度分布は、底面付近でやや大きい値を示すが全体的には一様な分布形を示す ($x=0.0\text{cm}$)。

2) 剥離領域にはいると、水深の50%以下の部分から濃度が増大する。すなわち濃度重心が低下し底面付近で高濃度となる分布形を示す ($x=2.0\text{cm}$)。 $x=4.0\text{cm}$ の断面ではさらに濃度勾配が急になるように発達している。この区間は剥離領域である。この部分で高濃度を示すのはクレスト頂部から巻き上げられる砂の多くが剥離渦に取り込まれ、回転運動によりこの部分に留まるためと考えられる。また、渦により剥離領域内で周期的な巻き上げが起こっておりこれがさらに濃度を高くしているものと考えられる。

3) 再付着後の濃度分布は、底面付近での濃度勾配は増加せず逆に減少する傾向にある。底面より上の部分では濃度は増加している。つまり、濃度重心は上へと移って行き下流側クレストに向かって濃度分布は一様化する ($x=6.0, 8.0\text{cm}$)。

(2) 浮遊砂粒子の可視化

クレスト背後の浮遊砂粒子の連続可視化写真を時間間隔0.22秒で撮影した。鮮明な写真を撮ることができなかったため、本論文では割愛するが、これらの写真より、クレスト背後に形成される大規模な渦運動の形成、崩壊過程を見ることができた。

可視化写真から得られた砂粒子の軌跡をデザイナー

で読み取り、プロッターで出力したものをFig. 6に示す。これらの図は分割して撮影した写真を1つの河床波に合成したものである。写真は、シャッタースピード1/125、露出2.0で撮影しており砂粒子の瞬間的な挙動が捉えられている。これらの図から砂粒子の運動特性が次のように明らかになる。

1) クレスト上では流れが縮流されまた底面が登り勾配のため、砂粒子は比較的大きな速度でやや上向きで移動している。クレストを越えると流れは剥離を起こす。ここでクレストの底面付近の粒子はその多くがこの剥離流線に沿って流下するか、その途中で渦の中に取り込まれる。底面より離れた上方を行く粒子はそのままやや上向きを保ったまま下流側クレストへ流れて行く。

2) 剥離渦内ではクレストの底面付近の砂が取り込まれるだけでなく、クレスト頂部より強い巻き込みがある。また、渦の内部でも底面から巻き上げを生じている。これらが剥離渦内の濃度を非常に高めている原因であると考えられる。

3) 再付着点は $x=5.0\sim 7.0\text{cm}$ の位置である。この点へは剥離流に沿って流れてきた砂粒子が激しく底面に衝突すると共に、ここよりやや下流側において非常に大きな上昇流を生じている。濃度分布のところで述べたように、再付着点より下流で濃度分布が重心を上に移し下流クレストに向けて濃度分布を一様化する傾向を示すのは、この上昇流によるものと考えられる。

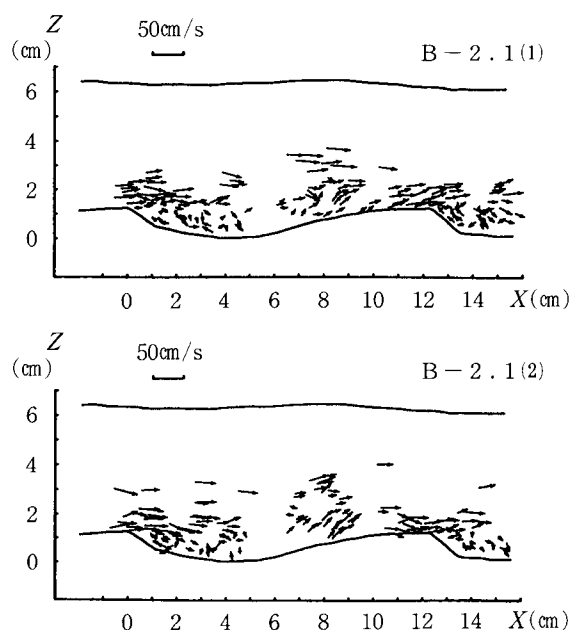


Fig. 6 Instantaneous velocity vectors of sand particles (Run B-2.1).

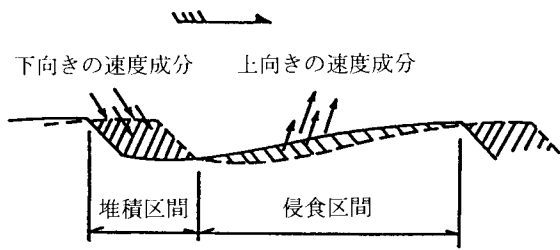


Fig. 7 Erosion and deposition of sand particles associating with moving sand waves.

4) 以上のことより推測されることは、クレストより再付着点までの区間では堆積の傾向を示し、再付着点より下流側クレストの区間では侵食の傾向にあるということである。剥離渦内は速度が遅いゆえに高濃度のためかなりの粒子が堆積の傾向にあると考えられる。再付着点では非常に強い上昇流を生じており、これが剥離渦内の一部の粒子と底面の砂粒子を巻き上げ侵食傾向を示すものと考えられる。実際、砂澱は下流に向かって移動しており、Fig. 7のように剥離領域では堆積、再付着点より下流では侵食が行われているということは妥当な結果であるといえる。

次に砂粒子の周期的な運動について考察する。35mmカメラと、ビデオカメラによる可視化の結果から次のような砂粒子の運動の時間的、空間的特性がわかった。

- 1) クレストからは非常に大きな速度勾配に起因して間欠的に小さな渦が放出される。
- 2) この渦は次第に成長しながら剥離流線に沿って流下し再付着点に達する。
- 3) 砂粒子は水よりも慣性が大きいため再付着点からやや下流の底面に衝突する。渦は再付着点付近の剥離渦内の一部と底面の砂を巻き込み強い上昇流を誘起する。

このような一連の運動が、ある一定の周期をもって発生している。上述の一連の運動の周期、つまりクレストからの渦の放出あるいは再付着点からの上昇流の発生周期を求めたところ約0.3~0.8秒間隔であった。これに対するストローハル数は、0.06~0.16となった。これを円柱後方のカルマン渦の発生周期と比較してみるとレイノルズ数が比較的小さい領域 (Re数が約90) に相当する。なお、ストローハル数 S_i は次式で計算した。

$$S_i = \Delta h / TU_m \quad (1)$$

ここで Δh は波高、 T は渦の発生周期、 U_m は平均流速である。一般には Δh の代わりに水深を用いるが、板倉²⁾によれば河床波上の流れにおいては波高の方が

よい相関を与えるとしている。

(3) 浮遊砂輸送量の分布

Fig. 8に測定結果より求めた浮遊砂のフラックスCUの分布の代表例を示す。輸送量の分布はクレスト上 ($x = 0$ cm) では底面付近で大となっている。これは濃度、流速分布で示したように底面での濃度が大きく流速はほぼ一様に分布しているためである。剥離領域においては ($x = 2$ cm), 渦の影響で流速が非常に小さくなっているため、高濃度にも関わらず輸送量は小さい。この区間ではCUの最大値が底面付近ではなくやや上の位置にある。この位置は可視化の結果より明らかのように剥離流線 (剥離渦) に沿った点であることがわかる。再付着点より下流においては ($x = 6, 8$ cm), 底面付近での流速が境界層の発達してくることと縮流になっていることより速くなっている。従って底面付近の輸送量が増し、底面付近へ最大値が移ってくる。また、再付着点では強い上昇流のため多くの砂が巻き上げられ下流へ輸送される。そのため底面より上方の部分で輸送量が増大し、分布形が一様化する傾向にある。

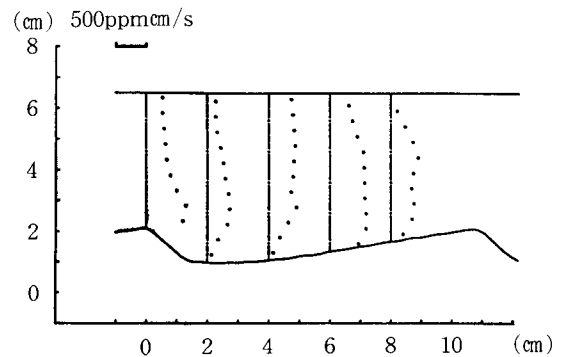
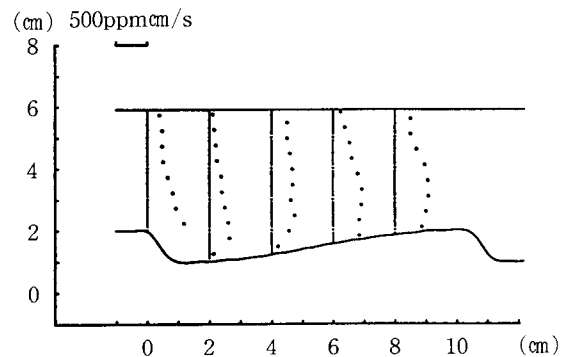


Fig. 8 Sand particle flux in the flow direction (Run A-3.3).

(4) 底面からの砂の浮遊連行

浮遊砂濃度の底面の境界条件として、基準点高さでの濃度の値を与える濃度型の境界条件、基準点高さで濃度フラックスを与えるフラックス型の境界条件、及びこれらを混合した境界条件が考えられる¹¹⁾。著者らは、非平衡の浮遊砂濃度の底面の条件として、フラックス型の境界条件が妥当であると考え、非平衡浮遊砂流の解析を行った⁷⁾。フラックス型の境界条件は、次のように与えられる。

$$\overline{u'c'} = -\frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial z} = E(a) \quad (2)$$

ここで、 $-\overline{u'c'}$ は濃度速度相関、 ν_t は渦動粘性係数、 σ_t は乱流シュミット数、 $E(a)$ は $z=a$ での浮遊砂の上向きのフラックスである。著者らは、浮遊砂の上向きのフラックスの無次元表示として、次のような砂の連行係数を提案している^{7), 14)}。

$$E(a) = v_s E_s \quad (3)$$

ここで、 v_s は砂の清水中での沈降速度である。著者の一人は、砂の連行係数を既存の平衡浮遊砂流の実測値から求め、さらに次元解析によりその結果を再整理した後、次のような関係式を導いた¹²⁾。

$$E_s = 3.0 \times 10^{-12} \times Z^{10} (1 - Z/Z_c) \quad (4)$$

ここで

$$Z = u_* \sqrt{R_p} / v_s \quad (5)$$

$$R_p = \sqrt{RgD_s} D_s / \nu \quad (6)$$

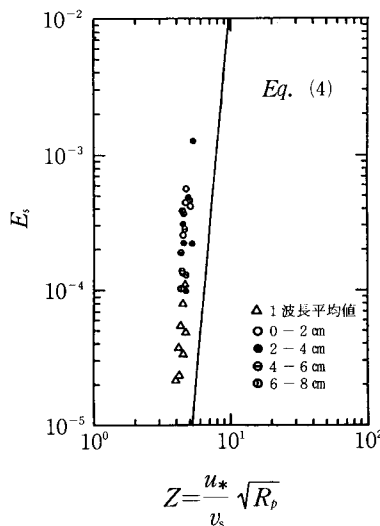


Fig. 9 Relation between the sand entrainment coefficient E_s and the non-dimensional number Z .

であり、 R は砂粒子の水中比重、 g は重力加速度、 D_s は砂の中央粒径、 ν は水の動粘性係数である。また、 $Z_c=5.0$ は砂の浮遊限界を表す。式(4)、(5)より、砂の連行係数は、流れの特性量としての底面での摩擦速度 u_* と、砂粒子の特性量である沈降速度 v_s と粒子レイノルズ数 R_p の関数であることを示している。

非平衡状態にある砂の連行係数を実験的に求めるためには、浮遊砂の輸送方程式の断面積分を行い、さらに流下方向に差分化する必要がある⁷⁾。すなわち、

$$E_s = c_b + \frac{1}{\Delta x v_s} \left(\int_a^h uc \, dz \Big|_{x=x_2} - \int_a^h uc \, dz \Big|_{x=x_1} \right) \quad (7)$$

である。但し、河床変動の影響は十分小さいと考え無視している。

砂漣上の流れは局所的にみれば非平衡状態にあり、砂漣の形成維持機構を知るためには、この局所的な挙動を知ることが必要である。一方、流下方向の浮遊砂量を知るためには、1波長単位で見た砂の連行係数が重要となる。そこで式(7)を用いて、各測定断面間と1波長平均の砂の連行係数を求めた。Fig. 9にその結果を無次元数 Z に対して示す。ここで、沈降速度については温度の影響を考慮しRubeyの式より実験時の水温での沈降速度を推定している。図中の実線は式(4)である。1波長平均の値はFig. 10のようにクレスト上の水深を基に基準点高さを決めた。各断面で得られた連行係数の値と1波長平均の値を比較してみると、当然ながら平均の値のほうが小さな値を示している。しかし、ここで注目すべき事は、両者共にほぼ同一直線上に分布していることである。このことは、連行係数 E_s が流れの局所的な非平衡性には直接左右されず無次元数 Z の関数として一般的に表されることを意味する。

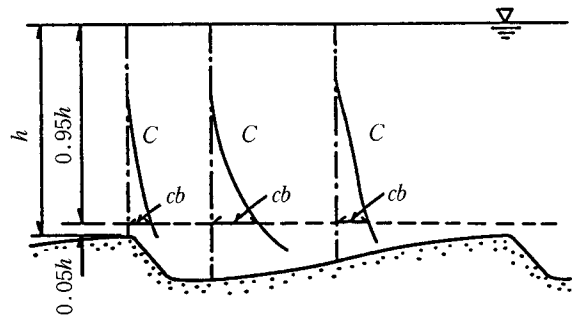


Fig. 10 Definition of the reference level over sand waves.

一方、本実験結果は式(4)で与えられる浮遊限界より小さい側にプロットされており、連行されやすい傾向を示している。この理由として考えられるのは、本実験で設定した移動床が浸水履歴の少ないことである。このため、式(4)を求めたデータと今回の実験条件が幾分異なっている可能性がある。

4. $k-\epsilon$ 乱流モデルによる数値解析

(1) 基礎方程式

本研究では、浮遊砂流に $k-\epsilon$ 乱流モデルを適用して数値計算を行った。 $k-\epsilon$ モデル¹³⁾ の浮遊砂流への応用は、Celik and Rodi⁸⁾ によってなされており、また、著者ら^{4), 7)} によって十分に検討されている。従って、砂漣上の浮遊砂流についても、かなりの精度での予測が可能であると推察されたからである。本研究では、任意形状の流路に適用できる浮遊砂流数値計算手法(河原¹⁴⁾)を用いた。座標と記号をFig. 11に示す。

砂が浮遊状態で輸送される場合を考える。流れは二次元定常で、充分発達した乱流状態にある。このとき、浮遊砂流はデカルト座標系 (y^1, y^2) において、以下に示す連続の式、運動方程式、浮遊砂の拡散方程式、乱れエネルギーの収支式、分子粘性逸散率の輸送方程式、渦動粘性係数の式により記述できる。

(1) 連続の式

$$\frac{\partial v^i}{\partial y^i} = 0 \quad (8)$$

(2) 運動方程式

$$\frac{\partial v^i v^j}{\partial y^j} = -\frac{\partial}{\partial y^i} \left\{ \frac{p}{\rho} + \frac{2}{3} k + (1+Rc) g_a z^* \right\} + \frac{\partial}{\partial y^j} \left\{ (\nu_t + \nu) \frac{\partial v^i}{\partial y^j} \right\} + \frac{\partial}{\partial y^j} \left\{ (\nu_t + \nu) \frac{\partial v^j}{\partial y^i} \right\} \quad (9)$$

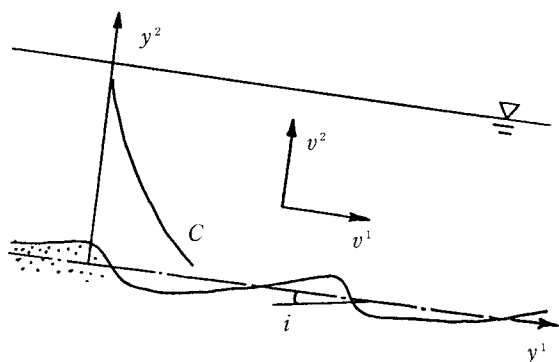


Fig. 11 Coordinate system and symbols.

(3) 浮遊砂の拡散方程式

$$\frac{\partial v^i c}{\partial y^i} = \frac{\partial}{\partial y^i} \left\{ \left(\Gamma + \frac{\nu_t}{\sigma_c} \right) \frac{\partial c}{\partial y^i} \right\} + \frac{\partial v_i c}{\partial y^i} \delta_i^j \quad (10)$$

(4) 乱れエネルギーの収支式

$$\frac{\partial v^i k}{\partial y^i} = \frac{\partial}{\partial y^i} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y^i} \right\} + \nu_t \left(\frac{\partial v^i}{\partial y_j} + \frac{\partial v^j}{\partial y_i} \right) \frac{\partial v_i}{\partial y^j} + R g_a \frac{\partial z^*}{\partial y_i} \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial c}{\partial y^i} - \epsilon \quad (11)$$

(5) 分子粘性逸散率の輸送方程式

$$\frac{\partial v^i \epsilon}{\partial y^i} = \frac{\partial}{\partial y^i} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y^i} \right\} + c_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \left\{ \nu_t \left(\frac{\partial v^i}{\partial y_j} + \frac{\partial v^j}{\partial y_i} \right) \frac{\partial v_i}{\partial y^j} \right\} + (1-c_{3\epsilon}) R g_a \frac{\partial z^*}{\partial y_i} \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial c}{\partial y^i} - c_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (12)$$

(6) 渦動粘性係数

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (13)$$

ここに、 v^i はデカルト座標系での流速ベクトル成分、 p は圧力、 c は浮遊砂濃度、 g_a は重力加速度、 z^* は基準点からの高さ、 ν は水の動粘性係数、 Γ は分子拡散係数である。また、 ρ は浮遊砂流の密度 ($= \rho_0 (1 + Rc)$)、 R は浮遊砂の水中比重 ($= (\rho_s - \rho_0) / \rho_0$)、 ρ は浮遊砂の密度、 ρ_0 は清水の密度、 v_s は静水中での浮遊砂の沈降速度、 δ はクロネッカーのデルタである。添え字については総和の規約を適用している。ここで上付きの添え字は反変成分を、下付きの添え字は共変成分を意味する。

(2) 境界条件

境界条件は、次のように与えられる。水面では、レイノルズ応力及び圧力が零となる。また、水面は流線である。 k 、 ϵ に対しては対称条件を適用する。水面では、浮遊砂のフラックスが零となる。以上をまとめると、水面での境界条件は、次のように表される。

$$\frac{\partial v^1}{\partial n} = 0 \quad (14)$$

$$v^1 \frac{\partial z^*}{\partial y^1} - v^2 = 0 \quad (15)$$

$$p = 0 \quad (16)$$

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0 \quad (18)$$

$$v_s c + \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial n} = 0 \quad (19)$$

ここで、 $\partial/\partial n$ は水面の法線方向の微分を意味する。

底面では、乱流モデルの解析によく用いられる壁関数法を適用する。浮遊砂に対しては、底面での濃度のフラックスを連行係数で与える。また、底面も一つの流線である。以上をまとめると底面での境界条件は、次の表すことができる。

$$\frac{v^1}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(E \frac{n_p u_*}{\nu} \right) \quad (20)$$

$$v^1 \frac{\partial z}{\partial y^1} - v^2 = 0 \quad (21)$$

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{c_\nu}} \quad (22)$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{kn_p} \quad (23)$$

$$-\frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial n} = v_s E_s \quad (24)$$

ここで、 z は底面の形状であり、 n_p は底面付近の格子点と底面との距離を表し、 $\partial/\partial n$ は底面の法線方向の微分を表す。 u_* は底面の摩擦速度である。

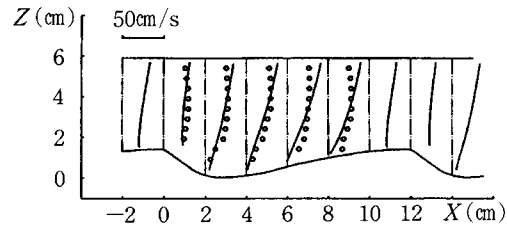
流入断面では、 v_1 , v_2 , c , k , ε の全ての値を代入することとし、流出断面では、これらの流下方向の微分を零とする。

以上のように基礎方程式と境界条件が得られた。河原¹⁴⁾は、一般曲線座標系に基礎方程式を変換し、任意の境界形状の流れの解法を容易にするモデルを提案している。ここでは、河原に従い一般曲線座標系を用いて基礎方程式を書き直した。テンソル形式で得られた基礎方程式をもとにSIMPLE法¹⁵⁾により、方程式の離散化を行った。このようにして得られたモデルは、任意の境界を持つ流れの解析に有効である。

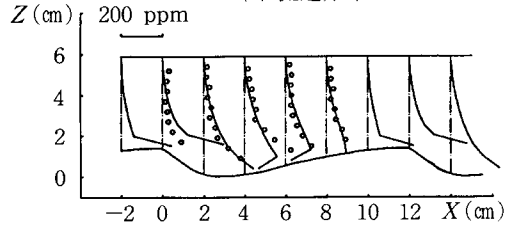
(3) 数値解析結果

砂漣上の流れを計算するに当たり次のようにした。

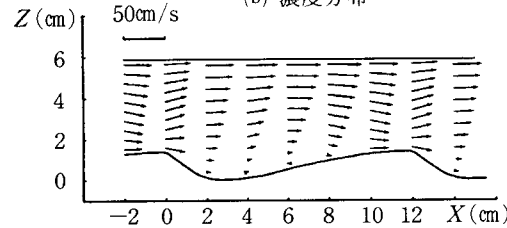
- 1) 初期値は、 v_1 についてはクレスト上の実測値を水深に応じて与え、その他の量には適当な値を一様に与えた。濃度に関して初期値はゼロで与えた。
- 2) 計算は、同じ形状の砂漣が連続して存在しているものと仮定して5波計算した。5波目においては砂漣の形状に適合した流れ場になっているものと考えられ



(a) 流速分布

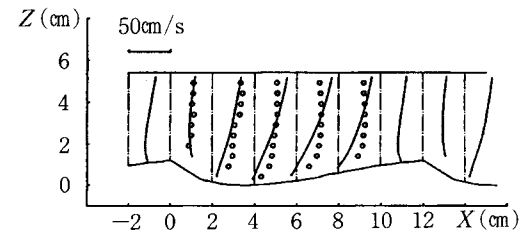


(b) 濃度分布

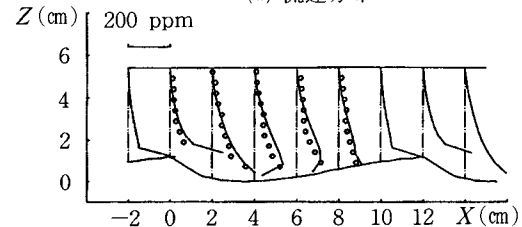


(c) 流速ベクトル

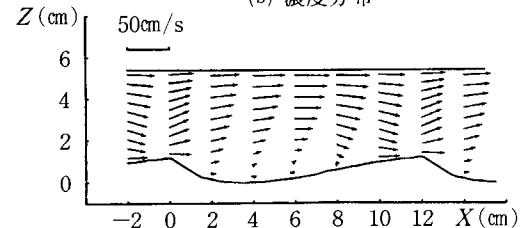
Fig. 12 Comparison of numerical solutions and experimental data. (a) velocity distribution. (b) concentration distribution. (c) velocity vectors. (Run A-1.1)



(a) 流速分布



(b) 濃度分布



(c) 流速ベクトル

Fig. 13 Comparison of numerical solutions and experimental data. (a) velocity distribution. (b) concentration distribution. (c) velocity vectors. (Run A-1.2)

る。

3) 河床形状については、実験値よりフーリエ級数展開した結果を関数の形で与えた。

4) 水面形状は一定水深 ($H(x') = \text{const}$) として与えた。

砂漣上の流れに対する数値解析結果を実測値と比較してFig.12, に示す。流速分布を比較してみると、クレスト上の分布は比較的良く一致しているものの、剝離域の水面近傍では計算結果が大きな値を示している。これは剝離渦の影響によるものである。剝離渦は三次元性が強く、実験結果ではこの区間での流量の保存は満たされていない。そのため実験値では剝離があるにもかかわらず水面近傍での流速はそれほど速くない。再付着後の流れでは底面付近の流速は再現されている。

濃度分布は流速分布に比べて、計算値と実測値はかなりよく一致している。特にクレストから2.0cmの位置では、濃度がきわめて大きくなるが、計算結果はこのことをよく説明している。また、 $x=4.0\text{cm} \sim 6.0\text{cm}$ では、底面付近で濃度勾配が正になっており、この付近で堆積を生ずることを示唆している。但し、濃度の実測値では正の勾配は現れておらず、さらに詳細な測定が必要である。

流速ベクトルの図を見ると、可視化実験で明かとなった再付着後の強い上昇流は再現されていない。反対に剝離渦の影響が強く下向きの流速成分の方が大きい。可視化実験で観察された上昇流は、周期的に発生するものであり、非定常の現象である。計算では流れを定常として扱っているため、時間平均の現象しか表現できない。このため、再付着後の強い上昇流を再現できなかったものと考えられる。

実験結果については精度の面の問題はあるが、計算値は剝離渦を多少大きく評価しているようである。この理由として考えられるのは、剝離渦自身のもつ三次元性、非定常性があげられよう。またモデルにおいても、剝離領域に対して「壁関数法」がどれほど適合性を有するのか精度の面で疑問が残る。以上のように、計算結果と実験結果の比較において詳細な部分では異なる点があるものの、全体的には計算結果は定性的な流れと浮遊砂の状況を再現していると言える。

5. 結 論

本研究は、砂漣上の浮遊砂流についてその1波長内での流速、濃度の各成分の変化過程を実験により検討し、 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる数値解析を行った。その

結果次の事が明らかとなった。

(1) 砂漣上の流れを支配しているのは、クレスト背後に生ずる剝離渦と再付着点より発生する強い上昇流であることが可視化実験の結果より明らかとなった。特に再付着点から発生する上昇流は沈降速度を大きく超えるものが生じており、砂の浮遊に大きな影響を及ぼしている。

(2) クレストより再付着点までの区間では剝離渦による砂の巻き込みのため底面付近の濃度が増加する。再付着後はそこから発生する上昇流のため濃度分布の重心が上に移り下流側クレストに向かって分布形は一様化する。

(3) 浮遊砂輸送量 (浮遊砂フラックス:CU) の分布は、クレストから再付着点までの区間では剝離渦外縁に沿った位置で最大値を取り、再付着後は上昇流により底面よりやや上で最大値を取ることがわかった。

(4) 砂の無次元連行係数を1波長内の各断面間と1波長平均で求めた結果、連行係数は局所的な流れの状態に関係なく普遍的に表せる。

(5) 複雑な幾何形状を有する流路に対する二次元浮遊砂流を計算するため、一般曲線座標系を採用しその上で基礎方程式を導いた。この結果より、任意形状の二次元浮遊砂流に対する汎用的な数値計算法を導いた。

(6) 本研究で開発した数値解析手法は、砂漣上の流速分布、浮遊砂の濃度分布の概略を説明できる。但し、剝離渦の形成領域などの再現性は必ずしもよくない。この点は、数値解析手法をさらに改善する必要があり、精度の良い実験と共に今後の課題としたい。

謝 辞

数値計算について熱心な討議を頂いた河原能久東京大学助教授に深甚なる謝意を表します。また、実験において熱心に協力された長岡技術科学大学大学院修士中村茂、市山誠の両君に対して深甚なる謝意を表します。

参考文献

- 1) Raudkivi, A.J. : Study of Sediment Ripple Formation, *Proc. ASCE*, HY6, 1963.
- 2) 板倉忠興：河川における乱流拡散現象に関する研究，北海道大学学位論文，1986.
- 3) 関根正人，吉川秀夫：砂澱上の浮遊砂流に関する実験的研究，土木学会論文集 第387号，1987.
- 4) 福嶋祐介：開水路浮遊砂流の乱流構造の解析，第30回水講演文集，1986.
- 5) Fukushima, Y. and Fukuda, M. : Analysis of Turbulent Structure of Open-Channel Flow with Suspended sediments, *Jour. of Hydros. and Hydraulic Eng.*, Vol. 4, No. 2, 1986.
- 6) 福田雅晴，福嶋祐介：浮遊砂流に対する $k-\epsilon$ 乱流モデルの適合性について，第31回水講演文集，1987.
- 7) 福嶋祐介，福田雅晴：乱流モデルによる非平衡浮遊砂流の解析，第32回水講演文集，1988.
- 8) Celik, I. and Rodi, W. : Mathematical modeling of suspended sediment transport in open channels, 21st *IAHR Congress, Melbourne, Australia*, 1985.
- 9) De Vantier, A. and Larock, E. , Sediment transport in stratified turbulent flow, *J. Hydraulic Engineering*, Vol. 109, No. 12, ASCE, 1983.
- 10) Zilker, D.P. and Hanratty, T.J. : Influence of the amplitude of a solid wavy wall on a turbulent flow, Part 2. Separated flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 90, Part 2, 1979.
- 11) 岡部健士：貯水池における堆砂過程とその予測に関する基礎的研究，京都大学学位論文，1982.
- 12) Akiyama, J. and Fukushima, Y. : Entrainment of noncohesive bed sediment into suspension, *External Memorandum No. 195, St. Anthony Falls Hydraulics Laboratory, Univ. of Minnesota*, 1985.
- 13) Rodi, W. : Turbulence model and their application in hydraulics, *State of the Art paper, IAHR*, 1980.
- 14) 河原能久：複断面開水路流れの3次元数値解析と河川工学への適用に関する研究，東京大学学位論文，1988.
- 15) Patanker, S.V. : コンピュータによる熱移動と流れの数値解析，（水谷，香月共訳），森北出版，1985.