

停滞性沿岸域における海底境界層の乱流特性と 懸濁粒子の挙動

川 西 澄*・余 越 正一郎**

1. はじめに

沿岸域の海底近傍には海底高濁度層と呼ばれる、中層に比べて懸濁粒子濃度の高い、濁った底層が存在していることが多い(Kawana ら, 1984)。海底高濁度層を形成している懸濁粒子は、沿岸海域の富栄養化や貧酸素水塊の発生、底生生物の生態などに深く関わっている(星加ら, 1996)。従来の研究によれば、比較的潮流が大きく濁度変動が流速変動とよく一致する場合(Kawana ら, 1981)のほかに、潮流が非常に弱く底層の流れと濁度の間に明瞭な関連が見られない場合(谷本ら, 1991)があるが、両者とも海底近くの乱流が海底高濁度層の形成に関わっていると考えられている。従って、堆積物の巻き上げがある無しに関わらず、海底乱流境界層に関する知識が海底高濁度層の形成機構を明らかにするために必要不可欠である。しかし測定の困難さのために、停滞性の強い沿岸域における海底境界層の乱流と懸濁粒子濃度の変動に関する研究は殆どない。

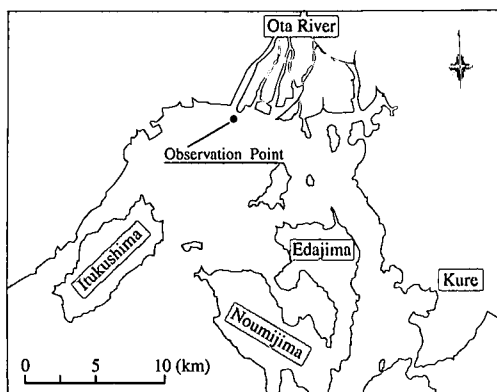
本研究の目的は、停滞性の強い広島湾奥部における流速と懸濁粒子濃度の同時連続観測から、Reynolds 剪断応力や懸濁粒子の乱流フラックスなどを評価するとともに、これらの burst event 構造を調べ、停滞性の強い海底境界層における乱流特性と懸濁粒子の挙動を明らかにすることである。

2. 方法と測定装置

(1) 観測方法

1996 年 11 月 11 日 8:40~17:00 にかけて、広島湾奥部(図一)の海底境界層において流速、超音波の散乱強度、濁度、塩分の連続観測を行った。

観測地点(34°21'08"N, 132°24'22"E)の平均水深は約 10 m である。観測当日の天候は曇りで風は殆どなく、海面は静穏であった。流速測定には高精度(分解能 0.1 mm/s⁻¹)な超音波ドップラー流速計(Nortek-ADV)を使用した。底層における流れと懸濁粒子濃度を同時測定するために、ADV、赤外散乱光式濁度計(北斗理研製 MA-



図一 観測地点

1001; 以下では OBS と呼ぶ), 採水用のビニールチューブを海底設置用フレームに取り付け、測定領域の中心が海底上 0.25 m の高さになる様にセットした。ADV の姿勢検出用コンパス・2 軸傾斜角センサーの出力と OBS のデータは、ADV のサンプリング(周波数 20 Hz)に同期させて AD 変換し、連続記録した。以上の測定に加えて、超音波ドップラー流速分布計(Nortek-ADP)を用いて、流速と超音波散乱強度の鉛直分布の測定もあわせて行った。本研究で使用した ADP の超音波周波数は 1.5 MHz、ビーム傾斜角 25°である。ADP のセンサーヘッドは海底直上に上向きで設置し、測定層厚 0.5 m、2 分平均のデータを連続記録した。最も海底に近い測定層の中心位置は海底上 0.8 m である。また、ADP のセンサーヘッドには水温と圧力(水深)センサーが組み込まれている。

非定常流場であるから、平均流と乱れ成分の分離および、乱流量を求める際のデータ長の決定が問題となる。後述するように、スペクトル解析によって、乱流フラックスに寄与している周波数成分を調べたところ、乱流フラックスに寄与している変動成分の殆どが 10⁻³~10⁰Hz の周波数領域に含まれていることがわかった。そこで、この周波数帯を通過させるバンドパスフィルターによって乱流成分を取り出し、乱流量を求める際のデータ長は 20 分とした。

* 正会員 工博 広島大学 助教授 工学部第四類

** 正会員 工博 広島大学 教授 工学部第四類

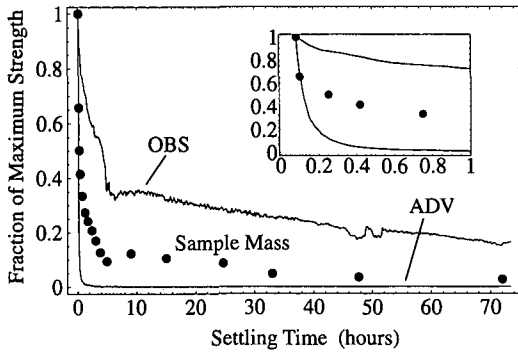


図-2 沈降実験における ADV, OBS の散乱強度と平均懸濁粒子濃度の経時変化

(2) 現地底泥の沈降実験

ADV は 10 MHz の超音波ビームを放射し、水中に存在する懸濁粒子によって散乱される超音波のドップラーシフトを利用して流速を測定するため、流速とともに超音波の後方散乱強度が同時に得られる。Kawanisi ら (1997) は、この後方散乱強度から懸濁粒子濃度を求めているが、散乱強度は濃度のほかに粒子粒径の影響を受けるため、粒径に関する情報を何らかの方法で得る必要がある。

川西ら (1998b) は超音波と赤外線の散乱特性の違いを利用して、懸濁粒子を推定している。ADV と OBS を設置した水槽内で、持ち帰った現地底泥を気泡が混入しないように注意し、攪拌・懸濁させた後放置して、懸濁粒子の沈降にともなう濃度と粒径分布の変化を ADV と OBS の後方散乱強度とともに 72 時間測定した結果を図-2 に示す。ただし、散乱強度と濃度は初期値で規格化している。懸濁粒子によって超音波がレイリー散乱、赤外線がミー散乱を起こしているため、ADV の散乱強度は採水サンプルから求められた濃度 C より速やかに減少し、OBS の散乱強度は逆に C よりもゆっくりと減少している。懸濁粒子濃度 C と ADV, OBS の散乱強度 I_A, I_O の間には、理論的には $C \propto I_A^{1/4} I_O^{3/4}$ の関係が予想される (川西ら, 1998b)。沈降実験のデータから、散乱強度 I_A, I_O と濃度 C の間の関係を最小 2 乗法によって求めた結果、

$$C = 1.61 I_A^{0.21} I_O^{0.77} \dots\dots\dots (1)$$

の関係が得られた (相関係数 0.98)。

3. 結果および考察

(1) 流速、懸濁粒子濃度と乱流フラックス

観測時の太田川からの淡水の流入量はわずかで、観測地点の平均塩分は、約 30 psu で大きな変化もなかった。底層濁度の高い時と低い時における懸濁粒子濃度と水平合成流速の鉛直分布を図-3(a), (b) に示す。懸濁粒子

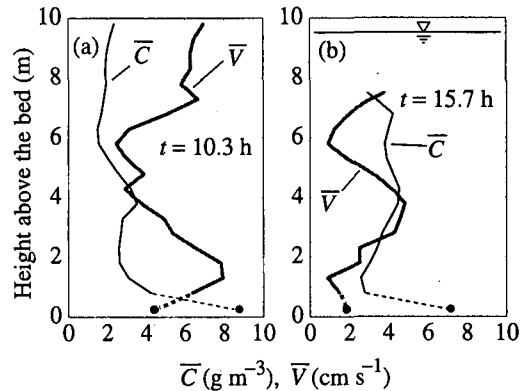


図-3 懸濁粒子濃度と平均流速の鉛直分布

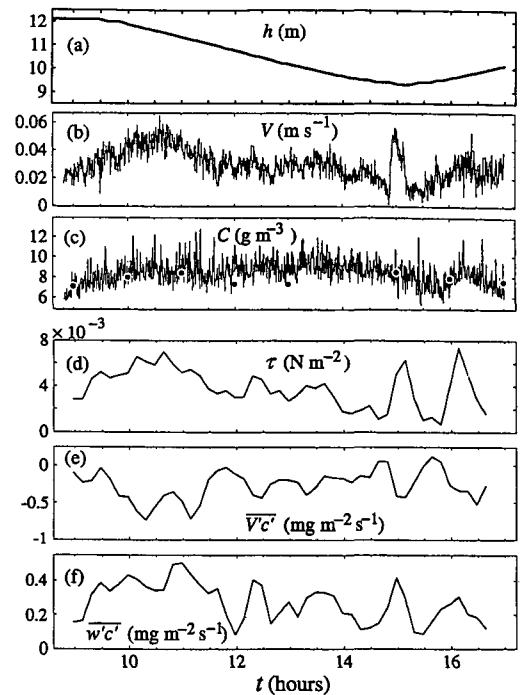


図-4 水深と海底上 0.25 m における (b) 水平流速, (c) 懸濁粒子濃度, (d) Reynolds 剪断応力, (e), (f) 懸濁粒子の主流方向と鉛直方向乱流フラックス, の経時変化

濃度の鉛直分布は、音波の拡散と海水による吸収を補正した ADP の散乱強度から推定したものである (川西ら, 1998a ; 川西ら, 1998b)。ただし、黒丸で示してあるのは後述する ADV による測定値である。冬季になると海底高濁度層は消滅すると言われているが (谷本ら, 1991)、図-3 からわかるように、海底上 1 m 程度の高さから海底に向かって急激に濃度が増加しており、厚さは薄いものの 11 月でも海底高濁度層が存在していることがわか

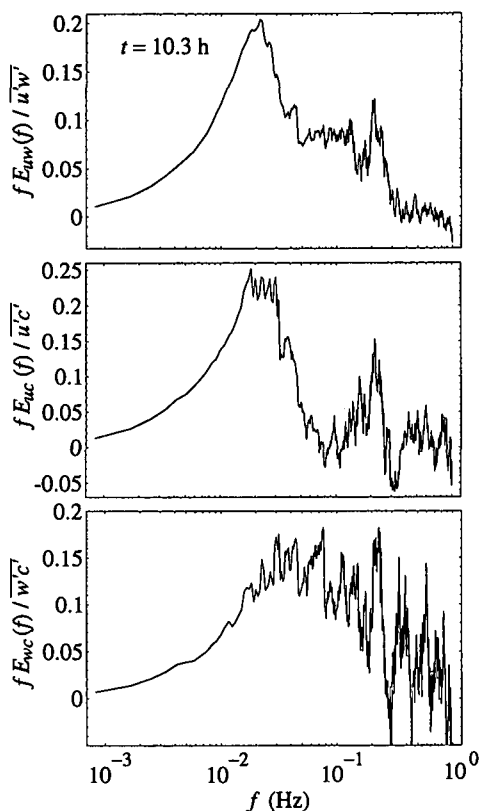


図-5 運動量と懸濁粒子の乱流フラックス

る。

底層における水平合成流速と懸濁粒子濃度の経時変化を図-4(b), (c)に示す。懸濁粒子濃度は、沈降実験から得られた(1)式を用いてADVとOBSの散乱強度から求めたものである。ただし、現地の懸濁粒子はブロックを形成しており、ブロックの状態は沈降実験におけるものと異なっている可能性が大きい。従って、(1)式を用いることには問題もあるが、現地で得られている採水サンプル数が少ないことと濃度変化が小さいため、現地データを使ってキャリブレーションを行うことは難しいことから、本研究では(1)式をそのまま用いることにする。

海底上0.25 mの高さにおける観測期間中の水平流速 $\bar{V}$ は0.05 m/s以下で、海水流動は微弱である。図-4(c)に示すように、ADV、OBSの散乱強度から求められた懸濁粒子濃度は、採水・濾過から得られた濃度とほぼ一致している。水平流速と懸濁粒子濃度の経時変化は異なっており、流速の増減に対応して濃度が変化しているようには見えない。

底層($z=0.25$ m)で測定された長さ20分のデータから線形トレンドを除去し、流速と濃度の変動のコスペクトルを求めた結果を、図-5に示す。ただし、流動が弱く

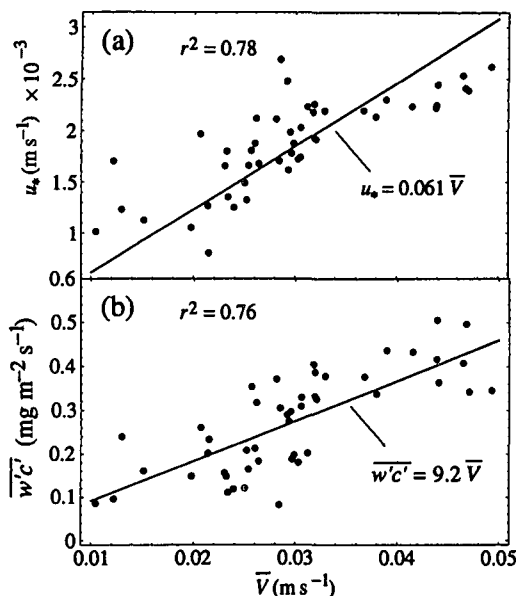


図-6 平均流速と(a)摩擦速度, (b)懸濁粒子の鉛直フラックス

乱れが弱い場合、1 Hz以上の周波数成分はSN比が低く精度が悪いので、ローパスフィルターによって除いている。運動量の鉛直乱流フラックスと懸濁粒子の水平乱流フラックスへの寄与が最も大きいのは、0.02 Hz(周期50秒)付近の変動成分である。一方、懸濁粒子の鉛直乱流フラックスに大きく寄与している変動成分の周波数は、これよりやや高く、0.05 Hz付近を中心とする変動成分である。境界層厚さ δ を1 mとすると、バースト周期 $T_b \approx 2\delta/\bar{V}$ から、50秒程度となり、運動量の鉛直乱流フラックスへの寄与が最も大きい変動成分の周期に一致する。

図-4(d)にReynolds剪断応力の経時変化を示す。ただし前述したように、Reynolds応力はブロック長20分のデータから評価している。流速が0.05以下と小さいため、剪断応力は0.008 Nm⁻²未満と小さく、潮流によって粘土・シルトといった海底堆積物の侵食・再浮上が起こっているとは考えられない。そのため、前述したように、流速の増減に対応した明瞭な濃度変化は見られない。

一方、Reynolds剪断応力と図-4(e), (f)に示す懸濁粒子の乱流フラックスは流速の変化に対応して、増減していることがわかる。このことから、海底高濃度層中の懸濁粒子は沈降速度が小さく、弱い乱れでも浮上すると考えられる。主流方向の乱流フラックス $\overline{V'c'}$ は負、鉛直方向のフラックス $\overline{w'c'}$ は正であり、高濃度の流体が低速上昇流(ejection)に、低濃度の流体が高速下降流(sweep)に結び付いていることを示している。

平均流速と摩擦速度、懸濁粒子の鉛直乱流フラックスの関係を図-6(a), (b)に示す。図-6には回帰直線と相

関係数も示してある。図-6(a) から、海底摩擦係数は 3.6×10^{-3} となり、通常使われている値より大きい。ただし、鷺見 (1981) が示しているように、摩擦係数は流速の大きさによって変化し、流速が小さいほど大きくなる傾向がある。図-6(a) にもこうした傾向がみられる。このことは、潮流が弱く Reynolds 数が小さい海底境界層の流れが、完全粗面乱流とはみなせない事を示している。

図-6(b) から、懸濁粒子の鉛直乱流フラックスが平均流速に比例して増加している事がわかる。平均流速と鉛直乱流フラックスの関係が、図中に示した原点を通る回帰直線で表されることから、懸濁粒子の鉛直フラックスが発生する限界流速 (限界剪断応力) は極めて小さいと考えられる。

(2) 乱流フラックスの event 構造

乱流特性量間の相対比の平均値を表-1 に示す (σ_w : 主流方向の乱れ速度)。表-1 には比較のため、鷺見 (1981) によって示されている値 (イタリック体) も同時に載せてある。本研究で得られた乱流特性量間の相対比は、鷺見 (1981) の浅海域における測定値と同程度である。鉛直方向の乱れ速度と平均流速の比 $\sigma_w/\bar{V}$ は、鷺見による値より大きくなっているが、これは相対高さ (z/h) の違いによるものであろう。

停滞性が強く乱れエネルギーが低い、海底境界層における乱流特性は、発達した乱流境界層のものとは異なる可能性があるが、研究例が殆どないため、よく分かっていない。本論文では、2 で述べた方法によって同時連続測定した流速と懸濁粒子濃度の時間変動を四象限区分閾値法 (Lu ら, 1973) で解析し、乱流フラックスの構造を調べた。

図-7(a), (b) は各 burst event の Reynolds 剪断応力に対する寄与率 RS_i と時間占有率 T_i の一例を示したものである。なお、 RS_i と T_i の定義は:

$$RS_i(H) = \frac{1}{V'w} \frac{1}{L} \int_0^L V'(t)w(t)I_i(t, H)dt \dots\dots\dots (2)$$

$$T_i(H) = \frac{1}{L} \int_0^L I_i(t, H)dt \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $I_i(t, H)$ は各 burst event の検出関数で、各象限の瞬時 Reynolds 応力の絶対値が $H\sigma_w\sigma_w$ より大きい時 1, そうでない場合 0 の値をとる。図-7 から、発達した乱流境界層と同様に乱流フラックスは間欠性が強いことがわかる。極端に平均流速が小さい時間を除けば、ejection と sweep 運動の Reynolds 剪断応力に対する寄与率は 60~80%, inward, outward interaction の寄与率は -20% で、発達した乱流境界層における結果と同程度である。しかし、ejection と sweep の寄与率の大小関係は時間とともに変化し、一貫した傾向は認められない。時間占有率が僅か 10% である events の Reynolds 剪断応力

表-1 乱流特性量間の相対比

z/h	σ_w/σ_w	σ_w/u_*	σ_w/u_*	$\sigma_w/\bar{V}$
0.025	2.2	2.6	1.2	0.07
0.15	2.0	2.6	1.3	0.047

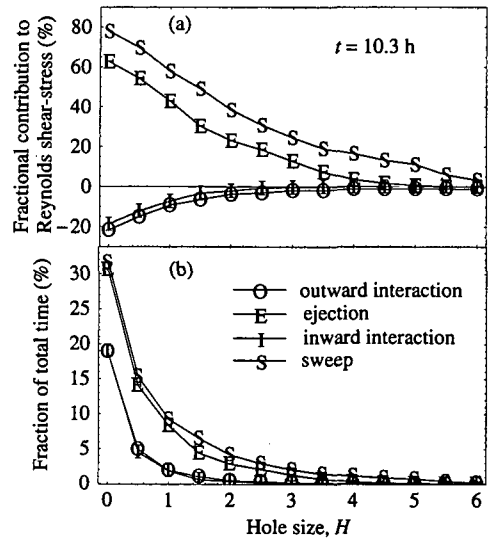


図-7 Reynolds 剪断応力の構造

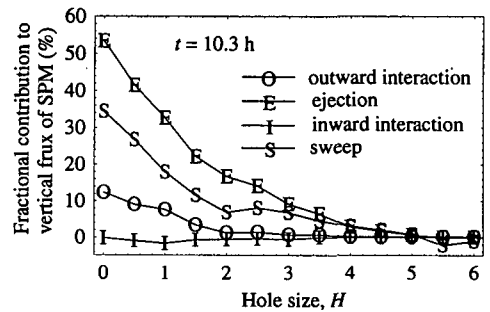


図-8 懸濁粒子の鉛直フラックスの構造

に対する寄与率は 70% に達し、従来の発達した乱流境界層における結果に一致している。

図-8 に図-7 と同時刻における各 burst event の懸濁粒子 (SPM) の鉛直フラックスに対する寄与率を示す。Reynolds 剪断応力の場合と異なり、ejection 55%, sweep 35% で、ejection の方が sweep より懸濁粒子の鉛直フラックスに対する寄与率が大きい。さらに、outward interaction の寄与率が負にならず、10% 程度の寄与率を示している。また、inward interaction の寄与率はほぼ 0 である。このため、ejection と sweep を合わせた鉛直フラックスに対する寄与率は、Reynolds 剪断応力に対する場合の 60% 程度しかない。

以上の懸濁粒子の鉛直フラックスの構造は、Kawanisi

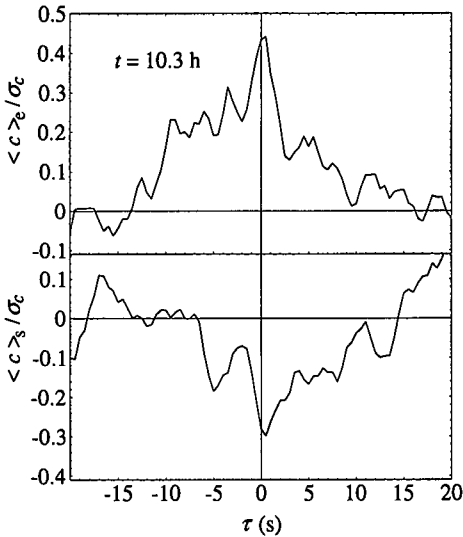


図-9 懸濁粒子濃度変動の条件付き平均

ら (1993) が感潮河川の河床近傍で測定した結果とは異なっている。Kawanisi ら (1993) は、懸濁粒子フラックスと Reynolds 応力の burst event 構造には大きな違いはみられないことを示しているが、彼らの結果は平均流速が約 0.5 ms^{-1} と、本研究の場合と比べ、かなり大きい時のものである。従って、図-8の結果は、閉鎖性が強い沿岸域の海底高濁度層に特有のものかもしれない。

Burst 発生時における懸濁粒子の濃度変動波形を調べるため、濃度変動に以下に述べる条件付き平均を施した。Burst event の検出関数 $I(t)$ による条件付き平均は、

$$\langle c \rangle(r) = \frac{\int_0^L I(t) c'(t-\tau) dt}{\int_0^L I(t) dt} \dots\dots\dots (4)$$

により計算される。本論文では、ejection と sweep の検出関数として、以下の様に定義されたもの (Nakagawa ら, 1981) を用いた。

$$I_e(t) \begin{cases} V'(t)w'(t) & \text{for } V'(t) < 0 \text{ \& } w'(t) > 0, \\ 0 & \text{otherwise;} \end{cases} \dots\dots (5)$$

$$I_s(t) \begin{cases} V'(t)w'(t) & \text{for } V'(t) > 0 \text{ \& } w'(t) < 0, \\ 0 & \text{otherwise;} \end{cases} \dots\dots (6)$$

条件付き平均波形の一例を図-9 に示す。予想される様に、ejection, sweep 発生時に正と負の濃度変動のピークを示しているが、ピークの大きさは ejection 発生時の方が sweep 発生時より大きい。さらに濃度変動波形には、ラグタイム $\tau=0$ に関して非対称がみられ、ejection 発生

後すみやかに濃度が減少しているのに対し、ejection 発生約 10 秒前から濃度が上昇している。Ejection 発生前の濃度上昇は、先に述べた様に、outward interaction に関係していると考えられる。

4. おわりに

停滞性の強い広島湾湾奥部において ADV と ADP による流速と懸濁物質濃度の同時連続測定を行った。以下に主要な結果を述べる。

(1) 底面剪断応力は $8 \times 10^{-3} \text{ Nm}^{-2}$ 未満と小さいが、海底上には厚さ 1~2 m 程度の海底高濁度層がみられ、層内の懸濁粒子鉛直乱流フラックスは、平均流速 (剪断応力) とともに増加する。また、発達した乱流境界層と同様に乱流フラックスは間欠性が強い。

(2) 懸濁粒子の鉛直乱流フラックスに対する寄与率は ejection の方が sweep より 60% 程度大きい。さらに、ejection, sweep とともに outward interaction も懸濁粒子の鉛直フラックスに正の寄与 (10%) をしている。

参 考 文 献

- 川西 澄・内田卓士・松山幸彦・余越正一郎 (1998a): 浅海域における ADCP を用いた濁度分布の観測, 沿岸海洋研究, 35 巻, 2 号, pp. 203-210.
- 川西 澄・山本洋久・余越正一郎 (1998b): 超音波流速計と散乱光式濁度計を用いた懸濁粒子の濃度, 粒径, フラックスの測定, 水工学論文集, 42 巻, pp. 559-561.
- 谷本照己・星加 章 (1991): 江田内湾における海底高濁度層の季節変動, Journal of the Oceanographical Society of Japan, 47 巻, pp. 286-296.
- 星加 章・谷本照己・三島康史 (1996): 大阪湾における懸濁粒子の特性, 中国工業技術研究所報告, 47 巻, pp. 15-26.
- 鷺見栄一 (1981): 浅海域の海底境界層と物質の動き, 沿岸海洋研究ノート, 18 巻, 2 号, pp. 88-99.
- Kawana, K. and T. Tanimoto (1981): Temporal variation of resuspended matter for one tidal cycle in the Hiuchi-Nada area, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 37, pp. 173-178.
- Kawana, K. and T. Tanimoto (1984): Turbid bottom water layer and bottom sediment in the Seto Inland Sea, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 40, pp. 175-183.
- Kawanisi, K. and S. Yokosi (1993): Measurements of turbulence and suspended sediment in tidal river, J. Hydraul. Engrg., ASCE, Vol. 119, No. 6, pp. 704-724.
- Kawanisi, K. and S. Yokosi (1997): Characteristics of suspended sediment and turbulence in a tidal boundary layer, Contin. Shelf Res., Vol. 17(8), pp. 859-875.
- Lu, S. S. and W. W. Willmarth (1973): Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 60(3), pp. 481-511.
- Nakagawa, H. and I. Nezu (1981): Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, J. Fluid Mech., Vol. 104 (Mar.), pp. 1-43.