

自由水面領域の非定常乱流特性に関する研究

禰津家久¹・門田章宏²・中川博次³

¹正会員 工博 京都大学助教授 環境地球工学教室 (〒606 京都市左京区吉田本町)

²学生会員 工修 京都大学大学院 土木工学専攻

³正会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室

開水路流においては、自由水面の引き起こす非等方向性が、境界層や管路流にない特有な現象であり、特に水深が時間的に変化する非定常開水路流れにおいては、水面変動による乱流構造への影響を解明することが、浮遊砂輸送に代表される物質輸送、水表面における境界条件等を考える上で重要である。本研究は、乱れの inactive 成分（低周波成分や流れの履歴等）が普遍関数を満足せず、また非定常開水路流れにおいてもこの影響が大きいものと考え、ベースフローからピークフロー水深まで変化する自由水面領域を二成分レーザー流速計により乱流計測し、その領域の特性を実験的に考察したものである。さらに、Reynolds 応力に及ぼす非定常効果についても理論的考察を行った。

Key Words : active-inactive motions, free-surface effects, unsteadiness effects, mean structure, spectral distribution

1. 結 論

定常、かつ等流状態の開水路乱流においては、自由水面の存在によって乱れの非等方向性が誘発され、乱れ強度分布に開水路特有の変化が観察される。特に、Froude 数が 1 に近い限界流状態では、水面変動などの低周波成分によって、普遍関数から系統的なずれを示すことが指摘されている¹⁾。一方、Reynolds 応力分布に関しては、その傾向は観察されず、閉管路流れ同様、常に普遍特性が成立する。Bradshaw (1967)²⁾ は、流速変動などの高周波成分、すなわち active 成分が Reynolds 応力の発生に寄与し、普遍特性からのずれを示す inactive 成分は、壁面から遠く離れた圧力変動に関与した渦なし運動や低周波成分の渦運動から構成されるという「active-inactive 理論」を提唱した (図-1)。この理論は、「全ての乱れ成分が必ずしも普遍関数表示できないこと」を初めて示唆した重要なコンセプトである。したがって、非定常開水路流れにも、水面変動の時間変化、あるいは上流からの履歴 (flow history) による効果等の inactive 成分による影響が無視できないものと推測される。

非定常開水路流れの乱流構造に関する研究は、林ら (1988)³⁾、Tu ら (1993)⁴⁾ および著者ら (1991)⁵⁾、(1993)⁶⁾ によって、洪水流における非定常性の影響が必ずしも無視できず、また非定常性と河床形状との相互作用によって引き起こされるコルク・ボイル渦などの組織渦の発生、あるいは浮遊砂濃度が増水期・減水期では大きく相違するという観点から、従来より精力的に行われてきた。

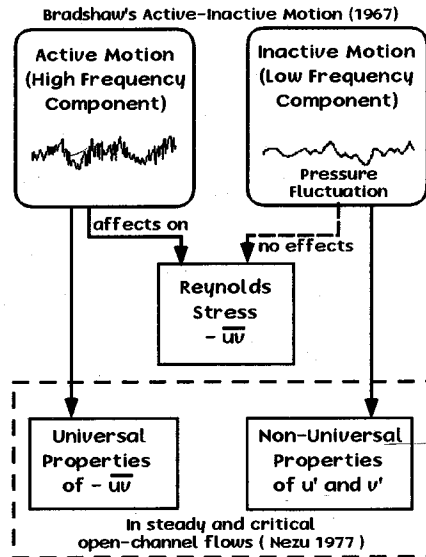


図-1 Reynolds 応力の発生に寄与する active, inactive 成分

その結果、底面近傍における平均流速および乱れ強度等の分布には、定常流で成立する普遍関数が適用できることが示された。最近では、村上ら (1994)⁸⁾ が、従来から指摘されている浮遊砂濃度と水深との位相差を伴う現象に注目し、その要因について、線形解析の手法を用いることにより検討を行っている。これらの非定常流れに関する研究は、熱・物質輸送や CO₂ の交換現象などの重要な問題が残されているにも関わらず、計測機器の制

表一2 水理条件

Case	T_d (sec)	h_b (cm)	h_p (cm)	Q_b (l/s)	Q_p (l/s)	Re_b	Re_p	$F\eta_b$	$F\eta_p$	S_b	α ($\times 10^{-3}$)
SC3T1	60	4.05	6.60	5.00	15.48	12748	39469	0.49	0.73	1/600	0.95
SC3T2	90	4.10	6.80	5.00	15.87	12748	40463	0.48	0.71	1/600	0.68
SC3T3	120	4.10	6.90	5.00	16.19	12748	41279	0.48	0.71	1/600	0.52
SD3T1	60	4.05	5.85	2.50	7.34	6374	18714	0.24	0.41	1/1000	1.28
SD3T2	90	4.00	6.00	2.50	7.62	6374	19428	0.25	0.41	1/1000	0.94
SD3T3	120	4.00	6.00	2.50	7.74	6374	19734	0.25	0.42	1/1000	0.70

(添字**b**および**p**は、それぞれベースフロー時、ピークフロー時における値を示す、 S_b :水路床勾配、 α :非定常パラメータ)

限などから、自由水面付近の乱流構造について検討がなされていない。

本研究では、水流に非接触かつ高精度なレーザー流速計(LDA)の利点を生かして、底面近傍の領域だけでなく、ベースフロー水深からピーク時まで変化する領域、すなわち水深増加領域を詳細に乱流計測し、自由水面の時間的变化による影響、あるいは上述したBradshawのactive-inactive理論の適用性に関して考察を行った。また、壁面領域の特性についても、前報⁹⁾に新しい実験データを加え、詳細な検討を行った。

2. 実験方法および解析方法

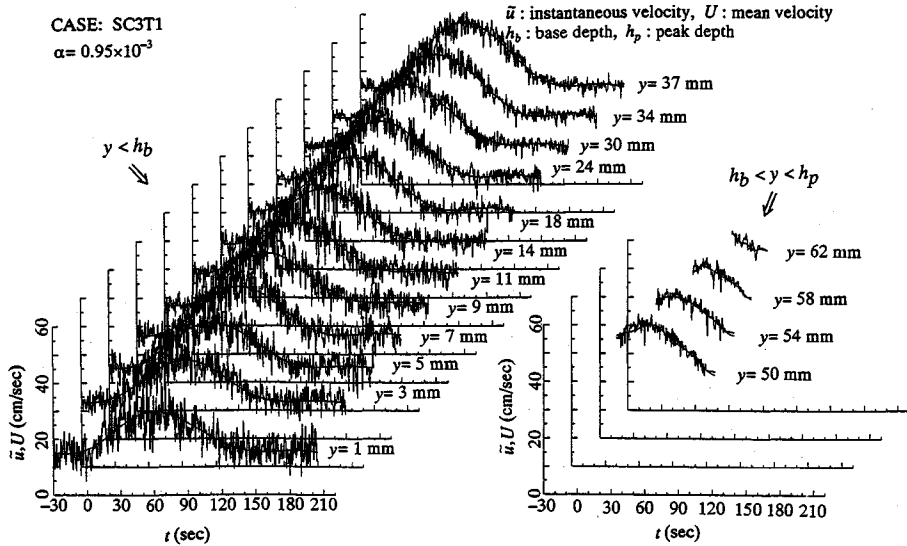
本実験で使用した水路は、長さ10 m、幅40 cm、高さ50 cmの強化ガラス製可変勾配型循環式直線水路であり、水路床は滑面とした。流量制御には、電磁流量計とインバーターモータの回転数を同期・制御することによって行い、流量変化には、三角波を用いた。瞬間流速の測定には、3ビーム前方散乱型2成分レーザー流速計(DANTEC社製)を使用した。この流速計は、レーザーの光軸まわりに光学系全体を回転でき、任意の2成分の流速を高精度に計測できる。特に、4ビームアルゴンレーザー流速計と異なり、3ビームヘリウムネオンレーザー流速計は、原理的に $y=0$ の壁面の極近傍まで計測可能であり、光学系を180°回転すると水面の近傍まで計測できる。また、水流に非接触で計測できるために、プローブを用いる他の流速計では不可能であった水深増加領域の測定が可能である。水深変動の測定には、容量式波高計が用いられた。なお、サンプリング周波数およびサンプリング時間は、それぞれ200(Hz)、250~370(sec)とした。

計測地点は、流れが十分に発達している必要があり、上流端から7 m下流の地点に設定された。表一1に示すように、ベースフロー時の流量を $Q_b=2.5, 5.0(l/s)$ の2通りとし、ピーク時の流量 Q_p を Q_b のほぼ3倍になるように設定した。ベースフロー時の水深 h_b からピーク

時水深 h_p まで変化する時間、すなわち水位上昇時間 T_d は、60, 90および120(sec)の3通りとし、 Q_b と T_d の組み合わせで合計6ケースの実験を行った。また、全ての実験ケースにおいて、二次流の影響を最小にとどめるため、アスペクト比 $B/h(B$:水路幅)が、ピーク時においても6以上¹⁰⁾の基準を満足するように水深および水路床勾配を調節した。

本研究で取り扱うような非定常流、あるいは定常流であっても流れの蛇行性や縦渦などのような疑似周期性のある流れでは、周期的な非定常性をともなう平均流速成分として取り扱うべきであり、いかにしてその定義を行うかが、乱流構造を考える上で重要となる。非定常流れにおける平均流速の決定手法には各種の方法があるが⁵⁾、本研究では、実験条件により差が出ないこと、長時間の計測時間を必要としないことから、最適項数で打ち切った有限項フーリエ級数をあてはめる周波数領域法を採用した⁵⁾。また、そのフーリエ項数を7とした。これにより決定された平均流速の変化は、乱れのバースト周期よりも3オーダー以上長くなるため、極低周波の成分から構成される平均流速と高周波の乱れ成分とを合理的に分離できると考えられる。

図一2は、周波数領域法を用いて決定した平均流速 U および瞬間流速 \bar{u} の時系列の一例である。水深増加領域($y>h_b$)の瞬間流速が、ベースフロー水深以下の領域と同様に精度良く計測でき、また周波数領域法による平均流速の解析手法がこの領域にも適用できる。このような水深増加領域の計測は、従来のホットフィルム流速計では不可能であり、水流に非接触で行えるレーザー流速計の利点が最も活かされた計測例といえる。しかしながら、本研究のような非定常流れは、本来非線形性の強い現象であり、周波数領域法を用いることにより、瞬間流速の時系列を正弦波および余弦波の重ね合わせによって線形的に近似することは、あくまで便法である。したがって、平均流速成分に非線形性を保持した新たな解析手法の開発が、厳密には必要であり、これに関しては今後の研究課題である。



図—2 各地点の瞬間流速と周波数領域法による平均流速の時系列

3. 実験結果とその考察

(1) 外層における平均流速の分布特性

図—3および図—4は、平均流速 U を、それぞれ内部変数表示および外部変数表示で示したものであり、壁法則および速度欠損則を検討するために示したものである。 T は、水深立ち上がりからピーク時までの時間、すなわち水位上昇時間 T_d で無次元化された時間 ($T = t/T_d$) であり、 $0 < T < 1$ が増水期、 $1 < T < 2$ が減水期に相当する。各位相の流速分布は、それぞれ縦軸方向に10ずつ移動させて表示されている。これらの図より、自由水面付近での流速分布が、粘性底層およびバッファ層を除く内層 ($y^+ \equiv U_* y / \nu > 30$ かつ $\xi \equiv y/h \leq 0.2$) における直線分布から大きく外れる傾向が、水深ピーク時 ($T=1$) 前後で観察される。 Coles (1956)¹¹⁾ は、乱流境界層内の流速分布が、壁面近傍では壁法則に従い、境界層外縁近傍の流速分布が自己保存 (self-preserving) 状態にあることから、外部変数 $\xi = y/h$ の関数、すなわち wake 関数 $w(\xi)$ を付加した次式を提唱した。

$$\frac{U(y)}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U_* y}{\nu} \right) + A_s + \frac{\Pi}{\kappa} w(\xi) \quad (1)$$

ここに、 Π は、wake 強度パラメータであり、対数分布からのずれの大きさを表す指標である。 wake 関数の形としては、一般に、

$$w(\xi) = 2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \xi \right) \quad (2)$$

が用いられる。なお、式 (1) は、非定常開水路流れにおいても適用できる⁹⁾。 Π の評価に関しては、図—3に示されるように、二次流による影響がほとんど観察され

ないことから、水面に最も近いデータ点を最大流速 U_{\max} とし、式 (1) から得られる以下の速度欠損則

$$\frac{U_{\max} - U(y)}{U_*} = -\frac{1}{\kappa} \ln \xi + \frac{2\Pi}{\kappa} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \xi \right) \quad (3)$$

を用いた。すなわち、対数則のみの速度欠損則の y における値と式 (3) の値の差が、 $2\Pi/\kappa$ と等しくなることから、wake 強度パラメータ Π を評価した。 $\xi < 0.1$ の実測値は、対数則からずれているが、これによる影響であり、底面近傍の領域が高精度に計測されていることが分かる。

図—5に、上記の方法で評価した Π を、時間軸として示した。この図には、非定常性の異なる、すなわち非定常パラメータ α の値が異なる実験ケースを、いくつか示してある (α の定義は文献9)を参照)。 Π は増水期において緩やかに増加し、水深のピーク時 ($T=1$) 以前に最大値に達する。また、この傾向は、非定常性が強いほど顕著となる。 Nezu ら (1993)¹²⁾ が指摘するように、ベースフロー時 ($T=0$) に関して Reynolds 数 Re が大きいケースほど、 Π 値は大きくる。しかし、それ以降 ($0 < T < 2$) の Π の変化は、位相における Reynolds 数に影響を受けず、むしろ流れ下で観察されるのと同様に、圧力勾配 $-dp/dx$ に与えられるようである。ところで、非定常開水路流れにおける圧力勾配 $-dp/dx$ は、

$$\begin{aligned} -\frac{dp}{dx} &= \rho g \left\{ S_b - \frac{1}{U_c} \frac{\partial h}{\partial t} \left(1 - \cos \theta \frac{U_c}{c} \right) \right\} \\ &\approx \rho g \left(S_b - \frac{1}{U_c} \frac{\partial h}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

と表される。ここに、 c : 波速 ($=\sqrt{gh}$)、 U_c : 乱流

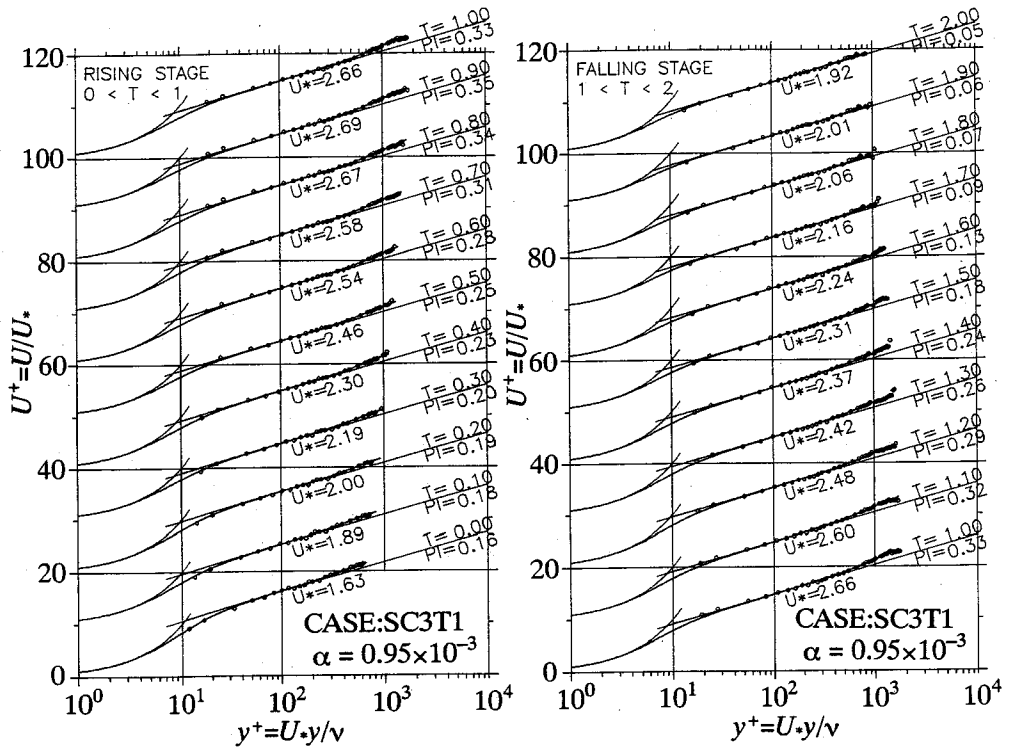


図-3 平均流速分布

(内部変数表示, 左図: 増水期, 右図: 減水期, PI : wake 強度パラメータ)

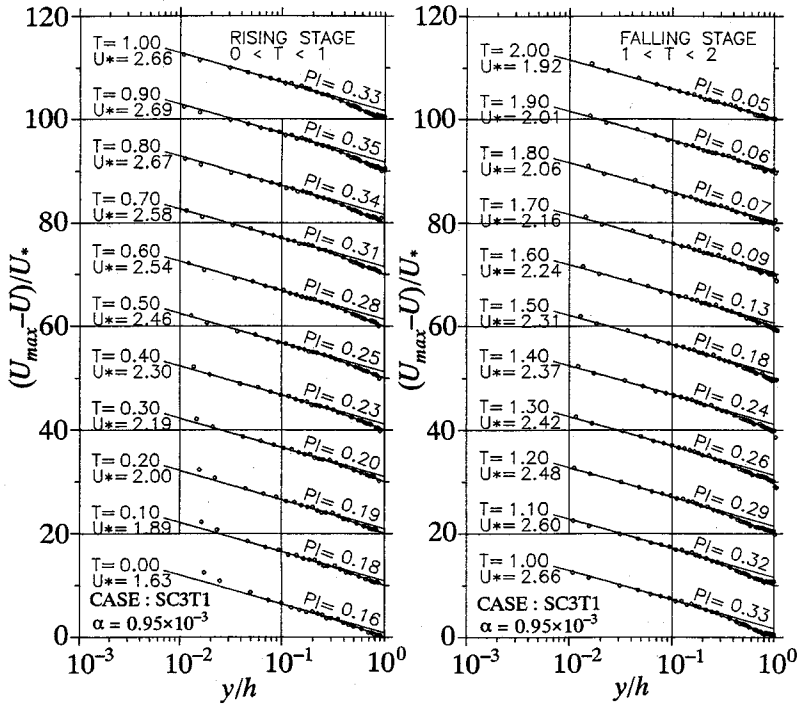


図-4 速度欠損則表示された平均流速分布

(内部変数表示, 左図: 増水期, 右図: 減水期, PI : wake 強度パラメータ)

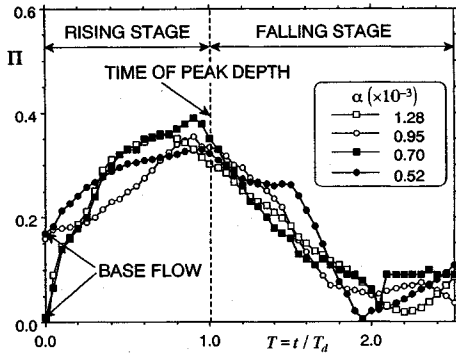


図-5 wake 強度パラメータ Π の時間変化

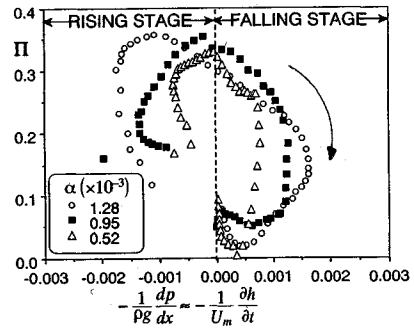


図-6 圧力勾配に対する Π の変化

移流速度である。式(4)の右辺第2項は、ベースフローからの圧力勾配の変化を意味する。図-6は、そのベースフローからの圧力勾配の変化に対して、 Π の変化を無次元時間 T をパラメータにとって示したものであり、 U_c を断面平均流速 U_m で近似している。圧力勾配に対する Π の変化は、増水期から減水期にかけて、時計回りのループ状の変化を示し、かつそのループの描く面積は、非定常性が強くなるほど大きくなる。この時計回りのループが左上がりの形状を示していることから、逆圧力勾配 ($-dp/dx < 0$) 下の流れにおいて、wake 強度パラメータ Π の値が大きくなることが分かる。この傾向は、境界層流の結果と一致する。

(2) 乱れ特性量に及ぼす水面変動の影響

乱れ強度の主流方向成分 u' および鉛直方向成分 v' の分布を、摩擦速度 U_* および水深 h で無次元化表示したものが図-7である。図中の点線は、等流時に成立する瀬津の半理論普遍関数⁽²⁾であり、次式で表される。

$$u'/U_* = 2.30 \exp(-\xi) \quad (5)$$

$$v'/U_* = 1.27 \exp(-\xi) \quad (6)$$

前報⁹⁾で示したように、 $0.2 < y/h < 0.6$ の平衡領域では、ほぼ式(5)、(6)の普遍特性に従う。また、底面近傍においては、鉛直方向の乱れ強度 v' が底面拘束条件のため若干減少しており、図-3で示した底面近傍の流速分布と併せて観察すると、粘性の影響のある領域が、増水期から水深ピーク時にかけて減少し、水深ピーク時から減水期にかけて定常時の状態に増加することが分かる。一方、自由水面付近 ($0.8 < y/h < 1$) の領域では、水深ピーク時 ($T=1$) の直前から、主流方向の乱れ強度 u' が、 v' の方に寄り添うような分布形状となり、乱れの等方化指向が観察される。その結果、自由水面近傍において、主流方向の乱れ強度 u' が、式(5)の普遍特性を示さなくなる。富永ら(1989)¹³⁾も、段波的非定常流れの水深増加領域を乱流計測し、外層における

v' の分布が、式(6)の普遍関数から若干増加すると言及している。したがって、非定常開水路流れの乱流構造に及ぼす非定常効果は、特に自由水面付近で顕著であると考えられる。

図-8は、Reynolds 応力 $-\overline{uv}$ を、図-7と同じ水量を用いて無次元化表示したものである。図中の実線は粘性項を省略した三角形分布式、

$$-\overline{uv}/U_*^2 = 1 - \xi \quad (7)$$

である。Reynolds 応力の実測値は、多少ばらつくものの、底面から水面までの全領域にわたって、ほぼ三角形状を示し、増水期から減水期に至るまで、式(7)の普遍特性に従うといえる。なお、壁面近傍 ($\xi < 0.1$) では、粘性の影響で実測値は式(7)より当然小さくなる。

式(5)、(6)および(7)より、等流時で成立する相関係数 R は、次式で与えられる。

$$R = \frac{-\overline{uv}}{u'v'} = \frac{0.342(1-\xi)}{\exp(-2\xi)} \quad (8)$$

この相関係数 R は、乱れ特性量を平均流特性値と比較するのではなく、乱れ自身での相関度を見るもので、self-consistency を示す一つの指標である¹⁾。図-9は、式(8)で表される相関係数の計算値と実測値とを比較したものである。図中の実線は、増水期および減水期それぞれの実測値を用いて内挿したものである。減水期の自由水面付近において、等流時で成立する点線の分布から大きく下方にそれる。これは、上述したように、この領域における乱れ強度が、式(5)および(6)で表される普遍特性を示さないためである。また、Reynolds 応力の分布特性は、式(7)の普遍特性を示し、active 成分の寄与が大きいのにに対し、乱れ強度の自由水面付近の変化は、普遍特性を示さず、inactive 成分が大きいものと考えられる。

図-10は、増水期における乱れ強度の平均値 u'_r 、 v'_r の減水期の平均値 u'_f 、 v'_f に対する比を各計測点に対して表示したものである。なお、計測点の底面からの高さ y は、ベースフロー水深 h_b で無次元化されている。し

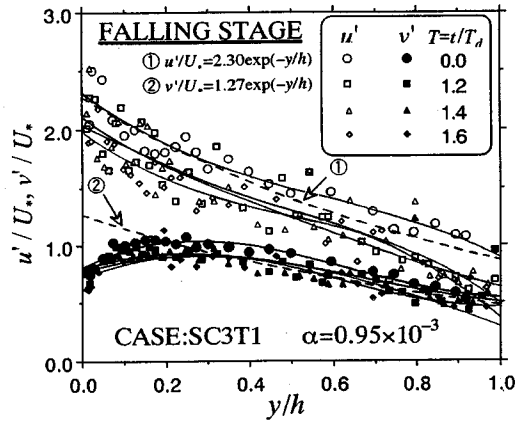
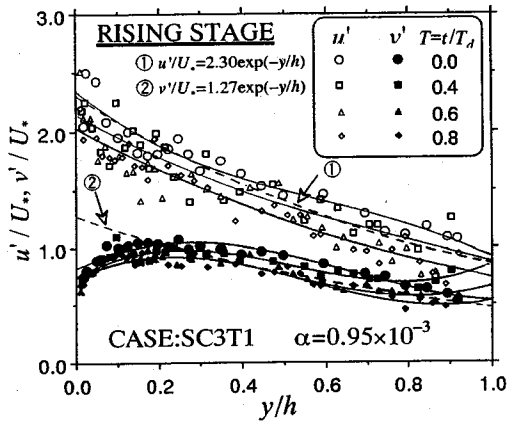


図-7 乱れ強度分布 (左図: 増水期, 右図: 減水期)

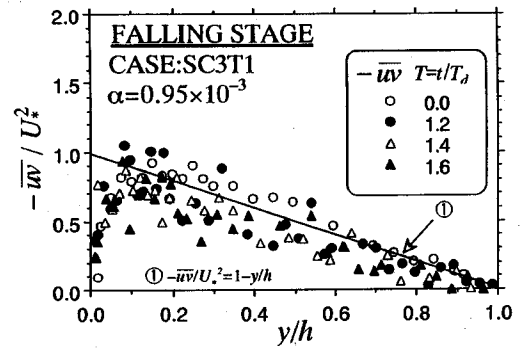
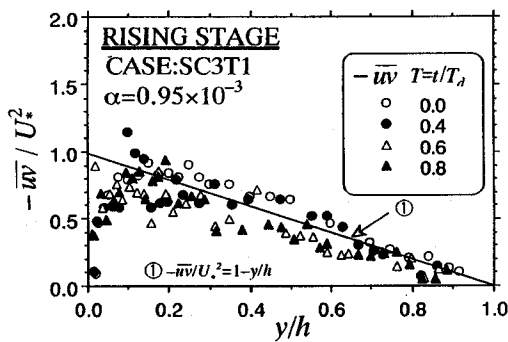


図-8 Reynolds 応力分布 (左図: 増水期, 右図: 減水期)

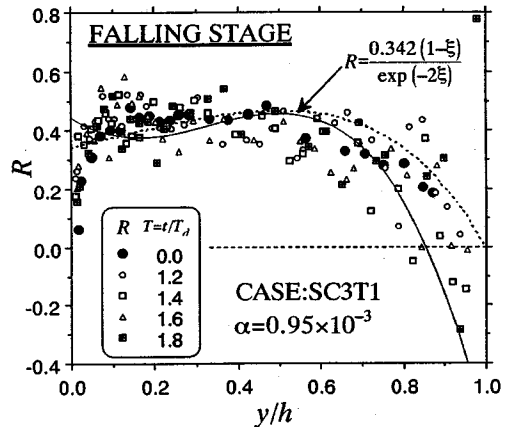
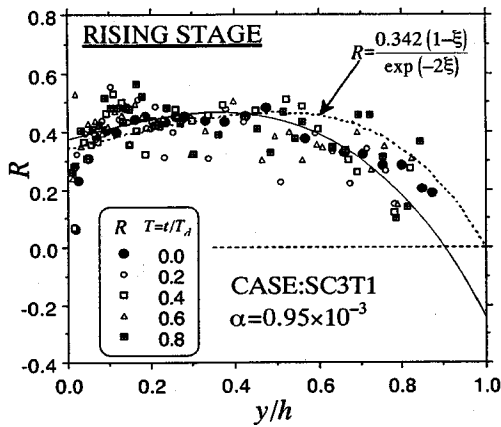


図-9 相関係数 R (左図: 増水期, 右図: 減水期)

たがって、 $y/h_b > 1$ の領域は、水深増加領域に相当する。増水期における乱れ強度は、 u' 、 v' ともに、減水期よりも大きくなる。しかもその傾向は、水面に近づくにつれて顕著となり、 $y/h_b = 1.2$ の地点まで増加し続ける。また、非定常性が強くなるほど、すなわち非定常パラメータ α の値が大きくなるほど顕著となる。しかし、この

地点を過ぎた自由水面の極近傍では、逆に減少傾向を示し始め、ついには両者の比が1より小さくなる。自由水面付近の乱れはそれほど大きくないものの、底面付近とは逆に減水期の方が乱れが大きくなる。図-11は、図-10と同様に、増水期における Reynolds 応力の、減水期の値に対する比 $-\overline{uw}_r / -\overline{uw}_f$ の分布を示したもので

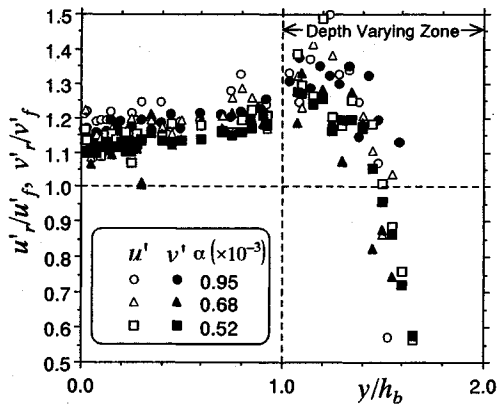


図-10 増水期の乱れ強度に対する減水期の比

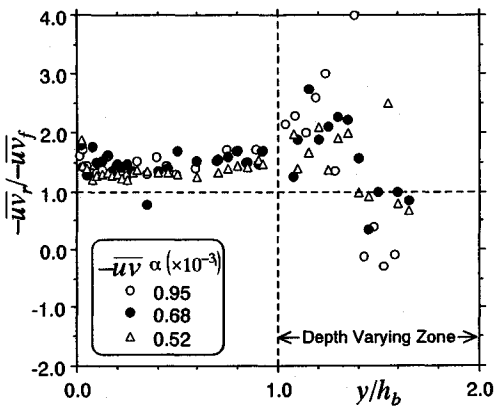
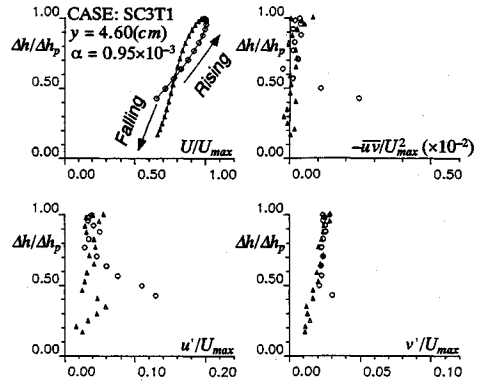


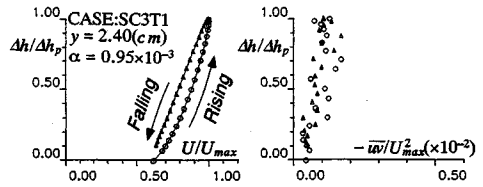
図-11 増水期の Reynolds 応力に対する減水期の比

ある。乱れ強度同様、 $y/h_b=1.2$ の付近まで増加傾向を示し、この地点を過ぎると急激に減少することが分かる。ベースフロー水深以下の中間領域では、水面勾配の変化により生成される空間的な加速・減速の影響で増水期の方が乱れが強くなると考えられるが、上述の自由水面近傍の特異な挙動は、底面から発生した乱れが上層に拡散される過程で、流れ自身の時間変化に対し即座に反応せず、多少の遅れを伴うことに起因するものと推測され、ベースフロー水深以上の領域であることから上流の履歴の効果が大きいものと考えられる。

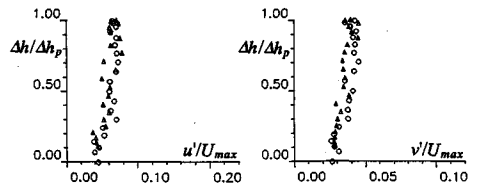
図-12は、ベースフローからの水深変化 Δh に対して、平均流速 U 、および乱れ特性量 u' 、 v' の変化を、自由水面領域、中間領域、壁面領域に分けて示したものである。なお、各水理量は、平均流速の時系列の最大値 U_{max} で無次元化されている。水深変化に対するこれらの変化は、両者の位相が相違するために、一般に反時計回りのループ状の変化を示す。この変化は、水面に近づくにつれて細くなり、水深増加領域にはいと、交差するような形状を示す。このことは、平均流速および乱れ



(自由水面領域 $y/h_b=1.13$)



(中間領域 $y/h_b=0.59$)



(壁面領域 $y/h_b=0.05$)

図-12 水深変化 Δh に対する平均流速 U 、乱れ強度 u' 、 v' および Reynolds 応力 $-u'v'$ の変化

特性量が、同一水深に対して、減水期よりも増水期の方が大きくなることを示している。しかし、水深増加領域の一部の位相の変化については、減水期の方が大きくなる傾向が見られ、水面に近づくにつれて交差する度合いが大きくなる。したがって、水面近傍では、図-11あるいは図-12にも示したように、減水期における乱れが、増水期よりも大きくなる。底面付近の乱れ特性量の変化は、平均流速のループと同様な変化を示し、その傾きもほぼ等しくなる。しかし、水深増加領域においては、

ループの変化は逆方向であり、その傾きは一致しない。

(3) Reynolds 応力に及ぼす非定常効果

全せん断応力 $\tau(t, y)$ は、Reynolds 方程式を、 y から水面 h まで積分することにより、次式のように導かれる⁹⁾

$$\begin{aligned} \frac{\tau(t, y)}{\rho} &= gS_b(h-y) + \cos \theta \frac{\partial h}{\partial t}(h-y) \\ &\quad - \int_y^h \frac{\partial U}{\partial t} dy + \frac{1}{c} \int_y^h \frac{\partial U^2}{\partial t} dy \\ &= \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4 \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、 τ_1 ：水路床勾配項、 τ_2 ：水深勾配項、 τ_3 ：非定常項、 τ_4 ：移流項、である。上式を、それぞれの項に分けて計算したものが、図-13である。なお、この図には、増水期および減水期それぞれ代表的な位相のみについて表示してある。また、平均流速の鉛直方向分布も併示した。 τ_3 すなわち非定常項が、増水期において負、減水期において正となり、その絶対値は τ_4 より3から4倍ほど大きくなる。したがって、非定常項 τ_3 は、 τ_2 が減水期において負の値をとるために、特にこの時間帯において大きく、また増水期においても無視できるほど小さくないことが分かる。さらに、図-8に示したように、Reynolds 応力が、対数則から評価した摩擦速度を用いて無次元化すると、式(7)で表される三角形分布を示すのは、この方法で評価した摩擦速度の中に非定常性の影響が少なからず含まれているからであり、また、 τ_3 の非定常項が鉛直方向にほぼ線形的に変化するためであると考えられる。

(4) スペクトル分布特性

周波数領域法による平均流速データと瞬間流速から得られる乱れ成分を用いて、あるベースフローからの水深変化に含まれる領域において、FFT法によってスペクトル計算を行った。その計算結果を底面側(a)および水面側(b)の領域に分けて図-14に示す。なお、スペクトルの計算には、ベースフローからの水深変化 Δh が $0.3 < \Delta h / \Delta h_b < 0.7$ を満たす時系列を用いた。定常流と同様なスペクトルの計算方法を用いたため、厳密さには欠けるが、増水期および減水期における同一計測地点の定性的な比較は可能である。この図より、(a)の底面側では、Kolmogoroffの $-5/3$ 乗則が成立する範囲、すなわち粘性の作用が無視できる慣性小領域が、増水期において僅かに観察される。一方、減水期では、増水期と比較してスペクトルの傾きが小さく、慣性小領域がさらに狭くなる。図-13から分かるように、底面近傍においては、増水期の方が乱れの生成が、より卓越している。ところが、水面側(b)では、底面近傍の分布とは逆に、減水期において、スペクトル分布の傾きが、増水

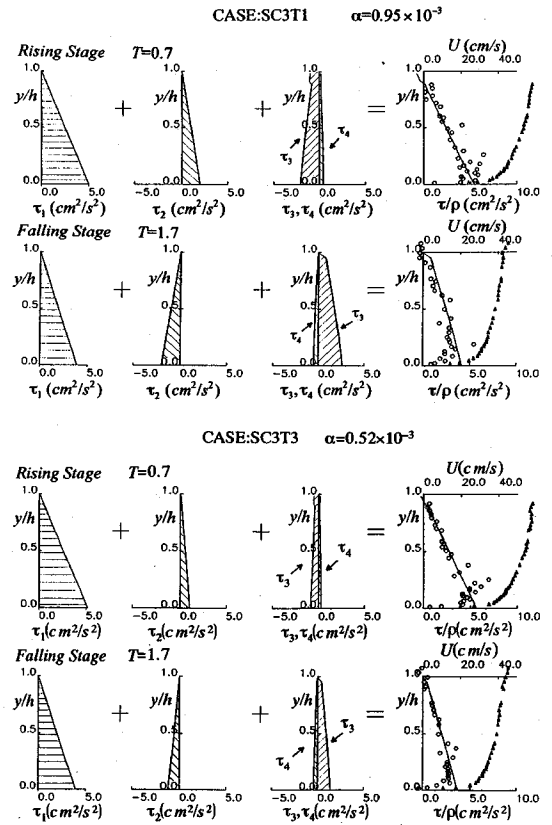


図-13 Reynolds 応力分布に及ぼす非定常効果

期よりも僅かに大きいことが分かる。さらに、 $f < 1 \text{ Hz}$ の低周波数領域におけるスペクトルが、他と比較して大きくなることが注目される。このような底面乱れと、水面乱れの顕著な相違は、図-8, 9にも見られた特性であり、きわめて注目すべき結果である。

先述したように、非定常開水路流れの乱れ強度分布が、水面付近の外層、特に水深増加領域において、その普遍関数表示から小さくなる結果を得た。しかし、Reynolds 応力に関しては、ほぼ粘性項を無視した三角形分布に従うことが、前節の非定常効果に関する理論的考察からも考えられ、圧力変動すなわち水面変動あるいは上流からの履歴の効果などの低周波成分による inactive 成分の影響が大きくなるためと推測される。また、このことを示唆する傾向が、減水期の水面側のスペクトル分布にも観察された。福津(1977)¹¹⁾は、Froude 数が1に近い限界流状態(波状流れ)において、乱れ強度分布が普遍関数分布からそれる同様な結果を得ており、洪水波などの準定常的な波動を伴う流れにおいても、inactive 成分が無視できないと指摘している。しかしながら、本研究のような自由水面のごく近傍を計測した例は皆無であり、今後さらに実験データを集積し、検討する必要があると

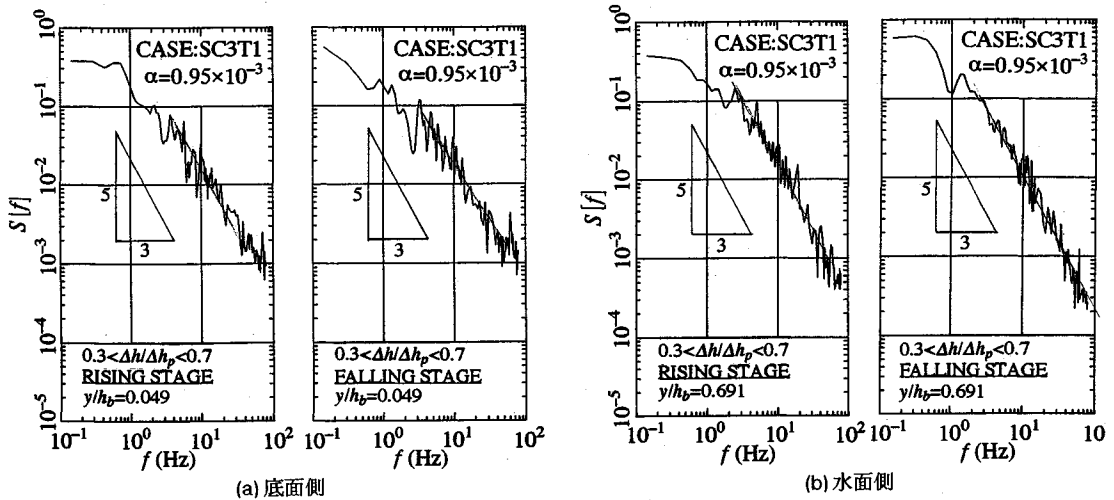


図-14 スペクトル分布

考えられる。

4. 結 論

本研究は、非定常開水路流れの自由水面付近の乱流構造を、特にベースフロー時の水深からピーク時までの水深増加領域を、2成分レーザー流速計を用いて高精度に計測し、自由水面近傍の乱流構造、Reynolds 応力に及ぼす非定常効果について実験的、理論的に考察した。

以上の結果より、自由水面付近の乱流構造に関して以下の知見が得られた。

- (1) 平均流速分布は、対数分布より上方にそれる。この対数則からのずれの大きさを表す wake 強度パラメータ Π は、水深のピーク時よりも前に最大値に達し、非定常性が大きな実験ケースほどこの傾向は顕著となる。 Π 値は、非定常開水路流れなどの不等流下においては、定常等流時で観測されるような Reynolds 数の関数ではなく、むしろ境界層流に観測されるように、逆圧力勾配下の位相で大きくなり、順圧力勾配下では減少する圧力勾配の関数である。
- (2) 乱れ強度については、減水期においてその分布形状に乱れの等方化指向が観察され、定常等流時で成立する普遍関数分布から大きく下方にそれる。一方、Reynolds 応力分布は、非定常性に関わらずほぼ粘性項を無視した三角形分布を示す。このような変化特性は、限界流で観測される Bradshaw の inactive 成分の影響であると推測される。
- (3) 水深変化に対する乱れ強度および Reynolds 応力は、ベースフロー水深以下の領域においては平均流速の

変化と同様な反時計回りのループ状の変化を示すのに対し、水深増加領域では、全く異なる変化特性を示し、減水期の方が同一水深に対して乱れが強くなる。

(4) Reynolds 応力に及ぼす非定常効果に関する理論的考察では、非定常性の影響は減水期において大きくなる。また、摩擦速度および水深で外部変数表示すると、非定常性に関わらず三角形分布を示すのは、対数則から評価した摩擦速度に非定常性の影響が含まれているためであり、運動方程式の全ての項が水深方向に線形的に変化するためである。

非等方性の原因である自由水面の乱流構造への影響は、計測の困難さなどの問題により、現在でも不明な点が多く残されている。今後さらに、底面近傍の構造も踏まえて、より多くのデータを得る必要があると考えられる。

謝辞：本研究を遂行するにあたり、実験・解析において本学大学院生 戸田孝史氏（環境地球工学専攻）の協力を得た。また、旭硝子財団および文部省科研費試験研究（研究代表者：中川博次，No. 0555144）から研究助成を受けたことを記し、謝意を表す。

参考文献

- 1) 瀬津家久：開水路の乱流構造に関する基礎的研究，京都大学学位論文，1977。
- 2) Bradshaw, P.: "Inactive" Motion and Pressure Fluctuations in Turbulent Boundary Layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.30, pt.2, pp.241-258, 1967.
- 3) 林 泰造，大島正憲：Kinematic Wave としての非定常性が水流の乱れ構造に及ぼす影響の研究，第 32 回水理講演会論文集，pp.607-612, 1988。

- 4) Tu, H., Graf, W.H. and Tamai, N. : Unsteady Open-Channel Flow — Its Mean Structure and Suspended Sediment Load Transport —, 河道の水理と河川環境シンポジウム論文集, 土木学会, pp.191-198, 1993.
- 5) Nezu, I. and Nakagawa, H. : Turbulent Structures over Dunes and its Role on Suspended Sediments in Steady and Unsteady Open-Channel Flows, *Proc. of Int. Symp. on Transport of Suspended Sediments and its Mathematical Modelling, IAHR, Firenze*, pp.165-189, 1991.
- 6) Nezu, I., Nakagawa, H., Ishida, Y. and Kadota, A. : Bed Shear Stress in Unsteady Open-Channel Flows, *ASCE Hydraulic Conference, San Francisco, HM-1*, 1993.
- 7) Nezu, I. and Nakagawa, H. : Basic Structure of Turbulence in Unsteady Open-Channel Flows, *Proc. of 9th Symp. on Turbulent Shear Flows, Session 7.*, 1993.
- 8) 村上正吾, 中川博次: 非定常開水路流中の浮遊砂に関する実験的検討, 水工学論文集, 第 38 巻, pp. 603-608, 1994.
- 9) 福津家久, 門田章宏, 中川博次: 非定常開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, 第 491 号 / II -27, 1994.
- 10) Nezu, I., Tominaga, A. and Nakagawa, H. : Field Measurements of Secondary Currents in Straight Rivers, *J. Hydraulic Eng., ASCE, Vol.119, No.5*, pp.596-614, 1993.
- 11) Coles, D. : The Law of the Wake in the turbulent Boundary Layer, *J. Fluid Mech.*, Vol.1, pp.191-226, 1969.
- 12) Nezu, I. and Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows, IAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam*, 1993.
- 13) 湯下孝司, 富永晃宏, 小葉竹重機: 非定常開水路流の乱流構造, 第 44 回土木学会全国大会概要集, pp. 484-485, 1989.

(1994. 4. 8 受付)

FREE-SURFACE EFFECTS ON TURBULENT STRUCTURES IN UNSTEADY OPEN-CHANNEL FLOWS

Iehisa NEZU, Akihiro KADOTA and Hiroji NAKAGAWA

In steady open-channel flows, anisotropic turbulence is observed due to the existence of free surface. Open-channel flow has its own peculiar distribution of turbulence characteristics. Especially in the critical open-channel flow in which the Froude number becomes unity, turbulence intensities do not show the universal distributions. This may be caused by Bradshaw (1967)'s hypothesis that the inactive motions composed of low frequency and flow history become more dominant. In *unsteady open-channel flows, effects of inactive motions* are expected to be more dominant for the distribution of turbulence intensities. In this study, turbulence measurements in the outer region, especially in *depth-varying zone*, were conducted accurately by using two-component LDA. The effects of free surface on the turbulent structures are discussed in detail.