

水面上に風シアーが存在する開水路流場における水層乱れ構造と水面変動に関する研究

STUDY ON RELATIONSHIP BETWEEN TURBULENCE STRUCTURES AND WATER SURFACE FLUCTUATIONS IN WIND-DRIVEN OPEN-CHANNEL FLOWS

瀬津家久¹・吉田圭介²・垂井晃一³

Iehisa NEZU, Keisuke YOSHIDA and Kouichi TARUI

¹フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²学生員 京都大学大学院博士課程 環境地球工学専攻

³学生員 京都大学大学院修士課程 社会基盤工学専攻

The present study describes an experimental relationship between turbulence structures in water layer and the water-surface fluctuations in wind-driven open-channel flows by using both a laser Doppler Anemometer (LDA) and a wave gauge simultaneously. The purpose of this study is to make clear the characteristics of surface fluctuations on water dynamics in air-sheared open-channel flows, and to evaluate the effects of surface fluctuations on vertical momentum transport in the water layer. As the results of experiments, it is shown by spectral analysis that the velocity fluctuations near the interface in both only open-channel flow and wind-driven open-channel flow are significantly affected by the water surface in every range of frequency, and that there exists a high correlation between turbulence near the air-water interface and the surface fluctuations in a predominant frequency due to high-sheared wind flow. Moreover, it is recognized by wavelet analysis that the turbulence structures in weak wind-driven open-channel flows are governed by both wall shear and wind-induced flows.

Key Words : Wind-driven open-channel flows, Turbulence structures, Spectral analysis, Air-water interface fluctuations, Linear filtering technique, Wavelet analysis

1. はじめに

開水路流れにおける壁面(底面)乱流構造は精力的な既往研究によりかなり明らかにされ、流砂機構や河床抵抗則といった実用的な潤边力学の解明に大いに寄与した。一方、開水路流れを力学的に支配する境界条件には自由水面も存在するが、乱流場に及ぼす特性に関して未解明な点が多く、近年、実験および数値解析による研究がなされている。

開水路自由水面近傍の乱流構造や乱流統計量を考察する上で、Nakagawa & Nezu¹⁾やKomori *et al.*²⁾の実験的研究成果は多くの知見を与えた。彼らはhot-film 流速計などによる多点同時計測を行い、開水路流れでは底面近傍で発生した乱流渦構造が自由水面へと自己組織化を伴って発達・移流すると指摘した。Rashidi & Banerjee³⁾は彼らの研究成果をレビューし、開水路場および風シアーを伴う開水路場に関して一連の可視化計測を行い、流速勾配(shear rate)に起因する自由水面境界組織構造を説明するメカニズムを提案した。また、瀬津・中山⁴⁾は自由水面における組織構造の時空間相関構造をFr数の観点から考察を行っている。

一方、開水路乱流場に関する数値計算は管路流との比較から、自由水面の特性を議論の中心として行

われてきたが、自由水面変動の効果に関する研究⁵⁾はあまりない。また、近年、風波に代表されるような混相流場に対する数値解析手法も開発されつつある⁶⁾が、Re数に対する制限から十分に解明されていない。これは、混相流場に対する乱流モデルが実用レベルでは計算精度が不十分であることが要因であり、風シアーを伴うような開水路流場における乱流解析には実験的手法が現在でも貢献できる。

上述のように、既往の研究では主に風シアーを伴わない開水路乱流場における乱れと自由水面に関する詳細な検討が行われてきたが、水流と空気流が混在するような流れ場における水層乱流構造と水面変動に関する考察はあまり行われていないのが現状である。そこで、本研究では開水路流の水面上に風シアーを伴うような混成乱流場を対象として、レーザー流速計LDAおよび波高計の同時計測によって乱流構造と水面変動の関連性に関する考察を試みる。

2. 実験装置および実験条件

(1) 実験水路

本実験で用いた水路は、全長16m、幅40cm、高さ50cmの傾斜水槽風洞である。図-1に概要図を示す。

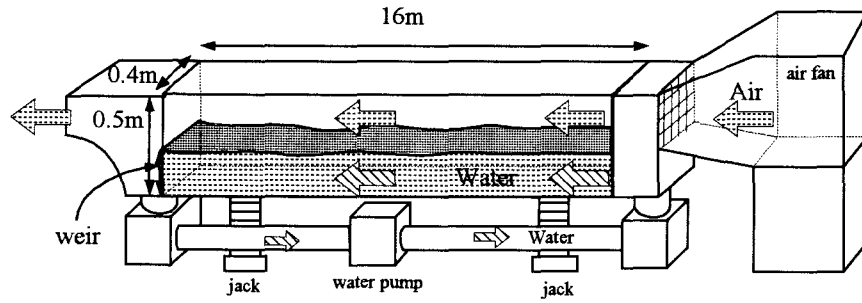


図-1 風洞付き傾斜水槽実験装置

表-1 実験条件表

RUN	$U_{a,max}$ (m/s)	$U_{w,max}$ (cm/s)	U_{*a} (cm/s)	U_{*w} (cm/s)	h'/h_w	f_p (Hz)
OPEN	0.0	24.0	0.0	1.15	0.0030	—
COM1	1.58	25.0	5.80	1.12	0.0052	—
COM2	2.23	25.3	6.91	1.10	0.0080	—
COM3	3.58	28.0	12.5	1.09	0.0077	13.0
COM4	4.31	28.7	17.0	1.15	0.0098	7.69
COM5	5.06	29.0	17.6	1.31	0.0197	6.83
COM6	5.83	29.1	23.8	1.46	0.0284	5.15
COM7	6.56	29.4	26.9	1.41	0.0397	4.54
COM8	7.24	29.5	29.1	1.48	0.0419	4.15

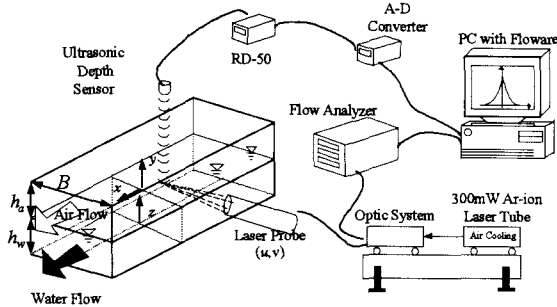


図-2 LDA計測装置と超音波波高計

計測部は水路先端より約9mの地点で、水路両側壁と底面が光学ガラス製である。

(2) 計測方法及び実験条件

瞬間流速の点計測には、300mWの後方散乱型2成分アルゴンイオンレーザー流速計(LDA, Dantec社製)を用いた(図-2)。計測点は水層および空気層それぞれの水路中央断面とした。空気流のLDA散乱粒子の直径は平均 $1.5\mu\text{m}$ 、比重は1.02であり、霧発生装置(Dantec社製)を用いた。水流のLDA散乱粒子には市販の水性ペンキを用いた。LDAのトラバース装置は水路に直付けで $1/100\text{mm}$ の精度を有する。測定時間は60秒以上、測定周波数は水層で最大約200Hz、空気層で最大約500Hzであった。総サンプルデータ数は計測点あたり10000個以上とした。座標系は水路中央断面において、流下方向に x 軸、鉛直上向きに静水面から y 軸、水路底面から上向きに z 軸とした(図-2)。流下方向 x 軸および鉛直方向 y 軸(or z 軸)方向の平均流速成分を (U, V) 、乱れ変動成分を (u, v) と定義した。また、流速計測部の鉛直上方に超音波波高計(Keyence社製)を設置して流速変動と水面変動の同時計測を行った。しかし、水面変動が大きく、音波の散乱などで計測困難な場合には、容量式波高計(Kenex社製)を使用して同時計測を行った。その際、流速計測点と波高計測部は横断方向に2cmずらしている。一方、吹送流の表面流速 U_s の測定には、約3mm径のフロートが30cm移流する時間を計測し、最低30サンプル以上で平均して算出した。

実験条件を表-1に示す。本実験では静水時における水層厚 h_w (=7.0cm)および空気層厚 h_a (=43.0cm)を固定し($z=y+h_w$)、水路底面は平坦で滑面とした。本研究では水路アスペクト比 $B/h_w=5.7$ 、 $Fr=0.2$ の

開水路等流(OPEN)を基本流として、空気層最大風速 $U_{a,max}$ を系統的に調整することで、開水路水面上に風シアー与え、一連の界面波(COM1~COM8)を発生させた。 U_{*a} 、 U_{*w} はそれぞれ空気層界面、水層底面での平均流速に対数則分布を適用して求めた摩擦速度である。また、 h' は界面変動強度である。一方、風波の卓越周波数 f_p は主流速変動 $u(t)$ をLDA計測した後にスペクトル解析から求めた。

3. 実験結果および考察

(1) 平均流特性

(a) 主流速分布

図-3には空気層の平均流速 U_a の分布を示した。ただし、データは各々図中で上方に10ずつ平行移動させている。図中には次式の粗対数則を併示した。

$$U_a^+ = \frac{U_a - U_s}{U_{*a}} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{y_a} \right) \quad (1)$$

ここで、 κ はカルマン定数(=0.41)、 y_a は空気層での粗度高さであり、平均風速分布より算定される。一方、図-4は水層の平均流速 U_w の分布を示した。ただし、ここでもデータは各々図中で上方に10ずつ平行移動させている。図中には次式の対数則および粘性底層分布を併示した。

$$\text{対数則流速分布 } U_w^+ = \frac{1}{\kappa} \ln z^+ + A$$

$$\text{粘性底層流速分布 } U_w^+ = z^+ \quad (2)$$

$$U_w^+ = U_w / U_{*w}, \quad z^+ = z U_{*w} / \nu_w$$

ここで、 U_{*w} は水路底面における摩擦速度、 ν_w は水の動粘性係数、 A は積分定数(=5.3)である。空気

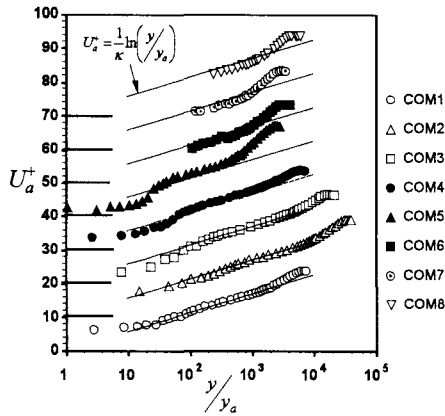


図-3 空気層平均流速 U_a

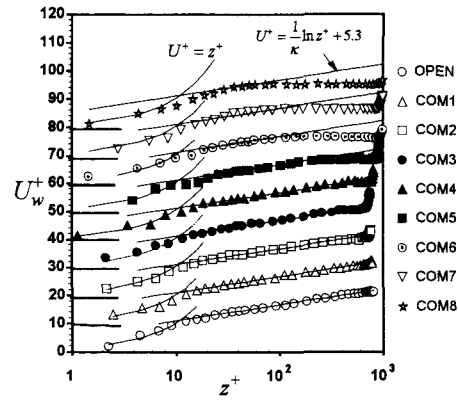


図-4 水層平均流速 U_w

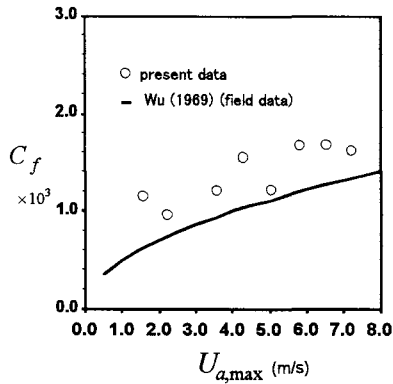


図-5 抵抗係数 C_f

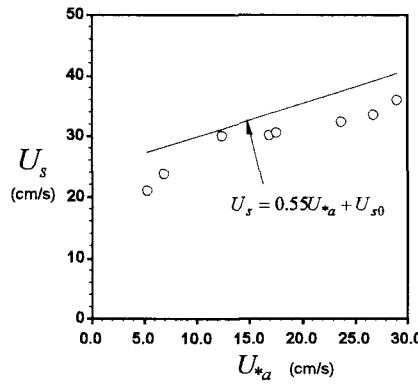


図-6 表面流速 U_s

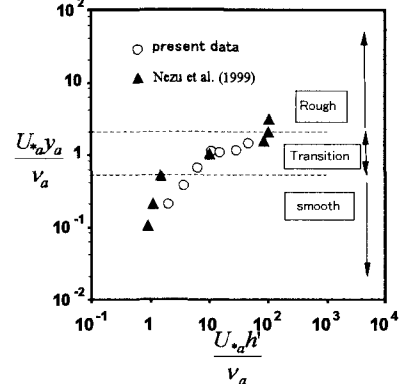


図-7 水面変動 h' と粗度要素 y_a

層では対数則領域およびwake現象が観察される。一方、水層では全ケースを通じて粘性底層での流速分布に変化はないが、風速の増大に対して水・空気界面近傍では大きな流速勾配が存在する。また、さらに強い風が吹くことで、半水深より上方で流速分布が平坦化し、対数則領域幅は狭くなることがわかる。

(b) 抵抗係数と表面流速

図-5には抵抗係数 $C_f (= U_{*a}^2 / U_{a,max}^2)$ を示した。同図には、Wu (1969)⁷⁾による現地観測データを近似した曲線も併示した。ただし、現地観測における最大風速は海面上10m高さでの風速とした。図より、両データの傾向はほぼ一致するが、若干の相違が観察される。これは本実験では風洞断面内の最大風速を計測しているためと考えられる。図-6には表面流速 U_s を示した。同図には吹送流に対するWuの経験式 ($U_s = 0.55U_{*a}$) に開水路流れにおける表面流速 U_{s0} との線形和の直線を併示した。図より、開水路のみの流れと吹送流との線形和で評価した表面流速は実際よりも過大評価されることがわかる。図-7には水面変動と水面粗度要素との相関図を示した。ここで、 $y_a U_{*a} / \nu_a$ (ν_a は空気動粘性係数) は粗度レイノルズ数である。同図には、風波流れに対する禰津らのデータ⁸⁾も併示した。図より、水・空気2層流場においても風波流れと同様に、水面変動と水面粗度要素には相関関係が存在するようである。

(2) 乱流構造

(a) 乱れ特性

図-8は水層における流下方向乱れ強度 u' および鉛直方向乱れ強度 v' の鉛直分布であり、底面摩擦速度 U_{*w} で無次元化している。同図には禰津の半理論曲線を併示した⁹⁾。水面が穏やかなケース (COM1～3) では乱れは界面近傍で若干増加し、界面波が発生するケース (COM4～5) では、乱れが界面で急激に増大し、半水深では減少傾向にある。これは先に示した流速分布と関連があり、流速の一樣化により乱れが減衰することがわかる。さらに風速が大きなケース (COM6～8) では界面で発生した乱れが半水深以下まで影響を及ぼし、界面での乱れ挙動は風波流れにおける界面近傍乱れと同等の大きさになることがわかる。また、界面および底面でのせん断応力比 τ_a / τ_w ($\equiv \rho_a U_{*a}^2 / \rho_w U_{*w}^2$ 。ただし、 ρ_a, ρ_w は各々空気および水の密度) が1.0付近 (COM3) では、界面と底面の乱れはほぼ等しい値を示す。図-9は全ケースの乱れ発生率 G と逸散率 ε の比を示した。同図より、開水路場と比較して、風シアーによる水面波発生に起因して乱れは界面でも発生し、相対的に半水深では乱れの逸散が大きく行われることがわかる。

(b) スペクトル解析

図-10および図-11には全ケースにおける水層界面近傍点 ($z/h \approx 0.9$) での主流速変動パワースペクトル S_u および水面変動パワースペクトル S_h を示した。図中のデータは各々 10^2 ずつ上方へ平行移動して

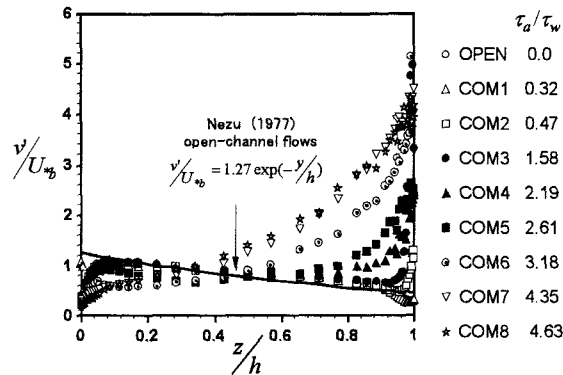
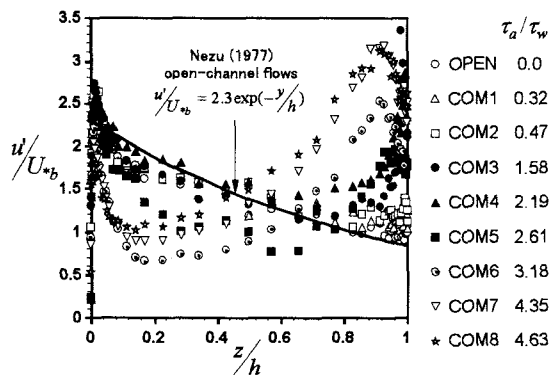


図-8 水層乱れ強度 u' と v' の鉛直分布

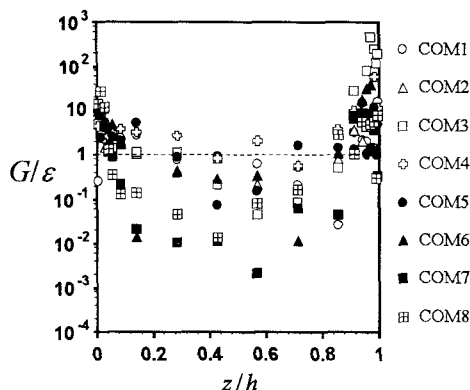


図-9 乱れ発生率と逸散率の比

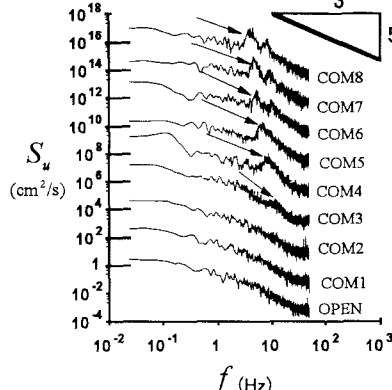


図-10 流速変動パワースペクトル
(各データは100ずつ上方へ平行移動)
($z/h \approx 0.9$)

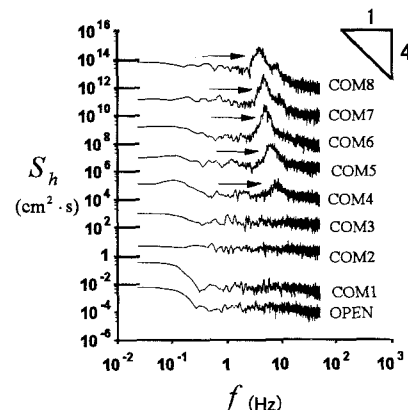


図-11 水面変動パワースペクトル
(各データは100ずつ上方へ平行移動)
(風波局所平衡下の4乗則の傾きを併示)

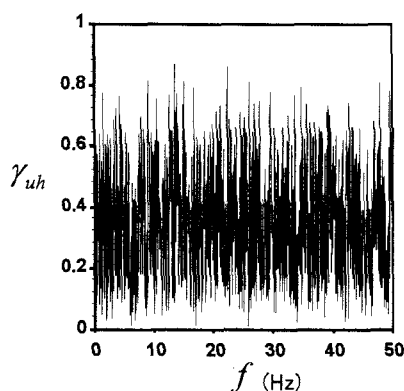


図-12 コヒーレンス
(Run: OPEN, $z/h \approx 0.9$)

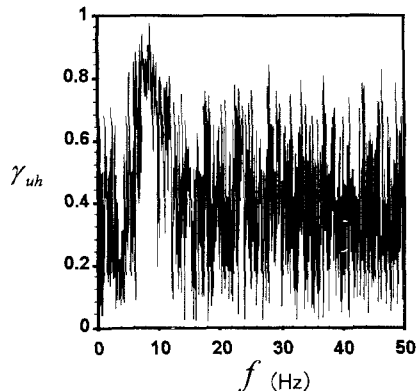


図-13 コヒーレンス
(Run: COM4, $z/h \approx 0.9$)

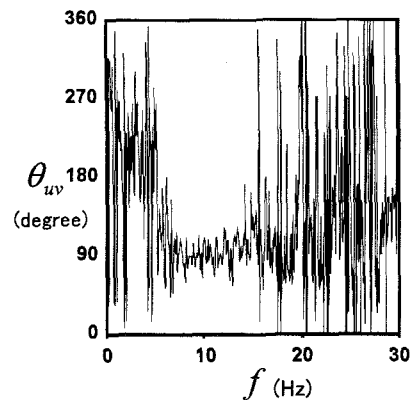


図-14 フェイズ
(Run: COM4, $z/h \approx 0.9$)

いる。両図より、1～10Hzにおいて卓越した変動パワー（図面上の矢印）が観察される。これは既往の研究¹⁰⁾で指摘されている風波固有の卓越周波数 f_p と見なせる。また、スペクトルピークの低周波側および高周波側には、 $f^{-5/3}$ が成立する周波数領域が観察される。これは、風波場における水流挙動が吹送流による界面せん断流と波による回転軌道変動によって構成されることを示唆している¹⁰⁾。したがって、風速の増大により、界面近傍の流体挙動は開水路による変動から風波流れ固有の変動へと遷移することがわかる。一方、図-12～図-14には開水路流場のみ(OPEN)および混成場(COM4)における界面近傍点($z/h \approx 0.9$)での流速変動 u と水面変動 h との周波数空間での相関量であるコヒーレンス γ_{uh} と、

流速変動 u, v 間の位相差フェイズ θ_{uv} を示した。同図より、開水路流場では界面変動と流速変動には周波数帯に依存しない弱い相関関係が存在する。一方、風シアーが存在するケースCOM4では卓越周波数帯で大きな相関が観察され、このときの位相差は線形波理論の 90° に近い値を示していることがわかる。このことは、ある一定以上の風シアーが開水路流の水面上に加わると、卓越周波数を有する水面波が水層の流速変動を大きく支配し、流速成分中に楕円軌道成分（波動成分¹⁰⁾）を発生させることがわかる。

そこで、本研究では流速成分における楕円軌道成分を除去し、非定常な吹送流と底面せん断流に起因する乱れ変動を考察するために、線形filtering手法(LFT)¹¹⁾の適用を試みた。このLFTは、線形フィルタ

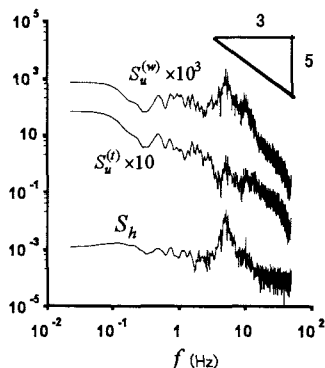


図-15 LFTによるスペクトルパワー分解
(Run: COM6, $z/h \approx 0.9$)

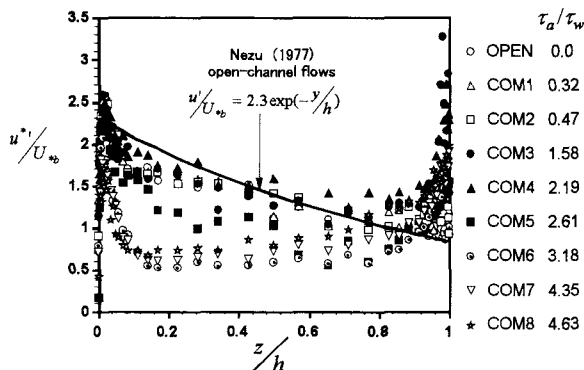


図-16 LFT解析による乱れ強度分布

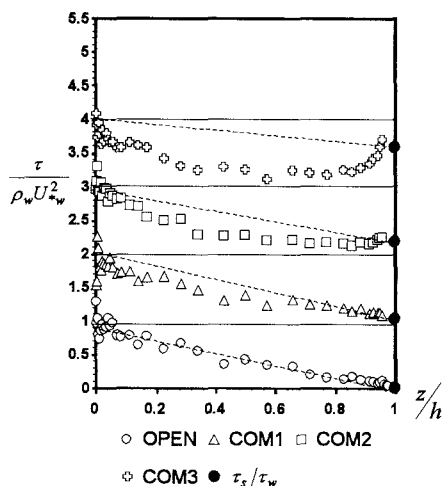
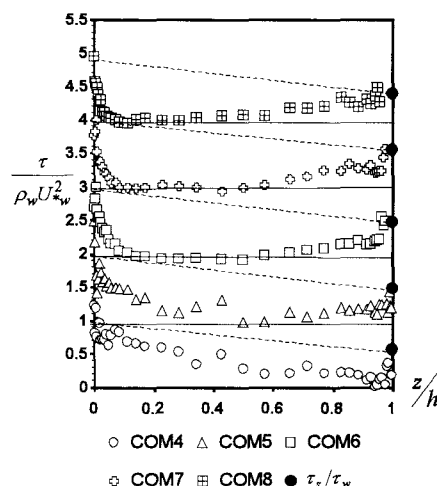


図-17 LFT解析によるせん断応力分布 (各データは1.0ずつ上方へ平行移動している)



により水面変動に線形な流速変動成分を周波数空間で抽出できる。図-15はLFTにより算定した、ケースCOM6における界面近傍点での流速変動スペクトルおよび水面変動スペクトル S_h を示す。図中で、 $S_u^{(w)}$ は流速変動において水面変動に線形な成分であり、 $S_u^{(f)} (= S_u - S_u^{(w)})$ はそれ以外の変動成分である。図より、風波に固有の水面変動が生じている場合には、卓越周波数帯で特に影響が大きいことがわかる。また、図-16はLFTにより以下のように数値積分して算定した乱れ強度 u^* 分布を示した。

$$u^* = \sqrt{\int_{f_0}^{f_N} (S_u - r S_u^{(w)}) df} \quad r = \begin{cases} 1.0 & 1.0 \leq f \leq 10.0 \text{ (Hz)} \\ 0.0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 f_0 は計測時間より定まる最小周波数、 f_N はナイキスト周波数(=50Hz)である。図より、乱れは底面および界面を最大値として、放物線形の分布を有することがわかり、注目される。図-17は風波に起因する流速成分をLFTで除去した後に算定したせん断応力分布を示す。図中の界面せん断応力 τ_s は水層界面での摩擦速度⁸⁾より算定した。同図より、水面上の風シアーが強くなると、せん断応力 τ は底面シアーと吹送流シアーを境界条件として放物線特性を示し、せん断応力に関する線形仮定¹²⁾ (図中の破線)が破綻することがわかる。また、界面では、LFT解析により算定した τ と摩擦速度より算定した τ_s がほぼ一致することがわかる。

(3) 組織構造特性

KomoriらおよびNakagawa & Nezuによれば、開水路乱れ構造は壁面せん断による組織渦で構成されていることが指摘されている。一方、界面シアーの存在下における組織乱流特性に関してはあまり検討されていない。そこで、本研究では風シアーのある底面近傍の組織構造、および界面組織構造に関して考察する。解析手法として、LFTおよびWavelet手法¹⁰⁾を併用し、周波数毎に波動成分を除去した変動を考察する。解析に用いる流速変動 u^* は以下のように分離した。

$$u^*(t) = u(t) - \hat{u}(t) \quad (4)$$

ここで、 $\hat{u}$ はLFTを用いて分離される波動成分とする。したがって、 u^* には非線形波成分が含まれ、吹送流と関連があると考えられる。図-18はケースCOM5における界面近傍流速変動 u の分離例である。図中の η は水面変動を示し、データは各々10ずつ上方へ平行移動している。一方、組織構造の抽出手法として4象限半値閾値法¹⁾を用いる。図-19に変動 u^*, v^* の標準偏差 $u^* v^*$ で無次元化した寄与率差 $\Delta R (= |RS_2| + |RS_4| - |RS_1| - |RS_3|)$ を τ_a/τ_w に対して示した。ここで、 RS_i は組織運動と判定された i 象限の寄与率である。開水路流($\tau_a/\tau_w=0.0$)および低風速シアー下では、底面せん断流に起因する組織構造(ejection RS_2 およびsweep RS_4)の卓越が観察さ

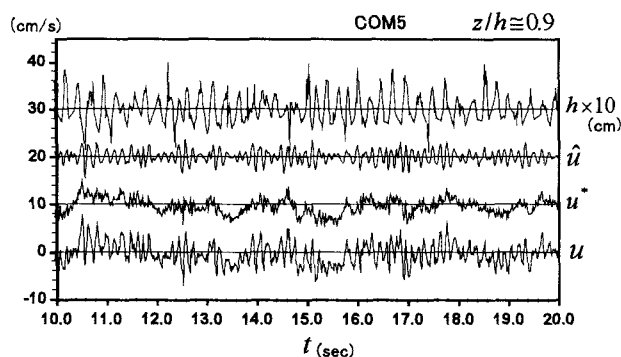


図-18 LFTおよびWavelet解析による乱れ変動分離

(Run: COM5, $z/h \approx 0.9$, データは10ずつ上方へ平行移動)

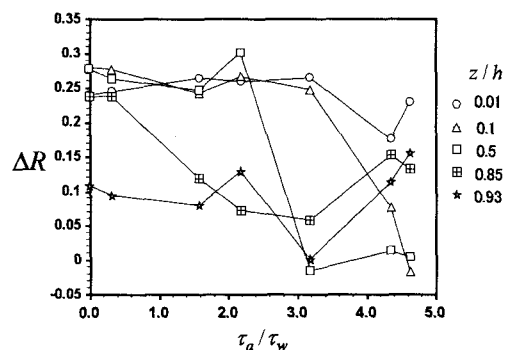


図-19 寄与率差 ΔR とせん断応力比 τ_a/τ_w

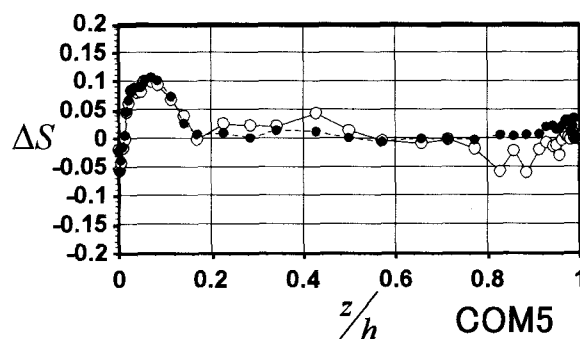
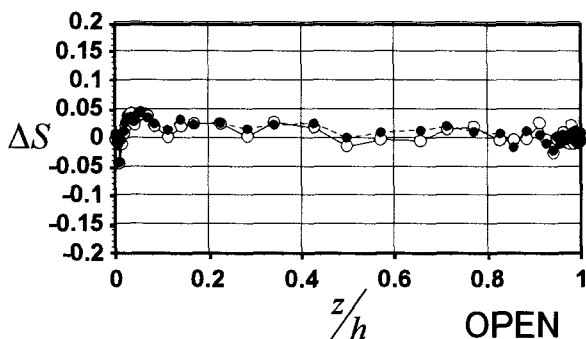


図-20 組織的運動による鉛直方向運動量輸送 (左: OPEN, 右: COM5)

れる。また、底面近傍では風シアーによらず組織構造が観察される。一方、高風速シアー下では底面で発生した組織構造は半水深で寄与を弱めるが、界面近傍では界面波発生による非線形変動の影響に起因する組織的運動により ΔR は再び増大する傾向が見られる。図-20には開水路流(OPEN)および混成流(COM5)での組織運動に起因する鉛直方向の無次元化運動量輸送 $\Delta S \equiv (RS_2 - |RS_4|)/u^*v^*$ を示した。ここで、正值 ΔS は水層内で組織的運動による上向きの運動量輸送を意味し、○は流速変動 u^* に関して、●は全流速変動 u に関して解析した。ケースOPENでは、底面近傍($z/h < 0.05$)でsweepが卓越し、それより上方ではejectionが卓越し、従来の結果に一致する¹⁾。一方、ケースCOM5の界面近傍で流速位相差が線形である波動の影響(●)によって時間平均的な鉛直方向運動量輸送はゼロに近くなるが、風シアーに起因する吹送流速変動(○)に対しては下方の輸送が行われることがわかる。これは吹送流を伴う開水路場の水面近傍では水面から下方へ向かう組織的な運動が存在することを示唆している。

5. おわりに

本研究は風シアーを伴う開水路流場における乱れと水面変動に関する検討を行った。その結果、風シアー下の開水路流場では、水面変動と水層乱流構造には風シアーと底面シアーの比に支配された影響が現れることが明らかとなった。

参考文献

1) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in Open-Channel

Flows, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.

2) Komori *et al.*: The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.203, pp.103-123, 1989.

3) Rashidi, M. & Banerjee, S.: The effect of boundary conditions and shear rate on streak formation and breakdown in turbulent flows, *Phys. Fluids A*, Vol.2, No.10, pp.1827-1838, 1990.

4) 楠津家久・中山忠暢：自由水面近傍における組織渦の時空間相関構造に関する研究，土木学会論文集，No.586，II-42，pp.51-60，1998.

5) 横嶋哲・中山昭彦：水面変動を伴う開水路乱流の直接数値シミュレーション，土木学会論文集，No.712，II-60，pp.52-57，2002.

6) 長谷川洋介・笠木伸英：波状気液界面における乱流物質輸送機構，第16回数値流体力学シンポ，E28-3，2002.

7) Wu, J.: Wind stress and surface roughness at air-sea interface, *J. Geophys. Res.*, Vol.74, No.2, pp.444-455, 1969.

8) 楠津家久・中山忠暢・井上理恵：風波発生下における水・空気界面での乱流構造に関する研究，水工学論文集，Vol.43，pp.413-418，1999.

9) 楠津家久：開水路乱流の乱れ強度に関する研究，土木学会論文集，No.261，pp.67-76，1977.

10) 楠津家久・吉田圭介・牛島省：水面上に風シアーが存在する開水路流れにおける水・空気層乱流構造に関する基礎的研究，土木学会論文集，No.733/II-63，pp.67-76，2003.

11) Hughes, E.D. and Duffey, R.B.: Direct contact condensation and momentum transfer in turbulent separated flows, *J. Multiphase Flow*, Vol.17, No.5, pp.599-619, 1991.

12) Benilov, *et al.*: On the analysis of wind wave-induced disturbances in the atmospheric turbulent surface layer, *Boundary Layer Meteorol.*, Vol.6, pp.269-285, 1974.

(2003. 10. 1受付)