

水槽風洞波が乱れ成分に及ぼす影響に関する研究

EFFECTS OF TURBULENCE COMPONENTS BELOW WIND WATER WAVES

禰津家久¹・中山忠暢²

Iehisa NEZU and Tadanobu NAKAYAMA

¹正会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学教室 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²学生会員 日本学術振興会特別研究員

京都大学大学院 環境地球工学専攻

The turbulence fields on both sides of an air-water interface were examined experimentally in wind-water tunnel. The turbulent quantities in the air behave similarly to those in flows over flat plates in open-channels. As for the water side, wave component and turbulence component were separated by a spectral separation method. Turbulence component has universal characteristics on a 2-D gravity wave. It became clear that turbulent structure and energy budget on both sides are closely related with each other and that energy transfer through the air-water interface increases when the wind becomes larger..

Key Words : *spectral separation method, wave component, turbulence component, air-water interface*

1. 緒論

従来より、風波に関する研究は海岸・海洋工学等の分野で多く行われており、主に吹送流や風の平均流特性、運動量輸送等に関する研究と、もっと微細なレベルでの乱れ特性等に関する研究とに分類することができる。特に、後者の研究は室内実験によるものが大半であるが、界面を通しての気体輸送と密接に関連していると予測され、波と乱れをいかに分離するかが重要な課題である。

波と乱れの分離には様々な手法があるが、以下の3つに大まかに分けられる。1つめはBenilov *et al.* (1974)¹⁾による線形フィルタリング手法(LFTと呼ぶ)で、波による軌道運動は水面変位と比例し、波による運動と乱れには相互作用がないと仮定するものである。ただし、この手法には非線形波成分が乱れ成分の中に表れるという欠点がある。Howe *et al.* (1982)²⁾やCheung and Street (1988)³⁾は水側の界面近傍で主流速勾配が対数則よりも緩やかになる現象について、このLFTを用いて波動成分及び乱れ成分の乱れ強度の大小関係の逆転と関連づけて、波が平均流に影響を及ぼすことを指摘している。2つめはDean (1965)⁴⁾による非線形手法で、軌道運動はポテンシャル運動

であり乱れと相互作用を持つと仮定するものである。Jiang *et al.* (1990)⁵⁾はこの手法を用いて波と乱れの相互作用がエネルギー輸送の原因であると論じている。さらに3つめは最近Thais and Magnaudet (1995, 1996)^{6), 7)}によって行われたもので、流速変動成分をポテンシャル成分・回転成分・乱れ成分の3つに分類する、非線形3重分離法(TDM)と呼ばれるものである。彼らは波と乱れの相互作用の発生基準のパラメータとして水面での波の運動エネルギーと風シアーの比を指摘しており、乱れ強度の最大値はこのパラメータのべき乗則で表せることを主張している。上記の3つの手法以外にも、例えばBliven *et al.* (1984)⁸⁾は水面変動スペクトルと深水波理論から1次及び2次のオーダーの波による成分の評価を行っており、Plate and Friedrich (1984)⁹⁾は流速変動スペクトルのピーク領域のみを波動成分とみなすという単純な手法を用いている。

このように、波と乱れの分離手法には各々長所・短所がありどの手法が最適であるとは一概に言い難い。また、実験室レベルでの比較的振幅の小さい波を対象とする限り、波と乱れ成分の相対的な大きさはどの手法を用いても大きな相違はないと考えられる。そこで本研究では最も単純なLFTを用いることによって、風波における乱れ及びエネルギー構造の検討を行う。

表-1 水理条件

	$U_{a, \max}$ (m/s)	U^*_a (cm/s)	z_a (cm)	η' (cm)	H/λ	R_f
d2wa	0.94	3.84	0.00321	0.0292	3.200	0.08
d2wd	3.63	17.51	0.00796	0.0855	1.143	0.88
d2wf	5.46	28.67	0.01145	0.7085	0.286	2.06
d2wh	8.30	50.29	0.01981	0.8157	0.200	6.25

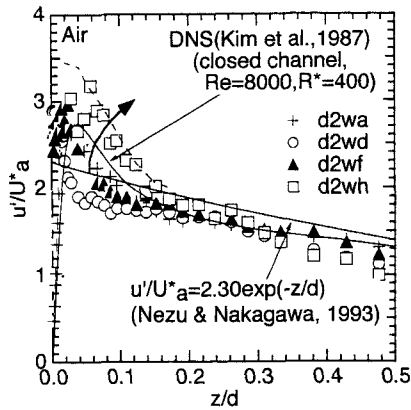


図-1 乱れ強度分布(空気層)

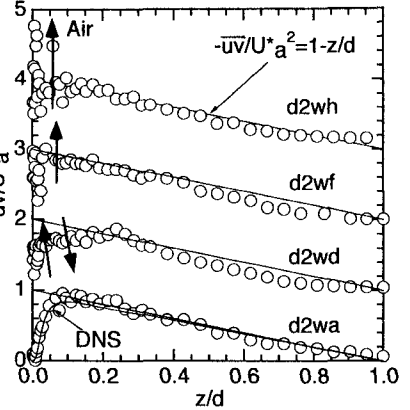
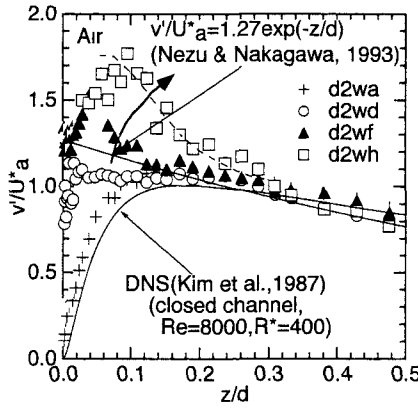


図-2 レイノルズ応力分布(空気層)

2. 実験方法

本実験は全長16m, 幅40cm, 高さ50cmの風洞付き水路を用いて行った。計測部は水路側壁と底面下方が光学ガラス製となっており, 流れが十分に発達している水路上流端から約9mの地点を計測部とした。座標系は流下方向を x , 鉛直方向については界面から下方(水層)に y' , 上方(空気層)に z とし, それらに対応する流速変動成分を u, v とする。水理条件を表-1に示す。 $U_{a, \max}$ は空気層での最大風速, U^*_a は空気層での風速分布に対数則を適用して求めた摩擦速度, z_a は粗度高さ, η' は水面変動強度, H は水深, λ は風波の波長, $R_f = U^*_a z_a / \nu_a$ は粗度レイノルズ数, ν_a は空気層の動粘性係数である。水深8cmの静水上に風速を数段階に変化させて吹かせ, 通水部のバルブを閉じた状態で逆流を生じさせ, 500mWの4ビーム後方散乱型2成分レーザ流速計(Dantec社製)を用いて水側及び空気側の水路中央断面における計測を行った。その際に, 水流の計測時には分解能が0.1mmの超音波波高計(Keyence社製)を水路中央断面に設置し, 流速との同時計測を行って波と乱れの分離を行った。また, 気流を高精度に計測するためにシーディング発生装置を用いた。

3. LFT法

ある任意の特性値 $F(x,t)$ は以下のように3つの成分に分割される。

$$F(x,t) = \bar{F}(x) + \tilde{F}(x,t) + F'(x,t) \quad (1)$$

ここで, $\bar{F}(x)$, $\tilde{F}(x,t)$, $F'(x,t)$ はそれぞれ平均値, 波に誘起された成分, 乱れによる成分である。 \bar{F} は

F の時間平均である。

$$\bar{F}(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T F(x,t) dt \quad (2)$$

Benilov *et al.*(1974)⁹⁾は以下の仮定に基づくスペクトル分離法(LFT)を提案した。

(i)波による成分は水位変化 η に比例する。

$$\tilde{F}(x,t) = L\eta(r,t) \quad (3)$$

(ii)波による運動と乱れには相関がない。

$$\overline{\tilde{F} F'} = 0 \quad (4)$$

L は線形オペレータ, r は水平ベクトルである。この様にして, \tilde{F} と F' の2次モーメントが次のようにスペクトル分離法で計算できる。

$$S_{\alpha\beta}(f) = S_{\tilde{\alpha}\tilde{\beta}}(f) + S_{\alpha'\beta'}(f) \quad (5)$$

$$S_{\tilde{\alpha}\tilde{\beta}}(f) = \frac{S_{\alpha\eta}(f)S_{\beta\eta}^*(f)}{S_{\eta\eta}(f)} \quad (6)$$

ここで $S_{\alpha\beta}$ は関数 α と β のクロススペクトル, $S_{\eta\eta}$ は η のパワースペクトル, $S_{\beta\eta}^*$ は $S_{\beta\eta}$ の共役である。上式を用いることによって全流速変動成分と波動成分のパワースペクトルが関連づけられる。

4. 実験結果および考察

(1) 空気層流の乱れ構造

a) 乱れ強度及びレイノルズ応力分布

風波のような界面が固定床上の境界層と大きく異なる点は, 風速の増大とともに界面での粗度要素(水面変動)が大きくなることであり, 著者ら¹⁰⁾は粗度レイノルズ数による領域区分(滑面・不完全粗面・完全粗面状態)によって水面変動強度と粗度高さ及び水面波の形状には一意的な関係があることを示した。そ

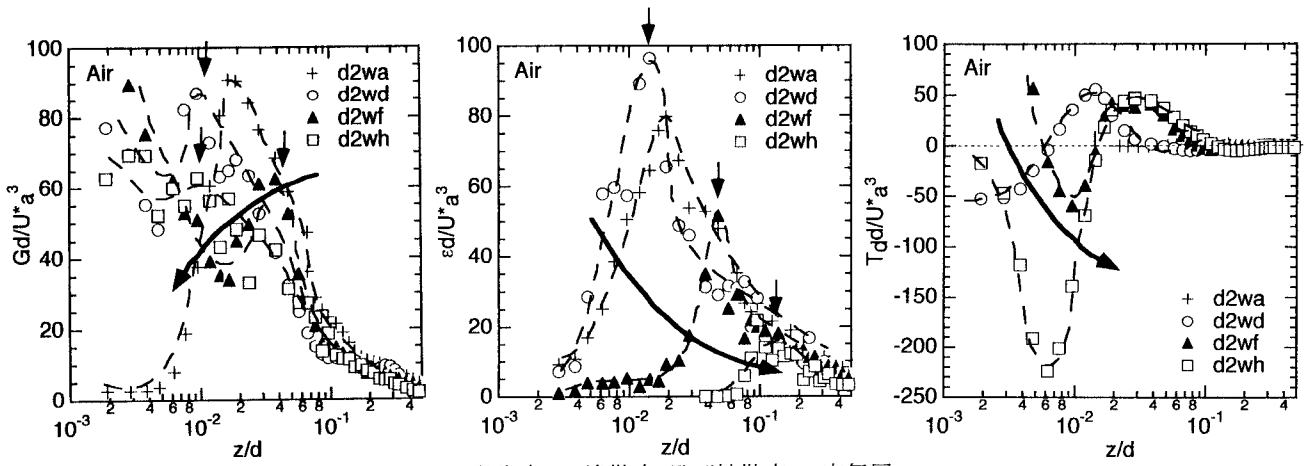


図-3 発生率 G 、逸散率 ε 及び拡散率 T_d (空気層)

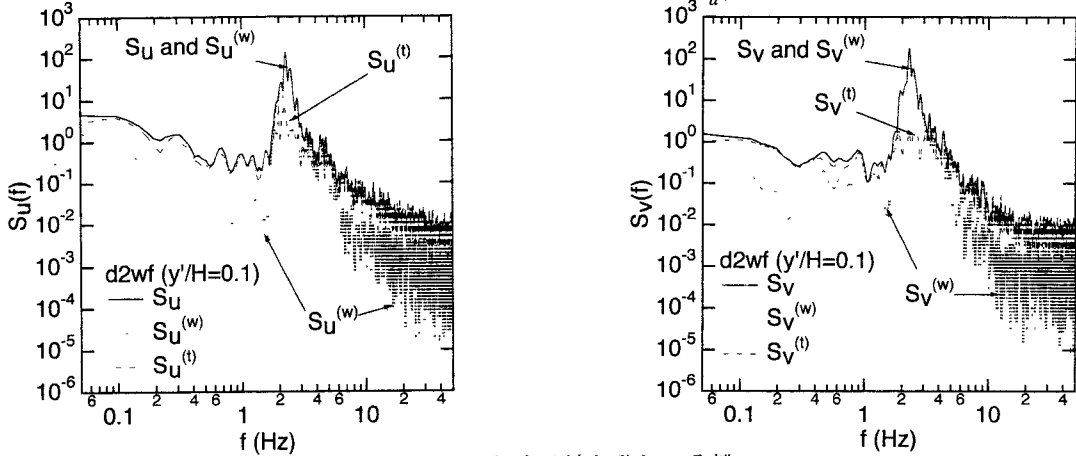


図-4 LFTによる波と乱れの分離

のため、水面波上の空気流の乱れ構造は粗面流れと類似な特性を示すと考えられる。また、空気層流の流速変動スペクトルには水層流のように水面変動に対応した明確なピークは見られず、波と乱れの分離は不必要であると考えられる。図-1は空気層における乱れ強度分布である。 d は空気層高さの半分である。図にはKim *et al.*(1987)¹¹⁾によるDNSデータ(滑面管路流れ、レイノルズ数 $R_e = U_m D / \nu_w = 8000$ 、摩擦レイノルズ数 $R_* = U_* D / \nu_w = 400$ 、 U_m は断面平均流速、 D は管路の半径、 ν_w は水の動粘性係数)及びNezu and Nakagawa (1993)¹²⁾による半経験式(滑面開水路流れ、壁面近傍では適用不可能)も併示した。これより、水面の穏やかなd2wa(滑面状態)ではDNSデータと類似し、3次元的なさざ波の発生しているd2wd(不完全粗面状態)では u' は減少し v' は増加するという粗面流れに特有な等方化指向¹²⁾が見られ、それよりも風速が大きく2次元的な重力波(d2wf, d2wh)が発生すると水面近傍では半経験式よりも大きく上昇することがわかる。一方、図-2はレイノルズ応力分布である。この図からもd2waでは滑面流れと類似した分布、d2wdでは粗面流れに特有な一定せん断層の存在が見られ、それよりも風速が大きくと三角形分布に漸近し水面近傍では大きく増加する。すなわち、風速の増加とともに水面近傍では水面波の形成に大きなエネルギーが輸送

されることになる。

b) 乱れエネルギー収支関係

図-3は空気層の界面近傍での発生率 G 、逸散率 ε 及び拡散率 T_d の分布である。ここで、 ε は風速変動の主流方向成分に対するスペクトルの $-5/3$ 乗則から求めた¹²⁾。 G については、d2waでは水面のごく近傍で減少するが、水面波が形成されると水面近傍で増加することがわかる。また、水面から少し離れたところでの G は風速の増加とともに減少し、ある一定の値に漸近する。一方、 ε は水面波が形成されると若干増加し、風速の増加とともに大きく減少する。 G と同様に風速の増加とともにピーク値をとる領域が水面から離れていき、ピーク値をとる領域も類似している。さらに、風速の増加とともに水面のごく近傍での G が増加するのは対照的に、 ε は大きく減少し、 T_d は大きな負の値(界面方向への輸送の増加)を持つようになる。この点に関しては次節以降で述べるように水層中へのエネルギー輸送の増加と密接に関連している。

(2) 水層流の乱れ構造

a) LFTを用いた波と乱れの分離

図-4は3章のLFT法で述べたスペクトル分離法を用いて波と乱れの分離を行った例である。これより、水面波の周期に対応するピーク領域では波の成分(S_u

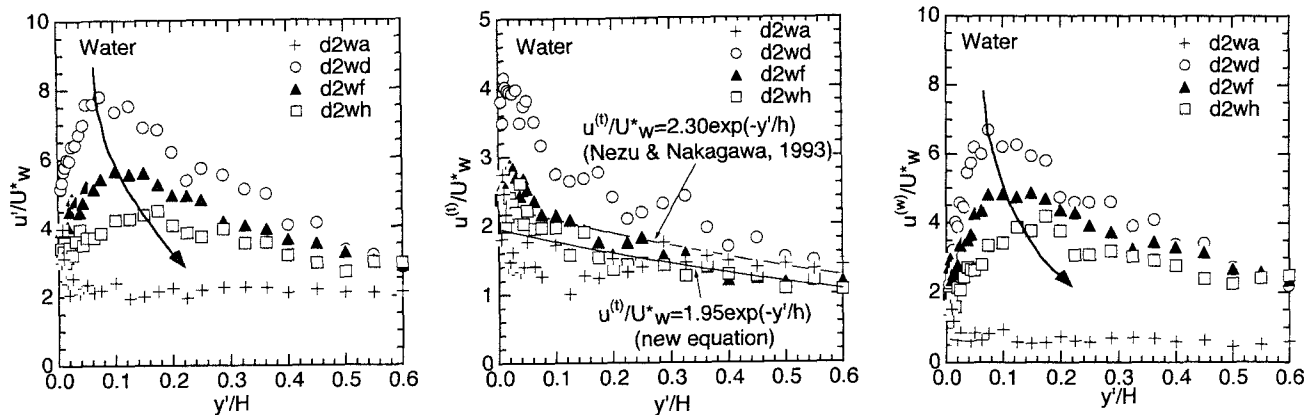


図-5 主流方向成分の全乱れ強度，乱れ及び波による乱れ強度分布(水層)

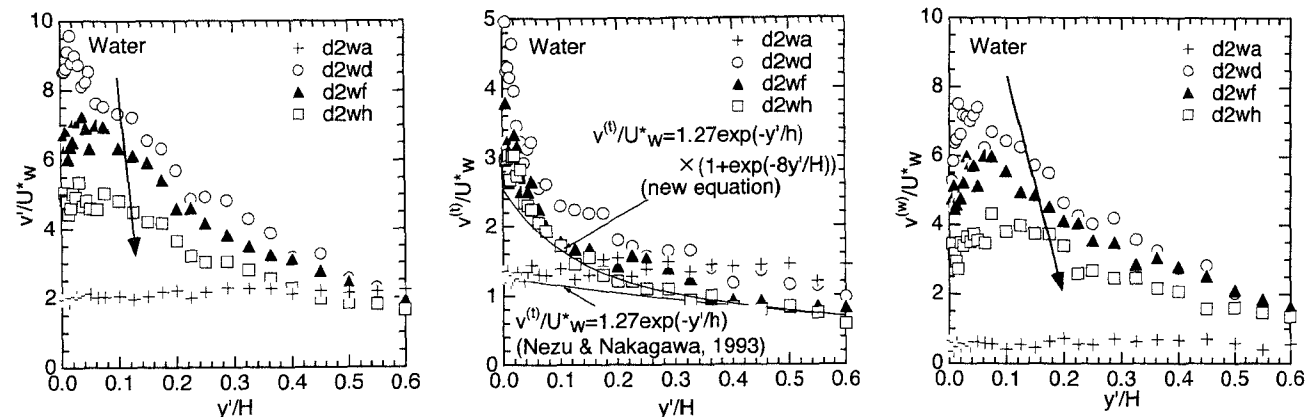


図-6 鉛直方向成分の全乱れ強度，乱れ及び波による乱れ強度分布(水層)

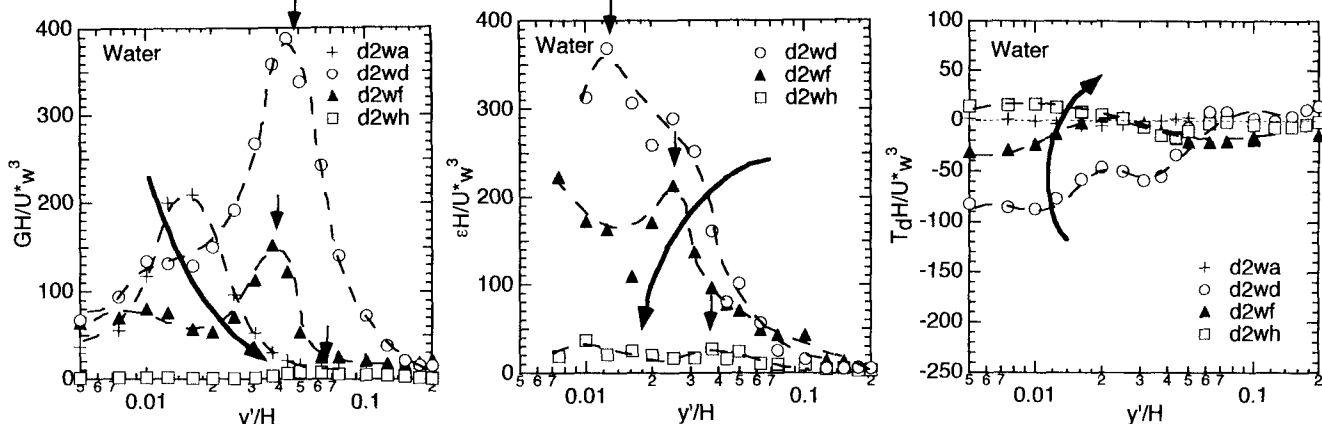


図-7 発生率 G ，逸散率 ϵ 及び拡散率 T_d (水層)

(w)と表示)が大きく寄与し、それ以外の領域では乱れ成分($S_u^{(t)}$ と表示)の寄与が大きく、波と乱れがうまく分離できている。特に、ピーク領域における乱れ成分の寄与率は鉛直成分 v の方が小さく、自由水面による減衰効果を受けている。

b) 乱れ強度分布

図-5及び図-6は水層における全乱れ強度 u' 及び v' 、乱れによる乱れ強度 $u^{(t)}$ 及び $v^{(t)}$ 、及び波による乱れ強度 $u^{(w)}$ 及び $v^{(w)}$ の分布である。乱れ及び波による乱れ強度はLFTを用いて分離した。Howe *et al.*(1982)²⁾は、水面変動の発生下では水面近傍での全乱れ強度が風速の増加とともに減少していき、2次元重力波になるとある値に漸近することを指摘している。一方、d2wa(滑面状態)では分布特性が他とは全く異なって

おり、水面波の発生していない状態では水面下の乱れ構造は水深方向にほぼ一定値をとる。さらに、水面波の発生下では全乱れ強度に対する波の成分の占める割合がかなり大きいものに対して、水面波が発生していない状態では乱れ成分の占める割合の方が大きいことがわかる。乱れ成分については、風速が大きくなり2次元重力波になると空気側の乱れ強度よりも普遍性が強いことがわかる。図にはNezu and Nakagawa(1993)¹²⁾による半経験式を改良した近似式を併示した。

c) 乱れエネルギー収支関係

水面上を風が吹くことによってエネルギーは水面下の平均流場・波動場に輸送される。またその際に、波動場から平均流場へ、及び平均流場から乱れ

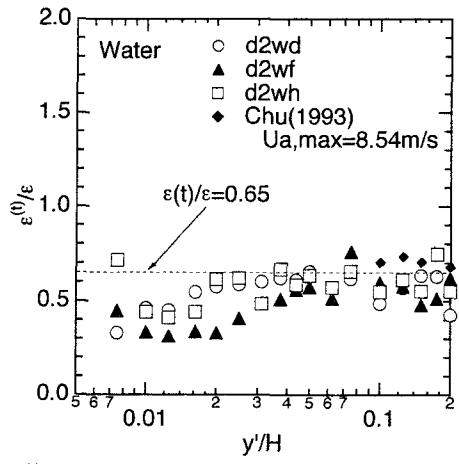
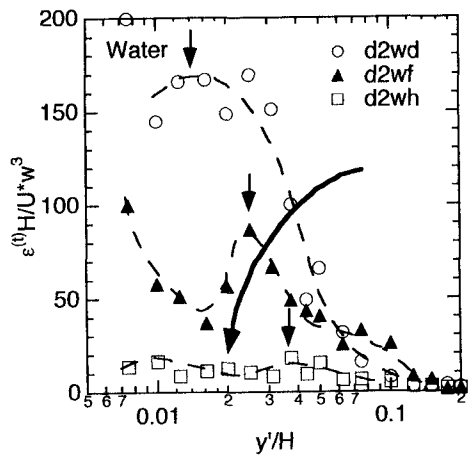


図-8 乱れ成分の逸散率 $\epsilon^{(t)}$ 及び $\epsilon^{(t)}/\epsilon$ (水層)

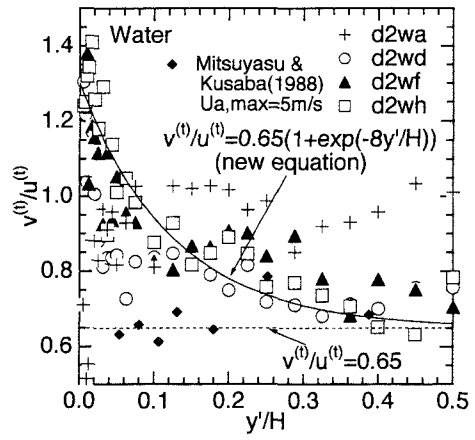
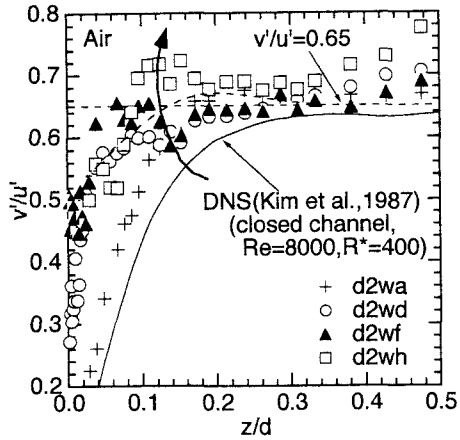


図-9 乱れ強度比 v'/u' の分布(空気層及び水層)

場へのエネルギーの流れも発生し、平均流場・波動場・乱れ場は密接にカップリングすることになる³⁾。またJiang *et al.*(1990)⁵⁾は波と乱れの相互作用こそがエネルギー輸送の原因であると指摘している。図-7は水層の界面近傍での発生率 G 、逸散率 ϵ 及び拡散率 T_d の分布である。 G 及び ϵ の分布は図-3の空気層に対するものと比較的良く一致しているが、2次元重力波になると水面近傍での特性が異なってくる。まず第一に、空気層の界面近傍では $G > \epsilon$ となり過剰なエネルギーが水面下に輸送されていたのに対して、水層の界面近傍では $G < \epsilon$ とエネルギー欠損状態になっていることである。この点に関してThais and Magnaudet (1996)⁷⁾も水層では $G < \epsilon$ となり拡散項の影響が大きくなることを指摘している。第二に、空気層での G 及び ϵ のピーク位置は G の方が界面寄りであるのに対して、水層では ϵ の方が界面寄りであることである。これらのことは T_d の変化特性と大きく関連している。図-3から、空気層の界面近傍での T_d は風速の増加とともに負方向に大きく(界面方向への輸送の増加)なっていたが、水層の T_d は逆に正方向に大きく(界面から離れる方向への輸送の増加)なっていく。すなわち、風波の発達とともに空気層から水層に輸送されるエネルギーの割合が増加することになる。図-8は水層の界面近傍での乱れ成分に対する逸散率 $\epsilon^{(t)}$ 及び $\epsilon^{(t)}/\epsilon$

の分布である。図から、 $\epsilon^{(t)}$ の分布形状は ϵ のものと非常に類似していることがわかる。水面近傍において ϵ に対して $\epsilon^{(t)}$ の占める割合は約50%であり、水面から離れると約 $\epsilon^{(t)}/\epsilon = 0.65$ に漸近して乱れ成分の占める割合が若干増加する。

(3) 空気層流と水層流における乱れ構造の関連性
a) 両層での乱れ構造の関係

前節までから、水層と空気層での乱れ構造及びエネルギー関係には密接な関係があることが明らかになった。図-9は水層及び空気層における乱れ強度比 v'/u' の分布である。これより、両層とも界面から離れた平衡領域ではほぼ同じ値 $v'/u' = 0.65$ に漸近する(ただし、空気層では界面から十分離れると断面中央付近で2次流の影響によって増加する。水層では壁面の影響で減少する。)ことがわかる。また、水面近傍において空気層では水面が穏やかならば大きく減少するが、風速が増大し水面波が発生すると若干増加することがわかる。すなわち、等方化に向かい、このことは固定床上の粗面流れ¹²⁾に類似する。一方、水層では水面波が発生すると水面近傍で大きく増加する²⁾。光易・草場(1988)¹³⁾は界面活性剤を用いて風波の発生を抑制した場合の水面下での乱れ強度比を計測しているが、この場合には水面近傍で $v'/u' = 0.65$ とな

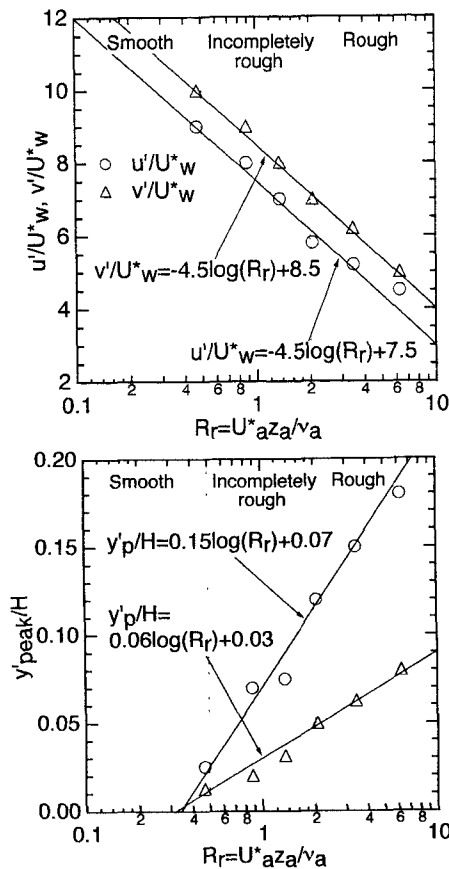


図-10 全乱れ強度のピーク値及びピーク位置の分布(水層)

り、本研究での平衡領域における値に一致する。以上から、水層での水面近傍における v/u の増加は風波の発生下に固有のものであるといえる。

b) 水層中での乱れ強度の予測手法

空気層の風速を計測して風波発生下での乱れ(特にピーク値)を予測することは非常に有用であると考えられる。図-5及び図-6から水層での界面近傍における摩擦速度で無次元化した全乱れ強度は風速の増加とともに減少していくことが明らかになった。図-10は水層での全乱れ強度のピーク値及びピーク位置を空気層中の粗度レイノルズ数 $R_r = U^*az_a/v_a$ に対して片対数表示したものである。図より u' 、 v' 成分ともに不完全粗面領域から粗面領域にかけて、ピーク値は \log の減少関数にピーク位置は \log の増加関数に良く一致することがわかる。これより、空気層中での風速を計測することによって水中での乱れ強度の評価が可能となる。すなわち、まず空気中の風速分布に対数則を適用して空気層での摩擦速度及び粗度高さを求める。両層での運動量はほぼ連続していることが著者ら¹⁰⁾によって明らかにされているので、これより水層中での摩擦速度の評価が可能である。次に図中の式を用いることによって水中の全乱れ強度のピーク値及びピーク位置が算出され、図-5及び図-6における乱れ成分の近似式から乱れ成分が評価でき、最終的に波による成分のピーク値も評価できることになる。

5. 結論

本研究では、風波を対象としてLFTを用いて、乱れ及び波動成分の変化特性について検討を行った。

1) 空気層での乱れ特性は風速の増大とともに粗度高さが大きくなるという点を除けば固定床上のものと類似している。

2) 風速の増加とともに空気層の界面近傍での G は増加、 ε は減少し、 T_d は負の値をとる。

3) 水層中での全乱れ強度は風速の増加とともに減少する。乱れ成分の乱れ強度は空気側の乱れ強度よりも普遍性が強い。

4) 2次元重力波の発生下では水層中で $G < \varepsilon$ とエネルギー欠損状態となり、 T_d が増加して空気層から水層へ輸送されるエネルギーの割合が増加する。

5) 両層での乱れ強度比は正反対の特性を示し、界面から離れるにつれてほぼ同じ値に漸近する。

6) 空気層での風速を計測するだけで水層中の乱れ強度の評価が可能となった。

参考文献

- 1) Benilov, A.Y., Kouznetsov, O.A. and Panin, G.N.: On the analysis of wind wave-induced disturbances in the atmospheric turbulent surface layer, *Boundary Layer Meteorol.*, Vol.6, pp.269-285, 1974.
- 2) Howe, B.M., Chambers, A.J., Klotz, S.P., Cheung, T.K. and Street, R.L.: Comparison of profiles and fluxes of heat and momentum above and below an air-water interface, *Trans. ASME C: J. Heat Transfer*, Vol.104, pp.34-39, 1982.
- 3) Cheung, T.K. and Street, R.L.: Turbulent layers in the water at an air-water interfaces, *J. Fluid Mech.*, Vol.194, pp.133-151, 1988.
- 4) Dean, R.G.: Stream function representation of non linear ocean waves, *J. Geophys. Res.*, Vol.70, No.18, pp.4561-4572, 1965.
- 5) Jiang, J.Y., Street, R.L. and Klotz, S.P.: A study of wave-turbulence interaction by use of a nonlinear water wave decomposition technique, *J. Geophys. Res.*, Vol.95, No.C9, pp.16037-16054, 1990.
- 6) Thais, L. and Magnaudet, J.: A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves, *J. Geophys. Res.*, Vol.100, No.C1, pp.741-755, 1995.
- 7) Thais, L. and Magnaudet, J.: Turbulent structure beneath surface gravity waves sheared by the wind, *J. Fluid Mech.*, Vol.328, pp.313-344, 1996.
- 8) Bliven, L.F., Huang, N.E. and Long, S.R.: A laboratory study of the velocity field below surface gravity waves, *Gas Transfer at Air-Water Interfaces*, eds. W. Brutsaert and G.H. Jirka, pp.181-190, 1984.
- 9) Plate, E.J. and Friedrich, R.: Reaeration of open channel flow, *Gas Transfer at Air-Water Interfaces*, eds. W. Brutsaert and G.H. Jirka, pp.333-346, 1984.
- 10) 瀬津家久, 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, 水工論文集, Vol.43, 1999, (投稿中).
- 11) Kim, J., Moin, P. and Moser, R.: Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, Vol.177, pp.133-166, 1987.
- 12) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 13) 光易恒, 草場忠夫: 大気海洋間の運動量交換(2), 九州大学応力研所報, 第66号, pp.21-35, 1988.

(1998. 9. 30受付)