

風波の乱流構造について

中山忠暢¹・禰津家久²

¹学生会員 日本学術振興会特別研究員

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

²正会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室

水面上に風が吹くと、界面に働く風シアーによって吹送流及び風波が発生する。水面波の形状は粗度レイノルズ数と密接な関係がある。また、空気層での乱流構造は風速の増加とともに粗度要素が大きくなる点を除けば固定床上のものと類似している。一方、水流に対してスペクトル分離法を用いて波動成分と乱れ成分の分離を行った結果、2次元重力波の発生下では乱れ成分はケースに無関係に開水路流れと同様に普遍的な特性を有することが明らかになった。このような両層での乱れ構造及びエネルギー収支関係は密接に関連しており、風速の増加とともに空気層から水層へのエネルギー輸送が活発になることが示された。

Key Words : *wind shear, air-water interface, momentum transport, spectral separation method, turbulence component*

1. 緒論

従来より、風波に関する研究は海岸・海洋工学や地球物理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。

前者に関して、Wu(1981)⁹⁾は水面上に風が吹く場合について風速の鉛直分布を対数則で表すとともに、固定床上での境界層と類似の概念を用いて、水表面の粗度的状態によって粗度レイノルズ数により滑面・不完全粗面・完全粗面に分離を行っている。一方、水面上において大気側から輸送される運動量と、水面で下向きに輸送される運動量が連続しているかどうかは重要な問題であり、界面を通しての運動量輸送について様々な研究が行われている。例えば、Wu(1975)⁹⁾は大気側から水面に輸送される運動量の約7割が水面下に輸送されることを、光易・草場(1988)⁹⁾は約半分が、Shemdin(1972)⁹⁾はほぼ全部が輸送されることを指摘している。波による運動量輸送はせいぜい7%以下である⁹⁾ことを考えると、このような相違は水平運動量の変化が大きな原因と考えられ、さらに詳細な検討を行う必要がある。また、Wu(1988)⁹⁾は水面粗度と風の摩擦速度を結びつける無次元量についての考察を行っているが、風波の構造と水面変動との関連性については十分に明らかにされていないのが現状である。

一方、後者の微細レベルで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つ目はBenilov *et al.*(1974)⁷⁾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。しかし、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)⁸⁾やCheung and Street(1988)⁹⁾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つ目はDean(1965)¹⁰⁾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)¹¹⁾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つ目は最近Thais and Magnaudet(1995,1996)^{12),13)}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

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
d2wb	1.79	7.56	0.00402	0.0145	2.667	0.19
d2wc	2.63	12.01	0.00617	0.0130	1.333	0.47
d2wd	3.63	17.51	0.00796	0.0855	1.143	0.88
d2we	4.56	21.79	0.00978	0.4812	0.571	1.35
d2wf	5.46	28.67	0.01145	0.7085	0.286	2.06
d2wg	6.76	38.98	0.01410	0.8559	0.235	3.45
d2wh	8.30	50.29	0.01981	0.8157	0.200	6.25

ことを主張している。上記の3つの手法以外でも、例えばBliven *et al.*(1984)¹⁴⁾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)¹⁵⁾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。しかしながら、このような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。

以上より、風波の乱流構造について空気側及び水側の両側面を関連づけた研究はほとんどないのが現状である。そこで、本研究ではレーザ流速計を用いた空気流及び水流の計測と超音波波高計による水面変動の計測の同時計測を行って、両者の関連性を評価した。また、単純なLFTを用いることによって水流中の波動成分と乱れ成分を分離し、風波における乱れ及びエネルギー構造の検討を行った。

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・水路底面から鉛直上方・横断方向をそれぞれ x, y, z' 、水面から鉛直上方へ z とし、それらに対応する流速変動成分を u, v, w 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 は粗度レイノルズ数、 ν_a は空気層の動粘性係数である。全てのケースについて水深は $H=8\text{cm}$ に固定した。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通常の場合と同様に逆流を生じさせた。この時、全ての実験条件について風波上に白波の発生は見られなかった。

このような流れに対して、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。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。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。さらに、吹送流の水表面流速 U_s

の測定には、一辺が約2mm程度のフロートが50cm移動するのに要する時間をビデオで計測(最低0.01秒)し、最低30サンプル以上で平均化を行った。

3. 理論的考察及びLFT法

(1) 理論的考察

水面上における風速分布は固定床上の境界層との類似より相対風速 $U_a - U_s$ に対して次式に対数則で表される²⁾。

$$\frac{U_a - U_s}{U^*_a} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_a} \quad (1)$$

ここで、 κ はカルマン定数(=0.41)、 U_s は表面流速、 U は摩擦速度、添字 a は空気層での値を表す。上式において、例えば、レキ床上の開水路流れのような粗面流れにおいては仮想原点を導入するのが一般的である。しかしながら、風波のような界面上的境界層では固定床の境界層と大きく異なり、風速の増大とともに界面での粗度要素 z_a (水面変動)が大きくなるために、一般的に平均水面を原点とする手法が従来より用いられている。本研究においてもこれにならって平均水面を原点とした。Wu(1981)¹⁶⁾は、水表面の粗度の状態によって粗度レイノルズ数 $R_f \equiv U^*_a z_a / \nu_a$ (ν_a は空気層での動粘性係数)により次の3通りに分類を行った。

- (a)滑面： $R_f < 0.5$
- (b)不完全粗面： $0.5 < R_f < 2$
- (c)粗面： $R_f > 2$

一方、水側の界面近傍においても対数則が成立することがShemdin(1972)¹⁷⁾やWu(1975)¹⁸⁾によって明らかにされており、粗面の場合には次式で表される。

$$\frac{U_s - U_w}{U^*_w} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y'}{y_w} + 8.5 \quad (2)$$

ここで、 $y'=H-y$ は界面から水面下方への距離、 H は水深、添字 w は水層での値を表し、 y_w は水層での主流速分布に対して界面から水層側へ対数則分布を仮定した場合の等価粗度を表す。

また線形波(微小振幅波理論)の分散関係は次式で与

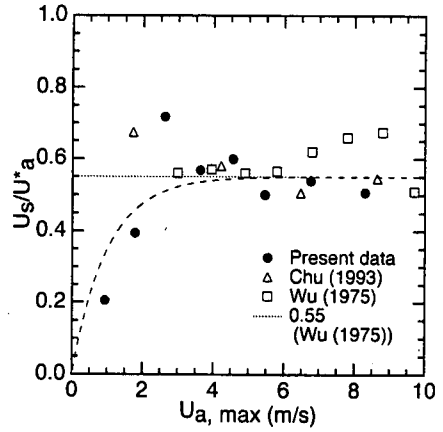
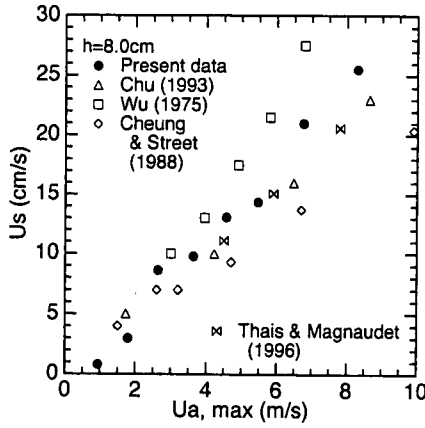


図-1 表面流速 U_s の分布

えられる。

$$c^2 = \left(\frac{g\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda} \right) \tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \quad (3)$$

ここで、 c は波速、 λ は波長、 σ は表面張力であり、 $c = \lambda f_p$ の関係があるので、 f_p (風波の主周波数)を与えれば c と λ を一意的に求めることができる。

次に、風と波の相互作用を特徴づける無次元量を示す。局所平衡状態における代表的な無次元量として以下の2つが提案されており⁹⁾、実験室及び現場レベルで普遍的に成立することが指摘されている。

$$\frac{g^2 a}{U_{*a}^2} = \alpha \quad (4)$$

$$\frac{\omega_p z_a}{U_{*a}} = \gamma \quad (5)$$

ここで、 ω_p は風波の主角周波数($\equiv 2\pi f_p$)である。式(4)は風波で有名なCharnock(1955)¹⁰⁾の式(フルード数の2乗の逆数に相当する、 $\alpha=0.0185$)であり、風による粗度の発達度合いを示す。一方、式(5)はToba(1979)¹¹⁾の式($\gamma=0.025$)であり、波の2次的な影響を表す。

(2) LFT(Linear Filtration Technique)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。

$$F(x,t) = \bar{F}(x) + \bar{F}(x,t) + F'(x,t) \quad (6)$$

ここで、 $\bar{F}(x)$ 、 $\bar{F}(x,t)$ 、 $F'(x,t)$ 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 の時間平均であり、次式で定義される。

$$\bar{F}(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T F(x,t) dt \quad (7)$$

Benilov *et al.*(1974)¹²⁾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。

$$\bar{F}(x,t) = L\eta(r,t) \quad (8)$$

(ii)波による運動と乱れには相関がない。

$$\overline{F' \bar{F}} = 0 \quad (9)$$

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、 \bar{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。

$$S_{\alpha\beta}(f) = S_{\alpha\bar{\beta}}(f) + S_{\alpha'}\beta'(f) \quad (10)$$

$$S_{\alpha\bar{\beta}}(f) = \frac{S_{\alpha\eta}(f)S_{\beta\eta}^*(f)}{S_{\eta\eta}(f)} \quad (11)$$

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 $S_{\beta\eta}$ の共役関数である。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. 風波の基本的特性

(1) 運動量輸送

a) 表面流速の分布特性

水面上に風が吹くと水側には吹送流が生じる。風速と吹送流の表面流速 U_s の関係は古くから調べられており、Wu(1975)¹³⁾は以下の関係を導き出している。

$$U_s = 0.55U_{*a} \quad (12)$$

図-1は最大風速 $U_{a,max}$ に対する表面流速 U_s 、及び風の(対数則から求めた)摩擦速度と表面流速の比 U_s/U_{*a} の分布である。左図より、 U_s は風速の増加とともに大きくなり、従来の結果と良く一致していることがわかる。一方、右図より、 U_s/U_{*a} は風速がある程度大きくなり水面波が発生した状態では従来の結果のように一定値に近づくが、風速が小さく水面が滑面状態ならば値は小さくなる。この原因については、後

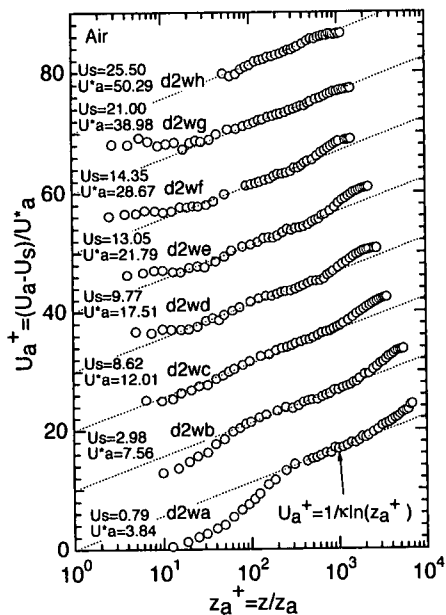


図-2 空気側の主流速分布

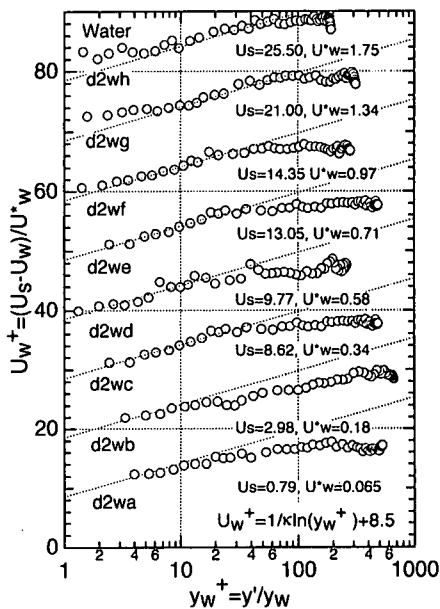


図-3 水側の主流速分布

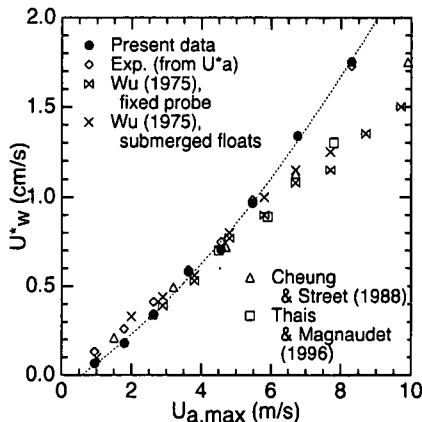
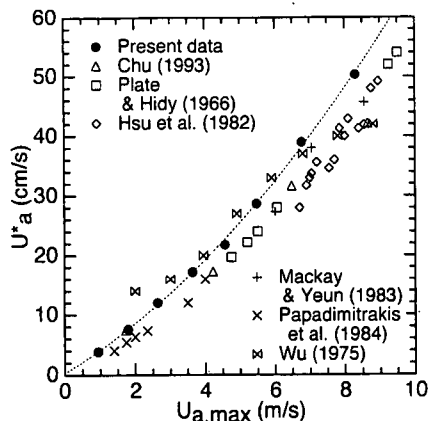


図-4 空気及び水側における摩擦速度

で述べるように運動量輸送と密接に関係していると考えられる。

b) 平均主流速

図-2及び図-3は界面から空気側及び水側での主流速分布である。ここで z は界面から上向きへの距離(空気側), y は界面から下向きへの距離(水側)である。図-2から、風速の小さいケースd2wa, d2wbでは水面付近で対数則($\kappa=0.41$)よりも値の小さい領域が見られ、粘性底層の存在する滑面流れであることがわかる。また、風速の増大とともに水面付近での値が対数則よりも大きくなっていき固定床上の粗面流れと同様にroughness sublayerが発達していくとともに、水面から離れた領域ではウェイク関数(対数則より上方へのずれ)が小さくなっていくことがわかる。一方、図-3から水側に対して対数則が成立することがわかる⁹⁾。特に、水面の穏やかなd2wa, d2wbで

は対数則の成立する領域が小さくなっていることがわかる。また、図-2と同様に風速の増大とともに粗面乱流に遷移しており、水面近傍での値が対数則よりも大きくなる点も類似している。このように平均主流速について界面から上方(空気層)及び下方(水層)への両側に対して対数則が成立することがわかる。

c) 運動量輸送の変化特性

図-2及び図-3の対数則から求められた摩擦速度を図-4に示す。点線は実験データから求められた2次の近似曲線である。従来の結果とも比較的良く一致していることより、 U_a^* と U_w^* の両摩擦速度は最大風速とほぼ一意的な関係があると考えられる。また、風速の増加とともに摩擦速度の増加する割合が大きくなっており(傾きが若干大きくなっている)、粗面乱流へ遷移していることがわかる。ただし、 U_w^* については高風速時には増加率が従来の結果よりも若干大

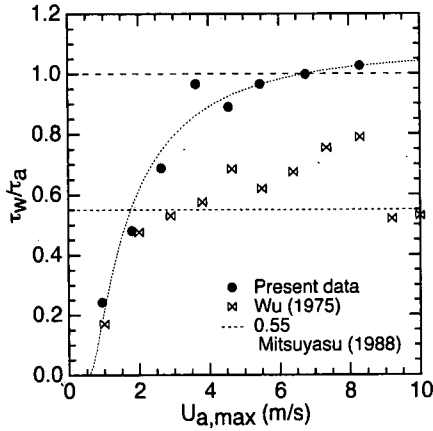


図-5 運動量輸送の割合

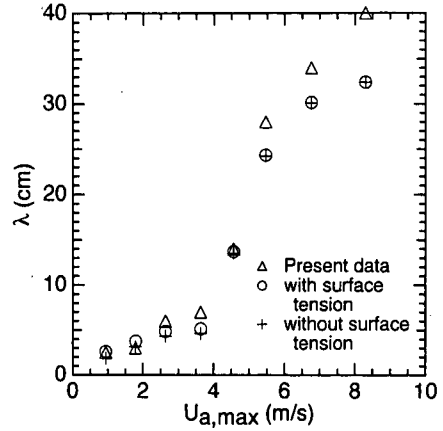


図-6 風波の波長の変化特性

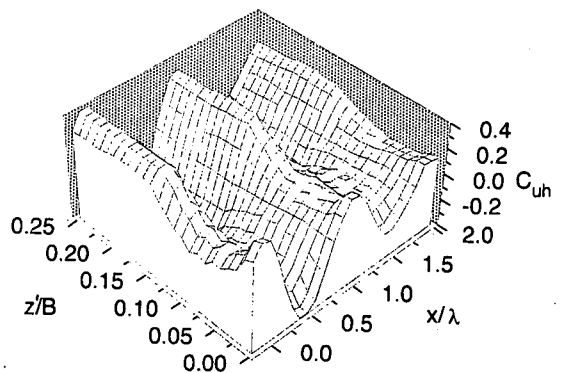
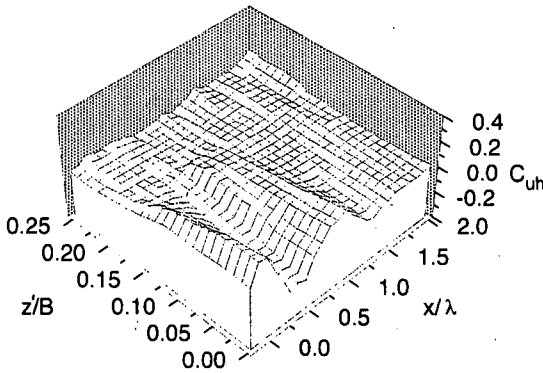


図-7 相互相関係数 C_{uh} の分布 (左:d2wd, 右:d2wf)

きくなっているが、これは本研究の高風速時では浅海波の条件であるために、水面近傍での主流速が底面でのnon-slip条件の影響を受けて流速勾配が大きくなるためと考えられる。

図-5は図-4から求められた空気側に対する水側のせん断応力の比である。ここで $\tau_a = \rho_a U_{a,max}^2$ 、 $\tau_w = \rho_w U_{*w}^2$ と定義される。波による運動量輸送は大气から輸送される運動量のせいぜい7%以下であることから⁹⁾、界面が連続的である場合には水平方向に運動量が変化していない限り、両側でのせん断力は一致するはずである。図から風速がある程度大きくなり粗面状態になるとせん断力はほぼ連続的($\tau_a \approx \tau_w$)になるが風速が小さいと輸送される割合は小さく、このような特性はWu(1975)⁹⁾のデータにも見られる。この原因は現在不明であるが、滑面状態では運動量は空気分子の粘性を通して輸送されるのに対して、粗面状態では水面上の抵抗が粗度高さ大きく関連してくるというような、輸送形態の変化と密接に関連していると考えられる。

(2) 風波の発達過程

a) 風波の波長の変化特性

風波の発達は水面形状と密接に関連している。可

視化及び瞬間水面変動の時系列からも見られたように、不完全粗面状態で水面変動が急激に増加し3次元のなさが波が形成される⁹⁾。さらに風速の増大とともに規則的な2次元重力波へと変化する⁹⁾。図-6は風波の波長の変化特性を示したものである。ここで波長は固定点での流速変動と移動点での水面変動の相関係数の周期性から求めた。また図には式(3)から求められる線形波における波長(表面張力の効果あり及びなしの場合)も併示した。これより水面が粗面状態になると線形波からはずれ、非線形成分が若干生じることがわかる。

b) 風波の形状

風速の変化に伴う水面波の形状に関して、ここでは不完全粗面状態で特徴的な3次元性のなさが波、及び粗面状態で特徴的な2次元性の重力波の形状について検討を行う。図-7は水路中央断面での波のトラフ下($x=0, z=0$:ここで z は横断方向への距離である)にレーザ流速計を固定して、波高計を水平面内に移動して同時計測を行った場合の、相互相関係数 $C_{uh} = \overline{uh}/(u'h')$ の分布である。これよりd2wdの不完全粗面状態では相関係数のピーク位置が横断方向へ交差状に生じており、うろこ状の波が形成されていることがわかる。一方、d2wfの粗面状態では横断方向

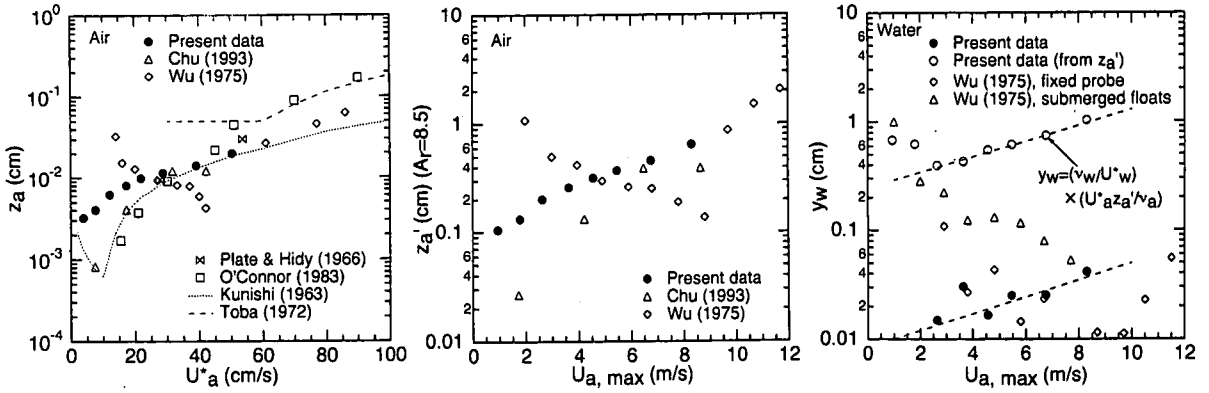


図-8 粗度高さの分布

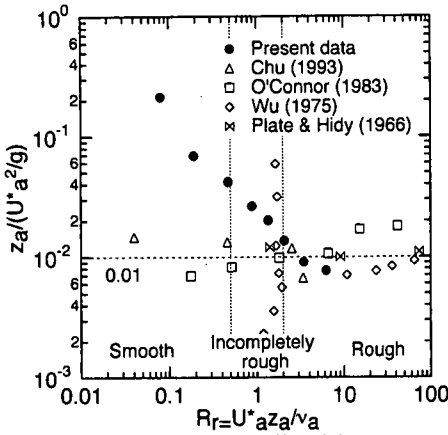


図-9 Charnock数の分布

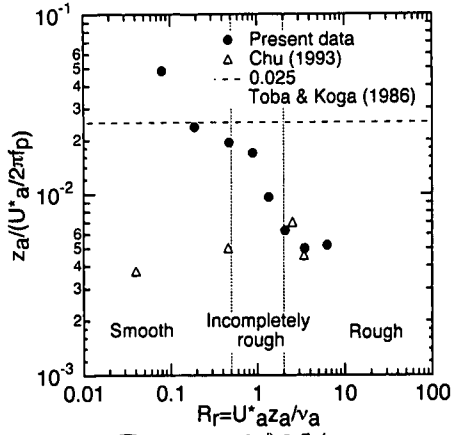


図-10 Tobaの式の分布

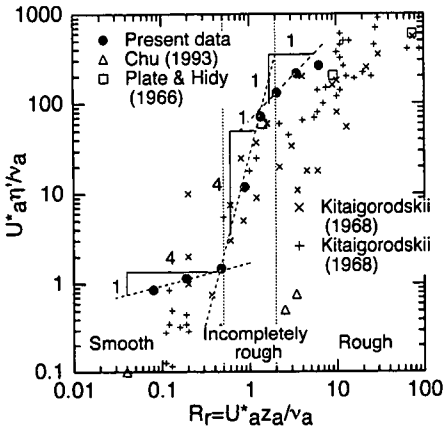


図-11 水面変動強度と粗度高さの関連性の分布

へのピーク位置が等しく、2次元波が発生していることがわかる。このような水面波の形状は次節で述べるように粗度高さと密接に関連している。

(3) 粗度高さ水面変動の関連性

a) 粗度高さの変化特性

図-8は空気側及び水側での粗度高さの分布である。図より、空気側の粗度高さ z_a については従来の

結果と良く一致していることがわかる。Wu(1975)²⁾の結果とは若干異なっているが、Wuはおそらく表面活性剤を使用して風波の発生を抑制したためと推測され、そのため低風速領域で表面張力の影響が出てきたものと考えられる。比較のために風速分布に対数則を適用し切片定数=8.5として求めた粗度高さ z_a' の分布も示した。 z_a' と y_w の分布の比較から、両者の分布特性は比較的良く一致しており水面が粗面状態になるにつれて増加しているものの、1オーダー程度水側の粗度高さの方が小さいことがわかる。また、水側と空気側の粗度レイノルズ数が等しいとして z_a' から求められた y_w も図-8に併示した。このように水側の粗度レイノルズ数の方が小さいため、図-3(水層)の方が図-2(空気層)よりも水面近傍で対数則から上方へのずれが小さくなると説明できる。

b) Charnock及びTobaの式との比較

図-9は粗度レイノルズ数に対するCharnock数 α^2 の分布である。これより風速の増大とともにCharnock数は一定値に漸近し、粗面状態(すなわち2次元的重力波)では従来の結果に良く一致している。これより、粗面状態ではCharnock数は室内実験と現地観測の違いにほとんど依存せず、普遍的に一定値を示す

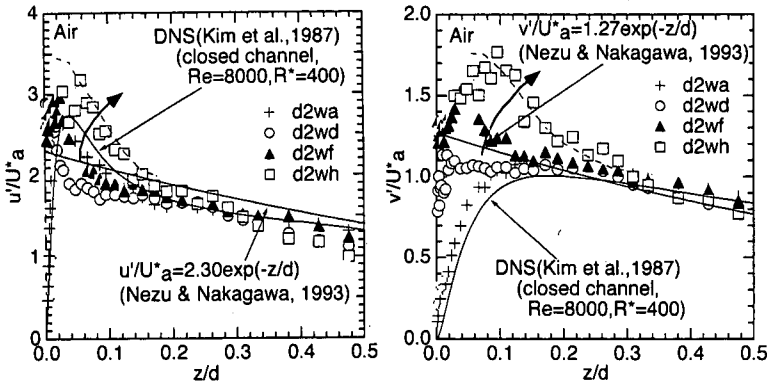


図-12 乱れ強度分布(空気層)

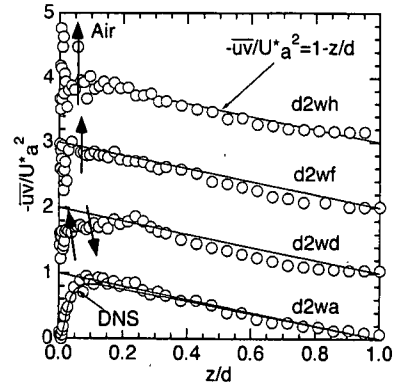


図-13 レイノルズ応力分布(空気層)

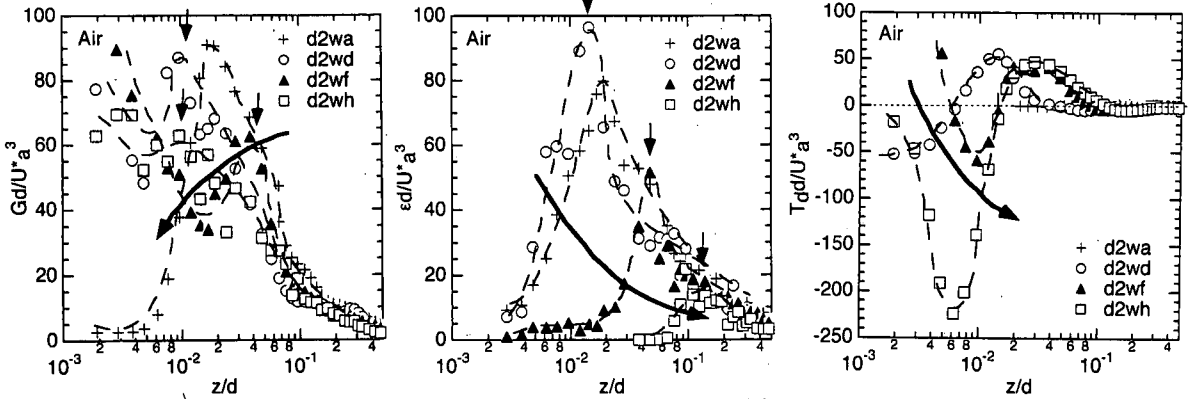


図-14 発生率 G , 逸散率 ϵ 及び拡散率 T (空気層)

といえる。一方、図-10はTobaの式 γ^{η} の分布であるが、風速の増大とともに値が小さくなっていきChu(1993)¹⁸⁾のデータに近づいていく。Chu(1993)¹⁸⁾のデータが室内実験によるものであるのに対してToba(1979)¹⁷⁾のデータは現地観測であることを考えると、Tobaの式の定数は室内実験と現地観測の違いに大きく依存するといえる。さらに、 α 及び γ ともに滑面及び不完全粗面領域では従来の結果よりもかなり大きめの値になっているが、この相違は z_a の値に大きく依存しているといえる。すなわち、滑面及び不完全粗面領域では z の値がかなり小さく、誤差の範囲内に入るためと考えられる。

c) 粗度高さ水面変動の関連性

Kitaigorodskii(1984)¹⁹⁾は風速がある程度大きくなると、水面変動強度と粗度高さに比例関係が成り立つことを指摘している。図-11は水面変動強度 η と粗度高さ z_a の関連性を示したものである。図には粗度レイノルズ数 R_f に対する領域区分も併示した。これより、滑面状態では水面変動強度はほぼ一定値をとり、不完全粗面で急激に増加して(3次元的なさざ波の発生)、粗面領域でほぼ線形関係(2次元的な重力波の発達)となるのがわかる。さらに風速が増加すると傾きは若干緩やかになるが、これは波の前面が砕け始めるためである。

5. 水・空気界面での乱れ特性

(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

前章までに述べたように、風波の界面では風速の増大とともに粗度要素(水面変動)が大きくなるという点で固定床上の境界層と大きく異なる。また、その結果、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が示された。これより、水面波上の空気流の乱れ構造は風速の変化に伴って粗度高さの変化する粗面流れ、すなわち移動床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-12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)²⁰⁾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 はダクト高さの半分、 ν_w は水の動粘性係数)及びNezu and Nakagawa(1993)²¹⁾による半経験式(滑面開水路流れ、壁面近傍では適用不可)も併示した。これより、水面の穏やか

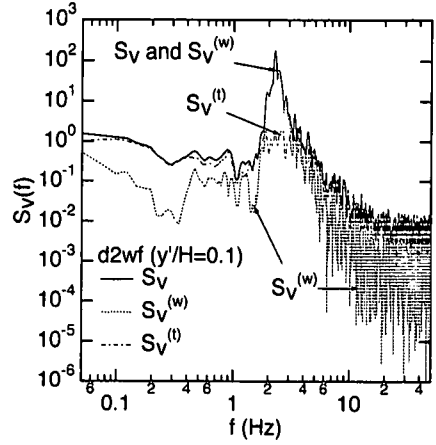
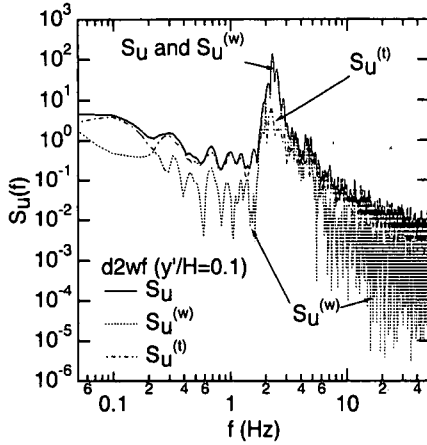


図-15 LFTによる波と乱れの分離

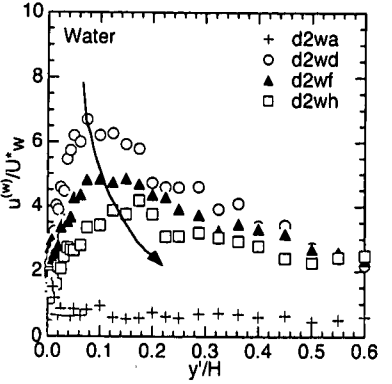
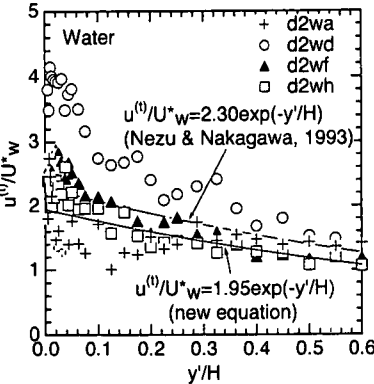
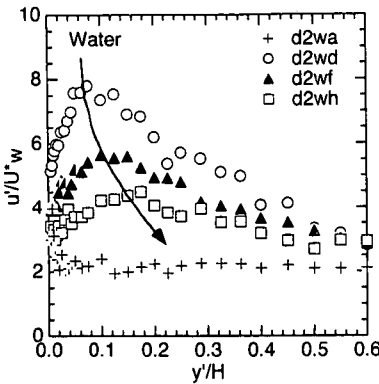


図-16 主流方向成分の全乱れ強度，乱れ及び波による乱れ強度分布(水層)

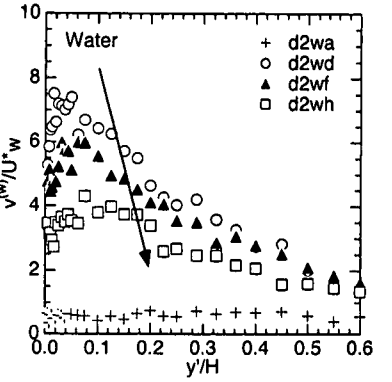
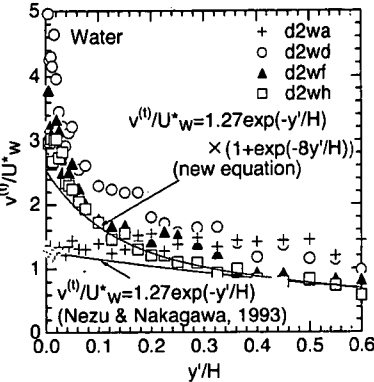
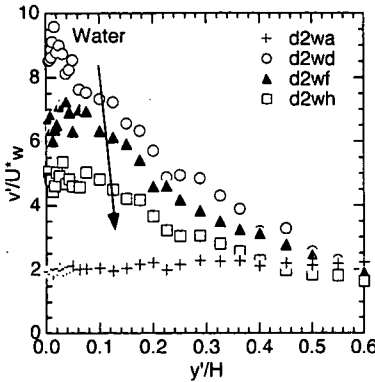


図-17 鉛直方向成分の全乱れ強度，乱れ及び波による乱れ強度分布(水層)

なd2wa(滑面状態)ではDNSデータと比較的良好一致し、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位化指向²⁰⁾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(これらの傾向を太い矢印で示した、以下同様)。一方、図-13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

りも風速が大きいとせん断応力の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-14は空気層の界面近傍での乱れ発生率 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²¹⁾。 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

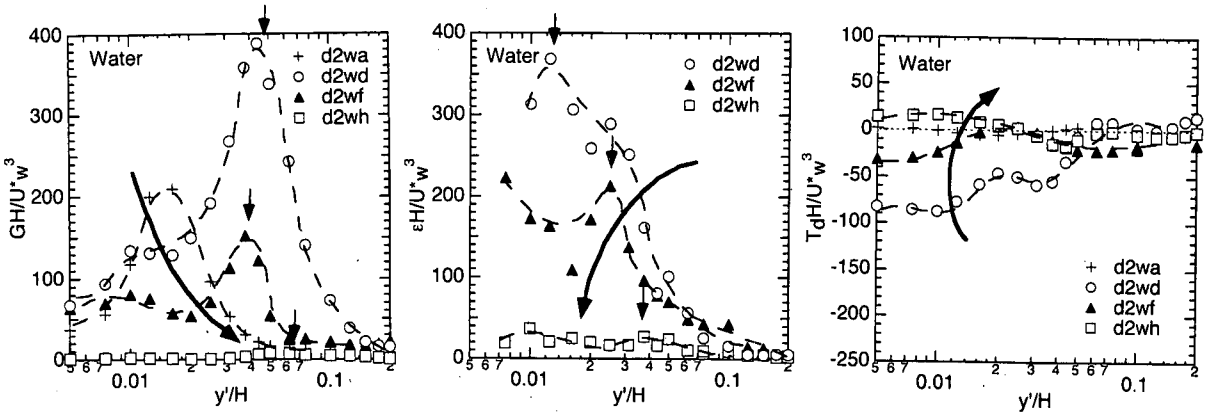


図-18 発生率 G 、逸散率 ϵ 及び拡散率 T_d (水層)

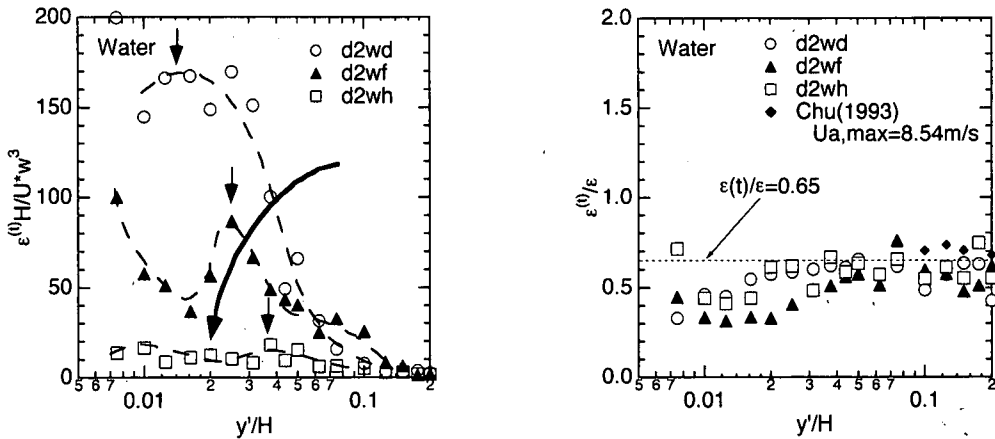


図-19 乱れ成分の逸散率 $\epsilon^{(0)}$ 及び $\epsilon^{(1)}$ (水層)

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が、風速の増加に伴う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-15はd2wfについて水面波の影響を大きく受ける水面近傍($y/H=0.1$)での瞬間流速変動(主流速変動 $u(t)$ 及び鉛直方向流速変動 $v(t)$)に対して、3. (2)のLFT法で述べたスペクトル分離法(式(10)及び(11))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($S_u^{(w)}$ 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ことがわかる。また、このLFT法の確認として、分離後の波動及び乱れ成分を加えて全変動成分との比較を行ったところ、全てのケースに対して誤差5%程度で一致した。しかしながら、乱れ成分の流速変動スペクトルにも卓越成分が若干見られ、この原因として超音波波高計を用いた水面変動計測に含まれる微小なノイズ成分の影響と考えられる。また、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、鉛直方向の乱れ成分は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-16及び図-17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)⁹⁾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。同様な特性が本実験でも見られる。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

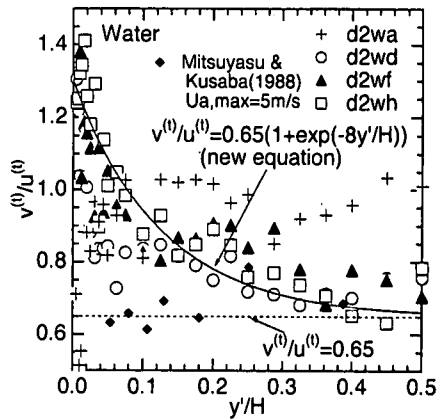
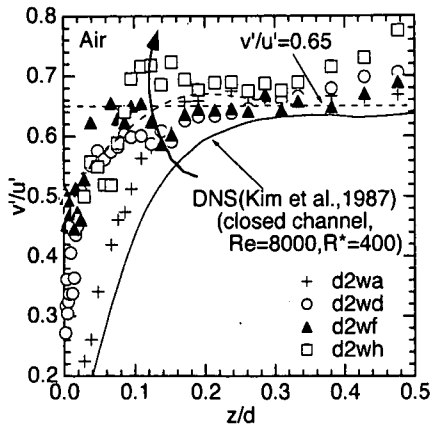


図-20 乱れ強度比 v'/u' の分布(空気層及び水層)

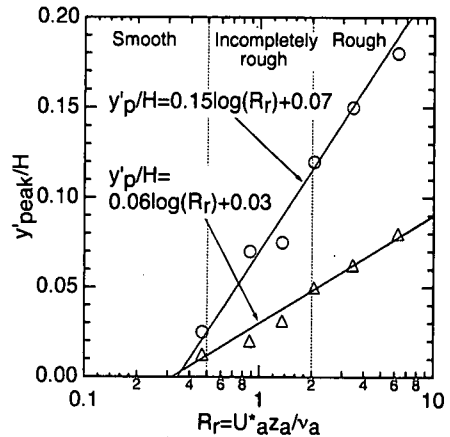
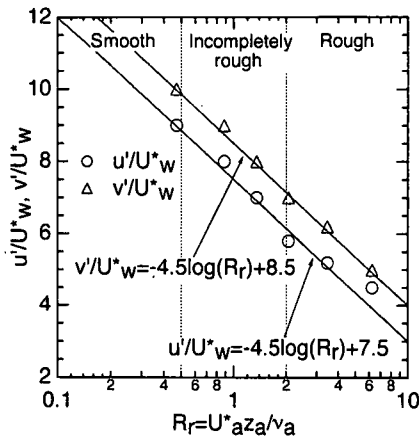


図-21 全乱れ強度のピーク値及びピーク位置の分布(水層)

方向にほぼ一定値をとる。すなわち、層流的な分布特性を示す。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⁹⁾。すなわち、風速の増加とともに全乱れ強度に対する波動成分の占める割合が増加していくことになり、このことは次節で示すように、水面上を吹く風によってエネルギーがまず水層中の波動場に輸送されてから乱れ場へ輸送されることと密接に関連している。また、図より、乱れ成分は風速が大きくなり2次元重力波になるとケースにあまり依存しなくなることが見てとれ、空気側の乱れ強度よりも普遍性が強いことがわかる。特に、鉛直成分の方が主流成分よりも水面近傍での増加率が大きくなっている点は注目される。図にはNezu and Nakagawa(1993)²¹⁾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

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⁹⁾。またJiang *et al.*(1990)¹¹⁾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-18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。ここで ϵ の算定にあたって、Thais and Magnaudet(1996)¹²⁾は本実験のような波動運動の卓越した乱流場においてもスペクトルに $-5/3$ 乗則の成立する慣性小領域が存在することを指摘しており、本研究においてもそれを採用した。 G 及び ϵ の分布は図-14の空気層に対するものと比較的類似しているが、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。最も注目される特徴は、空気層の界面近傍では $G > \epsilon$ となり過剰な乱れ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 $G < \epsilon$ と乱れ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)¹²⁾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。また、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がわかる。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-14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の値方向に大きく(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(界面から下方に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-19は水層の界面近傍での乱れ成分に対する逸散率 $\varepsilon^{(l)}$ 及び $\varepsilon^{(l)}/\varepsilon$ の分布である。図から、 $\varepsilon^{(l)}$ 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 $\varepsilon^{(l)}$ の占める割合は約50%であり、水面から離れると約 $\varepsilon^{(l)}/\varepsilon=0.65$ 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-20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。水層では底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、 $v' \sim u'$ の等方化に向かい、このことは固定床上の粗面流れ²⁰⁾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⁹⁾。光易・草場(1988)⁹⁾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考えられる。

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-16及び図-17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-21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 $R_{\tau} = U_* z_d / \nu_a$ 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図-5によって明らかにされたので、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-16及び図-17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。

6. 結論

本研究は風波の乱流構造に関して空気層及び水層の両層について検討を行い、界面を通してのエネルギー輸送及び両層と水面波の関連性について考察を行ったものである。その結果、本研究では以下のような知見が得られた。

(1) 界面から水側及び空気側の両方向に対して対数則が成立する。また、風速の増加とともに界面近傍での値はともに対数則から上方にずれ、粗面流れと類似した特性が見られる。

(2) 風の摩擦速度に対する表面流速の比は風速の増加とともに一定値に漸近する。しかし、風速が小さく水面が滑面状態ならば割合は小さい。一方、空気側から水側への運動量輸送についても風速の増加とともに100%に漸近し運動量は連続する。しかし、滑面状態での運動量輸送形態は風波の発生している粗面状態よりもかなり小さい。このように滑面状態と粗面状態では運動量の輸送形態が大きく異なる。

(3) 空気側及び水側における粗度高さには密接な関係がある。また、水側の粗度レイノルズ数の方が小さいため、1)における対数則からのずれも水側の方が小さくなる。

(4) 風速の増加とともに風波は3次元的なさざ波から2次元的な重力波へと変化することが再確認された。また、粗度高さ水面変動には密接な関係があり、粗面状態では比例関係がある。

(5) 粗面状態ではCharnock係数は室内実験と現地観測の違いに関わらず普遍的な値を示す。一方、Tobaの式は室内実験と現地観測の違いに大きく依存する。

(6) 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同様である。また、エネルギー収支に関して、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。すなわち、風速

の増加とともに界面方向へのエネルギー輸送が増加する。

(7) 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。また、風速の増加とともに全乱れ強度に対する波動成分の占める割合は増加していき、水面上を吹く風によってエネルギーがまず水層中の波動場に輸送されてから乱れ場へ輸送されることが解明された。

(8) 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。このことは(6)の空気層と対応しており、風速の増加とともに界面を通しての空気層から水層へのエネルギー輸送が増加することを示している。

(9) 空気層及び水層での界面近傍における乱れ強度比 v'/u 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。すなわち、空気層では大きく減少し、水層では大きく増加する。

(10) 空気層での風速を計測するだけで水層中での乱れ強度の事前評価が可能となった。すなわち、空気層での摩擦速度及び粗度高さを用いて、両層での運動量の連続性から水層中での摩擦速度の評価が可能である。次に粗度レイノルズ数と水中の全乱れ強度のピーク値及びピーク位置の関係を用いることによって、乱れ成分及び波による成分のピーク値の評価が可能である。

参考文献

- 1) Wu, J. : On critical roughness Reynolds number of the atmospheric surface layer, *J. Geophys. Res.*, Vol.86, No.C7, pp.6661-6665, 1981.
- 2) Wu, J. : Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, Vol.68, pp.49-70, 1975.
- 3) 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.
- 4) Shemdin, O.H. : Wind-generated current and phase speed of wind waves, *J. Physical Ocean.*, No.2, pp.411-419, 1972.
- 5) Mitsuyasu, H. : A note on the momentum transfer from wind to waves, *J. Geophys. Res.*, Vol.90, No.C2, pp.3343-3345, 1985.
- 6) Wu, J. : On nondimensional correlation between roughness length and wind-friction velocity, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.44, pp.254-260, 1988.
- 7) 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.
- 8) 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.
- 9) 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.
- 10) Dean, R.G. : Stream function representation of non linear ocean waves, *J. Geophys. Res.*, Vol.70, No.18, pp.4561-4572, 1965.
- 11) 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.
- 12) 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.
- 13) Thais, L. and Magnaudet, J. : Turbulent structure beneath surface gravity waves sheared by the wind, *J. Fluid Mech.*, Vol.328, pp.313-344, 1996.
- 14) 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.
- 15) 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.
- 16) Charnock, H. : Wind stress on a water surface, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, No.81, pp.639-640, 1955.
- 17) Toba, Y. : Study on wind waves as a strongly nonlinear phenomenon, *12th Symp. on Naval Hydrodynamics*, Natl. Acad. of Sci., Washington, D.C., pp.529-540, 1979.
- 18) Chu, C.R. : Ph.D Thesis presented to Cornell University, 1993.
- 19) Kitaigorodskii, S.A. and Donelan, M.A. : Wind-wave effects on gas transfer, *Gas Transfer at Air-Water Interfaces*, eds. W. Brutsaert and G.H. Jirka, pp.147-170, 1984.
- 20) 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.
- 21) Nezu, I. and Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.

(1999. 4. 5 受付)

TURBULENCE STRUCTURES OF WIND WATER WAVES

Tadanobu NAKAYAMA and Iehisa NEZU

When the wind blows over the water surface, there occur drift currents and wind waves due to the wind shear across an air-water interface. The turbulence measurements of wind layer and water layer were conducted accurately with a Laser Doppler Anemometer(LDA). The turbulent quantities in the air behave similarly to those in flows over flat plates in open-channels. As for the water layer, wave component and turbulence component were separated by a spectral separation method. Turbulence components show universal characteristics on a 2-D gravity wave. It was clarified that turbulent structures and energy budget on both layers are closely related with each other and also that energy transfer through the air-water interface increases as the wind speed becomes larger. In this study, it was concluded that there exists a close relationship between the wind waves and the turbulent structures across the air-water interface in the laboratory wind tunnel.