

風波発生限界における気液界面の運動量輸送の連続性について

On Continuity of Momentum Flux through Air-Water Interface under Critical Condition of Generation of Wind Wave

水谷夏樹¹・原 大地郎²・キム ビョンイル³

Natsuki MIZUTANI, Daijiro HARA and Byungill KIM

This study investigated about the continuity of momentum flux through an air-water interface. We conducted to measure air-flow and water-flow very close to a water surface in a wind wave tank using PIV technique. To evaluate of the continuity of momentum flux calculating from the friction velocity was very difficult, because we could not detect exact a mean water level to fit a log-law profile for the experimental data. The viscous stress affected not only the viscous sub layer but also the turbulent boundary layer. The ratio of the viscous stress in water-flow is from several percent to about ten percent. We deduced that the continuity of momentum flux calculating from the total stress was strongly affected by three-dimensional turbulent water-flow.

1. 緒 言

波浪推算や大規模な海流, 吹送流などの数値計算には外力として風によるせん断応力 $\tau = \rho u_*^2$ が用いられるが, 海面付近で風の摩擦速度 u_* を求めることは一般に容易ではないため, 抵抗係数 C_D と高度 10m での風速 U_{10} を用いて, $\tau = \rho C_D U_{10}^2$ と表現される. 当然のことながら, u_* と U_{10} の関係を示す, C_D の表現法は一義的ではなく, 多くの研究結果から様々な関係式が提案されており, 波浪推算モデル WAM の cycle4 では, Wu (1982) の関係が用いられていたが, cycle5 では, Janssen (1989, 1991) の関係が用いられ, 波齢や波向きなどの海面状況との相互依存性が考慮されたモデルとなっている. この他にも Powell ら (2003) が示した台風直下で抵抗係数 C_D が U_{10} の増加に対して低下することを示した観測結果や, またそれらを数値的に検討した例 (Moon ら, 2004) などがあり, 抵抗係数 C_D の表現方法の問題は解明されていないのが現状である.

一方, 抵抗係数は風速と波浪の発達との関係から検討されているものであり, 水面を挟んだせん断応力の連続性を評価したものではない. したがって, 海面上で評価された風のせん断応力が波と流れと乱れに対してどのような寄与率で配分されているのかについては不明なままであり, 波以外の吹送流の発達モデルなどには, そのまま用いることができない. 光易・草場 (1988) は, 風のせん断応力のうち, 水面下の吹送流に伝わるせん断応力が 55%であることを示しており, 45%の差異については水平運動量の空間勾配が原因である可能性を述べてい

る. 同様の検討に対して Wu (1975) の結果は風速に依存したものであり, 風速の増加に伴って約 20 ~ 80% とばらつきがある. Wu (1975) の結果は, 風速の増加に伴って波浪が発達するにも関わらず輸送率が増加することから, 波の発生による運動量の輸送は支配的でないことを示唆している. 光易・草場 (1988) も界面活性剤を用いて波の発達を抑制した実験を行って, 波の発達はせん断応力の連続性に対して本質的ではないことを示している.

以上のような既往の研究を踏まえ, 水面を挟んだせん断応力の連続性の解明には水面ごく近傍にある微細な乱流構造を知る必要があると考え, 本研究では水面を挟んだ気流と水流の微小領域における可視化計測を行い, 波が立ち始める弱風条件下において, せん断応力の連続性について検討を行った.

2. 可視化手法の概要

(1) 実験装置

実験は, 図-1 に示すように大阪産業大学が所有する全長 6.0m × 幅 0.2m × 高さ 0.9m の全面アクリル製の風洞付き水槽を用いた. 水深は底面から 0.2m の高さで二重床となっているため, 0.45m に設定した. 二重床は水槽の下流端への吹き寄せによる水位上昇が, 補償流となって底層を上流に向かって流れることから, 吹送流と補償流との相互干渉を防ぐために設けたものである. 気流部の高さは 0.25m であり, 計測点の吹送距離を 3.5m と

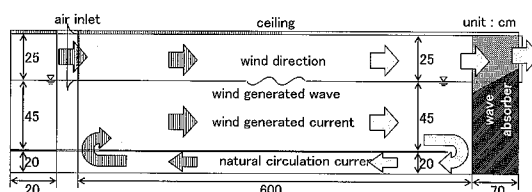


図-1 風洞水槽の概要

1 正会員 博(工) 大阪産業大学 准教授 工学部都市創造工学
科
2 修(工) (株)東洋建設 名古屋支店
3 大阪産業大学大学院 工学研究科

表-1 実験条件

No.	fan の回転数	$U_{\max}$	水面の状況
1	4 Hz	1.3 m/s	波が全く発生しない
2	8 Hz	2.5 m/s	計測できないが水面が僅かに揺れる程度
3	12 Hz	3.9 m/s	波高 2 mm 程度、波長 1.5 ~ 2 cm 程度の波が発生する

した。水槽に設置された送風機により、20 m/s 以上の風速の気流を任意に発生させることができる。

気流と水流の計測はともに PIV を用いて行った。カメラは Kodak ES1.0 (1018×1008 pixel, 8 bit モノクロ) を使用し、照明として Yag レーザー (New wave 製, 120 mJ) を用いた。トレーサは、気流側に超音波加湿器による水蒸気 (粒径 10 μm 程度) を使用し、水流側には、ナイロン 12 粒子 (粒径約 50 μm , 比重 1.02) を使用した。気流と水流の計測は流速のオーダーがおおよそ 2 桁異なるため、別々に計測を行った。

(2) 解析手法と実験条件

PIV 解析に撮影した画像は、同一条件で 2 種類の画角サイズ (約 3×3 cm と約 8×8 cm) の撮影を行い、比較検証として用いた。全ケースの撮影枚数を 1640 枚とし、12 Hz でレーザーを照射してサンプリングを行ったため、1 ケース当たりの計測時間は、水流、気流ともに約 68.3 秒となった。また、解析に用いたウィンドウ・サイズは 32×32 pixel とし、50% オーバーラップでベクトルを算出した。32 pixel の実寸法は、画角サイズ 3 cm で約 1 mm となり、約 0.5 mm 間隔でベクトルの算出を行ったことになる。

実験の条件は、表-1 に示す 3 種類の風速を与えて、吹送流を発生させ、気流・水流の計測を行った。

3. 実験結果

(1) 水平平均流速の鉛直分布

各風速条件における水平平均流速 (上側) および水平平均流速 (下側) の鉛直分布を図-2 に示す。上下の図ともに画角 3 cm の計測と 8 cm の計測結果が乱流境界層 (図中の対数則が成立する領域) で良く一致しており、PIV の計測精度に問題がないことが分かる。

以下では、気流、水流ともに細かく計測された画角 3 cm のケースを基に全ての議論を行うが、水流の計測のうち、最も風速の弱い $U_{\max}=1.3\text{ m/s}$ 、画角 3 cm のケースの結果が得られなかった。これは流速が極端に小さく、比重が 1.02 の粒子を用いてさえも計測中に水面付近に粒子を留まらせることができず、さらに微小な粒子によっても検討を行ったが、正しいと思われる計測結果を得ることができなかった。本研究では $U_{\max}=1.3\text{ m/s}$ の水流のケースについては除外して取り扱うものとする。

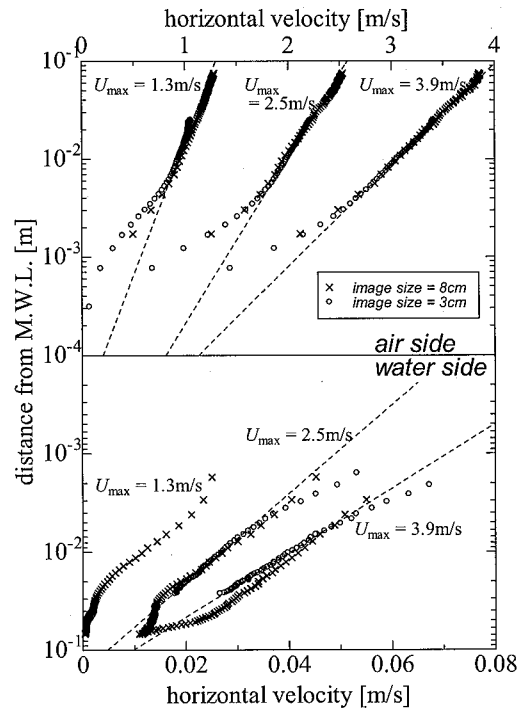


図-2 水平平均風速および流速の鉛直分布

図中の破線に示すように、気流、水流ともに乱流境界層に対して最小二乗近似を用いて対数則分布を当てはめた。気流側の分布は、水面近傍で対数則から低速側に外れており、水面近傍に粘性底層の影響が現れている。逆に水流側では上側に水面があることから、粘性の影響は上側に現れる。流速分布は対数則より高速側に外れており、水面の移動に駆動された粘性層が下層の乱流境界層を形成していることが示されている。

(2) 水面移動速度の算出と乱流諸量

これらの対数則分布を用いて摩擦速度 u_* と粗度高さ z_0 を算出するが、気流側に適用される対数則分布は一般に次式で表される。

$$\frac{U(z) - U_s}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1)$$

ここで、 $U(z)$ は高度 z における流速、 U_s は水面移動速度、 κ はカルマン定数 ($=0.4$) である。一方水流側は z 座標の取り方が上下逆となり、気流とは異なり粗面とした扱いとなるため次式となる。

$$\frac{U_s - U(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} + 8.5 \quad (2)$$

最小二乗近似を適用する際に、 U_s を求める必要はなく、直線の傾きのみで摩擦速度を算出することができるが、粗度高さ z_0 を求めるには U_s を求めておく必要がある。

一般に、水面の移動速度、 U_s は微小紙片などの風の影響を直接受けないフロートを水槽中に挿入し、区間測

定を複数回行って求める場合が多い, しかしながら, この方法は水槽の横断方向の影響を受けやすく, 壁面に近いところにフロートが寄ってしまうと過小評価になる危険性が高い. また, 波の影響も大きいことから, 一般に計測値は安定しない. Wu (1975) は, 表面流速が気流の摩擦速度の 55% になることを示しているが, 瀬津ら (1999) は, 本研究のような弱風の実験条件下においては気流の摩擦速度に対して小さな割合となり, 一定値にはならないことを示している.

本研究では, Peirson (1997) と同様に水面の移動速度について検討を行う. まず, 水流側の水面近傍には粘性が卓越する層が存在するものと仮定する. 気流側にも粘性が卓越する層は存在するが, その層厚は極めて薄く, 本研究で用いた計測をもってしても解像することができないため, この方法を適用することはできない.

粘性層内でのせん断応力は次式で示される.

$$\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial z} \quad (3)$$

PIV によって, 同時に計測された流速の鉛直分布から差分によりせん断力を求めることができるが, これを水面位置まで拡張すると,

$$\tau = \mu \frac{U_1 - U_2}{z_1 - z_2} = \mu \frac{U_s - U_1}{0 - z_1} \quad (4)$$

となるため, 次式のように書き直せば水面移動速度 U_s を算出することができる.

$$U_s = U_1 - \frac{U_1 - U_2}{z_1 - z_2} z_1 \quad (5)$$

式 (5) を基に水面移動速度や摩擦速度, 粗度高さなどの乱流諸量をまとめたものを表-2 に示す. ここで, 気流側の水面移動速度は気流の摩擦速度の 55% を示し, 水流側の水面移動速度は式 (5) から求めたものを示した. また, $zu_*/\nu = 5$ は, 粘性底層厚を表す.

水面の移動速度, U_s について見ると, $U_{\max} = 2.5, 3.9 \text{ m/s}$ のケースともに, 式 (5) から求めた結果と $0.55u_*$ から求めた結果に大きな差はない. よってここでは, $U_{\max} = 1.3 \text{ m/s}$ の結果も使える, $0.55u_*$ から求めた水面の移動速度を用いて粗度高さ, z_0 を求めた. この結果より, 気流側の粗度高さは粘性底層厚に対して十分に小さく, 水面は滑面として取り扱えるが, 水流側

表-2 対数則から求められた乱流諸量

side	$U_{\max}$ [m/s]	u_* [m/s]	U_s [m/s]	z_0 [m]	z [m] ($=5\nu/u_*$)
air side	1.3	0.0635	0.0349	$3.45 \cdot 10^{-5}$	$1.18 \cdot 10^{-3}$
	2.5	0.1020	0.0561	$5.16 \cdot 10^{-6}$	$7.31 \cdot 10^{-4}$
	3.9	0.1677	0.0922	$8.41 \cdot 10^{-6}$	$4.45 \cdot 10^{-4}$
water side	1.3	***	***	***	***
	2.5	0.00384	0.0600	$1.44 \cdot 10^{-2}$	$1.25 \cdot 10^{-3}$
	3.9	0.00530	0.0965	$5.96 \cdot 10^{-3}$	$9.05 \cdot 10^{-4}$

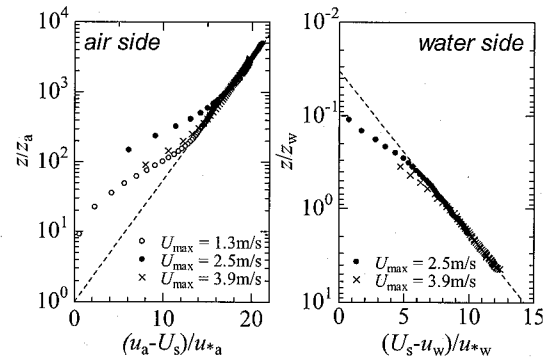


図-3 無次元表示された気流と水流の対数則分布

は粗度高さが粘性層厚よりも大きく, 粗面として取り扱う必要がある.

以上を踏まえ, 摩擦速度と粗度高さを用いて図-2 の鉛直分布を無次元表示すると, 各ケースは図-3 に示すように一つの対数則分布上にのる. これによって摩擦速度や粗度高さの計算に問題がないことが確認できた.

(3) せん断応力の連続性

表-2 に示した摩擦速度によって, 水面に作用するせん断応力を求めることができる. 気流側からは, $\tau_a = \rho_a u_*^2$ とし, 水流側からは, $\tau_w = \rho_w u_*^2$ から求められる. ρ_a, ρ_w はそれぞれ空気と水の密度である. せん断応力が連続していることは, つまり運動量の輸送率が連続していることに他ならない. 本研究では波がほとんど発生しない条件下において行われていることから, 気流側のせん断応力が 100% 水側に伝わるはずであるが, 気流側と水流側のせん断力比を求めると, 表-3 のようになる.

細心の注意を払って対数則を当てはめたにも関わらず, $U_{\max} = 2.5 \text{ m/s}$ のケースでは, 気流側のせん断応力が水流側のせん断応力を下回る結果となってしまった. この原因の一つに平均水面位置の特定の困難さが挙げられる. 風洞水槽内で風を発生させると, 気流の静圧勾配により平均水面が下流側では上昇し, 上流側では下降する. また, 吹き寄せ効果によっても同様の現象が生じることから, 計測位置によっては, 静水面と平均水面とは必ずしも一致しない. 規模の大きな計測であれば多少の誤差は問題とならないが, 本研究では, 1mm 以下のスケールを対象としていることから, この影響が大きく出ているものと推察される. 実際に平均水面位置を 1mm 恣意的に変化させれば, 摩擦速度はおおよそ 10% 変化し, 結果としてせん断応力は 20% 程度の差が生じることとなった. そ

表-3 摩擦速度から求めたせん断力

$U_{\max}$ [m/s]	τ_a [Pa]	τ_w [Pa]	τ_w/τ_a
1.3	$4.87 \cdot 10^{-3}$	***	***
2.5	$1.26 \cdot 10^{-2}$	$1.48 \cdot 10^{-2}$	1.17
3.9	$3.40 \cdot 10^{-2}$	$2.81 \cdot 10^{-2}$	0.82

れ程注意を要する解析法であることから、本手法は微小領域の実験解析には適さない方法であると考えられる。

(4) レイノルズ応力と分子粘性応力によるせん断応力

水平平均流速分布に対数則を当てはめる方法は、解析する者の主観が入ってしまうこと、平均水面位置の特定が困難であることを述べた。一方、対数則が成り立つ乱流境界層は、一般にレイノルズ応力が一定となる領域であり、レイノルズ応力の平均値から、せん断応力を求めることができる。また、粘性底層内では式(3)によってせん断応力を求めることができる。しかしながら、気流側の粘性底層は極めて薄い層であり、事実上計測はできず、水流側も粘性底層はあるものの粗度高さが大きく、厳密に粘性底層の式が成り立つのかについて疑問が残る。

ナビエ・ストークス方程式において、瞬間の流速 v を平均流速 V と変動成分 v' に分けて考えれば、流下方向流速に関する方程式は次式のようにになる。

$$\frac{DU}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) - \left(\frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (6)$$

ここで平均流は定常であり、平均速度成分の流下方向と横断方向への勾配はなく、また水路内の横断方向流速もゼロと仮定すると、式(6)は次のようになる。

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \dots\dots\dots (7)$$

この式は水路内の圧力勾配と、平均速度勾配による分子粘性応力とレイノルズ応力が釣り合うことであり、対数則が成り立つ乱流境界層ではレイノルズ応力が支配的で、分子粘性応力は無視でき、また、粘性底層内では逆にレイノルズ応力が無視できるとされている。

本研究では、水面を挟む気流と水流にこれが適用できるかについて確かめてみた。図-4は、気流(上側)と

表-4 全応力から求めたせん断力

$U_{\max}$ [m/s]	τ_a [Pa]	τ_w [Pa]	τ_w/τ_a
1.3	3.73×10^{-3}	***	***
2.5	1.15×10^{-2}	7.46×10^{-2}	0.65
3.9	2.40×10^{-2}	2.06×10^{-2}	0.85

水流(下側)のレイノルズ応力と分子粘性応力およびその合計した応力の鉛直分布である。

気流側、水流側ともに水面に近づくにつれて分子粘性応力が卓越しており、それに対応してレイノルズ応力がゼロに近づいていく。表-2で示した粗度高さや壁面乱流における粘性底層厚に比べて、はるかに分子粘性応力が影響する範囲は広く、図-2で気流側に対数則を当てはめていた領域でさえも分子粘性応力の影響がゼロとは言えない。水流側においては、さらに分子粘性応力の影響範囲は広く、下層においても全応力の数%から10%程度が分子粘性応力によるものとなっている。

レイノルズ応力については、気流側では乱流境界層内で一定値となっていない。 $U_{\max} = 2.5$ や 3.9 m/sのケースを見ると平均流速分布には現れなかった構造的な流れの存在があるようにも見える。一方、水流側のレイノルズ応力については、ばらつきはあるものの乱流境界層内では、鉛直方向にほぼ一定値となっており、レイノルズ応力だけでなく、分子粘性応力も含めた全応力を見れば、水面近傍まではほぼ一定の値を取っていると判断できる。

この全応力から水面に作用するせん断応力を求めると、表-4のようにになる。

偶然ではあるが、 $U_{\max} = 3.9$ m/sのケースは、摩擦速度から求めた比率とほぼ一致する結果となった。しかしながら、気流側、水流側ともに摩擦速度から求めたせん断応力に対して小さな値となっている(表-3参照)。

結局、様々な方法で水面を挟んだせん断応力の連続性について検討を行ってきたが、気流側のせん断応力のうち、一部についての行方は分からないままである。式(7)の意味するところを考えれば、まず、水路内の横断方向流速がゼロであることは、特に水流側ではあり得ない。水路内では2次流が発生しており、水路横断方向との相関成分 $\rho \overline{u'v'}$ が $\rho \overline{u'w'}$ の1/2でもあれば、上記の差異の分は十分に説明がつくと考えられ、水側の3次元流動性がせん断応力の連続性について強く影響していると考えられる。

(5) 渦度分布

渦度の分布は、せん断応力の拡散機構を表すものとして重要である。ここでは、気流と水流の瞬間の渦度分布について検討した。

図-5は、(a) $U_{\max} = 2.5$ と(b) 3.9 m/sの場合の気流側と水流側の瞬間の渦度分布を示したものである(同時計測ではない)。主流方向は右から左に向かって流れてお

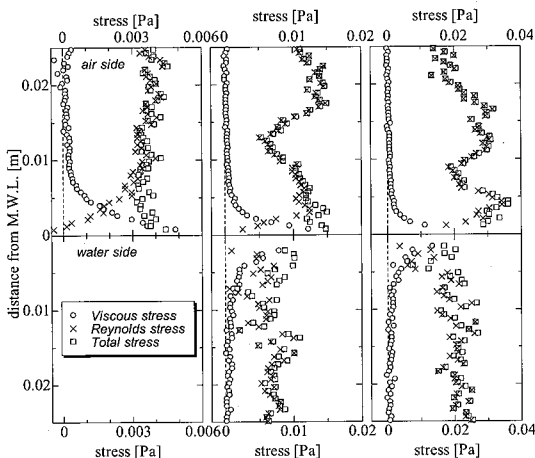


図-4 レイノルズ応力と分子粘性応力の鉛直分布

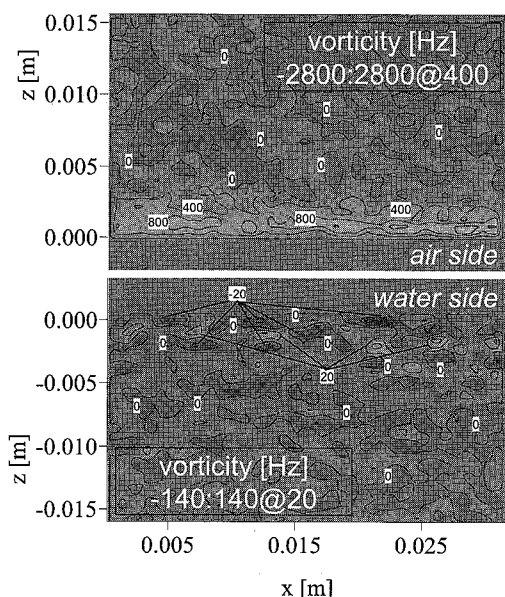
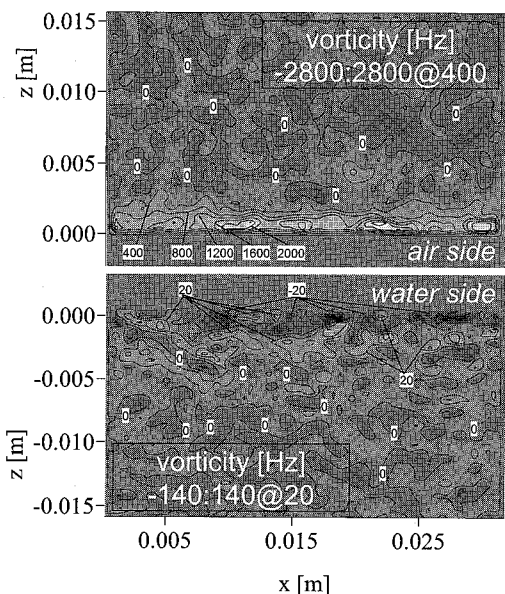
(a) $U_{\max} = 2.5 \text{ m/s}$ のケース(b) $U_{\max} = 3.9 \text{ m/s}$ のケース

図-5 水面近傍の気流と水流の瞬間の渦度分布

り、図中の白い分布は、反時計回りの渦で、黒い部分は時計回りの渦である。等渦度コンター線の間隔は、気流側が 400 Hz、水流側が 20 Hz で示してある。

気流側の渦度は水面付近で反時計回りの渦が空間的に連続しており、その分布高さは、図-4 で示した分子粘性応力が卓越している高さの範囲に対応している。一方、水流側の渦度分布は、正負の渦度が渦対となって分布し

ており、渦の伸長などから 3 次元的な乱れに移しやすい傾向が伺え、気流側と水流側では、せん断応力の拡散機構に根本的な違いがあることが分かる。

5. 結 語

本研究では、風洞付き水槽を用いて吹送流に対し、水面ごく近傍の微小領域の可視化計測を行って、水面を挟んだせん断応力の連続性について検討を行った。主要な結論は以下の通りである。

- (1) 水面近傍の水流の流速分布から水面移動速度を求めた結果、Wu (1975) が示した気流の摩擦速度の 55 % の結果を支持する結果を得た。
- (2) 分子粘性応力の影響は、粘性底層厚や粗度高さのスケールを超えてかなりの広い範囲に及んでおり、特に水流側は、かなり深い水深でも数%～10%程度の影響が生じていることが分かった。
- (3) 分子粘性応力とレイノルズ応力の分布から、せん断応力の連続性については、水流側の 3 次元性の影響が大きいことが推察された。
- (4) 瞬間の渦度分布から、気流側と水流側ではせん断応力の拡散機構に大きな違いがあり、同一的には取り扱うことができないことが分かった。

謝辞：本研究を遂行するにあたり、大阪市立大学講師の森 信人氏および近畿大学准教授の竹原幸生氏には大変有益な助言を頂いた。ここに記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 瀬津家久・中山忠暢・井上理恵(1999): 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, 第 43 巻, pp. 413-418.
- 光易 恒・草場忠夫(1988): 大気海洋間の運動量交換(2), 九州大学応用力学研究所所報, 第 66 号, pp. 21-35.
- Janssen, P.(1989): Wind induced stress and the drag of air over sea waves, J. Phys. Oceanogra., 19, pp. 745-754.
- Janssen, P.(1991): Quasi-linear theory of wind wave generation applied to wave forecasting, J. Phys. Oceanogra., 21, pp. 1631-1642.
- Moon, I.J., I. Ginis and T. Hara(2004): Effect of surface waves on air-sea momentum exchange. Part II: Behavior of drag coefficient under tropical cyclones, J. Atmospheric sciences, 61, pp. 2334-2348.
- Peirson, W.L.(1997): Measurement of surface velocities and shears at a wavy air-water interface using particle image velocimetry, Exp. Fluids, 23, pp. 427-437.
- Powell, M., P.J. Vickery and T.A. Reinhold(2003): Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones, vol.422, pp. 279-283.
- Wu, J.(1975): Wind-induced drift currents, J. Fluid Mech., vol.68, part1, pp. 49-70.
- Wu, J.(1982): Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane, J. Geophys. Res., 87, C12, pp. 9704-9706.