

画像流速計を用いた吹送流の鉛直分布に関する実験的研究

加藤 始*・大島直樹**・信岡尚道***

1. 緒 言

吹送流は流出原油の拡散予測や、大気・海洋間ガス交換のモデル化等の問題で重要である。一方、風洞水槽における風波の実験においても、波の分散関係式を正しく求めるために水面直下での吹送流の鉛直分布を正確に知る必要がある(加藤ら, 1996)。従来、表面活性剤で波を消したときの吹送流の測定はいくつか行われており、その鉛直分布が対数分布になることが知られている。一方、石川・田中ら(1988)やCheungら(1988)は大きな波があると吹送流の分布が従来の対数分布より一様化すると報告しているが、その測定は波のトラフレベルより下の高さで行われておらず、トラフレベルより上を含む実質的な水面近傍での吹送流の鉛直分布の測定例はこれまでないようである。本研究では画像流速計の手法(PTV: Particle Tracking velocimetry)を用い、風波のトラフレベルより上の高さを含む水面近傍で吹送流を測定し、波が吹送流の鉛直分布に及ぼす影響を明らかにすることを目的とする。

2. 実験装置及び実験項目

実験は図-1に示すような小型風洞水槽(水路幅0.30 m, 水深0.45 m, 高さ0.80 m, 長さ9.00 m)を用いた。これには造波装置も設置されており風波と規則波を発生させることができる。また、可視化実験装置として、撮影機器には CCD カメラ (2/3 inch CCD, 768×494 画素) 2 台、光源にはショートアークストロボを使用した。カメラの垂直同期信号とストロボを同期させて撮影ができるように設定し、2 台のカメラから得られる連続粒子画像を同時に 2 台のパソコン (PC1, PC2) に取り込んだ画像データを解析した。実験項目は、解析方法確認のための規則波による軌道流速、風波下の吹送流の鉛直分布と水面流速の 3 種類である。各項目での測定機器の設置方法は後でそれぞれ示す。なお、各測定は吹送距離 $F=5.5$ m の位置で行ない、風波の実験には $\bar{V} \approx 5.5$ m/s の風を

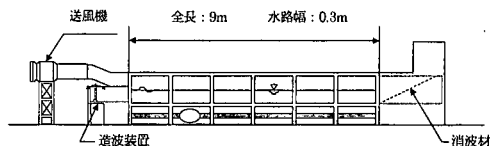


図-1 風洞水槽の概略図

用いた。

3. 流れ関数法による軌道流速の分離と計算方法

風波の下での流れの場合では、吹送流と波によって生じる軌道速度、そして乱れが混在しており、吹送流の測定のためには水中流速から軌道速度などを引かなければならない。そこで本研究では、加藤ら(1999)の用いた流れ関数法(SFM)を用いて軌道速度 $u(t)$ を計算することとした。流れ関数法はDean(1965)により提案され、Thaisら(1995)により風波へ適用できるように拡張されている。Thaisら(1995)は、風が存在するときは非回転の仮定は近似的にしか成り立たないことを述べ、軌道速度を式(1)のようにPotential部分 u_P とRotational部分 u_R に分け、それぞれを計算している。ここで $\bar{u}$ は吹送流の成分、 u' は乱れの成分である。

$$u(t) = u_P + u_R \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$U(t) = \bar{u} + u_P + u_R + u' \quad \dots\dots\dots (2)$$

また、式(2)は全体の流速とそれぞれの流速成分との関係式である。軌道速度のRotational部分 u_R は $\nabla \bar{u} \approx 0$ の近似を使うLinear filtration technique(LFT)によりスペクトルとして計算され乱れ u' も計算されるが、時系列的に計算する方法は確立されていない。森(1999)に

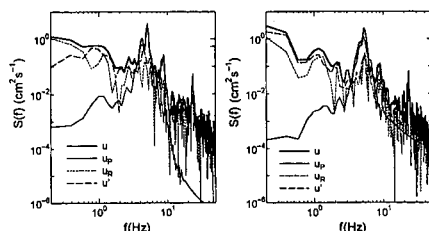


図-2 LFTによるスペクトルの分離例(森(1999)による)

* 正会員 工博 茨城大学教授 工学部都市システム工学科
** 正会員 工修 東洋建設(株)
*** 正会員 工修 茨城大学助手 工学部都市システム工学科

よると図-2の例のように卓越周波数帯において u_P に比べて u_R は非常に小さい。そこで本研究では u_P に比べて u_R は小さいものと仮定し、測定した流速から u_P を引くことで吹送流を求めることとする。また、Thaisら(1995)が示した吹送流を考慮した移動座標系の流れ関数は式(3)、軌道流速の Potential 部分は式(4)である。

$$\bar{\Psi} + \Psi_P = cz - \left(U_0 z - U_0 \frac{1}{2} z^2 \right) + C + \sum_{n=2,4,6,\dots}^{N-1} \exp \frac{n\pi}{L} z \cdot \left[X(n) \cos \frac{n\pi}{L} x + X(n+1) \sin \frac{n\pi}{L} x \right] \dots \dots \dots (3)$$

$$u_P = -\frac{\partial \Psi_P}{\partial z} = -c - \sum_{n=2,4,6,\dots}^{N-1} \frac{n\pi}{L} \exp \frac{n\pi}{L} z \cdot \left[X(n) \cos \frac{n\pi}{L} x + X(n+1) \sin \frac{n\pi}{L} x \right] \dots \dots \dots (4)$$

ここに c : 波速, C : 積分定数, U_0 : 表面流速(吹送流), U_0 : 表面流速の鉛直勾配であり, $X(n)$ は求めるべき未知数である。 $X(n)$ は, 測定された水面変位 η_{mi} と式(5)で計算される水面変位 η_{pi} の残差平方和 E_2 と, 表面条件におけるベルヌーイ定数 Q_i とその平均 $\bar{Q}$ の残差平方和 E_1 の合計 $E_T (= \lambda E_1 + E_2)$ が最小となるように収束計算をして求める。

$$\eta_{pi} = \frac{1}{c - U_0} X(1) + \frac{1}{c - U_0} \left[\frac{1}{2} U_0 \eta_{pi}^2 - C \right] - \frac{1}{c - U_0} \sum_{n=2,4,6,\dots}^{N-1} \exp \frac{n\pi}{L} \eta_{pi} \cdot \left[X(n) \cos \frac{n\pi}{L} x + X(n+1) \sin \frac{n\pi}{L} x \right] \dots \dots \dots (5)$$

なお, 実験結果と比較する際の水平軌道流速は, 式(4)の u_P を固定座標に変換したものを用いた。

4. 可視化による測定値と流れ関数法の計算結果との比較

造波装置により規則波を発生させ, PTV を用いて流速の測定を行ない(図-3), 理論値と比較検証をした。規則波での軌道流速は, 乱れは小さく他の流速成分は存在しないから, 測定した流速は流れ関数法により計算された軌道流速と一致するはずである。発生させた規則波は波長 $L=64.3$ cm, 周期 $T=0.64$ s であり, 流れ関数法

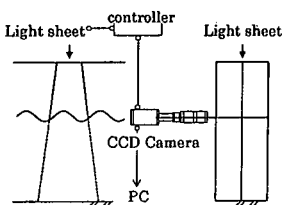


図-3 規則波の測定方法

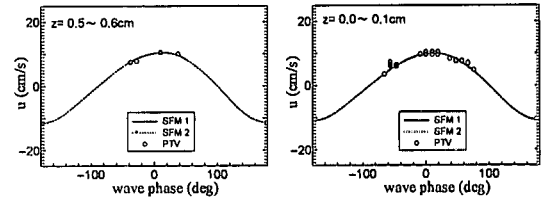


図-4 流れ関数法による計算結果と測定結果の比較 (基準: 静水面からの水深)

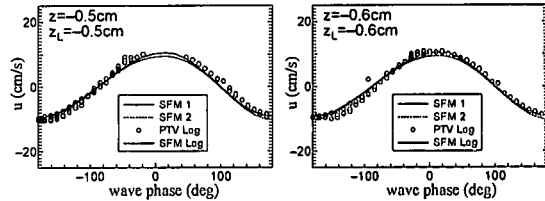


図-5 流れ関数法による計算結果と測定結果の比較 (基準: 水表面からの水深)

に用いる水面変位は波高計のデータを使用した。図-4, 5に規則波での測定結果と流れ関数法での軌道流速の計算結果との比較を示す。流れ関数法では静水面を基準とするため実際には水中ではない部分も計算するが, 本研究では水面下の計算結果だけを使用している。図中の SFM1 は実際に水中に存在する点の計算結果, SFM2 は存在しない水面上にある部分での計算結果で, SFM Lag 及び PTV Lag は水表面からの距離を基準に補正したものである。計算結果と測定結果は良い一致を示しており, PTV の精度が良いことを確認できた。

5. 可視化による吹送流の測定

5.1 水面近傍の測定方法と測定結果

測定機器を図-6のように配置し, 水表面を除いた水面近傍(トラフレベル内を含む)の流速測定をおこなった。CCDカメラ2機を水槽側面に設置して, CCDカメラ1ではトレーサを追跡し, CCDカメラ2は位相を調べるため1波の波形全体(波長)をとらえた。この実験で使用しているトレーサは, ポリマー真球粒子(粒径:

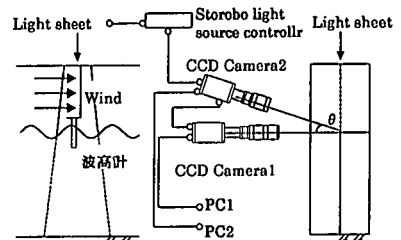


図-6 水面近傍での吹送流の測定方法

37~150 μm)である。図-7, 8に流速及び波形画像の測定例を示す。図-7の上段はカメラ1, 下段はカメラ2で測定したもので、右列は実際の画像, 左列は表-1の計算で使用する各点の水平・鉛直座標 x, y を画像単位(pixel)で表した説明図である。また、同時に波高計を用いて水面変位データを測定し、位相ごとの水面変位と流れ関数法による軌道流速の計算に使用した。CCD カメラ1, 2の撮影をスタートした後にストロボと波高計のスイッチを同時に押すことで、粒子画像(CCD1)と波形画像(CCD2), および波高計による水面変位データの同時刻の対応関係を求めた。そして、表-1に示す式を使うことによって、波高計のデータから位相ごとの水面変位、PC1の画像から位相ごとの流速・水深、PC2の画像から位相を決めるための波長を求めた。なお、表中の C_i は画像の寸法に対するキャリブレーション値である。

この方法による流速の水平方向成分の測定結果例を図-9に、さらに位相ごとに平均し水面からの高さを基準とした鉛直分布の結果を図-10に示す。これらの結果を見ると吹送流 $\bar{u}$ (図では $u-u_p$) の分布形は位相ごとに

周期的に大幅に変化しており、波の峰前面(位相がプラス値)で流速値が大きくなっているのがわかる。

5.2 表面流速 u_0 の測定方法及び測定結果

横方向からの撮影では波面の影響で測定が困難である

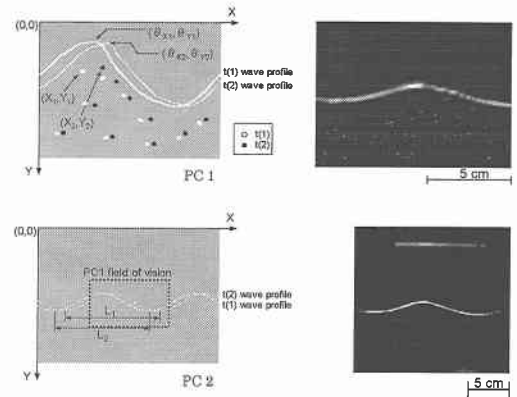


図-7 吹送流の測定説明図及び実際の画像

表-1 位相と流速と水深を求める関係式

項目	式
【静水面からの水深】	$z = \frac{z_1 + z_2}{2}, z_i = C_i \times (Y_i - Y_{SWL})$
【変化する水面からの水深】	$z_i = \eta(\theta) + z$
【位相】	$\theta = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}$
【波の谷1を基準とする場合】	$\theta_i = -180^\circ - 360^\circ \times (\theta_{xi} - X_i) \times C_i / L_i$
【波の峰を基準とする場合】	$\theta_i = 360^\circ \times (X_i - \theta_{xi}) \times C_i / L_i + \theta_c$
【波の谷2を基準とする場合】	$\theta_i = 180^\circ - 360^\circ \times (\theta_{xi} - X_i) \times C_i / L_i$

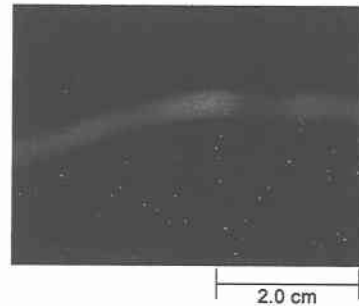


図-8 撮影画像例

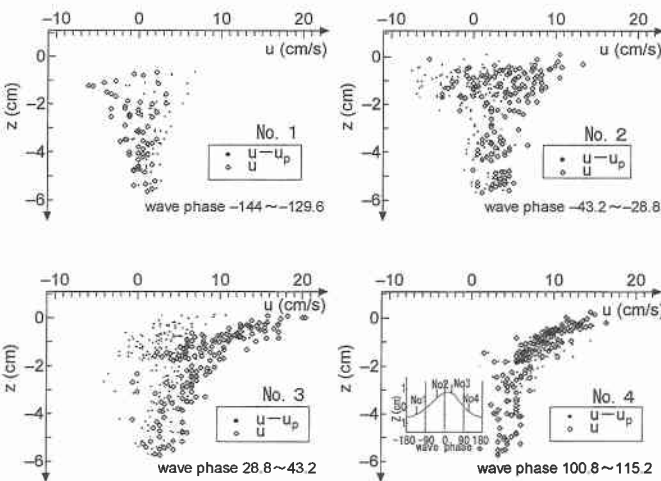


図-9 位相ごとの鉛直分布測定結果例

($\bar{V} \approx 5.5 \text{ m/s}$, $H_{1/3} = 1.47 \text{ cm}$, $T_{1/3} = 0.30 \text{ s}$, 位相は番号に対応)

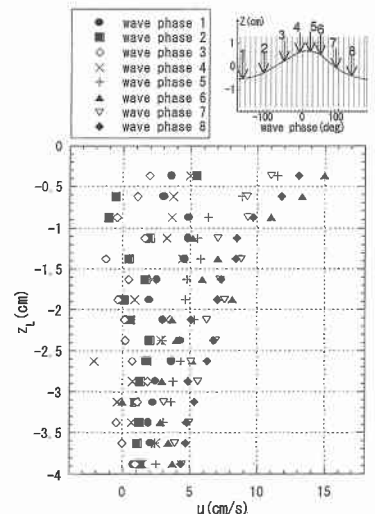


図-10 位相毎の平均鉛直分布

(左の数字と凡例の位相番号対応)

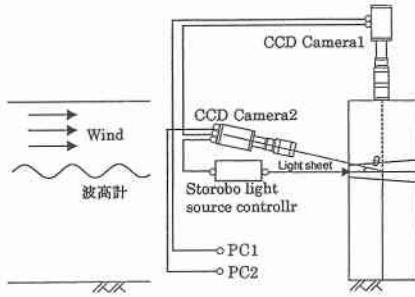


図-11 表面流速 u_0 の測定方法

位相ごとの表面流速を求めるため、図-6の方法とは異なる水槽側面部と水槽上部にカメラを設置する方法で測定した(図-11)。

実際には CCD カメラ 1 と 2 で捕らえる画像に予め基準となるものを写し込み、その座標位置(撮影画像での画素単位での座標)からの距離により、流速と位相を決めることが可能となる(図-12)。ただし、カメラ 2 で捕らえる画像より求められる波形に関しては水表面を認識するために水槽の幅方向に対して最前面のものを使用せざるをえない。しかし、波高計を幅方向に並べて計測したデータから幅方向に対しての位相のずれはほとんどないことを確認し、更に中心より前面部を追跡しているト

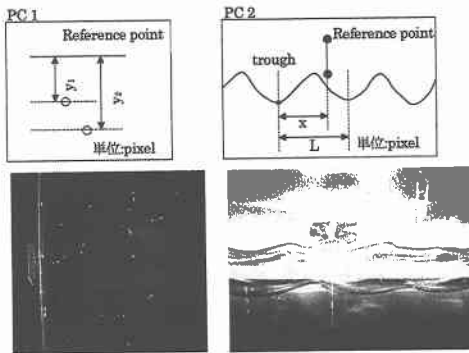


図-12 表面流速の測定説明図及び実際の画像

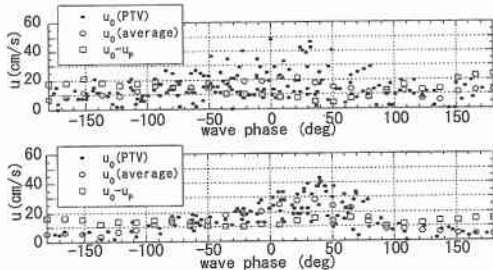


図-13 表面流速 u_0 の測定結果
(上段: 蛍光粒子, 下段: ポリプロピレン)

レーサからの測定をおこなうことで測定誤差を小さくした。使用したトレーサは極めて薄いポリプロピレン製のもの(直径 5.0 mm, 厚さ 0.1 mm)と、蛍光粒子を比重調整した後薄く伸ばしたもの(直径 1.5 mm, 厚さ 0.3 mm)を使用した。それら結果を図-13 に示す。軌道流速の Potential 部分を引いた値は蛍光粒子に比べ、ポリプロピレン製粒子の結果の方が一定となっている。ポリプロピレン製粒子の方が薄いために風と下方の水の影響を受けにくいので妥当な結果と考えられる。この結果の詳細を見ると、測定した流速値 u_0 は位相ごとに大きく変化しているが、Potential 部分を引いた値はほぼ一定となることから分かる。これは、図-10 で示した位相ごとに水面下で吹送流の値が変化している結果と異なり、特に水面付近で大幅に吹送流の鉛直勾配が生じていることを示している。

6. 測定した吹送流の鉛直分布からの解析

6.1 鉛直分布における対数分布での検証

加藤 (1975) は式 (6) のような吹送流の鉛直分布式を提案し、それに対する波速を計算している。

$$\bar{u}(z) = u_0 - U_r \ln\left(\frac{z_0 - z}{z}\right) - bz \dots \dots \dots (6)$$

ここに、 $\bar{u}(z)$ は吹送流の水平方向成分、 u_0 は表面流速、 U_r , z_0 , b は任意定数である。

そこで、本研究では実験により得られた位相ごとの吹送流の鉛直分布を 1 周期平均することによって、式 (6) の分布形に適用した。その結果を図-14 に示しているが、測定結果は式 (6) の対数分布式とかなり良く一致する。ここで、図-14 の●は水面からの深さで表した吹送流の鉛直分布の 1 周期平均を示しており、最も重要となるパラメータ z_0 の値は $z_0 \approx 0.10$ cm である。○は参考に静水面を深さの基準にとった場合の平均流速であり、 $z_0 \approx 0.01$ cm となった。これは、高さを固定した流速計で

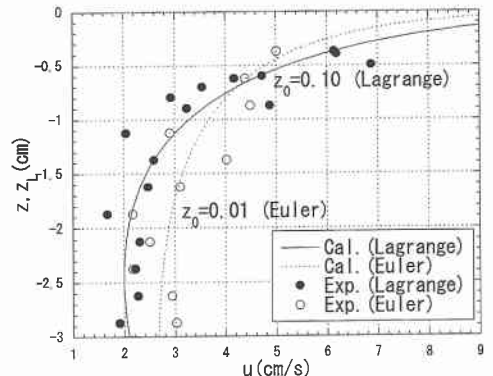


図-14 対数分布への適用図

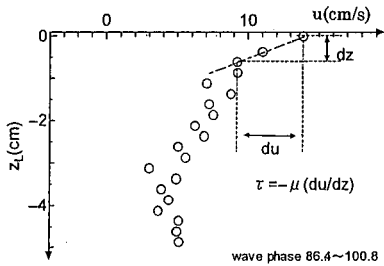


図-15 剪断応力計算説明図

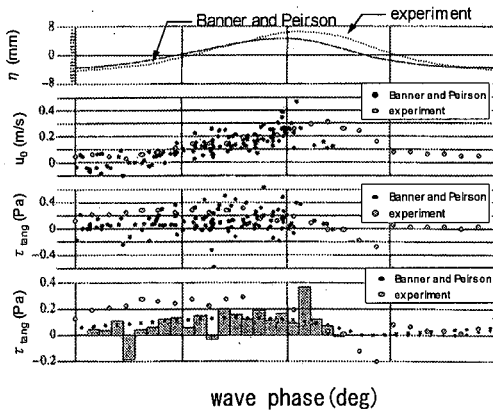


図-16 Banner ら (1998) との比較

水中にあるときだけを測定した場合に相当している。

6.2 鉛直分布から計算した剪断応力による検証

風洞水槽内で風波を発生させたときの剪断応力 τ は風から水面への運動量を示す重要な指標である。Okuda ら (1977) は水素気泡を発生させ、その勾配から粘性応力を求め、Banner ら (1998) は直径 20~60 μm の微粒子を用いた PIV の方法により、水面から 100 μm の層流底層内での 2 地点の流速 $u_1(z_1)$ と $u_2(z_2)$ を測定し、式 (7)、(8) を用いて表面流速および剪断応力を求めている。

$$\tau = \mu \frac{u_1 - u_2}{z_1 - z_2} \quad (7)$$

$$u_0 = u_1 - \frac{u_1 - u_2}{z_1 - z_2} z_1 \quad (8)$$

本研究では、粘性底層の中での流速の測定はできないので、少し雑ではあるが表面付近のレイノルズ応力を無視することにより、表面流速及び水面近傍での測定結果から、

$$\tau = -\mu \frac{\partial U}{\partial z} = \mu \frac{u_0 - \bar{u}(z)}{0 - z} \quad (9)$$

を用いて剪断応力を計算した(図-15)。得られた結果(図中 experiment) と Banner ら (1998) との比較を図-16 に示す。本研究による結果は Banner ら (1998) の結果の傾向と一致していることがわかる。剪断応力が風波の波

面に沿って働いているが、それは波の位相と共に大きく変化していることが読みとれる。ただし、峰の風下側で剪断応力が負となる部分が生じているが、これは過去の研究では報告されていないことであり、今後検討が必要である。

7. 結 論

画像流速計 (PTV) を使う方法で、実験室の風波のトラフレベルより上の高さを含む水面付近での吹送流の鉛直分布の測定を試みた。得られた主要な結果は次の通りである。

(1) 吹送流の表面流速 u_0 および水面下での流速 $\bar{u}(z)$ の分布は位相毎に大幅に変化していることを示した。

(2) 位相ごとに水面を基準とした深さの関数で表した吹送流の鉛直分布を 1 周期平均したものは、加藤が提案している式 (6) にかなり良く一致し、その場合の重要なパラメーター z_0 は $z_0 \approx 0.10 \text{ cm}$ となることがわかった。

(3) 位相ごとの水平剪断応力 τ を求めた結果、その値は風上側から波頂までは増加し、風下側に向かって減少していることを示した。

本研究は文部省科研費基礎研究 C、(代表者 加藤 始、課題番号 11650521) の補助を受けたことを付記する。

最後に、深夜の実験に熱心に協力してくれた当時大学院生の村上晴通君、4 年生の鈴木政則君、北浦尊司君に心より謝意を表します。

参 考 文 献

- 石川忠晴, 田中昌宏, 小関昌信 (1988): 湖面に働く風応力の現地観測, 第 32 回水理講演会論文集, pp. 305-310.
- 加藤 始 (1975): 対数分布の吹送流に対する波速の計算, 土木学会論文報告書, 第 239 号, pp. 37-46.
- 加藤 始, 長山英樹, 信岡尚道 (1996): 風波の発生・発達に及ぼす逆流と温度成層の効果についての研究, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 251-255.
- 加藤 始, 森 正和, 信岡尚道, 大山丈吉 (1999): 風波の下の中の水の乱れに及ぼす温度成層の影響についての研究, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 91-95.
- 森 正和 (1999): 水面への風の摩擦速度と吹送流に及ぼす温度成層の影響に関する研究, 茨城大学修士論文, 101 p.
- Banner, M. L. and W. L. Peirson (1998): Tangential stress beneath wind-driven air-water interfaces, J. Fluid Mech., Vol. 364, pp. 115-145.
- Cheung, T. K. and R. L. Street (1988): Turbulent layers in the water at an air-water interface, J. Fluid Mech., Vol. 194, pp. 133-151.
- Dean, R. G. (1965): Stream Function Representation of Non-linear Ocean Waves, J. Geophys. Res. Vol. 70, No. 18, pp. 4561-4572.
- Okuda, K., S. Kawai and Y. Toba (1977): Measurement of Skin Friction Distribution along the Surface of Wind Waves, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 33, pp. 190-198.
- Thais, L. and J. Magnaudet (1995): A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves, J. Geophys. Res. Vol. 100, No. C1, pp. 741-755.