

二重床風洞水槽による風波下の乱流構造と水面応力の下方伝達

小笠原敏記\*・安田 孝 志\*\*・井 坂 健 司\*・湯 本 大 輔\*\*\*

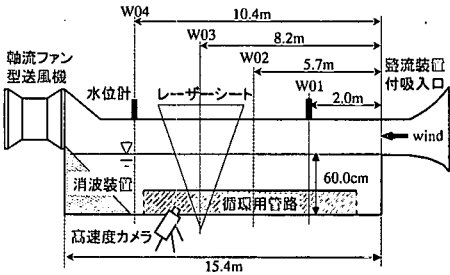
1. 緒 言

風波は、海面での大気－海洋間の運動量やエネルギー、各種物質の交換を媒介し、速度差のある大気と海洋との境界面に生ずる両方の乱流境界層を結合させる役割を担っている。このような風波の作用は砕波によって加速されるため、砕波を伴う風波下の吹送流の鉛直分布や乱流構造に対する水槽実験が活発に行われている (Toba・Kawamura, 1996；中山・福澤, 2000)。しかし、これらの実験では一般に両端閉境界の水槽が用いられているため、水槽条件に支配された戻り流れが生じ、その影響が平均流や鉛直分布だけでなく、乱流成分にも及んでいる。

本研究では、上段を開水路、下段を管路構造とする二重床式風洞水槽を用い、戻り流れを管路流れとして検出すると同時に、上段水路に循環させて上段水路の戻り流れを抑制し、吹送流の平均流速のみならずその鉛直分布および乱流構造に及ぼす戻り流れの影響を明らかにする。さらに、風波下の乱流成分の主エネルギー源が風波砕波にあることを実証するとともに、風波砕波と風による運動量輸送（水面応力）の下方伝達の実態を解明したい。

2. 実験装置と方法

実験は、図－1 に示す 3 面ガラス製吸込式風洞水槽（ $0.4\text{ m}\times 1.0\text{ m}\times 15.4\text{ m}$ ）を用い、風洞入口での基準流速  $U_r$  を測点 W 03 が白波発生限界となる  $10.7\text{ m/s}$  および全面が白波状態となる  $16.0\text{ m/s}$  の 2 通りに設定した。風速の計測には精密微差圧計付きピトー管を使用し、波形および水位は風洞用容量式波高計と超音波式変位センサによって計測した。水粒子速度の計測には、5W 半導体レーザと  $480\times 480\text{ pixel}$  の 2 台の高速カメラを同期させた PIV（VISIFLOW）を用い、精度の検証を LDV による流速スペクトルとの比較によって行った。



図－1 風洞水槽の概略と測定位置

実験では、水槽両端が閉境界となる一重床構造に加え、水槽端部での連続性を満たすためにアクリル製の管路（内径高さ  $h_c=8.0$  および  $19.0\text{ cm}$ 、内径幅  $38.0\text{ cm}$ 、長さ  $9.0\text{ m}$ ）を設け、二重床構造の水槽を用いた。

表－1 に実験条件および  $h_c=0\text{ cm}$  の場合の測点 W03 での波形諸量を示す。なお、 $h_c=0\text{ cm}$  は従来型の一重床水槽を意味し、水槽端部は閉境界となる。また、下段水路を含めた水槽の全水深は  $60.0\text{ cm}$  に固定している。

3. 戻り流れの実態とその影響について

(1) 平均流速

図－2 は、風向き方向を正とした水平流速  $u$  を計測時間（約  $34\text{ s}$ ）で平均した時間平均流速  $\bar{u}$  の鉛直分布と循環用管路高  $h_c$  の関係を風速毎に示したものである。な

表－1 実験条件と波形諸量

| CASE | 風洞水槽<br>(上段水路)<br>水深 (cm) | 循環用管路高<br>(下外水路)<br>$h_c$ (cm) | 基準風速<br>$U_r$ (m/s) |
|------|---------------------------|--------------------------------|---------------------|
| 1    | 60.0                      | 0 (一重床)                        | 10.7                |
| 2    | 60.0                      | 0 ( // )                       | 16.0                |
| 3    | 51.0                      | 8.0 (二重床)                      | 10.7                |
| 4    | 51.0                      | 8.0 ( // )                     | 16.0                |
| 5    | 40.0                      | 19.0 ( // )                    | 10.7                |
| 6    | 40.0                      | 19.0 ( // )                    | 16.0                |

| $U_r$ (m/s) | $H_{1/3}$ (cm) | $T_{1/3}$ (s)        | $S(f_p)$ (cm <sup>2</sup> /s) | $f_p$ (Hz) |
|-------------|----------------|----------------------|-------------------------------|------------|
| 10.7        | 3.91           | $1.49\times 10^{-1}$ | 1.48                          | 2.32       |
| 16.0        | 7.24           | $5.78\times 10^{-1}$ | 6.74                          | 1.78       |

\* 学生会員 工修 岐阜大学大学院 工学研究科 環境エネルギーシステム専攻  
\*\* 正 会 員 工博 岐阜大学 教授 工学研究科 環境エネルギーシステム専攻  
\*\*\* 学生会員 岐阜大学大学院 工学研究科 環境エネルギーシステム専攻

お、この時の下段水路の両端における水位差  $\Delta h$  は、ほとんど  $h_c$  の値には依らず、風速  $U_r$  のみで決まり、 $U_r = 10.7 \text{ m/s}$  では約  $0.95 \text{ cm}$ 、 $U_r = 16.0 \text{ m/s}$  では約  $2.04 \text{ cm}$  であった。上段水路での  $\bar{u}$  の鉛直分布は、 $h_c$  の増大とともに風向き方向に流速が増大することを示している。これは下段水路からの戻り流れの循環効果によるものと考えられ、 $U_r = 16.0 \text{ m/s}$  の場合にこの傾向はより顕著となっている。一方、下段水路内の平均流速  $\bar{u}$  の大きさは、上述の水位差  $\Delta h$  と同じように  $h_c$  に依らず一定であり、風速によって決まる水位差に一義的に支配される戻り流れの流速を示すものと考えてよい。

## (2) 水面応力による平均流速 $U_s$ の算出

隔壁床板を挟んだ上段水路と下段水路の平均流速  $\bar{u}$  の速度差は、水面応力の下段水路内流れへの伝達の有無によるものであり、床板が無い場合には水面応力が水槽底面まで伝達されることを示している。すなわち、 $h_c = 0 \text{ cm}$  の場合の底層での流速  $\bar{u}$  が  $h_c = 19.0 \text{ cm}$  の場合の流速  $-0.17 \text{ m/s}$  の半分以下の  $-0.07 \text{ m/s}$  に留まっている事実は、水面応力が底層まで達して水位差に起因する圧力差を打ち消し、戻り流れの流速を抑えていることを実証していると言ってよい。一方、二重床水槽では床板が水面応力の伝達を遮断し、水位差のみに支配される戻り流れを発生させ、そのために下段水路の流速  $\bar{u}$  が  $-0.17 \text{ m/s}$  に達していると考えられる。これより、水面勾配のみに支配される真の戻り流れの流速  $u_b(z)$  と実測流速  $\bar{u}$  からこの  $u_b(z)$  を差し引いた流速  $\bar{u}(z)$  との関係は、連続条件より次式となる。

$$\int_{-h}^0 u_b(z) dz = h U_B = \int_{h_c-h}^0 \bar{u}(z) dz \quad (1)$$

ここに、 $U_B$ ：戻り流れの鉛直平均流速、 $\bar{u}(z)$  には水面応力による真の吹送流の流速  $u_s(z)$  と下段水路からの循環流の流速  $u'_s(z)$  が含まれるので

$$\int_{h_c-h}^0 \bar{u}(z) dz = \int_{h_c-h}^0 (u_s(z) + u'_s(z)) dz \quad (2)$$

となり、吹送流の鉛直平均流速を  $U_s$  と置くと

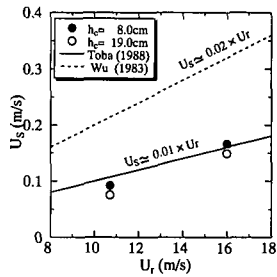


図-3 吹送流の鉛直平均流速  $U_s$  と基準風速  $U_r$  の関係

$$\int_{h_c-h}^0 u_s(z) dz = (h - h_c) U_s \quad (3)$$

$$\int_{h_c-h}^0 u'_s(z) dz = h_c U_B \quad (4)$$

と表すことができ、式 (1)～(4) を用いると

$$h U_B = (h - h_c) U_s + h_c U_B \Rightarrow U_B = U_s \quad (5)$$

となり、 $h_c$  に関係なく、 $U_B$  は吹送流の鉛直平均流速  $U_s$  に一致する。つまり、戻り流れの鉛直平均流速  $U_B$  を正しく検出さえできれば、真の吹送流の鉛直平均流速  $U_s$  の評価が可能となる。

図-3 は、下段水路での戻り流れの流速  $U_B$  より求めた吹送流の流速  $U_s$  と基準風速  $U_r$  の関係を示したものである。図中の実線は Toba (1988)、破線は Wu (1983) による実験式をそれぞれ示したものである。吹送流の流速  $U_s$  は  $h_c$  の高さに依らず、風速  $U_r$  の 1% 程度であり、Toba の実験式によく対応している。すなわち、二重床水槽にすることで初めて  $U_B$  が純粋に抽出でき、水面応力による吹送流の流速  $U_s$  の算出が可能となっている。

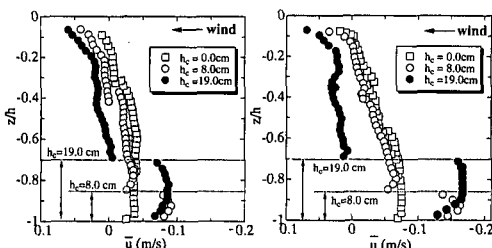
## (3) 表層の平均流速 $\bar{U}_c$ の推定

表層部分では、碎波による気泡混入・飛沫の生成、さらには流体運動の 3 次元性が強いので、可視化 (PIV) による速度場の計測が難しくなっている。そこで、水槽内から外への水の流出は無く、上段水路と下段水路内の水の循環量は等しいため、 $z/h = -h_s/h \sim 0$  ( $z$  は静水面を原点とする鉛直上向き座標) の範囲における表層の吹送流の平均流速  $\bar{U}_c$  を以下のように定義した。

$$\bar{U}_c = \frac{1}{h_s} \int_{h_s}^0 \bar{u}(z) dz \quad (6)$$

ここに、 $h_s$ ：表層流厚さで、ここでは  $-0.1h$  としている。

図-4 は、吹送流の表層流速  $\bar{U}_c$  の風速  $U_r$  に対する増加率  $\Delta \bar{U}_c / \Delta U_r$  と  $h_c$  の関係を示す。 $h_c = 0 \text{ cm}$  の場合は風速が増しても戻り流れのために吹送流の流速はほとんど増加しないが、 $h_c$  が増すに従って水槽端部の開境界条件効果により、それに伴って吹送流の流速も増加し、 $h_c = 19.0 \text{ cm}$  では  $h_c = 0 \text{ cm}$  の 7 倍近い増加率となっている。



(a)  $U_r = 10.7 \text{ m/s}$  (b)  $U_r = 16.0 \text{ m/s}$

図-2  $h_c$  による平均流速  $\bar{u}$  の鉛直変化

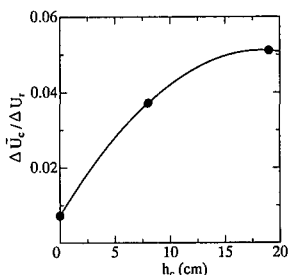


図-4  $h_c$  と吹送流の表層流速の風速に対する増加率  $\Delta \bar{U}_c / \Delta U_\tau$  の関係

#### 4. 水面応力による水面下の運動特性

##### (1) 流速ベクトルの鉛直分布および時間変化

図-5 は、一重床 ( $h_c=0$  cm) と二重床 ( $h_c=8.0$  cm) の場合の中層部 ( $z=-22.0$  cm) から水槽底面 ( $z=-60.0$  cm) までの流速ベクトルを風速  $U_\tau=10.7$  および  $16.0$  m/s についてそれぞれ比較したものである。一重床水槽では、中底層の流れの大部分が風向きとは逆方向の戻り流れとなっており、水位差の影響が水面応力の影響を上回っていることがわかる。水位差は風速とともに増すため、 $U_\tau=16.0$  m/s における戻り流れの流速はさらに増大しているが、 $z \geq -30.0$  cm では水面応力の影響が優勢となるためか、風向き方向の流速成分が生じるようになり、 $z \approx -30$  cm 付近を境にして水面応力が優勢となる上層と水位差の影響が卓越する下層での流速ベクトルの分布に顕著な差異が認められる。こうした上層と下層の流速の違いはあるが、二重床水槽の下段水路に相当する  $z=-52 \sim -60$  cm の範囲の流速ベクトルを二重床水槽のものと比較するとわかるように、流速の大きさだけでなく渦の生成においても差異が認められ、これからも水面応力が水槽底面まで到達していることがわかる。一方、二重床水槽では、下段水路内の流れが水面応力の直接的な影響を受けないため一様な戻り流れとなるのに対し、上段水路の流れは大規模な渦運動を伴い、下段水路の流れと流向・流速共に大きく異なった流れとなる。こうした上段と下段水路の速度場の差異は、水面応力の伝達の有無に起因しており、水面応力が吹送流の流速だけでなく乱流構造に関わっていることを示している。また、一重床と二重床水槽における  $z \geq -50$  cm での流速場の差異は、下段水路からの循環流の有無によるものであり、戻り流れの流速の大小が風波下的水粒子速度場の乱流構造に大きな影響を及ぼすことを示している。

図-6 は、風速  $U_\tau=16.0$  m/s の下での一重床と二重床水槽における水面付近の流速ベクトルの時間変化を  $\Delta t=0.4$  秒毎について示したものである。一重床の場合、約 1 周期 (0.6 s) の時間内では風向きとは逆方向の流れ

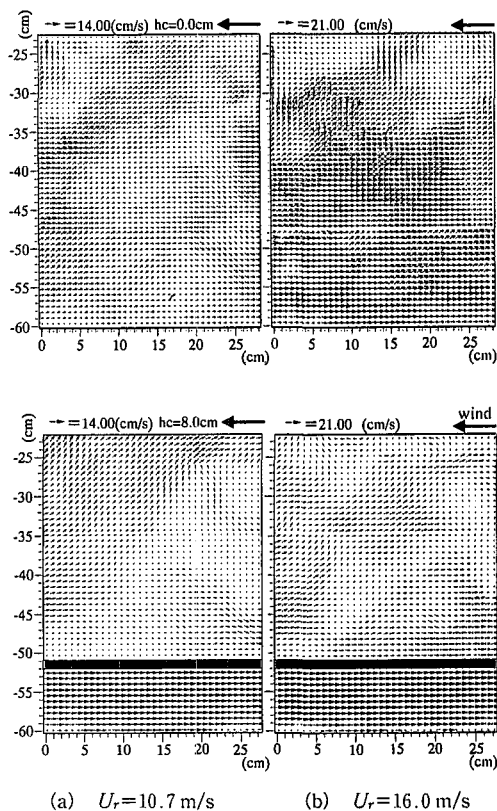


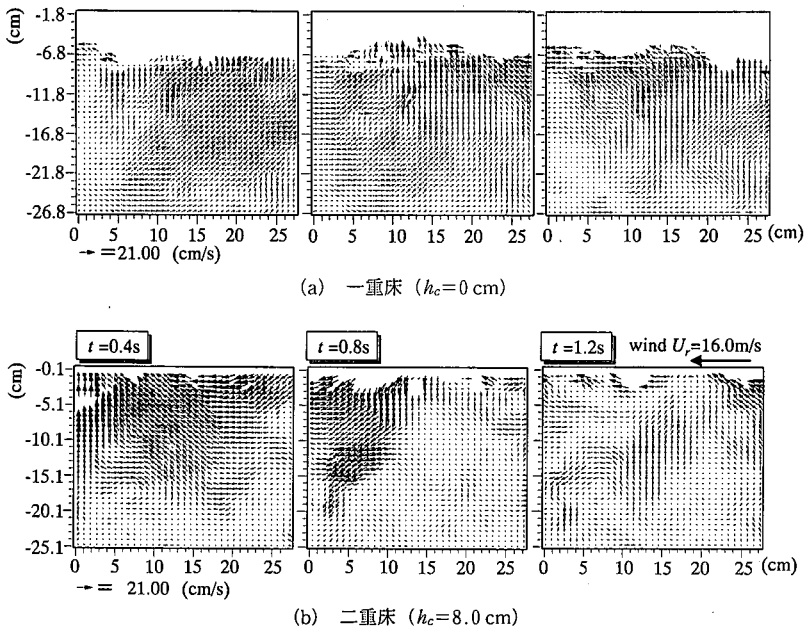
図-5 中層部 ( $z=-22.0$  cm) から水槽底面 ( $z=-60.0$  cm) までの下段水路の有無による流速ベクトルの変化

が卓越している。水位差に起因するこの流れは、水面付近に近づくにつれ水面応力の影響が優勢となり、風向き方向の流れに遷移していることがわかる。二重床の場合、全体的に風向き成分が卓越した、大規模な渦を伴う流れとなっており、生成される渦の規模も一重床の場合のものを上回っている。このような下段水路の有無による変化は、水面応力下の表層流に及ぼす戻り流れの影響を示すものであり、戻り流れの影響が底層だけでなく水面付近にも及んでいることを示している。

##### (2) 流速スペクトルの鉛直変化

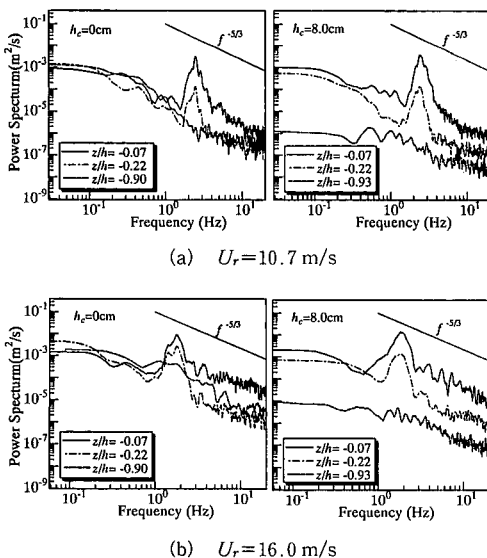
上述の図-5 および 6 の流速ベクトル分布に示したように、2 次元水槽内での風波下の速度場は水面応力と水位差、吹送流と戻り流れが干渉し合う複雑な渦運動場となっている。しかしながら、これらのベクトル場は瞬間値であり、風波下の平均流や乱流構造をより普遍的に捉えるには、統計的に速度場を捉える必要がある。そこで、水平流速スペクトルの鉛直変化に着目することにより、統計的に風波下の速度場の特性について解明を図る。

図-7 は、風速  $U_\tau=10.7$  および  $16.0$  m/s の下での  $h_c=0$  cm (一重床) および  $h_c=8.0$  cm (二重床) 水槽における水平流速スペクトルを表層 ( $z/h=-0.07$ )、中層

図-6 風速  $U_r = 16.0$  m/s 下での  $h_c$  に対する流速ベクトルの時間変化

( $z/h = -0.22$ ) および下層(二重床水槽では下段水路内の  $z/h = -0.84$ , 一重床では  $z/h = -0.9$ )において示したものである。いずれのスペクトルも低周波から高周波までの広い範囲にわたって  $-5/3$  乗則に従っており, 風波下の乱流場では風速や鉛直位置, さらに下段水路の有無に関係なく慣性領域にあることがわかる。しかし, 一重床水槽および二重床の上段水路におけるスペクトルを見ると, 低周波成分は鉛直位置に関係なくほぼ一致してい

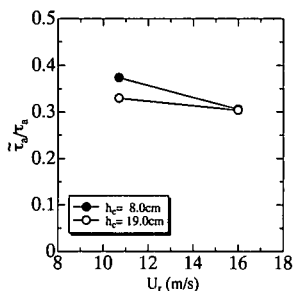
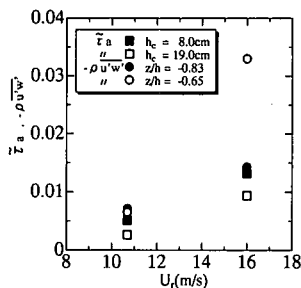
るのに対し, 高周波成分のパワーは下層になるに従って減少していることがわかる。この結果は, 低周波成分を与える水槽内平均流はスペクトル的にほぼ鉛直一様であるのに対し, 高周波乱流成分は乱流境界層の厚さや水面応力の下方伝達速度に対応していることを示している。 $h_c = 8.0$  cm (二重床水槽) の場合, 下段水路内の  $z/h = -0.93$  でのスペクトルは純粋に戻り流れを主流としたせん断乱流成分のエネルギー分布を示し, 上段水路のものと全周波数帯にわたって1桁以上の差異を有している。特に, 0.3 Hz よりも低周波側の2桁に及ぶ差異は一樣管路流れの特色を表している。さらに, 前述の図-2に示したように上段水路の平均流速は下段水路内のものより小さいことを踏まえると, 上段水路で生じている等方性乱流はそこでの平均流を主流とするのではなく, 風や碎波によって生成されたものと推察できる。また, 水面直下の  $z/h = -0.07$  でのスペクトルは吹送流に水面応力が加わったエネルギー分布を表しており,  $z/h = -0.93$  でのスペクトルとの差は水面応力による乱流成分を示すと考えてよい。つまり, 循環用管路の効果によって, 上段水路内では水面応力のみによる乱れ成分が生成され, それが下方へ伝わっていると考えられる。

図-7 一重床 ( $h_c = 0$  cm) と二重床 ( $h_c = 8.0$  cm) における流速スペクトルの鉛直変化と風速の関係

## 5. 水面応力の下方伝達

隔壁床板の有無による流速場の違いは, 風・碎波による水面応力と戻り流れの影響に依るものと考えられるが, ここでは水面応力の下方伝達量について検討する。

いま, 水面応力  $\tau_a$  によって鉛直平均流速  $U_s$  の吹送流

図-8 水面応力伝達比  $\bar{\tau}_a/\tau_a$  と風速  $U_r$  の関係図-9 風速  $U_r$  における水面応力  $\bar{\tau}_a$  とレイノルズ応力  $-\rho_w \bar{u} \bar{w}$  の関係

が生じるとすれば、次式の関係が  $\tau_a$  と  $U_s$  の間に成立する。

$$\tau_a = \rho_w f U_s^2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 $\rho_w$ ：水の密度、 $f$ ：摩擦係数である。

前述の図-2 に示した床板の有無による速度差  $\Delta U_b$ 、すなわち、下段水路内径高の範囲における二重床の  $h_c = 8.0$  および  $h_c = 19.0$  cm と一重床の  $h_c = 0$  cm の場合との戻り流れの流速差は、水面応力の伝達によって生じるものと考えてよい。したがって、摩擦係数との差がないと仮定すれば、この  $\Delta U_b$  を知るることによって、 $z/h = h_c/h - 1$  の面に伝達する水面応力  $\tau_a$  を次式によって算出することができる。

$$\bar{\tau}_a = \rho_w f \Delta U_b^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

図-8 は、水面応力伝達比  $\bar{\tau}_a/\tau_a$  と風速  $U_r$  の関係を示したものである。これから、風速に関係なく水面に作用する応力の約 3 割が水面下  $z/h = h_c/h - 1$  の深さ、すなわち、静水面から約  $7 H_{1/3}$  ( $z \approx -50$  cm) の深さまで伝達されていることがわかる。

次に、下段水路内の戻り流れを水面勾配に支配される管路流れとして考えると、水面応力の伝達量  $\bar{\tau}_a$  と壁面摩擦係数  $\tau_b$  との関係は、次式のように表せる。

$$\bar{\tau}_a = \rho_w f \Delta U_b^2 = \rho_w g n^2 R^{-1/3} \Delta U_b^2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 $g$ ：重力加速度、 $R$ ：径深、 $n$ ：マンニングの粗度係数であり、ここでは合成樹脂の値 ( $n = 0.009$ ) より若干小さい  $0.0075$  の値を採用する。図-9 は、式 (9) より

り求めた床板の下方に伝達する水面応力  $\bar{\tau}_a$  と、 $h_c = 0$  cm での速度スペクトルより  $f^{-5/3}$  乗則に沿った高周波数成分から成る水平速度  $\bar{u}$  および鉛直速度  $\bar{w}$  を用いた  $z/h = -0.83$  および  $-0.65$  でのレイノルズ応力  $-\rho_w \bar{u} \bar{w}$  との関係を示したものである。風速  $U_r = 16.0$  m/s での  $z/h = -0.65$  の値を除けば、 $\bar{\tau}_a$  と  $-\rho_w \bar{u} \bar{w}$  はよく近似していることがわかる。つまり、レイノルズ応力は流速の変動成分による運動量の輸送によって生ずるものであると考えられるから、風・碎波による水面応力を乱れ成分として下方に伝達していることを表している。さらに、水面応力の下方伝達量は、二重床水槽より求めた  $\bar{\tau}_a$  より算出の可能性を示したが、今後さらなる詳細な検証が必要と思われる。

## 6. 結 語

循環用管路を用いて吹送流に及ぼす戻り流れの影響を明らかにし、風波下の乱流構造とそれによる水面応力の下方伝達について検討した。その結果、下段水路内の平均流速は風に依る水位差のみによって決まる戻り流れであり、この戻り流れの平均流速  $U_b$  を抽出できれば、水面応力による平均流速  $U_s$  の算出が可能となることを示すとともに、循環用管路を用いることにより、純粋な  $U_b$  を検出し、これを基に Toba の実験式にほぼ対応する吹送流の鉛直平均流速を求めることに成功した。さらに、風・碎波による水面応力によって生成される乱流成分は水槽内の平均流を主流とする 1 桁以上のエネルギーの乱流成分を持ち、風速に関係なく水面応力の約 3 割を静水面から約  $7 H_{1/3}$  の深さまで伝達させ、その伝達量は床板の有無による速度差  $\Delta U_b$  より算出できる可能性を示すことができた。

最後に、本研究で実施した実験に熱心に協力された当時院生の名倉幹晴君に深謝するとともに、本研究は日本学術振興会科学研究費(C)(2)12650509 および(B)(2)13555141 による成果であることを付記し、謝意を表する。

## 参 考 文 献

- 中山忠暢・禰津家久 (2000): 風波の乱流構造について, 土木学会論文集, No. 642/II-50, pp. 45-56.
- Toba, Y. (1988): Similarity Laws of the Wind Wave and the Coupling Process of the Air and Water Turbulent Boundary Layers, Fluid Dynamics Res., Vol. 2, pp. 263-279.
- Toba, Y. and H. Kawamura (1996): Wind - wave coupled downward - bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface., J. Oceanogr., Vol. 52, pp. 409-419.
- Wu, J. (1983): Sea-surface drift currents induced by wind and waves., J. Phys. Oceanogr., Vol. 13, pp. 1441-1451.