

## 砕波を伴う強風下の吹送流の流速の鉛直分布と全流量について

小笠原敏記\*・安田孝志\*\*・武田真典\*\*\*・大澤輝夫\*\*\*\*

沿岸海域の海水流動モデルの構築においては、風波下における吹送流の鉛直分布や流量の輸送に及ぼす碎波の影響を明確にする必要がある。そのため本研究では、両端開境界の自然循環型二重床風洞水槽を用いることにより、従来の水槽では計測が不可能な岸り流れを検出し、吹送流の全流量に及ぼす風速および碎波の影響について検討している。その結果、全波高がほぼ白波状態となる強風下では吹送流の全流量の約6割が有義波高の約2倍の厚さを持つバースト層内で輸送されており、碎波を伴う風波下の吹送流のモデル化においては、碎波による強い乱れを伴うバースト層内の輸送機構の解明が必須となることが明らかにされた。

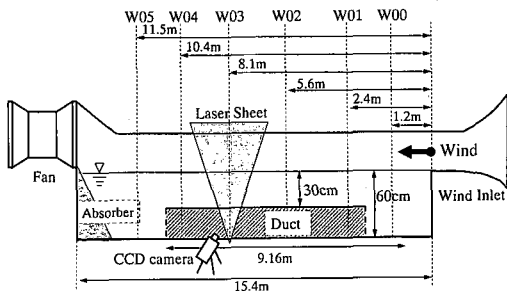
## 1. 緒 言

一般に海上の風速は陸上のそれを3~4割近く上回るため、碎波を伴う強風下の吹送流モデルの構築においては、吹送流を正しく再現して実験を行い、吹送流の流速分布に及ぼす碎波の影響を明らかにする必要がある。しかし、風波の実験を風洞水槽を用いて行う場合、風波自体はFroude 則に従うと仮定し、風速は風工学の分野で行われているように平均風速の鉛直分布を一致させて相似則を満たすとしても(加藤, 1994)、水槽両端の閉境界条件に支配される戻り流れが風と碎波によって生成される吹送流の輸送現象の再現を困難にしている。このため、吹送流を正しく再現して実験を行うには、流量の連続性を満たして実験を行うことが必要条件として要求される(Wang and Wu, 1987)。

そこで本研究では、両端開境界の自然循環式二重床風洞水槽（小笠原ら，2001）を用いて流量の連続性を満たし、碎波を伴う風波下の吹送流の実験を行う。その結果を基に、従来の水槽では計測が不可能な戻り流れを下段水路の流れとして検出し、その流速を計測することにより、風応力の作用のみによって生成される吹送流の鉛直分布や流量と風速および碎波との関係を明らかにする。

## 2. 実験装置と方法

実験は、3面ガラス製吸込式風洞水槽 ( $H=1.0\text{ m} \times B=0.4\text{ m} \times L=15.4\text{ m}$ ) 内に水槽両端部での流量の連続性を満たすためのアクリル製管路 ( $L=9.16\text{ m}$ ,  $B=38.0\text{ cm}$ , 内径高さ  $h_c=8, 19$  および  $29\text{ cm}$ ) を設置した二重床構造の水槽を用いて行った (図—1)。このとき、水槽の全水深を  $60\text{ cm}$  に固定し、風洞入口での基準風速  $U_r$  を  $6.7, 10.4$  および  $15.1\text{ m/s}$  と変化させ、風速を精密微差圧計付き



図一1 風洞水槽の概略と測定位置

表一1 波形諸量 (二重床水槽:  $h_c=29$  cm)

| $U_r$<br>(m/s) | $u_*$<br>(m/s) | $H_{1/3}$<br>(cm) | $T_{1/3}$<br>(s) | $S(f_p)$<br>(m <sup>2</sup> /s) | $f_p$<br>(Hz) |
|----------------|----------------|-------------------|------------------|---------------------------------|---------------|
| 6.7            | 0.236          | 3.00              | 0.372            | 0.85                            | 2.54          |
| 10.4           | 0.400          | 5.55              | 0.485            | 2.71                            | 2.32          |
| 15.1           | 0.637          | 7.03              | 0.563            | 4.23                            | 1.76          |

ピト管、水面波形を風洞用容量式波高計 (W01~W04 の 4 測点) および平均水位昇降量を超音波式変位センサー (W00~W05 の 6 測点) によってそれぞれ計測した。表-1 に、 $h_c=29$  cm の二重床水槽の測点 W03 での各風速による波形諸量を示す。

表層流速  $U_s$  の計測は、浮心位置可変のコルク製没水型フロート ( $L=1.5$  cm,  $\phi=1.0$  cm) を用い、一重床 ( $h_c=0$  cm) および二重床 ( $h_c=29$  cm) 水槽における風洞入口から 3.9~5.4 m の区間 1.5 m で行い、風速を  $U_r=3.0\sim13.0$  m/s と変化させた。水粒子速度場の計測は、風速  $U_r$  と下段水路高  $h_c$  をそれぞれ変化させ、5 W 半導体レーザーと画像解像度  $480\times480$  画素の 2 台の高速カメラを用いる PIV 計測システムによって行った。

### 3. 一重床と二重床水槽の水理特性

(1) 水槽両端での水位差

ここでは、超音波式変位センサーによって 90 秒間計測した水位昇降量に基づき、一重床 ( $h_c=0$  cm) および二

\* 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

\*\*\* 工 修 (社)水産土木建設技術センター研究部

\*\*\*\* 正 会 員 博(理) 岐阜大学助手 工学研究科環境エネルギーシステム専攻

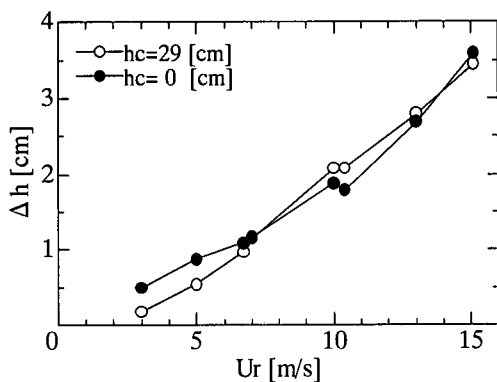


図-2 一重床 ( $h_c=0$  cm) および二重床 ( $h_c=29$  cm) 水槽における測点 W00 および W05 での水位差  $\Delta h$  と風速  $U_r$  の関係

重床 ( $h_c=29$  cm) 水槽両端での 2 測点 W00 と W05 間の平均水位差  $\Delta h$  と風速  $U_r$  の関係について検討する。

図-2 はその結果であり、下段水路設置やそれによる浅水化は水位差  $\Delta h$  に何ら影響を及ぼさず、水位差は風速のみに依存し、 $U_r$  とほぼ比例関係にある。

#### (2) 平均流速の鉛直分布

水槽内の水粒子には、水面に作用する風応力  $\tau_a = \rho_a C_D U_r^2$  の伝達応力  $\bar{\tau}_a$  と上述の水槽両端での水位差  $\Delta h$  に起因する圧力差  $\Delta P$  が互いに逆向きに作用する。 $\bar{\tau}_a$  が鉛直一様に分布し  $\Delta P$  と釣り合えば、流れは生じず静水状態が維持される。しかし、 $\bar{\tau}_a$  は下方に向かって減少するため、水面表層では  $\bar{\tau}_a > \Delta P$  となって風向きの流れ、底層では  $\bar{\tau}_a < \Delta P$  となって逆向きの流れが生じる。

図-3 は、一重床水槽 ( $h_c=0$  cm) における 34.1 秒間の時間平均水平流速  $\bar{u}$  の鉛直分布によってこのことを各風速について示したものである。流速の分布は  $\bar{\tau}_a$  の分布に対応したものとなっていると考えられるが、上層での風速による流速の変化は小さく、吹送流と戻り流れが互いに消殺し合っていると推察される。

図-4 は、 $h_c=29$  cm の二重床水槽における 34.1 秒平均水平流速  $\bar{u}$  の上段 ( $z/h=0 \sim -0.5$ ) および下段 ( $z/h=-0.52 \sim -1$ ) にまたがる鉛直分布を各風速について示したものである。二重床水槽では上部床板によって  $\tau_a$  の下段水路への伝達が遮断されるため、下段水路には  $\Delta P$  によって駆動される戻り流れのみが生じ、一重床水槽では分離が不可能であった吹送流と戻り流れが上段水路と下段水路に分離され、それらが共に風速の増加に伴って発達して行く様子がよくわかる。

### 4. 吹送流の流量について

#### (1) 吹送流の鉛直分布

水面に作用する風応力  $\tau_a$  は主に砕波に伴って生成さ

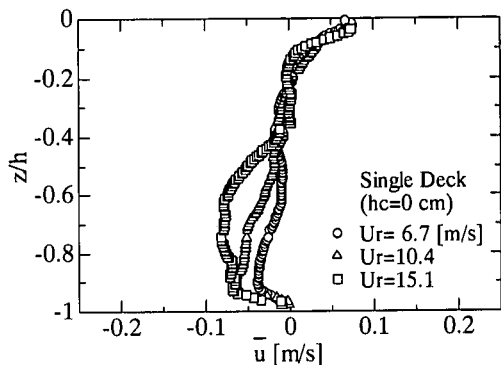


図-3 一重床水槽 ( $h_c=0$  cm) における風速  $U_r$  と平均流速  $\bar{u}$  の関係

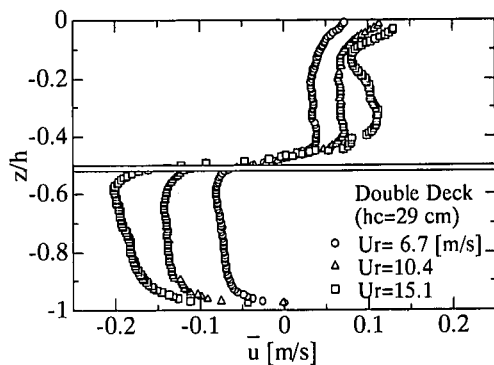
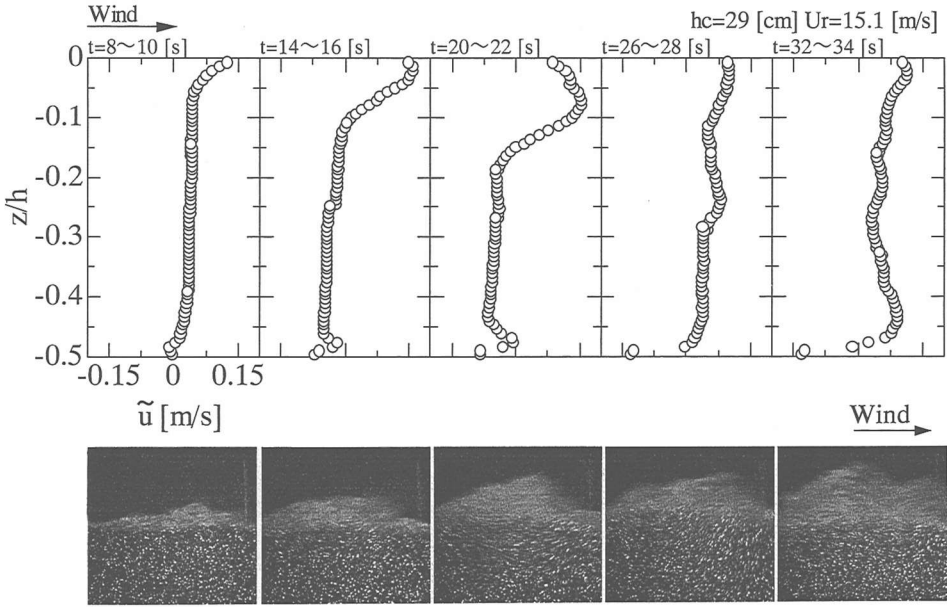
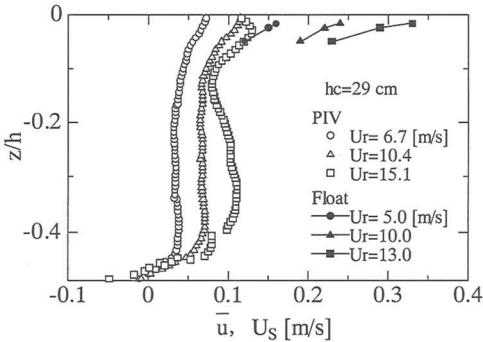


図-4 二重床水槽 ( $h_c=29$  cm) における風速  $U_r$  と平均流速  $\bar{u}$  の鉛直分布との関係

れる渦粘性や下降流によって下方に伝達され、下層での吹送流の発達に費やされる (安田ら, 2000)。このため、風の吹き始めは水面付近に強い流れが生成されるが、時間の経過とともに  $\tau_a$  の伝達応力  $\bar{\tau}_a$  が下方に拡がり、吹送流の流速分布は  $\bar{\tau}_a$  の分布に従うと考えられる。

図-5 は、このことを明らかにするため、 $U_r=15.1$  m/s の風の吹き始めからの二重床 ( $h_c=29$  cm) 上段水路での各 2 秒平均流速  $\bar{u}$  の鉛直分布の時間変化と各時刻での水面形状の画像を示したものである。風の吹き始めから  $t=22$  秒までは、時間とともに風応力が下方に伝達され、それに伴って水面付近に生成される吹送流の流速が増大すると同時に下方に拡大して行く様子が見られる。このとき、水面に白波が現れるのは画像からもわかるように  $t=15$  秒前後からであり、非砕波の  $t=8 \sim 10$  秒における水面表層の吹送流は風応力の直接作用だけで生じていることがわかる。白波が発生し始める  $t=14 \sim 16$  秒になると、砕波を介した運動量輸送が加わり、吹送流の流速が増すだけでなく、その範囲が下層に拡がって行くことがわかる。ただし、 $t=20 \sim 22$  秒では  $z/h=-0.1$  から


 図—5 二重床 ( $h_c=29$  cm) 上段水路での平均流速  $\bar{u}$  の鉛直分布の時間変化と各時刻での水面画像

 図—6 二重床水槽 ( $h_c=29$  cm) における上段水路の平均流速  $\bar{u}$  とフロートによる表層流 ( $z/h=-0.027\sim-0.05$ ) の流速  $U_s$  の鉛直分布

水面に向かって逆に流速が減少するなど、碎波の影響が加わり続けるにも関わらず、流速は増大せず、水面直下で不自然な分布となっている。その後も表層の流速は増加せず、鉛直一様な分布となっている。こうした流速分布の鉛直一様性は碎波による渦粘性作用によるものとしても、気泡混入と強い乱れを伴う水面付近での流速分布については計測値の精度を含めた検討が必要となる。

そこで、PIV 計測におけるような固定点計測の制約を受けず、Stokes drift などの影響も評価できるフロートによるラグランジュ計測によって表層流速  $U_s$  を求め、これと PIV による平均流速  $\bar{u}$  との比較を行う。図—6 はその結果であり、 $h_c=29$  cm の二重床上段水路 ( $z/h=0\sim-0.5$ ) での  $\bar{u}$  の鉛直分布とフロートによる計測範囲

$z/h=-0.017\sim-0.05$  における  $U_s$  の分布を比較したものである。Stokes drift を含まない  $\bar{u}$  の値が  $U_s$  を下回るのは当然であるが、その差は風速とともに著しく拡大している。すなわち、PIV や LDV では計測できない碎波による強い流れが水面表層に生成されていることを示すものであり、それによる流量が平均流速による流量  $\bar{u}h$  に比べて有意となれば、白波の発達した風波下の吹送流の取扱いに注意が必要となる。

## (2) 流量の連続性

前述の図—4 に示した二重床水槽の平均流速  $\bar{u}$  の鉛直分布より、上段および下段水路での単位幅流量  $q_U$  および  $q_L$  を次式のように定義する。

$$\left. \begin{aligned} q_U &= \int_{-(h-h_c)}^0 \bar{u}(z) dz \\ q_L &= \int_{-h}^{-(h-h_c)} \bar{u}(z) dz \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

図—7 は、 $h_c=29$  cm の二重床水槽におけるこれらの流量と風速  $U_r$  の関係を示したものである。Rigid lid モデルに従えば流量の連続条件によって  $q_U=q_L$  とならなければならないが、何れの風速においても  $q_L>q_U$  であり、風速とともに流量差  $q_L-q_U$  は拡大している。こうした流量差を生み出す要因としては、水面変動と水平水粒子速度との干渉によって生じる風波の Stokes drift による流量  $q_{SD}$ 、Surface roller による流量  $q_{SR}$  および気泡混入などのために計測困難なバースト層内の輸送量  $q_s$  が考えられる。前述の図—6 に示した PIV による平均流速  $\bar{u}$  は水面付近の流れに対して過小評価傾向にあり、それ

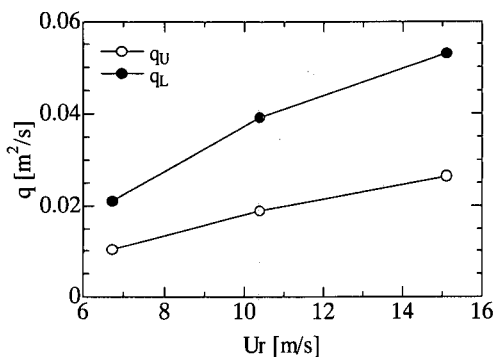


図-7 各風速  $U_r$  における二重床水槽 ( $h_c=29$  cm) の上・下断水路の流量比較

が風速の増加(碎波規模の増大)とともに顕著となる事実に着目すれば、この流量差は主にバースト層内の流速の過小評価に原因があると推察される。そこで、各線流量  $q_{SD}$ ,  $q_{SR}$  および  $q_S$  を  $q_U$  に加えれば、連続条件より

$$q_L = q_U + q_{SD} + q_{SR} + q_S \quad \dots\dots\dots (2)$$

が成立する点に着目し、各流量比に基づいて流量差の原因について検討を行う。前述の式(1)によって  $q_L$  および  $q_U$  を求め、 $q_{SD}$  および  $q_{SR}$  を後述するように近似理論によって与えれば、計測が困難なバースト層内の流量  $q_S$  が求まり、各流量比の評価が可能となる。

### (3) 吹送流の全流量

戻り流れは吹送流による輸送量を水槽内で補償する流れとして生じるから、その鉛直平均流速  $U_B$  を知ることができれば、 $q_{SD}$ ,  $q_{SR}$  および  $q_S$  が未知であっても容易に吹送流の全流量  $q_T$  を  $q_T = -U_B h$  として求めることができる。二重床水槽では、下段水路の水平流速  $\bar{u}$  より、

$$U_B = \frac{1}{h-h_c} \int_{-h}^{-(h-h_c)} \bar{u}(z) dz \quad \dots\dots\dots (3)$$

によって容易に戻り流れの鉛直平均流速  $U_B$  が得られ、全流量  $q_T$  を知ることができる。

図-8は、こうして求めた吹送流の全流量  $q_T$  と風速  $U_r$  の関係を下段水路高  $h_c$  が異なる3種類の二重床水槽について示したものである。 $q_T$  の値は  $h_c$  に依らず、風速  $U_r$  とほぼ比例関係にあり、吹送流の単位幅全流量は碎波の影響も含めて風速によって一義的に定まる。

### (4) 吹送流に及ぼす各成分の影響

上述の式(2)の  $q_U$  には上段水路における戻り流れの流量  $U_B(h-h_c)$  が含まれるため、これを  $q_U$  から除いた流量を  $\tilde{q}_U = q_U - U_B(h-h_c)$  とし、これに  $q_{SD}$ ,  $q_{SR}$  および  $q_S$  を加えれば、これらの総量は全流量  $q_T$  に等しくなる。

$$q_T = \tilde{q}_U + q_{SD} + q_{SR} + q_S \quad \dots\dots\dots (4)$$

全流量  $q_T$  に占める各流量の割合を知るため、このとき

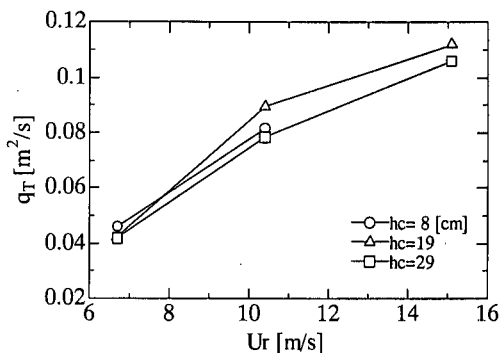


図-8 風速  $U_r$  と吹送流の単位幅流量  $q_T$  の関係

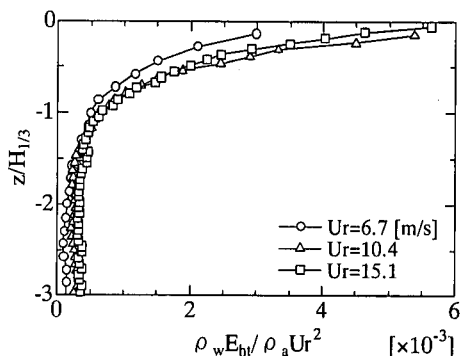


図-9 無次元高周波乱流エネルギー  $\rho_w E_{hi} / \rho_a U_r^2$  と有義波高  $H_{1/3}$  の関係

の風波を有義波として扱い、 $q_{SD}$  を次式により与える。

$$q_{SD} = \frac{1}{2} k c a^2 \coth(kh),$$

$$k = \frac{4\pi^2}{q T_{1/3}}, \quad c = \frac{q T_{1/3}}{2\pi}, \quad a = \frac{H_{1/3}}{2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$q_{SR}$  については、周期  $T_{1/3}$  の各波率に roller が生成され、それが波速  $c$  で輸送されることにより流量が生じると仮定し、Duncan (1981) の Surface roller モデルに基づいて roller の面積  $A$  を求め、次式により与える。

$$q_{SR} = \frac{A}{T_{1/3}},$$

$$A = \frac{0.015 c^4}{g^2 \sin^2 \theta}, \quad \theta = 15^\circ \quad \dots\dots\dots (6)$$

$q_U$  は Rigid lid モデルによる吹送流の線流量を表すが、図-9 に示す高周波乱流エネルギーの鉛直分布からわかるように、水面直下に強い乱流を伴う境界層—バースト層—が生成されており、そこでの輸送は Rigid lid モデルには必ずしも適合しないと考えられる。そこでここでは、乱流エネルギーの鉛直分布が一様化するまでをバースト層と見なし、その厚さを  $2H_{1/3}$  と定義し、バースト層内の流量を  $q_S$  に含め、バースト層より下層の吹送流

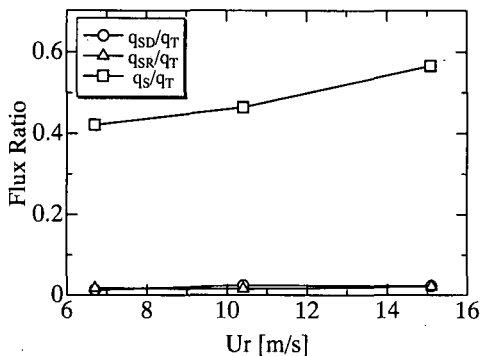


図-10 全流量  $q_T$  に占める各流量  $q_{SD}$ ,  $q_{SR}$  および  $q_S$  の割合と風速  $U_r$  の関係

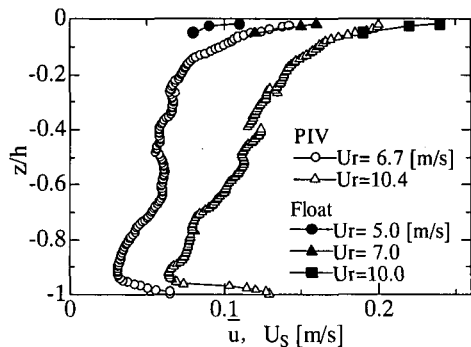


図-11 再現された吹送流の鉛直分布とフロートによる表層流速  $U_s$  の比較

による流量を  $\bar{q}_U$  として扱うことにする。

図-10 は、各流量  $q_{SD}$ ,  $q_{SR}$  および  $q_S$  の全流量  $q_T$  に占める割合と風速  $U_r$  の関係を示したものである。流量  $q_{SD}$  および  $q_{SR}$  の計算は大胆な仮定に基づくものであるが、それらの値は全流量の数%程度に留まり、吹送流への寄与としては無視できるオーダーである。一方、全波率が白波状態となる強風下では、流量  $q_S$  は風速とともに増大し、特に、測点 W03 において全波率がほぼ砕波状態となる  $U_r=15.1$  m/s では全流量の 6 割近くを占め、バースト層が発達した風波下の輸送現象に重要な役割を果たしていることがわかる。このことは、バースト層内の輸送機構の解明が沿岸域における吹送流のモデル化の必須課題であることを再確認させるものであると言える。

## 5. 再現された吹送流の鉛直分布

戻り流れの流速は、一重床および二重床水槽に関係なく鉛直一様となることから、二重床下段水路の  $U_b$  で与えられる。この流速  $U_b$  を一重床水槽の平均流速に逆向きに加えてやれば、流量的には戻り流れの影響を除くことができ、風応力によって駆動される本来の吹送流の鉛直分布を再現することが可能となるはずである。

図-11 は、その結果と二重床水槽 ( $h_c=29$  cm) でのフロートによって計測された表層流速  $U_s$  の分布 (黒色) を比較したものである。再現された吹送流  $\bar{u}$  とラグランジェ流速である  $U_s$  は良く一致した分布となり、Wu (1983) による実験式を考慮すれば、水面付近の流速は 2 ~ 3 % の範囲にあり、妥当な結果を示している。

## 6. 結 語

自然循環式二重床風洞水槽を用いて砕波を伴う風波下

の吹送流の実験を行い、従来の水槽では計測不可能な戻り流れを下段水路の流れとして検出し、その流速より吹送流の全流量が算出できることを示した。こうして算出された吹送流の全流量と風速および砕波の関係について検討を行い、吹送流の全流量は風速によって一義的に決まるが、 $q_S$  は風波砕波の攪乱によって生成される有義波高の約 2 倍の厚さを持つバースト層内において全流量の約 6 割が輸送されることを明らかにした。これによって、バースト層が砕波を伴う風波下の輸送現象に重要な役割を担っていることが明らかとなり、吹送流のモデル化においてその解明とモデル化の重要性が再確認された。

最後に、本研究で実施した実験に熱心に協力された当時学部生であった倉嶋真人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基盤 (A) (2) 12304025 による成果であることを付記し、謝意を表する。

## 参 考 文 献

- 小笠原敏記・安田孝志・井坂健司・大澤輝夫 (2001): 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, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 386-390.
- 加藤真規子 (1994): 複雑地形上の乱れ構造の風洞内再現, 日本風工学会誌, 第 59 号, pp. 89-92.
- 安田孝志・水谷夏樹・板野誠司・井坂健司・西部義彦・小林智尚 (2000): 吹送流の発達と流速分布に及ぼす風波砕波の影響について, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 441-445.
- Duncan, J. H. (1981): An experimental investigation of breaking waves produced by a towed hydrofoil, Proc. Roy. Soc. London, A 377, pp. 331-348.
- Wang, J. and Wu, J. (1987): Effects of near-bottom return flows on wind-induced currents, J. phys. Oceanogr., Vol. 17, pp. 2263-2271.
- Wu, J. (1983): Sea-surface drift currents induced by wind and waves, J. Phys. Oceanogr., Vol. 13, pp. 1441-1451.