

## 第II部門 閉鎖性水域における水流の乱れ構造と気体輸送特性について

京都大学大学院工学研究科 フェロー 櫻津家久  
 丸島アクアシステム(株) 正会員 ○井上理恵  
 京都大学大学院工学研究科 学生員 池田大輔

### 1. はじめに

風波発生下の界面近傍での乱流構造を図-1に示す。風波は位相によって風の応力分布が異なり、またその応力に由来する水側の局所的なせん断流による乱れなど非線形性が強い現象である。また、界面側から表層起源の流体が下方に突っ込む現象（Downward Burstという）は、運動量輸送や気体などの物質交換の素過程として注目されている。

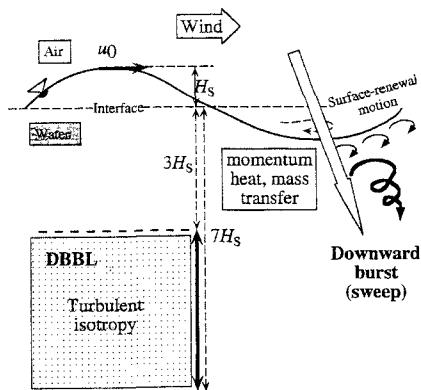


図-1 風波発生下の乱流構造

### 2. 実験方法および水理条件

本実験で使用した水路は全長16m、幅40cm、高さ50cmの可変勾配型循環式風洞開水路である。4ビーム後方散乱型2成分レーザ流速計(Dantec社製)による空気側・水側の水路中央断面における点計測とポーラロ方式DOメータ(セントラル科学社製)による溶存酸素の濃度計測を行った。表-1に水理条件を示す。水面形状は図-2に示したような滑面w1～不完全粗面w2～粗面w3とした。

### 3. 実験結果と考察

図-3は界面近傍( $y'/H=0.1$ )での低周波数のスペクトルから求めた最大渦径 $L_x$ と各計測点での乱れ強度 $u'$ を用いた乱れレイノルズ数 $R_L$ のケース毎の平均値である。図中には $U_{*w}$ を用いた $R_*$ の $H=4\text{cm}, 20\text{cm}$ の予測値の線をそれぞれ併示している。開水路流れにおける $R_L$ は $R_*$ とほぼ等しくなる。しかし、図より風波が発達するにつれて、 $R_L$ が $R_*$ の予測値の範囲から大きく上方にそれることがわかる。これより、風波では水面波が発達すると平均流速分布から推定される乱れよりも、水面近傍において局所的に強い乱れが発生しているのである。この結果は、従来の研究で指摘されている界面近傍での非定常的に正負の渦度が分布する瞬間渦図から予測される流れ場と一致する。

図-4に気体輸送過程のミクロスケールの分子拡散に対応するスケールとして、エネルギーが熱に変わることによって特性の記述を試みた。開水路流れでの気体輸送係数 $K_L$ に対する逸散率のべき乗則は、次元解析的にsmall eddyモデルで $1/4$ である。しかし、風波を対象とした本研究では最大ではその2倍の $1/2$ という値まで増加することがわかった。また、水深が浅いほどべき乗則は低くなる。

表-1 実験条件

		H (cm)	H/B	$U_{*w,\text{max}}$ (m/sec)	$U_{*w}$ (cm/sec)	$U_{*w}$ (cm/sec)	$\pi$ (cm)	$\lambda$ (cm)
h1	w1	2.06	0.1	9.1	0.12	0.011	—	—
	w2	4.24	0.15	19.9	0.82	0.015	9.24	9.24
	w3	6.80	—	33.0	1.10	0.104	20.50	20.50
h2	w1	2.07	0.2	9.1	0.20	0.011	—	—
	w2	4.58	0.25	22.5	0.82	0.050	10.23	10.23
	w3	7.18	—	39.9	1.35	0.146	19.82	19.82
h3	w1	2.31	0.3	9.6	0.21	0.011	—	—
	w2	4.31	0.35	22.7	0.54	0.044	9.81	9.81
	w3	6.67	—	40.4	1.32	0.158	17.20	17.20
h4	w1	2.33	0.5	10.7	0.25	0.008	—	—
	w2	4.24	0.55	18.5	0.45	0.035	8.16	8.16
	w3	6.55	—	37.1	1.15	0.147	16.91	16.91
h5	w1	9.08	—	54.0	1.73	0.783	22.42	22.42
	w2	11.80	—	95.2	3.09	0.950	30.74	30.74
	w5	—	—	—	—	—	—	—

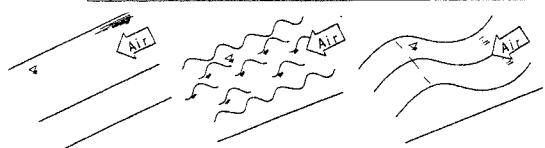


図-2 風波の水面形状

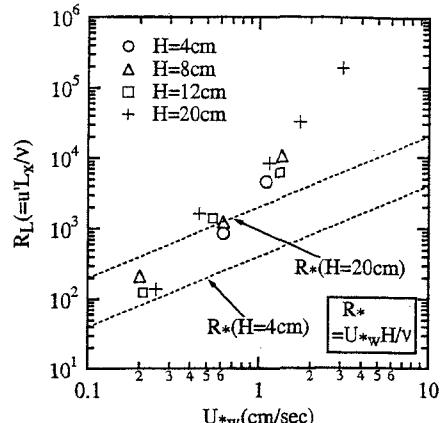


図-3 界面での $R_L$

中山、櫛津(1999)<sup>1)</sup>は従来開水路流れで評価されてきた表面積の増加は水面変動によると考えて、気体輸送係数 $K_L$ の式に水面変動を考慮した項を付加して次元解析的に式展開をしている。そして、実験結果と比較して風波の $K_L$ に対して水面変動強度 $\eta'$ のべき乗則の傾きは3/4であることを明らかにした。そこで、本研究でも図-5に $\eta'$ に対して $K_L$ を示した。気体輸送係数 $K_L$ が一意に表すことができておらず、また彼らの値と一致している。これより、風波の気体輸送には界面における波の特性との相関が高いことが推察される。

Komori *et al.*(1993)<sup>2)</sup>は界面に働くせん断応力の有無に関わらず、界面近傍で発生する大規模渦に気体輸送が支配されているとして、表面更新率 $r$ (1/sec)をVITA法で定量化し直接表面更新渦の発生周波数 $f_s$ によって評価している。そこで、本研究では表面更新渦の発生周波数 $f_s$ を下方へのバースティング(sweep)発生周期の逆数として求めた。

組織構造を定量化する手法として4象限区分半值しきい値法を用いたが、この手法は現象の規模にケース間で差があることは考慮できない。しかし、実際に発生しているsweepはその規模によって気体を水層に取り込む力は大きく異なると考えられる。そこで、4象限区分法のみでは考慮できない規模の差を最大渦径 $L_x$ で評価することが可能ではないかと考えた。図-6に $f_s$ と $L_x$ を掛け合わせた $L_x f_s$ に対して気体輸送係数 $K_L$ を示した。 $L_x f_s$ はsweepの規模を表していると考えられる。この規模を表すスケールに対してべき乗則のケース間の差はほんなく、 $K_L$ は一様に増加している。そして、水表面に碎波が発生するとその増加率が緩やかになることがわかる。これは、碎波によって界面での非線形が高まり水面では気泡の取り込みが発生する。また水面下での乱流構造も大きく変化することによるものと考えられる。

#### 4. おわりに

本研究は閉鎖水域での風波の流れ場をレーザ流速計と波高計の同時計測によって界面近傍までの計測を行った。また、界面から下方へのバースティング現象を四象限区分半值しきい値法によって定量化した。また、気体輸送係数の計測も行い、風波界面での気体輸送に影響を与える因子について検討を行ったものである。

#### <参考文献>

- 1) 中山忠暢、櫛津家久：水・空気界面での乱流構造と気体輸送の関連性に関する研究、土木学会論文集、第642巻、II-50、pp.45-56、1999。
- 2) Komori, S., Nagaosa, R. and Murakami, Y.: Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, *J. Fluid Mech.*, vol.249, pp.161-183, 1993.

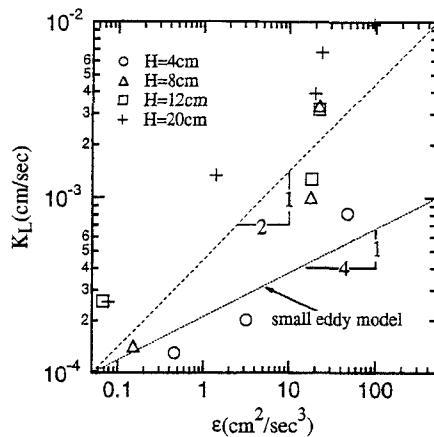


図-4 逸散率と $K_L$ の関係

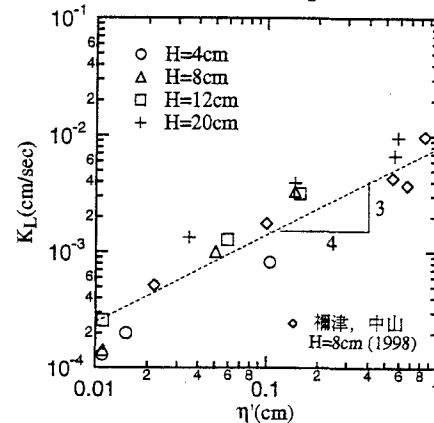


図-5 水面変動強度 $\eta'$ と $K_L$ の関係

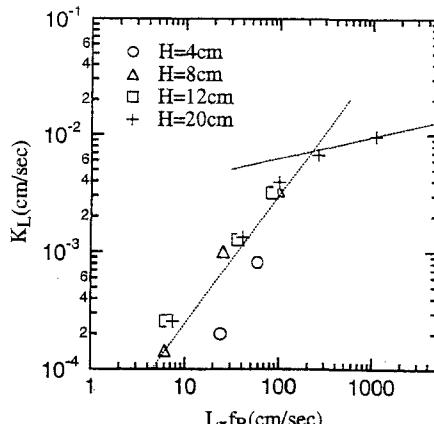


図-6 組織構造と $K_L$