

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

中山忠暢¹・瀬津家久²

¹学生会員 日本学術振興会特別研究員

京都大学大学院 環境地球工学教室 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室

水・空気界面を通しての気体輸送は化学工学ばかりか環境工学的にも非常に重要な問題であり、本研究では気体輸送特性と界面近傍での乱流構造との関連性について評価を行った。その際に、底面シアアの卓越する開水路流れ、水面シアアの卓越する風波、及び両者が混在する流れを対象として、レーザ流速計と濃度計を用いて計測を行った。その結果、開水路流れではフルード数の影響を考慮した小規模渦モデル、風波では水面の状態による区分で気体輸送係数が表現可能であることが判明した。両者が混在する流れでは逸散率比と気体輸送係数比の関係でどちらが卓越しているかの判定条件の評価を行った。

Key Words : air-water gas transfer, friction velocity, energy dissipation, renewal model

1. 緒論

気液界面を通しての物質輸送は環境及び地球物理学的に非常に重要である。現実においては環境的に重要な気体の大半は溶解性の低い(ヘンリー係数の大きいもの、例えばO₂, N₂, CO₂, COやCH₄)ものであり、界面を通しての気体輸送は液層での水理条件に支配される。このような水・空気の相互作用による気体の輸送現象という観点から開水路流れを評価する場合、自由水面近傍には気体濃度の大きく変化する、厚さの非常に薄い濃度境界層が存在しており、この層における急激な濃度勾配が気体の輸送現象を引き起こすことがよく知られている。

気体輸送係数 K_L (cm/s)に関する従来から提案されているモデルは大きく分けて、(1)概念的モデルと(2)水力学的モデルに分類できる。概念的モデルは明確な移流が存在しない流れ場における拡散方程式の単純解である。Lewis and Whitman(1924)¹⁾は気液界面の両側に存在する非常に薄い濃度境界層内でのみ物質移動抵抗が存在し、膜外の液体は完全混合状態にあるという仮定の下で、次の「境膜モデル」を提案した。

$$K_L = \frac{D_m}{\delta_l} \quad (1)$$

ここで D_m (cm²/s)は気体の分子拡散係数、 δ_l (cm)は境膜厚さである。一方、Danckwerts(1951)²⁾は境界層内

での流体要素が断面領域内の流体とランダムに入れ替わるという「表面更新モデル」を提案した。

$$K_L = \sqrt{D_m r} \quad (2)$$

ここで r (1/s)は表面更新率である。このモデルは流体要素が一定間隔で入れ替わるとするHigbie(1935)³⁾の「膜浸透モデル」を拡張したものである。また、O'Connor and Dobbins(1956)⁴⁾は r の値に応じて「境膜モデル」($r=0$)と「膜浸透モデル」あるいは「表面更新モデル」($r=\infty$)を結びつけたモデルを提案している。このようなモデルにおいて δ_l や r などのパラメータを界面近傍での乱流構造と関連づける必要がある。

一方、水力学的モデルは単一流れ場において移流拡散方程式を解いたものであり、表面更新モデルの r に対してエネルギー保有渦の特性(乱れ発生率)を用いるのか、コルモゴロフの最小渦の特性(エネルギー逸散率)を用いるのかによって「大規模渦モデル」⁵⁾と「小規模渦モデル」⁶⁾に大別される。

$$K_L^+ = \frac{K_L}{U_*} \propto Sc^{-1/2} R_*^{-1/2} : \text{Large Eddy Model} \quad (3)$$

$$K_L^+ \propto Sc^{-1/2} R_*^{-1/4} : \text{Small Eddy Model} \quad (4)$$

ここで、 Sc はシュミット数、 R_* は摩擦レイノルズ数である。一方、Theofanous et al.(1976)⁷⁾は、 R_* が約500を境にしてそれよりも小さい領域で大規模渦モデル、大きい領域で小規模渦モデルとして両者を結び

つけたモデルを提案している。

以上のようなモデルに対して、水・空気界面近傍での乱流構造と気体輸送の関連性を評価するためには、河床勾配ありなし、有風無風、跳水ありなし(碎波面-非碎波面)、塩水-淡水など種々の条件下を考慮する必要があるが、最も基本的なものとしてシアアの発生場所によって分類された、3通りの流れについてまず検討する必要がある。すなわち、(A)底面シアアの卓越する開水路流れ、(B)風によるシアアの卓越する流れ、(C)両者の混在する開水路流れ、に分類される⁹⁾。(A)の開水路流れについては、従来より大規模渦モデルと小規模渦モデルのどちらが成立するのか様々な議論がなされているが未だ結論に達していない。平山ら(1995)⁹⁾は過去の実験データを包括的に調べた結果、乱れ強度に基づく大規模渦モデルの方が適用性が高いことを指摘している。一方、Moog and Jirka (1995)¹⁰⁾は最新式の風洞一体型水路(TWWT)を用いることによって小規模渦モデルの優位性を示している。ただし、彼らは大規模渦が全く表面更新に関与しないのではなく、その影響はレイノルズ数に不変であることを指摘している。また、Dobbins(1964)¹¹⁾やThackston and Krenkel(1969)¹²⁾はフルード数が大きくなると気体吸収の増加率が大きくなることに注目して、開水路流れに対して表面更新モデルを適用し水面の穏やかな流れと比較した場合に、急流河川での水面の擾乱による表面積の増加を考慮してフルード数の効果を含んだ式を提案している。一方、(B)の風波に関して、禰津ら(1999)⁹⁾は風速の増加とともに水面形状は滑面、3次元的なさざ波が発生する不完全粗面、2次元的な重力波の発達する粗面領域と変化し、水面変動強度と粗度高さには一意的な関係があることを指摘している。注目すべきことは、O'Connor(1983)¹³⁾が滑面状態に境界モデル、粗面状態に表面更新モデルを適用し、界面での運動量の連続性を使って半理論的に気体輸送係数 K_L と空気側での摩擦速度 U_{*a} の関係式を導いていることである。Chu and Jirka(1995)⁹⁾も実験的に、ある摩擦速度で K_L が急増する特性を指摘しているが、O'Connor(1983)¹³⁾のモデルとの比較を行っていない。また、Komori and Shimada(1995)¹⁴⁾は風速がかなり大きくなって碎波が発生し始めると K_L が急増することを実験的に確認している。最後に、(C)の2層流に関して、Mattingly(1977)¹⁵⁾は(A)の開水路流れでの K_L に対する2層流れでの相対的な値を風速と断面平均流速の差の関数として経験式を提案している。Eloubaidy and Plate(1972)¹⁶⁾は水層中での渦粘性係数が渦拡散係数と等しいという仮定を用いることによって、 K_L を水面側のシアアと底面側のシアアの相対量

としての断面摩擦速度を用いることによって評価している。一方、Jirka and Brutsaert(1984)¹⁸⁾は、2層流に対して風シアアと底面シアアのどちらが気体輸送に支配的かの判定基準として、水面近傍での逸散率に基づく評価を行っている。Chu(1993)¹⁹⁾はこの評価を拡張し、水面近傍での乱流構造と気体輸送係数の関連性を検討している。

以上のように、水・空気界面での乱流構造と気体輸送の関連性に関して未解決な点が多いと言える。特に、従来から提案されている様々な気体輸送モデルから評価を行う限り、各モデルごとのデータのばらつきが大きく、物理的解釈が困難である場合が多い。本研究ではレーザ流速計を用いた空気流及び水流の計測と超音波波高計による水面変動の計測の同時計測、及びDOメータによる酸素の濃度計測を行うことによって、両者の関連性を解明したものである。

2. 実験装置及び実験方法

本実験は、全長16m、幅40cm、高さ50cmの風洞付き水路を用いて行った。座標系は流下方向を x 、水路底面から上向きに y 、界面から下向きに y' ($y'=H-y$, H は水深)、界面から上向きに z とした。流速変動成分は流下方向成分を $u(t)$ 、鉛直方向成分を $v(t)$ とした。

瞬間流速の測定には、500mWの4ビーム後方散乱型2成分レーザ流速計(Dantec社製)を用いて、流れが十分に発達している水路上流端から約9mの地点で水側及び空気側の水路中央断面における計測を行った。水流の計測については、計測時間60s、測定周波数は約150Hzで行った。その際に、計測部の鉛直上方に分解能が0.1mmの超音波波高計(Keyence社製)を設置して流速変動と水面変動の同時計測を行った。一方、空気流の計測の際には計測を高精度に行うためにシーディング発生装置を用いた。1点でのサンプル数は1万個、測定周波数は約1kHzで計測を行った。

溶存酸素の濃度計測には、ポーラロ方式DOセンサによる溶存酸素測定器(セントラル科学社製)を用いた。DOセンサの先端には水中または空気中の酸素のみを浸透させる半透膜(隔膜)と電解液が内蔵されており、表示はmg/l単位で小数点以下1桁までであった。水路中に亜硫酸ナトリウム(触媒:塩化コバルト)を一様に十分に混入して脱酸素を行った後に計測を開始した。その際に一点での計測について、飽和濃度の約7割の濃度に達するまでに10点程度測定を行い、その時間勾配から気体輸送係数 K_L を算出して20°Cでの値に補正を行った。

表-1に水理条件を示す。実験は(A)底面シアアの卓

表-1 水理条件

風波(反流あり)

case	H (cm)	$U_{a,max}$ (m/s)	$U_{w,mean}$ (cm/s)	U^*_a (cm/s)
d2wa	8.0	0.94	0.0	3.84
d2wb	8.0	1.79	0.0	7.56
d2wd	8.0	3.63	0.0	17.51
d2wf	8.0	5.46	0.0	28.67
d2wh	8.0	8.30	0.0	50.29
d3wi	20.0	11.20	0.0	107.80

開水路流れ

case	H (cm)	$U_{w,mean}$ (cm/s)	Fr	U^*_b (cm/s)
d1f1	4.0	6.8	0.10	0.44
d1f2	4.0	20.2	0.32	1.22
d1f3	4.0	50.2	0.80	2.53
d1f4	4.0	92.9	1.50	4.64
d1f5	4.0	123.5	2.00	6.06
d2fi	8.0	11.2	0.32	0.56

風波(反流なし)

case	H (cm)	$U_{a,max}$ (m/s)	$U_{w,mean}$ (cm/s)	U^*_a (cm/s)
d2wa	8.0	0.94	0.004	5.20
d2wd	8.0	3.63	0.017	12.92
d2wf	8.0	5.46	0.051	23.45
d2wh	8.0	8.30	0.074	37.13
d1wh	4.0	5.42	0.054	24.0

両シアアの混在する流れ

case	H (cm)	$U_{a,max}$ (m/s)	$U_{w,mean}$ (cm/s)	Fr	U^*_a (cm/s)	U^*_b (cm/s)
w1f1	4.0	1.49	20.30	0.32	4.52	1.25
w2f1	4.0	4.39	20.26	0.32	18.45	1.20
w3f1	4.0	8.41	20.59	0.33	40.20	1.22
w1f2	4.0	1.49	50.47	0.81	3.20	2.57
w2f2	4.0	4.39	51.83	0.83	13.66	2.61
w3f2	4.0	8.41	59.24	0.95	38.57	2.61
w1f3	4.0	1.49	98.27	1.57	1.82	4.67
w2f3	4.0	4.39	98.64	1.58	12.49	4.77
w3f3	4.0	8.41	101.84	1.63	32.19	4.93

越する開水路流れ, (B)風によるシアアの卓越する流れ, (C)両者の混在する開水路流れ, に分類される。Hは水深, $U_{a,max}$ は空気層での最大風速, U^*_a は空気層での風速分布に対数則を適用して求めた摩擦速度, U^*_b は水層の底面での摩擦速度, フルード数は $Fr = U_m / \sqrt{gH}$, U_m は水層での断面平均流速, $\eta' = \sqrt{\eta^2}$ は水面変動強度である。(B)の風波に関しては, 静水上に風速を数段階に変化させて吹かせ, 通水部のバルブを閉じた状態(反流あり)及びバルブを開いた状態(反流なし)の2通りで行った。(C)の両者の混在する流れに関しては, 水流を $Fr = 0.32$ (常流), 0.80(限界流近傍), 1.50(射流)の3通りに, 空気流を粗度レイノルズ数の領域区分⁹⁾に基づいて $U_{a,max}$ (m/s) = 1.49(滑面), 4.39(不完全粗面), 8.41(粗面)の3通りに変化させ, 両者を組み合わせた条件で実験を行った。

3. 理論的考察

(1) 風波における気体輸送係数 K_L

O'Connor(1983)¹³⁾は滑面状態に境界膜モデル, 粗面状態に表面更新モデルを適用し, 界面での運動量の連続性を使って半理論的に気体輸送係数 K_L と空気側での摩擦速度 U^*_a の関係式を導いている。すなわち, 滑面状態では運動量輸送は粘性力によって支配され, かつ, 空気層と水層で無次元拡散層及び粗度高さが等しいと仮定して式(1)を用いることにより K_L を次式のように導出した。

$$K_L = K_{LS} = \frac{D_m}{\delta_l} = \left[\frac{D_m}{\nu_w} \right]^{2/3} \left[\frac{\rho_a}{\rho_w} \right]^{1/2} \frac{\kappa^{1/3}}{\Gamma_0} U^*_a \quad (5)$$

$\propto U^*_a$

Γ_0 は無次元拡散層厚さ(3~11), ν_w は水の動粘性係数, κ はカルマン定数である。一方, 粗面状態では境界要素が渦運動によって断面要素とランダムに入れ替わると仮定して式(2)より以下ようになる。

$$K_L = K_{LR} = \sqrt{D_m r} = \left[\frac{\rho_a \nu_a}{\rho_w \nu_w} \frac{D_m U^*_a}{\kappa z_e} \right]^{1/2} \quad (6)$$

$\propto \sqrt{U^*_a}$

$$\frac{1}{z_a} = \frac{1}{z_e} + \frac{\lambda_1 U^*_a}{\nu_a} e^{-U^*_a / U^*_t} \quad (7)$$

z_e は平衡粗度(0.15~0.35cm)で, 風速が十分大きい場合 $(U^*_a \gg U^*_t, U^*_t: \text{遷移摩擦速度})$ の空気層の粗度高さ z の極限值である。また, 2つの領域の遷移(不完全粗面)状態では両者の逆数の和として以下のように与えられる。

$$\frac{1}{K_L} = \frac{1}{K_{LS}} + \frac{1}{K_{LR}} = \frac{1}{\left[\frac{D_m}{\nu_w} \right]^{2/3} \left[\frac{\rho_a}{\rho_w} \right]^{1/2} \frac{\kappa^{1/3}}{\Gamma(U^*_a)} U^*_a}$$

$$+ \frac{1}{\left[\frac{\rho_a v_a}{\rho_w v_w} \frac{D_m U_{*a}}{\kappa z_a (U_{*a})} \right]^{1/2}} \quad (8)$$

$$\Gamma(U_{*a}) = \Gamma_0 \frac{U_{*a}}{U_{*c}} e^{-U_{*a}/U_{*c}} \text{ for } U_{*a} \geq U_{*c}$$

$$= \Gamma_0 \text{ for } U_{*a} \leq U_{*c} \quad (9)$$

ここで U_{*c} は限界摩擦速度(10~30cm/s)で、水表面の粗度高さ z_a と空気層での粘性底層厚が等しくなる場合の摩擦速度である。以上より、 K_L は滑面状態(K_{LS})では U_{*a} の1乗、粗面状態(K_{LR})では1/2乗、不完全粗面状態では最大2乗に比例することになる。また、Komori and Shimada(1995)¹⁵⁾は、さらに U_{*a} が増加し碎波が発生し始めると K_L は再び急増することを指摘している。

(2) 水面変動強度 η' と K_L の関係

Dobbins(1964)¹¹⁾は開水路流れに表面更新モデル(式(2))を適用する際に、次式のような表面更新率 r 及び流れスケール L を提案している。

$$r \propto \frac{\rho_w L E_s}{\sigma} \quad (10)$$

$$L \propto \left(\frac{v_w^3}{E_s} \right)^{1/4} \quad (11)$$

ここで、 σ 及び E_s は水の表面張力及び水面近傍での単位質量あたりの乱れエネルギーである。Dobbins(1964)¹¹⁾やThackston and Krenkel(1969)¹²⁾は開水路流れについてフルード数が大きくなると気体吸収の増加率が大きくなることに注目し、上式を用いて表面更新モデルに表面積の増加を考慮してフルード数の効果を含んだ次式(12)を式(2)に追加することを提案している。

$$C_A = 1.0 + 0.3Fr^2 \text{ or } 1.0 + Fr^{1/2} \quad (12)$$

一方、上記した表面積の増加は水面変動によると考えられるため、本論文では上式(12)を水面変動強度 η' を用いて次式(13)のように置き換える。

$$C_A = 1 + A\eta'^2 \quad (13)$$

A は比例定数である。また、次式(14)のように仮定し、式(11)及び(14)を式(10)に代入すると式(15)が得られる。

$$E_s \propto \frac{1}{2} \rho_w g \eta'^2 \quad (14)$$

$$r \propto \frac{\rho_w^{7/4} (g v_w)^{3/4}}{\sigma} \eta'^{3/2} \quad (15)$$

以上より、式(13)及び(15)を式(2)に代入すると、 K_L は次式で与えられる。

$$K_L \propto \left(\frac{D_m}{\sigma} \right)^{1/2} \rho_w^{7/8} (g v_w)^{3/8} (1 + A\eta'^2) \eta'^{3/4}$$

$$\propto (1 + A\eta'^2) \eta'^{3/4} \quad (16)$$

よって、 A の大小によって以下の関係式が得られる。

$$K_L \propto \eta'^{3/4} \text{ for } A \ll 1.0$$

$$K_L \propto \eta'^{11/4} \text{ for } A \gg 1.0 \quad (17)$$

(3) 水・空気2層流下での現象卓越の判定条件

Jirka and Brutsaert(1984)¹⁸⁾は底面シアーと風シアーのどちらが河川での再曝気の支配的要因になっているかを決定するための基準を提案している。彼等はNakagawa et al.(1975)²⁰⁾による開水路流れの実験データをもとに、底面シアーによる水面近傍での乱れエネルギーの逸散率を以下の様に提案した。

$$\varepsilon_b = 0.4 \frac{U_{*b}^3}{H} \quad (18)$$

また、風波による水面近傍での逸散率を次式で与えた。

$$\varepsilon_s = \frac{U_{*w}^3}{\kappa l_s} \quad (19)$$

U_{*w} は水層の界面での摩擦速度、長さスケール l_s ($\sim 10z_a$) は風シアーによる乱れの長さスケールである。さらに、Kondo(1975)²¹⁾は実験結果を基に次式を提案した。その際に、水・空気界面でのシアーの連続性⁹⁾を用いて、風シアーによる水面近傍での逸散率を次のように得た。

$$\varepsilon_s = 14.79 \left(\frac{\rho_a}{\rho_w} \right)^{3/2} U_{*a}^4 \text{ for } U_{*a} < 6.89 \text{ cm/s}$$

$$= 1.515 \times 10^3 \left(\frac{\rho_a}{\rho_w} \right)^{3/2} U_{*a}^{*1.6} \text{ for } U_{*a} > 6.89 \text{ cm/s} \quad (20)$$

以上からJirka and Brutsaert(1984)¹⁸⁾は気体輸送過程における判定条件を以下のように提案した。

$$\varepsilon_s / \varepsilon_b < 1 : \text{bottom-shear controlled transfer}$$

$$\varepsilon_s / \varepsilon_b > 1 : \text{wind-shear controlled transfer} \quad (21)$$

一方、Chu(1993)¹⁹⁾は長さスケール l_s の代わりに積分長さスケール L_x を使い、2層流での判定基準として逸散率比と気体輸送速度比を以下のように関連づけた。

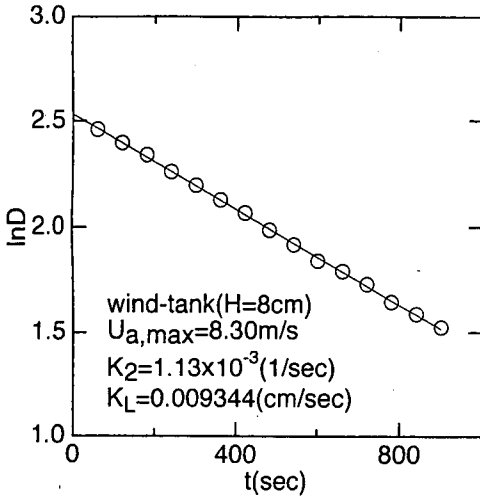


図-1 溶存酸素不足量の分布

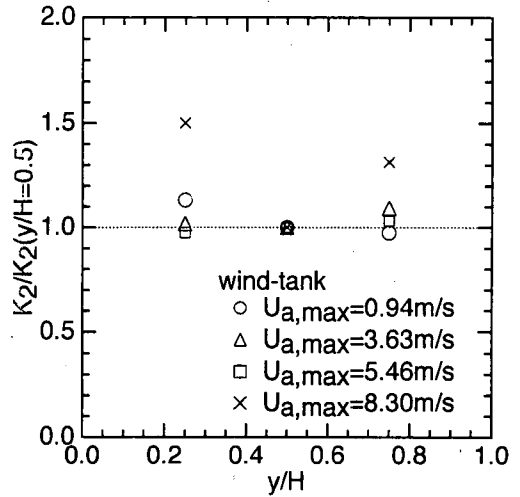


図-2 K_2 の鉛直方向分布

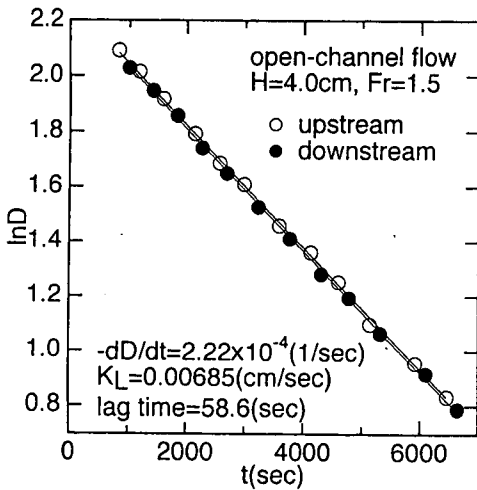


図-3 2点計測の例

$$\begin{aligned} \varepsilon_s / \varepsilon_b < 0.5 (K_L / K_{Lb} < 1.3) : \text{bottom-shear transfer} \\ 0.5 < \varepsilon_s / \varepsilon_b < 2 (1.3 < K_L / K_{Lb} < 2) : \text{transition} \\ \varepsilon_s / \varepsilon_b > 2 (K_L / K_{Lb} > 2) : \text{wind-shear transfer} \end{aligned} \quad (22)$$

4. 実験結果および考察

(1) 気体輸送係数 K_L の分布特性

a) $D(\equiv C_s - C)$ の時間変化特性及び K_2 の鉛直方向分布
 逆流ありの風波の場合、断面平均流速はゼロであるので再曝気係数 K_2 は以下の式で求められる。

$$K_2 = -\frac{\partial}{\partial t} \ln D(t) \quad (23)$$

ここで $D(\equiv C_s - C(t))$, C_s : 飽和濃度, $C(t)$: 瞬間濃度) は溶存酸素不足量 (mg/l) であり、時間 t (sec) に対して D の値を片対数表示した例を図-1に示す。また図中には

最小二乗法を用いて求めた直線も併示した。実験値はこの直線に良好に乗りこの直線の傾きから式(23)によって再曝気係数 K_2 が計算された。また、通常、水中での気体濃度は界面近傍での厚さの非常に薄い濃度境界層で大きく変化し、断面内では一定(完全混合状態)であると考えられる(水深 H が極端に大きな海洋では K_2 が一定かどうかさらに研究が必要である)。すなわち、気体輸送は界面抵抗によって支配されるため、界面を通しての気体輸送フラックス F を評価するには K_2 よりも次式(24)で定義される気体輸送係数 K_L を用いる方が好ましい。

$$F = K_L D(t) = K_2 \frac{V}{A} D = K_2 H D \quad (24)$$

ここで、 V は水の体積、 A は接触面積、 H は水深である。上式(24)が成立するためには、 K_2 が水深方向への測定位置に依存しないことを確認する必要がある。図-2は風速を数段階に変化させた場合における K_2 の鉛直方向分布であり、半水深 ($y/H=0.5$) の値で規格化して表示した。同図より、風速に無関係に K_2 の水深方向への大きな相違は見られない。したがって、本論文の以降において K_L は半水深での値 K_2 を代表値として用いて求めた。また、計測した値は水温に依存するので、20°Cでの値に補正した(温度補正係数=1.0241)。

一方、逆流なし風波、及び開水路流れの場合には断面平均流速が存在するので上流と下流の2点計測による移流項の評価が必要となる²²⁾。このような場合、再曝気係数 K_2 は式(24)に移流項を加えた次式(25)で与えられる。

$$K_2 = -\frac{\partial}{\partial t} \ln D(t, x) - U_w, \text{mean} \frac{\partial}{\partial x} \ln D(t, x) \quad (25)$$

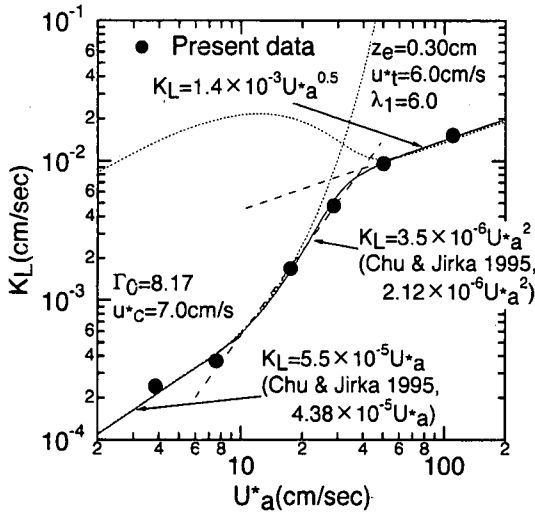


図-4 K_L の分布(風波-反流あり)

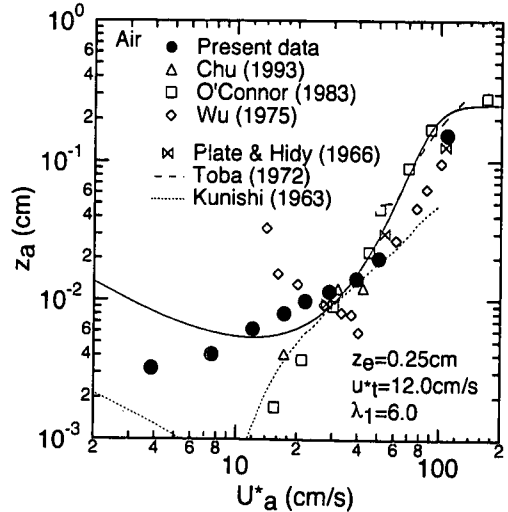


図-5 粗度高さの分布(風波-反流あり)

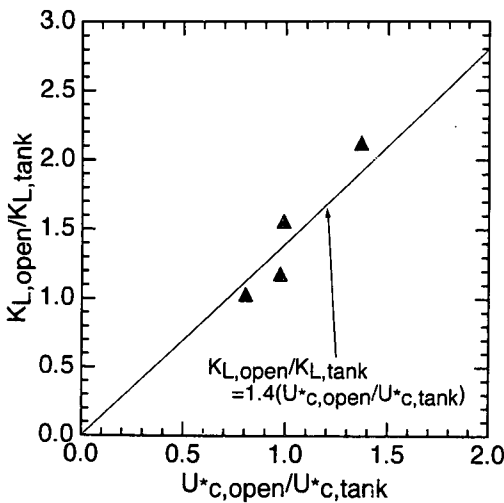


図-6 $K_{L,open}/K_{L,tank}$ の分布

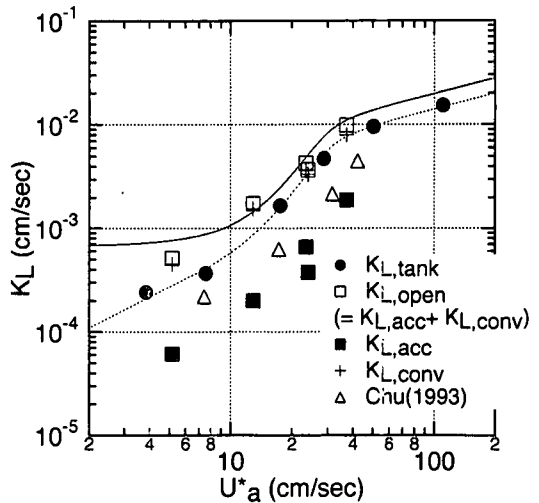


図-7 K_L の分布(風波-反流なし)

$U_{w,mean}$ は水流の断面平均流速(cm/s)である。右辺の第1項は非定常項 K_{acc} 、第2項は移流項 K_{conv} である。実際に求めた例を図-3に示す。2点計測では上流点と下流点での濃度変化に対してそれぞれ最小二乗法を用いて直線の傾き(2本の直線の傾きは等しい)と2点間の時間差(上流点と下流点の計測間隔は8m)を決定した。

b) 風波の K_L の分布

図-4に反流ありの場合における、空気平均主流速に対数則を適用して求めた摩擦速度 $U*_a$ に対する K_L の分布を示す。図にはO'Connor(1983)¹³⁾による半理論解(式(5)~(9))、及びChu and Jirka(1995)¹⁴⁾による実験に基づく近似式も併示した。同図より、 K_L は $U*_a$ に対して単調に増加するが、 $U*_a \div 10$ cm/sを境に急増し、 $U*_a \div 40$ cm/sで再び増加率が弱まることわかる。瀬

津ら(1999)⁸⁾は風速の増加とともに水面形状は滑面、3次元的なさざ波、2次元的な重力波へと変化し、水面変動強度と粗度高さには一意的な関係があることを指摘しており、 K_L の変化特性と密接に関連していることがわかる。図-5は風速分布に対数則を適用して求めた粗度高さの分布⁹⁾である。図には実験データにO'Connor(1983)¹³⁾による式(7)を適用して求めた曲線も併示した。図-4及び図-5を比較すると両方の平衡粗度 z_0 はほぼ一致しており、O'Connor(1983)¹³⁾による半理論式は風速が十分大きい粗面状態では化学的側面(濃度分布)と物理的側面(流速分布)をうまく融合していると言える。

一方、Eloubaidy and Plate(1972)¹⁷⁾は風波の反流なしの場合の K_L について断面摩擦速度 $U*_c$ ($= \sqrt{(\tau_b + \tau_s) / \rho_w} = \sqrt{gHS_b}$)を用いて次式を提案して

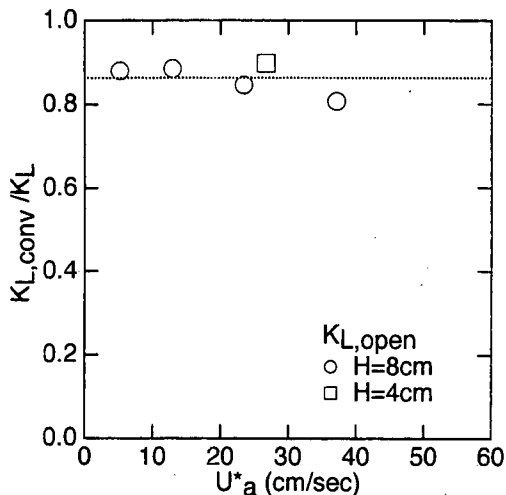


図-8 $K_{L,conv}/K_L$ の分布(風波-反流なし)

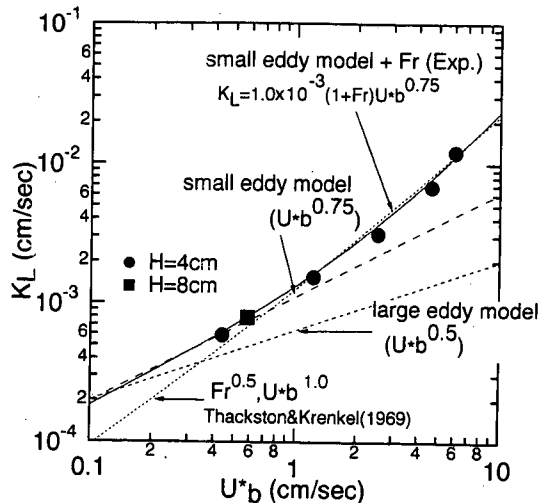


図-9 K_L の分布(開水路流れ)

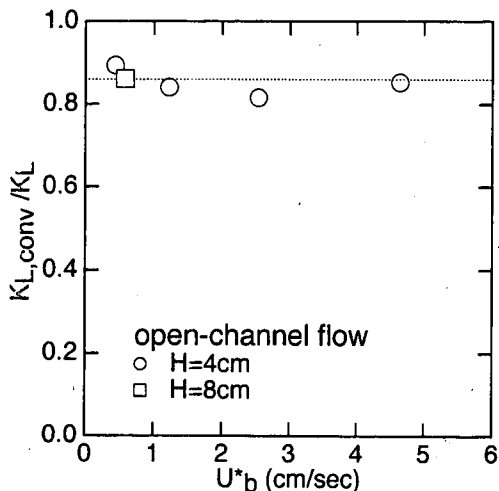


図-10 $K_{L,conv}/K_L$ の分布(開水路流れ)

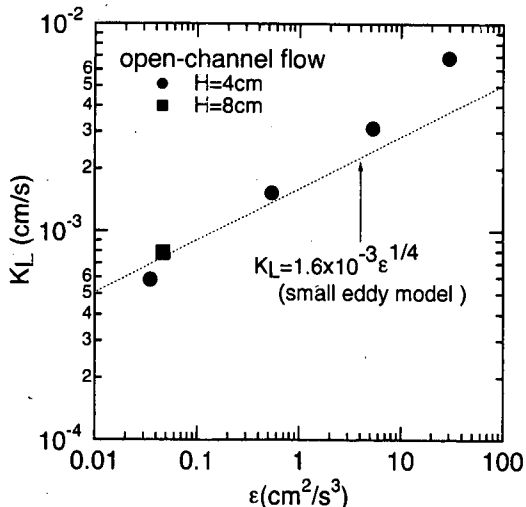


図-11 ϵ に対する K_L の分布(開水路流れ)

いる。

$$K_L = C \frac{U_{*w} H}{\nu} U_{*c} \quad (26)$$

ここで、 $\tau_b (= \rho_w U_{*b}^2)$ 及び $\tau_s (= \rho_w U_{*s}^2)$ は底面及び水面でのせん断応力、 S_b は河床勾配である。この式から予想されることは、反流なしの流れにおいては底面摩擦速度 U_{*b} が K_L に影響を及ぼす可能性があるということであり、 U_{*b} の小さい(負の値)反流有りの場合よりも K_L は大きくなると考えられる。図-6は $U_{*c,open}/U_{*c,tank}$ に対する $K_{L,open}/K_{L,tank}$ の分布である。図より、 $K_{L,open}/K_{L,tank}$ は $U_{*c,open}/U_{*c,tank}$ にほぼ比例することがわかる。図-7は反流なしの場合における K_L の分布である。同図には移流項 $K_{L,conv}$ 、非常常項 $K_{L,acc}$ 及び反流ありの場合のデータも併示した。また、図-4のO'Connor(1983)¹³⁾による半理論解(反流なし、点

線)に図-6の移流効果を考慮した近似曲線を実線で図-7に示す。これより、反流なしの K_L の分布は反流ありの K_L の分布と類似しているが、 U_{*a} が小さくなるにつれて反流なしの値が若干大きくなっており、近似曲線は実験値と良く一致していることがわかる。また、水深の異なるケース($H=4\text{cm}$, $U_{*a}=26.7\text{cm/s}$)も併示したが、同図より K_L は水深に無関係であることがわかる。図-8は K_L に対する $K_{L,conv}$ (式(25)の右辺第2項)の比の分布である。これより $K_{L,conv}$ の割合は風速及び水深に無関係にほぼ一定の値(約0.8~0.9)を示し、 K_L に対して移流項が大きな割合を占めていることがわかる。

c) 開水路流れの K_L の分布

図-9は開水路流れにおける、水流の底面摩擦速度 U_{*b} に対する K_L の分布である。図にはフルード数の影響を考慮したThackston and Krenkel(1969)¹²⁾による経

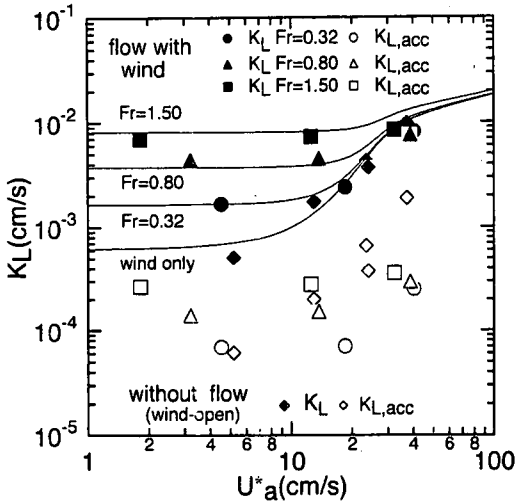


図-12 K_L の分布(両シアーの混在する流れ)

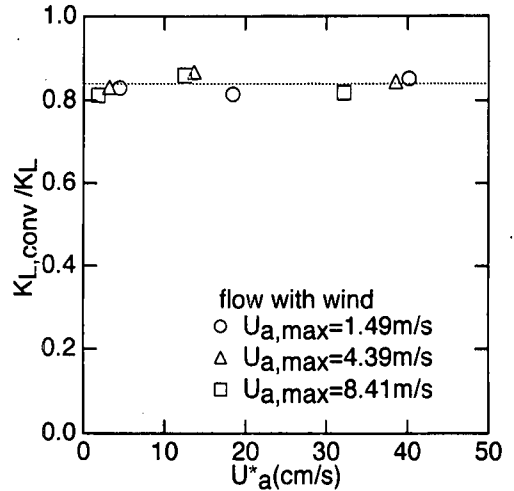


図-13 $K_{L,conv}/K_L$ の分布(両シアーの混在する流れ)

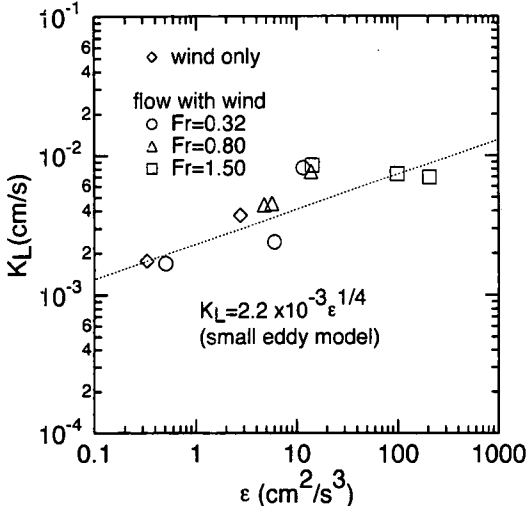


図-14 ϵ に対する K_L の分布(両シアーの混在する流れ)

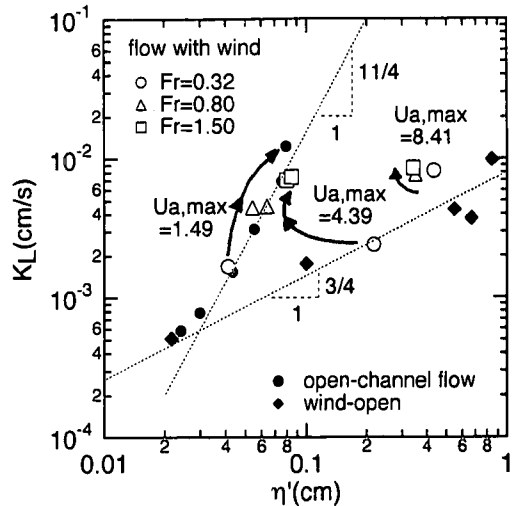


図-15 水面変動強度 η' に対する K_L の分布

験式、大規模渦モデル及び小規模渦モデルの直線も併示した。同図より、 U_{*b} が大きくなるにつれて K_L の増加率が大きくなることわかる。特に、 U_{*b} が小さいケースでは小規模渦モデルに比較的良く一致し、 U_{*b} が大きくなるにつれて小規模渦モデルよりも増加率が大きくなっていく様子が見られる。射流状態においても水路下流端の堰近傍で水表面の泡立ちが発生しないように工夫したので、この増加特性はフルード数の影響^{11), 12)}と考えられる。以上より、図には小規模渦モデルにフルード数の影響を考慮した近似関数を併示した。図-10は K_L に対する $K_{L,conv}$ の比の分布である。移流項の割合(式(25)の右辺第2項)は図-8の逆流なしの場合とほぼ同じであり、シアーの働く地点に依存しないことがわかる。図-9において小規模渦モデルの優位性が見られたので、図-11に逸散率 ϵ に対する K_L の分布を示す。ここで ϵ はコルモゴロフ

の $5/3$ 乗則を用い、水面近傍の $y'/H=0.1$ までの領域(surface-influenced layer)の値の平均値とした。これより、 K_L は ϵ の $1/4$ 乗に比例し(小規模渦モデルが成立)、 ϵ が大きくなると若干上方にずれ、フルード数の影響が出てくることわかる。このような小規模渦モデルの妥当性として、水面近傍では生成及び逸散は微小であるものの、界面を通しての気体輸送には熱輸送等と同様に微小スケールの渦構造が大きな影響を及ぼすことが理由として考えられる。

d) 両シアーの混在する開水路流れの K_L の分布

図-12は水路床及び水面上の両シアーの混在する開水路流れにおける、 U_{*a} に対する K_L の分布である。図には風波(逆流なし)の場合の K_L も併示した。また、Chu(1993)¹⁰⁾は両シアーの混在する開水路流れにおける K_L を次式(27)で仮定した。

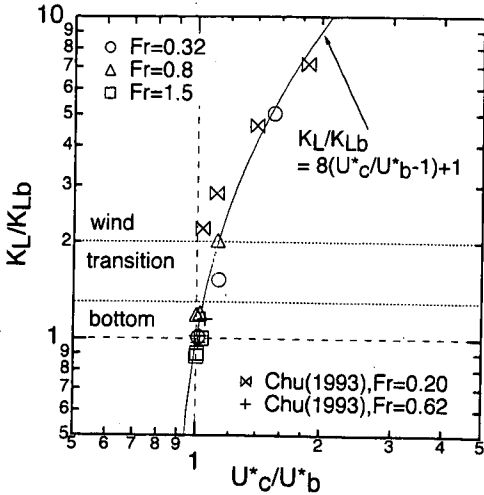


図-16 U_{*c}/U_{*b} に対する K_L/K_{Lb} の分布

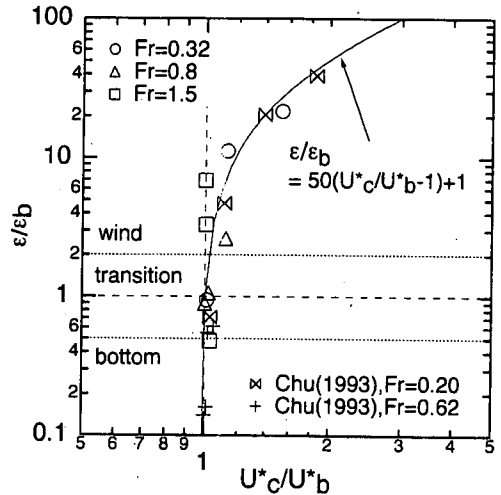


図-17 U_{*c}/U_{*b} に対する ϵ/ϵ_b の分布

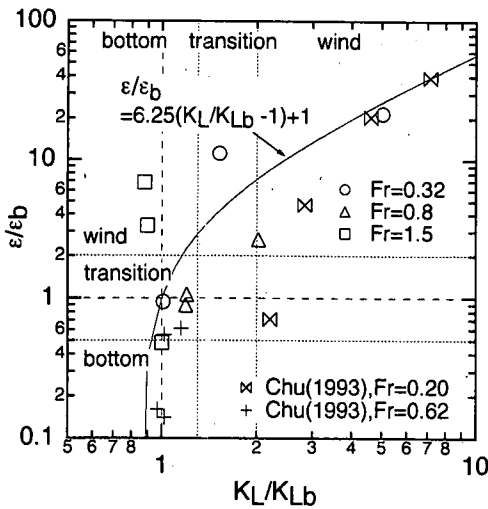


図-18 K_L/K_{Lb} に対する ϵ/ϵ_b の分布

$$K_L = \sqrt{K_{L,wind}^2 + K_{L,water}^2} \quad (27)$$

ここで $K_{L,wind}$ 及び $K_{L,water}$ はそれぞれ風波及び開水路流れの K_L である。図-7及び図-9の近似曲線を上式(27)に代入して求めた近似曲線も図-12に併示した。同図より、フルード数が大きいほど U_{*a} に対する K_L の増加率は小さくなっていくことがわかる。また、風速が遅いほどフルード数による増加率が大きいことがわかる。同様な特性がChu(1993)¹⁹⁾によっても指摘されており、 K_L には両層の相対流速が大きな影響を及ぼすと言える。図-13は K_L に対する $K_{L,conv}$ の比の分布である。同図からも、図-8の風波及び図-10の開水路流れと同様にケース間に無関係にほぼ一定値をとるこ

とがわかる。以上より、 K_L に対する移流項(式(25)の右辺第2項)の比は水深及び条件に無関係に約0.8~0.9である。

図-14は逸散率 ϵ に対する K_L の分布であり、風波(反流なし)のデータも併示した。同図より、図-11の開水路流れの場合だけではなく、一般に開水路流れの水面上に風が吹いている場合にも小規模渦モデルが成立することがわかる。

(2) 風シアー及び底面シアーの支配の判定条件

a) K_L と水面変動強度 η の関連性

前節までに述べたように、水面近傍での乱流構造は界面を通しての気体輸送特性と密接な関係がある。しかしながら、風波と開水路流れでは K_L の摩擦速度に対する依存性が異なり、両者を統一的に表すことのできる指標が必要である。一方、このように界面を通して気体が輸送される場合、水面には水面波が発生しており、この界面の乱れ(水面変動)が気体輸送と大きく関連していると考えられる。図-15は風波(反流なし)、開水路流れ及び両者の混在する流れについての、水面変動強度 η に対する K_L の分布である。図より、風波及び開水路流れの K_L はそれぞれ η のべき乗に比例(風波: $K_L \sim \eta^{0.4}$, 開水路: $K_L \sim \eta^{1/4}$)しており、風波と開水路流れを比較した場合 η が同じならば開水路の方が K_L が大きくなることがわかる。これらのべき乗は式(17)において $A \ll 1.0$ 及び $A \gg 1.0$ に対応している。風波よりも開水路流れの水面変動の方が高周波成分が卓越していることより、気体輸送には微小な渦運動が大きな影響を及ぼしているといえる。一方、両者が混在する流れの K_L はどちらか一方が存在する場合の間に存在し、より影響を受け

た方に近い値となり、また、フルード数の増加とともに時計回りのループを描くことがわかる。

b) 濃度による基準と乱れによる基準の関連性

以上より、両シアーの混在する開水路流れにおいては水流と空気流の相対流速が大きな影響を及ぼしていると示唆された。特に、気体輸送係数の評価には小規模渦モデルの優位性が確認された。図-16は U_{*c}/U_{*b} に対する K_L/K_{Lb} の分布である。ここで、両シアーの混在する開水路流れの K_{Lb} は小規模渦モデルにフルード数の影響を考慮した図-9の近似関数に実験値 U_{*b} を代入することによって算出した。同図にはChu(1993)¹⁹の実験値及び式(22)の判定条件も併示した。図中の点($U_{*c}/U_{*b}=K_L/K_{Lb}=1$)は風シアーのない底面シアーのみの開水路流れを示す。Mattingly(1977)¹⁶は K_L/K_{Lb} を風速 U_a と断面平均流速 $U_{w,mean}$ の差の関数として次式(28)のような経験式を提案している。

$$\frac{K_L}{K_{Lb}} = 1 + 0.2588(U_a - U_{w,mean})^{1.618}$$

$$K_{Lb} = 0.101 \frac{U_{w,mean}^{0.607}}{H^{1.689}} \quad (28)$$

しかしながら、上式(28)は次的にも不適切であり、本研究のように表示する方が良く考えられる。図より K_L/K_{Lb} は U_{*c}/U_{*b} に比例して増加しており、図には最小二乗法によって求めた線も併示した。また、風速の増加とともに底面シアー卓越から風シアー卓越の条件へと移行するが、フルード数の増加とともにその移行は顕著ではなくなることがわかる。一方、図-17は U_{*c}/U_{*b} に対する $\varepsilon/\varepsilon_b$ の分布である。全ての実験ケースにおける逸散率 ε は、開水路流れで行ったのと同様にsurface-influenced layerでの平均値を用いた。また、両シアーの混在する開水路流れの ε_b は式(18)に実験値 U_{*b} を代入することによって算出した。図-16と同様に図中の点($U_{*c}/U_{*b}=\varepsilon/\varepsilon_b=1$)は開水路流れを示す。図より、 $\varepsilon/\varepsilon_b$ も K_L/K_{Lb} と同様に U_{*c}/U_{*b} に対して直線的に増加するが、 $\varepsilon/\varepsilon_b$ の増加率は K_L/K_{Lb} よりもかなり大きいことがわかる。このことは両シアーの混在する開水路流れにおいても逸散率と気体輸送特性が密接に関連していることを示している。図-18は K_L/K_{Lb} に対する $\varepsilon/\varepsilon_b$ の分布である。図中の点($K_L/K_{Lb}=\varepsilon/\varepsilon_b=1$)は開水路流れを示す。図には図-16及び図-17から求められた直線、及びChu(1993)¹⁹による判定基準(式(22))も併示した。これより、 K_L/K_{Lb} と $\varepsilon/\varepsilon_b$ には関連性はあるものの、両者から評価した判定条件は必ずしも一致しないことがわかる。すなわち、フルード数の小さい流れ($F_r=0.32$)ではある程度比例関係が見られるものの、フルード数の大き

い($F_r=1.50$)流れでは同様な傾向が見られない。このことは気体輸送係数を評価する場合、必ずしも逸散率のみからでは評価できないことを示している。

5. 結論

本研究は空気流及び水流の2層流を対象として、界面近傍での乱流構造と気体輸送特性の関連性について実験的に検討を行ったものである。その結果、以下のような知見が得られた。

(1) 断面平均流速が存在する流れ場の K_L はケースに無関係に移流項(式(25)の右辺第2項)がその80~90%を占める。

(2) 風波における K_L はO'Connorの半理論式に良く一致する。また、その変化特性は水面形状の変化と密接に関連しており、水面が滑面状態では U_{*a} の1乗、粗面状態では1/2乗、不完全粗面状態では最大2乗に比例する。

(3) 風波の反流あり(水槽が閉鎖水域で、逆流が生じる場合)と反流なし(風波による水流は全て正方向で逆流が生じない場合)の場合の K_L を比べると反流なしの方が若干大きく、Eloubaidy and Plateによる断面摩擦速度の概念を用いると説明可能となった。

(4) 開水路流れにおける K_L は大規模渦モデルよりもむしろ小規模渦モデルに良く一致する。また、射流流れでフルード数が大きくなるとその影響が K_L に現れ、本研究ではフルード数の影響を考慮した小規模渦モデルを新たに提案した。

(5) 空気流及び水流の両者が混在する流れでは、両者の相対流速差が大きいほど K_L が大きくなることが明らかになった。特に、フルード数が大きいほど空気流の影響は受けにくくなり、風速が小さいほどフルード数の影響を大きく受けることになる。また、このような流れにおける K_L は風波及び開水路流れのみの場合の K_L から評価可能であることがわかった。

(6) K_L と水面変動強度 η の関係を調べた結果、風波と開水路流れの K_L はそれぞれ η のべき乗に比例することがわかった。また、 η が同じならば風波よりも開水路流れの方が η が大きくなる。これより、気体輸送には比較的微小な渦運動が大きな影響を及ぼしており、小規模渦モデルの妥当性がここでも再び明らかになった。また、両者が混在する流れの K_L は一方のみが存在する場合の間にくることがわかった。

(7) U_{*c}/U_{*b} と気体輸送速度比 K_L/K_{Lb} 及び逸散率比 $\varepsilon/\varepsilon_b$ の関係が明らかになった。特に $\varepsilon/\varepsilon_b$ の増加率は K_L/K_{Lb} よりもかなり大きいことがわかった。また、

Chuの判定基準に比べて、より詳細な逸散率と気体輸送係数の関係が明らかになった。

謝辞：本研究を行うに際し、京都大学大学院修士1回生、井上理恵氏には実験及び解析に多大なる尽力を賜った。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Lewis, W.K. and Whitman, W.G. : Principles of gas absorption, *Indus. & Eng. Chem.*, Vol.16, No.12, pp1215-1220, 1924.
- 2) Danckwerts, P.V. : Significance of liquid-film coefficients in gas absorption, *Indus. & Eng. Chem.*, Vol.43, No.16, pp1460-1467, 1951.
- 3) Higbie, R. : The rate of absorption of a pure gas into a still liquid during short periods of exposure, *AIChE Trans.*, Vol.31, pp365-390, 1935.
- 4) O'Connor, D.J. and Dobbins, W.E. : The mechanism of reaeration in natural streams, *J. Sanitary Eng.*, ASCE, Vol.82, SA6, pp.1115-1144, 1956.
- 5) Fortescue, G.E. and Pearson, J.R. : On gas absorption into a turbulent liquid, *Chem. Eng. Sci.*, Vol.22, pp.1163-1176, 1967.
- 6) Lamont, J.C. and Scott, D.S. : An eddy cell model of mass transfer in the surface of a turbulent liquid, *AIChE J.*, Vol.16, pp.513-519, 1970.
- 7) Theofanous, T.G., Houze, R.N. and Brumfield, L.K. : Turbulent mass transfer at free, gas-liquid interfaces, with applications to open-channel, bubble and jet flows, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.19, pp613-624., 1976.
- 8) 瀬津家久, 中山忠暢, 井上理恵: 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, *水工論文集*, Vol.43, pp.413-418, 1999.
- 9) 平山公明, 松尾友矩, 今岡正美, 平山けい子: 乱れ強度モデルに基づく河川の再ばっ気係数の推定式, *土木学会論文集*, 第521号/II-32, pp.181-191, 1995.

- 10) Moog, D.B. and Jirka, G.H. : Macroroughness effects on stream reaeration, *Air-Water Gas Transfer*, eds. B. Jahne and E.C. Monahan, AEON Verlag, pp.89-99, 1995.
- 11) Dobbins, W.E. : BOD and oxygen relationships in streams, *J. Sanitary Eng.*, ASCE, Vol.90, SA3, pp.53-78, 1964.
- 12) Thackston, E.L. and Krenkel, P.A. : Reaeration prediction in natural streams, *J. Sanitary Eng.*, ASCE, Vol.95, SA1, pp.65-93, 1969.
- 13) O'Connor, D.J. : Wind effects on gas-liquid transfer coefficients, *J. Environmental Eng.*, ASCE, Vol.109, No.3, pp.731-752, 1983.
- 14) Chu, C.R. and Jirka G.H. : Reaeration in combined wind/stream driven flows, *Air-Water Gas Transfer*, eds. B. Jahne and E.C. Monahan, AEON Verlag, pp79-88, 1995.
- 15) Komori, S. and Shimada, T. : Gas transfer across a wind-driven air-water interface and the effects of sea water on CO₂ transfer, *Air-Water Gas Transfer*, eds. B. Jahne and E.C. Monahan, AEON Verlag, pp.553-569, 1995.
- 16) Mattingly, G.E. : Experimental study of wind effects on reaeration, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.103, HY3, pp.311-323, 1977.
- 17) Eloubaidy, A.F. and Plate, E.J. : Wind shear-turbulence and reaeration coefficient, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.98, HY1, pp153-170, 1972.
- 18) Jirka, G.H. and Brutsaert, W. : Measurements of wind effects on water-side controlled gas exchange in riverine systems, *Gas Transfer at Air-Water Interfaces*, eds. W. Brutsaert and G.H. Jirka, Reidel Pub., pp.437-446, 1984.
- 19) Chu, C.R. : Experiments on gas transfer and turbulence structure in free surface flows with combined wind/bottom shear, *Ph.D Thesis presented to Cornell University*, 1993.
- 20) Nakagawa, H., Nezu, I. and Ueda, H. : Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds, *Proc. of Japan Soc. Civil Eng.*, No.241, pp.155-168, 1975.
- 21) Kondo, J. : Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, *Boundary Layer Meteorol.*, No.9, pp.91-112, 1975.
- 22) Moog, D.B. : Stream reaeration and the effects of large-scale roughness and bedforms, *Ph.D Thesis presented to Cornell University*, 1995.

(1999. 4. 7 受付)

RELATIONSHIP BETWEEN TURBULENCE STRUCTURE AND GAS TRANSFER ACROSS AIR-WATER INTERFACE

Tadanobu NAKAYAMA and Iehisa NEZU

It has been pointed out that the turbulent structures near a free surface have a close relationship with coherent vortices, and that those characteristics are greatly affected by the presence of the free surface. Furthermore, mass transfer across an air-water interface is a fundamental and very important process in environmental and geophysical problems. Therefore, three different turbulent conditions were considered; namely, bottom shear driven turbulence, wind shear driven turbulence, and combined wind/stream driven turbulences. The aim of this study is to evaluate the relationship between the turbulence structure near the interface and the gas transfer process across the air-water interface. As a results, the mechanism of gas transfer across the air-water interface is well explained by a small-eddy model.