

水・空気界面での乱流構造が気体輸送に与える影響

Influence of Turbulence Structure on Gas Transfer across Air-Water Interface

欄津家久*・中山忠暢**・井上理恵***

Iehisa NEZU, Tadanobu NAKAYAMA and Rie INOUE

*正会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**学生会員 日本学術振興会特別研究員

京都大学大学院 環境地球工学専攻

***学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

It is important in modeling of global gas circulation to predict gas transfer across the air-water interface accurately. In the previous studies, reaeration in rivers is calculated as a function of stream flow parameters, such as bed shear stress. In contrast, gas transfer rates in lake and ocean are estimated as a function of surface wind velocity. However, in the actual water environments, the flow condition is influenced by both the water current and the surface wind simultaneously. So, the difference about the conditions of wind-shear induced turbulence, bottom-shear induced turbulence, and combined wind/stream-shear induced turbulence are considered in this study. A laser Doppler anemometer (LDA) and DO(dissolved oxygen) meter were used to examine the influence of turbulent structures near the air-water interface on gas transfer process.

Key Words : turbulent structure, gas transfer coefficient, friction velocity, energy dissipation rate.

1. はじめに

地球環境問題の1つである温暖化のメカニズムを明らかにするには、各種気体の地球環境内での循環過程の評価が重要な課題である。その際、水域環境における水/空気界面での気体の輸送量の定量的評価が必要となるが、依然として未解明な点が多い。

通常、水域環境に溶解している物質の量は、濃度で評価される。そのため、水域での気体移動速度は濃度及び再ばつき係数を用いた次式で表現される。

$$\frac{dC}{dt} = K_2(C_s - C) \quad (1)$$

C は溶存酸素濃度(mg/l), C_s は飽和溶存酸素濃度(mg/l), K_2 は再ばつき係数(1/s), t は時間(s)である。

$$K_2 = -\frac{\partial \ln D}{\partial t} - U_{w,mean} \frac{\partial \ln D}{\partial x} \quad (2)$$

$D=(C_s-C)$ は溶存酸素不足量(mg/l), $U_{w,mean}$ は水流の断面平均流速(cm/s)である。右辺の第1項が非常定項 $K_{L,acc}$ 、第2項が移流項 $K_{L,conv}$ である。 K_2 を実験から求める際の模式図を図-1に示す。この K_2 は対象とする水塊の水深に依存する。しかし、物理的には気体輸送フラックス J (mg/s・cm²)が重要である。このフラックス J の比例定数として気体輸送速度 K_L (cm/s)は次式のように定義されている。

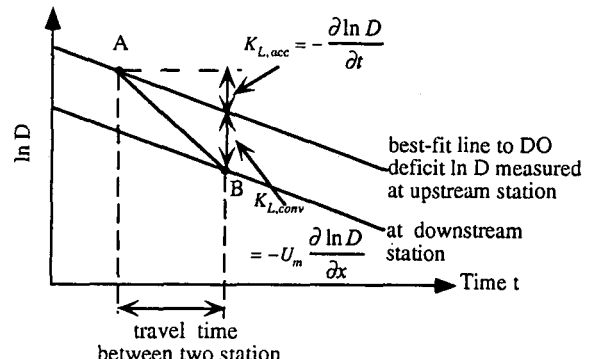


図-1 再ばつき係数の模式図¹⁾

$$J = K_L(C_s - C) \quad (3)$$

式(1), (3)より K_2 と K_L は次式で関係づけられる。

$$K_L = K_2 \cdot (V/A) \approx K_2 \cdot H \quad (4)$$

V は水の体積(cm³), A は接触面積(cm²), H は水深(cm)である。右辺は水表面に乱れが生じて接触面積が静水での値にほぼ等しいという仮定から導かれる。しかし, Dobbins(1964)²⁾と Thackston & Krenkel(1969)³⁾によると開水路流れにおける接触面積の増加をフルード数の関数として表現する必要がある。

従来の研究はこの K_L に関して、以下のような概念的モデルを提案している。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。その代表的なものは気/液界面を薄い境膜で表現した「境膜モデル」とランダムな渦運動で表現した「表面更新モデル」である。Lewis & Whitman (1924)⁴⁾による「境膜モデル」は、気/液境界層の両側にそれぞれ存在する非常に薄い境膜のみが物質移動抵抗を与え、液本体は完全混合状態にあるという仮定に基づく。この境膜中を気体分子は分子拡散によって通過するため、 K_L は次式で表現される。

$$K_L = D_m / \delta_l \quad (5)$$

D_m は液体中での気体の分子拡散係数(cm^2/s)、 δ_l は境膜厚さ(cm)である。一方、Danckwerts(1951)⁵⁾による「表面更新モデル」は気/液境界層の液体エレメントが液層本体の流体によって更新されることによって物質輸送が行われるという仮定に基づくもので、この現象をランダムに発生する渦運動によって統計的に捉えている。

$$K_L = \sqrt{D_m r} \quad (6)$$

$r(1/\text{s})$ は表面更新率である。こうした概念モデルは、パラメータである δ_l や r を乱流特性値と結びつける必要がある。

実際の水域環境での気体輸送は、河床勾配あり/なし、有風/無風、塩水/淡水といった諸条件によって大きく変化することが予想される。本研究ではその中で、対象とする水流へのシアアの発生場所によって条件を以下の3通りに分類した。すなわち、(A)風によるシアアの卓越する流れ、(B)底面シアアの卓越する開水路流れ、(C)両者の共存する開水路流れである。海洋等では、(A)の風波として、主に空気流の特性によって気体輸送が評価されている。一方、河川では(B)の開水路流れとして、主に水流の特性によって気体輸送が評価されている。しかし、実際の多くの水域環境は、(C)の両者共存流れであると考えられる。そこで、本研究ではレーザ流速計を用いた空気流および水流の計測と超音波波高計による水面変動との同時計測、およびDOメータによる溶存酸素の濃度計測を行うことによって、乱流構造が気体輸送に及ぼす影響を考察した。その際まず、風と底面のシアアがそれぞれ卓越する流れを対象とし、そこから得られた知見を元に、実際の水域環境に近い両者が共存する流れにおける気体輸送過程へと拡張して考察したものである。

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。LDAのトラバース装置は水路に直付けで1/100mmの精度を持つ。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、1点でのサンプル数を1万個に固定して計測を行った。測定周波数は界面から十分離れた位置で約1kHzであった。さらに、界面上の表面流速 U_s の測定には一辺が約2mm程度のフロートが50cm移流するのに要する時間をビデオで計測(最低0.01秒)し、最低30サンプル以上で平均化を行った。

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センサの先端には酸素分子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)を十分に混入して一様に初期濃度を0.0 mg/l に設定した後計測を開始した。断面平均流速が存在する場合、移流項の評価が必要となるので上流と下流の2点での測定を行った。各ケース毎、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速度 K_L を算出して20℃での値に補正を行った。

表-1に水理条件を示す。 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 $Fr = U_{w,\text{mean}} / \sqrt{gH}$ 、 $U_{w,\text{mean}}$ 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。

(A)の風波に関しては、静水上に風速を水面形状が滑面から粗面へと変化する⁶⁾まで変化させ、通水部のバルブを閉じた状態(逆流あり、 $U_m=0$)及びバルブを開いた状態(逆流なし)の2通りで行った。(B)の開水路流れに関しては、フルード数を0.1から2.0まで変化させて常流から限界流、射流までを対象とした。(C)の両者共存流れに関しては、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によって $U_{a,\max}(\text{m/s})=1.49$ (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9通りの条件で実験を行った。

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)	U^*_s (cm/s)
d2wa	8.0	0.94	0.004	5.20	1.54
d2wd	8.0	3.63	0.017	12.92	11.65
d2wf	8.0	5.46	0.051	23.45	23.29
d2wh	8.0	8.30	0.074	37.13	45.21
d1wh	4.0	5.42	0.054	24.0	25.86

開水路流れ

case	H (cm)	$U_{w,mean}$ (cm/s)	Fr	U^*_b (cm/s)	U^*_s (cm/s)
d1f1	4.0	0.94	0.10	0.44	7.90
d1f2	4.0	1.79	0.32	1.22	26.35
d1f3	4.0	3.63	0.80	2.53	60.42
d1f4	4.0	5.46	1.50	4.64	106.93
d1f5	4.0	8.30	2.00	6.06	146.90
d2f1	8.0	11.20	0.32	0.56	13.64

風波(反流なし)

case	H (cm)	$U_{a,max}$ (m/s)	$U_{w,mean}$ (cm/s)	U^*_a (cm/s)	U^*_s (cm/s)
d2wa	8.0	0.94	0.0	3.84	0.79
d2wb	8.0	1.79	0.0	7.56	2.98
d2wd	8.0	3.63	0.0	17.51	9.77
d2wf	8.0	5.46	0.0	28.67	14.35
d2wh	8.0	8.30	0.0	50.29	24.20
d3wi	20.0	11.20	0.0	107.80	-

両シアーの共存する流れ

case	H (cm)	$U_{a,max}$ (m/s)	$U_{w,mean}$ (cm/s)	Fr	U^*_a (cm/s)	U^*_b (cm/s)	U^*_s (cm/s)
w1f1	4.0	1.49	20.30	0.32	4.52	1.25	26.87
w2f1	4.0	4.39	20.26	0.32	18.45	1.20	34.21
w3f1	4.0	8.41	20.59	0.33	40.20	1.22	51.01
w1f2	4.0	1.49	50.47	0.81	3.20	2.57	61.48
w2f2	4.0	4.39	51.83	0.83	13.66	2.61	67.84
w3f2	4.0	8.41	59.24	0.95	38.57	2.61	81.70
w1f3	4.0	1.49	98.27	1.57	1.82	4.67	110.93
w2f3	4.0	4.39	98.64	1.58	12.49	4.77	114.50
w3f3	4.0	8.41	101.84	1.63	32.19	4.93	130.05

3. 理論的考察

3.1 風速・流速分布

(1) 風速分布

水面上における風速分布は固定床上の境界層との類似より次式の対数則で表される。

$$\frac{U_a - U_s}{U^*_a} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_a} \quad (7)$$

U_s は表面流速、 κ はカルマン定数である。風波と固定床との大きな相違は、風速の増大とともに界面での粗度要素 z_a (水面変動) が大きくなることである。

Wu(1981)⁹⁾は、水表面を粗度レイノルズ数 $R_f = U_{*a} z_a / \nu_a$ (ν_a は空气の動粘性係数) によって滑面 ($R_f < 0.5$)、不完全粗面 ($0.5 < R_f < 2$)、粗面 ($R_f > 2$) と分類しており、欄津ら(1999)⁹⁾はこれに対応して水面の形状が、滑面状態、3次元的なさざ波、2次元的な重力波へと変化し、また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。

(2) 流速分布

底面シアーが卓越する開水路流れでは、底面側から対数則が成り立つ。しかし、風シアーが働く流れでは界面近傍側からも対数則が成立することが Shemdin(1972)⁹⁾やWu(1975)⁹⁾によって明らかにされており、粗面の場合には次式で表される。

$$\frac{U_s - U_w}{U^*_{*w}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_w} + 8.5 \quad (8)$$

U_{*w} は界面での水側の摩擦速度、 y_w は水側の粗度高さである。

3.2 風シアーが卓越する流れの気体輸送速度 K_L

O'Connor(1983)¹⁰⁾は、水表面の状態に合わせて滑面では境界説、粗面では表面更新説を適用し、半理論的に K_L と空気側の摩擦速度 U_{*a} の関係式を導いている。滑面では運動量輸送は粘性力によって支配され、空気層と水層で無次元拡散層及び粗度高さが等しいという仮定から式(5)より以下の様に導出した。

$$K_L = K_{LS} = \frac{D_m}{\delta_l} = \left[\frac{D_m}{\nu_w} \right]^{2/3} \left[\frac{\rho_a}{\rho_w} \right]^{1/2} \frac{\kappa^{1/3}}{\Gamma_0} U^*_{*a} \quad (9)$$

Γ_0 は無次元拡散層厚(3~11)、 ν_w は水の動粘性係数、 ρ_a 、 ρ_w はそれぞれ空気、水の密度である。また、粗面では界面付近の境界要素が渦運動によって水塊本体とランダムに入れ替わるとして式(6)より以下の様に導出した。

$$K_L = K_{LR} = \sqrt{D_m r} = \left[\frac{D_m U^*_{*a}}{\kappa z_e} \frac{\rho_a \nu_a}{\rho_w \nu_w} \right]^{1/2} \quad (10)$$

$$\frac{1}{z_a} = \frac{1}{z_e} + \frac{\lambda_1 U^*_{*a}}{\nu_w} \exp(-U^*_{*a}/U_{*t}) \quad (11)$$

z_e は平衡(限界)粗度(0.15~0.35cm)、 λ_1 は粗度レイノルズ数の逆数(3~20)、 U_{*t} は遷移摩擦速度(~10cm/s)である。 z_e は空気側の粗度高さ z_a が $U_{*a} \gg U_{*t}$ で漸近する平衡値である。一方、2つの領域の遷移状態では次式を導出している。

$$\frac{1}{K_L} = \frac{1}{\left[\frac{D_m}{v_w} \right]^{2/3} \frac{\kappa^{1/3}}{\Gamma(U_{*a})} \left[\frac{\rho_a}{\rho_w} \right]^{1/2} U_{*a}} + \frac{1}{\left[\frac{D_m U_{*a}}{\kappa z_e(U_{*a})} \frac{\rho_a v_a}{\rho_w v_w} \right]^{1/2}} \quad (12)$$

$$\Gamma(U_{*a}) = \Gamma_0 \frac{U_{*a}}{U_{*c}} \exp(-U_{*a}/U_{*c} + 1) \quad U_{*a} \geq U_{*c} \quad (13)$$

U_{*c} は限界摩擦速度(10~30cm/s)で、水側の粗度高さと空気側の粘性底層厚が等しくなる摩擦速度である。上記のモデルにより K_L の U_{*a} に対するべき乗則は滑面では1乗、粗面では1/2乗、遷移領域(不完全粗面)では最大2乗となる。Chu & Jirka(1995)¹¹⁾も滑面から不完全粗面で依存性が1乗から2乗へ変化することを指摘している。また、Komori & Shimada(1995)¹²⁾は、さらに摩擦速度 U_{*a} が増加すると碎波が発生して K_L の増加率が再び上がることを指摘している。

3.3 底面シアーが卓越する流れの気体輸送速度 K_L
開水路流れにおける分子拡散係数 D_m と K_L の関係については、 $K_L \sim D_m^{1/2}$ の式(6)が多く用いられる。その際、表面更新率 r をどのように表現するかによって、以下のように「小規模渦モデル」¹³⁾と「大規模渦モデル」¹⁴⁾に大別される。

$$\left. \begin{aligned} r &\propto (\varepsilon/\nu)^{1/2} \\ K_L^+ &\propto Sc^{-1/2} R_*^{-1/4} \end{aligned} \right\} \text{ for small eddy model} \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} r &\propto (U_{*b}/H) \\ K_L^+ &\propto Sc^{-1/2} R_*^{-1/2} \end{aligned} \right\} \text{ for large eddy model} \quad (15)$$

Sc はシュミット数($=\nu/D_m$)、 R_* は摩擦レイノルズ数($=U_{*b}H/\nu_w$)である。「小規模渦モデル」は K_L が逸散率(コロモゴロフの最小渦の特性)、「大規模渦モデル」は乱れ強度(エネルギー保有渦の特性)に依存すると仮定している。しかし、どちらのモデルが成立するかは未だ議論の分かれる所である。

また、Dobbins(1964)³⁾とThackston & Krenkel(1969)³⁾は開水路流れで水面が穏やかな場合の水表面積 A_0 (m^2)が、フルード数増加に伴って水面に波が発生することによって気体吸収可能面積が $A(m^2)$ に増加するとして以下の式で表現している。

$$C_A = \frac{A}{A_0} = \begin{cases} 1.0 + 0.3 Fr^2 & \text{Dobbins(1964)} \\ 1.0 + Fr^{1/2} & \text{Thackston \& Krenkel(1969)} \end{cases} \quad (16)$$

3.4 両シアーが共存する流れの気体輸送速度 K_L

Jirka & Brutsaert(1984)¹⁵⁾は、底面と風シアーのどちらが支配的要因になっているかを逸散率によって評価している。これを拡張してChu(1993)¹⁶⁾は、水面近傍での逸散率比 $\varepsilon_f/\varepsilon_b$ (ε_f は風による逸散率、 ε_b は底面シアーによる水面近傍での逸散率)と K_L/K_{Lb} (K_{Lb} は底面シアーが卓越する流れの気体輸送速度)の値によって次のような基準を提案している。

$\varepsilon_f/\varepsilon_b < 0.5$ ($K_L/K_{Lb} < 1.3$) 底面シアーが支配的

$0.5 < \varepsilon_f/\varepsilon_b < 2.0$ ($1.3 < K_L/K_{Lb} < 2$) 2つの領域の遷移

$\varepsilon_f/\varepsilon_b > 2.0$ ($K_L/K_{Lb} > 2$) 風シアーが支配的

また、Eloubaidy & Plate(1972)¹⁷⁾は、水流全体に働くせん断力と K_L を考慮するために、断面摩擦速度 $U_{*m} = \sqrt{(\tau_b + \tau_s)/\rho_w} = \sqrt{gHS_b}$ で評価した次式を提案している。

$$K_L = B \cdot \frac{U_{*w} H}{v_w} U_{*m} \quad (17)$$

B は比例定数、 τ_b 及び τ_s は底面及び水面でのせん断力、 S_b は水路床勾配である。この考え方をを用いると水表面と底面の両側でシアーが働く場合を評価できる。そのため、一方のシアーが卓越する場合も両者が共存する領域でも適用できる可能性がある。

4. 実験結果および考察

4.1 乱流特性

(1)運動量輸送

a)平均主流速

図-2及び図-3は界面から空気側及び水側への主流速分布の例である。各ケース毎に原点を U_a^+ 、 $U_w^+=10$ ずつずらして表示している。図-2は静水上と $Fr=0.8$ の開水路流れ上でのそれぞれの風速分布である。図上には粗面の式(7)と滑面の粘性底層の次式を併示した。

$$U_a^+ = \frac{U_a}{U_{*a}} = \frac{U_{*a} z}{\nu} = \frac{z}{z_a} \frac{U_{*a} z_a}{\nu} = z_a^+ R_f \quad (18)$$

$U_{a,max}=1.49m/s$ は粘性底層の存在する滑面流れである。そして、風速が増加するにつれて粗面の式と一致する領域が増加する。また、水側に流れがある方が粗面流れへの遷移がはやい。これは、フルード数の増加に伴って水面変動が活発化し、水表面の粗度要素が大きくなったためと考えられる。

風波の吹送流では、界面から水側に対数則が成立する^{6),8),9)}。これは、開水路流れにおける外層での速度欠損則に対応する。図-3より、空気/水の2層流に対しても対数則が成立することがわかる。また、風速の増加に伴って粗面の式と一致する領域が増加する。

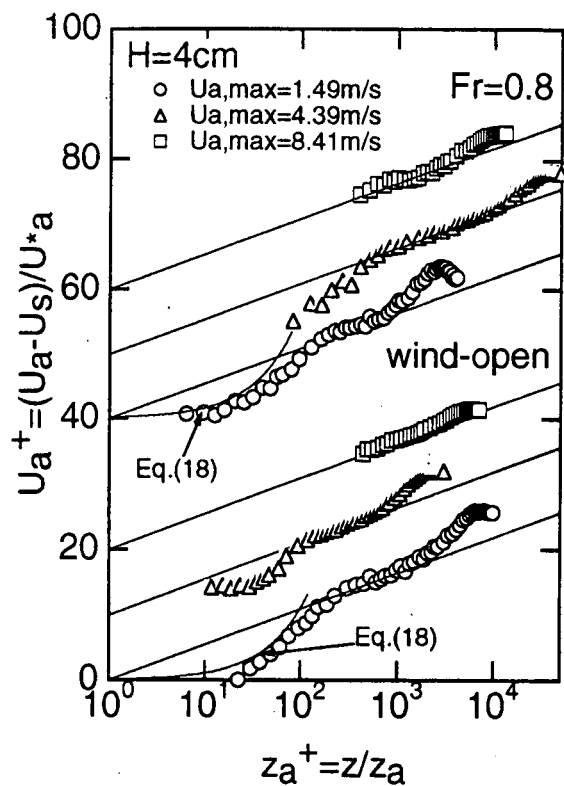


図-2 空気側の主流速分布

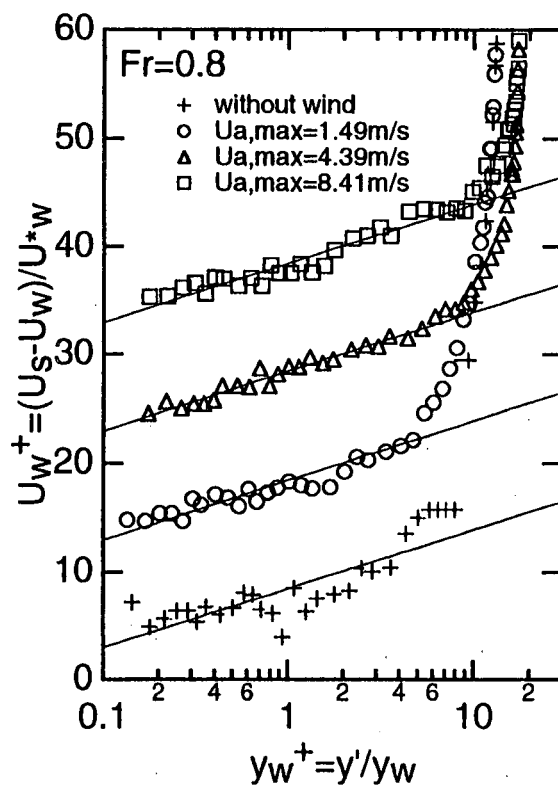


図-3 水側の界面側からの主流速分布

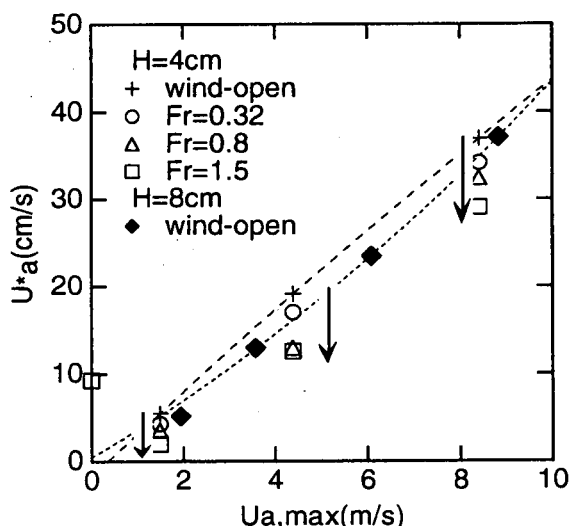
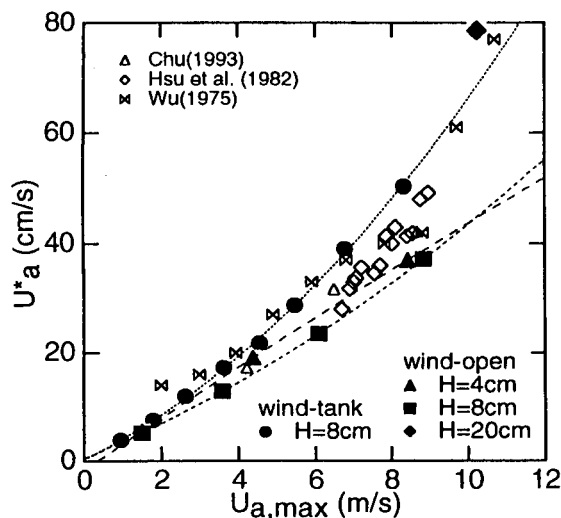


図-4 空気側の摩擦速度 U_a の分布 (左図-風波、右図-風/開水路流れ)

b)運動量輸送の変化特性

図-2の対数則から求めた空気側の摩擦速度 U_a を図-4に示す。左図は風波で、従来の結果^{9),16),18)}と良く一致している。また、表面流速 U_s がより小さい逆流あり(wind-tank)の方が逆流なし(wind-open)よりも大きい値となっている。一方、右図は逆流なしに対して水側の流れを加えていった結果を示しているが、水流が速くなるにつれて U_a が減少し、また風速が大きいほどその減少傾向が強い。両図より、空気流と水流の相対的な差が空気側のせん断応力に大きな影響力を及ぼしていることがわかる。

図-3の対数則から求めた界面での水側の摩擦速度 U_w を図-5に示す。左図は風波で従来の結果^{9),19)}と比較的一致しているが、逆流なしの $H=4\text{cm}$ のケースで

は $U_{a,max}=8.41\text{m/s}$ で小さい評価となっている。これは、水深が浅く風の影響が底面まで達し、流れ構造が複雑化した可能性がある。また、空気/水の2層流で Banat(1992)²⁰⁾は2次流が発生することを指摘している。2次流が発生すると主流速分布の外層でのウェーク特性が低減する。そのため、水面近くでの主流速分布の勾配が緩くなり、摩擦速度が小さい評価になったと推察される。右図は逆流なしに対して水側の流れを加えていった結果である。 $Fr=0.8$ で風速増加に対する摩擦速度 U_w の増加率が最大となっている。

図-6は図-4,5から求められたせん断応力の比である。ここで、 $\tau_a = \rho_a U_a^2$, $\tau_w = \rho_w U_w^2$ で、光易・草場(1988)²¹⁾は $\tau_w/\tau_a=0.55$ を提案している。左図は風波であるが、 $H=8\text{cm}$ のケースでは風速が増大して粗面状

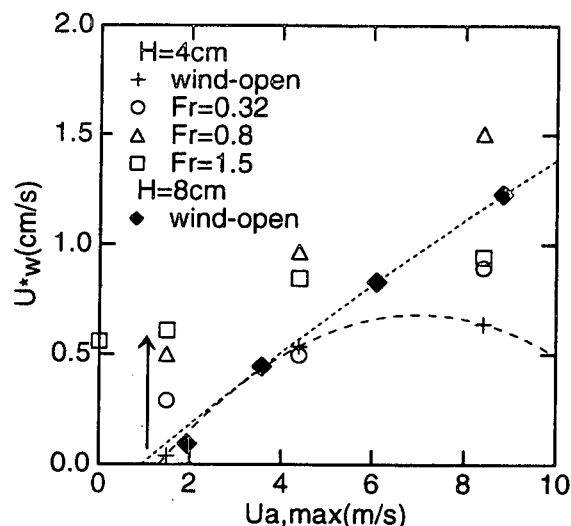
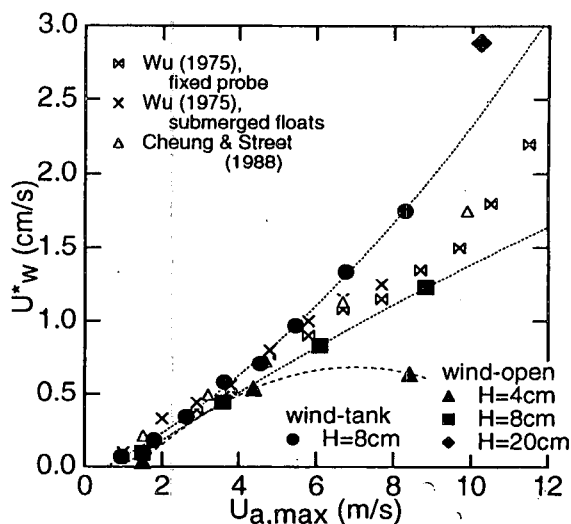


図-5 水側の摩擦速度 U_{*w} の分布 (左図-風波、右図-風/開水路流れ)

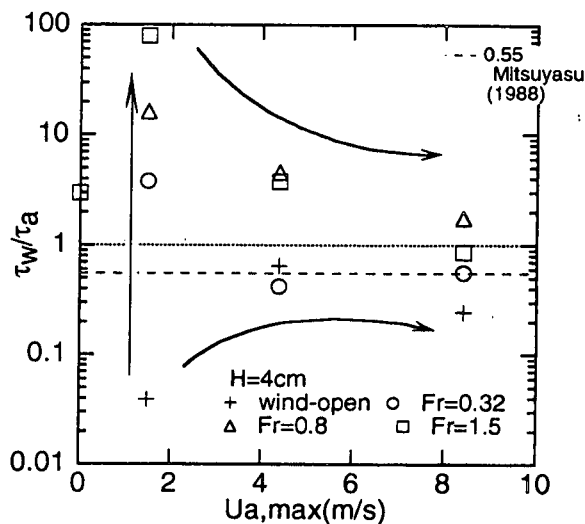
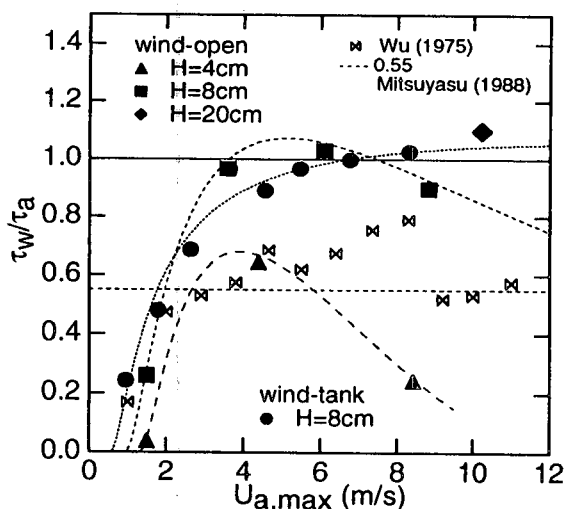


図-6 運動量輸送の割合 (左図-風波、右図-風/開水路流れ)

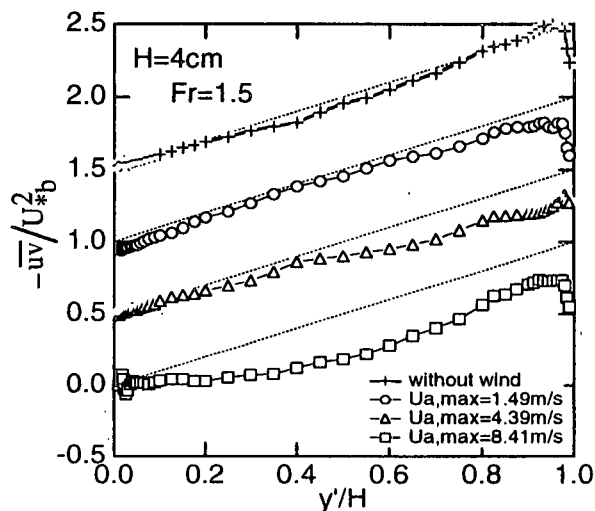
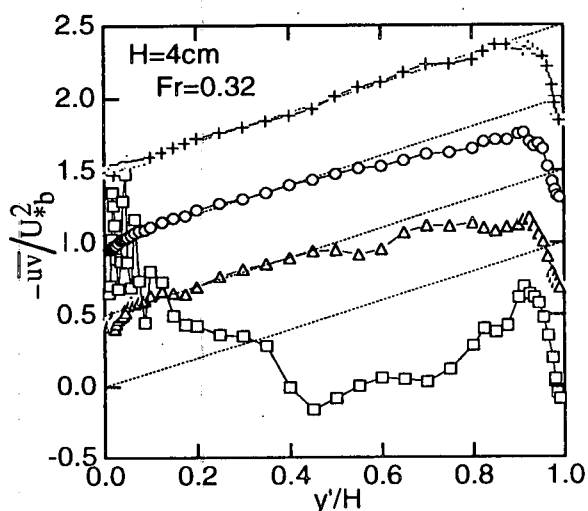


図-7 風/開水路流れのレイノルズ応力の分布 ($Fr=0.32, 1.5$)

態になると、反流の有無に関わらずせん断応力がほぼ連続している。一方、反流なしの $H=4\text{cm}$ のケースは特に $U_{a,max}=8.41\text{m/s}$ で小さい値となっている。これは図-5で述べたとおり風の影響が底面まで達している、又は2次流の発生による影響と推察される。右図

は反流なしに水側の流れを加えていった結果をである。wind-openのケースでは $\tau_w < \tau_a$ で風側の運動量が大きく、反対に $Fr=0.8, 1.5$ のケースではほぼ $\tau_w > \tau_a$ で水側の運動量が大きい。また、風速が増加して粗面状態になるほど運動量が連続 ($\tau_w/\tau_a=1$) してくる。

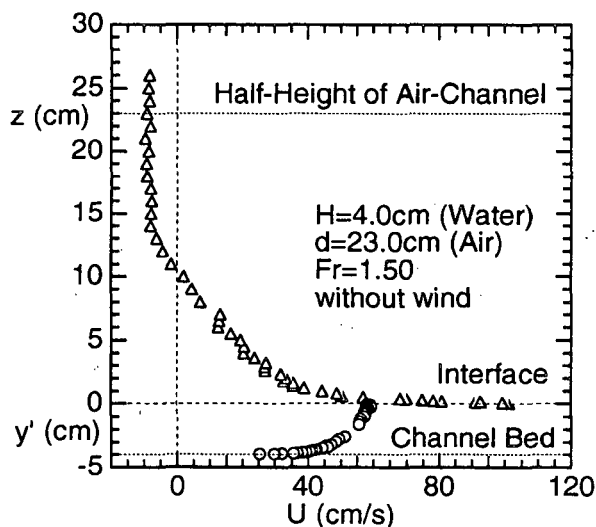


図-8 開水路流れ ($Fr=1.5$) 上の風速・流速分布

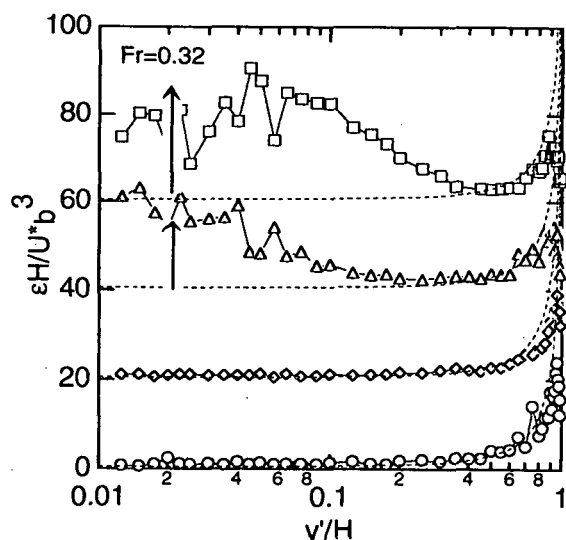


図-9(a) 逸散率の分布 ($Fr=0.32$)

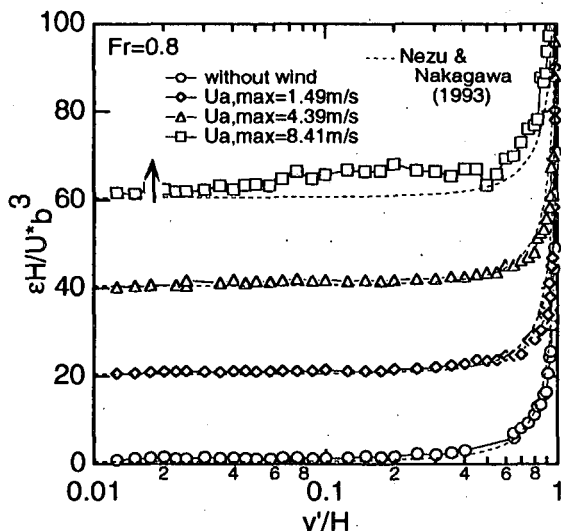


図-9(b) 逸散率の分布 ($Fr=0.8$)

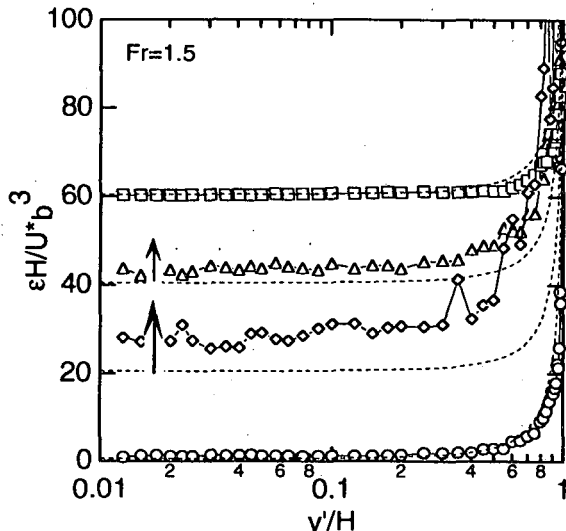


図-9(c) 逸散率の分布 ($Fr=1.5$)

(2) レイノルズ応力と逸散率

図-7は、開水路流れに対して風速を増加させていったときのレイノルズ応力の分布である。ケース毎に上方に0.5ずつ平行移動して表示している。図上には、開水路流れに対する次式を併示している。

$$-\overline{uv}/U_b^2 = 1 - y/H \quad (19)$$

図より、 $U_{a,max}=8.41\text{m/s}$ で水面近傍において正の値をとり、空気側からのシアが増加していることがわかる。また、このとき水深中央で減少しており、2次流²⁰⁾が発生していることがわかる。この特性はフルード数が小さいほど顕著である。以上より、図-6の $U_{a,max}=8.41\text{m/s}$ で水側からのせん断応力が小さくなった原因は2次流の影響と推察される。

図-8は、水面上に風を吹かしていない急勾配開水路流れ($Fr=1.5$)の流速分布と水面上の風速分布である。空気/水の2層流は、移動壁面流れの粗度(水面波)が変化する流れと捉えることができる。こうした現象はself aeration²²⁾と呼ばれている。急勾配開水路流れにおける $-\overline{uv}$ は、図-7からわかるように水面ではほ

ぼゼロであるため、界面での水側のシアは極めて小さいはずである。しかし、図-8の水の流速分布から評価した U_{*w} ($U_{a,max}=0.0\text{m/s}$, 図-5に表示)はある程度の値をとっている。これより、流速分布から評価した気/液界面での両シアの発生機構は、各層での流速と表面流速との差によって決定されることが推測される。

図-9は開水路流れに対して風速を増加させていったときの逸散率の分布である。ケース毎に上方に20ずつ平行移動して表示している。逸散率は水流の主流速変動成分のスペクトルに対する $-5/3$ 乗則から求めた。図上には、Nezu & Nakagawa(1993)²³⁾による半経験式を併示した。 $Fr=0.32$ では、風速が増加するにつれて水面側での逸散率が增大している。同じ特性が、 $Fr=0.20$ に対して風速を変化させたChu(1993)¹⁶⁾によっても指摘されている。 $Fr=0.8$ では、 $U_{a,max}=8.41\text{m/s}$ の場合にはじめて明確な増加がみられ、これは相対流速が小さくなったためと考えられる。一方、 $Fr=1.5$ では $Fr=0.32, 0.8$ のケースとは逆に、風速が速くなる

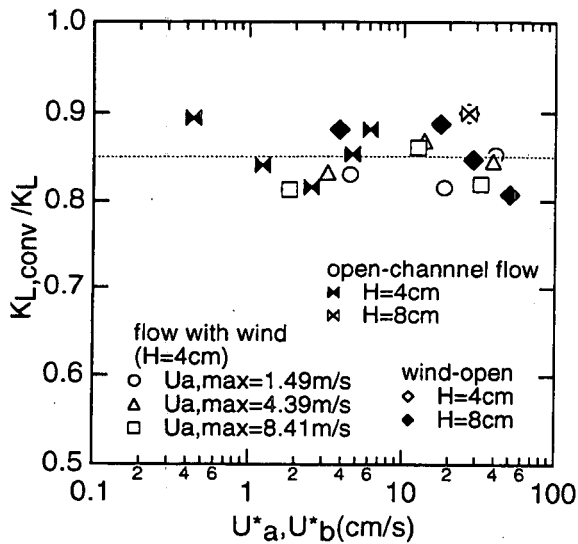


図-10 移流項の割合の分布

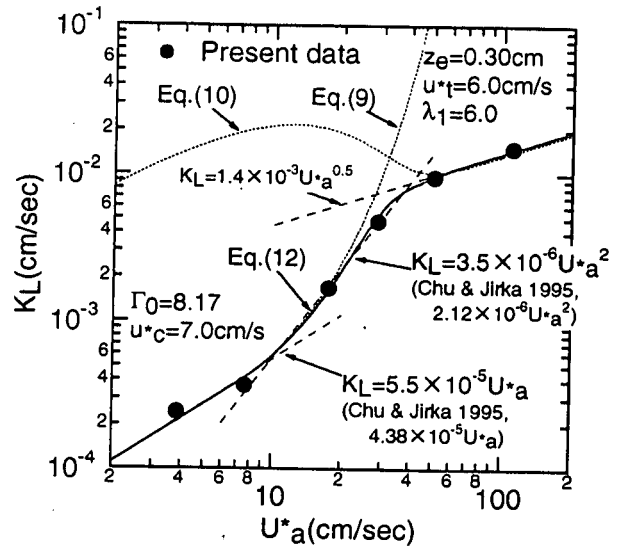


図-11 K_L の分布 (風波・反流あり)

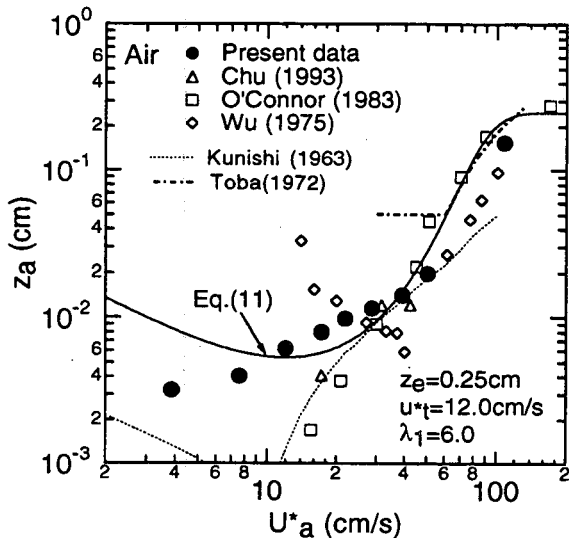


図-12 粗度高さの分布 (風波・反流あり)

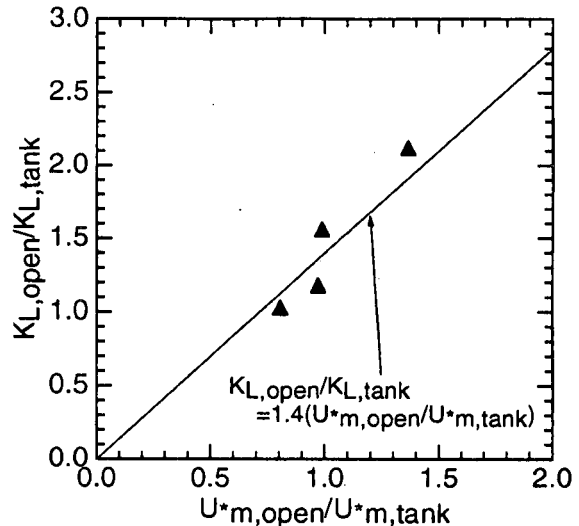


図-13 $K_{L,open}/K_{L,tank}$ の分布

4.2 気体輸送過程

(1) K_L に対する移流項 $K_{L,conv}$ の割合

図-10に K_L に対する移流項 $K_{L,conv}$ の割合を摩擦速度 U_a , U_b に対して表示した。これより、シアの発生場所、水深、風速、フルード数に関わらず移流項の占める割合は0.8~0.9と高く、またほぼ一定値をとることがわかる。

(2) 風波の K_L の分布

図-11に反流ありのケースの摩擦速度 U_a に対する K_L の分布を示した。図上には併せてO'Connor(1983)¹⁰⁾の半理論式、すなわち式(9)~式(13)に合うように実験結果からパラメータを決定した式を表示した。 K_L に対する U_a のべき乗則が1乗~2乗~1/2乗と変化している特性が明確にみられる。このべき乗則の変化は、風速の増加に伴って滑面~3次元のさざ波~2次元的重力波と変化する水面の形状¹⁾と密接な相関があると考えられる。本研究では碎波は観察されていない。同様にべき乗則の変化を指摘しているChu &

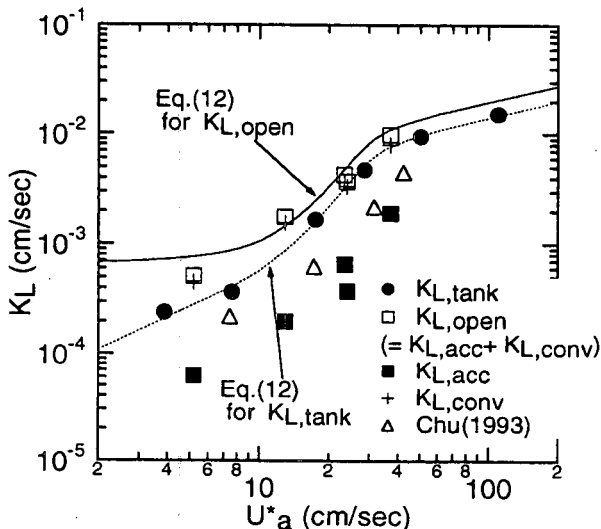


図-14 K_L の分布 (風波・反流なし)

につれ逸散率は減少している。これより、風と底面のシアが共存する流れの逸散率は界面での両側の摩擦速度、あるいはEloubaidy & Plate(1972)¹⁷⁾の断面摩擦速度 U_m 等を用いて評価する必要があると考えられる。

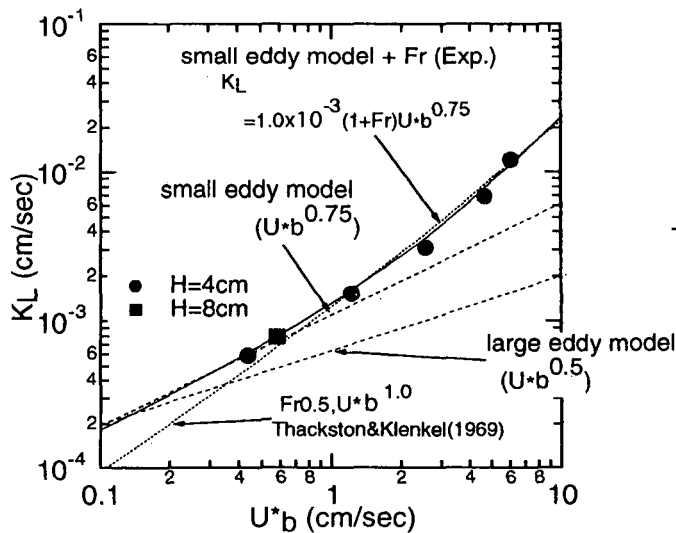


図-15 K_L の分布 (開水路流れ)

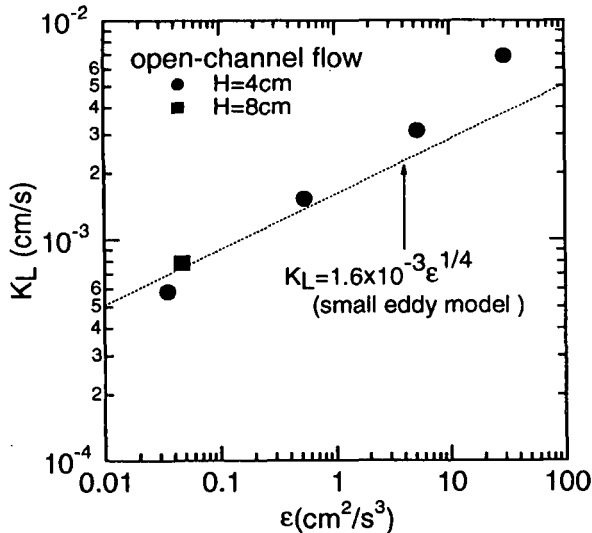


図-17 逸散率に対する K_L の分布 (開水路流れ)

Jirka(1995)¹¹⁾が実験によって求めた式の係数ともほぼ一致している。図-12は風速分布に対数則を適用して求めた粗度高さ z_0 の分布である。図上に本実験結果から求めた式(11)と従来の結果^{9),10),16),24),25)}を併示した。図-11と図-12からの平衡値 z_0 の値はほぼ一致しており、O'Connor(1983)¹⁰⁾の半理論式は化学的側面(濃度変化)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、逆流なしに対してEloubaidy & Plate(1972)¹⁷⁾は U_{*m} を用いた式(17)を提案している。この式から底面側のせん断力 τ_b が小さい(負の値)逆流ありでは、逆流なしよりも U_{*m} が相対的に小さくなり、 K_L が小さくなると考えられる。図-13は $U_{*m,open}/U_{*m,tank}$ に対する $K_{L,open}/K_{L,tank}$ の分布である。これより、 $K_{L,open}/K_{L,tank}$ が $U_{*m,open}/U_{*m,tank}$ にほぼ比例することがわかる。図-14に逆流なしの K_L を移流項 $K_{L,conv}$ 、非常定項 $K_{L,acc}$ 、逆流ありの K_L と併せて U_{*a} に対して表示した。また、O'Connor(1983)¹⁰⁾の半理論式に図-13の関係を考慮した近似曲線を実線で表示した。これより、 U_{*a} が小さいほど反

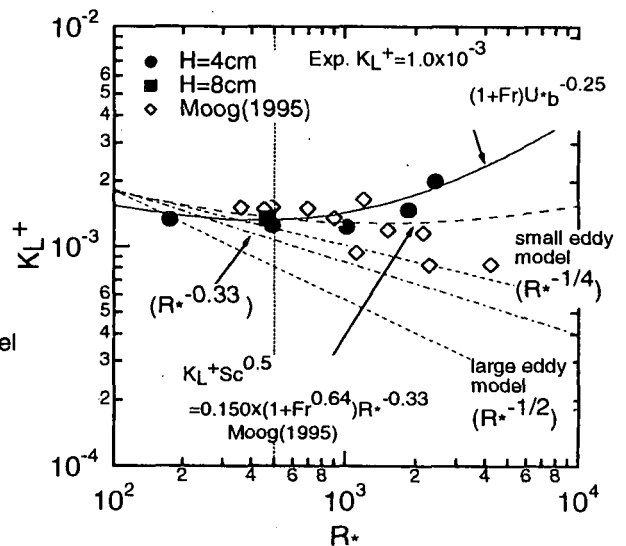


図-16 R_* に対する K_L^+ の分布 (開水路流れ)

流のありのケースが小さい値となっており、近似曲線は実験値と良く一致している。

(3)開水路流れの K_L の分布

図-15では K_L を底面側の摩擦速度 U_{*b} に対して表示して、小規模渦モデル・大規模渦モデルと比較している。フルード数の影響を考慮し、 U_{*b} への依存性を1乗としたThackston & Krenkel(1969)⁹⁾による式も併示した。 U_{*b} の小さい常流では小規模渦モデルが成立している。しかし、 U_{*b} の大きい射流ではこの小規模渦モデルよりも U_{*b} に対する増加率が大きくなる。射流状態でも下流堰での泡立ちはみられなかったもので、この増加特性はフルード数の影響と考えられる。そこで、本研究ではこの影響を小規模渦モデルに組み込み、次式で表現した。

$$K_L = 1.0 \times 10^{-3} (1 + Fr) U_{*b}^{0.75} \quad (20)$$

図-16に K_L を U_{*b} で無次元化した K_L^+ を摩擦レイノルズ数 R_* に対して表示した。Moog(1995)¹¹⁾が求めた実験式と結果を併示した。図-15と同様に小規模渦モデルが成立し、射流状態での増加特性が現れている。

図-15,16より、開水路流れで小規模渦モデルが成立したので、図-17に逸散率 ϵ に対する K_L を表示した。本研究では、逸散率を水面近傍 $y/H=0.1$ の領域 (air-water sublayer)での平均値で評価した。同図より、気体輸送が直接逸散率から小規模渦モデルで記述でき、また射流部分では若干増加し、フルード数の影響が現れることがわかる。

(4)両シアーの共存する流れの K_L の分布

図-18は K_L を U_{*a} に対して表示したものである。Chu(1993)¹⁶⁾は、両シアーが共存する流れに対して次式を提案している。

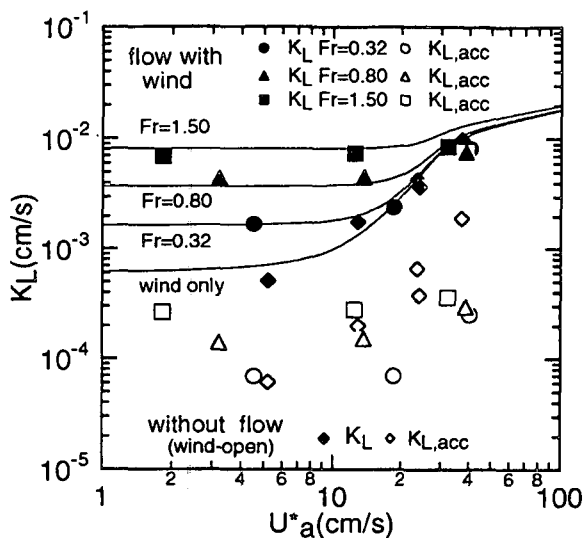


図-18 K_L の分布 (両シアー共存流れ)

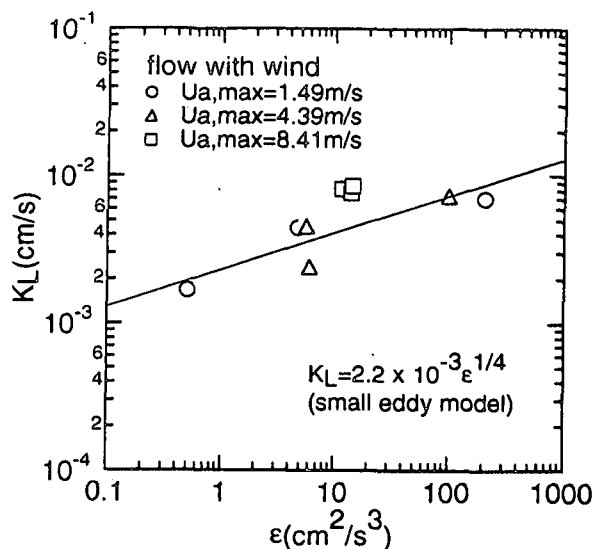


図-19 逸散率に対する K_L の分布 (両シアー共存流れ)

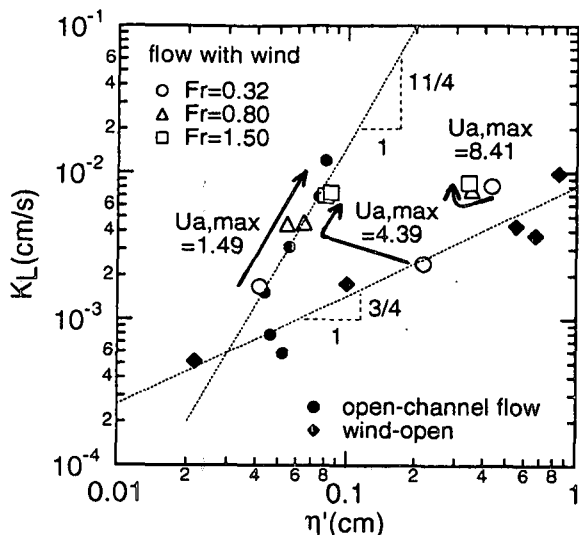


図-20 η' に対する K_L の分布 (両シアー共存流れ)

$$K_{L,dual} = (K_{L,wind}^2 + K_{L,water}^2)^{0.5} \quad (21)$$

ここで、 $K_{L,wind}$ 及び $K_{L,water}$ はそれぞれ風波(反流なし)及び開水路流れでの K_L である。図上の近似曲線は図-14,15上の近似曲線を式(21)に代入したものである。これより、風速が速いほどフルード数による増加率が小さいことがわかる。また、フルード数が小さいほど風速に対する増加率が大きいことがわかる。したがって、両シアーが共存する流れの K_L は乱流特性と同様に空気流と水流の相対的な差と大きな相関があると言える。

図-19は逸散率 ε に対する K_L を表示した。これより、図-17に示した開水路流れだけでなく両シアーが共存する流れでも小規模渦モデルが成立することがわかる。

(5)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

図-20は風波(反流なし)、開水路流れ及び両シアー

の共存する流れでの、水面変動強度 η' に対する K_L の分布である。風波では水表面に働く風シアーによって水面波が形成され、その発達に伴って η' も大きな増加を示していた。一方、底面シアーによる η' は中山(1997)²⁶⁾によって限界流近傍で変動の振幅が最大となり、射流になるとフルード数の増加とともに変動自体は激しくなるが振幅は再び減少することが指摘されており、今回の実験もそのような傾向を示していた。しかし、その振幅の変化率は風波と比較すると小さい。風波と開水路流れでは水面変動の発生特性が異なると言える。そのため同図より、風波と開水路流れでは同じ η' に対して比較すると開水路流れの方が K_L が大きいという違いがでてくる。これは、風波よりも開水路流れの水面変動の方が高周波が卓越するためであり、気体輸送には小規模渦が影響を与えていると推察される。そして、図より両シアーが共存する流れの K_L は風速が増加するにつれて開水路側から風波側へと遷移することがわかる。

b)開水路流れを基にした基準

以上から、開水路流れでは逸散率で表現できる小規模渦モデルが支持され、両シアーの共存する流れでは空気流と水流の相対流速が大きな影響を及ぼしていることがわかった。したがってこれより、気体輸送に関してはどちらのシアーが支配的かの判定のために、Chu(1993)¹⁶⁾の開水路流れにおける K_{Lb} と逸散率 ε_b の基準を用いる。この基準を、Eloubaity & Plate(1972)¹⁷⁾による総せん断応力を表す断面摩擦速度 U_m で評価していく。

まず、図-21は U_m/U_b に対して K_L/K_{Lb} を表示したものである。 K_{Lb} の値は小規模渦モデルにフルード数の影響を考慮した式(20)に実験値 U_b を代入して求めた。図上には、最小自乗法による式、Chu(1993)¹⁶⁾による実験値及び判定基準を併示した。図中の点

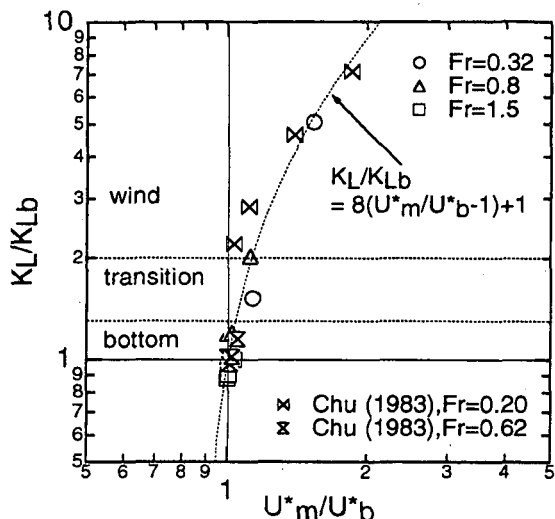


図-21 U_{*m}/U_{*b} に対する K_L/K_{Lb} の分布(両シアー共存流れ)

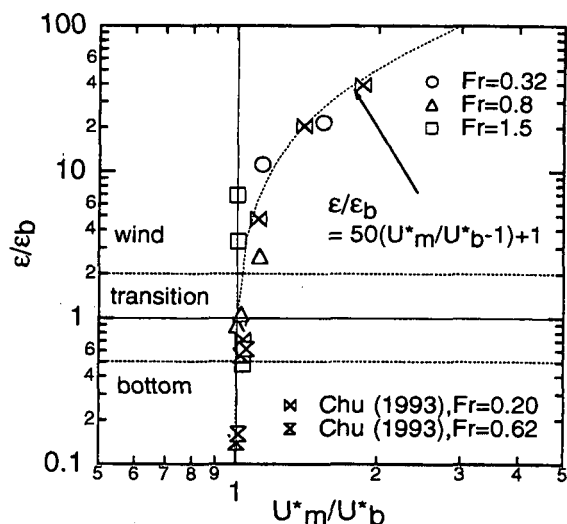


図-22 U_{*m}/U_{*b} に対する $\varepsilon/\varepsilon_b$ の分布(両シアー共存流れ)

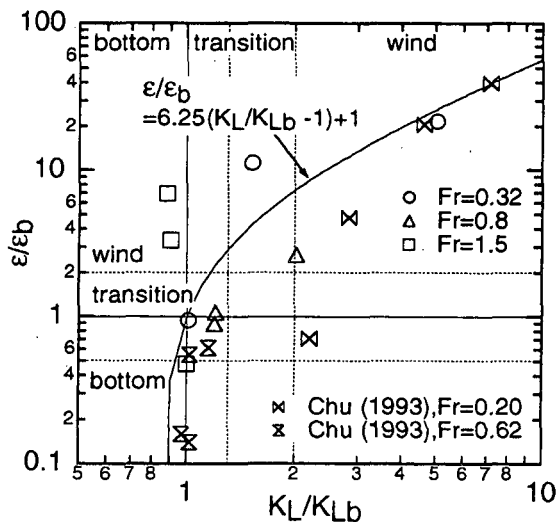


図-23 K_L/K_{Lb} に対する $\varepsilon/\varepsilon_b$ の分布(両シアー共存流れ)

($U_{*m}/U_{*b} = K_L/K_{Lb} = 1$)は底面シアーのみの開水路流れの状態を示している。これより、風速が増加するにつれて底面シアー卓越から風シアー卓越へと移行することがわかる。しかし、フルード数が増加して底面側のシアーが増大するにつれて移行は緩くなる。

次に、図-22は U_{*m}/U_{*b} に対する $\varepsilon/\varepsilon_b$ の分布である。 ε_b には開水路流れでの実験値(without wind, 図-9に表示)の平均値を用いた。図中の点($U_{*m}/U_{*b} = \varepsilon/\varepsilon_b = 1$)は底面シアーのみの開水路流れを示している。これより、 $\varepsilon/\varepsilon_b$ も K_L/K_{Lb} と同様に U_{*m}/U_{*b} に対して増加傾向を示し、また逸散率の方がその増加率が大いことがわかる。

図-23は K_L/K_{Lb} に対する $\varepsilon/\varepsilon_b$ の分布である。図-21, 22から求めた式とChu(1993)¹⁰⁾による実験値と判定基準も併示した。図中の点($K_L/K_{Lb} = \varepsilon/\varepsilon_b = 1$)は底面シアーのみの開水路流れを示している。これより、 $\varepsilon/\varepsilon_b$ と K_L/K_{Lb} の関連性は認められるが、両者の判定基準は必ずしも一致してはいない。また、 $Fr=1.5$ のケースは他のケースとは同様の比例関係が見られな

い。したがって、逸散率のみから気体輸送を評価することは難しいといえる。

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が気体輸送過程に及ぼす影響に対して実験的考察を試みたものである。本研究では以下のような知見を得た。

(1) 風シアーと底面シアーが共存する流れでの乱流特性は両者の相対流速で評価する必要がある。

(2) 断面平均流速が存在する流れの K_L の移流項は条件に関わらず80~90%の高い割合を占める。

(3) 風波における K_L が、O'Connorの半理論式によって表現することができた。また、この時空気側の摩擦速度 U_{*a} に対するべき乗則が水表面の形状に合わせて滑面~1乗、不完全粗面(3次元的なさざ波)~最大2乗、粗面(2次元的な重力波)~1/2乗と変化することが明らかになった。

(4) 風波の反流ありなしの K_L の違いはEloubaïdy & Plateの断面摩擦速度で評価することができた。

(5) 開水路流れでは K_L に逸散率が大きな影響を及ぼすと仮定する小規模渦モデルが成立した。また、射流部分でフルード数による増加効果が現れるため、本研究では小規模渦モデルにこの影響を組み込んだ式を提案した。

(6) 両シアーが共存する流れでの K_L は、フルード数が高いほど風側の影響を受けにくく、風速が小さいほどフルード数の影響を受けやすくなることがわかった。また、このときの K_L は風波及び開水路流れの K_L から評価することができた。

(7) K_L と η' の関係から、同じ η' に対しては風波よりも開水路の方が K_L が大きいことがわかった。このこ

とは、開水路流れではフルード数の増加に伴って高周波が卓越するためと考えられる。これは、気体輸送には微小な渦運動と大きな相関を持っているということで、このことから小規模渦モデルの有意性が明らかとなった。

(8) 空気流と水流の総せん断応力である U_* / U_{*0} と、開水路流れを基準とした K_L / K_{L0} と $\varepsilon / \varepsilon_0$ の相関をより明らかにすることができた。

参考文献

- 1) Moog, D.B. (1995) : Stream reaeration and the effects of largescale roughness and bedforms, *Ph.D Thesis presented to Cornell University*.
- 2) Dobbins, W.E. (1964) : BOD and oxygen relationships in streams, *J. Sanitary Engrg. Div., Proc ASCE*, Vol.90, SA 3, pp.53-78.
- 3) Thackston, E.L. and Krenkel, P.A. (1969) : Reaeration prediction in natural streams, *J. Sanitary Engrg. Div., Proc. ASCE*, Vol.95, SA 3, pp.65-93.
- 4) Lewis, W.K. and Whitman, W.G. (1924) : Principles of gas absorption, *Indus. and Eng. Chem.*, Vol.16, No.12, pp.1215-1220.
- 5) Danckwerts, P.V. (1951) : Significance of liquid-film coefficients in gas absorption, *Indus. and Eng. Chem.*, Vol.43, No.16, pp.1460-1467.
- 6) 棚津家久, 中山忠暢, 井上理恵(1999) : 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.
- 7) Wu, J.(1981) : On critical roughness Reynolds number of the atmospheric surface layer, *J. Geophys. Res.*, Vol.86, No.C 7, pp.6661-6665.
- 8) Shemdin, O.H.(1972) : Wind-generated current and phase speed of wind waves, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.2, pp.411-419.
- 9) Wu, J.(1975) : Wind-induced drift currents, *J. Fluid. Mech.*, Vol.68, pp.49-70.
- 10) O'connor, D.J.(1983) : Wind effects on gas-liquid transfer coefficients, *J. Environ. Eng.*, Vol.109, No.3, pp.731-752.
- 11) Chu, C.R., and Jirka G.H.(1995) : Reaeration in combined wind/stream driven flows, *Air-Water Gas Transfer*, B. Jahne and E.S.Monahan (eds), AEON Verlag, pp.79-88.
- 12) Komori, S. and Shimada, T.(1995) : Gas transfer across a wind-driven air-water interface and the effects of sea water on CO₂ transfer, *Air-Water Gas Transfer*, B. Jahne and E.S.Monahan (eds), AEON Verlag, pp.553-569.
- 13) Lamont, J.C. and Scott, D.S.(1970) : An eddy cell model of mass transfer in the surface of a turbulent liquid, *AIChE J.*, Vol.16, pp.513-519.
- 14) Fortescue, G.E. and Pearson, J.R.(1967) : On gas absorption into a turbulent liquid, *Chem.Eng.Sci.*, Vol.22, pp.1163-1176.
- 15) Jirka, G.H. and Brutsaert, W.(1984) : Measurements of wind effects on water-side controlled gas exchange in riverine systems, *Air-Water Gas Transfer*, B. Jahne and E.S.Monahan (eds), AEON Verlag, pp.437-446.
- 16) Chu, C.R.(1993) : Experiments on gas transfer and turbulence structure in free surface flows with combined wind/bottom shear, *Ph.D Thesis presented to Cornell University*.
- 17) Eloubaidy, A.F. and Plate, E.J.(1972) : Wind shear-turbulence and reaeration coefficient, *J. Hydr. Div., Proc. ASCE*, Vol.98, HY 1, pp.153-170.
- 18) Hsu, C.T., Wu, H.Y., Hsu, E.Y. and Street, R.L. (1982) : Momentum and energy transfer in wind generation of waves, *J.Phys.Oceanogr.*, Vol.12, pp.929-951.
- 19) Cheung, T.K. and Street, R.L.(1988) : Turbulent layers in the water at an air-water interfaces, *J.Fluid.Mech.*, Vol.194, pp.133-151.
- 20) Banat, M.(1992) : Two-phase stratified gas-water fully developed wavy flow, *J. Fluid. Mech.*, Vol.5, No.3, pp.329-372.
- 21) 光易恒, 草場忠夫(1988) : 大気海洋間の運動量交換(2), 九州大学応力研究報, 第66号, pp.21-35.
- 22) Falvey, H.T.(1979) : Mean air concentration of self-aerated flows, *J. Hydr. Div., Proc. ASCE*, Vol.105, HY 1, pp.91-96.
- 23) Nezu, I. and Nakagawa, H.(1993) : Turbulence in Open-Channel Flows, *IAHR-Monograph*, Balkema.
- 24) Toba, Y.(1972) : Local balance in the air-sea boundary process, I. On the growth process of wind waves, *J.Oceanogr. Soc.Japan.*, Vol.29, pp.109-120.
- 25) Kunishi, H.(1963) : An experimental study on the generation and growth of wind waves, *Disas.Prev.Res.Inst., Kyoto University, Bull.* No.61.
- 26) 中山忠暢(1997) : 自由水面近傍の乱流構造と組織渦の水理特性に関する研究, 京都大学大学院工学研究科環境地球工学専攻修士論文.

(1999. 4. 23 受付)