

風波気液界面における局所CO₂交換速度の評価

PARAMETERIZATION FOR THE LOCAL GAS TRANSFER VELOCITY OF CARBON DIOXIDE AT THE SURFACE OF WIND WAVES

津守博通¹・杉原裕司²・古寺大悟³・大賀崇史³・増田章⁴

Hiromichi TSUMORI, Yuji SUGIHARA, Daigo FURUTERA, Takashi OHGA and Akira MASUDA

¹学生員 修(工) 九州大学大学院 総合理工学府博士課程 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1)

²正会員 博(工) 九州大学大学院助教授 総合理工学研究院 (同上)

³学生員 九州大学大学院 総合理工学府修士課程 (同上)

⁴非会員 理博 九州大学教授 応用力学研究所 (同上)

A laboratory experiment was made to parameterize the gas transfer velocity of CO₂ at the surface of wind waves. The local flux of CO₂ was estimated at several fetches by fitting a logarithmic law to the vertical profile of the concentration of CO₂ in the air. The dissolved CO₂ concentration was measured by using a gas-liquid equilibrator made of hydrophobic porous tube. The local gas transfer velocity was obtained from the results of the flux and dissolved CO₂ measurements. For the parameterization, two dimensionless parameters, gx/u_{*w}^2 and $u_{*w}^3/g\nu_w$ were derived from a dimensional analysis, where u_{*w} is the friction velocity on the water side, g the gravitational acceleration, x the fetch and ν_w the kinematic viscosity for the water. On the basis of the experimental results and the dimensional analysis, we proposed a new empirical formula for the gas transfer velocity of CO₂ in consideration of the fetch dependence.

Key Words : gas transfer, carbon dioxide, wind wave, air-water interface, fetch, parameterization

1. 緒論

大気海洋間のCO₂交換速度を精度良く評価することは、地球環境の将来予測を行う上で重要な課題である。これまで提案されてきた交換速度の評価式の多くは、主に海上風速や気流の摩擦速度との相関式であり、それらのほとんどが無次元表示されていない。このような評価式が、多様な波浪条件下の気体交換速度を推定する上で問題があることは容易に想像できるであろう。Zho et al.¹⁾ は、 $u_{*a}^2/\nu_a\omega_p$ (u_{*a} : 気流側の摩擦速度, ν_a : 空気の動粘性係数, ω_p : 風波のピーク角周波数) で定義される碎波パラメータ R_B を用いて、風洞水槽で得られた Jähne et al.²⁾ の実験データのパラメタリゼーションを行った。しかし、Jähne et al. のデータは風洞水槽全体の平均的な交換速度に関するものであり、このような場合交換速度をどの吹送距離における風波特性量と関係づけるべきであるかという問題が生じる。また、実用上必要となるのはある特定の吹送距離における気体交換速度である。従って、気体交換速度の評価式を構築する上で、同じ吹送距離で測定された局所的な交換速度と風波特性量を用いることが重要であ

と思われる。

これまで様々な気体に対して交換速度の測定が行われているが、ほとんどの研究が水槽全体の平均的な交換速度を求めたものである。局所的なCO₂交換速度を計測した研究例として、Komori et al.³⁾ が挙げられる。彼らは、風洞水槽の気流側に検査体積を設定し、その検査体積内でのCO₂収支を測定することにより、ある吹送距離区間のCO₂フラックスを算定している。このような方法以外に、局所的にCO₂フラックスを測定する方法として、渦相関法やプロファイル法が考えられる⁴⁾。風洞水槽内においては、測器の制約上、渦相関法での測定は困難であるが、現地観測においては特に有用な方法である。一方、プロファイル法は吹送距離ごとに気流側のCO₂濃度と風速の平均鉛直分布を計測し、それらの分布の勾配からCO₂フラックスを評価するもので、風洞水槽でも十分に適用可能であると思われる。

本研究の目的は、風波気液界面において吹送距離ごとに局所的なCO₂フラックスを測定し、吹送距離依存性を考慮した気体交換速度の評価法を実験的に検討することである。風洞水槽において気流、水中のCO₂濃度の同時計測を行い、吹送距離ごとにCO₂濃度と風速の鉛直分布

を測定する。得られた分布にプロファイル法を適用して局所的なフラックスを算定し、気体交換速度を評価する。さらに、吹送距離を考慮した気体交換速度の次元解析を行い、実験結果に基づいて気体交換速度の無次元評価式を構築する。

2. 気体交換速度の評価方法

本研究では、風波気液界面において吹送距離ごとに局所的なCO₂フラックスを測定し、そのようなCO₂フラックスから水側の気体交換速度を算定する。吹送距離ごとのCO₂フラックスの算定にはプロファイル法を用いており、その概略を以下に示す。界面の極近傍を除き、CO₂の鉛直フラックス F (mol m⁻² s⁻¹) は乱流輸送によるものと考えられ、次式で表すことができる。

$$F = -K_t \frac{\partial C_a}{\partial z} \quad (1)$$

ここで、 K_t (m²/s) はCO₂に関する渦拡散係数、 C_a (mol/m³) は気流側の平均CO₂濃度であり、 z は静水面から鉛直上向きにとられた座標を示す。また、 F は界面におけるフラックスと同じ値をとる。パッシブスカラーの乱流輸送では、 K_t と渦動粘性係数 ν_t で定義される乱流プラントル数 ($\equiv \nu_t / K_t$) は1に近似できることから、式(1)は次式のように表される。

$$F = -\nu_t \frac{\partial C_a}{\partial z} = -\kappa u_{*a} z \frac{\partial C_a}{\partial z} \quad (2)$$

ここで、 u_{*a} (m/s) は気流側の摩擦速度、 κ はカルマン定数 (≈ 0.4) であり、界面近傍では混合距離モデルが適用できるものと仮定している。また、ここで F は鉛直方向に変化しないことに注意する。式(2)の両辺を z で積分し、風速の対数分布則から得られた粗度高さ z_0 におけるCO₂濃度を $C_a(z_0)$ とすると、次式が得られる。

$$C_a(z_0) - C_a(z) = \frac{F}{\kappa u_{*a}} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (3)$$

ここで、 F は次のように表されるものとし、

$$F = C_a u_{*a} \quad (4)$$

新たに C_a を定義する。式(4)を式(3)に代入するとCO₂濃度 $C_a(z)$ に関する対数分布則を得ることができる。

$$\frac{C_a(z_0) - C_a(z)}{C_a} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (5)$$

以上のように、ある吹送距離で得られた平均CO₂濃度の鉛直分布に式(5)を適合させて C_a を算定し、同じ吹送距離における摩擦速度 u_{*a} を求め、式(4)からCO₂フラックスを算定することができる。水側の気体交換速度 k_L はCO₂フラックス F から次式により算定される。

$$F = C_a u_{*a} = k_L (C_w - C_s) \quad (6)$$

ここで、 C_w は水中の溶存CO₂濃度 (mol/m³) であり、 C_s は水表面における気流側のCO₂濃度と平衡状態の水側のCO₂濃度 (mol/m³) である。

3. 実験装置および実験方法

図-1 に本研究で用いた実験装置の概略図を示す。実験には、長さ17 m、高さ0.8 m、幅0.6 mの矩形断面を有する風洞水槽（九州大学応用力学研究所所有）を用いた。全てのケースにおいて水深は0.39 mに固定された。また、図中に示すように水槽端から風の吹く方向に x 軸がとられている。従って、 x が吹送距離を与えることになる。水側から気流側へ輸送されるCO₂フラックスを測定するために、予め水槽内の水をCO₂で曝気し、水中の溶存CO₂濃度を高くした。曝気は水槽内の水をポンプで循環させながら途中の管路に100 %濃度のCO₂ガスを注入することにより行った。溶存CO₂分率が30,000～40,000 ppmに達した後に曝気を終了させた。その後、送風により風波を発生させ、吹送距離ごとに断面中央におけるCO₂濃度と風速の鉛直分布の測定を行った。表-1 に実験条件を示す。実験は基準風速を $U_r = 4.0 \sim 12.0$ m/sの9通りに、吹送距離 x を2.0, 6.0, 12.0 mの3通りに変化させた合計27ケースについて行った。

風洞内の空気はエアーポンプを用いてサンプリングチューブにより1 l/minの吸入量で採取された。濃度分布は波面から0.2 mの間で測定され、水表面に近づくにしたがって、2 cm, 1 cm, 0.5 cmと徐々に細かい間隔で測定した。採取された空気はフローコントローラーで流量の制御と除湿を行い、非分散赤外線ガス分析計 (NDIR, LI-COR LI-6252) を用いてCO₂分率 (ppm) を測定した。そして、測定されたCO₂分率 (ppm) に気圧をかけてCO₂分圧 (atm) を求め、CO₂分圧からCO₂濃度 (mol/m³) を算定した。各高度において90 sの空気のサンプリングを行い、フローコントローラー内の空気の入れ換え時間を考慮して後半の60 sのデータのみを平均濃度の評価に用いた。CO₂濃度の測定値はサンプリング周波数1 HzでPCに記録され、NDIRは実験条件ごとに198 ppmと498 ppmのCO₂校正ガスで検定された。風速の測定にはピトー管を用いた。風速分布は静水面から0.3 mの間で測定され、CO₂濃度と同様に水表面に近づくにつれて徐々に細かい間隔で測定された。 C_a および u_{*a} は、それぞれの平均鉛直分布に対数分布則を適合させることにより算出した。表-1 に得られた C_a および u_{*a} の値を示す。

水中の溶存CO₂分圧の測定には、孔径約1 μ m、空隙率約60 %の疎水性多孔質膜チューブ（住友電工ファインポリマー社製）から成る気液平衡器を用いた。本研究で用いた気液平衡器は、チューブをコイル状に巻いた円筒形

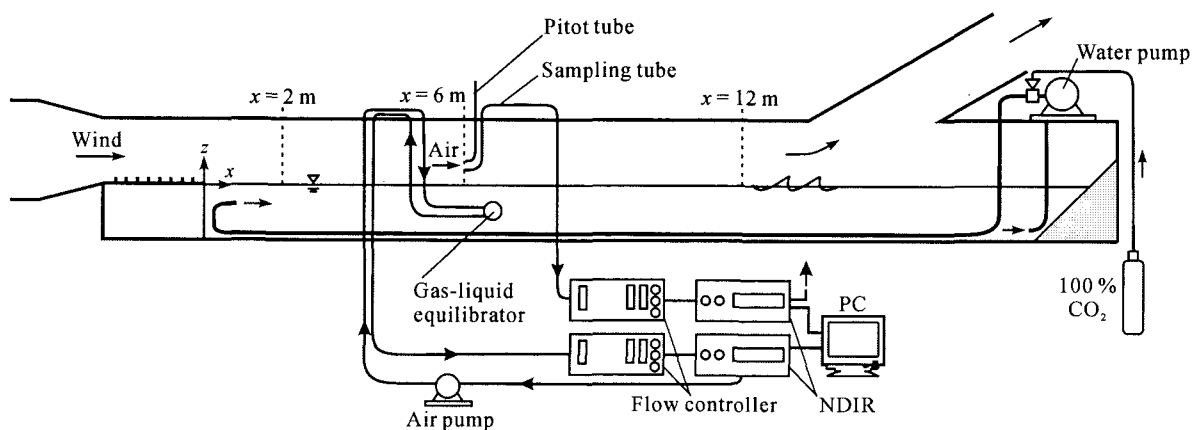


図-1 実験装置の概略図

表-1 実験条件および測定値

U_r (m/s)	u_{*a} (m/s)			C_e ($\mu\text{mol/l}$)			k_L (m/s)		
	Fetch: 2 m	6 m	12 m	2 m	6 m	12 m	2 m	6 m	12 m
4.0	0.169	0.225	0.235	0.320	0.632	0.708	4.89×10^{-5}	9.61×10^{-5}	1.25×10^{-4}
5.0	0.224	0.279	0.284	0.338	0.693	0.806	6.30×10^{-5}	1.37×10^{-4}	1.85×10^{-4}
6.0	0.253	0.343	0.344	0.504	0.603	0.925	8.67×10^{-5}	1.62×10^{-4}	2.24×10^{-4}
7.0	0.305	0.410	0.451	0.382	0.588	0.869	1.03×10^{-4}	1.70×10^{-4}	2.80×10^{-4}
8.0	0.351	0.464	0.545	0.495	0.560	0.664	1.22×10^{-4}	1.93×10^{-4}	3.26×10^{-4}
9.0	0.413	0.524	0.666	0.382	0.554	0.924	1.27×10^{-4}	2.13×10^{-4}	3.91×10^{-4}
10.0	0.456	0.598	0.771	0.333	0.460	0.800	1.32×10^{-4}	2.33×10^{-4}	4.87×10^{-4}
11.0	0.519	0.712	0.951	0.323	0.413	0.679	1.40×10^{-4}	2.74×10^{-4}	6.10×10^{-4}
12.0	0.571	0.844	1.17	0.263	0.422	0.614	1.50×10^{-4}	3.42×10^{-4}	7.41×10^{-4}

をしている。図-1 に示すように、気液平衡器を経由する閉管路をつくり、エアープンプで空気を循環させた。閉管路内の CO_2 と水中の CO_2 は多孔質膜を通して交換され、閉管路内の CO_2 分圧は溶存 CO_2 分圧と平衡状態になる。気液平衡器を通過した平衡ガスはフローコントローラーで除湿され、50,000 ppmまで測定可能なNDIR (RMT DX-6100)を用いて測定された。溶存 CO_2 濃度の測定値はサンプリング周波数1 HzでPCに記録された。また、気液平衡器は実験条件ごとに位置を変えており、気流側の CO_2 濃度測定位置よりも0.5 m後方 ($x=2.5, 6.5, 12.5$ m) の水深0.2 mの位置に設置された。

得られた CO_2 フラックスおよび水中の溶存 CO_2 濃度 C_w から、式(6)を用いて CO_2 交換速度を算定した。溶存 CO_2 濃度 C_w は得られた平衡ガスの溶存 CO_2 分圧に溶解度 S ($\text{mol m}^{-3} \text{atm}^{-1}$)をかけることにより算定された。本研究では S の評価としてWeissの式⁵⁾を用いた。 C_w はフラックス測定中に徐々に減少していくので、 k_L を評価する際の C_w にはフラックス測定中における平均値を用いた。また、 C_e は気流側の CO_2 分圧の分布を水表面まで外挿し、水表面における分圧値に溶解度をかけて算定した。表-1に、実験で得られた k_L を示す。 k_L は水温によって変化するため、表中の k_L は実験で得られた値に $(Sc/600)^{1/2}$ をかけて水温20℃におけるシュミット数 $Sc = \nu_w/D = 600$ (ν_w : 水の動粘性係数、 D : 水中の CO_2 分子拡散係数)の値に換算したものである⁶⁾。

4. 実験結果および考察

図-2 にそれぞれの吹送距離における抵抗係数 C_D ($\equiv (u_{*a}/U_{10})^2$)と $z=10$ mにおける風速 U_{10} の関係を示す。ここで、 U_{10} は風速分布に適合する対数則に $z=10$ mを代入することによって算定されている。また、 C_D は得られた U_{10} と u_{*a} から算定した。図中には、代表的な C_D と U_{10} の関係式も示されている^{7), 8), 10)}。 $x=6.0, 12.0$ mにおける C_D は、風速とともに増加しており、従来の関係式と同様の挙動を示していることがわかる。一方、 $x=2.0$ mにおける C_D は、本実験結果の範囲ではほぼ 1.0×10^{-3} 程度の一定値をとっている。これは、 $x=2.0$ mにおいては風波が十分発達しないため、水表面が滑面に近い状態であるためと考えられる。また、 C_D は $x=2.0$ mから $x=6.0$ mの間で大きく変化するが、それよりも大きな吹送距離ではその変化が飽和する傾向にあることがわかる。このように、本実験で得られた C_D は従来のものとほとんど同様の挙動を示しており、このことは本研究のデータが理想的な発達則を示す風波気液界面で実施されているものであることを示唆している。

図-3 に、基準風速 $U_r=6.0$ m/sにおけるそれぞれの吹送距離での気流側平均 CO_2 濃度の鉛直分布を示す。厳密には各ケースで溶存 CO_2 濃度が異なるが、 x の増加とともに CO_2 濃度の鉛直勾配が大きくなることがわかる。また、

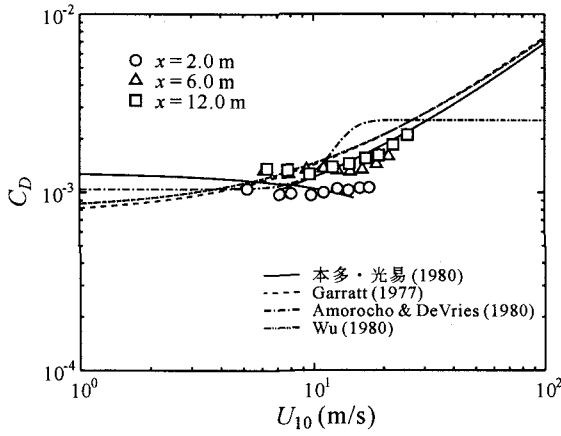


図-2 C_D と U_{10} の関係

図中の実線は対数分布のfitting curveを示しており、水表面近傍において対数分布に従う領域が形成されていることがわかる。このような対数領域に式(5)を適用させることにより C_a が算定されている。

CO_2 濃度分布に対する式(5)の適合性を確認するために、fittingから求めた z_0 、 C_a で規格化された無次元濃度分布を図-4に示す。図中の実線は式(5)を示している。 z の値が大きくなると、対数分布からのずれが大きくなるため、その領域ではデータのばらつきが大きくなっているが、水表面近傍では十分な精度で式(5)に適合していることがわかる。このことは、算定された C_a が十分な精度をもつことを示唆している。

図-5に、それぞれの吹送距離における k_L と u_{*a} の関係を示す。全ての吹送距離において、 k_L は u_{*a} とともに増加していることがわかる。また、同じ u_{*a} に対しては、吹送距離が大きくなるにつれて k_L も増加していることがわかる。 x の小さいケースでは、 $u_{*a} = 0.3$ m/s付近で一旦 k_L の増加率が減少し、その後 u_{*a} の増加とともに k_L が再び増加する傾向が見られる。このような k_L の挙動は、Komori et al.³⁾によっても報告されている。Komori et al.は、吹送距離 $x = 3 \sim 5$ m区間で k_L を測定しており、彼らの実験データも吹送距離の短いケースに相当する。従って、吹送距離が短い条件において算定された k_L は、 u_{*a} に対してこのような挙動を示すものと考えられる。 k_L が飽和する u_{*a} は、図-2において C_D が増加しはじめる U_{10} に概ね対応している。

ここで、 k_L の次元解析を行う。 k_L の吹送距離依存性を考慮し、風波気液界面における k_L は次のような物理量に依存するものとする。

$$k_L = f(D, v_w, u_{*w}, x, g) \quad (7)$$

ここで、 u_{*w} は水側の摩擦速度、 g は重力加速度である。また、 u_{*a} ではなく u_{*w} を用いる理由は、 k_L が水側の乱流状態に規定されているためである。次元解析から、 k_L は次のような無次元パラメータに支配されることがわかる。

$$\frac{k_L}{u_{*w}} = f\left(\frac{v_w}{D}, \frac{gx}{u_{*w}^2}, \frac{u_{*w}^3}{gv_w}\right) \quad (8)$$

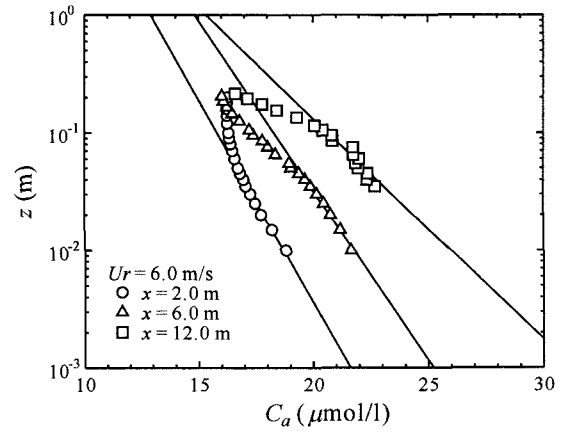


図-3 平均 CO_2 濃度の鉛直分布

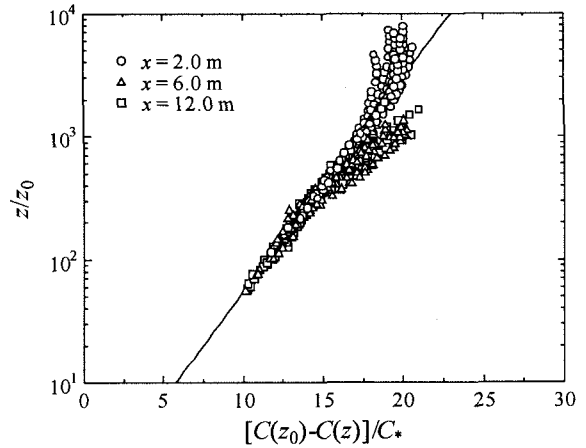


図-4 規格化された平均 CO_2 濃度の鉛直分布

Jähne et al.⁶⁾は k_L のシュミット数 $Sc = \nu_w/D$ 依存性が、

$$\frac{k_L}{u_{*w}} \propto Sc^{-1/2} \quad (9)$$

となることを報告しており、この関係は広く認められている。よって式(9)を式(8)に適用すると、最終的に k_L の無次元形として次式が得られる。

$$\frac{k_L Sc^{1/2}}{u_{*w}} = f\left(\frac{gx}{u_{*w}^2}, \frac{u_{*w}^3}{gv_w}\right) \quad (10)$$

無次元 k_L を規定するパラメータとして、 gx/u_{*w}^2 と u_{*w}^3/gv_w が得られた。式(10)の右辺の具体的な関数形がわかれば、 k_L の無次元評価式を得ることができる。 gx/u_{*w}^2 と u_{*w}^3/gv_w は独立変数であるので、無次元 k_L に対するそれぞれの依存性を調べる際には、互いに一方のパラメータの値を一定にしなければならない。

図-6に $k_L Sc^{1/2}/u_{*w}$ と u_{*w}^3/gv_w の関係を示す。ここで水側の摩擦速度 u_{*w} は気液界面でのせん断力の連続性を仮定して、気流側の摩擦速度 u_{*a} から算定している。吹送距離が等しい実験値について見ると、 $k_L Sc^{1/2}/u_{*w}$ は u_{*w}^3/gv_w に依存しないように見える。しかし、それらのデータは、実際は gx/u_{*w}^2 が一定に保たれていないため、 $k_L Sc^{1/2}/u_{*w}$ と

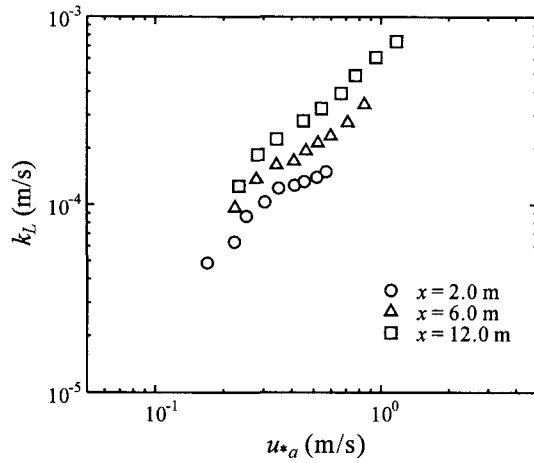


図-5 k_L と u_{*a} の関係

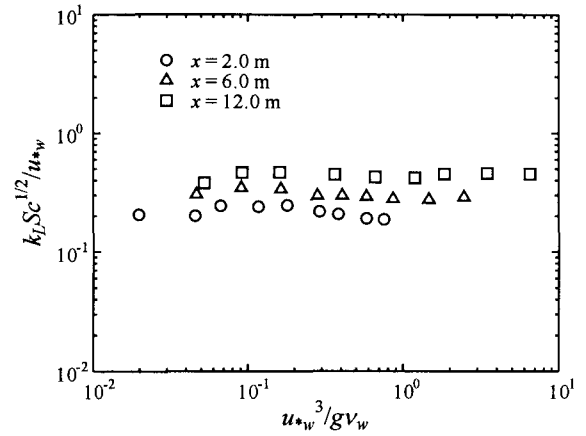


図-6 $k_L Sc^{1/2} / u_{*w}$ と $u_{*w}^3 / g v_w$ の関係

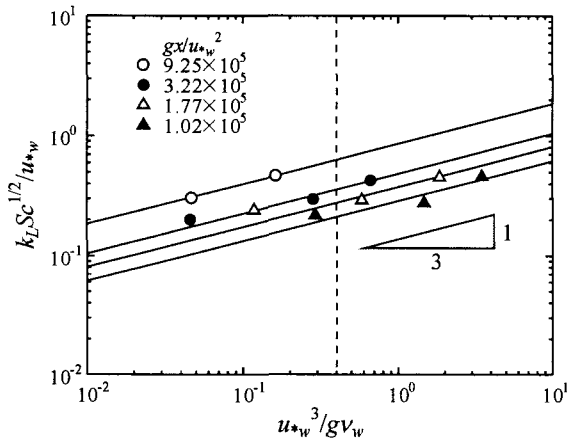


図-7 gx / u_{*w}^2 を固定した $k_L Sc^{1/2} / u_{*w}$ と $u_{*w}^3 / g v_w$ の関係

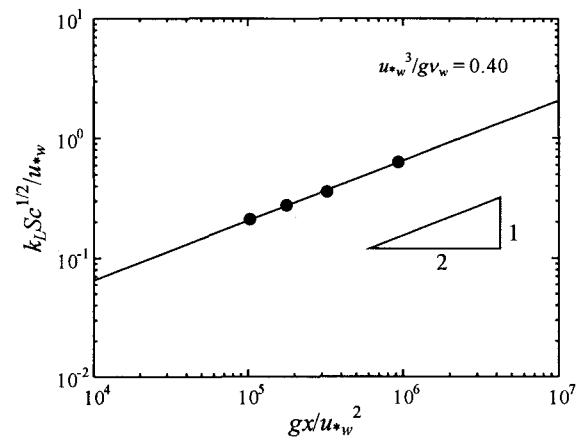


図-8 $k_L Sc^{1/2} / u_{*w}$ と gx / u_{*w}^2 の関係

$u_{*w}^3 / g v_w$ の関係を正しく見ていることにはならないことに注意する。

ここで、実験値から gx / u_{*w}^2 の値がほぼ等しいデータの組をつくり、それらに対して $k_L Sc^{1/2} / u_{*w}$ と $u_{*w}^3 / g v_w$ の関係を調べる。図-7に、 gx / u_{*w}^2 を固定した場合の $k_L Sc^{1/2} / u_{*w}$ と $u_{*w}^3 / g v_w$ の関係を示す。実験結果から4つの gx / u_{*w}^2 に対するデータの組ができた。図中の実線は1/3乗のべき関数を実験値に適合させた際の最小2乗曲線を示す。この図より、 gx / u_{*w}^2 の値が一定のとき、 $k_L Sc^{1/2} / u_{*w}$ は $(u_{*w}^3 / g v_w)^{1/3}$ に比例することがわかる。また、 gx / u_{*w}^2 の異なる全てのデータに対して同じ関数形が適合することから、式(10)の右辺は変数分離することができ、 gx / u_{*w}^2 の関数と $u_{*w}^3 / g v_w$ の関数の積の形で表されることがわかる。

次に、 $u_{*w}^3 / g v_w$ の値が一定の場合における $k_L Sc^{1/2} / u_{*w}$ と gx / u_{*w}^2 の関係を調べる。図-8に、 $u_{*w}^3 / g v_w$ の値を0.40に固定した場合の $k_L Sc^{1/2} / u_{*w}$ と gx / u_{*w}^2 の関係を示す。それらの値は、図-7における破線と各データの組の適合曲線との交点の値として算定されている。実験値の関係は1/2乗のべき関数に適合することがわかる。従って、 $u_{*w}^3 / g v_w$ の値が一定の場合、 $k_L Sc^{1/2} / u_{*w}$ は $(gx / u_{*w}^2)^{1/2}$ に比例することが明らかとなった。

図-7, 8から、 gx / u_{*w}^2 と $u_{*w}^3 / g v_w$ に対する具体的な関数形

が決定され、無次元 k_L は次式のように示されることがわかる。

$$\frac{k_L Sc^{1/2}}{u_{*w}} = A \left(\frac{gx}{u_{*w}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{u_{*w}^3}{g v_w} \right)^{1/3} \quad (11)$$

ここで、 A は比例定数である。式(11)の吹送距離依存性を確認するために、図-7で用いたデータに対する $k_L Sc^{1/2} / [u_{*w} (gx / u_{*w}^2)^{1/2}]$ と $u_{*w}^3 / g v_w$ の関係を図-9に示す。 gx / u_{*w}^2 の異なる実験値は十分な精度で普遍表示されており、図-7と8での定量化が妥当であることがわかる。全ての実験データに対して式(11)の適合性を調べるために、図-10に $k_L Sc^{1/2} / [u_{*w} (gx / u_{*w}^2)^{1/2}]$ と $u_{*w}^3 / g v_w$ の関係を示す。この図では、実験値の吹送距離依存性は消え、一つの曲線に普遍表示されていることがわかる。図中の実線は、実験値に最も適合するように決められた無次元 k_L の評価式であり次式のように示される。

$$\frac{k_L Sc^{1/2}}{u_{*w}} = 8.84 \times 10^{-4} \left(\frac{gx}{u_{*w}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{u_{*w}^3}{g v_w} \right)^{1/3} \quad (12)$$

式(12)は無次元吹送距離 gx / u_{*w}^2 をパラメータとする評価式となっているが、Mitsuyasu¹¹⁾の吹送距離則を用いると、無次元吹送距離は波風係数 $\omega_p u_{*a} / g$ の3乗に比例する。現

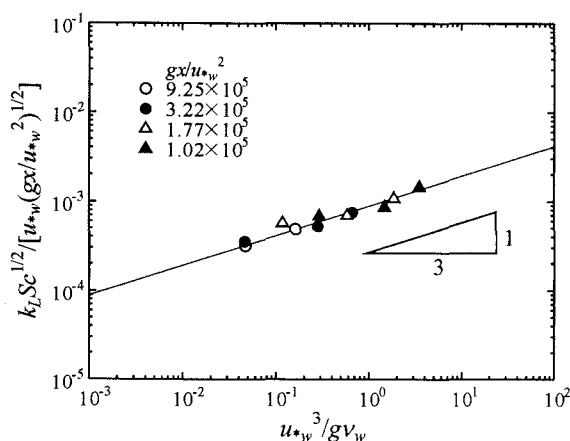


図-9 $k_L Sc^{1/2} / [u_{*w} (gx/u_{*w}^2)^{1/2}]$ と $u_{*w}^3 / g v_w$ の関係

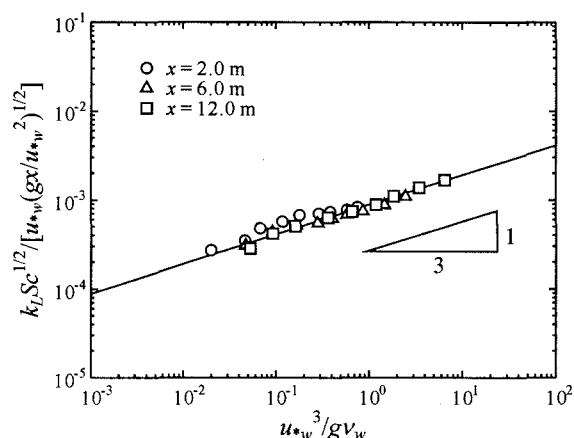


図-10 k_L の普遍表示

地では吹送距離の評価が困難であるため、現地において式(12)を用いる場合は無次元吹送距離の代わりに波風係数で実験式を表記する方が実用性が高いと思われる。

5. 結論

本研究では、吹送距離依存性を考慮した風波気液界面における二酸化炭素交換速度の評価法について検討するために、プロファイル法を用いて吹送距離ごとの CO_2 交換速度を測定した。それぞれの吹送距離における CO_2 交換速度は摩擦速度とともに増大し、同じ摩擦速度に対しては吹送距離が大きいほど交換速度も顕著に増加することが明かとなった。実験結果と次元解析に基づいて、吹送距離を考慮した交換速度のパラメタリゼーションを行った。摩擦速度で無次元化された交換速度 $k_L Sc^{1/2} / u_{*w}$ は、2つの風波パラメータ gx/u_{*w}^2 と $u_{*w}^3 / g v_w$ で規定されることが示され、 $k_L Sc^{1/2} / u_{*w} = 8.84 \times 10^{-4} (gx/u_{*w}^2)^{1/2} (u_{*w}^3 / g v_w)^{1/3}$ という無次元交換速度の評価式が得られた。この評価式は無次元表示されている上に、吹送距離をパラメータに含んでいる点でこれまでの評価式に比べてかなり進歩している。本研究の評価式は、吹送距離が12 m以下において得られたものであるが、風波の相似性を考えるとより発達した風波に対してもその適用が期待できる。今後、この評価式の現地適用性について詳しく検討していく予定である。

謝辞：本研究を行うにあたり、九州大学松永信博教授には貴重なご助言を頂きました。また実験の遂行にあたり、九州大学応用力学研究所烏谷隆助教授、丸林賢次氏、石橋道芳氏、日本環境計測(株)片山博之氏にご協力頂きました。本研究の一部は、科学研究費補助金(若手研究(B)代表者:杉原裕司、基盤研究(A)代表者:増田章、基盤研究(A)代表者:角野昇八)の援助の下で行われました。記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Zho, D., Toba, Y., Suzuki, Y. and Komori, S.: Effect of wind waves on air-sea gas exchange: proposal of an overall CO_2 transfer velocity formula as a function of breaking-wave parameter, *Tellus*, Vol. 55B, pp. 478-487, 1993.
- 2) Jähne, B., Wais, T., Memery, L., Caulliez, G., Merlivart, L., Münnich, K. O. and Contic, M.: He and Rn gas exchange experiments in the large wind-wave facility of IMST, *J. Geophys. Res.*, Vol.90, pp.11989-11997, 1985.
- 3) 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.
- 4) J. C. カイマル: 微細気象学 大気境界層の構造と観測, 光田寧, 山田道夫訳, 技報堂出版, 1993.
- 5) Weiss, R. F.: Carbon dioxide in water and seawater: The solubility of a non-ideal gas, *Mar. Chem.*, Vol. 2, pp. 203-215, 1974.
- 6) Jähne, B., Münnich, K. O., Börsinger, R., Dutzi, A., Huber, W. and Libner, P.: On the parameters influencing air-water gas exchange, *J. Geophys. Res.*, Vol.92, pp.1937-1949, 1987.
- 7) 本多忠夫, 光易 恒: 水面に及ぼす風の作用に関する実験的研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp.90-93, 1980.
- 8) Garratt, J. R.: Review of drag coefficients over oceans and continents, *Mon. Weather Rev.*, Vol.12, pp.10-15, 1977.
- 9) Amoroch, J. and DeVries, J. J.: A new evaluation of the wind stress coefficient over wavy water surface, *J. Geophys. Res.*, Vol.85, pp.433-442, 1980.
- 10) Wu, J.: Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions - A revisit, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.10, pp.727-740, 1980.
- 11) Mitsuyasu, H.: On the growth of the spectrum of wind-generated waves (I), *Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ.*, Vol. 16, pp. 459-465, 1968.

(2003. 9. 30受付)