

風波気液界面におけるガス交換係数の実験式に関する研究

杉原, 裕司
九州大学大学院総合理工学研究科大気海洋環境システム学専攻

津守, 博通
九州大学大学院総合理工学研究科大気海洋環境システム学専攻

古寺, 大悟
九州大学工学部エネルギー科学科

<https://doi.org/10.15017/16654>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 24 (1), pp.15-21, 2002-06. Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University

バージョン :

権利関係 :

風波気液界面におけるガス交換係数の実験式に関する研究

杉原 裕司*1,† · 津守 博通*2 · 古寺 大悟*3

(平成14年3月25日 受理)

An Empirical Expression for Gas Transfer Velocity at the Surface of Wind Waves

Yuji SUGIHARA, Hiromichi TSUMORI and Daigo FURUTERA

†E-mail of corresponding author: sugihara@esst.kyushu-u.ac.jp

The relationship between the gas transfer velocity k_L and turbulent characteristics at the surface of wind waves was investigated theoretically and experimentally. A dimensional analysis for k_L was made by considering the surface renewal model and the similarity law for growing wind waves in local equilibrium state. Two dimensionless parameters, $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$ and u_{*a}/c_m , were derived from the analysis, where R_B is defined by $u_{*a}^2/(\nu_a \omega_p)$, u_{*a} the air friction velocity, ω_p the spectral peak angular frequency of wind waves, ν_a the kinematic viscosity for the air and c_m the phase speed of the capillary-gravity waves. The values of k_L for the oxygen were obtained through a reaeration experiment in a laboratory wind-wave tank. An empirical expression to estimate quantitatively k_L was proposed on the basis of theoretical and experimental results. The expression shows that k_L for wind waves under the local equilibrium condition decreases in proportion to $-1/4$ power of $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$. This means that the gas transfer is dominated by turbulent eddies with the dissipation scale.

Key words : gas transfer, wind wave, surface renewal, turbulence, air-water interface

1. 緒 言

大気海洋間のガス交換機構を明らかにすることは、環境変動の予測手法を確立する上で重要である。気液界面を通してのガス交換現象は、界面での濃度差が推進力となって起こり、その交換速度はガス交換係数で表される。O₂ や CO₂ などの低溶解性のガスは主に液側抵抗支配となるので、これらの交換は液側のガス交換係数 k_L で規定される。

実際の海洋ではその表面に風波が発生しているため、従来から風波気液界面でのガス交換について様々な研究が行われてきた。風波気液界面での k_L は風速の影響を強く受けるため、海上風速あるいは気流の摩擦速度と k_L の関係がこれまで主に調べられてきた。提案された k_L の実験式は研究者ごとに大きな差異があり、またこれらの実験式のほとんどは無次元表示されていない。風波気液界面におけるガス交換は風速だけではなく、波面の状態にも依存するはずである。しかし、 k_L の実験式の多くは単なる観測結果と風速の相関式であり、大気海洋間のガスフラックスを見積もる上で問題がある。大循環モデル

(General Circulation Model: GCM) で用いられている代表的な実験式である Liss & Merlivat¹⁾ のモデルも無次元表示されておらず海上風速のみで表されている。また、この式は海面でのガス交換量を過小評価している可能性が指摘されている。

このような背景から、風波特性量を用いて k_L を普遍表示することは、実際の海洋においてガスフラックスを正確に予測する上で重要である。しかし、現在においても、どのような風波パラメータにガス交換が規定されているのかについては明らかになっておらず、 k_L のパラメタリゼーションも海洋物理学の分野で議論されている海面粗度のパラメタリゼーションと同じ状況にある。Toba & Koga²⁾ は、風波の崩壊率、海水滴の生成、白波被覆率などの砕波特性を規定する無次元量として、風波のスケールの影響を考慮した砕波パラメータ、

$$R_B \equiv \frac{u_{*a}^2}{\nu_a \omega_p} \quad (1)$$

を提唱した。ここで、 u_{*a} は気流側の摩擦速度、 ν_a は空気の動粘性係数、 ω_p は風波のピーク角周波数である。 R_B を用いた k_L の実験式として、Zhao et al.³⁾ は $k_L = 0.072 R_B^{0.67}$ を提案しているが、これもまた無次元表示されておらず、従来の問題を含んでいる。

*1 大気海洋環境システム学専攻

*2 大気海洋環境システム学専攻修士課程

*3 工学部エネルギー科学科

本研究では、表面更新理論と風波の局所平衡仮説に基づく次元解析によりガス交換係数 k_L を規定する風波パラメータを導出する。また、風洞水槽実験を行い、 k_L と風波乱流特性量の関係について検討する。さらに、理論解析と実験結果に基づいて、風波気液界面における k_L のパラメタリゼーションを行う。

2. ガス交換係数の次元解析

風波気液界面におけるガス交換係数 k_L の次元解析を行う。風波気液界面では、水面に波が存在し、気流からも風応力を受けているため、複雑な乱流場が形成されている。しかし、乱流の統計平均量に着目すると風波下の乱流境界層は固体粗面上のそれとよく類似しているという実験結果が示されている（例えば、光易・草場⁴⁾、Cheung & Street⁵⁾、Yoshikawa et al.⁶⁾、Thais & Magnaudet⁷⁾）。このことから、風波乱流場を特徴づける速度スケールや長さスケールを用いることで、風波気液界面でのガス交換モデルとして表面更新理論の適用が期待できる。実際、Komori et al.⁸⁾ は、表面更新理論に基づいて実験結果から風波気液界面での k_L の定式化を試みている。そこで本研究においても表面更新理論に基づく k_L の次元解析を行う。

ガス交換係数 k_L は次のような物理量に依存するものとする。

$$k_L = f(D, u_{*w}, c_m, l) \quad (2)$$

ここで、 D は溶存ガスの分子拡散係数、 u_{*w} は水側の摩擦速度、 c_m は表面張力重力波の波速 $c_m = (4g\gamma)^{1/4}$ 、 l は表面更新渦の長さスケールを示す。ただし、 g は重力加速度、 γ は表面張力係数であり、 l と表面更新率 f_L の間には次の関係があるものとする。

$$f_L = \frac{u_{*w}}{l} \quad (3)$$

なお、ここで表面張力重力波の波速を導入する理由は、 k_L が波面勾配の変動強度 $\nabla\eta^2$ でよく相関でき、 $\nabla\eta^2$ は表面張力重力波の特性量で記述できるという実験事実による。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。

$$\frac{k_L}{u_{*w}} = f\left(\frac{u_{*w}}{c_m}, \frac{D}{u_{*w}l}\right) \quad (4)$$

風波気液界面のガス交換が表面更新理論 ($k_L \propto \sqrt{D}$) に従うものと仮定すると、式 (4) は次式のようになる。

$$\frac{k_L}{u_{*w}} = F\left(\frac{u_{*w}}{c_m}\right) \sqrt{\frac{D}{u_{*w}l}} \quad (5)$$

シュミット数 $Sc = \nu_w/D$ (ν_w : 水の動粘性係数) を用いて式 (5) を書き換えると次式が得られる。

$$\frac{k_L Sc^{1/2}}{u_{*w}} = F\left(\frac{u_{*w}}{c_m}\right) \sqrt{\frac{\nu_w}{u_{*w}l}} \quad (6)$$

一般に高レイノルズ数の乱流場におけるガス交換ではマイクロスケールの乱流渦 (small eddy) が支配的であることから、十分発達した風波下の乱流も同様にマイクロスケールの乱流渦に支配されるものと仮定する。このことから small-eddy model を適用すると、表面更新率 f_L は次式のように表される。

$$f_L \propto \sqrt{\frac{\varepsilon_S}{\nu_w}} \quad (7)$$

ここで、 ε_S は水表面近傍の乱れエネルギー散逸率である。風波が存在する水表面近傍の乱れエネルギー散逸率 ε_S について、Terray et al.⁹⁾、Drennan et al.¹⁰⁾ は、現地観測データ等に基づいて次式のように定量化できることを示した。

$$\varepsilon_S = \frac{\tau_a \bar{c}}{\rho_w H_s} \approx \frac{u_{*w}^2 \bar{c}}{H_s} \quad (8)$$

ここで、 τ_a 、 H_s はそれぞれ水表面に作用するせん断応力、風波の有義波高である。 \bar{c} は、風から波へのエネルギー入力と結びついた特性速度であり、ピーク波の波速 c_p の半分に等しい (Terray et al.⁹⁾)。

$$\bar{c} \approx \frac{c_p}{2} \quad (9)$$

また、式 (8) では、次式のように気流側のせん断応力と水側のせん断応力の連続性を仮定している。

$$\tau_a \equiv \rho_a u_{*a}^2 \approx \rho_w u_{*w}^2 \quad (10)$$

ただし、 ρ_a 、 ρ_w はそれぞれ空気、水の密度である。式 (3)、(7)、(8) より、式 (6) 中の $u_{*w}l/\nu_w$ は以下のように表される。

$$\frac{u_{*w}l}{\nu_w} \approx \sqrt{\frac{u_{*w}^2 H_s}{\nu_w \bar{c}}} \approx \sqrt{2 \frac{u_{*w}^2 H_s}{\nu_w c_p}} \quad (11)$$

さらに、風波の局所平衡仮説を用いて式 (11) を書き換える。局所平衡仮説とは、実際には風波は fetch とともに変化するが、その場、その場においては風と風波とが力学的に平衡状態にあるという仮説である。局所平衡状態の風波では、風波のエネルギー E が次のようなパラメータで規定されていると考える。

$$E = f(u_{*a}, g, \omega_p) \quad (12)$$

次元解析から、式 (12) は次式のように無次元表示される。

$$\frac{E\omega_p^4}{g^2} = f\left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g}\right) \quad (13)$$

従来の研究から、水槽の風波から外洋の風波まで、幅広いスケールの風波において、式 (13) の相似則として次式のような関係が支持されている (Toba¹¹⁾)。

$$\frac{g\sqrt{E}}{u_{*a}^2} \propto \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g}\right)^{-\frac{3}{2}} \quad (14)$$

この式は、鳥羽の3/2乗則と呼ばれている。 $H_s \propto \sqrt{E}$ の関係があるため、式(11)は、式(14)を用いて次式のように変換できる。

$$\frac{u_{*w}l}{\nu_w} \propto \sqrt{2 \frac{u_{*w}^2}{\nu_w c_p} \frac{g}{\omega_p^2} \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (15)$$

ここで、重力波の分散関係式 $\omega_p^2 = gk_p$ (k_p : 風波のピーク波数) から、 c_p は次式のように表される。

$$c_p = \frac{g}{\omega_p} \quad (16)$$

これを式(15)に代入すると、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{u_{*w}l}{\nu_w} &\propto \sqrt{2 \left(\frac{u_{*w}}{u_{*a}} \right)^2 \left(\frac{\nu_a}{\nu_w} \right) \frac{u_{*a}^2}{\nu_a \omega_p} \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}}} \\ &\propto \sqrt{R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (17)$$

ここで、 u_{*w}/u_{*a} および ν_a/ν_w は一定としている。 R_B は砕波パラメータである。また、 $\omega_p u_{*a}/g$ は波齢 ($\equiv c_p/u_{*a}$) の逆数であり、波風係数と呼ばれている。式(17)を式(6)に代入し、 u_{*w} を u_{*a} に変換すれば、最終的に k_L の無次元形として次式が得られる。

$$\frac{k_L S c^{\frac{1}{2}}}{u_{*a}} = \phi \left(\frac{u_{*a}}{c_m} \right) \left\{ R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^{-\frac{1}{4}} \quad (18)$$

したがって、式(18)中の関数 ϕ を決定すれば、ガス交換係数の実験式を得ることができる。以下、風洞水槽の実験結果からガス交換係数と風波乱流特性量の関係を明らかにし、式(18)に基づくガス交換係数のパラメタリゼーションを行う。

3. 実験方法およびデータ解析

Fig. 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 6.2 m、高さ 0.46 m、幅 0.15 m の矩形断面を有する小型の風洞水槽を用いた。実験の全ケースにおいて水深を 0.20 m に固定し、送風により風波を発生させた。Table 1 に実験条件を示す。ここで、 U_∞ は境界層外縁の風速、 u_{*a} 、 u_{*w} はそれぞれ気流側および水側の摩擦速度である。 H_s 、 T_s はそれぞれ風波の有義波高、有義波周期であり、 η は水面変動の rms 値である。風速の測定にはベーン式風速計を使用し、波高および水中流速の測定には容量式波高計と 2 次元のレーザー流速計 (LDV) を用いた。また、本実験ではトレーサースガスとして O_2 を用い、表中の k_L は 20°C に温度補正したガス交換係数である。全ての測定は吹送距離 3.5 m の位置で行った。

風速分布は、ベーン式風速計を用いて、水面近傍から 0.15 m の範囲にわたって計測された。本研究においては、水面から離れて平均風速がほぼ一定となった高さでの値

を境界層外縁の風速 U_∞ としている。摩擦速度の算定にはプロファイル法を用いた。水面近傍の境界層内の風速の鉛直分布が対数分布を示すと仮定して、最小二乗法により、気流側の摩擦速度 u_{*a} を算出した。また、界面において気流側と水側のせん断応力が連続すると仮定して、式(10)を用いて水側の u_{*w} を算出した。波高計の出力信号は、サンプリング周波数 100 Hz で AD 変換され、16,384 個のデータをデジタルレコーダーに記録した。また、水中での流速測定では、各実験条件ごとにレーザーが空気中に出ないようできるだけ水面に近づけて計測し、水深 8.0 cm までは水深方向に 0.5 cm 間隔で、水深 8.0 cm からは 1.0 cm 間隔で計測した。流速測定のサンプリング周波数は 100 Hz で、32,768 個のデータを取得した。

k_L の測定には、トレーサースガスとして O_2 を用いた。水中の溶存酸素濃度 (DO) の測定には、ガルバニ電極式の DO メーターを用いた。あらかじめ窒素ガスを曝気することにより、水槽内の DO を 2 ~ 3 mg/l 程度まで低下させて、DO の復元する時間変化をセンサーにより測定した。サンプリング周波数 2 Hz で AD 変換され、デジタルレコーダーにデータを記録した。また、DO メーターの値を検定するためにセンサー付近で採水を行い、ウィンクラー法による DO 滴定も行った。 k_L は、濃度 $C(t)$ の拡散方程式を水槽全体で積分して得られた次式から算出された。

$$-\ln D_* = k_L \frac{A}{V} (t - t_0) \quad (19)$$

ここで、 A は気液界面の面積、 V は水の容積である。また、 D_* は次のように表される規格化濃度である。

$$D_* = \frac{C(t) - C_S}{C(t_0) - C_S} \quad (20)$$

ここで、 C_S は飽和濃度、 $C(t_0)$ は計測開始時刻 t_0 の濃度である。また、ガス交換係数は温度にも依存するため、実験により求めた k_L は、次式を用いて 20°C の値 k_{L20} に補正した。

$$k_L = k_{L20} \alpha^{(T-20)}, \quad \alpha = 1.0241 \quad (21)$$

Fig. 2 に D_* の時間変化を示す。図中の直線は最小二乗法により求めた近似直線であり、この直線の勾配を用いて式(19)から k_L を算定した。この図からわかるように、時間とともに規格化濃度は増加しており、また風速が増大するにつれてガス交換が促進されていることがわかる。

4. 実験結果および考察

Fig. 3 に k_L と u_{*a} の関係を示す。本実験結果とともに、図中には Komori et al.⁸⁾、Nakayama¹²⁾ および嶋田他¹³⁾ のデータもプロットされている。Komori et al.⁸⁾、嶋田他¹³⁾ はトレーサースガスとして CO_2 を、Nakayama¹²⁾ は O_2 を用いている。また、嶋田他¹³⁾ は塩水の実験結果である。 u_{*a} が小さいとき、すなわち水面はまだ波立っ

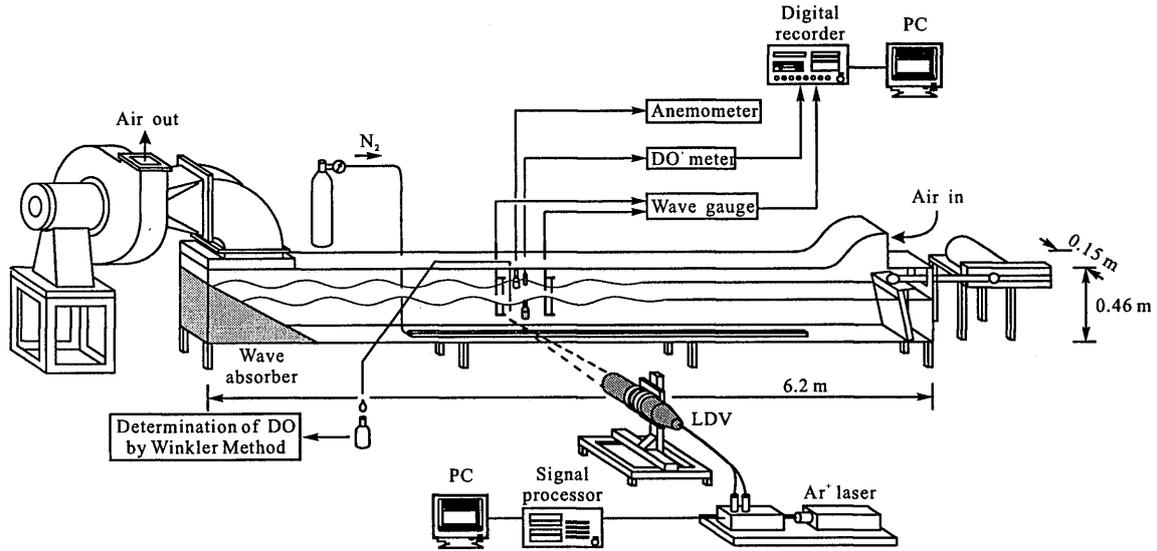


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus.

Table 1 Experimental parameters.

Run	U_∞ (m/s)	u_{*a} (m/s)	u_{*w} (m/s)	H_s (cm)	T_s (s)	η (cm)	ω_p (s ⁻¹)	R_B	$\omega_p u_{*a}/g$	k_L (m/s)
1	6.71	0.253	8.80×10^{-3}	0.989	0.246	0.279	25.4	1.78×10^2	0.656	6.53×10^{-5}
2	7.68	0.316	1.10×10^{-2}	1.29	0.271	0.369	22.8	2.95×10^2	0.735	9.36×10^{-5}
3	8.35	0.368	1.28×10^{-2}	1.73	0.302	0.484	20.4	4.51×10^2	0.767	9.74×10^{-5}
4	9.20	0.377	1.31×10^{-2}	2.07	0.321	0.575	19.6	4.94×10^2	0.752	1.30×10^{-4}
5	10.4	0.492	1.71×10^{-2}	2.23	0.335	0.629	18.3	8.92×10^2	0.919	1.56×10^{-4}
6	11.3	0.605	2.10×10^{-2}	2.71	0.365	0.759	17.5	1.45×10^3	1.08	1.76×10^{-4}
7	12.0	0.658	2.28×10^{-2}	3.27	0.373	0.915	16.4	1.81×10^3	1.10	1.89×10^{-4}
8	13.0	0.819	2.84×10^{-2}	3.64	0.407	0.997	15.4	2.95×10^3	1.29	2.58×10^{-4}
9	14.1	0.943	3.27×10^{-2}	3.99	0.419	1.10	14.7	4.12×10^3	1.42	2.35×10^{-4}

ておらず界面が滑面状態であるときは、 k_L/u_{*a} はほとんど変化しないと考えられる。しかし、 u_{*a} が徐々に大きくなるにつれ、表面張力波が発生し、さらに風波が発達してくるとそれに伴い k_L も増加していく。図中で言うと、 $u_{*a} \approx 0.3$ m/s 付近までの現象が、これに相当すると考えられる。しかし、ある程度風波が発達すると、 k_L の増加率は小さくなり飽和する傾向にある。さらに u_{*a} が大きくなると、 k_L は再び増加する傾向がある。 k_L の再増加は、砕波による界面の崩壊、気泡の発生等によってガス交換が再促進されるためと考えられる。これらの挙動はトレーサーガスや流体の種類によらないことがわかる。

次に、 k_L を規定している乱流の特性長について考察する。平均せん断流が存在しない振動格子乱流場の表面更新渦の長さスケールはテイラーの微分長さスケールを用いて表すことができた¹⁴⁾。同様に、十分に発達した風波乱流場においても、界面の表面更新渦は微分長さスケールで特徴づけられるものとする。しかし本実験の流速測定は点計測であるため、微分長さスケールを直接算出することはできない。そこでテイラーの凍結仮説に基づ

いて、乱れによる変動は水表面近傍の水平平均流速 U_s に乗って流されていると見なし、水平方向の微分長さスケール λ を次式から算出した。

$$\lambda = U_s \tau_E \quad (22)$$

ここで、 τ_E は水表面近傍の水平方向の微分時間スケールであり、 u'_t の時系列データから次式を用いて算出した。

$$\tau_E = \left\{ \frac{2\overline{u_t'^2}}{(\partial u_t'/\partial t)^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (23)$$

ここで、 u'_t は水平方向の流速変動 u' にバンドパスフィルターをかけ、それを通過した成分を風波の波動成分 u'_w とし、 u' と u'_w の差を u'_t とした乱れの成分である。さて、等方性乱流の場合、エネルギー散逸率 ϵ_S と微分長さスケール λ の間には次のような関係がある。

$$\epsilon_S = 15\nu_w \frac{u_{rms}^2}{\lambda^2} \quad (24)$$

また、流速計測の結果から水表面近傍では、ほぼ次のよ

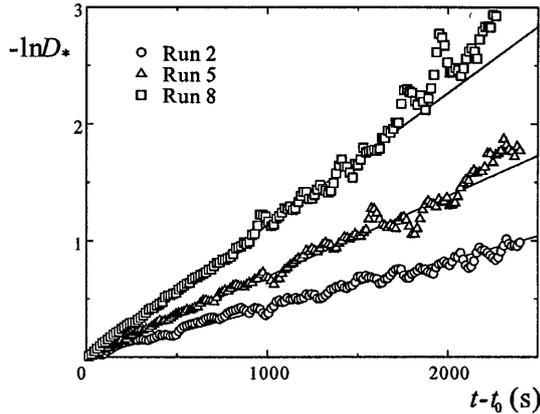


Fig. 2 Time variation of normalized DO.

うな関係が成立した。

$$\frac{\sqrt{w_t'^2}}{u_{*w}} \approx 3.0, \quad \frac{\sqrt{w_t'^2}}{u_{*w}} \approx 2.0 \quad (25)$$

ここで、 w_t' は鉛直方向の乱れの成分である。ここで、両者の中間をとって、乱れ強度 $u_{rms} \approx 2.5u_{*w}$ とすると、式(24)は次式のようになる。

$$\varepsilon_S \approx 15\nu_w \frac{(2.5u_{*w})^2}{\lambda^2} \quad (26)$$

また、式(3)、式(7)から次の関係があるものとする。

$$\frac{u_{*w}}{l} \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_S}{\nu_w}} \quad (27)$$

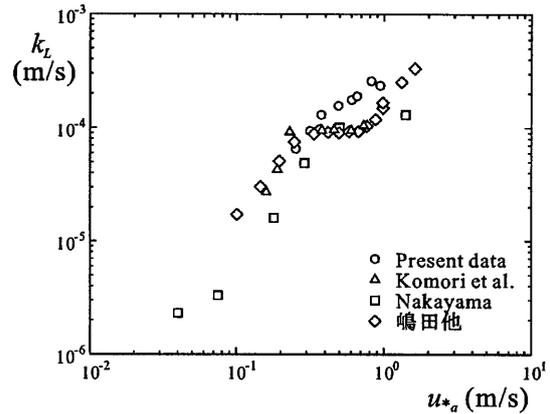
式(27)に式(26)を代入すると、 l と λ の間には次式のような関係が成り立つことがわかる。

$$l \approx 0.1\lambda \quad (28)$$

以上のように、 λ から l を算出することができる。式(28)の係数0.1はある程度の目安であり、実際にはKomori et al.⁸⁾の表面更新渦のスケールと λ がよく一致する係数値を用いた。その値は0.105であった。このようにして求めた l を用いて、2節で導いた式(17)の関係を確認する。Fig. 4に $u_{*w}l/\nu_w$ と $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$ の関係を示す。この図より、比較的高風速の条件では両者の間に式(17)の関係が成立していることがわかる。このことは、本研究のパラメタリゼーションが妥当であることを示唆している。本来、式(17)は局所平衡が成立する領域で有効であるが、ここでは $u_{*w}l/\nu_w$ を広範囲の $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$ に対して次式のように近似する。

$$\frac{u_{*w}l}{\nu_w} = \left\{ 1 + 0.021R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (29)$$

式(29)は $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2} \rightarrow 0$ の時、つまり風波が無視できるような滑面的な吹送流場では $l \sim \nu_w/u_{*w}$ で表

Fig. 3 Dependence of k_L on u_{*a} .

され、これはもつともらしい結果となっている。式(3)の定義より、表面更新率 f_L は式(29)を用いて次式のように表される。

$$\frac{f_L \nu_w}{u_{*w}^2} = \left\{ 1 + 0.021R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (30)$$

Fig. 5に $f_L \nu_w/u_{*w}^2$ と $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$ の関係を示す。当然のことながら、Fig. 4と同様に実験結果は式(30)でよく近似できている。

Fig. 6は、次元解析に基づいて規格化された k_L と風波気液界面のガス交換を規定するパラメータ $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$ の関係を示す。図中の破線は、実験結果に適合するように描かれたfitting curveである。この図から、無次元化されたガス交換係数の挙動は、まず単調に増加してピークに達し、それを過ぎると減少していき、また再び増加する傾向にあることがわかる。次元量で見たFig. 3で言うと、波の発達段階に当たる領域がFig. 6の単調増加部分に相当し、飽和して k_L が一定となる領域が、Fig. 6の減少領域に相当する。また、この段階の規格化では、各データのピークに対応する $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$ の値が一致していないことがわかる。また、ピークを過ぎた後は、 k_L は $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$ の $-1/4$ 乗に比例しているように見える。これは、式(18)の挙動と一致しており、このことは、風波気液界面でのガス交換がsmall-eddy modelに従うことを示唆している。

式(29)を式(18)に代入すると次式となる。

$$\frac{k_L Sc^{\frac{1}{2}}}{u_{*a}} = \phi \left(\frac{u_{*a}}{c_m} \right) \left\{ 1 + 0.021R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^{-\frac{1}{4}} \quad (31)$$

関数 $\phi(u_{*a}/c_m)$ の具体的な形がわからなければ、 k_L の実験式を示すことはできない。よって、式(31)において、両辺を $\{1 + 0.021R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}\}^{-1/4}$ で割って、右辺を $\phi(u_{*a}/c_m)$ のみの式にし、 ϕ の関数形を明らかにする。Fig. 7に $k_L Sc^{1/2}/[u_{*a}\{1 + 0.021R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}\}^{-1/4}]$

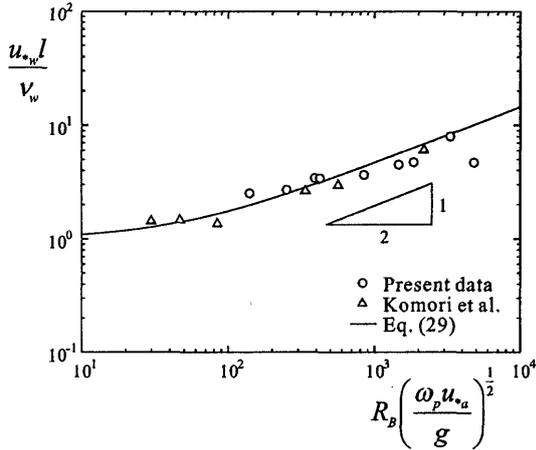


Fig. 4 Relation between $u_{*w}l/\nu_w$ and $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$.

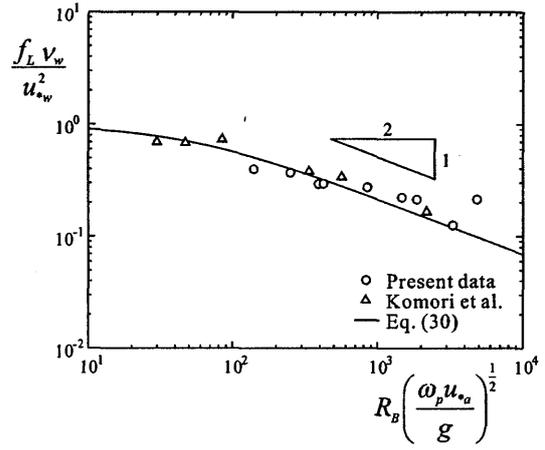


Fig. 5 Relation between $f_L \nu_w / u_{*w}^2$ and $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$.

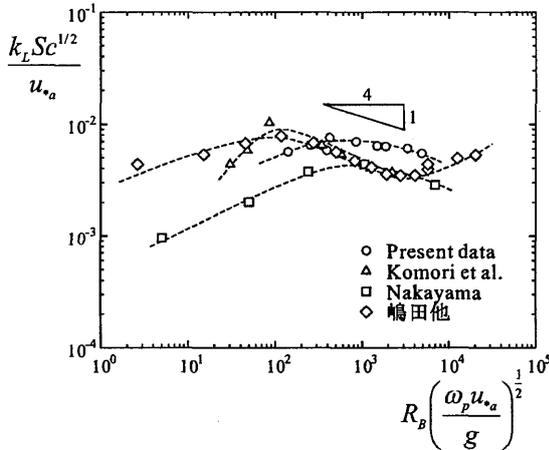


Fig. 6 Dependence of $k_L S c^{1/2} / u_{*a}$ on $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$.

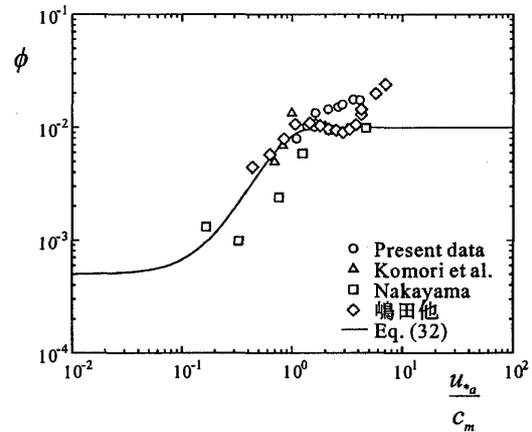


Fig. 7 Relation between ϕ and u_{*a}/c_m .

と u_{*a}/c_m の関係を示す。ここで、 u_{*a}/c_m は表面張力重力波の波風係数に相当する。この無次元化によって、Fig. 6 で見たピークが $u_{*a}/c_m \approx 1$ の位置でほぼ一つに普遍表示されることがわかる。このことから、Fig. 6 で見られた無次元 k_L のピークは、表面張力重力波に関係するものと結論づけられる。つまり $u_{*a}/c_m \approx 1$ を境にして、 $u_{*a}/c_m < 1$ の領域では、表面張力波が卓越し、 $u_{*a}/c_m > 1$ の領域では重力波の作用が卓越するものと考えられる。図中の実線は、実験結果に合うように決めた実験式で、本研究では ϕ を次式のような関数で表した。

$$\phi = a \left[1 - b \exp \left\{ -c \left(\frac{u_{*a}}{c_m} \right)^2 \right\} \right] \quad (32)$$

ここで、 a 、 b および c は定数である。実験値に最もよく適合する値は、 $a = 0.01$ 、 $b = 0.95$ 、 $c = 1.8$ であった。

ϕ の関数形が確定したことにより、無次元表示された

ガス交換係数 k_L の実験式は以下ようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{k_L S c^{1/2}}{u_{*a} \phi} &= \left\{ 1 + 0.021 R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{1/2} \right\}^{-1/4} \\ \phi &= 0.01 \left[1 - 0.95 \exp \left\{ -1.8 \left(\frac{u_{*a}}{c_m} \right)^2 \right\} \right] \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Fig. 8 に $k_L S c^{1/2} / u_{*a} \phi$ と $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$ の関係を示す。図中の実験データは、式 (33) の ϕ の実験式を用いて再規格化されている。また、図中の実線は式 (33) を表している。この図から、本研究の理論解析から求めた実験式 (33) は、実験結果とよく一致していることがわかる。また、この実験式は高風速側では、 $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$ の $-1/4$ 乗に比例して減衰していることがわかる。 $-1/4$ 乗に比例して減衰する領域は、Fig. 7 において $u_{*a}/c_m \geq 1$ ($\phi \approx 0.01$) となる領域である。このことから、風速が増大し、表面張力波から重力波へと変化し水面近傍の乱流が強化されると、風波気液界面ではマイクロスケール

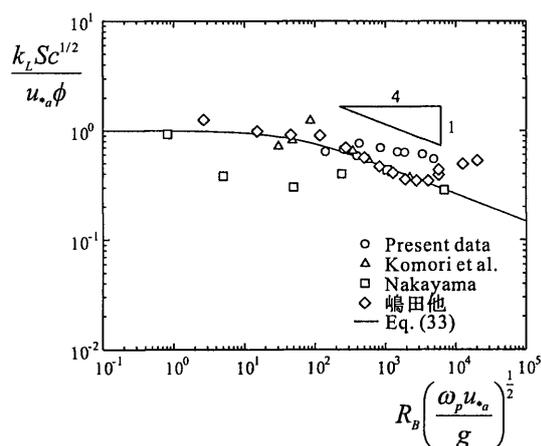


Fig. 8 Relation between $k_L Sc^{1/2} / u_{*a} \phi$ and $R_B (\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$.

の small eddy が支配的となり、この渦に界面でのガス交換が支配されるものと思われる。また、風波気液界面でのガス交換係数を規定している $R_B (\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ というパラメータは、砕波パラメータ R_B を波風係数 $\omega_p u_{*a} / g$ で補正したものである。この $R_B (\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ は、風波によって引き起こされる他の現象、例えば白波被覆率などにも適用可能であると考えられる。

5. 結 言

本研究では、シアが作用する風波気液界面でのガス交換機構を明らかにするために、LDVを用いた水表面近傍の流速計測、風波の波浪計測、そして O_2 をトレーサガスとする k_L の測定を行った。風波気液界面の k_L が small-eddy model に従うものと考え、得られた実験結果を用いて k_L のパラメタリゼーションを行った。風波気液界面の k_L は、砕波パラメータと波風係数の平方根の積でつくられる無次元量 $R_B (\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ と摩擦速度と表面張力重力波の波速の比で表される無次元量 u_{*a} / c_m に規定されていることを示した。また、風波がある程度成長した領域においては、 k_L は $R_B (\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の $-1/4$ 乗に比例して減衰することがわかった。このことは、この領域でのガス交換が small-eddy model で表されることを示している。

謝 辞

本研究を行うにあたり、九州大学助教授松永信博先生にご助言を頂きました。本研究の一部は、平成12年度総

理工奨励研究費および平成13年度科学研究費補助金の援助の下で行われたものです。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Liss, P. S. and Merlivat, L.: Air-sea gas exchange rates: introduction and synthesis, *The Role of Air-Sea Exchange in Geochemical Cycling*, pp. 113-127, D. Ridel, 1986.
- 2) Toba, Y. and Koga, M.: A parameter describing overall conditions of wave breaking, whitecapping, sea-spray production and wind stress, *Oceanic Whitecaps*, pp. 37-47, D. Ridel, 1986.
- 3) Zhao, 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, *Proc. of 6th International Carbon Dioxide Conference*, 2001.
- 4) 光易恒, 草場忠夫: 大気海洋間の運動量交換 (2), 九州大学応用力学研究所所報, 第66号, pp. 21-35, 1988.
- 5) Cheung, T. K. and Street, R. L.: The turbulent layer in the water at an air-water interface, *J. Fluid Mech.*, Vol. 194, pp. 133-151, 1988.
- 6) Yoshikawa, I., Kawamura, H., Okuda, K. and Toba, Y.: Turbulent structure in water under laboratory wind waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 44, pp. 143-156, 1988.
- 7) Thais, L. and Magnaudet, J.: Turbulent structure beneath surface gravity waves sheared by the wind, *J. Fluid Mech.*, Vol. 328, pp. 313-344, 1996.
- 8) 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.
- 9) Terray, E. A., Donelan, M. A., Agrawal, Y. C., Drennan W. M., Kahma, K. K., Williams III, A. J., Hwang, P. A. and Kitaigorodskii, S. A.: Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 26, pp. 792-807, 1996.
- 10) Drennan W. M., Donelan, M. A., Terray, E. A. and Katsaros, K. B.: Oceanic turbulence dissipation measurements in SWADE, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 26, pp. 808-815, 1996.
- 11) Toba, Y.: Local balance in the air-sea boundary processes I. On the growth process of wind waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 28, pp.109-120, 1972.
- 12) Nakayama, T.: *Turbulence and coherent structures across air-water interface and relationship with gas transfer*, Ph.D thesis, Kyoto University, 2000.
- 13) 嶋田隆司, 三角隆太, 小森悟: 気液界面を通しての炭酸ガスの物質移動係数に及ぼす海水の効果, 日本機械学会論文集 (B編), 64巻, 621号, pp.1470-1477, 1998.
- 14) 杉原裕司, 津守博通: 気液界面における表面更新乱流の特性, 水工学論文集, 第46巻, pp.529-534, 2002.