風波乱流場での物質移動に及ぼす飛散液滴の影響*

杉岡 健一^{*1}, 小森 悟^{*1}The Effects of Droplets on Mass Transfer in Wind-Driven Turbulence
with Breaking WavesKen-ichi SUGIOKA and Satoru KOMORI^{*2}^{*2} Department of Mechanical Engineering and Advanced Institute
of Fluid Science and Engineering, Kyoto University,
Yoshidahonmachi, Sakyo-ku, Kyoto-shi, Kyoto, 606-8501 Japan

The effects of dispersed droplets on mass transfer across the air-water interface with breaking waves were experimentally and numerically investigated. The diameter, velocity and horizontal flux of droplets were measured using a phase Doppler anemometer. The results show that the horizontal flux of droplets has an universal size distribution independent of wind speed and height, and that the horizontal flux of droplets increases in proportion to the 8th power of friction velocity. In addition, the mass transfer across the air-water interface of a single droplet was estimated by means of a direct numerical simulation (DNS). The DNS shows that the contribution of dispersed droplets to the total mass transfer across air-water interface with breaking wave is about 0.3%.

Key Words: Mass Transfer, Sea Spray, Breaking Wave, Air-water Interface

1. 緒 言

近年話題となっている地球温暖化の主な原因として、化石燃料の大量消費に伴う大気中の二酸化炭素 (CO₂) 濃度の上昇が挙げられる。地球温暖化を正確に予測するためには地球規模での CO₂ の循環機構を解明し、高精度の予測モデルを開発することがきわめて重要である。しかし、地球規模での CO₂ の循環システムが非常に複雑であり、その正確なモデル化が行われていないため、地球規模での CO₂ 循環量の予測において、CO₂ の放出量と吸収量の収支が大気中に蓄積する CO₂ 量と合わないという問題が生じている。その原因の一つとして、地球の表面積の約 7 割を占める海洋と大気間での CO₂ の交換量が正確に評価されていないことが挙げられる。

大気・海洋間、すなわち風波気液界面を通しての物質移動速度を評価する試みの中で、風速が大きくなり風波界面が崩壊する砕波域と呼ばれる領域での物質移動速度が、砕波していない状態と比較して急激に上昇する傾向があることが明らかにされている⁽¹⁾⁽²⁾。砕波域で物質移動速度が急増する要因として、砕波によって生じる気泡の巻き込みや液滴の飛散現象などが挙げ

られる。Komori & Misumi⁽³⁾により気泡の巻き込みは風波気液界面全体における物質移動に対する寄与が最大でも 7% 程度しかないことが明らかにされている。しかし、砕波によって生じる飛散液滴が風波気液界面全体における物質移動に対してどれほど寄与するのは、従来の研究でも明らかにされていない。そこで、本研究では砕波域における飛散液滴が物質移動に及ぼす影響を明らかにすることを目的とする。

物質移動に関して飛散する液滴の寄与を明らかにするためには、単一液滴に対する物質移動量と風波乱流場を飛散する液滴の数密度が必要となる。また、単一液滴に対する物質移動量は液滴の挙動に関係すると予想される。これらの情報を得るためには、砕波によって生じる液滴の径、速度、気流との相対速度、数密度等を計測することが必要となる。しかし、これまでの海洋観測^{(4)~(7)}や風波乱流水槽を用いた研究^{(8)~(11)}では正確な測定が行われておらず、飛散液滴に関する諸特性は大きくばらついており、完全には把握されていない。また、数密度は飛散量と液滴の速度により算出できるが、Toba⁽⁸⁾や Lai & Shemdin⁽⁹⁾は気流の流速を液滴の速度とし、Koga & Toba⁽¹¹⁾は液滴の速度を簡単なモデルで与えており、飛散液滴の速度を実際に測定して与えてはいない。そこで、本研究では砕波により生じる飛散液滴の諸量を定量的に評価するため、

* 原稿受付 2004 年 2 月 20 日。

^{*1} 正員、京都大学大学院工学研究科(〒606-8501 京都市左京区吉田本町)。

E-mail: komori@mech.kyoto-u.ac.jp

海洋のシミュレーション装置である風波乱流水槽を用いた室内実験を行った。また、単一液滴に対する物質移動量を明らかにするために直接数値計算法 (DNS) による数値計算を行った。それらの知見を用いて、風波乱流場の物質移動に及ぼす飛散液滴の影響を明らかにした。

2. おもな記号

- A : 液滴の表面積
- C : 物質濃度
- C_D : 抗力係数
- d : 液滴の直径
- D_L : 物質の分子拡散係数
- F : 液滴の飛散量
- f : 飛散液滴の径に対する確率密度
- H_s : 有義波高
- k_L : 物質移動係数
- N : 液滴の総数
- p : 圧力
- Q : 物質移動量
- Re_p : 粒子レイノルズ数 ($= \frac{U_c d}{\nu_f}$)
- Sc : シュミット数 ($= \frac{\nu}{D_L}$)
- Sh : シャーウッド数 ($= \frac{k_L d}{D_L}$)
- U : 主流方向速度
- U_c : 流体と液滴の相対速度
- U_∞ : 気流の一樣流速
- u^* : 摩擦速度
- z : 静水面からの鉛直方向距離
- κ : Karman 定数
- ν : 動粘性係数
- ρ : 密度
- μ : 粘性係数
- τ : せん断応力

3. 崩壊する風波気液界面上の液滴の飛散機構

3.1 実験装置および実験方法 図 1 に実験に用いた風波乱流水槽および測定システムの概略図を示す。風波乱流水槽の全長は 10 m であり、ガラス製のテストセクション部分は全長 6.5 m、全幅 0.3 m、全高 0.8 m で、槽底における壁乱流が気液界面に及ぼす影響を防ぐために液深を 0.5 m と十分深くした。風洞ファンから排出される空気を 3 枚の整流スクリーンおよびハニカムで整流した後、水槽内の気液界面上の 0.3 m $\times$ 0.3 m の正方形ダクト内に流し、風波を発生させた。一樣流速 $U_\infty=14\text{m/s}$ 以上の高風速域において風波が激しく崩壊し、液流側への気泡の巻き込

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental apparatus.

Fig. 2 Vertical distributions of the mean wind speed.

Table 1 Experimental conditions.

U_∞ (m/s)	u^* (m/s)	H_s (cm)
14.5	1.33	5.20
15.5	1.46	5.42
16.5	1.60	5.45

み、気流側への液滴の飛散が観察された。本研究では、この高風速域において実験を行った。風波乱流水槽内の気流の時間平均流速をピトー管と沈鐘式精密微差圧計 (柴田科学 (株) ISP-350) を用いて、気側に飛散する液滴の径 d 、速度 U_d 、飛散量 F を 2 カラー Ar⁺ レーザ (LEXEL model95-2: 波長 448.0nm, 514.5nm; 出力 0.3 W) を光源とした位相ドップラ方式粒子計測計 (PDA:DANTEC 58N80-SYSTEM) を用いて測定した。本実験では測定位置を吹送距離 x が水槽の入口 ($x = 0$ m) から 5 m、静水面からの鉛直方向距離 $z = 0.06 \sim 0.15\text{m}$ の位置とした。

実験条件として碎波が起り、液滴の飛散現象が見られる気流の一樣流速 $U_\infty=14.5, 15.5, 16.5\text{m/s}$ の 3 風速の場合に対して実験を行った。各一樣流速 U_∞ に対する時間平均流速 U_f の鉛直方向分布を図 2 に各一樣流速 U_∞ に対する摩擦速度 u^* および有義波高 H_s を表 1 に示す。

3.2 結果および考察 図 3 に $U_\infty=14.5\text{m/s}$ での液滴の速度 U_d と液滴径 d の関係を示す。縦軸は各

Fig. 3 Size distributions of the droplet velocity normalized by wind velocity, U_d/U_f , at $U_\infty=14.5\text{m/s}$.

Fig. 4 Size distributions of the relative velocity between wind and droplet normalized by wind velocity, U_c/U_f , at $U_\infty=14.5\text{m/s}$.

測定点での時間平均流速 U_f で無次元化した。図3から、 U_d/U_f は液滴径 d が大きくなると減少すること、測定値はばらついているものの測定点によらずほぼ同一の関数形で与えられることがわかる。図4に液滴と気流の相対速度 U_c と液滴径 d の関係を示す。縦軸は相対速度を図3と同様に各測定点での風速 U_f で無次元化したものを示す。図4から、 U_c/U_f もばらつきは大きいが測定点によらずに同一の関数形で表されることがわかる。また、 U_c/U_f はほぼ $d^{0.8}$ に従い増加することがわかる。図を省略するが、この結果は風速を変化させても同様であった。これらの結果から、相対速度に基づく液滴の粒子レイノルズ数 Re_p は U_f と d 、空気の動粘性係数 ν_f を用いて実験的に

$$Re_p = 200 \times U_f d^{1.8} / \nu_f \quad \dots\dots\dots (1)$$

で与えられる。

図5(a)に有義波高で無次元化された鉛直方向距離 $z/H_s=1.35$ において風速を変化させた場合での、図5(b)に $U_\infty=14.5\text{m/s}$ で位置を変化させた場合での飛散液滴の径の分布 $f(d)$ を示す。これらの図から、 $f(d)$ は風速、鉛直方向位置を変化させても、近似的に同一

(a)

(b)

Fig. 5 Size distributions of droplets: (a) at $z/H_s=1.35$; (b) at $U_\infty=14.5\text{m/s}$.

の関数形で与えられることがわかる。また、 $f(d)$ は $d < 100\mu\text{m}$ では一定値を取り、 $d \geq 100\mu\text{m}$ では $d^{-2.1}$ に従い減少することがわかる。従って、飛散液滴の径の分布 $f(d)$ は U_∞ 、 z/H_s によらず、 d を用いて実験的に

$$\begin{aligned} f(d) &= 5.6 \times 10^{-3} & d < 100\mu\text{m} \\ f(d) &= 88 \times d^{-2.1} & 100 \leq d \leq 650\mu\text{m} \dots\dots (2) \end{aligned}$$

で与えられる。

図6に液滴の飛散量 F と摩擦速度 u^* の関係を示す。図6から、測定点 z/H_s が変化することにより F は変化するが、 F は u^{*8} に従い増加するという関係が測定点によらず存在することがわかる。図7に飛散量 F の鉛直方向分布を示す。縦軸は波頂付近の飛散量 F_0 で割って無次元化されている。図7から、 F/F_0 は $z/H_s < 1.5$ では1.0であり、 $z/H_s \geq 1.5$ では $(z/H_s)^{-2.7}$ に従い減少することがわかる。 F/F_0 は z/H_s を用いて実験的に

$$\begin{aligned} \frac{F}{F_0} &= 1.0 & \frac{z}{H_s} < 1.5 \\ \frac{F}{F_0} &= 3.3 \times \left(\frac{z}{H_s}\right)^{-2.7} & \frac{z}{H_s} \geq 1.5 \dots\dots (3) \end{aligned}$$

で与えられる。また、 F_0 は図6から実験的に

$$F_0 = 1.3 \times 10^4 \times u^{*8} \quad \dots\dots\dots (4)$$

Fig. 6 Relation between F and u^* . Fig. 7 Vertical distributions of F/F_0 .

で与えられる。従って、液滴の飛散量 F に対しては

$$F = 1.3 \times 10^4 \times u^{*8} \quad \frac{z}{H_s} < 1.5$$

$$F = 4.29 \times 10^4 \times u^{*8} \left(\frac{z}{H_s}\right)^{-2.7} \quad \frac{z}{H_s} \geq 1.5 \quad (5)$$

の実験相関式が得られる。

4. 単一液滴に対する物質移動係数の評価

4.1 直接数値計算 (DNS) 図 8 に計算対象とした液滴周りと液滴内の座標系を示す。座標系には円柱座標形 (x, r, θ) を用いた。

支配方程式である連続の式

$$\nabla \mathbf{V} = 0 \quad (6)$$

と Navier-Stokes 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re_{p,k}} \nabla^2 \mathbf{U} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} - \frac{V^2}{r} \\ = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{Re_{p,k}} \left(\nabla^2 \mathbf{V} - \frac{\mathbf{V}}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{W} + \frac{V \mathbf{W}}{r} \\ = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{Re_{p,k}} \left(\nabla^2 \mathbf{W} - \frac{\mathbf{W}}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

を解く方法として有限差分法に基づく MAC (Marker and Cell) 法⁽¹²⁾⁽¹³⁾ を用いた。NS 方程式中の粒子レ

Fig. 8 Coordinate system for a spherical droplet.

イノルズ数 Re_p の添え字 k は液滴周り ($k=o$:outside) と液滴内 ($k=i$:inside) を表す。本数値計算では、表面張力の作用により液滴は変形せず、常に球形をとると仮定をした。また、DNS で得られた速度分布を用いて物質の輸送方程式

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) C = \frac{1}{Re_{p,i} \cdot Sc} \nabla^2 C \quad (10)$$

を解くことで濃度場の解析も行った。このとき、気側のシュミット数 Sc は液側に比べて小さいため、気側を完全混合状態であると仮定し、液滴内の液側のみを解くことにより濃度分布を解析した。一連の支配方程式は代表長さ d 、代表速度 U_c 、代表濃度 C_0 を用いて無次元化した。用いた流体の物性値を表 2 に示す。表中の ρ, μ は流体の密度、粘性係数で添え字は Re_p と同様である。このとき、液滴周りと液滴内の粒子レイノルズ数は

$$Re_{p,i} = \frac{\rho_i \mu_o}{\rho_o \mu_i} Re_{p,o} \quad (11)$$

の関係にある。支配方程式の離散化については、液滴周りの対流項には 3 次精度の風上差分スキーム⁽¹⁴⁾ を、その他の空間微分項には 2 次精度の中心差分を適用した。

液滴周りおよび液滴内の格子点の概略図は図 9 に示す通りであり、計算格子点数は液滴周りについては $35 \times 61 \times 48$ 、液滴内に対しては計算条件が $Re_p < 100$ の場合は $35 \times 31 \times 48$ 、 $Re_p \geq 100$ の場合は $35 \times 61 \times 48$ であった。

周囲流を一樣流とし、液滴の中心は円柱座標系では特異点となるため、

$$U(x, 0, \theta) = \frac{U(x, \Delta r, \theta) + U(x, \Delta r, \theta + \pi)}{2} \quad (12)$$

により補完して与えた。液滴表面の境界条件は、法線方向を n 、接線方向を θ および ϕ として、1) 流体は界面を横切らず、液滴は変形しない、2) 液滴表面での接線方向のせん断応力は連続性を保つ、3) 液滴表面での

Fig. 9 Schematic diagram of the computational domain (a) outside and (b) inside a spherical droplet.

速度は連続性を保つ条件下で

$$v_{n,o} = v_{n,i} = 0 \quad (13)$$

$$\tau_{n\theta,o} = \tau_{n\theta,i} \quad (14)$$

$$\tau_{n\phi,o} = \tau_{n\phi,i} \quad (15)$$

$$v_{\theta,o} = v_{\theta,i} \quad (16)$$

$$v_{\phi,o} = v_{\phi,i} \quad (17)$$

を満たすようにした。 v , τ の添え字 o , i は液滴周りおよび液滴内の速度、せん断応力を表す。濃度の境界条件として、界面での物質濃度 C_s を

$$C_s = 1.0 \quad (18)$$

とした。また、液滴内の初期濃度を 0 と設定した。

液滴に働く流体力 $\mathbf{F}$ を

$$\mathbf{F} = \int_S -p\mathbf{e}_n + \boldsymbol{\tau} dS \quad (19)$$

から求めた。ここで、 $\mathbf{e}_n$ は界面に対して法線方向の単位ベクトル、 $\boldsymbol{\tau}$ は液滴表面に作用するせん断応力である。液滴に働く流体力 $\mathbf{F}$ を

$$\mathbf{C} = \frac{\mathbf{F}}{\frac{1}{2}\rho_o U_c^2 \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2} \quad (20)$$

で無次元化した主流方向 (x 方向) 成分が抗力係数 C_D である。

無次元化された液滴の気液界面を通しての物質フラックス F_m および物質移動係数 k_L の無次元数であるシャーウッド数 Sh は気液界面での法線方向の物質

Table 2 Fluid properties.

Sc_i	600
μ_o	18.20×10^{-6} kg/m s
μ_i	890.9×10^{-6} kg/m s
ρ_o	1.185 kg/m ³
ρ_i	997.0 kg/m ³

濃度こう配 $\frac{\partial C}{\partial n}$ を用いて

$$F_m = Sh(C_s - C_L) = \frac{1}{A} \int_S \frac{\partial C}{\partial n} dS \quad \dots (21)$$

と表される。 C_L は液滴内の平均濃度である。液相 ($Sc = 600$) での物質拡散は一般に DNS の適用は困難といわれている。しかし、計算格子数を段階的に変化させて計算を行い、本 DNS で用いた計算格子数で液滴表面近傍での濃度こう配を評価できることを確認した。

DNS を実行する際のパラメータは液滴周りでの粒子レイノルズ数 Re_p であり、 $Re_p = 1 \sim 300(1, 5, 10, 50, 100, 300)$ の範囲で計算を実行した。無次元化した計算ステップは 0.005 とし、流動場が充分発達した後流動場と濃度場の解析を 60000 ステップに対して行った。

4.2 結果と考察 図 10(a) に液滴周りの、(b) に液滴内の $Re_p=50$ における x - y 断面の流速ベクトル分布と流線を示す。図 10(a) から、流れは主流方向である x 軸に対して軸対称な流動場を形成し、液滴の後部において流れの剥離が生じることがわかる。図 10(b) から液滴内部には循環が存在することがわかる。 $Re_p = 300$ においては液滴周りに図 11 に見られるような非定常渦が見られた。流動場が DNS により忠実に再現されているかどうかを確認するため、液滴に働く抗力係数 C_D を評価した。図 12 に粒子レイノルズ数 Re_p に対する液滴に働く抗力係数 C_D の変化を示す。図中の実線は Beard & Pruppacher⁽¹⁵⁾、破線は Gunn & Kinzer⁽¹⁶⁾ によって提案された実験相関式である。図 12 から本数値計算の結果は実験相関式と良好に一致をしていることがわかる。このことから、本数値計算は一樣流中の液滴の流動場を忠実に再現していることがわかる。

図 13(a)(b)(c) に $Re_p = 50$ における、無次元時間 $t^*=50, 100, 200$ に対する液滴内の x - y 断面での濃度分布を示す。 $t^* = 0$ は濃度場の解析をはじめた瞬間である。図 13(a) から、時間の経過とともに液滴界面付近の物質は循環流により下流側に運ばれることがわかる。その後、図 13(b)(c) に見られるように下流側に運ばれた物質はやがて液滴中心部に輸送され、再び界面付近に輸送されることがわかる。次に、得られた濃度分布

Fig. 10 Schematic diagram of the velocity fields and stream lines at $Re_p = 50$: (a) outside ;(b) inside a spherical droplet.

Fig. 11 Schematic diagram of the velocity fields and stream lines outside a spherical droplet at $Re_p = 300$.

から気液界面を通しての物質フラックスを(21)式を用いて評価した。図14に無次元の物質フラックス F_m の時間変化を示す。横軸は無次元時間 t^* である。図から F_m は時間の経過に従い減少する傾向があることがわかる。また、図から $t^* < 10$ において F_m は $t^{*1/2}$ に従い

Fig. 12 Drag coefficient C_D versus the particle Reynolds number Re_p .

減少することがわかる。さらに、 F_m は $10 < t^* < 100$ においては一定値に漸近し、 $100 < t^* < 300$ において F_m が再び大きく減少することがわかる。このことは、図13(a)(b)(c)に見られるように、 $t^* > 100$ では循環流により高濃度の流体塊が界面付近に輸送されるために界面付近の濃度勾配が緩やかになるからである。ただし、 $Re_p = 300$ では $150 < t^* < 300$ において非定常渦の影響により生じる流れによって、他の条件と異なる流動場となるために物質フラックスも異なる挙動を示すが、時間が経過するに従い、ほぼ一定値となる。図15に $t^*=1, 10, 100, 200, 300$ でのシャーウッド数 Sh と粒子レイノルズ数 Re_p の関係を示す。図15から $t^*=1, 10$ においては Sh は $Re_p^{0.5}$ に従うが時間が経過するに従い、 Sh と Re_p の関係が不規則に変化することがわかる。

5. 風波乱流場での物質移動に及ぼす飛散液滴の影響

風波乱流水槽を用いた実験により得られた碎波域における飛散液滴の諸量および単一液滴に関する直接数値計算により得られた単一液滴に対する物質移動係数を用いて、風波乱流場の飛散液滴全体による物質移動量を物質移動係数 k_{Lt} として以下の手順により評価を行った。

碎波により発生する液滴全体の単位時間あたりの物質移動量 Q_t は、単一液滴からの単位時間あたりの物質移動量の総和として、

$$Q_t = \sum_j^N k_{L,j} A_j (C_s - C_{L,j}) \quad \dots\dots\dots (22)$$

で表される。ここで、 N は物質移動に寄与する液滴の総数、 $k_{L,j}$ は j 番目の単一液滴に対する物質移動係数、 A_j は j 番目の単一液滴の表面積、 C_s は気液界面での物質濃度、 $C_{L,j}$ は液滴の平均物質濃度である。単一液滴に対する物質移動係数 $k_{L,j}$ は図15のシャーウッド

Fig. 13 Profiles of the instantaneous concentration inside a spherical droplet in the x - y plane at $Re_p = 50$ (a) $t^* = 50$ (b) $t^* = 100$ (c) $t^* = 200$.

Fig. 14 Dimensionless mass flux across the interface F_m versus dimensionless time t^* .

数 Sh を用いて算出する。ここで飛散液滴による単位時間あたりの物質移動量の最大の影響を評価するために、シャーウッド数 Sh の値は直接数値計算により得

Fig. 15 The Sherwood number Sh versus the particle Reynolds number Re_p .

Table 3 Comparisons of mass transfer coefficient.

U_∞ [m/s]	k_{Lt} [m/s]	k_{LS} [m/s]	k_{Lt}/k_{LS}
14.5	1.65×10^{-7}	1.91×10^{-4}	8.65×10^{-4}
15.5	3.39×10^{-7}	2.28×10^{-4}	1.49×10^{-3}
16.5	6.81×10^{-7}	2.71×10^{-4}	2.51×10^{-3}

られた無次元時間 $t^* = 1$ での相関式 (図 15)

$$Sh = 60 \times Re_p^{0.5} \quad \dots\dots\dots (23)$$

を用いた。この $t^* = 1$ は液滴が飛散を開始した直後の瞬間に相当し、飛散時間に比べて非常に小さい。液滴の総数 N を式 (2), (5) および液滴の速度 U_d を用いて、高さ方向に積分することにより次式より求めた。

$$N = A_s \int \int \frac{F \cdot f(d)}{U_d} dddz \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここで、 A_s は液滴が飛散する風波気液界面の面積である。また、液滴内の濃度は全て風波水槽内の液側バルク濃度 C_B として、得られた飛散液滴による単位時間あたりの物質移動量 Q_t を算出し、液滴全体に対する物質移動係数 k_{Lt} を

$$Q_t = k_{Lt} A_s (C_s - C_B) \quad \dots\dots\dots (25)$$

により評価した。

この手法により、算出した k_{Lt} を Komori & Shimada⁽¹⁾ が風波乱流水槽を用いた放散実験により評価した風波気液界面全体に対する物質移動係数 k_{LS} の実測値と比較した。その結果を表 3 に示す。表から界面が激しく崩壊する $U_\infty = 16.5$ m/s においても、飛散液滴の物質移動に対する寄与は風波気液界面全体の物質移動量に対して最大でも 0.3% 程度に過ぎないことがわかる。そのことから、砕波によって生じる液滴の飛散現象が高風速域において飛躍的に物質移動が促進される原因とはならないことが明らかとなった。

6. 結 言

風波乱流水槽を用いた飛散液滴の諸特性の計測実験および単一液滴内外の流れに対する直接数値計算(DNS)により、風波乱流場の飛散液滴の諸特性および物質移動に及ぼす飛散液滴の影響を明らかにした。その結果、以下のことが明らかになった。

1. 飛散液滴の粒子レイノルズ数 Re_p は風速と液滴径で関連される。
2. 液滴の飛散量は気流流速、摩擦速度、鉛直方向距離で表される。また、存在する液滴は $100\mu\text{m}$ まで一定量で、径が大きくなるに従い減少する。
3. 風波乱流場での全体の物質移動量に及ぼす飛散液滴の影響は最大でも 0.3% 程度であり、無視できる。

謝 辞

本研究は文部科学省科学研究費補助金(課題番号 14102016)の援助を受けて行われた。本研究の一部は、21 世紀 COE プログラム「動的機能機械システムの数理モデルと設計論」によるものである。また、本 DNS は国立環境研究所地球環境センターのスーパーコンピュータ SX-6 を用いて行われた。

文 献

- (1) Komori, S. & Shimada, T., *Air-Water Gas Transfer* (edited by B. Jahne and E. Monahan), AEON Verlag, 553-569 (1995).
- (2) Komori, S., Shimada, T. & Misumi, R., *Wind over wave couplings: Perspectives and prospects* (Edited by S.G. Sajjadi, N.H. Thomas and J.C.R. Hunt), Clarendon Press Oxford, 273-285 (1999).
- (3) Komori, S. & Misumi, R., *In AGU Geophysical Monograph Series, Gas Transfer at Water Surface*, 285-290 (2001).
- (4) Monahan, E. C., *J. Geophys. Res.*, **73**, 1127-1137 (1968).
- (5) de Leeuw, G., *Tellus*, **38**, 51-61 (1986).
- (6) Blanchard, D. C., Woodcock A. H. & Cipriano R. J., *Tellus*, **36**, 118-125 (1984).
- (7) de Leeuw, G., Neele, F. P., Hill, M., Smith, M. H. & Vignati, E., *J. Geophys. Res.*, **105**, 29397-29409 (2000).
- (8) Toba, Y., *Memoirs. Coll. Sci., Univ. Kyoto, Ser. A*, **29**, 313-344 (1961).
- (9) Lai, R. J. & Shemdin O. H., *J. Geophys. Res.*, **79**, 3053-3063 (1974).
- (10) Wang, C. S. & Street, R. L., *J. Geophys. Res.*, **83**, 2959-2969 (1978).
- (11) Koga, M. & Toba, Y., *Rep. Tohoku Univ., Ser. 5*, **28**, 1-25 (1981).
- (12) Hanazaki H., *J. Fluid Mech.*, **192**, 393-419 (1988).
- (13) Kurose R. & Komori S., *J. Fluid Mech.*, **384**, 183-206 (1999).
- (14) Kawamura, T. & Kuwahara, K., *AIAA paper*, 84-0340 (1984).
- (15) Beard, K. V. & Pruppacher, H. R., *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1066-1072 (1969).
- (16) Gunn, R., & G. D. Kinzer, *J. Meteor.*, **6**, 243-248 (1949).