

大気・海洋間での物質交換過程に風波が及ぼす影響に関する数値的研究

木原直人*・花崎秀史**・植田洋匡***

一定の速度で進行する進行波上の気流に 3 次元直接数値計算を適用することにより, 気・液界面物質輸送へ進行波が与える影響を調べた。7 種類の波齢に対して, それぞれについて統計的に定常な完全発達乱流を対象とした。その結果, 平均スカラー量等の乱流統計量に強い波齢依存性が見られた。また, 気流中の運動に依存する気側律則物質の場合, 波齢が増加するほど気・液界面物質輸送量は減少した。物質輸送量は界面摩擦抵抗と相関が悪く, 波によるスカラーフラックスと関係が強いことがわかった。一方, 液側の運動に依存する液側律則物質の場合, 波齢が増加するほど気・液海面の摩擦抵抗は増加する。その結果, 物質移動係数も増加する。

1. はじめに

大気・海洋間の熱・物質 (CO₂ 及び水蒸気) 輸送は, メソスケールでは台風や高潮といった異常気象・海象の発達を支配し, 全球規模では地球温暖化等の気候システムに影響を与える。大気・海洋間の運動量交換に風波が与える影響に関しては, 気象学及び海洋学において, 海面粗度・風波の発達メカニズムとして活発に研究されてきた。しかしながら, 熱及び物質の交換に関しては, 風波が存在する場での実験等により, 代表風速や摩擦速度の関数で交換量の定式化が提案されているものの (McGills ら, 2001; Wanninkhof ら, 1993), 風波の影響を表すパラメータ (波齢等) を用いて評価した研究は少ない。

気流から風波への運動量フラックスは圧力抵抗と摩擦抵抗とに分かれる。Banner・Peirson (1998) は, 波浪が未発達の状態では摩擦抵抗が卓越するものの, 波浪が発達しだすと圧力抵抗の割合が急速に増加すると報告している。物質輸送のメカニズムには摩擦抵抗のみが寄与するため, 物質輸送量は波浪の状態に依存すると考えられる。

近年, 数値計算による気流と風波の相互作用に関する研究が多くなされてきた。これら数値計算は, 定性的な特徴を把握するための研究から (Gent・Taylor, 1976), 波浪モデル WAVEWATCH III のエネルギー入力項として使われるような (Chalikov, 1978; Chalikov・Belevich, 1993), 定量的な研究まで幅広く適用されてきた。

Sullivan ら (2000) は, 3 次元直接数値計算 (DNS) により一定速度で進行する進行波上の完全乱流状態の気流の特徴を調べた。また, 木原ら (2005) は彼らと類似した系により気流中の乱流特性について議論した。その結果, 進行波上の気流及び乱流場に強い波齢依存性が確認された。

そこで, 本研究では, 進行波上の気流に DNS を適用することにより, 大気・海洋間の物質交換に風波が与える影響を調べる。特に, 物質交換過程に与える, 圧力抵抗と摩擦抵抗の役割の相違に注目し, 議論する。

2. 数値計算法

本計算で対象とした計算領域の概略図を図-1 に示す。下面は 2 次元的な進行波であり, 進行波と同じ速度で移動する座標系を計算対象とするため, 進行波の形状は時間的に変化しない。下面の進行波, 上面の滑り境界, そして水平方向を周期境界条件と仮定し, これらに挟まれた流域中の気流について解く。また, 気流は水平方向圧力勾配により駆動されるとし, 統計的に定常状態の完全発達乱流を対象とした。

基礎方程式は以下に示す非圧縮流体に対する連続式, 運動方程式及びバッシュスカラーの輸送式である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで, 添字 $i = 1, 2, 3$ はそれぞれ流れ方向 x , スパン方向 y , 鉛直方向 z を示す。 z は平均水面からの距離で表す。 p , ρ , ν はそれぞれ気流側の圧力, 密度, 及び動粘性係数であり, D は分子拡散係数である。 $(u_i, u_j, u_k) = (u, v, w)$ は気流の主流方向, スパン方向, 鉛直方向流速であり, T はバッシュスカラー量である。

計算する座標系は Benjamin (1959) が提案した以下の変換式を用いて, (x, y, z) の直交座標系を波面に沿った一般座標系 (ξ, η, ζ) へ変換したものである。

$$\begin{bmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x - ia \exp\{-k(z - ix)\} \\ y \\ z - a \exp\{-k(z - ix)\} \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (4)$$

* 学生会員 工修 京都大学大学院 理学研究科

** 非会員 工博 京都大学大学院助教授 工学研究科

*** 非会員 工博 酸性雨研究センター所長

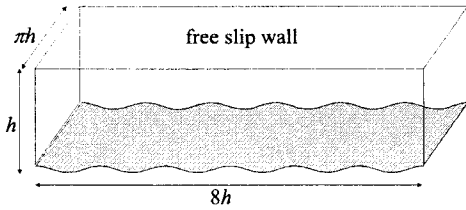


図-1 計算領域の概略図

ここで、 i は虚数単位であり、物理変数として実部をとる。また、 a 及び k はそれぞれ進行波の振幅及び波数である。このとき、計量テンソル及びヤコビアンは、

$$\frac{\partial(\xi, \eta, \zeta)}{\partial(x, y, z)} = \begin{bmatrix} 1+ak \exp\{-k(z-ix)\} & 0 & iak \exp\{-k(z-ix)\} \\ 0 & 1 & 0 \\ -iak \exp\{-k(z-ix)\} & 0 & 1+ak \exp\{-k(z-ix)\} \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$J = \left| \frac{\partial(\xi, \eta, \zeta)}{\partial(x, y, z)} \right| = 1 + 2ak \exp\{-k(z-ix)\} \quad (6)$$

となる。なお、変換式(4)において $z = 0$ とすることにより、界面波形は以下のように近似される。

$$z_{bot} \approx a \cos(kx) - a^2 k \cos^2(kx) \quad (7)$$

ここで、添字 bot は波面での値を示す。また、この波形に対応して、波面での流速は以下になる。

$$u_{bot} = -c + u_0 \quad (8)$$

$$v_{bot} = 0 \quad (9)$$

$$w_{bot} = w_0 \quad (10)$$

ここで、 u_0 及び w_0 は水面波の運動による流速 (wave orbital velocity)、 c は波速である。

$$u_0 = akc \cos(kx) \{1 + 2ak \cos(kx)\} \quad (11)$$

$$w_0 = akc \cos(kx) \{1 - 2ak \cos(kx)\} \quad (12)$$

上述したように、進行波と同じ速度で移動する座標系で計算しているため、波面での流速は定常である。

基礎方程式を強保存形に変換し、コロケート格子を用いて、空間微分を2次精度中心差分、時間微分を2次精度 Adams-Bashforth 法で差分化した。方程式は Fractional step 法で時間発展させ、連続の式を満足するためにボアソン方程式を反復法により十分な計算精度が得られるまで解いた。

レイノルズ数 $Re (= u_* h / \nu)$ は150、シュミット数 $Sc (= D / \nu)$ は1に固定し、上面で $T = 1$ 、波面で $T = 0$ で一定値にした。また以下では、添字+を用いて、速度を摩擦速度 u_* 、長さ ν / u_* により無次元化した値を示す。計算領域は流れ方向、スパン方向、鉛直方向をそれぞれ $L_x = 8h$ 、 $L_y = \pi h$ 、 $L_z = h$ とし、格子点数は、それぞれ $180 \times 100 \times 128$ とした。格子間隔は、水平方向は $\Delta x_+ = 6.7$ 、 $\Delta y_+ = 4.7$ で一定とし、鉛直方向は不均一で、

上下境界で $\Delta z_+ = 0.2$ で最小とし、流路中心で $\Delta z_+ = 1.9$ で最大となるようにした。また、波形勾配 $ak = 0.1$ で固定し、波齢 c/u_* は、0, 4, 8, 10, 12, 16, 20 の7ケースで、それぞれについて乱流統計量が定常になるまで時間発展させた。なお、計算精度を確認するため、 $Re = 150$ での開水路乱流の計算を実施し、平均流速、乱れ強度、及びレイノルズ応力といった乱流統計量の分布が、Kasagi ら (1992) の平行平板間乱流の DNS の結果と $z_+ < 70$ で一致することを確認した。

3. 計算結果

(1) 統計量の定義

2次元的な波面上の気流では、流れ (x) 方向に、下部境界の波形と同じ波数 k の変化が平均流に生じる。以下の解析では物理量 q を、時間 t 、スパン方向座標 y 、及び、進行波列内の異なる波の同一位相 ϕ ($0 \leq \phi < 2\pi$) における値で平均した位相平均成分 $\bar{q}(\phi, z)$ と、乱流成分 q' とに分ける。

$$q(x, y, z, t) = \bar{q}(\phi, z) + q'(x, y, z, t) \quad (13)$$

$$\bar{q}(\phi, z) = \frac{1}{NL_y \Delta t} \times \sum_{n=0}^{N-1} \int q\left(x = \lambda\left(n + \frac{\phi}{2\pi}\right), y, z, t\right) dy dt \quad (14)$$

ここで、 Δt は平均する時間間隔、 N は計算領域内の進行波の数であり、本研究では $N = 6$ である。また、位相平均成分 $\bar{q}(\phi, z)$ はさらに、アンサンブル平均 $\langle q \rangle(z)$ (x, y, t 平均) と、本研究での界面波形による波状成分 $\bar{q}(\phi, z)$ とに分けることができる。

$$\bar{q}(\phi, z) = \langle q \rangle(z) + \bar{q}(\phi, z) \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \langle q \rangle(z) &= \frac{1}{L_x L_y \Delta t} \int q(x, y, z, t) dx dy dt \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \bar{q}(\phi, z) d\phi \end{aligned} \quad (16)$$

(2) 流れの概要

初めに計算結果として、流速の位相平均成分 $\bar{u}$ 及び $\bar{w}$ に対応する静止系での流線を、圧力の位相平均成分 $\bar{p}$ の分布と併せて図-2 に示す。位相平均成分及び波状成分は $0 \leq \phi < 2\pi$ で定義しているが、流れの様子を理解しやすくするため、 $0 \leq \phi < 2\pi$ と同じものを $2\pi \leq \phi < 4\pi$ に続けて書き、2波長分の図とする。

進行波 ($c/u_* > 0$) の場合は、流線は、臨界高さ付近で cat's eye と呼ばれる閉曲線を描くため、その上下で流れの向きが異なる。なお、 $c/u_* = 4$ では、cat's eye はちょうど波の谷の上に位置し、その真上の流れは、静止波状壁面の波頭上の流れと類似である。また、 $c/u_* = 8$ 及び12では、cat's eye は、その中心の上流側と下流側で非対称な形状をしている。波齢がさらに大きくな

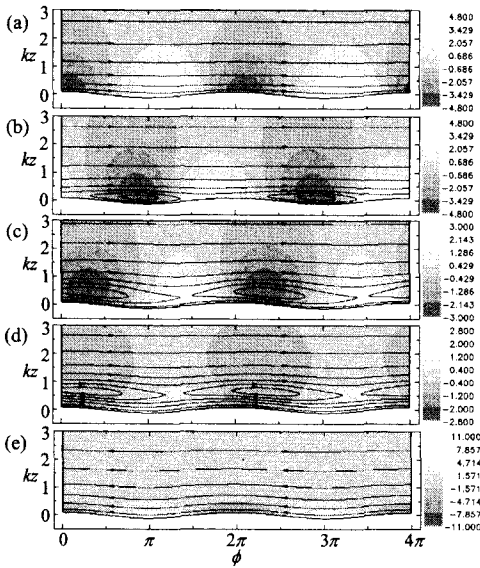


図-2 流線及び圧力の分布。(a), $c/u_* = 0$; (b), $c/u_* = 4$; (c), $c/u_* = 8$; (d), $c/u_* = 12$; (e), $c/u_* = 20$

ると ($c/u_* = 20$), 臨界高さが計算領域の上端に位置するため, cat's eye は図-2(e) ($0 < kz < 3$) には表示されていない。なお, この時の流線及び $\bar{p}$ は波頭の上流側と下流側ではほぼ対称である。

ここで, 本計算での主な結果である, 境界層の海面粗度, 臨界高さ (平均流速 $\langle u \rangle$ が波の位相速度 c と同じになる高さ), 及び波面での圧力抵抗を表-1 に示す。海面粗度は $c/u_* = 8$ で最大となり, 波齢が増加するにつれて減少する。また, 波面での運動量フラックスは, 以下のように圧力抵抗と摩擦抵抗とに分けることが出来る。

$$u_*^2 = \left\langle \int_{z_{bot}}^{-1} p_{bot} \frac{dz_{bot}}{dx} \right\rangle + \nu \left. \frac{d\langle u \rangle}{dz} \right|_{z=z_{bot}} \quad \dots\dots\dots (17)$$

波齢が増加するにつれて, 圧力抵抗は減少し, 摩擦抵抗は増加する。

(3) 乱流統計量

次に, 主な乱流統計量を図-3 に示す。(a) は静止系における流れ方向平均流速 $\langle u \rangle + c$, (b) は平均スカラー量 $\langle T \rangle$, (c) はスカラー量の分散 T_{var} , そして (d) はスカラーフラックス $-\langle wT \rangle$ の鉛直分布である。ここで, T_* は波面でのスカラーフラックスを $\langle F \rangle$ とすると, $T_* = \langle F \rangle / u_*$ で定義した量である。また, スカラー量の分散は $T_{var} = (T - \langle T \rangle)^2$ である。

全ての統計量に強い波齢依存性が見られる。平坦な壁面上の流れに比べて, 進行波がある場合では, 平均流速及び平均スカラー量は, バッファー層において, その勾配に強い波齢依存性があり, 一方対数領域 ($z_+ > 30$) では, 勾配には大きな違いは見られない。 T_{var} 及び $-\langle wT \rangle$

表-1 主な計算結果

ak	c/u_*	z_{c+}	z_{0+}	D_p/u_*^2
0.1	0		0.145	0.118
0.1	4	5.10	0.101	0.125
0.1	8	13.4	0.292	0.118
0.1	10	16.6	0.182	0.055
0.1	12	20.9	0.138	0.028
0.1	16	43.7	0.071	-0.010
0.1	20		0.050	-0.027

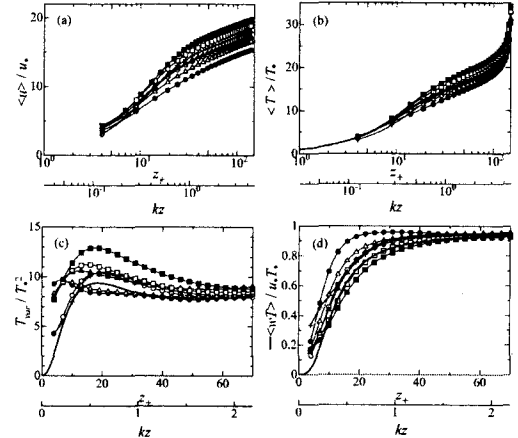


図-3 乱流統計量。(a), $(\langle u \rangle + c)/u_*$; (b), $\langle T \rangle/T_*$; (c), T_{var}/T_*^2 ; (d), $-\langle wT \rangle/u_* T_*$. ○, $c/u_* = 0$; +, $c/u_* = 4$; ●, $c/u_* = 8$; △, $c/u_* = 10$; ▲, $c/u_* = 12$; □, $c/u_* = 16$; ▤, $c/u_* = 20$.

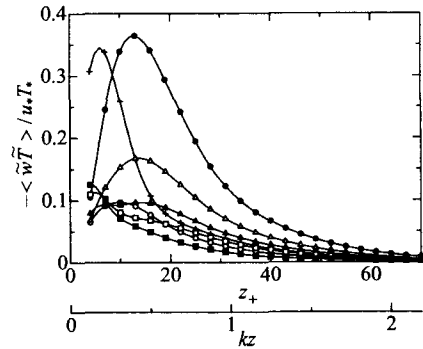


図-4 波によるスカラーフラックス

$\langle wT \rangle$ では, $c/u_* = 8$ で両者ともに最大となっており, その波齢において気流中に攪乱が最も強いことがわかる。

また, 2次元波面上の流れには, 海面波形と同じ波数の周期的な変化が生じる。この周期的な変化により, 運動量及びスカラー量は輸送される。スカラー輸送式(3)より, 任意の高さ z でのスカラーフラックスは以下の式で表される。

$$u_* T_* = -\langle \tilde{w} \tilde{T} \rangle - \langle w' T' \rangle + D \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (18)$$

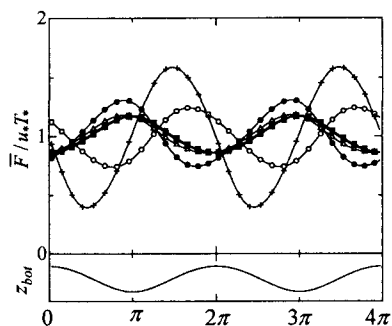


図-5 波面でのスカラーフラックスの位相平均成分

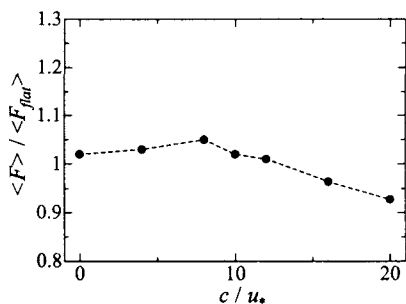


図-6 波面でのスカラーフラックス

右辺第1項は波によるスカラーフラックス, 2項は乱流拡散, 3項は分子拡散による輸送である. 図-4に波によるスカラーフラックスの分布を示す. $c/u_* = 8$ で $-\langle \bar{w} \bar{T} \rangle$ の極大値は最大となり, 波齢が増加するにつれて $-\langle \bar{w} \bar{T} \rangle$ の極大値は小さくなる. これは後で示す波面でのスカラーフラックス $\langle F \rangle$ と相関がいい.

4. 気側の物質輸送に進行波が与える影響

波面におけるスカラーフラックスの位相平均成分 $\bar{F}$ を図-5に示す. $c/u_* \leq 10$ では, $\bar{F}$ の分布に強い波齢依存性が見られる. 一方, $c/u_* \geq 12$ では, スカラーフラックスが最大及び最小となる位相は, それぞれ谷間及び波頭に位置し, 波齢により変化しない.

$\bar{F}$ を一波長で積分平均した波面でのスカラーフラックスのアンサンブル平均 $\langle F \rangle$ と, 平坦な壁面上での流れによるスカラーフラックス $\langle F_{flat} \rangle$ との比を図-6に示す. 進行波がある場合, $\langle F \rangle$ は低波齢($c/u_* \leq 12$)で大きく, 高波齢($c/u_* \geq 16$)で小さい. すなわち, うねりのような高波齢の波浪場では, 気側の運動により決定される水蒸気のような物質の界面での交換量は減少する. また, この $\langle F \rangle$ の波齢依存性は圧力抵抗と類似している.

波面での摩擦応力は高波齢になるほど大きくなるため, 物質輸送と摩擦抵抗の相似則がここでは成り立たない. その原因としては, 波によるスカラーフラックス

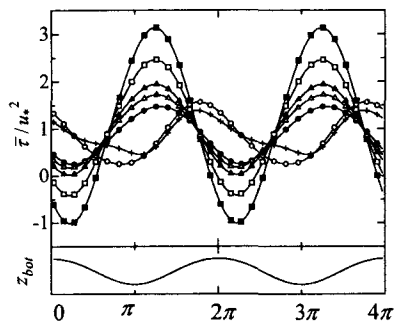


図-7 波面での摩擦抵抗の位相平均成分

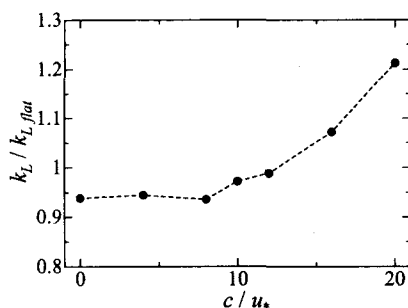


図-8 物質移動係数.

$-\langle \bar{w} \bar{T} \rangle$ の影響によると考えられる. $\langle F \rangle$ の波齢による変化は, $z_+ \geq 10$ での $-\langle \bar{w} \bar{T} \rangle$ との相関がよく, 両者ともに $c/u_* = 8$ で最大, $c/u_* = 20$ で最小となる. 気流から進行波への運動量輸送に, 波による運動量フラックス $-\langle \bar{u} \bar{w} \rangle$ が関係していることと同様に, 波面でのスカラーフラックスには $-\langle \bar{w} \bar{T} \rangle$ が強く関係していると考えられる.

5. 液側の物質輸送に進行波が与える影響

CO₂のような液側での輸送抵抗が気側に比べて卓越している物質における気・液界面間の物質輸送は, 液側の界面直下に見られる渦構造に支配されることが報告されている (Komori ら, 1993). Rashidi ら (1990) は風洞水槽実験により水中の乱流輸送に注目し, シアーが無い場合とシアーがある場合のそれぞれについて, 気・液界面での物質交換機構及び交換量を, 表面更新渦理論 (Danckwerts, 1951) を適用することにより調べた. その結果, 界面でのシアーが強い場合には, シアーにより引き起こされる乱流渦のバースティングにより, 界面極近傍の高濃度の流体はバルク流体中に沈み込み, 気・液界面間での物質交換が促進されることを示した. すなわち気・液界面間での物質輸送量はバースティングの周期に依存し, また, バースティングの周期は界面での摩擦抵抗により決定されるため, 彼らは, 界面が平坦な時のCO₂のような液側律則の物質移動係数 k_L に関して界面摩

摩擦抵抗に依存する以下の式を提案している。

$$\frac{k_L Sc^{1/2}}{\tau^{1/2}} = A \dots \dots \dots (19)$$

ここで、 A は液側での乱流渦のイジェクション又はバースティングの発生周期により決まる定数であり、 $A = 0.11 \sim 0.16$ である。

ここで、砕波等による気泡混入の影響を考慮しない場合の、液側律則物質の気・液界面交換量に進行波が与える影響を調べる。まず、バースティングの周期を決定する波面での摩擦抵抗の分布を図-7に示す。摩擦抵抗の分布にもまた強い波齢依存性が見られる。直感でわかるように波面の勾配 dz_{bot}/dx が正の場所で摩擦抵抗は大きく、負の場所で小さい。 $c/u_* > 8$ では、 τ の最大値、最小値の位相 ϕ は波齢によらず変化がなく、谷の風下側が最大、波頭の風下側で最小となる。そして、波齢が大きくなるほど τ の振幅は大きくなり、 $c/u_* = 16$ 及び 20 では波頭の風下側で逆向きの摩擦抵抗が見られる。

気・液界面での物質交換に対して水中での波の運動が影響しないと仮定し、図-7で示した摩擦抵抗を式(19)に代入し1波長について積分平均した物質移動係数と界面が水平な状態での物質移動係数との比を図-8に示す。波齢が大きくなるほど、波面での摩擦抵抗が大きくなり物質移動係数も増加する。気流の運動量フラックスは波齢によらず一定であるが、運動量フラックスは波面での圧力抵抗と摩擦抵抗から構成され、低波齢 ($c/u_* = 4, 8, 10, 12$) では波面で圧力抵抗は正、一方、 $c/u_* = 16$ 及び 20 では圧力抵抗は負となり摩擦抵抗が増加する。さらに、バースティングの周期は摩擦抵抗の向きには関係なく絶対値に依存するため、負の摩擦抵抗が確認された $c/u_* = 16$ 及び 20 では物質移動係数はさらに増加する。

丹野・小森 (2004) はうねりと風波が共存する場では、純風波の場合と比較して物質移動係数が減少することを室内実験により示している。しかしながら、本研究では、高波齢 ($c/u_* = 16, 20$)、すなわちうねりが卓越した海上において物質移動係数は増加し、彼らの結果と異なる。彼らは、うねりが存在することにより純風波の場合よりも圧力抵抗が増加、摩擦抵抗が減少し、摩擦抵抗が減少したことにより物質移動係数は減少したと結論している。本研究ではうねり (高波齢) の場合、圧力抵抗が減少し、摩擦抵抗が増加する。そのため、彼らの物質移動係数と本計算の結果が異なった理由としては、彼らが造波機により発生させたうねりは、圧力抵抗が正となる低波齢の波で、純風波の場合よりも圧力抵抗が増加、摩擦抵抗が減少し、その結果、界面での摩擦抵抗によって決まる物質移動係数が減少した可能性があると考えられる。

以上のことから、気・液界面での物質交換量は、 CO_2 ような液側律則の物質では高波齢 (うねり) が卓越した

場) になるほど交換量は増加する。このことは、水蒸気や気側律則物質の交換量の場合と比較して逆の波齢依存性を示している。

6. おわりに

本研究では、3次元直接数値計算により一定速度で移動する進行波上の気流を計算し、進行波による気・液界面間物質輸送への影響を議論した。主な結論を次に示す。

- (1) 気流中の運動に依存する気側律則物質の場合、波齢が増加するほど気・液界面物質輸送量は減少する。
- (2) 液側の運動に依存する液側律則物質の場合、波齢が増加するほど気・液界面の摩擦抵抗は増加する。その結果、物質移動係数も増加する。

謝辞：本研究で実施した3次元直接数値計算は国立環境研究所・地球環境研究グループのスーパーコンピュータ NEC SX-6を用いて実施した。

参 考 文 献

- 丹野賢二・小森悟 (2004)：風波気液界面近傍の乱流構造と物質移動に及ぼすうねりの影響，機械学会論文集 B 編 70 巻，691 号，pp. 644-649.
- 木原直人・花崎秀史・植田洋匡・水谷亨 (2005)：進行する風波上の流れにおける乱流構造，機械学会論文集 B 編 (印刷中)
- Banner, M. L. and W. L. Peirson (1998)：Tangential stress beneath wind-driven air-water interfaces, J. Fluid Mech., Vol. 364, pp. 115-145.
- Benjamin, T. B. (1959)：Shearing flow over a wavy boundary, J. Fluid Mech., Vol. 6, pp. 161-205.
- Chalikov, D. V. (1978)：The numerical simulation of wind-wave interaction, J. Fluid Mech., Vol. 87, pp. 561-582.
- Chalikov, D. V. and M. Belevich (1993)：One-dimensional theory of the wave boundary layer, Boundary-Layer Meteorol., Vol. 63, pp. 65-96.
- Danckwerts, P. V. (1951)：Significance of liquid-film coefficients in gas absorption, Ind. Engng. Chem., Vol. 43, pp. 1460-1467.
- Kasagi, N., Y. Tomita, and A. Kuroda (1992)：Direct numerical simulation of passive scalar field in a turbulent channel flow, Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 114, pp. 598-606.
- Komori, S., R. Nagaosa, and Y. Murakami (1993)：Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, J. Fluid Mech., Vol. 249, pp. 161-183.
- McGillis, W. R., J. B. Edson, E. J. Hare, and C. W. Fairall (2001)：Direct covariance air-sea CO_2 fluxes, J. Geophys. Res., Vol. 106, pp. 16729-16745.
- Rashidi, M., G. Hetsroni, and S. Banerjee (1991)：Mechanisms of heat and mass transport at gas-liquid interfaces, Int. J. Heat Mass Transfer., Vol. 34, pp. 1799-1810.
- Sullivan, P. P., J. C. McWilliams, and C. Moeng (2000)：Simulation of turbulent flow over idealized water waves, J. Fluid Mech., Vol. 404, pp. 47-85.
- Wanninkhof, R., W. Asher, R. Weppernig, H. Chen, P. Schlosser, C. Langdon and R. Sambrotto (1993)：Gas transfer experiment on Georges Bank using two volatile deliverate tracers, J. Geophys. Res., Vol. 98, pp. 20236-20248.