

# 大気海洋における混相乱流輸送プロセスの数値研究

課題責任者

松田 景吾

海洋研究開発機構 付加価値情報創生部門 地球情報基盤センター

著者

松田 景吾<sup>\*1</sup>, 大西 領<sup>\*2,1</sup>, 高垣 直尚<sup>\*3</sup>

<sup>\*1</sup> 海洋研究開発機構 付加価値情報創生部門 地球情報基盤センター, <sup>\*2</sup> 東京工業大学 学術国際情報センター,

<sup>\*3</sup> 兵庫県立大学 機械工学専攻

高解像度の大気海洋シミュレーションの信頼性向上のため、物理過程を精緻に取り扱った混相乱流の大規模直接数値計算 (DNS, Direct Numerical Simulation) を実施することにより、海洋・大気現象における乱流輸送プロセスの解明と数理モデル化に取り組む。本年度は、(i)雲乱流における雲粒・雨滴の成長過程に影響を及ぼす雲粒のクラスタリング構造についてマルチスケール統計解析を行い、低ストークス数の場合に間欠的に空隙が卓越する構造があることを定量的に明らかにした。また、(ii)風波を伴う海洋表面近傍での乱流輸送過程に着目し、乱流輸送に及ぼす界面流速の影響について検討を行った。

キーワード：乱流，直接数値シミュレーション，混相流，雲乱流，風波

## 1. 緒言

高解像度大気・海洋シミュレーションの信頼性を向上させるためには、要素物理モデルの信頼性を向上させることが重要である。中でも、ミクロスケールの乱流プロセスは熱・水蒸気の輸送や雲の発達に大きな影響を及ぼす重要なプロセスである。特に、気相乱流中に雲粒や波しぶきのような微小水滴が浮遊する場合には、微小水滴での相変化や水滴間の衝突併合によって乱流輸送プロセスが複雑化する。そこで、乱流モデルを使わずにナビエ・ストークス方程式を精密に計算する直接数値計算 (DNS, Direct Numerical Simulation) により混相乱流中の輸送プロセスを解明し、基礎科学的かつ先端的な乱流プロセスの数理モデル開発を行う。特に、乱流が雨粒の形成を促進する役割を果たす、(i)雲乱流における雲粒・雨滴の成長過程に着目し、乱流中の雲粒のマルチスケールクラスタリング構造の解明を行った。また、海洋での熱・水蒸気輸送に大きく寄与する、(ii)風波乱流場での波しぶき形成と熱・水蒸気の乱流輸送過程に着目し、特に海洋表面近傍での乱流輸送過程に及ぼす界面流速の影響について検討した。

## 2. 雲乱流中における雲粒クラスタリングのマルチスケール構造

乱流中では、流体に比べて密度の大きい慣性粒子は、慣性力によって乱流渦からはじき出され、非一様な空間分布を示す。これは慣性粒子クラスタリングと呼ばれる。雲乱流中では雲粒のクラスタリングが、降水プロセスにおける雲粒の衝突併合成長を促進するほか、レーダー反射強度の増加要因となる可能性も指摘されている。乱流中の慣性粒子クラスタリングについては数値シミュレーションや室内実験によって多くの研究が行われてきた。しかし、実際の雲乱流のような高レイノルズ数乱流場におけるクラスタリング挙動について

は十分に明らかになっていない。そこで本研究では、高レイノルズ数乱流中における慣性粒子クラスタリング挙動を明らかにするために、ウェーブレット解析を用いてクラスタリング構造のスケール依存性の解明に取り組んだ [1]。

乱流中における雲粒のクラスタリングデータの取得には、Lagrangian Cloud Simulator (LCS)を用いた [2, 3, 4]。LCS では多数の慣性粒子の分散を伴う一様等方性気相乱流場の DNS を実行することができる。気相乱流場の支配方程式は非圧縮性流れの Navier-Stokes 方程式である。3方向に周期境界条件の設定された立方体の計算領域を用い、 $k < 2.5$ の大スケールに対して外力を加えることにより、統計的に定常な一様等方性乱流場を形成した。乱流中の多数の粒子の運動については、質点近似に基づいてラグランジアン法により追跡した。微小な球形粒子を仮定し、流体との相対速度に比例する抗力に対応する加速度が働くものとした。統計的に定常な乱流場を形成したのち、粒子を一様ランダムに配置し、粒子運動の計算を開始した。代表時間スケールの10倍の助走計算を行ったうえで、粒子分布データを取得した。得られた粒子分布データについては、ウェーブレット解析を適用するため、ヒストグラム法を用いて粒子数密度の格子点データ ( $N_g^3$ 点)に変換した。

ウェーブレット解析では、 $(2\pi)^3$ の立方体領域の3次元場をスケール、位置、方位に応じた3次元直交ウェーブレットにより展開することができる。本研究ではウェーブレット解析を用いて次式のように数密度  $n(\mathbf{x}, t)$ をそのスケール成分  $n_j(\mathbf{x}, t)$ に分解した。

$$n(\mathbf{x}, t) = n_0 + \sum_{j=0}^{J-1} n_j(\mathbf{x}, t)$$

ここで、 $J$ は  $N_g = 2^J$ で与えられる。 $j$ はスケール  $2^{-j}$ に対応するスケールインデックス ( $j = 0, 1, \dots, J-1$ )で

ある。スケール成分 $n_j(\mathbf{x}, t)$ は次式により定義される。

$$n_j(\mathbf{x}, t) = \sum_{\mu=1}^7 \sum_{i_1, i_2, i_3=0}^{2^j-1} \check{n}_{\mu, \gamma}(t) \psi_{\mu, \gamma}(\mathbf{x})$$

ここで、 $\mu(=1, 2, \dots, 7)$ は方位のインデックス、 $\gamma = (j, i_1, i_2, i_3)$ はスケールと位置の複合インデックスであり、 $\psi_{\mu, \gamma}$ がウェーブレット関数、 $\check{n}_{\mu, \gamma}$ がウェーブレット変換で得られるウェーブレット係数である。なお、スケール $2^{-j}$ に対応する波数は $k_j = k_\psi 2^j$ 与えられる。本研究ではウェーブレットとして Coiflet 12 を用いたので、 $k_\psi = 0.77$ である。図 1 にレイノルズ数 $Re_\lambda = 204$ の乱流場において得られたストークス数 $St = 1.0$ および $St = 0.05$ の粒子の数密度分布とスケール成分の一例を示す。図のように、スケール成分はそのスケールごとのクラスタや空隙の分布を捉えることができる。

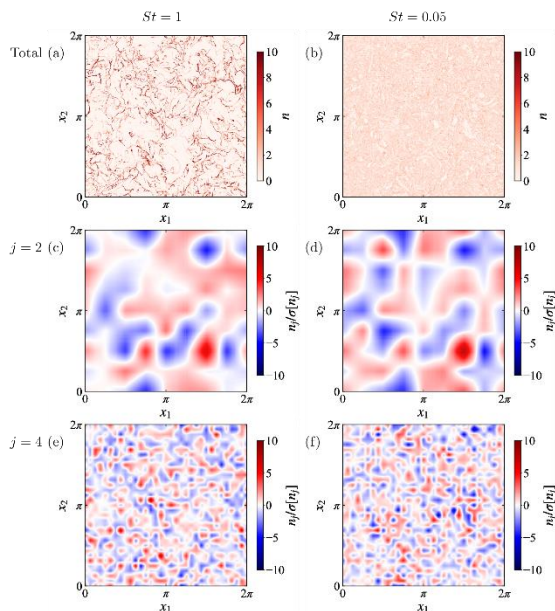


図 1 (a, b) 粒子数密度 $n$ および(c, d)  $j = 2$ および(e, f)  $j = 4$ のスケール成分 $n_j$ の $x_1$ - $x_2$ 断面内の空間分布; (a, c, e)  $St = 1.0$ , (b, d, f)  $St = 0.05$ .

本研究ではスケールごとにクラスタリングの構造を定量評価するため、スケール成分 $n_j$ の尖度 $F[n_j]$ と歪度 $S[n_j]$ を算出した。尖度 $F[n_j]$ と歪度 $S[n_j]$ はそれぞれ以下の式によって定義される [5]。

$$F[n_j] \equiv \frac{M_4[n_j]}{(M_2[n_j])^2}$$

$$S[n_j] \equiv \frac{M_3[n_j]}{(M_2[n_j])^{3/2}}$$

ただし、 $M_q[n_j]$ は $n_j$ の $q$ 次モーメント ( $M_q[n_j] \equiv \langle (n_j)^q \rangle$ ) である。尖度 $F[n_j]$ は数密度分布の空間的な間欠性を表す指標である。一方、歪度 $S[n_j]$ は数密度変動の正負の非対称性を表す指標である。図 2 にレイノルズ数 $Re_\lambda = 204$ の乱流場におけるストークス数 $St$ が 0.01

から 0.2 までの慣性粒子クラスタリングでのスケールごとの尖度 $F[n_j]$ と歪度 $S[n_j]$ を示す。ストークス数 $St$ が小さくなるにつれて慣性力の影響は小さくなるため、粒子の分布は一様ランダムな分布に近づく。このことから直感的には尖度と歪度もランダムな場合の数値に近づくことが予想される。しかし、図 2 の結果では、ストークス数 $St$ が 0.2 から小さくなるにつれて、 $0.02 \leq k_j \eta \leq 0.4$ のスケールの尖度が大きくなるのがわかる。なお、これらのストークス数での数密度スペクトルのピーク波数は $k\eta \sim 0.2$ であり、 $0.02 \leq k_j \eta \leq 0.4$ はクラスタリングの主要な波数範囲である。同じスケール範囲では歪度は負の値を取り、ストークス数 $St$ が小さくなるにつれてその絶対値が大きくなるのがわかる。尖度 $F[n_j]$ が大きな値を取ることは、スケール成分 $n_j$ に間欠的に大きな変動があることを示している。また、歪度 $S[n_j]$ が負の値を取ることは、スケール成分 $n_j$ の変動が空隙側に大きく偏っていること、つまり、クラスタよりも空隙が卓越していることを示している。これらのことから、 $0.01 \leq St \leq 0.2$ ではストークス数が小さくなるにつれて間欠的に卓越した空隙の存在がクラスタリングにおいて重要な役割を果たしていることが示唆された。

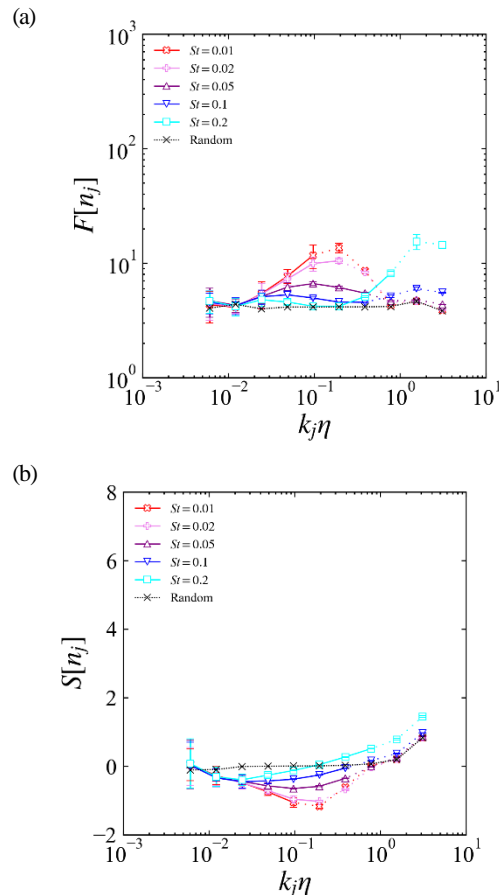


図 2 数密度のスケールごとの(a)尖度 $F[n_j]$ と(b)歪度 $S[n_j]$ のストークス数 $St$ 依存性。横軸の波数 $k_j$ はコロモゴロフ長 $\eta$ を用いて規格化されている。

### 3. 風波を伴う海洋表面近傍での乱流輸送過程

水面上に風が吹き、風波が発生している場合に、主流方向に軸を持つ縦渦がスパン方向に並んだ構造を持つラングミュア循環が形成されることが知られている [6, 7, 8]. ラングミュア循環ではスパン方向に表面流速が低速の領域と高速の領域が交互に並ぶ. このような表面流速の分布と界面下の乱流構造の関係を明らかにするため, 本研究では, 気液二相流の DNS を用いて, 水面への速度強制が液側の乱流構造に及ぼす影響を調べた [9].

気相および液相の流れの支配方程式は非圧縮性流れの Navier-Stokes 方程式である. 気液界面の追跡には, 界面の鉛直方向位置を示す高さ関数  $\eta$  についての 2 次元輸送方程式を用いた. 本 DNS では, 界面の変形に応じて鉛直方向に移動する格子点を持つ境界適合格子を設定し, Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) 法を用いて上記の支配方程式を計算した [10, 11].

気液界面における力学的境界条件は, 以下の法線および接線方向の力学バランス式により与えられる.

$$\begin{aligned} p_w - \tau_{nw} + p_s &= p_a - \tau_{na} \\ \tau_{tw} &= \tau_{tw} + f_s \end{aligned}$$

ここで, 下付き添え字  $a$  および  $w$  はそれぞれ気相および液相の物理量を表し,  $\tau_n$  および  $\tau_t$  はそれぞれ粘性応力の法線および接線方向成分である. また,  $p_s$  は表面張力によって生じる界面での圧力ギャップである.  $f_s$  は界面に加える強制外力を表す. 本研究では, 次式に基づいて, 界面の接線方向速度  $U_s$  をダンピングする強制外力を加えた.

$$\left. \frac{\partial U_s}{\partial t} \right|_{damp} = -\frac{U_s}{T_c}$$

ここで,  $T_c$  はダンピングの時定数である.

本研究では, 主流, スパンおよび鉛直方向長さがそれぞれ 20 cm, 4.8 cm, および 3.75 cm の計算領域を設定した. 計算領域底面から 2.5 cm の高さに初期気液界面を設定した. 格子点数は, 主流方向に 400 点, スパン方向に 96 点, 鉛直方向に 180 点 (気側に 60 点, 液側に 120 点) である. 主流およびスパン方向には等間隔格子を採用した. 鉛直方向には不等間隔格子を採用し, 界面付近に格子点を密に配置した. 速度の境界条件として, 主流およびスパン方向に周期境界条件を, 鉛直方向にはすべり境界条件を適用した. また, 圧力の境界条件として, 主流およびスパン方向には周期境界条件を, 鉛直方向にはノイマン条件を適用した. 気側の初期流動場には, 領域上端速度が 4.7 m/s の十分に発達した壁面乱流場を与えた. 液側の初期流動場については静止状態とし, 初期界面変位も 0 とした. 流れの駆動力として, 気側主流方向に一定の圧力勾配を与え, 7 秒間の時間発展を計算した. 気液界面に働く表面張力には, 水の表面張力を設定した. 界面での接線方向速度ダンピングの時定数  $T_c$  については, せん断応力による表面の加速を抑えるため,  $T_c = 0.01 v_w / u_{*w}^2 =$

$1.45 \times 10^{-4}$  s とした.

本研究では, スパン方向に界面接線方向速度を減速する領域と非減速の領域を交互に配置することにより, ストリーク状の速度差を人為的に作り出すことを試みた. スパン方向の幅 1.6 cm あたりに減速領域を 0.2 cm 配置したケース (スパン方向に 3 サイクル) と幅 2.4 cm あたりに減速領域を 0.3 cm 配置したケース (スパン方向に 2 サイクル) について数値計算を行った. どちらのケースでも, 減速領域の幅は 1 サイクル幅の 1/8 である. なお, サイクル幅 1.6 cm は発生初期 (1.5 s 前後) の風波の波長よりも短いのにに対し, サイクル幅 2.4 cm は 2.5 s 前後の風波の波長と同程度の長さである.

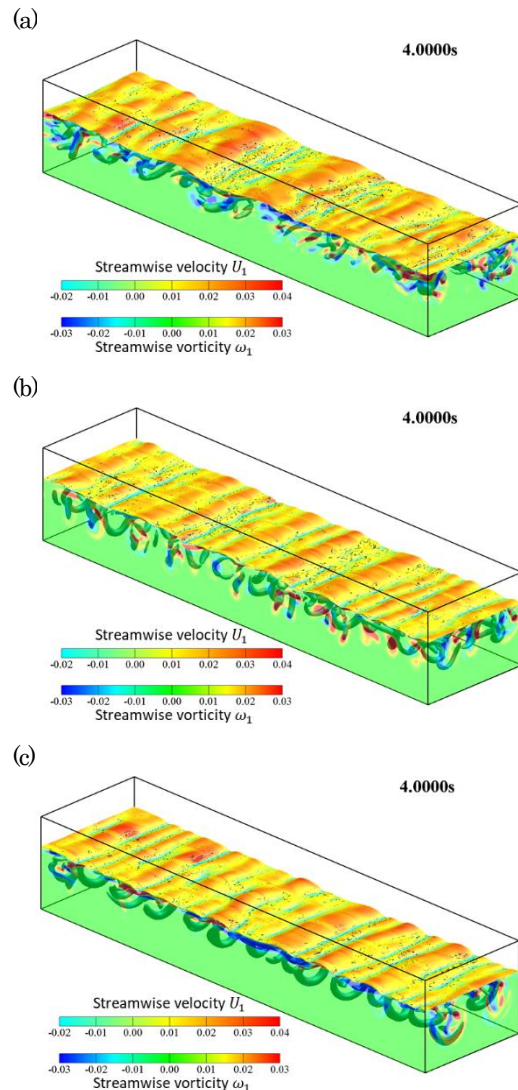


図3 風波気液界面上の主流方向流速  $U_1$ , 液側の主流方向渦度  $\omega_1$ , および速度勾配テンソルの第二不変量 ( $Q = 2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ ) の等値面の分布; (a) 界面速度ダンピングなし, (b) 3 サイクルのダンピング, (c) 2 サイクルのダンピング. 時刻は  $t = 4.0$  秒.

図3に, 通常の風波乱流場と3サイクルおよび2サイクルの減速領域を設定した場合の風波乱流場の可視

化図を示す。界面上のカラーコンターは主流方向界面流速を表し、液側側面のカラーコンターは主流方向高度を表す。界面下には速度勾配テンソルの第二不変量の等値面 ( $Q = 2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ ) を描画した。図 3(a)の通常の風波では、界面上に流速の速いストリーク状構造が生じ、これに対応して界面下に馬蹄形渦列が形成される。このストリーク状構造に伴う乱流場によって液側の乱流混合が促進されることが知られている [11]。図 3(a)では、3つの高速のストリーク状構造が見られる。3サイクルの減速領域を設定した図 3(b)では、非減速領域の中央に高速のストリーク状構造が形成され、その下に3つの馬蹄形渦列が主流方向に整列しながら発達することが確認できる。一方、減速領域を2サイクルに設定した図 3(c)では、2つのストリーク状構造が形成され、同様に2つの馬蹄形渦列が界面下に発達している。また、3サイクルの場合に比べて、馬蹄形渦がより大きく発達していることも確認できる。つまり、同じ時刻でも、2サイクルの方が深い位置にまで乱流渦が到達している。これらの結果から、界面でのストリーク状の高速/低速領域の間隔に応じて界面下の乱流渦スケールが変化することが明らかになった。

本研究の結果は、界面に筋状にネットを張るなどして界面の流速を減衰させることで、液側での乱流混合を制御できる可能性も示唆している。例えば、本手法で表層の乱流による混合攪拌を促進することにより、赤潮や貧酸素水塊の原因である藻類プランクトンの増殖の抑制などに応用できると考えられる。

## 謝辞

第2節の研究課題は、JSPS 科研費 JP20K04298 の助成を受けて行われた。第3節の研究課題は、JSPS 科研費 JP19K21937 および JP19KK0087 の助成を受けて行われた。

## 文献

- [1] K. Matsuda, K. Schneider, and K. Yoshimatsu, “Scale-dependent statistics of inertial particle distribution in high Reynolds number turbulence”, *Phys. Rev. Fluids* 6 (6), 064304 (2021).
- [2] R. Onishi, K. Matsuda, and K. Takahashi, “Lagrangian tracking simulation of droplet growth in turbulence - turbulence enhancement of autoconversion rate”, *J. Atmos. Sci.* 72 (7), 2591-2607 (2015).
- [3] K. Matsuda, R. Onishi, M. Hirahara, R. Kurose, K. Takahashi, and S. Komori, “Influence of microscale turbulent droplet clustering on radar cloud observations”, *J. Atmos. Sci.* 71 (10), 3569-3582 (2014).
- [4] K. Matsuda and R. Onishi, “Turbulent enhancement of radar reflectivity factor for polydisperse cloud droplets”, *Atmos. Chem. Phys.* 19 (3), 1785-1799 (2019).
- [5] K. Yoshimatsu, N. Okamoto, K. Schneider, Y. Kaneda, and M. Farge, “Intermittency and scale-dependent statistics in fully developed turbulence”, *Phys. Rev. E* 79 (2), 026303 (2009).
- [6] A. D. D. Craik and S. Leibovich, “A rational model for

Langmuir circulations”, *J. Fluid Mech.* 73 (3), 401-426 (1976).

[7] S. Leibovich, “The form and dynamics of Langmuir circulations”, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 15, 391-427 (1983).

[8] N. Takagaki, R. Kurose, Y. Tsujimoto, S. Komori, and K. Takahashi, “Effects of turbulent eddies and Langmuir circulations on scalar transfer in a sheared wind-driven liquid flow”, *Phys. Fluids* 27 (1), 016603 (2015).

[9] 松田景吾, 小森 悟, 高垣直尚, 大西 領, “風波気液二相流での液側乱流混合の制御に関する数値的検討”, 第36回生研TSFDシンポジウム, 08 (2021年3月).

[10] S. Komori, R. Nagaosa, and Y. Murakami, “Direct numerical simulation of three-dimensional open-channel flow with zero-shear gas-liquid interface”, *Phys. Fluids A* 5, 115-125 (1993).

[11] S. Komori, R. Kurose, K. Iwano, T. Ukai, and N. Suzuki, “Direct Numerical Simulation of Wind-Driven Turbulence and Scalar Transfer at Sheared Gas-Liquid Interfaces”, *J. Turbulence* 11, 1-32 (2010).

# Numerical Study on Multiphase Turbulent Transport Processes in Atmospheric and Ocean Flows

## Project Representative

Keigo Matsuda Center for Earth Information Science and Technology,  
Research Institute for Value-Added-Information Generation,  
Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology

## Authors

Keigo Matsuda<sup>\*1</sup>, Ryo Onishi<sup>\*2</sup>, Naohisa Takagaki<sup>\*3</sup>

\*1 Center for Earth Information Science and Technology, Research Institute for Value-Added-Information Generation, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology, \*2 Global Scientific Information and Computing Center, Tokyo Institute of Technology, \*3 Dept. of Mechanical Engineering, University of Hyogo

High-resolution direct numerical simulations (DNS) of multiphase turbulence are performed to elucidate turbulent transport processes in atmospheric and ocean phenomena and to improve the reliability of high-resolution atmospheric and ocean simulations. In this fiscal year, (i) the clustering structure of cloud droplets, which affects the droplet growth process in cloud turbulence, is investigated by a multiscale statistical analysis using wavelets, and the results quantitatively shows that intermittent voids-pronounced structures are observed for small Stokes number cases; (ii) the turbulent transport process near the ocean surface with wind waves is investigated focusing on the effect of surface velocities on turbulent transport on the water side, and the results show that the forcing on the surface velocity can change the turbulent structure under the interface.

**Keywords** : turbulence, direct numerical simulation, multiphase flow, cloud turbulence, wind waves

## 1. Introduction

To improve the reliability of high-resolution atmospheric and oceanic simulations, improvement of elemental physical models is necessary. Micro-scale turbulent processes are the most important processes that have a great influence on heat and water vapor transport and cloud development. In this project, the transport processes in multiphase turbulent flows are investigated by direct numerical simulations (DNS) to develop advanced models of turbulent processes. In this fiscal year, we have focused on (i) the clustering structure of cloud droplets, which affects the droplet growth process in cloud turbulence, and (ii) the effect of surface velocities on the turbulent transport process near the ocean surface with wind waves.

## 2. Multiscale structure of droplet clustering in cloud turbulence

Inertial heavy particles suspended in a turbulent flow are swept out from turbulent vortices by centrifugal force and exhibit a non-uniform spatial distribution, which is referred to as inertial particle clustering. In cloud turbulence, clustering of cloud droplets promotes droplet collision and coalescence in the precipitation process and can also increase cloud radar reflectivity. The clustering behavior in high Reynolds number turbulence such as actual cloud turbulence has not been sufficiently clarified. In the present study, the inertial particle clustering behavior in high Reynolds number turbulence has been investigated using orthogonal wavelet analyses [1].

Inertial particle clustering data were obtained from DNS of particle-laden homogeneous isotropic turbulence by using the

Lagrangian Cloud Simulator (LCS) [2]. Many individual particles (up to  $10^9$  particles) were tracked by the Lagrangian method. The obtained particle distribution data were converted to number density field data on the Cartesian grid points.

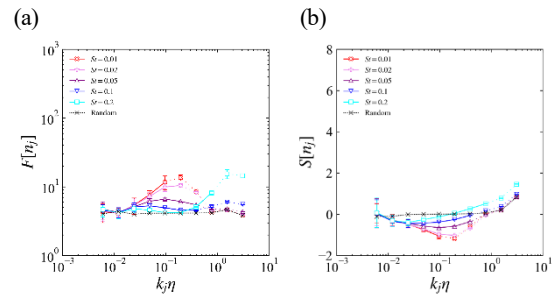


Fig. 1 (a) Scale-dependent flatness  $F[n_j]$  and (b) skewness  $S[n_j]$  of the number density fields for  $St \leq 0.2$ . The wave number  $k_j$  is normalized by the Kolmogorov scale  $\eta$ .

The orthogonal wavelet analysis has been applied to decompose the number density field  $n(\mathbf{x}, t)$  into scale contributions  $n_j(\mathbf{x}, t)$ , where  $j$  is the scale index corresponding to the scale  $2^{-j}$ . The representative wave number for the scale index  $j$  is given by  $k_j = k_\psi 2^j$ . To quantify the multiscale structure of intermittent particle clustering, the scale-dependent flatness and skewness,  $F[n_j]$  and  $S[n_j]$  respectively, has been evaluated [3] (Fig. 1). The results show that, as the Stokes number  $St$  decreases, the flatness values in the intermediate scales ( $0.02 \lesssim k_j \eta \lesssim 0.4$ ) increase. The skewness values in the same wave number range can be negative, and the absolute values of the skewness become larger as  $St$

decreases. This indicates that particle clustering exhibits intermittent void-pronounced structures at small Stokes numbers.

### 3. Turbulent transport process near the wind-wave air-water interface

Langmuir circulation is formed under the air-water interface when wind blows over the interface and wind waves are generated. In the Langmuir circulation, longitudinal vortices are lined up in the spanwise direction, and high and low speed regions are alternately lined up in the spanwise direction on the interface. To clarify the relationship between the surface velocity distribution and the turbulent structure below the interface, the effect of velocity forcing to the water surface on the turbulent structure below the interface has been investigated using DNS of air-water two-phase flow [9].

To control streaky surface velocity distributions, damping regions of the tangential interface velocity and non-damping regions were arranged on the interface alternately in the spanwise direction. DNS were performed for the case of no damping, the case with a 0.2 cm damping region per 1.6 cm spanwise width (three cycles in the spanwise domain size), and the case with a 0.3 cm damping region per 2.4 cm spanwise width (two cycles in the spanwise domain size). The ratio of the damping region is 1/8 for both cases.

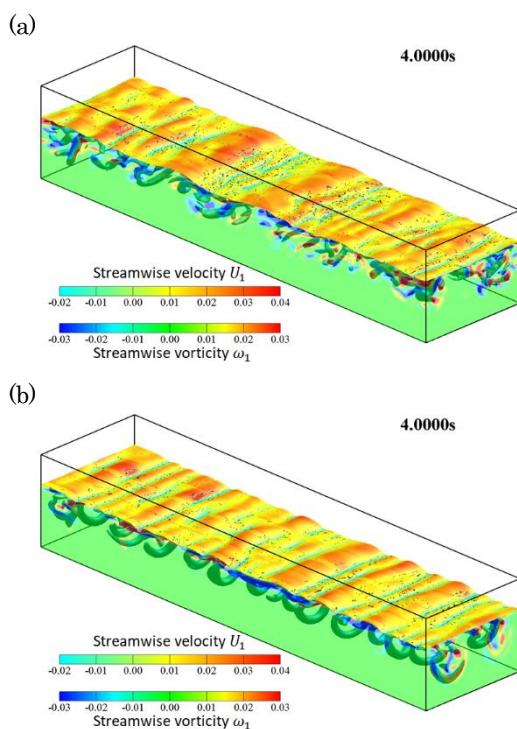


Fig. 2 Visualization of streamwise velocity  $U_1$  on the wind-wave interface, streamwise vorticity  $\omega_1$  in the water side, and isosurfaces of the second invariant of velocity gradient tensor ( $Q = 2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ ) at  $t = 4.0 \text{ s}$ ; (a) normal wind waves and (b) two-cycle damping case.

The result for the normal wind waves shows a streaky surface velocity distribution on the interface and three horseshoe vortex trains below three streaky high-speed regions. Note that turbulent mixing in the water side is enhanced by the turbulent field associated with these streaky regions [5]. The result for the three-cycle damping case shows three streaky high-speed regions in the center of the non-damping regions, and three horseshoe vortex trains are developed beneath the streaky regions. The result for two-cycle damping case shows two streaky high-speed regions and two horseshoe vortex trains. These horseshoe vortices develop to a larger extent than in the three-cycle case. These results indicate that the turbulent vortex scale below the interface changes with the spacing of the streaky high-speed regions on the interface. The results also suggest that the turbulent mixing at the liquid side can be controlled by damping the interface velocity, for example, by setting streaky nets on the interface. This approach can be applied to promote turbulent mixing in the surface layer and suppress the growth of algal plankton, which can cause red tide and anoxic water masses.

### Acknowledgement

The work in Section 2 was supported by the JSPS KAKENHI No. JP20K04298. The work in Section 3 was supported by the JSPS KAKENHI No. JP19K21937 and No. JP19KK0087.

### References

- [1] K. Matsuda, K. Schneider, and K. Yoshimatsu, "Scale-dependent statistics of inertial particle distribution in high Reynolds number turbulence", *Phys. Rev. Fluids* 6 (6), 064304 (2021).
- [2] R. Onishi, K. Matsuda, and K. Takahashi, "Lagrangian tracking simulation of droplet growth in turbulence - turbulence enhancement of autoconversion rate", *J. Atmos. Sci.* 72 (7), 2591-2607 (2015).
- [3] K. Yoshimatsu, N. Okamoto, K. Schneider, Y. Kaneda, and M. Farge, "Intermittency and scale-dependent statistics in fully developed turbulence", *Phys. Rev. E* 79 (2), 026303 (2009).
- [4] K. Matsuda, S. Komori, N. Takagaki, R. Onishi, "Numerical study on turbulent mixing in wind-wave air-water two-phase flow", 36th TSFD Symposium, 08 (March, 2021), in Japanese.
- [5] S. Komori, R. Kurose, K. Iwano, T. Ukai, and N. Suzuki, "Direct Numerical Simulation of Wind-Driven Turbulence and Scalar Transfer at Sheared Gas-Liquid Interfaces", *J. Turbulence* 11, 1-32 (2010).