

非平衡状態における乱流混合と粒子輸送の大規模シミュレーション

課題責任者

後藤 俊幸 名古屋工業大学 ながれ領域

著者

後藤 俊幸^{*1}, 大西 領^{*2}, 長谷川 洋介^{*3}, 塚原 隆裕^{*4}, 渡邊 威^{*1}, 齋藤 泉^{*1}, 亀谷 幸憲^{*3}

*1 名古屋工業大学 ながれ領域, *2 海洋研究開発機構 地球情報基盤センター, *3 東京大学 生産技術研究所,

*4 東京理科大学 理工学部 機械工学科

大気においてはエアロゾルや雲粒子のような相変化を伴う微小水滴の乱流混合輸送は気象変化や気候変動においてきわめて重要な役割を果たす。本研究では多数の雲粒子や複数のスカラー場を含む乱流の大規模シミュレーションを駆使して、外部環境の変化が乱流を通してサブコルモゴロフスケールサイズの粒子輸送や衝突、空間分布、成長速度などにどのように影響を及ぼすかを調べた。これまで微小スケールでの乱流揺らぎの統計的性質は巨視的スケールによらないとされてきたが、乱流による粒子輸送やスカラー輸送では必ずしもこれは成り立たない場合があることを見出した。縦速度微分の確率密度関数は乱流の励起方法によらないが、粒子衝突数はストークス数の増大と共にせん断により励起される乱流場では小さくなることが分かった。乱流中に浮遊する慣性粒子の動径分布関数を乱流場全体とラグランジュ的に追跡した局所的領域内で計算しクラスタリングの特性を調べた結果、局所的クラスタリングは全体平均よりも小さくなる場合があることを見出した。これは粒子が全体平均とは全く異なる衝突確率と異なる粒子成長を遂げることを示唆している。

キーワード：乱流混合, 非平衡, 慣性粒子, クラスタリング, 衝突数

1. 乱流の励起方法の違いによる慣性粒子の衝突数への影響

乱流理論では巨視的スケールで外力によりエネルギー（スカラー揺らぎ）が注入され、エネルギーは慣性領域を経由して粘性スケールに輸送され熱に代わる。微細スケールでの揺らぎの特性時間は巨視的スケールのそれより短いため、乱流の微細スケールは統計的に平衡状態にあるとして解析されてきた。しかし、実際にはこのようなコルモゴロフ的な描像での乱流励起はそう多くはない。例えば海洋性の積雲中を潜熱の開放によって駆動される上昇気流に乗って移動する小さな立方体（パーセル）内中での乱流混合と雲粒子の運動・成長を考えると、パーセルは時々刻々とそのおかれている位置を変えるので乱流環境が変化するため（図1 [1, 2]）、パーセル内の乱流は非平衡状態にある。その結果パーセルサイズからコルモゴロフスケール以下までの全てのスケールにわたって非定常なシアや温度勾配にさらされることになる。すなわち、乱流（スカラー）は波数空間では全波数で駆動されることになり必ずしも理論が仮定している状況にはない。実際、2種類のスカラー揺らぎの駆動法の違いが慣性移流領域でのスケーリング指数の違いをもたらすことが見いだされている [3]。このスカラーを含む乱流混合の励起の仕方の違いがどの程度エアロゾルの乱流輸送や雲粒子同士の衝突数に影響を与えるかはこれまであまり顧みられてこなかった。そこで、最も単純な2種類の仕方で乱流を駆動し、微細慣性粒子の衝突数への影響を解析した。波数区間での Navier-Stokes 方程式に対する外力 $f(k, t)$ を

とすると、第1の方法は速度場に比例した外力 f を全波数で注入する方法（Type A）であり、第2の方法はこの外力が低波数側でのみ与えられる方法（Type B）である。

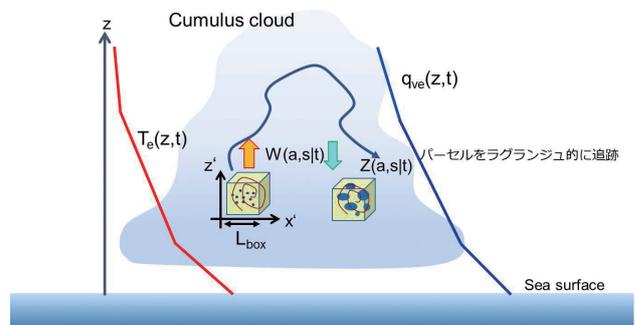


図1 海洋性の積雲内を上昇気流により移動するパーセル内の乱流と雲粒子の成長は、時々刻々変動する非平衡環境にあり、乱流の駆動、粒子クラスタリング、衝突数などに影響を与える。

$$\hat{f}(k, t) = \begin{cases} \alpha(t)\hat{u}(k, t) & (k_l \leq |k| \leq k_h) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad a(t) = \frac{\epsilon_c}{\sum_{k_l \leq |k| \leq k_h} |\hat{u}(k, t)|^2}$$

$$A: 1 \leq |k| \leq k_{max} \quad B: 1 \leq |k| \leq 3$$

ここで、 ϵ_c は単位時間単位質量あたりの運動エネルギー散逸率である。微小慣性粒子を含む定常乱流の DNS（格子点数 256^3 ）を行い定常状態において約 10^6 個の慣性粒子（ストークス数 $St = \tau_p/\tau_\eta$; τ_p 粒子の緩和時間、 τ_η 乱流のコルモゴロフ時間）を導入し、乱流の微細スケールの統計量および微細粒子の衝突数への影響を解析した。予備的計算のため $Re_\tau = 87$ と低めに設定した。乱流の微細成分

である縦速度微分の確率密度関数 (PDF) を図2に示した。乱流の励起方法の違いはこのPDFには反映されないことを示しており、いわゆる Kolmogorov 理論における等方性や微細スケールの巨視的スケールに対する統計的独立性が確認できる。しかし、図3に見るように、粒子の衝突数は St が大きくなるにつれて違いが見えてくる。せん断により励起される乱流場の方が粒子衝突数が小さくなることを見いだされた。

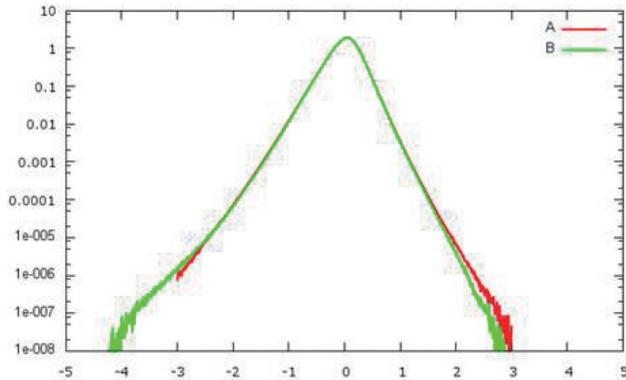


図2 τ_η で無次元化した $\frac{du_z}{dx_i}$ の確率密度関数

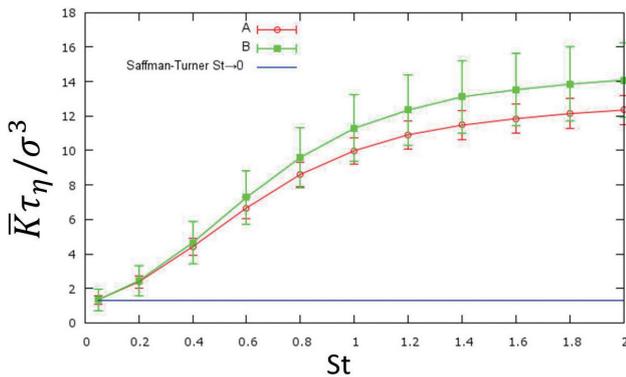


図3 縦: σ^3/τ_η で無次元化した衝突カーネル Γ の時間平均値、横: ストークス数 St 、エラーバーは標準偏差。

2. 局所非平衡域における粒子クラスタリング機構の解明

雲微物理プロセスや噴霧燃焼、微粉炭燃焼プロセスの中では、乱流が微小粒子間の衝突を促進する効果がしばしば重要となる。このため、乱流中での微小慣性粒子の衝突現象を解明するための数値研究が数多くなされてきており、特に近年は、計算機性能の向上に伴い多くの知見が得られている [4]。しかし、それら知見の多くは、外力によるエネルギー注入量と粘性によるエネルギー散逸量が平衡状態にある、巨視的・統計的に、定常な乱流場において得られたものである。非平衡状態における乱流衝突機構に関する知見は皆無に近い。

本研究では、巨視的には定常乱流場を対象としつつも、必ずしも平衡状態にない局所領域における乱流衝突機構を大規模数値解析によって明らかにすることを目的とする。大規模数値解析には、流体運動を有限差分法によって計算する一方、個々の粒子運動をラグランジアン追跡法

により計算する混相乱流直接数値計算法 LCS (Lagrangian Cloud Simulator: [5][6]) を用いた。つまり、流体運動は、連続の式と Navier-Stokes 方程式を有限差分法により直接計算する一方、粒子運動に関しては、粒子速度 \mathbf{v} の時間発展を以下の方程式に基づいて計算した。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\tau_p}(\mathbf{v} - \mathbf{u})$$

本研究では、有限の慣性を持つが微小な粒子を想定し、 τ_p はストークス抵抗による粒子の緩和時間として質点近似を用いるとともに粒子に働く重力を無視した。ストークス抗力は粒子レイノルズ数が1よりも小さい場合に有効である。大気中の水滴(雲粒)を想定した場合、半径 r が $50\mu\text{m}$ 程度よりも小さい粒子に相当する。この場合、大気のコルモゴロフスケール η が 1mm 程度であるため、質点近似 ($r/\eta \ll 1$) はよい近似となる。

今年度は、 $2,048^3$ 計算格子を用いた定常等方性乱流中(テイラーマイクロスケール基準レイノルズ数 $Re_\lambda = 520$)での 10^9 個の微小慣性粒子 ($St=0.4$) の運動を追跡し、乱流衝突統計量を取得した。衝突因子 K_c は衝突半径 $R_{12}(=r_1+r_2)$ と動径方向相対速度 w_r 、および、動径方向分布関数 g_{12} を用いて以下のように定式化される。

$$K_c(r_1, r_2) = 2\pi R_{12}^2 \langle |w_r(x = R_{12})| \rangle g_{12}(x = R_{12})$$

ここで、 $g_{12}(x=R_{12})$ はクラスタリング効果と呼ばれ、粒子が偏在することによって平均的な衝突確率を増大させる効果を表す。本研究では特にこのクラスタリング効果に着目した。特に、あるマーカー粒子に注目し、その粒子を含むローカルな(局所的)領域での乱流衝突統計量と、計算領域全体の(巨視的な、グローバルな)乱流衝突統計量の比較を行い、局所非平衡性が統計量に及ぼす影響を調べた。

図4に、全計算(グローバル)領域と、マーカー粒子を含むローカル領域の様子を示す。図5に、グローバル領域のクラスタリング効果 (g_{12}^G , 黒) とローカル領域のクラスタリング効果 (g_{12}^L , 赤) の時間変化を示す。 g_{12}^G の時間平均値が 15.4 に対し、 g_{12}^L の時間平均値は 11.9 であった。

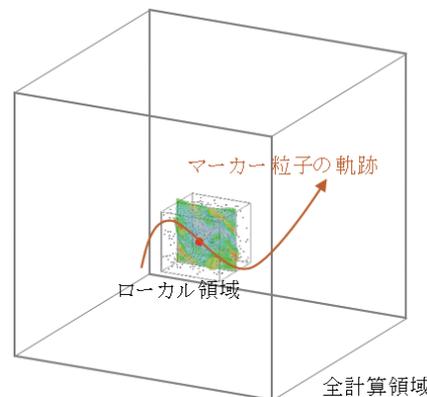


図4 全計算領域(グローバル領域)とローカル領域の模式図。本研究では、ローカル領域の大きさをグローバル領域の $(1/8)^3$ に設定した。

つまり、長時間（流体の積分時間スケール）にわたり、ある粒子はグローバル平均とは全く異なる衝突確率にさらされていた。この間に粒子成長が顕著に進むような場合、グローバルなバルク統計量からだけでは粒子成長を予測することができない、という興味深い知見が得られた。

今回の計算設定では、512 ノードを利用し、流体計算のみの場合にピーク性能比 18.2%、流体と粒子の同時計算の場合にピーク性能比 14.7% の演算性能であった。高い演算性能により、計算資源を有効活用することができた。

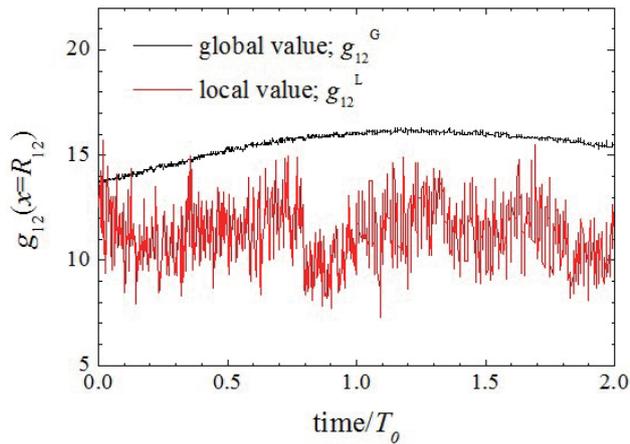


図5 グローバル領域の動径分布関数 g_{12}^G (黒) とローカル領域の g_{12}^L (赤) の時間変化。ローカル領域はサンプル数(対象粒子数)が小さいため、ローカル統計量の時間変動が大きい。

文献

- [1] T. Gotoh, T. Suehiro, and I. Saito, “Continuous growth of cloud droplets in cumulus cloud”, *New J. Phys.* 18 (2016) 043042 (19 pages).
- [2] 後藤俊幸「雲マイクロ物理シミュレータによる雲粒子の統計解析」 *ながれ* 34 pp.349-354 (2015).
- [3] T. Gotoh, and T. Watanabe, “Power and nonpower laws of passive scalar moments convected by isotropic turbulence”, *Phys. Rev. Lett.* 115, 114502, (2015).
- [4] R. Onishi, and J.C. Vassilicos, “Collision Statistics of Inertial Particles in Two-Dimensional Homogeneous Isotropic Turbulence with an Inverse Cascade”, *Journal of Fluid Mechanics* Vol.745, 279-299 (2014).
- [5] R. Onishi, K. Takahashi and J.C. Vassilicos, “An Efficient Parallel Simulation of Interacting Inertial Particles in Homogeneous Isotropic Turbulence”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 242, 809-827 (2013).
- [6] R. Onishi, K. Matsuda and K. Takahashi, “Lagrangian Tracking Simulation of Droplet Growth in Turbulence - Turbulence Enhancement of Autoconversion Rate”, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 72, 2591-2607 (2015).

Large Scale Numerical Simulation of Turbulent Scalar and Particle Transport in Nonequilibrium Environments

Project Representative

Toshiyuki Gotoh Nagoya Institute of Technology

Authors

Toshiyuki Gotoh^{*1}, Ryo Onishi^{*2}, Yosuke Hasegawa^{*3}, Takahiro Tsukahara^{*4}, Takeshi Watanabe^{*1}, Izumi Saito^{*1} and Yukinori Kametani^{*3}

*1 Nagoya Institute of Technology, *2 Center for Earth Information Science and Technology, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology, *3 Institute of Industrial Science, The University of Tokyo, *4 Tokyo University of Science

We have examined effects of variation of turbulent flow at large scales on the transport of particles with size below the Kolmogorov scale by using large scale numerical simulation. It is found that the probability density function of the longitudinal velocity gradient is insensitive to the variation while the collision rate of particles in turbulence excited by mean shear becomes smaller than the case for the random excitation at large scales alone as the Stokes number increases. Also found is that the local particle clustering within a small domain tracked along its Lagrangian trajectory can be weaker than that computed in the global domain, which suggests that the collisional growth of particles in some local domain is slower than would for the overall mean growth and leads to a wider spectrum in particle radius.

Keywords: turbulent mixing, nonequilibrium, inertial particle, clustering, collision rate

1. Effects of turbulence driving at large scales on the collision kernel of inertial particles

It has long been considered that when Reynolds number is high the fluid motion and scalar transfer at small scales in turbulence are independent or insensitive to dynamics at large scales [1]. In actual turbulence the small scales are excited at all scales from large to Kolmogorov scales by the uniform mean velocity (or scalar) gradient, for example, turbulence within a parcel ascending inside a maritime cumulus cloud [2]. In order to see to what extent the small scales of motion and the collisions of particles with size smaller than the Kolmogorov length are affected when the excitation scheme of turbulence is changed, we have conducted direct numerical simulations (DNS) of homogeneous turbulence with small particles with two types of forcing; Type A: a force linear in the velocity Fourier mode with time dependent amplitudes which is determined by a prescribed rate of power input and applied to all wavenumber band, Type B: the same force but applied only at low wavenumber band, as

$$\hat{f}(\mathbf{k}, t) = \begin{cases} \alpha(t)\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{k}, t) & (k_l \leq |\mathbf{k}| \leq k_h) \\ \mathbf{0} & (\text{otherwise}) \end{cases} \text{ and } a(t) = \frac{\varepsilon_c}{\sum_{k_l \leq |\mathbf{k}| \leq k_h} |\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{k}, t)|^2}$$

for A: $1 \leq |\mathbf{k}| \leq k_{max}$ B: $1 \leq |\mathbf{k}| \leq 3$

Type A forcing mimics the excitation of turbulence under the uniform mean shear. It is found that the PDFs are insensitive to the variation of the forcing scheme (figure not shown). Figure

1 shows the variation of the collision number (collision kernel) against the Stokes number (St) for two methods. The collision number for type A forcing becomes smaller than that for Type B when the Stokes number increases, suggesting that the collision frequency is affected by the large scale properties.

2. Clustering of particles in locally nonequilibrium domain in homogenous turbulence

Turbulent flow enhances inter-particle collisions in clouds, spray or coal combustors. There have been numerous researches on the turbulent-collision process. Due to the rapid progress in computational performance, many new findings have been obtained by numerical simulations [3]. The findings are, however, basically for turbulent flows in equilibrium states and few findings in non-equilibrium flows. This study aims to investigate the turbulent-collision mechanism in a non-equilibrium state by means of a direct numerical simulation. We use the Lagrangian Cloud Simulator (LCS: [4][5]) that solves the continuity and Navier-Stokes equations with a finite-difference method and tracks the particle motion. The collision kernel is formulated by

$$K_c(r_1, r_2) = 2\pi R_{12}^2 \langle |w_r(x=R_{12})| \rangle g_{12}(x=R_{12}),$$

where $R_{12}=r_1+r_2$ is the collision radius, $\langle |w_r(x=R_{12})| \rangle$ the radial relative velocity at contact separation and $g_{12}(x=R_{12})$ the radial distribution function (RDF) at contact separation. We used 2,048³

grids for flow and tracked 10^9 particles with the Stokes number of 0.4 to obtain global and local collision statistics. Statistically steady state in homogeneous isotropic turbulence was achieved by forcing at large scales. The flow is in equilibrium state in the global (whole) domain, but not necessarily in a local domain. Here we tracked a small domain moving with a marker particle to obtain local statistics. Figure 2 shows the time variation of the RDFs quantifying the clustering effects of particles. The RDFs for the global and local domains are shown in black and red, respectively. If time average is taken over the displayed time period (comparable with integral time), their values are 15.4 and 11.9, respectively. This significant difference may cause errors in collision growth prediction if it is based on the global statistics alone.

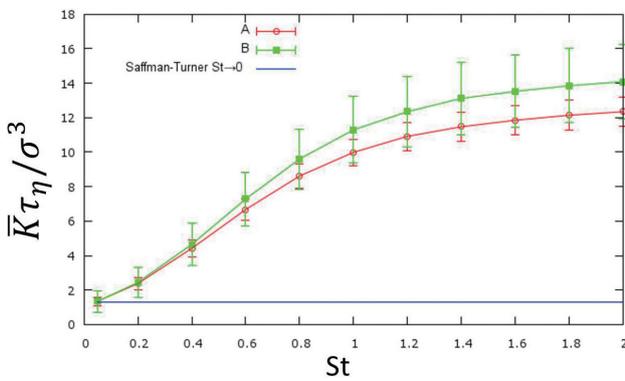


Fig.1 Time averaged collision kernel against Stokes number for two types of forcing: red: Type A, green: Type B, blue: Saffman Turner’s theory.

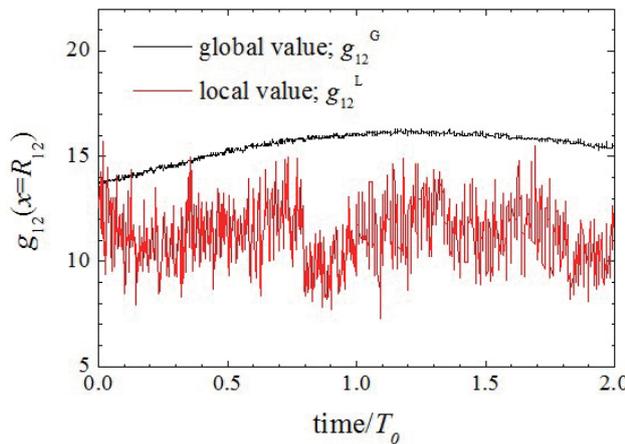


Fig.2 Time variation of radial distribution functions for global and local domains. black: global g_{12}^G and red: local g_{12}^L .

References

- [1] T. Gotoh, and T. Watanabe, “Power and nonpower laws of passive scalar moments convected by isotropic turbulence”, Phys. Rev. Lett. 115, 114502, (2015).
- [2] T. Gotoh, T.Suehiro, and I. Saito, “Continuous growth of cloud droplets in cumulus cloud”, New J. Phys. 18 (2016) 043042 (19 pages).
- [3] R. Onishi, and J.C. Vassilicos, “Collision Statistics of Inertial Particles in Two-Dimensional Homogeneous Isotropic Turbulence with an Inverse Cascade”, J. Fluid Mech. Vol.745, 279-299 (2014).
- [4] R. Onishi, K. Takahashi and J.C. Vassilicos, “An Efficient Parallel Simulation of Interacting Inertial Particles in Homogeneous Isotropic Turbulence”, J. Comp. Phys., Vol. 242, 809-827 (2013).
- [5] R. Onishi, K. Matsuda and K. Takahashi, “Lagrangian Tracking Simulation of Droplet Growth in Turbulence - Turbulence Enhancement of Autoconversion Rate”, J.Atmos.Sci., Vol.72, 2591-2607 (2015).

