

非平衡環境における乱流スカラー輸送の大規模シミュレーションとモデリング

課題責任者

後藤俊幸

名古屋工業大学大学院工学研究科 物理工学専攻

著者

後藤俊幸*1, 大西領*2, 渡邊 威*1, 齋藤 泉*1, 安田達哉*1, 松田景吾*2,

*1 名古屋工業大学 物理工学専攻, *2 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

一様な平均スカラー勾配のもとで等方性乱流により輸送されるパッシヴスカラーの非等方性を低シュミット数 $Sc = \kappa/\nu (1/16384 < Sc < 1)$ について解析した. 平均勾配方向とそれに垂直な方向のスカラー微分の分散の比はスカラーテイラーマイクロスケールに基づいたペクレ数の普遍的な関数となることが分かった. 低シュミット数では, スカラー場スペクトルの 0 次と 2 次の Legendre 展開係数はほぼ同程度の大きさになることが分かった. 微小粒子集団による乱流強度の減衰がダムケラ数 (=乱流の特性時間/粒子集団の特性時間) の単調減少関数となることを理論的に導き, 直接数値計算 (DNS) により確認した. 空間格子点数 $10, 016^3$ の超大規模 DNS を行い, テイラーマイクロスケールレイノルズ数が 1500 を超える等方性乱流場を再現した. 統計的定常状態において各種乱流統計量を取得し, 現実的な大気乱流に見られる間欠性を有したデータを取得することに成功した.

キーワード: 非等方性, スカラー乱流, 乱流衝突統計量, 間欠性, クラスタリング

1. 平均スカラー勾配下での温度揺らぎの非等方性

乱流においては, 巨視的スケールで外力により運動エネルギーが注入され, 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と同時に, 巨視的なスケールで顕著だった揺らぎの非等方性が微細スケールへのカスケードにより等方的になるというリチャードソン・コルモゴロフの描像が定着している. 雲中の乱流においては鉛直方向に平均温度勾配や平均水蒸気混合比勾配が存在するため, 温度場などは巨視的には非等方的であっても微視的スケールは等方的になると考えられている. しかし, 巨視的スケールから微小スケールに至る間に, どれほど速く(遅く)等方性が回復するかについては未だ明らかではない. 非等方性がいつまでも残るなら, 雲乱流や工学における LES 数値モデルは根本的な修正を迫られる. 一様なスカラー勾配下での乱流混合現象を理解することは, 乱流の根本的理解とより確かな乱流モデルの構築において欠かすことができない重要な課題である.

鉛直方向に一様な平均温度勾配がある中で一様等方性乱流により輸送されるスカラーの統計法則を大規模直接数値シミュレーション (DNS) により解析した. スカラー揺らぎの非等方性がシュミット数 ($Sc = \nu/\kappa =$ 分子動粘性率/分子拡散係数) と共に如何に変化するかを, スカラー微分および分散スペクトルに着目して解析を行った.

1 辺が 2π の立方体内で周期境界条件のもとで, ランダムな外力 \mathbf{f} により励起される非圧縮流体の定常な一様等方性乱流と, x_3 方向に一様な平均スカラー勾配 Γ が印加された受動的スカラー θ の DNS を行う.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}, \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta = \kappa \nabla^2 \theta - \Gamma u_3$$

スカラー揺らぎの非等方性を調べるには乱流場の等方性を担保することが重要である. ソレノイダルなガウシアンホワイトノイズ外力 \mathbf{f} は強制波数域 $8 \leq k \leq 9$ のみ与えられ, それ以外の波数域では 0 とした. これにより, 乱流速度場の積分長が周期箱の長さに比べて十分小さくなり, 様々な向きの積分長程度の渦が存在するため, 瞬時の空間平均においても速度場は良い等方性を示す. 時間方向の離散には 4 次精度 Runge-Kutta-Gill 法, 空間離散には擬スペクトル法を用い, 領域 2 次元分割, MPI と OpenMP を使用して大規模並列計算を実施した. Taylor 長に基づく 5 つのレイノルズ数 Reynolds 数 ($Re_\lambda \approx 7, 29, 63, 106, 150$), 11 個のシュミット数 $Sc = 1, 1/2, 1/4, 1/8, 1/16, 1/32, 1/64, 1/128, 1/256, 1/4096, 1/16384$ について調べた [1].

1-1) スカラー変動勾配場のペクレ数依存性

スカラーテイラー長 λ_θ に基づいたペクレ数 Pe_{λ_θ}

$$Pe_{\lambda_\theta} = \frac{u' \lambda_\theta}{\kappa}, \quad \lambda_\theta = \sqrt{6\kappa\theta'^2/\chi_c}$$

を導入する. ここに u' と θ' は速度とスカラーの根 2 乗平均であり, c は平均スカラー分散散逸率である. 非等方性を最もよくあらわす統計量として, 一様平均スカラー勾配と平行および垂直方向のスカラー勾配の分散の比 g_θ

$$g_\theta = 2 \left\langle \frac{\partial \theta}{\partial x_3} \frac{\partial \theta}{\partial x_3} \right\rangle / \left[\left\langle \frac{\partial \theta}{\partial x_1} \frac{\partial \theta}{\partial x_1} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \theta}{\partial x_2} \frac{\partial \theta}{\partial x_2} \right\rangle \right]$$

を導入する. 図 1 は, g_θ を Pe_{λ_θ} についてプロットしたものである. すべての計算値がほぼ 1 つの曲線上にのっており, g_θ は Pe_{λ_θ} の普遍関数となっていることが分かる. $Pe_{\lambda_\theta} \rightarrow 0$ の極限では, 乱流速度場によるスカラー混合効果は

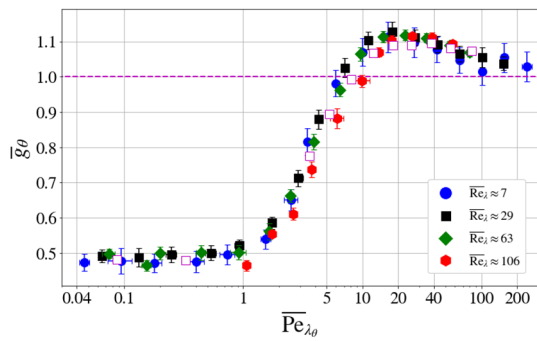


図1 平均スカラー勾配方向に平行および垂直方向のスカラー微分の分散の比 g_θ のペクレ数 Pe_{λ_θ} 依存性. 青, 黒, 緑, 赤, 紫はそれぞれ $Re_\tau = 7, 29, 63, 106, 150$ [1].

極めて小さくなる. この場合, スカラー変動成分 θ に関する移流拡散方程式の移流項は無視出来て線形方程式となる. 従って, 統計的定常状態では拡散項と一様スカラー勾配項がつり合うことから漸近値 $g_\theta = 0.5$ が容易に導かれる. 一方, Pe_{λ_θ} が大きくなるにつれ, スカラー変動勾配場はより等方的になる傾向 ($g_\theta \rightarrow 1$) が確認される. 大きな Pe_{λ_θ} では, 等方乱流速度場によってスカラーが強く混合され, 一様平均スカラー勾配により生み出されるスカラー揺らぎの非等方性が弱められるためである[1].

1-2) スカラー分散スペクトルの等方・非等方成分のSchmidt 数依存性

一様な平均スカラー勾配によりスカラー場の巨視的スケールは非等方性であるとき, スケールの減少と共に如何に非等方性が解消されていくのかを見るには, スカラー分散のスペクトルの非等方性を見るのが適している. 今の場合, スカラー揺らぎは一様勾配の方向を軸とする軸対称性を持つ. そこで, スカラー分散スペクトル密度関数はこの軸と波数ベクトル \mathbf{k} とのなす角度を ϕ とした時, ルジャンドル多項式 $P_n(\cos\phi)$ で展開できる.

$$\langle \theta^2 \rangle = \int_0^\infty \int_0^\pi 2\pi k Q_\theta(k, \cos\phi) \sin\phi dk d\phi$$

$$E_\theta(k, \cos\phi) = 2\pi k Q_\theta(k, \cos\phi) = \sum_{l=0}^\infty E_\theta^{(2l)}(k) P_{2l}(\cos\phi)$$

ここで, 偶数次のみが現れているのは反転対称性を考慮に入れたためである. 図2は Sc を1 から次第に小さくしていった時の展開係数スペクトルである. $Sc=1$ においては速度場の強制波数 $8 \leq k \leq 9$ よりも高波数側(慣性移流領域)で $E_\theta^{(0)}(k)$ は $k^{-5/3}$ に近い領域, それに引き続くバンプ領域 $50 \leq k \leq 300$ (はめ込み図参照), そして指数関数的減衰領域が観測される. $E_\theta^{(2)}(k)$ は $E_\theta^{(0)}(k)$ よりも1桁以上小さいが, $E_\theta^{(0)}(k)$ とほぼ同様の振る舞いを示す. ただし, バンプは $E_\theta^{(0)}(k)$ ほど強くはない. $Sc=1/128$ では,

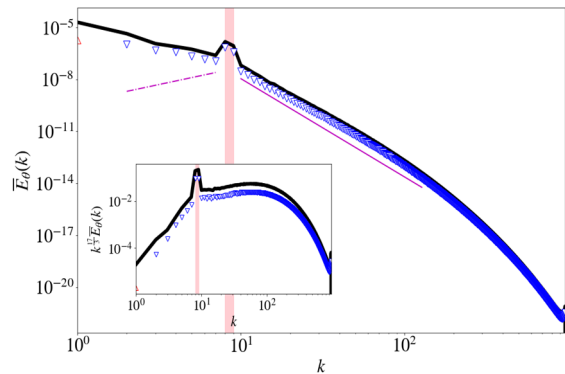
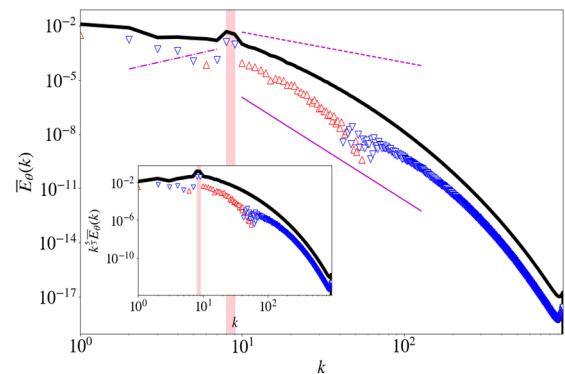
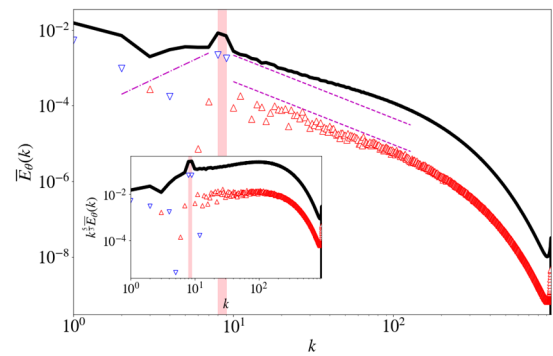


図2 $E_\theta^{(0)}(k)$ と $E_\theta^{(2)}(k)$. $Sc=1$ (上段), $Sc=1/128$ (中段段), $1/16384$ (下段). 黒実線: $E_\theta^{(0)}(k)$, 赤 Δ : $E_\theta^{(2)}(k)$, 青下 Δ : $-E_\theta^{(2)}(k)$. 紫点線, 紫一点鎖線, 紫実線はそれぞれ $k^{-5/3}$, k^2 および $k^{-17/3}$ の傾きを表す. 縦の紫帯は外力による速度励起波数領域 $8 \leq k \leq 9$ を示す. はめ込み図は $k^{5/3}E_\theta^{(0,2)}(k)$ (上, 中段) と $k^{17/3}E_\theta^{(0,2)}(k)$ (下段) $Re_\tau \approx 150$.

$E_\theta^{(0)}(k)$ は $8 \leq k \leq 9$ よりも高波数側で $-5/3$ よりも急な傾きを持つ. また $E_\theta^{(2)}(k)$ の振幅はまだ $E_\theta^{(0)}(k)$ と比べてまだ1桁程度小さいが, $k=8$ と 40 あたりで符号を変えていることが分かる. $Sc=1/16384$ では, $E_\theta^{(0)}(k)$ と $E_\theta^{(2)}(k)$ はほぼ同程度の大きさを持ち, かつ $E_\theta^{(2)}(k)$ は波数の全領域で同符号である. また, $8 \leq k \leq 9$ よりも高波数側では両スペクトルは $k^{-17/3}$ に近いふるまいをしていることが見て取れる. これは Batchelor らの理論とも合致する. さらに興味深いのは, $8 \leq k \leq 9$ よりも低波数側ではスカラースペ

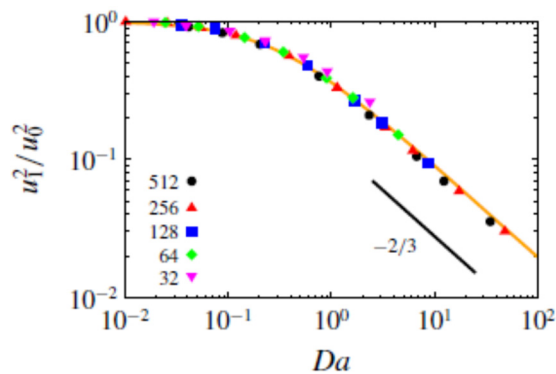


図3 微小粒子が空間に固定された場合の乱流強度比 u_1^2/u_0^2 のダムケラ数依存性。 u_1^2, u_0^2 はそれぞれ、粒子のある時とない時の乱流の2乗平均速度。オレンジ色の曲線は理論、シンボルはDNSによる結果 [2].

クトルは波数の減少と共にその振幅が大きくなっていることである。運動エネルギースペクトル (図なし) は低波数側に向かって減少していることを考慮すると、これはスカラー揺らぎがある程度にわたって一様勾配方向の速度成分により輸送されるとともに、大きな拡散効果により一様勾配方向に巨大なスカラーの塊が生成されることによる[1].

2 乱流と微小固体粒子群との相互作用

雲乱流中における過飽和度ゆらぎの大きさ (分散) は、乱流による輸送・混合と雲粒子表面での凝結・蒸発との競合によって決まり、ダムケラ数 $Da = T_e/\tau_c$ が支配パラメータとなる。この考えを発展させ、乱流中に分散する微小な固体粒子 (火山灰、氷晶など) が如何に乱流を減衰させるかという乱流変調の問題に応用した。非常に重い固体粒子の場合には、乱流強度は新たに導入されたダムケラ数 Da (=乱流積分時間/流体粒子緩和時間) を用いて

$$\overline{u^2} / \overline{u_0^2} \sim (1 + cDa)^{-2/3} \quad c > 0$$

のように減衰する ($\overline{u_0^2}$ は粒子のない時の乱流強度)。ダムケラ数が大きい場合 (粒子数が大きい時) 乱流強度は $Da^{-2/3}$ に従って減衰する。図3は DNS による計算と理論を比較したものである。両者の一致は極めて良い[2].

3. 超大規模 DNS による大気乱流の再現

雲乱流中では激しい乱流によって雲粒子同士の衝突が促進され、その効果を正しく予測することが豪雨予測の高精度化に欠かせない。これまで、世界に先駆けて $8,192^3$ 格子を用いてテイラーマイクロスケール基準レイノルズ数 Re_λ が 1390 に及ぶ高レイノルズ数の定常等方性流れを実現した。この中に雲粒のような微小慣性粒子を 82 億個混入してそれらの運動をラグランジュ的に追跡し、乱流衝突統計量を解析して乱流衝突機構に及ぼすレイノルズ

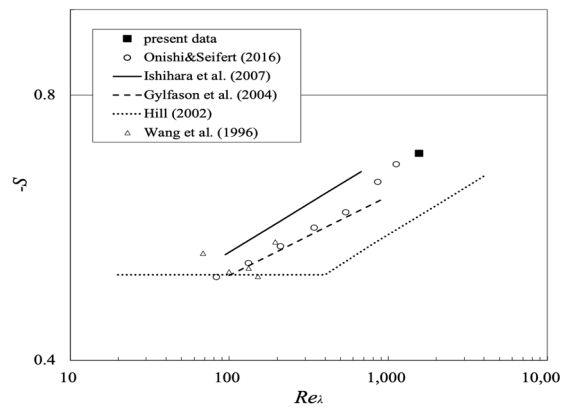


図4 スキューネス S のレイノルズ数依存性

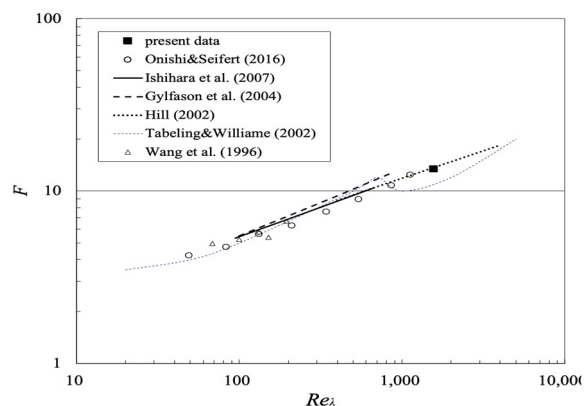


図5 フラットネス F のレイノルズ数依存性

数の影響を明らかにした[3][4].

本年度は、さらなる高 Re_λ における乱流衝突統計量を取得するために、Lagrangian Cloud Simulator (LCS) [5] と呼ばれる混相乱流 DNS の流体コンポーネントを用いて、 $10,016^3$ 格子を用いた等方性乱流の計算を行った。計算には地球シミュレータ 2,048 ノードを用いた。計算速度は 83.6TFLOPS (ピーク性能比 15.9%) であり、計算メモリは 108TB であった。流体計算のリスタートデータだけでも、一セットで 32.1TB (倍精度) に及ぶ。この大容量リスタートでは大量のストレージを消費するだけでなく、ステージングの際には長時間転送時間を必要とする。そこで、大規模格子データに対する不可逆圧縮法[6]を活用し、リスタートデータを 20 分の 1 程度に削減しつつリスタートを繰り返した。 $Re_\lambda=1390$ で $8,192^3$ 格子での結果を $10,016^3$ 格子データに変換した上で、設定レイノルズ数を大きくして計算を行った。積分時間程度後に統計的に定常状態にあることを確認した。

得られたテイラーマイクロスケール基準レイノルズ数 Re_λ 、スクューネス およびフラットネスはそれぞれ、 $Re_\lambda=1,560$ 、 $S=-0.687$ および、 $F=13.5$ であった。ここで、フラットネスファクターおよびスクューネスファクター

$$S = -\frac{\langle(\partial u/\partial x)^3\rangle}{\langle(\partial u/\partial x)^2\rangle^{3/2}} \quad F = \frac{\langle(\partial u/\partial x)^4\rangle}{\langle(\partial u/\partial x)^2\rangle^2}$$

はそれぞれ以下のように定義される.

図4と5にSとFのレイノルズ数依存性を示す. 過去[7]に得られた傾きに一致し, $-S$ は指数0.09の線に沿って微増していく. 従来の傾向と同じく, Re_λ 増大とともに冪的に増大することを確認できた.

謝辞

後藤, 渡邊, 齋藤の研究はそれぞれ科研費15H02218, 18K03925, 18K13611の支援を受けてなされました.

文献

- [1] T. Yasuda, T. Gotoh, T. Watanabe, and I. Saito, “Péclet-number dependence of small-scale anisotropy of passive scalar fluctuations under a uniform mean gradient in isotropic turbulence”, *J. Fluid Mech.* 898, A4, (2020).
- [2] I.Saito, T. Watanabe, and T. Gotoh, “A new timescale for turbulence modulation by particles”, *J. Fluid Mech.*, **880**, R6 (11 pages) (2019).
- [3] R. Onishi & J.C. Vassilicos, Collision Statistics of Inertial Particles in Two-Dimensional Homogeneous Isotropic Turbulence with an Inverse Cascade, *J. Fluid. Mech.* 745, 279-299 (2014)
- [4] R. Onishi & A. Seifert, Reynolds-number dependence of turbulence enhancement on collision growth, *Atmos. Chem. Phys.*, 16, 12441-12455 (2016)
- [5] R. Onishi, K. Matsuda & K. Takahashi, Lagrangian Tracking Simulation of Droplet Growth in Turbulence–Turbulence Enhancement of Autoconversion Rate, *J. Atmos. Sci.*, 72, 2591-2607 (2015)
- [6] D. Kolomenskiy, R. Onishi and H. Uehara, Data compression for environmental flow simulations, arXiv:1810.04822
- [7] R. Onishi, Y. Baba & K. Takahashi, Large-scale forcing with less communication in finite-difference simulations of stationary isotropic turbulence, *J. Comput. Phys.*, 230, 4088-4099 (2011)

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

Project Representative
Toshiyuki Gotoh Nagoya Institute of Technology

Authors

Toshiyuki Gotoh*¹, Ryo Onishi*², Takeshi Watanabe*¹, Izumi Saito*¹, Tatsuya Yasuda*¹, Keigo Matsuda*²

*¹ Nagoya Institute of Technology, *² Center for Earth Information Science and Technology, Research Institute for Value-Added-Information Generation, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology

Anisotropy of passive scalar in isotropic turbulence under the mean uniform gradient is numerically studied in terms of the ratio of the scalar gradient variances parallel and perpendicular to the mean gradient. It is found that the ratio is a universal function of the Taylor microscale Péclet number. Also the Legendre expansion coefficient of the scalar variance spectrum is examined. The second order coefficient becomes comparable to the zeroth order (isotropic part) as the Schmidt number decreases. The attenuation of turbulence intensity is theoretically derived as function of the Damköhler number and found to agree well with the direct numerical simulation data. A high-performance direct numerical simulation for homogeneous isotropic turbulence has been conducted with the grid points 10,016³. Statistically steady state has been achieved for the Taylor-microscale-based Reynolds number of 1560, exhibiting large intermittency as in actual atmospheric turbulence.

Keywords : anisotropy, scalar turbulence, collision rate, intermittency, clustering

1. Anisotropy of passive scalar under uniform mean scalar gradient

In the atmosphere and ocean the stratification of density is quite often formed and there exists a mean gradient of the temperature and salinity along the vertical direction. Then the statistical property of the scalar fluctuations is expected to be anisotropic.

In order to study anisotropy of a passive scalar under the uniform mean scalar gradient in isotropic turbulence, we have performed the direct numerical simulation (DNS) of the passive scalar in steady turbulence under the uniform gradient Γ applied along the x_3 direction. The velocity field is excited by the random force to sustain steady state which is applied at the wavenumber range $8 \leq k \leq 9$. This is necessary to achieve well developed isotropic state of the turbulent velocity field so that the degree of isotropy and/or anisotropy of the passive scalar is well resolved. The Taylor microscale Reynolds number and Schmidt number in the present study are $Re_\lambda \approx 7, 29, 63, 106, 150$ and $Sc = 1, 1/2, 1/4, 1/8, 1/16, 1/32, 1/64, 1/128, 1/256, 1/4096, 1/16384$, respectively.

One representative measure of anisotropy is the ratio of the variances of scalar gradients along and perpendicular to the mean scalar gradient which is defined as

$$g_\theta = 2 \frac{\left\langle \frac{\partial \theta}{\partial x_3} \frac{\partial \theta}{\partial x_3} \right\rangle}{\left[\left\langle \frac{\partial \theta}{\partial x_1} \frac{\partial \theta}{\partial x_1} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \theta}{\partial x_2} \frac{\partial \theta}{\partial x_2} \right\rangle \right]}$$

When the isotropy prevails, the ratio is unity while it becomes 0.5 in the maximum anisotropy. Figure 1 shows the variation of g_θ against the Taylor microscale Péclet number Pe_{λ_θ} instead of plotting as function of Sc . It is clearly seen that all DNS data points lie on a single curve, which suggests that g_θ is a universal function of Pe_{λ_θ} . For smallest $Pe_{\lambda_\theta} = 1/16384$, g_θ tends to 0.5, the theoretical prediction [1].

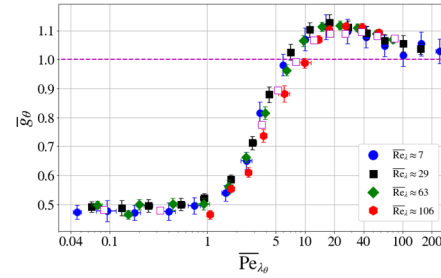


Fig.1 Variation of g_θ against the Taylor microscale Péclet number Pe_{λ_θ} . Blue, black, green, red, and magenta squares correspond to $Re_\lambda \approx 7, 29, 63, 106$, and 150, respectively.

How the anisotropy of the passive scalar changes with decrease of the scale is seen in the Legendre expansion coefficient of the

$$\langle \theta^2 \rangle = \int_0^\infty \int_0^\pi 2\pi k Q_\theta(k, \cos \phi) \sin \phi d\phi dk$$

$$E_\theta(k, \cos \phi) = 2\pi k Q_\theta(k, \cos \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} E_\theta^{(2l)}(k) P_{2l}(\cos \phi)$$

scalar spectral density which is defined as

Figure 2 shows the $E_\theta^{(0)}(k)$ and $E_\theta^{(2)}(k)$ for $Sc = 1/128$ (top) and $1/16384$ (bottom) at $Re_\lambda \approx 150$. For $Sc = 1/128$, $E_\theta^{(2)}(k)$ is smaller than $E_\theta^{(0)}(k)$ by about one order and its sign changes at two wavenumbers. For $Sc = 1/16384$, $E_\theta^{(2)}(k)$ becomes almost comparable to $E_\theta^{(0)}(k)$ and no changes in sign at all wavenumbers, which means that the anisotropy prevails at all wavenumbers. Also the slope of both $E_\theta^{(0)}(k)$ and $E_\theta^{(2)}(k)$ curve at wavenumbers around 30 to 50 is close $k^{-17/3}$ the theoretical prediction for low Schmidt number.

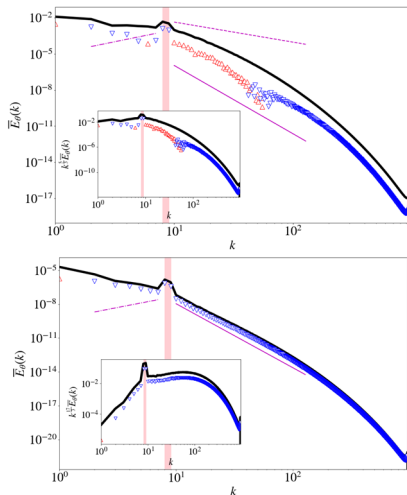


Fig.2 Spectra of the Legendre expansion coefficients of $E_{\theta}^{(0)}(k)$ and $E_{\theta}^{(2)}(k)$ for Schmidt number $Sc=1/128$ (top) and $1/16384$ (bottom). The magenta shaded areas highlight the forcing wavenumbers, $8 \leq k \leq 9$. The insets show $k^{5/3} E_{\theta}^{(0,2)}(k)$ (top) and $k^{17/3} E_{\theta}^{(0,2)}(k)$ (bottom) against wavenumber.

2. Turbulence attenuation by fine solid particles

By extending an idea developed in the study of the interaction between the cloud droplets and turbulence to this problem we have theoretically estimated an attenuation of the turbulent intensity as function of the Damköhler number $Da = T_{fluid}/\tau_{particle}$, where T_{fluid} and $\tau_{particle}$ are the characteristic time of turbulence and particle relaxation time of drag, respectively. For example, in the case of fixed solid particles the turbulent intensity decays as

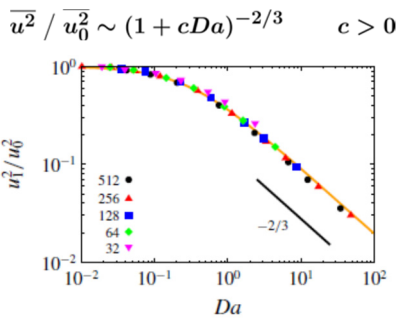


Fig.3 The ratio u_1^2/u_0^2 for the cases with particles fixed in space, where u_1^2 and u_0^2 are the RMS velocity of turbulence without and with particles, respectively. The orange curve indicates the theoretical prediction [2].

Figure 3 shows the ratio of the turbulent intensity to that without particles against Da . Symbols are data of DNS and the solid line is the theoretical prediction [2]. Agreement is quite satisfactory.

3. Reproduction of atmospheric turbulence by massive DNS

We have handled extremely large-sized restart files. For example, a set of restart files for the flow simulation with $8,192^3$ grids sum up to 16TB even in single precision. A successful We have handled extremely large-sized restart files. For example, a set of

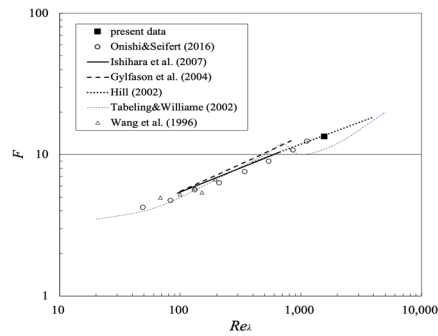


Figure 4 Flatness F of the longitudinal velocity gradient $\partial u/\partial x$ for different Reynolds numbers.

restart files for the flow simulation with $8,192^3$ grids sum up to 16TB even in single precision. A successful

application of the irreversible (lossy) compression based on wavelet transformation shows compression of flow restart file by a factor of 10 and reduction in the total staging time in the Earth Simulator system, i.e., data transfer time plus encoding and decoding time, by a factor of 8.

A high-performance direct numerical simulation for homogeneous isotropic turbulence has been conducted with the grid points $10,016^3$. The flow component of the Lagrangian Cloud Simulator (LCS, [3]) was used. We used 2,048 nodes of the Earth Simulator system for the simulation, of which the peak performance ratio was 15.9%. The Taylor-microscale-based Reynolds number was 1560, which is within the range of actual atmospheric turbulence. Figure 4 shows the flatness factor F together with the values in literature [4], defined by

$$F = \langle (\partial u/\partial x)^4 \rangle / \langle (\partial u/\partial x)^2 \rangle^2.$$

The power-law exponent of the flatness factor is estimated as 0.33. The obtained flow data will be useful to investigate the role of strong intermittency of actual atmospheric turbulence on cloud microphysical processes.

T.G., T.W., and I. Saito’s work were supported by JSPS Kakenhi, 15H02218, 18K03925, and 18K13611, respectively.

References

[1] T. Yasuda, T. Gotoh, T. Watanabe, and I. Saito, “Péclet-number dependence of small-scale anisotropy of passive scalar fluctuations under a uniform mean gradient in isotropic turbulence”, *J. Fluid Mech.* 898, A4, (2020).
 [2] I. Saito, T. Watanabe, and T. Gotoh, “A new timescale for turbulence modulation by particles”, *J. Fluid Mech.*, **880**, R6 (11 pages) (2019).
 [3] R. Onishi, K. Matsuda & K. Takahashi, Lagrangian Tracking Simulation of Droplet Growth in Turbulence–Turbulence Enhancement of Autoconversion Rate, *J. Atmos. Sci.*, 72, 2591-2607 (2015).
 [4] R. Onishi, Y. Baba & K. Takahashi, Large-scale forcing with less communication in finite-difference simulations of stationary isotropic turbulence, *J. Comput. Phys.*, 230, 4088-4099 (2011).