

安定密度成層乱流の超大規模構造による乱流混合機構

課題責任者

渡邊 智昭

名古屋大学大学院工学研究科

著者

渡邊 智昭^{*1}, 榎 亮^{*1}, 長田 孝二^{*2}, 大西 領^{*3}, 赤尾 拓海^{*1}, 銭 紹祥^{*4}, 胡希東^{*3*4}, 安田 勇輝^{*3}, 寺田 崇志^{*5}, 稲垣 達也^{*1}

^{*1}名古屋大学大学院工学研究科, ^{*2}京都大学大学院工学研究科, ^{*3}東京工業大学学術国際情報センター, ^{*4}日揮グローバル(株)ENテクノロジーセンター, ^{*5}東京工業大学工学院機械系

キーワード: 安定密度成層, 乱流, 混合層, プラント, 熱拡散, 微気象シミュレーション

1. 緒論

安定密度成層下の乱流は海洋や大気など地球規模の流体現象において重要な役割を果たすことが知られている。海中混合層のモデルとして研究対象となる安定密度成層中の乱流混合層において、水平方向に異常に長い超大規模構造が発達することが近年確認された[1]。また、LNGプラントの熱交換器からの排熱においても、同様の水平方向に長い高温流体塊が特定の気象条件下で現れる[2]。この高温流体塊は、排熱が別の熱交換器に再び吸気されることで熱交換器性能の低下を引き起こす Hot Air Recirculation (HAR) 現象の要因となる可能性がある。

超大規模構造内部には多数のヘアピン渦が存在しており、渦運動による鉛直方向の乱流拡散が活発に生じる[3]。鉛直方向に連なる超大規模構造間には層状の強いせん断領域が現れ、せん断不安定性による管状渦の生成が超大規模構造内の乱流混合現象において重要となる。こうした微細せん断層・渦管は乱流において普遍的に見られる小スケール構造である[4, 5]。本報告では、多数の微細せん断層・渦管が誘起する速度場を抽出する新たな解析手法と、その乱流混合現象への応用について述べる[6]。

2. 速度勾配テンソルの三成分分解

速度勾配テンソル $\nabla \mathbf{u}$ の三成分分解[7]では、 $\nabla \mathbf{u}$ をせん断成分 $\nabla \mathbf{u}_S$ と剛体回転・伸長の二成分を含む非せん断成分 $\nabla \mathbf{u}_{NS}$ に分解する。それぞれの成分に対する渦度ベクトル $\boldsymbol{\omega}_S$, $\boldsymbol{\omega}_R$ により、渦度ベクトル $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$ は $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}_S + \boldsymbol{\omega}_R$ と分解される。 $\boldsymbol{\omega}_S$ および $\boldsymbol{\omega}_R$ はせん断と剛体回転に関わる渦度であり、それぞれ微細せん断層と管状渦の検出に用いられる。 $\nabla \mathbf{u}$ の各成分を $(\nabla \mathbf{u})_{ij}$ と表記する。三成分分解では、 $\nabla \mathbf{u}_{NS}$ を以下のように抽出する。

$$(\nabla \mathbf{u}_{NS})_{ij} = \text{sgn}[(\nabla \mathbf{u})_{ij}] \min[|(\nabla \mathbf{u})_{ij}|, |(\nabla \mathbf{u})_{ji}|] \quad (1)$$

ここで、 sgn は符号関数である。また、 $\nabla \mathbf{u}_S = \nabla \mathbf{u} - \nabla \mathbf{u}_{NS}$ によりせん断成分が求まる。なお、三成分分解はせん断運動が最大限に抽出される特定の座標系 (Basic Reference Frame) で適用されなければならない。Basic Reference Frame の同定には三軸回転の座標変換に基づく手法を用いた[8]。

三成分分解を速度場の分解に拡張する。三成分分解により分解された渦度ベクトル $\boldsymbol{\omega}_S$, $\boldsymbol{\omega}_R$ に対してビオサールの法則を適用することで、せん断および非せん断運動 (剛体回転・伸長) に対応する速度場を求める。せん断運動の速度場は $\mathbf{u}_S = -\nabla \times (\nabla^{-2} \boldsymbol{\omega}_S)$ により得られる。 $\nabla^{-2} \boldsymbol{\omega}_S = \boldsymbol{\phi}_S$ とすると、 $\boldsymbol{\omega}_S = \nabla^2 \boldsymbol{\phi}_S$ のポアソン方程式を解くことで $\boldsymbol{\phi}_S$ が求まる。速度場は $\mathbf{u} = \mathbf{u}_S + \mathbf{u}_{NS} + \langle \mathbf{u} \rangle$ と分解され、この関係から非せん断速度場 $\mathbf{u}_{NS}$ が得られる。ただし、 $\langle \cdot \rangle$ は平均を表す。 $\mathbf{u}_S$ および $\mathbf{u}_{NS}$ の成分を (u_S, v_S, w_S) , (u_{NS}, v_{NS}, w_{NS}) と表記する。

3. 直接数値計算

一様等方性乱流および時間発展型平面噴流の直接数値計算データに対して本分解手法を適用した。支配方程式は非圧縮性流れに対するナビエ・ストークス式およびパンプスカラ ϕ の輸送方程式である。計算には有限差分法に基づく内製のコードを用いた。部分段階法、四次・二次精度完全保存型中心差分、三次精度ルンゲ・クッタ法を使用した。圧力に対するポアソン方程式をBiCGStab法により解いた。

一様等方性乱流について、積分スケール基準のレイノルズ数 Re_L は140, 350, 900, 2200である。最大で2048³点の格子点数を用いた。線形加振法により流れを統計的に定常状態に保った。全方向に周期境界条件を課した。初期速度場を乱数により与え、流れが初期状態に依存せず統計的に定常となるまで時間発展させた。計算領域は一边が L の立方体であり、線形加振法では積分スケールが L の約1/5倍となる。

時間発展型平面噴流では、噴流レイノルズ数 Re_j を4000, 10000とした。噴流の流れ方向を x 、広がり方向を y 、スパン方向を z とした。各方向の計算格子点数(N_x, N_y, N_z)は、 $Re_j = 4000$ では(432, 600, 288)、 $Re_j = 10000$ では(864, 1200, 576)である。時間発展型噴流は流れ方向に周期境界を課した計算領域の中で時間とともに発達する。噴流初期速度を U_j 、初期幅を H とすると、初期平均速度分布は

$$\langle u \rangle = U_j/2 + (U_j/2) \tanh[(H - 2|y|)/4\theta_j] \quad (2)$$

により与えられる。 θ_j は噴流外縁の初期せん断層厚さである。乱流遷移を促すため弱い擾乱を初期速度分布に加えた。また、初期スカラー分布は

$$\phi = \phi_j/2 + (\phi_j/2) \tanh[(H - 2|y|)/4\theta_j] \quad (3)$$

である。 x 方向および z 方向に周期境界条件を課した。また、 y 方向境界には滑り壁条件を課した。初期条件から乱流噴流が十分に発達するまで時間を進め、三成分分解による解析を行った。

4. 計算結果

図1に一樣等方性乱流における v_S および v_{NS} の可視化図を示す。いずれも速度変動rms値 $u_{rms} = (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle)/3$ で無次元化されている($f' = f - \langle f \rangle$)。 v_S と v_{NS} の大スケールの分布には正の相関がみられる。例えば図左上では $v_S > 0$, $v_{NS} > 0$ となる。一方、小スケールの分布は v_S と v_{NS} で異なっている。なお、小さいスケールにおいて v_S と v_{NS} はそれぞれ微細せん断層および渦管周りの速度場に関連しており、小スケールの異なる運動(せん断運動および剛体回転)に関わるため、小さいスケールでは v_S と v_{NS} の相関が見られない。 v_S と v_{NS} の相関はせん断運動と非せん断運動の相互作用による大スケールの運動量輸送が生じることを意味している。

$u' = u_S + u_{NS}$ より、 x 方向速度の分散 $\langle u'^2 \rangle$ は $\langle u'^2 \rangle = \langle u_S^2 \rangle + \langle u_{NS}^2 \rangle + 2\langle u_S u_{NS} \rangle$ と表される。各成分を $\langle u'^2 \rangle$ で正規化した値を乱流レイノルズ数 Re_λ の関数として図2にプロットした。噴流については噴流中心における結果を用いた。 $\langle u'^2 \rangle$ に対する各項の相対的な寄与はレイノルズ数や流れ場に依存しない。したがって、三成分分解の各運動による運動量輸送に対する相対的な寄与は普遍的である。せん断による運動量輸送 $\langle u_S^2 \rangle$ が $\langle u'^2 \rangle$ の約50%を占める一方、非せん断速度は10%程度である。また、 $2\langle u_S u_{NS} \rangle$ が $\langle u'^2 \rangle$ の約40%であることから、せん断・非せん断運動の相互作用による運動量輸送が活発に生じていることがわかる。

平面噴流において乱流による平均スカラー分布は主に横(y)方向への乱流拡散により変化する。乱流による y 方向のスカラーフラックスは $\langle v'\phi' \rangle$ と表され、三成分分解によりせん断および非せん断成分に $\langle v'\phi' \rangle = \langle v_S\phi' \rangle + \langle v_{NS}\phi' \rangle$ と分解できる。図3に $\langle v'\phi' \rangle$, $\langle v_S\phi' \rangle$, $\langle v_{NS}\phi' \rangle$ の y 方向分布を示す。 y 座標は平均速度分布に基づく噴流半値幅 b_u により無次元化されている。せん断成分 $\langle v_S\phi' \rangle$ および非せん断成分 $\langle v_{NS}\phi' \rangle$ はともに $y/b_u \approx 1$ でピークをとり、それぞれのピーク値は $\langle v'\phi' \rangle$ のピーク値の約73%と27%である。乱流によるスカラー輸送においてせん断運動が重要となる。

5. 結論および今後の展望

安定密度成層下の乱流の超大規模構造には強いせん断層領域が現れる。乱流においてせん断は層状の領域に集中する。速度勾配テンソルの三成分分解を速度場に適用することで、せん断運動に関連する速度場の解析手法を

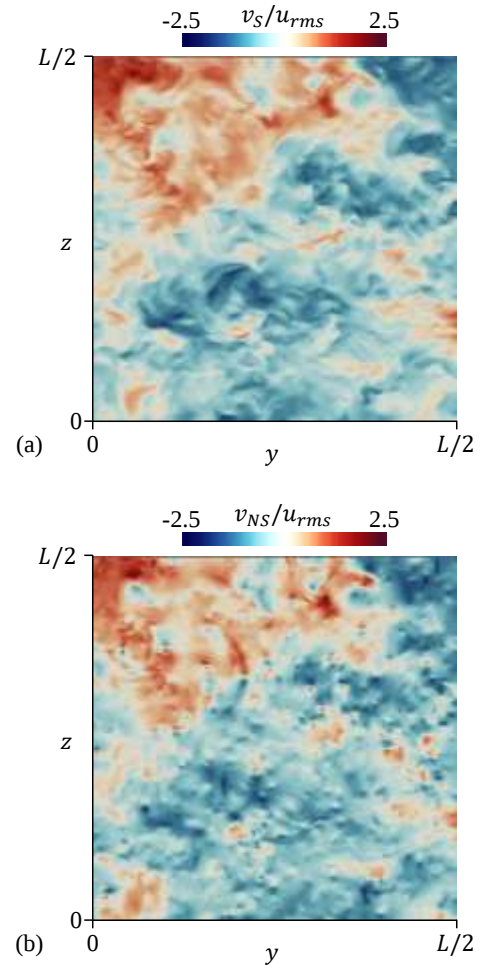


図1 一樣等方性乱流における(a)せん断速度および(b)非せん断速度の y 方向成分

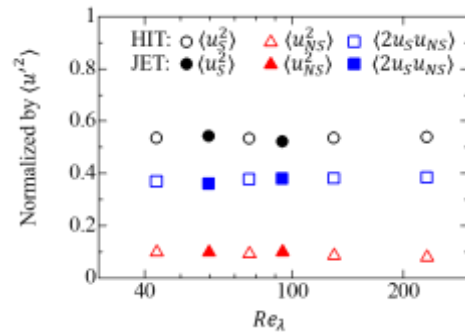


図2 $\langle u'^2 \rangle$ の各成分と Re_λ の関係 (HIT: 一樣等方性乱流; JET: 噴流)

提案した。本手法では速度変動場がせん断成分と非せん断成分に分解される。それぞれの渦度ベクトルはせん断および剛体回転に関連し、小スケールのせん断層や管状渦に対応する。三成分分解によりせん断および剛体回転の渦度ベクトルを求め、ピオ・サパールの法則によりせん断・非せん断運動の速度場を求める。本手法を一樣等方性乱流や平面噴流に適用し、各速度成分の統計量を評価した。せん断と非せん断運動による速度には相関がみられ、せん断および非せん断運動の相互作用による運動量輸送

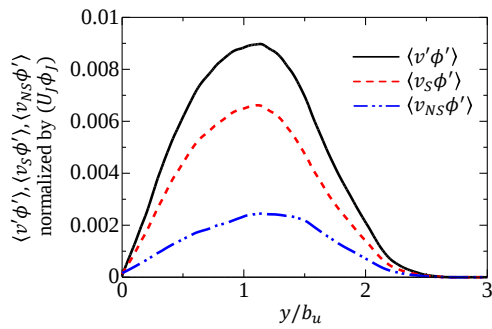


図3 平面噴流における横方向の乱流スカラフラックス
($Re_j = 10000$)

が活発に生じることが示された。各運動の運動量輸送に対する相対的寄与は流れ場やレイノルズ数に寄らず普遍的である。また、せん断運動は乱流輸送においても重要であることが確認された。

超大規模構造内においても多数のせん断層構造が確認されており、こうした層のせん断不安定性がヘアピン渦群の発生に寄与している可能性がある[3]。また、プラント熱交換器排熱では、ファンからの排気が乱流化し気流中に拡散する。特定の気象条件に対して大規模高温流体塊が地表付近に発生することが知られている。こうした流れにおいても乱流領域の外縁に多数のせん断層が現れることが確認された[9]。局所的な乱流塊はその外縁に形成される乱流・非乱流界面層を隔てて異なる特性を持つ流れと接している。界面層領域の厚みは乱流のコルモゴロフスケールによって決まり、その厚みはせん断層構造と同程度となる[10]。せん断層の崩壊は層近傍の流体混合を引き起こすことから、大規模高温流体塊と周囲流の混合において小スケールのせん断層の不安定性が重要となる可能性がある[11]。

文献

- [1]. Watanabe, T. & Nagata, K. “Large-scale characteristics of a stably stratified turbulent shear layer”, J. Fluid Mech., 927, A27, (2021).
- [2]. Kubota, K. “Hot air recirculation phenomenon in an air cooled LNG plant”, 日揮技術ジャーナル, 3, 1-8, (2014).
- [3]. Watanabe, T. et al. “Hairpin vortices and highly elongated flow structures in a stably stratified shear layer”, J. Fluid Mech., 878, 37-61, (2019).
- [4]. Watanabe, T. et al. “Characteristics of shearing motions in incompressible isotropic turbulence”, Phys. Rev. Fluids, 5, 072601, (2020).
- [5]. Hayashi, M. et al. “Characteristics of small-scale shear layers in a temporally evolving turbulent planar jet”, J. Fluid Mech., 920, A38, (2021).
- [6]. Enoki, R. et al. “Statistical properties of shear and nonshear velocity components in isotropic turbulence and turbulent jets”, Phys. Rev. Fluids, 8, 104602, (2023).
- [7]. Kolář, V. “Vortex identification: New requirements and limitations”, Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 28, 638-652, (2007).
- [8]. Nagata, R. et al. “Triple decomposition of velocity gradient tensor in homogeneous isotropic turbulence”, Comput. Fluids, Vol. 198, 104389, (2020).
- [9]. Nakamura, K. et al. “Turbulent/turbulent interfacial layers of a shearless turbulence mixing layer in temporally evolving grid turbulence”, Phys. Fluids, Vol. 35, 045117, (2023).
- [10]. Zhang, X. et al. “Reynolds number dependence of the turbulent/non-turbulent interface in temporally developing turbulent boundary layers”, J. Fluid Mech., Vol. 964, A8, (2023).
- [11]. Watanabe, T. & Nagata, K. “The response of small-scale shear layers to perturbations in turbulence”, J. Fluid Mech., Vol. 963, A31, (2023).