乱流混合層中の大規模構造が乱流プラントル数に及ぼす影響

高牟礼 光太郎¹⁾, 酒井 康彦²⁾, 伊藤 靖仁²⁾, 岩野 耕治²⁾

Influence of large-scale structure on the turbulent Prandtl number in a turbulent mixing layer

Kotaro TAKAMURE, Yasuhiko SAKAI, Yasumasa ITO, Koji IWANO

ABSTRACT

We have run a Direct Numerical Simulation of a spatially developing shear mixing layer. The aim of this study is to clarify the influence of the large-scale structure on the turbulent Prandtl number Pr_T . As a main conclusion, Pr_T takes a small value ($Pr_T \sim 0.5$) in the dominant region of the large-scale structure. The budget analyses for the Reynolds stress equation and the scalar flux equation revealed that the differences between the momentum and scalar transfer are caused by terms related to pressure (i.e., pressure-strain correlation term, pressure-scalar gradient correlation term, and pressure diffusion terms). Phenomenally, the momentum in the field where a large-scale vortex coexists tends to be transported toward the counter-gradient direction under the influence of pressure, but the scalar is transported toward the gradient direction. As a result, it is thought that the difference in the driving force between the momentum and scalar transport causes the decrease of the Pr_T .

Keywords : Mixing layer, Turbulent Prandtl number, Direct numerical simulation

1. 序論

せん断乱流は自然界および各種工業装置の中で頻繁に見られ、この乱流場における運動量輸送とスカラー輸送の詳細を調べることは工学的に重要である。

せん断乱流における単位時間、単位面積当たりの運動量輸送量とスカラー輸送量は、各々運動量フラックス、スカラーフラックスと呼ばれ、実用上それらに対して勾配型輸送モデルが広く用いられている。その場合、運動量輸送とスカラー輸送の駆動力の差は渦拡散係数 ν_T と乱流拡散係数 α_T の比で定義される乱数プラントル数 $Pr_T (= \nu_T / \alpha_T)$ によって評価される。過去に $Pr_T = \text{const}$ を仮定したいくつかの乱流モデルが開発されてきているが^{1),2),3),4)}、その具体的な値は軸対称噴流⁵⁾、チャンネル流^{6),7),8),9)}、乱流境界層^{10),11),12),13)}、乱流混合層¹⁴⁾、摂動乱流^{15),16)}、クエット流⁷⁾など、様々なせん断乱流中で異なっている。これらの乱流場の乱流プラントル数の値は流動場や流入条件⁵⁾に依存しており、おおよそ $0.5 < Pr_T < 1.0$ の値を取ることが知られている。

乱流プラントル数が乱流場によって変化する原因については、これまでにも調査されてきた。Fiedler^{17),18)} は大規模

渦の存在が Pr_T に影響すると考え、大規模渦が支配的な二次元せん断乱流における運動量とスカラー量の輸送を調査した。その結果、大規模な渦運動によって熱が運動量よりも積極的に輸送されることを明らかにした。Chambers 他¹⁴⁾ は、乱流場が大規模渦の動的構造によって支配されるとき、一般的な乱流場の乱流プラントル数 ($Pr_T = 0.5 \sim 1.0$) よりも小さい値を取ることを示した。

ところで、せん断流の流動場や初期条件の違いは、大規模渦の動的構造に影響を及ぼす^{19),20)}。この事実からも、Fiedler^{17),18)} の主張は理にかなっていると言える。しかし、大規模渦の動的構造が運動量輸送とスカラー輸送の特性、特に乱流プラントル数に与える影響やその物理的な機構については依然として明確に言及されていない。

本研究では、空間的に発達する自由せん断混合層の直接数値シミュレーションを行い、ケルビン-ヘルムホルツ不安定性によって誘起された大規模渦の動的構造が運動量輸送とスカラー輸送の特性、特に乱流プラントル数に及ぼす影響を調べた。

2. 直接数値計算

本研究では Takamure 他²¹⁾ で使用されたデータを用いて解析を行った。Fig. 1 に計算領域の概略図を示す。座標軸は、

* 原稿受付 2019 年 3 月 11 日

1) 正会員 名古屋大学 工学研究科 (〒464-8603 名古屋市千種区不老町, E-mail: takamure.kotaro@a.mbox.nagoya-u.ac.jp)

2) 名古屋大学 工学研究科

Fig. 1 Schematic of computational domain.

流体流入中心部を原点とし、下流方向に x 、鉛直方向に y 、水平方向に z と定義した。計算領域は $L_x \times L_y \times L_z = 2.1L \times L \times 0.8L$ の直方体である。ここで、 L は鉛直方向の計算領域長さである。計算領域の格子点数は、 $N_x \times N_y \times N_z = 2,210 \times 1,350 \times 780$ である。計算格子は x, z 方向に等間隔格子、 y 方向に関しては $y = 0$ 近傍が密となる不等間隔格子とした。 x および z 方向の計算格子間隔は、 $0.001L$ の一定値である。また、 y 方向の計算格子間隔は $y = 0$ 付近でおよそ $0.0004L$ の最小値を取る。本計算の空間解像度は全領域において 2.7η よりも小さい（ここで、 $\eta = \nu^{3/4} \varepsilon^{-1/4}$ 、 η は Kolmogorov 長、 ν は動粘性係数、 ε はエネルギー散逸率）。断面平均流速 $U_0 (= (U_1 + U_2)/2)$ と L_y によって無次元化した時間刻みを $\Delta t = 5.7 \times 10^{-4}$ とし、最大の Courant 数が 0.3 より小さい値を取るよう設定された。本計算の空間・時間解像度は Attili and Bisetti^{(22),(23),(24),(25)} や Fiscaletti 他^{(26),(27)} の直接数値計算の空間・時間解像度と同程度である。

本研究の初期条件は Ito 他⁽²⁸⁾ の実験の流入条件を参考に与えられた。初期条件における主流方向流速の流入条件は以下に示す式のように与えた。

$$U = U_1 \quad (y/L > 0.16) \quad (1)$$

$$U = U_1 \left(\frac{y/L_0}{0.016} \right)^{1/7} \quad (0 < y/L \leq 0.16) \quad (2)$$

$$U = -U_2 \left(\frac{y/L_0}{0.026} \right)^{1/7} \quad (-0.26 < y/L \leq 0) \quad (3)$$

$$U = U_2 \quad (y/L \leq -0.26) \quad (4)$$

流入部($x=0$)において、 $y=0$ を境にして上層および下層の主流方向一様流速はそれぞれ $U_1=2.0$ 、 $U_2=1.0$ ($\Delta U = U_1 - U_2 = 1.0$) とした。さらに、乱流化を促進させるため、初期条件における主流方向の流速には $0.02\Delta U$ の大きさの主流方向のランダムノイズを加えた。この時、付与した擾乱によって乱流の特性が変化しないように細心の注意を払った。断面平均流速 $(U_1 + U_2)/2$ と L に基づくレイノルズ数は $Re=10000$ とした。また、 U_2 と 99% の混合層厚さに基づくレイノルズ数^{(29),(30)}

Fig. 2 Integral time evolution behavior of integral scale at $x/L = 1.7$.

は $Re_\delta = 130$ である。

上層流と下層流のスカラー濃度は各々、 $C_1 = 1.0$ 、 $C_2 = 0$ とした。スカラー場はパッシブな状態を仮定し、運動量およびスカラー輸送の非相似性の比較を行うため、プラントル数は $Pr = 1.0$ とした。

流動場およびスカラー場の支配方程式は、非圧縮性流体に対する連続の式、Navier-Stokes 方程式および物質の移流拡散方程式である。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (6)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = \frac{1}{RePr} \frac{\partial^2 C}{\partial x_j \partial x_j} \quad (7)$$

ここで、 U_i ($i=x, y, z$)、 C 、 P はそれぞれ流体の速度、濃度および圧力の瞬時値を示す。支配方程式の数値解法には、部分段階法を用いた⁽³¹⁾。時間進行には三次精度の Runge-Kutta 法および Crank-Nicolson 法を用いた⁽³²⁾。空間離散化には、 x, z 方向に四次精度中心差分、 y 方向に二次精度中心差分を用いた⁽³³⁾。Poisson 方程式は共役勾配法を用いて解いた。計算格子にはスタガード格子を用いた。境界条件は、計算領域上下境界にスリップ条件、左右境界に周期境界条件、流出境界に粘性対流出条件⁽³³⁾とした。

本計算で示す統計量は、 $1,000,000 (= N_0)$ ステップのデータから算出された。計測時間 t は断面平均流速 U_0 、ステップ数 N および計算領域の鉛直方向の長さ L に基づいて評価され、 $t = \Delta t N U_0 / L$ のように与えた。この時、本研究での計測時間の最大は $t_0 = \Delta t N_0 U_0 / L \sim 855$ であった。大規模構造の分析のために十分な時間が確保されているかを評価するため、下流域 ($x/L=1.7$) における主流方向速度の積分スケール $L_u(t)$ ($= \bar{U} \int_0^t f(t) dt$; $f(t)$ は主流方向速度変動の自己相関関数、 $(\bar{\quad})$ は時間平均) の積分時間発展挙動を Fig. 2 に示す。積分スケールの値は $t > 400$ で $L_u(t)/L=0.9$ のほぼ一定値に安定す

Fig. 3 Development of the momentum thickness. (a) Streamwise distribution of the momentum thickness; (b) relationship between $d\delta_U/dx$ and ξ .

る。この結果から、大規模構造の分析のために十分な時間を確保していることが明らかである。

なお、本研究における自由せん断混合層は z 方向に一様なため、本論文中で示す統計量は z 方向に対して空間平均を取った。

3. 計算結果

Fig. 3(a) に運動量厚さの主流方向変化を示す。ここで、横軸は次式で定義される運動量厚さによって規格化した。

$$\delta_U = \frac{1}{\Delta U^2} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} (U_1 - \bar{U})(\bar{U} - U_2) dy \quad (8)$$

運動量厚さは $x/L > 0.7$ で線形的に増加していることがわかる。Fig. 3(a)中の赤色の破線は、 $0.7 < x/L < 2.0$ の範囲における運動量厚さの結果を最小二乗法することで得られた結果である。この時、赤色の破線のグラフから、 $x/L=0$ における運動量厚さ δ_{U0} は $\delta_{U0}=0.0005L$ であり、運動量厚さの下流方

向への発達率は $d\delta_U/dx=0.016$ である。本研究の運動量の発達率と過去の実験³⁵⁾⁻⁴⁴⁾および数値計算^{23), 44), 45)}の結果を Fig. 3(b)中で比較した。自由せん断混合層の運動量厚さの発達率は $\xi = (U_1 - U_2)/(U_1 + U_2)$ に依存することが知られている⁴¹⁾。本研究 ($\xi = 0.33$) における運動量厚さの発達率は過去の研究結果と比較して同程度である。それ故に、本計算における混合層の発達性の妥当性が確認された。

Figs. 4(a), (b)に x - y 断面における瞬時の主流方向流速およびスカラの分布を示す。瞬時の主流方向速度分布 ((Fig. 4(a)) から、混合層厚さが下流に進むほど増加し、複雑に混合していることがわかる。瞬時スカラ分布 ((Fig. 4(b)) もまた、下流方向に混合層厚さが増加するが、その分布の様子は主流方向速度分布とは明らかに異なっている。Fig. 5 に x - z 断面における渦度の絶対値 $|\omega| = |\nabla \times \mathbf{u}|$ を示す。ここで、 $\mathbf{u}$ は $\mathbf{u} = (u', v', w')$ のように定義し、 u', v', w' はそれぞれ x 方向、 y 方向、 z 方向の速度変動成分を示す。 $x/L < 0.25$ において、 z 方向へ伸びる二次元的なローラー渦の存在が確認される。このローラー渦は $x/L = 0.25$ よりも下流側で分断され始め、やが

Fig. 4 Instantaneous images of the (a) streamwise velocity and (b) concentration on x - y plane ($z=0$).

Fig. 5 Instantaneous vorticity magnitude on x - z plane ($y=0$). Fig. 6 Vertical distributions of the (a) Reynolds shear stress for $-\overline{u'v'}$ and (b) vertical scalar flux for $-\overline{v'c'}$.

て小スケールの渦構造が急速に発達する. $x/L=0.5$ よりも下流側において, ローラー渦の構造は消失し, 小スケール渦構造の発達が顕著に現れる.

Figs. 6(a), (b)に, レイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ およびスカラフラックス $-\overline{v'c'}$ の鉛直分布を示す. ここで c' は濃度の変動成分を示す. $-\overline{u'v'}$ および $-\overline{v'c'}$ の分布は $x/L=1.38$ ($x/\delta_U=283$) より下流側でほぼ重なっており, 自己相似的であることがわかる.

大規模構造の周期構造を確認するために, Fig. 7 に圧力の変動成分 p' の標準偏差 $\overline{p'^2}$ によって規格化された圧力変動のパワースペクトルを示す. ここで, 波数 k は運動量厚さによって規格化された. 圧力変動のパワースペクトルが最大値を取る波数は $x/L=0.78, 1.38, 1.95$ の地点においてそれぞれ, $k\delta_U=0.075, 0.06, 0.045$ である.

次に, 運動量およびスカラ輸送の駆動力の差を議論するために, 乱流プラントル数 Pr_T を導入する. ここで, Pr_T は次式のように定義した.

$$Pr_T = \frac{v_T}{\alpha_T} = \frac{-\overline{u'v'}/(d\bar{U}/dy)}{-\overline{v'c'}/(d\bar{C}/dy)} \quad (9)$$

Fig. 8(a) に Pr_T , v_T , および α_T の主流方向変化を示す. Pr_T は

Fig. 7 Normalized power spectra for the pressure fluctuation at the center ($y=0$).

$x/L < 1.4$ まで下流方向に変化するが, $x/L > 1.4$ で $Pr_T = 0.78$ の一定値を示す. 発達したさまざまな乱流場では $0.5 < Pr_T < 1.0$ の値を取ることが知られており^{14), 34), 35)}, 本研究における $x/L > 1.4$ での Pr_T はその範囲内である. この時, v_T と α_T の値は, $x/L > 1.4$ で下流方向にほぼ線形的に増加していることがわかる. 次に, Figs. 8(b), (c)に, Pr_T に含まれる要素を分解して示した. $d\bar{U}/dy$ および $d\bar{C}/dy$ は $x/L=0.1$ で, $-\overline{u'v'}$ お

Fig. 8 Streamwise distributions of the (a) Pr_T , v_T , and α_T , (b) $d\bar{U}/dy$, $d\bar{C}/dy$, and $(d\bar{U}/dy)/(d\bar{C}/dy)$, (c) $-\overline{u'v'}$, $-\overline{v'c'}$, and $\overline{u'v'}/\overline{v'c'}$ at the center ($y=0$).

Fig. 9 Joint probability density functions of (a-c) u' and v' and (d-f) v' and c' . (a, d) $x/L=0.78$ ($x/\delta_U=160$), (b, e) $x/L=1.38$ ($x/\delta_U=283$), (c, f) $x/L=1.95$ ($x/\delta_U=400$) at the center ($y=0$)

よび $-\overline{v'c'}$ は $x/L=0.4$ でそれぞれ最大値をとり、それよりも下流に進むにつれて、単調に減衰する。この時、 $(d\bar{U}/dy)/(d\bar{C}/dy)$ および $\overline{u'v'}/\overline{v'c'}$ はともに $x/L > 1.4$ ではほぼ一定になる。

Figs. 9に u' と v' および v' と c' の結合確率密度関数分布を示す。ここで、 u' , v' , c' は、 $\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{c'}$ によってそれぞれ規格化された。Figs. 9(a)-(c)に示す u' と v' の結合確率密度関数分布は、いずれの流下位置においても負の相関をもち、類似の分布を示す。Figs. 9(d)-(f)に示す v' と c' の結合確率密度関数分布もまた負の相関を取るが、 $x/L=0.78$ ($x/\delta_U=160$) および

$x/L=1.38$ ($x/\delta_U=283$)の流下位置では、図中の[A]と[B]で示すような特異的な分布が見られた。ここで、[A]と[B]はそれぞれ $C=1$ と $C=0$ に対応する。この特異的な分布は u' と v' の結合確率密度関数分布 (Figs. 9(a), (b)) には見られない。 $x/L=1.95$ ($x/\delta_U=400$)において、 v' と c' の結合確率密度関数分布には特異的な分布はほぼ見られず、 u' と v' の結合確率密度関数分布とほぼ同様の分布を示した。

$x/L=0.78$ (Figs. 9(a), (d)) と 1.38 (Figs. 9(b), (e)) で見られた u' と v' の結合確率密度関数分布と v' と c' の結合確率密度関数分布の違いを瞬時のスカラー場および流れ場から推測す

Fig. 10 The instantaneous contour map of the (a) concentration and (b) streamwise velocity in $0.65 < x/L < 0.93$ at the same time. The blue and red regions in Fig. 6(a) indicate the value of $C = 0$ and $C = 1$, respectively, and the blue and red regions in Fig. 6(b) indicate the value of $U \leq 1$ and $U \geq 2$, respectively.

Fig. 11 The instantaneous contour map of the (a) concentration and (b) streamwise velocity in $1.21 < x/L < 1.55$ at the same time. The blue and red regions in Fig. 7(a) indicate the value of $C = 0$ and $C = 1$, respectively, and the blue and red regions in Fig. 7(b) indicate the value of $U \leq 1$ and $U \geq 2$, respectively.

るために, Figs. 10 および Figs. 11 に上流側 ($0.65 < x/L < 0.93$) と下流側 ($1.21 < x/L < 1.55$) における瞬時スカラー濃度および瞬時主流方向速度のカラーコンターマップを示す。ここで, Fig. 10(a)と Fig. 11(a) の青色と赤色で示した領域はそれぞれスカラー濃度が $C=0$ と $C=1$ の領域である。同様に, Fig. 10(b)と Fig. 11(b) の青色と赤色で示した領域は, それぞれ主流方向速度が $U \leq 1$ と $U \geq 2$ の領域である。上流側 ($0.65 < x/L < 0.93$) において, $C=0$ と $C=1$ のスカラー濃度が混合層断面中心 (図中の破線で示す位置) に運ばれていることが分かる (Fig. 10(a)). これらの事象は Fig. 9(d)の[A]および[B]に対応する。この時, 中心断面における主流方向速度の分布はすでにならされていることがわかる (Fig. 10(b)). 次に, 下流側の分布を見ると, スカラー濃度の分布は依然として $C=1$ のスカラー濃度が混合層断面中心に流れ込んでいるが, $C=0$ のスカラー濃度の流れ込みは確認されない (Fig. 11(a)). さらに, $C=1$ のスカラー濃度の流れ込みの頻度も上流側より減っており, スカラー濃度の混合が進んでいることがわかる。この時, 主流方向速度の分布は上流側よりも混合層厚さが広がり, 瞬時の

流速分布はさらにならされている (Fig. 11(b)).

運動量輸送とスカラー輸送に対して, 異なる変動スケールからの寄与率を調べるために, u' と v' のコスペクトルおよび v' と c' のコスペクトルを Figs. 12 に示す。ここで, 波数 k は運動量厚さによって規格化された。 $x/L = 0.78$ ($x/\delta_U = 160$) において, u' と v' のコスペクトルはおおよそ $k\delta_U = 0.075$ と 0.15 で下に凸の明確なピークが見られる (Fig. 12(a)). この下に凸のピークは, 大規模渦に起因して引き伸ばし領域と渦領域に周期的に出現する逆勾配方向の運動量輸送である。この逆勾配輸送はレイノルズ応力の輸送方程式の圧力歪み相関項のコスペクトルに, 負の寄与として顕著に現れることが Takamure 他²¹⁾ の論文で明らかにされている。 v' と c' のコスペクトルのピークは非常に鋭く, u' と v' のコスペクトルのピークよりも大きい値をとった。これと類似の結果は, Chambers 他¹⁴⁾ による乱流混合層の大規模渦が支配的な領域におけるコスペクトルの中でも見られた。さらに, v' と c' のコスペクトルのピークは, 大規模構造渦の周期構造に対応していることも言及されている¹⁴⁾。本研究においても, 圧

Fig. 12 Co-spectra for the Reynolds shear stress (u' and v') and scalar flux (v' and c') at (a) $x/L=0.78$ ($x/\delta_U = 160$), (b) $x/L=1.38$ ($x/\delta_U = 283$), (c) $x/L=1.95$ ($x/\delta_U = 400$) at the center ($y=0$).

Table 1. Reynolds stress equation and scalar flux equation

Term	Momentum transport	Scalar transport equation
Convection term	$\bar{C}_{u'v'} = \bar{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'v'}$	$\bar{C}_{v'c'} = \bar{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{v'c'}$
Production term	$\bar{P}_{u'v'} = \overline{v'u'_k} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_k} + \overline{u'u'_k} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x_k}$	$\bar{P}_{v'c'} = \overline{u'_k c'} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x_k} + \overline{v'u'_k} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_k}$
Dissipation term	$\bar{\varepsilon}_{u'v'} = \frac{2}{Re} \left\{ \left(\frac{\partial u'}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial v'}{\partial x_k} \right) \right\}$	$\bar{\varepsilon}_{v'c'} = \left(\frac{1}{Re} + \frac{1}{ReSc} \right) \left\{ \left(\frac{\partial v'}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial c'}{\partial x_k} \right) \right\}$
Pressure-strain correlation term (Pressure-scalar gradient correlation term)	$\bar{\Pi}_{u'v'} = -p' \left(\frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x} \right)$	$\bar{\Pi}_{v'c'} = -p' \left(\frac{\partial c'}{\partial y} \right)$
Turbulent diffusion term	$\bar{D}^T_{u'v'} = \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'v'u'_k}$	$\bar{D}^T_{v'c'} = \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{v'u'_k c'}$
Viscous diffusion term	$\bar{D}^v_{u'v'} = -\frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x_k} \right)$	$\bar{D}^v_{v'c'} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \frac{1}{Re} \left(c' \frac{\partial v'}{\partial x_k} \right) + \frac{1}{ReSc} \left(v' \frac{\partial c'}{\partial x_k} \right) \right\}$
Pressure diffusion term	$\bar{D}^p_{u'v'} = \frac{\partial (\overline{p'u'})}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{p'v'})}{\partial x}$	$\bar{D}^p_{v'c'} = \frac{\partial (\overline{p'c'})}{\partial y}$

力変動のパワースペクトル (Fig. 7) から、 v' と c' のコスペクトルのピークは、大規模構造の周期構造に対応していることが明らかである。一方、 $x/L=0.78$ において、大規模構造の周期構造に対応する波数領域では u' と v' のコスペクトルと v' と c' のコスペクトルの分布に大きな差異が見られる。このことから、 v_T と α_T の違いは、速度場とスカラー場の大規模渦構造の周期構造の相違によるものと考えられる。Chambers 他¹⁴⁾ は乱流混合層の大規模渦が支配的な領域において、 Pr_T がおよそ 0.4 の値を取ることを示した。本研究では、 $x/L=0.78$ ($x/\delta_U = 160$) において、約 $Pr_T = 0.5$ の値をとり、Chambers 他¹⁴⁾ の乱流プラントル数より若干大きい値をとったが、一般的な十分に発達した乱流場における乱流プラントル数の^{14), 46), 47)} ($0.5 < Pr_T < 1.0$) よりも小さな値であることがわかる。 $x/L=1.38$ ($x/\delta_U = 283$) では、 u' と v' のコスペクトルと v' と c' のコスペクトルの間にはまだ若干の差異が見られるが、 $x/L=1.95$ ($x/\delta_U = 400$) では、二つの分布はほぼ重なっている。運動量輸送とスカラー輸送の駆動力の違いを明確にするた

め、レイノルズ応力方程式および乱流スカラーフラックス方程式における収支を調べた。それぞれの式は以下ようになる。

$$-\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial t} = \bar{C}_{u'v'} + \bar{P}_{u'v'} + \bar{\varepsilon}_{u'v'} + \bar{\Pi}_{u'v'} + \bar{D}^T_{u'v'} + \bar{D}^v_{u'v'} + \bar{D}^p_{u'v'} \quad (10)$$

$$-\frac{\partial \overline{v'c'}}{\partial t} = \bar{C}_{v'c'} + \bar{P}_{v'c'} + \bar{\varepsilon}_{v'c'} + \bar{\Pi}_{v'c'} + \bar{D}^T_{v'c'} + \bar{D}^v_{v'c'} + \bar{D}^p_{v'c'} \quad (11)$$

ここで、 $\bar{C}_{u'v'}$ および $\bar{C}_{v'c'}$ は対流項、 $\bar{P}_{u'v'}$ および $\bar{P}_{v'c'}$ は生成項、 $\bar{\varepsilon}_{u'v'}$ および $\bar{\varepsilon}_{v'c'}$ は散逸項、 $\bar{\Pi}_{u'v'}$ および $\bar{\Pi}_{v'c'}$ は圧力歪み相関項と圧力スカラー勾配相関項、 $\bar{D}^T_{u'v'}$ および $\bar{D}^T_{v'c'}$ は乱流拡散項、 $\bar{D}^v_{u'v'}$ および $\bar{D}^v_{v'c'}$ は粘性拡散項、 $\bar{D}^p_{u'v'}$ および $\bar{D}^p_{v'c'}$ は圧力拡散項を意味する。これらの項の詳細は、Table 1 に示されている。Figs. 13 にレイノルズ

応力方程式および乱流スカラフラックス方程式のそれぞれの項の主流方向変化を示す. $x/L < 1.0$ において, レイノルズ応力方程式の圧力歪み相関項と乱流スカラフラックス方程式の圧力スカラ勾配相関項の分布は大きく異なることが分かる. また, 両方程式における圧力拡散項の大きさも大きく異なっている. セン断乱流混合層では, 大規模渦の動的構造に寄与して局所スケールで逆勾配方向に運動量が輸送される傾向 (すなわち, u' と v' のコスペクトルが下に凸のピークを取る状態) が見られる. これは圧力歪み相関項が駆動力となっており, 渦領域と引き伸ばし領域で局所的に生じる負の生成によるものであることが Takamura 他²¹⁾ による論文中で明らかにされている. Fig. 12(a)の v' と c' のコスペクトルは単調に上に凸のグラフであり, 逆勾配方向のスカラフラックス輸送の傾向は見られないことから, スカラは全波数領域で常に順勾配方向への輸送が行われていることが考えられる. このように, 速度場とスカラ場の輸送の相違が Pr_T が小さくなる原因だと予測される. 流下するにつれて, それぞれの分布は類似していき, $x/L > 1.4$ ではレイノルズ応力方程式と乱流スカラフラックス方程式のそれぞれの項がほぼ同様の分布になった.

4. 結論

本研究では, 空間的に発達する自由せん断混合層の直接数値シミュレーションを行い, 大規模渦の動的構造が乱流プラントル数に及ぼす影響を調べた. 主な結論として, 非相似領域にあたる大規模構造が支配的な乱流混合層の上流側では, 運動量輸送とスカラ輸送に相違が見られる. これは圧力に関連する項 (すなわちレイノルズ応力方程式における圧力歪み相関項と乱流スカラフラックス方程式における圧力スカラ勾配相関項, および両方程式における圧力拡散項) によって引き起こされ, 現象的には圧力項の影響を受けて運動量の逆

勾配方向の輸送効果が生じるが, スカラ輸送では全波数領域で順勾配方向に輸送されるために, 結果的に運動量輸送とスカラ輸送の駆動力に違いが生じ, 乱流プラントル数の低下を引き起こすと考えられる. 自己相似領域では, 乱流プラントル数は下流方向に $Pr_T = 0.78$ のほぼ一定値を取った. この領域において u' と v' および v' と c' の結合確率密度関数分布やコスペクトルはほぼ同様の分布を示した.

謝辞

本計算は海洋研究開発機構・地球シミュレータセンターのスーパーコンピュータ (NEC SX-ACE) および東北大学流体科学研究所のスーパーコンピュータ (NEC SX-9) を用いて行われた. また, 本研究の一部は科研費 (No.18H01369) の援助を受けて行われた.

参 考 文 献

- 1) Rogers, M. M., Mansour, N. N., Reynolds, W. C. : An algebraic model for the turbulent flux of a passive scalar, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 203 (1989) pp. 77-101.
- 2) Abe, K., Suga, K. : Towards the development of a reynolds-averaged algebraic turbulent scalar-flux model, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 22 (2001) pp. 19-29.
- 3) Daly, B. J., Harlow, F. H. : Transport equations in turbulence. *The Physics of Fluids*, Vol. 13 (1970) pp. 2634-2649.
- 4) Kim, J., Moin, P. : Transport of passive scalars in a turbulent channel flow. In: *Proceedings of the 6th international symposium on turbulent shear flows*, Toulouse, France, 7-9 September 1987. Springer, Berlin.
- 5) Ito, Y., Miura, K., Sakai, Y., Iwano, K. : Enhancement and suppression of mixing and diffusion in an axisymmetric jet by half delta wing tabs. *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 118 (2018) pp.

Fig. 13 Streamwise distribution of the budget for the (a) momentum transfer and (b) scalar transfer at the center ($y=0$).

- 1218-1230.
- 6) Elaskar, S. A., Pilotta, E. A., Torres, G. A. : Velocity and temperature natural dissimilarity in a turbulent channel flow, *Mecanica Computacional*, Vol. 26 (2007) pp. 3644-3663.
- 7) Pasinato, H. : Velocity and temperature dissimilarity in fully developed turbulent channel and plane Couette flows, *International Journal of Heat and Fluid Flow* Vol. 32 (2011) pp. 11-25.
- 8) Hasegawa, Y., Kasagi, N. : Dissimilar control of momentum and heat transfer in a fully developed turbulent channel flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 683 (2011) pp. 57-93.
- 9) Matsubara, K., Miura, T., Ohta, H. : Transport dissimilarity in turbulent channel flow disturbed by rib protrusion with aspect ratio up to 64, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 86 (2015) pp. 113-123.
- 10) Fulachier, L., Dumas, R. : Spectral analogy between temperature and velocity fluctuations in a turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 77 (1976) pp. 257-277.
- 11) Antonia, R., Krishnamoorthy, L., Fulachier, L. : Correlation between the longitudinal velocity fluctuation and temperature fluctuation in the near-wall region of a turbulent boundary layer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 31 (1988) pp. 723-730.
- 12) Inaoka, K., Yamamoto, J., Suzuki, K. : Dissimilarity between heat transfer and momentum transfer in a disturbed turbulent boundary layer with insertion of a rod modeling and numerical simulation, *International Journal of Heat and Fluid Flow* Vol. 20 (1999) pp. 290-301.
- 13) Kong, H., Choi, H., Lee, J. S. : Dissimilarity between the velocity and temperature fields in a perturbed turbulent thermal boundary layer, *Physics of Fluids*, Vol. 13 (2001) pp. 1466-1479.
- 14) Chambers, A., Antonia, R., Fulachier, L. : Turbulent Prandtl number and spectral characteristics of a turbulent mixing layer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 28 (1985) pp. 1461-1468.
- 15) Pasinato, H. : Dissimilarity of turbulent fluxes of momentum and heat in perturbed turbulent flows, *Journal of Heat and Transfer*, Vol. 135 (2013) 051701.
- 16) Gu, H., Yao, M., Zhao, P., Li, X., Liu, M. : Numerical simulation of manipulated flow and heat transfer over surface mounted rib, *International Journal of Thermal Science*, Vol. 129 (2018) pp. 124-134.
- 17) Fiedler, H. E. : Transport of heat across a plane turbulent mixing layer, *Advances in Geophysics*, Vol. 18 (1975) pp. 93-109.
- 18) Fiedler, H. E. : On turbulence structure and mixing mechanism in free turbulent shear flows, *Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows* (1975) pp. 381-409.
- 19) Slessor, M. D., Bond, C. L., Dimotakis, P. E. : Turbulent shear-layer mixing at high Reynolds number: effects of inflow conditions, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 376 (1998) pp. 115-138.
- 20) Pickett, L. M., Ghandhi, J. B. : Passive scalar mixing in planar shear layer with laminar and turbulent inlet condition, *Physics of Fluids*, Vol. 14 (2001) pp. 985-998.
- 21) Takamure, K., Ito, Y., Sakai, Y., Iwano, K., Hayase, T. : Momentum transport process in the quasi self-similar region of free shear mixing layer, *Physics of Fluids*, Vol. 30 (2018) 015109.
- 22) Attili, A., Bisetti, F. : Structure function scaling in a $Re_\lambda = 250$ turbulent mixing layer, *Journal of Physics, Conference Series*, No. 318 (2011) 042001.
- 23) Attili, A., Bisetti, F. : Statistics and scaling of turbulence in a spatially developing mixing layer at $Re_\lambda = 250$, *Physics of Fluids*, No. 24 (2012) 035109.
- 24) Attili, A., Bisetti, F. : Fluctuations of a passive scalar in a turbulent mixing layer, *Physical Review E*, No. 88 (2013) 033013.
- 25) Attili, A., Bisetti, F. : Statistics of the turbulent/non-turbulent interface in a spatially developing mixing layer, *Journal of Turbulence*, No. 15 (2014) pp. 555-568.
- 26) Fiscaletti, D., Attili, A., Bisetti, F., Elsinga, G. E. : Scale interactions in a mixing layer-the role of the large-scale gradients, *Journal of Fluid Mechanics*, No. 791 (2016) pp. 154-173.
- 27) Fiscaletti, D., Elsinga, G. E., Attili, A., Bisetti, F., Buxton, O. R. H. : Scale dependence of the alignment between strain rate and rotation in turbulent shear flow, *Physical Review Fluids*, No. 1 (2016) 064405.
- 28) Ito, Y., Nagata, K., Sakai, Y., Terashima O. : Momentum and mass transfer in developing liquid shear mixing layers, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 51 (2013) pp. 28-36.
- 29) Laizet, S., Lardeau, S., Lamballais, E. : Direct numerical simulation of a mixing layer downstream a thick splitter plate, *Physics of Fluids*, Vol. 22 (2010) 015104.
- 30) Kametani, Y., Kawagoe, M., Fukagata, K. : Direct numerical simulation of a turbulent mixing layer with a transversely oscillated inflow, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 10 (2015) JFST0004.
- 31) Kim, J., Moin, P. : Application of a fractional-step method to incompressible navier-stokes equations, *Journal of Computational Physics*, Vol. 59 (1985) pp. 308-323.
- 32) Spalart, P. R., Moser, R. D., Rogers M. M. : Spectral methods for the Navier-Stokes equations with one infinite and two periodic directions, *Journal of Computational Physics*, Vol. 96 (1991) pp. 297-324.
- 33) Morinishi, Y., Lund, T. S., Vasilyev, O. V., Moin, P. : Fully conservative higher order finite difference schemes for incompressible flow, *Journal of Computational Physics*, Vol. 143 (1998) pp. 90-124.
- 34) Dai, Y., Kobayashi, T., Taniguchi, N. : Large eddy simulation of plane turbulent jet flow using a new outflow velocity boundary condition, *JSME International Journal. Series B, Fluids and Thermal Engineering*, Vol. 37, No. 2 (1994) pp. 242-253.
- 35) Liepmann, H., Laufer, J. : Investigations of free turbulent mixing, *National Advisory Committee for Aeronautics Technical Note No. 1257* (1947).
- 36) Miles, J. B., Shih, J.-S. : Similarity parameter for two-stream turbulent jet-mixing region, *AIAA Journal*, Vol. 6, pp. 1429-1430 (1968).
- 37) Pui, N. K. : The plane mixing region between parallel stream," MSc thesis, University of British Columbia (1969).
- 38) Spencer, B., Jones, B. : Statistical Investigation of Pressure and Velocity Fields in the Turbulent Two-Stream Mixing Layer (American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1971).
- 39) Yule, A. J. : Two-Dimensional Self-Preserving Turbulent Mixing Layers at Different Free Stream Velocity Ratios (HM Stationery Office, 1972).
- 40) Brown, G. L., Roshko, A. : On density effects and large structure in turbulent mixing layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 64, pp. 775-816 (1974).
- 41) Browand, F. K., Troutt, T. R. : The turbulent mixing layer: Geometry of large vortices, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 158, pp. 489-509 (1985).
- 42) Hussain, A. K. M. F., Zaman, K. B. M. Q. : An experimental study of organized motions in the turbulent plane mixing layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 159, 85-104 (1985).
- 43) Li, N., Balaras, E., Wallace, J. M. : Passive scalar transport in a turbulent mixing layer," *Flow, Turbulence Combustion*, Vol. 85, pp. 1-24 (2010).
- 44) Loucks, R. B., Wallace, J. M. : Velocity and velocity gradient based

- properties of a turbulent plane mixing layer, *Journal of Fluid Mechanics*, No. 699, pp. 280-319 (2012).
- 45) Biancofire, L. : Crossover between two- and three-dimensional turbulence in spatial mixing layers, *Journal of Fluid Mechanics*, No. 745, pp. 164-179 (2014).
- 46) Divoky, D., Mayer, E. : Correlation of intermittency with preferential transport of heat and chemical species in turbulent flows, *AIAA Journal*, Vol. 4 (1966) pp. 1995-2000.
- 47) Fulachier, L., Antonia, R. : Heat and mass transport. In: *Turbulence*, Springer (1975) p p. 231-287.