

超音速流中における噴流の乱流混合の LES 解析

渡部潤也、河内俊憲、滝田謙一、升谷五郎
東北大学

LES of Jet Turbulent Mixing in Supersonic Flow

by

Junya Watanabe, Toshinori Kouchi, Kenichi Takita, Goro Masuya

ABSTRACT

The large-eddy simulation (LES) of a jet transversely injected into a supersonic crossflow was conducted to investigate the large-scale vortex structure around the jet and the turbulent mixing state. The injectant concentration obtained by LES was compared with acetone planer laser-induced fluorescence (PLIF) data. Numerical results reproduced the injectant mixing field not only in the averaged distribution but also in the turbulent features. Statistical analysis based on LES data evaluated the extent of the injectant turbulent diffusion flux and the injectant mean convective flux in a near-field cross-sectional plane: the mean convection of the injectant by counter-rotating vortex pair was larger than the turbulent diffusion except in the windward mixing layer between jet and crossflow. The vortex structure was visualized by the iso-surfaces of second invariant of the velocity gradient tensor. In the windward mixing layer, large-scale vortices randomly originated and extended mainly toward the downstream direction around the jet trajectory, meandering in the spanwise and wall-normal directions. These vortices deeply penetrate into the crossflow and contribute to the enhanced mixing by entraining a large amount of crossflow air in the near-field. Three-dimensional jet projection was produced by the windward large-scale vortex which has streamwise counter-rotating vortex pair.

1. はじめに

極超音速推進機として期待されるスクラムジェットエンジンの燃焼器では、燃料と空気の迅速な混合が要求される。効率的な燃料混合のためにさまざまな燃料噴射形態が提案されている。壁面噴射は流れ場に障害物を挿入しないため総圧損失が少なく、また、冷却上の問題も少ない。そのため、有力な噴射形態の一つである。その中でも円孔からの垂直噴射は最も基本的な形態であり、これまで数多くの研究例がある。これまでの研究により、平均場の貫通や混合特性については噴射孔径と主流に対する噴流の運動量比で整理できることがわかっている[1-3]。また、噴流部には主流と噴流の干渉により縦渦対が形成され、平均場の燃料分布はそれにより横断面内で腎臓形の分布となることが報告されている[2,3]。このように平均場の特性については十分明らかになってきた。

近年、研究者の興味は噴流場の乱流特性に移っている。スクラムジェット燃焼器内の流れは高 Reynolds 数であり、噴流と主流の混合は乱流混合となる。シュリーレン計測[4]や Mie 散乱計測[2]、PLIF 計測[5]などにおいて、噴流境界は複雑な形状となり、噴流の突出や主流空気の取り込みなどの大規模構造の形成が観測されている。大規模構造は噴流部の渦構造により形成される。低 Reynolds 数、低 Mach 数の横風中への噴射場については渦構造に関する研究[6-8]が進んでいるものの、超音速流中への噴射場に関する報告は少ない。

本研究では超音速流中への垂直噴射場の乱流混合特性や渦構造について数値解析により調べる。乱流特性の把握のためには 3 次元的に流れ場を知ることが重要である。しかし、実験的に 3 次元情報を得ることは容易ではなく、数値計算による研究が有効である。従来、高 Reynolds 数流れでは Reynolds 平均 Navier-Stokes 方程式 (RANS) による時間平均場の解析が主流であった。近年、計算機能力の進展に伴い、非定常乱流場の解析が可能な Large-Eddy Simulation (LES) が脚光を浴びており、超音速流中への噴射場の LES についてもいくつか報告例[9,10]がある。Kawai and Lele[10]は速度場について実験と比較・検証を行うとともに、噴流形状や渦構造を可視化し、上流側乱流境界層が噴流構造に及ぼす影響を調べている。本研究でも LES を用いる。計算結果はアセトン平面レーザー誘起蛍光法 (PLIF) 計測

[5,11]と比較を行い、噴射気体混合場について平均および乱流変動特性の検証を行う。LES の計算結果を用いて乱流統計解析や非定常挙動の調査を行う。本報では特に、噴流の乱流混合状態や大規模渦構造と混合状態の関係に焦点を絞り解析する。

2. 数理モデル

2.1 支配方程式

支配方程式は質量保存式、Navier-Stokes 方程式、エネルギー保存式および理想気体の状態方程式に空間フィルターを施した方程式系である。本研究では噴射気体成分は空気である。噴射空気と主流空気を区別するために、それぞれを別成分として扱い、空間フィルターを施した成分保存式も同時に解いている。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \bar{\sigma}_{ij} + \tau_{ij}^{sgs}] = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_j + \bar{q}_j - \bar{\sigma}_{ij} \tilde{u}_i] + \frac{\partial}{\partial x_j} [H_j^{sgs} + \sigma_j^{sgs}] = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} \tilde{Y}_k \tilde{u}_j + \bar{\rho} \tilde{Y}_k \tilde{V}_{j,k} + Y_{j,k}^{sgs} + \theta_{j,k}^{sgs}] = 0 \quad (4)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T} \quad (5)$$

$$\tilde{E} = \tilde{e} + \frac{1}{2} \tilde{u}_i \tilde{u}_i + k^{sgs} \quad (6)$$

上記の式において、 \tilde{f} は変数 f に空間フィルターを施したものの、 \bar{f} は $\bar{f} = \overline{\tilde{f}} / \bar{\rho}$ で定義される Favre フィルターを施したものである。また、 ρ は密度、 u_i ($i=1,2,3$)は速度、 p は圧力、 δ_{ij} は Kronecker のデルタ、 E は全エネルギー、 Y_k は化学種 k の質量分率、 T は温度、 R はガス定数、 e は内部エネルギーである。 $e = RT / (\gamma - 1)$ であり、比熱比 γ は 1.4 で一定とした。 $\bar{\sigma}_{ij}$ 、 \bar{q}_j 、 $\bar{V}_{j,k}$ はそれぞれフィルター操作を施した粘性

応力テンソル、熱流束ベクトル、化学種 k の拡散速度であり、以下の式で表される。

$$\tilde{\sigma}_{ij} = 2\mu \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{ii} \delta_{ij} \right) \quad (7)$$

$$\tilde{q}_j = -\kappa \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (8)$$

$$\tilde{V}_{j,k} = -\frac{D_k}{\tilde{V}_k} \frac{\partial \tilde{V}_k}{\partial x_j} \quad (9)$$

ここで、 $\tilde{S}_{ij} = (1/2)(\partial \tilde{u}_i / \partial x_j + \partial \tilde{u}_j / \partial x_i)$ である。 μ は粘性係数であり、Sutherland の式より \tilde{T} を用いて算出した。 κ は熱伝導率、 D_k は化学種 k の拡散係数であり、Prandtl 数および Schmidt 数をそれぞれ 0.72 で一定とすることで粘性係数より算出した。

支配方程式に含まれる上付き文字 *sgs* が付く項はフィルター操作に伴い生じる格子スケールより小さい渦 (Subgrid-Scale, SGS) の寄与を表す。これらの項は方程式を閉じるためにモデル化する必要がある。

2. 2 SGS 項のモデル化

SGS 応力テンソル τ_{ij}^{sgs} は渦粘性モデルを用いて次のように示される。

$$\tau_{ij}^{sgs} = -2\bar{\rho} \nu_t \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{ii} \delta_{ij} \right) + \frac{2}{3} \rho k^{sgs} \delta_{ij} \quad (10)$$

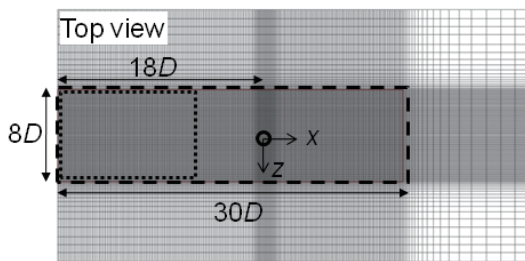
SGS 渦粘性係数は Selective Mixed-Scale モデル[12]でモデル化した。

$$\nu_t = C_m |\tilde{S}_{ij}|^{0.5} (q_c^2)^{0.25} \Delta^{0.5} f_{\theta_0}(\theta) \quad (11)$$

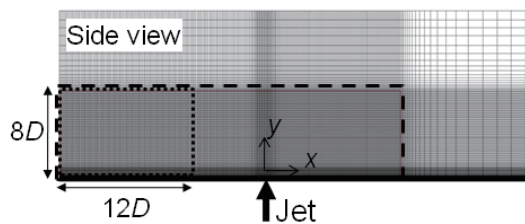
ここで C_m はモデル定数であり、 $C_m = 0.06$ とした。また、

$|\tilde{S}_{ij}| = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}$ であり、 Δ は Scotti et al.[13]の補正をかけたフィルター幅である。 q_c^2 は解像できる最小スケールの運動エネルギーであり、ガウシアンフィルターまたはボックスフィルターのテイラー展開による 2 次精度近似に相当するテストフィルター ($\hat{u}_i = (\tilde{u}_{i-1} + 2\tilde{u}_i + \tilde{u}_{i+1})/4$) を導入して、以下のように評価される。

$$q_c^2 = \frac{1}{2} (\tilde{u}_i - \hat{u}_i)(\tilde{u}_i - \hat{u}_i) \quad (12)$$



(a) 上面図



(b) 側面図

図1 計算領域および計算格子

また、選択関数 $f_{\theta_0}(\theta)$ は次の式で定義される。

$$f_{\theta_0}(\theta) = \begin{cases} 1 & \text{if } \theta \geq \theta_0 \\ \tan^4(\theta/2) / \tan^4(\theta_0/2) & \text{else} \end{cases} \quad (13)$$

ここで θ は解像された渦度ベクトル $\tilde{\omega}$ とテストフィルターを施した渦度ベクトル $\hat{\omega}$ の間の角度である。ここでは $\theta_0 = 20^\circ$ とした。また、SGS 運動エネルギー k^{sgs} はスケール相則から $k^{sgs} = q_c^2$ として算出した。

SGS 全エンタルピー流束ベクトル H_j^{sgs} は SGS 渦粘性係数と勾配モデルを用いて以下のようにモデル化した[14]。

$$H_j^{sgs} = -\bar{\rho} \frac{v_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x_j} \quad (14)$$

ここで、 $\tilde{H} = \gamma R \tilde{T} / (\gamma - 1) + (1/2)(\tilde{u}_i \tilde{u}_i) + k^{sgs}$ である。

Pr_t は乱流 Prandtl 数であり、ここでは 0.9 で一定とした。

SGS 物質拡散ベクトル $Y_{j,k}^{sgs}$ も同様に次の式でモデル化した。

$$Y_{j,k}^{sgs} = -\bar{\rho} \frac{v_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_j} \quad (15)$$

ここで、 Sc_t は乱流 Schmidt 数であり、0.9 で一定とした。

その他の SGS 項 $\sigma_j^{sgs}, \theta_{j,k}^{sgs}$ はここでは無視した[14]。

2. 3 数値解析手法

上記の支配方程式は一般曲線座標で解く。対流項の離散化には AUSM 系スキームの SLAU[15] を 4 次精度 MUSCL[16] で高精度化したものを、粘性項には 2 次精度中心差分を用いた。時間積分には 3 段階 Runge-Kutta 法を用いた。

3. 計算条件

本計算は Takahashi et al.[11]の実験を基に条件を設定した。

3. 1 計算格子

図 1(a)(b)に本計算で用いた計算格子の上面図および側面図を示す。計算領域下面には噴射孔直径 $D = 2.5$ mm の噴射孔を設けてある。座標系の原点は噴射孔中心に設け、主流方向に x 軸、高さ方向に y 軸、幅方向に z 軸を持つ。図中の破線で囲まれた領域が長さ $30D$ 、高さ $8D$ 、幅 $8D$ の主計算領域である。噴射孔は計算領域入口から下流 $18D$ の位置にある。主計算領域の外側には、境界での乱流変動の非物理的な反射を抑制するために、格子間隔の大きい変動吸収領域を設けた。この領域は解析の対象としない。計算格子は構造格子であり、格子点数は主流方向に 300 点、高さ方向に 190 点、幅方向に 157 点の合計約 900 万点である。

3. 2 境界条件

主流条件は Mach 数 $M_\infty = 1.9$ 、総圧 $p_{tot} = 75$ kPa、総温 $T_{tot} = 290$ K である。噴射孔直径 D を代表長とした主流 Reynolds 数は $Re_D = 2.5 \times 10^4$ である。壁面噴射では噴流の挙動は流入する境界層の状態に影響を受ける[9,10]。そこで本計算では流入乱流境界層の計算を行った。図 1 の点線で囲った長さ $12D$ の乱流境界層計算領域を用意し、Sagaut et al.[17]が提案する Rescaling Method を用いた。この方法では境界層計算領域出口での物理量の平均値および変動値をスケールリングし、流入境界に与える。流入境界層厚さは流入境界で固定し、 $\delta_m = D$ とした。

噴射条件は Mach 数 $M_{jet} = 1.0$ 、総温 $T_{jet} = 290$ K、主流に対する噴射動圧比 $J = 1.9$ を与えた。噴射気体は主流と同一の空気であるが、別成分として計算している。噴射条件には分布は与えず、一様とした。また、噴射条件に時間変動は与えていない。

本計算では下面境界のみが壁面であり、すべりなし、断熱条件を与えた。変動吸収領域を設けている上面、側面、出口境界では自由流出境界とし、0 次外挿した。

4. 結果と考察

以下の結果では主流速度 U_0 と噴射孔直径 D で無次元化した時間 $t^* = tU_0/D$ を用いる。LES の乱流統計解析では $\Delta t^* = 900$ の非定常データを統計演算に用いた。また、本計算の時間刻み幅は $dt^* = 0.002$ である。

4. 1 流れ場の様相

図 2 に噴射孔中心を通る中心断面 ($z/D = 0$)、 $x/D = 12$ の横断面および壁面近傍の断面の瞬時 Mach 数分布を示す。この図から流れ場の特徴的な構造が確認できる。噴流の樽型衝撃波やそのマッハディスク、噴流前方に形成される弓状衝撃波や噴流部で発生する膨張波が見られる。噴流の樽型衝撃波の上流側境界は非定常に大きく変動しており、それに対応して前方の弓状衝撃波も振動した。上流側境界層では乱流境界層の特徴である乱流バルジや低速ストリーク構造が見られる。

図 3 に図 2 と同時刻、同断面の瞬時噴射気体質量分率分布を示す。噴流の外縁形状は複雑であり、中心断面の分布では噴射気体の突出や主流空気の噴流内部への取り込みが見られる。図中に矢印で示した噴射気体の主流側への突出は噴流部に形成される大規模渦と密接に関係しているものと思われる。これに関しては 4. 5 節に詳しく結果を示し、考察を行う。

4. 2 実験との比較

本研究では噴射気体の混合に着目するため、その予測精度の検証を行う。ここでは、Takahashi et al.[5,11]のアセトン平面レーザー誘起蛍光法 (PLIF) 計測との比較を行った。まず、噴射気体の時間平均濃度場を比較した。時間平均場では RANS の結果との比較も行った。RANS 計算は LES と同一の格子を用いて行い、乱流モデルとして 2 方程式モデルの Menter の SST モデル[18]を用いた。物質の乱流拡散は一定値の乱流 Schmidt 数を用いて算出しており、ここでは $Sc_t = 0.5, 0.2$ の二通り計算した。図 4(a)(b)に中心断面の $x/D = 4$ および $x/D = 12$ における時間平均噴射気体モル分率分布の比較を示す。横軸は噴射気体モル分率、縦軸は噴射孔直径 D で無次元化した高さ方向位置である。実線が LES、破

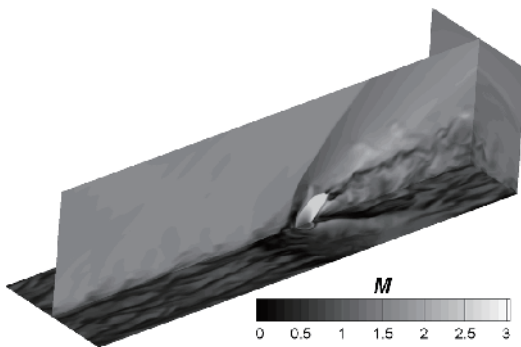


図 2 瞬時 Mach 数分布

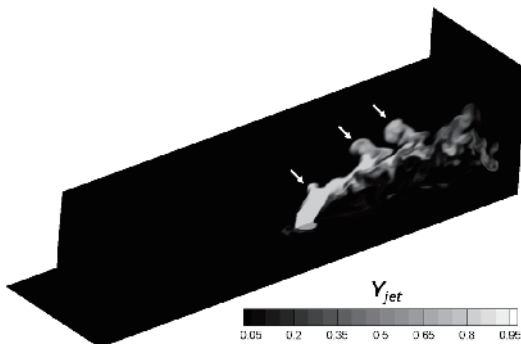


図 3 瞬時噴射気体質量分率分布

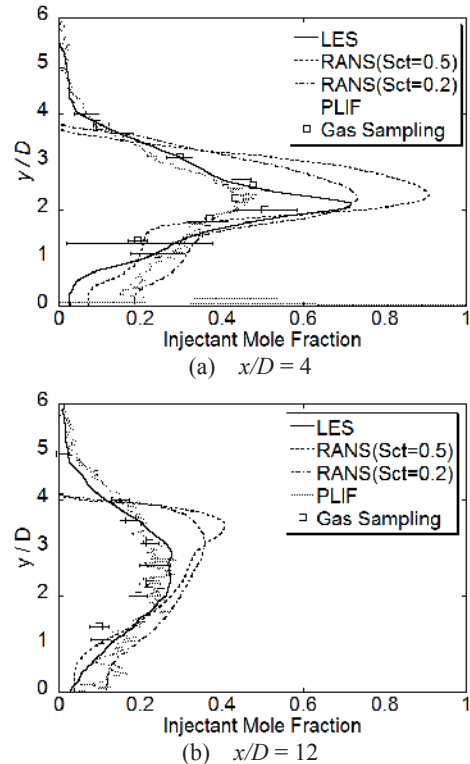


図 4 中心断面における時間平均噴射気体モル分率分布の比較

線が $Sc_t = 0.5$ の RANS、一点鎖線が $Sc_t = 0.2$ の RANS、点線が PLIF 計測の蛍光比法[11]の結果である。また、図にはガスサンプリング[11]の結果も示している。 $x/D = 4$ の結果を見ると、LES、RANS とともに実験値よりモル分率のピーク値が大きい。しかし、主流側混合層部 ($y/D > 2.5$) では LES の分布は PLIF やガスサンプリングとよく一致する。一方、RANS では主流側混合層厚さが小さく、急峻な勾配となっている。RANS では Sc_t を変えることでピーク値は減少するものの、主流側混合層は広がらず、むしろ壁面方向に分布が広がっている。 $x/D = 12$ の結果を見ると、RANS の分布はどちらの Sc_t でも依然モル分率のピーク値を過大評価しており、また、主流側混合層厚さも小さいのに対して、LES の分布は高さ方向全域に渡って実験値とよく一致している。

噴流の渦構造や乱流混合を正しく評価するには時間平均場だけでなく乱流変動場を精度よく予測する必要がある。図 5(a)(b)にそれぞれ LES と PLIF の中心断面における噴射気体モル濃度の標準偏差分布の比較を示す。図中には各 x 断面内での時間平均モル濃度分布の最大濃度位置を辿った軌跡を実線で、主流側混合層の最大濃度の 50%位置を辿った軌跡を一点鎖線で、最大濃度の 10%位置を辿った軌跡を破線で示した。なお、モル濃度算出の際、LES では噴射孔出口の値を用いて規格化を行っているのに対し、PLIF では噴射孔付近のデータは壁面の反射光の影響を受けているため、多少噴射孔出口から離れた位置の値を用いて規格化を行っていることに注意されたい。図より標準偏差分布の形状を比較すると、LES と PLIF の分布形状はよく似ている。高変動領域は噴流の樽型衝撃波の風上側にあり、樽型衝撃波に沿った部分とそのやや上方の混合層部に分かれている。LES はこの特徴を捉えている。また、50%濃度軌跡線上に沿って高変動領域があるという特徴も一致している。

次に噴射気体モル濃度の 2 点空間相関分布を比較した。これにより空間的なスカラー乱流構造の予測精度の評価を

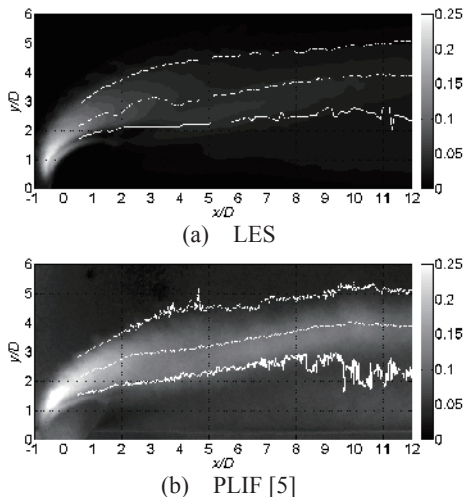


図5 中心断面における噴射気体モル濃度の標準偏差分布の比較

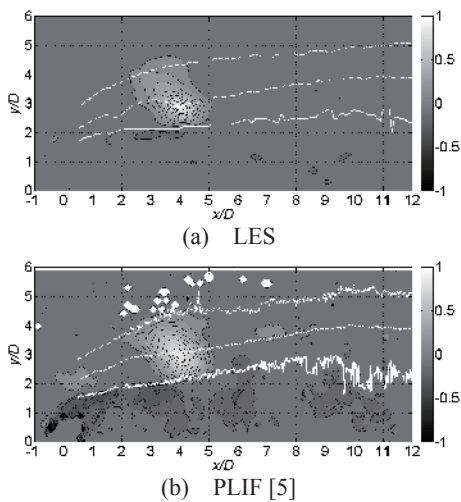


図6 中心断面空間相関分布の比較 (基準点: 50%濃度軌跡線上の $x/D = 4$ の位置)

行う。点 (x_{ref}, y_{ref}) を基準点とした2点空間相関は以下の式で定義される。

$$r(x, y) = \frac{1/N \sum_{i=1}^N [C'_{jet}(x, y) - C'_{jet}(x_{ref}, y_{ref})]}{C'_{jet,rms}(x, y) - C'_{jet,rms}(x_{ref}, y_{ref})} \quad (16)$$

ここで、 $C'_{jet}(x, y)$ は噴射気体モル濃度の瞬時変動値、 $C'_{jet,rms}(x, y)$ は噴射気体モル濃度の標準偏差、 N は統計演算に用いたデータ数である。Takahashi et al.[5]の PLIF 計測 (サンプリング周波数 5 Hz) は 500 個のデータを用いたアンサンブル平均であるのに対し、LES の結果は $\Delta t^* = 900$ の時間平均となっていることに注意されたい。図 6(a)(b)に基準点を 50%濃度軌跡上の $x/D = 4$ の位置とした場合の LES および PLIF による中心断面空間相関分布を示す。図中には最大濃度軌跡、50%濃度軌跡、10%濃度軌跡も示した。LES は PLIF とよく一致し、分布の特徴をよく捉えている。正の高相関領域は基準点を中心に楕円形の分布形状をしており、その長軸が壁面に対して 45° 程度傾いている。正の相関領域の範囲もよく一致している。ここでは示さないが、その他の基準点についても同様に基準点周辺の正の相関領域分布形状や大きさが一致していた。以上より、本 LES により噴流周りの空間的な乱流スカラー構造を精度よく再現できていることがわかる。

4. 3 噴射気体の乱流拡散流束

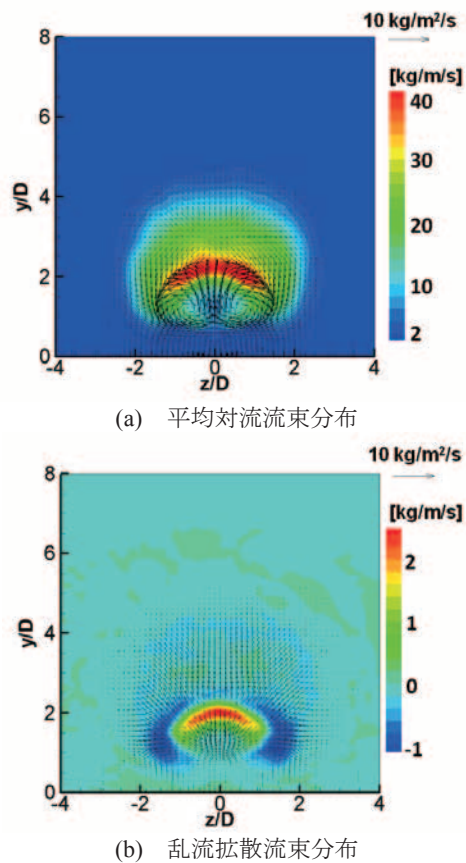


図7 $x/D = 4$ 断面内の噴射気体流束分布

本流れ場における噴射気体の乱流拡散の程度を評価するために、噴射気体の成分保存式に Reynolds 平均を施した式を考える。

$$\frac{\partial \overline{\rho_{jet}}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\rho_{jet} \bar{u}_j} + \overline{\rho''_{jet} u''_j} - D \frac{\partial \rho_{jet}}{\partial x_j} \right) \quad (17)$$

ここで $\bar{\cdot}$ は時間平均を表し、 $\prime\prime$ は時間平均からの変動成分を表す。上式の右辺括弧内第一項が噴射気体の平均対流流束、第二項が乱流拡散流束、第三項が分子拡散流束を表す。ここでは平均対流流束と乱流拡散流束を比較する。なお、分子拡散流束は本計算領域内では平均対流流束や乱流拡散流束の 1/100 のオーダーしかなく、その影響は無視できるほどに小さかった。

図 7(a)(b)に $x/D = 4$ の横断面における噴射気体の平均対流流束分布および乱流拡散流束分布を示す。主流方向 (面外) の流束はコンターで示し、面内の流束はベクトルで表示した。基準ベクトルは図の右上に示した。平均対流流束分布を見ると、面外の流束は腎臓形の分布となっており、これは平均噴射気体モル分率分布と対応している。面内の流束ベクトルからは縦渦対が確認できる。平均対流による噴射気体の輸送は縦渦対によってなされている。

次に乱流拡散流束分布を見ると、面内の流束ベクトルは噴流コア部を境に大きく 2 つに分けられる。噴流の側方から上方にかけての主流側混合層部では主流側に広がるように拡散するのに対し、縦渦対中心部では噴流コア部から噴射壁方向の下面中央へ向かって拡散する。これらの拡散方向は分子拡散の方向とおおむね一致することを確認した。この結果は超音速横風中の噴射気体の乱流拡散においても渦粘性を用いた勾配拡散仮説が妥当であることを示唆している。しかし、図 4 に示したように、 Sc_t を固定した RANS 計算では主流側混合層部での乱流拡散を正しく評価できて

いない。正確な乱流拡散の評価のためには、場所に応じて Sc_t を変化させる等の対策が必要であると思われる。

次に平均対流流束と乱流拡散流束の大きさを比較する。面外の流束は平均対流流束の方が 10 倍程度大きく、平均対流が支配的である。横断面内の流束については、縦渦対内部では平均対流流束が大きいものの、主流側混合層部では乱流拡散が平均対流と同程度に大きく、この領域では乱流拡散が噴流の混合に対して重要な役割を担っていることがわかる。なお、噴射気体流束分布は他の横断面でも同様の傾向であった。

4. 4 噴流の混合状態

従来、噴射気体の混合状態の評価はガスサンプリング等の時間積分量で行われてきた。しかし、強い乱流混合場では混合状態も非定常に激しく変化していることが予想される。燃焼状態は瞬時の混合状態から決まるため、混合評価も瞬時状態で行うことが望ましい。ここでは、瞬時混合状態について評価する。定量的な評価のために、噴射空気をエチレン燃料と見なして混合状態を評価した。エチレンは空気と分子量がほぼ同じで、粘性係数や拡散係数等の輸送特性が似ている。混合評価の指標として、横断面を通過する噴射気体可燃質量流束を次式で定義した。

$$f_{jet,c} = \rho u Y_{jet} / \phi' \quad \phi' = \begin{cases} 1 & (\phi \leq 1) \\ \phi & (\phi > 1) \end{cases} \quad (18)$$

ここで、 ϕ は空気をエチレン燃料と見なした場合の局所当量比である。なお、LES では格子スケール以下での混合はモデル化されており、ここで示す可燃状態は分子レベルでの混合ではなく、格子スケールまでの巨視的な混合を意味することに注意されたい。

$x/D = 4, 12$ の横断面内の時間平均した噴射気体可燃質量流束分布を図 8(a)(b) に示す。ここに示すのは式(18)で評価した瞬時の横断面内可燃質量流束を各点で時間平均したものである。比較的噴射孔に近い $x/D = 4$ では縦渦対が存在する噴流コア領域では可燃噴射気体が少なく混合が十分に進

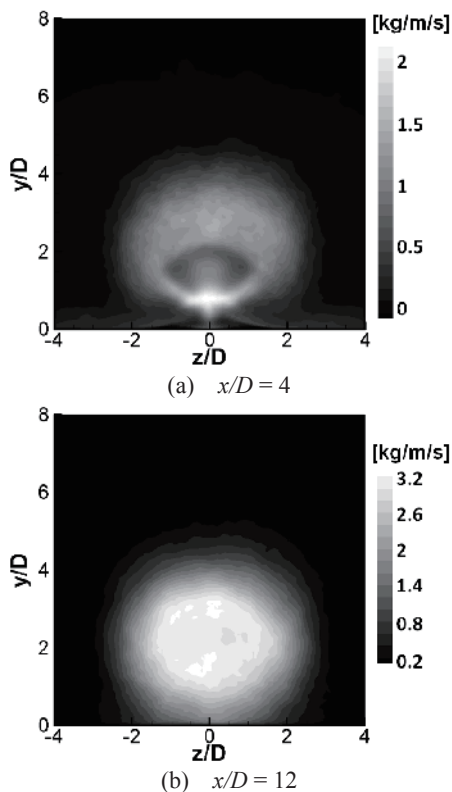


図 8 可燃噴射気体質量流束分布

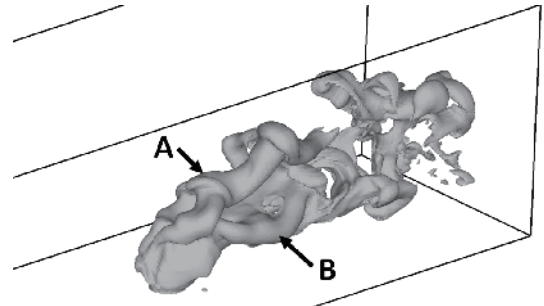


図 9 噴射気体質量分率 0.5 の等値面

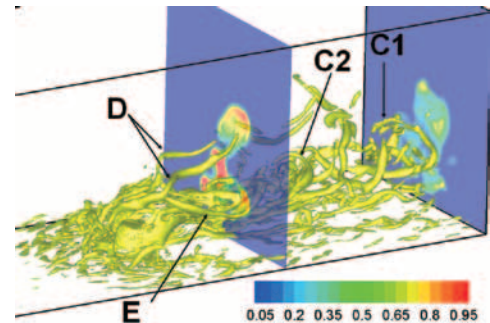


図 10 3次元渦構造および $x/D = 4, 12$ 断面の噴射気体質量分率分布

んでいない。可燃噴射気体は噴流コア領域を取り囲むように多く存在し、特に縦渦対下部に多く存在する。また、噴流を覆うような位置に対応する主流側混合層部では広い範囲で多くの可燃噴射気体が存在している。ここは前項で乱流拡散が活発であった領域に対応する。より下流に行くと縦渦対内部での混合も進み、 $x/D = 12$ では可燃噴射気体の大部分は縦渦対内部に存在する。

4. 5 噴流の 3 次元構造

シュリーレン画像[4]や PLIF 計測[5]から噴流部には突出や主流の取り込みなどの大規模構造があることが確認されているが、その 3 次元構造は十分に明らかではない。ここでは、3 次元的な噴流形状と大規模渦構造、およびそれらの関係について調べる。

図 9 にある瞬間の噴射気体質量分率が 0.5 の等値面を示す。噴流形状は極めて複雑であり、3 次元性を有している。この瞬間には噴射孔近傍において噴流の上方 (図中 A) および側方 (図中 B) に一つずつ噴流の突出が確認できる。この突出部は噴流の軌跡に沿った方向にうねりながら伸びている。これらの突出部の出現位置は風上側混合層部において非定常に変化していく。

次に渦構造について調べる。渦構造の可視化には速度勾配テンソルの第二不変量 Q の等値面を用いた。図 10 に図 9 と同時刻の Q 値等値面を示す。ここに表示したのは噴流の噴射速度 u_{jet} と噴射孔径 D で無次元化した値で $Q \cdot (D/u_{jet})^2 = 3.2$ の等値面である。混合状態と渦構造との関係を調べるために、図には $x/D = 4, 12$ の横断面内の噴射気体質量分率分布も示した。図を見ると、噴流周りには多数の複雑な渦構造が形成されている。以下では噴流周りに現れる渦構造の分類を試みる。

噴射孔前方の剥離領域内では小スケールの渦が多数生成され、噴流の横を通過して下流へ流れていく。また、噴射孔の風下側の壁面近傍からは後流渦が発生し、壁面に沿って下流へ伸びている。横断面内の噴射気体質量分率分布を見ると、後流渦部には噴射気体はほとんど存在せず、この渦は噴流の混合にはあまり寄与していないことがわかる。

後流渦の上方にはよりスケールの大きい渦群が存在する。この渦群も噴射孔風下側から発生し、下流へ伸びている。この渦群は互いに絡み合い、定常的に噴流部に存在する。この渦群が平均的な縦渦対を形成する瞬時の渦である。 $x/D = 4$ の横断面内の噴射気体質量分率分布と対応させて見ると、この渦群が通過する位置では噴射気体は少なく、その上方から側方にかけて多量の噴射気体が存在する。これは縦渦対の誘起速度により、上方では噴射気体が側方に拡げられ、下方では周囲の主流空気を取り込まれ上向きに流れ込んでいる様子を示している。また、この縦渦対を作る渦群の中には、図中 C1, C2 で示すような下流で Ω 状となる渦[5]が見られた。

噴流を覆うような位置には不規則に噴射孔の風上側から主流中に深く貫通する大規模な渦が発生する(図中 D, E)。これらの渦は噴流の軌跡に沿った方向にうねりながら下流に伸びている。低 Reynolds 数、低 Mach 数の横風中への噴射場では軸対称的なリング状の組織的渦構造[7]が形成されることが知られている。しかし、本研究の高 Reynolds 数、超音速の噴射場ではそのような 2 次元的なリング状の組織的渦構造は見られず、D, E のような 3 次元性の強い構造が見られた。 $x/D = 4$ の横断面内の噴射気体質量分率分布を見ると、この渦の位置において噴流が大きく主流側へ突出していることがわかる。図 9 と図 10 を比較すると、噴流の突出部 A は渦 D の位置に対応し、突出部 B は渦 E の位置に対応している。下流方向に伸びたこれらの渦は主流方向を向いた縦渦対を形成しており、渦間に吹き上げを作り噴流の突出や主流の取り込みを引き起こしている。これらの渦は噴流の風上側の不規則な位置に存在している。この渦の存在位置は図 7(b)において乱流拡散が活発であった領域および図 8(a)において可燃噴射気体が多く存在した領域に相当し、この渦が噴流の乱流混合に対して重要な役割を担っているといえる。ここに示したのはある一瞬間の渦構造にすぎないが、非定常な渦挙動を観察していると、頻繁に上記のような縦渦対を持つうねった渦構造が出現しており、これが風上側に発達する大規模渦構造の特徴的な構造であるといえる。

5. 結論

超音速流中に垂直に噴射された空気の乱流混合について LES 解析により調べた。計算結果はアセトン PLIF 計測と比較し、噴射気体濃度分布について平均値のみならず乱流統計量についてもよい一致を得た。得られた知見を以下に示す。

- (1) Reynolds 平均噴射気体成分保存式における平均対流流束と乱流拡散流束の横断面内成分を比較すると、噴射孔風上側から発達する主流側混合層部においては乱流拡散流束が相対的に大きく、縦渦対領域では平均対流流束が相対的に大きい。
- (2) 乱流拡散が大きい主流側混合層部では可燃状態の噴射気体が多く存在し、噴射孔近傍場では縦渦対内部よりも混合が進行している。
- (3) 主流側混合層部では大スケールの渦が発生し、主流中に深く貫通する。この渦は主流方向を向いた縦渦対を有する傾向が強く、それにより噴流の突出や主流空気を取り込みを誘起する。また、この渦は不規則にうねっているため、3 次元性の高い複雑な突出部を持つ噴流形状となる。

謝辞

実験データを提供頂いたフロリダ大学 高橋英美博士に謝意を表す。また、本研究は日本学術振興会特別研究員奨励費(21・4309)によりなされた。本計算は東北大学サイバーサイエンスセンター大規模計算システムを用いた。

参考文献

- 1) Billig, F. S., Orth, R. C., and Lasky, M., *AIAA Journal*, Vol. 9, No. 6, 1971, pp. 1048-1057.
- 2) Gruber, M. R., Nejad, A. S., Chen, T. H., and Dutton, J. C., *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 11, No. 2, 1995, pp. 315-323.
- 3) Smith, S. H., and Mungal, M. G., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 357, 1998, pp. 83-122.
- 4) Ben-Yakar, A., Mungal, M. G., and Hanson, K., *Physics of Fluids*, Vol. 18, 026101, 2006.
- 5) Takahashi, H., Oso, H., Kouchi, T., Masuya, G., and Hirota, M., *AIAA Journal*, Vol. 48, No. 2, 2010, pp. 443-452.
- 6) Kelso, R. M., Lim, T. T., and Perry, A. E., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 306, 1996, pp. 111-144.
- 7) Marzouk, Y. M., and Ghoniem, A. F., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 575, 2007, pp. 267-305.
- 8) Yuan, L. L., Street, R. L., and Ferziger, J. H., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 379, 1999, pp. 71-104.
- 9) Ferrante, A., Matheou, G., and Dimotakis, P. E., *AIAA* 2010-1287, 2010.
- 10) Kawai, S., and Lele, S. K., *AIAA* 2009-3795, 2009.
- 11) Takahashi, H., Ikegami, S., Oso, H., Masuya, G., and Hirota, M., *AIAA Journal*, Vol. 46, No. 11, 2008, pp. 2935-2943.
- 12) Lenormand, E., Sagaut, P., and Ta Phuoc, L., *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 32, 2000, pp. 369-406.
- 13) Scotti, A., Meneveau, C., Lilly, D. K., *Physics of Fluids A*, Vol. 5, No. 9, 1993, pp. 2306-2308.
- 14) Menon, S., and Patel, N., *AIAA Journal*, Vol. 44, No. 4, April 2006, pp. 709-723.
- 15) 嶋英志, 第 40 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集, 2008, pp. 71-74.
- 16) Yamamoto, S., and Daiguji, H., *Computers Fluids*, Vol. 22, No. 2/3, 1993, pp. 259-270.
- 17) Sagaut, P., Garnier, E., Tromeur, E., Larcheveque, L., and Labourasse, E., *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 3, 2004, pp. 469-477.
- 18) Menter, F. R., *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, 1994, pp. 1598-1605.