スワールおよびブラフボディをとこなう空気噴流の LES*

藤 本 洋 平^{*1}, 山 崎 伸 彦^{*2}

Large Eddy Simulation of Swirling Jet in a Bluff-Body Burner

Yohei FUJIMOTO and Nobuhiko YAMASAKI^{*3}^{*3} Department of Aeronautics and Astronautics, Kyushu University,
6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka, 812-8581 Japan

The large eddy simulation (LES) is applied to an unconfined swirling flow of an air surrounding a bluff-body having a central jet of air, and the complicated flowfield that involves the recirculation and vortex breakdown is investigated. The Smagorinsky model is used as the sub-grid scale model. The results of the present numerical simulation are compared with the experimental data of the mean and stochastic root mean square (RMS) variations of two velocity components. Although the inflow conditions are specified in a simple manner, the obtained numerical results are in reasonable agreement with the experiments, except for a part of RMS variation values near downstream of the bluff body. The present numerical calculations can successfully reproduce the characteristics of the flow, i.e., an upstream recirculation zone established just downstream of the burner plane. Additionally, the flowfield is much different by the swirl number and axial velocity of the primary swirling air. Especially the additional recirculation zone is established at the more downstream location in the lower swirl number and higher axial velocity of the primary swirling air.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Three-dimensional Flow, Swirling Flow, Jet, Turbulent Flow, Large Eddy Simulation, Bluff-Body, Recirculation

1. 序 論

近年では経済性および環境適合性向上の要求から、コンパクトかつ燃焼排出物の少ない燃焼器の開発が求められている。そこで燃焼制御や火炎安定化のために用いられる旋回流れの非定常な流動現象や火炎構造と燃焼過程の相互干渉を数値解析により正確に予測することが、実用燃焼器を短期間かつ低コストで開発するために重要となっている。旋回流れに関しては近年、McIlwain ら⁽¹⁾は Large Eddy Simulation (LES) を用いて、弱旋回流れ場におけるノズル近傍の braid 渦構造と ring 渦構造の干渉現象と渦崩壊について調べている。一方ブラフボディはその下流に流速の遅い再循環領域を形成することで混合を促進し、安定したパイロット火炎を作ることによって保炎器としての役割を果たす。特に Dano ら⁽²⁾は燃料/空気流速比とブラフボディ形状が火炎の安定化過程に影響を与えていると指摘している。旋回流れとブラフボディに関する研究はそれぞれ盛んに行われてきたが、この二つを組み合わせた研究は少

なく、特に非定常かつ三次元な流れの数値解析については見当たらない。

近年、Masri らは開空間においてブラフボディバーナを用いた旋回流の詳細な実験を、非燃焼⁽³⁾と燃焼⁽⁴⁾の場合について行っている。レーザードップラー流速計を用いて流れ場の計測を行い、Raman-Rayleigh-LIF (laser-induced fluorescence) を用いて非予混合火炎の温度、化学種濃度の一点計測を行っており、実験結果はウェブサイトで公開され⁽⁵⁾ベンチマークとして用いられている。旋回非燃焼流の数値解析を行い、再循環と渦崩壊を伴う複雑な流れ場の構造を精度良く予測することは、流れ場と化学反応の相互干渉が重要である旋回燃焼流の数値解析を可能にするのに不可欠である。

本研究では LES をこの非燃焼旋回流れに適用し、その結果を実験結果⁽³⁾と比較し、議論する。

2. 数 値 解 析 手 法

本研究では空間平均および密度加重平均を施された三次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式とする。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{u}}) = 0 \quad (1)$$

* 原稿受付 2005 年 3 月 28 日。

^{*1} 九州大学大学院工学府 (〒812-8581 福岡市東区箱崎 6-10-1)。^{*2} 正員, 九州大学大学院工学研究院。

E-mail: yamasaki@aero.kyushu-u.ac.jp

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\bar{\mathbf{u}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}}) = -\nabla \bar{p} \delta + \nabla \cdot (\bar{\tau} + \tau_{\text{sgs}}) \quad (2)$$

$$\bar{\tau} = \bar{\mu} \left[(\nabla \bar{\mathbf{u}}) + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}) \delta \right] \quad (3)$$

ここで、 ρ , t , $\mathbf{u}$, p , δ , μ はそれぞれ密度、時間、速度ベクトル、圧力、単位テンソル、粘性係数を表す。次の段階として旋回燃焼流れの数値解析を予定しているので支配方程式では密度変化を考慮している。sub-grid scale モデルとして Smagorinsky モデルを用いる。

$$\tau_{\text{sgs}} = -\bar{\rho} \nu_t \left[(\nabla \bar{\mathbf{u}}) + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}) \delta \right] \quad (4)$$

$$\nu_t = (C_s f_s \Delta)^2 \sqrt{2S:S} \quad (5)$$

ここで ν_t は sub-grid 動粘性係数、 S はひずみ速度テンソルを表す。Smagorinsky 定数 C_s は 0.1 とする。本研究ではブラフボディが流入部に存在し、この壁による sub-grid 乱れの減衰効果を Van Driest 減衰関数 f_s によって考慮する。

空間差分として対流項には QUICK 法を用い、その他の項には 2 次中心差分法を用いる。時間進行法に predictor-corrector projection 法⁽⁶⁾を用い、predictor step に 2 次精度 Adams-Bashforth 法を、corrector step に 2 次精度 Adams-Molton 法を用いる。また粘性項については Clank-Nicolson 法を用いて陰的に扱うこととする。圧力の Poisson 方程式の解法として残差切除法⁽⁷⁾を用いる。

3. 解析対象および条件

実験で用いられたブラフボディバーナの概要を図 1 に示す。バーナは直径 50 [mm] (D_b) のセラミック製のブラフボディを持ち、その中心に直径 3.6 [mm] (d) の central jet nozzle が存在する。central jet nozzle から組成が空気の central jet が供給され、その軸方向速度を U_j と表す。またブラフボディの周囲に直径 60 [mm] の swirl annulus が存在し、primary air を供給する。primary air の軸方向速度を U_s と表す。この primary air にはスワールが空気力学的に加えられ、その周方向速度を W_s と表す。スワール数は $S = W_s/U_s$ で定義される。またバーナは風洞に囲まれており、secondary air が供給される。secondary air の軸方向速度を U_e と表す。測定に関しては、速度 3 成分の時間平均量、RMS 変動成分、せん断応力をレーザードップラー流速計を用いて測定している。比較対象の実験条件を表 1 に示す。ここでどちらの場合も U_j と U_e は同じであるが、N29S054 は primary air の軸方向速度が速く、スワール数は小さい場合であり、また N16S159 は primary air の軸方向速度が遅く、スワール数は大きい場合である。

Fig. 1 A schematic of the bluff-body burner ;taken from Ref. 5

Table 1 Experimental parameters for swirling jets

Flow case	U_e [m/s]	U_s [m/s]	W_s [m/s]	U_j [m/s]	S
N29S054	20	29.7	16	66	0.54
N16S159	20	16.3	25.9	66	1.59

計算座標系は一般座標系とし、コロケート格子を用いる。計算領域は半径方向に $25d$ 、主流方向に $42d$ とする。計算格子は半径方向に 97 点、主流方向に 100 点とし、合計で約 94 万点である。ここで軸方向 (主流方向) 位置を x 、軸方向速度を U 、半径方向位置を r 、周方向速度を W と表す。

流入境界において、central jet の分布には円管内乱流の 1/7 乗則を用い、その他の速度成分には top-hat 形状を用いる。また流入部において半径方向速度はゼロとする。三つの軸方向速度成分には、バーナ出口近傍の実験結果から決められた分布を持つ擾乱が加えられる。圧力に関してはゼロ勾配条件が適用される。側方境界において、全ての速度成分にゼロ勾配条件が適用され、圧力に関しては大気圧とする。流出境界において、対流流出境界条件が用いられる⁽⁸⁾。圧力に関しては勾配なしとする。

4. 結果と考察

4.1 速度場 図 2 に軸方向速度 U の瞬時値のコンターを示す。N29S054, N16S159 とともにスワールの導入により central jet はノズル付近で半径方向に広がっており、また軸方向の減衰すなわちポテンシャルコア

Fig. 2 Contour of instantaneous axial velocity

Fig. 3 Radial distribution of mean and RMS of axial velocity at downstream location for N29S054

の崩壊が早い。primary air の軸方向速度が速い N29S054 に関しては primary air は swirl annulus で噴出された後、上流においてブラフボディ側に引き寄せられていることがわかる。これに対しスワール数が多い N16S159 の場合は流れが広がっており、広い範囲で乱れている。

図 3, 図 4 に N29S054 の場合の軸方向, 周方向速度の平均値および RMS 値の, $x/D_b = 0.136, 0.4, 0.8, 2.0$ における半径方向分布を示す。同様に図 5, 図 6 に N16S159 の場合の軸方向, 周方向速度の平均値および RMS 値の半径方向分布を示す。まず初めに、上流位置 ($x/D_b = 0.136$) の数値解析結果について考える。N29S054, N16S159 とともに時間平均量に関しては一部の速度成分を除いて実験値とほぼ一致している。しかしながら、N16S159 に関しては $x/D_b = 0.136$ において swirl annulus により導入された周方向成分を良く予測

Fig. 4 Radial distribution of mean and RMS of azimuthal velocity at downstream location for N29S054

できているものの, jet nozzle 付近における周方向成分のピークを予測できていない. 周方向成分のピークを実験よりも小さく見積もっているものの, jet nozzle 付近において回転率 ($W/2\pi r$) は大きく, 高速回転かつ再循環ではない collar-like structure⁽³⁾ の存在を確認できる. また RMS 値に関してはどちらの計算条件でも, ブラフボディと primary air の間 ($r/R_b = 1$) と primary air と secondary air の間 ($r/R_b = 1.2$) の境界において実験値よりも小さくなっていることがわかる. これは混合層での変動が正しく評価されていないことが原因と考えられ, 混合層での格子密度を十分小さくする, もしくは軸方向速度だけではなく, 半径方向速度と周方向速度にも流入擾乱を加えることなどで改善が望めるかもしれないと考えられる. また N29S054, N16S159 とともに流入境界で与えた top-hat 形状が解析結果に若干残っている. これらの流入条件における困難さを解決するために, Pierce と Moin^{(9) (10)} は同軸二重円管流れ

に LES を用いることにより平衡なスワール流入条件を作成し, スワールをともなう燃焼器の数値解析に用いている. しかしこの場合の流入条件を作成する流れと解析対象のスワールをともなう燃焼流れは従属関係ではなく連立関係なので, この流入条件を作成する手法も絶対的というわけではない. 図 4, 図 6 において, 実験値はバーナの外側領域 ($r/R_b > 1.2$) で, LDV の測定の際の測定ノイズによるものとされる微小な逆回転領域の存在を示しており⁽³⁾, これは数値解析結果には見られない. 一般に上流域は以下に述べる中, 下流域に比べて数値解析結果の実験との差異が比較的大きく見られた. 格子点数に関しては計算資源の制限から現在の総格子点数では本結果が最良の一致であったことを注意しておく.

次に中流域 ($x/D_b = 0.4, 0.8$) の数値解析結果について考える. N29S054 について, 周方向速度の最大値

Fig. 5 Radial distribution of mean and RMS of axial velocity at downstream location for N16S159

Fig. 6 Radial distribution of mean and RMS of azimuthal velocity at downstream location for N16S159

とその位置 ($r/R_b = 0.6$, $x/D_b = 0.8$) を良く予測できていることがわかる。図 2 に示すように、この位置では、collar-like structure が形成されている。この collar-like structure はバーナ出口背後に形成される再循環領域の直下流に位置する。それに対して N16S159 に関しては実験においても、本研究においてもこの位置において collar-like structure は存在は確認されていない。また N29S054 については図 2 からわかるように collar-like structure 付近では流れが狭められており、ネック形状になっている。論文には掲載できないが解析結果の非定常アニメーション (<http://aero.kyushu-u.ac.jp/yamasaki/swirl-bluff-body-les.avi>) により、swirl annulus から排出された流体粒子はネック領域にエントレインされネック領域を通り過ぎる際に加速されることがわかる。N16S159 については、 $x/D_b = 0.4$ においては U , W ともに実験値と良く一致している。また $x/D_b = 0.8$ においては中心付近で軸方向速度を実験値より若干低く見積もっており、また周方向速度の分布が中心寄りになっているものの全体的に実験と妥当な一致を得ている。

最後に下流域 ($x/D_b = 2.0$) の数値解析結果について考える。N29S054, N16S159 ともに RMS 値に関しては全ての速度成分で実験値とほぼ一致しており、特に軸方向速度に関しては非常に良く予測できている。これらのことから下流では乱れがほぼ一樣になっている様子を予測できているといえる。また軸方向、周方向速度の時間平均量に関しても実験と妥当な一致を得ており、強いスワールを伴う N16S159 は、N29S054 よりも流れ場が上流で良く混合し、下流ではより均質になっている様子を良く予測できている。

4.1.1 渦構造 図 7 に瞬時の大規模渦構造を示す。式 (6) で表される速度勾配テンソルの第二不変量 Q を用いて瞬時の渦構造が可視化されている。

$$Q = \frac{1}{2}(-S_{ij}S_{ij} + W_{ij}W_{ij}) \quad (6)$$

ここで S_{ij} , W_{ij} は速度勾配テンソルの対称部分と非対称部分であり、

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

図 7 は、N29S054, N16S159 ともに等しい値の等値面を示している。どちらの場合もスワールの導入によって非定常な大規模かつ螺旋状の渦構造が見られる。ブラフボディと primary jet の間の混合層で渦が生成されており、スワールの小さい N29S054 ではこれらの

Fig. 7 Instantaneous vortex structure (N29S054 (top), N16S159 (bottom))

渦の一部はブラフボディ背後の再循環領域に取り込まれ、ブラフボディ側に移動する。また N29S054 に関しては多くの大規模かつ強力な渦がネック領域付近で生成されていることがわかる。これらの渦は螺旋状の構造をしており、バーナ軸周りを回転している。このネック領域付近での渦生成とそのコヒーレントな構造はスワールの導入による回転と、ブラフボディ背後の再循環領域による再循環との相互干渉によると考えられる。一方スワールの大きい N16S159 に関しては流入で与えられる旋回成分が大きいために swirl annulus から大規模な渦が発生し、広がりながら下流に流れる。これらの大規模渦は central jet を囲むようにして存在し、N29S054 のネック領域に見られるような内側での強力かつコヒーレントな構造をもつ螺旋渦の生成は見られない。

4.2 再循環領域 時間平均量から得られる流線を用いて図 8 に再循環領域の二次元構造を示す。ここで N16S159 に関しては、中流域に特殊な流れ場の構造がないことを確認するために $x/D_b = 1.4$ の位置からも流線を開始している。また流脈線を用いて図 9,

図 10 にそれぞれ N29S054, N16S159 の再循環領域の三次元構造を示す。ここで粒子の色はその排出時間を示しており、最初に白色粒子が排出され、最後に黒色

Fig. 8 Two dimensional streamlines

粒子が排出される。まず N29S054 の場合について考える。図 8 から、ブラフボディの背後に上流再循環領域が発達しており、そのよどみ領域はノズル出口から約 $x/D_b = 0.6$ までであることがわかる。加えてこの上流再循環領域はスワールを加えない場合の典型的な再循環領域と比べて狭く、小型である。再循環領域のこれらの特徴は実験と非常に良く一致する。図 9 からいくつかの白色粒子が螺旋運動をしながら上流再循環領域内を再循環し、再循環領域に閉じ込められていることがわかる。加えて swirl annulus から排出されたばかりの黒色粒子は旋回しながら上流再循環領域にエンタレインされている。これらのことは、primary air の速度が速いために、ブラフボディ背後に存在する再循環領域は強力な逆流を引き起こし流れ場に大きく影響を与えていることが原因と考えられる。

N29S054 に関して、図 8, 図 9 はまた中流域にも逆流を伴う再循環領域が形成していることを示している。このよどみ領域は、Masri ら⁽³⁾によると低スワール数、高 primary air 速度においてのみ生じる特徴的な第二

Fig. 9 A snapshot of streakline for N29S054 (central jet (top), primary jet (bottom))

Fig. 10 A snapshot of streakline for N16S159 (central jet (top), primary jet (bottom))

の再循環領域である。図 8 から確かに高スワール数低 primary air 速度の N16S159 の場合にはこの第二の再循環領域は存在していないことを再度注意しておく。この第二の再循環領域は $x/D_b = 1.0$ から 2.1 にかけて存在するとされており、実験とほぼ一致する。この第二の再循環領域は図 9 に示すように非対称なバブル形状をしており、ネック領域の近傍に存在している。ここでは空気力学的に軸方向の流れが妨げられ、いくつかの白色粒子がバブルの中に存在することから再循環が確認できる。またこのバブルは末端で崩壊しており、vortex breakdown 状態であると言える。加えて最初は第二の再循環領域内を再循環していた粒子のいくつかは上流再循環領域にエントレインされるという現象も確認される。

次に N16S159 について考える。図 8 からブラフボディ背後に再循環領域が存在し、N29S054 の場合より長く下流に伸ばされていることがわかる。また図 10 から、swirl annulus から排出された粒子は軸方向に対して大きく傾き旋回していることがわかる。これらのことは旋回成分が軸方向成分より大きく再循環領域の形成が妨げられていることを示していると考えられる。ブラフボディ背後の再循環領域は $x/D_b = 1.2$ 付近まで広がっており、実験よりは若干短いものの特徴は良くつかめている。また N29S054 の場合に見られた中流域の第二の再循環領域は確認できない。jet nozzle から排出された粒子の非定常な挙動を観察すると、中流域のよどみにおいて一部再循環が見られる。しかしながら粒子の多くはよどみに到達した後、旋回しながら下流に向かって広がっていく。また jet nozzle から排出された粒子の一部は上流再循環領域に巻き込まれることが確認される。N29S054 の場合は swirl annulus から排出された粒子はブラフボディ背後の再循環領域またはネック領域にエントレインされ中流域までは流れ場がコンパクトになっているが、N16S159 の場合は粒子が下流に向かって広がって分布しており全体的に流れ場が広がっていることがわかる。

5. 結 論

バーナ出口にブラフボディを持ち、周囲空気流に旋回を伴う空気噴流に Large Eddy Simulation を適用し、実験値と比較を行った。異なるスワール数、primary air 速度について数値解析を行い、特徴的な流れ場の構造について以下の知見が得られた。

1. シンプルな流入条件にも関わらず平均量、RMS 値共に実験値と妥当な一致を得た。
2. スワール数が小さく、swirl annulus からの primary

air 流速が大きい場合は、ブラフボディ背後にコンパクトかつ強力な再循環領域が形成され、加えて中流域に特徴的な第二の再循環領域が形成される。この第二の再循環領域は非対称なバブル形状をしており、下端で渦崩壊が生じている。流れ場は中流域で高速回転かつ再循環ではない collar-like structure が生じており、流れ場が狭められている。

3. スワール数が大きく、swirl annulus からの primary air 流速が小さい場合は、長く伸ばされた再循環領域がブラフボディ背後に形成されるが、その下流の第二の再循環領域は形成されない。流れ場は強い旋回の影響で全体的に大きく広がる。
4. スワールの導入により大規模な螺旋状の渦構造が発達し、スワール数および swirl annulus からの primary air の軸方向速度により、その構造と分布が変わる。

文 献

- (1) McIlwain, S. and Pollard, A., *Phys. Fluids*, **14** (2002), 653-661.
- (2) E-Dano, I., Nguyen, H. T. and Escudie, D., *Combust. Flame*, **127** (2001), 2167-2180.
- (3) Al-Abdeli, Y. M. and Masri, A. R., *Exp. Therm. Fluid. Scien*, **27** (2003), 655-665.
- (4) Masri, A. R., Kalt, P. A. M. and Barlow, R. S., *Combust. Flame*, **137** (2004), 1-37
- (5) University of Sydney, Swirl Flame web database, <http://www.aeromech.usyd.edu.au/thermofluids/swirl.htm>. (2005)
- (6) Najm, H. N., Wyckoff, P. S. and Knio, O. M., *J. Comput. Phys*, **143** (1998), 381-402
- (7) 田村敦宏・ほか 2 名, 機論, **62**-607, B (1996), 4076-4083
- (8) 吉田 尚史・ほか 2 名, 機論, **61**-588, B (1995), 2887-2895
- (9) Pierce, C. D. and Moin, P., *AIAA. J.*, **36** (1998), 1325-1327
- (10) Pierce, C. D. and Moin, P., *AIAA. Paper*, (1998), 98-2829