

非線形渦粘性モデルを用いたジェットブラストの数値解析

石向桂一¹, 頓所 和之², 橋本敦¹, 青山剛史¹, 松尾裕一¹, 吉澤徹¹

¹(独)宇宙航空研究開発機構,

²株式会社菱友システムズ

Numerical simulations of jet blast using a non-linear eddy viscosity model

by

Keiichi Ishiko (JAXA), Kazuyuki Tonsho (Ryoyu Systems Co., Ltd.),
Atsushi Hashimoto, Takashi Aoyama, Yuichi Matsuo and Akira Yoshizawa (JAXA)

ABSTRACT

In order to predict the flowfield of three-dimensional wall jets, an extended non-linear constitutive relation of the Reynolds stress is incorporated into the Shear Stress Transport turbulence model. The JAXA-developed FaST Aerodynamic Routines (FaSTAR) is used as a compressible-flow solver. In this study, computations of three-dimensional wall jets are performed by the proposed turbulence model and its quantitative success is shown. Then, we examine the sensitivities of maximum velocity and velocity half-widths to the Reynolds number and Mach number, respectively.

1. はじめに

利用人口の多い空港では、運航密度を増大させるために、航空機の離発着時間間隔が重要となる。通常、翼端渦の滞留時間などが指標となるが、羽田空港のように交差滑走路を保有する空港では、互いの滑走路上の航空機運用を考慮しなければならず、状況がより複雑化する。特に、一方の滑走路から離陸する航空機のエンジン排気は、他方の滑走路への着陸機に対して横からの急激な風速変化となり、着陸制御を難しくする¹⁾。この離陸機のエンジン排気はジェットブラストと呼ばれ、実際に羽田空港では、ジェットブラストの影響を受けないとされる十分な離発着間隔が確保されている。羽田空港以外にも、米国の J. F. ケネディ空港などで航空機離発着時間間隔短縮を妨げる主要因として懸念されている²⁾が、幸いジェットブラストが原因で大事故に至った事例は報告されていないため、翼端渦に比べあまり精力的な研究が行われておらず不明瞭な点が多い。今後の更なる運航過密化に向けて、ジェットブラストの振る舞いを理解することで、離発着間隔を最適化し、安全性の向上や空港容量の拡大を図ることが可能となるため、国土交通省でも羽田空港でジェットブラストの観測を行うなど、運用基準の改定に向けた検討を進めている。

実機によるジェットブラスト計測は、空港運用を一時的に中断しなければならず、非常に大掛かりでコストがかかる。その上、風の影響など不確定要素が多く、頻繁に行うことができない。よって、実験室レベルの小型の噴流装置と CFD を活用して、ジェットブラスト流のモデリングを行うことが望ましい。JAXA ではこれまでに、国土交通省の協力依頼を受けて、ジェットブラストの数値解析を行い、風の影響等について調査を行ってきた³⁾⁻⁵⁾。また、実験研究では、名古屋大学と協力し壁面噴流と横風との干渉についての研究報告を行っている⁶⁾。

ジェットブラストは、基礎乱流場に簡略化すると、地面に平行な乱流噴流すなわち三次元壁面乱流噴流となる。三次元壁面乱流噴流では、壁の影響によりレイノルズ応力の垂直応力成分に強い非等方性が生じ、ジェット軸断面内の速度分布が壁に沿って横方向に広がり扁平な形になることが知られている⁷⁾。CFD による流れ場の再現を試みる際、航空分野で多用される Spalart-Allmaras (SA) 乱流モデル⁸⁾や Shear Stress Transport (SST) 乱流モデル⁹⁾などを用いると、線形渦粘性表現を仮定しているため三次元壁面乱流噴流の特徴的な流れ場を再現できない。そこで三次元壁面乱流噴流を数値解析により予測するために Birch らが提案したレイノルズ応力の非線形構成関係式^{10), 11)}に着目した。しかし、彼らの提案する非線形 SA モデルは速度分布の広がりを過

小評価するため¹²⁾、我々はさらに、非線形 SST 乱流モデルの構築を検討した¹³⁾。

小型の噴流装置を用いた実験はレイノルズ数が低く、実機に対しスケール効果による違いが現れると予想される。また、噴流マッハ数の影響も明らかではない。例えば Maslov ら¹⁴⁾は、推力が等価な非圧縮性流れ換算の噴流速度 $U_{ref} = 60, 120, 300\text{m/s}$ で実験を行っているが、この噴流速度の違いによる影響には言及されていない。一方、名古屋大学のマッハ数 $M=1.0$ における壁面噴流の実験結果は、他者の亜音速の実験結果に比べ、速度分布の縦横比が若干大きく見積もられているが、その原因が測定誤差なのか、またはマッハ数やレイノルズ数の影響なのか不明である。よって、CFD を用い、マッハ数やレイノルズ数の影響についてあらかじめ検討しておくことは、今後の実験やスケール効果の検討に対し有益と言えよう。

よって本稿では、これまでに構築した非線形 SST 乱流モデルを用いて三次元壁面乱流噴流の数値計算を行い、レイノルズ数および噴流マッハ数の影響について調べることが目的とする。まずレイノルズ応力の非線形構成関係式について説明し、非線形乱流モデルによる三次元壁面乱流噴流の数値計算結果と実験結果との比較を行った後に、レイノルズ数および噴流マッハ数の断面内最大速度および速度半値幅に対する影響を調査し報告する。

2. レイノルズ応力の非線形構成関係式

本研究では、Menter の SST 乱流モデルについて 2003 年以降のバージョン⁹⁾に、Birch らの提案するレイノルズ応力の非線形構成関係式を組み込む。非線形構成関係式は、線形渦粘性表現に非線形項および壁に垂直単位ベクトル $n_i = d_i / d$ を導入し、次式のように評価する^{10), 11)}。

$$\begin{aligned}
 & -\rho \langle u_i' u_j' \rangle + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = 2\rho \nu_t \left(S_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} S_{kk} \right) \\
 & + \rho C_1 \phi \left(n_i n_j - \frac{\delta_{ij}}{3} \right) \left(\frac{v_t}{d} \right)^2 \quad \dots(i) \\
 & + 2\rho C_2 \phi_2 \nu_t \left\{ \left(S_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} S_{kk} \right) \right. \\
 & \quad \left. - \frac{1}{2} n_i n_m P_{jm} - \frac{1}{2} n_j n_m P_{im} + \frac{\delta_{ij}}{3} n_k n_m P_{km} \right\} \quad \dots(ii) \\
 & + 8\rho C_3 \phi_3 \nu_t \frac{S_{ik} \Omega_{kj} + S_{jk} \Omega_{ki}}{(S^2 + \Omega^2)^{1/2}} \quad \dots(iii)
 \end{aligned} \tag{6}$$

ここで、 $\tau_{ij} = -\rho \langle u'_i u'_j \rangle$ はレイノルズ応力、 d は壁からの距離である。 ρ は密度、 ν_t は渦粘性、 $P_{ij} = S_{ij} + \Omega_{ij}$ は速度勾配テンソル、 S_{ij} および Ω_{ij} は次式で定義される歪み速度テンソルおよび渦度テンソルである。

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

また、 S_{ij} 、 Ω_{ij} の大きさは、それぞれ $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ 、 $\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ である。

本稿の計算では、壁に垂直な単位ベクトルを全て $n_i = (0,1,0)$ とする。式(6)の ϕ_1 、 ϕ_2 および ϕ_3 は、修正関数で、以下の式で与えられる。

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi = \left(\frac{L}{d} \right)^3, \quad \phi_3 = 1.6(1 - \phi)^3 - 0.6 \quad (8)$$

ここで、 L は長さスケールであり、次式で評価する¹³⁾。

$$\frac{L}{d} = \min \left(1.0, \frac{2.6\nu_t}{d((\nu_t + \nu)G)^{1/2}}, 1.6 \frac{\nu_t}{N_1 d} \right) \quad (9)$$

$$G = \frac{1}{2} (S^2 + \Omega^2)^{1/2}, \quad N_1^2 = \left(\frac{\partial \nu_t}{\partial x_k} \right)^2 \quad (10)$$

Birch らが提案するモデル係数は、それぞれ

$$C_1 = 3.0, \quad C_2 = 7.0, \quad C_3 = -0.5 \quad (11)$$

で与えられているが、本研究では、パラメトリック・スタディにより得られた、次のモデル係数を用いる。

$$C_1 = 0.5, \quad C_2 = 1.0, \quad C_3 = -\frac{0.5}{\sqrt{2}} \quad (12)$$

式(6)の第二項(i)は、レイノルズ応力の対角項にのみ寄与し、乱流運動エネルギーを等方的に分配するのではなく、壁に垂直な方向の乱れを減らして壁に平行な方向への乱れを増やすように、非等方的に再分配する。第三項(ii)は、レイノルズ応力の非対角項のうち、壁面摩擦に寄与する項である。第四項(iii)は、二次の非線形項のうち、二次流れを誘起する働きをする。式(8)の修正関数により、第二項(i)及び第三項(ii)は、壁近傍でのみ有効となるが、第四項(iii)は、モデル係数が壁近傍で正值、壁から離れたところで負値になるように設計されている。モデル係数の符号が正負逆転するのは本来望ましくないが、今回は Birch らの設計指針に従うものとする。詳細は Birch らの文献^{10), 11)}を参照されたい。

3. 計算手法および計算条件

本研究では、JAXA で開発した非構造格子用高速流体ソルバ FaST Aerodynamic Routines (FaSTAR)¹⁵⁾ を用いて数値計算を行う。レイノルズ平均圧縮性 Navier-Stokes を支配方程式とし、セル中心有限体積法により離散化する。流束計算には SLAU¹⁶⁾ を使い、MUSCL により 2 次精度化する。勾配の再構築には GLSQ¹⁷⁾、流束制限関数には van Leer 型の Hishida リミッタ¹⁸⁾ を用いる。時間積分として、低速度用の前処理法^{19), 20)} を適用した LU-SGS 陰解法²¹⁾ を局所時間刻み

にて計算する。理想気体を仮定しており、比熱比は $\gamma = 1.4$ とする。

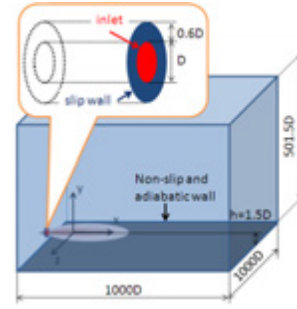


図 1. 三次元壁面噴流の概略図。

名古屋大学で行われた実験のマッハ数およびノズル直径基準のレイノルズ数はそれぞれ $M=1.0$ および $Re=1.55 \times 10^5$ であり、適正膨張を仮定している。本数値計算では、実験を模擬するものとし、マッハ数 $M=1.0$ 、大気温度および大気圧はそれぞれ $T_{amb} = 300\text{K}$ 、 $P_{amb} = 10^5\text{Pa}$ とし、適正膨張を仮定する。また、大気温度は総温と等しいと仮定すると、レイノルズ数は $Re=1.425 \times 10^5$ となり、実験とほぼ同等の値となる。計算領域の概略を図 1 に示す。直径 D のジェットノズルを、地面から高さ $y/D = 1.5$ に設置し、ジェット軸方向とスパン方向に $1000D$ 、地面に垂直な方向に $501.5D$ の直方体を計算領域とする。地面の座標を $y=0$ 、ノズル中心軸の座標を $y=1.5D$ および $z=0$ とする。全体の格子点数は 1218 万点である。ジェットノズル出口の周りには、 $0.6D$ の縁を滑り壁で与える。噴流境界条件は、総温・総圧を固定し、境界に隣接したセルの静圧を境界セルに外挿して与える。噴流の速度分布は、ノズル中心から半径方向の距離を r 、ノズル出口速度の最大値を U_0 とおき次式で与え、円管内の境界層分布を疑似的に表現する²²⁾。

$$u(r) = \frac{U_0}{2} \left\{ 1 + \tanh \left[\frac{25}{4} \left(\frac{R}{r} - \frac{r}{R} \right) \right] \right\} \quad (13)$$

ここで、ノズル半径 $R = D/2$ である。また、温度境界層分布は Crocco-Busemann の式で与える。

4. 三次元壁面噴流の数値解析

4-1 乱流モデルの比較

乱流モデルの比較を表 1 に示す。非線形 SST により計算した結果を SST-EN-new と表記し、噴流用の修正を加えた非線形 SA 乱流モデル(以降、SA-R-Jet-EN と表記)、噴流用の修正のみ加えた線形 SA 乱流モデル(以降、SA-R-Jet)、線形 SA 乱流モデル(以降、SA-R)および線形 SST 乱流モデル(以降、SST)による計算も行い比較する。SA 乱流モデルに加えた噴流用の修正は、自由噴流と壁面噴流を統一的に解くために導入された修正であり、詳細は文献¹⁰⁾⁻¹³⁾を参照されたい。また、文献¹⁴⁾から、推力が等価な非圧縮性噴流速度 $U_{ref} = 60, 120, 300\text{m/s}$ における結果を参照し比較する。

U_{ref} は次式で定義され、以降、推力等価速度と表記する。

$$U_{ref}^2 = \frac{T}{\rho_\infty A_{exit}} = \frac{2\pi \int_0^R \rho u(r)^2 r dr}{\rho_\infty R^2 \pi} \quad (14)$$

図 2 に、断面内最大速度分布を示す。図中の黒のシンボルは、名古屋大学の実験結果と文献¹⁴⁾から読み取った実験値である。断面内最大速度 U_{max} は、推力等価速度 U_{ref} で規格化し、逆数で表す。この図から、線形な乱流モデルである SST, SA-R および SA-R-Jet を用いた場合、速度は実験値を過大評価するが、非線形乱流モデルである SST-EN-new および SA-R-Jet-EN は実験に近い分布を示し、特に SST-EN-new の結果は、文献値と非常に良い一致を示す。

表 1. 乱流モデルの比較

Turbulence models	Model coefficients for extended non-linear terms			Modification for jet flows
	C_1	C_2	C_3	
SST-EN-new	0.5	1.0	$-0.5/\sqrt{2}$	×
SA-R-Jet-EN	3.0	7.0	-0.5	○
SST	0	0	0	×
SA-R-Jet	0	0	0	○
SA-R	0	0	0	×

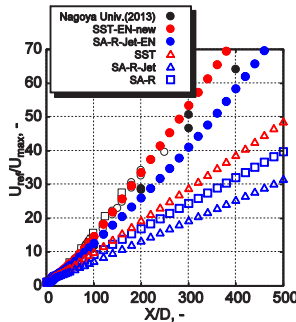


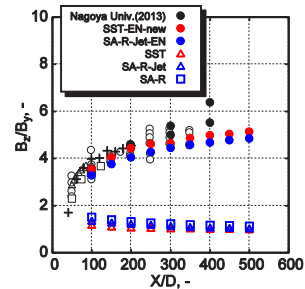
図 2. 断面内最大速度分布.

(実験値¹⁴⁾ ○: Maslov et al., △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai.)

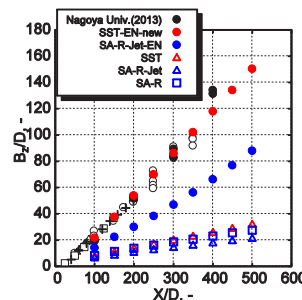
運動量保存の観点から、最大速度を精度良く予測するためには、断面内の速度分布の広がりも精度良く予測する必要がある。そこで、ジェット軸垂直断面内の速度分布の広がりを定量的に評価するために、速度半値幅を比較する。速度半値幅は、断面内最大速度 U_{max} となる位置から壁水平方向に $0.5U_{max}$ となる位置までの距離として B_z 、壁垂直方向に $0.5U_{max}$ となる位置までの距離として B_y と定義する。

図 3 は、それぞれの乱流モデルで得られた(a)壁水平方向の速度半値幅 B_z と壁垂直方向の速度半値幅 B_y の比、(b)壁平行方向の速度半値幅 B_z および(c)壁垂直方向の速度半値幅 B_y の分布である。また、図中の黒のシンボルは、名古屋大学の実験値と文献¹⁴⁾による実験値である。図 3(a)より半値幅比を比較すると、線形乱流モデルの結果はほぼ 1 となり、実験からの逸脱が大きい。非線形乱流モデルは、SST-EN-new, SA-R-Jet-EN とともに実験と良い一致を示す。図 3(b)より、壁水平方向の半値幅を比較すると、非線形性を考慮することにより半値幅は大きく成長する。しかし、SA-R-Jet-EN は実験結果を過小評価した。SST-EN-new の結果は、SA-R-Jet-EN と比較して、より実験と良く一致した。一方、図 3(c)より、壁垂直方向の速度半値幅を比較すると、水平方向に比べて、非線形性を考慮したことによる差は小さいが、SST, SA とともに、非線形性を考慮することで壁垂直方向へ半値幅の成長は小さくなる傾向にある。また、SST-EN-new と SA-R-Jet-EN を比較すると、SA-R-Jet-EN は実験結果を過小評価するが、SST-EN-new は実験との良い一致を示す。また、壁垂直方向の半値幅では、SST と SA との間に傾向の違いが確認できる。線形 SA 乱流モデルでは実

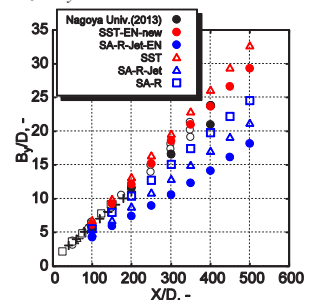
験値をわずかに過小評価し、非線形性を考慮することでさらに実験結果から逸脱する方向に変化するため、三次元壁面乱流噴流に対し SA 乱流モデルは、たとえ非線形性を考慮したとしてもその適用範囲を超えている可能性がある。



(a) 速度半値幅比 B_z/B_y の分布



(b) 速度半値幅 B_z の分布.



(c) 速度半値幅 B_y の分布.

図 3. 速度半値幅の比較.

(実験値¹⁴⁾ ○: Maslov et al., △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai, +: Newman et al..)

また、壁水平方向の速度半値幅 B_z および垂直方向の速度半値幅 B_y は、図 4 に示すようにそれぞれ線形に成長し、成長率は直線の傾きで与えられる。壁水平方向と垂直方向の成長率の比は、半値幅比の漸近値 \dot{B}_z/\dot{B}_y を意味し、完全に発達した乱流場における断面内速度分布の縦横比を与える。それぞれの乱流モデルで得られた半値幅の成長率および半値幅比の漸近値を実験値とともに表 2 にまとめる。SST-EN-new により得られた結果は、実験値を定量的に良く再現していることが確認される。また、名古屋大学の噴流マッハ数 $M=1.0$ における実験結果は、文献による亜音速の実験値に比べ若干過大である。

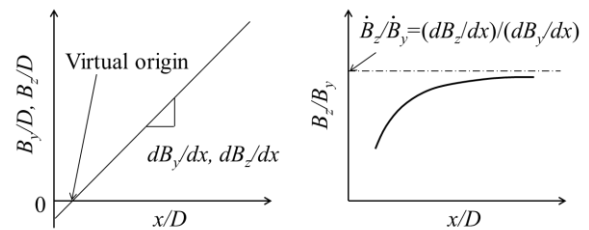


図 4. 半値幅の成長率と半値幅比の漸近値の定義.

表 2. 半値幅の成長率と半値幅比の漸近値

	dB_z/dx	dB_y/dx	\dot{B}_z/\dot{B}_y
SST-EN-new	0.3207	0.0578	5.54
SA-R-Jet-EN	0.1832	0.0343	5.34
SST	0.0604	0.0647	0.934
SA-R-Jet	0.0370	0.0410	0.902
SA-R	0.0477	0.0474	1.01
Nagoya Univ.	0.38	0.068	5.6
Expt. ¹⁴⁾	0.25~0.32	0.052~0.064	5.0~5.4

4-2 レイノルズ数および噴流マッハ数の影響

構築した非線形 SST 乱流モデルを用いて、レイノルズ数および噴流マッハ数の影響を調べるため、これらをパラメータとして、三次元壁面乱流噴流の数値計算を行い、速度半値幅の結果を比較した。比較ケースを表 3 にまとめる。

表 3. 比較ケース

M	Re	D, mm	U_{ref} , m/s
1.00	2.8500×10^5	10.0	328
1.00	1.4250×10^5	5.00	328
1.00	9.6869×10^4	3.40	328
1.00	5.9957×10^4	2.10	328
0.75	1.4250×10^5	7.36	247
0.75	9.6869×10^4	5.00	247
0.50	1.4250×10^5	11.9	165
0.50	5.9957×10^4	5.00	165

噴流マッハ数を固定した場合

まず、噴流マッハ数を $M=1.0$ で固定し、レイノルズ数を $Re=5.9957 \times 10^4$, 9.6869×10^4 , 1.4250×10^5 , 2.8500×10^5 と変化させたとき、速度半値幅比 B_z/B_y のレイノルズ数依存性について調べる。図 5 に示す速度半値幅比の分布から、特に遠方領域でレイノルズ数による違いが確認でき、レイノルズ数が増加するにつれて半値幅比も増加することが分かる。得られた速度半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値を表 4 にまとめる。成長率および漸近値の下の括弧内には、比較したケースの平均値からのずれをパーセントで示している。半値幅比の漸近値を比較すると、レイノルズ数が増加するにつれて半値幅比の漸近値も増加し、平均値に対し数パーセントの変化が確認できる。壁水平方向について速度半値幅の成長率を比較すると、レイノルズ数の増加に伴い、わずかに増加傾向を示すものの、今回のレイノルズ数の範囲では大きくても平均値から 1.5% 未満の変化となり影響は小さい。壁垂直方向半値幅については、レイノルズ数の増加に伴い値が減少し、平均値から数パーセント変化する。よって、半値幅比の漸近値の変化は、壁垂直方向における半値幅の成長率がレイノルズ数の影響を受けるために生じる。

壁垂直方向速度半値幅の成長率が変化する理由を考察するため、図 6 に、次式で定義する壁面摩擦応力の面積分 F_{12} の分布を示す。

$$F_{12} \equiv \int_{X-\frac{\Delta X}{2}}^{X+\frac{\Delta X}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \tau_{wx} dZ dX \quad (15)$$

ここで、 τ_{wx} は壁面摩擦応力のジェット軸成分であり、 $X=x/D$, $Z=z/D$ である。また、本稿では $\Delta X=50$ とする。壁面摩擦応力の面積分は、ノズル出口におけるジェット軸方向の総運動量 M_{x0} および ΔX で規格化して示す。図 6 より、レイノルズ数が増加するに従い、壁面摩擦の影響が小さくなることを確認できる。これは、レイノルズ数が増加すると粘性の影響が小さくなることに起因し、その結果、境界層が薄くなり壁垂直方向の速度半値幅の成長が抑えられる。一方、半値幅比の定義より、壁水平方向速度半値幅の仮想原点は、半値幅比の曲線が x 軸と交わる点と一致するため、ノズル出口近傍領域における半値幅比の分布は、壁水平方向速度半値幅の仮想原点位置に影響すると考えられる。しかし、表 4 より、壁水平方向における半値幅の仮想原点は、ほぼ同じ値を示す。よって近傍場では、レイノルズ数による影響は顕著ではない。以上より、レイノ

ルズ数の違いは、壁垂直方向半値幅の成長率に影響し、遠方領域における半値幅比の漸近値を変化させることが分かった。

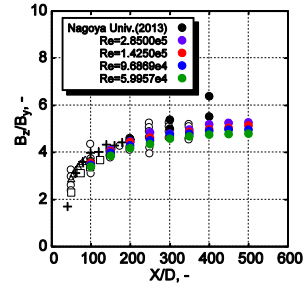


図 5. 速度半値幅比 B_z/B_y の比較 ($M=1.0$).

(実験値¹⁴) ○: Maslov, △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai, +: Newman et al..)

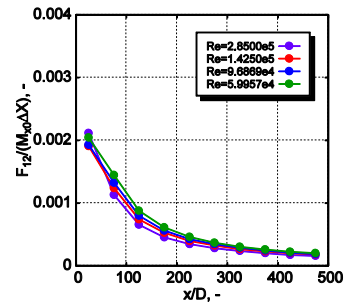


図 6. 壁面摩擦応力の面積分。

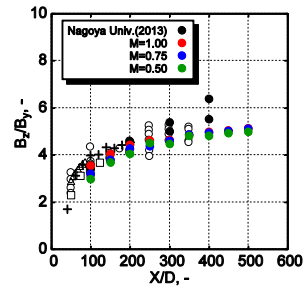


図 7. 速度半値幅比 B_z/B_y の比較 ($Re=1.4250 \times 10^5$).

(実験値¹⁴) ○: Maslov, △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai, +: Newman et al..)

レイノルズ数を固定した場合

レイノルズ数を $Re=1.4250 \times 10^5$ で固定し、噴流マッハ数を $M=0.50$, 0.75 および 1.0 と変化させたとき、速度半値幅比 B_z/B_y のマッハ数依存性について調べる。図 7 に速度半値幅比の分布を示す。この図から、ノズル出口近傍の領域で噴流マッハ数の違いによる分布の違いが確認でき、噴流マッハ数が減少するとともに半値幅比も減少することが分かる。得られた速度半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値を表 5 にまとめる。半値幅比の漸近値を比較すると、噴流マッハ数の変化に伴う傾向は確認されなかった。速度半値幅の成長率も壁水平方向、壁垂直方向ともに、噴流マッハ数の変化による傾向は現れなかった。一方、表 5 より、噴流マッハ数が増加するに従い、壁水平方向における半値幅の仮想原点は $x/D=0$ へと近づく。その結果、半値幅比の曲線が x 軸と交わる位置も $x/D=0$ へと近づくため、図 7 のノズル出口近傍において、噴流マッハ数が減少するに従い半値幅比の値は急激に減少するような分布となる。以上より、噴流マッハ数の違いは、壁水平方向半値幅の仮想原点位置に影響し、ノズル出口近傍における半値

幅比を変化させることが分かった。ただし、本研究では、超音速噴流に必要な圧縮性補正が組み込まれていないため、非圧縮性噴流の延長線上の議論であることを述べておく。超音速噴流のように、圧縮性効果が顕著となり、せん断層の発達が抑制される場合には、更なる調査が必要である。

ノズル直径を固定した場合

ノズル直径を 5.0 mm で固定して噴流条件を変化させる場合を考える。噴流マッハ数を $M=0.50, 0.75$ および 1.0 と変化させたとき、レイノルズ数は噴流マッハ数の増加に伴い $Re=5.9957 \times 10^4, 9.6869 \times 10^4, 1.4250 \times 10^5$ と大きくなる。図 8 に速度半値幅比の分布を示す。この図から、噴流マッハ数およびレイノルズ数が増加すると、全体にわたり半値幅比の値が増加することが分かる。得られた速度半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値を表 6 にまとめる。半値幅比の漸近値を比較すると、今回比較した噴流条件の範囲では、噴流マッハ数およびレイノルズ数が増加するにつれて半値幅比の漸近値も増加し、平均値に対し数パーセントの変化が確認できる。各方向の速度半値幅の成長率を比較すると、壁水平方向については 1% 未満の変化となり噴流条件の影響を受けていないが、壁垂直方向については平均値から数パーセント変化しており、レイノルズ数の増加に伴う半値幅の増加が確認できる。一方、表 6 より、壁水平方向における半値幅の仮想原点は、噴流マッハ数の増加に伴い減少し、 $x/D=0$ へと近づく。以上のことから、半値幅比は、ノズル出口近傍では噴流マッハ数の影響を受け、遠方ではレイノルズ数の影響を受けており、それらが合わさって全体的に変化することが確認できる。

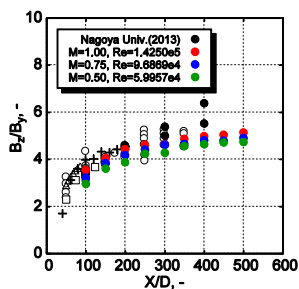


図 8. 速度半値幅比 B_z/B_y の比較 ($D = 5.0$ mm).

(実験値¹⁴) ○: Maslov, △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai, +: Newman et al..)

断面内最大速度分布に対する影響

最後に、断面内最大速度分布のレイノルズ数および噴流マッハ数に対する影響について述べる。図 9 に断面内最大速度分布を示す。図 9 は、(a)噴流マッハ数を $M=1.0$ で固定してレイノルズ数を変化させた場合、(b)レイノルズ数を $Re=1.4250 \times 10^5$ で固定してマッハ数を変化させた場合、(c)ノズル直径を $D = 5.0$ mm で固定した場合の結果である。比較ケースはそれぞれ表 4, 5 および 6 に従う。図 9(a)より、噴流マッハ数を固定した場合、レイノルズ数が増加するに従い推力等価速度で規格化した断面内最大速度は速くなり、スケール効果が存在する。ただし、今回は実験室レベルでのレイノルズ数の範囲に条件を合わせたため、その影響も小さい。実機レイノルズ数を検討する場合には、レイノルズ数の桁が更に増加するため、より詳細な調査が必要である。一方、図 9(b)より、レイノルズ数を固定すると、噴流マッハ数の増加に伴い、規格化した最大速度は遅くなる。レイノルズ数と噴流マッハ数それぞれの影響は互いに逆傾向を示すため、ノズル直径を固定させた場合には、それらの影響が相殺されることが、図 9(c)から確認できる。断面

内最大速度分布は、式(14)の推力等価速度 U_{ref} を用いて規格化されているため、あるノズル直径において壁面噴流の速度減衰のデータが 1 ケース存在すれば、同じノズル直径の壁面噴流については、噴流マッハ数およびレイノルズ数にかかわらず、他の推力での速度減衰の分布も予測可能であることを示している。

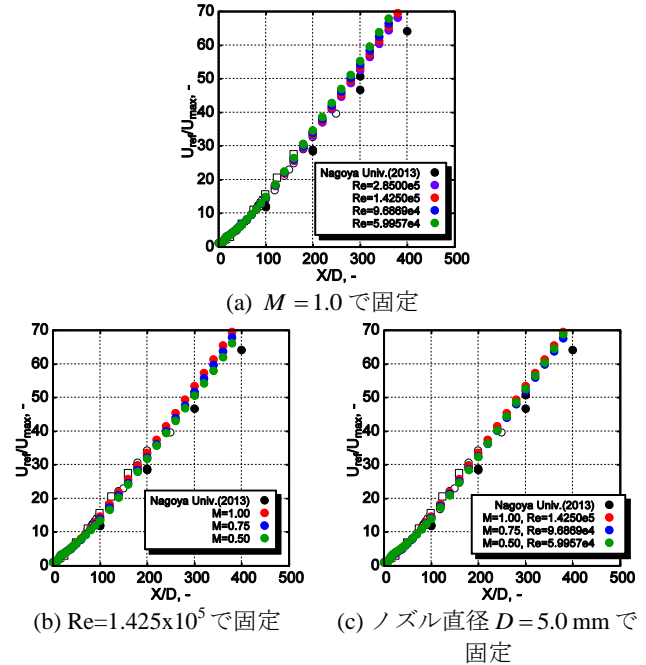


図 9. 断面内最大速度分布。

(実験値¹⁴) ○: Maslov, △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai.)

5. まとめ

本研究では、JAXA で開発した非構造格子用高速流体解析ソルバ FaSTAR に非線形 SST 乱流モデルを導入した。まず、三次元壁面乱流噴流の数値計算結果について非線形 SA 乱流モデルや線形乱流モデルの結果および実験結果との比較を行った。非線形 SA 乱流モデルは、レイノルズ応力の非線形性を考慮したことで壁垂直方向に対する水平方向の速度分布の広がりや定性的に再現するものの実験との定量的一致は得られなかったが、非線形 SST 乱流モデルは、断面内速度分布や、壁垂直方向および壁水平方向の速度分布の広がりについて、実験結果と定量的な一致を得ることができた。次に、三次元壁面乱流噴流についてレイノルズ数および噴流マッハ数の影響を調査したところ、レイノルズ数の違いは、壁垂直方向の速度分布の広がり方に影響することが分かった。また、噴流マッハ数の違いは、ノズル出口近傍での速度分布の縦横比に影響することが分かった。一方、断面内最大速度は、ノズル直径を固定して噴流条件を変化させた場合、レイノルズ数および噴流マッハ数それぞれの影響が相殺され、ある壁面噴流の速度減衰のデータが 1 ケース存在すれば、同じノズル直径の壁面噴流については、噴流マッハ数およびレイノルズ数にかかわらず、他の推力での速度減衰の分布も予測可能であることが分かった。ただし、実機レイノルズ数や超音速での影響については、更なる調査が必要である。

謝辞

本計算の検証のため、名古屋大学中村研究室仙波直樹氏より三次元壁面乱流噴流の実験データを取得していただきました。ここに記して感謝の意を表します。

表 4. 半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値 ($M=1.0$ 固定)

Re	dB_z / dx	VO for B_z	dB_y / dx	VO for B_y	\dot{B}_z / \dot{B}_y
2.8500×10^5	0.3238 (+1.19)	32.98	0.0557 (-4.30)	-15.26	5.81 (+5.64)
1.4250×10^5	0.3207 (+0.22)	32.09	0.0578 (-0.69)	-11.59	5.54 (+0.72)
9.6869×10^4	0.3199 (-0.03)	32.04	0.0589 (+1.20)	-9.508	5.43 (-1.27)
5.9957×10^4	0.3155 (-1.41)	31.41	0.0603 (+3.60)	-8.955	5.23 (-4.90)
Average	0.3200		0.0582		5.50

(VO: 仮想原点 $x/D @ B_{y(z)}/D = 0$, 数字の右の括弧内は, 平均値との差(%))

表 5. 半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値 ($Re=1.4250 \times 10^5$ 固定)

M	dB_z / dx	VO for B_z	dB_y / dx	VO for B_y	\dot{B}_z / \dot{B}_y
1.00	0.3207 (-0.90)	32.09	0.0578 (-0.00)	-11.59	5.54 (-0.89)
0.75	0.3262 (+0.80)	40.96	0.0575 (-0.52)	-12.70	5.67 (+1.43)
0.50	0.3238 (+0.06)	44.44	0.0582 (+0.69)	-9.278	5.56 (-0.53)
Average	0.3236		0.0578		5.59

(VO: 仮想原点 $x/D @ B_{y(z)}/D = 0$, 数字の右の括弧内は, 平均値との差(%))

表 6. 半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値 (ζ 径 $D=5.0$ mm 固定)

M	Re	dB_z / dx	VO for B_z	dB_y / dx	VO for B_y	\dot{B}_z / \dot{B}_y
1.00	1.4250×10^5	0.3207 (+0.34)	32.09	0.0578 (-2.53)	-11.59	5.54 (+2.97)
0.75	9.6869×10^4	0.3185 (-0.34)	38.02	0.0596 (+0.51)	-5.872	5.34 (-0.74)
0.50	5.9957×10^4	0.3195 (-0.03)	43.69	0.0606 (+2.19)	-7.261	5.27 (-2.04)
Average		0.3196		0.0593		5.38

(VO: 仮想原点 $x/D @ B_{y(z)}/D = 0$, 数字の右の括弧内は, 平均値との差(%))

参考文献

- 1) Y. Zhang, R. P. Rudis, F. Y. Wang and E. A. Spitzer, "Simulation of jet blast effect on landing aircraft," Air Traffic Control Quarterly, Vol. 9, No. 3, 2001, pp. 211-227.
- 2) P. E. Slaboch, "An Operational Model for the Prediction of Jet Blast," AIAA Paper 2012-1229, 2012.
- 3) 石向桂一, 橋本敦, 松尾裕一, 渡辺重哉, "数値シミュレーションによるジェットブラストの遠方場予測," 第43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 2011 講演集, JSASS-2011-2037, 2011.
- 4) K. Ishiko, A. Hashimoto, Y. Matsuo and S. Watanabe, "Numerical examination of the effect of cross-wind on jet blast," AIAA Paper 2012-862, 2012.
- 5) K. Ishiko, A. Hashimoto, Y. Matsuo and S. Watanabe, "Numerical study of the effects of cross-wind on the jet blast deformation," Proceedings of the 28th International Congress of the Aeronautical Sciences ICAS, 2012.
- 6) 西山祐輔, 野津亮汰, 森浩一, 中村佳朗, "ジェットブラストを模擬したジェットと平板との干渉に関する実験," 第44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 2012 講演集, JSASS-2012-2018, 2012.
- 7) B. E. Launder and W. Rodi, "The turbulent wall jet – Measurements and modeling," Ann. Rev. Fluid Mech. Vol. 15, 1983, pp. 429-459.
- 8) P. R. Spalart and S. R. Allmaras, "A one-equation turbulence model for aerodynamic flows," La Recherche Aeronautique, Vol. 1, 1994, pp. 5-21.
- 9) F. R. Menter, M. Kuntz and R. Langtry, "Ten years of industrial experience with the SST turbulent model," Turbulence, Heat and mass Transfer, ed: K. Hanjalic, Y. Nagano and M. Tummers, Inc., 2003, pp. 625-632.
- 10) S. F. Birch, A. B. Lebedev, D. A. Lyubimov and A. N. Sekundov, "Modeling of three-dimensional turbulent jet and boundary-layer flows," Fluid Dyn., Vol. 36, No. 5, 2001, pp. 712-725.
- 11) K. M. Khritov, D. A. Lyubimov, V. P. Maslov, B. I. Mineev, A. N. Secundov and S. F. Birch, "Three-Dimensional Wall Jets: Experiment, Theory and Application," AIAA Paper 2002-0723, 2002.
- 12) 石向桂一, 橋本敦, 松尾裕一, 吉澤徹, "非等方性を考慮した乱流モデルによる壁面噴流の数値解析," 第44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 2012 講演集, JSASS-2012-2019, 2012.
- 13) K. Ishiko, A. Hashimoto, Y. Matsuo and A. Yoshizawa, "Numerical analysis of three-dimensional wall jet using anisotropic turbulence mode," AIAA Paper 2013-268, 2013.
- 14) V. P. Maslov, B. I. Mineev, A. N. Secundov, A. N. Vorobiev and S. F. Birch, "An experimental study of three-dimensional wall jets," AIAA Paper 2001-0449, 2001.
- 15) A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama, K. Ishiko, M. Hishida, M. Sakashita and P. Lahur, "Development of fast unstructured CFD code FaSTAR," Proceedings of the 28th International Congress of the Aeronautical Sciences ICAS, 2012.
- 16) E. Shima and K. Kitamura, "On new simple low-dissipation scheme of AUSM-family for all speeds," AIAA Paper 2009-136, 2009.
- 17) 嶋英志, "勾配計算法の再検討と新手法について," 第41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 2009 論文集, 1D09, 2009.
- 18) 菱田学, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, "非構造高速流体ソルバ FaSTAR における勾配制限関数," 第42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 2010 講演集, JSASS-2010-2043-A, 2010.
- 19) K. Kitamura, K. Fujimoto, E. Shima and Z. J. Wang, "Performance of low-dissipation Euler fluxes and preconditioned implicit schemes in low speeds," AIAA Paper 2010-1272, 2010.
- 20) K. Kitamura, E. Shima, K. Fujimoto and Z. J. Wang, "Performance of low-dissipation Euler fluxes and preconditioned LU-SGS at low speeds," Commun. Comput. Phys., Vol. 10, No. 1, 2011, pp. 90-119.
- 21) D. Sharov and K. Nakahashi, "Reordering of hybrid unstructured grids for lower-upper Gauss-Seidel computations," AIAA Journal, Vol. 36, No. 3, 1998, pp. 484-486.
- 22) A. Hashimoto, I. Men'shov and Y. Nakamura, "Sound Emission from the Helical Mode of Supersonic jet," AIAA Paper 2004-2656, 2004.