

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

石向桂一, 橋本敦, 松尾裕一
宇宙航空研究開発機構 研究開発本部

吉澤徹
宇宙航空研究開発機構 研究開発本部 客員

Numerical analysis of wall jet using anisotropic turbulence model

by

Keiichi Ishiko, Atsushi Hashimoto, Yuichi Matsuo and Akira Yoshizawa

ABSTRACT

Anisotropic algebraic constitutive relations for the Reynolds stress tensor are integrated in the CFD solver developed in JAXA called FaST Aerodynamic Routines (FaSTAR). Using these relations with Spalart-Allmaras (SA) turbulence model, we calculate the computations of three-dimensional free-jet and wall-jet for validations and verifications. For free-jet, the computed results predict well the velocity decay and the velocity half-width obtained by experiments except for those obtained by using conventional SA turbulence model. And the secondary flow obtained in the flowfield of three-dimensional wall-jet can be predicted and the obtained ratio of velocity half-width is improved by taking into account the anisotropy.

1. はじめに

利用人口の多い空港では、運航密度すなわち離発着機の時間間隔が問題になるが、これまでは翼端渦の滞留や人的要因が主たる要因であった。しかし、図 1 に示す羽田空港のように滑走路が交差しているところでは、一方の滑走路からの離陸機から発せられるエンジン排気に向かって、他方の滑走路に進入する着陸機が横から突入する形となり危険である。このエンジン排気はジェットブラストと呼ばれ、近年の航空機利用人口の増加による運航密度の増加に伴い、徐々に注目されている。ジェットブラストに関する羽田空港と同様の問題は、米国の J. F. ケネディ空港でも存在する¹⁾。今後更なる運航の過密化を考えると、航空機背後のジェットブラストの振る舞いを、数百 m 遠方まで把握しておくことが要求される。

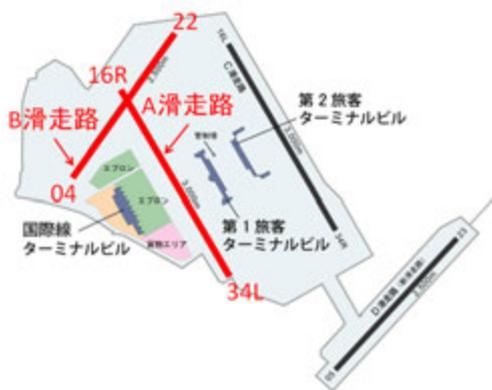


図 1. 羽田空港の滑走路.

(<http://ja.wikipedia.org/wiki/東京国際空港>)

実機によるジェットブラストの計測は、非常に大掛かりでコストがかかる上に、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ため、ジェットブラストの問題については CFD を活用することが有効である。そこで本研究では、CFD によりジェットブラスト流のモデリングを行うことを目的とする。

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、風の影響について調査を行ってきた²⁾⁻⁵⁾。しかし、航空分野で広く用いられている Spalart-Allmaras (SA) 乱流モデル⁶⁾や Shear Stress

Transport (SST)乱流モデル⁷⁾といった既存の乱流モデルを用いた場合、ジェットブラストの予測精度は必ずしも十分ではないため、更なる予測精度向上に向けた改良が求められている。

ジェットブラストは三次元壁面噴流として扱うことができるが、三次元壁面噴流の流れ場には壁の影響で強い非等方性が存在するため、ジェット軸断面内の速度分布が壁に沿って横に広がり、図 2 に示すように扁平な形になることが知られている⁸⁾。等方的な乱流モデルではそのような特徴的な流れ場を再現できない。三次元壁面噴流の壁に沿って横に広がる特徴的な流れを再現するために、Craft ら⁹⁾や小尾ら¹⁰⁾はレイノルズ応力モデルを用いて数値計算を行った。しかし、ジェットブラストの問題では、遠方場を対象にしており、広い解析領域が必要となる。よって、レイノルズ応力モデルのように高次のモデルは効率が良くない。一方、Berch らは、渦粘性近似に非線形項を加えレイノルズ応力の非等方性を考慮した SA 乱流モデルを提案した^{11),12)}。このモデルは完全ではないものの、三次元壁面噴流の予測が可能であり、一方程式モデルであるため計算コストも削減できる。よって、実用面も考慮したジェットブラストの予測精度向上に向けて、まずは Berch らの乱流モデルを導入し、更に改良を加えることが考えられる。

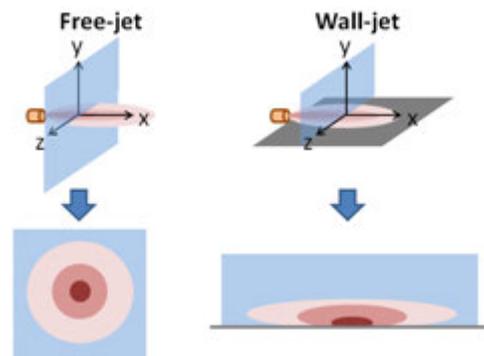


図 2. ジェット断面内速度分布の概略図.

本稿では、Berch らの非等方性を考慮した SA 乱流モデルを JAXA で開発した非構造格子用高速流体ソルバ FaST Aerodynamic Routines (FaSTAR)¹³⁾に組み込み、その検証を行う。検証問題として、三次元自由噴流の計算および三次

元壁面噴流の計算を行い、理論や実験との比較により、非等方性を考慮したことによる影響について調べ報告する。

2. Spalart-Allmaras 乱流モデルの非等方化

Spalart-Allmaras (SA)乱流モデル⁶⁾は一方程式モデルの一つで、流体の支配方程式に加え、以下の乱流粘性係数に対するソース項付移流拡散方程式を解く。

$$\frac{\partial \rho \tilde{v}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{v} u_j}{\partial x_j} = \rho C_{b1} \hat{S} \tilde{v} - \rho C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho}{\sigma} (\nu + \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right) + \frac{\rho}{\sigma} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \quad (1)$$

ただし、今回遷移項は取り扱わないものとする。ここで、 ρ は密度、 u_j は流速、 d は壁からの距離、 ν は動粘度、 \tilde{v} は外部領域で乱流粘性係数に漸近する乱流変数で、 μ_t は \tilde{v} を用いて以下のように与えられる。

$$\mu_t = \rho \nu_t = \rho \tilde{v} f_{v1} \quad (2)$$

ここで、

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{v}}{\nu} \quad (3)$$

である。その他の変数は、

$$\begin{aligned} \hat{S} &= \Omega + \frac{\tilde{v}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad \Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}, \\ f_{v2} &= 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}, \quad f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6}, \\ g &= r + C_{w2}(r^6 - r), \quad r = \min \left(\frac{\tilde{v}}{\hat{S}\kappa^2 d^2}, 10 \right), \\ \Omega_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

で与えられ、モデル係数は、

$$\begin{aligned} C_{b1} &= 0.1355, \quad \sigma = \frac{2}{3}, \quad C_{b2} = 0.622, \quad C_{w2} = 0.3, \\ C_{w3} &= 2, \quad C_{v1} = 7.1, \quad C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma} \end{aligned} \quad (5)$$

である。また、 $\kappa = 0.41$ はカルマン定数である。本計算では、渦度が歪み速度を上回った時に乱流生成が抑制されるように、式(4)の \hat{S} について以下で置き換える¹⁴⁾。

$$\begin{aligned} \hat{S} &= \Omega + C_{rot} \min(0, S - \Omega) + \frac{\tilde{v}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \\ S_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

式(6)に含まれる係数には、 $C_{rot} = 1$ を用いる。この修正を行った SA 乱流モデルは、FaSTAR に標準的に組み込まれている。以降、このモデルを SA-R 乱流モデルと表記する。

非等方性の考慮

従来の SA 乱流モデルでは、レイノルズ応力を渦粘性近似で等方的に評価していた。本研究では、壁面噴流特有の強い非等方性を考慮するため、Berch らに従いレイノルズ応力の構成方程式を、渦粘性近似に非線形項を加えて評価する^{11),12)}。

$$\begin{aligned} -\rho \langle u_i' u_j' \rangle + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} &= \rho \nu_t \left(2S_{ij} - \frac{2\delta_{ij}}{3} S_{kk} \right) \\ &+ \rho C_1 \phi_1 \left(n_i n_j - \frac{\delta_{ij}}{3} \right) \left(\frac{\nu_t}{d} \right)^2 \\ &+ \rho C_2 \phi_2 \nu_t \left\{ \left(2S_{ij} - \frac{2\delta_{ij}}{3} S_{kk} \right) \right. \\ &\quad \left. - n_i n_m P_{jm} - n_j n_m P_{im} + \frac{2\delta_{ij}}{3} n_k n_m P_{km} \right\} \\ &+ 8\rho C_3 \phi_3 \nu_t \frac{S_{ik}\Omega_{kj} + S_{jk}\Omega_{ki}}{(S^2 + \Omega^2)^{1/2}} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 $n_i = d_i / d$ は壁に垂直な単位ベクトル、 $P_{ij} = S_{ij} + \Omega_{ij}$ は速度勾配テンソルである。 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。

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

ここで、 L は長さスケールであり、以下のように評価される。

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

ただし、

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

である。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。式(7)の第二項は、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、第二項及び第三項は、壁近傍でのみ有効となるが、第四項は、

モデル係数が壁近傍で $C_3 \rightarrow 0.3$, 壁から離れたところで $C_3 \rightarrow -0.5$ に漸近するように設計されている。

また, 生成項に含まれる \hat{S} は渦度の大きさ Ω の関数となっているが, 上記の非等方性に関する修正により, Ω を以下に示す $\hat{\Omega}$ で置き換える。

$$\hat{\Omega} = \Omega \frac{2S_{ij}R_{ij}}{S^2} \quad (12)$$

ここで,

$$R_{ij} = S_{ij} + C_2 \phi_2 \left\{ \left(S_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} S_{kk} \right) - \frac{1}{2} n_i n_m P_{jm} - \frac{1}{2} n_j n_m P_{im} + \frac{\delta_{ij}}{3} n_k n_m P_{km} \right\} \quad (13)$$

である。また, 輸送方程式(1)にも以下に示す拡散項が付加される。

$$A_i = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ C_2 \phi \frac{\rho}{\sigma} \tilde{v} \left(\frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_k} - n_m n_k \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_m} \right) \right\} \quad (14)$$

噴流に対する修正

本計算では, 自由噴流に対する修正項として, 輸送方程式(1)に次の二つの項を付加する^{10),11)}。

$$A_2 = C_\varepsilon \phi_s \rho \tilde{v} \left(\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial x_k \partial x_k} + N_2 \right), \quad A_3 = C_s \phi_s \rho \tilde{v} (N_2 \Omega)^{1/2} \quad (15)$$

ここで,

$$C_\varepsilon = \begin{cases} 6 & \text{if } \left(\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial x_k \partial x_k} + N_2 \right) < 0 \\ 0 & \text{if } \left(\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial x_k \partial x_k} + N_2 \right) > 0 \end{cases}, \quad N_2 = \left(\frac{\partial N_1}{\partial x_k} \right)^2, \quad (16)$$

$$C_s = 0.2$$

である。式(15)で与えられる修正項は, 壁面噴流ではオリジナルの SA 乱流モデルに比べ, 壁面近傍での予測精度が良くないため, 壁に近づくに従い寄与が小さくなるよう, 式(8)の修正関数 ϕ_s を乗じている。

3. 計算手法

本研究では, 宇宙航空研究開発機構が開発した非構造格子用高速流体解析ソルバである FaST Aerodynamic Routines (FaSTAR)¹³⁾ に非等方性を考慮した SA 乱流モデルを組み込む。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 SLAU¹⁵⁾ を使い, MUSCL により 2 次精度化する。勾配の再構築には GLSQ¹⁶⁾, 流束制限関数には van Leer 型の Hishida リミッタ¹⁷⁾ を用いる。時間積分として, 低速度用の前処理法^{18),19)} を適用した LU-SGS 陰解法¹⁹⁾ を局所時間刻みで計算する。理想気体を仮定しており, 比熱比は $\gamma = 1.4$ で与えられる。

4. 三次元自由噴流

非等方性 SA 乱流モデルの検証として, 三次元自由噴流の計算を行う。ここでは, 自由噴流用に行った修正の効果を確認するとともに, 非等方性を考慮したことで予測精度に影響を及ぼさないかどうかを確認する。

計算領域の概略を図 3 に示す。ジェットノズル出口直径 D に対し, 一辺が $1000D$ の立方体を計算領域とする。ジェットノズル出口は $x=0$ の面に接しているものとし, $y=0$ および $z=0$ をノズル中心軸とする。格子は x 軸まわりに 90 度毎の回転対称になるように作成し, 全体の格子点数は 1839 万点である。ジェットノズル出口の周りには, $0.6D$ の縁部を模擬している。ただし, 縁部には滑り壁を仮定することで, 全領域において壁に垂直な単位ベクトルが存在しなくなるよう簡略化した。ノズル出口マッハ数は $M=1.0$ とし, 適正膨張であると仮定する。ノズル出口における静温は名古屋大学で行われた実験を参考にし, $T=249.71$ K とする。また, レイノルズ数は単位長さあたり $Re = 5.4 \times 10^7$ とする。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再現する²¹⁾。

$$u(r) = \frac{U_0}{2} \left\{ 1 + \tanh \left[\frac{25}{4} \left(\frac{R}{r} - \frac{r}{R} \right) \right] \right\} \quad (17)$$

ここで, ノズル半径 $R = D/2$ である。また, 温度境界層は, Crocco-Busemann の式により与える。

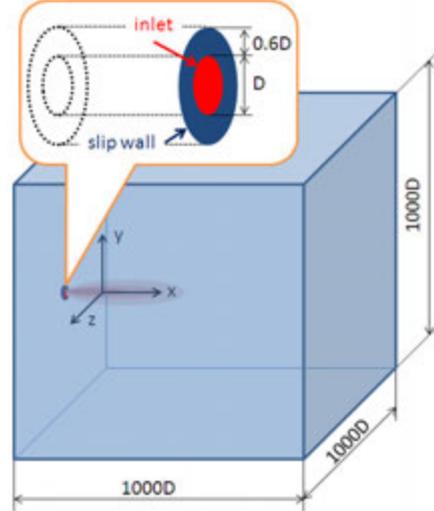


図 3. 三次元自由噴流の概略図。

乱流モデルとして, SA-R-Jet-Aniso を用いる。比較のため, 噴流の修正のみを加えレイノルズ応力には渦粘性近似を用いた SA-R-Jet による計算を行う。また, SA-R 乱流モデルによる計算と, SST 乱流モデルによる計算も行い比較を行う。更に, 名古屋大学で行われた実験結果との比較も行い, 計算結果の妥当性を検討する。ただし, 本研究では, ノズル出口近傍ではなく, 遠方場における速度に着目するため, ポテンシャル・コアの崩壊位置についての議論は行わないものとする。乱流モデルの比較について, 表 1 にまとめる。

表 1. 乱流モデル比較.

	非等方性 (式(7)-(14))	噴流用の修正 (式(15)-(16))
SA-R-Jet-Aniso	○	○
SA-R-Jet	×	○
SA-R	×	×
SST	×	-

図 4 に、最大流速の逆数の分布を示す。噴流の分布が安定していれば、軸対称的な流れ場なので、ノズル中心線速度分布と一致する。中心線速度は、 x 軸に沿って $1/x$ に比例するので、逆数を取ると直線となる。実験で得られた直線分布は、 $U_0/u_{\max} = (x/D - 8.6)/6.0$ であった。図 4 を見ると、全ての乱流モデルについて、直線分布が得られた。また、SA-R の結果は実験からかなり逸脱しているが、SA-R-Jet-Aniso および SA-R-Jet の結果は、実験と近い傾きを示しており、SST 乱流モデルと同等の結果となった。数値計算結果における実験との直線の傾きの違いは、本計算に使用した計算格子において、ノズル出口近傍に格子が集められているため、ノズル出口から遠方になるほど格子が粗になっており、数値粘性が増大して速度の減衰が早まったものと考えられる。

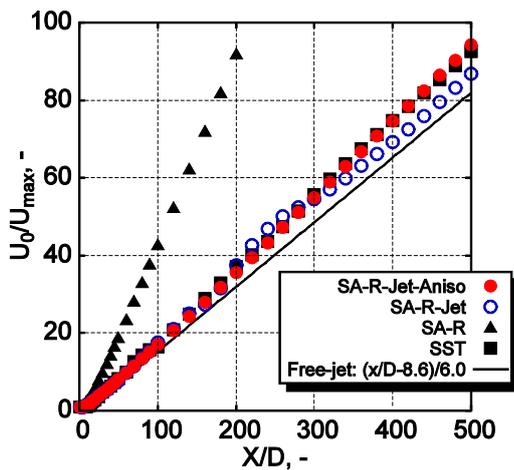


図 4. 最大流速分布の比較.

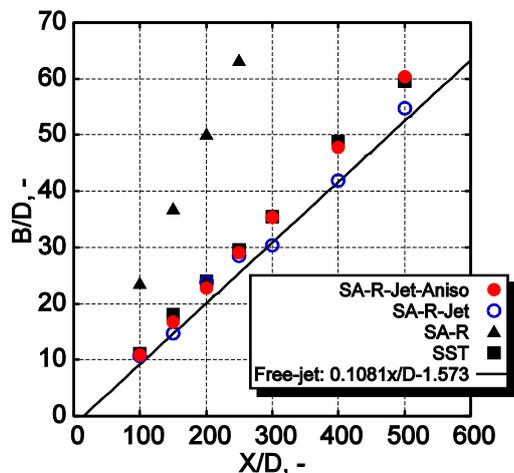


図 5. 速度半値幅の比較.

図 5 において、速度半値幅の分布を比較する。ここでの半値幅は、 y 方向と z 方向の平均値である。実験で得られた分布は、 $B/D = 0.1081x/D - 1.573$ である。図 5 より、

SA-R 以外の計算結果は、直線の傾きが若干異なるものの実験結果と良好な一致を示した。

SA-R-Jet-Aniso では、本計算では壁面が存在しないため、 $L \rightarrow \infty$ を仮定している。そのため、式(7)および(8)から、修正関数 $\phi_1 = \phi_2 = 0$ となり、線形項と二次の非線形項以外である C_1 および C_2 の乗じてある項の寄与は、この流れ場には現れない。よって、SA-R-Jet-Aniso と SA-R-Jet の差は二次の非線形項の有無だけであり、図 4 および 5 における両者の結果に明確な差が無いことから、二次の非線形項の有無は自由噴流の予測精度に影響を与えないことが確認できる。よって、SA-R と、SA-R-Jet-Aniso および SA-R-Jet の違いは噴流用の修正項だけであると考えられる。SA-R-Jet-Aniso および SA-R-Jet が SST と同程度の自由噴流の再現性を示したことから、SA 乱流モデルにおける噴流の修正が有効であることが確認された。

5. 三次元壁面噴流

三次元壁面乱流の数値解析を行い、過去の文献による実験結果²²⁾や名古屋大の実験で得られた結果と比較することで、FaSTAR に組み込んだ非等方性 SA 乱流モデルの検証を行う。

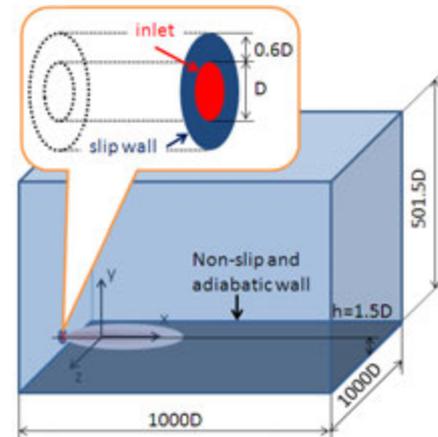


図 6. 三次元壁面噴流の概略図.

計算領域の概略を図 6 に示す。出口直径 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。自由噴流の計算と同様に、ジェットノズル出口は $x = 0$ の面に接しているものとする。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。格子は $z = 0$ の面で対称になるように作成し、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、 $0.6D$ の縁部を設けている。縁部には滑り壁を仮定することで、全領域において壁に垂直な単位ベクトルが $n_i = (0, 1, 0)$ となるよう簡略化した。ノズル出口マッハ数は $M = 1.0$ とし、適正膨張であると仮定する。ノズル出口における静温は名古屋大学で行われた実験を参考にし、 $T = 245.71 \text{ K}$ とする。また、レイノルズ数は単位長さあたり $Re = 5.6 \times 10^7$ とする。噴流の速度分布は式(17)で与え、温度境界層分布は Crocco-Busemann の式で与える。

まず、流れ場について SA-R-Jet-Aniso を用いて得られた結果を名古屋大の実験結果と比較し、SA-R に非等方性を考慮したことによる効果を確認する。図 7 は、 $x/D = 300$ におけるジェット軸断面内の速度分布であり、(a) は SA-R の結果、(b) は SA-R-Jet-Aniso の結果である。図 7(a), (b) とともに、 $z/D = 0$ の対称面を境にして左に CFD の

結果, 右に実験結果を示す. 凡例は, 有次元で 0 m/sec から 7.5 m/sec の範囲で示している. 実験では, 横に広がる扁平な速度分布が得られる. CFD では, 図 7 より, SA-R 乱流モデルを用いた場合には再現できなかった扁平な速度分布を, 非等方性を考慮した SA-R-Jet-Aniso 乱流モデルにより再現することが出来た. 図 8 に, $x/D = 300$ の断面内の速度ベクトルを図示する. (a) は SA-R を用いた計算結果, (b) は SA-R-Jet-Aniso を用いた計算結果である. 図 8 より SA-R では, 速度ベクトルがジェット中心軸から放射状に向いているのに対して, SA-R-Jet-Aniso では, z 方向に速度成分が卓越し, 二次流れが生じているのが確認でき, 三次元壁面噴流の強い非等方性を再現できたと言える. ただし, 図 7.(b) より, 実験結果の方が CFD 結果に比べて, ジェットが断面内に広く分布しており, CFD が実験を完全に再現できているわけではない. このジェット断面の大きさの違いについては, 今後の検討課題である.

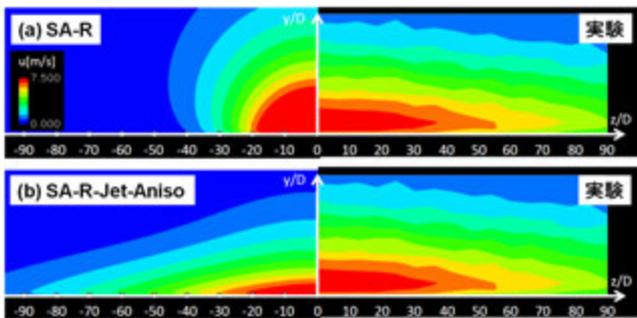


図 7. $x/D = 300$ における速度分布の比較.
(a) SA-R, (b) SA-R-Jet-Aniso.

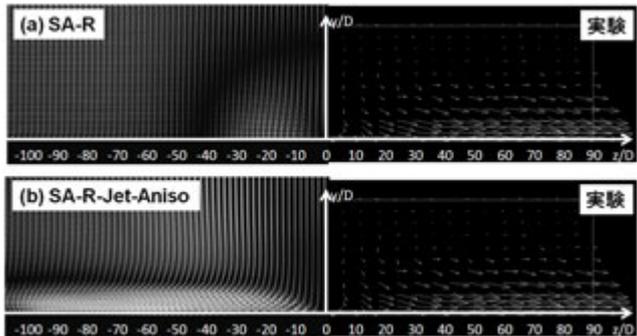
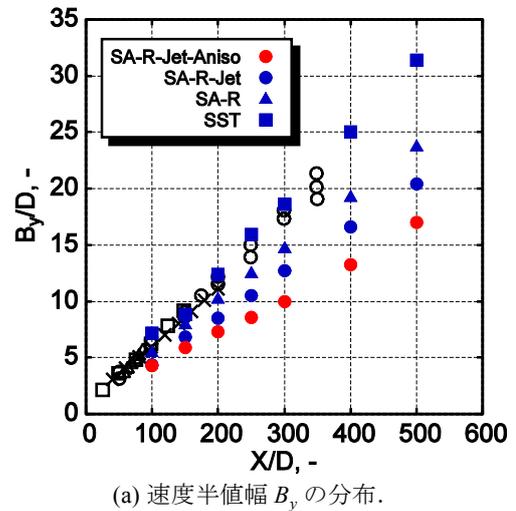


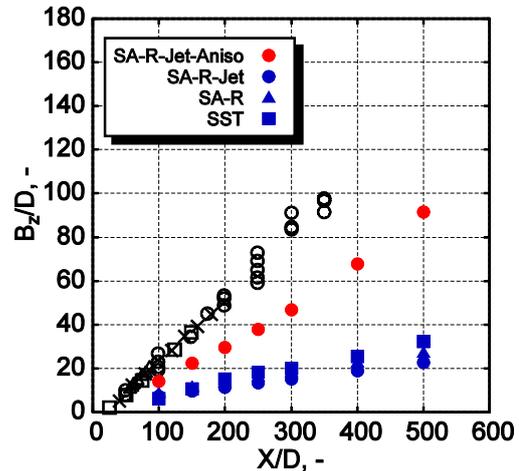
図 8. $x/D = 300$ における断面内速度ベクトル.
(a) SA-R, (b) SA-R-Jet-Aniso.

ジェット軸垂直断面内の速度分布の縦横比を定量的に評価するために, 図 9 に, SA-R-Jet-Aniso で得られた (a) 壁に垂直な方向の速度半値幅 B_y の分布, (b) 壁に平行な方向の速度半値幅 B_z および (c) 速度半値幅比 B_z/B_y の分布を示す. 自由噴流と同様に, 比較のため, SA-R-Jet, SA-R および SST の結果も示す. また, 図中の黒のシンボルは過去の文献による実験値であり, Maslov らの文献²²⁾から読み取ったものである. 図 9(a) より, 壁に垂直な方向の速度半値幅は, SST および SA-R の結果が最も実験に一致した. 噴流用の修正のみ導入した SA-R-Jet の結果は, どの位置においても実験に比べ速度半値幅の値を過小評価しており, 噴流用の補正に加え非等方性も考慮した SA-R-Jet-Aniso では更に小さい値として見積もられる結果となった. 図 9(b) より, 壁に平行な方向の半値幅は, 実験よりも小さく見積もられているものの SA-R-Jet-Aniso が最も実験に近い結果となった. SA-R-Jet と SA-R を比較すると, 噴流用の補正が入ったことで速度半値幅が更に過小評価され, 壁に垂直な

方向と同様の傾向が現れた. 更に, SA-R-Jet の結果は, SST よりも速度半値幅を過小に評価している. SST と SA-R は同等の結果となった. 図 9(c) より, 速度半値幅比を比較すると, SST, SA-R および SA-R-Jet の結果は, ほとんど 1 に近い値となるのに対し, SA-R-Jet-Aniso では, どの位置においても実験との良い一致を示した. 結果から, 速度半値幅比の違いは非等方性の有無による差であることは明らかであり, 非等方性を考慮したことによる有効性が, これらの結果からも示された. ただし, 縦横比は実験を再現したものの, 壁に垂直な方向および平行な方向の速度半値幅の絶対値が異なる. この原因として, 噴流用の修正を加えたことによる影響が考えられる. なぜならば, 壁面噴流では噴流用の修正のない SA-R の方が SST と近い値を示しており, SA-R に対し噴流用の修正を加えてしまうと, 壁に垂直な方向および平行な方向どちらに対しても修正を加える前よりも半値幅が下方に予測されてしまうためである.



(a) 速度半値幅 B_y の分布.



(b) 速度半値幅 B_z の分布.

図 9. 最大流速分布の比較.
(実験値²²⁾ ○: Maslov et al., △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai, ×: Newman et al.)

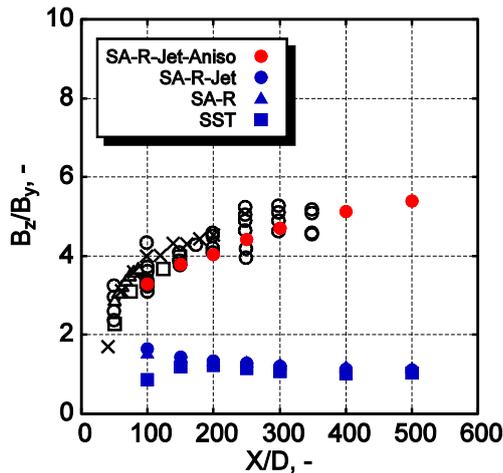
(c) 速度半値幅比 B_z/B_y の分布。

図9. 最大流速分布の比較. (contd.)

(実験値²² ○: Maslov et al., △: Abrahamsson, □:

Fujisawa and Shirai, ×: Newman et al.)

6. まとめ

本研究では、三次元壁面噴流用の乱流モデル構築を目指し、JAXA で開発した非構造格子用 FaSTAR に組み込まれている SA 乱流モデルに噴流用の修正を施し、レイノルズ応力について非等方性を検討した。まず、自由噴流の計算を行い、SA 乱流モデルに対する噴流用の修正が有効であることを確認した。続いて三次元壁面噴流の数値計算を行った結果、等方的な乱流モデルでは再現できない壁に平行な方向へのジェットのとがり、レイノルズ応力の非等方性を考慮することにより再現できることを確認できた。しかし、ジェット軸垂直断面における速度分布の縦横比を再現できたものの、その分布のスケールは実験と異なってしまった。その原因としては噴流用の修正の影響が考えられ、これについては今後の課題である。これに関連して、現在は、SST 乱流モデルの非等方化の研究も進めている。

謝辞

本計算の検証のため、名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻中村研究室西山祐輔氏より自由噴流および三次元壁面噴流の実験データを提供していただいた。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- 1) P. E. Slaboch, "An Operational Model for the Prediction of Jet Blast," AIAA Paper 2012-1229, 2012.
- 2) 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, 1D04, 2011.
- 3) 石向桂一, 橋本敦, 松尾裕一, 渡辺重哉, "ジェットブラストに与える背景風の影響に関する研究," 日本流体力学会年会講演論文集 2011, 2E32, 2011.
- 4) 石向桂一, 橋本敦, 松尾裕一, 渡辺重哉, "航空機ジェットブラストに対する接地境界層の影響に関する数値解析," 第49回飛行機シンポジウム講演論文集, 1E5, 2011.
- 5) 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.
- 6) P. R. Spalart and S. R. Allmaras, "A one-equation turbulence model for aerodynamic flows," La Recherche Aerospaciale, Vol. 1, 1994, pp. 5-21.

- 7) 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.
- 8) B. E. Launder and W. Rodi, "The turbulent wall jet – Measurements and modeling," Ann. Rev. Fluid Mech. Vol. 15, 1983, pp. 429-459.
- 9) T. J. Craft and B. E. Launder, "On the spreading mechanism of the three-dimensional turbulent wall jet," J. Fluid Mech., Vol. 435, 2011, pp. 305-326.
- 10) 小尾晋之介, "三次元乱流壁面噴流のレイノルズ応力方程式モデルによる数値解析," 日本機械学会計算力学講演会講演論文集, Vol. 11, 1998, pp. 245-246.
- 11) S. F. Berch, 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.
- 12) 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.
- 13) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, ラフール パウルス, 佐藤幸男, "高速流体ソルバ FaSTAR の開発," 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, 1C09, 2010.
- 14) J. Dacles-Mariani, G. G. Zilliac, J. S. Chow and P. Bradshaw, "Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field," AIAA J. Vol. 33, No. 9, 1995, pp. 1561-1568.
- 15) E. Shima and K. Kitamura, "On new simple low-dissipation scheme of AUSM-family for all speeds," AIAA Paper 2009-136, 2009.
- 16) 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.
- 17) 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, 1C10, 2010.
- 18) 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.
- 19) 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.
- 20) 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.
- 21) A. Hashimoto, I. Men'shov and Y. Nakamura, "Sound Emission from the Helical Mode of Supersonic jet," AIAA Paper 2004-2656, 2004.
- 22) 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.