

## 非構造格子 N-S ソルバーによる航空機遷音速計算の精度検証

木暮 巧\*, 伊藤 靖†, 中橋 和博\*, 松島 紀佐\*

Verification of Transonic Flow Computations of Airplanes  
Using Unstructured-Mesh Navier-Stokes Solver

Takumi Kogure\*, Yasushi Ito†, Kazuhiro Nakahashi\*, Kisa Matsushima\*

## Abstract

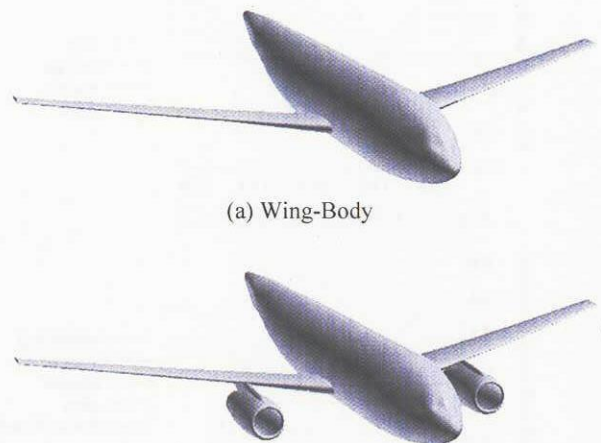
Promoted by increasing demand for higher efficiency of commercial airplane, the importance of the transonic CFD is increasing. In order to verify the accuracy of CFD for transonic flows, 2<sup>nd</sup> AIAA drag prediction workshop was held in June 2003, for DLR-F6 models. This paper is to discuss our results for the workshop. The computations were performed with two one-equation turbulence models: Goldberg-Ramakrishnan and Spalart-Allmaras, to verify the unstructured-mesh Navier-Stokes solver: TAS-code. From these computations, it was found that there was a remarkable difference in drag between our computations and experiments. For example, in the case of DLR-F6 wing-body configuration with nacelle and pylon fling at  $M=0.75$  and  $AOA=1$ , our computation using medium size mesh: it had 5.6 million nodes, resulted in  $C_L=0.54$  and  $C_D=0.0424$  while  $C_L=0.5$  and  $C_D=0.0338$  by wind tunnel experiments. To improve our unstructured-mesh Navier-Stokes solver, some more detailed investigations about the dependencies on numerical mesh and turbulence model was done, and tried other one-equation turbulence model: modified Spalart-Allmaras model. However, no remarkable improvements were achieved. Further investigations are required to identify the cause of the inaccuracy of the drag prediction. Currently, higher-order reconstructions for numerical flux and the reduction method for the grid dependency are under investigation.

## 1. 背景

近年のCFD技術の発展は目覚しく、航空機設計の分野においては、CFDを用いる事はもはや当然の事である。CFDによる空力解析の計算精度は年々向上して来ているが、遷音速域での航空機の抵抗予測に関しては、更なる精度の向上が望まれている。この様な背景から、AIAA (American Institute of Aeronautics and Astronautics) においてCFDを用いた飛行機の抵抗予測に関するワークショップ (AIAA CFD Drag Prediction Workshop [1,2]) が開催されている。このワークショップでは、遷音速航空機モデルに対して各国の研究者が空力解析を行い、最新のCFDコードの抵抗予測精度について検証を行っている。本年度、我々東北大学もこれに参加し、非構造格子流体解析コード TAS-code (Tohoku university Aerodynamic Simulation code)の検証を行った。検証の結果、TAS-codeは遷音速計算において抵抗値を過大に算出する傾向があることが明らかとなった。そこで、格子依存性、乱流モデル依存性を調べ、原因の特定を試みた。

## 2. 数値計算

本年度のワークショップ (2<sup>nd</sup> AIAA Drag Prediction Workshop [2]) の解析対象は DLR-F6 翼胴形態モデル (DLR-F6 Wing-Body : 図 1(a)) と DLR-F6 ナセル, パイロン付翼胴形態モデル (DLR-F6 Wing-Body with Nacelle and Pylon : 図 1(b)) モデルであった。



(a) Wing-Body

(b) Wing-Body with Nacelle and Pylon

Fig.1 DLR-F6 models

\* : 東北大学大学院 航空宇宙工学専攻,

Dept. of Aeronautics and Space Eng., Tohoku University

† : アラバマ大学, the University of Alabama

計算格子はTAS-codeを構成する東北大学の非構造格子作成ソフトTAS-mesh<sup>[3,4,5,6]</sup>を用いて作成した。ここでは、それぞれの形態に対してCoarse, Mediumの二種類の計算格子を用いて行った解析の結果を示す。図2にWing-Body with Nacelle and PylonモデルのCoarse mesh, Medium meshの翼, パイロン, ナセルの結合部, 表1に計算格子の諸元, 図3に主翼上面の表面格子, 翼前縁, 後縁付近の空間格子のy断面(機体対称面に平行な面)を示す。

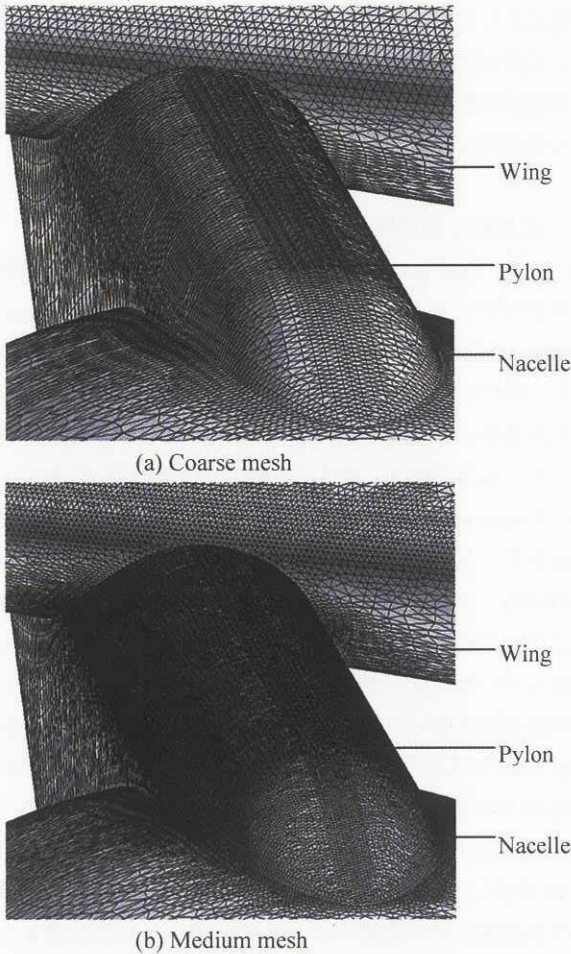


Fig.2 Surface mesh of DLR-F6 WBNP model

Table 1 Details of unstructured meshes made by TAS-mesh

	Wing-Body model		Wing-Body with Nacelle and Pylon model	
	Coarse	Medium	Coarse	Medium
# of prismatic layers	37	43	37	43
Initial thickness of prismatic layer [mm]	$2.384 \times 10^{-3}$	$5.960 \times 10^{-4}$	$2.384 \times 10^{-3}$	$5.960 \times 10^{-4}$
Growth rate of prismatic layers	1.25	1.25	1.25	1.25
# of nodes	1,294,515	3,940,690	1,958,090	5,616,900
# of tetrahedra	1,221,594	3,445,157	2,200,428	6,071,758
# of prisms	2,106,397	6,539,101	3,079,235	8,924,634
# of pyramids	25,392	67,170	34,534	84,702

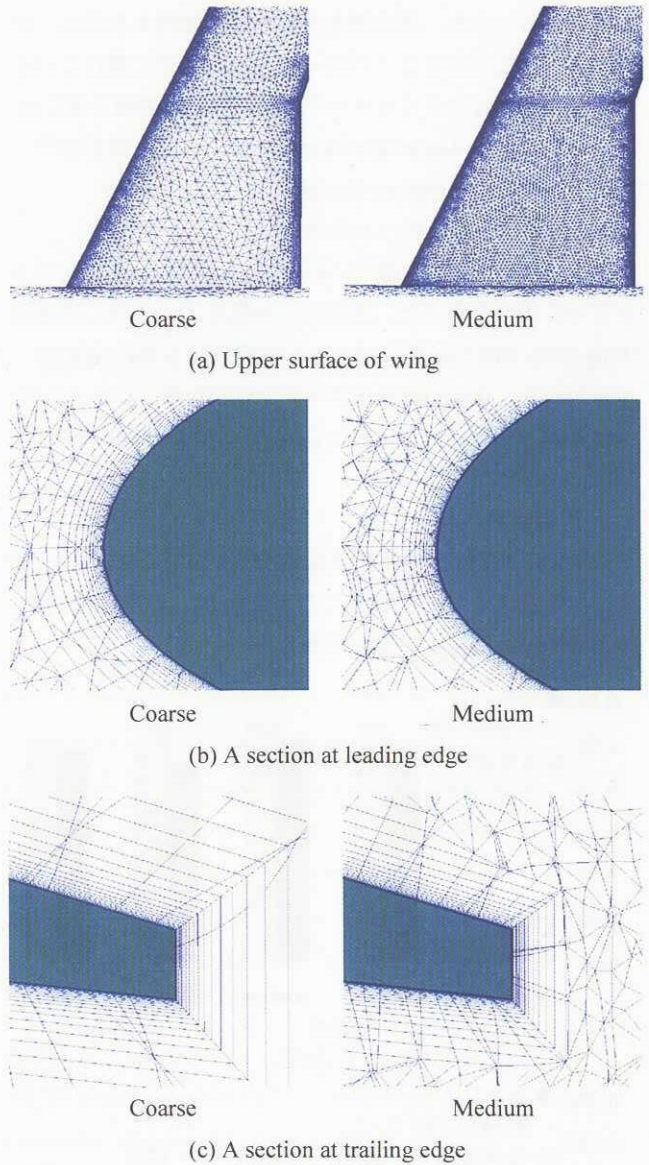


Fig.3 Mesh of DLR-F6 Wing-Body model

図3に示した通り、境界層内の解像度を得る為機体壁面近傍にプリズム層を設けている。経験上、主翼前縁の格子密度が解析結果に大きく影響することが確認されているので、格子生成の際に主翼前縁に格子点を集めた。また、DLR-F6モデルの主翼、パイロン、ナセルの後縁は厚みを持つ Blunt Trailing Edge となっているが、この部分には厚さ方向に、Coarse meshでは1層、Medium meshでは3層の格子点を配置している。TAS-meshによる格子生成ではCAD出力による形状データから数時間で表面格子を作成でき、その後は完全自動で表面格子から空間格子の生成が可能である。格子生成における非構造格子法の優位性が発揮されている。

流体解析は Navier-Stokes ソルバー TAS-flow を用いて行った。支配方程式はレイノルズ平均ナビエーストックス方程式、空間の離散化はセル接点有限体積法、流速の評価に HLLW 法<sup>[7]</sup>を用い、解の線形再構築により空間二次精度

を得ている。また、高次精度で単調性を維持する為に、空間精度を悪化させることが無く、且つ収束性に優れている Venkatakrishnan のリミッター<sup>[8]</sup>を用いた。時間積分法には LU-SGS (Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel) 陰解法<sup>[9]</sup>、乱流モデルには Goldberg-Ramakrishnan<sup>[10]</sup>、Spalart-Allmaras<sup>[11]</sup>の二種類の一方程式乱流モデルを用いた。

主流条件には風洞試験<sup>[2]</sup>において  $C_L$ (Lift Coefficient)=0.5 となった条件を用いた。主流マッハ数は  $M_\infty=0.75$ 、迎角は Wing-Body with Nacelle and Pylon モデルが AOA(Angle Of Attack)=1.0、Wing-Body モデルが AOA=0.49、レイノルズ数は MAC(Mean Aerodynamic Cord)基準で  $3.0 \times 10^6$  である。

3. 計算結果

図4、表2は計算結果及び風洞試験の結果である。 $C_{Dp}$ は全抵抗係数のうち圧力抵抗による部分、 $C_{Df}$ は全抵抗係数のうち摩擦抵抗による部分である。

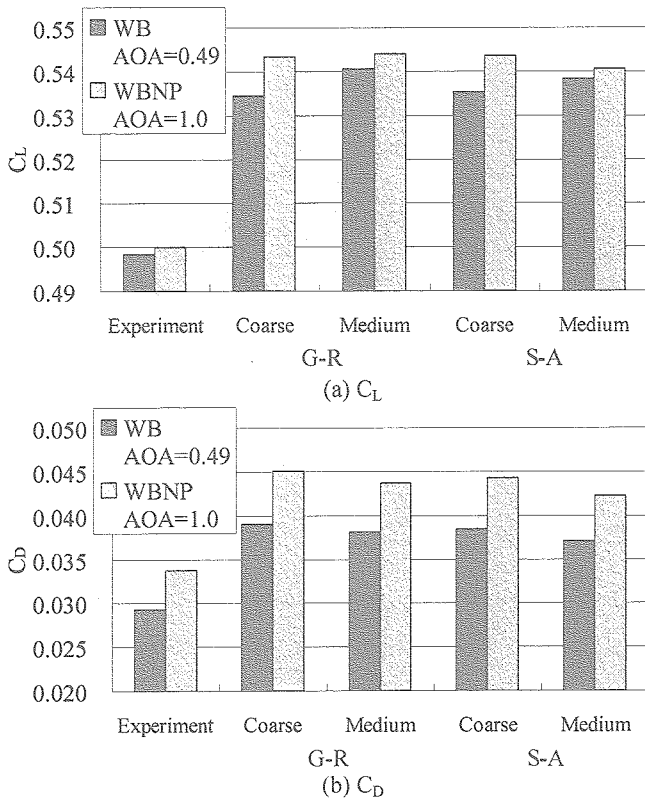


Fig.4 Comparisons in  $C_L$  and  $C_D$  between Experiments and Computations

Table 2 Results from computations and experiments (a) DLR-F6 Wing-Body model

Turb. Model		$C_L$	$C_D$	$C_{Dp}$	$C_{Df}$
Experiment		0.4984	0.0294		
G-R	Coarse	0.5346	0.0391	0.0257	0.0135
	Medium	0.5406	0.0381	0.0244	0.0137
S-A	Coarse	0.5355	0.0385	0.0254	0.0130
	Medium	0.5384	0.0371	0.0240	0.0130

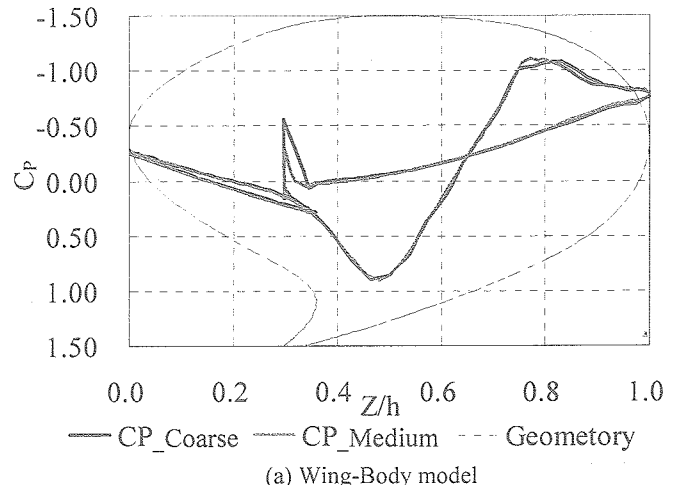
(b) DLR-F6 Wing-Body with Nacelle and Pylon model

Turb. Model		$C_L$	$C_D$	$C_{Dp}$	$C_{Df}$
Experiment		0.5000	0.0338		
G-R	Coarse	0.5433	0.0451	0.0291	0.0161
	Medium	0.5440	0.0437	0.0273	0.0164
S-A	Coarse	0.5437	0.0443	0.0288	0.0155
	Medium	0.5406	0.0423	0.0268	0.0155

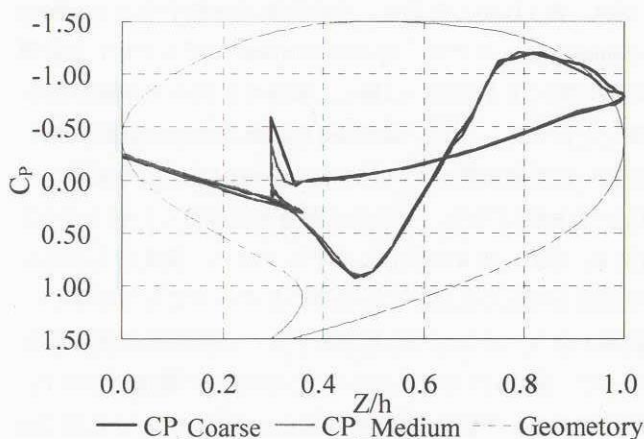
図4、表2に示した結果の通り、今回の計算では  $C_L$  が実験値に対して約 8.7% 程度、 $C_D$  (Drag Coefficient) が実験値に対して約 33% 程度、大きく見積もられていることが解る。この原因を調べるため、計算格子及び乱流モデルへの依存性の検証を行った。

4. 計算格子依存性

Coarse, Medium の二種類の計算格子を用いた数値計算の結果を比較すると、乱流モデルが Goldberg-Ramakrishnan, Spalart-Allmaras どちらであるか、或いはモデルが WBNP モデル, NP モデルどちらであるかに依らず、何れのケースでも計算格子に依存して  $C_{Dp}$  に 10~20 カウント程度の差が生じている事が図4、表2より解る。この原因を調べるために Coarse mesh, Medium mesh を用いたときの  $C_p$ -z 図の比較を行ったものが図5である。Wing-Body with Nacelle and Pylon, Wing-Body どちらのモデルにおいても翼後縁付近において Coarse mesh を用いた場合の抗力係数が大きくなっていることが解る。従って、図4、表2に見られる計算格子に依存した  $C_D$  の差は主翼後縁部の Blunt Trailing Edge の厚さ部分で生じていることが推測される。実際にこの部分に作用する圧力による抵抗係数の値を求めると Coarse mesh を用いた場合と Medium mesh を用いた場合とで 10 カウント程度の差が在ることが確認できた。y 断面における後縁付近の速度ベクトル図を描いたものが図6である。

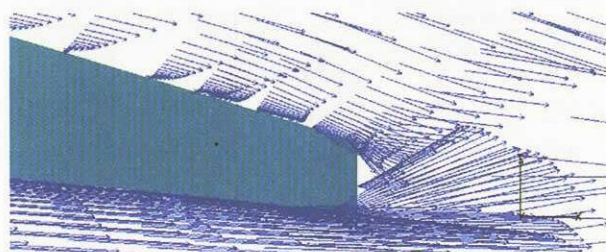


(a) Wing-Body model Fig. 5  $C_p$ -z diagrams of DLR-F6 configuration at 63.8% semispan section

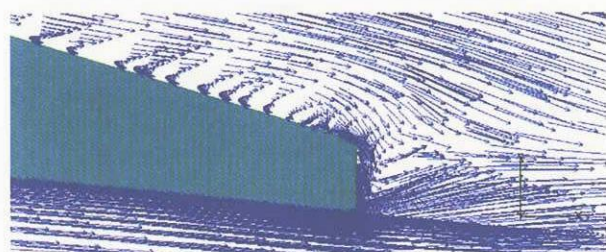


(b) Wing-Body with Nacelle and Pylon model

Fig.5 Cp-z diagrams of DLR-F6 configuration at 63.8% semispan section



(a) Coarse Mesh



(b) Medium Mesh

Fig.6 Velocity vectors around Blunt Trailing Edge

WB model, computed using S-A turbulence model

図6より Coarse meshを用いた場合、後縁付近の解像度の不足により、流れの様子が Medium meshを用いた場合と大きく異なっていることが解る。Blunt Trailing Edgeを持つモデルの空力解析を行う際、後縁付近の格子解像度に依存して Cp に十数カウント程度の変化が生じると言える。格子依存性の解明の為に、より細密な格子を用いた計算を行う必要がある。

5. 乱流モデル依存性

乱流モデルへの依存性を検証するために Goldberg-Ramakrishnan, Spalart-Allmaras の二種類の一方程式乱流モデルに加えて、Modified Spalart-Allmaras 乱流モデル<sup>[12]</sup>を用いて DLR-F6 Wing-Body with Nacelle and Pylon モデルの空力

解析を行った。計算条件は前述のものと同様であり、計算格子は Medium mesh を用いた。

Modified Spalart-Allmaras 乱流モデルは、崩壊項が壁面からの距離の逆数に比例するため、壁面から遠い領域において崩壊項が効かなくなる等の点で自由剪断流への適用が困難であったオリジナルの Spalart-Allmaras モデルに修正を加え、自由剪断流への適用を可能にしたモデルである。オリジナルの Spalart-Allmaras 乱流モデルの輸送方程式 (式1) に対し、第一に、オリジナルのモデルでは生成項が過度の大きさに比例して増大していた為に渦が生じた所で乱流動粘性が増加してしまっていた点を、生成項に歪度による制限を加えることで修正する (式2)。第二に、オリジナルのモデルでは壁面から遠い領域で崩壊項が効かなくなっていた点を、これらの領域で別の崩壊項が作用するように修正する (式3)。

Original Spalart-Allmaras turbulence model

$$\left. \begin{aligned} \frac{D(\tilde{v})}{Dt} &= c_{b1} \tilde{S} \tilde{v} + \frac{1}{\sigma} \nabla \cdot [(\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{v}] + \frac{C_{b2}}{\sigma} (\nabla \tilde{v})^2 - dest \\ \tilde{S} &\equiv S + \frac{\tilde{v}}{k^2 d^2} f_{v2}, \quad S = |\omega|, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \\ dest &= c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d}\right)^2 \end{aligned} \right\} (1)$$

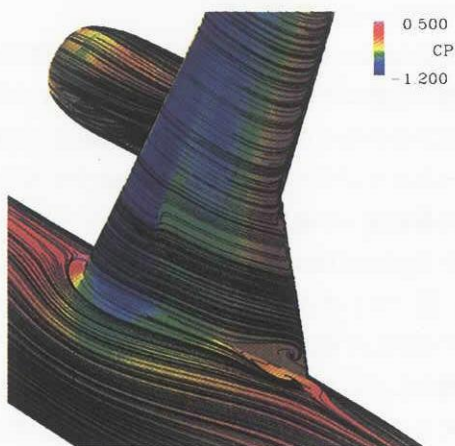
Modification for Spalart-Allmaras turbulence model

$$\left. \begin{aligned} S &= \Omega_{ij} + 2 \min(0., s_{ij} - \Omega_{ij}) \\ s_{ij} &= \sqrt{(\partial U_i / \partial x_j + \partial U_j / \partial x_i) \partial U_i / \partial x_j} \end{aligned} \right\} (2)$$

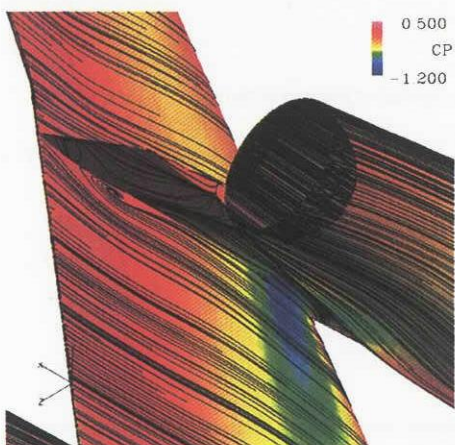
$$\left. \begin{aligned} dest_1 &= \rho c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d}\right)^2 \\ dest_2 &= \frac{c_\mu}{c_1 c_2 c_{b1}} \rho \tilde{v} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{P_k} \\ dest &= \max(dest_1, dest_2) \end{aligned} \right\} (3)$$

$$P_k = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right)$$

以上の修正により wake や翼端渦などの自由剪断流への適用性を高めたモデルが Modified Spalart-Allmaras モデルである。前述の Goldberg-Ramakrishnan, Spalart-Allmaras を用いた計算の結果から DLR-F6 形状は翼胴接合部やパイロン側面等において強い渦が生じていることが確認されていたため (図7.8), この Modified Spalart-Allmaras モデルを用いることで計算結果の改善を試みた。



(a) Upper surface of wing



(b) Lower surface of wing

Fig.7  $C_p$  distribution and oil flow on wing:  
DLR-F6 WBNP model, computed using S-A model

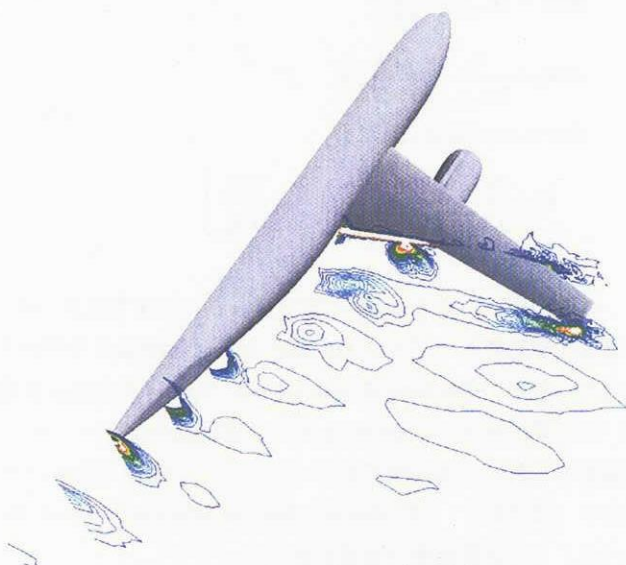
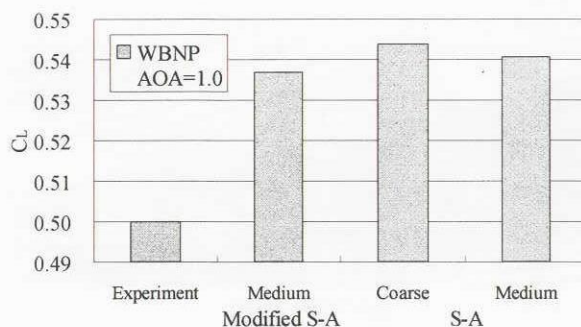
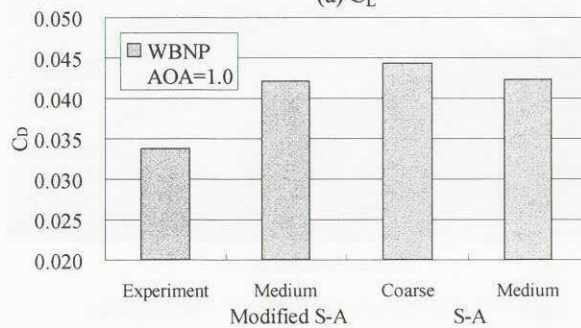


Fig.8 Contours of magnitude of vorticity  
DLR-F6 WBNP model, computed using S-A

図4, 表1に示した通り, 空力係数で比較すると Goldberg-Ramakrishnan モデル, Spalart-Allmaras モデルを用いた計算結果の間に大きな違いは無く, 顕著な乱流モデル依存性は無いと言える. 一方, Modified Spalart-Allmaras 乱流モデルを用いた計算結果は  $C_L=0.5368$ ,  $C_D=0.0421$ ( $C_{Dp}=0.0267$ ,  $C_{Dr}=0.0154$ )となり, こちらも前者とほぼ等しい値となった(図9). 図7, 図8に示したオイルフロー, 渦度の大きさの等値線も何れの乱流モデルを用いたケースでもほぼ等しい結果となり, こちらでも乱流モデルへの依存性は見られなかった. 図10は33.1%セミスパン断面での翼面上での  $C_p$  分布である. 下面の  $C_p$  分布に見られる鋭いピークは図7(b)に見られるナセルと翼の間に生じた衝撃波であるが, ここでも乱流モデルへの依存性は見られず, 今回の計算では乱流モデルへの目立った依存性は無いと言える.



(a)  $C_L$



(b)  $C_D$

Fig.9 Comparisons in  $C_L$  and  $C_D$

between S-A and Modified S-A

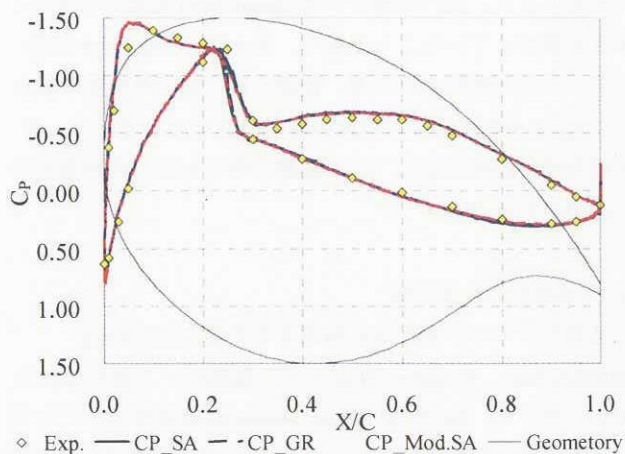


Fig.10  $C_p$  distributions at 33.1% semispan section  
DLR-F6 WBNP model

## 6. 結言

2<sup>nd</sup> AIAA Drag Prediction Workshopにて課された DLR-F6 モデルの空力解析を通じて、計算に用いた流体解析コード TAS-code に遷音速計算時に最大で 3 割程度実験値よりも大きく抵抗値を見積もる傾向があることが解った。原因の解明のため計算結果の計算格子依存性と乱流モデル依存性の検証を行った。計算格子依存性については Blunt Trailing Edge 近傍の格子密度に依存して  $C_D$  に十数カウント程度の変化が生じることが確認されたが、これのみでは抵抗値の過大算出を説明できない。乱流モデル依存性については Goldberg-Ramakrishnan, Spalart-Allmaras, Modified Spalart-Allmaras の三種類の一方程式乱流モデルを用いて計算を行い結果を比較したが、乱流モデルに対する依存性は見られなかった。

従って、今後更に抵抗値の過大算出の原因を追求してコードの改良を行う必要がある。現在は空間高次精度のために勾配計算法についての見直し<sup>[13]</sup>を行っている。また、空間格子密度の影響評価を更に進めるとともに、解適合格子細分化法の高度化により格子依存性を除去する方法の開発も必要であろう。

## 参考文献

- [1]. <http://aaac.larc.nasa.gov/tsab/cfdlarc/aiaa-dpw/Workshop1/workshop1.html>
- [2]. <http://aaac.larc.nasa.gov/tsab/cfdlarc/aiaa-dpw/>
- [3]. Sharov, D. and Nakahashi, K., "A Boundary Recovery Algorithm for Delaunay Tetrahedral Meshing," Proceedings of the 5th International Conference on Numerical Grid Generation in Computational Field Simulations, 1996, pp.229-238.
- [4]. Ito, Y. and Nakahashi, K., "Direct Surface Triangulation Using Stereolithography Data," *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 3, March 2002, pp. 490-496.
- [5]. Ito, Y. and Nakahashi, K., "Surface Triangulation for Polygonal Models Based on CAD Data," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 39, Issue 1, May 2002, pp. 75-96.
- [6]. Ito, Y. and Nakahashi, K., "Unstructured Mesh Generation for Viscous Flow Computations," Proceedings of the 11th International Meshing Roundtable, Ithaca, NY, Sept. 2002, pp. 367-377.
- [7]. Obayashi, S., and Guruswamy, G. P., "Convergence Acceleration of an Aeroelastic Navier-Stokes Solver," *AIAA Paper 94-2268*, 1994.
- [8]. Venkatakrishnan, V., "On the Accuracy of Limiters and Convergence to Steady State Solutions," *AIAA Paper 93-0880*, 1993.
- [9]. Sharov, D., and Nakahashi, K., "Reordering of 3-D Hybrid Unstructured Grid for Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel Computations," *AIAA Journal*, Vol.36, No. 3, 1998, pp. 484-486.
- [10]. Goldberg, U. C., and Ramakrishnan, S. V., "A Pointwise Version of Baldwin-Brath Turbulence Model," *Computational Fluid Dynamics*, Vol. 1, 1993, pp. 321-338.
- [11]. Spalart, P. R., and Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," *AIAA Paper 92-0439*, January 1992.
- [12]. E. Fares, M. Meinke and W. Schröder, "Numerical Simulation of the Interaction of Wingtip Vortices and Engine Jets in the Near Field," *AIAA Paper 2000-2222*, 2000.
- [13]. Andreas Haselbacher and Jiri Blazek, "On the Accurate and Efficient Discretisation of the Navier-Stokes Equations on Mixed Grids", *AIAA Paper 99-3363*