レイノルズ数6×10^6域での前縁剥離渦の挙動に関する数値的研究[*1]

千葉 一永[*2], 大林 茂[*3], 中橋 和博[*4]

Numerical Simulation of Leading-Edge Separation at the Reynolds Number of 6×10^6

Kazuhisa Chiba, Shigeru Obayashi and Kazuhiro Nakahashi

摘　要

最近行われた尖った前縁と丸み付き前縁を持ったデルタ翼周りに関する亜音速高レイノルズ数域での実験により，丸み付き前縁に於いて一次渦の内翼側に内渦が生成されることが明らかになった．この結果を受け，本論文では構造格子法と非構造格子法を用い，5 つの乱流モデルを適用してこの実験についての数値流体力学計算を行い，表面圧力分布の比較を行った．この結果，実験では不明瞭だった前縁剥離渦が支配的な複雑な流れ場の詳細構造が可視化され，また，本研究で用いた修正を行った S-A 乱流モデルが複雑な前縁剥離渦構造を捉えるのに非常に効果的であることを明らかにした．

1. 序論

宇宙輸送機や超音速旅客機は高速巡航時に於ける性能向上のためデルタ翼やそれに類した主翼を持つ．デルタ翼は離着陸時高迎角飛行を行うため翼面上の流れ場は前縁剥離渦が支配的となり，空力特性に大きな影響を及ぼす．このため，デルタ翼周りの解析は実験，数値計算共に数多く行われてきたが，最近行われた NASA の実験で得られた表面圧力分布から，従来とは異なる前縁剥離渦構造が生成されることが報告された [1]．

この実験では尖った前縁と丸み付き前縁を用いている．尖った前縁の場合では前縁剥離渦は円錐形状になり，スパン方向のほぼ同じ割合の場所で渦中心が形成されるというこれまで行われてきた結果と一致する結果を得たのに対し，丸み付き前縁では前縁での剥離が遅れ，渦発生位置が異なり形状も円錐にはならず，また通常発生する一次渦の内翼側に異なる渦が発生することが表面圧力係数分布から示唆され，根本的に流れの様相が変わることが分かった．

この結果を受け，本研究では数値流体力学手法を用いることで，表面圧力係数分布の実験値との比較を行い，さらに実験で捉えきれないより詳細な前縁剥離渦構造の解明を試みることを目的とする．

2. 数値計算手法

本計算では計算格子として構造格子法・非構造格子法を採用する．構造格子法では支配方程式は 3 次元 Thin layer Navier-Stokes 方程式 [2]，また非構造格子法 [3–5] では支配方程式として 3 次元 Navier-Stokes 方程式を用い，セル節点有限体積法により離散化し，流束評価に HLLEW 法 [6]，時間積分に LU-SGS 陰解法 [7] を用いる．さらに，非構造格子法では数値拡散による渦の拡散を防ぐため渦中心同定法を用いた解適合格子法 [8] により渦近傍の格子細分化を行う．

3. 乱流モデル

デルタ翼周りの渦を正確に捉えるには渦拡散を抑制するだけでなく，乱流の影響を考慮する必要がある．しかし，乱流モデルにより流れ場の様相が変化するため，複数のモデルを用いてその影響をみることにする．構造格子法では Baldwin-Lomax(B-L) 代数モデル [9] 及び Degani-Schiff

[*1] 原稿受付平成 14 年 4 月
[*2] 東北大学大学院 航空宇宙工学専攻 博士課程
[*3] 東北大学 流体科学研究所 教授
[*4] 東北大学 工学研究科 航空宇宙工学専攻 教授

による修正 B-L モデル [10] を用いる．非構造格子法では Goldberg-Ramakrishnan(G-R)1 方程式モデル [11] と Spalart-Allmaras(S-A)1 方程式モデル [12] 及び Fares らによって提案された修正 S-A モデル [13] を使用する．また，比較のため全面層流での計算も行う．S-A モデルの修正概要を以下に示す．

S-A モデルでは渦粘性係数 ν_t は次式で表される．

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{\nu 1} \tag{1}$$

ただし，輸送変数 $\tilde{\nu}$ は次式で表される乱流輸送方程式を解くことにより求められる．

$$\begin{aligned}\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = & \underbrace{C_{b1}(1-f_{t2})\tilde{S}\tilde{\nu}}_{\text{production term}} \\ & + \underbrace{\frac{1}{\rho}\left\{\nabla\cdot(\nu+\tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu} + C_{b2}(\nabla\tilde{\nu})^2\right\}}_{\text{diffusion term}} \\ & - \underbrace{\left(C_{w1}f_w - \frac{C_{b1}}{k^2}f_{t2}\right)\left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2}_{\text{destruction term}} \\ & + \underbrace{f_{t1}\Delta U^2}_{\text{transition term}}\end{aligned} \tag{2}$$

本研究では，上式第 1 項の生成項，及び第 3 項の崩壊項の修正を行う．以下に，それぞれの項の修正法を示す．

オリジナルの S-A モデルでの渦度の大きさ Ω_{ij} は以下のように表されている．

$$\Omega_{ij} = \sqrt{\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)^2} \tag{3}$$

この Ω_{ij} は壁面近傍では正しいが，渦の乱流による崩壊を正しく表している訳ではない．そこで，渦に対する乱流の影響を考慮するため，歪み係数 s_{ij} を用いて変形テンソル S を次式で表し，生成項を修正する．

$$S = \Omega_{ij} + 2\min(0., s_{ij} - \Omega_{ij}) \tag{4a}$$

$$s_{ij} = \sqrt{\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial U_i}{\partial x_j}} \tag{4b}$$

さらにオリジナルでは壁面から遠ざかるに従い崩壊項が消滅する欠点を持ち，輸送変数 $\tilde{\nu}$ が物理的にあり得ない成長をしてしまう．この修正として，一般的な高レイノルズ数での Jones/Launder の k-ϵ モデルに於ける生成と散逸の比率を考慮し，乱流運動エネルギーの生成 P_k

$$P_k = \frac{\partial U_i}{\partial x_j}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial U_k}{\partial x_k}\right) \tag{5}$$

を用いて崩壊項は以下の式に修正される．

$$dest_1 = \rho c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2 \tag{6a}$$

$$dest_2 = \frac{c_\mu}{c_1 c_2 c_{b1}}\rho\tilde{\nu}\cdot\frac{1}{2}\sqrt{P_k} \tag{6b}$$

$$dest = \max(dest_1, dest_2) \tag{6c}$$

これにより崩壊項の壁面遠方での欠点が修正される．なお，上式で用いている各定数は Jones/Launder の k-ϵ モデルで定義されている値を使用する．

4. 計算結果

計算で使用したデルタ翼形状は実験で用いられた前縁後退角 65° を持つ風試モデルに従い，主流マッハ数 0.4，迎え角 13° 及び 2/3 翼根長を基準にしたレイノルズ数 $Re = 6\times10^6$ の条件で計算を行った．なお，各格子の俯瞰図を Fig.1 に示す．

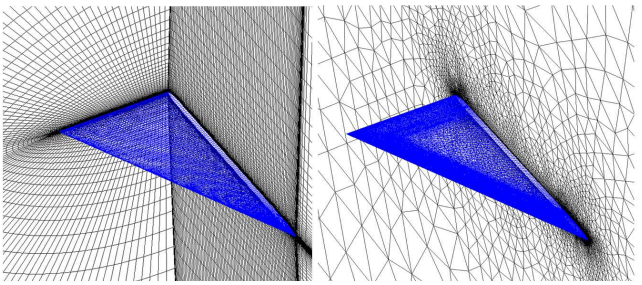


Fig.1 Bird's eye view for computational grids. Left: structured grid. Right: unstructured grid.

4.1 尖った前縁の場合

構造格子法では，$190\times103\times101$ 点の O-H 型格子を生成した．非構造格子法では非構造ハイブリッド格子を適用し，初期格子に格子点数約 80 万点の格子を用い，これに対し解適合格子法を 3 回適用した結果格子点数約 300 万点となった．Fig.2(a)(b) にはそれぞれ渦中心線と隣接格子を示し，Fig.2(c) には 60 % コード長でのスパン断面を示す．

まず 60% コード長での表面圧力係数分布を Fig.3 に示す．図からわかるように実験と同様計算でもこれまで得られてきた計算結果と同様の傾向を捉えている．構造格子法の場合，十分な最小格子幅を用いることで B-L モデルと修正 B-L モデルとでそれほど差が出ず一次渦の定性的

な傾向は捉えられているが，二次渦は捉えられていない．

一方非構造格子法では，解適合格子法により渦の数値拡散が抑えられ，一次渦の負圧ピークがよく現れている．また，全面層流計算では負圧ピークをうまく捉えられていないのに対し，乱流モデルの導入で大きな改善を見せており，ピーク位置がよく一致し，ピーク値も精度良く捉えられている．翼根付近で実験値と合わないのは，実験で取り付けられている Sting fairing を計算では模擬していないためと考えられる．

ここで注目したいのは，層流計算では現れていた二次渦が殆どの乱流モデルでは全く捉えられていないが，唯一修正 S-A モデルでのみ補足できている点である．Fig.4 の表面流線が示す通り二次渦を捉えられていることが確認できる．

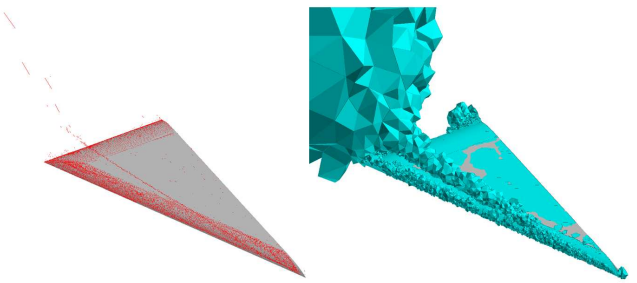
この修正モデルでは乱流輸送方程式の生成項と崩壊項の修正を行っているため，オリジナルの S-A モデルに対し生成項のみ，崩壊項のみの修正をそれぞれ施したところ，Fig.5 に示すように生成項が二次渦の捕獲に重要な影響を及ぼしており，崩壊項は二次渦の生成・発達過程にはほぼ影響しないことが明らかになった．つまり，二次渦の捕獲には渦度の大きさ Ω_{ij} と歪み係数 s_{ij} の両方を考慮することが非常に重要であることが確認された．

生成項では式 (4a) から分かるように，渦粘性を小さくするよう修正している．Fig.6 に S-A モデルと修正された S-A モデルを用いた計算に於ける渦粘性の等値面を示す．この図から分かるように修正を加えることにより流れ場に於ける渦粘性が小さく抑えられている様子が確認できる．

ただし，修正 S-A モデルではピーク位置が内翼側にずれている．これは乱流遷移が遅れることが原因であると推察される．

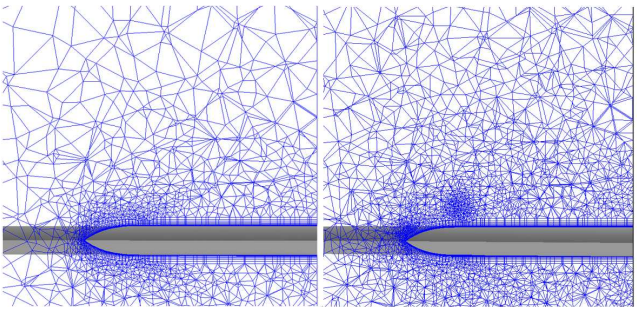
4.2 丸い前縁の場合

構造格子法では，尖った前縁の場合と同様 $190 \times 103 \times 101$ 点の O-H 型格子を生成した．非構造格子法では非構造ハイブリッド格子を適用し，初期格子に格子点数約 100 万点の格子を用い，これに対し解適合格子法を 2 回適用した結果格子点数約 240 万点となった．Fig.7(a)(b) にはそれぞれ渦中心線と隣接格子を示し，Fig.7(c) には 60 % コード長でのスパン断面を示す．渦中心近傍での格子密



a) Refinement indicator using vortex center.

b) Cells containinig the vortex centerlines and its neighbouring cells.



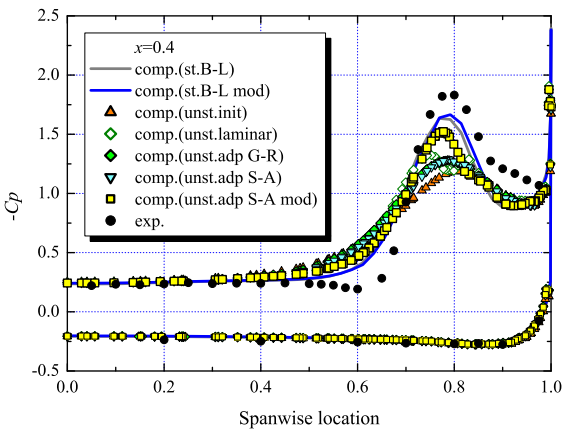
c) Cut view of unstructured grid; $x = 0.6$. Left: initial grid. Right: adaptive grid.

Fig.2 Adaptive refinement for the sharp leading edge case

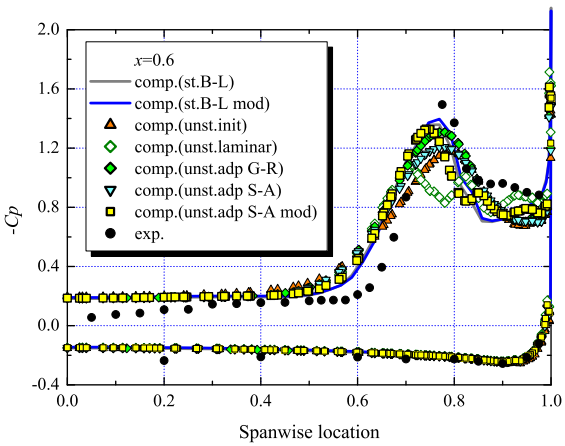
度が十分大きくなっていることが確認できる．

Fig.8 にコード長 20，40，60% 位置での表面圧力係数分布をそれぞれ示す．構造格子法の場合，コード長 60% に於いては修正 B-L モデルでは一次渦の負圧ピークを捉えているのに対し，B-L モデルでは捉えられていないことがわかる．このことから丸みのある前縁での剥離渦を考えると，尖った前縁では剥離位置が固定されるのに対し，丸み付き前縁では剥離位置が変化するため境界層と剥離の分離点を修正 B-L モデルでは捉えるのに適していると考えられる．しかしながら実験で明らかになった通常の一次渦の内翼側に存在する内渦 (second primary vortex) を捉えるには至っていない．

一方非構造格子法では，尖った前縁での計算結果と異なり全面層流での条件下では一次渦の負圧ピーク位置が全く異なる結果となったのに対し，乱流モデルを用いること



a) Surface pressure coefficients; $x = 0.4$



b) Surface pressure coefficients; $x = 0.6$

Fig.3 Comparison of surface pressure coefficients for a flow past the sharp leading edge; $x = 0.6$

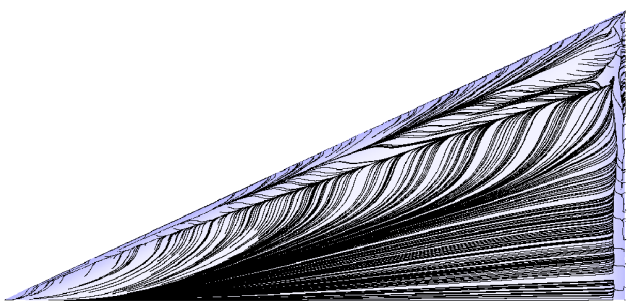


Fig.4 Surface streamlines for a flow past the sharp leading edge with the modified S-A model

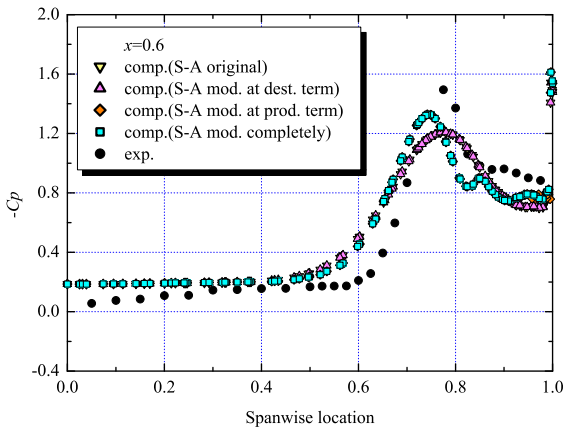


Fig.5 Surface pressure coefficients by using various S-A model modifications

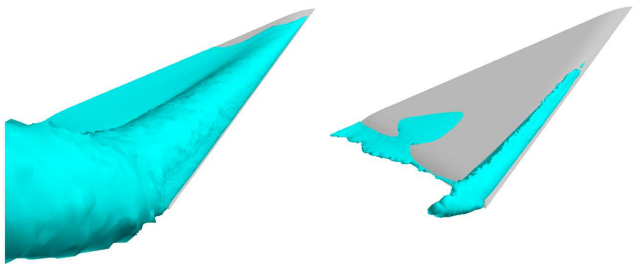
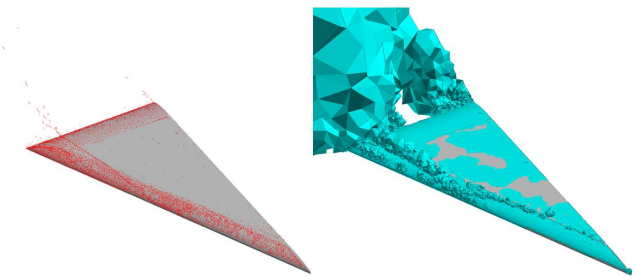


Fig.6 Isosurface of eddy viscosity for a flow past the sharp leading edge with the modified S-A model. Left: using S-A model. Right: using modified S-A model.

でピークを位置が改善されており，ピーク値もよく捕捉されている．また，尖った前縁での結果と同様，乱流モデルでは修正 S-A モデルだけが二次渦を捉えられる傾向が確認されるが，特に実験結果で得られた，コード長 40% でのスパン位置 70 ~ 90% に存在する圧力係数分布の平らな領域を修正 S-A モデルでは捉えられていることが分かる．これは一次渦の内翼側に発生する内渦の発生点として言及されているもので，S-A モデルでは捉えられない二次渦や内渦が修正 S-A モデルでは捉えられている様子が確認できる．

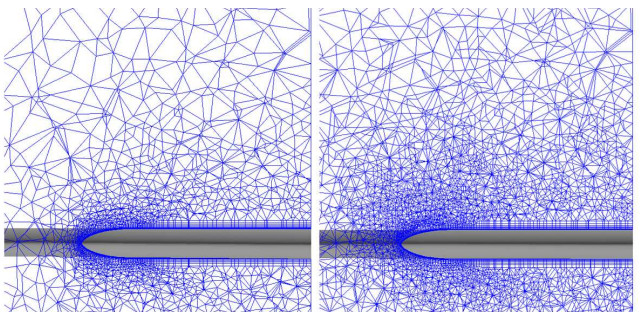
流れ場に於ける渦粘性の等値面を Fig.9 に示す．Fig.6 の場合と同様に，S-A モデルに修正を加えることにより渦粘性が抑えられている．また，Fig.10 に示す等圧力線図からは S-A モデルを修正することにより渦による負圧がより鮮明に捕らえられている様子が確認できる．

しかし，Fig.8(c) でも発生すべき内渦の負圧ピークを捉えられてはいない．これは修正 S-A モデルの性質と考えられる一次渦の内翼側に寄る影響で，内渦が実験より早く一次渦に取り込まれてしまっていることが原因と考えられる．Fig.11 に修正 S-A モデルの結果から得られた表面流線を示す．この図から分かる通り，実験により明らかにされた一次渦の内翼側に発生した内渦は，翼先端での付着した境界層が後退角の影響で外翼へ向かうと共に，前縁の丸みの影響により遅れて発生した前縁剥離渦に急激に引き込まれ発生した剪断層と考えられる．表面圧力分布の可視化図を Fig.12 に示す．この図から明らかなように，内渦により発生した負圧分布が計算により捉えられている様子が示された．また，Fig.13 に示す等ヘリシティー線図より，実験で捉えきれない詳細な前縁剥離渦構造が数値計算により把握できることが確認された．



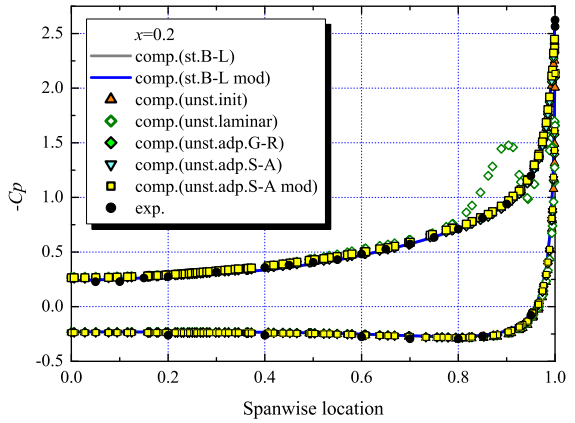
a) Refinement indicator using vortex center.

b) Cells containinig the vortex centerlines and its neighbouring cells.

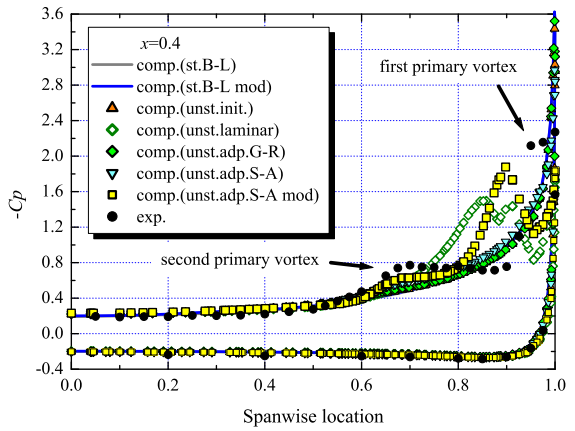


c) Cut view of unstructured grid; $x = 0.6$. Left: initial grid. Right: adaptive grid.

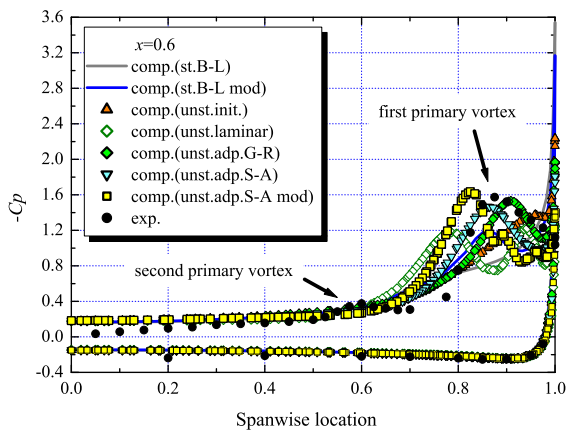
Fig.7 Adaptive refinement for the blunt leading edge case



a) Surface pressure coefficients; $x = 0.2$



b) Surface pressure coefficients; $x = 0.4$



c) Surface pressure coefficients; $x = 0.6$

Fig.8 Comparion of surface pressure coefficients for a flow past the blunt leading edge

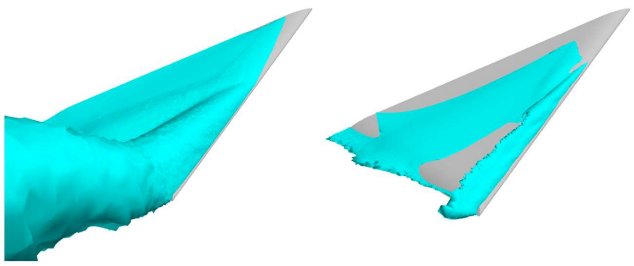


Fig.9 Isosurface of eddy viscosity for a flow past the blunt leading edge with the modified S-A model. Left: using S-A model. Right: using modified S-A model.

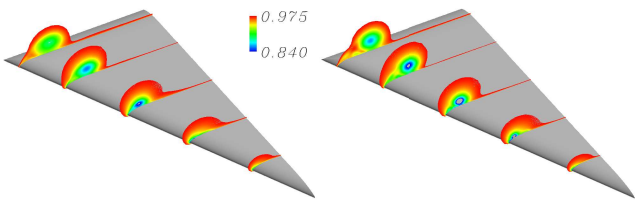


Fig.10 Total pressure contours for a flow past the blunt leading edge. Left: using S-A model. Right: using modified S-A model.

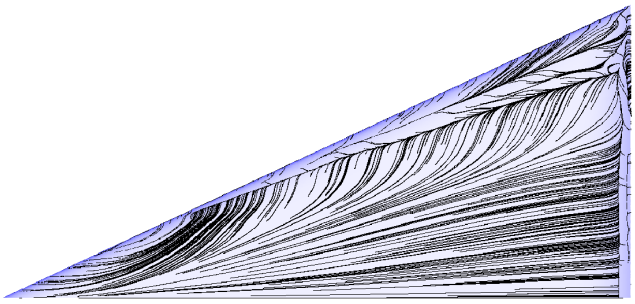


Fig.11 Surface streamlines for a flow past the blunt leading edge

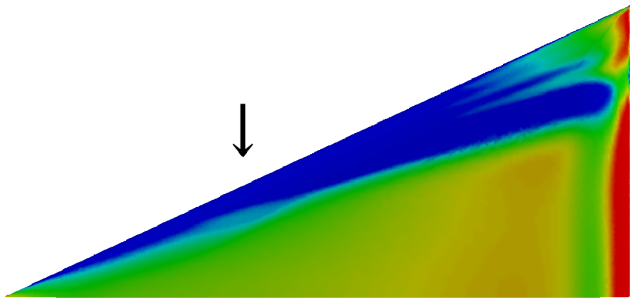
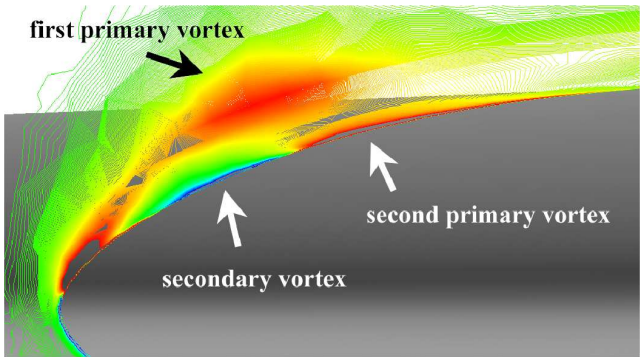
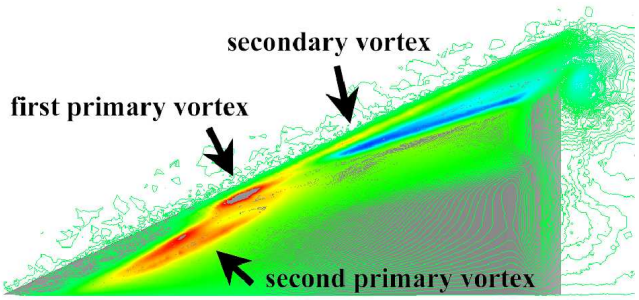


Fig.12 Surface pressure distribution for a flow past the blunt leading edge



a) Cross flow plane cut; $x = 0.4$



b) Over the surface; $z = 0.05$

Fig.13 Helicity contours for a flow past the medium leading edge with the modified S-A model

5. 結論

本研究では構造格子法・非構造格子法を用いて前縁に尖った形状と丸みのある形状を持ったデルタ翼周りの数値解析を行った．また，複数の乱流モデルを適用し，その効果を調べた．その結果，構造格子法では尖った前縁に対しては B-L モデルと修正 B-L モデルとでは十分細かく格子をとれば，さほど一次渦の捕捉に影響はないが，丸みのある前縁の場合は修正 B-L モデルが効果を持つことが確認された．非構造格子法では解適合格子法により格子密度を上げることで一次渦はよく捉えられるが，二次渦の同定には乱流モデルの選定が必要であり，特に修正 S-A モデルが効果を持つことが確認された．また，実験で言及された，丸み付き前縁でのデルタ翼周りに於ける，これまでと異なった流れ場構造を修正 S-A モデルにより明らかにした．さらに，二次渦の捕獲には乱流輸送方程式の生成項

が大きく影響し，特に渦度の大きさと歪み係数の割合が非常に重要であることが明らかにした．ただし，修正 S-A モデルでは一次渦が実験より内翼側に出る性質があり，今後さらに調べる必要がある．

参考文献

[1] Luckring, J. M.〝 Reynolds Number and Leading-Edge Bluntness Effects on a 65° Delta Wing,〞 AIAA paper 2002-0419, 2002.

[2] Kondo, M., Yang, G. and Obayashi, S. 〝 Validation of Drag Estimation on Wing-Fuselage Configuration for a Navier-Stokes Solver,〞 AIAA paper 2003-0597, 2003.

[3] Ito, Y. and Nakahashi, K.〝 Direct Surface Triangulation Using Stereolithography(STL) Data,〞 AIAA paper 2000-0924, 2000.

[4] Sharov, D. and Nakahashi, K. 〝 Hybrid Prismatic/Tetrahedral Grid Generation for Viscous Flow Applications,〞 AIAA paper 96-2000, 1996.

[5] Ito, Y. and Nakahashi, K. 〝 Unstructured Mesh Generation for Viscous Flow Computations,〞 *Proceedings of the 11th International Meshing Roundtable*, Ithaca, NY, 2002, pp. 367–377.

[6] Obayashi, S. and Guruswamy, G. P. 〝 Convergence Acceleration of an Aeroelastic Navier-Stokes Solver,〞 *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 6, 1994, pp. 1134–1141.

[7] Sharov, D. and Nakahashi, K. 〝 Reordering of Hybrid Unstructured Grids for Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel Computations,〞 *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 3, 1998, pp. 484–486.

[8] Murayama, M., Nakahashi, K. and Sawada, K. 〝 Simulation of Vortex Breakdown Using Adaptive Grid Refinement with Vortex-Center Identification,〞 *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 7, July 2001, pp. 1305–1312.

[9] Baldwin, B. S. and Lomax, H. 〝 Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows,〞 AIAA paper 78-257, 1978.

[10] Degani, D. and Schiff, L. B. 〝 Computation of Turbulent Supersonic Flows around Pointed Bodies Having Cross-flow Separation,〞 *Computational Physics*, Vol. 66, No. 1, 1986, pp. 173–196.

[11] Goldberg, U. C. and Ramakrishnan, S. V. 〝 A Pointwise Version of the Baldwin-Barth Turbulence Model,〞 *Computational Fluid Dynamics*, Vol. 1, , 1993, pp. 321–338.

[12] Spalart, P. R. and Allmaras, S. R. 〝 A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows,〞 AIAA paper 92-0439, 1992.

[13] Fares, E., Meinke, M. and Schöder, W.〝 Numerical Simulation of the Interaction of Wingtip Vortices and Engine Jets in the Near Field,〞 AIAA paper 2000-2222, 2000.