

# FaSTAR による境界層の横流れ不安定性を考慮した乱流遷移モデルの検証

## Validation of crossflow transition model with FaSTAR

- 林 謙司, 菱友システムズ, 愛知県名古屋市中区大江町 6-19, khayashi@chofu.jaxa.jp  
井手 優紀, JAXA, 東京都調布市深大寺東町 7-44-1, ide.yuki@jaxa.jp  
橋本 敦, JAXA, 東京都調布市深大寺東町 7-44-1, hashimoto.atsushi@jaxa.jp  
Kenji HAYASHI, Ryoyu Systems, 6-19 Oe-cho, Minato-ku, Nagoya-shi, Aichi 455-0024  
Yuki IDE, JAXA, 7-44-1 Jindaiji Higashi-machi, Chofu-shi, Tokyo 182-8522  
Atsushi HASHIMOTO, JAXA, 7-44-1 Jindaiji Higashi-machi, Chofu-shi, Tokyo 182-8522

In order to predict the laminar-turbulent boundary layer transition on the swept wing, two kinds of crossflow transition models based on  $\gamma - Re_{\theta t}$  model, which are called “ $\gamma - Re_{\theta t}(\tilde{R}e_{\theta t}CF)$ ” and “ $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$ ” in this paper respectively, are incorporated into JAXA-FaSTAR code. Using the code, transition locations on an infinite swept wing of NASA NLF(2)-0415 are calculated for verification and our results are in good agreement with experimental results at various Reynolds numbers. With respect to fully three-dimensional wings of DLR-F4 and JAXA TRA2012A, however, agreements between the results by  $\tilde{R}e_{\theta t}CF$  model and  $\gamma CF$  model are rather sparse in that the former model overestimates transition locations, compared to results by  $e^N$  method and experiments.

### 1. はじめに

航空機の設計では、抵抗予測の誤差 1%以内というオーダーの精度が要求されるが、その中で CFD は、計算機性能の向上や技術の成熟によって、信頼性の高い精度の結果が得られるようになり、設計には欠かすことの出来ないツールとなった。しかし、複雑な流れ場に対してはまだ課題があり、その中の一つに境界層の乱流遷移の予測が挙げられる。乱流遷移を正しく予測しないと、摩擦抵抗を正確に予測出来ないため、設計で要求される精度を満たすことが出来なくなる。DNS や LES で乱流遷移を直接解く試みも行われている<sup>(1,2)</sup>が、実用的に使用するには、RANS をベースにした手法が望ましい。乱流遷移を予測する代表的な手法である  $e^N$  法<sup>(3)</sup>を RANS と連成して計算した例<sup>(4)</sup>もあるが、複雑な形状に対する計算に有利な非構造格子ソルバとの組み合わせには適しておらず、計算コストも懸念される。

RANS モデルと組み合わせて乱流遷移を予測するモデルとして、Menter らは  $\gamma - Re_{\theta t}$  遷移モデル<sup>(5)</sup>を提案した。このモデルは局所の値のみ用いて計算することが可能であるため、非構造格子ソルバにも適している。ただし、平板境界層などで見られる 2 次元流の Tollmien-Schlichting 不安定(TS 不安定)しか考慮されていないため、後退角を持つ主翼面上などで見られる 3 次元流の横流れ不安定性による遷移は正しく予測することが出来ないことが知られている<sup>(6-10)</sup>。そのため、これまで  $\gamma - Re_{\theta t}$  遷移モデルに横流れ不安定性を考慮した項を追加したモデルがいくつか提案されてきたが<sup>(6-10)</sup>、まだ他のソルバなどで一般に適用されたモデルは少ない。

そこで本稿では、モデルの検証例や拡張性、非構造格子ソルバへの実装などを考慮して、Müller らが提案するモデル<sup>(8)</sup>と Grabe らが提案するモデル<sup>(10)</sup>の 2 種類を採用し、非構造格子流体解析ソルバに組み込んで、モデルの実用性などを検証する。非構造格子流体解析ソルバには、JAXA で開発された FaSTAR<sup>(11-13)</sup>を用いた。FaSTAR は国内で広く使用されているソルバであり、様々な検証を行うことによって、その実用性が示されている<sup>(14-16)</sup>。特に航空機周りの流れ場を解くツールとして開発されたソルバということもあり、今回の検証にも適している。

### 2. 乱流遷移モデル

FaSTAR には、乱流自然遷移モデルとして、 $\gamma - Re_{\theta t}$  遷移モデルが実装されている。本稿では、乱流モデルに Menter Shear Stress

Transport(SST)を使用することを想定し、 $\gamma - Re_{\theta t}$  遷移モデルをベースとして、境界層の横流れ不安定性を考慮した 2 種類の遷移モデルを組み込んだ。

#### 2. 1. $\gamma - Re_{\theta t}$ 遷移モデル<sup>(5)</sup>

Langtry と Menter が開発した乱流遷移モデルであり、SST 乱流モデルの 2 方程式に加えて、以下の層流と乱流の間欠度  $\gamma$  と局所遷移運動量厚さ  $\tilde{R}e_{\theta t}$  の 2 つの輸送方程式を解く。

$$\frac{D(\rho\gamma)}{Dt} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right], \sigma_f = 1.0 \quad (1)$$

$$\frac{D(\rho\tilde{R}e_{\theta t})}{Dt} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \tilde{R}e_{\theta t}}{\partial x_j} \right], \sigma_{\theta t} = 2.0 \quad (2)$$

Eq.(1)のソース項は以下のように定義される。

$$P_\gamma = F_{length} c_{a1} \rho S [\gamma F_{onset}]^{0.5} (1 - c_{e1} \gamma) \quad (3)$$

$$E_\gamma = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{turb} (c_{e2} \gamma - 1) \quad (4)$$

ここで、

$$F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3}, 0)$$

$$F_{onset2} = \min(\max(F_{onset1}, F_{onset1}^4), 2.0)$$

$$F_{onset3} = \max\left(1 - \left(\frac{R_T}{2.5}\right)^3, 0\right)$$

$$F_{onset1} = \frac{Re_v}{2.193 Re_{\theta c}}$$

$$F_{turb} = \exp\left[-\left(\frac{R_T}{4}\right)^4\right] \quad (5)$$

$$R_T = \frac{\rho k}{\mu \omega}, \quad Re_v = \frac{\rho d^2 S}{\mu}$$

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad \Omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}}$$

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

$$c_{a1} = 2.0, \quad c_{a2} = 0.06, \quad c_{e1} = 1.0, \quad c_{e2} = 50$$

$F_{length}$  と  $Re_{\theta c}$  は経験式で算出される値であり, FaSTAR では Langtry が提案する  $\tilde{Re}_{\theta t}$  の関数式を採用する.

$$F_{length} = F_{lengthfit}(1 - F_{sublayer}) + 40.0F_{sublayer}$$

$$F_{lengthfit} = \begin{cases} \begin{bmatrix} 398.189 \cdot 10^{-1} \\ -119.270 \cdot 10^{-4} \tilde{Re}_{\theta t} \\ -132.567 \cdot 10^{-6} \tilde{Re}_{\theta t}^2 \end{bmatrix}, & \tilde{Re}_{\theta t} < 400 \\ \begin{bmatrix} 263.404 \\ -123.939 \cdot 10^{-2} \tilde{Re}_{\theta t} \\ +194.548 \cdot 10^{-5} \tilde{Re}_{\theta t}^2 \\ -101.695 \cdot 10^{-8} \tilde{Re}_{\theta t}^3 \end{bmatrix}, & 400 \leq \tilde{Re}_{\theta t} < 596 \\ \begin{bmatrix} 0.5 - (\tilde{Re}_{\theta t} - 596.0) \\ \cdot 3.0 \cdot 10^{-4} \end{bmatrix}, & 596 \leq \tilde{Re}_{\theta t} < 1200 \\ [0.3188], & 1200 \leq \tilde{Re}_{\theta t} \end{cases} \quad (6)$$

$$F_{sublayer} = \exp\left[-\left(\frac{Re_{\omega}}{200}\right)^2\right], \quad Re_{\omega} = \frac{\rho d^2 \omega}{\mu}$$

$$Re_{\theta c} = \begin{cases} \tilde{Re}_{\theta t} - \begin{pmatrix} 396.35 \cdot 10^{-2} \\ -120.656 \cdot 10^{-4} \tilde{Re}_{\theta t} \\ +868.230 \cdot 10^{-6} \tilde{Re}_{\theta t}^2 \\ -696.506 \cdot 10^{-9} \tilde{Re}_{\theta t}^3 \\ +174.105 \cdot 10^{-12} \tilde{Re}_{\theta t}^4 \end{pmatrix}, & \tilde{Re}_{\theta t} \leq 1870 \\ \tilde{Re}_{\theta t} - \begin{pmatrix} 593.11 \\ +(\tilde{Re}_{\theta t} - 1870.0) \\ \cdot 0.482 \end{pmatrix}, & \tilde{Re}_{\theta t} > 1870 \end{cases} \quad (7)$$

Eq. (2)の生成項は以下のように表される.

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta t} - \tilde{Re}_{\theta t})(1 - F_{\theta t}) \quad (8)$$

ここで,

$$c_{\theta t} = 0.03, \quad t = \frac{500\mu}{\rho U^2}$$

$$F_{\theta t} = \min\left[\max\left(F_w \cdot e^{-\left(\frac{d}{\delta}\right)^4}, 1.0 - \left(\frac{c_{e2}\gamma - 1}{c_{e2} - 1}\right)^2\right), 1.0\right] \quad (9)$$

$$F_w = \exp\left[-\left(\frac{Re_{\omega}}{1E + 5}\right)^2\right]$$

$$\delta = \frac{50\Omega d}{U} \delta_{BL}, \quad \delta_{BL} = \frac{15}{2} \theta_{BL}, \quad \theta_{BL} = \frac{\tilde{Re}_{\theta t} \mu}{\rho U}$$

$Re_{\theta t}$  は, 以下の Langtry の経験式を使用する.

$$Re_{\theta t} = \begin{cases} \left[1173.51 - 589.428Tu + \frac{0.2196}{Tu^2}\right] F(\lambda_{\theta}), & Tu \leq 1.3 \\ 331.50[Tu - 0.5658]^{-0.671} F(\lambda_{\theta}), & Tu > 1.3 \end{cases}$$

$$F(\lambda_{\theta}) = \begin{cases} 1 + \begin{bmatrix} 12.986\lambda_{\theta} \\ +123.66\lambda_{\theta}^2 \\ +405.689\lambda_{\theta}^3 \end{bmatrix} \exp\left(-\left(\frac{Tu}{1.5}\right)^{1.5}\right), & \lambda_{\theta} \leq 0 \\ 1 + 0.275 \left[-\exp(-35.0\lambda_{\theta})\right] \exp\left(-\left(\frac{Tu}{0.5}\right)^{1.5}\right), & \lambda_{\theta} > 0 \end{cases} \quad (10)$$

$$Tu = \max\left(100 \frac{\sqrt{2k/3}}{U}, 0.027\right)$$

$\lambda_{\theta}$  と  $Re_{\theta t}$  には,

$$\lambda_{\theta} = \min\left(0.1, \max\left(\frac{\rho \theta_t^2}{\mu} \frac{dU}{ds}, -0.1\right)\right) \quad (11)$$

$$\frac{dU}{ds} = \frac{u_m u_n}{U^2} \frac{\partial u_m}{\partial x_n}$$

$$Re_{\theta t} = \max\left(\frac{\rho U \theta_t}{\mu}, 20\right)$$

という関係が成立しているため, Eq. (10)は繰り返し代入法などで解くことになる.

こうして得られた  $\gamma$  を乱流運動エネルギー  $k$  の方程式に組み込むことによって, 層流/乱流状態を切りわけける.

$$\tilde{P}_k = \gamma_{eff} P_k \quad (12)$$

$$\tilde{D}_k = \min(\max(\gamma_{eff}, 0.1), 1.0) D_k \quad (13)$$

ここで,  $\gamma_{eff}$  は剥離を考慮した際の層流と乱流の間欠度であり, 以下のように評価される.

$$\gamma_{eff} = \max(\gamma, \gamma_{sep})$$

$$\gamma_{sep} = \min\left(s_1 \max\left[\left(\frac{Re_v}{3.235 Re_{\theta c}}\right) - 1\right] F_{reat}, 2\right) F_{\theta t} \quad (14)$$

$$s_1 = 2, \quad F_{reat} = \exp\left[-\left(\frac{R_T}{20}\right)^4\right]$$

## 2. 2. 横流れ不安定性を考慮した Müller ら<sup>8)</sup>によるモデル ( $\tilde{Re}_{\theta t} CF$ )

標準の  $\gamma - Re_{\theta t}$  遷移モデルは, 2次元に対する境界層内の  $Re$  数の比を仮定して開発されたモデルである. Müller らは,  $\gamma - Re_{\theta t}$  遷移モデルの  $\tilde{Re}_{\theta t}$  の生成項 (Eq. (8)) に, 以下の項を追加することによって, 横流れ不安定性を考慮した.

$$\tilde{P}_{\theta t} = P_{\theta t} + P_{\theta tCF}$$

$$P_{\theta tCF} = -\min(\max[0, (P_{exp} - c_4) \cdot c_5], c_6) \quad (15)$$

$$P_{exp} = \frac{\rho}{1000t} \cdot \left(\frac{Re_H}{6}\right)^{c_1} \cdot (Re_{\Omega})^{c_2} \cdot \left(\frac{12\theta}{d}\right)^{c_3}$$

本稿では, このモデルを  $\gamma - Re_{\theta t} (\tilde{Re}_{\theta t} CF)$  と表記する.  $P_{CF}$  は必ず負の値になるため, 消滅項として扱われる. このモデルは  $c_1 \sim c_6$  の 6 つのパラメータから構成されており, 特に指数部分にかかっている  $c_1, c_2, c_3$  は, 横流れ不安定性の強度を定量化する重要なパラメータである.

$c_1$  の項にある  $Re_H$  は, 運動量厚さと局所の Helicity からなる  $Re$  数であり, 以下のように定義される.

$$Re_H = \frac{\rho \theta_t}{\mu} \sqrt{|\theta_t| |He|}, \quad He = \vec{u} \cdot (\nabla \times \vec{u}) \quad (16)$$

$c_2$  の項にある  $Re_{\Omega}$  は, 壁面からの距離と渦度の  $Re$  数である.

$$Re_{\Omega} = \frac{\rho d^2}{\mu} \Omega \quad (17)$$

Müller らは、検証計算によって 6 つの係数を以下のように設定した。本稿の検証計算でも Eq. (18) の値をそのまま用いる。

$$\begin{aligned} c_1 &= 0.548, & c_2 &= 0.1912, & c_3 &= -0.298, \\ c_4 &= 0.0, & c_5 &= 60.0, & c_6 &= 1666.5 \end{aligned} \quad (18)$$

2.3. 横流れ不安定性を考慮した Grabe ら<sup>(10)</sup>によるモデル ( $\gamma CF$ )  
 $\gamma - Re_{\theta t}$  モデルは、2 次元流における渦度  $Re$  数  $Re_v$  の最大値と運動量厚さ  $Re$  数  $Re_{\theta t}$  の関係式を利用したものであるが、Grabe らは遷移開始位置において、3 次元方向の渦度  $Re$  数の最大値にも、Eq. (19) のように一定の関係があることを指摘した。

$$\frac{Re_{dv/dz,max}}{Re_{\delta 2t}} = f(\beta_h) \quad (19)$$

ここで、 $Re_{dv/dz,max}$  は横流れ方向の渦度  $Re$  数の最大値、 $Re_{\delta 2t}$  は横流れ方向の遷移開始位置での運動量厚さ  $Re$  数、 $\beta_h$  はハートリーパラメータである。

Grabe らは局所の値のみを用いて Eq. (19) を解くために、2 つのアプローチでモデル化を試みているが、本稿では Müller らと同じように、Helicity の  $Re$  数に着目したモデルを実装した。横流れ方向の渦度  $Re$  数と Helicity の  $Re$  数  $Re_{He}$  が等しい ( $Re_{dv/dz} = Re_{He}$ ) と見なして式を解く。このモデルでは、 $\gamma$  の生成項 (Eq. (3)) を以下のように変更する。

$$\tilde{P}_\gamma = P_\gamma + P_{\gamma CF} \quad (20)$$

$$P_{\gamma CF} = F_{length,CF} c_{a1} \rho S [\gamma F_{onset,CF}]^{0.5} (1 - c_{e1} \gamma)$$

ここで、

$$\begin{aligned} F_{onset,CF} &= \max(F_{onset2,CF} - F_{onset3,CF}, 0) \\ F_{onset2,CF} &= \min(\max(F_{onset1,CF}, F_{onset1,CF}^4), 2.0) \\ F_{onset3,CF} &= \max\left(1 - \left(\frac{R_T}{2}\right)^3, 0\right) \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} F_{onset1,CF} &= \frac{Re_{He}}{C Re_{He,t}^+}, & C &= 0.7 \\ F_{length,CF} &= 5 \end{aligned}$$

このモデルは Turbulence Modeling Resource<sup>(17)</sup> の SST-2003-LM2009-CFHE と同じものであるが、本稿では  $\tilde{R}e_{\theta t} CF$  モデルと区別するため、 $\gamma - Re_{\theta t} (\gamma CF)$  と表記することにする。

$Re_{He}$  は Helicity の  $Re$  数であり、Eq. (16) の  $He$  を用いて以下のように表される。

$$Re_{He} = \frac{\rho d^2 He}{\mu U} \quad (22)$$

$Re_{He,t}^+$  は以下の経験式から算出される。

$$Re_{He,t}^+ = \max(-456.83 H_{12}^+ + 1332.7, 150.0)$$

$$H_{12}^+ = 4.02923 - \sqrt{\begin{matrix} -8838.4\lambda^{+4} \\ +1105.1\lambda^{+3} \\ -67.962\lambda^{+2} \\ +17.574\lambda^{+1} \\ +2.0593 \end{matrix}} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \lambda^+ &= \frac{\rho l^2 dU_e}{\mu ds} \\ l &= \frac{1}{C_{He,max}} \frac{2}{15} d, & C_{He,max} &= 0.6944 \end{aligned}$$

$\lambda^+$  の計算には、外縁速度の流線方向の勾配  $dU_e/ds$  が必要になる。FaSTAR は非構造格子ソルバであり、外縁速度を直接取得する

ことは困難である。そのため、境界層内の壁面垂直方向の圧力分布は一定と仮定して、等エントロピーの関係式から局所の圧力と圧力勾配を用いて、以下の式で算出する。

$$\begin{aligned} \frac{dU_e}{ds} &= \frac{u}{U} \frac{dU_e}{dx} + \frac{v}{U} \frac{dU_e}{dy} + \frac{w}{U} \frac{dU_e}{dz} \\ \frac{dU_e}{dx} &= -\frac{1}{U_e \rho_\infty} \left(\frac{P}{P_\infty}\right)^{-\frac{1}{\gamma}} \frac{dP}{dx} \end{aligned} \quad (24)$$

$$U_e = \sqrt{U_\infty^2 + \frac{2\tilde{\gamma}}{\tilde{\gamma}-1} \left[1 - \left(\frac{P}{P_\infty}\right)^{1-\frac{1}{\tilde{\gamma}}}\right] \frac{P_\infty}{\rho_\infty}}$$

ここで、 $\tilde{\gamma}$  は比熱比を表す。

### 3. 検証計算

検証計算は、まず初めにスパン方向に無限長を仮定した後退角のついた翼型の解析を行い、モデルの検証と格子の依存性を確認した。次に 3 次元航空機形状 DLR-F4 に対して適用した計算例を示し、実験や Grabe らの結果<sup>(10)</sup> と比較することで 3 次元形状でのモデルの検証を行った。最後に JAXA の技術参照機体である TRA2012A 形状<sup>(18,19)</sup> に対して計算し、 $e^N$  法の結果<sup>(19)</sup> と比較した。

計算手法は、基本的に FaSTAR のデフォルト値を採用した。検証計算に使用した計算手法を Table 1 に示す。非粘性流束は、無限長を仮定した翼型の計算で 1–35 m/s と低速になるため、全速度対応スキームの SLAU<sup>(20)</sup> を用いた。乱流モデルには Menter SST の 2003 年に改良されたバージョン (SST-2003)<sup>(21)</sup> を使用した。また、FaSTAR では有限体積法の計算点として、セル中心法とセル節点法を選ぶことが可能である。今回は計算の安定化等を考慮し、全て六面体セルとした翼型の計算ではセル中心法、四面体セルをベースとした 3 次元計算にはセル節点法を選択した。

Table 1 Computational methods

支配方程式	3次元圧縮性 NS 方程式
非粘性流束	SLAU <sup>(20)</sup>
勾配計算法	GLSQ <sup>(22)</sup>
勾配制限関数	Hishida (Van Leer 型) <sup>(23)</sup>
高次精度化	U-MUSCL ( $\chi = 0.0$ )
時間積分法	LU-SGS <sup>(24)</sup>
乱流モデル	SST-2003 <sup>(21)</sup>

#### 3.1. NASANLF(2)-0415

無限長を仮定した翼型の計算には、層流翼の NASANLF(2)-0415 を用いた。形状を Fig. 1 に示す。この翼型は Arizona State University unsteady Wind Tunnel (UWT) で実験が行われており<sup>(25)</sup>、後退角を付けることによって境界層横流れ不安定が発生し、乱流遷移が早い段階で起こる。解析はスパン方向に後退角  $\Lambda = 45\text{deg}$  付けて 1 セルだけ押し出した格子を用いて、周期境界を設定することで無限長を仮定した条件で行った。迎角  $\alpha = -4\text{deg}$ 、一様流マッハ数  $M_\infty = 0.1$  とし、コード長  $c = 1.294\text{m}$  を基準とした  $Re$  数  $Re_c = 1.91 \times 10^6, 2.17 \times 10^6, 2.37 \times 10^6, 2.73 \times 10^6, 3.27 \times 10^6, 3.72 \times 10^6$  の 6 ケース実施した。

計算格子は、セル数  $613 \times 224$ 、 $Re_c = 3.72 \times 10^6$  に対して  $y^+ \leq 0.6$ 、境界層格子の押し出し成長率 1.05、境界層のセル数約 30 層の格子を Medium とし、スパン方向以外の各方向のセルサイズを 1/2 倍にした格子を Fine ( $y^+ \leq 0.3$ )、2 倍にした格子を Coarse ( $y^+ \leq 1$ )、4 倍にした格子を Tiny ( $y^+ \leq 2$ )、さらに壁面垂直方向の格子依存性を確認するために、Medium 格子の壁面垂直方

向だけ 4 倍にした Coarse2( $y^+ \leq 2$ )の 5 種類で計算した. Medium 格子の翼周りの格子図を Fig. 2 に示す.

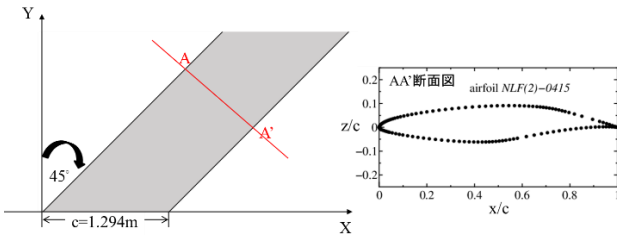


Fig. 1 Configuration of NLF(2)-0415

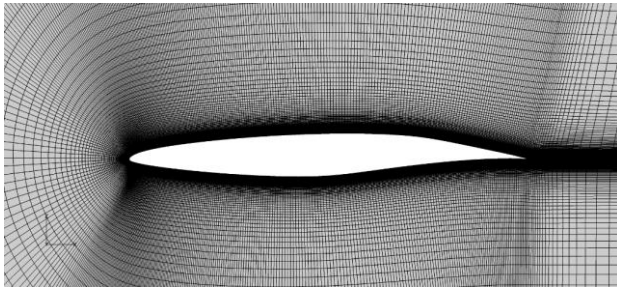
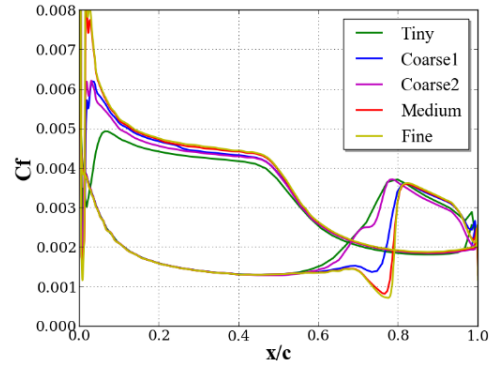


Fig. 2 Grid of NLF(2)-0415 around the wing (Medium)

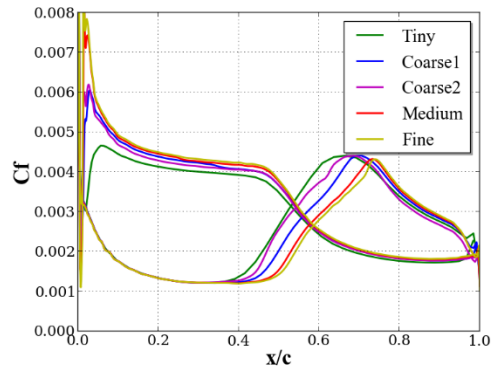
乱流遷移モデルに $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$ を使用して, 各格子で計算した Cf 分布を Fig. 3 に示す. ここでは代表して 3 つの Re 数の結果を示しているが, Re 数が大きくなるに従って, Cf が上昇する  $x/c$  の位置が前方に移動し, 乱流遷移が早く行われている様子がわかる.

格子の依存性を確認すると,  $x/c=0 \sim 0.1$  付近の前縁のピーク値は, 格子によってかなりばらつきがあり, Tiny はほとんど捉えることが出来ていない. Coarse2 は Coarse1 と同程度のピーク値となっており, Tiny よりは捉えられているが, Medium ほど捉えられてはいない. このピーク値は, コード方向と壁面垂直方向の両方の格子に依存していると言える. 乱流遷移に着目すると, どの Re 数でも格子が粗くなるに従って, 遷移の位置が前方に移動している. Coarse1 の結果は Coarse2 の結果よりも後方に遷移位置を評価しており, 遷移位置の予測結果の傾向としては,  $y^+ \leq 2$ となる Tiny, Coarse2 の格子とその他の Coarse1, Medium, Fine の格子にわたることが出来る. このことから, 遷移位置の予測は壁面垂直方向の格子依存性が大きいことがわかる. 本解析では, 壁面付近の取り扱いに壁関数などの処理は施しておらず, 直接解いているため, 乱流境界層を解くという側面からも  $y^+ \leq 1$ 程度の格子解像度は必要である. Re 数に関わらず, Medium と Fine は同程度の位置に遷移位置を予測しているため, 乱流遷移の評価には Medium 格子で十分であると判断した. 以降のモデルの比較は, 全て Medium 格子を用いて実施した結果である.

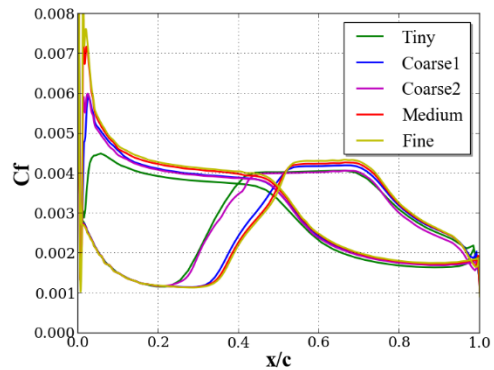
Fig. 4 に $\gamma - Re_{\theta t}(\tilde{R}e_{\theta t}CF)$ と $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$ の Cf 分布(実線)を示す. 比較のために, 標準の $\gamma - Re_{\theta t}$ の結果(破線)も一緒にプロットしている. 標準の $\gamma - Re_{\theta t}$ モデルでは, 後退角による横流れ不安定性を再現出来ずに, 全て  $x/c=0.8$  付近で遷移しているが, 今回実装した横流れ不安定性を考慮したモデルでは, 両モデルとも前述のように, Re 数が大きくなるに従って, 遷移位置を前方に予測する. 両者で Cf 分布を比較すると, 遷移開始位置はどの Re 数においても概ね同じ位置に予測している. ただし, 遷移の仕方には違いが見られ,  $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ では, 遷移の始まる特定の  $x/c$  で層流から乱流に直ぐに切り替わるが,  $\gamma CF$ では, 遷移が始まってからおおよそ  $x/c=0.2$  くらいかけて Cf のピーク値を迎える. そのため, 遷



(a)  $Re_c = 1.91 \times 10^6$



(b)  $Re_c = 2.73 \times 10^6$



(c)  $Re_c = 3.72 \times 10^6$

Fig. 3 Cf distributions on NLF(2)-0415 :Effects of grid for each Reynolds number

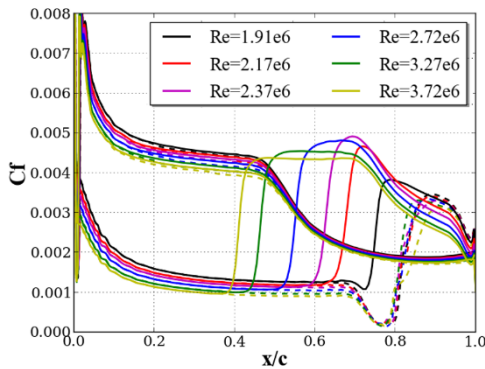
移後の Cf 分布には差が見られ,  $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ では $Re_c = 2.37 \times 10^6$ で Cf のピーク値が最も高くなるのに対して,  $\gamma CF$ では $Re_c = 3.27 \times 10^6$ で最も大きくなる.

遷移開始位置(Cf の勾配が最も大きくなる位置)を遷移位置  $x/c|_{tr}$ と定義して, 横軸に Re 数, 縦軸に遷移位置をプロットした図を Fig. 5 に示す. 黒い線は実験の結果<sup>(25)</sup>であり, 実験誤差のエラーバーも一緒に載せている. 実験でも Re 数が大きくなるに伴い, 遷移位置が前方に移動しており, Re 数にほとんど依存しない標準の $\gamma - Re_{\theta t}$ モデルでは, 遷移位置を正しく評価できていないことがわかる. 一方, 今回実装した横流れ不安定性を考慮したモデルでは, 両者とも実験と同じような傾向を示しており, 横流れ不安定性の影響を捉えられていることが確認できる.  $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルと  $\gamma CF$ モデルで比較すると, 差はかなり小さいものであるが,  $Re_c =$

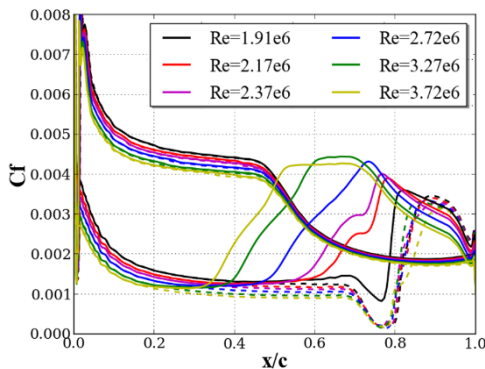


$1.91 \times 10^6$  以外は  $\tilde{R}e_{\theta t}CF$  モデルの方が遷移位置をやや後方に予測する傾向にある。そのため、 $\gamma CF$  モデルの方が少しだけ  $Re$  数による依存性が大きく、遷移位置の勾配がわずかに大きいように見える。ただし、定量的な差は Fig. 3 の格子による影響よりも小さいものであり、特に  $\gamma CF$  モデルに関しては、遷移位置の定義も曖昧な部分があるため、ここで議論できるほどの違いではない。

Müller らは  $\tilde{R}e_{\theta t}CF$  モデルの検証に Wilcox  $k - \omega$  乱流モデルを使用している<sup>9)</sup>が、本計算で使用している Menter SST 乱流モデルにおいても同じモデルパラメータで良好な結果が得られることを確認出来た。この検証計算では、 $\tilde{R}e_{\theta t}CF$  と  $\gamma CF$  で  $C_f$  分布には違いは見られたものの、遷移位置の評価としては、両モデルともよく実験を再現出来ることを確認した。



(a) Solid lines:  $\gamma - Re_{\theta t}(\tilde{R}e_{\theta t}CF)$ , Dash lines:  $\gamma - Re_{\theta t}$



(b) Solid lines:  $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$ , Dash lines:  $\gamma - Re_{\theta t}$

Fig. 4 Cf distributions on NLF(2)-0415

: Effects of Reynolds number for each transition model

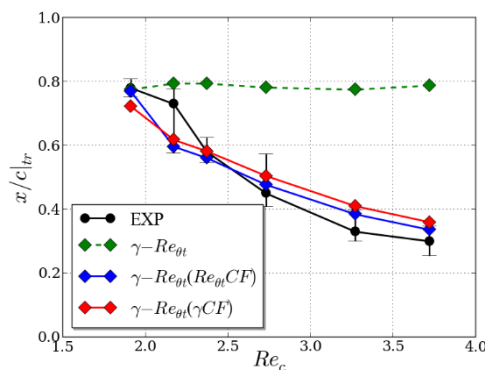


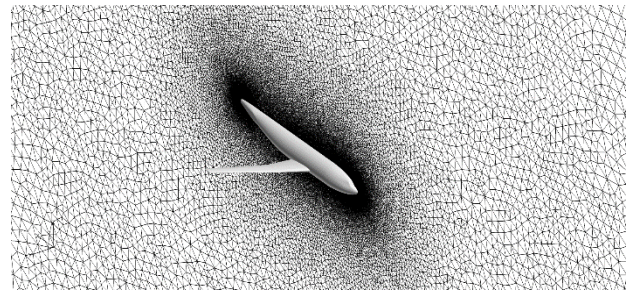
Fig. 5 Transition locations on NLF(2)-0415

### 3. 2. DLR-F4

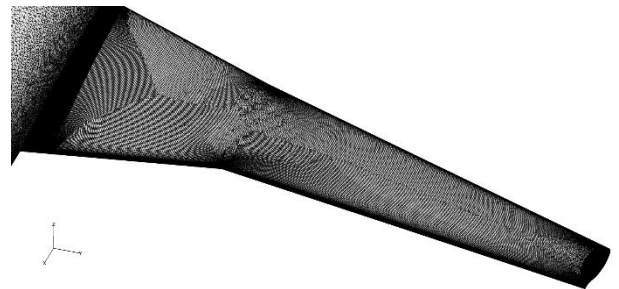
3次元航空機形状の検証例として、DLR-F4翼に対する計算を行った。なおこの形状は1st AIAA CFD Drag Prediction Workshop(DPW-I)<sup>(26)</sup>でも採用された形状であり、パーツは胴体と主翼のみとなっている。実験は European Transonic Wind Tunnel(ETW)で実施されており<sup>(27,28)</sup>、Grabe らもこの実験結果と比較して検証を行っている<sup>(10)</sup>。

マッハ数  $M_\infty = 0.785$  の遷音速で、MAC 長  $c = 0.1412m$  を基準とした  $Re$  数  $Re_c = 6 \times 10^6$  の条件で解析を行った。迎角  $\alpha$  はターゲットとなる  $C_L$  の値になるように調整し、 $C_L = 0.0, 0.3, 0.4, 0.5$  の4ケースで実施した。

計算格子は、四面体をベースとした非構造格子で、離散化手法はセル節点法を採用した。節点数は約 3000 万で、境界層格子は  $y^+ \leq 0.6$  とし、成長率 1.08 でプリズム層を 70 層設けた。翼面上の面格子は四角形で作成したが、前縁、後縁付近以外はスパン方向にアスペクト比が大きくなるように非構造的に配置した。およそスパン方向には 800、コード方向は翼中央付近で 200 セル程度である。Fig. 6 に格子図を示す。



(a) Around the airplane



(b) Wing

Fig. 6 Grid of DLR-F4

Fig. 7-10 に各  $C_L$  での  $C_f$  コンター図を示す。実験<sup>(27,28)</sup>は Temperature Sensitive Paint (TSP) の画像であり、 $C_f$  コンター図は FaSTAR の結果と一緒に Grabe らが計算した結果<sup>(10)</sup>も載せている。

$C_L = 0.0$  の実験では、全体的に後縁付近で遷移し、キンク付近だけやや鋸歯形に分布している様子が見られる。Grabe らの計算では、 $\gamma - Re_{\theta t}$  モデルだとほぼ全スパン位置で後縁付近に遷移位置を予測しているのに対して、横流れ不安定性を考慮した  $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$  モデルだと、キンク付近で遷移位置が前縁付近まで移動している。FaSTAR でも同じモデルを使用した  $\gamma - Re_{\theta t}$  と  $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$  では、Grabe らの計算結果とほとんど同じような傾向の結果が得られており、特に  $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$  モデルの翼根~キンクにかけて、部分的に遷移位置を後方に予測している様子など、よく似ている。一方  $\tilde{R}e_{\theta t}CF$  モデルは、ほとんど全領域で前縁付近に遷移位置を予測しており、横流れ不安定性を過大に評価している。

$C_L = 0.3$  では、実験の遷移している様子もはっきり見られるようになり、翼根付近だけ早い段階で遷移している。この  $C_L$  でも Grabe らと FaSTAR で同じような結果が得られており、 $\gamma - Re_{\theta t}$  モデルでも実験と似たような分布となっているが、横流れ不安定

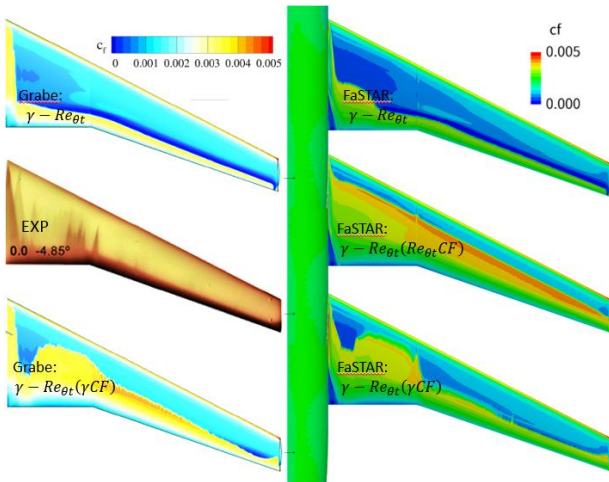


Fig. 7 Cf contours and TSP image on DLR-F4 ( $C_L = 0.0$ )

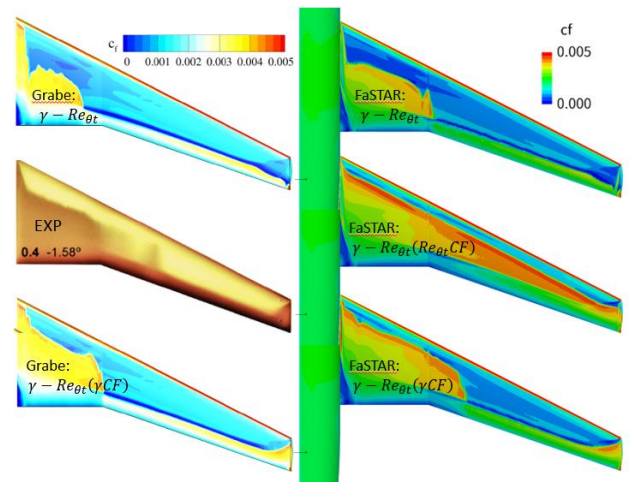


Fig. 9 Cf contours and TSP image on DLR-F4 ( $C_L = 0.4$ )

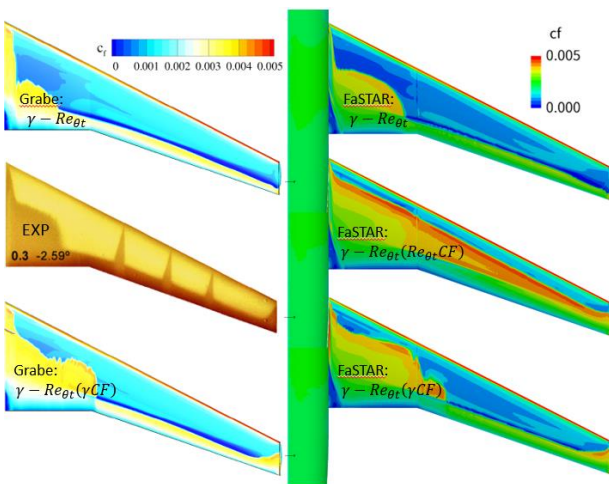


Fig. 8 Cf contours and TSP image on DLR-F4 ( $C_L = 0.3$ )

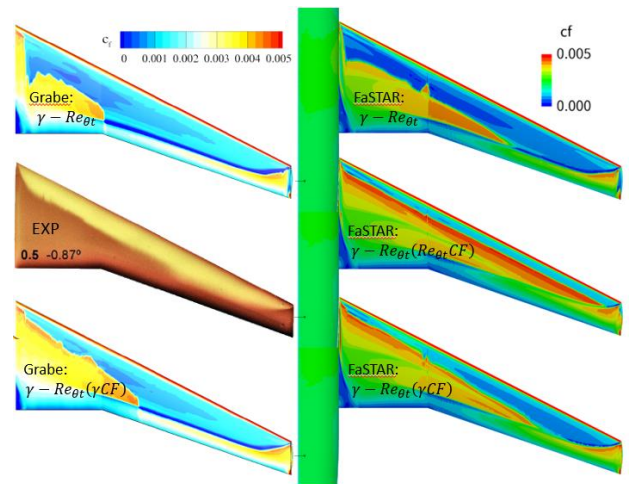


Fig. 10 Cf contours and TSP image on DLR-F4 ( $C_L = 0.5$ )

を考慮した $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$ モデルになると、翼根付近でさらに前縁寄りに遷移位置を予測するようになる。翼端後縁に着目すると、実験では局所的に分布が $\Delta$ 状になっている箇所見られるが、この分布は $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$ モデルだけ捉えられている。 $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルはこの $C_L$ でも過大に横流れ不安定性を評価しており、遷移位置は $C_L = 0.0$ と大きな違いは見られない。

$C_L = 0.4$ だと、遷移位置が前縁付近になる範囲が、翼根〜キック付近まで広がるようになるが、傾向は $C_L = 0.3$ と概ね同じである。GrabeらとFaSTARで比較すると、FaSTARの方が、遷移位置を前方に予測する領域がややスパン方向に大きい、 $\gamma CF$ モデルにすると翼根付近での遷移位置が前方に移動する様子などは同じ傾向である。 $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルは相変わらず全領域で前方に遷移位置を予測しているが、翼根付近では $\gamma CF$ モデルと同じようなCf分布になっている。

$C_L = 0.5$ になると、実験では前縁付近で遷移する領域がだいぶ広がり、翼根からキックと翼端の中央付近まではほぼコンスタントに遷移位置が前縁付近に存在する。 $\gamma - Re_{\theta t}$ モデルでは、GrabeらとFaSTARの両者とも翼根部分の横流れ不安定性の影響を評価することが出来ず、実験と比較して遷移位置を後方に予測しているが、 $\gamma CF$ モデルを入れることによって、翼根部分で早い段階で遷移するようになり、実験とも同じような分布が得られるようになる。 $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルについては、 $C_L$ にはほとんど依存せず、遷移はどの $C_L$ でも同じような位置に予測している。翼端付近での横流れ不安定性の評価は他の結果と比較して過大傾向ではあるが、

結果的に $C_L = 0.5$ では $\gamma CF$ モデルに近い結果となっている。

この形状では、実験との定量的な比較は難しいものの、Grabeらの結果とも比較することで、 $\gamma CF$ モデルが正しく機能していることを確認出来た。格子などが異なるため、Grabeらの結果と多少差異はあるが、 $\gamma CF$ モデルの有無による傾向はどの $C_L$ でも同じである。後退角のある3次元の航空機形状でも、 $\gamma CF$ モデルは有効であることが確認できた。一方 $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルは、横流れ不安定性を過大評価する傾向にあり、遷移位置の予測は $C_L$ にほとんど依存しない結果となった。Müllerらが行った6:1 inclined prolate spheroidの検証でも遷移の予測が実験とあっておらず、モデリングに課題があることを指摘している<sup>(8)</sup>。今後このモデルを使用する場合は、モデルのパラメータ調整なども検討していく予定である。

### 3. 3. JAXA TRA2012A<sup>(18,19)</sup>

TRA2012AはJAXAの技術参照機体であり、主翼は層流翼になっている。今回は主翼と胴体のみ形状を用いた。この形状では、JAXAで開発された $e^n$ 法による線形安定性解析を行うツール<sup>(20)</sup>を用いて遷移位置を予測した結果<sup>(19)</sup>と比較することで、モデルの検証を行った。

計算は、マッハ数 $M_\infty = 0.781$ の遷音速、迎角 $\alpha = 0.816\text{deg}$ で、MAC長 $c = 3.97\text{m}$ を基準とした $Re$ 数 $Re_c = 2.44 \times 10^7$ の気流条件で実施した。

計算格子は、 $e^n$ 法で入力する圧力係数を算出するために、事前にFaSTARで行った全面乱流のRANS計算で使用された格子と同



じものを採用した。遷移モデル用に考慮された格子ではないが、同じ格子かつ同じソルバを用いることで、 $e^N$ 法と本稿の遷移モデルで対等に比較することが可能である。ただし、事前計算はSpalart-Allmaras 乱流モデル(SA-nofit2-R)<sup>(6)</sup>で行われており、本稿のMenter SST 乱流モデルとは異なる。四面体ベースの非構造格子であり、翼面上も三角形で形成されているが、四角形の構造格子を二つに分割したような形状で配置されている。離散化はセル節点法で行い、ノード数は約200万、 $y^+ \leq 1.0$ である。Fig. 11に格子図を示す。

各乱流遷移モデルのCfコンター図をFig. 12に示す。 $e^N$ 法の結果<sup>(9)</sup>も重ね書きしている。 $e^N$ 法による遷移位置は、 $y$ 座標をスパンで無次元化した $y/s=0.26, 0.50, 0.55$ だけ他のスパン位置と比べてわずかに後方に予測しているように見えるが、基本的にスパン位置による違いは小さく、前縁付近にはほぼ直線上に予測している。遷移モデルを入っていない計算では、当然流れ場は全面乱流となっているため、層流領域は存在しない。コード中央付近に見られるCfの不連続は、衝撃波が発生している箇所である。

乱流遷移モデルとして $\gamma - Re_{\theta t}$ モデルを入れると、前縁付近では層流領域となり、乱流遷移が発生している。基本的には $e^N$ 法の結果と似たような位置に遷移を予測しており、 $e^N$ 法で遷移位置が直線上にない $y/s=0.26, 0.50, 0.55$ をよく見ると、特にこの部分だけ遷移位置が良く一致している。一方その他の遷移位置は、 $e^N$ 法の結果よりもやや後方に予測しており、全体的に見たときも横流れ不安定性を考慮していない影響が懸念される。

$\gamma - Re_{\theta t}(\tilde{R}e_{\theta t}CF)$ モデルにして横流れ不安定性を考慮すると、遷移位置は前縁側に移動する。ただしこのモデルでは、横流れ不安定性を過大に評価する傾向が見られ、 $e^N$ 法よりも前縁側で遷移している。遷移位置を上流側に予測する傾向はDLR-F4形状のときと同様であるため、3次元航空機形状でこのモデルを適用する場合は、何かリミタなどによる制御が必要かもしれない。

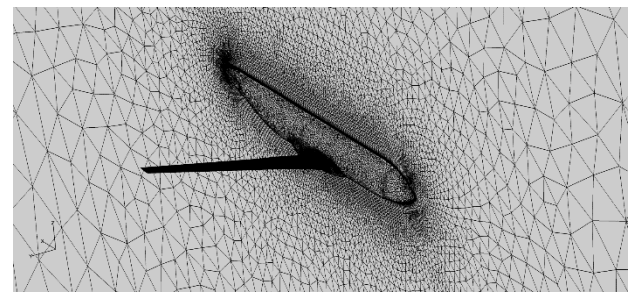
$\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$ による横流れ不安定性のモデル化でも、遷移位置は $\gamma - Re_{\theta t}$ モデルより前縁側に移動し、このモデルでは $e^N$ 法の結果とかなり類似した結果が得られている。 $\gamma - Re_{\theta t}$ モデルでは、3つの $y/s$ で $e^N$ 法とよく一致していたが、このモデルでは反対に $y/s=0.26, 0.50, 0.55$ 以外の全てで概ね $e^N$ 法と一致している。このモデルにおいては、 $e^N$ 法の結果をよく再現しており、後退角のある3次元航空機形状の横流れ不安定性を考慮した遷移モデルとして、有効な選択肢の一つかもしれない。

$\gamma - Re_{\theta t}$ モデルと $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$ の違いから、 $y/s=0.26, 0.50, 0.55$ だけ $e^N$ 法の結果が直線上にないのは、横流れ不安定性の予測による影響が考えられる。何かしらの影響で、 $e^N$ 法では3つの $y/s$ だけ横流れ不安定性の効果を小さく見積もった、もしくは $\gamma CF$ モデルの横流れ不安定性の予測が過大に評価されたことが予想される。今回は全面乱流のRANS解析用に用いられた格子を用いており、DLR-F4形状と比較してもだいぶ粗い格子となっているため、その影響が懸念される。かなり細かい議論ではあるが、今後 $e^N$ 法の結果とCFDの結果の差を考察するには、まずは格子の依存性を確認する必要があるだろう。

#### 4. まとめと今後の予定

$\gamma - Re_{\theta t}$ 乱流遷移モデルをベースとして、 $\tilde{R}e_{\theta t}$ の生成項に横流れ不安定性を考慮した $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルと、 $\gamma$ の生成項に横流れ不安定性を考慮した $\gamma CF$ モデルを非構造流体解析ソルバFaSTARに組み込み、乱流遷移モデルの検証を行った。

無限長を仮定した後退角のあるNASA NLF(2)-0415の検証計算では、 $\gamma CF$ モデルを使用して格子収束性を確認し、遷移の予測は壁面垂直方向の格子の影響が大きいことを示した。 $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルと $\gamma CF$ モデルでは、乱流遷移の仕方に違いは見られたが、 $Re$ 数が

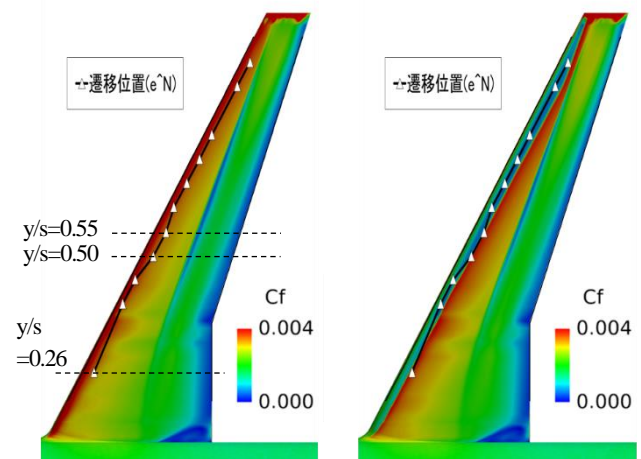


(a) Around the airplane



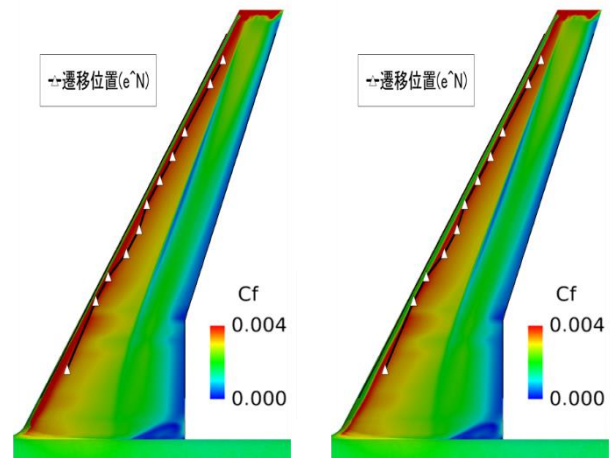
(b) Wing

Fig. 11 Grid of TRA2012A



(a) No transition model

(b)  $\gamma - Re_{\theta t}$



(c)  $\gamma - Re_{\theta t}(\tilde{R}e_{\theta t}CF)$

(d)  $\gamma - Re_{\theta t}(\gamma CF)$

Fig. 12 Comparison of Cf contours and  $e^N$  method on TRA2012A

大きくなると早い段階で遷移する様子を再現し、両モデルとも遷移位置は実験とよく一致する結果が得られた。

3次元航空機形状では、DLR-F4とTRA2012Aに対して検証を行った。DLR-F4形状では4ケースの $C_L$ で計算を実施し、実験結果とGrabeらの検証計算の結果<sup>(10)</sup>と比較した。 $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルは $C_L$ にあまり依存しない結果となり、横流れ不安定を過大に評価する傾向が見られたが、 $C_L = 0.5$ での翼根の遷移位置などは、 $\gamma - Re_{\theta t}$ モデルより実験結果に近づく結果が得られるようになった。 $\gamma CF$ モデルでは、どの $C_L$ でもGrabeらの結果と同じ傾向となり、モデルが正しく機能していることを確認出来た。実験と比較しても、概ね似たような分布を得ることが出来た。

TRA2012Aでは、 $e^N$ 法の結果<sup>(9)</sup>と比較して検証した。 $\gamma - Re_{\theta t}$ モデルでは $e^N$ 法の結果よりもやや後方に遷移位置を予測したが、横流れ不安定性を考慮することによって、両モデルとも遷移位置が前縁側に移動する様子が見られた。 $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルは $e^N$ 法よりも前縁側に遷移位置を予測し、 $\gamma CF$ モデルは $e^N$ 法の結果とほとんど同じ結果を得ることが出来た。

今後は、まず3次元航空機形状に対して $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルを適用したときに、横流れ不安定性を過大に評価したことについて調査する予定である。原因の一つとしては、ラフネスの影響が考えられる。NLF(2)-0415の実験ではラフネス高さ $9\mu\text{m}$  (peak-to-peak) $3.3\mu\text{m}$ (rms)で実施されている<sup>(31)</sup>のに対して、DLR-F4のTSPを使用した実験では、少なくともラフネス高さを $0.15\mu\text{m}$ より小さくしなければならないとしている<sup>(28)</sup>。MüllerらのモデリングはNLF(2)-0415の最大ラフネス高さ $9\mu\text{m}$ で実施された実験結果に対して行われているため、それよりもラフネス高さが小さいケースに対しては、過剰に予測してしまったことが予想される。ラフネス高さを考慮したモデルもあり<sup>(9)</sup>、我々はこのモデルの調査とともに、Müllerらのモデルパラメータの調整なども検討している。このモデルは比較の実装も容易であり、計算負荷もあまりかからない。また使用している変数も少なく、他の乱流モデルとの組み合わせもしやすいと考えられるため、実用的な精度が得られるようになれば、有用なモデルになると考える。 $\gamma CF$ モデルについてもさらなる検証例を増やしていく予定である。

次に、Spalart-Allmaras(SA)乱流モデル<sup>(30,32)</sup>への適用である。SAモデル用の $\gamma - Re_{\theta t}$ モデルは、Medidaらが $\gamma - \overline{Re_{\theta t}} - SA$ モデルとして提案しており<sup>(33)</sup>、FaSTARにもこの遷移モデルが実装されている。SAモデルの横流れ不安定性を考慮した遷移モデルとしては、Jungらが本稿の $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルを $\gamma - \overline{Re_{\theta t}} - SA$ モデルと組み合わせて検証している<sup>(34)</sup>。彼らは $\tilde{R}e_{\theta t}CF$ モデルのパラメータを調整して実装している。 $\gamma CF$ モデルをSAモデルに組み込んだ例は報告されていないが、SSG/LRR- $\omega$ モデルで検証したケース<sup>(35)</sup>はあり、これらも参考にして実装を試みる予定である。

## 謝辞

TRA2012Aの格子データ及び $e^N$ 法の結果は、JAXA航空技術部門航空システム研究ユニットよりご提供いただきました。ここに感謝の意を表します。

## 参考文献

- (1) Atobe, T., Kurotaki, T., Sumi, T. and Takagi, S., "Challenge for Natural Transition Simulation of Wing Boundary Layer with an Innovative 3-D LES Technique," AIAA paper 2006-3533, 2006.
- (2) 渡辺大輔, 前川博, 松尾裕一, "圧縮性境界層の遷移に伴う音波発生機構の研究," 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2005, JAXA-SP-05-017, pp.168-172, 2005

- (3) Smith, A. M. O., Gamberoni, N., "Transition, Pressure Gradient and Stability Theory," Douglas Aircraft Company, Long Beach, Calif. Rep. ES 26388, 1956.
- (4) Shi, Y., Gross, R., Mader, C. A. and Martins, J., "Transition Prediction in a RANS based on Linear Stability Theory for complex Three-Dimensional Configurations," AIAA paper 2018-0819, 2018.
- (5) Langtry, R. B., Menter, F. R., "Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes," AIAA Journal, Vol. 47, No. 12, pp. 2894-2906, 2009.
- (6) Watanabe, Y., Misaka, T., Obayashi, S., Arima, T. and Yamaguchi, Y., "Application of Crossflow Transition Criteria to Local Correlation-Based Transition Model," AIAA paper 2009-1145, 2009.
- (7) Medida, S., Baeder, J., "A New Crossflow Transition Onset Criterion for RANS Turbulence Models," AIAA paper 2013-3081, 2013
- (8) Müller, C., Herbst, F., "Modelling of Crossflow-Induced Transition based on Local Variables," 6th European Conference on Computational Fluid Dynamics (ECFD), 2014.
- (9) Langtry, R. B., Sengupta, K., Yeh, D. T. and Dorgan, A. J., "Extending the  $\gamma - Re_{\theta t}$  Local Correlation based Transition Model for Crossflow Effects," AIAA paper 2015-2474, 2015.
- (10) Grabe, C., Shengyang, N. and Krumbain, A., "Transition Transport Modeling for the Prediction of Crossflow Transition," AIAA paper 2016-3572, 2016.
- (11) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, ラファールパウルス, 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, JAXA-SP-10-012, pp.79-84, 2010.
- (12) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T., Ishiko, K., Hishida, M., Sakashita, M. and Lahur, P., "Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR'," AIAA paper 2012-1075, 2012.
- (13) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 坂下雅秀, ラファールパウルス, "高速な非構造格子流体ソルバ FaSTAR の開発," 日本航空宇宙学会論文集, 63(3), pp. 96-105, 2015.
- (14) Park, M. A., Morgenstern, J. M., "Summary and Statistical Analysis of the First AIAA Sonic Boom Prediction Workshop," AIAA Journal, Vol. 53, No. 2, pp. 578-598, 2016.
- (15) 橋本敦, "Summary of Third Aerodynamics Prediction Challenge (APC-III)," JAXA-SP-17-001, pp.163-235, 2017.
- (16) Tinoco, E. N., et al., "Summary Data from the Sixth AIAA CFD Drag Prediction Workshop: CRM Cases," AIAA Journal, Vol. 55, No. 4, pp. 1352-1379, 2018.
- (17) NASA Langley Research Center, "Turbulence Modeling Resource," <http://turbmodels.larc.nasa.gov>.
- (18) 野村聡幸, "燃料消費削減を目指した将来旅客機の概念設計," JAXA-RR-13-007, pp. 1-14, 2013.
- (19) Kwak, D., Nomura, T., Tokugawa, N., Kurita, M. and Murayama, M., "Introduction of research project for environmental conscious aircraft technology in JAXA," Greener Aviation 2016 Symposium, Brussels, Belgium, 11-13 Oct., 2016.
- (20) Shima, E., Kitamura, K., "Parameter Free, Simple, Low-dissipation AUSM-family Scheme for All Speeds," AIAA Journal, Vol.49, pp.1693-1709, 2011.
- (21) Menter, F. R., Kuntz, M. and Langtry, R., "Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model," Turbulence, Heat and Mass Transfer 4, pp.625-632, 2003.
- (22) Shima, E., Kitamura, K. and Haga, T., "Green-Gauss/Weighted-Least-Squares Hybrid Gradient Reconstruction for Arbitrary



- Polyhedra Unstructured Grids,” AIAA Journal, 51(11), pp. 2740-2747, 2013.
- (23) 菱田学, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, “高速非構造 CFD ソルバ FaSTAR における新勾配制限関数,” JAXA-SP-10-012, 2010.
- (24) Menshov, O. S., Nakamura, Y., “Implementation of the LU-SGS Method for an Arbitrary Finite Volume Discretization,” 第 9 回数値流体シンポジウム, 1995.
- (25) Dagenhart, J. R., Saric, W. S., “Crossflow Stability and Transition Experiments in Swept-Wing Flow,” NASA-TP-1999-209344, 1999.
- (26) Levy, D. W., et al., “Data Summary from the First AIAA Computational Fluid Dynamics Drag Prediction Workshop,” AIAA Journal, Vol.40, No. 5, pp.875-882, 2003.
- (27) Fey, U., Egami, Y., Asai, K., “Transition detection by temperature sensitive paint at cryogenic temperatures in the European Transonic Wind tunnel (ETW),” ICIASF 2003, pp.77-88, 2003.
- (28) Fey, U., Egami, Y., Engler, R. H., “High Reynolds number transition detection by means of temperature sensitive paint,” AIAA paper 2006-514, 2016.
- (29) K. Yoshida, H. Ogoshi, Y. Ishida, M. Noguchi., “Numerical Study on Transition Prediction Method and Experimental Study on Effect of Supersonic Laminar Flow Control,” NAL-SP-31, pp.59-79, 1996
- (30) Dacles-Mariani, J., Zilliac, G. G., Chow, J. S., and Bradshaw, P., “Numerical/Experimental Study of a Wingtip Vortex in the Near Field,” AIAA Journal, Vol. 33, No. 9, pp. 1561-1568, 1995.
- (31) Radeztsky, R. H., Jr., Reibert, M. S., and Saric, W. S., “Effect of Micron-Sized Roughness on Transition in Swept-Wing Flows,” AIAA Paper 1993-0076, 1993.
- (32) Spalart, P. R., Allmaras, S. R., “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows,” Recherche Aerospaciale, No. 1, pp. 5-21, 1994.
- (33) Medida, S., Baeder, J., “Numerical Investigation of 3-D Dynamic Stall using Delayed Detached Eddy Simulation,” AIAA paper, 2012-99, 2012.
- (34) Jung, Y. S., Baeder, J., “ $\gamma$ -Re $\theta$ -SA with Crossflow Transition Model using Hamiltonian-Strand Approach,” AIAA paper, 2018-1040, 2018.
- (35) Nie, S., et al., “Extension of a Reynolds-Stress-Based Transition Transport Model for Crossflow Transition,” AIAA Journal, Vol.55, No. 4, pp.1641-1654, 2018.