

γ - Re_θ 遷移モデルの検証と横流れ不安定のモデル化に関する検討

渡辺悠人, 三坂孝志, 大林茂, 加藤琢真, 齋木祐一郎

東北大学 流体科学研究所

有馬敏幸, 山口義博

(株) 本田技術研究所 基礎技術研究センター

Validation of γ - Re_θ Transition Model and Modeling of Crossflow Instability

Yuto Watanabe, Takashi Misaka, Shigeru Obayashi, Takuma Kato, Yuichiro Saiki,
Toshiyuki Arima and Yoshihiro Yamaguchi

ABSTRACT

The γ - Re_θ transition model was applied to predict the boundary layer transition on NACA0015 airfoil and validated by comparing the simulation results with experiment. The comparison showed the lack of prediction accuracy in negative pressure gradient. The crossflow parameter proposed by Kohama *et al.* was selected as a candidate for crossflow modeling and its implementation was attempted only using local flow variables. The crossflow parameter was evaluated on the flowfield of S5010 swept wing and compared with other crossflow parameters. The results showed the potential effectiveness of this criterion.

1. はじめに

近年のコンピューター性能の向上により LES (Large Eddy Simulation) や DNS (Direct Numerical Simulation) による空力解析が盛んに研究されているが、計算コスト上の制約から産業利用においては RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) による解析が未だ重要な地位を占めている。レイノルズ数が 10^5 程度の場合等、境界層遷移を考慮すべき対象も多く、工学的な応用において現実的な計算コストで境界層遷移を考慮した計算手法の開発が求められている。また、レイノルズ数の制限される風洞実験結果との比較においても境界層遷移を考慮する必要がある。

境界層遷移の予測法としては、 e^N 法⁽¹⁾や実験的に求められた主流乱れ度と遷移の起こる境界層の積分パラメータとの相関を用いた方法⁽²⁾に加え、最近では境界層遷移に関して特別なモデルを使わず LES, DNS により境界層遷移の直接解析も行われてきている^(3,4)。これらの手法は翼単体のような単純な形状には用いられているが、現状では各種流体機械のような複雑形状に対しては手法上の制限や計算コストの観点から適用が困難である。

このような現状を踏まえ、Menter らは γ - Re_θ 遷移モデルを提案した⁽⁵⁻⁷⁾。この手法では物体回りで境界層運動量厚さなどの積分パラメータを陽的に計算する必要が無く、非構造格子を用いた Navier-Stokes コードにも導入しやすい等、複雑形状に対する境界層遷移を考慮した流れの計算法として期待できる。

これまで非構造格子三次元有限体積法コードである Tohoku university Aerodynamic Simulation code (TAS code)⁽⁸⁻¹⁰⁾ に γ - Re_θ 遷移モデルを組み込み、翼型の失速予測⁽¹¹⁾や JAXA-HLD モデルへの適用⁽¹²⁾を行ってきたが、流れ場の詳細な検討は十分に行われていない。本研究では基礎実験の結果と比較することで γ - Re_θ 遷移モデルの詳細な検証を行った。

また、 γ - Re_θ 遷移モデルは複雑形状周りの流れ場解析に容易に適用可能という優れた特徴を持つが、モデル内においては三次元遷移を陽的に考慮しておらず、この特徴を生かしきれていない。そこで、小濱らによって提案された横流れ遷移のパラメータの γ - Re_θ 遷移モデルへの実装の可能性についても検討を行う。

2. 解法

2. 1 流れの数値計算手法

解析には非構造格子三次元有限体積法コードである TAS code を用いた。低速流について解析を行うため Weiss の前処理法^(13,14)および U-MUSCL⁽¹⁵⁾を導入している。また、前処理法を導入するにあたり、数値流束計算法及び LU-SGS に変更が加えられている⁽¹⁶⁾。前処理法に用いる擬似音速は以下のようにした。

$$U_{ref} = \min(c, \max(|u|, Ku_\infty)) \quad (1)$$

ここで c は音速, u は局所流速, u_∞ は一様流速, K は定数である。参照速度は計算のロバスト性に大きな影響を与えることが指摘されている。したがって、本研究においては二次元解析においては $K=1.0$ 、三次元解析においては $K=3.0$ として計算を行った。また、計算初期の数百ステップで参照速度を音速に拘束することにより前処理なしで計算を行い、徐々に参照速度を式(1)に近づけた。

物理量の外挿法の一つである U-MUSCL は以下の式で表される。

$$\tilde{Q}_{i+1/2}^L = Q_i + \frac{\chi}{2}(Q_{i+1} - Q_i) + (1 - \chi)\nabla Q_i \cdot \hat{r} \quad (2)$$

ここで Q は物理量, \hat{r} は接点間ベクトル, χ は定数である。定数については $\chi < 1$ で安定であり, $\chi=0$ で通常の空間 2 次精度, 1 次元問題において等間隔の格子を用いた場合には $\chi=0.5$ で 3 次精度となる。しかし, 3 次元については最適な値は問題により異なることが報告されている⁽¹⁵⁾。今回の計算においては理論的な最適値である $\chi=0.5$ を用いて計算を行った。

2. 2 γ - Re_θ 遷移モデル

本研究では境界層遷移位置の予測に Menter らによって提案された γ - Re_θ 遷移モデル⁽⁵⁻⁷⁾を用いた。このモデルはブラジウス境界層における遷移運動量厚さレイノルズ数 Re_θ と過度レイノルズ数 Re_v の最大値の間に

$$Re_v(x, \tilde{y})_{\max} \sim 2.193 Re_\theta(x) \quad (3)$$

という関係が近似的に成り立つことを利用している。 Re_v は局所的な値のみから求めることができるので、境界層の積分パラメータが必要な Re_θ を直接計算することなく遷移予測を行うことを可能にしている。

遷移予測の手続きとしては、まず流れ場全体に局所的な乱れ強さ Tu を基に実験から求めた相関を用いて Re_{θ_t} の分布を作る。 Re_{θ_t} は Tu と圧力勾配パラメータ λ_θ の関数となっている。

$$Re_{\theta_t} = f(Tu, \lambda_\theta) \quad (4)$$

式(4)は Tu と Re_{θ_t} , λ_θ と Re_{θ_t} の間の実験結果に基づく 2 つの相関を用いて定められ、それぞれ以下の式で表される。

$$Re_{\theta_t} = [110.0 + \exp(7.08 - Tu)]F(\lambda_\theta, K) \quad (5)$$

$$F(\lambda_\theta, K) = 1 - \left[-10.32\lambda_\theta - 89.47\lambda_\theta^2 - 265.51\lambda_\theta^3 \right] e^{\left[\frac{-Tu}{3.0} \right]} \quad (\lambda_\theta \leq 0) \quad (6)$$

$$F(\lambda_\theta, K) = 1 + \left[0.0962K + 0.148K^2 + 0.0141K^3 \right] \left[1 - e^{\left[\frac{-Tu}{1.5} \right]} \right] + 0.556 \left[1 - e^{\left[\frac{-23.9\lambda_\theta}{1.5} \right]} \right] e^{\left[\frac{-Tu}{1.5} \right]} \quad (\lambda_\theta > 0) \quad (7)$$

$$\lambda_\theta = \frac{\theta^2}{\nu} \frac{dU}{ds}, \quad K = 10^6 \frac{\nu}{U^2} \frac{dU}{ds} \quad (8)$$

式(5)の右辺の $F(\lambda_\theta, K)$ は λ_θ と Re_{θ_t} の間の実験的相関であり、Menter らによって提案された相関をそのまま用いている。しかし Tu と Re_{θ_t} の相関については公開されていないため、平板境界層に関する実験に基づき上記のように関数を決定した^(11,12)。

次に Re_{θ_t} を用いて局所遷移運動量厚さレイノルズ数 \tilde{Re}_{θ_t} の輸送方程式を解き境界層内の Re_{θ_t} の分布を求める。そして、 Re_θ を式(3)の関係をj用いて局所的な流体変数から求まる渦度レイノルズ数 Re_ν ($=(\gamma^2 \Omega)/\nu$) から求め、しきい値である \tilde{Re}_{θ_t} と比較することで遷移判定を行う。遷移開始位置が定まれば、そこから間欠度 γ の輸送方程式を解くことで遷移領域を表現する。このため、 γ - Re_θ 遷移モデルでは k - ω SST 乱流モデルの 2 変数に加えて、以下に示す γ および \tilde{Re}_{θ_t} についての輸送方程式を解く。

$$\frac{\partial(\rho \tilde{Re}_{\theta_t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \tilde{Re}_{\theta_t})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta_t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \tilde{Re}_{\theta_t}}{\partial x_j} \right] + P_{\theta_t} \quad (9)$$

$$\frac{\partial(\rho \gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] + P_{\gamma 1} - E_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} - E_{\gamma 2} \quad (10)$$

式(9)では生成項 P_{θ_t} によって Tu の影響を考慮し、境界層内の \tilde{Re}_{θ_t} 分布を求めている。式(10)の生成項のうち $P_{\gamma 1}$ - $E_{\gamma 1}$ は遷移を促進する項であり、 $P_{\gamma 2}$ - $E_{\gamma 2}$ は再層流化を考慮するための項である。遷移開始位置が決まるとそこから $P_{\gamma 1}$ が有効になり、 γ が上昇するようになっている。式(9)の生成項は式(11)-(19)で、式(10)の生成項は式(20)-(33)で表される。

$$P_{\theta_t} = c_{\theta_t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta_t} - \tilde{Re}_{\theta_t}) (1 - F_{\theta_t}) \quad (11)$$

$$t = \frac{500\mu}{\rho U^2} \quad (12)$$

$$F_{\theta_t} = \min \left(\max \left(F_{wake} \cdot e^{-\left(\frac{\gamma}{\delta} \right)^4}, 1.0 - \left(\frac{\gamma - 1/c_{e2}}{1.0 - 1/c_{e2}} \right) \right), 1.0 \right) \quad (13)$$

$$\theta_{BL} = \frac{\tilde{Re}_{\theta_t} \mu}{\rho U} \quad (14)$$

$$\delta_{BL} = \frac{15}{2} \theta_{BL} \quad (15)$$

$$\delta = \frac{50\Omega y}{U} \cdot \delta_{BL} \quad (16)$$

$$Re_\omega = \frac{\rho \omega y^2}{\mu} \quad (17)$$

$$F_{wake} = e^{-\left(\frac{Re_\omega}{1e+5} \right)^2} \quad (18)$$

$$c_{\theta_t} = 0.03, \sigma_{\theta_t} = 2.0 \quad (19)$$

$$P_{\gamma 1} = F_{length} c_{a1} \rho S [\gamma F_{onset}]^{c_a} \quad (20)$$

$$F_{length} = 1260 \tilde{Re}_{\theta_t}^{1.4} \frac{\mu_l}{\rho_\infty U_\infty} \frac{1}{Re} \quad (21)$$

$$E_{\gamma 1} = c_{e1} P_{\gamma 1} \gamma \quad (22)$$

$$Re_\nu = \frac{\rho \gamma^2 S}{\mu} \quad (23)$$

$$F_{onset1} = \frac{Re_\nu}{2.193 Re_{\theta_t}} \quad (24)$$

$$Re_c = 0.9 \tilde{Re}_{\theta_t} \quad (25)$$

$$F_{onset2} = \min(\max(F_{onset1}, F_{onset1}^4), 2.0) \quad (26)$$

$$R_T = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad (27)$$

$$F_{onset3} = \max \left(1 - \left(\frac{R_T}{2.5} \right)^3, 0 \right) \quad (28)$$

$$F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3}, 0) \quad (29)$$

$$P_{\gamma 2} = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{turb} \quad (30)$$

$$E_{\gamma 2} = c_{e2} P_{\gamma 2} \gamma \quad (31)$$

$$F_{turb} = e - \left(\frac{R_T}{4} \right)^4 \quad (32)$$

$$c_{e1} = 1.0, c_{a1} = 2.0, c_a = 0.5, c_{e2} = 50, c_{a2} = 0.06, c_\gamma = 1.0 \quad (33)$$

ここで、 F_{length} および Re_c についても公開されていないため、平板境界層における検証結果を元に独自に関数を決定している^(11,12)。

γ - Re_θ 遷移モデルは以下のように γ を通して k - ω SST 乱流モデルの乱流エネルギー方程式と組み合わせられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \tilde{P}_k - \tilde{D}_k \quad (34)$$

$$\tilde{P}_k = \gamma_{eff} P_k \quad (35)$$

$$\tilde{D}_k = \min(\max(\gamma_{eff}, 0.1), 1.0) D_k \quad (36)$$

ここで γ_{eff} ははく離流遷移などを考慮した際の有効間欠度であり、以下の式で表される。

$$\gamma_{eff} = \max(\gamma, \gamma_{sep}) \quad (37)$$

$$\gamma_{sep} = \min \left[2 \max \left(\frac{Re_\nu}{3.235 Re_c} - 1.0, 0 \right) F_{reat}, 2 \right] F_{\theta_t} \quad (38)$$

$$F_{reat} = e^{-\left(\frac{R_T}{20} \right)^4} \quad (39)$$

2. 3 横流れ不安定のモデル化

横流れ成分の指標としてはゲルトラー不安定とのアナロジーから小濱らによって導出された横流れ不安定に関するパラメータ（通称：小濱パラメータ， C_K と表記）を用いる⁽¹⁷⁾．小濱パラメータは式(40)で表される．

$$C_K = \frac{V_e \theta}{\nu} \sqrt{\frac{\theta}{r}} \quad (40)$$

ここで V_e は境界層外縁での速度， θ は運動量厚さ， r は局所流線の曲率半径の壁面と並行な成分である． V_e と θ については現状のコード内で評価可能であるが， r については別途計算する必要がある． r は以下のようにして求める．

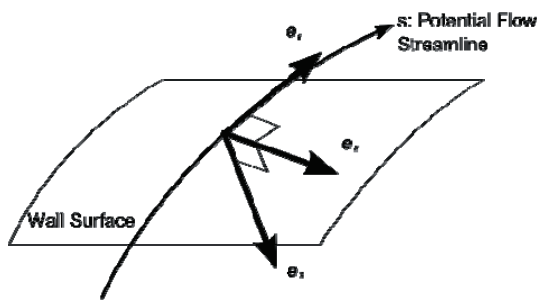


図1 Potential flow streamline と Frenet frame

図1の座標系（Frenet frame）において， e_1 は流線の接線方向の単位ベクトルであり，速度ベクトルと同じ向きを持つ単位ベクトルである． $V_e = V_e e_1$ が成り立つため， e_1 は $e_1 = V_e / |V_e|$ で求めることができる． e_1 を流線方向距離 s の関数とすると，Frenet-Serret の公式から，

$$\frac{de_1(s)}{ds} = \kappa e_2 \quad (41)$$

が成り立つ．ここで κe_2 は e_1 に直行し，その大きさは曲率を表す．

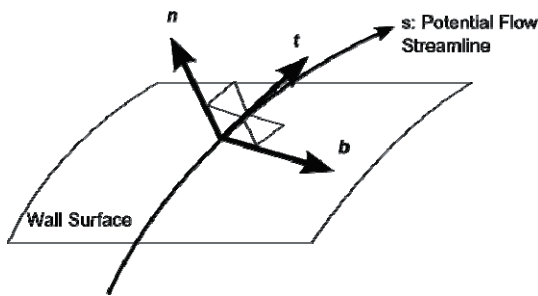


図2 Potential flow streamline と物体表面座標系

図2の座標系において $t = e_1$ ， n は壁面に垂直な単位ベクトル， b は $b = t \times n$ で表される陪法線ベクトルである． b は境界層外縁の速度ベクトルに直交する単位ベクトルであり，横流れ方向の単位ベクトルとなる．したがって，流線曲率ベクトルの壁面に平行な成分は，

$$\kappa_b = |\kappa e_2 \cdot b| \quad (42)$$

その曲率半径 r は，

$$r = \frac{1}{\kappa_b} = \frac{1}{\kappa |e_2 \cdot b|} \quad (43)$$

より求まる．この方法で r の値を求めることで，小濱パラメータは局所的な物理量のみで評価が可能であり， γ - Re_0 遷移モデルの長所を保ちながら横流れ不安定をモデル化可能である．

3. 結果および考察

3. 1 二次元解析

計算には NACA0015 翼型を用いた．その計算格子を図3に示す．TAS code は三次元用コードであるため，スパン方向に単位長さ（翼弦長）の厚さを持つ層を1層追加した擬似二次元解析となっている．総格子点数は約 55,000 点， y^+ は物体前縁近傍で最大値をとり，その値は1程度であった．流れ条件は実験条件⁽¹⁸⁾に合わせ表1の通りに決定した．

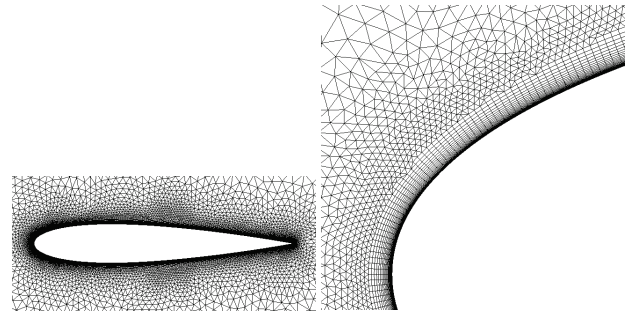


図3 二次元計算格子

表1 NACA0015 計算条件

流速[m/s]	Re	迎角[deg]	主流乱れ度[%] (@LE)
30	7×10^5	0, 3	0.055 (0.04)
40	9×10^5	-3, 0, 3, 5	0.068 (0.05)

まず実験⁽¹⁸⁾と計算によって得られた翼型上面の圧力係数分布を図4に示す． $\alpha=0$ のケースについては実験値と計算値でよい一致を示しており，実験において二次元性が保たれている． $\alpha=3$ については計算において負圧ピークの大きさが若干大きく見積もられている．これは実験では三次元模型を主流中に設置しているため，翼の上面と下面の圧力差によって流れの三次元性が増したことに起因すると考えられる． $\alpha=5$ については圧力計測の結果がないため確認できないが，翼上面と下面の圧力差はさらに大きくなることから負圧ピークの差も大きくなるものと推測される．

次に翼型表面における摩擦係数分布を図5に示す．図5において，各曲線は計算によって得られた壁面摩擦係数分布，図内に縦に示されている破線は実験においてナフタレン昇華法によって得られた遷移位置である⁽¹⁸⁾．それぞれの線は流れ条件別に色分けされており，同じ色の曲線と破線はそれぞれ同じ流れ条件における結果である．摩擦係数が上昇している区間で層流から乱流への遷移が起きているので，その位置と実験値を比較することでモデルによる予測精度を評価する．図5から，いずれの流れ条件においても計算における遷移位置は実験よりも後方に予測されている．迎角が大きくなるにつれてその差は小さくなっているが，これは計算において負圧ピークが大きく見積もられているために，負圧ピーク後の逆圧力勾配が強くなっていることが原因である．

計算によって得られた摩擦係数分布に着目すると，摩擦係数が立ち上がる直前に負の値をとっていることから，乱流遷移が始まる直前に流れははく離していることがわかる．また，圧力係数分布においてもはく離泡位置周辺で波打った分布になっており，このことからやはりはく離泡が存在することが分かる．そこで，遷移が始まる直前の領域の速度ベクトルを確認した結果が図6である．速度ベクトルの色は渦粘性の値を表しており，はく離泡の後方から渦粘性が立ち上がり，その後方で乱流に遷移していることが分かる．

したがって、今回の計算でははく離泡の形成による遷移が予測されている。

一方、実験の圧力係数分布を見てみると、計算結果ほどはっきりとはないが波打ったような分布が見られる。したがって実験においてもはく離泡が形成されている可能性があるが、その存在は可視化などによって確認されていない。

以上の結果を踏まえ、実際の流れ場においてははく離泡が存在しているかどうかにより現状の遷移モデルの改善すべき点は異なってくる。

はく離泡が存在していた場合には、はく離流遷移に関わる部分に問題があるといえる。過去に行った前縁はく離の生じる平板境界層の検証計算⁽¹¹⁾においては、はく離泡の大きさ、摩擦係数分布などについて実験と比較しよい結果を得ている。また、前縁はく離の起こる翼型についての計算⁽¹¹⁾では圧力係数分布などについて検証が行われ、全面乱流に比べよい結果を得たものの、はく離泡の大きさ等については実験とは差があることが確認された。今回のケースに

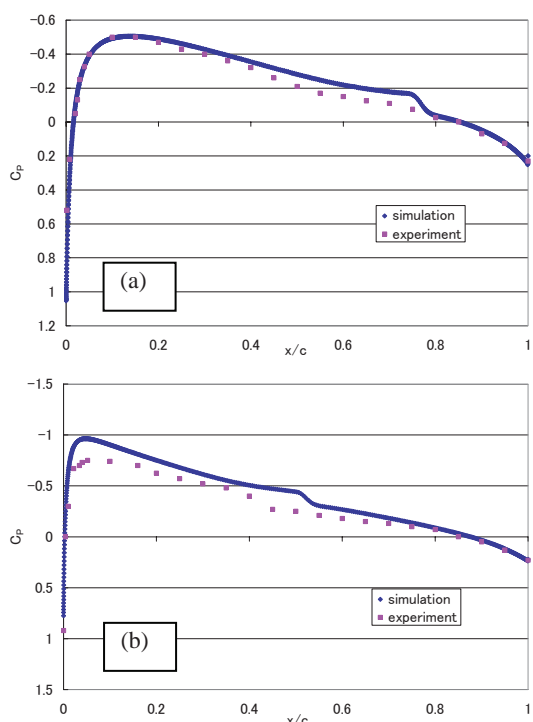


図4 圧力係数分布の比較
(a) $\alpha=0[\text{deg}]$ (b) $\alpha=3[\text{deg}]$

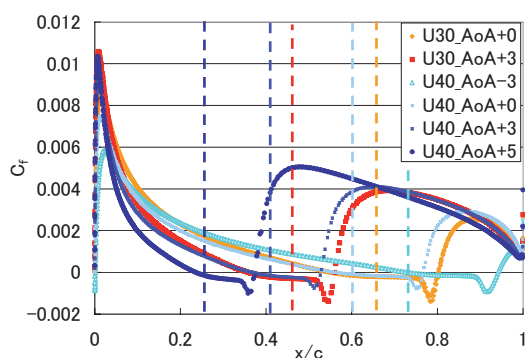


図5 壁面摩擦係数分布
(破線は実験における遷移位置を表す)

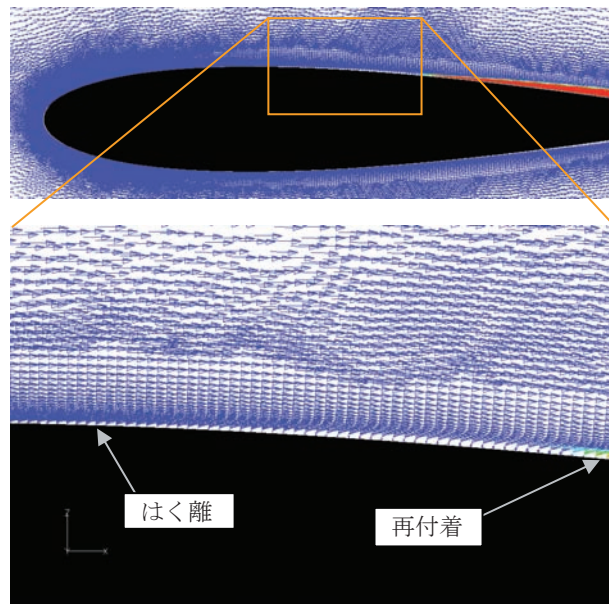


図6 はく離泡付近の流れ場
($U_\infty = 30[\text{m/s}]$, $\alpha = 3[\text{deg}]$, 色は渦粘性を表す)

ついてははく離泡が翼型の中ごろに生じている。もしはく離が始まる位置が異なっているのであれば、遷移モデルではなくソルバーの高精度化、もしくははく離泡付近の格子点を増やす等の方法によって結果が改善される可能性がある。はく離泡の大きさが異なるようであれば、はく離泡に関するモデルの改善が必要といえる。

実際の流れ場においてははく離泡が生じていなかった場合には、自然遷移の遷移相関を改善する必要があるといえる。自然遷移については、圧力勾配の存在しない平板境界層の検証計算において実験結果とよい一致を見せている⁽¹¹⁾。したがって、圧力勾配に関わる実験的相関について特に改善が必要である。現在用いているモデルは乱れ強さ Tu と遷移運動量厚さレイノルズ数 $Re_{\theta t}$ の相関は平板境界層の計算に基づき本研究室で独自に作成したものであるが、圧力勾配パラメータ $\delta_{0.1}$ と遷移運動量厚さレイノルズ数 $Re_{\theta t}$ の相関については Menter らの提案した相関をそのまま用いている。したがって、前者の相関に合わせて後者の相関も調整すべきだと考えられる。

3.2 三次元解析

実験条件に合わせて後退角(30deg)を持たせた三次元翼の計算を行い、横流れ不安定による境界層遷移に関連するパラメータである横流れ速度成分の最大値 $|U_{CF}|_{\max}$ と横流れレイノルズ数 Re_{CF} 、小湊パラメータ C_K の分布を求めた。横流れレイノルズ数についてはいくつかの異なった定義が存在するが、今回は以下の式で定義されるものを使用した⁽¹⁹⁾。

$$Re_{CF} = \frac{|U_{CF}|_{\max} \cdot \delta_{0.1}}{\nu} \quad (44)$$

ここで、 $\delta_{0.1}$ は横流れ速度成分がその最大値の 10% になる位置までの高さである。横流れレイノルズ数を求める際には横流れ速度成分の最大値 $|U_{CF}|_{\max}$ が必要であるため、境界層内部の速度分布をサーチする必要がある。これまでに行われた一連の実験においては横流れ不安定による乱流遷移は観測されなかったため、実験結果と計算結果を比較することが不可能であった。したがって、境界層外縁の物理量のみで求められる C_K と境界層内部の情報が必要とする Re_{CF} を比較することによって C_K を用いた横流れ遷移評価の可能性を評価することとした。

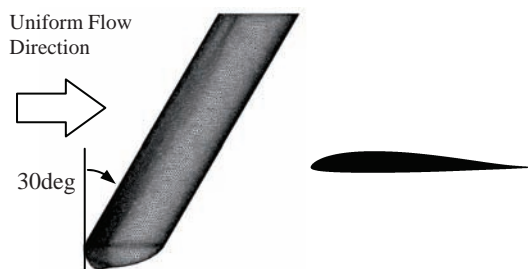


図7 三次元計算格子と S5010 翼型

今回は翼前縁近傍における層流境界層のプロファイルに注目しているため、計算においては乱流モデルを用いていない。そのため翼上面において圧力回復が起こる場所ですぐに流れがはく離している。計算条件は $M_\infty=0.074$, $Re=5 \times 10^5$, $\alpha=0, -24[\text{deg}]$ である。過去の実験から $\alpha=-24$ において翼上面に横流れ不安定が支配的な流れ場が形成されると考え、この条件を設定した。計算に用いた格子を図7に示す。格子点数は約225万点である。

図8-10はそれぞれ翼上面における $|U_{CF}|_{\max}$, Re_{CF} , C_K の分布である。今回は乱流モデルを用いずに計算しているため $\alpha=0$ では流線から分かるように翼の後半で流れがはく離しているが、はく離線より上流側のみ着目する。翼上面における $|U_{CF}|_{\max}$ の最大値を $\alpha=0$ と -24 で比較すると、 $\alpha=0$ の方が大きな値となっている。一方、 Re_{CF} と C_K においては最大値は明らかに $\alpha=-24$ のケースの方が大きな値となっている。今回の実験に近い条件においては、迎角を負にとり、上面における加速領域を広くすることによって横流れ不安定に起因する乱流遷移が起こりやすいことが過去の実験から分かっており⁽²⁰⁾, $|U_{CF}|_{\max}$ に比べ Re_{CF} と C_K の傾向はこの実験結果と対応が取れている。

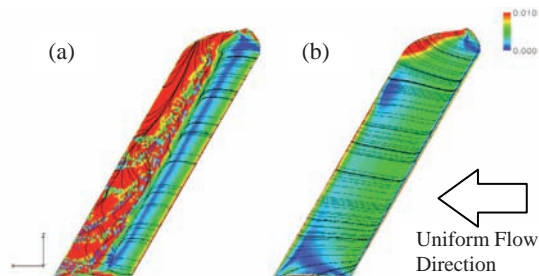
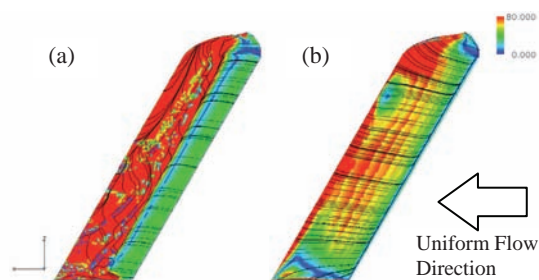
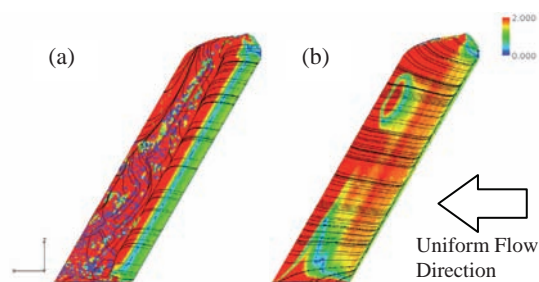
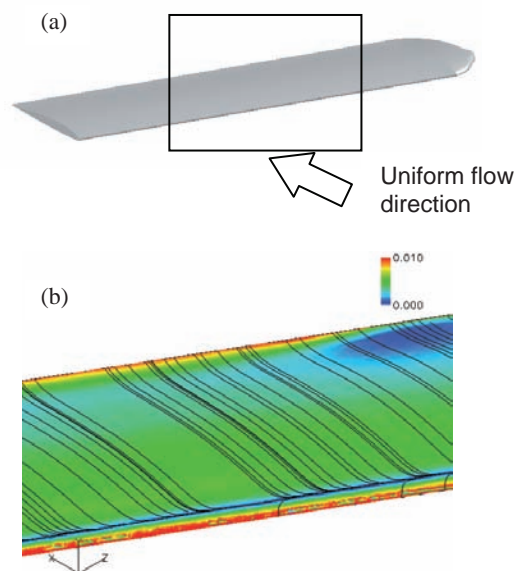
図11は翼中央付近を前縁側から見た拡大図である。 $|U_{CF}|_{\max}$ に関しては上面に比べ下面において大きな値を取っていることが分かる。先にも述べたとおり、今回の実験条件は上面において横流れ遷移が起こりやすい条件である。今回の計算結果から得られた $|U_{CF}|_{\max}$ の分布はこの事実に対し負圧側である下面で大きな値を取っていることから、横流れ遷移の指標としては不適切である。

一方、 Re_{CF} と C_K については下面よりも上面において大きな値となっており、過去の実験の傾向と一致している。

(下面はわずかな領域しか見えていないが、見えない領域はすべて流れがはく離している。) また過去の実験結果⁽²⁰⁾から、このような条件下では前縁付近ではなく翼の後半において横流れ不安定による乱流遷移が発生すると考えられる。 Re_{CF} と C_K は前縁で大きな値になっておらず、あるしきい値を与えることにより実験と同様に翼の後半における乱流遷移を表現することが可能である。したがってこの点についても実験の傾向と対応が取れており、横流れ不安定による遷移を予測するパラメータとして適切である。

Re_{CF} と C_K を比較すると、 $\alpha=0$ のはく離線付近においては値が大きく異なるもののそれ以外の領域においてはよく似た分布となっている。このことから、境界層外縁の物理量のみで評価される C_K を用いた場合でも境界層内部の情報が必要とする Re_{CF} と同等の評価が行える可能性がある。

今回の計算結果から求めた C_K の値はおおよそ2程度となっており、この結果は小濱らが後退円柱周りの流れ場の実験値について計算した結果 ($C_K \sim 2.8$) に近い値となっている⁽¹⁷⁾。過去の実験結果との比較⁽²⁰⁾から $\alpha=-24$ の条件下では横流れ不安定による遷移が生じると考えられ、今回の計算方法により C_K が正しく評価されていると考えられる。また、実際に遷移モデル内で C_K を用いて横流れ遷移を表現しようとする場合には、 C_K にしきい値を与える必要があ

図8 $|U_{CF}|_{\max}$ 分布, (a) $\alpha=0[\text{deg}]$ (b) $\alpha=-24[\text{deg}]$
(表面の実線は流線を表す)図9 横流れレイノルズ数 Re_{CF} 分布,
(a) $\alpha=0$ (b) $\alpha=-24[\text{deg}]$
(表面の実線は流線を表す)図10 小濱パラメータ C_K 分布,
(a) $\alpha=0$ (b) $\alpha=-24[\text{deg}]$
(表面の実線は流線を表す)

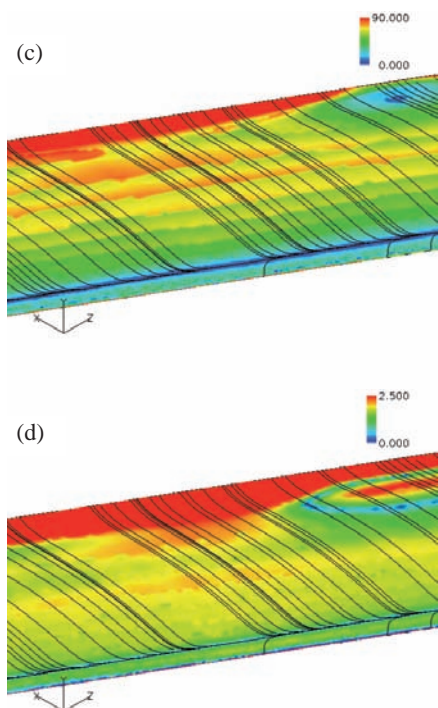


図 11 $\alpha = -24[\text{deg}]$ における各パラメータの分布
(a) 拡大箇所, (b) $|U_{CF}|_{\max}$, (c) Re_{CF} , (d) C_K

る。 C_K は流れ場によってこのしきい値が異なることが報告されているため、様々な条件の後退円柱周りの流れ場において実験値と計算結果を比較することによりしきい値を関数形として決定する必要がある。

4. 結論

$\gamma\text{-Re}_\theta$ 遷移モデルを二次元翼型周りの流れ場に適用し、遷移位置の予測精度に関する検証を行った。また、横流れ遷移の指標の一つである小濱パラメータ C_K を局所的な物理量のみで算出する方法を提案した。そして、三次元後退翼周りの流れ場において分布を求め、この指標を用いた横流れ遷移のモデル化の可能性について検討した。

二次元計算において、現状の遷移モデルは遷移位置を実験よりも後方に予測した。実験においてどのようなメカニズムで遷移が起こっているかによって改善すべき点は異なるが、はく離泡の形成により乱流に遷移している場合は、はく離位置を正しく捉えるためのソルバーの高精度化、格子点の増加、もしくははく離流遷移に関する相関の調整が必要である。自然遷移が観測された場合には遷移モデルの自然遷移に関する相関、特に圧力勾配パラメータと遷移運動量厚さレイノルズ数の相関について調整が必要である。

三次元計算結果から今回の計算方法によって C_K が正しく算出されることを確認した。また、 C_K とその他の横流れ不安定の指標を比較することで C_K を用いることで横流れ遷移をモデル化できる可能性が示された。

参考文献

- 1) Stock, H. W., "Infinite Swept-Wing Navier-Stokes Computations with e^N Transition Prediction," *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 6, 2005, pp. 1221-1229.
- 2) Krumbein, A., "Automatic Transition Prediction and Application to 3D High-Lift Configurations," AIAA paper 2006-3164, 2006.
- 3) 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.
- 4) 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 概要集, p. 32, 2005.
- 5) Menter, F. R., Langtry, R. B., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G. and Völker, S., "A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables Part I - Model Formulation," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, Vienna, Austria, 2004, pp. 57-67.
- 6) Langtry, R. B., Menter, F. R., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G. and Völker, S., "A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables Part II - Test Cases and Industrial Applications," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, Vienna, Austria, 2004, pp. 69-79.
- 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) Sharov, D. and Nakahashi, K., "Hybrid Prismatic/Tetrahedral Grid Generation for Viscous Flow Applications," AIAA paper 96-2000, 1996.
- 9) Ito, Y. and Nakahashi, K., "Direct Surface Triangulation Using Stereolithography(STL) Data," AIAA paper 2000-0924, 2000.
- 10) 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.
- 11) Misaka, T., and Obayashi, S., "Application of Local Correlation-Based Transition Model to Flows around Wings," AIAA Paper 2006-918, 2006.
- 12) Toyoda, A., Misaka, T., and Obayashi, S., "An Application of Local Correlation-Based Transition Model to JAXA High-Lift Configuration Model," 25th AIAA Applied Aerodynamics Conference, 2007, AIAA 2007-4286.
- 13) Weiss, J.M., Maruszewski, J. P. and Smith, W. A., "Preconditioned Applied to Variable and Constant Density Flows," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 11, 1995, pp. 2050-2057. This is a simple example of the paper format for ANSS 2008
- 14) Luos, H., Baum, J. D. and Löhner, R., "Extension of Harten-Lax-van Leer Scheme for Flows at All Speeds," *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 6, 2005, pp.1160-1166.
- 15) Burg, C. O. E., "Higher Order Variable Extrapolation For Unstructured Finite Volume RANS Flow Solvers," 17th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 2005, AIAA 2005-4999.
- 16) Sharov, D. and Nakahashi, K., "Low Speed Preconditioning and LU-SGS Scheme for 3-D Viscous Flow Computation on Unstructured Grids," AIAA paper 98-0614, 1998.
- 17) Kohama, Y., and Davis, S., "A New Parameter for Predicting Crossflow Instability," *JSME international Series B, Fluids and thermal engineering*, Vol.36-B, No.1 (19930215) pp. 80-85, 1993.
- 18) 徳川直子, 高木正平, 跡部隆, 井門敦志, 小濱泰昭, "二次元翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響," ながれ, Vol. 22, 2003, pp. 485-497.
- 19) 野村聡幸, 黒田文武, "SST 外翼上での横流れ擾乱の空間増幅," 航空宇宙技術研究所特別資料 53 号, pp. 267-272.
- 20) 地面干渉を伴う翼境界層遷移, 齋木佑一郎, 山口義博, 有馬敏幸, 加藤琢真, 小濱泰昭, 日本機械学会東北支部第 44 期秋季講演会講演論文集, pp. 91-92.
- 21) 徳川直子, 高木正平, 上田良稲, 井門敦志, "NACA0012 翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響," JAXA-RR-05-017, 2006