

고난류강도 자유유동에서 평판 경계층 천이의 예측을 위한 난류 모형 개발

백성구* · 임호재** · 정명균***

Development of $k-\epsilon$ model for prediction of transition in
 flat plate under free stream with high intensity

Seong Gu Baek*, Hyo Jae Lim** and Myung Kyoon Chung***

Key Words: $k-\epsilon$ model($k-\epsilon$ 난류모형), bypass transition(bypass 천이), pre-transition region(천이전이 영역), intermittency(간헐도), boundary-layer(경계층), mixing-length(혼합거리), flat plate(평판)

ABSTRACT

A modified $k-\epsilon$ model is proposed for calculation of transitional boundary layer flows. In order to develop the eddy viscosity model for the problem, the flow is divided into three regions; namely, pre-transition region, transition region and fully turbulent region. The pre-transition eddy-viscosity is formulated by extending the mixing length concept. In the transition region, the eddy-viscosity model employs two length scales, i.e., pre-transition length scale and turbulent length scale pertaining to the regions upstream and the downstream, respectively, and a universal model of stream-wise intermittency variation is used as a function bridging the pre-transition region and the fully turbulent region. The proposed model is applied to calculate three benchmark cases of the transitional boundary layer flows with different free-stream turbulent intensity (1%~6%) under zero-pressure gradient. It was found that the profiles of mean velocity and turbulent intensity, local maximum of velocity fluctuations, their locations as well as the stream-wise variation of integral properties such as skin friction, shape factor and maximum velocity fluctuations are very satisfactorily predicted throughout the flow regions.

기호설명

C_f : 마찰계수, $\tau_w / (\rho U_\infty^2 / 2)$
 H : 형상계수, δ^* / θ
 δ^* : 경계층 배제 두께
 θ : 경계층 운동량 두께

U : x 방향 평균 속도
 u', v' : x, y 방향 속도의 요동 성분
 U_∞ : 자유유동 평균속도
 $-\overline{u'v'}$: 레이놀즈 전단응력
 k : 난류 운동에너지, $1/2 \overline{u_i'^2}$
 ϵ : 난류 에너지 소산율
 C_{PTR}, C_{mix} : 모형 상수
 \overline{u} : u' 의 난류 성분
 \overline{u} : u' 의 비난류 성분

* 한국과학기술원 대학원 기계공학과
 ** 호서대학교 기계공학과
 *** 한국과학기술원 기계공학과

- u_r : 마찰 속도, $\sqrt{\tau_w/\rho}$
- x : 자유유동 방향
- y : 자유유동 방향의 수직 방향
- y^+ : 벽면 좌표, $u_r y/\nu$
- A^+ : 감쇠거리 상수
- Tu : 자유유동 난류강도, $\sqrt{2k/3}/U_\infty$

하첨자 및 약자

- T : 난류영역(Turbulent Region)
- TR : 천이영역(Transition Region)
- PTR : 천이이전영역(Pre-Transition Region)

1. 서론

일반적인 층류 경계층에서의 외부교란에너지는 매우 작지만, 터보기계처럼 자유유동 난류강도가 매우 큰 경우(1%이상의 난류강도)에는 레이놀즈 수가 낮은 층류 경계층에서 외부교란에너지가 무시하지 못할 정도로 크게 나타난다. 이 외부교란에너지는 점점 커져서 천이를 일으키는 원인이 되며 이러한 천이를 '자연 천이'와 구분하여 'bypass 천이'라고 한다.⁽²⁾ 천이영역의 유동장을 계산하기 위한 난류모형으로는 와점성(eddy viscosity)에 간헐도(intermittency)의 개념을 도입한 Cebeci⁽³⁾의 혼합거리 모형이나 Rodi 등⁽⁴⁾의 1-방정식 모형이 있다. 한편 1991~1993년 동안 ERCOFTAC의 Special Interest Group에서는 2-방정식의 난류모형과 RSM(Reynolds Stress Model)모형으로 천이영역 유동장을 예측하기 위한 집중적인 연구가 이루어졌으며⁽⁵⁾ 결과를 요약하면 다음과 같다. 기존의 2-방정식 모형을 사용할 경우 천이의 시작점은 빨라지고 천이영역의 길이는 짧아지며 특히 초기조건에 매우 민감하였다. 또한 이들이 시험한 2-방정식 난류 모형 중 가장 좋은 성능을 보인 모형은 Launder와 Sharma⁽⁶⁾의 모형이었다. 그리고 RSM 모형을 사용할 경우 예측이 향상되긴 하지만 그다지 관심을 끌만큼은 되지 못하였다.⁽⁵⁾

이러한 2-방정식 난류모형의 예측값이 실험값과 많은 차이를 보이는 원인 중 가장 큰 요인은 모형 자체가 천이이전영역(Pre-Transition Region)에서의 유동장 특성을 고려할 수 없다는 것이다. 즉 천이이전영역에서의 속도 요동 성분은 실험으로도 쉽게 관찰될 정도로 큰 값을 갖는다.⁽⁷⁾ 이러한 이유로 천이이전영역

을 '준-층류 (pseudo-laminar)'라고 구분하기도 한다.⁽⁸⁾ 그러므로 난류 유동장의 특성을 고려한 기존의 난류모형으로는 천이이전영역에서의 유동 특성을 정확히 고려하지 못하기 때문에, 천이의 시작점은 물론이고 천이영역 또한 만족스러운 결과를 보이지 못한다. 따라서 천이영역에서의 유동장을 정확히 예측하기 위해서는 천이이전영역에서의 유동장도 함께 고려해야 한다.

Young 등⁽⁹⁾은 1-방정식 와점성 모형에 TS (Tollmien-Schlichting)파의 길이 척도를 이용하였으나, 천이이전영역에서의 예측값은 많은 오차를 보였다. Savill⁽¹⁰⁾은 RSM 모형에 Cho와 Chung⁽¹¹⁾의 간헐도 방정식을 도입하여 천이 경계층을 계산하였으며, 이로부터 천이영역뿐만 아니라 천이이전영역에서도 보다 향상된 예측 결과를 얻었다. 한편 Mayle과 Schulz⁽¹²⁾는 처음으로 천이이전영역에서의 유동장을 고려한 모형을 제시하였다. 이들은 앞전(leading edge)에서의 자유유동 난류강도로 인한 압력의 요동(fluctuation)에 의해 외부난류에너지가 경계층내로 전달되는 메카니즘을 이용하여 모형을 전개하였다. 그러나 이 모형은 천이이전영역에서 운동에너지의 성장 메카니즘을 충분히 표현하지 못하였으며, 또한 1-방정식으로 되어 있어 확장성이 떨어지는 단점을 가지고 있다.

따라서 본 연구의 목적은 천이이전영역과 천이영역 그리고 난류영역을 포함하는 전체 천이 경계층 유동장을 계산하기 위한 난류 모형을 개발하는 것이다. 주요 내용으로는 먼저 천이이전영역에서의 유동 특성을 고려한 와점성 모형을 개발하는 것이며, 구체적인 방법은 천이이전영역에서의 운동량 전달을 지배하는 적절한 길이 척도를 와점성 모형에 도입하는 것이다. 또한 천이영역에서는 간헐도를 이용하여 천이이전영역과 난류영역을 물리적으로 매끄럽게 연결시켜주는 와점성 모형을 제안하는 것이다.

2. 레이놀즈 전단응력 모형

2.1 간헐적인 유동에서의 레이놀즈 전단응력

천이 유동에서처럼 간헐적인 유동의 경우 레이놀즈 전단응력은 다음과 같이 표현된다.

$$\overline{u'v'} = \gamma \overline{u'v'} + (1-\gamma) \overline{u'v'} + \gamma(1-\gamma)\Delta U\Delta V \quad (1)$$

여기서 γ 는 간헐도를 나타내고, $\overline{u'v'}$ 는 난류성분을, $\overline{u'v}$ 는 비난류성분을 나타낸다. $\Delta U = \overline{U} - \overline{U}$ 으로 '속도점프(velocity jump)'라 하며, 한 지점에서 시간에 따른 속도가 난류와 비난류로 간헐적으로 바뀔 때 발생하는 운동량의 이동성분을 나타낸다. 천이영역에서 속도 점프의 크기 $\Delta U \Delta V$ 는 $\overline{u'v}$ 값에 비하여 매우 작다.⁽¹³⁾ 반면에, 속도 점프 $(\Delta U)^2$ 는 $\overline{u'^2}$ 에 비해 비교적 크기 때문에 천이영역에서의 유동 특성이 비등방성으로 나타난다. 간헐도의 분포를 사용하는 대부분의 모형들^(34,9)에서는 γ 를 단지 유동방향의 성분만 고려하고 있다. 그러나 실제로 γ 는 전체 경계층에 영향을 미치므로 $\gamma = \gamma(x, y)$ 로 표현되어야 한다. 만약 천이영역에서 유동방향으로의 간헐도 분포처럼 수직방향의 분포 또한 일정한 상사성을 지니고 있다고 가정하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\gamma(x, y) = \gamma_x \cdot \gamma_y \quad (2)$$

여기서, γ_x 는 벽면 근처에서의 유동방향 간헐도 분포이며 γ_y 는 수직방향 분포를 무차원화한 것이다. 그리고 식 (2)을 식 (1)에 대입하여 전개하면 다음과 같다.

$$\overline{u'v} \approx \gamma_x \{ \gamma_y \overline{u'v} + (1 - \gamma_y) \overline{u'v} \} + (1 - \gamma_x) \overline{u'v} \quad (3)$$

2.2 PTR 레이놀즈 전단응력의 모형

PTR에서는 $\gamma_x = 0$ 이므로 식 (3)에서 우변의 두 번째 항만 남게 된다. 이 레이놀즈 전단응력을 난류 모형에서의 와점성 모형을 도입하여 모형화하면,

$$-\overline{u'v} = \nu_{PTR} \frac{\partial U}{\partial y} \quad (4)$$

이 된다. 여기서 $\nu_{PTR} = [V]_{PTR} [L]_{PTR}$ 이 되며, $[V]_{PTR}$ 과 $[L]_{PTR}$ 은 PTR에서의 속도 척도와 길이 척도를 나타낸다. PTR에서의 속도 척도는 \sqrt{k} 로 나타낼 수 있다. 난류 경계층에서의 logarithmic layer 에는 와점성이 y 에 비례하고, 아점성층에서는 y 의 세제곱에 비례한다. PTR에서는 대수층 (logarithmic layer) 이 형성되지 않은 상태이므로 아점성층의 구조가 지배

적이라고 가정한다. 그러면 PTR에서의 와점성은

$$\nu_{PTR} = C_{PTR} \frac{\nu}{u_\tau} \sqrt{k} y^{+2} \quad (5)$$

가 된다. 그러므로 벽면 근처에서 $\sqrt{k} \sim y$ 가 되어 $\nu_{PTR} \sim y^3$ 을 만족하게 된다. 여기서 C_{PTR} 는 상수이며 Mayle와 Schulz⁽¹²⁾의 모형에서 사용된 상수 C_w 와 비교해 볼 때 C_{PTR} 은 앞선에서의 자유유동장 유동 특성의 함수로 표현되어야 함을 알 수 있다. 이 상수의 함수형태는 아직 연구중이다.

2.3 천이영역 레이놀즈 전단응력의 모형

천이영역에서의 레이놀즈 전단응력을 모형화하기 위해서는 식 (3)의 우변에 중괄호로 묶여진 두 항을 모형화해야 한다. $\gamma_x = 1$ 인 난류영역에서 이 항은 기존의 난류모형을 만족해야 한다. 그리고 천이 영역에서는 난류 반점(spot)에 의한 $\overline{u'v}$ 의 혼합 영역이 매우 좁고 더구나 $\overline{u'v}$ 에 의해서 감쇠효과도 나타나므로, 이를 하나의 수식으로 모형화하기 위해서는 혼합의 정도를 나타낼 수 있는 적절한 함수를 도입해야 한다. 이를 식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\gamma_y \overline{u'v} + (1 - \gamma_y) \overline{u'v} = f_{mix} \nu_T \frac{\partial U}{\partial y} \quad (6)$$

여기서, ν_T 는 난류영역에서의 와점성이며 f_{mix} 는 혼합수준 함수를 나타낸다. 이 함수는 PTR에서는 0 이고 난류에서는 1이 되어야 한다. 이 함수의 변수로서 천이영역에서 일반적인 분포를 지니는 유동방향의 간헐도 분포를 사용하면

$$f_{mix} = C_{mix} + (1.0 - C_{mix}) \gamma_x^3 \quad (7)$$

가 된다. 여기서, C_{mix} 는 상수로서 천이영역 초기에 ν_T 의 기여도를 나타내며 ν_T 에 사용될 감쇠함수 즉 사용할 난류 모형의 선택에 따라 달라지게 된다. 이는 난류모형마다 사용되는 저레이놀즈 함수가 서로 다르기 때문이다. 이에 관한 자세한 내용은 4장에서 다루도록 한다.

식 (3)을 식 (4)와 식 (6)을 이용하여 정리하면 천이

영역에서의 레이놀즈 전단응력을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$-\overline{u'v'} = \nu_{TR} \frac{\partial U}{\partial y}$$

여기서,

$$\nu_{TR} = \gamma_x f_{mix} \nu_T + (1 - \gamma_x) \nu_{PTR} \quad (8)$$

이다. 식 (8)를 바탕으로 ν_{TR} 을 속도 척도와 길이 척도로 표현하면 $\nu_{TR} = [V]_{TR} [L]_{TR}$ 이 된다. 이 식에서 $[V]_{TR}$ 은 \sqrt{k} 로 PTR에서의 속도 척도와 일치하고, $[L]_{TR}$ 은 $f([L]_{PTR}, [L]_T)$ 로 표현된다. 이는 천이 모형에서 적어도 2개 이상의 길이 척도를 포함해야 한다는 Octant 해석의 결과와 일치한다.⁽¹⁴⁾

한편 γ_x 는 천이영역에서 일정한 분포를 갖는데 다음과 같다.⁽¹⁾

$$\gamma_x = 1.0 - \exp(-\hat{n}\sigma(Re_x - Re_{xtr})^2) \quad (9)$$

여기서 $\hat{n}\sigma$ 는 난류 반점의 형성정도를 나타내며 Re_{xtr} 는 천이의 시작점에서의 레이놀즈 값이다. 또한 식 (9)에서 $Re_x < Re_{xtr}$ 이면 $\gamma_x = 0$ 이다. Re_{xtr} 은 실험식을 이용하여 구하게 되는데 본 연구에서 사용한 식은 Mayle⁽¹⁾의 식으로 다음과 같다.

$$Re_{\theta t} = 420 Tu^{-0.69} \quad (10)$$

$$\hat{n}\sigma = 1.25 \times 10^{-11} Tu^{7/4} \quad (11)$$

위 식은 압력구배가 없을 때의 경우이고, Tu 와 $Re_{\theta t}$ 는 천이가 시작하는 위치에서의 자유유동 난류강도와 운동량 두께 레이놀즈 값이다. 순압력구배일 때 $\hat{n}\sigma$ 의 값은 다음과 같다.⁽¹⁵⁾

$$\frac{\hat{n}\sigma}{\hat{n}\sigma_{FP}} = 10^{-3227K^0.595} \quad (12)$$

여기서 K 는 가속변수로서 $K = (\nu/U^2)dU/dx$ 이고, $\hat{n}\sigma_{FP}$ 는 압력구배가 없을때의 $\hat{n}\sigma$ 값이다.

3. $k-\epsilon$ 모형

제시된 모형을 이용하여 천이영역에서의 k 방정식을 정리하면 다음과 같다.

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_{TR}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + P_k - \epsilon \quad (16)$$

여기서,

$$\begin{aligned} P_k &= -2\overline{u'v'}S_{ij} \\ &= \nu_{TR} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}) \frac{\partial U}{\partial x} \end{aligned} \quad (17)$$

이다. 또한 $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ 로 표현되고 평균 전단율을 나타낸다. 천이영역에서는 $\overline{u'^2} \gg \overline{v'^2}$, $\overline{u'^2} \gg \overline{w'^2}$ 이므로 $\overline{u'^2} \approx 2k$ 이 되어,

$$\overline{u'^2} - \overline{v'^2} = C_w k \quad (18)$$

이 된다. 여기서 C_w 값은 난류영역에서 0.33을 만족해야 하므로,

$$C_w = 2.0 - 1.67 \gamma_x^3 \quad (19)$$

으로 하였다.

ϵ 방정식에서 천이영역은 와점성만으로 표현되고 모형상수는 일반 $k-\epsilon$ 모형의 상수를 사용한다. 따라서 천이영역에의 ϵ 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{D\epsilon}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_{TR}}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] \\ &+ C_{\epsilon 1} f_1 \frac{\epsilon}{k} P_{TR} - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (20)$$

일반적인 $k-\epsilon$ 난류 모형에서 식(20)의 두 번째 항은 난류의 성장을 유지시키도록 하기 위해서 사용된다. 그러므로 모형 상수 $C_{\epsilon 1}$ 은 난류 경계층에서 대수층의 von Karman 상수를 보존하도록 결정된다.⁽¹⁶⁾ 하지만 천이영역에서는 대수층이 형성되지 않았으므로 $C_{\epsilon 1}$ 은 천이영역에서 수정되어야 한다. 앞절에서 살펴본 것처럼 천이이전영역에서 소산과 무관하게 속도 요동

성분이 증가한다. 이로 인하여 천이의 시작점에서 난류 에너지가 급격하게 증가하게 되는데 이를 천이 영역동안 감쇠를 시켜주어야 한다. 이를 보정하기 위해서 다음과 같은 $C_{\epsilon 1}$ 을 사용하였다.

$$C_{\epsilon 1}^* = C_{\epsilon 1}(1 + 0.1(1 - \gamma_x^2)H(\gamma_x)) \quad (21)$$

그외 모형상수들은 기존의 난류 모형과 상사성을 이루기 위하여 $\sigma_\epsilon = 1.0$, $C_{\epsilon 1} = 1.44$, $C_{\epsilon 2} = 1.92$ 로 하였다. 그리고, 천이이전영역에서의 감쇠함수는 각각 $f_1 = f_{PTR1} = 0.9$, $f_2 = f_{PTR2} = 1 - \exp(-y^{+2})$ 이다.

4. 결과 및 고찰

본 연구에서 인용한 실험자료는 Rollce-Royce에서 수행된 것으로 압력구배가 없는 경우로는 T3A, T3B, T3AM으로 구분되고, 순압력구배의 경우는 터빈 날개의 흡입측의 경우로 T3C1으로 구분되어 있다.⁽⁷⁾ T3A는 $Tu = 3\%$ 이며, 자유유동장의 평균속도는 $U_\infty = 5.2m/s$ 이다. T3B는 $Tu = 6\%$ 로 T3A보다 다소 높으며, 자유유동장의 평균속도는 $U_\infty = 9.4m/s$ 이다. T3AM는 $Tu = 1\%$ 이고, $U_\infty = 19.8m/s$ 이다. 그리고, T3C1는 $Tu = 7\%$ 로 자세한 것은 Fig. 1에 나타내었다. 여기서 Tu 는 경계층 시작점 ($x=0$)에서의 자유유동 난류강도이다. 이 때 식 (5)의 C_{PTR} 은 Tu 의 값에 따라 서로 다른 값을 지니는데, T3A의 경우 3×10^{-4} 이고, T3B의 경우 6×10^{-4} 이며, T3AM의 경우 3×10^{-5} 이다. 그리고 T3C1의 경우는 T3B와 같은 값을 사용하였다.

사용한 난류모형은 Yang과 Shih⁽¹⁷⁾의 모형과 Nagano와 Tagawa⁽¹⁸⁾의 모형이다. Yang과 Shih의 모형은 DNS를 기본으로 하여 개발되었으며 본 연구에서 제시된 ϵ 의 계산방법과 동일한 모형이다. 한편 Nagano와 Tagawa의 모형은 공학적으로 많이 사용되는 모형이며 ϵ 의 계산방법은 위와 동일한 모형이다. 그리고 식 (7)에 사용된 C_{mix} 는 다음과 같이 표현된다.

$$C_{mix} = C_{TM}Tu^{0.7} \quad (22)$$

여기서 C_{TM} 은 선택된 난류 모형에 따라 다른 값을 지니는데 Nagano와 Tagawa의 경우 0.16, Yang과 Shih의 경우 0.10이다. Tu 는 천이시작점에서의 자유유동 난류강도이다.

Fig. 2은 압력구배가 없는 경우 천이영역에서의 속도장 분포를 나타낸 것이다. Fig. 3는 표면마찰계수, Fig. 4은 유동방향의 속도 요동 성분을 레이놀즈 값에 따라 나타내었다. Fig. 2에서 Fig. 4까지 볼 때 압력구배가 없는 경우 실험값과 잘 일치함을 보인다.

Fig. 5는 순압력구배가 있는 경우 레이놀즈 수에 대한 표면마찰계수를 나타낸 것이다. Launder와 Sharma⁽⁶⁾의 모형으로는 압력구배가 없는 경우와 마찬가지로 천이가 매우 빨리 일어나고 특히 압력구배가 급격히 변하는 지점, $1 \times 10^5 < Re_x < 2 \times 10^6$ 의 영역에서 불안한 경향을 보인다. 반면에 본 연구에서 제시된 모형으로는 천이의 경향을 잘 따르고 있다.

Fig. 6은 레이놀즈 수에 대한 유동방향 속도 요동 성분을 나타낸 것이다. Fig. 5에서의 결과와 마찬가지로 Launder와 Sharma의 모형 결과는 초기 천이이전 영역에서의 성장 경향을 전혀 예측하지 못하고 있다. 제시된 모형의 결과로는 압력구배가 없을때와 마찬가지로 실험결과를 정확하게 예측하고 있다.

5. 결론

본 연구에서는 천이이전영역에서 혼합거리 개념을 이용하여 레이놀즈 전단응력을 모형화하였다. 천이이전영역에서 PTR $k-\epsilon$ 모형을 이용함으로써 기존의 2-방정식 난류모형을 사용할 때 발생하는 초기조건 문제들을 해결할 수 있게 되었다. 천이영역에서의 레이놀즈 전단응력을 모형화함에 있어서는 서로 다른 길이 척도 즉, PTR에서의 길이 척도와 난류영역에서의 길이 척도 2개를 사용하였으며 두 길이척도의 비중합수로써 일반적인 간헐도 분포를 이용하였다. 이 모형을 이용하여 천이 경계층에서의 실험값과 비교한 결과 압력구배가 없는 경우와 순압력구배의 경우 적분 성분들을 비교적 정확히 예측하였고 경계층내의 난류강도 (u')의 최대값과 그 위치 및 변화경향의 예측도 우수한 결과를 보였다.

보다 일반적인 천이 난류모형을 개발하기 위해서는 자유유동장의 난류강도가 천이이전영역내의 교란에 미

치는 영향과 역압력구배의 영향에 관한 활발한 연구가 요구된다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 목적기초연구(98-0020-1201-3)지원과 과학기술부의 국가지정연구실 사업의 지원으로 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고 문헌

- (1) Turbulent Transition in Gas Turbine Engines," *ASME J. Turbo.*, Vol. 113, pp. 509~537.
- (2) Morkovin, M. W., "Instability, Transition to Turbulence and Receptivity," *AGARD-AG-236*.
- (3) Cebeci, T. and Smith, A. M. O., 1974, *Analysis of Turbulent Boundary Layers*, Academic press, Orland, FL.
- (4) Rodi, W., Mansour, N. N. and Michelassi, V., 1993, "One-Equation Near-Wall Turbulence Modeling with The Aid of Direct Simulation Data," *ASME J. Fluids Eng.* Vol. 115, pp. 196~205.
- (5) Savill, A. M., 1995, "A Summary Report on the COST ERCOFTAC Transition SIG Project Evaluating Turbulence Models for Predicting Transition," *ERCOFTAC Bulletin*, Vol. 24, pp. 57~61.
- (6) Launder, B. E. and Shama, B. I., 1974, "Application of The Energy-Dissipation Model of Turbulence to The Calculation of Flow Near A Spinning Disc," *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 1, pp. 131~138.
- (7) Rollce-Royce, 1993, transmittal by J. Coupland of data from Rollce-Royce Applied Science Laboratory.
- (8) Westin, K. J. A. and Henkes, R. A. W. M., 1997, "Application of Turbulence Models to Bypass Transition," *ASME J. Fluids Engng.*, Vol. 119, pp. 859~866.
- (9) Young, T. W., Warren, E. S., Harris, J. E. and Hassan, H. A., 1993, "New Approach for The Calculation of Transition Flows," *AIAA*, Vol. 31, pp. 629~636.
- (10) Savill, A. M., 1995, "The SLY RST Intermittency Model for Predicting Transition," *ERCOFTAC Bulletin*, Vol. 24, pp. 37~41.
- (11) Cho, J. R. and Chung, M. K., 1992, "A $k-\epsilon-\gamma$ Equation Turbulence Model," *J. Fluids Mech.*, Vol. 237, pp. 301~322.
- (12) Mayle, R. E. and Schulz A., 1997, "The Path to Predicting Bypass Transition," *ASME J. Turbo.*, Vol. 119, pp. 405~411.
- (13) Blair, M. F., 1992, "Boundary-Layer Transition in Accelerating Flows with Intense Free-stream Turbulence; Part 2-The Zone of Intermittent Turbulence," *ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 114, pp. 322~332.
- (14) Volino, R. J. and Simon, T. W., 1994, "An Application of Octant Analysis to Turbulent and Transitional Flow Data," *ASME J. Turbo.*, Vol. 116, pp. 752~758.
- (15) Steelant, J. and Dick, E., 1996, "Modeling of Bypass Transition with Conditioned Navier-Stokes Equations Coupled to an Intermittency Transport Equation," *Num Meth Fluids*, Vol. 23, pp. 193~220.
- (16) Wilcox, D. C., 1998, *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc., California.
- (17) Yang, Z. and Shih, T. H., 1993, "New Time Scale Based $k-\epsilon$ Model for Near-Wall Turbulence," *AIAA*, Vol. 31, No. 7, pp. 1191~1198.
- (18) Nagano, Y. and Tagawa, M., 1990, "An Improved $k-\epsilon$ Model for Boundary Layer Flows," *ASME, J. Fluids Eng.*, Vol. 102, pp. 33~39.

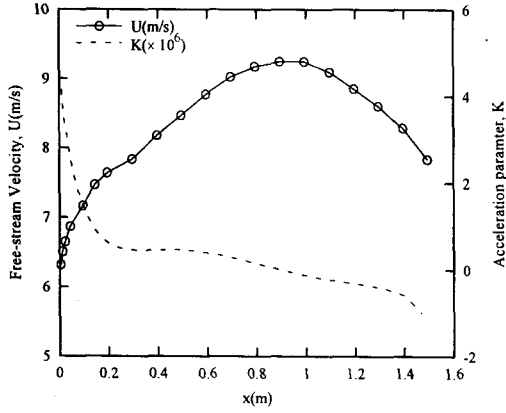


Fig. 1 Velocity and acceleration parameter distribution on T3C1

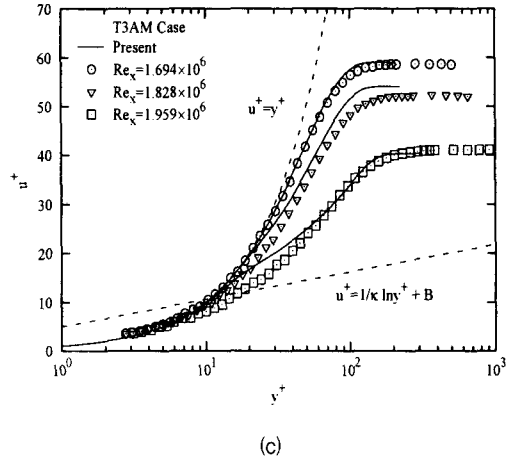
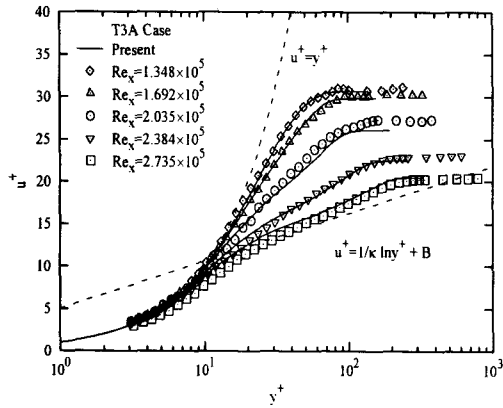


Fig. 2 Mean velocity profiles under zero pressure gradient



(a)

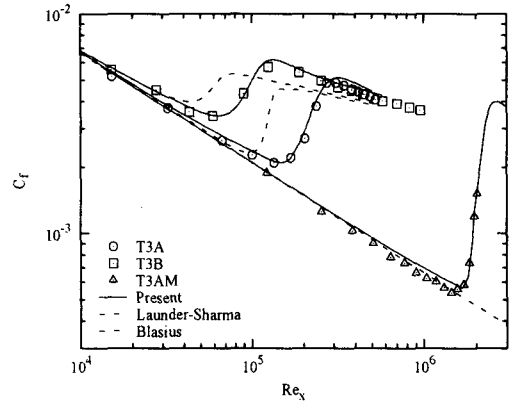
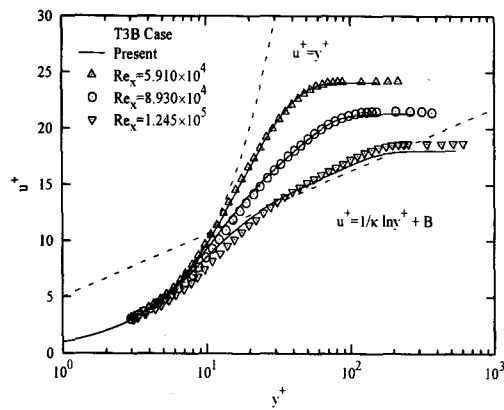


Fig. 3 Skin friction coefficient variation under zero pressure gradient



(b)

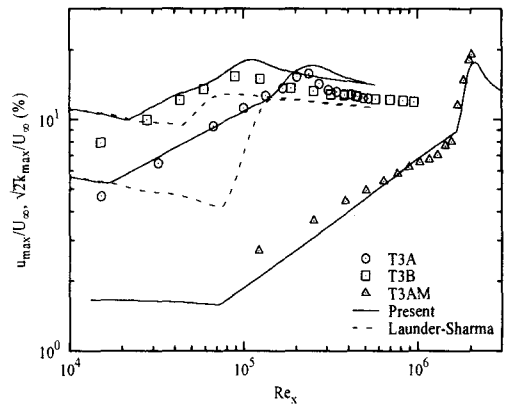


Fig. 4 Growth rates of local maximum streamwise fluctuation under zero-pressure gradient

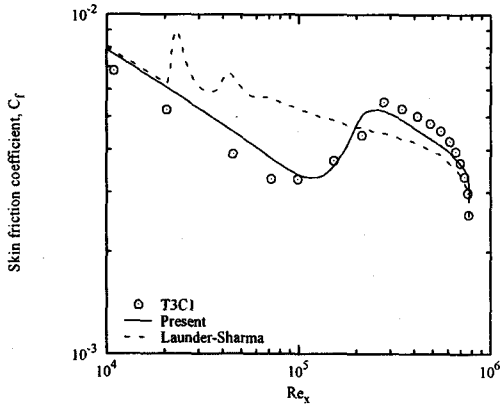


Fig. 5 Skin friction coefficient variation on T3C1

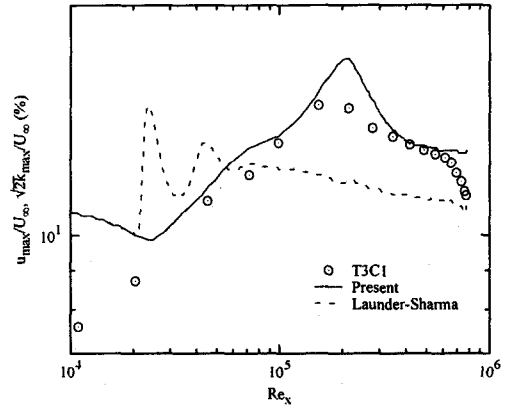


Fig. 6 Growth rate of local maximum streamwise fluctuation on T3C1