

# 주기적 후류 내의 익형 위 천이경계층에 관한 실험적 연구(II)

- 위상평균된 유동특성 -

박태춘\* · 전우평\*\* · 강신형<sup>†</sup>

(2000년 7월 1일 접수, 2001년 4월 16일 심사완료)

## Experimental Study of Boundary Layer Transition on an Airfoil Induced by Periodically Passing Wake (II)

- A Phase-Averaged Characteristic -

Tae-Choon Park, Woo-Pyung Jeon and Shin-Hyoung Kang

**Key Words :** Wake-Induced Transition(후류유도 천이), Airfoil(익형), Turbulent Patch(난류 패치),  
Wall Skin-Friction Coefficient(벽마찰계수), Calmed Region(정정 지역)

### Abstract

This paper describes the phenomena of wake-induced transition of the boundary layers on a NACA0012 airfoil using measured phase-averaged data. Especially, the phase-averaged wall shear stresses are reasonably evaluated using the principle of Computational Preston Tube Method. Due to the passing wake, the turbulent patch is generated in the laminar boundary layer on the airfoil and the boundary layer becomes temporarily transitional. The patches propagate downstream with less speed than free-stream velocity and merge with each other at further downstream station, and the boundary layer becomes more transitional. The generation of turbulent patch at the leading edge of the airfoil mainly depends on velocity defects and turbulent intensity profiles of passing wakes. However, the growth and merging of turbulent patches depend on local streamwise pressure gradients as well as characteristics of turbulent patches. In this transition process, the present experimental data show very similar features to the previous numerical and experimental studies. It is confirmed that the two phase-averaged mean velocity dips appear in the outer region of transitional boundary layer for each passing cycle. Relatively high values of the phase-averaged turbulent fluctuations in the outer region indicate the possibility that breakdown occurs in the outer layer not near the wall.

### 기호설명

$aU_\infty$  : 난류반점 선단 속도  
 $bU_\infty$  : 난류반점 후단 속도

$C$  : 익형의 코드 길이  
 $C_f$  : 벽마찰계수  
 $D$  : 후류 발생용 원형 실린더의 지름  
 $Re_x$  : 레이놀즈수 ( $= U_e x / \nu$ )  
 $T$  : 후류의 발생 주기  
 $t$  : 시간  
 $U$  : 주유동 방향 평균 속도  
 $U_e$  : 경계층의 가장자리 속도  
 $U_\infty$  : 익형 상류 자유유동 속도

\* 회원, 서울대학교 대학원 기계항공공학부  
\*\* 회원, 서울대학교 정밀기계설계공동연구소  
난류제어연구단  
\*\*\* 회원, 서울대학교 기계항공공학부  
E-mail : kangsh@snu.ac.kr  
TEL : (02)880-7113 FAX : (02)883-0179

- $u'$  : 난류 섭동성분 속도 또는 근제곱 평균(RMS)량
- $\tilde{u}$  : 주유동 방향 주기 속도
- $u_p$  : 주기성분 속도의 RMS량
- $u_\tau$  : 주유동 방향 벽마찰속도
- $V$  : 후류의 절대 속도
- $V_{rod}$  : 후류 발생용 원봉의 회전 선속도
- $W$  : 후류의 상대 속도
- $x$  : 주유동 방향
- $y$  : 익형면 수직 방향
- $z$  : 익형 폭 방향
- $\gamma_{C_r}$  : 위상평균 벽마찰계수의 표준편차
- $\lambda_\theta$  : 무차원 압력구배계수

**상첨자**

- + : 벽 좌표계에 의한 변수
- : 시간 평균량
- < > : 위상 평균량

**1. 서 론**

박태춘 등<sup>(1)</sup>은 상류에서 주기적으로 발생하는 후류가 익형 위 경계층 천이에 미치는 영향을 시간평균된 측정량으로 분석하여 고찰하였다. 그러나 실제 터보기계 날개 위의 경계층은 비정상적인 외부 교란 하에서 발달하므로 터보기계의 유체역학적 성능과 열전달 특성 등을 보다 정확하게 이해하기 위해서는 비정상 경계층의 합리적인 연구가 요구된다. 본 논문에서는 위상평균된 속도, 난류강도, 적분변수 등의 실험 데이터를 분석하여 익형 위 경계층의 비정상 천이 특성을 파악하고자 하였다. 특히 벽근처 위상평균 속도 분포를 CPM의 원리<sup>(1)</sup>에 적용하여 위상평균 벽마찰계수를 예측함으로써 후류유도 비정상 천이 거동을 보다 명확하게 이해하고자 하였다.

Pfeil 등,<sup>(2)</sup> Liu와 Rodi,<sup>(3)</sup> Orth,<sup>(4)</sup> Halstead 등<sup>(5-8)</sup>의 실험과 Wu 등<sup>(9)</sup>의 직접수치모사 결과에 의하면 초기 안정된 층류경계층은 상류의 주기적 후류에 의하여 불안정해지고 이에 따라 경계층 내부에 국소 난류 패치(turbulent patch)가 주기적으로 생성된다. 이러한 난류 패치에 의해 층류경계

층은 일시적으로 그리고 국소적으로 천이되며 패치가 지나간 후 다시 원래의 안정된 층류로 회복된다. 하류로 갈수록 난류 패치는 점차 성장하여 어느 일정 위치에서 서로 병합되며 이후 경계층 내의 난류레벨은 전체적으로 급격히 증가하여 곧 난류경계층의 특성으로 접근한다. 이러한 후류유도 천이의 가장 중요한 특성인 난류 패치의 발생, 성장, 그리고 병합은 주기적 후류의 특성 및 통과 주기, 레이놀즈수, 주유동 방향 압력구배 등에 큰 영향을 받는다. Funazaki와 Koyabu<sup>(10)</sup>는 순압력 또는 역압력구배 하의 평판 위 후류유도 천이경계층을 계측하였고, Katz 등<sup>(11)</sup>과 Seifert와 Wygnanski<sup>(12)</sup>는 각각 순압력구배와 역압력구배 하에서 층류경계층에 존재하는 난류 패치의 거동을 고찰하였으며, 최근 Gostelow 등<sup>(13)</sup>은 여러 압력구배에 따른 난류 패치의 형상과 전파속도를 제시한 바 있다. 하지만 실제 터보기계 날개 위의 압력구배는 모든 면에서 연속적으로 변화하므로 난류 패치의 거동 또한 이의 영향으로 국소적으로 계속 변화할 것이다. 따라서 본 연구에서는 압력구배가 유동방향에 따라 연속적으로 변화하는 익형 위에서 경계층을 측정하여, 그 내부에 존재하는 난류 패치의 시간 및 공간에 따른 거동을 고찰하고 이를 통해 후류유도 천이의 비정상 특성을 이해하고자 한다.

**2. 실험결과 및 토의**

**2.1 경계층내 난류 패치의 거동**

주기적 후류에 의해 초기 층류경계층 내에 발생하는 난류 패치는 주위의 유동보다 큰 난류레벨을 갖는다. 따라서 경계층내 위상평균된 주유동 방향 난류강도의 공간 및 각 위상에 따른 변화를 분석하면 비정상적인 난류 패치의 거동을 직접적으로 이해할 수 있다.

Fig. 1 (a)와 (b)는 각각 후류 발생 실린더가 익형 주위를 시계방향(CW)과 반시계방향(CCW)으로 회전할 때 익형 위에서 형성되는 난류강도 8%의 등고면(iso-surface)을, 익형 선단으로부터의 거리  $x$ , 익형면으로부터의 수직 거리  $y$ , 후류 발생주기로 무차원화된 시간  $t/T$ 에 대하여 3차원으로 도시한 것이다. 통과 후류에 의해 주기적으로 발생하는 난류 패치는 하류로 갈수록 점차 성장하여 일정 하류에서 서로 합체된 후 더욱 큰 증

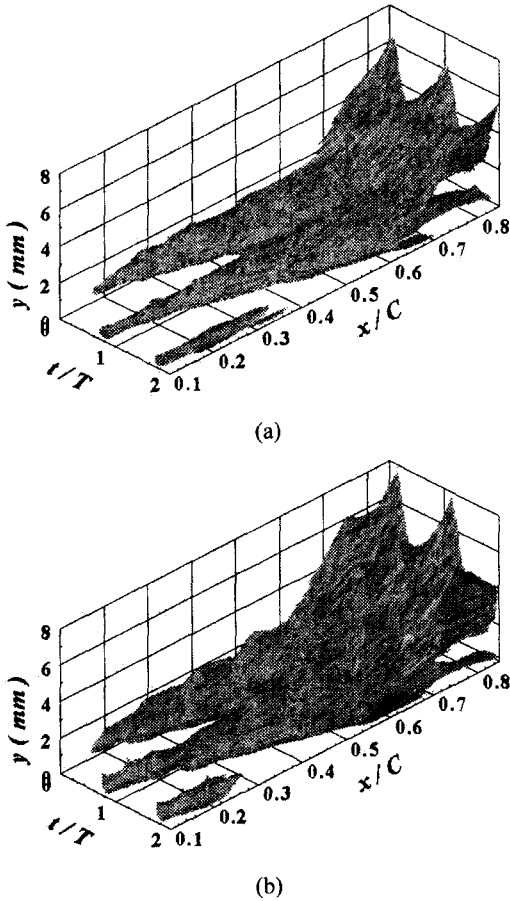


Fig. 1 Iso-surface contours of turbulence intensity,  $\langle u' \rangle / U_\infty = 8\%$  in three dimensions in case of (a) CW and (b) CCW

가울로 급격히 발달함을 볼 수 있다. CCW의 경우에 CW의 경우보다 더 큰 난류 패치가 생성되고 하류로 더 빨리 전파되어 보다 상류에서 서로 합체된다. 또한 합체 후에도 보다 빠르고 크게 성장한다. 따라서 CCW의 경우 시간평균 개념의 천이가 상대적으로 먼저 일어남을 알 수 있는데, 이러한 사실은 박태춘 등<sup>(1)</sup>의 Fig. 6과 7에 도시한 시간평균된 형상계수와 벽마찰계수 분포로부터 고찰한 결과와 일치한다.

최근 평판 위 후류유도 비정상 천이경계층을 직접수치모사한 Wu 등<sup>(9)</sup>은, 난류 패치가 통과 후류의 충돌로 인해 평판 선단에서부터 즉시 형성되는 것이 아니라, 충돌 후 층류경계층 안으로 직접 확산되는 난류는 벽근처 유동의 큰 점성 때문에 곧 감쇠하여 완전 소멸되고, 이후 경계층

불안정성으로 경계층내 난류레벨이 다시 높아지면서 난류 패치가 생성된다고 보고하였다. 이러한 국소적인 현상이 본 실험의 경우에도 존재한다면 위와 같은 난류강도의 변화는 익형 정체점 부근의 최선단에서 관찰될 것이다. 그러나 이 지역은 곡률이 심하고 강한 순압력구배로 경계층이 매우 얇기 때문에 정확한 측정이 어려워,  $x/C = 0.1$  이후부터 재측한 본 실험에서는 이러한 현상을 파악할 수 없었다. 따라서 그림과 같이 첫 측정점부터 난류 패치가 주기적으로 생성됨을 볼 수 있다.

CCW 경우에 CW 경우보다 더 큰 난류 패치가 생성되는 것은 익형 선단에 부딪쳐서 초기 층류 경계층에 작용하는 통과 후류의 난류레벨이 상대적으로 높기 때문임을 예상할 수 있다. 그러나 생성된 난류 패치의 성장은 통과 후류의 특성뿐만 아니라 후류로 인하여 변화된 익형 위 평균압력 분포<sup>(1)</sup>에도 영향을 받는다. 이러한 사실은 각 위상에 따른 난류강도의 변화를 나타낸 Fig. 2 (a)와 (b)에서 고찰할 수 있다.

Fig. 2 (a)와 (b)는 각각 CW와 CCW의 경우  $x-y$  평면상에  $t/T = 0 \sim 5/6$ 의 여섯 시각에서 위상평균된 난류강도의 등고선을 나타낸 것이다. 여기서  $t = 0$ 은 회전 실린더가 익형 선단과 일렬로 배치했을 때의 위상을 나타낸다. 난류강도 2~4%의 값을 가지면서 익형면 수직방향으로 높게 세워져 있는 등고선은 통과 후류를 나타낸다. CW와 CCW의 두 경우 모두 익형 선단에 출현한 후류로 인해  $t/T = 5/6$ 일 때  $y \approx 0.5\text{mm}$  부근에서 큰 난류강도를 가진 난류 패치가 발생된다. 난류 패치는  $t/T = 5/6$ , 0(또는 6/6), 1/6(또는 7/6)로 갈수록 주유동 방향과 익형면 수직 방향으로 커지고 중심 난류강도 또한 커지면서 하류로 전파된다. 난류 패치 선단부의 전파속도는 자유유동과 같은 속도로 확산되는 후류 속도와 거의 비슷하지만 후단부는 상대적으로 느리게 전파된다. 그 결과,  $t/T = 1/6$ 부터 볼 수 있듯이, 느리게 진행되는 난류 패치 후단은 다음 주기에서 발생하는 난류 패치의 선단과 합체되기 시작하여  $t/T = 3/6$ 에서 결국 완전히 병합된다. 따라서 약  $x/C \approx 0.5$  이후부터는 항상 난류강도가 높은 난류 패치가 경계층 내에 존재하며 박태춘 등<sup>(1)</sup>에서 고찰한 시간평균된 천이가 시작된다.

이와 같은 난류 패치의 생성, 성장, 그리고 합

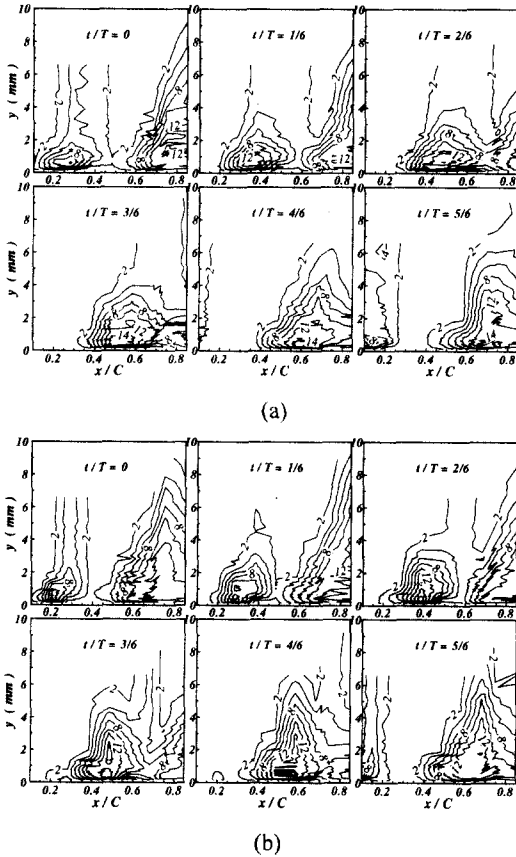


Fig. 2 Snapshots of the phase-averaged turbulence intensity contours in  $x$ - $y$  plane in case of (a) CW and (b) CCW

체 등의 거동들은 Pfeil 등,<sup>(2)</sup> Liu와 Rodi,<sup>(3)</sup> Orth<sup>(4)</sup>의 관련된 실험에서도 매우 유사하게 보고된 바 있다. 그들은 난류 패치와 이를 생성시킨 후류는 하류로 갈수록 점차 멀어져 결국 먼 하류에서 완전히 분리되어 서로 아무런 상호작용없이 전파된다고 설명하였다. 본 실험은 비교적 짧은 코드길이의 익형과 비교적 낮은 레이놀즈수에서 수행되었기 때문에 이러한 후류의 분리를 확연히 볼 수는 없지만, CCW의 경우에  $t/T > 3/6$  이후 후류가 합체된 난류 패치와 벗어나서 전파됨을 볼 수 있다. 한편  $t/T=0$ 일 때, CCW 경우가 CW에 비해 폭이 작고 중심부의 난류강도가 큰 난류 패치가 형성되고, 합체 이후에도  $y$  방향으로 더 크게 성장하면서 전파됨을 볼 수 있는데, 이것은 박태춘 등<sup>(1)</sup>의 Fig. 2와 같이 CCW의 경우 익형 후면에서의 역압력구배가 CW 경우보다 더 강화되기 때

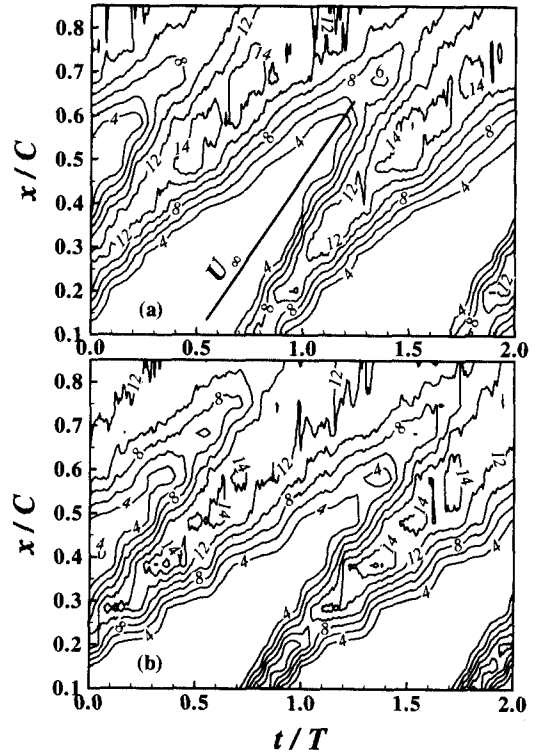


Fig. 3 Contours of turbulence intensity inside the boundary layer ( $y/D=0.22$ ) in  $x$ - $t$  plane in case of (a) CW and (b) CCW

문이다. 이러한 경향은 순압력 및 역압력구배 하에서 난류 패치의 거동을 동시에 고찰한 Funazaki와 Koyabu<sup>(10)</sup>의 결과와 유사하다.

후류유도 난류 패치의 거동을 보다 정확하게 이해하기 위해  $x$ - $t$  평면상에 경계층내  $y/D=0.22$ 에서 난류강도의 등고선을 CW와 CCW의 경우 각각 Fig. 3 (a)와 (b)에 도시하였다. Fig. 2 (a)와 (b)에서 볼 수 있듯이  $y/D=0.22$ 는 각 위상에서 난류 패치가 유동방향으로 가장 크게 형성되는 벽으로부터의 거리이다. 주기적으로 발생된 난류 패치가 하류로 갈수록 성장하여 결국 서로 합체하는 거동을 명확하게 볼 수 있다.

난류 패치로 인한 유동의 변화량은 연속적이므로 난류 패치의 크기와 선단 및 후단의 위치를 특정값으로 정의하기는 어렵다. Gostelow 등<sup>(13)</sup>은 난류 패치의 선후단 위치를 정의할 때 2%의 평균속도 증가량과 4%의 난류강도를 각각의 기준값(threshold value)으로 사용한 바 있는데, 본 논문에서는 난류강도 4%의 기준값으로 난류 패치

후단뿐만 아니라 선단의 위치도 예측하였다. 그림에서 난류강도 4%를 갖는 제적의 국소 기울기는 결국 난류 패치의 국소 선단 및 후단 속도를 나타낸다. 난류강도 6~10% 제적의 기울기 또한 4% 제적의 기울기와 전체적으로 유사한 것으로 보아 4%의 난류강도 등고선으로 구한 패치의 선 후단 속도가 비교적 합리적임을 알 수 있다.

난류 패치 선단은 그 전파속도가 후류 속도와 유사하며 모든  $x$ 에서 거의 일정한 속도로 하류로 확산된다. 반면 후단은 상대적으로 느리게 전파되며 하류로 갈수록 역압력구배에 의해 그 전파속도는 더욱 작아진다. 특히 통과 후류에 의해 역압력구배가 강화되는 CCW 경우에 CW 경우보다 더 늦게 전파된다. 이러한 선후단의 속도차로 난류 패치는 결국 일정 하류에서 서로 합체하는데, 4%의 난류강도를 기준으로 하면 CW 경우는 약  $x/C \approx 0.6$ 에서, 후단 속도가 상대적으로 작은 CCW 경우는 보다 상류인 약  $x/C \approx 0.5$ 에서 합체됨을 볼 수 있다.

한편, 난류 패치의 선후단 전파속도는  $y/D = 0.22$  이후 벽면에서 멀어질수록 전체적으로 점점 커지면서 후류 전파속도에 접근한다. 따라서 Fig. 2 (a)와 (b)에서 볼 수 있듯이 벽면에서  $y/D = 0.22$ 까지는  $y$ 가 커질수록 난류 패치가 주유동 방향으로 점점 빨리 합체되지만 그 이후부터는 점차 늦게 합체된다.

Schubauer와 Klebanoff<sup>(14)</sup>는 압력구배가 0인 평판 경계층에서 자연 천이로 발생되는 난류반점의 선단 및 후단 속도가 각각 자유유동 속도의 0.88, 0.5배라고 제시하였다. Pfeil 등<sup>(2)</sup>은 평판 위 후류유도 천이의 실험을 통해 선단과 후단 전파속도를 각각  $0.75 U_\infty$ 와  $0.54 U_\infty$ 로 측정하였으며, Liu와 Rodi<sup>(3)</sup>의 평판 실험에서는 난류 패치 중앙의 전파속도가  $0.7 U_\infty$ 라고 제시하였다.

Gostelow 등<sup>(13)</sup>은 기존의 여러 연구에서 보고된 바 있는 순압력 또는 역압력구배 하에서의 난류 패치 선단 및 후단의 전파속도를 무차원 압력구배계수인  $\lambda_\theta = (\theta^2/\nu) \cdot (dU_e/dx)$ 에 대하여 나타낸 후 경험식으로 제시하였다. Fig. 4는 Fig. 3을 이용하여 합체하기 전 각  $x$  위치에서 구한 압력구배계수에 따른 난류 패치의 선단 및 후단 속도를 Gostelow 등<sup>(13)</sup>의 결과와 함께 나타낸 것이다. 선단 속도가 압력구배에 민감하지 않고 일정한 반면, 후단 속도는 역압력구배가 커질수록 점차 감

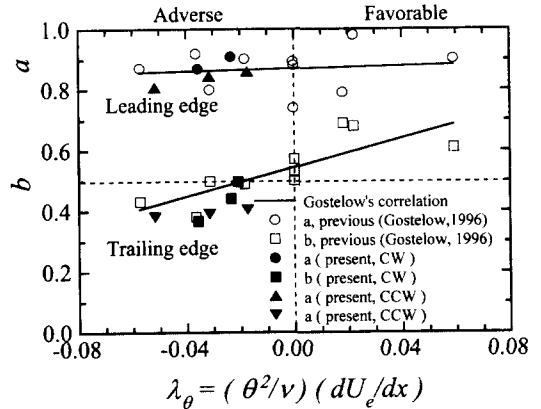


Fig. 4 Propagation rates of leading and trailing edges of turbulent patches with pressure gradient parameter

소함을 볼 수 있다. 기존 데이터들의 산란을 고려할 때 합체하기 전 난류 패치의 선단 및 후단 속도가 합리적으로 예측되었음을 알 수 있다.

## 2.2 위상평균된 속도와 난류강도

Fig. 5와 Fig. 6은 각각 CW와 CCW의 경우  $x/C = 0.10, 0.28, 0.48, 0.68, 0.85$ 에서  $y$  위치에 따라 위상평균된 속도(a1~a5)와 난류강도(b1~b5)의 변화를 위상에 대하여 나타낸 것이다. 그림에서  $\bar{u}$ 는 각  $x$  위치에서의 시간평균 경계층 두께를 나타낸다.

### 2.2.1 경계층밖 통과 후류내의 위상평균된 속도와 난류강도

경계층 바깥에는 속도 결핍과 큰 난류강도를 갖는 후류가 익형 전 영역에 걸쳐 주기적으로 나타나는 것을 볼 수 있다. Fig. 5와 6의 (a1)을 보면, CCW 경우의 후류가 CW 경우에 비해 속도 결핍의 폭이 좁지만 최대 결핍 속도는 크다. 따라서 후류의 난류강도 분포는 각 그림의 (b1)에서처럼 CCW 경우에 CW 경우보다 좁은 영역에서 증가하고 최고치(peak)는 상대적으로 크다.

한편,  $y = 6.60\text{mm}$ 에서의 위상평균 속도를 관찰하면, CW의 경우(Fig. 5(a2))에는 후류가 지나가기 직전의 속도가 지나간 직후보다 다소 크며, 같은  $y$  위치의 CCW의 경우(Fig. 6(a2))는 이와 반대로 후류가 지나간 직후의 속도가 직전보다 크게 측정되는 것을 알 수 있다. 이 원인은 Fig. 7

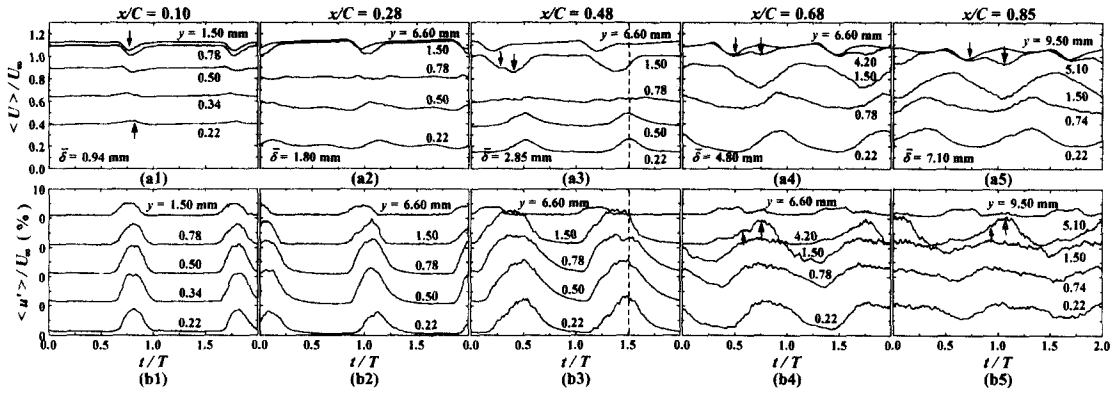


Fig. 5 Temporal variations of the phase-averaged mean velocities(a1~a5) and turbulence intensities(b1~b5) at  $x/C=0.10, 0.28, 0.48, 0.68$  and  $0.85$  in case of CW

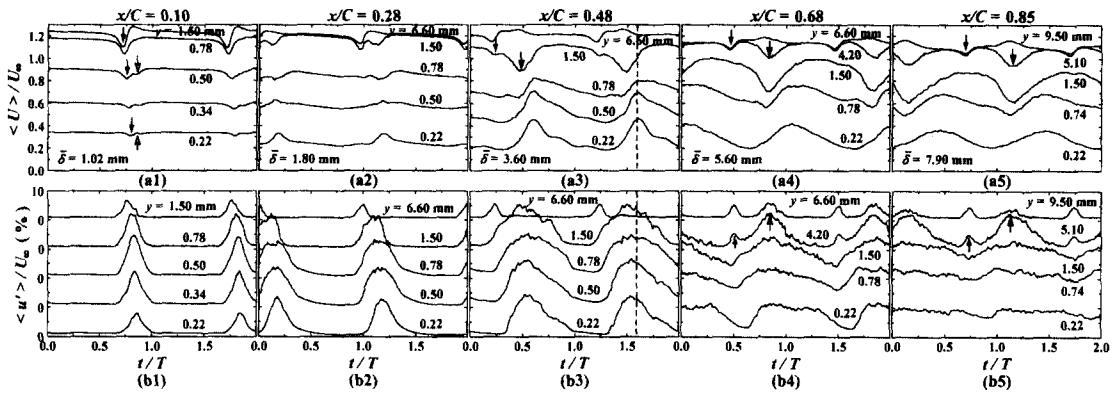


Fig. 6 Temporal variations of the phase-averaged mean velocities(a1~a5) and turbulence intensities(b1~b5) at  $x/C=0.10, 0.28, 0.48, 0.68$  and  $0.85$  in case of CCW

에서와 같이 실린더의 움직임에 고려한 익형 위 후류내의 속도삼각형으로부터 알 수 있다.

Fig. 7에서 실린더가 순간적으로  $V_{rod}$ 로 움직일 때(CW의 경우) 실린더에 대한 상대 좌표계에서 후류내의 상대속도가  $W_1, W_2, W_3, W_{ref}$ 와 같다면 고정 좌표계에서 이들에 대응하는 익형면 위로 다가오는 후류내 절대속도는 각각  $V_1, V_2, V_3, V_{ref}$ 와 같이 도시할 수 있다. 상대속도  $W_1$ 에 대한 절대속도  $V_1$ 은 후류 속도 결핍이 없을 때의 절대속도인  $V_{ref}$ 보다 크고, 최대 결핍 상대속도  $W_2$ 에 대한 절대속도  $V_2$ 는 그 크기가 최저가 된다. 이후 상대속도가  $W_3$ 로 다시 커지면서 절대속도는  $V_3$ 와 같이 서서히  $V_{ref}$ 로 회복된다. 익형 위 경계층 밖에 위치한 1형 열선은 시간에 따라  $V_{ref}, V_1, V_2, V_3, V_{ref}$  순서로 속도를 감지하며 따라서 CW의 경우 경계층밖 위상평균 속도 분포는 Fig. 5(a2)의  $y$

= 6.60mm에서와 같이 후류가 도달하기 직전에 overshoot이 나타난다. 이와 반대로 CCW의 경우 Fig. 6(a2)의  $y=6.60$ mm에서와 같이 후류가 지나간 직후 속도의 overshoot이 나타난다. 이러한 비정상 후류의 속도 분포는 Dong과 Cumpsty<sup>(15,16)</sup>의 압축기 익형면 위의 경계층 실험에서도 관찰된 바 있다.

또한 Fig. 7에서 CW의 경우 후류의 속도 결핍으로 절대속도의  $y$  성분, 즉 수직속도 성분이 익형면으로 다가오는 방향으로 형성된다. 수직속도 성분은 후류의 결핍이 가장 큰  $W_2$ 에 대응하는 절대속도  $V_2$ 에서 가장 커지며 이 시각을 전후로 절대속도의  $y$  성분은 대칭의 분포를 보일 것이라고 예상된다. Dong과 Cumpsty<sup>(15,16)</sup>는 비정상 후류 내에서의 수직속도 분포를 x형 열선으로 직접 측정하여 이러한 현상을 보고한 바 있다. 박태춘 등<sup>(1)</sup>

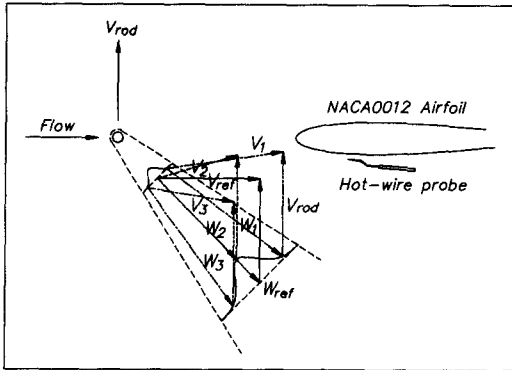


Fig. 7 Examples of velocity triangles near the leading edge of the airfoil

의 Fig. 3에서 분석한 바와 같이 이 수직속도 성분은 익형 계측면 선단의 압력을 국소적으로 증가시키며 따라서 익형 전면에 걸쳐 역압력구배를 약화시킨다. 이와 반대로 CCW의 경우에는 비정상 후류 내에 익형면으로부터 멀어지는 수직속도 성분이 형성되며 따라서 계측면 선단에 압력이 국소적으로 감소되어 익형 전면에 걸쳐 역압력구배가 강화된다.

한편, CW의 경우(Fig. 5) 후류의 난류강도는 하류로 갈수록 감소하는 반면 후류의 평균속도 분포는 확산없이 마지막 계측점인  $x/C=0.85$ 까지 거의 변화하지 않는다. 이와 같은 특이한 현상은 본 실험의 CW 경우와 유사한 실험 조건에서 평판 위 후류유도 천이경계층 유동을 고찰한 Liu와 Rodi<sup>(3)</sup>의 결과에서도 제시된 바 있다. 그들은 이와 같은 현상이 후류와 경계층의 상호작용의 결과라고 추측하였다. Addison과 Hodson<sup>(17,18)</sup> 또한 단단(single stage) 터빈의 내부유동 계측 실험에서 익형 위 비정상 후류가 하류로 갈수록 감소에 따라 확산되지 않음을 관찰한 바 있다. 그러나 CCW의 경우(Fig. 6)에는 경계층밖 후류의 위상평균 속도 결핍은 하류로 갈수록 점차 확산되어 감소된다.

### 2.2.2 경계층내의 위상평균된 난류강도

Fig. 5와 6의 (b1)에서 확인할 수 있듯이 주기적 후류의 영향으로 초기 층류경계층이 교란되면 경계층내 난류강도가 증가하고 경계층은 순간적으로 천이되었다가, 후류가 통과한 이후에는 원래대로 난류강도는 감소하고 다시 층류경계층으로 회복된다. 이 과정에서 난류강도 분포의 피크값(peak)은 후류에서 벽면으로 접근할수록 점점

커지다가 경계층 외층( $y=0.50\text{mm}$ ,  $y/\delta \approx 0.5$ )에서 최고치를 보인 후 다시 감소하는 경향을 보인다. 최근 Wu 등<sup>(9)</sup>은 후류유도 천이로 초기 층류경계층에 발생하는 난류반점의 모양이 기존의 평판 위 자연 천이에서 발생하는 난류반점의 모양과는 달리 하류 부분이 상류 부분보다 폭방향으로 넓은, 즉 상류를 향하는 화살표 머리와 같은 형상(arrow head pointing upstream)을 가진다는 사실을 다른 가시화 실험과 함께 보고한 바 있다. 그들은 이와 같은 현상의 원인으로, 자연천이의 경우 경계층내 강한 난류 생성을 유발하는 와류 분쇄(breakdown)가 벽면 근처에서 발생하는 반면, 후류유도 바이패스 천이의 경우 후류내 여러 가지 스케일의 와류들의 교란으로 경계층 외층(outer region)에서 분쇄가 발생하기 때문이라고 서술했었다. Fig. 5와 6의 (b1~b3)을 보면 난류 패치가 합체하기 전 통과 후류에 의해 주기적으로 증가하는 난류강도가 벽근처에서보다 경계층 외층에서 더 크게 성장하는데, 이는 Wu 등<sup>(9)</sup>의 주장을 뒷받침하는 간접적인 증거라고 볼 수 있다.

난류강도 피크값의 위상은 벽으로 다가갈수록 점점 느려지는데, 이는 난류 패치의 전파속도가 벽으로 갈수록 점차 작아진다는 뜻이다. 난류 패치가 합체하기 전에는 하류로 갈수록 각  $y$ 위치에서 난류강도의 증가 영역은 넓어지고 피크값 또한 성장하는 것을 볼 수 있는데, 이는 경계층내 난류 패치의 성장을 나타낸다. 난류 패치 합체 직후( $x/C=0.68$ ) 경계층내 각  $y$ 위치에서 난류강도는 전체적으로 갑자기 증가하지만 최고치와 최저치의 변화폭은 현격히 줄어든다. 이러한 진폭의 감소는 벽면으로 갈수록 더욱 빨리 진행된다. 합체 이후 하류로 갈수록 각  $y$ 위치에서 시간평균된 난류강도는 커지는 반면 위상에 따른 난류강도 진폭은 점점 감소하여 마지막 측정점인  $x/C=0.85$ 에서는 경계층 외층( $y=5.10\text{mm}$ )을 제외하고 후류에 의한 주기적인 난류강도 변화가 잘 관찰되지 않는다. 따라서 난류 패치의 합체 이후, 즉 시간평균된 천이가 시작된 이후 경계층내 벽근처 유동은 경계층 밖의 주기적인 후류 교란에 민감하지 않고 천이 경계층내 불안정성과 후류에 의해 재편된 압력구배 등에 주로 영향을 받음을 알 수 있다. 최근 신성호 등<sup>(19)</sup>은 상류로부터 다가오는 정상 상태의 실린더 후류 또는 상류의 메쉬로부터 발생하는 높은 균일 난류강도에 의한 하류 평

판 경계층의 정상 천이를 연구하면서 이와 유사한 결론을 얻은 바 있다.

### 2.2.3 경계층내의 위상평균된 속도

경계층내 위상평균된 속도 분포는 경계층밖 주기적 후류의 속도 결핍뿐만 아니라 경계층 내에서 발생하는 난류 패치의 영향으로 변화한다. 익형 선단에서는 경계층이 상대적으로 얇아 Fig. 5와 6의 (a1)과 같이 경계층밖 후류의 속도 결핍이 경계층 내부에까지 전파되어 속도 강하(velocity dip)가 나타난다. 하지만, 벽면으로 다가갈수록 경계층내의 큰 점성으로 인하여 속도 덩(dip)의 크기는 작아지며 발생하는 위상 또한 점차 지연된다. 후류의 최대 속도 결핍이 보다 큰 CCW의 경우  $y=0.22\text{mm}$ 까지 후류 속도 결핍으로 인한 속도 덩이 존재하는 반면, CW의 경우 속도 덩은 사라지고 오히려 속도 피크가 나타나는데, 이 피크는 후류의 속도 결핍의 영향은 사라지고 난류 패치의 생성으로 인하여 경계층이 순간적으로 천이되었기 때문에 발생하는 것이다. 즉, 일반적으로 층류경계층이 난류 패치에 의하여 순간적으로 천이되면 경계층이 두꺼워지면서 경계층 외층에서는 속도가 감소하는 반면, 벽근처에서는 속도 구배가 커지므로 속도가 증가한다. Fig. 5와 6에서 후류 속도 결핍의 영향으로 인한 경계층 내의 속도 덩은 검은 화살표로, 순간적 경계층 천이로 인한 속도의 피크 또는 덩은 하얀 화살표로 표시하였다. CCW의 경우에도  $y=0.22\text{mm}$ 에서 속도 덩이 발생한 직후 순간적인 경계층 천이로 작은 속도 피크가 발생하는 것을 볼 수 있다.

반면  $y=0.50\text{mm}$ 의 경계층 외층에서는 후류 속도 결핍의 영향으로 인한 속도 덩 직후에 천이의 영향으로 인한 또 다른 작은 속도 덩이 발생하는 것을 볼 수 있다. 이러한 경계층 외층에서의 이중 속도 강하(dual dip)는 CW와 CCW의 두 경우 모두 그림 (a3~a5)와 같이 하류에서 보다 명확하게 나타난다. 한편 이때 Fig. 5와 6의 (b4)와 (b5)에 표시하였듯이 이중 속도 강하가 일어난 같은  $y$  위치에서 두 개의 난류강도 피크가 발생한다. 처음에 발생한 난류강도 피크는 후류 자체의 난류강도가 경계층 외층까지 보다 감소된 상태로 전달된 것이고 나중에 발생한 피크는 경계층 천이로 인한 난류강도의 증가에 기인한 것이다. 하류로 갈수록 천이에 의한 속도 덩이 후류 속도

결핍의 영향으로 인한 덩보다 커지며 두 덩 사이의 위상차 또한 점점 커진다.

Liu와 Rodi<sup>(3)</sup>는 평판 위 후류유도 천이경계층 실험에서 경계층 외층의 이중 속도 강하를 처음 관찰하고 그 원인으로 두 가지 가능성을 제시하였는데, 첫번째는 평판 선단의 후류 생성기에서 발생한 두 개의 후류가 동시에 하류 평판 위 경계층에 영향을 주기 때문이며, 두번째는 경계층 내에서 발생하는 난류 패치로 인한 순간적인 경계층 천이의 영향임을 제시하였다. 그러나 최근 Wu 등<sup>(9)</sup>은 직접수치모사로 경계층 외층에서 이중 속도 강하와 이에 대응하는 난류강도 이중 상승(dual peak)의 존재를 확인하고 그 발생 원인이 순간적인 경계층 천이에 있음을 밝혔다. 익형 상류에서 오직 1개의 후류만이 발생하는 본 실험에서도 마찬가지로 경계층 외층에서 이중 속도 강하를 확인할 수 있는데, 이는 Wu 등<sup>(9)</sup>의 주장과 일치하는 것이다.

한편 Fig. 5 및 Fig. 6의 (a3)과 (b3)에서 경계층내 위상평균된 속도와 난류강도의 덩 또는 피크의 위상차를 대표적으로 볼 수 있다. 경계층 바깥에서의 후류 결핍 속도와 경계층 내부의 속도 피크 사이에 위상차가 존재하는데, 상류에서 하류로 갈수록 그 차는 점점 커진다. 이것은 익형의 선단부에서는 경계층이 얇아서 경계층 외부의 후류에 의한 영향이 경계층 내층에 빨리 전달되지만 하류로 갈수록 경계층이 두꺼워 성장하여 경계층 바깥의 후류가 경계층 내층으로 영향을 미치는 동안 시간의 지연이 발생하기 때문이다. 이러한 위상차의 결과는 Liu와 Rodi<sup>(3)</sup>의 실험 결과와 Wu 등<sup>(9)</sup>의 수치해석 결과와 정성적으로 잘 일치한다.

한편 Fig. 5와 6의 (a1~a5)에서 볼 수 있듯이 하류로 갈수록 익형위 경계층이 점점 두꺼워지면서 경계층내 벽근처 속도 변화에 주는 후류 속도 결핍의 영향은 상대적으로 빠르게 줄어든다. 또한 난류 패치가 합체되기 전까지 위상평균 속도의 주기적 성분은 하류로 갈수록 점차 큰 진폭을 가진다. 난류 패치가 합체된 이후에는 하류로 갈수록 벽근처( $y=0.22$  또는  $0.78\text{mm}$ 근처) 속도의 진동은 점차 감소하는 반면 경계층 외층( $y=1.5\text{mm}$ 근처)에서는 여전히 주기적 성분이 증가하는 것을 볼 수 있다. 그러나 Liu와 Rodi<sup>(3)</sup>의 실험 결과로 유추하면 시간평균 개념의 천이가 후반부



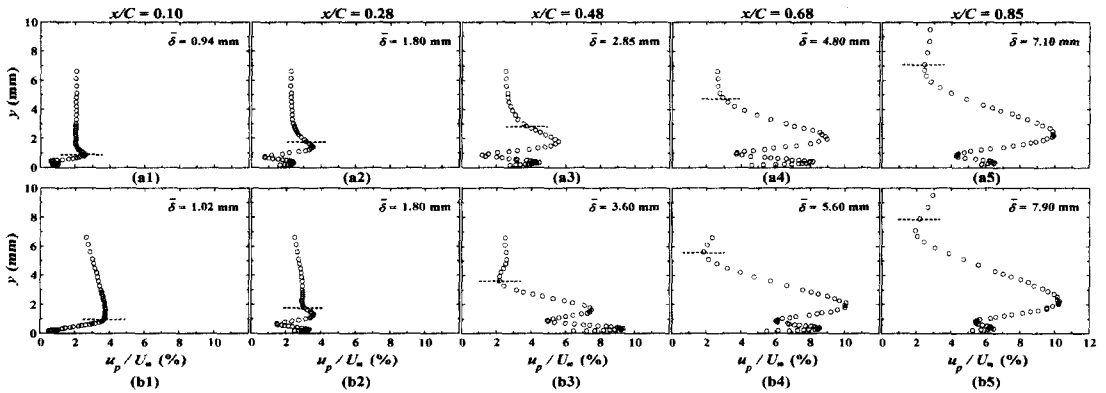


Fig. 8 Distributions of r.m.s. values of periodic fluctuating velocity in case of (a) CW(a1~a5) and (b) CCW(b1~b5)

(late stage of transition)로 진행될수록, 즉 난류경계층에 다가갈수록 이러한 경계층 외층에서의 주기적 성분도 결국 감소할 것이라고 예측된다.

Fig. 8은 경계층내 위상평균 속도의 주기적 성분인  $\bar{u}$ 의 근제곱평균값(rms)  $u_p$ 를 CW(a1~a5)와 CCW(b1~b5)의 경우 Fig. 5 및 6과 동일한  $x$  위치에서 도시한 것이다. 그림에서 점선은 각  $x$  위치에서 시간평균된 경계층 두께를 나타낸다. 전체적으로 평판 위에서 후류유도 천이경계층을 계측한 Liu와 Rodi<sup>(3)</sup>의 결과와 매우 유사한 경향을 보인다. CW의 경우 경계층밖 주기속도 섭동량은 하류로 가면서 거의 일정하지만 CCW의 경우는 감소한다. 이는 위에서 설명하였듯이 CW의 경우 하류에서 후류의 속도 결핍이 확산되지 않고 일정한 반면, CCW의 경우는 하류로 갈수록 속도 결핍이 감소하기 때문이다. 경계층 내층과 외층에서는 두 경우 모두 주기속도 섭동량이 증가하는데, 그 이유는 순간적인 천이로 인하여 벽근처에서는 속도가 증가 및 회복을, 경계층 외층에서는 속도가 감소 및 회복을 반복하기 때문이다. 따라서 경계층의 내층과 외층 사이의 중간 지역에는 주기적 변화가 점차 작아지다가 그 섭동량이 최소가 되는 점이 존재하게 된다. 하류로 갈수록 경계층 외층에서의  $u_p$  값이 계속 증가하는 반면 내층에서의 값은 시간평균 천이점 이후 감소하는데, 이는 Fig. 5와 6의 (a1~a5)와 같이 난류 패치가 합체한 후 벽근처 평균속도의 주기적 성분은 감소하기 때문이다.

2.3 위상평균된 벽마찰력

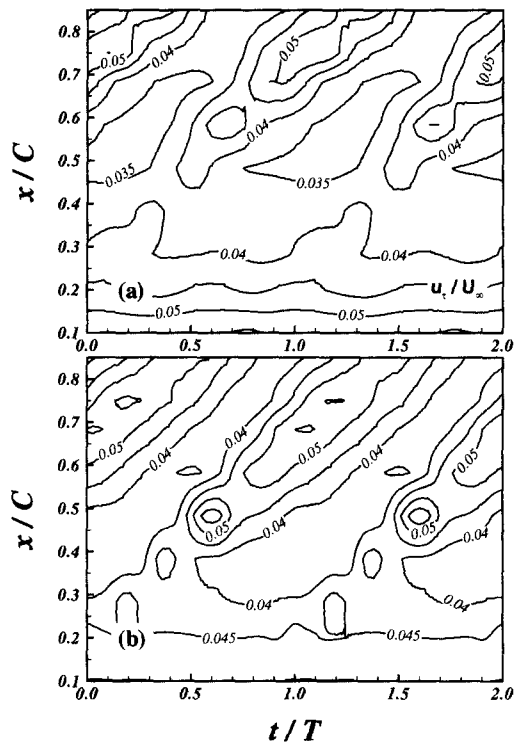


Fig. 9 Contours of friction velocity on the surface of the airfoil in case of (a) CW and (b) CCW

Fig. 9(a)와 (b)에는 각각 CW와 CCW의 경우 위상평균 벽마찰속도를  $x-t$  평면상에 등고선으로 도시하였다. 위상평균된 벽마찰계수는 위상평균 속도 분포를 이용하여 박태춘 등<sup>(1)</sup>의 방법으로 예측하였다. 전체적으로 난류강도 등고선과 비슷

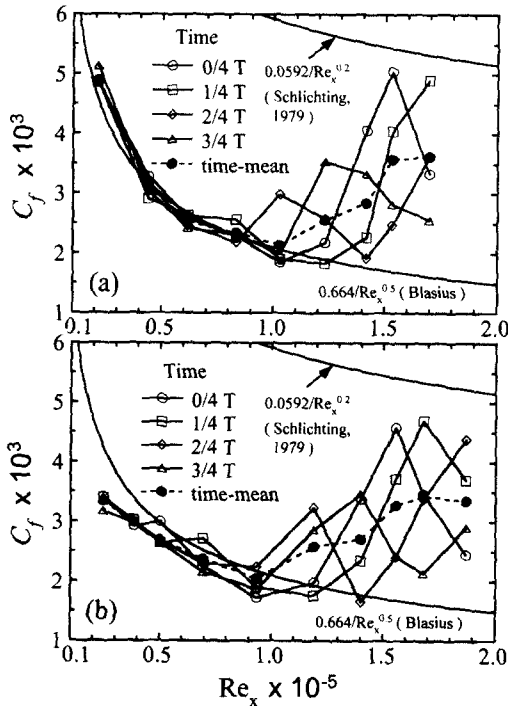


Fig. 10 Distributions of phase-averaged wall skin-friction coefficients with  $Re_x$  in case of (a) CW and (b) CCW

한 경향을 보이지만, 최대 벽마찰속도의 전파속도는 CW와 CCW의 경우 각각  $0.70 \sim 0.78 U_\infty$ 와  $0.64 \sim 0.76 U_\infty$ 로, Fig. 3에서 예측한 난류 패치 중앙의 전파속도 범위  $0.75 \sim 0.95 U_\infty$  (CW)와  $0.70 \sim 0.85 U_\infty$  (CCW)보다 상대적으로 작은 값을 가진다. 또한 Fig. 3의 난류 패치의 난류강도 분포와 그 위상차를 비교하면 난류 패치가 지나간 이후 벽마찰속도가 다소 늦게 증가하며 다시 원래 값으로의 회복 또한 난류강도의 회복보다 다소 늦어진다.

Fig. 10(a)와 (b)는 각각 CW와 CCW의 경우 몇몇 위상에서 레이놀즈수에 따른 위상평균된 벽마찰계수의 변화를 도시한 것이다. 그림에서 두 실선은 각각 Blasius 해와 평판위 난류경계층에서 벽마찰계수의 실험식이며, 점선은 시간평균된 벽마찰계수를 나타낸 것이다. 익형 선단으로부터 시간평균 천이점 이전의 벽마찰계수는 CW의 경우 대체적으로 순압력구배에 의해 Blasius 해보다 큰 값을 가지며 그 이후 역압력구배로 바뀌면서

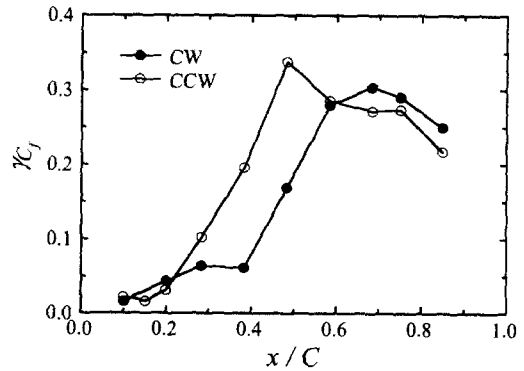


Fig. 11 Distributions of  $\gamma_{C_f}$  along the streamwise direction in case of CW and CCW

Blasius 해보다 작아진다. CCW의 경우 역압력구배가 강화되면서 익형 선단의 첫 측정점부터  $C_f$ 는 대체적으로 Blasius 해보다 작아진다. 그러나 두 경우 모두 통과 후류의 교란이 존재할 때에는  $C_f$ 가 순간적으로 증가하는 것을 볼 수 있다. 시간평균 천이점 이후부터는  $C_f$ 의 주기적 성분의 진폭이 하류로 갈수록 점차 커진다.  $C_f$ 의 주기적 성분의 산포도를 알아보기 위해 Fig. 11에 다음과 같이 정의한  $\gamma_{C_f}$ 를 도시하였다.

$$\gamma_{C_f} = \left\{ \frac{(\langle C_f \rangle - \bar{C}_f)^2}{\bar{C}_f} \right\}^{1/2} \quad (1)$$

이 값은  $C_f$ 의 시간평균량에 대해 표준편차를 나타낸 것으로 층류경계층이나 완전 난류지역에서는  $\gamma_{C_f}$ 가 이론상 0의 값을 가진다.  $\gamma_{C_f}$ 의 최대값이 존재하는  $x$  위치는 경계층이 가장 강한 천이 특성을 보이는 곳으로, 그림에서와 같이 CW의 경우  $x/C=0.68$ , CCW의 경우  $x/C=0.48$ 이다. Wu 등<sup>(9)</sup>의 계산 결과에 의하면 평판 위 후류유동 천이의 경우  $\gamma_{C_f}$ 의 최대값이 약 0.35로 본 연구에서 예측한 값과 매우 유사함을 확인할 수 있다.

#### 2.4 정정 지역

Fig. 10에서 천이점 이후 주목할만한 점은  $C_f$ 가 증가한 후 다시 감소할 때 최소값이 역압력구배 지역임에도 불구하고 어느 위상에서 Blasius 값보다 다소 높은 값을 갖는다는 것이다. 이는 난류 패치가 지나간 이후 바로 원래의 층류 상태로 회복하지 않고 보다 안정된 경계층 특성을 순

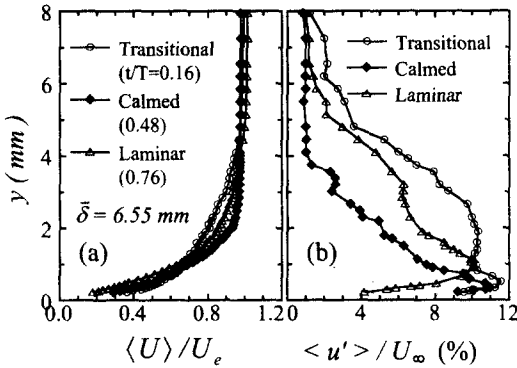


Fig. 12 Distributions of (a) phase-averaged velocity and (b) turbulence intensity in the calmed region at  $x/C=0.75$  in case of CCW

간적으로 보이기 때문이다. 이 지역을 정정 지역(calmed region)이라 하는데, 이에 관한 연구<sup>(20,21)</sup>가 최근 실제 유체기계내 날개 위의 유동 및 열전달 특성과 관련하여 큰 관심을 모으고 있다. Fig. 12는 이러한 정정 지역의 경계층 유동 특성을 잘 보여준다.

Fig. 12 (a)와 (b)는 CCW의 경우  $x/C=0.75$ 에서 난류 패치가 통과할 때와 그 이후의 경계층내 위상평균 속도와 난류강도의  $y$ 방향 분포를 대표적인 3개의 위상에서 각각 나타낸 것이다. 그림의 심볼에서 원(T)은 난류 패치가 통과할 때의 천이 유동 분포를, 삼각형(L)은 난류 패치가 지나기 전 또는 통과 후 충분한 시간이 지난 뒤 발달되는 층류 유동 분포를, 그리고 마름모(C)는 난류 패치의 통과 직후에 형성되는 정정 지역에서의 유동 분포를 나타낸다. 벽 근처( $y < 1\text{mm}$ )의 평균속도는 난류 패치의 통과 후 서서히 감소하며 따라서 정정 지역에서의 벽근처 속도 구배는 층류 지역보다 크다. 경계층 외층에서는 난류 패치가 지나간 직후 정정 지역의 평균속도가 크게 증가하여 층류의 속도보다 더 크게 형성됨을 볼 수 있다. 한편 천이 영역의 벽근처 높은 난류강도는 층류 지역에서 크게 감소하는 것에 비해 정정 지역에서는 거의 감소하지 않은 것을 볼 수 있다. 그러나 벽근처를 제외한 대부분의 경계층 영역에서 정정 지역의 난류강도가 층류 지역에서보다 오히려 작다. 기존의 연구<sup>(5,10,14,20,21)</sup>에 의하면 이러한 정정 지역은 본 실험과 같이 역압력구배가 크게 존재하는 후류유도 천이의 경우에 잘 나타난다고 알

려져 있다.

### 3. 결론

상류에서 주기적으로 발생하는 후류로 인한 익형면 위의 초기 층류경계층의 비정상 천이 현상을 풍동내 열선 계측으로 고찰하였다. 본 연구의 결과로부터 얻은 결론은 다음과 같다.

(1) 난류 패치의 전파속도는 통과 후류로 야기되는 선단에서의 교란 특성뿐만 아니라 후류에 의해 재편되는 익형 위 압력 분포의 영향을 받는다. 즉, 하류로 갈수록 익형면 위의 역압력구배는 증가하여 난류 패치의 후단 전파속도는 작아진다. 또한 통과 후류에 의해 역압력구배가 강화되는 CCW 경우가 CW 경우에 비해 난류 패치 후단 속도가 더 느리며 따라서 보다 상류에서 합체되어 시간평균 천이가 먼저 일어난다.

(2) 시간평균된 천이가 시작된 이후 경계층내 벽근처 유동은 경계층 밖의 주기적인 후류 교란에 민감하지 않고 천이 시작점에서의 불안정한 경계층 유동 특성과 천이점 이후 후류에 의해 재편되는 압력구배 등에 주로 영향을 받는다.

(3) 경계층내 위상평균된 속도와 난류강도의 주기적인 성분의 진폭은 하류로 갈수록 커지다가 난류 패치의 합체 이후, 즉 시간평균된 천이점 이후 감소한다. 이 과정에서 경계층 외층에 위상평균속도의 이중 속도 강하가 존재하는데, 이는 후류의 평균속도 결핍과 난류 패치의 발생으로 인한 순간적인 경계층 천이의 결과임을 확인할 수 있었다.

(4) 주기적으로 통과하는 후류의 영향으로 위상평균 난류강도가, 자연천이의 경우와는 달리, 경계층 외층에서 커다란 변화량을 가지는데, 이것은 후류유도 바이패스 천이의 경우 난류 생성을 활발히 유발시키는 와류 분쇄가 경계층 외층(outer region)에서 발생한다는 사실을 뒷받침할 수 있다.

(5) 난류 패치가 통과한 후 경계층은 곧바로 층류경계층으로 회복하지는 않으며 그 중간 영역으로 정정 지역의 존재를 확인할 수 있었다.

### 후 기

본 연구는 1996년도 교육부 학술연구 조성비

(기계공학 : 96ME-B-03)와 과학기술부의 창의적 연구진흥사업의 연구비에 의해 이루어졌으며 이에 관계자 여러분께 감사드립니다. 또한 본 연구와 관련하여 여러 가지 도움 말씀을 주신 서울대학교 기계항공공학부 최해천 교수님께 감사드립니다.

참고문헌

(1) 박태춘, 전우평, 강신형, 2001, "주기적 후류내의 익형 위 천이경계층에 관한 실험적 연구 (I) - 시간평균된 유동특성," 대한기계학회논문집, 제25권 제6호, pp. 776~785.

(2) Pfeil, H., Herbst, R. and Schröder, T., 1983, "Investigation of the Laminar-Turbulent Transition of Boundary Layers Disturbed by Wakes," *ASME J. Engineering for Power*, Vol. 105, pp. 130~137.

(3) Liu, X. and Rodi, W., 1991, "Experiments on Transitional Boundary Layers with Wake-Induced Unsteadiness," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 231, pp. 229~256.

(4) Orth, U., 1993, "Unsteady Boundary Layer Transition in Flow Periodically Disturbed by Wakes," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 115, pp. 707~713.

(5) Halstead, D. E., Wisler, D. C., Okiishi, T. H., Walker, G. J., Hodson, H. P. and Shin, H., 1997a, "Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines: Part I—Composite picture," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 119, pp. 114~127.

(6) Halstead, D. E., Wisler, D. C., Okiishi, T. H., Walker, G. J., Hodson, H. P. and Shin, H., 1997b, "Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines: Part II—Compressors," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 119, pp. 426~444.

(7) Halstead, D. E., Wisler, D. C., Okiishi, T. H., Walker, G. J., Hodson, H. P. and Shin, H., 1997c, "Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines: Part III—LP Turbines," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 119, pp. 225~237.

(8) Halstead, D. E., Wisler, D. C., Okiishi, T. H., Walker, G. J., Hodson, H. P. and Shin, H., 1997d, "Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines: Part IV—Computations and Analyses," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 119, pp. 128~139.

(9) Wu, X., Jacobs, R. G., Hunt, J. C. R. and Durbin, P. A., 1999, "Simulation of Boundary Layer Transition Induced by Periodically Passing Wakes," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 398, pp. 109~153.

(10) Funazaki, K. and Koyabu, E., 1999, "Effects of Periodic Wake Passing upon Flat-Plate Boundary Layers Experiencing Favorable and Adverse Pressure Gradients," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 121, pp. 333~340.

(11) Katz, Y., Seifert, A. and Wagnanski, I., 1990, "On the Evolution of the Turbulent Spot in a Laminar Boundary Layer with a Favorable Pressure Gradient," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 221, pp. 1~22.

(12) Seifert, A. and Wagnanski, I., 1995, "On Turbulent Spots in a Laminar Boundary Layer Subjected to a Self-Similar Adverse Pressure Gradient," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 296, pp. 185~209.

(13) Gostelow, J. P., Melwani, N. and Walker, G. J., 1996, "Effects of Streamwise Pressure Gradient on Turbulent Spot Development," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 119, pp. 802~809.

(14) Schubauer, G. B. and Klebanoff, P. S., 1955, "Contributions of the Mechanics of Boundary Layer Transition," *NACA TN 3489*.

(15) Dong, Y. and Cumpsty, N. A., 1990a, "Compressor Blade Boundary Layers: Part I— Test Facility and Measurements with No Incident Wakes," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 222~230.

(16) Dong, Y. and Cumpsty, N. A., 1990b, "Compressor Blade Boundary Layers: Part II— Measurements with Incident Wakes," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 231~240.

(17) Addison, J. S. and Hodson, H. P., 1990a, "Unsteady Transition in an Axial Flow Turbine: Part I—Measurements on the turbine rotor," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 206~214.

- (18) Addison, J. S. and Hodson, H. P., 1990b, "Unsteady Transition in an Axial Flow Turbine: Part II—Cascade Measurements and Modelling," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 215~ 221.
- (19) 신성호, 전우평, 강신형, 1998, "자유유동 난류강도 변화에 따른 평판위 천이경계층의 유동 특성에 관한 실험적 연구," 대한기계학회 논문집(B), 제22권, 제9호, pp. 1335~1348.
- (20) Gostelow, J. P., Walker, G. J., Solomon, W. J., Hong, G. and Melwani, N., 1997, "Investigation of the Calmed Region Behind a Turbulent Spot," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 119, pp. 802~809.
- (21) Schulte, V. and Hodson, H.P., 1998b "Prediction of the Becalmed Region for LP Turbine Profile Design," *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 120, pp. 839~846.