

2차유동이 평판후류의 난류구조에 미치는 영향

김형수* · 이준식** · 감신형**
(1997년 4월 28일 접수)

Effects of Secondary Flow on the Turbulence Structure of a Flat Plate Wake

Hyeong Soo Kim, Joon Sik Lee and Shin Hyung Kang

Key Words: Secondary Flow(2차유동), Flat Plate Wake(평판후류), Reynolds Stress(레이놀즈응력), Negative Production(음의 생성), Gradient Diffusion Model(구배확산모델)

Abstract

The effects of secondary flow on the structure of a turbulent wake generated by a flat plate was investigated experimentally. The secondary flow was induced in a 90° curved duct in which the flat plate wake generator was installed. The wake generator was installed in such a way that the wake velocity gradient exists in the spanwise direction of the curved duct. Measurements were made in the plane containing the mean radius of curvature where pressure gradient and curvature effects were small compared with the secondary flow effect. All six components of the Reynolds stresses were measured in the curved duct. Turbulence intensities in the curved wake are higher than those in the straight wake due to an increase of the turbulent kinetic energy production by the secondary flow. In the inner wake region, shear stress and strain in the plane containing the velocity gradient of the wake show opposite signs with respect to each other, so that eddy viscosity is negative in this region. This indicates that gradient-diffusion type turbulence models are not appropriate to simulate this type of flow.

기호설명

A : 열선의 교정상수
 b_0 : 후류의 반폭두께
 C_p : 압력계수
 D : 덕트폭

D_H : 곡판의 수력직경
 E : 1차원 에너지스펙트럼
 E_u, E_t : CTA 및 CCA 브릿지 출력전압
 F_C, F_N, F_Ω : 무차원 난류운동에너지생성량
 H : 덕트높이
 K : 편각의 영향을 나타내는 인자
 L_e : 난류운동에너지 소산길이스케일
 P : 압력
 P_{ref} : 기준위치에서의 정압
 q^2 : 난류운동에너지($=\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}$)

* 서울대학교 대학원 기계공학과

** 서울대학교 기계공학과

- R_c : 곡관의 평균 곡률 반경 ($=\frac{1}{2}(R_1 + R_0)$)
- R_1 : 곡관의 안쪽 반경
- R_0 : 곡관의 바깥 반경
- R_r : 곡관의 반경비 ($=R_c / D_H$)
- r, θ, z : 원통좌표계
- r^* : 곡률방향에 대한 무차원거리
($= (r - R_1) / (R_0 - R_1)$)
- Re_D : Reynolds 수 ($=U_{mf} D_H / \nu$)
- Re_θ : Reynolds 수 ($=U_{mf} \Theta_{mf} / \nu$)
- S : 열전평면 내의 순간속도
- $S_{\theta z} \theta z$: 곡면 내에서의 변형률
 $\left(-\frac{\partial W}{\partial z} - \frac{\partial V}{\partial r} \right)$
- s, n, z : 유선좌표계
- Tu : 난류강도
- U, V, W : 시간평균속도
- U_{mf} : 기준위치에서의 자유유동속도
- U_s : 자유유동 속도
- U_{mf} : 열선의 유효냉각속도
- u', v', w' : 섭동속도
- u, v, w, rms : 섭동속도
- u_0 : 후류의 결손속도
- z_D : 폭방향에 대한 무차원거리
($= 2z/D$)

그리스문자

- γ : 순간속도와 프루브가 이루는 각
- ϵ : 난류운동에너지 소산율
- ϕ : 열선에 대한 유효각
- ν : 동점성계수
- Π_c : 유선곡률에 의한 난류운동에너지 생성량
- Π_N : 압력구배에 의한 난류운동에너지 생성량
- Π_s : 전단변형에 의한 난류운동에너지 생성량
- Π_n : 2차유동에 의한 난류운동에너지

- 생성량
- Θ_{mf} : 후류의 운동량두께
 $\left(= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U}{U_{mf}} \left(1 - \frac{U}{U_{mf}} \right) dz \right)$
- ρ : 유체의 밀도
- Ω_s : 주유동방향의 와도
 $\left(= \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{\partial U}{\partial z} \right)$

1. 서 론

압축기나 가스터빈과 같이 고속 회전하는 터보기계에서 발생하는 2차유동은 강한 유동혼합효과로 인해 큰 압력손실을 가져오며 국소적으로 높은 열전달의 원인이 되기 때문에 터보기계의 성능과 효율을 저하시키는 중요한 유동인자이다. 특히, 터보기계에서 발생하는 유동손실중 2차유동에 의한 손실은 전체의 손실중 30~50%를 차지하는 것으로 알려져 있으며^(1~3) 이 중에서 대부분은 블레이드 하류의 후류영역에서 발생한다. 또한 블레이드 후류는 하류에 위치한 블레이드 선단에서의 열전달을 증가시키며 이것은 열용력에 의한 블레이드 피로파괴의 원인이 된다. 이와 같이 터보기계에서 블레이드 하류의 후류영역에서 유동 및 열전달 특성이 차지하는 중요성에도 불구하고 이 영역에 대한 연구결과는 그다지 많지 않다. Sieverding⁽³⁾은 가스터빈 내에서 2차유동의 영향에 대한 기존의 연구결과를 검토한 결과, 블레이드 하류에서 2차유동에 의한 혼합이 이루어지는 과정은 불확실하며, 이 영역에서 유동방향의 와류와 블레이드 후미의 와류가 후류에서의 혼합과정에서 중요한 역할을 담당하지만, 그들의 상호작용은 명확하지 않고, 따라서 블레이드 하류영역에서 유동의 혼합과정 및 난류구조에 대한 더 많은 정보가 필요하다는 점을 지적하였다. 이와 같이 터보기계에서 나타나는 2차유동은 블레이드면과 바닥면, 그리고 후류영역의 유체혼합에 상당한 영향을 주고 있으나 아직까지는 그러한 유동구조가 정확히 파악되지 못한 상황이다. 2차유동이란 용어는 Prandtl(1952)에 의해 최초로 정의되었으며, 그는 2차유동을 생성 원인에 따라 제1종 2차유동과 제2종 2차유동으로 분류하

었다. 제1종 2차유동은 유동 내의 압력과 원심력의 차로 인해 주유동방향에 수직한 평면에서 발생하는 시간평균유동으로 정의되며 임의 단면을 가진 곡판이나 바닥면 위에 세워진 물체주위, 그리고 터보기계에서 발생하는 통로와류(passage vortex)가 이 범주에 속한다. 제2종 2차유동은 비등방성, 비균질성 난동의 차이로 인해 발생되며 주로 사각형 단면의 구석에서 발생한다. 본 연구에서는 제1종 2차유동의 영향만을 고려하며 이후 언급할 2차유동은 모두 제1종 2차유동을 의미한다.

이전 연구결과들에 의하면,^(4,5) 사각단면을 가진 곡판 내로 유입된 유체는 수력반경의 1~2배 거리부터 곡판반경방향의 압력구배와 원심력을 감지한다. 압력구배와 원심력이 서서히 증가하면서 벽면 근처를 제외한 포텐셜영역에서는 압력구배로 인한 힘과 원심력이 균형을 이루지만 동일한 곡판반경에 위치한 측면벽의 경계층영역에서는 포텐셜영역에 비해 상대적으로 원심력이 감소한다. 결국 측면벽에서는 곡판반경의 압력구배로 인한 힘이 원심력보다 커지게 되므로 안쪽반경을 향하는 주유동에 수직한 속도성분이 발생하게 된다. 이와 같이 발생된 반경방향의 횡단유동은 안쪽반경과 측면벽의 구석에서 방향을 바꿔 덕트의 중심부를 향하게 된다. 이 때 곡판 상류에서 평판의 폭방향은 곡판의 곡률방향과 일치시켜 후류를 발생시키면 후류영역에서는 측면벽에서와 같이 압력과 원심력의 불균형으로 인해 2차유동이 발생한다. 후류영역에서 발생된 2차유동에 의해 평판후류는 3차원적인 유동구조를 가지며 후류 내의 유체혼합 및 난류구조는 2차유동에 의해 영향을 받게 된다.

Koyama⁽⁶⁾는 2차유동이 원봉후류의 성장에 미치는 영향을 파악하기 위해 사각곡판 내에서 직경 10mm의 원봉후류를 발생시켰다. 곡판후류가 2차유동의 영향을 받는 경우 Karman 와류열이 발생하지 않고 후류의 성장이 억제됨을 확인하였다. 또한 후류의 중심부에서 2차유동의 속도가 최대가 됨을 보였으며 2차유동은 곡판후류의 폭과 결손속도, 난류강도를 직관후류에 비해 작게 만든다는 것을 확인하였다.

후류에 대한 연구는 단순한 형태의 유동구조로부터 변형된 형태까지 다양하게 이루어져 왔으며 이들을 기초자료로 하여 원후류의 평형유동을 예

측하기 위한 간단한 이론의 개발이나 난류모델의 일반성이 시험되어져 왔다. 그러나 후류의 변형 효과에 대해서는 주로 균일전단류나 곡률과 같이 2차원 변형에 의한 영향만이 주로 연구되어 왔다. 이에 비해 터보기계와 같이 실제 공학적으로 응용되는 유체기계 내부의 후류는 거의 대부분 2차유동과 같은 3차원 변형에 의해 영향을 받게 되며, 이와 같은 후류의 난류구조는 터보기계의 성능에 상당한 영향을 주게 되지만 아직까지는 2차유동에 의한 후류의 난류구조의 변화는 정확히 파악되지 못한 상황이다.

따라서 본 연구에서는 90°곡판 내의 후류영역에서 발생하는 2차유동이 평판후류의 유체혼합 및 난류구조에 미치는 영향을 고찰함으로써 이러한 복잡한 유동구조를 이해하고 나아가 3차원 난류모델링을 위한 기초자료를 제공하고자 한다.

2. 실험장치 및 실험방법

실험에 사용한 풍동은 최대풍속 20 m/s의 개방형 풍동으로서 노즐 단면의 수축비는 6.25:1이고 시험단면적은 400mm×280mm 이다. 덕트는 아크릴로 제작하였으며, 1,130mm 길이의 상류 직관부와 390mm의 곡판을 갖는 곡관부, 그리고 300mm 길이의 하류 직관부로 구성되어 있다. 덕트의 단면적은 200mm×280mm로 풍동 측면벽에서 성장한 경계층을 배제하기 위하여 풍동출구의 단면적보다 작게 제작하였다. 곡판의 안쪽반경은 $R_1=250\text{mm}$, 바깥반경은 $R_2=530\text{mm}$ 이고 곡판의 반경비는 $R_2/R_1=1.67$ 이다. 전체적인 실험장치의 개략도를 Fig. 1에 나타내었다.

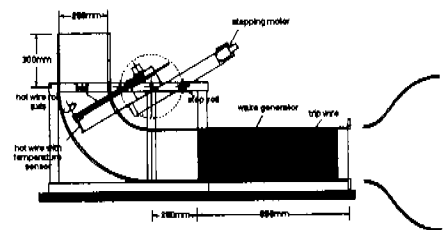


Fig. 1 Overall layout of the experimental setup.

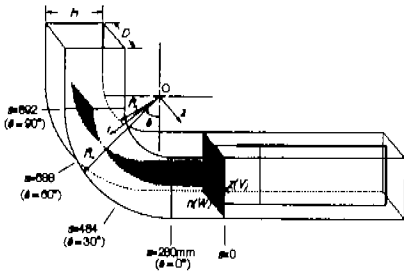


Fig. 2 Coordinate system and measurement positions.

곡관 상류의 직관부에는 평판의 폭방향이 곡관의 곡률반경방향과 평행하게 평판후류발생기가 설치되어 있다. 평판은 두랄루민판을 가공하여 제작하였으며 평판의 치수는 800mm×280mm×10mm 이다. 평판의 선단은 타원형으로 가공하였고 후미에서의 유동박리를 방지하기 위해 32°로 경사지게 제작하였다. 평판 후미에서 완전 확립된 난류속도분포를 얻기 위해서 평판의 선단으로부터 200mm 위치에 직경 2mm의 트립와이어(trip wire)를 부착하였다. 본 연구에서 사용한 좌표계와 측정위치등을 Fig. 2에 나타내었다. 편의상 두 개의 좌표계를 사용하였으며, (s, n, z)는 유선좌표계를 나타내고 (r, θ, z)는 원통좌표계를 나타낸다.

실험전반에 걸쳐 기준속도는 후류발생기로부터 2mm 하류에서의 평균속도이며 10m/s로 유지하였다. 덕트 입구에서 주유동속도의 공간균일도는 2% 범위에서 일정하고 자유유동의 난류강도는 0.5%이다. 곡관의 수력직경 D_H 를 기준으로 한 Reynolds수는 $Re_D = 1.48 \times 10^5$ 이고, 평판후미의 운동량두께를 기준으로 한 Reynolds수는 $Re_\theta = 3,380$ 이다. 유동장은 $s=0, \theta=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 에서 측정하였다. 곡관의 측면벽과 안쪽반경, 바깥반경의 곡면부에는 정압을 측정하기 위한 압력공을 직경 1mm와 1.2mm로 2단 가공하였다. 압력공은 직관부를 포함하여 곡관의 바깥반경과 안쪽반경쪽에 각각 22개씩을 가공하였고, 반경방향에 따른 정압변화를 측정하기 위해 곡관부 및 직관부의 측면벽에 34개의 압력공을 가공하였다. 정압을 연속적으로 측정하기 위해 46개의 채널을 가진 스캐니벨브를 사용하였다.

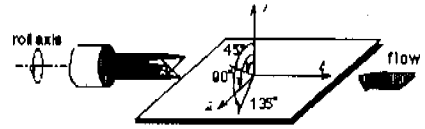


Fig. 3 Probe axis and four rolling positions of wires.

스캐니벨브의 출측 압력관은 압력변환기(398&270C, MKS)에 연결되며, 압력변환기의 출력신호는 GPIB연계보드를 통해 컴퓨터에 저장된다. 유동장은 열선유속계(hot-wire anemometer, DANTEC)를 이용하여 측정하였으며 순간속도의 동적온도보상을 위해서 직경 1μm의 냉선(cold wire)이 부착된 상용 X형 열선(hot wire, DANTEC)을 사용하였다.

평균속도의 측정과 열선의 교정을 위해 피토판을 사용하였으며 피토판의 출력신호는 신호분석기(SM-2100, IWATSU)를 거쳐 GPIB 연계보드를 통해 개인용컴퓨터(IBM-PC, 486)에 저장된다. 열선유속계의 아날로그 출력전압은 16비트의 분해능을 가지며 동시샘플링이 가능한 고속 A/D변환기(DT2838, DATA TRANSLATION)에 의해 디지털로 변환되어 개인용컴퓨터에 저장된다. 공간상의 한 위치에서 3차원 속도성분을 구하기 위해 X형 열선을 프루브축을 중심으로 Fig. 3에서와 같이 0°와 45°, 90°, 135°로 회전하였다.

열선의 이송 및 회전은 자체 제작한 Digital I/O와 스테핑모터컨트롤러에 의해 정밀하게 이루어지며 직선운동의 공간분해능은 40μm이고 열선프루브의 회전시 펄스당 회전각은 18°이다. 실험도중 자유유동의 온도는 T형 열전대가 부착된 다채널기록계(TR2721)에 의해 계속 관찰되며 이러한 신호처리 및 이송장치는 모두 개인용컴퓨터에 의해 자동제어된다.

자료의 샘플링속도는 열선의 출력전압을 Fourier변환한 결과 약 5kHz의 절단주파수(cutoff frequency)를 가지는 것으로 나타났으며, 샘플링이론에 따라 10kHz로 자료를 획득하였다. 자료의 갯수는 난류량에 대해 수렴성을 확인하여 결정하였으며 채널 당 200,000개의 자료를 추출하여 시간평균을 취하였다.

열선은 파열비 1.7에서 작동되며, 매 교정시 구형파에 대한 주파수 응답특성을 확인하였고 대략

50kHz의 응답특성을 갖는 것으로 나타났다. 온도 센서가 부착된 X형 열선은 속도와 온도를 동시에 제어할 수 있는 노즐의 제트 코어에서 교정하였으며 제트 노즐의 단면수축비는 36:1이고 코어의 난류강도는 0.6%이하이다. 속도에 대한 교정곡선은 온도-속도 동시 측정시 Lienhard와 Helland⁽⁷⁾가 사용한 교정곡선식을 다음과 같이 수정하여 사용하였다.

$$E_u^2 = (A_1 + A_2 E_1 + A_3 E_1^2) + (A_4 + A_5 E_1 + A_6 E_1^2) U_{eff}^2 \quad (1)$$

식 (1)에서 E_u , E_1 는 각각 CTA와 CCA의 브릿지 출력전압이고 A , n 은 교정상수, U_{eff} 는 열선의 유효냉각속도를 나타낸다. 계수 A , n 은 제측한 속도 U_{eff} 와 E_u , E_1 를 이용하여 최소자승법에 의해 구하였다. 구해진 교정곡선식으로부터 각 방향의 속도성분을 분리해 내기 위한 속도환산방법은 Browne 등⁽⁸⁾의 유효각도법(effective angle method)을 사용하였다. Browne 등이 제시한 유효각도법에 의해 열선평면 내의 순간속도는 아래와 같은 식으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} S^2 [\cos^2(\phi_1 - \gamma) + K_1^2 \sin^2(\phi_1 - \gamma)] \\ = U_{eff,1}^2 (\cos^2 \phi_1 + K_1^2 \sin^2 \phi_1) \\ S^2 [\cos^2(\phi_2 - \gamma) + K_2^2 \sin^2(\phi_2 - \gamma)] \\ = U_{eff,2}^2 (\cos^2 \phi_2 + K_2^2 \sin^2 \phi_2) \end{aligned} \quad (2)$$

식 (2)에서 S 는 열선평면 내의 순간속도, ϕ_1 과 ϕ_2 는 각각의 열선에 대한 유효각, γ 는 순간속도와 프루브축이 이루는 각을 나타낸다.

K_1, K_2 는 편각(yaw angle)의 영향을 나타내는 인자이며 편각교정을 통해 구하였다. $K_1, K_2, U_{eff}, \phi_1, \phi_2$ 가 주어지면 식 (2)로부터 열선평면에서의 순간속도 S 와 각 γ 는 Newton-Raphson 반복법에 의해 구할 수 있다. X형 열선을 사용하여 3차원 속도성분을 구하는 방법에 대한 타당성을 검증하기 위해 속도구배와 난류강도에 의한 오차가 없는 포텐셜 영역에서 편각/경사각의 영향을 검토하였다. 주유동속도를 일정하게 유지한 상태에서 주유동방향과 프루브축이 이루는 각을 변화시키면서 3방향 속도성분을 측정하여 주유동속도에 상대적인 오차를 구한 결과, 전체적인 오차는 $\pm 3\%$ 의 편각/경사각 범위에서 2% 미만으로 나타났다.

식 (2)를 이용하여 평균속도 및 난류용력에 대한 오차해석을 수행한 결과 평균속도는 최대 3.6%, 난류용력은 최대 8.2%의 오차범위를 나타내었다.

3. 실험결과 및 검토

3.1 정압분포

본 연구에서 모든 실험조건은 곡판입구로부터 상류방향으로 1H 떨어진 기준위치($s=0$)에서 정의하였으며, 이 기준위치는 덕트 내의 정압분포를 고려하여 결정하였다. 평판 후미가 설치된 기준위치에서 유동방향에 따른 정압의 변화는 매우 작은 것으로 나타났으며, 이는 곡판으로 인해 후류의 초기 속도분포가 영향을 받지 않음을 의미한다. Fig. 4에 덕트 벽면에서의 정압분포를 나타내었으며, 무차원 압력계수 C_p 는 다음과 같이 정의된다.

$$C_p = \frac{P - P_{ref}}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2} \quad (3)$$

여기서 U_{ref} 는 기준위치에서의 자유유동속도이고 P_{ref} 는 기준위치에서 덕트 뒷면($r^* = 0$)의 정압이다.

전체적으로 곡판 내의 압력은 안쪽반경보다 바깥반경에서 높으며 따라서 바깥반경의 곡면을 압력면(pressure surface), 안쪽반경의 곡면을 흡입

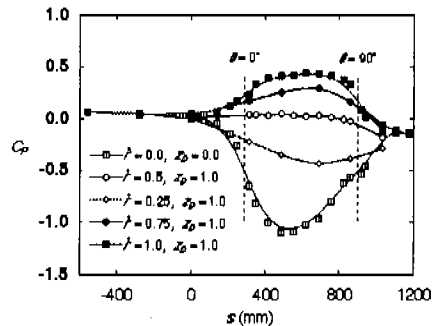


Fig. 4 Static pressure distribution in the streamwise direction.

면(suction surface)으로 정의한다. 유동방향에 따른 압력분포는 곡판입구 및 출구에서 급격하게 변하며 흡입면의 경우 $\theta=40^\circ$ 까지는 순압력구배가 작용하고 그 이후에는 역압력구배가 작용한다. 압력면에서는 흡입면과 반대의 압력구배가 형성되지만 그 크기는 흡입면에 비해 작다. 그러나 평균곡률반경 $r=R_c(r^*=0.5)$ 를 따라 측면벽에서 측정한 정압분포는 거의 변화가 없는 것으로 나타났다. 일반적으로, 곡면 위의 전단유동은 곡률반경방향의 속도구배에 따라 안정 또는 불안정한 효과를 나타낸다. 그러나 곡판후류의 성장은 곡률반경방향에 수직한 평면에서 이루어지므로 곡률에 의한 안정 또는 불안정한 효과에 의해 직접적으로 영향을 받지는 않는다. 따라서 $r=R_c$ 에서 유동방향의 압력구배나 곡률에 의한 불안정효과는 2차유동의 영향에 비해 후류의 성장에 크게 영향을 주지 않는다. 이에 따라 본 연구에서는 $r=R_c$ 에서 측정한 곡판후류의 평균량 및 난류량을 직판후류와 비교함으로써 2차유동의 영향을 파악하였다.

3.2 평균속도

후류 내에서 발생하는 2차유동의 속도벡터를 Fig. 5에 나타내었다. $\theta=0^\circ$ 에서는 반경방향의 압력구배로 인해 흡입면을 향하는 유동성분 w 가 존재한다. 포텐셜영역에 비해 후류영역에서는 원심력이 작기 때문에 상대적으로 곡률방향의 압력구배로 인한 힘이 크게 영향을 주게 되며, 이에 따라 반경방향 속도 w 는 포텐셜영역에서 후류영역으로 갈수록 점차로 증가한다. 이와 같이 흡입면을 향하는 유동성분은 $\theta=0^\circ$ 이후 덕트의 측면벽과 후류의 중심영역에서 수송된 유체가 흡입면에서 방향을 바꿔 다시 압력면을 향하면서 억제되기 시작한다. 흡입면과 압력면 사이의 압력구배가 증가함에 따라 측면벽과 후류중심에서 흡입면을 향하는 유동성분은 더욱 크기가 증가하게 되고 결국 후류의층과 포텐셜영역에서는 압력면을 향하는 유동성분이 지배적으로 된다.

이와 같은 방식으로 후류 내에서 2차유동은 $\theta=30^\circ$ 이전에 형성되며, $\theta=30^\circ$ 에서는 2차유동이 상당히 발달되어 나타난다. 유동방향에 수직한 평면에서의 2차유동 속도는 후류내층에서 흡입면을 향하고 외층에서 압력면을 향하는 형태를 갖는다. $\theta=60^\circ$ 에서는 와류중심의 위치가 $\theta=30^\circ$

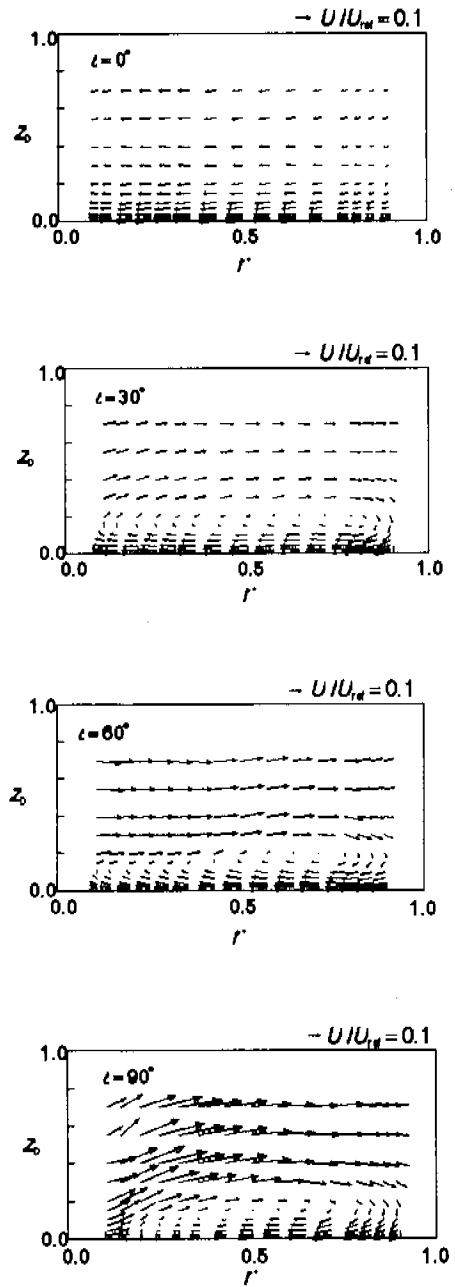


Fig. 5 Secondary flow velocity vectors in the flat plate wake.

에 비해 흡입면을 향해 약간 이동하며 2차유동 속도가 전체적으로 증가한다. $\theta=90^\circ$ 에서는 와류

중심의 위치가 곡판의 평균곡률반경 부근으로 이동하게 된다. $\theta=90^\circ$ 에서는 흡입면 부근에서 압력면을 향하는 속도가 상당히 증가하여 후류영역에서 발생한 2차유동의 크기를 감소시키는 것을 볼 수 있다. 이것은 $\theta=30^\circ$ 나 $\theta=60^\circ$ 의 경우 곡판의 측면벽에서 발생한 2차유동 속도보다 후류영역에서 발생한 2차유동 속도가 크기 때문에 측면벽의 유체가 후류영역까지 순환하지 않지만, $\theta=90^\circ$ 에서는 측면벽에서 발생한 2차유동 속도가 후류 내에서 발생한 2차유동 속도보다 커져서 측면벽에서 발생한 2차유동이 후류영역까지 순환하기 때문인 것으로 생각된다.

주유동방향의 평균속도 U 를 직관후류와 비교하여 Fig. 6에 나타내었다. 여기서 직관후류는 기준위치에서의 모든 유동조건을 곡판후류와 동일하게 하여 측정하였다. $\theta=0^\circ$ 에서는 2차유동이 형성되기 이전이므로 곡판후류와 직관후류의 속도 분포가 거의 동일함을 알 수 있다. 그러나 $\theta=30^\circ$ 에서는 곡판후류의 결손속도가 직관후류에 비해 약간 증가하며 이와 같은 경향은 $\theta=60^\circ$ 이후 더욱 현저하게 나타난다.

유동방향에 따른 곡판후류의 반폭 변화는 이전의 직관후류에 대한 결과들^(9,12)과 같이 나타낸 Fig. 7에서 볼 수 있듯이 $\theta=60^\circ(s/\Theta_w=139)$ 이후 평면후류와 큰 차이를 보이고 있으며 실선으로 표시된 평면후류의 원후류 기울기보다 더 큰 기울기로 증가한다. 이것은 후류 내의 유체와 포텐셜 영역의 유체 사이의 혼합이 2차유동에 의해 급격히 증가함을 의미한다.

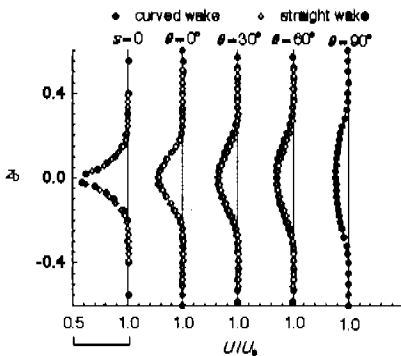


Fig. 6 Development of streamwise mean velocity.

3.3 난류용력

2차유동이 후류의 난류구조에 미치는 영향을 정량적으로 나타내기 위해서 주유동방향의 와도에 대한 후류의 변형율의 상대적 크기로 평균유동특성을 정의하는 것이 필요하다. Westphal 등⁽¹³⁾은 와도분포의 중심, 와도의 최대값, 그리고 순환(circulation)과 같은 와도분포의 특성에 의해 2차유동을 정의할 수 있음을 제안하였다. 그러나, 본 연구의 경우에는 곡판후류가 성장함에 따라 후류의 결손속도가 감소하므로 후류의 변형률 S_∞ 와 와도 Ω_s 의 상대적 크기로 2차유동을 정의하는 것이 타당하다. 주유동방향의 와도 Ω_s 와 후류평면($\theta-z$ 평면)에서의 변형률 S_∞ 는 식 (4)와 식 (5)로 정의된다.

$$\Omega_s = \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r} \tag{4}$$

$$S_\infty = \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial u}{\partial z} \tag{5}$$

여기서 주목할 것은 본 연구의 실험조건에서 Ω_s 는 주로 횡단방향의 전단 $\partial w/\partial z$ 에 의해 결정되며 S_∞ 는 주유동방향의 전단 $\partial u/\partial z$ 에 의해 결정된다는 사실이다. 따라서 Ω_s/S_∞ 는 주유동방향의 전단에 대한 횡단방향의 전단의 비로서 해석할 수 있다. 곡판의 평균곡률반경 및 후류의 반폭위치에서 와도와 변형률의 비 Ω_s/S_∞ 를 Fig. 8에 나타내었으며 유동방향에 따라 선형적으로 증가하는 것을 볼 수 있다. 즉, 곡판의 평균곡

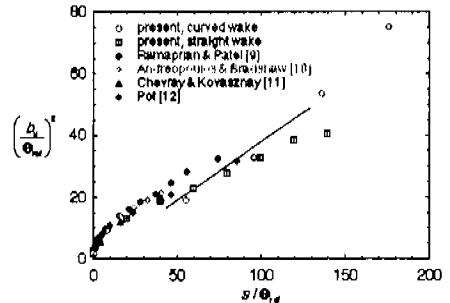


Fig. 7 Development of wake half-width. Solid line represents asymptotic far wake growth rate of the straight wake.

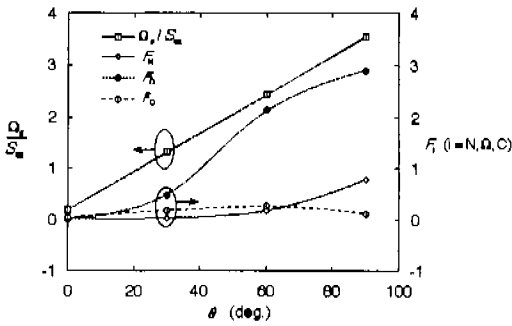


Fig. 8 Streamwise variation of mean vorticity and production parameter.

플라잉에서 나타난 후류의 특징은 주유동방향의 전단에 대한 횡단방향의 전단비가 선형적으로 증가한다는 것이다. 이와 같이 2차유동에 의해 나타나는 평균유동의 선형적 변형효과가 난류량에 미치는 영향을 알아보기 위해 난류운동에너지의 생성량을 검토하였다. 곡관후류의 난류량은 2차유동 이외에도 유동방향과 곡률반경 방향의 압력구배와 유선곡률에 의해 영향을 받는다. 곡관후류에서 2차유동, 압력구배, 유선곡률에 의한 영향은 이들 각각에 의한 난류운동에너지의 생성량을 비교함으로써 알 수 있다. 난류운동에너지의 생성량은 식 (4)로 정의한 주유동방향의 와도를 이용하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\Pi_N = (\overline{v^2} - \overline{u^2}) \frac{\partial V}{\partial z} (\overline{w^2} - \overline{u^2}) \frac{\partial W}{\partial r} \quad (6)$$

$$\Pi_S = -\overline{u'v'} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{\partial U}{\partial z} \right) - \overline{u'w'} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial W}{\partial \theta} + \frac{\partial U}{\partial r} \right) - 2\overline{v'w'} \frac{\partial V}{\partial r} \quad (7)$$

$$\Pi_O = -\overline{v'w'} \left(\frac{\partial W}{\partial z} - \frac{\partial V}{\partial r} \right) \quad (8)$$

$$\Pi_C = \overline{u'w'} \frac{U}{r} \quad (9)$$

식 (6)~(9)에서 Π_N 는 유동방향 및 곡률방향의 압력구배에 의한 난류운동에너지의 생성량, Π_S 는 후류의 전단변형에 의한 생성량을 나타낸다.

Π_C 는 2차유동에 의한 생성량, Π_O 는 곡관 내의 유선곡률에 의한 생성량을 나타낸다. Π_S 를 제외한 나머지 난류운동에너지의 생성은 전단변형 이외의 부가적 변형에 의해 발생하는 생성량이므로, Π_S 에 대한 상대적인 크기로써 각각의 변형효과를 정량화할 수 있다. 압력구배, 2차유동, 유선곡률에 의한 영향을 나타내는 무차원변수를 다음과 같이 정의한다.

$$F_N = \frac{\Pi_N}{\Pi_S}, \quad F_O = \frac{\Pi_O}{\Pi_S}, \quad F_C = \frac{\Pi_C}{\Pi_S} \quad (10)$$

평균곡률반경 및 후류의 반폭위치에서 이들 파라미터의 유동방향에 따른 변화를 Fig. 8에 나타내었다. F_N, F_C 는 1보다 작고 유동방향에 따라 큰 변화율을 보이지 않는 반면, F_O 는 $\theta=30^\circ$ 이후 급격하게 증가하는 것을 볼 수 있다. 이것으로부터 평균곡률반경에서 곡관후류는 압력구배나 유선곡률에 비해 2차유동의 영향이 지배적이라는 것을 알 수 있다. 이와 더불어 2차유동에 의해 나타나는 평균유동장의 선형적인 변형에 대해 난류운동에너지의 반응은 지연되어 나타난다는 것을 알 수 있다. 곡관후류의 난류강도를 Fig. 9에 직관후류와 비교하여 나타내었다. 직관후류와 곡관후류의 난류강도를 비교해 볼 때, 2차원 유동상태가 유지되는 $\theta=0^\circ$ 에서는 직관후류와 곡관후류의 난류강도분포가 거의 일치한다. 그러나 2차유동이 발달함에 따라 곡관후류의 난류강도가 직관후류의 난류강도에 비해 급격히 증가하는 것을 볼 수 있다. 특히, $\theta=60^\circ$ 에서는 곡관후류의 v 는 직관후류에 비해 대략 2배 정도로 증가하는 것을 볼 수 있다.

또한 곡관후류에서 각 방향 난류강도의 크기 비교해 보면, $\theta=0^\circ$ 에서는 2차원 유동에서와 마찬가지로 주유동방향의 난류강도 u 가 가장 크게 나타난다. 그러나 2차유동이 발달하기 시작하는 $\theta=30^\circ$ 에서는 w 가 u 와 같은 수준으로 증가한다. $\theta=60^\circ$ 에서는 w 와 u 의 크기가 역전되며, $\theta=90^\circ$ 에서는 그 차이가 더욱 증폭된다. 이와 같이 2차유동이 발달함에 따라 u 에 비해 상대적으로 w 가 크게 증가하는 것은 u 와 w 의 생성량의 차이에 기인한다. 즉, u 와 w 의 생성량은 각각 $-\overline{u'v'} \partial U / \partial z$ 와 $-\overline{v'w'} \partial W / \partial z$ 에 의해 지배되며, 이들의 비는 거의

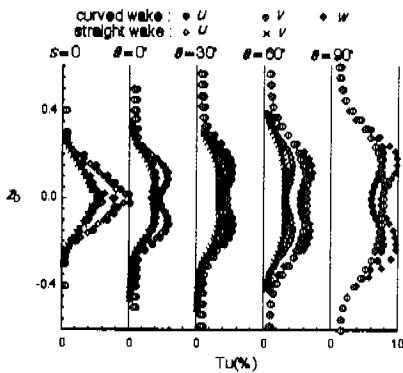


Fig. 9 Turbulence intensity profiles at various streamwise locations.

F_a 와 동일하다. 따라서 u 에 대한 w 의 생성량의 비는 Fig. 6에 나타낸 F_a 와 같이 하류로 갈수록 급격히 증가하게 되고, 이와 같이 횡단유동에 의한 w 의 생성량의 증가로 인해 w 가 u 에 비해 커지게 된다. 그러나 v 의 생성량에는 주유동방향의 전단 $\partial U/\partial z$ 나 횡단방향의 전단 $\partial W/\partial z$ 를 포함하지 않음에도 불구하고, $\theta=60^\circ$ 이후 v 가 직관후류에 비해 대략 2배 정도 증가한다. 따라서 이러한 v 의 증가는 생성이외의 다른 수송기작, 즉 대류나 난류확산 또는 압력-변형률 상관항에 의해 u , w 가 v 로 재분배되는 효과에 의한 것으로 볼 수 있다.

곡판후류와 직관후류의 난류전단응력을 Fig. 10에 비교하여 나타내었다. 난류강도의 분포에서와 마찬가지로 곡판후류의 난류전단응력 $-\overline{u'v'}$ 는 $\theta=30^\circ$ 까지는 직관후류의 난류전단응력과 거의 동일하다.

그러나 $\theta=60^\circ$ 에서는 직관후류와 달리 곡판후류의 중심부에서 후류외층과 반대부호를 갖는 전단응력이 나타난다. 이러한 현상은 $\theta=90^\circ$ 에서 더욱 두드러지게 나타난다. $\theta=90^\circ$ 에서 $-\overline{u'v'}$ 가 부호를 역전하는 위치는 대략 $-\overline{v'w'}$ 가 최대가 되는 위치와 동일하며, 이것은 2차유동의 와류중심과 거의 일치하는 것으로 나타났다. 대부분의 난류경계층에서 전단변형률과 전단응력은 동일부호를 가지며, 그들의 곱으로 표시되는 난류운동에너지의 생성은 양의 값을 가진다. 그러나 Fig. 10에서 볼 수 있듯이 후류중심부에서 전단응력 $-\overline{u'v'}$ 과 속도

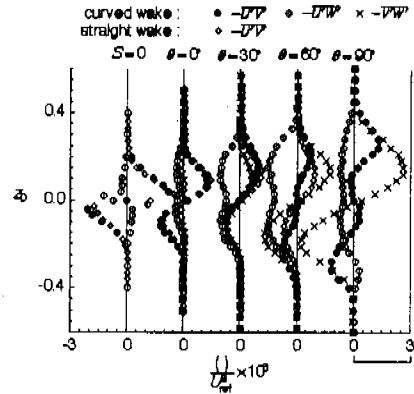


Fig. 10 Turbulent shear stress profiles at various streamwise locations.

구배 $\partial U/\partial z$ 는 서로 반대의 부호를 가지며, 따라서 이들의 곱은 난류운동에너지의 음의 생성(negative production)에 기여함을 나타낸다. 이와 같이 2차유동에 의한 난류운동에너지의 음의 생성은 사각곡판 내의 난류유동을 측정 한 Humphrey 등⁽⁵⁾의 실험결과에서도 관찰된 바 있다. Humphrey 등의 실험결과에서는 주유동방향의 운동량이 작고, 주유동에 수직인 방향의 횡단유동의 크기가 증가하는 덕트의 벽면경계층에서 난류운동에너지의 음의 생성이 나타난다.

본 연구의 결과와 Humphrey 등의 결과로부터 판단하면 난류운동에너지의 음의 생성이 나타나는 유동조건은 주유동방향의 전단변형에 대한 횡단방향의 전단변형의 비에 의존한다고 볼 수 있다. 곡판후류에서 난류운동에너지의 음의 생성이 나타나기 시작하는 것으로 판단되는 $\theta=60^\circ$ 에서 주유동방향에 대한 횡단방향의 전단변형의 비는 Fig. 8로부터 약 2.3인 것으로 나타났다.

3.4 난류고차상관량

난류3차곱 $\overline{u'v'^2}$ 은 난류속도 v 에 의한 난류전단응력 $\overline{u'v'}$ 의 수송을 나타낸다. 곡판후류와 직관후류에서 $\overline{u'v'^2}$ 의 분포를 Fig. 11에서 비교하였다. $\theta=30^\circ$ 까지 곡판후류와 직관후류의 $\overline{u'v'^2}$ 는 거의 동일한 분포를 나타내지만, $\theta=60^\circ$ 에서는 후류중심부의 $\overline{u'v'^2}$ 가 직관후류의 경우에 비해 현저히 감소한다. $\theta=90^\circ$ 에서는 이러한 현상이 더욱 진행

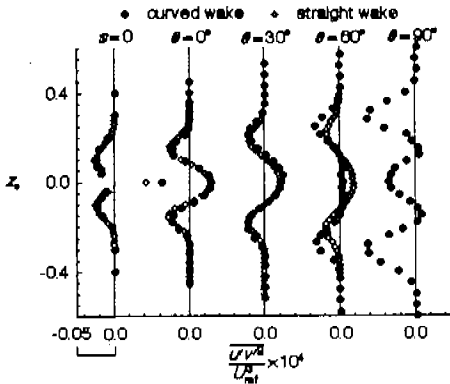


Fig. 11 Turbulence triple products at various streamwise locations.

되어 후류중심부에서 $\overline{u'v'^2}$ 가 음의 값을 나타내는 것을 볼 수 있다. Fig. 12에 u' 의 4차곱을 나타내었다. 이것은 편평인자(flatness factor)라 말하며 신호가 최대확률밀도를 가지는 부분에 얼마나 많이 밀집되어 있는지를 나타내는 인자이다. 편평인자는 간헐도(intermittency)신호와 상당한 유사성을 가지고 있으며 간헐도와 반비례하는 것으로 알려져 있다.⁽¹⁴⁾ 편평인자는 후류경계면으로 갈수록 증가하며 따라서 이것은 후류경계면으로 갈수록 자유유동영역의 유체 유입이 증가한다는 것을 말해준다. 후류 내에서 편평인자는 2차유동에 의해 크게 변하지 않는 것으로 나타났으며, 일반적으로 이것은 압력구배나 유선곡률에 의해 크게 영향을 받지 않는 것으로 알려져 있다.⁽¹⁵⁾

3.5 소산길이스케일

2차유동이 난동의 길이스케일에 미치는 영향은 다음식으로 정의되는 난류운동에너지의 소산길이스케일에 의해 나타낼 수 있다.

$$L_e = (\overline{q^2})^{1/2} / \epsilon \tag{11}$$

소산길이스케일 L_e 은 평균유동으로부터 전달되는 난류에너지를 받아들이는 에디의 길이스케일을 나타낸다. 식 (11)에 나타나는 난류운동에너지의 소산율을 측정하기 위한 여러가지 실험적 방

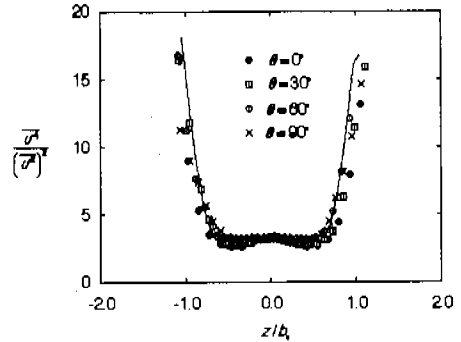


Fig. 12 Flatness factors of streamwise velocity fluctuation. Solid line is flatness factor of the straight wake.

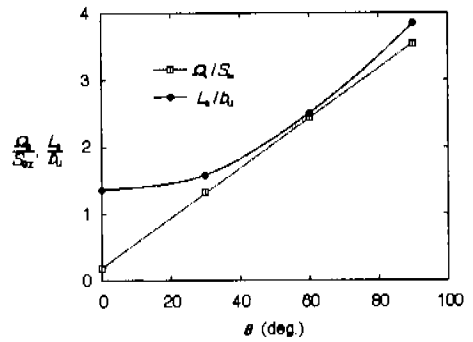


Fig. 13 Streamwise variation of dissipation length scale.

법들이 제안되어 있으나 소산율의 정의에 따른 난동성분의 각방향 구배를 센서의 상호간섭 없이 구하기는 매우 힘들기 때문에 다음과 같이 난동의 국소동방성 및 Taylor가정을 사용한 방법이 많이 사용되며 본 연구에서도 이 방법을 사용하였다.

$$\epsilon = 15\nu \int_0^\infty k_i^2 E_0(k_i) dk_i \tag{12}$$

위 식에서 $E_0(k_i)$ 은 1차원 에너지스펙트럼, k_i 은 유동방향의 주파수(wave number)이다. 평균곡률반경, 후류의 반폭위치에서 L_e 의 유동방향에 따른 변화를 Fig. 13에 나타내었다.

2차유동에 의한 평균유동의 선형적인 변형에 대해 소산길이스케일은 지연된 반응을 보이고 있으나, $\theta=30^\circ$ 이후부터는 Ω_b/S_{90} 와 잘 상관됨을 알 수 있다.

4. 결 론

90° 곡관 내에서 2차유동이 평판후류의 성장 및 난류구조에 미치는 영향을 고찰하였다. 곡관의 곡률반경과 평판의 스펜방향을 일치시킴으로써 후류 내에서 2차유동을 발생시켰다. 후류의 난류구조에 미치는 압력구배와 곡률의 영향을 최소화하고 2차유동에 의한 영향을 극대화하기 위하여, 유동방향으로의 압력구배가 매우 작은 곡관의 평균곡률반경에서 후류를 측정하였다. 압력구배 및 곡률, 2차유동의 효과를 나타내는 파라미터를 정의하고 비교한 결과, 곡판후류 내에서 압력구배와 곡률의 영향은 2차유동에 의한 영향에 비해 무시할 만큼 작았다. 곡판후류에 대한 2차유동의 영향은 직관후류와의 비교를 통하여 판단하였다.

2차유동은 자유유동과 후류중심부의 유체를 직접 혼합시키는 작용을 하며, 이로 인해 곡판후류의 반쪽두께는 직관후류에 비해 급격히 증가한다. 곡판후류에서의 난류강도는 2차유동에 의한 생성량의 증가로 인해 전반적으로 증가한다. 2차유동이 발달함에 따라 후류중심부에서 전단응력 $-\overline{u'v'}$ 의 부호가 후류의층과 반대부호를 나타내는 것이 관찰되었다. 이는 $-\overline{u'v'}$ 에 의한 난류운동에너지의 생성이 음의 생성에 기여함을 의미하며, 또한 평균유동의 운동량이 후류중심부에서 후류의층으로 역확산됨을 의미한다. 본 연구의 결과와 Humphrey 등의 연구결과로부터 주유동방향의 전단변형에 대한 횡단방향의 전단변형의 비가 약 2.3보다 클 경우, $-\overline{u'v'}$ 가 난류운동에너지의 음의 생성에 기여하는 현상이 나타나는 것으로 판단된다. 따라서 주유동방향의 전단변형에 대한 횡단방향의 전단변형의 비가 2.3을 초과하는 경우 후류중심부에서는 운동량 확산을 에디점성계수에 의해 나타낼 수 없다. 압력구배나 유선곡률에 의해 편평인자가 영향을 받지 않는 것과 마찬가지로 2차유동에 의해서도 크게 영향을 받지 않는 것으로 나타났다. 난류운동에너지의 생성량과 소산길이스케일의 변화는 평균와도와 비교적 잘 상

관되거나 지연된 반응을 보이는 것으로 나타났다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 지정 터보동력기계연구센터의 지원으로 수행되었습니다.

참고문헌

- (1) Moore, J., Adhye, R. Y., 1985, "Secondary Flows and Losses Downstream of a Turbine Cascade," *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 107 pp. 961~968.
- (2) Moore, J., Shaffer, D. M., Moore, J. G., 1987, "Reynolds Stresses and Dissipation Mechanisms Downstream of a Turbine Cascades," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 109, pp. 258~267.
- (3) Sieverding, C. H., 1985, "Recent Progress in the Understanding of Basic Aspects of Secondary Flows in Turbine Blade Passages," *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 107, pp. 248~257.
- (4) Hille, P., Vehrenkamp, R., Schulz-Dubois, E. O., 1985, "The Development and Structure of Primary and Secondary Flow in a Curved Square Duct," *J. Fluid Mech.*, Vol. 151, pp. 219~241.
- (5) Humphery, J. A. C., Whitelaw, J. H., Yee, G., 1981, "Turbulent Flow in a Square Duct with Strong Curvature," *J. Fluid Mech.*, Vol. 103, pp. 443~463.
- (6) Koyama, H. S., 1983, "Effects of Streamline Curvature on Laminar and Turbulent Wakes," *Turbulent Shear Flows 3*, pp. 141~155.
- (7) Lienhard V, J. H., Helland, K. N., 1989, "An Experimental Analysis of Fluctuating Temperature Measurements Using Hot-Wires at Different Overheats," *Experiments in Fluids*, Vol. 7, pp. 265~270.
- (8) Browne, L. W. B., Antonia, R. A., Chua, L. P., 1989, "Calibration of X-probes for Turbulent Flow Measurements," *Experiments in Fluids*, Vol. 7, pp. 201~208.

- (9) Ramaprian, B. R., Patel, V. C. and Sastry, M. S., 1982, "The Symmetric Turbulent Wake of a Flat Plate," *AIJA J.*, Vol. 20, pp. 1228~1235.
- (10) Andreopoulos, J. and Bradshaw, P., 1980, "Measurement of Interacting Turbulent Shear Layers in the Near Wake of a Flat Plate," *J. Fluid Mech.*, Vol. 100, pp. 639~668.
- (11) Chevray, R. and Kovaszny, L. S. G., 1969, "Turbulence Measurements in the Wake of a Hin Flat Plate," *AIJA J.*, Vol. 7, pp. 1641~1643.
- (12) Pot, P. J., 1979, "Measurements in a 2-D Wake and in a 2-D Wake Merging into a Boundary Layer," Data Report NLR TR-79063L, Netherlands.
- (13) Westphal, R. V., Eaton, J. K., Pauley, W. R., 1987, "Interaction Between a Vortex and a Turbulent Boundary Layer in a Streamwise Pressure Gradient," *Turbulent Shear Flows 5*, pp. 266~277.
- (14) Townsend, A.A., 1976, *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd Edition, Cambridge University Press.
- (15) Nakayama, A., 1987, "Curvature and Pressure-Gradient Effects on a Small-Defect Wake," *J. Fluid Mech.*, Vol. 175, pp. 215~246.
- (16) 김경천, 정양범, 김상기, 1994, "열성충유동장에 놓인 원주후류의 특성에 대한 연구(1)," 대한기계학회논문집, 제 18권, 제 3호, pp. 690~700.