

2차유동이 평판후류의 난류열전달에 미치는 영향

김형수* · 이준식** · 강신형**

(1997년 4월 28일 접수)

Effects of the Secondary Flow on the Turbulent Heat Transfer of a Flat Plate Wake

Hyeong Soo Kim, Joon Sik Lee and Shin Hyung Kang

Key Words : Secondary Flow(2차유동), Flat Plate Wake(평판후류), Turbulent Heat Flux(난류열유속), Conditional Averaging(조건평균)

Abstract

The effect of secondary flow on the heat transfer of a turbulent wake generated by a flat plate was experimentally investigated. The secondary flow was induced in a curved duct in which the flat plate wake generator was installed. All three components of turbulent heat flux were measured in the plane containing the mean radius of curvature of the curved duct. The results showed that mean temperature profiles deviate from the similarity of the straight wake because of the cold fluid transported from the free-stream. The half-width of the mean temperature profile increased rapidly by upwash motion of the secondary flow. The changes to turbulence structure caused by the secondary flow show more pronounced effect on heat transport than on momentum transport. This is because the response to the variation of flow conditions is delayed in temperature field. Negative production of the turbulent heat flux is observed in the inner wake region. From the conditional averaging, it has been found that the negative production of the turbulent heat flux is generated due to a mixing process between the hot and low momentum eddies occupied in the inner wake region and the cold and high momentum eddies in the potential region.

기호 설명

A	: 교정상수(식 (1))	N	: 추출자료의 수
B	: 교정상수(식 (2))	q^2	: 난류운동에너지 ($= \bar{u}'^2 + \bar{v}'^2 + \bar{w}'^2$)
b_u	: 후류 속도장의 반폭두께	R_c	: 곡관의 평균곡률반경 ($= (R_i + R_o)/2$)
b_t	: 후류 온도장의 반폭두께	R_i	: 곡관의 안쪽반경
D	: 덕트폭	R_o	: 곡관의 바깥반경
D_H	: 곡관의 수력직경	R_r	: 곡관의 반경비 ($= R_c/D_H$)
E_u, E_t	: CCA 및 CTA 브릿지 출력전압	r, θ, z	: 원통좌표계
H	: 덕트높이	r^*	: 곡률방향에 대한 무차원거리 ($= (r - R_i)/(R_o - R_i)$)
		R_t	: 난류속도와 난류온도의 시간스케일비
		Re_{D_H}	: Reynolds수 ($= U_0 D_H/\nu$)

*서울대학교 대학원 기계공학과

**회원, 서울대학교 기계공학과

Re_{θ_0}	: Reynolds수 ($= U_0 \theta_0 / \nu$)
s, n, z	: 유선좌표계
T	: 시간평균온도
T_e	: 자유유동온도
t	: rms 섭동온도
t'	: 섭동온도
U, V, W	: s, z, n 방향의 시간평균속도
U_0	: 기준위치에서의 평균속도
U_{eff}	: 열선의 유효냉각속도
u', v', w'	: 섭동속도
u, v, w	: rms 섭동속도
z_D	: 폭방향에 대한 무차원거리 ($= 2z/D$)

그리스문자

ε	: 난류운동에너지소산율
ε_t	: 온도분산의 소산율
θ_0	: 평판후미에서 후류의 운동량두께 ($= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U}{U_e} (1 - \frac{U}{U_e}) dy$)
ν	: 동점성계수
τ	: 시간
τ_u	: 난동속도의 시간스케일
τ_t	: 난동온도의 시간스케일
ϕ	: 열선에 대한 유효각
χ_1	: 식 (8)에서 정의되는 양
Ω_s	: 주유동방향의 와도

1. 서 론

2차원 전단유동이 2차유동과의 상호작용에 의해 3차원 유동특성을 가질 때, 2차유동은 전단층 내의 유체와 포텐셜 유체를 강하게 혼합시키기 때문에 전단층 내에서의 열전달을 증가시키고 주유동속도를 공간적으로 재분배하며 압력손실을 증가시키는 효과를 나타낸다. 일반적으로 2차유동에 의해 형성되는 3차원 유동은 주유동방향에 수직한 평면에서의 2차유동 형태에 따라 다음과 같이 2종류로 분류할 수 있다.⁽¹⁾ 먼저, 2차원 전단유동이 폭방향의 압력구배와 같은 측면변형에 의해 폭방향 속도성분이 부가되는 단순한 3차원 전단유동이 있다. 이러한 3차원 유동에서 주유동방향의 와도 $\Omega_s = \partial W / \partial z - \partial V / \partial r$ 는 거의 대부분 $\partial W / \partial z$ 에 의해서 결정되며 본 연구에서 측정하고자 하는 2차유동의 형태도 이러한 범주에 속한다. 여기서 W 는 Fig. 1에 나타

낸 바와 같이 반경방향 속도성분을 나타내고 V 는 폭방향 속도성분을 나타낸다. 또한 z 는 폭방향의 좌표를 나타내고 r 은 곡관의 곡률반경방향 좌표를 나타낸다. 다음으로, 주유동방향의 와도를 결정하는 두 평균변형률 $\partial W / \partial z$, $\partial V / \partial r$ 의 크기가 거의 동일한 3차원 전단유동이 있다. 폭방향의 짧은 구간에서 측면변형이 가해지는 경우 주유동방향의 와도는 하나의 독립된 와류로 성장하며, 항공기 날개나 터빈 블레이드의 바닥면 위에서 발생하는 말굽 와류, 델타형상의 와류발생기에 의해서 발생된 와류가 여기에 해당된다.

Eibeck과 Eaton⁽²⁾은 2차유동이 열경계층의 특성과 열전달에 미치는 영향을 연구하였으며, 2차유동속도가 벽면을 향하는 하향영역(downwash region)에서 Stanton수가 20%가량 증가함을 발견하였다. Pauley와 Eaton⁽³⁾은 2차유동이 난류경계층 내의 유동 및 열전달에 미치는 영향에 대해서 연구한 결과, 2차유동각이 10°보다 클 때 경계층의 2차원적 상사성이 파괴되고, 이 영역에서의 열전달은 난류강도에 의해 상관될 수 있음을 보였다. Wroblewski와 Eibeck⁽⁴⁾은 유동방향의 와류를 가진 평판 난류경계층에서 Reynolds응력과 난류열유속을 측정하여 이들의 상사성을 확인하였다. 유동방향의 와류로 인한 난류구조의 변화는 와류중심에서 현저하게 나타나며, 그 결과 운동량의 확산이 억제되고 열확산은 증가하는 것으로 나타났다. 경계층은 유동방향의 와류에 의해 큰 운동량을 가진 유체가 벽면으로 대류되는 하향영역과 벽면 근처의 작은 운동량을 가진 유체가 자유유동으로 대류되는 상향영역(upwash region)으로 구분되며 하향영역에서 열경계층은 운동량경계층보다 더 두꺼워지는 것으로 나타났다.

2차원 벽면전단유동에서 2차유동의 영향에 대한 연구와는 별도로 평면후류와 같은 자유전단유동을 변형시킴으로써 이러한 변형에 따른 후류의 열 및 유동구조의 변화를 관찰하려는 노력이 난류모델의 성능 향상을 위한 기초자료나 공학적 응용을 위해 기울어져 왔다. Chung등⁽⁵⁾은 속도 및 온도의 3차 상관량에 대한 통계적 자료를 제공하기 위하여 균일전단유동 내에서 성장하는 원봉후류에 대한 실험을 수행하였다. 그 결과 자유유동의 전단변형과 후류에 의한 전단변형의 상호작용으로 인해 원봉후류에서의 평균온도분포는 비대칭 형상을 갖는 것으로 나타났다. 그러나 주유동에 수직한 방향의 난류열

유속 $\overline{v'v'}$ 는 균일한 전단변형률과의 상호작용에 관여하는 성분을 가지지 않기 때문에 이러한 전단변형에 의해 크게 영향을 받지 않는 것으로 나타났다. Sreenivasan 등⁽⁶⁾은 온도에 대한 구배확산모델의 성능과 일반성을 평가할 목적으로 균질 및 비균질유동을 포함하는 여러 유동형태에 대해 난류열유속을 측정하는 실험을 수행하였다. 균질유동은 격자난류 및 균일전단유동의 형태이고 비균질유동은 비대칭으로 가열된 원봉후류를 사용하였다. 실험결과로부터 일정한 난류열확산계수를 사용한 구배확산모델은 균질유동에 대해서는 난류열유속을 적절히 서술할 수 있으나 비균질유동의 경우에는 유동 내의 일부영역에서 확산계수가 음수를 보여 구배확산모델의 일반성은 보장할 수 없음을 보여주었다.

현재까지 2차원 유동에 대해 개발된 난류모델은 3차원으로 확장시 단순한 3차원 경계층유동에서조차 만족할만한 결과를 주지 못하고 있는 실정이다. 그 이유는 비교적 약한 3차원 효과에 의해서도 유동의 난류구조는 상당히 큰 변화를 보이게 되지만 난류모델에 사용된 경험상수들은 이러한 변화에 대해 적절히 조정되지 못하기 때문이다. 이에 따라 최근에는 주유동방향의 와류가 포함된 3차원 유동에 대한 관심이 증가하고 있으며 이에 대한 많은 연구결과들이 제시되고 있다. 그러나 아직까지는 이러한 3차원 유동의 실험에서 모든 Reynolds응력 및 난류열유속 성분을 상세하게 측정할 자료는 많지 않으며, 특히 Reynolds응력모델과 같은 고차난류모델에서 반드시 필요한 고차상관량을 측정할

결과는 극히 드문 실정이다. 이에 따라 본 연구에서는 90°곡관 내의 후류영역에서 2차유동을 발생시키고, 후류 내의 3방향 난류열유속 및 고차상관량을 측정함으로써 2차유동이 후류 내의 열전달에 미치는 영향을 규명하고, 난류모델링에 필요한 물리적인 정보를 제공하고자 한다. 본 논문은 김등⁽⁷⁾의 2차유동과 후류의 상호작용에 관한 연구와 동일한 실험장치에서 수행한 연속적인 연구결과이다.

2. 실험장치 및 실험방법

전체적인 실험장치의 개략도는 김등⁽⁷⁾에 자세히 나타나 있으며 Fig. 1에 본 연구에서 사용한 좌표계 및 측정위치를 나타내었다. 실험에 사용한 풍동은 최대풍속 20m/s의 개방형 풍동으로서 노즐 단면의 수축비는 6.25 : 1이고 시험단면적은 400 mm × 280 mm 이다. 덕트는 아크릴로 제작하였으며, 1,130 mm 길이의 상류 직관부와 390 mm의 곡률을 갖는 곡관부, 그리고 300 mm 길이의 하류 직관부로 구성되어 있다. 덕트의 단면적은 200 mm × 280 mm로 풍동 측면벽에서 성장한 경계층을 배제하기 위하여 풍동출구의 단면적보다 작게 제작하였다. 곡관의 안쪽반경은 $R_i=250$ mm, 바깥반경은 $R_o=530$ mm이고 곡관의 반경비는 $R_r=1.67$ 이다. 곡관 상류의 직관부에는 평판의 폭방향이 곡관의 곡률반경방향과 평행하게 평판후류발생기가 설치되어 있다. 평판후류발생기는 두께 10 mm의 두랄루민판을 가공하여 제작하였다. 평판은 Fig. 2에 나

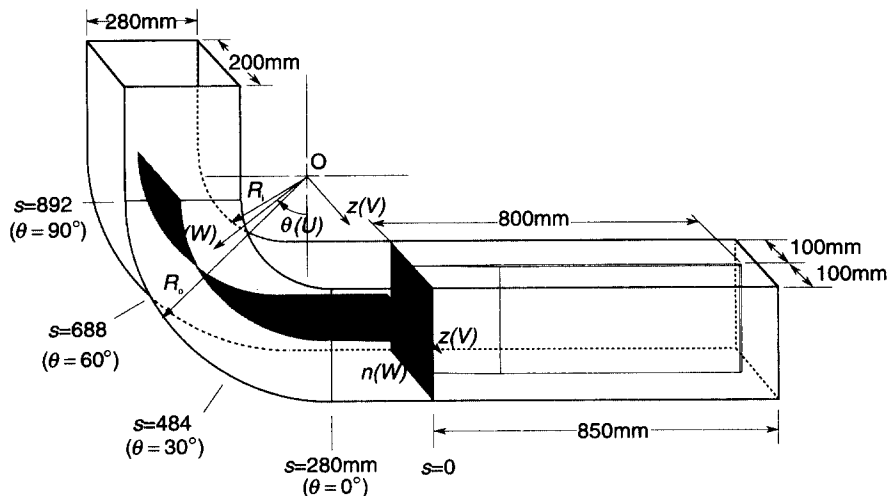


Fig. 1 Coordinate system and measurement positions.

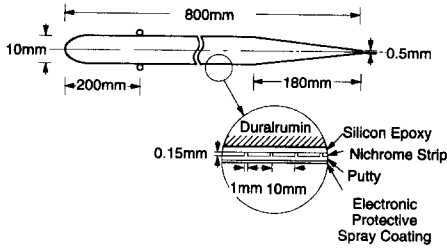


Fig. 2 Configuration of the flat plate wake generator.

타낸 바와 같이 선단을 타원형으로 가공하였고 후미에서의 유동박리를 방지하기 위해 3.2° 로 경사지게 제작하였다. 평판을 가열하기 위해 두랄루민 소재 위에 내열성이 우수하고 전기전도성이 없는 실리콘에폭시를 바르고 폭 10 mm의 니크롬선을 1 mm의 간격을 두고 부착시켰다. 다시 그 위에 열전도성이 높고 표면 연마가 용이한 퍼티(putty)를 바르고 스프레이코팅 처리를 하여 표면을 매끄럽게 하였다. 실험전반에 걸쳐 기준속도는 후류발생기로부터 2 mm하류에서 측정된 자유유동의 평균속도이며 10 m/s로 유지하였고, 이 위치에서 자유유동의 평균온도는 $22 \pm 0.2^\circ\text{C}$ 이다. 덕트 입구에서 주유동속도의 공간균일도는 2% 범위에서 일정하고 자유유동의 난류강도는 0.5%이다. 평판후미에서의 운동량두께를 기준으로한 Reynolds수는 $Re_{\theta_0} = 3,380$ 이다. 평판에 공급되는 총열량은 400W이며 덕트로 전도되어 손실되는 열량은 약 20W이다. 곡관부에서 중심반경위치의 자유유동온도와 가열된 후류중심부 온도의 차는 최대 3°C 로서 가열에 의한 부력효과는 무시할 수 있다.

곡관의 측면벽과 안쪽반경, 바깥반경의 곡면부에는 정압을 측정하기 위한 압력공을 직경 1 mm와 1.2 mm로 2단 가공하였다. 속도와 온도는 $s=0$, $\theta=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 단면에서 측정하였다. 속도와 온도의 측정을 위해 열선유속계(hot-wire anemometer, DANTEC)를 이용하였으며, 온도-속도 동시측정에 따른 순간속도의 동적온도보상을 위해서 직경 $1\mu\text{m}$ 의 냉선(cold wire)이 부착된 상용 X형 열선을 사용하였다. 열선은 정온도형(CTA: constant temperature anemometer)으로 동작되고 냉선은 정전류형(CCA: constant current anemometer)으로 동작되며 열선의 출력은 선형화기(linearizer)를 거치지 않고 직접 컴퓨터에 저장된다. 열선 및 냉선의 출력신호의 추출률은 10 kHz이며, 자료의 갯수는 채널당 200,000개이다. 열선

유속계의 아날로그 출력전압은 16비트의 분해능을 가지며 동시 샘플링이 가능한 고속 A/D변환기(DT2838, DATA TRANSLATION)에 의해 디지털로 변환되어 개인용컴퓨터에 저장된다. 3방향 속도 및 난류열유속성분을 구하기 위해 온도센서가 부착된 X형 열선을 프루브축을 중심으로 0° 와 $45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 로 회전하였다. 열선의 이송 및 회전은 자체 제작한 Digital I/O와 스테핑모터컨트롤러에 의해 정밀하게 이루어지며 직선운동의 공간분해능은 $40\mu\text{m}$ 이고 열선프루브의 회전시 펄스당 회전각은 1.8° 이다 실험도중 자유유동의 온도는 T형 열전대가 부착된 다채널기록계(TR2721)에 의해 계속 관찰되며 $\pm 0.2^\circ\text{C}$ 에서 일정하게 유지하였다. 온도센서가 부착된 X형 열선은 속도와 온도를 동시에 제어할 수 있는 노즐의 제트 코어에서 교정(calibration)하였으며 제트 노즐의 단면수축비는 36:1이고 코어의 난류강도는 0.6% 이하이다. 속도에 대한 교정곡선은 온도-속도 동시측정시 Lienhard와 Helland⁽⁸⁾가 사용한 교정곡선식을 다음과 같이 수정하여 사용하였다.

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

식 (1)에서 E_u , E_t 는 각각 CTA와 CCA의 브릿지 출력전압이고 A_n , n 은 교정상수, U_{eff} 는 열선의 유효냉각속도를 나타낸다. 계수 A , n 은 측정된 속도 U_{eff} 와 E_u , E_t 를 이용하여 최소자승법에 의해 구하였다. 온도에 대한 교정은 대부분의 저항온도계와 마찬가지로 $1\mu\text{m}$ 백금선의 저항-온도 관계가 선형관계를 유지하므로 다음과 같이 1차식으로 근사시켰다.

$$T(^{\circ}\text{C}) = B_1 + B_2 E_t \quad (2)$$

윗 식에서 계수 B 는 측정된 열전대 온도 T , CCA출력전압 E_t 를 이용하여 구하였다. 구해진 교정곡선식으로부터 각 방향의 속도 및 난류열유속을 구하기 위해 Browne등⁽⁹⁾의 유효각도법(effective angle method)을 사용하였다. 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 상대

적인 오차를 구한 결과, 전체적인 오차는 $\pm 35^\circ$ 의 편각/경사각 범위에서 2% 미만으로 나타났다.

3. 실험결과 및 검토

본 연구에서 모든 실험조건은 김등⁽⁷⁾에서의 마찬가지로 곡관입구로부터 상류방향으로 $1H$ 떨어진 기준위치($s=0$)에서 정의하였다. 평균곡률반경 R_c 과 수력직경 D_H 의 비로 정의된 곡관의 반경비는 $R_r=R_c/D_H=1.67$ 이고 D_H 를 기준으로한 Reynolds 수는 $Re_{DH}=1.48 \times 10^5$ 이다. 곡관 내의 정압분포는 안쪽반경보다 바깥반경에서 높으며, 따라서 바깥반경의 곡면을 압력면(pressure surface), 안쪽반경의 곡면을 흡입면(suction surface)으로 정의한다. 본 연구에서는 $r=R_c$ 에서 측정된 곡관후류의 평균량 및 난류량을 직관후류와 비교함으로써 2차유동의 영향을 파악하였다. 여기서 직관후류는 기준위치에서의 모든 유동 및 온도조건을 곡관후류와 동일하게 하여 측정하였다.

3.1 평균온도

유동방향에 수직한 평면에서 측정된 후류 내의 평균온도분포를 중심반경에서의 자유유동온도 T_e 로 무차원화하여 Fig. 3에 나타내었다. 여기서 평균온도분포는 $0 \leq z_0 \leq 1$ 인 영역에 대해서만 나타내

었으며, z_0 는 덕트의 반폭($D/2$)으로 무차원화한 덕트 폭방향의 무차원거리이다. 2차유동에 의한 영향을 보다 가시적으로 파악하기 위해 속도벡터를 함께 나타내었다. 단면 내에서 유동형태를 명확히 나타내기 위해 벡터의 기준값을 측정단면에 따라 달리 설정하였다. $\theta=0^\circ$ 에서는 흡입면을 향하는 속도성분이 발생하며, 주유동방향의 운동량이 작은 후류중심부로 갈수록 이 속도성분의 크기는 증가한다. 이와 같이 흡입면을 향하는 속도성분이 후류중심부로 갈수록 증가한다는 것은 반경방향의 속도성분이 곡관으로 인한 반경방향의 압력구배에 의해 유발된다는 증거이다. $\theta=0^\circ$ 에서는 반경방향의 속도성분이 존재하지만 2차유동이 형성되지 않는기 때문에 거의 균일하게 2차원 온도분포를 나타내지만, $\theta=30^\circ$ 에서는 2차유동에 의한 포텐셜 유체의 유입으로 압력면쪽에서 저온영역이 형성되기 시작한다. 이것은 2차유동에 의해 반경방향으로 수송되어 후류중심부에서 온도분포를 왜곡하기 시작하며, 이에 따라 $\theta=60^\circ$ 에서는 후류중심에서의 온도가 후류의층에서의 온도보다 낮아지게 되는 현상이 와류중심영역에서 나타난다. 그러나 이와 같은 온도분포는 $r=R_c$ 이하의 압력면에서만 나타나며, 비교적 2차유동에 의한 혼합의 영향이 작은 흡입면에서는 2차원 온도분포와 동일하게 후류중심에서 최대온도를 나타낸다. 와류중심을 기준으로 상향영역

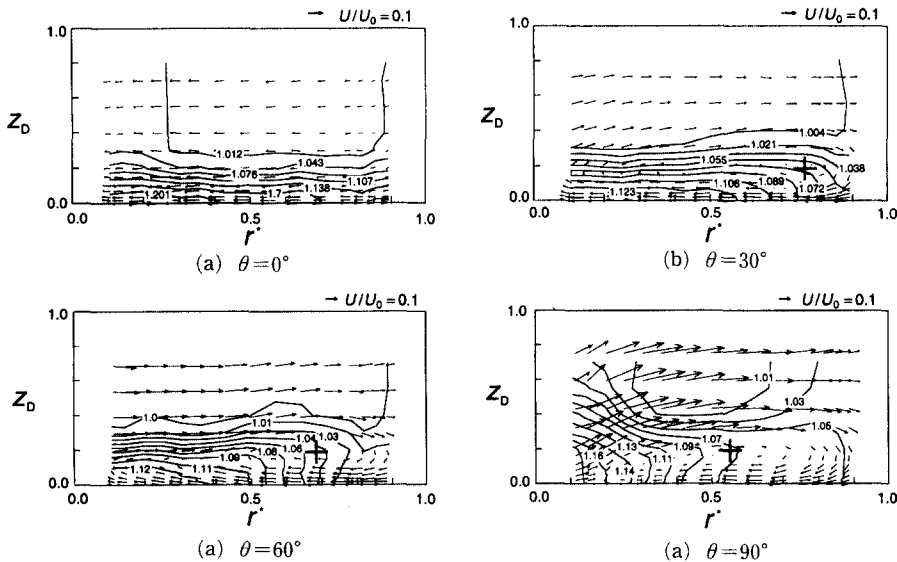


Fig. 3 Mean temperature, T/T_e , contours at various streamwise locations. Symbol, +, denotes the vortex center of the secondary flow.

에서 후류 내의 열경계층이 확장되는 반면 하향영역에서 열경계층이 감소하는 것을 볼 수 있다. $\theta=90^\circ$ 에서 2차유동의 와류중심이 평균곡률반경으로 이동하면서 후류중심에서의 온도가 와류중심에서의 온도보다 낮아지는 현상은 반경방향을 따라 대부분의 영역에서 나타난다.

$r=R_c$ 에서 측정된 평균온도를 Fig. 4에서 직관후류와 비교하여 나타내었다. 후류중심에서 최대온도에 도달하는 전형적인 직관후류의 상사분포와 달리 곡관후류의 경우에는 $\theta=60^\circ$ 이후 최대온도가 후류중심을 기준으로 양쪽에서 나타난다. 이것은 앞에서 언급하였듯이, 2차유동에 의해 자유유동으로부터 전달된 저온의 유체가 후류중심부에서 흡입면을 향하여 대류되는 반면, 상대적으로 고온인 유체가 후류의 외층에서 압력면을 향하여 대류되기 때문이다.

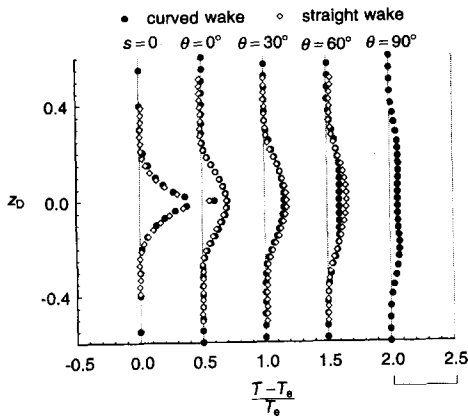


Fig. 4 Mean temperature profiles at various streamwise locations.

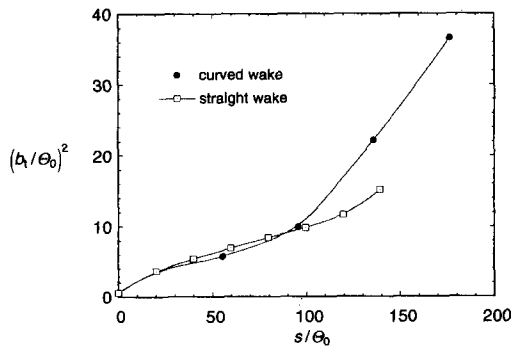


Fig. 5 Development of temperature half-width of wakes.

Fig. 5에 평관후미에서의 운동량두께 θ_0 로 무차원화한 평균온도의 반폭두께를 나타내었다. 여기서 직관후류와 달리 곡관후류의 경우 온도분포가 후류중심에서 최대값을 가지지 않으나, 일반적으로 반폭두께는 최대온도의 1/2이 되는 위치로 결정되므로, 본 연구에서는 평균온도의 반폭두께를 후류내에서 최대온도의 1/2이 되는 지점과 후류중심사이의 거리로 정의하였다. 이와같은 정의는 반폭두께에 대해 정의할 수 있는 최소한의 거리임에도 불구하고 곡관후류의 반폭두께는 직관후류에 비해 $\theta=30^\circ$ 이후부터 급격히 증가하고 있다. 온도의 반폭두께가 이와 같이 급격하게 증가하는 주된 이유는 Fig. 3에서도 볼 수 있듯이 2차유동에 의한 하향유동이 자유유동의 저온유체를 후류중심으로 유입시키는 한편 상향유동이 후류의 열경계층을 확장시키기 때문이다. 이상의 결과로부터 곡관후류 내에서 평균온도는 2차유동의 발생 초기에 압력면의 하향영역에서 저온유체가 후류내층으로 유입되고 이 저온유체가 주변유체와 완전히 혼합되기 전에 2차유동에 의해 후류내층을 따라 흡입면으로 수송된다는 것을 알 수 있다. 또한 후류중심에서는 이와 같이 자유유동에서 유입된 저온유체로 인해 주위의 온도보다 낮아지게 되어 전형적인 평관후류의 상사분포로부터 벗어나게 되고 2차유동에 의한 상향유동이 후류의 열경계층을 확장시킨 결과 온도의 반폭두께는 급격하게 증가하게 된다.

3.2 온도난류강도 및 난류열유속

Fig. 6은 $r=R_c$ 에서 측정된 온도난류강도 t 를 직

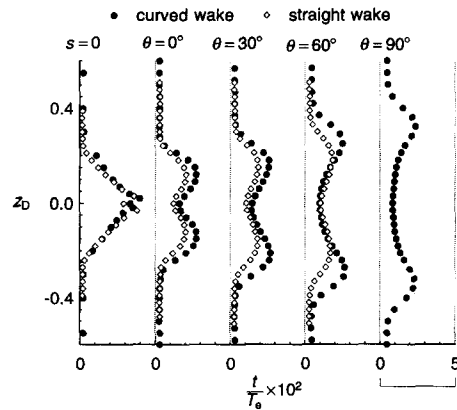


Fig. 6 Temperature turbulence intensity profiles at various streamwise locations.

관후류의 경우와 비교한 그림이며 전반적으로 곡관 후류가 직관후류에 비해 높은 온도난류강도를 유지한다. 2차유동 속도가 증가할수록 후류내층에서의 t 는 자유유동의 난동수준으로 급격히 감소하고 t 가 최대가 되는 위치는 직관후류에 비해 후류중심으로 부터 멀어지는 경향을 나타낸다. Fig. 7에 난류열 유속의 분포를 나타내었다. $-u't'$ 의 경우 $\theta=30^\circ$ 까지 직관후류와 크게 차이하지 않지만 $\theta=60^\circ$ 에서는 후류중심에서 0까지 감소한 후, $\theta=90^\circ$ 에서는 후류내층에서 후류외층과 반대인 음의 부호를 나타낸다. 난류열유속 $-u't'$ 는 대부분의 전단유동에서 양의 부호를 나타내며, 후류내층에서 나타나는 음의 부호는 주유동방향과 반대방향의 난류열전달을 의미한다고 볼 수 있다. 이와 같은 난류 열전달 형태로 인해 이미 하류에서 주변유체와 혼합에 의해 냉각된 저온유체가 상류의 후류내층으로 수송

되어 후류내층의 평균온도를 더욱 감소시키게 된다. 만일 이러한 열전달 형태가 막냉각되는 블레이드 후류에서 발생하는 경우 자유유동의 고온기체가 직접 후류내층으로 수송되어 하류에 위치한 블레이드 선단에서의 열전달을 더욱 증가시키게 될 것이다. 이와 같이 난류열유속의 부호가 후류내층에서 역전되는 현상은 $-v't'$ 와 $-w't'$ 에서도 나타나고 있음을 Fig. 7에서 볼 수 있다. 난류열유속의 부호가 후류내층과 외층에서 역전되는 현상과 난류열유속의 생성 사이의 관계를 고찰하기 위해 각 방향 난류열유속의 생성항을 다음과 같이 원통좌표계를 사용하여 나타내었다.

$$P_{-\bar{u}'t'} = \bar{u}'v' \frac{\partial T}{\partial z} + \bar{u}'w' \frac{\partial T}{\partial r} + \bar{u}'t' \frac{W}{r} + \bar{v}'t' \frac{\partial U}{\partial z} + \bar{w}'t' \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} \right) \quad (3)$$

$$P_{-\bar{v}'t'} = -\bar{v}'^2 \frac{\partial T}{\partial z} - \bar{v}'w' \frac{\partial T}{\partial r} - \bar{v}'t' \frac{\partial U}{\partial z} - \bar{w}'t' \frac{\partial V}{\partial r} \quad (4)$$

$$P_{-\bar{w}'t'} = \bar{w}'^2 \frac{\partial T}{\partial r} + \bar{v}'w' \frac{\partial T}{\partial z} - \bar{u}'t' \frac{2U}{r} + \bar{v}'t' \frac{\partial W}{\partial z} + \bar{w}'t' \frac{\partial W}{\partial r} \quad (5)$$

윗 식에서 주유동방향의 구배는 폭방향 및 반경방향의 구배에 비해 무시할 수 있을만큼 작으므로 식 (3)~(5)에는 나타내지 않았다. Fig. 8에 3방향 난류열유속의 생성량을 $\theta=0^\circ$ 와 $\theta=90^\circ$ 에 대해서 나타내었다. 여기서 후류의 폭방향 좌표는 후류의 평균속도에 대한 반폭두께 b_u 로 무차원화한 좌표를 사용하였다. 후류외층에서 3방향 난류열유속의 생성량은 $\theta=0^\circ$ 와 $\theta=90^\circ$ 에 대해서 큰 차이를 보이지 않으나, 후류내층에서는 $\theta=0^\circ$ 에서와 달리 $\theta=90^\circ$ 에서 음의 생성을 나타내고 있음을 알 수 있다. $\theta=90^\circ$ 단면의 후류내층에서 나타나는 난류열유속

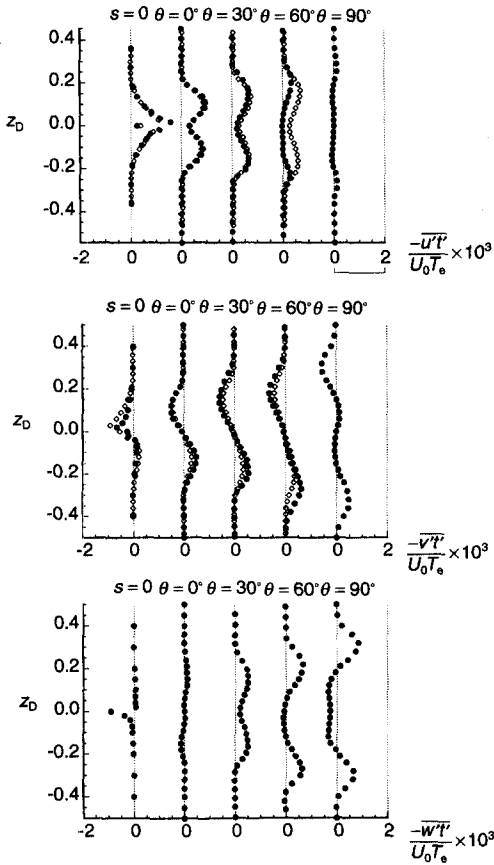


Fig. 7 Turbulent heat flux profiles at various streamwise locations. Symbols are as in Fig. 6.

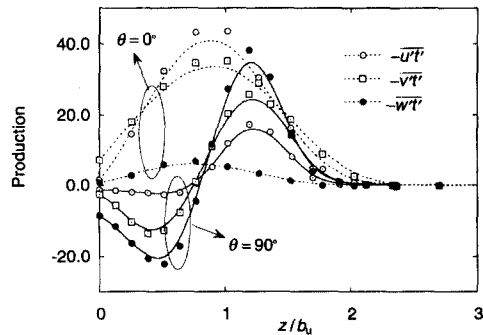


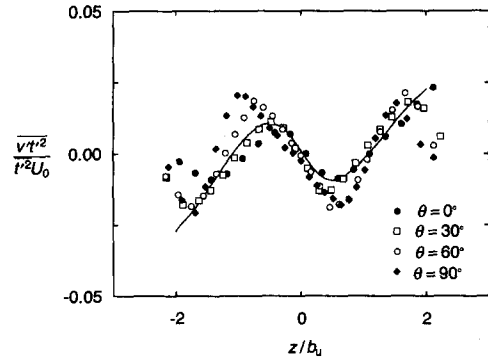
Fig. 8 Production of turbulent heat flux.

의 음의 생성에 지배적인 역할을 하는 성분을 확인한 결과, $-\overline{u't'}$ 의 경우는 $\overline{u'w'}\partial T/\partial r$ 이고 $-\overline{v't'}$ 의 경우는 $-\overline{v'^2}\partial T/\partial z$ 이며 $-\overline{w't'}$ 의 경우에는 $\overline{w'^2}\partial T/\partial r$ 이 지배적인 것으로 나타났다. 이와 같이 난류열유속의 음의 생성에 관여하는 지배적인 성분은 모두 평균온도의 후류폭방향 및 반경방향의 구배와 관련되어 있으며, 평균온도의 구배는 Fig. 3에서 볼 수 있듯이 2차유동에 의해 자유유동으로부터 유입되는 저온유체에 의해 크게 영향을 받는다. 이상으로부터 난류열유속의 부호가 후류내층과 외층에서 역전되는 현상은 난류열유속의 음의 생성과 관련되며, 난류열유속의 음의 생성기작에 영향을 주는 주된 인자는 2차유동에 의한 후류중심부로의 저온유체 유입이라는 사실을 알 수 있다.

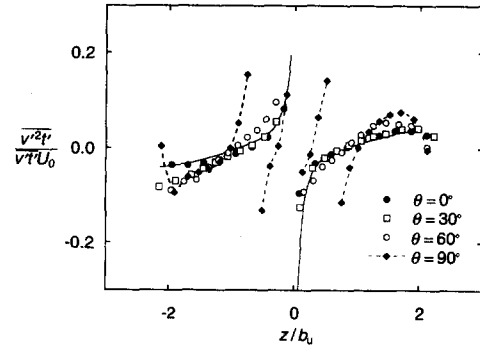
3.3 고차상관량

Fig. 9에 기준속도 U_0 로 무차원화한 온도분산 $\overline{t'^2}$ 와 난류열유속 $\overline{v't'}$ 의 난류확산속도를 나타내었다. $\overline{t'^2v'}/\overline{t'^2}U_0$ 는 난류속도 v' 에 의한 온도분산의 수송속도를 나타내며 $\overline{v'^2t'}/\overline{v'^2}U_0$ 는 v' 에 의한 $\overline{v't'}$ 의 수송속도를 나타낸다. 온도분산의 난류확산속도는 실선으로 나타낸 직관후류의 난류확산속도와 크게 차이하지 않으나, 2차유동이 발달함에 따라 후류의 반폭위치 근방에서 약간 증가하는 것을 볼 수 있다. 이에 비해 $\overline{v't'}$ 의 난류확산속도는 $\theta=90^\circ$ 에서 후류내층에서 급격히 증가하는 것으로 나타났으며, 따라서 2차유동은 $\overline{t'^2}$ 보다는 $\overline{v't'}$ 의 난류확산에 크게 영향을 미치는 것을 알 수 있다.

온도난류강도로 무차원화한 온도신호의 4차상관량을 Fig. 10에 나타내었으며 이것은 온도신호의 편평인자를 나타낸다. 직관후류에서의 편평인자는 유동방향에 따라 상사한 분포를 갖는 것으로 나타났으며 이것을 실선으로 나타내었다. 곡관후류에서 온도의 편평인자는 직관후류에 비해 후류내층에서 증가하는 것을 볼 수 있다. 온도신호의 편평인자가 온도의 간헐도와 반비례 관계를 가진다고 볼 때, 이것은 2차유동에 의해 자유유동영역에서 유입된 저온유체가 후류내층에서 자유유동의 온도특성을 보존하고 있다는 사실을 말해준다. Fig. 3이나 Fig. 4에서 나타낸 것과 같이 곡관후류의 평균온도는 직관후류와 달리 후류내층이 후류외층에 비해 낮은 분포를 보이며, 그 이유가 자유유동의 저온유체가 후류중심부로 유입되기 때문이라는 사실을 온도의 편평인자를 통해 다시 한번 확인할 수 있다.



(a) Transport velocity of temperature variance



(b) Transport velocity of transverse turbulent heat flux

Fig. 9 Transport velocities of emperature variance and transverse turbulent heat flux. Solid lines denote the transport velocities of the straight wake.

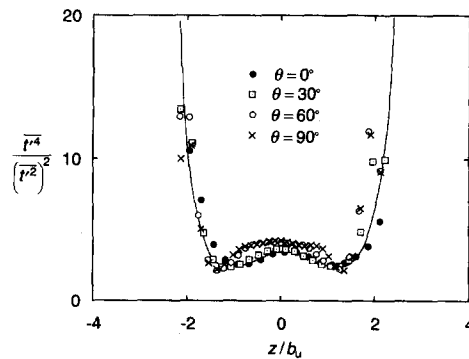


Fig. 10 Flatness factors of temperature fluctuation. Solid line denotes the flatness factor of the straight wake.

곡관후류 내에서 속도신호의 편평인자는 김등(7)에서 언급한 바와 같이 직관후류와 크게 차이가 나

지 않는다. 그러나 후류내층에서 온도신호의 편평 인자는 직관후류에 비해 증가하며, 이러한 현상은 속도장에 비해 온도장이 큰 시간스케일을 가지기 때문에 나타나는 것이다. 후류내층에서 온도의 시간스케일이 증가한다는 것은 에디의 열적 성질이 주변조건의 변화에 빠르게 적응하지 못하고 지연되어 조정된다는 것을 의미한다. 이와 같이 온도가 속도에 비해서 유동조건의 변화에 대해 시간지연된 반응을 보이기 때문에 자유유동에서 유입된 에디가 후류중심에 오면 속도장은 이미 자유유동에서의 성질이 사라지고 주위의 난동장에 조정되지만 온도장은 자유유동의 특성이 주변과 혼합되어 사라지기 전에 새로운 자유유동 성분이 유입된다. 이와 같은 이유로 속도의 편평인자에서 자유유동성분이 나타나지 않음에도 불구하고 온도의 편평인자에서는 자유유동성분이 존재하게 되고 후류내층의 평균온도는 후류외층에 비해 낮아지게 된다. 유선곡률이나 압력구배와 같은 유동조건의 변화에 대한 온도의 지연된 반응은 여러 선행 연구결과에서도 나타나 있다.⁽⁵⁾ 속도장과 온도장에 대한 시간스케일은 난류운동에너지의 소산율과 온도분산의 소산율을 이용하여 나타낼 수 있으며 난동속도의 시간스케일 τ_u 와 난동온도의 시간스케일 τ_t 는 다음식으로 정의된다.

$$\tau_u \equiv \frac{\bar{q}^2/2}{\varepsilon}, \quad \tau_t \equiv \frac{\overline{t'^2}/2}{\varepsilon_t} \quad (6)$$

식 (6)에 나타나는 난류운동에너지와 온도분산의 소산율은 난동의 국소동방성 및 Taylor가정을 이용한 방법을 사용하여 구하였다. 난동속도와 난동온도의 시간스케일의 비는 다음과 같이 정의되며 2

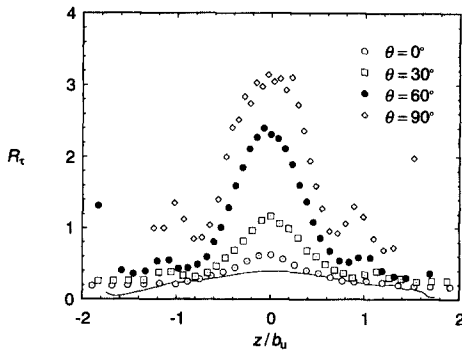


Fig. 11 Velocity-temperature time scale ratios. Solid line denotes the time scale ratio of the straight wake.

차원 벽면 난류경계층에서 속도와 온도의 시간스케일 비는 대략 0.5의 값을 가지는 것으로 알려져 있다.

$$R_t \equiv \frac{\tau_t}{\tau_u} \quad (7)$$

직관후류의 경우 시간스케일의 비는 Fig. 11에 보여진 것과 같이 전체 후류폭에 걸쳐 0.2~0.4의 값을 가지며 유동방향에 따라 거의 변화가 없다. 곡관후류의 경우 2차유동이 확립되지 않은 $\theta=0^\circ$ 에서는 후류중심을 제외하고 평면후류의 시간스케일 비와 크게 차이나지 않는다. 그러나 2차유동 속도가 증가할 수록 시간스케일의 비는 후류중심부에서 증가하기 시작하여 $\theta=90^\circ$ 에서는 후류의 전체 폭에서 온도의 시간스케일이 속도의 시간스케일에 비해 커지게 된다.

3.4 조건평균에 의한 해석

2차유동에 의해 나타나는 난류열유속의 음의 성질을 물리적으로 보다 쉽게 이해하기 위해 난류량을 조건추출(conditional sampling)하여 8가지의 유동조건에 따른 조건평균을 취하는 방법을 사용하였다. 이 방법은 Wallace등⁽¹⁰⁾과 Willmarth & Lu⁽¹¹⁾에 의해 최초로 사용되었으며 난류구조물 물리적으로 이해하기 위해 많이 사용되고 있다. 먼저 섭동 속도 u' , v' 와 섭동온도 t' 의 순시신호에 따라 Fig. 12에 나타낸 것과 같은 8가지 조건을 정의하고 이들 조건에 해당하는 난류열유속 성분을 구한다. 각각의 조건은 Kawaguchi등⁽¹²⁾에 의해 8분면(octant)으로 명명되었으며, 이와 같은 조건추출방식에 의해 8분면으로 분류된 난류열유속 성분은 각각의 8분면에 해당하는 에디운동으로 구분할 수 있다. 가열되지 않은 평판 경계층유동의 경우 난류전단응력은 8분면 2와 8분면4가 지배적인 것으로 알려져 있다. 즉, 벽면근처에서 상대적으로 작은 운동량(u'

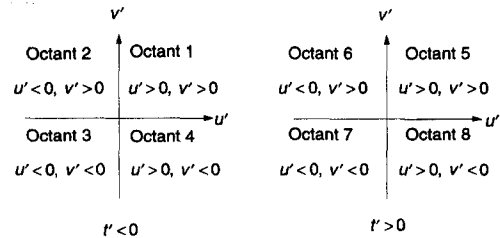


Fig. 12 Partition of velocity fluctuations and temperature fluctuations for octant analysis.

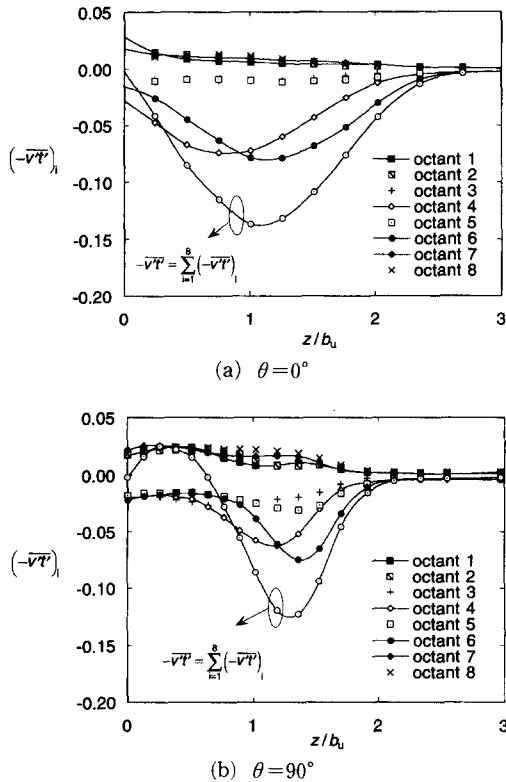


Fig. 13 Decomposition of transverse turbulent heat flux.

$\langle 0 \rangle$ 을 가진 난류에디가 벽으로부터 분출(ejection)되고 (8분면 2) 이 공백을 채우기 위해 벽으로부터 멀리 떨어진 영역으로부터 상대적으로 큰 운동량($u' > 0$)을 가진 에디가 벽면 근처로 소사(sweep)되는 운동(8분면 4)이 난류혼합의 주된 기작이다. 가열된 평판 경계층유동의 경우 8분면 4와 8분면 6이 지배적이며, 이것은 Volino & Simon⁽¹³⁾에 의해 확인되었다. $\overline{v't'}$ 에 대한 각각의 8분면은 다음과 같이 구해진다.

$$(\overline{v't'})_i = \frac{1}{N} \sum_{\tau=1}^N v'(\tau) t'(\tau) \chi_i \quad (8)$$

여기서 i 는 각각의 8분면 지수이며 N 은 전체추출자료의 개수이고, χ_i 는 v' , t' 가 해당 8분면의 조건과 일치하는 경우 $\chi_i=1$ 이고, 그 이외의 경우에는 0이 된다. Fig. 13에 $\theta=0^\circ$ 와 $\theta=90^\circ$ 단면에서의 난류열유속 $\overline{v't'}$ 를 각각의 8분면으로 구분한 결과를 나타내었다. 평판 경계층유동과 마찬가지로 후류에서도 2차유동의 영향이 없는 $\theta=0^\circ$ 단면에서

는 후류 내의 모든 영역에서 8분면 4와 8분면 6이 지배적이다. 이것은 후류내층에서 지배적인 고온, 저운동량의 에디가 자유유동을 향하여 분출되고 이 공백을 저온, 고운동량의 에디가 소사되어 채우는 작용이며, 이러한 에디운동의 결과 난류열유속 $\overline{v't'}$ 는 $z > 0$ 에 대해 양의 부호를 가진다.

그러나 2차유동의 영향이 증가하는 $\theta=90^\circ$ 단면의 후류내층에서는 이러한 에디운동이 감소하게 되는 반면, 8분면 1과 8분면 7이 지배적인 에디운동양식을 형성하게 된다. 여기서 8분면 1은 평균유동에 비해 상대적으로 저온, 고운동량을 갖는 에디가 후류경계면 방향으로 분출되는 운동양식이며, 이러한 운동양식에 관여하는 에디는 2차유동에 의해 자유유동으로부터 후류중심으로 수송되어 자유유동의 성질을 갖는 에디이다. 이에 비해서 8분면 7은 평균유동에 비해 상대적으로 고온, 저운동량을 가지고 후류 중심을 향해 소사되는 에디운동이며, 이러한 운동양식에 관여하는 에디는 기존에 후류중심에 존재하고 있던 에디이다. 따라서 후류내층에서는 자유유동으로부터 수송된 저온, 고운동량의 에디가 후류경계면 방향으로 분출되고, 이 공백을 고온, 저운동량의 에디가 소사되어 채우는 운동양식에 의해 열교환이 이루어진다. 이와 같이 2차유동의 영향으로 후류내층에서 형성된 새로운 에디운동양식으로 인해 $\theta=90^\circ$ 의 후류내층에서 $\overline{v't'}$ 는 후류의층과 달리 $z > 0$ 에 대해 음의 부호를 나타내게 된다.

5. 결론

90° 곡관내에서 2차유동이 평판후류의 열전달에 미치는 영향을 고찰하였다. 압력구배와 곡률의 영향을 최소화하고 2차유동에 의한 영향을 극대화하기 위하여 직사각형 단면을 가진 곡관의 곡률반경과 평판의 스펙방향을 일치시키고 유동방향으로의 압력구배가 매우 작은 곡관의 평균곡률반경에서 후류를 측정하였다.

곡관후류 내에서 평균온도는 2차유동의 발생 초기에 압력면의 하향영역에서 저온유체가 후류내층으로 유입되고 이 저온유체가 주변유체와 완전히 혼합되기 전에 2차유동에 의해 후류내층을 따라 흡입면으로 수송된다. 후류내층에서는 이와 같이 자유유동에서 유입된 저온유체로 인해 주위의 온도보다 낮아지게 되어 전형적인 평판후류의 상사분포로부터 벗어나게 되고 2차유동에 의한 상향유동이 후

류의 열경계층을 확장시킨 결과 온도의 반쪽두께는 급격하게 증가하게 된다.

곡판후류의 3방향 난류열유속 분포는 직판후류와 달리 후류내층과 외층에서 반대부호를 가지며, 이와 같은 현상은 2차유동이 발달함에 따라 더욱 증폭되는 것으로 나타났다. 3방향 난류열유속의 생성량을 확인한 결과 후류내층에서 이들은 모두 음의 생성을 나타내었으며 조건평균에 의한 결과로부터 후류내층에서 난류열유속의 음의 생성은 2차유동에 의해 자유유동으로부터 유입된 저온, 고운동량의 유체와 기존에 후류중심부에 존재하고 있던 고온, 저운동량의 유체사이의 혼합으로 인해 발생하는 것으로 나타났다. 2차유동은 후류내층에서 온도의 시간스케일을 증가시키며 이로 인해 자유유동영역에서 후류중심부로 유입된 에디의 열적 성질은 주변 조건의 변화에 빠르게 적응하지 못하고 지연되어 조정된다. 이와 같이 온도의 시간스케일이 증가함으로 인해 후류내층에서 온도의 편평인자는 직판후류에 비해 증가한다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 지정 터보·동력기계연구센터의 지원으로 수행되었습니다.

참고문헌

- (1) Bradshaw, P., 1987, "Turbulent Secondary Flows," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 19, pp. 53~74.
- (2) Eibeck, P. A., 1985, "An Experimental Investigation of the Heat-Transfer Effects of a Longitudinal Vortex Embedded in a Turbulent Boundary Layer," Report MD-48, Stanford Univ.
- (3) Pauley, W. R. and Eatoton, J. K., 1988, "The Fluid Dynamics and Heat Transfer Effects of Streamwise Vortices Embedded in a Turbulent Boundary Layer," Report MD-51, Stanford Univ.
- (4) Wroblewski, D. E. and Eibeck, P. A., 1991, "Measurements of Turbulent Heat Transport in a Boundary Layer with an Embedded Streamwise Vortex," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, No. 7, pp. 1617~1631.
- (5) Chung, M. K. and Kyong, N. H., 1986, "Turbulent Scalar Transport Behind a Line Heat Source in a Homogeneous Shear Flow," *Heat Transfer: Korea-U. S. A. Seminar*, pp. 409~426.
- (6) Sreenivasan, K. R., Tavoularis, S. and Corrsin, S., 1981, "A Test of Gradient Transport and Its Generalizations," *Turbulent Shear Flows 3*, pp. 96~112.
- (7) 김형수, 이준식, 강신형, 1996, "2차유동이 평판후류의 난류구조에 미치는 영향," 대한기계학회 논문집 심사증
- (8) Lienhard V, J. H. and 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.
- (9) Browne, L. W. B., Antonia, R. A. and Chua, L. P., 1989, "Calibration of X-Probes for Turbulent Flow Measurements," *Experiments in Fluids*, Vol. 7, pp. 201~208.
- (10) Wallace, J. M., Eckelmann, H. and Brodkey, R. S., 1972, "The Wall Region in Turbulent Shear Flow," *J. Fluid mech.*, Vol. 54, Part 1, pp. 39~48.
- (11) Willmarth, W. W., Lu, S. S., 1972, "Structure of the Reynolds Stress Near the Wall," *J. Fluid Mech.*, Vol. 55, Part 1, pp. 65~92.
- (12) Kawaguchi, Y., Matsumori, Y. and Suzuki, K., 1984 "Structural Study of Momentum and Heat Transport in the Near Wall Region of a Disturbed Boundary Layer," *9th Biennial Symposium on Turbulence*.
- (13) Volino, R. J. and Simon, T. W., 1993, "An Application of Octant Analysis to Turbulent and Transitional Flow Data," ASME 93-GT-72.
- (14) 김경천, 정양범, 1994, "가열된 원주후류의 열성층 영향에 대한 연구," 대한기계학회논문집, 제18권, 제9호, pp. 2454~2462.