

<論 文>

## 2차원 90° 곡관에서 균일전단류의 특성에 대한 실험적 연구(1) — 평균유동장 —

임효재\* · 성형진\*\* · 정명균\*\*

(1994년 10월 14일 접수)

### An Experimental Study of Turbulent Uniform Shear Flow in a Nearly Two-Dimensional 90° Curved Duct( I ) — Mean Flow Field —

Hyo-Jae Lim, Hyung-Jin Sung and Myung-Kyoon Chung

**Key Words:** Streamline Curvature(유선곡률), Uniform Shear Flow(균일전단류), Convex Curvature(안정곡률), Concave Curvature(불안정곡률), Secondary Flow(2차 유동), Taylor-Goertler Vortex(Taylor-Goertler 와류), Potential Velocity(포텐셜속도), Boundary Layer Relaxation(경계층 회복)

#### Abstract

An experimental study is made in a nearly two-dimensional 90° curved duct to investigate the effects of interaction between streamline curvature and mean strain on turbulence. The initial shear at the entrance to the curved duct is varied by an upstream shear generator to produce five different shear conditions; a uniform flow(UF), a positive weak shear(PW), a positive strong shear(PS), a negative weak shear(NW) and a negative strong shear(NS). With the mean field data of the case UF, variations of the momentum thickness, the shape factor and the skin friction over the convex(inner) surface and the concave(outer) surface are scrutinized quantitatively in-depth. It is found that, while the pressure loss due to curvature is insensitive to the inlet shear rates, the distributions of wall static pressure along both convex and concave surfaces are much influenced by the inlet shear rates.

#### 기 호 설 명

$a$  : 지수 ( $\delta_2 \propto Re_s^a$ )  
 $C_f$  : 표면마찰계수 =  $2\tau_w / \rho U_c^2$   
 $C_{pw}$  : 벽면에서의 무차원화된 압력계수 =  $2(P - P_{ref}) / \rho U_c^2$   
 $D$  : 시험부의 폭 = 190 mm  
 $H$  : 경계층 형상계수 =  $\delta_1 / \delta_2$ , 또는 시험부의 높이 = 600 mm

$n$  : 곡면으로부터의 법선거리  
 $n^+$  :  $nu_\tau / \nu$   
 $P_s$  : 정압  
 $P_t$  : 총압  
 $R$  : 곡률반경  
 $Re_D$  : 레이놀즈수,  $Re_D = U_{ref} D / \nu$   
 $Re_s$  : 레이놀즈수,  $Re_s = U_s / \nu$   
 $s$  :  $\theta = 0^\circ$ 부터의 거리  
 $U, V, W$  :  $x, y, z$  좌표에서 각각의 평균속도 성분  
 $U_p$  : 포텐셜속도

\*한국과학기술원 기계공학과

\*\*정회원, 한국과학기술원 기계공학과

$u^+$	: $U/u_r$
$x, y, z$	: 유동방향, 법선방향 그리고 종방향의 좌표
$\delta$	: 경계층두께
$\delta_1$	: 배제두께
$\delta_2$	: 운동량두께
$\theta$	: 곡관에서의 유동각
$\tau_w$	: 표면전단응력

#### 하첨자

$o$	: $\theta=0^\circ$ 에서의 실험값
$w$	: 벽면
$ref$	: 기준점 ( $x=8D, y=0$ )

## 1. 서 론

우리 주변에서 흔히 접할 수 있는 유동은 대부분 난류유동이라 해도 과언은 아니다. 이러한 난류유동을 공학적으로 응용하기 위하여는 그것에 미치는 여러가지 인자(parameter)들을 구별해 내고 각각의 영향을 자세히 고찰할 필요가 있다. 특히 난류유동에서의 유선곡률(streamline curvature)의 영향은 실제의 공학적 응용뿐 만 아니라 유동현상의 정확한 이해를 위해서도 매우 중요하다. 실제유동에서 평균유선이 곡률을 갖는 예로는 곡면상에서의 경계층유동, 블레이드 주위에서의 박리기포내의 유동, 전방 및 후방계단의 박리기포내의 유동, 곡관 내에서의 유동 등 여러가지 경우가 있다. 그러나 곡률효과는 곡률의 종류와 압력구배 및 전단율(shear rate) 등 여러가지 변수에 의해 달라지며 수치계산도 안정곡률에서의 단순한 경우를 제외하고는 아직까지 정확한 예측을 하지 못하고 있는 실정이다.

유선곡률은 곡률의 반경방향에 따라서 속도가 증가하면 안정곡률(convex curvature)로, 속도가 감소하면 불안정곡률(concave curvature)로 구분하며 각각이 유동장에 미치는 영향은 매우 대조적이다. 지금까지 알려져 있는 것으로 안정곡률은 난류에너지의 확산, 난류강도, 전단응력, 표면 마찰계수, 길이척도 등을 감소시키나,<sup>(1-5)</sup> 불안정곡률은 이들을 증가시킨다.<sup>(3,4,6-8)</sup> 그러므로 자동차나 선박의 표면을 안정곡률로 하여 표면 마찰계수를 감소시키거나, 내연기관의 흡기관을 불안정곡률로 하여 혼합을 촉진하는 것은 공학적 응용면에서 볼때 매우 좋은 예라고 할 수 있다.

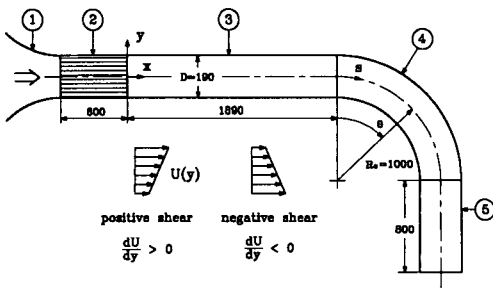
곡률이 있는 난류유동에서 운동에너지의 생성(production)은 속도구배에 의한 생성과 유선곡률에 의한 2차적 생성으로 나눌 수 있다. 지금까지의 연구는 대부분 속도구배에 의한 생성항이 유선곡률에 의한 생성항보다 매우 큰 곡면 경계층에서의 유동현상에 관심을 두었으며 이러한 연구는 평판 경계층에서의 난류특성의 범주를 크게 벗어나지 못했다.<sup>(9)</sup> 이 경우 곡관 중심부에서의 유동은 대부분 이상유동(potential flow)으로 간주하였고 이로 인해 유선곡률의 영향보다는 곡면(curved surface) 경계층 유동의 해석에 비중이 두어져 왔다. 이러한 곡면 경계층에서의 문제점은 경계층이 발달하면서 유선곡률의 반경이 계속 변화하고, 같은 유선곡률에서는 속도구배가 계속 변화하는 것이다. 이같은 유동에서 유선곡률과 속도구배의 각각의 영향을 분리하는 것은 매우 어려운 일이다. 그러므로 속도구배가 일정하게 유지되면서 유선곡률의 반경이 변하지 않는 유동이 필요하게 되고 우리가 원하는 바에 따라 속도구배나 곡률반경을 변경함으로써 각각의 특성을 쉽게 고찰할 수 있을 것이다.

본 연구의 목적은 경계층 효과가 배제된 곡관 중심부에서 난류생성, 길이척도, 와점성(eddy viscosity) 등 난류유동을 결정하는 인자들에 대해 전단율과 유선곡률의 상호작용이 어떠한 영향을 미치는가를 실험적으로 규명하는 것이다. 이를 위해 속도구배가 일정한 균일 전단류를 만들고 또한 반경이 일정한 곡관에 유입하여 위와 같은 영향을 조사하고, 같은 곡관에서 안정곡률과 불안정곡률의 효과를 고찰하기 위해 속도구배의 부호를 바꾸어 실험하면 유선곡률에 대한 이해가 가능할 것이다. 본 논문에서는 곡관의 특성을 다른 연구와 비교하기 위해 먼저 균일류( $dU/dy=0$ )가 유입될 때 경계층에서의 평균유동장을 연구하였고, 여러가지 전단류가 유입될 경우 곡관 내에서의 평균속도 발달과정 및 압력분포를 기술하였다. 난류장에 관한 내용은 Part 2에 상세히 설명하였다.

## 2. 실험장치, 방법 및 2차 유동의 제어

### 2.1 풍동

본 연구에 사용된 풍동은 개방송출형(open-return type)으로 전체적인 모습은 Fig. 1과 같다. 송풍기는 시로코형(sirocco type)으로 7.5마력, 220볼트, 3상 교류 전동기로 구동되며 범용 속도조절



- ① Contraction nozzle
- ② Shear generator
- ③ Developing straight duct
- ④ Curved duct
- ⑤ Redeveloping straight duct, Duct height = 600 mm. All dimensions are in mm

Fig. 1 Schematic diagram of wind tunnel

기(MOSCON-G3, Inverter)에 의해 원하는 풍량을 조절할 수 있도록 하였다. 확산기는 송풍기에서 분사된 유동의 정압을 상승시키기 위해 사용되며 Metha와 Bradshaw<sup>(10)</sup>가 제시한 방법으로 설계하였다. 정류실은 거칠고 회전이 심한 유동을 균일하게 하기 위하여 폭이 15 mm이고 수력반경이 3 mm인 하니컴을 앞부분에 설치하였다. 측면속도성분, 난류경계층 그리고 난류강도를 감소시키기 위해 mesh #40의 철망 1개, mesh #60의 철망 2개를 80 mm의 등간격으로 배치하였다. 수축부는 Morel<sup>(11)</sup>의 식을 적용하여 설계하였으며 수축비를 3.2 : 1로 하였을 때 출구에서의 평균속도 균일성은 1% 이내, 난류강도는 0.7% 이하로 비교적 균일한 유동을 얻을 수 있었다.

시험부는 전방직관, 곡관 그리고 후방직관으로 나누어지며 폭과 높이가 각각 190 mm, 600 mm이고 모두 아크릴로 제작하였다. 높이방향의 중심에는 유동방향을 따라 압력공(pressure hole)과 프로브 투입용 측정기공(probe hole)을 만들었다. 압력공은 Hussain과 Reynolds<sup>(12)</sup>의 제안대로 직경 0.7 mm와 1.4 mm의 2단 구멍을 가공하였다. 압력공은 시험부 전체에서 안쪽면(안정곡면쪽)에서는 47개, 바깥쪽면(불안정 곡면쪽)에서는 49개로 하였으며 곡관의 입구부와 출구부에서는 급격한 압력변화가 예상되어 조밀하게 하고, 나머지 부분에서는 50~100 mm 간격으로 하였다. 90°곡관은 중심반경이  $R=1000$  mm이고 폭은  $D=190$  mm이다. 열선 프로브(hot-wire probe)나 피토포관(Pitot tube)을 유동장에 넣기 위하여 직경 12 mm의 측정기공을  $x$

$=4D$ 부터 직관에서는 0.5D 간격으로, 곡관에서는 10° 간격으로 가공하였다.

일정한 속도구배와 난류강도를 갖는 균일전단류(homogeneous shear flow)를 얻기 위해 많은 방법이 시도되었다. 현재까지 알려진 균일전단류 발생 방법은 다음과 같이 3가지로 나눌 수 있다. 첫째는 유동장에 불균일하게 봉(rod)을 배열하여 시험착오에 의해 균일전단류를 만드는 것으로 제작은 간편하지만 초기의 길이척도(length scale)가 속도의 크기에 비례하여 난류강도의 균일성을 얻는 데는 한계가 있다. 둘째는 난류강도의 균일성을 확보하기 위하여 전단류 발생기 출구에서의 길이척도를 일정하게 하고 입구에서의 저항을 다르게 하는 방법으로 단면을 여러개의 유로(flow channel)로 나누어 각 유로의 입구에 철망이나 가변 저항판(damper)을 부착하여 속도를 조절하는 방법이 있다. 셋째는 각 유로에 유입되는 유량을 각각의 독립된 밸브로 조절하여 원하는 속도구배를 얻는 방법이다. 본 실험에서 사용한 전단류 발생기는 Chung과 Kyong<sup>(13)</sup>이 사용한 방법을 기초로 제작되었다. 전단류 발생기의 단면은 시험부와 같은 크기인 폭×높이( $D \times H$ )를 190×600 mm로 하였다. 폭 방향으로의 속도구배를 얻기 위하여 폭을 9개의 등간격 유로로 나누고, 각 유로에 면적개방비(area open ratio)가 서로 다른 댐퍼를 설치하였다. 이 전단류 발생기를 이용하여 개방비를 최소 31.5%에서 최대 68.9%까지 연속적으로 변화시킬 수 있으며 전단율( $dU/dy$ )은 최대  $35 \text{ sec}^{-1}$ 까지 얻을 수 있었다. 각 유로내에서 충분히 발달된 유동을 얻기 위해서는 반폭 대 길이의 비가 50이상이어야 하므로<sup>(12)</sup> 유로의 길이를 600 mm로 하였다. 전단류 발생기 출구에서는 9개의 후류(wake)가 계단식으로 형성되고 이 후류들의 혼합을 촉진시키기 위해 mesh #5인 철망을 전단류 발생기 출구와 시험부 입구 사이에 부착하여 출구 길이척도를 절반으로 감소시켰다. 댐퍼, 유로 그리고 철망을 이용한 전단류 발생기의 특성을 검증한 결과  $x=8D$ 에서 전단율이  $28.5 \text{ sec}^{-1}$ 일 때 유동방향 난류강도는 3~5%로 비교적 균일한 전단류를 만들 수 있었다.

## 2.2 실험기기 및 자료획득 방법

본 실험에서의 평균속도 측정은 감지부의 직경이 3/32"인 표준 피토포관(united sensor, PAB-12-KL)을 사용하였으며, 균일류의 경계층에서는 경계층

피토크(United sensor, BA-.020-12-C-11-.650)을 사용하였다. 곡관 유동에서는 정압이 반경방향에 따라 변하기 때문에 총압만을 측정하는 경계층 피토크를 사용할 경우 각 위치에서의 평균속도 계산시 정압을 보정해야 한다. 본 연구에서는 Gillis 등<sup>(14)</sup>이 제시한 아래의 평균속도 계산식을 사용하였다.

$$U(n) = \left[ \frac{2}{\rho} \left\{ (P_t - P_{s,w}) - (P_{t,ref} - P_{s,w}) \left( 1 - \frac{1}{(1 \pm n/R)^2} \right) \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

윗 식에서  $1+n/R$ 은 안정곡면에서,  $1-n/R$ 은 불안정 곡면에서 사용하는 식이다. 또한 식(1)은 이상유동(potential flow)에서 유도된 식이므로 실제 난류유동에서는 차이가 있지만 오차는 1% 미만이다.<sup>(14)</sup>

피토크 및 압력공에서의 압력은 출력의 잡음수준(noise level)이 1 mV 이하이고 압력변환기(pressure transducer) 기능을 갖춘 마이크로 마노미터(furness controls, FCO12)를 사용하여 측정하였다. 벽면압력 측정은 여러 개의 압력공에서 압력을 연속적으로 측정하여야 하므로 20개의 채널이 있는 scanner(Furness Controls, FCO91)를 사용하였다. 마이크로 마노미터에서 전압신호로 변환된 압력은 SVM(HP, 3437A)으로 A/D 변환되고 IEEE-488/GPIB 보드(National Instruments Co.)를 통하여 개인용 컴퓨터(IBM/PC-486)에 저장된다. 압력신호의 추출(sampling)은 2분동안 3,000개를 취하고 이것을 2회 반복하였다. 또한 실험중의 온도변화는 K형 열전대가 부착된 디지털온도계(Fluke, 2190A)로 압력신호와 함께 측정하여 온도변화로 인한 속도변화를 보정하였다. 프로브이송, scanner 그리고 SVM은 GPIB 및 자체 제작한 연계보드(interface board)를 통하여 컴퓨터에서 일괄 제어할 수 있게 하였다.

### 2.3 2차 유동의 제어

본 연구는 2차원 곡관에서 곡률효과와 균일전단의 상호작용을 고찰하기 위한 것이나 전단류 발생기 제작상의 어려움으로 인하여 종횡비(aspect ratio)가 3.2:1로 제한되었으며 필연적으로 2차 유동(secondary flow)이 생성되어 2차원성 구현을 구속하였다. 일반적으로 종횡비가 20:1 이상이면 관 중심부에 미치는 2차 유동의 영향이 매우 적지만<sup>(12)</sup> 종횡비를 크게 하는 것은 여러가지 제약이

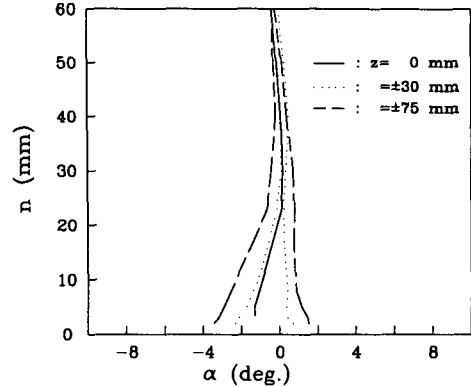


Fig. 2 The yaw angle variation at  $\theta=80^\circ$  over the convex wall for uniform flow, where  $\alpha=\tan^{-1}(W/U)$

있으므로 작은 종횡비에서 2차원성을 확보하는 방법을 생각하였다. 곡관에서 발생하는 2차 유동은 측벽(side wall)에서 경계층의 발달로 인해 유동방향의 운동량이 감소하여 원심력보다 반경방향의 압력구배가 더 큰 비율로 작용하기 때문이다. 그러므로 이러한 원인에 바탕을 두고 So와 Mellor<sup>(1)</sup>은 종횡비가 6:1인 곡관입구의 측벽에서 8개의 소형 제트(jet)로 고압의 공기를 분출하여 초기에  $10\sim 20^\circ$ 의 편향각(yaw angle)을 갖는 유동을  $4^\circ$  이내로 줄일 수 있었다. 한편 Gillis 등<sup>(14)</sup>은 측벽을 따라 바깥쪽 벽에서 안쪽벽으로 흘러오는 2차 유동이 안쪽 벽면의 중심부까지 오지 못하도록, 안쪽 벽면과 측벽이 만나는 지점주위에 담장(fence)을 설치하여 기하학적 종횡비가 3:1인 곡관에서 유효 종횡비를 11:1까지 증가시켰다.

본 실험에서는 Gillis 등<sup>(14)</sup>의 방법을 채택하였다. 두께 2 mm, 폭 25 mm인 아크릴판을 측벽으로부터 각각 50 mm 위치에 측벽과 평행하게 설치하였다. 담장은 곡관의  $35\sim 77^\circ$  구간에 설치하였으며  $80^\circ$ 에서 3공 피토크(United Sensor, CA-120-12)를 이용한 측정 결과를 Fig. 2에 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 편향각은 중심에 대해 약간 비대칭이며 곡면으로부터의 법선거리( $n$ )가 10 mm보다 작은 구간에서는 2차 유동이 강함을 알 수 있다. 그러나  $n > 20$  mm인 구간은 편향각이  $1^\circ$  이내가 되어 양호한 2차원성을 보이고 있다.

## 3. 결과 및 고찰

### 3.1 벽면 정압분포

안정곡면, 불안정 곡면 및 직관의 양쪽 벽면중심

Table 1 Experimental conditions at  $x=8D$ 

Case	$\frac{dU}{dy}(\text{sec}^{-1})$	$U_{ref}(\text{m/sec})$	$Re_D \times 10^5$
Uniform flow (UF)	0	12.04	1.55
Positive weak shear (PW)	17.8	7.84	1.01
Positive strong shear (PS)	28.5	7.95	1.02
Negative weak shear (NW)	-15.3	7.81	1.00
Negative strong shear (NS)	-25.3	7.98	1.03

에 설치한 압력공으로 5가지 전단율에 대해 벽면의 정압분포를 측정하였다. 5가지 실험조건의 전단율과 레이놀즈수를 Table 1에 나타내었다. Fig. 3은 각각의 유입조건에서의 벽면정압 분포를 나타낸 것이다. 그림에서 벽면 정압분포는 무차원화된 압력계수  $C_{pw}$ 로 나타내었으며 다음과 같이 정의된다.

$$C_{pw} = \frac{P_{s,w} - P_{s,ref}}{\rho U_{ref}^2 / 2} \quad (2)$$

여기에서,  $P_{s,w}$ 는 측정할 지점의 벽면정압이고  $P_{s,ref}$ 는  $x=8D$ 에서의 기준정압이다. 그림에서 곡관부에서의 유동거리  $x$ 는 각 벽면을 곡관 중심선의 위치로 환산한 것이다. 곡률효과를 고찰하기 위한 실험에서 압력구배의 영향을 배제하기 위해 So와 Mellor,<sup>(1)</sup> Gillis 등<sup>(14)</sup>은 불안정 곡면으로 곡관의 폭을 조절하여 흐름방향으로의 압력을 일정하게 하였으며, Ramaprian과 Shivaprasad,<sup>(3,4)</sup> Muck 등<sup>(5)</sup>은 곡률반경을 매우 크게 ( $R=2500 \text{ mm}$ )하여 압력구배를 일정하게 하고 적분방정식으로 이의 영향을 분리하였다. 그러나 본 실험에서는 내외벽의 곡률반경이 일정하고 비교적 작은 곡률반경 ( $R=1000 \text{ mm}$ )과 곡관을 중심으로 한 발달부, 재발달부의 연결로 압력변화가 매우 심하게 측정되었다. Fig. 3의 결과를 보면 균일류(UF)에서의 압력분포는 곡관 전방의 발달부에서는 유동방향으로는 순압력구배를 갖고 법선방향으로는 압력이 일정하다. 곡관의 입구부와 출구부에서 급격한 압력변화가 관찰되는데 이것은 법선방향의 압력구배가 없는 직관부 유동이 원심력으로 인한 반경방향 압력구배가 큰

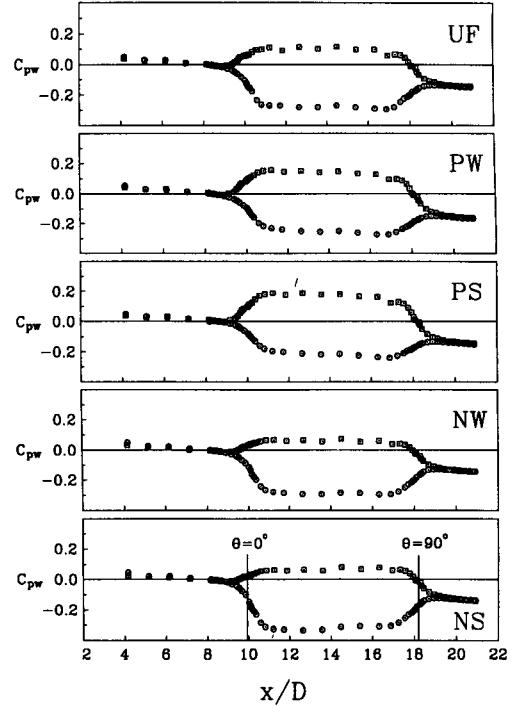


Fig. 3 Static pressure distributions along the inner and the outer walls. ○: Convex, □: Concave

곡관부와 만나면서 일종의 조정영역(damping region)이 필요하며 유동이 여기에 적응하기 때문이다.<sup>(3)</sup> 곡관 입구부의 압력분포는 안정곡면에서 큰 순압력구배를, 불안정곡면에서 역압력구배를 갖게 된다. 이러한 압력변화는 곡관에서 재발달부 이어질 때는 입구부와 반대의 압력구배를 갖게 된다.

그림에서 알 수 있는 바와 같이 발달부에 미치는 곡관의 영향은  $1.0D$ 이고 재발달부에서는  $1.5D$ 이다. 또한 발달부가 곡관에 미치는 영향은  $13.9^\circ$ 이며 재발달부가 곡관에 미치는 영향은  $14.3^\circ$ 이다. 그러므로 곡관의  $15 \sim 75^\circ$  구간에서는 유동방향으로의 압력구배( $\partial P_s / \partial x$ )가 일정하고 그 크기도 매우 작다. 따라서 압력구배가 흐름에 미치는 영향이 매우 적게 되어 이 구간에서는 유선곡률만의 효과를 자세히 고찰해 볼 수 있다. 불안정곡면의 입구부와 안정곡면의 출구부에서 관찰되는 역압력구배에 의해 유동박리가 예상되나 이 지역에서의 속도분포 및 표면 마찰계수  $C_f$ 의 측정 결과로부터 박리는 일어나지 않음을 알 수 있다.

전단류에서의 벽면 압력분포는 균일류와 정성적으로 같은 경향을 보이고 있다. 비점성 회전유동

(inviscid rotational flow)의 자유와류(free vortex,  $UR=$ 일정)와 강제와류(forced vortex,  $U/R=$ 일정)를 본 실험의 음의 전단류, 양의 전단류와 서로 비교하여 본다.<sup>(15)</sup> 안정곡면에서는 자유와류의 속도가 강제와류보다 크므로 원심력이 크게 작용하여 벽면정압은 감소한다. 그러나 불안정곡면에서는 반대현상이 나타난다. Fig. 3에서 보면 양의 전단류에서는 불안정곡면의  $C_{pw}$ 는 균일류보다 증가하나 안정곡면에서는 감소한다. 또한 전단율이 증가할수록 양쪽 곡면에서의 압력계수는 모두 증가한다. 그러나 음의 전단류에서는 양의 전단류와는 반대현상을 보인다. 그러므로  $\theta=15\sim 75^\circ$  구간에서 양곡면의 평균 정압차는  $0.37\sim 0.40$ 으로 유입조건에 크게 민감하지 않으며 그 차이는 최대 8% 이내이다. 이러한 실험결과는 정성적으로는 비점성 회전유동과 서로 같은 경향을 보여주고 있다. 본 실험에서는 유입되는 속도분포의 중심속도는 거의 일정하게 유지하고 있으므로 전단율의 증가는 양쪽 곡면과 가까운 곳의 속도의 증감을 의미하므로 결과적으로 원심력의 변화를 가져오고 따라서 벽면정압은 전단율에 따라 변화된다. 곡관을 통과한 후의 유동의 압력강하는 입구조건에 크게 영향을 받지 않으며 곡관과 직관이 서로 미치는 영향은 균일류 실험과 비슷하다.

### 3.2 곡관 중심부의 평균속도

표준 피토관으로 측정된 평균속도 분포를 Fig. 4에 나타내었으며 모든 속도는  $x=8D$ 의 중심속도  $U_{ref}$ 로 무차원화하였다. 그림에서 가는 실선은 평균속도 구배가 일정한 코아유동과 경계층유동을 구분한 선으로 Part 2의 관련된 그림에도 참고적으로 도시하였다. 그림에서 보듯이 평균속도의 발달 과정은 유입조건, 즉 입구유동의 전단율에 따라 많은 차이가 있다. 발달부에서 속도구배가 없는 균일류의 경우에는 곡관에 유입되면서 안정곡면 쪽의 속도가 증가하고 불안정곡면 쪽의 속도는 감소하여 결과적으로 속도구배가 음인 전단류가 생기고 이것은 곡관 내를 흐르면서 일정하게 유지된다. 그러나 재발달부로 유입되면서 속도분포는 다시 균일류 쪽으로 발달한다. 이러한 속도분포는 내외벽의 반경이 일정한 곡관에서의 다른 실험결과와 같은 경향을 보여준다.<sup>(9,16)</sup> 곡관에서 안정곡면 쪽의 속도는 증가하고 불안정곡면에서 감소하는 이유는 앞절에서 고찰한 벽면 압력계수  $C_{pw}$ 의 분포로 설명될 수

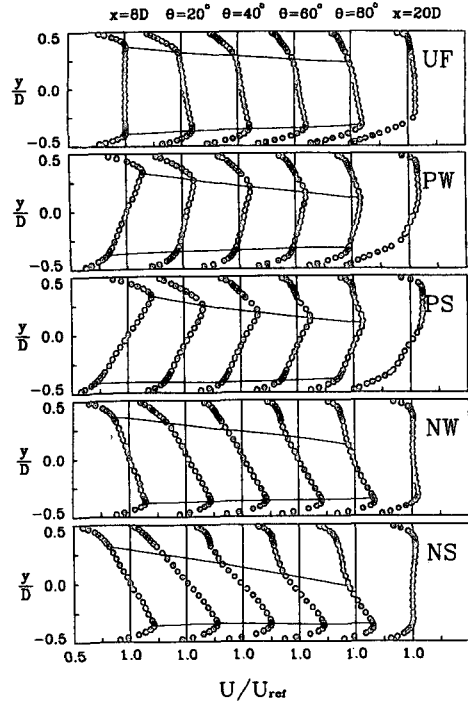


Fig. 4 Variations of the streamwise mean velocity profiles at midspan along the duct

있다. 비점성 이상유동(inviscid irrotational flow)의 유동방향 운동량 방정식은 다음과 같다.<sup>(14)</sup>

$$U \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_s}{\partial x} \quad (3)$$

윗 식에서  $P_s$ 는 유동장의 정압을 나타낸다. Fig. 3에서 보듯이 균일류의 안정곡면에서는  $15^\circ$ 까지  $(\partial P_s / \partial x) < 0$ 이므로 윗 식으로부터  $(\partial U / \partial x) > 0$ 이 되어  $x$ 방향으로 갈수록 속도는 증가한다. 그러나 불안정 곡면에서는  $(\partial P_s / \partial x) > 0$ 이므로  $(\partial U / \partial x) < 0$ 이 되어 속도는 감소한다. 한편  $\theta=40\sim 80^\circ$  구간의 안정곡면에서는 속도가 감소하고 불안정곡면에서는 속도가 증가하게 되는데 이것은 이 구간에서  $C_{pw}$ 가 거의 일정하기 때문에 압력구배의 영향은 소멸된 대신 원심력의 영향으로 유체가 바깥쪽으로 밀리면서 안정된 속도분포로 발달되어가는 과정에 있기 때문이다. 재발달부에서는 곡관내에서 형성되었던 속도구배가 급격히 사라지고 직관의 속도분포로 빠르게 발달되어 간다. PW, PS, NW, NS의 전단류에 대한 속도분포도 또한 Fig. 4에 나타내었다. Champagne 등,<sup>(17)</sup> Rohr 등<sup>(18)</sup> 그리고 Tavoularis와 Karnik<sup>(19)</sup>에 따르면 균일전단류는

전단류 발생기로부터  $x=7\sim 8D$  지점부터 완전히 발달되어 평균속도 구배가 자기보존되는 영역이 시작된다. 이 영역 이후의 난류특성은 생성항(energy production)이 소산항(energy dissipation)보다 크기 때문에 레이놀즈 응력이 모두 증가하는 경향을 보이게 된다. 따라서 본 실험에서는 발달부를  $x=9.9D$ 로 하여 곡관의 영향이 미치지 않는  $x=8D$ 까지 전단류가 충분히 발달되도록 하였다.

전단류 실험에서 가장 중요한 변수는 전단율로서 이를 일정하게 유지시켜야 한다. Champagne 등<sup>(17)</sup>은  $x=3.33\sim 9.5D$  사이의 구간에서 전단율 변화가 최대 0.3% 이내가 되도록 하였다. 그러나 본 실험에서는 전단율 변화가 상당히 크다. 유동거리  $x$ 에 따른 전단율의 변화를  $y/\omega = -0.32\sim 0.32$  구간에서 살펴보면,  $x=4\sim 8D$  구간에서 전단율의 절대값이 PW에서는 5.9% 증가하고 PS는 10.1% 증가하며 NW는 4.5% 증가 그리고 NS는 3.2% 증가한다. 위와 같이 전단율의 변화가 큰 이유는 시험부의 폭( $D=190$  mm)이 다른 연구자들의 그것보다 작아서(Champagne 등<sup>(17)</sup>;  $D=304.8$  mm) 중심부 유동이 경계층 발달로 인해 많은 영향을 받기 때문이다. 한편 곡관으로 유입된 전단류의 속도분포는 각도에 따라 많은 변화를 보인다.

3.1절에서 보듯이 양의 전단류의  $C_{pw}$  분포는 정성적으로 균일류와 같은 경향을 보이므로 안정곡면 쪽의 속도는 증가하고 불안정 곡면 쪽의 속도가 감소하여 전단율이 급격히 줄어든다. PW의  $\theta=20^\circ$ 에서는 속도구배는 감소하고 불안정 곡면 쪽의 경계층이 급격히 증가하며  $\theta=80^\circ$ 의  $y/D > 0$  구간에서는 자유와류 형태의 속도분포를 갖는다. PS의  $\theta=20^\circ$ 에서는  $-0.4 < y/D < 0.3$  구간에서 균일한 속도구배를 보이며 각도에 따라 이 구간이 감소하여  $\theta=80^\circ$ 에서는  $-0.35 < y/D < 0.05$ 로 줄어든다. 양의 전단류는 곡관유동의 안정성(stability)면에서 안정된 속도분포를 갖고 있지만 위와 같은 변화가 초래되는 이유는 곡관 입구부에서 급격히 감소된 불안정곡면 쪽의 운동량 결손을 보충하기 위해 반경방향으로의 운동량 전달이 매우 활발히 일어나기 때문이며 그 결과 안정곡면 쪽의 운동량은 각도에 따라 점점 감소함을 알 수 있다. 곡관 내에서의 속도분포의 발달과정은 PW나 PS가 서로 비슷하며 단지 재발달부의  $y/D > 0$  구간에서 PS가 PW보다 관성에 의한 유체의 밀집현상이 뚜렷이 나타난다.

음의 전단류의 속도분포는 양의 전단류와는 많은

차이가 있다. 균일류에서 관찰하였던 음의 속도구배가 유입되는 속도구배에 더해져서  $\theta=20^\circ$ 에서는 전단율이 급격히 증가한다. NW에서는  $\theta=40^\circ$ 까지 전단율의 변화가 적지만 하류에서는 불안정곡면 쪽의 속도증가로 인해 균일성이 깨지게 된다. 반면 NS에서는 이미  $\theta=40^\circ$ 에서 균일성이 깨지며, 하류로 가면서 매우 복잡한 속도분포를 갖게 된다. 한편 출구부에서는 음의 전단류가 양의 전단류보다 더 빨리 균일한 속도분포로 회복되어 있음을 알 수 있다. 이것은 출구부의 압력분포가 입구부와 반대가 되어 식(3)에 의해 안정곡면 쪽은 속도가 감소하고 불안정곡면 쪽은 속도가 증가하기 때문이다. 전단류유동에서 공통적인 현상은 곡관 입구부처럼 압력구배가 지배적인 영역을 제외한 구간에서는 전단율의 크기나 방향에 관계없이 항상 불안정곡면 쪽은 속도가 증가하고 안정곡면 쪽은 속도가 감소하는 경향으로 발달해 간다.

### 3.3 균일류의 경계층 특성

본 실험에서는 경계층 측정용 피토크관을 사용하여 안정곡면과 불안정곡면에서 경계층의 평균속도 분포를 측정하였다. 안정곡면에서의 경계층은 Rayleigh의 안정조건, 즉  $d(RU)/dR > 0$ 을 만족하기 때문에 측벽으로 인한 2차 유동의 영향이 적다면 2차원 경계층으로 가정하여도 타당하며 종방향으로의 변화가 적다. 그러나 불안정 곡면에서는  $d(RU)/dR < 0$ 이 되어 안정조건을 만족시키지 못한다. 그러므로 Schlichting<sup>(20)</sup>이 언급한 바와 같이 3차원 교란이 생기며 이것을 Taylor-Goertler 와류라고 한다. 이 와류는 종방향에 걸쳐서 일정한 거리로 배열되어 있고 2차 유동과 결합하여 경계층의 속도분포를 종방향으로 불균일하게 한다. So와 Mellor,<sup>(6)</sup> Hoffmann 등<sup>(7)</sup>은 서로 다른  $z$ 위치에 대해 경계층 실험을 하여 흐름인자들이 크게 변하고 있음을 보여주었다. 본 실험에서는 불안정곡면에서의  $z=0$ 인 위치에서만 경계층 실험을 하였으며 이것은 본 실험의 목적이 유동방향으로의 경계층 발달에 초점이 맞추어져 있고, 또한 Hoffmann 등<sup>(7)</sup>에 의하면 와류의  $z$ 방향으로의 파장은 대략 경계층 두께의 2배가 되어 곡관 전체에 걸쳐 같은 와류내에서 실험이 수행되기 때문에 실험 본래의 목적을 달성하는데는 큰 문제가 없을 것으로 생각된다. 현재까지 발표된 대표적인 난류경계층 실험을 운동량두께( $\delta_2$ ), 형상계수( $H$ ), 표면 마찰계수( $C_f$ )에

Table 2 The evolution of boundary layer parameters

Authors	Curvature	$R_w(\text{mm})$	$\delta/R_w$	$a$	$(\frac{\Delta H}{H_o})/\text{rad.}$	$(\frac{\Delta C_f}{C_{fo}})/\text{rad.}$
Present	Convex	905	0.034	0.48	0.128	-0.35
	Concave	1095	0.052	0.11	-0.183	0.20
So & Mellor <sup>(1)*</sup>	Convex	269 ~326	0.074 ~0.090	0.27	0.076	-0.18
Meroney & Bradshaw <sup>(2)</sup>	Convex	2540	0.015	0.34	0.089	-0.56
Ramaprian & Shivaprasad <sup>(3)</sup>	Convex	2489	0.013	0.32	0.057	-0.78
	Concave	2591	0.013	0.13	-0.110	0.21
Muck et al. <sup>(5)</sup>	Convex	2410	0.012	0.13	0.098	-0.53
Hoffmann et al. <sup>(7)</sup>	Concave	2540	0.015	—	-0.170	—
Barlow & Johnston <sup>(8)*</sup>	Concave	1360	0.070	0.18	-0.130	0.22

$a$  : Denotes the exponent of  $\delta_2 \propto Re_s^a$

\* : Denotes the experiments with zero pressure gradient

관해 정리하여 Table 2에 나타내었다.

양쪽 곡면에서의 배제두께(displacement thickness)  $\delta_1$ 과 운동량두께(momentum thickness)  $\delta_2$ 의 분포를 Fig. 5에 나타내었다. 곡관에서의  $\delta_1$ 과  $\delta_2$ 는 일반적으로 다음과 같이 표현된다.<sup>(14)</sup>

$$\delta_1 = \int_0^s \left(1 - \frac{U}{U_p}\right) dn \quad (4)$$

$$\delta_2 = \int_0^s \frac{U}{U_p} \left(1 - \frac{U}{U_p}\right) dn \quad (5)$$

여기에서,  $U_p$ 는 포텐셜속도로  $U_p = (U_{pw}R_w)/(R_w + n)$ 와 같이 정의된다. 평판 경계층에서의 경계층

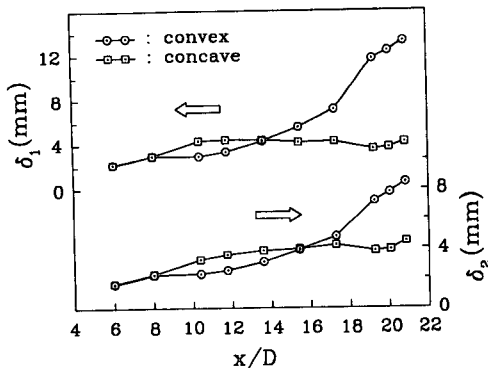


Fig. 5 Distributions of the displacement thickness  $\delta_1$  and the momentum thickness  $\delta_2$  on both the convex and the concave walls

두께  $\delta$ 는 일반적으로  $U=0.995U_w$ 가 되는 거리로 정의한다. 그러나 곡관에서의 경계층두께는 여러 가지 방법으로 정의되고 있다. Ramaprian과 Shivaprasad<sup>(3)</sup>은  $(RU)=0.995(RU)_c$ 로, Muck 등<sup>(5)</sup>은  $U=0.995U_{pw}$ 로 그리고 Gillis 등<sup>(14)</sup>은  $U=0.99U_p$ 가 되는 거리로 정의하였다. 여기에서  $(RU)_c$ 는 자유흐름의 각운동량이다. 본 실험에서는 Gillis 등<sup>(14)</sup>의 경계층 정의를 사용하여 벽면으로부터 평균속도가 포텐셜속도( $U_p$ )의 99%가 되는 지점까지의 거리로 정의하였다. 이 정의에 따라  $\theta=40^\circ$ 에서  $\delta$ 의 크기는 안정곡면에서 31.2 mm, 불안정곡면에서 57.3 mm이며 이것은 각각  $\delta_{convex}/R=0.034$ ,  $\delta_{concave}/R=0.052$ 가 된다. 따라서 본 실험에 사용된 곡관에서는 전단효과와 곡률효과가 모두 중요한 변수로 작용하고 있다.<sup>(9)</sup>

그림에서 보듯이 배제두께는  $x=6D$ 의 양쪽면에서 2.2 mm로 같은 값을 갖고  $x=8D$ 에서도 곡관의 영향이 아직 미치지 못하므로 직관 경계층과 같이 발달한다. 곡관의 안정곡면에서는 곡률효과로 인해  $\delta_1$ 이 급격히 증가하는 반면 불안정곡면에서는 거의 일정하다. 곡관을 지나 재발달부에서는 안쪽 면에서 매우 큰 증가를 보이나 바깥쪽 면에서는 약간 감소한 후 다시 증가한다. 운동량두께는 배제두께와 비슷한 발달 경향을 보이나 곡관의 불안정곡면에서 각도에 따라 약간 증가하는 것으로 나타났다.



곡관의 양쪽면에서 두께가 같아지는 위치는  $\delta_1$ 의 경우  $\theta=40^\circ$  위치이며  $\delta_2$ 의 경우는  $\theta=60^\circ$ 가 되어  $\delta_1$ 보다 더 하류에 있음을 알 수 있다. 이러한 결과는 Hunt와 Joubert<sup>(9)</sup>의 실험결과와 일치한다.

운동량두께  $\delta_2$ 를 국소 레이놀즈수의 지수곱 형태로 나타내면  $\delta_2 \propto Re_s^s$ 이 된다. 여기에서  $s$ 는 곡관 시작점( $\theta=0^\circ$ )부터의 거리로서 이 점에서의 운동량 두께  $\delta_{20}$ 가 되는 이전의 가상거리(virtual leading distance)  $\Delta s$ 를 포함하고 있다. 안정곡면에서 Ramaprian과 Shivaprasad<sup>(9)</sup>( $\delta/R \sim 0.013$ )의 실험 결과는  $a \approx 0.32$ , Meroney와 Bradshaw<sup>(2)</sup>( $\delta/R \sim 0.015$ )는  $a \approx 0.34$ 가 되며, 본 실험 ( $\delta/R \sim 0.034$ )에서는  $a \approx 0.48$ 이 되었다. 그러므로 안정 곡면에서는 곡률정도가 클수록 운동량두께가 더 빨리 증가함을 알 수 있다. 또한 불안정곡면에서는  $a \approx 0.11$ 이 되어 Ramaprian과 Shivaprasad<sup>(9)</sup>의  $a \approx 0.13$ 보다 작게 되어 곡률정도가 강할수록  $\delta_2$ 는 더디게 증가함을 알 수 있다. 한편 압력구배가 없는 불안정 곡면에서 Barlow와 Johnston<sup>(8)</sup>( $\delta/R \sim 0.07$ )의 실험결과는  $a \approx 0.18$ 이 되어 운동량두께의 증감은 곡률정도와 압력구배의 함수임을 알 수 있다.

Fig. 6에 안정곡면과 불안정곡면에서의 형상계수  $H(= \delta_1/\delta_2)$ 를 나타내었다. 지금까지 발표된 문헌을 기초로 단위각도(unit radian)당  $H$ 의 변화, 즉  $(\Delta H/H_0)/(s/R)$ 를 살펴보면, 안정곡면에서는  $0.057 \sim 0.098$ 의 범위에 있고,<sup>(2-3,5)</sup> 불안정곡면에서는  $-0.11 \sim -0.17$ 의 값을 갖는다.<sup>(3,7)</sup> 본 실험에서는 안정곡면에서 0.128이며 불안정곡면에서  $-0.183$ 이 되었다. 그러므로  $H$ 의 변화는 불안정 곡면이 안정곡면보다 더 크며 일반적으로 곡률에 비례함을 알 수 있다. 다만 압력구배가 없을 때는<sup>(8)</sup> 형상계수의 변화가  $-0.13$ 이 되어 본 실험보다 작은 값을 보인다. 한편 발달부의  $x=8D$ 에서  $H=1.3$ 이며 곡관의 안정곡면에서는  $\theta=5^\circ$ 에서 1.28로 감소하였다가  $\theta=80^\circ$ 에서 1.49까지 증가하고 불안정곡면에서는  $\theta=5^\circ$ 에서 1.33으로 증가한 후 1.01까지 감소한다. 곡관을 지난 후 안쪽면에서는 감소하고 바깥면에서는 일정한 값을 유지한다.  $H$ 에 영향을 미치는 중요한 변수는 유동방향 압력구배를 들 수 있다.<sup>(21)</sup> 일반적으로 매끄러운 평판에서  $H$ 는 유동방향 압력구배에 비례하며  $H$ 가 2.2~2.6일 때 박리가 일어난다. 그러나 Fig. 3에서 보듯이 입출구 부분을 제외한 곡관의 전영역에서 압력구배는

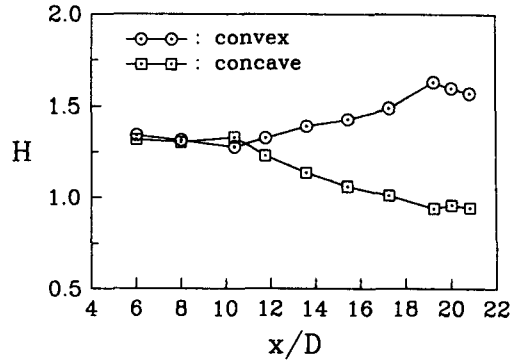


Fig. 6 Distributions of the shape factor  $H(= \delta_1/\delta_2)$  along the convex and the concave walls

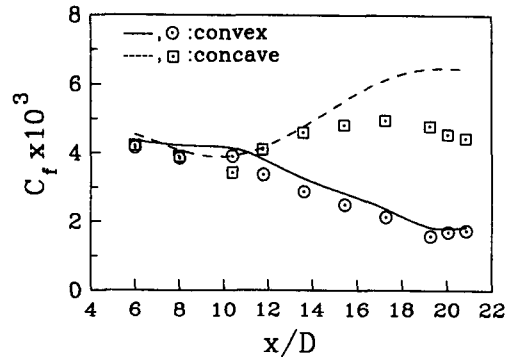


Fig. 7 Distributions of the skin friction coefficient.  $\circ, \square$ : Experiments, —, - - - : Coles formula

매우 작게 측정되어 반경방향으로 불균일한 압력분포를 보임을 알 수 있다.

Fig. 7은 경계층의 평균속도로부터 Clauser방법<sup>(21)</sup>으로 표면마찰계수  $C_f(= 2\tau_w/\rho U_{pw}^2)$ 를 구한 것이다. 여기에서  $U_{pw}$ 는 벽면에서의 포텐셜속도이다. Clauser방법에 의한  $C_f$ 의 계산은 Gillis 등<sup>(14)</sup>이 제시한 계산과정을 이용하였고,  $\kappa=0.41$ ,  $\beta=5.0$ 을 각각 적용하였다. 형상계수  $H$ 와는 대조적으로,  $C_f$ 는 불안정 곡면에서 증가하고 안정곡면에서 감소한다. 물론 재발달부에서는 곡관과는 반대현상을 보인다. 이와 같이 안정곡면보다 불안정곡면에서  $C_f$ 가 큰 이유는 원심력과 반경방향 압력구배가 아직 평형을 이루지 못하여 유동이 계속 불안정 곡면 쪽으로 밀려 이 벽면에서의 속도구배가 점점 커지기 때문이다. 본 실험에서 이용한 Clauser방법에 의한  $C_f$  계산의 적합성을 검증하기 위해 아래와 같은 Coles의 경험식<sup>(22)</sup>을 이용하여  $C_f$ 를 계산하였다.

$$C_f = \frac{0.3e^{-1.33H}}{(\log Re_{\delta_2})^{1.74+0.31H}} \quad (6)$$

그림에서 알 수 있듯이, 윗 식을 이용한 예측결과는 Clauser방법에 의한 결과보다 약 5%정도 크지만 정성적으로 같은 경향을 보이고 있다. 그러나 불안정곡면에서는 하류로 갈수록 차이가 점점 더 커짐을 알 수 있다. 이러한 편차는 식(6)을 유도할 때 사용한 Coles의 후류법칙(wake law)이 후류강도(wake strength)  $\pi$ 가 양일 때만 유효하기 때문이다. 그러나 본 실험의 불안정곡면에서는  $\pi < 0$ 인 지역이  $\theta = 20^\circ$  이상에서 나타나 편차가 커지게 된다. Table 2에서 단위각도당  $C_f$ 의 변화를 살펴보면 안정곡면에서는 곡률이 클수록 그 변화가 작다.  $\delta/R$ 이 약 0.013인 Ramaprian과 Shivaprasad<sup>(9)</sup>의 경우는 -70%의 변화를 보이는 반면  $\delta/R$ 이 약 0.04인 본 실험에서는 절반정도의 변화를 보인다. 불안정곡면에서는 곡률정도에 크게 영향받지 않으며 약 20%의 변화를 보인다.

곡관 경계층에서의 평균속도 분포를 내부층변수(inner layer coordinate)를 사용하여 Fig. 8에 나타내었다. 곡관의 속도분포를 아래와 같은 대수법칙(logarithmic law)으로 표현하면 직관에서 속도의 분포와 잘 일치한다.

$$u^+ = \frac{1}{0.41} \ln n^+ + 5.0 \quad (7)$$

그러나 대수법칙을 만족하는 구간은  $x=8D$ 에서  $20 < n^+ < 230$ 인데 비해 곡관의 안정곡면에서는  $20 < n^+ < 130$ 으로, 불안정곡면에서는  $20 < n^+ < 110$ 으로 감소한다. 재발달부에서는 두 벽면에서 대수구간이 증가하는데 안쪽면은  $15 < n^+ < 170$ 이고 바깥쪽면에서는  $20 < n^+ < 230$ 으로 증가한다. 그러므로

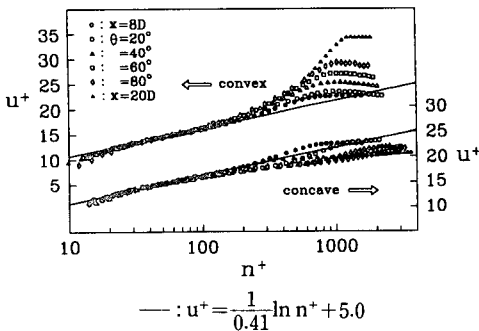


Fig. 8 Mean velocity profiles over the curved surfaces in inner coordinates for uniform flow

재발달부의 난류경계층은 바깥쪽 면이 더 빨리 회복(relaxation)됨을 알 수 있다.

곡면경계층에서 대수법칙을 만족하는 구간에 관하여 So와 Mellor<sup>(1)</sup>( $\delta/R_w \approx 0.1$ )는  $0 \sim 120^\circ$ 의 안정곡면에서는 변화가 거의 없으며, Ramaprian과 Shivaprasad<sup>(9)</sup>( $\delta/R_w \approx 0.013$ )는  $0 \sim 27^\circ$ 의 안정곡면에서는 변화가 적지만 불안정곡면에서는 약 2배로 증가하고, Barlow와 Johnston<sup>(6)</sup>( $\delta/R_w \approx 0.066$ )은  $0 \sim 20^\circ$ 의 불안정곡면에서 약 1/3로 감소하며 Muck 등<sup>(5)</sup>( $\delta/R_w \approx 0.01$ )은  $0 \sim 24^\circ$ 의 안정곡면에서 약간 감소함을 관찰하였다. 위의 여러가지 실험 결과들을 종합하면 대수법칙을 만족하는 구간은 경계층두께와 반지름의 비  $\delta/R_w$ , 유동방향 압력구배 그리고 유입되는 유동의 경계층 발달정도에 따라 달라지게 된다. 본 실험에서는 안정곡면의  $\theta = 5^\circ$ 에서 강한 순압력구배의 영향으로 대수구간이  $20 < n^+ < 400$ 까지 증가하고 불안정곡면에서는 역압력구배의 영향으로  $20 < n^+ < 210$ 으로 약간 감소하였다. 위와 같이 경계층내의 속도분포를 내부층 변수로 무차원화하였을 때 직관의 대수구간과 비교하여 범위는 감소하지만 이 구간이 존재함으로써 벽면과 가까운 곳의 속도분포는 곡률에 민감하지 않음을 알 수 있다.

한편 내부층의 거동과는 대조적으로 외부층(outer layer)에서는 곡률에 매우 민감함을 알 수 있다. 그림에서 보듯이 안정곡면에서의 후류는 직관에서의 후류와 많은 차이를 보인다.  $\theta = 5^\circ$ 에서의 후류는 강한 순압력구배의 영향으로  $x=8D$ 보다 아래로 내려가며 하류에서는 후류가 위로 올라간다. 또한 불안정곡면에서의 후류강도는 점차 감소한다. 일반적으로 후류는 역압력구배가 클수록 증가하고 순압력구배가 클수록 감소한다. 위와 같은 관점에서 고찰하여 보면 안정곡면의 후류는 각도에 따라 역압력구배가 점점 증가한 것과 같은 결과이고 불안정곡면에서는 순압력구배가 작용한 것과 같은 결과를 보이고 있다. 그러나 Fig. 3의 표면압력 측정결과를 보면  $15^\circ < \theta < 75^\circ$  구간에서의 압력구배는 매우 작은 값을 알 수 있다. 그러므로 후류구간에서의 압력분포는 벽면과는 서로 다를 것으로 생각된다. 또한 불안정곡면에서 후류의 감소는 곡률의 영향으로 주어진 경계층의 혼합거리(mixing length)가 균형경계층의 경우보다 빨리 증가하기 때문이다.<sup>(23, 24)</sup>

Clauser<sup>(21)</sup>의 정의에 따르면 균형경계층이란 경

계조건과 압력구배가 적당한 무차원형으로 표시되고 이 값이 일정할 때 역시 적당하게 무차원화된 평균속도 형태도 일정하게 보존되면서 발달하는 경계층을 의미한다. 엄밀하게 말하면 자기보존되는 층류경계층은 존재하지만 난류경계층은 자기보존되지 않는다. 왜냐하면 난류유동에서 전단응력은  $\tau = \mu \partial U / \partial y \cdot \rho \overline{uv}$ 로 표현되는데 여기에서 점성에 의한 전단응력은 점성 자체에 따라 달라지지만 레이놀즈 전단응력은 점성과 무관하다. 그러므로 같은 레이놀즈수에서도 속도분포가 달라질 수 있다. 그러나 레이놀즈수의 작은 변화와는 무관하게 외부 경계층이 자기보존되는 난류경계층은 가능하며 이를 균형경계층이라 정의한다. Clauser<sup>(21)</sup>에 의하면 난류경계층은 전단력에 대한 압력구배의 비를 나타내는 무차원 균형변수(equilibrium parameter)  $\beta$ ,

$$\beta = \frac{\delta_1}{\tau_w} \frac{dP_s}{dx} \quad (8)$$

가 일정할 때, 결손두께(defect thickness)

$$\Delta = \int_0^s \frac{U_p - U}{u_\tau} dn = \delta_1 \sqrt{\frac{2}{C_f}} \quad (9)$$

와 결손속도형(defect velocity form,  $(U_p - U)/u_\tau$ )으로 무차원화된 평균속도 분포는 자기보존되는 것

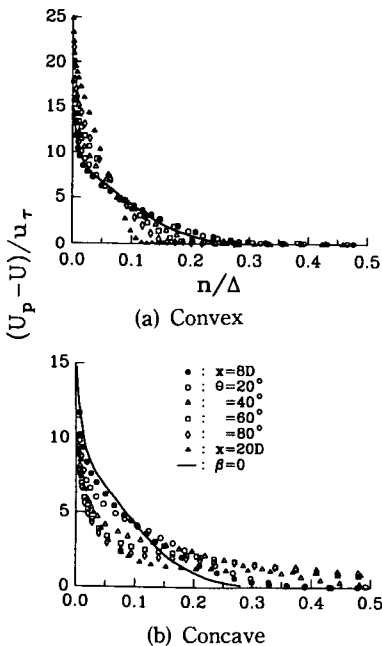


Fig. 9 Mean velocity defect profiles to defect thickness

으로 알려져 있다.

결손속도와 Clauser의 결손두께로 무차원화된 평균속도 분포를 Fig. 9에 표시하였다. 안정곡면에서  $y/\Delta > 0.07$ ,  $\theta < 60^\circ$  구간의 속도분포는 자기보존되며 압력구배가 급격한  $\theta > 60^\circ$  구간은 균형경계층과 많은 차이를 보이고 있다. 불안정곡면에서는 모두 균형상태를 이루지 못하여 자기 보존되지 않을 수 있다.

#### 4. 결론

본 연구에서는 유선곡률과 균일전단의 상호작용을 2차원  $90^\circ$  곡관에서 실험적으로 고찰하였다. 곡관에 유입되는 속도구배는  $dU/dy=0, 17.8, 28.5, -15.3, -25.3 \text{ sec}^{-1}$ 의 5가지 경우를 적용하였다. 압력공 및 피토폴을 이용하여 정압분포와 평균속도를 측정하였으며 곡관 내의 안정곡면과 불안정곡면에서 경계층의 평균속도 분포를 측정하여 여러가지 곡률효과를 살펴보았다. 우선 본 연구에 사용된 곡관은 경계층두께에 대한 곡률반경의 비( $\delta/R$ )가 평균 0.04로 완만한 곡관으로 분류될 수 있으며 따라서 관성력과 전단력이 모두 중요한 영향을 미치게 된다. 곡관에서의 정압분포는 유입되는 속도구배에 따라 차이가 있지만 곡률로 인한 압력손실은 거의 일정하였다. 곡면경계층의 특성을 운동량두께, 형상계수, 표면 마찰계수 등의 분포로 나타내면, 운동량두께  $\delta_2$ 는 레이놀즈수의 함수  $\delta_2 \propto Re_s^a$ 로 표현할 수 있으며, 지수  $a$ 는 안정곡면에서 곡률에 비례하고 불안정곡면에서 반비례한다. 형상계수  $H$ 는 불안정곡면에서 곡률의 영향을 보다 강하게 받고, 표면 마찰계수  $C_f$ 는 안정곡면에서 감소하고 불안정곡면에서 증가한다. 또한 곡면경계층에서도 대수법칙이 성립하지만 대수구간은 평판경계층보다 감소하며, 곡률의 영향은 내부층보다는 후류지역에서 더 크게 나타난다. 곡관의 회전각도가 작아져 경계층은 균형상태에 도달하지 못하며 재발달부에서는 안정곡면을 지나온 경계층이 더 빨리 회복된다.

#### 참고문헌

- (1) So, R. M. C. and Mellor, G. L., 1973, "Experiment On Convex Curvature Effects in Turbulent Boundary Layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 60, Part 1, pp. 43-62.

- (2) Meroney, R. N. and Bradshaw, P., 1975, "Turbulent Boundary Layer Growth Over a Longitudinally Curved Surfaces," *AIAA*, Vol. 13, No. 11, pp. 1448~1453.
- (3) Ramaprian, B. R. and Shivaprasad, B. G., 1977, "Mean Flow Measurements in Turbulent Boundary Layers Along Mildly Curved Surfaces," *AIAA*, Vol. 15, No. 2, pp. 189~196.
- (4) Ramaprian, B. R. and Shivaprasad, B. G., 1978, "The Structure of Turbulent Boundary Layers Along Mildly Curved Surfaces : Part 2," *J. Fluid Mech.*, Vol. 85, pp. 273~303.
- (5) Muck, K. C., Hoffmann, P. H. and Bradshaw, P., 1985, "The Effect of Convex Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 161, pp. 347~369.
- (6) So, R. M. C. and Mellor, G. L., 1975, "Experiment on Turbulent Boundary Layers on A Concave Wall," *Aero. Quart.*, Vol. 26, pp. 25~40.
- (7) Hoffmann, P. H., Muck, K. C. and Bradshaw, P., 1985, "The Effect of Concave on Turbulent Boundary Layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 161, pp. 371~403.
- (8) Barlow, R. S. and Johnston, J. P., 1988, "Structure of a Turbulent Boundary Layer on A Concave Surface," *J. Fluid Mech.*, Vol. 191, pp. 137~176.
- (9) Hunt, I. A. and Joubert, P. N., 1979, "Effects of Small Streamline Curvature on Turbulent Duct Flow Part 4," *J. Fluid Mech.*, Vol. 91, pp. 633~659.
- (10) Metha, R. D. and Bradshaw, P., 1979, "Design Rules for Small Law Speed Wind Tunnels," *Aeronautical J., Technical Note*, Paper No. 718, pp. 443~449.
- (11) Morel, T., 1975, "Comprehensive Design of Axisymmetric Wind Tunnel Contraction," *ASME, J. Fluids Eng.*, Paper No. 75-FE-17, pp. 225~233.
- (12) Hussain, A. K. M. F. and Reynolds, W. C., 1975, "Measurements in Fully Developed Turbulent Channel Flow," *ASME, J. Fluids Eng.*, Vol. 97, pp. 568~580.
- (13) Chung, M. K. and Kyong, N. H., 1989, "Measurement of Turbulent Dispersion Behind a Fine Cylindrical Heat Source in a Weakly Sheared Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 205, pp. 171~193.
- (14) Gillis, J. C., Johnston, J. P., Moffat, R. J. and Kays, W. M., 1980, "Turbulent Boundary Layer on A Convex Curved Surface," Stanford University Dept. Mech. Engng Rep. HMT-31.
- (15) Nakano, S., Takahashi, A., Shizawa, T. and Honomi, S., 1981, "Effects of Stable and Unstable Free Streams on A Turbulent Flow over A Concave Surface," *Proceedings of the 3rd Symposium on Turbulent Shear Flows*, Davis, USA, pp. 4.18~4.23.
- (16) Ellis, L. B. and Joubert, P. N., 1974, "Turbulent Shear Flow in A Curved Duct : Part 1," *J. Fluid Mech.*, Vol. 62, pp. 65~84.
- (17) Champagne, F. H., Harris, V. G. and Corrsin, S., 1970, "Experiments on Nearly Homogeneous Turbulent Shear Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 41, Part 1, pp. 81~139.
- (18) Rohr, J. J., Itsweire, E. C., Helland, K. N. and Vanatta, C. W., 1988, "An Investigation of the Growth of Turbulence in a Uniform Mean Shear Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 187, pp. 1~33.
- (19) Tavoularis, S. and Karnik, U., 1989, "Further Experiments on the Evolution of Turbulent Stresses and Scales in Uniformly Sheared Turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 204, pp. 457~478.
- (20) Schlichting, H., 1979, *Boundary Layer Theory*, Seventh eds., McGraw-Hill.
- (21) Clauser, F. H., 1956, "The Turbulent Boundary Layer," *Adv. Appl. Mech.*, Vol. 4, pp. 1~51.
- (22) White, F. M., 1974, *Viscous Fluid Flow*, McGraw-Hill.
- (23) Bradshaw, P., 1969, "The Analogy Between Streamline Curvature and Buoyancy in Turbulent Shear Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 36, pp. 177~191.
- (24) Ra, S. H., 1990, "An Experimental Investigation of the Effects of Streamwise Pressure Gradients on a Turbulent Reattaching Flow Downstream of Rearward-Facing Step," Ph. D. Thesis, Korea Advanced Institute of Science and Technology.