

〈論 文〉

# 熱線流速計에 의한 180°曲管을 갖는 直四角 斷面 덕트에서의 亂流流動特性的 測定

朴皓永\* · 俞漸在\* · 崔英惇\*\*

(1989年 11月 7日 接受)

## Measurement of Turbulent Flow Characteristics of a Rectangular Duct with a 180° Bend by Hot Wire Anemometer

Ho Young Park, Sok Jae Yoo and Young Don Choi

**Key Words:** Turbulent Flow(亂流流動), 180° Bend(180° 曲管), Hot Wire Anemometer(熱線流速計), Rectangular Section(直四角斷面)

### Abstract

Velocities and Reynolds stresses in 3-dimensional turbulent flow in rectangular ducts with a 180° bend were measured by hot wire anemometer. Slant wire was rotated to 4 directions and I type wire was rotated to 2 directions and the voltage outputs of them were combined to obtain the mean velocities and Reynolds stresses. Flow characteristics in the 1.5 : 1 and 2 : 1 cross sectioned 180° bend were measured and the results were compared with the data from Moon for the square sectioned 180° bend flow. Flows in rectangular sectioned 180° bend show the reduction in secondary flow and therefore the reduction of double maximum in local mean velocities.

### 기 호 설 명

$B$	: 直四角形 덕트의 폭	$x, y, z$	: 直交座標
$D_h$	: 덕트의 수력직경	$x, r, \theta$	: 圓筒座標
$l$	: 水力直徑	$W_B$	: 流線方向의 덕트 단면에서의 平均速度 그리이스 문자
$E$	: 熱線流速計의 瞬間電壓	$\theta$	: 프로브의 $y$ 축을 중심으로 한 回轉角
$H$	: 덕트의 높이	$\nu$	: 動粘性 係數
$K$	: 熱線에서 電壓과 速度의 比例常數		
$\bar{P}$	: 空氣의 時間平均壓力		上 添 字
$\bar{P}_R$	: 基準壓力	—	: 時間平均
$Re$	: 레이놀즈 수 $(\equiv \frac{W_B D_h}{\nu})$		
$R_c$	: 曲管의 平均曲率半徑		
$\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$	: $x, y, z$ 方向의 時間 平均速度		
$u, v, w$	: $x, y, z$ 方向의 搖動速度		

### 1. 序 論

熱流體 機器의 性能은 그 기기 내의 流動特性에 크게 좌우된다. 일반적으로 熱流體 機器내의 流動에는 流線의 曲率이 큰 3次元 流動이 많이 발생한다. 예를 들면 터어보 기계 익사이의 流動, 熱交換

\*高麗大學校 大學院

\*\*正會員, 高麗大學校 工科大學 機械工學科

器 內의 曲管流動, 空氣調和시스템에서 덕트내 流動 등이 있다. 이와 같은 熱流體 機器들의 성능이 향상되도록 設計하기 위해서는 管路曲率이 流動特性과 亂流特性에 미치는 영향을 알아야 한다.

과거에는 주로 이러한 特性的 이해를 實驗的 方法에 의존하였으나 최근에는 數值解析의 方法으로 해결하려는 연구가 많이 진행되고 있다. 그러나 熱流體 機器內의 실제유동은 대단히 복잡하여 이러한 실제 유동을 해석하기 전에 이를 좀 단순화한 유동에서의 해석적 연구가 많이 행해지고 있다. 그 중의 대표적인 예는 사각단면의 90° 곡관유동에 대한 연구와 180° 곡관유동에 대한 연구이다. 사각단면의 90° 난류곡관유동의 수치해석에 관한 연구로는 Humphrey 등<sup>(1)</sup>, Buggeln 등<sup>(2)</sup>, Abdelmeguid 등<sup>(3)</sup>, Rodi 등<sup>(4)</sup>, Moore와 Moore<sup>(5)</sup> 등의 연구가 있다. 180° 난류곡관유동의 수치해석에 관한 연구는 Johnson<sup>(6)</sup>이 정사각단면의 180° 곡관 난류유동을 部分拋物形 解法으로 數值解析하여 Chang 등<sup>(7)</sup>의 實驗結果와 비교한 연구가 있고 최와 Launder<sup>(8)</sup>는 Johnson의 解法을 수정하여 解析한 바 있으며 Choi 등<sup>(7)</sup>, 文<sup>(10)</sup>은 대수용력모델을 적용하여 180° 곡관유동을 해석한 바 있다.

이와 같은 3次元 亂流流動에 대한 解析的 研究에서 離題로 되어 있는 것의 하나는 解析結果를 비교할 速度分布와 亂流特性들에 대한 正確한 測定值를 얻는 것이다. 앞에서 설명한 曲管에서의 數值解析에 관한 研究에서는 대부분 그 解析結果를 LDV에 의해 測定된 結果와 비교하였다. 그러나 LDV에 의한 3차원 亂流流動의 測定을 위해서는 3次元 移送裝置가 필요하고 또 移送裝置가 설치되었다라도 3色の LDV 장치를 사용하지 않는 한 3방향 速度成分과 6개의 레이놀즈應力을 모두 測定하기 어렵다. 따라서 3次元 亂流流動의 研究에서는 보다 測定하기 쉽고 모든 速度成分과 레이놀즈應力을 비교적 正確히 測定할 수 있는 方法의 개발이 절실히 요구되고 있다.

文 등<sup>(11)</sup>은 熱線流速計의 傾斜形 프로브와 I形 프로브를 회전시키므로써 3방향 速度成分과 6방향 레이놀즈應力을 비교적 正確히 測定하는 方法을 고안하여 정사각 단면의 180° 곡관유동을 測定하여 Chang 등<sup>(7)</sup>이 LDV로 測定한 結果와 Launder 등<sup>(12)</sup>이 대수용력모델로 解析한 結果와 비교하므로써 熱線流速計에 의한 測定結果가 LDV에 의한 測定結果와 거의 같은 正確度를 갖었거나 오히려 더 正確한 부

분도 많다는 것을 발견할 수 있었다.

앞에서 설명한 과거의 연구들은 대부분 정사각 단면의 곡관유동에 대한 實驗的 研究 혹은 解析的 研究였다. 그러나 실제 터빈 익 사이의 유동이나 空氣調和係 덕트의 形狀은 正四角形 斷面보다는 直四角形 斷面の 形狀에 가까운 경우가 많다. 따라서 본 연구에서는 文 등<sup>(11)</sup>이 제안한 方法에 의하여 直四角形 斷面の 180° 曲管流動에서 速度分布와 亂流成分을 測定하여 斷面の 從橫比 변화에 따른 流動特性과 亂流特性의 變化를 高찰하였다.

### 2. 3次元 速度와 레이놀즈 應力의 測定理論

Fig. 1은 본 연구에서 測定對象으로 한 180° 曲管을 나타낸다.  $x, y, z$  방향의 時間平均速度를  $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$ 라 하고  $\theta$ 는 곡관입구로부터의 角度이다. 본 연구에서는 매 測定位置에서 45° 傾斜形 프로브를  $\theta$  방향에 대해 60°, 120°, 90°, 270°의 4방향으로 회전시키고 I形 프로브를 60°, 120°로 회전시켜 熱線流速計의 瞬間電壓의 平均值  $\bar{e}_\theta$ 와 搖動電壓 供給의 平均值  $\bar{e}_\theta^2$ , 세 供給의 平均值  $\bar{e}_\theta^3$ 를 測定하여 俞의 理論에<sup>(13,11)</sup> 의해서 3방향 速度成分과 6방향 레이놀즈應力을 計算하였다. 詳細한 測定理論에 대해서는 文 등<sup>(11)</sup>, 俞<sup>(13)</sup>의 論文에 說明되어 있으므로 이곳에서는 그 說明을 略하기로 한다.

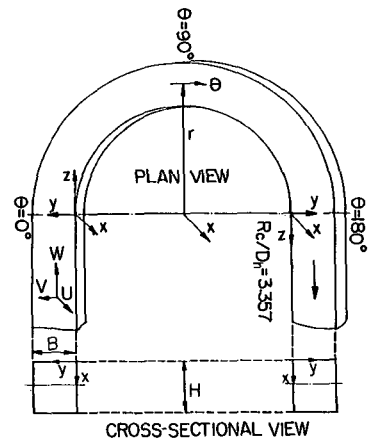


Fig. 1 Schematic showing two coordinate systems and velocity components of the rectangular duct with a 180° bend

### 3. 實驗

#### 3.1 實驗裝置

Fig. 2는 實驗裝置圖이다. 本 實驗裝置는 두께 10mm의 아크릴판으로 제작된 直四角形 斷面의 덕트와 整流箱子, 熱線流速計, 오리피스, 自動移送裝置, 送風機등으로 構成되어 있다.

送風機에 의해 吸入된 空氣를 濾터를 통과시켜 먼지를 제거하고 整流箱子 內의 honey comb에 의해서 平行하고 均一한 速度分布가 유지되도록 하였다. 收縮部를 통해서 流動이 直四角形 斷面의 流入덕트部를 통과하는 동안 完全 發達된 速度分布를 이루도록 하였다.

Melling과 Whitelaw<sup>(15)</sup>가 正四角 斷面의 直管에서 행한 실험에 의하면 正四角 斷面 直管에서의 亂流流動이 完全發達되기 위한 入口길이는  $36D_h$ 이었다. 本 實驗裝置도 이를 기준으로 入口길이를  $36.6D_h$ 인 3.25m로 하였다.

流動이 完全發達되기 위해서는 速度分布의 형상이 完全發達되어야 함은 물론 亂流에너지와 레이놀즈應力分布의 형상도 完全發達되어야 한다. 일반적으로 速度分布의 형상이 먼저 發達되고<sup>(15)</sup> 亂流에너지와 레이놀즈應力分布가 늦게 發達된다. 直管流動에서 流動의 完全發達을 위한 入口길이  $36D_h$ 는 亂流에너지 分布를 기준으로 한 것이다.

斷面의 덕트크기는 文 등<sup>(11)</sup>의 實驗에서와 같이 水力直徑이 0.0889m로 하고 水力直徑에 대한 平均曲率半徑이  $R_c/D_h = 3.357$ , Dean number ( $\equiv Re(D_h/2R_c)^{1/2}$ ) = 21.878가 되게 하였다.

斷面의 形狀은 從橫比가 1:1.5, 1:2의 2가지 경우에 대하여 實驗하여 文 등<sup>(11)</sup>이 實驗한 從橫比 1:1인 正四角 斷面에서의 實驗값과 比較하였다.

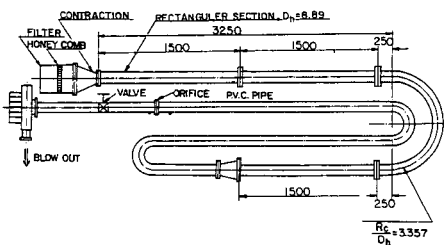


Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus

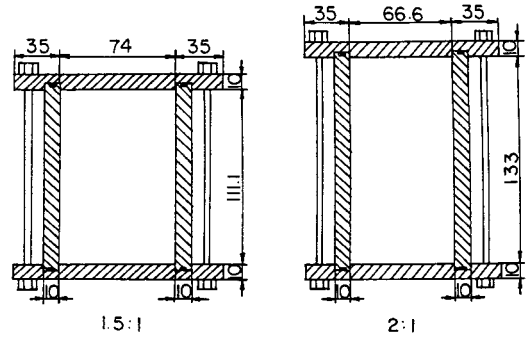


Fig. 3 Cross sectional view of rectangular duct

直四角 斷面의 流出 덕트部의 길이는 1.75m이며 이 部分은 流動이 180° 曲管部를 지난 뒤의 下流流動의 영향이 曲管部에 미치지 않게 하기 위한 것이다.

流出덕트部를 통과한 空氣는 80mm 內徑의 P.V.C. 圓管으로 流入되며 이 圓管에  $D - \frac{1}{2}D$  ASME 오리피스를 설치하고<sup>(14)</sup> U자형 마노미터로 流量을 測定하였다.

#### 3.2 實驗方法 및 內容

本 實驗에서 사용한 熱線流速計의 模型은 Kanomax 7224이며 Fig. 4(a)에 표시된 9개의 위치에서 각 위치마다 (b)에 표시된 위치에 4개의 速度測定用 구멍을 설치하고 이 구멍으로 熱線프로브를 自動移送裝置로 移送시켜 流動特性을 測定하였다. 열선프로브회전각도를 정확히 하게 하기 위하여 index장치를 만들어 사용하였다. 熱線의 比例常數  $K_s$ 가 실험도중 변하는 것을 보충하기 위해서 實驗前과 實驗後에 각각 補正實驗으로 測定된 값의 平均값을 사용하였으며, 流速計의 오차범위는 약

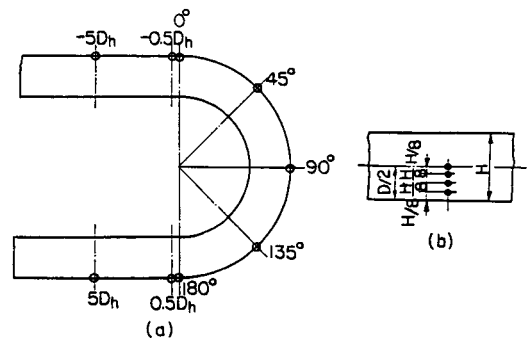


Fig. 4 Locations of velocities and Reynolds stresses measurement

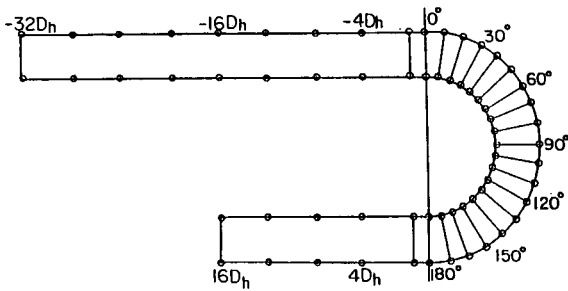


Fig. 5 Locations of pressure measurement

±2% 정도이다.

本 實驗에서 流動의 레이놀즈수 ( $Re \equiv \frac{W_B D_h}{\nu}$ )는 Chang등<sup>(7)</sup>, Johnson<sup>(6)</sup>, 文등<sup>(11)</sup>의 實驗에서와 같이 56,690으로 하였다.

덕트의 平均 側壓力을 測定하기 위하여 Fig. 5와 같은 위치에 壓力孔을 설치하고 傾斜마노미터로 壓力을 測定하였다.

2 : 1 曲管인 경우 1회 移送距離를 2.9mm로 하였고 1.5 : 1 曲管의 경우 移送距離를 3.2mm로 하였다. 速度의 測定 時 信號의 변동이 크므로 한 測定 粘에서 測定時間 間隔을 25초로 하여 그 平均값을 취하였다.

#### 4. 結果 및 考察

Fig. 6은  $Z = -5D_h$ 에서  $Z$  方向(主流動方向) 速度  $\bar{W}$ 를 混合平均速度  $W_B$ 로 無次元化하여 文등<sup>(11)</sup>이 直角斷面 流動에서 測定한 값과 비교한 것이다. 文등의 實驗에서  $Z = -5D_h$ 인 곳은 管入口로부터  $67D_h$ 되는 곳이고 本 實驗裝置에서는  $31.6D_h$  되는 곳이다. Melling과 Whitelaw의 實驗<sup>(15)</sup>에 의하면 直角斷面의 亂流流動이 亂流에너지 分布의 發達을 기준으로 完全發達되는데 필요한 入口길이 는 약  $36D_h$ 이었다. 따라서 本 實驗에서의 流動은  $Z = -5D_h$ 에서는 아직 完全發達되었다고 보기는 어렵다. 그러나 일반적으로 速度分布는 亂流에너지 分布에 비하여 빨리 發達되므로  $Z = -5D_h$ 에서 速度分布는 거의 完全發達된 流動에 가까울 것으로 판단된다. 이 그림을 살펴보면 1 : 1 斷面流動에서 1.5 : 1, 2 : 1 斷面流動으로 될수록 速度分布가 평평해지는 것을 알 수 있고 1 : 1 斷面流動에서는 速度分布가 대칭성을 갖으나 1.5 : 1과 2 : 1 斷面流動

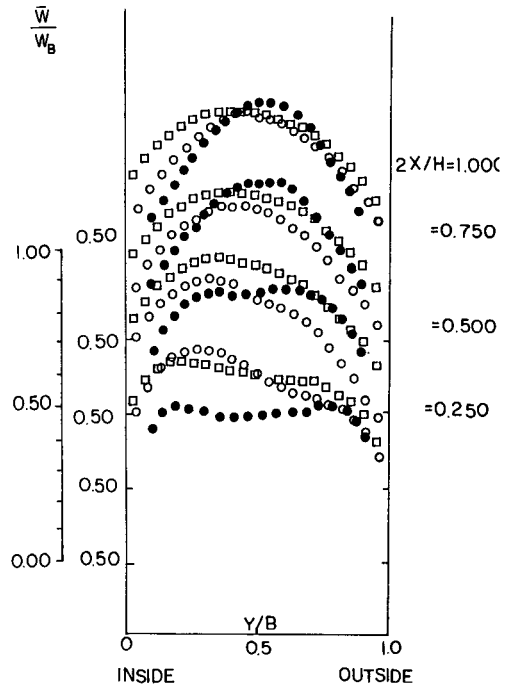
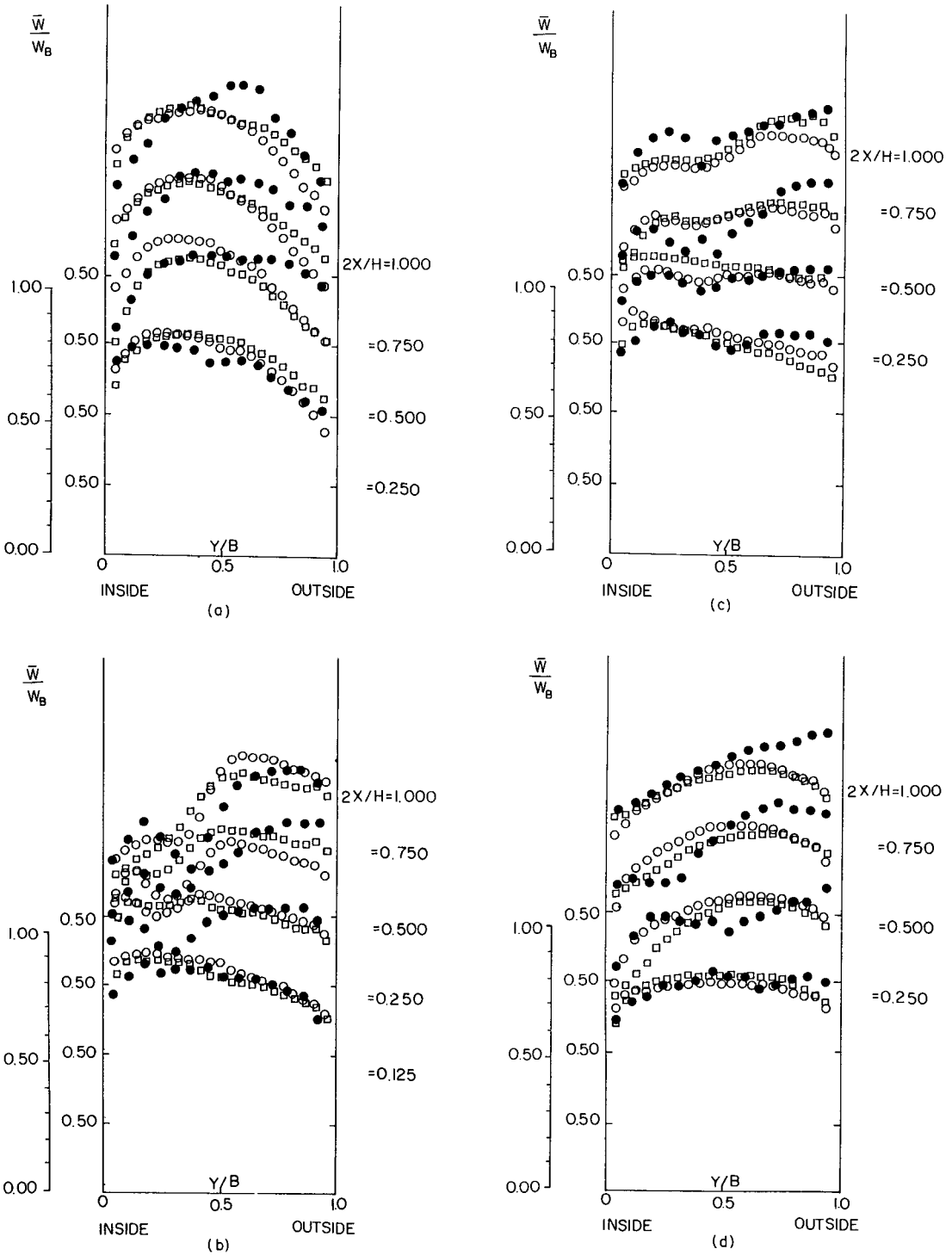


Fig. 6 Comparison of normalized mean streamwise velocities at  $Z = -5D_h$   
● : Data from Moon<sup>(10)</sup>, square duct

에서는 最大速度點이 內壁쪽으로 이동되어 있을 것을 알 수 있다. 이와 같이 最大速度點이 內壁쪽으로 이동한 것은  $5D_h$ 앞에 있는 曲管部에서의 壓力 分布가 上流쪽으로 전파되어 일어난 것으로 판단되며 이 사실로부터 直角斷面의 曲管流動에서보다 直角斷面의 曲管流動에서 曲管의 存在가 上流쪽의 速度分布에 더 많이 영향을 미침을 알 수 있다.

Fig. 7(a)~(d)는 本 實驗에서 測定한  $Z$  方向速度  $\bar{W}$ 를 混合平均速度  $W_B$ 로 無次元化하여 文등<sup>(11)</sup>이 直角斷面의 曲管流動에서 測定한 값과 비교한 것이다.  $\theta = 45^\circ$ 에서 보면 1.5 : 1, 2 : 1 단면의 曲管 流動에서의  $\frac{\bar{W}}{W_B}$ 의 극대치가 1 : 1 단면 曲管流動에서의  $\frac{\bar{W}}{W_B}$ 의 극대치보다 內壁쪽에 가까이 있는 것을 알 수 있다. 一般적으로 曲管流動에서  $\frac{\bar{W}}{W_B}$ 의 극대치는 曲管入口에서는 內壁側に 가까이 있다가  $\theta$ 가 증가함에 따라 外壁側으로 이동하게 된다. Fig. 7(a)에서와 같은 流動速度分布에 차이가 생긴 것은 Fig. 9에 나타나 있는 바와 같이 直角斷面 流動에서 曲管 曲率에 의한 遠心力에 의해 발생하



**Fig. 7** Comparison of normalized mean streamwise velocities at  $\theta$  equal to (a)  $45^\circ$  (b)  $90^\circ$  (c)  $135^\circ$  (d)  $180^\circ$   
 ● : Data from Moon<sup>(10)</sup>, square duct  
 ○ : 1.5 : 1 Cross sectioned rectangular duct  
 □ : 2 : 1 Cross sectioned rectangular duct

는 2次流動이 直四角 斷面 曲管流動에서보다 더 강력하게 발생하여 內壁의 空氣가 더 빨리 外壁쪽으로 이동하였기 때문이다.

Fig. 7(b)에서 보면  $\frac{\bar{W}}{W_B}$ 의 分布에 2重極大點이 발생한 것을 알 수 있다. 그런데 그 경향은 1:1 斷面流動에서 가장 뚜렷히 나타나고 1.5:1 斷面流動이 다음이며 2:1 斷面流動에서는 2重極大點이 뚜렷히 나타나지 않는다. 2重極大點이 나타나는 것은 遠心力에 의해 발생한 2次流動(secondary flow)이 Fig. 8(a)에 나타낸 바와 같이 上下 2개의 對稱形 渦流(vortex)로 나누어지기 때문이다. 그러나 流路斷面의 從橫비가 1.5:1, 2:1로 됨에 따라 Fig. 8(b)에 나타낸바와 같이 2次 流動이 2개의 對稱形 渦流로 나누어지는 경향이 약해지게 되고 그에 따라  $\frac{\bar{W}}{W_B}$ 에 2重極大形 速度分布 形態가 약해지게 된 것으로 생각된다.

Fig. 7(c)는  $\theta=135^\circ$ 일 때  $\frac{\bar{W}}{W_B}$ 의 分布를 나타낸 것인데 1:1 斷面流動에서는 아직 2重極大形 分布가 뚜렷히 유지되고 있으나  $\theta=90^\circ$ 의 경우보다 약해졌다. 이것은 1:1 斷面流動에서  $\theta$ 가  $90^\circ$  以上이 되며 2次流動이 더 不安定해지면서 2개의 對稱形 渦流가 Fig. 8(c)에 나타낸 바와 같이 더 여러개의 渦流(multi-cellular vortex)로 나누어 지기 때문으로 생각된다. 이와 같이 2次流動이 여러개의 渦流로 분해되는 현상은 Choi등<sup>(9)</sup>의 數值解析에서 이미 豫測된 바 있으며 이 現象은 2次流動의 크기, 특히 V速度를 급격히 감소시키는 결과를 초래하게 된다.

1.5:1 斷面流動에서는 2重極大 速度分布가 약화되어 약간 남아 있고 2:1 斷面流動에서는 2重極大 速度分布가 거의 사라졌다. 이것은 1.5:1, 2:1 斷面流動에서도 2次流動이 역시 약하기는 하지만 여러개의 渦流로 분해되어 가고 있기 때문이 아닌

가 생각된다.

Fig. 7(d)는  $\theta=180^\circ$ 에서  $\frac{\bar{W}}{W_B}$ 의 測定된 값들을 比較한 그림이다. 1:1 斷面流動에서는  $\frac{\bar{W}}{W_B}$ 에 2重極大 形狀이 약간 남아 있으나 1.5:1, 2:1 斷面流動에서는  $\frac{\bar{W}}{W_B}$ 의 2重極大形狀이 완전히 사라지고 極大速度가 外壁쪽으로 치우친 發達된 曲管流動 速度分布를 나타내게 된다. 이상의 曲管流動 速度分布에 대한 考察을 통해서 曲管에서의 2次流動과 主流動 速度分布의 변화는 다음의 4단계 변화를 거쳐 發達된 速度分布로 변화하는 것을 알 수 있다.

- (1) 2次流動 速度가 增加하고 極大速度가 外壁쪽으로 이동한다.
- (2) 2次流動速度가 最大値에 도달하여 2개의 對稱形 渦流로 나누어지고 主流動速度에 2重極大 分布가 나타난다.
- (3) 2次流動이 여러개의 渦流로 나누어지며 2次流動의 크기가 감소하고 主流動에 2重極大 分布가 약화된다.
- (4) 主流動에 2重極大 分布가 완전히 없어지고 極大速度가 外壁쪽으로 치우친 發達된 曲管流動이 形成된다.

曲管流路의 斷面이 1:1에서 1.5:1, 2:1로 변함에 따라 主流動速度의 發達이 빨리 이루어지는 것은 2次流動은 좌우 대칭형으로 발생하기 때문에 流路 斷面의 從橫비가 1:1에서 1.5:1, 2:1로 변함에 따라 2次流動의 流動域이 正四角形에 가까워져 2次流動의 安定性이 커지기 때문으로 생각된다.

Fig. 9는 y방향 2次流動 速度  $\bar{V}$ 를 測定하여 主流動의 平均速度  $W_B$ 로 無次元化하여 圖示한 그림이다.

$\theta=45^\circ$ 에서 보면  $2X/H=1.0, 0.75$ 에서  $\frac{\bar{V}}{W_B}$ 는 1:1 斷面流動에서 가장크고 1.5:1 斷面, 2:1 斷面으로 될수록 작아지는 것을 알 수 있다.  $\theta=90^\circ$ 에서도 1:1 斷面流動에서의  $\frac{\bar{V}}{W_B}$ 가 가장크며 또 2重極大 速度分布가 가장 뚜렷히 나타나 있으나 1.5:1 斷面流動에서는  $\frac{\bar{V}}{W_B}$  分布形態의 2重極大性이 작은 것을 알 수 있다. 이것은 2개의 對稱形 渦流의 強度가 1:1 斷面流動에 비하여 약한 것을 의미한다. 그런데 2:1 斷面流動에서는  $\frac{\bar{V}}{W_B}$ 에 2重極大 分布가 나타나지 않고  $2X/H=1.0$ 에서  $\frac{\bar{V}}{W_B}$ 는 그 極大값이 內벽쪽에 치우쳐 있는 것을 알 수 있다. 이것은 2次流動이 불안정해져 2개의 渦流로 나누어질 때 上下 어느 한 쪽이 크고 다른 쪽이 작은 比 對稱形 渦流가 발생하였기 때문으로 생각된다.

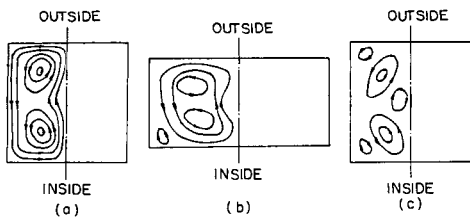
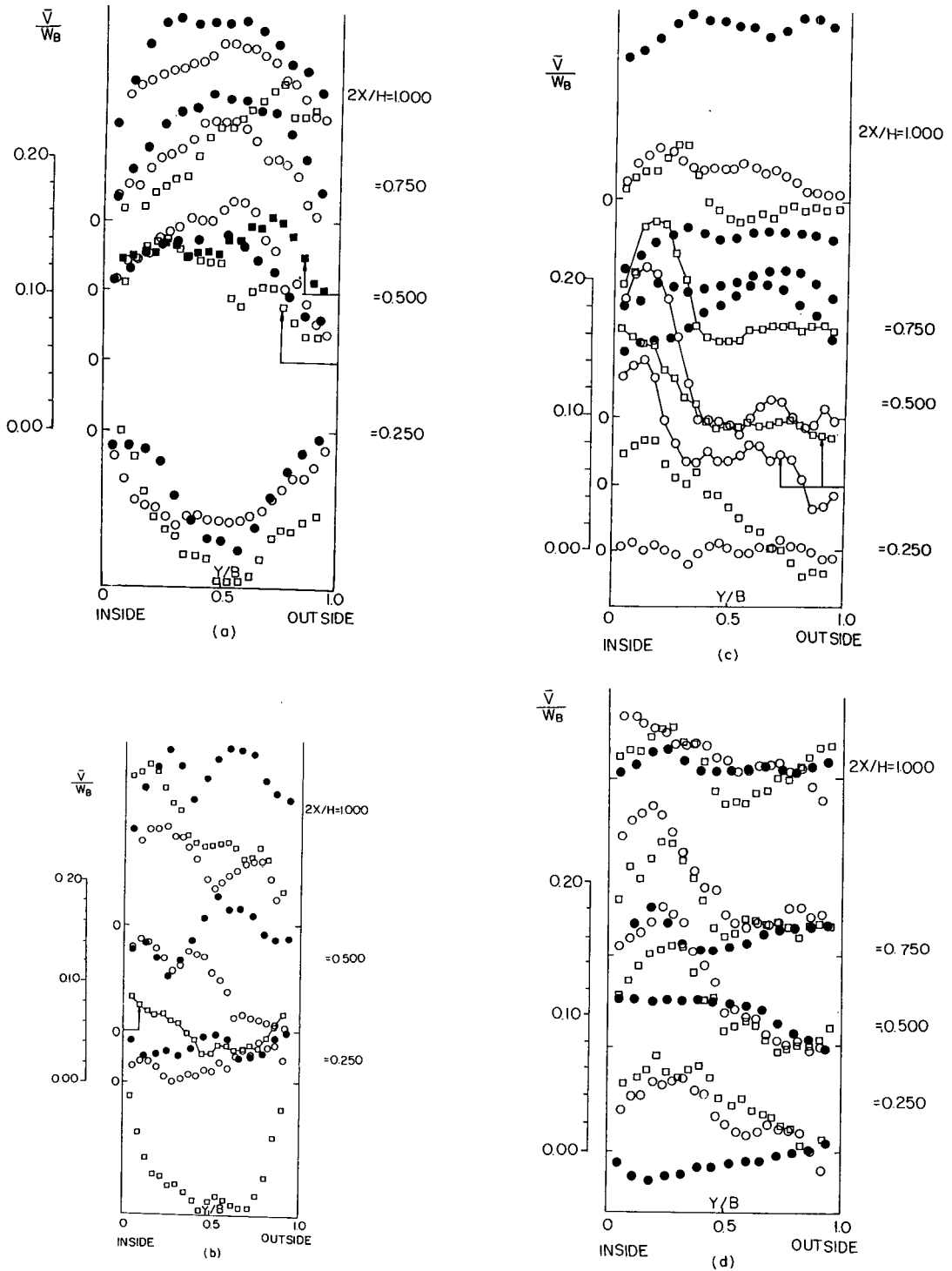


Fig. 8 Schematic diagram of the streamlines of the secondary flow of the square and rectangular cross sectioned curved ducts. (a) square duct (b) rectangular duct (c) multi-cellular cell of secondary flow in square duct



**Fig. 9** Comparison of normalized  $y$  directional velocities at  $\theta$  equal to (a)  $45^\circ$  (b)  $90^\circ$  (c)  $135^\circ$  (d)  $180^\circ$   
 ● : Data from Moon<sup>(10)</sup>, square duct  
 ○ : 1.5 : 1 Cross sectioned rectangular duct  
 □ : 2 : 1 Cross sectioned rectangular duct

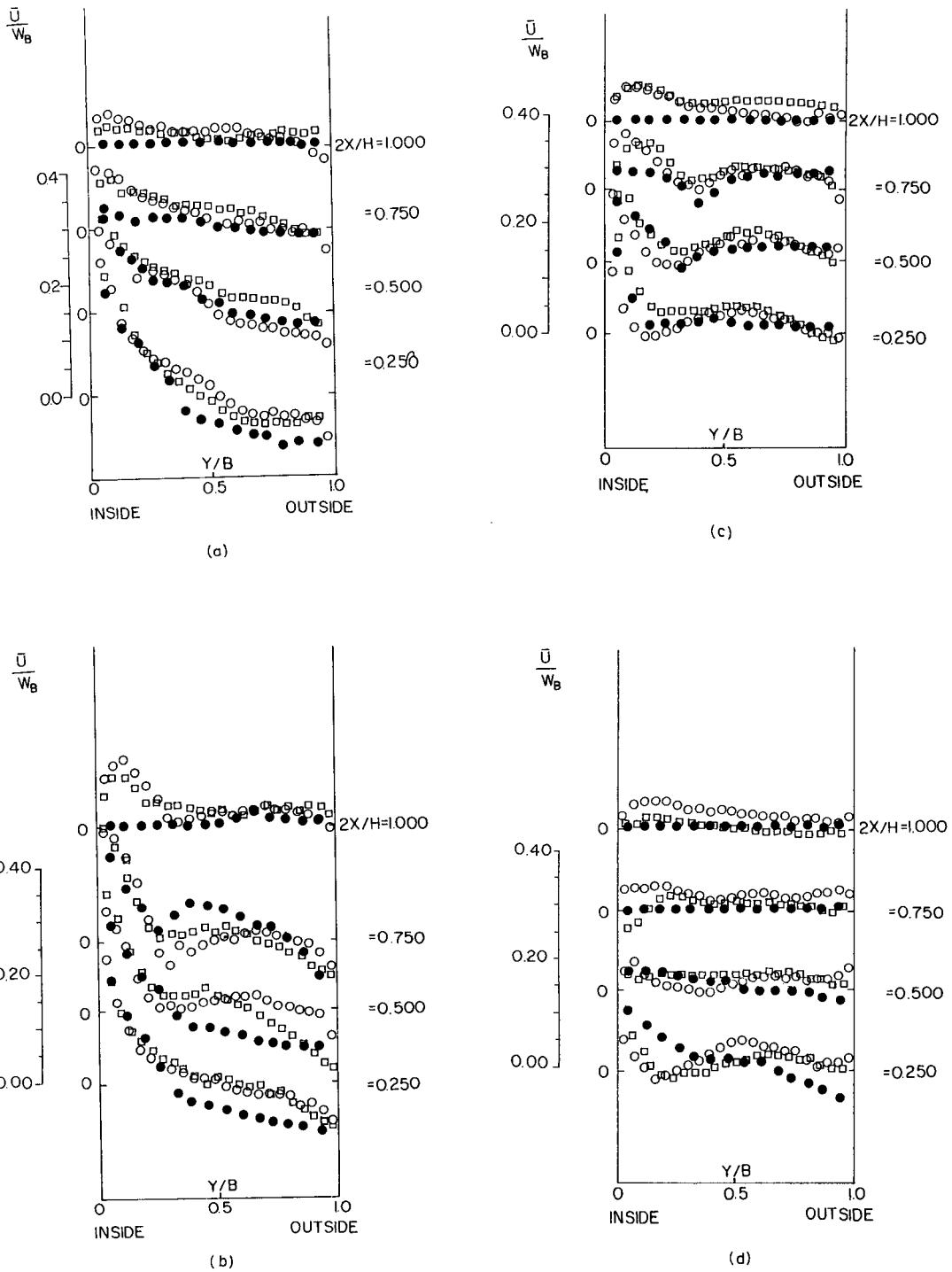


Fig. 10 Comparison of normalized  $x$  directional velocities at  $\theta$  equal to (a)  $45^\circ$  (b)  $90^\circ$  (c)  $135^\circ$  (d)  $180^\circ$

- : Data from Moon<sup>(10)</sup>, square duct
- : 1.5 : 1 Cross sectioned rectangular duct
- : 2 : 1 Cross sectioned rectangular duct



Fig. 9(c)는  $\theta=135^\circ$ 에서  $\frac{\bar{V}}{W_B}$ 의測定값이다. 1:1 斷面流動에서는  $\frac{\bar{V}}{W_0}$ 의 크기 자체는  $\theta=90^\circ$ 에서와 큰 차이가 없으나  $\frac{\bar{V}}{W_B}$  分布의 2重極大性이 약화되었음을 알 수 있다. 그러나 1.5:1, 2:1 斷面流動의  $\frac{\bar{V}}{W_B}$ 는  $\theta=90^\circ$ 에서의 값보다 그 크기의 절대치가 대폭 감소되었다. 이것은 앞에서 설명한 바와 같이 1.5:1, 2:1 斷面流動에서는 2次流動의流動域이 정사각형에 가깝기 때문에 2次流動의安定性이 커서 더 빨리發達된速度分布形態로 변화하기 때문으로 생각된다. Fig. 9(d)는  $\theta=180^\circ$ 에서의  $\frac{\bar{V}}{W_B}$ 의 分布인데 모든 斷面の流動에서  $\frac{\bar{V}}{W_B}$ 가  $\theta=90^\circ$ 에서의 값보다 대폭 감소되었음을 알 수 있고 이  $\frac{\bar{V}}{W_B}$ 의 分布는 거의發達된  $\frac{\bar{V}}{W_B}$ 의 分布로 생각되어진다.

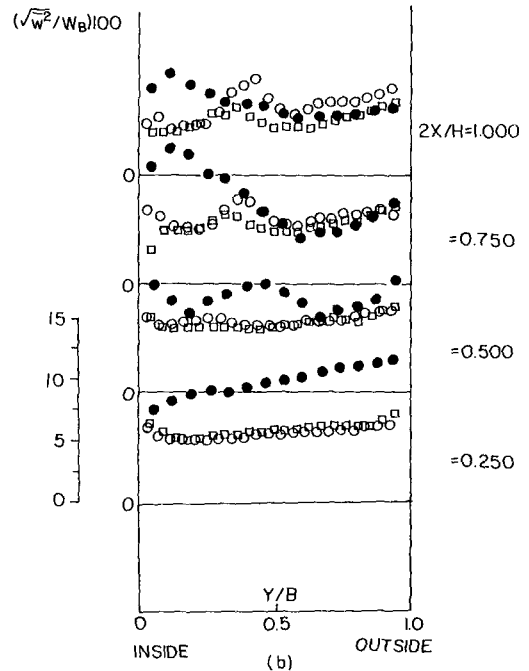
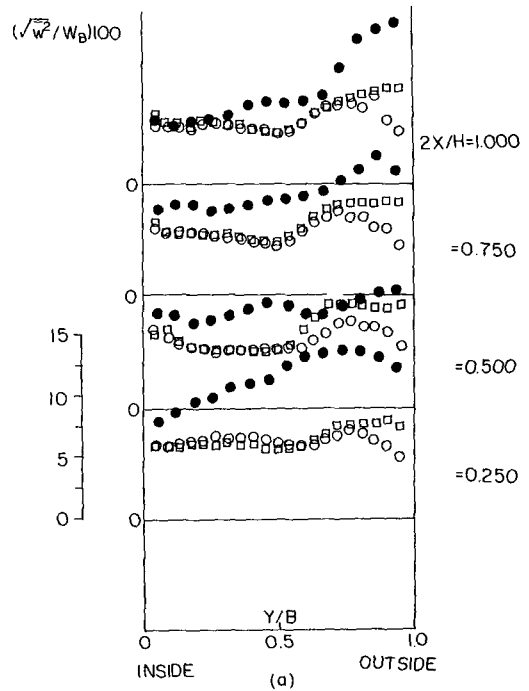
Fig. 10은 x방향의速度  $\bar{U}$ 를測定하여  $W_B$ 로無次元化하여 도시한 것이다.  $\theta=45^\circ$ 에서 이미 2次流動이 크게 발생하여  $\frac{\bar{U}}{W_B}$ 가 큰 값을 갖는 것을 알 수 있다.  $\theta=90^\circ$ 에서는  $\frac{\bar{U}}{W_B}$ 의 크기가  $\theta=45^\circ$ 에서 보다 약간 더 커졌으며  $2X/H=0.75$ 의 위치에 2重極大速度分布가 나타나 있음을 알 수 있다.  $\theta$ 가  $135^\circ, 180^\circ$ 로 됨에 따라  $\frac{\bar{U}}{W_B}$ 의 절대치는 감소되고 있으나  $\frac{\bar{U}}{W_B}$  分布의 2重極大性은  $\theta=135^\circ$ 에서 가장 크다.  $\theta=180^\circ$ 인 경우를 살펴보면  $\frac{\bar{U}}{W_B}$ 의 절대 크기는 감소했으나 골극은 심해서 極大値가 3곳에서 발생한 것을 여러곳에서 발견할 수 있다. 이것은 2次流動이 여러개의渦流로 분해되었음을 간접적으로 나타내준다.

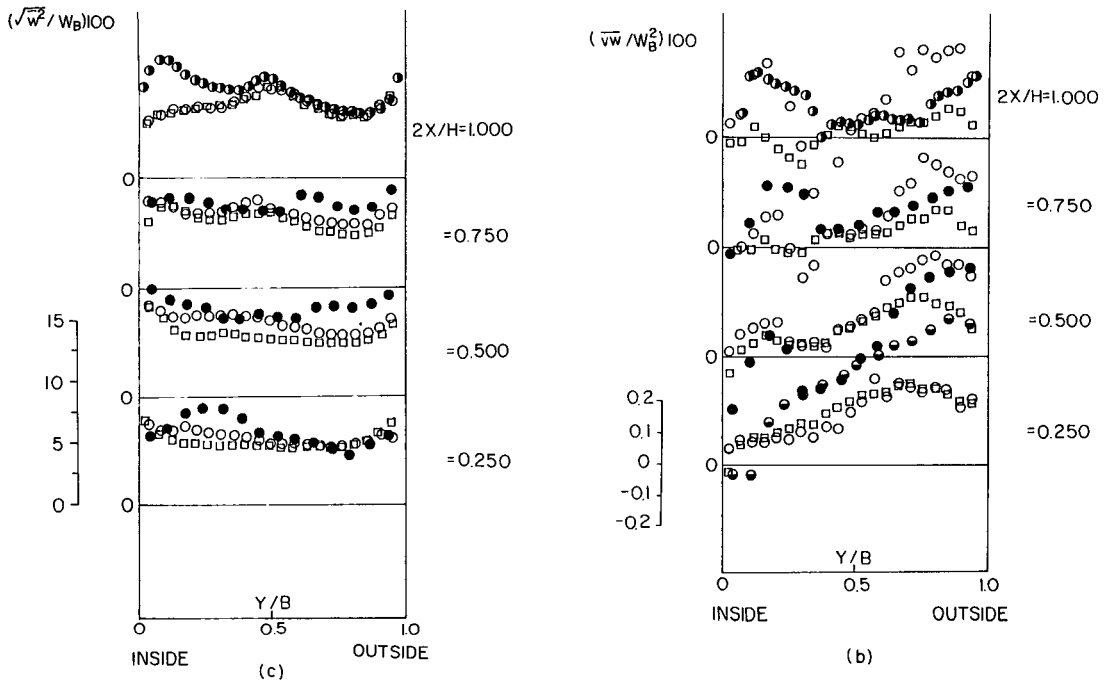
4角斷面の曲管流動에서 2次流動이 좌우 대칭으로 발생하게 되면  $2X/H=1.0$ 에서는 理論적으로  $\frac{\bar{U}}{W_B}$ 가 0이 되어야 한다. 그러나 Fig. 10을 살펴보면 1:1 斷面の曲管流動에서는  $2X/H=1.0$ 에서  $\frac{\bar{U}}{W_B}$ 가 거의 0에 가까우나 1.5:1, 2:1 斷面の曲管流動에서는 內壁에 가까운 곳에서  $\frac{\bar{U}}{W_B}$ 가 큰 값을 갖는 것을 알 수 있다. 이것은 1.5:1과 2:1 斷面の曲管流動에서 2次流動의 대칭성이 1:1 斷面の曲管流動에서 보다 좋지 않음을 나타내준다.

Fig. 11은 Z의 변화에 따른 레이놀즈應力  $\bar{w}^2$ 의平方根을  $W_B$ 로無次元化한 값을 나타낸다.  $\frac{\sqrt{\bar{w}^2}}{W_B}$ 는 대체적으로 볼 때  $\theta=45^\circ$ 에서는 1:1 斷面曲管流動에서의 값이 다른 曲管流動에서의 값보다 크나  $\theta$ 가 증가함에 따라 이 값들의 차이가 감소함을 알 수 있다. 이것은 1:1 斷面曲管에서 2次流動이 더 빨리 그리고 더 크게 발생하여 난류에너지의生成이 작은  $\theta$ 값의位置에서 더 크게 발생하였기 때문

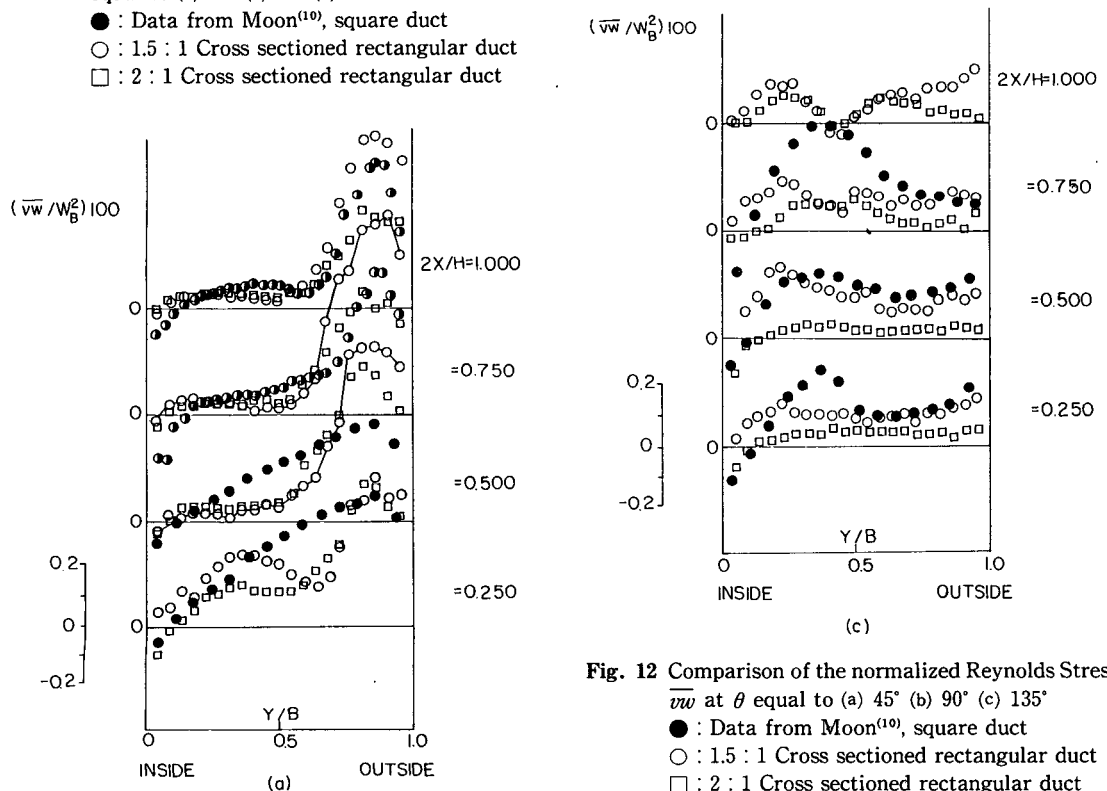
이다.

Fig. 12는 레이놀즈應力  $\bar{w}^2$ 를  $W_B^2$ 으로無次元化하여 圖示한 그림이다.  $\frac{\bar{w}^2}{W_B^2}$ 는  $\theta=45^\circ$ 에서는 外壁에 가까운 쪽에 最大값을 갖으며 外壁쪽에 가까





**Fig. 11** Comparison of the normalized RMS streamwise turbulent velocity fluctuation at  $\theta$  equal to (a) 45° (b) 90° (c) 135°  
 ● : Data from Moon<sup>(10)</sup>, square duct  
 ○ : 1.5 : 1 Cross sectioned rectangular duct  
 □ : 2 : 1 Cross sectioned rectangular duct



**Fig. 12** Comparison of the normalized Reynolds Stress  $\overline{vw}$  at  $\theta$  equal to (a) 45° (b) 90° (c) 135°  
 ● : Data from Moon<sup>(10)</sup>, square duct  
 ○ : 1.5 : 1 Cross sectioned rectangular duct  
 □ : 2 : 1 Cross sectioned rectangular duct

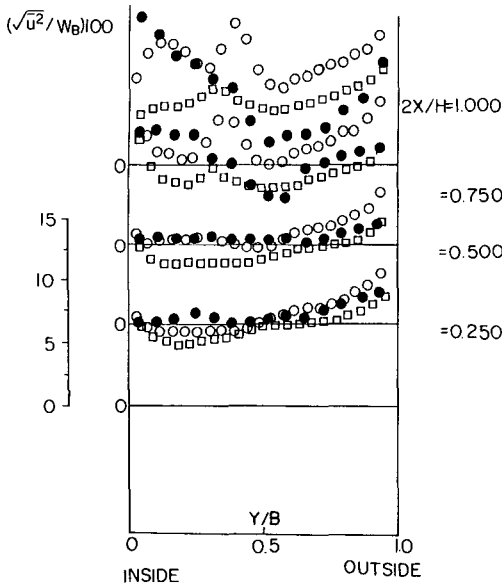


Fig. 13 Comparison of the normalized RMS  $x$ -directional turbulent velocity fluctuation at  $\theta$  equal to  $90^\circ$

- : Data from Moon<sup>(10)</sup>, square duct
- : 1.5 : 1 Cross sectioned rectangular duct
- : 2 : 1 Cross sectioned rectangular duct

와 질수록 그 절대치가 작아지고 있다. 그러나  $\theta = 90^\circ$ 에서는 最大값이 外壁쪽으로 치우치는 경향은 같으나  $\overline{vw}$ 分布에 굴곡이 대단히 심함을 알 수 있다. 이것은 이 位置에서 2次流動의 形態가 복잡해져 主流動速度 分布에 굴곡이 심해졌기 때문이다.  $\theta$ 가  $135^\circ$ 가 되면  $\overline{vw}/W_B^2$ 의 굴곡은 작아지고  $y$ 方向에 따른  $\overline{vw}/W_B^2$ 의 변화도 작아졌다.  $\overline{vw}/W_B^2$  크기의 절대치도  $\sqrt{\overline{u^2}}/W_B$ 에서와 같이 1:1 斷面流動에서 1.5:1, 2:1 斷面流動으로 될수록 작아짐을 알 수 있다.

Fig. 13과 Fig. 14는  $\theta = 90^\circ$ 에서 레이놀즈應力  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{vw}$ 를 無次元化하여 도시한 것이다.  $\sqrt{\overline{u^2}}/W_B$ 는  $2X/H = 1.0, 0.75$ 에서는 斷面の 從橫比에 따라 값의 변화가 크나  $2X/H$ 가 0.5, 0.25로 작아져 壁에 가까와지면 그 변화가 작아진다. 이것은 이 부근에서  $\bar{U}$ 와  $\bar{W}$ 가 斷面の 從橫比에 따라서 크게 변하지 않기 때문으로 생각한다.

$\overline{vw}/W_B^2$ 의 分布는 正四角 斷面 曲管流動에서와 直四角斷面 流動에서의 形狀이 서로 크게 다를 수 있다. 레이놀즈 剪斷應力의 分布는 2次流動과 主流動의 크기 보다는 그 形狀에 더 큰 영향을

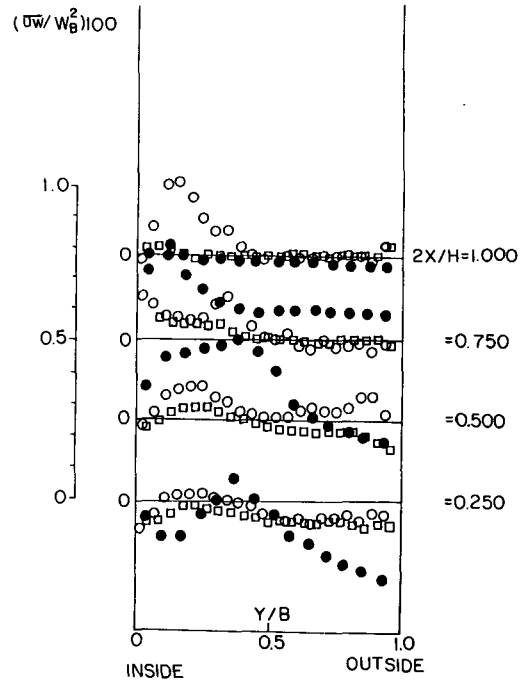


Fig. 14 Comparison of the normalized Reynolds Stress  $\overline{vw}$  at  $\theta$  equal to  $90^\circ$

- : Data from Moon<sup>(10)</sup>, square duct
- : 1.5 : 1 Cross sectioned rectangular duct
- : 2 : 1 Cross sectioned rectangular duct

받을 것으로 생각되며  $\theta = 90^\circ$  부근에서 曲管 斷面の 形狀에 따라 2次流動의 形狀이 서로 크게 다르므로 레이놀즈 剪斷應力 分布도 크게 변한 것으로 생각된다. 레이놀즈 應力의 크기는 각 경우별로 약간의 차이가 있으나 대체적으로 볼때 正四角 斷面流動에서 1.5:1 斷面, 2:1 斷面으로 갈수록 감소하는 것을 알 수 있다. 이것은 덕트의 從橫比가 커짐에 따라 2次流動의 크기가 감소하였고 그에 따른 亂流에너지와 레이놀즈應力 生成이 감소되었기 때문으로 생각된다. 곡관유동은 그 流動構造가 너무 복잡하여 레이놀즈 應力이 主流動速度分布에 어떠한 構造를 통하여 영향을 미치는지는 간단히 설명하기 어렵다.

Fig. 15는  $Re = 50,000$ 일 때 1.5:1 直四角 斷面 流路流動과 2:1 斷面 流路流動에서 內壁側과 外壁側의 壁壓力을 測定하여  $16D_A$ 에서의 壓力을 基準壓( $\bar{P}_R$ )으로 하여 나타낸 것이다. 曲管에서 流線의 曲率에 의해 발생한 원심력에 의해 外壁側 壓力은 상승했고 內壁側 壓力은 감소했음을 알 수 있다.

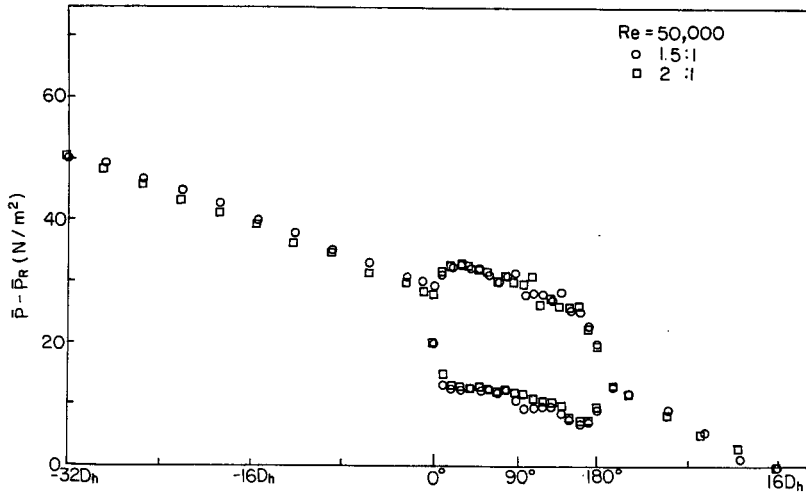


Fig. 15 Distribution of the pressure in the bend and tangents for  $Re=50,000$

두 流路에서의 壁壓力에 큰 차이는 없지만 曲管部에서는 外壁側 壓力과 內壁側 壓力의 차이가 1.5 : 1 曲管에서 약간 크게 나타나고 있다. 이것은 1.5 : 1 斷面曲管에서 2次流動이 2 : 1 斷面曲管에서 보다 크게 일어났기 때문이다. 壓力이 曲管部の 영향을 받는 부분은  $-2 \sim 3D_h$ 에서  $2 \sim 3D_h$  정도 까지이며 이곳에서의 壓力降下를 비교해보면 역시 1.5 : 1 斷

面流動에서의 壓力降下가 크다. 이것은 2次流動이 크게 발생함에 따른 에너지 손실이 크게 일어났기 때문으로 생각된다.

Fig. 16은 曲管의 入口와 出口에서 內壁과 外壁의 壓力을 레이놀즈수를 변화시키며 測定하고 이를 각각 平均하여 그 差를 내고 曲管의 內外壁 中心線 길이를 기준으로 하여  $\frac{dP}{dX}$ 를 계산 한 후 이 값으로부터 曲管의 摩擦係數를 계산하여 매끈한 圓形直管에서의 摩擦係數와 비교한 그림이다. 레이놀즈수가 10,000 정도로 적을 때는 1.5 : 1 斷面流動과 2 : 1 斷面流動에서의 摩擦係數가 거의 같은 값을 갖으나 매끈한 圓形直管에서의 값보다는 대단히 크다. 그러나 레이놀즈수가 증가되면 1.5 : 1 斷面流動에서의 摩擦係數가 2 : 1 斷面流動에서의 摩擦係數보다 커지고 매끈한 圓形直管 摩擦係數와의 차이는 작아진다. 이것은 레이놀즈 수가 작을수록 流路曲率에 의한 壓力降下가 전체 壓力降下에서 큰 비중을 차지함을 나타낸다.

曲管部에서 內外壁의 壓力變化에 몇번의 굴곡이 있는 것을 알 수 있으며 이는 2次流動에 의해 발생한 渦流의 형태 변화에 따른 것으로 생각된다.

### 5. 結論

本 研究에서는 傾斜形 熱線프로브를 4方向으로 회전시키고 I形프로브를 2方向으로 회전시켜서 그 얻어진 出力을 組合시키므로써 直四角 斷面の 180°

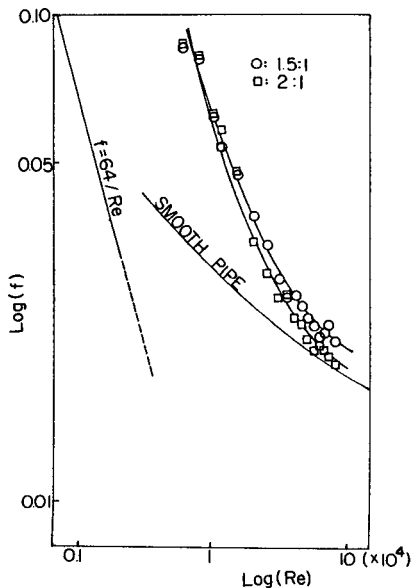


Fig. 16 Measured friction factor of the rectangular cross sectioned 180° bend

曲管에서의 亂流 流動特性을 측정하여 文等<sup>(11)</sup>, 文<sup>(10)</sup>이 正四角 斷面의 180° 曲管에서 測定한 값과 비교함으로써 流路斷面의 從橫比 變化가 亂流流動 特性에 미치는 영향을 검토하였으며 그 結果 다음과 같은 結論을 얻었다.

(1) 四角斷面의 180° 曲管流動에서 斷面의 從橫비가 1:1에서 1.5:1, 2:1로 될 수록 2次流動 速度가 감소한다.

(2) 四角斷面의 180° 曲管流動에서 발생하는 2次流動은  $\theta$ 가 90° 부근에서 2개의 渦流로 나누어지고 이것은 각 방향의 平均流動 速度分布 2重 極大 速度分布를 발생시킨다.

(3)  $\theta$ 가 195° 부근에서 2次流動은 여러개의 渦流로 나누어지며 2次流動 速度는 급격히 감소하고 平均速度分布에 나타난 2重 極大形狀은 점차 사라진다.

(4)  $\theta$ 가 180° 부근이 되면 平均速度分布의 2重 極大形狀은 거의 사라지고 流動은 發達된 曲管流動 速度分布를 갖게 된다.

(5) 直四角形 流路 斷面 流動에서 2次流動의 流動域이 정사각형에 가까울수록 2次流動의 속도는 감소하나 流動에 안정성이 커서 빨리 發達된 曲管流動의 速度分布로 변화한다.

(6) 레이놀즈수가 10,000 부근에서는 1.5:1 斷面流動과 2:1 斷面流動의 曲管에서의 摩擦係數가 거의 같으나 매끈한 圓形 直管에서의 값보다는 대단히 크다. 그러나 레이놀즈수가 증가되면 1.5:1 斷面流動에서의 摩擦係數가 2:1 斷面流動에서의 摩擦係數보다 커지고 매끈한 圓形 直管에서의 摩擦係數와의 차이는 작아진다.

### 참 고 문 헌

- (1) Humphrey, J.A.C. Whitelaw, J.H. and Yee, G., 1981, "Turbulent flow in a Square Duct with Strongly Curvature", J. Fluid Mech. Vol.103, pp.443~463.
- (2) Buggeln, R.C., Brilley, N.R and M. domald, H., 1980, "Computation of Laminar and Turbulent Flow in Curved Ducts, Channels, and Pipes using the Navier-Stokes Equations", Rep. R80-9200006-F, Prepared for the Office of Naval Research.
- (3) Abdelmeguid, A.M., Goh, S.Y., Ilegbusi, J. and Spalding, D.B., 1982, Proc. AFOSR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows, Vol.3, p. 1521.
- (4) Rodi, W. et al., 1982, Proc. AFOSR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows, Vol.3, p.1453.
- (5) Moore, J. and Moore, J.G., 1982, Proc. AFOSR-HTTM Stanford Conference on Complex Turbulent Flows, Vol.3, p.1453.
- (6) Johnson, R.W., 1984, "Turbulent Convecting Flow in a Square Duct with a 180° Bend; An Experimental and Numerical Study", Ph.D. Thesis UMIST
- (7) Chang, S.M., Humphrey, J.A.C. and Modavi, A., "Turbulent Flow in a Strongly Curved U-Bend and Downstream Tangent of Square Cross-Sections", PCH Physico Chemical Hydrodynamics, Vol.4, p.243.
- (8) 崔英惇, Launder, B.E., 1985, "4角斷面의 180° 曲管에서의 亂流流動과 熱傳達解析", 대한기계학회논문집, 제9권, 제1호, pp.91~108.
- (9) Choi, Y.D. Iacovides, H. and Launder, B.E., 1989, "Numerical Computation of Turbulent Flow in a Square-Sectioned 180Deg Bend", Trans of ASME, J. of Fluids Eng., Vol.111, March, pp.59~68.
- (10) 文燦, 1988, "正四角形 斷面 180° 曲管內의 亂流流動 特性과 強制對流熱傳達에 관한 研究", 전남대학교 박사학위 논문
- (11) 文燦, 梁承孝, 崔英惇, 俞漸在, 1988, "熱線流速計에 의한 180° 曲管을 갖는 正四角 斷面의 덕트에서의 亂流流動特性的 測定", 대한기계학회논문집, 제12권, 제4호, pp.900~915.
- (12) Launder, B.E., 金明虎, 文燦, 崔英惇, 1988, "180° 曲管을 갖는 正四角 斷面덕트에서의 亂流流動 解析", 대한기계학회 논문집, 제12권, 제3호, pp.607~621.
- (13) 俞漸在, 1987, "直四角 斷面을 갖는 180° 曲管內의 流動特性的 測定實驗에 관한 研究", 고려대학교 석사학위 논문.
- (14) Bean, H.S., 1971, "Fluid Meters", 6th ed. Report of ASME, Research Committee on Fluid Meters, pp.47~80.
- (15) Melling, A and Whitelaw, J.H. 1979, "Turbulent Flow in a Rectangular Duct", J.Fluid Mech., Vol.78, p.289.