

양벽면에 거칠기가 있는 이중동심관내의 난류유동에 관한 연구

안 수 환* · 정 양 범**

A Study on the Turbulent Flow in Concentric Annuli with both Rough Walls

S. W. Ahn · Y. B. Jung

Key words : Concentric annuli(이중동심관), Fully developed turbulent flow(충분히 발전된 난류유동), Square-ribbed roughness(사각돌출형 거칠기)

Abstract

Fully developed turbulent flow through three concentric annuli with both the rough inner and outer walls was experimentally investigated for a Reynolds number range $Re=15,000\sim 85,000$. Measurements were carried out for the pressure drop, the positions of zero shear stress and maximum velocity, and the velocity distributions in annuli of radius ratios, $\alpha=0.26, 0.4$ and 0.56 , respectively. The experimental results showed that the positions of zero shear stress and maximum velocity were only weakly dependent on the Reynolds number. It was also found that the position of zero shear stress was not coincident with that of maximum velocity. Furthermore, the former was influenced more sensitively than the latter on the square-ribbed roughness along the axial direction.

기호설명

De : 등가직경, $2(R_o - R_i)$

L_1 : 내벽면에서 전단응력이 0인 지점까지의 거리

L_2 : 외벽면에서 전단응력이 0인 지점까지의 거리

P : 거칠기 피치

p : 정압

r : 반경방향거리

R_i : 내관 외반경

R_m : 최대속도의 반경방향거리

R_o : 외관 내반경

$R_{\tau 0}$: 전단응력이 0인 반경방향거리

x : 축방향 거리

\bar{u} : 축방향의 시간평균속도

$\overline{u'v'}$: 레이놀즈 전단응력

u_{rms} : 축방향 속도변동 rms, $\overline{(u')^2}^{0.5}$

* 정희원, 통영수산전문대학

** 정희원, 부산대학교 대학원

- v_{rms} : 반경방향 속도변동 rms, $(\overline{v'^2})^{0.5}$
- w_{rms} : 방위방향 속도변동 rms, $(\overline{w'^2})^{0.5}$
- α : 내·외 반경비, R_i/R_o
- β : 전단응력이 0인 무차원지점, R_{τ_0}/R_o
- ϵ : 거칠기 높이
- ϵ_M : 와확산계수
- ρ : 밀도
- ν : 동점성계수
- τ : 전단응력
- τ_{wo} : 외관 내벽면의 전단응력
- τ_{wi} : 내관 외벽면의 전단응력

1. 서 론

유동의 벽면에 표면거칠기를 설치할 경우 열전달율을 증가시키게 되지만 유동에서 생기는 높은 난류 때문에 압력손실도 증가시키게 된다. 따라서 단위 펌프동력에 대한 열전달은 향상되지 않을 수도 있으며, 이와 같은 유동현상을 명확히 규명할 필요가 있다. 그러나 충분히 발달된 내부유동의 난류구조 해석은 비교적 간단한 유동인 원관이나 평행평판내의 난류유동에 관한 실험적 결과에 기초를 두고 있다. 이러한 평행평판이나 원관내부의 유동은 대칭적인 속도형상을 이루고 있으며, 전단응력이 영인 지점과 최대속도인 지점이 일치하게 된다. 일반적으로 관찰되는 실제의 내부유동은 대부분 매우 복잡한 경계조건을 갖는 비대칭적 속도형상을 이루고 있으며 전단응력이 0인 지점과 최대속도인 지점이 일치하지 않는 것이 보통이다. 이러한 비대칭 속도형상은 전단응력이 영인 지점을 기준으로 난류유동의 길이척도와 난류운동에너지가 서로다른 두 유동영역간의 상호작용에 의해 형성되며, 따라서 난류전달현상도 대칭유동의 난류현상과는 다르게 나타나게 된다.

비대칭 내부유동을 연구하기에 가장 간단하고 적합한 형상은 매끈한 벽을 가지는 이중동심관내의 유동이다. 충분히 발달된 이중관내의 유동은 비대칭 속도형상을 가지며 일반적으로 이중관에 대한 내·외관의 직경비가 작을수록 비대칭성은 증가하게 된다. 이러한 이중관내의 유동에 대하여 압력강하와 속도분포 등의 특성에 대한 많은 실험적

연구들이 진행되어 왔다.

Brighton¹⁾은 속도분포와 최대속도 지점을 이중 피토포관으로 측정 하였으며, 난류강도와 전단응력 분포를 Hot-wire로 측정하여 최대속도 지점과 전단응력이 0인 지점이 거의 일치한다고 하였다. 그러나 전단응력 분포에 대한 실험데이터가 불규칙하게 분포하여 그의 실험결과는 정확성이 미흡했다. Brighton & Jones²⁾ 등은 4가지 경우의 반경비에 대하여 이중관내의 유동현상을 3방향 난류강도의 측정을 통하여 연구 하였으며, Kjellstrom & Hedburg³⁾ 등은 비대칭유동에 대하여 최대속도 지점과 전단응력이 영인 지점이 일치하지 않는다고 최초로 주장하였고, 이러한 현상을 내벽에 거칠기가 있는 이중관에서 실험으로 증명하였다. Durst⁴⁾는 이중관내의 난류유동현상을 실험적으로 연구 하였으나, 그들은 축, 반경방향의 난류강도만 측정하고 반경방향의 전단응력은 측정하지 않았다. Lawn & Elliott⁵⁾ 등은 3가지 반경비의 경우에 대해 Hot-wire를 이용하여 측정한 난류특성을 발표하였으며, 또한 그들은 매끈한 이중관에서도 최대속도지점과 전단응력이 0인 지점이 일치하지 않으며, 전단응력이 0인 지점이 내벽쪽으로 더 가깝게 위치한다고 하였다. Rehme⁶⁾도 압력강하, 전단응력이 0인 지점 및 최대속도지점 등을 측정하여 전단응력이 0인 지점과 최대속도지점이 일치하지 않음을 보였다. 그러나, 이들 연구들은 양측 모두 매끈하거나 한쪽면에 부분적인 거칠기를 가진 이중관에 대해 취급하였으며, 전체적으로 거칠기를 이중관에 설치한 경우의 연구는 매우 드문 실정이다. 안수환 등은 전체적으로 거칠기가 내관외벽에 있는 이중관⁷⁾과 외관내벽에 있는 이중관⁸⁾에서 거칠기의 위치와 형상에 따라서 이중관내의 속도와 열전달특성이 매끈한 이중관에 비해 더욱 복잡하게 나타난다고 보고하였고, 김경천 등⁹⁾은 외측내벽에 거칠기가 설치된 이중관의 난류특성을 측정 한 바 있다.

본 연구에서는 내관외벽 및 외관내벽에 전체적으로 동일한 거칠기를 Fig. 1과 같이 거칠기 피치 (P)/높이(ϵ)=2가 되도록 설치하여 3가지 경우의 반경비($\alpha=0.26, 0.4, 0.56$)에 대해 압력강하, 벽면 전단응력, 속도분포, 전단응력이 0인 지점, 난류강

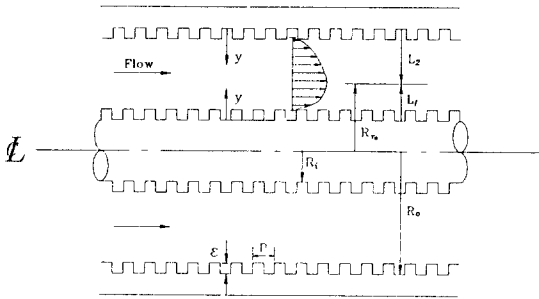


Fig. 1 Details of Roughness

도, 난류운동에너지 그리고 와확산 등을 측정하여 거칠이중관내의 유동특성을 이해하고자 한다.

2. 실험장치 및 측정방법

2.1 실험장치

본 실험에 사용된 이중동심관 유동발생장치의 개략도가 Fig. 2에 나와있다. 실험장치의 전체길이는 약 6.1m이며, 공기는 흡입식 송풍기(0.8Kw, 3400rpm A/C motor)에 의해서 공기여과기를 통해 벨마우스 수축부를 거쳐서 시험부(Test Section)로 유입된다. 벨마우스 부분은 최소내경 97 mm, 최대내경 170mm의 주철로 제작되었으며 사용된 송풍기의 제원은 수두 520mmAq, 유량 9m³/min 이다.

이중동심관은 관 전체에 대하여 내부직경이 97 mm인 바깥쪽 튜브내면과 외부직경이 각각 25.5 mm, 38.5mm, 54.5mm인 내관의 외면에 동일한 거칠기를 설치하여 구성하였으며, 외관에 대한 내관의 위치, 압력강하 그리고 시험부의 여러 횡단부에서 속도장, 난류특성을 측정할 수 있도록 지름 3mm의 구멍들을 축방향으로 가공하였다. 외관의 재질은 알루미늄 합금이며 주조로 제작하

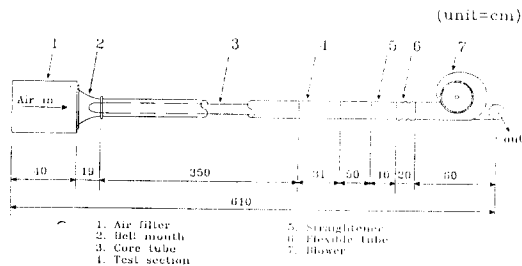


Fig. 2 Schematic Diagram of Experimental Setup

였고 외관내면의 표면조도 제작은 특수바이트를 사용하여 선반으로서 Fig. 1과 같이 외관내면에 높이(ε) 1.5mm, 폭 1.5mm, 피치(P) 3mm의 P/ε=2인 정사각형 홈의 거칠기가 형성되도록 가공하였다. 알루미늄 합금관의 전체길이는 4m이며, 50cm씩 8개를 플랜지로 연결하였다. 내관의 재질은 비교적 가공이 쉬운 아크릴로 하였으며, 거칠기는 외관과 같은 크기로 제작하였다. 측정부는 측정의 편의를 위해 재질을 투명한 아크릴로 선택하였으며, 채널입구에서 3.75m 떨어진 곳에 위치하여 측정하였다. 측정센서의 이송은 특별제작된 이송기구를 이용하였다. 내관의 지지는 내관을 반경방향으로 위치조절이 가능한 3점 이동장치에 의해 3지점에서 지지되도록 하였으며, 시험부의 조립시 내관의 정확한 장착을 위해 외관에 대한 내관의 동심상태를 다이알게이지로 점검하였다. 내관의 처짐에 의한 편심은 무시할 수 있을 정도로 작았으며, 최소직경의 내관을 장착했을 경우 최대의 편심량은 0.5% 정도였다.

2.2 측정 및 데이터 처리

본 실험에서 중점을 두는 측정 및 분석대상은 충분히 발달된 동심관 내부유동에서 채널길이에 따른 압력강하, 속도형상, 속도기울기 형상, 난류전단응력 등의 측정이다.

정압 측정은 전기식 압력변환기(MKS Baraton Pressure Transducer)로 측정 하였으며, 압력변환기의 보정(Calibration)은 주기적으로 마이크로 마노미터로 점검하였다. 압력변환기의 오차범위는 측정범위(Full Scale : 10 torr) 기준 0.1% 이내이며, 압력 측정치의 불확실성(Uncertainty)은 0.5% 수준으로 분석되었다. 유량측정용 오리피스 는 시험부에서 측정된 속도형상을 수치적분에 의하여 보정하였다. 압력강하 데이터는 송풍기 용량의 제한을 받는 레이놀즈수 범위 안에서 얻었고, 측정하기 전 최소한 30분 동안 정상상태를 유지시켰다. 평균유속의 측정은 피토판을 사용하였으며, 전단응력의 측정은 측정부길이 1mm, 직경 4μm인 텅스텐 X형 열선프로우브와 정온도형 열선풍속계(C.T.A., TSI Model 1054 A)를 사용하였다. 이때, X형 열선 프로우브의 신호는 정온도형 열선풍속

계에 의해 검출되어 범용 과형분석기(D-6000 Model 611, Data Precision Inc.)내의 연산기를 통하여 디지털(digital) 신호로 전환된 후, GPIB 카드로 D6000과 연결된 컴퓨터의 하드디스크에 온라인으로 저장된다. 각 측정 지점에 대한 자료의 추출 간격은 100 μ s이며, 1회 측정당 4096개의 자료를 10번씩 측정하여 Ensemble 평균을 취하였다. 또한 측정신호의 분석은 오프라인 프로그램에 의해 수행하였다. X형 열선프로우브의 교정은 매 측정전에 TSI 모델 1125 Calibrator를 이용하여 수행하였고, 얻어진 교정데이터는 컴퓨터에 내장된 Look-up Table 형식으로 구성된 교정 프로그램에 입력되어 교정관계식이 형성되도록 하였다. 측정된 레이놀즈수 범위는 등가직경($De=2(R_o - R_i)$) 기준으로 약 15,000에서 85,000이었다. 실험장치 주위의 온도와 압력은 매 운전 시작전에 기록하였으며, 종료시 다시 측정한 후 그 차이를 확인하여 최대오차가 2% 이내에 드는 경우의 데이터를 선택하였다.

3. 결과 및 고찰

3.1 평균속도분포

충분히 발달된 영역의 결정은 동심관의 길이에 대한 정압강하를 측정하여 dp/dx 가 영인 영역을 얻은 후 평균유속을 측정하여 더 이상 변화가 없는 부분으로 판정하였다. 본 실험에서는 채널입구에서 1.28m 위치부터는 모든 반경비의 경우에 대해 충분히 발달된 영역으로 평가되었으며, 평균속도장은 3가지 경우의 반경비 α 에 대하여 레이놀즈수를 3가지($Re=21000, 35000, 54000$)로 변화시키면서 채널입구에서 거리 $x=3.75m$ 인 단면에서 측정하였다. Fig. 3(a)에는 레이놀즈수 54,000에서 반경비 α 의 변화에 대하여 최고속도로 무차원화한 평균속도분포를 나타 내었다. 전체적으로 최대 속도 지점을 기준으로 비대칭현상이 나타나고, 반경비가 작을수록 비대칭현상이 강해짐을 볼 수 있으며, 이러한 결과는 매끈한 이중관의 경우에서도 잘 나타나는 현상이다. 또한, 반경비가 작을수록 최고속도 지점을 기준으로 편평한 경향을 나타내게 되며, 이는 반경비가 작을수록 내·외관의 간격

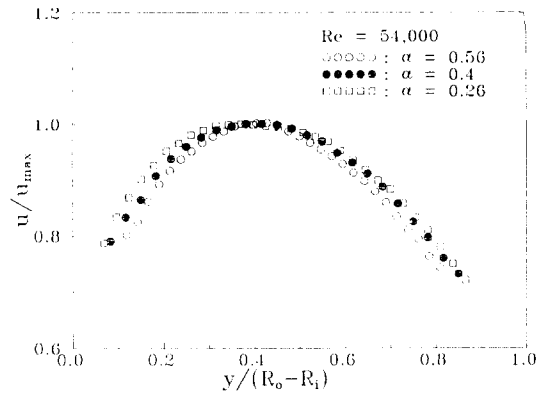


Fig. 3(a) Mean Velocity Profile with the Variations of α at $Re=54,000$

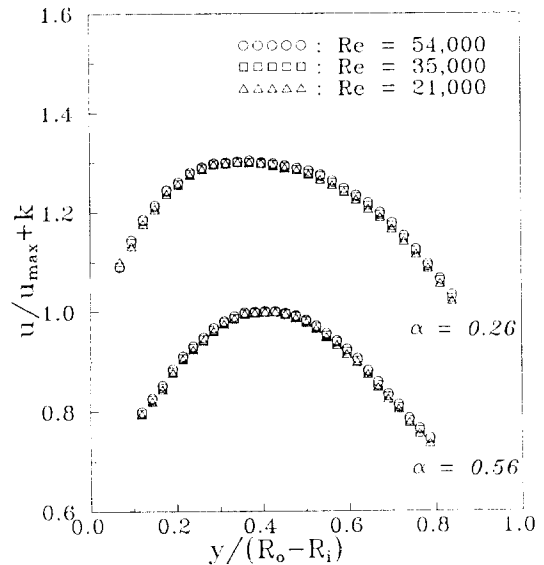


Fig. 3(b) Mean Velocity Profile with the Variations of α and $Re(\alpha=0.56, K=0; \alpha=0.26, K=0.3)$

이 넓어서 거칠기 효과에 의한 와확산이 전체 유동장에 미치는 영향이 상대적으로 적은 것으로 여겨진다. Fig. 3(b)에는 축방향으로 같은 위치에서 반경비에 따른 레이놀즈수의 변화에 대한 평균속도분포를 보여주고 있다. 실험장치의 구조상 충분히 넓은 범위의 레이놀즈수에 걸쳐서 측정할 수는 없지만 본 실험의 레이놀즈수 구간에서는 반경비가 같을 경우 속도분포는 레이놀즈수에 의존하는 경향이 아주 약하며, 레이놀즈수가 높을수록 편평해지는 현상을 보이고 있다. 그러나 반경비의 변화에 의한 결과와 비교하면 그 정도는 아주 작다.

3.2 마찰계수

각벽면의 전단응력은 dp/dx (압력기울기) 값들은 5 지점간에서 얻은 각 dp/dx 들의 직선 기울기들의 평균값과 힘의 평형이 되는 열선풍속계에 의해 측정된 전단응력이 0인 지점으로 아래의 전단응력공식에 의해 구할 수 있다.

$$\tau = \frac{dp}{dx} \left(\frac{r^2 - R_w^2}{2} \right) \frac{1}{r}, \quad R_w \leq r \leq R_o \quad (1)$$

$$\tau = \frac{dp}{dx} \left(\frac{R_w^2 - r^2}{2} \right) \frac{1}{r}, \quad R_i \leq r \leq R_o \quad (2)$$

여기서 R_{w0} 는 전단응력이 0인 지점, R_i 는 내관의 벽의 반경, R_o 는 외관내벽의 반경으로서 시험부의 구조를 도식적으로 Fig. 1에 나타내었다. 위식(1)과 (2)에서 r 대신 R_o 와 R_i 를 대입하여 얻어진 각벽면의 전단응력 τ_{wi} 와 τ_{wo} 를 아래의 공식에 대입하면 내외측 마찰계수 f_i 와 f_o 는 아래의 공식에 의하여 구해진다.

$$f_i = \frac{\tau_{wi}}{0.5\rho U_b^2} \quad (3)$$

$$f_o = \frac{\tau_{wo}}{0.5\rho U_b^2} \quad (4)$$

그리고 평균마찰계수 f 는 아래와 같다.

$$f = \frac{R_o f_o + R_i f_i}{R_o + R_i} \quad (5)$$

Fig. 4는 거칠기형상에 따른 마찰계수의 변화에 대하여 나타내고 있다. 내외벽면 모두 동일한 거칠기 요소, 즉 거칠기 피치(P)/높이(ϵ)=2, 반경비(α)=0.4인 경우 거칠기 위치가 내외벽면 모두에 설치된 경우에서 마찰계수가 가장 컸고 내측에서만 거칠기 경우에 마찰계수가 가장 작았는데 이는 거칠기 요소의 설치위치에 따른 유체유동 영향의 차이에 기인된다고 사료된다. 마찰계수를 구하는 과정에서 특이한 현상은 반경비가 크다고 마찰계수 또한 반드시 크지는 않는다는 것이다. $\alpha=0.56$ 보다 $\alpha=0.4$ 일 때 마찰계수가 더욱 크게 나타나게 된다. 이는 공식 (3)과 (4)를 보면 마찰계수에 영향을 미치는 것은 평균속도 U_b 뿐이지만 Fig. 4에서는

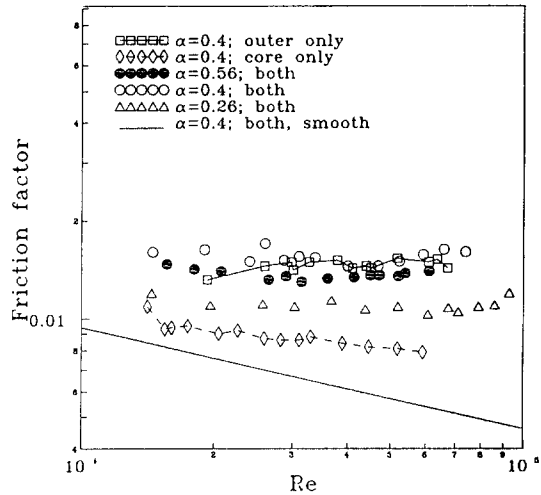


Fig. 4 Friction Factor

레이놀즈수에 의하여 마찰계수를 나타내기 때문에 반경비(α)가 클수록 평균속도는 증가하지만 동가 직경(De)은 상대적으로 감소하며, 일정한 레이놀즈수에 대한 평균속도 분포는 α 의 함수로 나타나기 때문에 이를 정리함으로서 α 와 마찰계수의 상관관계를 함수화 할 수 있을 것으로 보인다.

3.3 난류강도

본 연구에서 측정된 난류강도들은 3개의 직경비와 3개의 레이놀즈수에 있어서 내외관 벽으로부터 전단응력이 0인 지점까지의 거리를 L_1 과 L_2 로 나누고 내외벽면의 마찰속도($u_i^* = \sqrt{\tau_{wi}/\rho}$, $u_o^* = \sqrt{\tau_{wo}/\rho}$)로 무차원화한 축(u), 반경(v), 그리고 방위(w) 방향의 난류강도를 Fig. 5~7에 나타내었다. 비교를 위해 김경천 등⁸⁾에 의해 측정된 외관내벽에서만 본 연구와 동일한 거칠기가 있는 이중관내의 난류강도의 값을 실선으로 표시하였다. 각 그림에서 (a)는 외벽면쪽을, (b)는 내벽면쪽의 측정값을 의미한다. 반경비($\alpha=R_i/R_o$)가 작을수록 L_1 의 길이가 L_2 에 비해 작은 값을 가지므로 실제의 동심관내부에서의 전반적인 난류강도들의 분포는 α 가 작을수록 비대칭성이 심하게 나타게 되어 L_1 의 길이가 L_2 에 비해 작은 값을 가진다. 내측(L_1)에서는 축(u)과 반경(v) 그리고 방위(w)방향에서의 난류강도는 외측에만 거칠기가 있는 경우⁸⁾의 값과 대체로 크게 나타났다. 이는 Fig. 1과 거칠기 형태가 반경방향의 난류유동에 강한 영향을

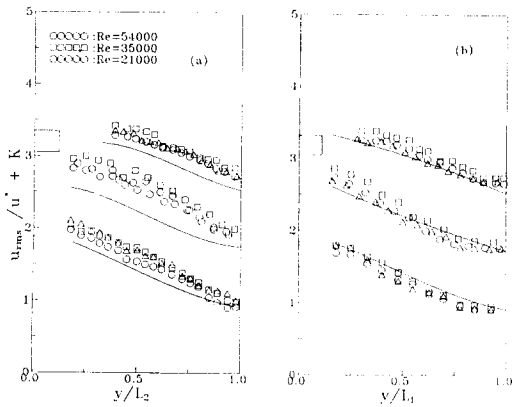


Fig. 5 Experimental Results for Axial Turbulence Intensity against Dimensionless Distance from the Wall : $\alpha=0.26(K=0)$; $\alpha=0.4(K=1)$; $\alpha=0.56(K=2)$. Solid Line, Results⁸⁾ from the Annulus with Rough Outer Tube

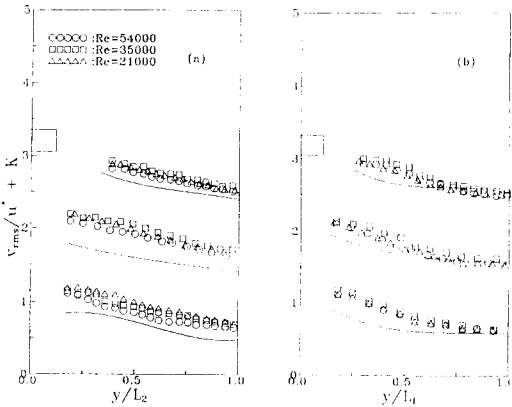


Fig. 6 Experimental Results for Radial Turbulence Intensity against Dimensionless Distance from the Wall : Symbols as in Fig. 5

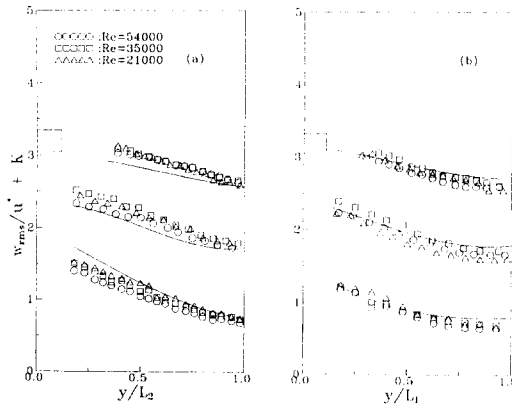


Fig. 7 Experimental Results for Azimuthal Turbulence Intensity against Dimensionless Distance from the Wall : Symbols as in Fig. 5

음을 알 수 있다. 축방향(u)의 무차원 난류강도를 보면 α 가 작을수록 외관벽에만 거칠기가 있는 경우보다 작은 값을 보이는데 이는 α 가 작을수록 내외관의 간격이 넓어져 외관벽에만 거칠기가 있는 경우보다 내벽면 거칠기로 인해 상대적으로 전단응력이 0인 지점이 내벽으로부터 멀어져 외관내벽면의 전단응력이 커지기 때문에 마찰속도($u_i^* = \sqrt{\tau_{wi}/\rho}$)가 증가하므로 축(u)방향 무차원 난류강도(u_{rms}/u^*)을 감소시켜 양측벽면에 거칠기가 있는 경우보다 작아진다고 판단된다. 방위(w)방향의 난류강도는 전반적으로 축(u)방향의 난류강도분포와 유사하고 내벽면 거칠기 영향을 작게 받아 3(u, v, w)방향의 난류강도중 외관내벽면에만 거칠기가 있는 경우와 가장 유사하다.

외측(L_2)에서는 u, v, 그리고 w의 3방향 모두 외측에만 거친 경우보다 대체로 크게 나타났는데 그 이유는 외벽면 마찰속도의 값이 외관에만 거칠기가 있는 경우⁸⁾에 비해 무차원 난류강도들(u_{rms}/u^* , v_{rms}/u^* , w_{rms}/u^*)이 상대적으로 작으며 와확산은 대체로 외측에만 거친 경우보다 대체로 크기 때문이라 사료된다. 외측(L_2)에서 마찰속도가 외측에만 거칠기가 있는 경우⁸⁾보다 적은 것은 전단응력이 0인 지점의 위치가 외관내벽면에만 거칠기가 있는 경우보다 훨씬 외측으로 옮겨지기 때문이라 판단된다. u, v, w방향 모두가 클수록 무차원 난류강도의 값들이 무차원 거리에 변화가 적은 것은 α 가 클수록 마찰속도가 증대되기 때문이라 판단된다.

3.4 난류 운동에너지

난류 운동에너지는 3방향의 난류강도의 합으로써 아래와 같다.

$$k' = 0.5(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (6)$$

Fig. 8는 난류운동에너지를 각각의 마찰속도제곱으로 나눈 값들을 보여주며 비교대상으로는 외관내벽에만 거칠기가 있는 경우를 실선으로 나타내었다. 외측(L_2)은 외측 벽에만 거칠기가 있는 결과보다 무차원 난류운동에너지가 컸고 특히 벽면에 가까울수록 차이가 큰 것은 벽면 마찰속도 값이 작기 때문이라고 여겨지며 내측(L_1)에서는 반경비가 작을수록 무차원 난류운동 에너지가 외측 벽에

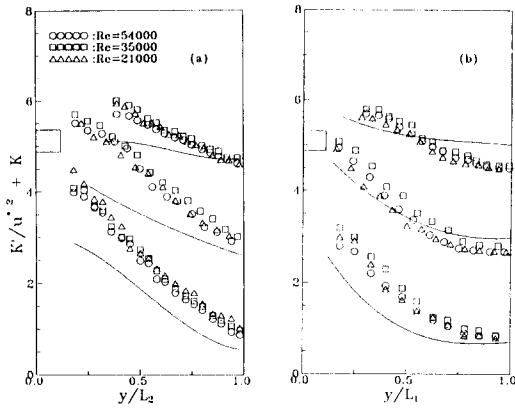


Fig. 8 Experimental Results for Kinetic Energy of Turbulence against Dimensionless Distance from the Wall : $\alpha=0.26(K=0)$; $\alpha=0.4(K=2)$; $\alpha=0.56(K=4)$. Other Symbols as in Fig. 5

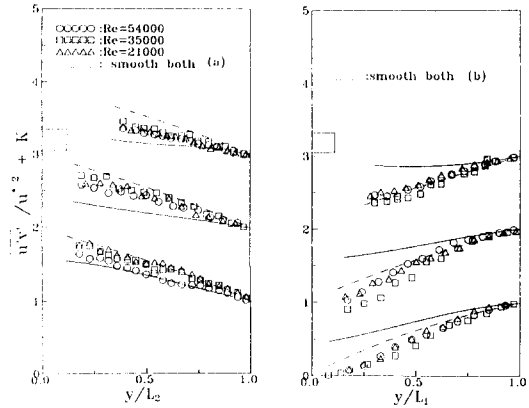


Fig. 9 Experimental Results for Radial Shear Stress against Dimensionless Distance from the Wall : $\alpha=0.26(K=1)$; $\alpha=0.4(K=2)$; $\alpha=0.56(K=3)$. Other Symbols as in Fig. 5

만 거친 경우보다 컸고, α 가 클수록 전단응력이 0인 지점근처에는 외벽면에만 거친 경우보다 작았고 벽면근처에는 크게 나타났다. 이는 α 가 클수록 내외관의 간격이 좁아져서 내관외면에 설치된 거칠기 효과에 의한 와확산이 증가되는데에 기인되는 것으로 여겨진다. Fig. 8에서 나타나는 뚜렷한 현상은 α 가 커질수록 난류운동에너지의 값이 조금씩 커지면서 직선형태로 변해가는 현상이다. 그 이유는 동심이중관의 내외관 간격이 줄어들면서 2차원 평행평판 채널형태에 가까워지면서 거칠기 효과가 전유동장에 전달되는 동시에 대규모 와(eddy)의 형성도 채널전체두께의 규모로 형성될 수 있기 때문이라 볼수있다.

3.5 전단응력

공식(1)과 (2)로부터 벽면의 전단응력에 대한 임의의 거리에서의 전단응력비는 다음과 같다.

$$\frac{\tau}{\tau_{wi}} = \frac{\beta^2 - (r/R_o)^2}{\beta^2 - \alpha^2} \frac{\alpha}{(r/R_o)} \quad (7)$$

$$\frac{\tau}{\tau_{wo}} = \frac{(r/R_o)^2 - \beta^2}{1 - \beta^2} \frac{1}{(r/R_o)} \quad (8)$$

전단응력이 0이 되는 지점에서 양측이 서로 힘의 평형을 이루기 때문에 양측의 전단응력(τ)은 같으므로 식(4)를 식(5)로 나누면 내외벽면의 전단응력비는 다음과 같다.

$$\frac{\tau_{wo}}{\tau_{wi}} = \frac{(1 - \beta^2)\alpha}{\alpha^2 - \beta^2} \quad (9)$$

여기서 $\alpha(=R_i/R_o)$ 는 내외관 반경비, $\beta(=R_r/R_o)$ 는 전단응력이 0인 무차원 지점이다.

Fig. 9는 직경비(α)와 레이놀즈수에 따른 무차원 전단응력을 보여준다. 외벽면에만 거칠기가 있는 경우는 실선으로 나타내었고 Quarmby¹⁰⁾의 매끈한 이중관에 대한 $(\beta - \alpha)/(1 - \beta) = \alpha^{0.366}$ 의 실험식을 이용하여 식(7)과 (8)에서 얻은 계산결과를 점선(Dashed Line)으로 비교를 위해 나타내었다. 내측(L_1)에서는 전단응력이 0인 지점의 상대적위치가 내면쪽에 가까울수록 마찰속도(u^*)가 감소하여 무차원전단응력($u'v'/u^*$)의 절대치 크기는 거칠기가 외벽에 설치된 경우, 양측이 매끈한 경우, 그리고 양측 모두 거칠기가 있는 경우의 순이다.

난류전단응력의 값은 외관내벽에만 거칠기가 있는 이중관의 결과보다 거칠기에 의한 와확산이 증가되어 급한 경사를 이룬다. 모든 α 에서 전단응력이 0인 지점의 무차원 난류전단응력은 0이기 때문에 그 지점에서는 동일하나 벽쪽으로 갈수록 전단응력의 절대치가 증가한다. 이는 벽면으로 갈수록 속도구배의 변화가 크기 때문이라 판단된다.

3.6 와확산계수, ϵ_M

충분히 발달된 영역에서의 운동량 방정식은 아

래와 같으며

$$\frac{\tau}{\rho} = (v + \epsilon_M) \frac{du}{dr} \quad (10)$$

공식 (10)을 유도하면 공식 (11)이 된다.

$$\frac{\epsilon_M}{v} = \frac{(\tau/\rho)/v}{du/dr} - 1 \quad (11)$$

반경방향의 와확산계수는 속도분포의 측정과 전단응력분포를 공식(11)에 대입하여 구해지고, 또 다른 방법은 열선풍속계에서 측정된 레이놀즈응력 분포를 속도구배와 동점도로 나누어 아래와 같이 구해진다.

$$\frac{\epsilon_M}{v} = \overline{u'v'} / \left(\frac{du}{dr} v \right) \quad (12)$$

위의 두 방법에 의해 얻어진 와확산 계수를 Fig. 10에 나타내어 양측모두 매끈한 이중관의 Park¹¹⁾의 실험결과를 비교할 수 있도록 하였다. 대체로 외관내벽에만 거칠기가 있는 경우¹⁰⁾보다 내측에서는 와확산 계수가 훨씬 컸으며 외측에서는 거의 일치하였다. 이는 거칠기에 의한 와확산의 크기는 내관외벽에서 밖으로 퍼지는 효과가 외측에서 안으

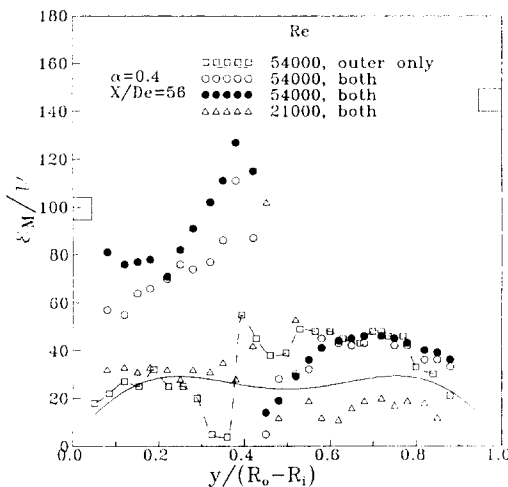


Fig. 10 Effects of Re and Roughness on Eddy Diffusivity (Open Symbol, from Eq.[12] ; Solid Symbol, from Eq. [11]) : Solid Line, from Park's Results¹¹⁾ of Smooth Annulus of $\alpha=0.43$ and $Re=23000$

로 모아지는 효과보다 크기 때문이라 사료된다.

레이놀즈수가 증가할수록 속도기울기 증가보다 전단응력의 증가가 더 크기 때문에, 와확산계수가 증가함을 알 수 있다. 최대속도지점과 전단응력이 0인 지점이 일치하지 않는 본 연구의 모델과 같은 경우에 그 두지점 사이에서는 (-) 값의 와확산 계수가 된다. (-) 값의 와확산 계수는 물리적으로 옳지 않기 때문에 공식(11)와 (12)의 모델은 앞으로 계속 연구를 통해 위 조건에 적합한 모델식을 얻을 수 있도록 함이 바람직하다.

4. 결 론

내외벽면에 사각형 표면거칠기가 있는 이중동심관내 유동의 난류구조를 와레이놀즈수의 변화에 관해 실험적으로 연구하였고 외측내벽에만 거칠기가 있는 경우와 비교하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

1) 등가직경 기준의 레이놀즈수가 동일한 경우 내외직경비 α 가 0.4에서 마찰계수가 가장 큰 흥미 있는 현상을 발견하였으며 마찰계수를 구하는 공식에서 평균속도는 직경비의 함수이기 때문에 직경비와 마찰계수의 상관관계를 나타낼 수 있음을 보여준다.

2) 전단응력이 0인 지점은 최대속도지점에 비해 $\alpha=0.56$ 과 0.4에서는 외측에, $\alpha=0.26$ 에서는 내측에 위치하여 최대속도지점보다 전단응력이 0인 지점이 거칠기효과의 영향을 많이 받음을 알 수 있었다.

3) 전단응력이 0인 지점으로부터 내측(L_1)에서 u, w, v , 그리고 방향의 난류강도는 외측내벽에만 거칠기가 있는 경우보다 크게 나타났고, 와확산 계수 또한 훨씬 컸다.

4) 외측(L_2)에서는 마찰속도의 상대적 감소로 외측내벽에서만 거칠기가 있는 경우보다 무차원난류강도는 컸지만 와확산 계수는 거의 일치하였다.

참고문헌

1) Brighton, J. B., 1963, "The Structure of Fully Developed Turbulent Flow in Annuli", Ph. D.

- Thesis, Purdue University.
- 2) Brighton, J. A. and Jones, J. B., 1964, "Fully - Developed Turbulent Flow in Annuli", J. Basic Engng, D86, pp. 835.
 - 3) Kjellstr m, B. and Hedburg, S., 1966, "On Shear Stress Distributions for Flow in Smooth or Partially Rough Annuli", AB Atomenergi, Studsvik, Rep. AE - 243.
 - 4) Durst, F., 1968, "On Turbulent Flow through Annular Passages with Smooth and Rough Core", M. Sc. Thesis, Imperial College.
 - 5) Lawn, C. J. and Elliott, C. J., 1971, "Fully Developed Turbulent Flow through Concentric Annuli", C.E.G.B., Rep. RD/B/N/1878.
 - 6) Rehme, K, 1974, "Turbulent Flow in Smooth Co-concentric Annuli with Small Radius Ratios", J. Fluid Mech. Vol. 64, pp. 263.
 - 7) 안수환, 이운표, 김경천, 1993, "사각돌출형 표면거칠기가 있는 이중동심관내의 난류유동과 열전달", 대한기계학회 논문집, 제17권, 제5호, pp. 1294~1303.
 - 8) 김경천, 안수환, 이병규, 1994, "외벽에 거칠기가 있는 이중동심관유동의 난류구조", 대한기계학회 논문집, 제18권, 9호, pp. 1330~1339.
 - 9) 안수환, 김경천, 이운표, 1994, "사각형 거칠기가 있는 동심이중관 내의 완전히 발달된 난류유동과 열전달", 대한기계학회 논문집, 제18권, 4호, pp. 1072~1080.
 - 10) Quarmby, A., 1967, "An Experimental Study of Turbulent Flow Through Concentric Annuli", International J. Mech. Sci., Vol. 9, pp. 205.
 - 11) Park, S. D., 1971, "Developing Turbulent Flow in Concentric Annuli ; An Analytical and Experimental Study, Ph. D. Thesis, Dept. of Mech. Eng., University of Ottawa.