

〈論 文〉

외벽에 거칠기가 있는 이중동심관 유동의 난류구조

김경천* · 안수환** · 이병규***

(1994년 2월 2일 접수)

Turbulence Structures of Flow in Concentric Annuli with Rough Outer Wall

Kyung Chun Kim, Soo Whan Ahn and Byeong Gyu Lee

Key Words: Turbulence Structure(난류구조), Concentric Annuli(이중동심관), Fully Developed Flow(충분히 발전된 유동), Roughness Effect(거칠기효과), Eddy Diffusivity(와확산계수)

Abstract

The structure of turbulence of fully developed flow through four concentric annuli with the rough outer wall was investigated experimentally for a Reynolds number range $Re=15,000-93,000$. Turbulence intensities were measured in three(u, v, w) directions, and turbulence shear stresses in annuli of radius ratios= $0.13, 0.26, 0.4$ and 0.56 , respectively. Due to the square roughness element attached periodically along the axial direction, the radial velocity fluctuations show similar distribution regardless of the different α cases. However, the axial and circumferential velocity fluctuation profiles demonstrate the longitudinal turbulence structures are strongly influenced by the α values. The turbulent eddy viscosity deduced from mean velocity distributions and the measured Reynolds shear stresses are also presented and discussed.

기 호 설 명			
De	: 동가직경, $2(R_o - R_i)$	u	: 축방향의 시간 평균속도
L_1	: 내관 벽면에서 전단응력이 0인 지점까지의 거리	u_o	: 평균유속
L_2	: 외관 벽면에서 전단응력이 0인 지점까지의 거리	u_o^*	: 외관 내벽면의 마찰속도, $\sqrt{\frac{\tau_{wo}}{\rho}}$
p	: 정압, 거칠기 피치	u_i^*	: 내관 외벽면의 마찰속도, $\sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho}}$
r	: 반경방향거리	$-\rho \overline{u'v'}$: 레이놀즈 전단응력
R_i	: 내관 외반경	u_{rms}	: 축방향 속도변동의 rms, $(\overline{u'^2})^{0.5}$
R_o	: 외관 내반경	v_{rms}	: 반경방향 속도변동의 rms, $(\overline{v'^2})^{0.5}$
R_{co}	: 전단응력이 0인 반경방향거리	w_{rms}	: 방위방향 속도변동의 rms, $(\overline{w'^2})^{0.5}$
x	: 축방향 거리	α	: 내외반경비, R_i/R_o
		β	: 전단응력이 0인 무차원지점, $\frac{R_{co}}{R_o}$
		ϵ	: 거칠기높이
		ϵ_M	: 와확산계수
		ρ	: 밀도
		ν	: 동점성계수

*정회원, 부산대학교 생산기계공학과, 기계기술연구소

**정회원, 통영수산전문대학 기관과

***부산대학교 대학원 생산기계공학과

- τ : 전단응력
- τ_{wo} : 외관 내벽면의 전단응력
- τ_{wi} : 내관 외벽면의 전단응력

1. 서 론

에너지 관련 사업이나 유체기계 등에서 흔히 볼 수 있는 이중관의 경우는 열교환기, 보일러, 또는 원자력발전소 등의 열전달 장치에 사용되며, 열전달의 효과를 높이기 위해서는 핀을 설치하거나 여러개의 관을 다발형태로 묶어서 사용하고 있다. 핀을 설치하는 방법에 있어서도 내관의 바깥면에 핀을 부착한 경우와 외관의 안쪽면에 핀을 부착한 경우, 그리고 내·외관 양면에 모두 핀을 부착한 경우가 있다.

한편 충분히 발전된 내부유동의 난류구조 해석은 대부분 원관이나 평행평관내의 난류유동에 관한 실험적 결과에 기초를 두고 있다. 이러한 평행 평관이나 원관 내부의 유동은 대칭적인 속도형상을 이루고 있으며 전단응력이 0인 지점과 최대속도 지점이 일치하기 때문에 사실상 매우 특수한 경우의 내부유동이다. 일반적으로 관찰되는 실제의 내부유동은 대부분 매우 복잡한 경계조건을 갖는 비대칭적 속도형상을 이루고 있으며 전단응력이 0인 지점과 최대속도 지점은 일치하지 않는것이 보통이다. 이러한 비대칭 속도형상은 난류유동의 길이척도와 난류 운동에너지가 다른 두 유동영역(전단응력이 0인 지점의 내외)간의 상호작용에 의해 형성된다. 따라서 비대칭유동에서의 난류 전달현상은 대칭유동의 난류현상과는 차이가 있을 것으로 기대된다.

비대칭 내부유동을 연구하기에 가장 간단하고 적

Table 1 Previous research on turbulence measurements in concentric annuli

Author	Geometry	Radius ratio, α	Re range $\times 10^{-5}$	L/De	Quantities measured				
					u	$(\overline{u^2})^{1/2}$	$(\overline{v^2})^{1/2}$	$(\overline{w^2})^{1/2}$	$\overline{u'v'}$
Brigton(1963)	Smooth, both	0.0625	0.96~3.3	43.2	○	○	○	○	○
		0.125	0.89~3.1	46.3	○	○	○	○	○
		0.375	0.65~2.2	64.8	○	○	○	○	○
		0.562	0.46~1.5	92.6	○	○	○	○	○
Kjellström and Hedburg (1966)	Smooth, both	0.446	1.5~3	54	○	○	○	×	○
Drust (1968)	Partially rough, core	0.446	1~10	54.8	○	○	○	×	○
Lawn and Elliott (1971)	Smooth, both	0.088	0.62~2.3	52.7	○	○	○	○	○
		0.176	0.68~1.8	58.4	○	○	○	○	○
		0.396	0.68~1.5	79.6	○	○	○	○	○
Rehme (1974)	Smooth, both	0.0918	0.41~2.3	76.5	○	○	○	○	○
		0.0396	0.21~2.2	78.1	○	○	○	○	○
		0.0998	0.32~2.0	83.3	○	○	○	○	○
Present study	Smooth core Rough outer	0.13	0.18~0.93	43	○	○	○	○	○
		0.26	0.17~0.74	52	○	○	○	○	○
		0.4	0.16~0.65	65	○	○	○	○	○
		0.56	0.15~0.55	87	○	○	○	○	○

합한 형상은 매끈한 벽을 가지는 이중동심관 유동이다. 충분히 발달된 이중관 유동은 비대칭 속도형상을 가지며 일반적으로 이중관의 내외관의 직경비 α 가 작을수록 비대칭성이 증가한다. 이러한 이중관 유동에 대한 압력강하와 속도분포의 특성에 대한 많은 실험적 연구들이 진행되었다.^{1)~3)} 일반적인 결론들로서는 난류구조의 비대칭성으로 인하여 전단응력이 0인 지점과 최대속도 지점이 불일치된다는 사실과, 작은 반경비를 가지는 이중관의 내측에서는 무차원 속도형상이 벽법칙에 맞지않음을 들 수 있다.²⁾ 이중동심관의 유동에 대한 많은 실험적 연구중 난류강도의 분포와 난류 운동에너지의 측정에 관해서 문헌에 보고된 연구들의 주요 측정 파라미터들을 정리하여 Table 1에 나타내었다.

Brighton and Jones¹⁾는 처음으로 4가지 반경비를 갖는 이중관에 대한 3방향 난류강도의 측정에 관한 실험결과를 발표하였다. 그리고, Kjellström and Hedburg⁴⁾와 Durst⁵⁾는 위와 동일한 이중관에서 실험적으로 난류를 연구하였으나 그들은 축, 반경방향의 난류강도만 측정하고 반경방향의 전단응력은 측정하지 않았다. 또한 Lawn and Elliott⁶⁾는 3가지 반경비의 경우에 대해 측정한 난류특성을 발표하였다. Brighton³⁾과 Lawn and Elliot⁶⁾는 매우 높은 비대칭 속도분포를 가지는 매우 작은 반경비에 대해서 취급을 한 반면에 Kjellström and Hedburg⁴⁾는 비교적 비대칭성이 적은 속도분포를 갖는 $\alpha=0.446$ 에 대해 연구하였다. Brighton³⁾과 Lawn and Elliott⁶⁾는 내관 지지대가 속도와 난류특성에 강하게 영향을 미치고 있음을 지적하였고 Brighton³⁾은 전단응력이 0인 지점과 최대속도가 같다는 가정은 옳지 않음을 증명하였다. 그러나, 이들 연구들은 양측 모두 매끈하거나 부분적인 거

칠기를 가진 이중관에 대해 취급하였으며, 전체적으로 거칠기를 이중관에 설치한 경우의 연구는 매우 드문 실정이다. 안수환 등⁷⁾의 연구에 의하면 거칠기의 위치와 형상때문에 이중관의 속도와 열전달 특성이 매끈한 이중관에 비해 더욱 복잡하게 작용됨을 보인바 있다.

본 연구에서는 외관 내벽에 전체적으로 거칠기를 Fig. 1과 같이 설치하여 4개의 반경비: $\alpha=0.13, 0.26, 0.4, \text{ 그리고 } 0.56$ 에 대해 $3(\alpha, \nu, u)$ 방향의 난류특성을 측정하고 마찰속도 등으로 무차원화하여 사각돌출형거칠기가 이중관 유동의 난류구조에 미치는 영향을 매끈한 원관 및 이중관의 경우와 비교하여 조사하고 난류모델 개발을 위한 기본자료를 축적하는데 연구의 목적이 있다.

2. 실험장치 및 방법

2.1 실험장치

실험에 사용한 동심관 유동 발생장치의 개략도가 Fig. 2에 나와 있다. 실험장치의 전체길이는 약 6.1 meter 이다. 공기는 맨끝 부분에 위치하고 있는 송풍기(0.8 kw, 3400 RPM A/C motor)에 의해서 공기여과기를 통해 벨마우스 수축부를 거쳐서 시험부(test section)로 유입된다. 벨마우스 부분은 최소내경 97 mm, 최대내경 170 mm이 되도록 주철로 제작되었으며 사용된 송풍기의 제원은 수두 520 mmAq, 유량 9 m³/min이다.

Table 2에서 보는 바와 같이 시험부에는 내부직경이 97 mm 인 바깥쪽 튜브 내면에 거칠기를 설치하였고, 외부직경이 각각 12.5 mm, 25 mm, 39.2 mm, 54 mm 인 매끈한 내관으로 구성되었으며, 외관에 대한 내관의 위치, 압력강하 그리고 시험부의 여러 횡단부에서 속도장, 난류특성을 측정할 수 있도록 지름 3 mm의 구멍들을 축방향으로 가공하

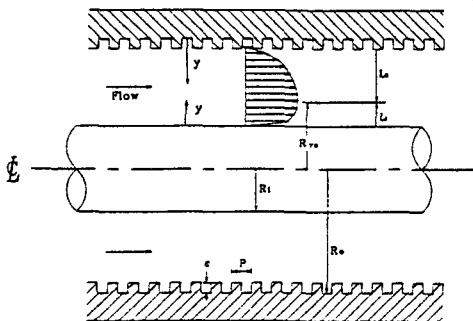


Fig. 1 Idealized model

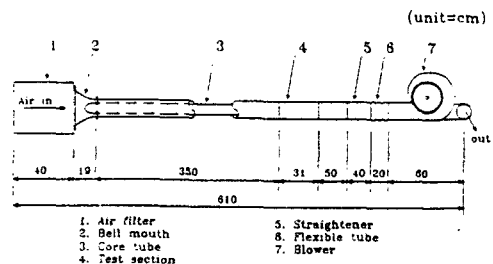


Fig. 2 Schematic diagram of experimental setup

Table 2 Essential dimensions unit : mm

	O. D.	I. D.	Material	α ($R_o - R_i$)	De
Outer tube	117.6	97	Al-alloy	.	.
Core tube	12.4, 25.4, 38.4 and 54	10.8, 23.8, 36.7 and 52	Copper	0.13, 0.26, 0.4 and 0.56	84.5, 71.8, 58.4 and 43

였다. 외관의 재질은 알루미늄합금이며 주조로 관을 제작하였고 외관 내면의 표면조도 제작은 특수 화이트를 사용하여 선반으로서 Fig. 1과 같이 외관 내면에 높이(ϵ) 1.5 mm, 폭 1.5 mm, 피치(P) 3 mm의 $P/\epsilon=2$ 인 정사각형 홈의 거칠기가 형성되도록 가공하였다. 알루미늄합금관의 전체길이는 4 m이며, 50 cm씩 8개를 플랜지로 연결하였다.

측정부는 측정의 편의를 위해 재질을 투명한 아크릴로 선택하였고, 채널입구에서부터 3.75 m 떨어진 곳에 위치한다. 측정장치 이송은 특별 제작된 이송기구를 이용하였다. 이 기구에 의해서 프로브(probe)의 상대적 반경방향 변위는 전기접촉법으로 0.025 mm 이내로 측정되었다. 내관의 지지는 내관을 반경방향으로 위치조절이 가능한 3점 이동 장치에 의해 3지점에서 지지되도록 하였다. 시험부의 조립시 내관의 정확한 장착을 위해 외관에 대한 내관의 동심상태를 다이얼게이지로 점검하였다. 대부분의 경우 튜브의 처짐에 의한 편심은 무시할 수 있었으며, 최소직경의 내관을 장착했을 경우 최대의 편심량은 1.4% 정도였다.

2.2 실험방법

작동유체는 실험장치의 경제성과 물성치에 관한 정보를 쉽게 알 수 있다는 잇점을 고려하여 대기 상태의 공기를 선택하였다. 본 실험에서 중점을 두는 측정 및 분석대상은 충분히 발달된 동심관 내부 유동에서 채널길이에 따른 정압강하, 속도형상, 속도기울기 형상, 와확산계수, 난류 전단응력들의 측정이다.

정압은 전기식 압력변환기(MKS Baraton pressure transducer)로 측정하였으며 압력변환기의 보정(calibration)은 주기적으로 마이크로마노메터로 점검하였다. 또한 압력변환기의 오차범위는 측정범위(full scale : 10 torr) 기준 0.1% 이내이며, 압력 측정치의 불확실성(uncertainty)은 0.5% 수준으로 분석되었다. 유량측정용 오리피스스는 시험부에서 측

정된 속도형상을 수치적분에 의하여 보정하였다. 압력강하 데이터는 송풍기 용량의 제한을 받는 레이놀즈수 범위안에서 얻었고 측정하기 전 최소한 30분 동안 정상상태를 유지시켰다.

평균유속의 측정은 피토크를 사용하였으며, 각종 난류량의 측정은 측정부 길이 1 m인 직경 4 μ 의 텅스텐 X형 열선 프로브와 정온도형 열선풍속계(C. T.A., TSI Model 1054 A)를 사용하였고, 측정된 속도성분은 범용 파형분석기(D-6000 Model 611, Data Precision Inc.)를 사용하여 개인용컴퓨터(IBM-PC 486)로 온라인 측정하였다. 열선의 교정은 매 측정전에 동심관 입구영역의 균일흐름 영역에서 직경 4 mm, 길이 350 mm의 피토크와 디지털 마이크로마노메터(Model FC 012)를 사용하여 수행하였고 얻어진 교정 데이터는 컴퓨터에 내장된 Look-up Table 형식의 교정 프로그램에 자동적으로 입력되어 교정관계식이 형성된다. C.T.A. 브릿지에서 나오는 출력은 5 kHz low-pass filter를 거쳐 aliasing을 방지하고 범용 파형분석기에 장착된 14-bit A/D converter와 Sample and Holder에 의해 동시에 디지털 값으로 표분되며 디지털 데이터는 Block floating point 방식으로, 범용 파형분석기에 연결된 데이터레코더(Model 681)를 통해 디스켓에 기록하였다. 이때 표분율은 Niquist 표분주기에 해당하는 초당 10,000개로 하였으며, 일회 표분수는 4,096개로 최대 적분시간 척도의 약 20배가 넘지만 측정오차를 줄이기 위해 한 측정절당 열변을 표분하여 Ensemble 평균을 취했다. Kline and Mcklintock⁽⁸⁾의 20 : 1 odds 방식으로 분석된 불확실성은 평균유속의 경우 최대 2% 이내이며, 난류강도 및 난류 전단응력의 경우는 최대 5%, 그리고 와확산계수의 경우는 최대 15% 정도로 평가되었다.

측정된 레이놀즈수 범위는 등가직경($De=2(R_o - R_i)$) 기준으로 약 15,000에서 93,000이었다. 실험장치 주위의 온도와 압력은 매 운전 시작전에 기

록하였으며 종료시 다시 측정된 후 그 차이를 확인하였고, 최대오차가 2% 이내에 드는 경우의 데이터를 선택하였다. 모든 측정은 건물의 주동력 공급에서 생기는 교란을 없애기 위해 밤 늦게만 실시하였으며, 열선풍속계는 측정하기 전에 기기의 Drift 오차를 최소한으로 줄이기 위해 위해 C.T.A.를 4시간 이상 작동시켰다.

3. 결과 및 고찰

3.1 축방향에 따른 압력강하

충분히 발전된 영역의 결정은 동심관의 길이에 대한 정압강하를 측정하여 dp/dx 가 일정한 영역을 얻은 후 평균유속을 측정하여 더 이상 변화가 없는 부분으로 판정하였다. 본 실험에서는 채널입구에서 1.28 m 위치부터 모든 반경비의 경우에 대해 충분히 발전된 영역으로 평가되었다. 압력기울기(dp/dx)의 값들은 충분히 발전된 영역에서 축 방향으로 5지점에서 얻은 각각의 dp/dx 값들을 평균하여 구하였다. 충분히 발전된 영역에서 운동량보존 방정식을 적용하면 동심관 내·외 벽면사이의 전단응력 분포를 식(1)과 (2)로 나타낼 수 있다.

$$\tau = \frac{dp}{dx} \left(\frac{r^2 - R_{i0}^2}{2} \right) \frac{1}{r}, \quad R_{i0} \leq r \leq R_o \quad (1)$$

$$\tau = -\frac{dp}{dx} \left(\frac{R_{o0}^2 - r^2}{2} \right) \frac{1}{r}, \quad R_i \leq r \leq R_{o0} \quad (2)$$

여기서, R_{i0} 는 전단응력이 0인 지점, R_i 는 내관 외벽의 반경, R_o 는 외관내벽의 반경이다. (Fig. 1 참조) 실험에서 측정된 dp/dx 값과 열선풍속계로

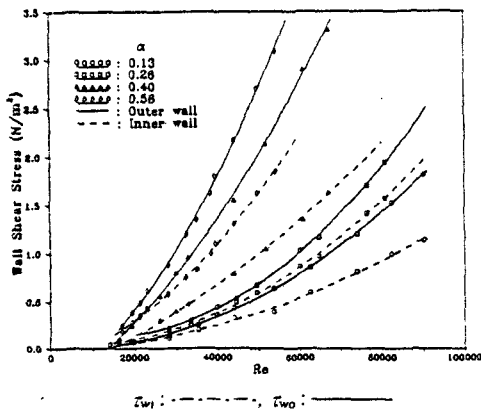


Fig. 3 Wall Shear Stresses versus Reynolds Number

측정된 난류 전단응력 값이 0인 지점(R_{i0})을 식 (1), (2)에 대입시키고 r 대신 R_o 와 R_i 를 각각 대입시키면 벽면 전단응력 τ_{w0} 와 τ_{wi} 를 얻을 수 있다. Fig. 3에서는 동심관 내외벽의 벽면 전단응력의 크기가 레이놀즈수의 함수로 표시되어 있다. 내외 직경비 α 가 커질수록 양벽면의 전단응력이 동일한 레이놀즈수에서 전반적으로 증가하는 현상을 보이고 있는데, 이는 틈새가 좁아져서 벽면의 거칠

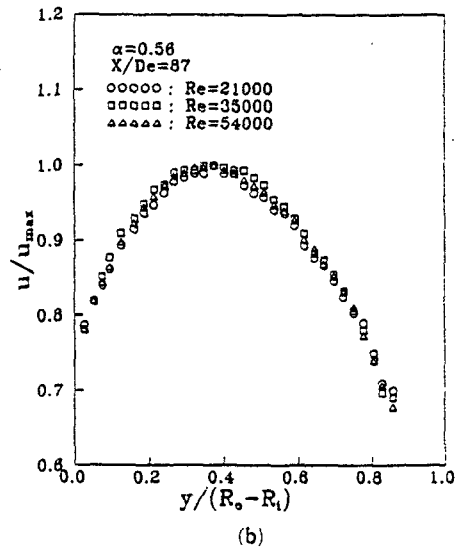
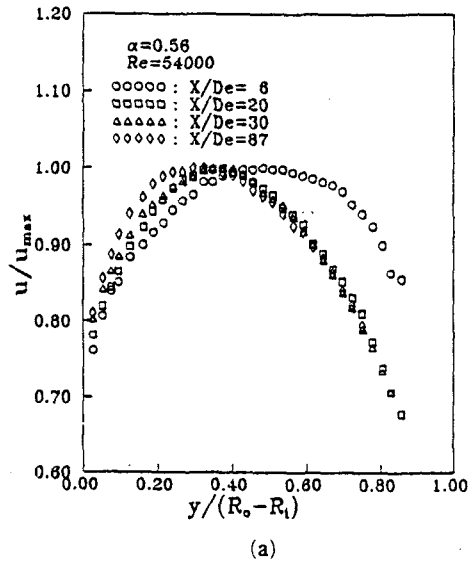


Fig. 4 (a) Mean Velocity Profiles of Developing Region; $\alpha=0.56$, $Re=54000$
(b) Mean Velocity Profiles of Fully Developed Region; $\alpha=0.56$, $X/De=87$

기효과가 안쪽으로 더욱 잘 전달되기 때문으로 보인다. 또한 외벽의 전단응력이 내벽의 전단응력에 비해 큰 값을 보이고 있는데, 특이한 것은 내외벽 전단응력 값 차이가 α 에 따라 변하고 있으며 α 가 0.26과 0.4 사이에서 τ_{wo} 와 τ_{wi} 가 서로 일치되는 조건도 발생할 가능성을 시사해준다. 이러한 가능성은 식(1)과 (2)의 운동량 분배조건에서 전단응력이 0이 되는 지점의 발생위치가 α 뿐만 아니라 벽면거칠기의 정도에 따라 조절이 될 수 있으므로 충분히 예견할 수 있다.

3.2 평균 속도분포

평균속도장은 피트관을 사용하여 4가지 α 에 대하여 레이놀즈수를 3가지($Re=21000, 35000, 54000$)로 변화시키면서 채널입구에서 거리 $x=0.26, 0.87, 1.28$ 및 3.75 m인 4곳의 단면에서 측정하였다. 벽면근처의 난류성분 $\sqrt{v'^2}$ 에 의한 피트관의 정압 변화효과는 X형 열선으로 측정한 난류량으로부터 보정하여 보다 정확한 평균속도를 구하였다. Fig. 4(a)에는 $\alpha=0.56$ 인 경우에 대해 동일한 레이놀즈수 54000에서 x/De 가 각각 6, 20, 30, 87인 위치에서 최고속도로 무차원화시킨 평균속도분포가 나와 있다. 동심관 입구로부터 충분히 발전된 유동

장으로 변화되는 과정을 관찰할 수 있으며, 거친벽이 있는 외관 내벽쪽의 평균유속이 난류확산의 증가로 인하여 빨리 발전함을 볼 수 있다. Fig. 4(b)에는 충분히 발전된 영역에서 레이놀즈수 변화에 대한 평균 유속분포를 보여주는데, 레이놀즈수에 관계없이 실험의 범위에서는 평균 유속분포가 거의 차이가 없음을 알 수 있다.

3.3 난류강도

본 연구에서 측정된 난류강도들은 4개의 직경비와 3개의 레이놀즈수에 있어서 내관과 외관벽으로부터 전단응력이 0인 지점까지의 거리를 각각 L_1 과 L_2 로 나누어 무차원화한 길이에 대해 Figs. 5~7에 나타나 있다. 이렇게 구분하는 이유는 바깥쪽에는 거칠기가 있고, 안쪽에는 거칠기가 없기 때문에 거칠기의 영향을 파악하기 위해서이다. 각 그림에서 (a)는 거칠기가 있는 외벽면 쪽을, (b)는 매끈한 내관측의 측정값을 의미 한다. 난류 강도들을 무차원화 하기 위해 해당벽면의 마찰속도인 Fig. 4와 5의 벽면 전단응력으로부터 구한 내외관벽면의 마찰속도($u_i^* = \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho}}$, $u_o^* = \sqrt{\frac{\tau_{wo}}{\rho}}$)를 사용하였다. 비교를 위해 Laufer⁽⁹⁾에 의해 측정된 원형 파이프 내의 난류강도 값을 실선으로 표시하였다. 내 외벽이 매끈한 동심관의 경우 Rehme⁽²⁾에 의해 측정된 $\alpha=0.1$ 의 실험데이터를 $\alpha=0.13$ 의 경우와 비교할 수 있도록 점선으로 표시하였다.

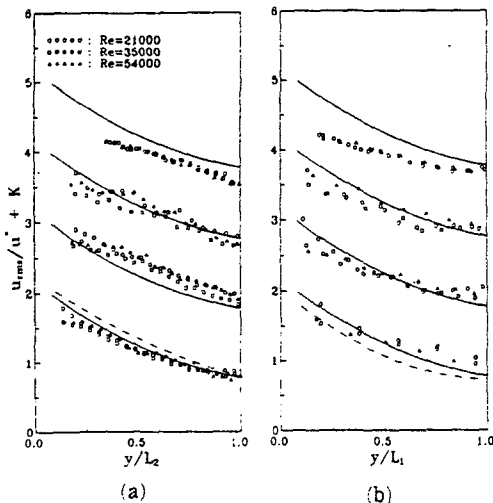


Fig. 5 Experimental results for axial turbulence intensity against dimensionless distance from the wall : $\alpha=0.13$ ($K=0$) ; $\alpha=0.26$ ($K=1$) ; $\alpha=0.4$ ($K=2$) ; $\alpha=0.56$ ($K=3$). Solid line, tube results of Laufer⁽⁹⁾ ; Dotted line, smooth annular tube result ($\alpha=0.1$) of Rehme⁽²⁾

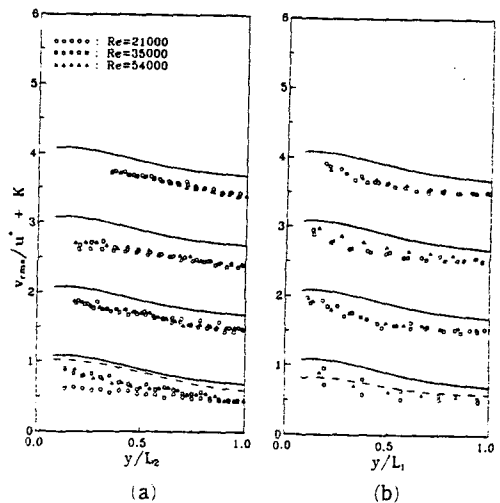


Fig. 6 Experimental results for radial turbulence intensity against dimensionless distance from the wall : symbols as in Fig. 5

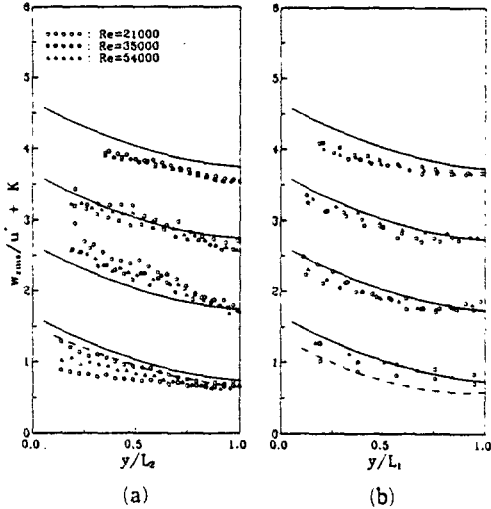


Fig. 7 Experimental results for azimuthal turbulence intensity against dimensionless distance from the wall: symbols as in Fig. 5

α 가 작아질수록 L_1 의 길이가 L_2 에 비해 작은 값을 가지므로 실제적인 동심관 내부에서의 전반적인 난류강도들의 분포는 α 가 작아질수록 비대칭성이 심하게 나타나고 있다. 축(z)방향 난류강도는 거칠기가 있는 벽면 쪽이 거칠기가 없는 벽면 쪽의 값보다 α 가 커질수록 약간 큰 값을 보이나 $\alpha=0.56$ 의 경우를 제외하고는 원관의 무차원 값과 거의 일치하고 있다. $\alpha=0.56$ 의 경우는 내관과 외관의 거리가 작으므로 거칠기의 효과가 더욱 크게 작용된 결과로 마찰속도 u^* 가 증가하였으며 따라서 무차원화 시킨 u_{rms}/u^* 의 값은 원관보다 작게 나타났고 분포형상도 직선에 가까운 형태를 보이고 있다. 동심원의 내관 벽쪽 난류강도를 살펴보면 α 가 작아질수록 원관의 값보다 작은 값을 가지는 부분이 내벽쪽으로 더 치우치는 경향을 볼 수 있는데, 이는 α 가 작을수록 난류구조의 비대칭성이 증가한다는 종래의 경향과 일치한다. 내외벽이 매끈한 동심원의 경우 $\alpha=0.1$ 에서 Rehme의 측정치는 외벽에서는 원관보다 큰 값을, 내벽에서는 원관보다 작은 값을 보인 반면, 본 실험에서의 $\alpha=0.13$ 인 경우 그 차이가 현저히 줄어들음을 볼 수 있는데, 그 이유는 매끈한 동심관보다 외벽의 거칠기로 인한 난류확산 촉진으로 내·외벽에 발생하는 난류의 길이척도 차이를 상쇄시켜줄 수 있으리라 판단된다.

반경(v)방향 난류강도는 원형파이프의 경우보다 상대적으로 증가된 벽면 마찰로 인하여 전체적으로

작은 값을 가지며, 거칠기가 있는 쪽은 매끈한 내벽보다 직선적으로 값이 분포되어 있다. 그리고 α 가 작아질수록 측정된 데이터의 분산(scattering)이 넓어지는 것은 α 값이 작을때 동심관 유로의 단면이 넓어져 u_{rms} 에 지배적이던 거칠기의 효과가 줄어들기 때문이며, 매끈한 이중관의 경우에도 이러한 경향이 나타났다. 내외벽이 모두 매끈한 Rehme의 실험결과는 외벽에서 원관의 경우와 거의 차이가 없었고 내관이 특이하게 원관보다 훨씬 낮은 값을 보였으나, 본 실험의 데이터에서는 내, 외벽쪽 모두 원관보다 작은 값을 가짐을 볼 수 있고 무차원 값이 모두 비슷한 크기를 가지는데, 이는 v -방향 난류 변동성분이 사각돌출부의 거칠기에 지배되고 있음을 나타내는 것으로 판단된다.

방위(w)방향 난류강도는 전반적으로 축(z)방향의 난류강도의 분포와 매우 유사하며, 원관의 경우와 $\alpha=0.56$ 의 경우를 제외하고 대략 일치하는 경향을 보이고 있다. 거칠기가 있는 쪽은 측정치를 반경(v)방향 난류강도와 비교해 볼 때 데이터의 분산 영역도 넓어지는 것을 볼 수 있다. 내외벽이 모두 매끈한 동심원에서 보이는 방위(w)방향 난류강도의 차이는 본 실험의 경우 축(z)방향의 난류구조와 마찬가지로 거칠기의 효과가 작용하여 내외벽이 모두 비슷한 값을 가지고 또한 마찰속도의 증가로 값 자체는 원관보다 줄어들음을 볼 수 있다.

3.4 난류 운동에너지

난류 운동에너지는 3방향의 난류강도의 합으로써 아래와 같이 정의한다.

$$\overline{k} = 0.5(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (3)$$

Fig. 8은 난류 운동에너지를 각각 외벽 및 내벽의 마찰속도 제곱으로 나눈 값들을 보여주며, 비교 대상으로 원관의 경우⁽⁹⁾를 실선으로, $\alpha=0.1$ 인 매끈한 동심관의 경우를 점선으로 나타내었다. Fig. 8에서 나타나는 뚜렷한 현상은 매끈한 이중관의 경우⁽⁹⁾처럼 α 가 커질수록 난류 운동에너지의 값이 조금씩 커지면서 직선형태로 변해가는 현상이다. 그러나, $\alpha=0.56$ 인 경우에 값의 분포형태가 내외벽 모두 직선적이지만 무차원 값의 크기는 원관보다 마찰손실이 상대적으로 커짐으로 인해서 작게 나타난다. 그 이유는 $\alpha=0.56$ 일 때 동심관의 간격이 줄어들면서 2차원 채널형태에 가까워지면서 거칠기의 효과가 전 유동장에 전달되는 동시에 대규모 와

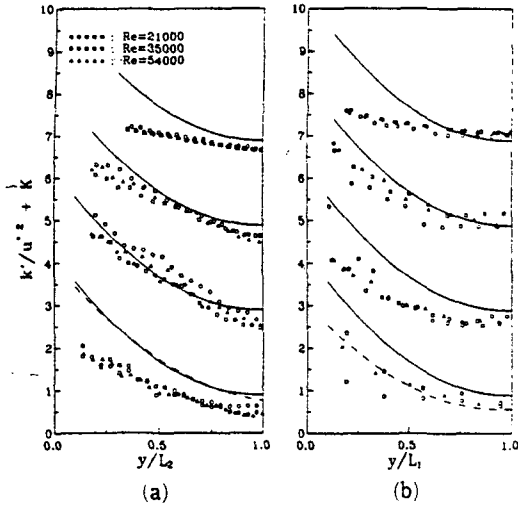


Fig. 8 Experimental results for kinetic energy of turbulence against dimensionless distance from the wall: $\alpha=0.13$ ($K=0$); $\alpha=0.26$ ($K=2$); $\alpha=0.4$ ($K=4$); $\alpha=0.56$ ($K=6$).

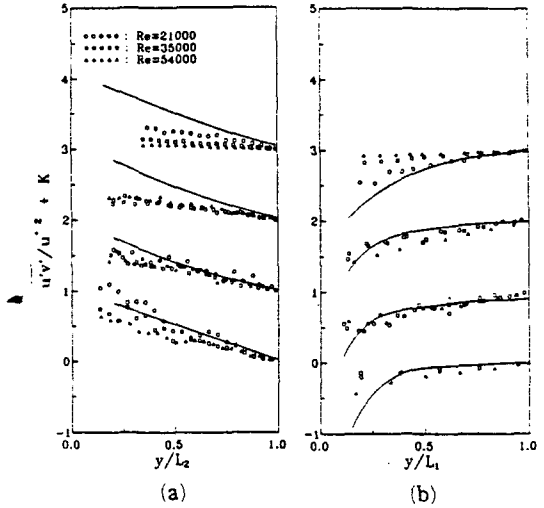


Fig. 9 Experimental results for radial shear stress against dimensionless distance from the wall: Dotted line, smooth annular tube result ($\alpha=0.1$) of Rehme⁽²⁾

의 형성도 채널 전체 두께의 규모로 형성될 수 있기 때문이라 사료된다. 한편, $\alpha=0.13$ 인 경우 외벽쪽은 $\alpha=0.1$ 인 매끈한 동심관보다 거칠기의 영향으로 무차원 난류 운동에너지 값이 훨씬 작은 값을 보여주고 있으나 내관쪽은 벽면이 매끈하므로 Rehme⁽²⁾의 경우와 거의 일치되는 값을 나타내고 있다. 이는 $\alpha=0.13$ 일 때 동심관 내부의 유동장 단면이 충분히 넓어서 내벽쪽은 내벽의 속도구배에 의해 발생하는 난류구조에 의존되고 외벽거칠기의 영향은 거의 없는 것으로 볼 수 있다.

3.5 난류 전단응력과 상관계수

식(1)과 (2)로부터 벽면의 전단응력에 대한 임의의 거리에서의 전단응력비는 다음과 같이 유도된다.

$$\frac{\tau}{\tau_{wi}} = \frac{\beta^2 - (r/R_o)^2}{\beta^2 - \alpha^2} \frac{\alpha}{(r/R_o)} \quad (4)$$

$$\frac{\tau}{\tau_{wo}} = \frac{(r/R_o)^2 - \beta^2}{1 - \beta^2} \frac{1}{(r/R_o)} \quad (5)$$

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

$$\frac{\tau_{wo}}{\tau_{wi}} = \frac{(1 - \beta^2) \alpha}{\alpha^2 - \beta^2} \quad (6)$$

여기서, $\alpha (=R_i/R_o)$ 는 내외관 반경비, $\beta =$

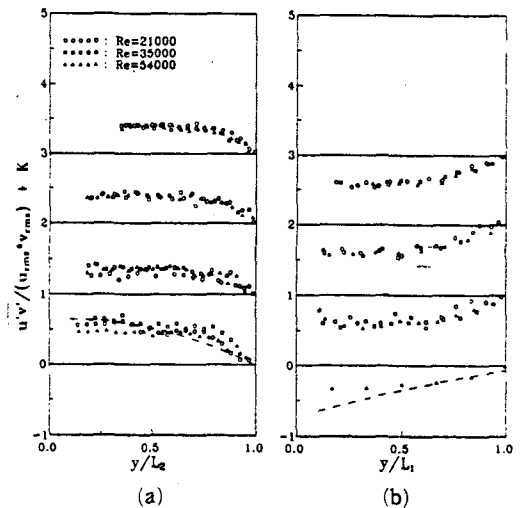


Fig. 10 Experimental results for correlation coefficients against dimensionless distance from the wall: Solid line, Rehme's empirical equation

R_o/R_o 는 전단응력이 0인 무차원 지점이다. Rehme는 매끈한 이중관에 대해서 $(\beta - \alpha)/(1 - \beta) = \alpha^{0.386}$ 의 실험식(2)으로부터 구했다. 매끈한 이중관의 결과를 비교해 볼 수 있도록 Fig. 9에 식(4)와 (5), 그리고 Rehme의 실험식을 이용한 계산결과를 실선으로 나타내었다.

난류 전단응력의 변화는 매끈한 경우보다 완만하

며, $\alpha=0.13$ 에서는 낮은 레이놀즈수일수록 일치함을 보여주는데, 이는 거칠기에 의한 영향의 차이 때문이다. α 가 증가할수록 매끈한 동심관에 비해 거친 외벽쪽에서는 마찰속도의 증가로 상대적인 난류 전단응력값이 감소하는 반면 내벽쪽에서는 내외관이 매끈한 경우보다 증가한 값을 보이고 있다. 또한, 벽면쪽으로 갈수록 레이놀즈수의 변화에 따른 난류 전단응력의 측정치 분산이 매끈한 이중관 실험의 경우보다 넓어지는 것을 볼 수 있으며, 외벽쪽에서는 레이놀즈수가 커질수록 무차원 전단응력값이 약간 감소하는 경향을 볼 수 있다.

Fig. 10은 각 α 에 대해 측정된 상관계수 $(\overline{u'v'}) / ((\overline{u'^2})^{0.5}(\overline{v'^2})^{0.5})$ 의 분포를 나타낸다. 전단응력이 0인 지점에서 외측이 내측보다 상관계수의 절대값이 크게 나타났고, $\alpha=0.1$ 인 경우 양면이 모두 매끈한 경우와 $\alpha=0.13$ 인 본 실험의 경우를 비교해 보면 매끈한 내벽쪽은 역시 두 실험이 일치하고 있다. 외벽쪽은 본 실험의 경우 거칠기의 영향으로 상관계수가 일정한 영역이 훨씬 넓게 분포되어 있음을 알 수 있다. 상관계수 구배는 전단응력이 0인 지점 근처에서 급격하고 벽쪽에는 비교적 완만하다. 본 실험에서 얻어진 속도분포와 난류분포를 종합해보면 Rehme⁽²⁾의 매끈한 이중관의 실험과, Hanjalic과 Launder⁽¹⁰⁾의 거칠기가 있는 평판 채널의 실험에서와 마찬가지로 최고속도 지점이 전단응

력이 0인 지점과 일치하지 않았으며, 속도형상 또한 비대칭성이 매우 심하게 나타났다. 최고속도 지점과 전단응력이 0인 지점의 위치는 Table 3에 나와있다. 내관 벽쪽에서 전단응력이 0인 지점까지 차지하는 영역은 동심관 전체 간격에 비해 $\alpha=0.13$ 인 경우에는 매끈한 동심관의 경우와 비슷한 정도인 80% 정도로 나타났으나, $\alpha=0.26\sim 0.56$ 의 경우는 62~64% 정도의 비대칭 형상을 가지며 이는 벽면의 사각돌출거칠기의 영향으로 인한 것이다.

3.6 와확산계수

충분히 발전된 난류 내부유동의 운동량방정식은 와확산계수 ϵ_M 을 도입하면 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\tau}{\rho} = \epsilon_M \frac{du}{dr} \tag{7}$$

식(7)에서 와확산계수를 유도하면 식(8)이 된다.

$$\frac{\epsilon_M}{u_b D_e} = \frac{(\tau/\rho) / (u_b D_e)}{du/dr} \tag{8}$$

반경방향의 와확산계수는 속도분포의 측정과 전단응력 분포를 식(8)에 대입하여 구해지고, 또다른 방법은 열선풍속계에서 측정된 레이놀즈 전단응력 분포를 속도구배와 동점성계수로 나누어 아래와 같이 구해질 수 있다.

Table 3 Relative locations of zero shear stress and maximum velocity points

α	$(R_o - R_i) / (D_o/2)$, m	Re	$2(R_{\tau_0} - R_i) / D_o$	$2(R_{MAX} - R_i) / D_o$
0.13	0.0425	21000	0.188	0.209
		35000	0.188	0.235
		54000	0.212	0.254
0.26	0.0360	21000	0.383	0.386
		35000	0.339	0.356
		54000	0.311	0.356
0.40	0.0290	21000	0.386	0.397
		54000	0.372	0.393
		54000	0.318	0.386
0.56	0.0215	21000	0.372	0.381
		35000	0.340	0.363
		54000	0.335	0.367

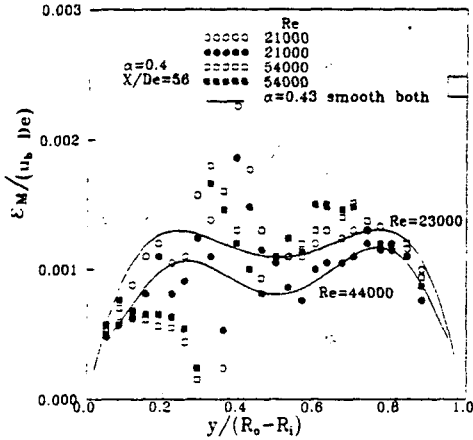


Fig. 11 Effects of Re and roughness on eddy diffusivity: Open symbol, from Eq. (8); Solid symbol, from Eq. (9)

$$\frac{\epsilon_M}{u_b De} = \overline{u'v'} / \left(\frac{du}{dr} u_b De \right) \quad (9)$$

위의 두 방법에 의해 얻어진 와확산계수를 Fig. 11에 나타내어 양측 모두 매끈한 이중관의 Park⁽¹¹⁾의 실험결과와 비교하였다. $\alpha=0.4$ 인 경우 대체로 매끈한 내측 벽면쪽의 와확산계수보다 거칠기측 벽면쪽이 상대적으로 큰 값을 보이고 있다. 다른 α 의 경우에 대해서도 비슷한 양상을 보이며, 와확산계수의 크기는 채널 형상에 큰 영향이 없음을 알 수 있었다. 그러나 동일한 반경비에서 레이놀즈수가 증가할수록 내측에서는 속도기울기에 대한 전단응력의 증가비에 대해 평균유속의 증가 더 크기 때문에, 와확산계수는 감소하나 외측에는 평균유속의 증가가 작기때문에 증가함을 알 수 있었고 거칠기에 의한 비대칭성이 커짐을 알 수 있었다. 다시 말하면 와확산계수는 α 보다 레이놀즈수의 영향을 더욱 많이 받는다고 볼 수 있다.

4. 결 론

외관 내벽에 사각형 표면거칠기가 있는 이중동심관내 유동의 난류구조를 내외 직경비의 변화와 레이놀즈수의 변화에 대해 실험적으로 연구하였고, 대칭류인 튜브유동과 매끈한 이중관의 비대칭류의 경우와 비교하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 등가 직경기준의 레이놀즈수가 동일한 경우 내외 직경비 α 가 커질수록 벽면 전단응력이 증가하며, 거친 외벽의 전단응력이 내벽에 비해 큰 값

을 지나 어느 특정한 α 에서는 내외 전단응력이 일치할 수 있음을 발견하였다.

(2) 길이 방향으로 주기적인 사각형 돌출부의 영향으로 반경(v)방향의 난류강도는 모든 α 에 대해 내외벽쪽 모두 전반적으로 동일한 거칠기 영향을 미치고 있으며 마찰속도의 증가로 무차원 난류강도의 크기는 원관에 비해 작은 값을 가진다.

(3) 축(u)방향 난류강도 및 방위(w)방향 난류강도는 α 의 변화에 따라 유사한 분포경향을 보이며 α 가 작을때 매끈한 이중관에서의 뚜렷한 난류 길이척도의 차이를 거칠기효과가 상쇄시키고 있음을 관찰하였다.

(4) 난류에너지의 분포에서 α 가 0.56일 때에는 거칠기가 채널전체의 난류구조에 영향을 주고 있으며, α 가 작을수록 내벽의 측정치는 매끈한 이중관과 일치하였다.

(5) 난류 전단응력의 분포는 α 가 커질수록 매끈한 이중관의 경우와 차이가 커짐을 알 수 있었다.

참고문헌

- (1) Brighton, J. A. and Jones, J. B., 1964, "Fully-Developed Turbulent Flow in Annuli," *J. Basic Engng*, D86, p. 835.
- (2) Rehme, K., 1974, "Turbulent Flow in Smooth Concentric Annuli with Small Radius Ratios," *J. Fluid Mech.*, Vol. 64, pp. 263.
- (3) Brighton, J. B., 1963, "The Structure of Fully Developed Turbulent Flow in Annuli," Ph. D. Thesis, Purdue University.
- (4) Kjellström, B. and Hedburg, S., 1966, "On Shear Stress Distributions for Flow in Smooth or Partially Rough Annuli," *AB Atomenergi, Studsvik, Rep.* AE-243.
- (5) Durst, F., 1968, "On Turbulent Flow through Annular Passages with Smooth and Rough Core," M. Sc. Thesis, Imperial College.
- (6) Lawn, C. J. and Elliott, C. J., 1971, "Fully Developed Turbulent Flow through Concentric Annuli," *C.E.G.B., Rep.* RD/B/N/1878.
- (7) 안수환, 이윤표, 김경천, 1993, 사각돌출형 표면거칠기가 있는 이중 난류유동과 열전달, 대한기계학회논문집, 제17권, 제5호, pp. 1294~1303
- (8) Kline, S. J. and Mcklintock, F. A., "Describing

- Uncertainties in Single Sample Experiments," *Mechanical Engineering*, Vol. 75, pp. 3~8.
- (9) Laufer, J, 1954, "The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow," *N.A.C.A. Tech. Note*, No. 1174.
- (10) Hanjalic, K. and Launder, B. E., 1972, "Fully Developed Asymmetric Flow in a Plane Channel." *J. Fluid Mech.*, Vol. 51, Part 2, pp. 301~335.
- (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.