

〈論 文〉

내측원관이 회전하는 동심이중원관 사이의 난류 쿠에트 유동에 관한 연구

김광용* · 김진욱** · 조용철***

(1991년 8월 14일 접수)

Turbulent Couette Flow between Coaxial Cylinders with Inner Cylinder Rotating

Kwang-Yong Kim, Chin-Uk Kim and Yong-Chul Cho

Key Words : Turbulent Couette Flow(난류 쿠에트 유동), Hot-wire Anemometer(열선풍속계), Reynolds Stress Model(레이놀즈응력 모델), Curvature Correction(곡률수정), Taylor Vortex(테일러 와류), Turbulent Intensity(난류강도)

Abstract

Turbulent Couette flow between coaxial cylinders with inner one rotating has been investigated experimentally and numerically. The radius ratio of the coaxial cylinders is 0.43. Mean velocity and turbulent stresses have been measured by hot-wire anemometer in the range of Reynolds number based on the velocity at rotating wall and the radial distance between walls, 60,900~187,000. For the numerical computation, the Reynolds stress model has been used as a turbulence closure model. Measurements of mean velocity show that the velocity profile of wall layer largely deviates from universal logarithmic law due to the effect of streamline curvature, especially in the region near the stationary outer cylinder. The results computed with the Reynolds stress model agree well with the experimental data in the prediction of circumferential intensity of turbulent fluctuations. However, the computed level of radial intensity is much higher than the measurement. Curvature-corrected versions of the Reynolds stress model improves the prediction of turbulent intensities, but the results are not fully satisfactory.

기 호 설 명

<p>f : 벽감쇠 합수</p> <p>G : 단위길이, 단위 라디안당의 토크</p> <p>h : $R_0 - R_I$</p> <p>k : 난류 운동에너지</p> <p>p : 변동압력</p> <p>P, P_{ij} : 각각 k와 $\overline{u_i u_j}$의 생성율</p> <p>r : 반경방향 좌표</p>	<p>Re : 레이놀즈수 ($= W_I h / \nu$)</p> <p>R_I, R_0 : 각각 동심원관의 내측과 외측반경</p> <p>Ta : 테일러수 ($= 2Re^2(1-\eta)/(1+\eta)$)</p> <p>u, v, w : 각각 축방향, 반경방향 및 원주방향 변동속도</p> <p>u_i, U_i : 각각 난류 변동속도와 평균속도</p> <p>W : 원주방향 평균속도</p> <p>W_I : 회전벽면의 속도</p> <p>y : 벽으로부터의 거리</p> <p>δ_{ij} : Kronecker delta</p> <p>ϵ : k의 소멸률</p>
---	---

*정회원 인하대학교 기계공학과

**정회원 인하대학교 기계공학과 대학원

***정회원 인하대학교 기계공학과

- η : R_i/R_o
 ν : 동점성계수
 ρ : 유체의 밀도

1. 서 론

G.I. Taylor에 의한 연구⁽¹⁾ 이래 동심원관 (coaxial cylinders) 내 쿠에트유동 (Couette flow)의 불안정성에 대해서는 Diprima와 Swinney⁽²⁾에 의해 조사된 바와 같이 많은 이론 및 실험적 연구가 있어 왔다. 내측원관이 고정된 경우에는 곡률의 영향이 유동이 안정되도록 작용하지만, 외측원관이 고정되어 있을 경우에는 반대로 유동이 불안정하게 되도록 작용한다. 본 연구는 후자의 경우에 대하여 수행하였다.

반경비가 2/3인 동시원관 사이의 쿠에트유동에 대한 Smith와 Townsend⁽³⁾의 실험은 상대적으로 높은 레이놀즈수에서의 유동형태 (flow mode)의 전형적인 천이를 보여주고 있다. 그들의 측정은 회전 벽면의 속도와 두 벽면사이의 반경방향 거리를 기준으로한 레이놀즈수 80,000에서 나선형 와류 (toroidal eddy)만에 의한 반경방향의 변동강도 (intensity of fluctuation)는 난류와 나선형와류의 합에 의한 같은 방향 변동강도에 비해 유동중심부에서 1/10정도임을 보여준다. 이는 toroidal eddy가 이 레이놀즈수에서 완전 불규칙 난류유동 (fully irregular turbulent flow) 속으로 사라져 감을 의미한다. Smith와 Townsend⁽³⁾는 레이놀즈수 51,600에서 전체운동의 변동강도뿐만 아니라 나선형 와류만에 의한 변동강도성분들의 측정치를 발표하였다.

등방성 와점성계수 (isotropic eddy viscosity) 가정에 기초한 저차 난류단합모델 (lower order turbulent closure model)인 표준 $k-\epsilon$ 모델은 곡률효과를 충분히 반영하지 못하고 있다. 반면, 레이놀즈응력 모델과 같은 2차의 난류모델은 곡률효과를 위한 부가적인 수정을 요구하지 않는 것으로 알려져 있다. 그러나, 선회 분류⁽⁴⁾와 같은 몇몇 복잡한 유동의 계산에서 Launder등⁽⁵⁾에 의해 개발된 재래의 레이놀즈응력 모델이 평균속도 및 난류 응력항들에 미치는 곡률의 영향을 적절히 예측하지 못함을 발견하였다. Gibson과 Younis⁽⁶⁾는 Launder등⁽⁵⁾의 모델에서 유선곡률의 영향은 레이놀즈응력 성분에 관한 식에서 압력-변형률 상관항 (pressure-strain

correlation)의 평균변형률 부분 (mean-strain part)이 감소되고 난류 부분이 증가할 때 더 적절히 예측된다고 주장하였다. 또한 그들은 각종 전단유동들의 측정에서 얻어진 간단한 관계식으로부터 새로운 모델상수들을 결정하였다.

본 연구에서는 레이놀즈응력 모델이 곡률효과에 대한 추가적인 수정을 요구하는 지를 알기 위하여 유선곡률에 의해 영향을 받는 원형 쿠에트 유동에 대해 수치계산을 수행하고, 이 결과를 측정된 실험치와 비교하였다. 본 연구의 실험에서는 완전 난류 영역에서 난류평균속도와 난류응력성분들을 측정하였다. 수치계산에 있어서는 레이놀즈응력 모델에 대하여 Gibson과 Younis⁽⁶⁾가 곡률효과를 고려해 제안한 새로운 모델상수를 기존의 모델상수와 함께 적용하여 그 결과를 비교하였다. 계산된 결과를 본 실험의 측정치와 아울러 함께 Smith와 Townsend의 측정치⁽³⁾와도 비교하였다.

2. 실험장치 및 방법

동심원관 사이의 환상공간에서의 평균속도 및 난류속도 상관치들에 대한 측정을 수행하였다. 외경이 98.75mm인 내측원관은 2070rpm까지 회전속도를 낼 수 있으며, 외측원관은 내경이 230.0mm로서 정지되어있다. 원관의 길이는 0.92m이다. 작동 유체는 20°C의 공기이다. Smith와 Townsend⁽³⁾에 의해 보고된 바처럼 나선형 와류가 저속의 축방향 유동과 함께 움직일 수 있도록 원형의 다이어프램 (diaphragm)으로 원관 양쪽 끝을 부분적으로 막아 놓았다. 측정에는 정온형 열선풍속계 (KANOMAX model 7221)를 사용하였다. 난류응력들에 대한 측정에는 직경이 5 μ m인 X형 열선 probe (model 0249R)를 사용하였고, 벽근처에서의 평균속도는 I형의 경계층용 열선 probe (model 1218)를 사용하여 측정하였다. probe들은 열선풍속계에서 과열비 1.5로 작동되도록 하였다.

3. 난류모델

원형 쿠에트유동에 대한 평균 운동량 방정식은 다음과 같다.

$$r^2 \overline{vw} - \nu r^3 \frac{d}{dr} \left(\frac{W}{r} \right) = G \quad (1)$$

여기서 단위라디안에 대한 단위실린더 길이에 전달되는 운동학적 토크(kinematic torque)인 G 는 일정하다.

난류에 대한 레이놀즈응력 닫힘모델은 레이놀즈응력 성분인 $-\rho \overline{u_i u_j}$ 에 대한 다음과 같은 방정식을 쓴다.

$$\begin{aligned} \frac{D \overline{u_i u_j}}{Dt} = & -\frac{\partial}{\partial x_n} (\overline{u_i u_j u_n}) - \left(\overline{u_j u_n} \frac{\partial U_i}{\partial x_n} + \overline{u_i u_n} \frac{\partial U_j}{\partial x_n} \right) \\ \text{대류항} & \quad \text{확산항} \quad \text{생성항}(P_{ij}) \\ & + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (2) \\ \text{압력-변형률} & \quad \text{소멸항} \\ \text{상호작용항} & (\Phi_{ij}) \end{aligned}$$

본 연구에서의 압력-변형률 상호작용항에 대한 모델은 Launder 등⁽⁵⁾과 Gibson과 Launder⁽⁷⁾의 다음과 같은 제안에 기초하였다.

$$\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,3} \quad (3)$$

$$\text{여기서 } \Phi_{ij,1} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} (\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k)$$

$$\Phi_{ij,2} = -C_2 (P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{ij,3} = & C_1' \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_n^2} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_n u_i} \delta_{nj} \right. \\ & \left. - \frac{3}{2} \overline{u_n u_j} \delta_{ni} \right) f + C_2' (\Phi_{nn,2} \delta_{ij} \\ & - \frac{3}{2} \Phi_{ni,2} \delta_{nj} - \frac{3}{2} \Phi_{nj,2} \delta_{ni}) f \end{aligned}$$

여기서 마지막 항 $\Phi_{ij,3}$ 는 고체 벽면의 영향을 나타내며 f 는 곧 이어 정의할 벽값쇠함수(wall damping function)이다. 아래첨자 n 은 벽에 수직인 방향을 나타낸다.

확산항에 대해서는 Daly와 Harlow⁽⁸⁾의 단순구배 모델(simple gradient model)이 다음과 같이 적용된다.

$$-\overline{u_i u_j u_n} = C_s \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_n u_i} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_n} \quad (4)$$

높은 레이놀즈수에 대한 모델이 적용되지 않는 벽근처의 낮은 레이놀즈수 영역에서는 일반적인 벽속도법칙에 근거한 벽함수(wall function)가 사용되었다. 또한 벽영역 밖에서는 $r^2 \overline{vw}$ 가 일정하다고 가정하였다. 결과적으로, 대류항이 무시되는 원형 쿠테유동에서 4개의 영이 아닌 응력성분들에 대한 방정식은 다음과 같이 쓰여진다.

(1) $\overline{u^2}$ 방정식

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(C_s r \frac{k}{\varepsilon} \overline{v^2} \frac{d \overline{u^2}}{dr} \right) - \frac{2}{3} \varepsilon \\ & - C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u^2} - \frac{2}{3} k \right) + \frac{2}{3} C_2 P \\ & + C_1' \frac{\varepsilon}{k} \overline{v^2} f - C_2 C_2' \left(2 \overline{vw} \frac{W}{r} - \frac{2}{3} P \right) f \quad (5) \end{aligned}$$

(2) $\overline{v^2}$ 방정식

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\left(C_s r \frac{k}{\varepsilon} \left[\overline{v^2} \frac{d \overline{v^2}}{dr} - 2 \frac{(\overline{vw})^2}{r} \right] \right) \right] \\ & - \frac{2}{r} C_s \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{vw} \frac{d \overline{vw}}{dr} + \overline{w^2} \frac{\overline{v^2} - \overline{w^2}}{r} \right) \\ & + 4 \overline{vw} \frac{W}{r} - \frac{2}{3} \varepsilon - C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{v^2} - \frac{2}{3} k \right) \\ & - C_2 \left(2 \overline{vw} \frac{W}{r} - \frac{2}{3} P \right) - 2 C_1' \frac{\varepsilon}{k} \overline{v^2} f \\ & + 2 C_2 C_2' \left(2 \overline{vw} \frac{W}{r} - \frac{2}{3} P \right) f \quad (6) \end{aligned}$$

(3) $\overline{w^2}$ 방정식

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[C_s r \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{v^2} \frac{d \overline{w^2}}{dr} + 2 \frac{(\overline{vw})^2}{r} \right) \right] \\ & + \frac{2}{r} C_s \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{vw} \frac{d \overline{vw}}{dr} + \overline{w^2} \frac{\overline{v^2} - \overline{w^2}}{r} \right) \\ & - 2 \overline{vw} \left(\frac{dW}{dr} + \frac{W}{r} \right) - \frac{2}{3} \varepsilon - C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{w^2} \right. \\ & \left. - \frac{2}{3} k \right) + C_2 \left(2 \overline{vw} \frac{dW}{dr} + \frac{2}{3} P \right) \\ & + C_1' \frac{\varepsilon}{k} \overline{v^2} f - C_2 C_2' \left(2 \overline{vw} \frac{W}{r} - \frac{2}{3} P \right) f \quad (7) \end{aligned}$$

(4) \overline{vw} 방정식

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[C_s r \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{v^2} \frac{d \overline{vw}}{dr} + \overline{vw} \frac{\overline{v^2} - \overline{w^2}}{r} \right) \right] \\ & + \frac{C_s k}{r \varepsilon} \left(\overline{vw} \frac{d(\overline{v^2} - \overline{w^2})}{dr} \right) \\ & - 4 \overline{w^2} \frac{\overline{vw}}{r} - (\overline{v^2} - 2 \overline{w^2}) \frac{W}{r} - \overline{v^2} \frac{dW}{dr} - \frac{2}{3} \varepsilon \\ & - C_1 \frac{\varepsilon}{k} \overline{vw} - C_2 \left(\overline{w^2} \frac{W}{r} - \overline{v^2} \frac{dW}{dr} \right) \\ & - \frac{3}{2} C_1' \frac{\varepsilon}{k} \overline{vw} f + \frac{2}{3} C_2 C_2' \left(\overline{w^2} \frac{W}{r} - \overline{v^2} \frac{dW}{dr} \right) f \quad (8) \end{aligned}$$

여기서 난류 운동에너지의 생성률 P 는 다음과 같다.

$$P = -\overline{vw} \left(\frac{dW}{dr} - \frac{W}{r} \right) \quad (9)$$

소멸률 ε 에 대한 방정식은 Launder 등⁽⁵⁾에 의해 제시되었던 것과 기본적으로 같은 것으로 원형 쿠테유동에서는 다음과 같이 쓰여진다.

$$0 = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(C_r r \frac{k}{\varepsilon} \overline{v^2} \frac{d\varepsilon}{dr} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (10)$$

벽근처의 평형층(equilibrium layer) ($P=\varepsilon$)에서의 소멸율은 $u_i^2/\kappa y$ 와 같도록 정하였다. 여기서 κ 는 von Kármán 상수(=0.41)이다.

모델상수는 Gibson과 Launder⁽⁶⁾에 의해 제시된 것과 같게 놓았다. : $C_1=1.8$, $C_2=0.6$, $C_1'=0.5$, $C_2'=0.3$, $C_s=0.22$, $C_\varepsilon=0.18$, $C_{\varepsilon 1}=1.45$, $C_{\varepsilon 2}=1.9$. Gibson과 Younis⁽⁶⁾가 유선곡률이 있는 유동에 대해 사용한 다른 모델상수들도 본 연구에서 시험하였다. : $C_1=3.0$, $C_2=0.3$, $C_1'=0.75$, $C_2'=0.5$, $C_s=0.22$, $C_\varepsilon=0.15$, $C_{\varepsilon 1}=1.4$, $C_{\varepsilon 2}=1.8$.

Launder 등⁽⁵⁾은 압력-변형률 상호작용모델에서 벽면효과를 반영하는 벽감쇠함수 f 는 l/y 에 비례하는, 즉 $f=\alpha l/y$ 이고 l 은 $k^{3/2}/\varepsilon$ 로서 정의되는 길이 차원임을 가정하였다. 계수 α 는 f 가 벽근처 equilibrium layer에서 1이 되도록 다음과 같이 조정된다.

$$f_I = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y \varepsilon}, \quad f_E = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa (h-y) \varepsilon} \quad (11)$$

여기서 f_I 와 f_E 는 각각 내측벽과 외측벽에서의 벽감쇠함수이다. y 는 내측벽으로부터의 거리이고, h 는 내측벽과 외측벽 사이의 반경방향 거리이다.

$C_\mu^{1/2}$ 는 0.26으로 벽근처에서 적당한 난류 수준을 부여하도록 선정된다.

두변면이 영향을 미치는 2차원 channel 유동에 대해 Launder 등⁽⁵⁾은 $f=f_I+f_E$ 로 벽감쇠 함수를 단순히 중첩할 것을 제안하였다. 그러나, 평면 쿠에트유동의 경우에 김⁽⁹⁾은 양쪽 벽영향의 단순중첩은 유동중심선 부근에서 f 값이 매우 높아지고 그 값을 1을 크게 상회한다고 발표하였다. 이러한 물리적으로 타당치 않은 결과를 개선하기 위하여 김

⁽⁹⁾은 y 에 따른 f 값의 빠른 감소를 가져오는 다음과 같은 보정식을 제안하였다.

$$f = f_I \left(1 - \frac{y}{h}\right)^2 + f_E \left(\frac{y}{h}\right)^2 \quad (12)$$

수치계산을 위해서는 4개의 미분방정식, 즉, $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$, ε 방정식을 풀어야한다. 또한 평균 속도(W)는 \overline{uv} 방정식으로부터 구해진 dW/dr 식에서 구해진다. G 값을 바꿔가며, 주어진 벽의 회전속도가 얻어질 때까지 반복계산을 수행한다. 측정된 G 값의 평균치는 계산의 초기치로서 유용하다. 계산될 미분방정식들은 다음과 같은 일반적인 형태를 갖게된다.

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\Gamma_\phi r \frac{d\phi}{dr} \right] + S_\phi = 0 \quad (13)$$

여기서 ϕ 는 종속변수이고, Γ_ϕ 는 교환계수, S_ϕ 는 source항이다. 해를 구하는 과정은 tri-diagonal matrix 알고리즘은 이용한 control volume formulation 방법⁽¹⁰⁾에 기초하였다.

4. 결과 및 고찰

네가지 다른 레이놀즈수, 60, 900, 88, 380, 128, 500, 187, 300에 대한 평균속도를 측정하였다. 실험 조건은 Table 1에 요약하였다.

Fig. 1과 2는 각각 평균속도와 평균각운동량의 분포를 보여준다. Fig. 1에서 보여진 바와 같이 재래의 레이놀즈응력 모델⁽⁶⁾을 이용한 계산치는 평균 속도의 예측에서 실험치와 회전하는 내측벽 근처에서 다소의 차이를 나타내고 있다. 이 차이는 계산에서 사용된 일반적인 벽법칙이 곧이어 고찰되어지는 바와 같이 유선곡률에 의하여 영향을 받는 유동

Table 1 Experimental conditions

	Smith and Townsend ⁽⁹⁾	Present experiment			
R_I, R_0 (mm)	152.5, 228.5	98.75, 230.0			
$\eta=R_I/R_0$	0.667	0.429			
W_I (m/s)	9.8	6.960	10.10	14.68	21.41
Re	51,600	60,900	88,380	128,500	187,300
Ta	1.065×10^9	2.964×10^9	6.242×10^9	1.320×10^{10}	2.804×10^{10}

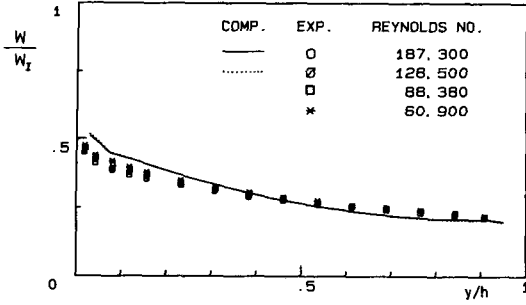


Fig. 1 The distributions of mean circumferential velocity

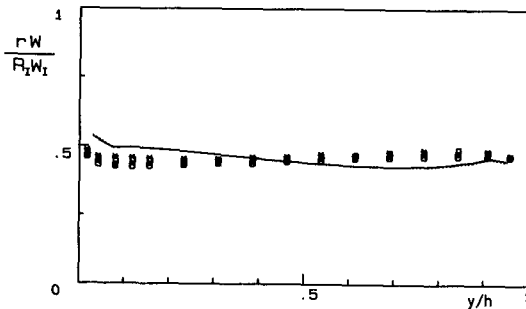


Fig. 2 The mean angular momentum profiles (symbols are same as in Fig. 1)

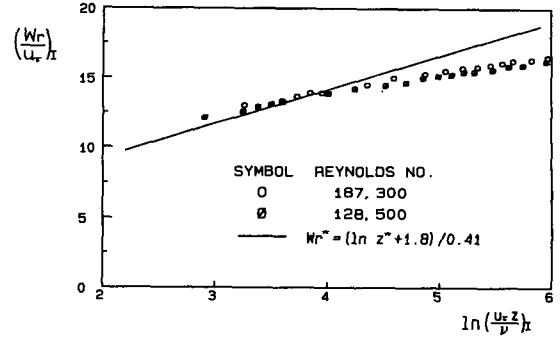


Fig. 3 The mean velocity profiles near inner wall

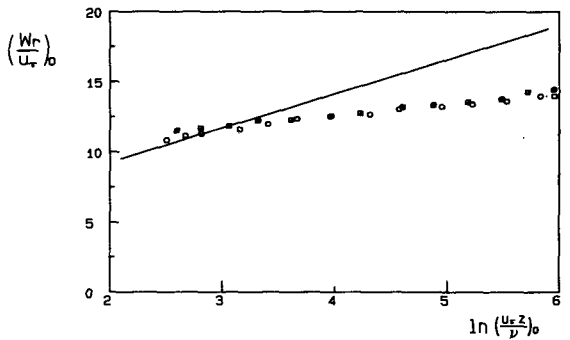


Fig. 4 The mean velocity profiles near outer wall (symbols are same as in Fig. 3)

장에서는 수정될 필요가 있음을 보여주고 있다. 측정된 평균속도 분포는 레이놀즈수가 증가함에 따라 지시된 범위내에서는 크게 변화하고 있지 않다. 유동중심영역에서 무차원 각운동량은 0.45와 0.5 사이에서 변하고 각운동량의 변화율 $d(Wr)/dr$ 은 항상 양이다. 그러나, 계산된 결과는 이런 점에서 실험치와 반대경향을 나타낸다.

벽 가까운 곳에서 평균속도의 측정치들이 Fig. 3과 4에 그려져 있다. 이전의 연구⁽³⁾에서 지적된 것처럼 벽근처로 갈수록 전단효과가 지배하는 반면 곡률효과는 벽에서 떨어질수록 더 중요하게 되어 측정치는 다음과 같이 쓰여지는 일반적인 로그 속도 분포로부터의 차이를 보이고있다.

$$\frac{W_r}{u_r} = \frac{1}{\kappa} (\ln \frac{u_r z}{\nu} + A)$$

여기서 u_r 는 마찰속도이고 W_r 은 벽에서 떨어진 거리 z 에서의 유체의 상대속도이다. Fig. 3과 Fig. 4에서의 직선은 상수 $\kappa=0.41$, $A=1.8$ 인 로그법칙을 표시한다. 정지된 외측벽 근처의 속도분포(Fig. 4)는 속도구배가 상대적으로 큰 회전하는 내측벽

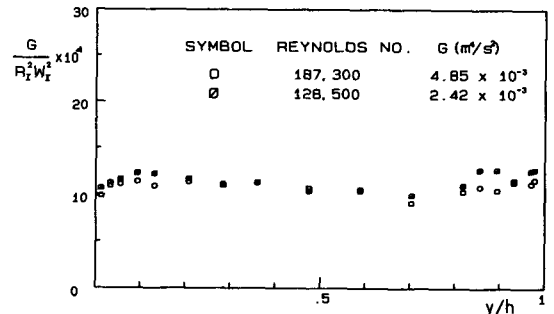


Fig. 5 The distributions of $G = r^2 v w$

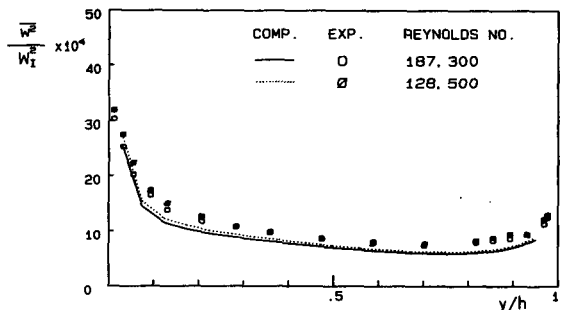


Fig. 6 The circumferential turbulent intensity profiles

근처의 분포(Fig. 3)보다 유선곡률의 영향을 더 받고 있다.

Fig. 5는 $G=r^2\overline{vw}$ 의 측정치를 보여주고 있으며 그 값은 반경방향으로 거의 일정하다. $G(m^4/s^2)$ 값에 대한 실험치의 평균값은 2.42×10^{-3} ($Re=128,500$) 및 4.85×10^{-3} ($Re=187,300$)으로서 계산치 1.92×10^{-3} 및 3.75×10^{-3} 보다 높게 나타났다.

Fig. 6과 7에서는 본 실험에서 측정된 난류강도들을 벽감쇠합수를 수정한 식(12)을 사용한 레이놀즈 응력모델의 계산치와 비교하였다. 측정이 이루어진 레이놀즈수($Re=128,500$ 및 $187,300$)는 Smith와 Townsend의 실험($Re=5.16 \times 10^4$)⁽³⁾에서보다 훨씬 높으므로 완전히 불규칙적인 난류운동이 일어날 것으로 본다. 계산된 난류강도는 원주방향의 실험치와 잘 일치하고 있다(Fig. 6). 그러나, 반경방향으로는 계산치가 실험치보다 매우 높게 나타난다(Fig. 7).

Fig. 8에서 Fig. 11까지에서는 난류운동에너지 및 3가지 난류강도들의 계산된 결과를 Smith와 Townsend⁽³⁾의 실험치와 비교하였다. 본 연구에서는 난류와 나선형 와류가 혼합된 변동강도치와 순수한 난류강도치의 차이를 보기 위하여 실험치를

재구성하였다. 강도치에 미치는 나선형 와류의 영향은 원주방향으로는 나타나지 않는다(Fig. 9). 그러나, 반경방향 분포에 있어서는 유동중심영역에서 큰 차이가 보여지고(Fig. 10), 축방향 강도에서의 차이는 벽 가까운 곳에서 나타난다(Fig. 11), Fig. 8은 레이놀즈응력모델이 $k-\epsilon$ 모델보다 난류운동에너지의 예측에 있어 우수함을 보이고 있으며, 벽감쇠합수 f 의 변경이 평면 쿼에트유동⁽⁹⁾의 경우와는 달리 계산결과에 큰 영향을 미치지 않음을 보여준다. 측정 및 계산된 분포의 차이(Figs. 9와 10)는 이전 경우(Figs. 6과 7)와 정성적으로 같게 나타났

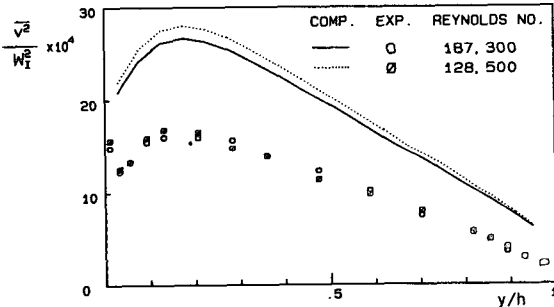


Fig. 7 The radial turbulent intensity profiles

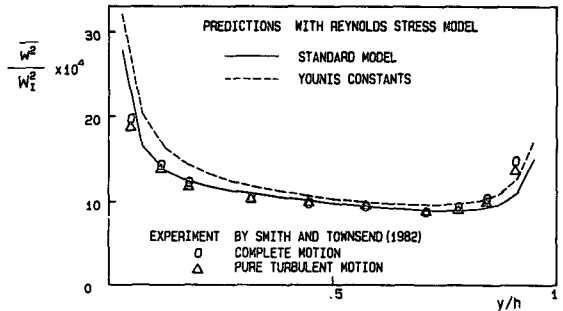


Fig. 9 The circumferential turbulent intensity profiles

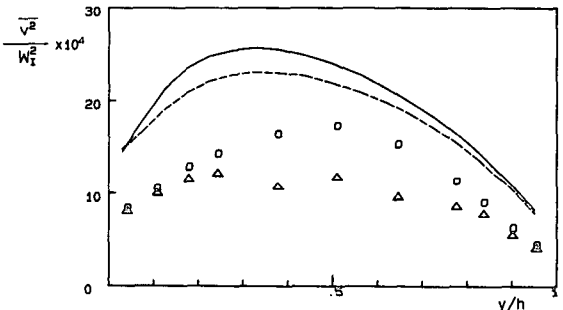


Fig. 10 The radial turbulent intensity profiles (symbols are same as in Fig. 9)

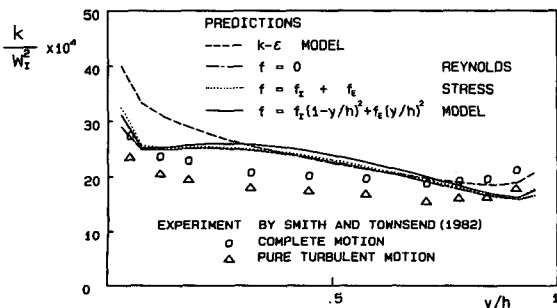


Fig. 8 The distributions of turbulent kinetic energy

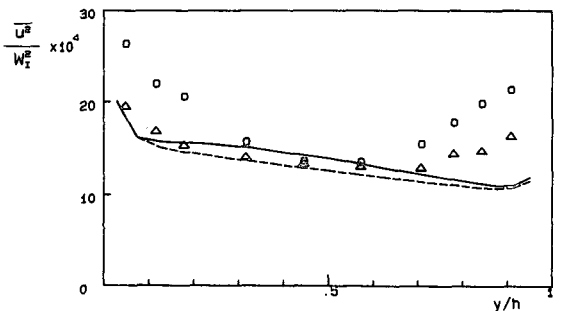


Fig. 11 The axial turbulent intensity profiles (symbols are same as in Fig. 9)

다. Fig. 11에서 레이놀즈응력모델은 순수난류운동의 영향만을 반영하고 있다. Gibson과 Younis의 수정⁽⁶⁾은 Fig. 9와 10에서처럼 계산치를 개선하였다. 계산된 난류강도의 최대수준은 수정된 모델에 의해 다소 낮아졌으나, 아직도 실험치와의 비교에서는 큰 차이가 있다(Fig. 10). 축방향 강도 분포 또한 마찬가지로 나아졌지만, 외측벽 근처에서의 분포는 전혀 개선되지 않았다(Fig. 11).

5. 결 론

동심원관 사이에서 내측 원관이 회전하는 난류 쿠퍼트유동에 대한 실험 및 수치해석이 수행되었다. 평균속도를 측정된 결과들은 벽으로부터 거리가 증가할수록 유선곡률의 영향이 커져서 일반적인 벽법칙과의 차이가 유발됨을 보여주었고, 정지된 벽근처의 유동층이 회전하는 벽근처의 유동층보다 유선곡률에 의해 더 영향을 받음을 보여주었다. 원주방향의 난류강도의 예측에 있어 레이놀즈응력모델의 계산결과는 실험치와 잘 일치하고 있다. 그러나, 반경방향 강도의 계산치는 측정치보다 매우 높게 나타난다. 이와 비슷한 경향은 Smith와 Townsend⁽⁶⁾가 측정된 나선형 와류가 여전히 존재하는 상대적으로 낮은 레이놀즈수에서의 실험치들과의 비교에서도 볼 수 있었다. 레이놀즈응력 모델은 난류운동에너지의 예측에 있어, 특히 회전하는 벽근처에서 표준 $k-\epsilon$ 모델보다 우수하였다. 레이놀즈응력모델에서의 곡률에 대한 영향을 밝히기 위해 Gibson과 Younis의 상수들⁽⁶⁾을 적용하였으나, 난류강도의 예측에서 개선 정도는 만족스럽지 못했다. 결과적으로 레이놀즈응력모델의 곡률수정은 필요하며 이를 위한 새로운 수정방법의 개발이 요구된다. 레이놀즈응력모델에 대한 더욱 광범위한 평가를 위해서는 3차 속도상관값들을 포함한 완전한 난류성분의 측정이 필요하다. 아울러, 추후의 연구에서 압력-변형률 상호작용에 대한 Launder등⁽⁵⁾이 제안한 두가지 모델의 성능비교도 추가적으로 수행될 필요가 있을 것이다.

후 기

본 연구는 1990년도 한국과학재단 일반 기초연구

비(901-0902-011-1) 지원에 의해 수행되었음을 밝히며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Taylor, G.I., 1923, "Stability of a Viscous Liquid Contained between Two Rotating Cylinders," *Phil. Trans. Royal Soc. London*, A.223, pp. 289~343.
- (2) Diprima, R.C. and Swinney, H.L., 1985, "Hydrodynamic Instabilities and the Transition to Turbulence," Springer-Verlag, pp. 139~180.
- (3) Smith, G.P. and Townsend, A.A., 1982, "Turbulent Couette Flow between Concentric Cylinders at Large Taylor Numbers," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 123, pp. 187~217.
- (4) Launder, B.E. and Morse, A.P., 1979, "Numerical Prediction of Axisymmetric Free Shear Flows with a Reynolds Stress Closure," *Turbulent Shear Flows I*, Springer-Verlag, pp. 279~294.
- (5) Launder, B.E., Reece, G.J. and Rodi, W., 1975, "Progress in the Development of a Reynolds Stress Turbulence Closure," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 7, pp. 537~566.
- (6) Gibson, M.M. and Younis, B.A., 1986, "Calculation of Swirling Jets with a Reynolds Stress Closure," *Physics of Fluids*, Vol. 29, No. 1, pp. 38~48.
- (7) Gibson, M.M. and Launder, B.E., 1978, "Ground Effects on Pressure Fluctuations in Atmospheric Boundary Layer," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 86, pp. 491~511.
- (8) Daly, B.J. and Harlow, F.H., 1970, "Transport Equations in Turbulence," *Physics of Fluids*, Vol. 13, pp. 2634~2649.
- (9) Kim, K.Y., 1990, "On Modelling Plane Turbulent Couette Flow," *KSME Trans.*, Vol. 14, No. 4, pp. 990~999.
- (10) Patankar, S.V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow," McGraw-Hill.