

안쪽 실린더가 회전하는 동심 환형관 내 난류 유동의 대형 와 모사

정 서 윤*·성 형 진†

(2003년 11월 8일 접수, 2004년 3월 2일 심사완료)

Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow in a Concentric Annulus with Rotation of the Inner Cylinder

Seo Yoon Chung and Hyung Jin Sung

Key Words: Large Eddy Simulation(대형 와 모사), Concentric Annulus(동심 환형관), Turbulent Rotating Flow(난류 회전 유동), Centrifugal Instability(원심성 불안정성)

Abstract

A large-eddy simulation is performed for turbulent flow in a concentric annulus with the inner wall rotation at $Re_{Dh}=8900$ for three rotation rates $N=0.2145, 0.429$ and 0.858 . Main emphasis is placed on the inner wall rotation effect on near-wall turbulent structures. Near-wall turbulent structures close to the inner wall are scrutinized by computing the lower-order statistics. The anisotropy invariant map for the Reynolds stress tensor and the invariant function are illustrated to reveal the altered anisotropy in turbulent structure. Probability density functions of the splat/anti-splat process are explored to develop a sufficiently complete picture of the contributions of the flow events to turbulent production. The present numerical results show that the altered turbulent structures may be attributed to the centrifugal instability, which leads to the augmentation of sweep and ejection events.

1. 서 론

안쪽축이 회전하는 동심 환형관 유동은 터보 기계, 베어링, 회전 열교환기, 석유 굴착 작업 같은 많은 공학적 문제에 응용된다. 특히 굴착작업에서 생기는 굴착물 이송과 드릴 작업시 생기는 마찰열, 드릴의 마모 등의 문제를 해결하는데 환형관 내 회전 유동에 대한 연구가 필요하다고 할 수 있다. 그리고 환형관 내 회전 유동은 공학적

인 응용 측면 뿐만 아니라 삼차원 난류 경계층의 특성을 연구하는데도 많은 도움이 된다.

지금까지 안쪽축이 회전하는 동심 환형관 내 유동에 대한 연구는 주로 실험적으로 이루어졌다. Taylor⁽¹⁾는 회전하는 두 실린더 사이의 유동의 안정성에 대해 조사했다. 그는 바깥쪽축이 회전하고 안쪽축이 정지해 있을 때는 유동이 안정되고, 반대로 안쪽축이 회전하고 바깥쪽축이 고정된 상태에서는 축회전수가 증가할수록 원심력에 의한 Taylor 와(Taylor vortex)의 발생으로 유동교란이 증진된다는 것을 최초로 규명했다. Kaye와 Elgar⁽²⁾는 환형관 내에 축방향 유동과 안쪽축 회전으로 인한 유동이 동시에 존재할 때 층류; Taylor 와를 동반한 층류; 난류; Taylor 와를 동반한 난류, 이상의 네 가지 유동 영역이 존재함을 확인하였다. Yamada⁽³⁾는 축방향 유동이 있는 환형관 내 회전 유동 연구에서 안쪽축 회전수가 증가할수록 압력 손실이 증가하고, 축방향 속도가

* 회원, 한국과학기술원 기계공학과

† 책임저자, 회원, 한국과학기술원 기계공학과

E-mail : hjsung@kaist.ac.kr

TEL : (042)869-3027 FAX : (042)869-5027

증가할수록 압력 손실이 감소함을 보였다. 최근 들어서는, Nouri와 Whitelaw⁽⁴⁾와 Escudier와 Gouldson⁽⁵⁾이 LDV(Laser Doppler Velocimetry)를 이용하여 평균 속도와 레이놀즈 응력(Reynolds stress)을 측정했다.

실험적인 연구 외에 해석적인 방법과 수치적인 방법을 이용한 연구도 진행되어 왔다. Sharma 등⁽⁶⁾은 혼합거리모델(mixing-length model)을 이용하여 회전율이 증가할수록 유동발달 길이가 줄어들고, 실린더 사이의 중심 영역에서 평균 각운동량이 거의 일정함을 확인했다. Torii와 Yang⁽⁷⁾과 Rothe와 Pfitzer⁽⁸⁾는 각각 $k-\epsilon$ model과 Reynolds stress model을 이용하여 Taylor 수의 증가에 따라 난류 운동 에너지와 열전달이 증대됨을 밝혔다.

문헌조사에 의하면, 안쪽축이 회전하는 동심 환형관 유동을 다루는 대부분 연구들은 평균 속도와 레이놀즈 응력과 같은 기본적인 통계량들만 제시하고 있다. 수치연구의 경우 기존의 난류모델을 사용하여 벽면 근처 난류 구조에 대한 자세한 정보를 나타내지 못했다. 최근 들어서, 직접수치모사(DNS)와 대형 와 모사(LES) 방법의 개발로 인해 난류 회전 유동과 같은 복잡한 유동 구조의 해석이 용이하게 되었다. 앞에서 언급한 바와 같이, 안쪽축이 회전하는 환형관 내 난류 유동은 삼차원 난류 경계층의 특성을 지닌다. Moin 등⁽⁹⁾은 횡방향 압력 구배를 가진 난류 채널 유동에 대한 DNS 연구에서 삼차원 난류 경계층의 여러 가지 특성을 밝힌 바 있다. 그들은 압력 변형(pressure strain)의 감소로 인한 난류 에너지의 감소, 구조 파라미터 a_1 의 감소 그리고 레이놀즈 응력각 γ_r 와 평균 속도 구배각 γ_g 의 차이를 확인했다. Coleman 등⁽¹⁰⁾은 횡방향 전단(spanwise shear)이 있는 채널 유동에 대한 DNS 해석을 통해 삼차원 효과로 인해 벽면 근처의 속도 띠 구조(streaky structure)와 흐름방향 와(streamwise vortex) 구조의 상호작용이 변형되고, 흐름방향 와 구조는 삼차원 효과를 직접적으로 받지 않는다고 주장했다. Kanepalli와 Piomelli⁽¹¹⁾는 난류 경계층 내에 횡방향 전단이 있는 유동에 대해 LES를 수행하여 선행연구들에서 주장한 사실을 확인하고 아울러 바깥층(outer-layer)에 있는 와 구조 역시 삼차원 효과로 인해 붕괴됨을 보였다. Orlandi와 Fatica⁽¹²⁾는 관내 회전 유동에 대한 DNS

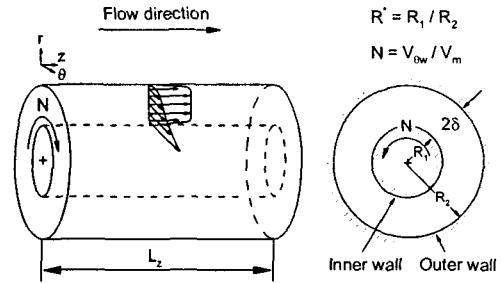


Fig. 1 Schematic diagram and coordinate system

연구에서 항력 감소와 채널과 경계층에서 나타난 공통적인 특성을 관찰하였다.

본 연구에서는 철면(convex surface)의 회전으로 인해 삼차원 경계층이 형성되므로, 채널과 관 내 유동에서 나타난 특성과 공통점·차이점을 동시에 지닐 것이라고 생각된다. 본 연구에서는 LES 기법을 이용하여 안쪽축 회전시 환형관 내 난류 구조의 변화를 규명하고자 한다. Fig. 1은 계산영역의 개략도를 나타낸 것이다. 반경비(R^*)는 0.5, 레이놀즈 수 (Re_{D_1})는 8900이고, 세가지 회전율 ($N(=V_{ow}/V_m)=0.2145, 0.429, 0.858$)에 대해 계산을 수행했다. 평균 속도와 난류 통계량을 구해서 $N=0.429$ 의 경우, 기존의 실험 데이터와 비교했고, 회전이 없는 경우의 DNS 데이터⁽¹³⁾와도 비교했다. 레이놀즈 응력에 대한 Anisotropy invariant map(AIM)을 통해 난류 구조의 비등방성을 관찰했으며, splat/anti-splat에 대한 확률 밀도 함수 조사를 통해 벽면 근처 난류 구조의 변화를 심도있게 다루었다.

2. 수치적 방법

2.1 지배방정식 및 동적 모델

LES에서는 유동 변수를 필터링(filtering)을 통해서 large-scale과 subgrid-scale(SGS)로 나누게 된다. 필터링을 적용한 연속 방정식과 Navier-Stokes 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{q}_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \bar{q}_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{q}_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\bar{q}_r}{Dt} &= -r \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \frac{\partial r \hat{\tau}_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \hat{\tau}_{r\theta}}{\partial \theta} + r \frac{\partial \hat{\tau}_{rz}}{\partial z} - \hat{\tau}_{\theta\theta}, \\ \frac{D\bar{q}_\theta}{Dt} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial r^2 \hat{\tau}_{r\theta}}{\partial r} + \frac{\partial \hat{\tau}_{\theta\theta}}{\partial \theta} + r \frac{\partial \hat{\tau}_{\theta z}}{\partial z}, \\ \frac{D\bar{q}_z}{Dt} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \hat{\tau}_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \hat{\tau}_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \hat{\tau}_{zz}}{\partial z}. \end{aligned} \quad (2)$$

여기서, (2)의 좌변항은,

$$\begin{aligned} \frac{D\bar{q}_r}{Dt} &= \frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{q}_r^2}{r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \bar{q}_\theta \bar{q}_r}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{q}_z \bar{q}_r}{\partial z} \\ &\quad - \frac{\bar{q}_\theta^2}{r^2}, \\ \frac{D\bar{q}_\theta}{Dt} &= \frac{\partial \bar{q}_\theta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{q}_r \bar{q}_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \bar{q}_\theta^2}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{q}_z \bar{q}_\theta}{\partial z} \\ &\quad + \frac{\bar{q}_r \bar{q}_\theta}{r^2}, \\ \frac{D\bar{q}_z}{Dt} &= \frac{\partial \bar{q}_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{q}_r \bar{q}_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \bar{q}_\theta \bar{q}_z}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{q}_z^2}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3)$$

으로 나타난다. 지배방정식은 $q_r = r \cdot v_r$

$q_\theta = r \cdot v_\theta$, $q_z = v_z$, $\hat{\tau}_{ij} = 2(1/Re + \nu_T) \bar{S}_{ij}$ 의 변수로 나타내며, v_r, v_θ, v_z 는 각각 반경방향, 원주방향, 축방향의 속도를 나타낸다. 모든 변수들은 특성 속도와 특성 길이로 무차원화 되었으며, Re 는 레이놀즈 수를 나타낸다. 변형을 텐서 (strain-rate tensor) S_{ij} 는 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} &\begin{pmatrix} S_{rr} & S_{r\theta} & S_{rz} \\ S_{r\theta} & S_{\theta\theta} & S_{\theta z} \\ S_{rz} & S_{\theta z} & S_{zz} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{\partial(q/r)}{\partial r} & \frac{1}{2} \left[r \frac{\partial(q\theta/r^2)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial q_r}{\partial \theta} \right] & \frac{1}{2} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial q_r}{\partial z} + \frac{\partial q_z}{\partial r} \right] \\ S_{r\theta} & \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial q_\theta}{\partial \theta} + \frac{q_r}{r^2} \right] & \frac{1}{2r} \left[\frac{\partial q_z}{\partial \theta} + \frac{\partial q_\theta}{\partial z} \right] \\ S_{rz} & S_{\theta z} & \frac{\partial q_z}{\partial z} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

난류 점성도 $\nu_T = C \bar{Z}^2 |\bar{S}|$ 로 나타내지고, 여기서 $|\bar{S}| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$ 이다. 모델 상수 C 는 Germano 등⁽¹⁴⁾과 Lilly⁽¹⁵⁾에 의해 제시된 동적 모델(dynamic model)에 의해 구해진다. 동적 모델에서는 모델 상수를 미리 지정하지 않고, 수치모사에서 나온 유동 변수에서 그 값을 결정하므로, 시간과 공간의 함수로 나타내어진다. 시험 필터(test filter)는 상자 필터(box filter)를 사용했고, 수치적 불안정성을 막기 위해, 전체 점성도 $1/Re + \nu_T$ 가 음의 값을 가지는 것을 방지했다.

2.2 수치적 방법

본 연구에서는 Kim 등⁽¹⁶⁾이 제시한 Navier-Stokes 방정식의 모든 항을 2차 정확도의 Crank-Nicolson 방법을 사용하여 완전 내재적 방법으로

Table 1 Grid resolution

N	0.2145	0.429	0.858
L_z^+	2923.20	3159.18	3552.12
L_θ^+	510.19	551.38	1239.92
L_r^+	886.62	915.21	1997.55
Δz^+	22.84	16.45	9.25
$(R_1 \Delta \theta)^+$	7.97	8.62	9.69
$(R_2 \Delta \theta)^+$	13.85	14.30	15.61
Δr_i^+	0.27	0.29	0.33
Δr_o^+	0.23	0.24	0.26
Δr_{max}^+	13.79	14.91	16.76
(N_r, N_θ, N_z)	(65,64,128)	(65,64,192)	(65,128,384)

시간과 공간에 대하여 동시에 차분하여 행렬식을 구성한 수치방법을 사용했다. 이 방법은 복잡한 난류 유동의 수치모사에서 정확도를 가지면서 대류항의 내재적인 처리로 인해 결합되는 속도 성분을 분리함으로써 반복적인 계산을 하지 않아서 계산시간을 단축시키는 효율적인 방법이라 할 수 있다.

2.3 경계조건 및 계산영역 결정

경계조건으로는 축방향과 원주방향으로 주기적인 경계조건이 사용되었다. 환형관 벽면에서는 점착(no-slip) 조건이 사용되었고 압력에 대해서는 Neumann 조건이 사용되었다. 축방향의 계산영역 길이는 18δ 이고, 원주방향으로는 $N=0.2145$, 0.429 일 때는 전체 단면의 $1/4$, $N=0.858$ 에 대해서는 전체 단면의 반에 해당하는 영역에 대해 계산을 수행했다. 속도 섭동량의 자체상관함수(auto correlation function)를 통해 축방향과 원주방향으로 주기적인 조건을 사용할 수 있다는 타당성을 확인했다. Table 1은 격자 정밀도를 나타낸 것이다. 여기서 R_1, R_2 는 각각 안쪽과 바깥쪽 실린더 반지름을 나타내고, N_r, N_θ, N_z 는 각각 반경방향, 원주방향, 축방향으로의 격자수를 나타낸다. 계산 격자는 주기적인 방향으로 균일격자를 사용했고, 반경방향으로는 hyperbolic tangent 함수를 이용한 불균일격자를 사용했다.

3. 수치결과

3.1 평균 유동장 및 이차 난류 통계량

Table 2는 평균 유동장의 파라미터를 나타낸

Table 2 Mean flow parameters

N	0.2145	0.429	0.858
Ta	954.53	1909.05	3818.10
Re _r (Inner)	162.40	175.51	197.34
Re _r (Outer)	141.11	145.66	158.96
C _f	0.008913	0.009861	0.012048

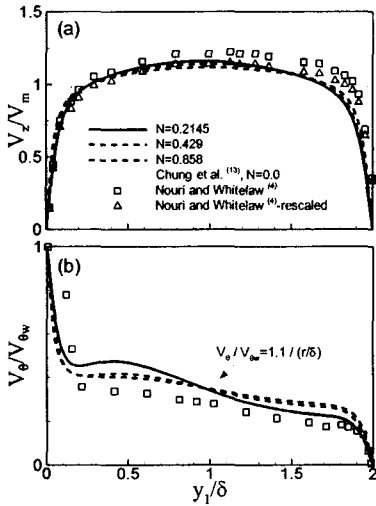


Fig. 2 Distributions of mean streamwise velocity and azimuthal velocity

것이다. 여기서 Taylor 수 Ta 는 $Ta = [(R_2 - R_1) / R_1]^{1/2} V_{\theta w} (R_2 - R_1) / \nu$ 로 나타내어진다. Table 2에서 표면 마찰 계수 (C_f) 값이 안쪽축이 정지했을 때보다 안쪽축이 회전시 더 크게 나타나고, 회전율이 증가할수록 그 차이가 더 두드러짐을 알 수 있다. 이것은 기존의 실험적, 수치적 연구에서 지적된 바 있으며 안쪽축 회전에 의한 유동의 불안정성 증가의 결과로 나타난 것이다.

Fig. 2(a)와 (b)는 각각 흐름방향과 원주방향의 평균 속도 분포를 나타낸 것이다. $N=0.429$ 인 경우 기존의 실험 데이터⁽⁴⁾와 비교하였다. Fig. 2(a)에서 실험치가 수치결과보다 더 크게 나타나는데 이것은 실험측정의 오차에서 기인한 것으로 보인다. 그 이유로 반경방향으로 실험데이터를 적분한 양이 실험치의 경우 1보다 크게 나타나는 것에 비해 수치결과는 정확히 1을 나타내는 것을 들 수 있다. 중심 영역에서 최대 속도를 보이는 지점에서 수치결과와 실험데이터의 비를 고려

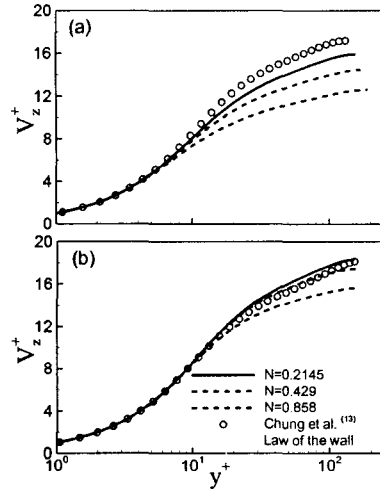


Fig. 3 Mean velocity distributions for the law of the wall: (a) near the inner wall, (b) near the outer wall

하여 실험 데이터를 재구성하면 수치결과와 거의 일치하는 것을 볼 수 있다. 그리고 흐름방향 평균 속도 분포는 Nouri와 Whitelaw⁽⁴⁾가 지적한 바와 같이 회전율이 증가할수록 편평해진다 것을 알 수 있다. 원주방향의 속도 분포에서는 $N=0.429$ 일 때와 $N=0.858$ 일 때 속도 분포가 거의 일치하고, $y_1/\delta \approx 0.7 \sim 1.8$ 영역에서 반경에 반비례함을 볼 수 있다. 반대로, 벽면 근처에서는 속도 분포의 변화가 심하게 나타난다. 중심 영역에서 속도분포는 평균 각운동량이 일정하다는 것을 나타내는 것으로 이전의 수치연구⁽⁶⁾에서 언급된 바 있다.

Fig. 3은 마찰 속도로 무차원화된 축방향 평균 속도 분포를 나타낸 것이다. Fig. 3(a)의 안쪽 벽 근처에서는 회전율의 증가에 따른 마찰 속도의 증가로 로그 영역에서 속도 기울기에 줄어든 반면 Fig. 3(b)의 바깥쪽 벽 근처에서는 회전율에 따른 차이가 크게 나타나지 않았다.

Fig. 4는 속도 성분의 섭동량에 대한 r.m.s. (root-mean-square) 값을 나타낸 것이다. $N=0.429$ 일 때는 평균 속도와 마찬가지로 기존의 실험 데이터와 비교했고, 바깥쪽 벽 근처에서의 차이에도 불구하고 비교적 만족할 만한 결과를 얻었다. 안쪽 벽의 회전에 생길 유동의 불안정성으로 인

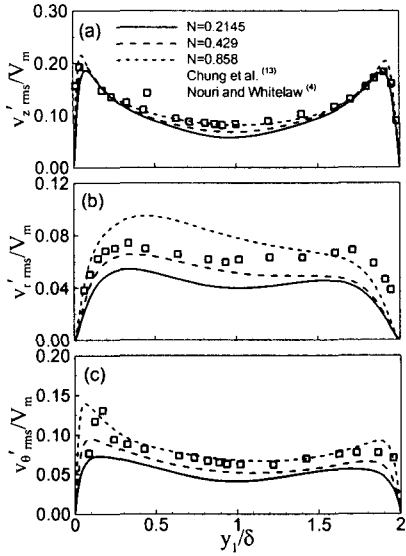


Fig. 4 Root-mean-square velocity fluctuations

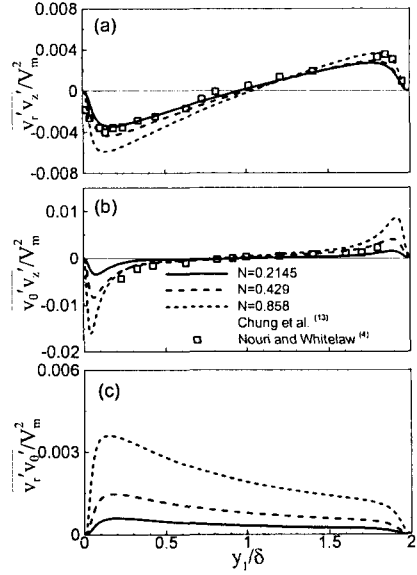


Fig. 5 Distributions of Reynolds shear stresses

해서 난류 강도는 회전율이 증가할수록 커짐을 볼 수 있다. Fig. 5에 나타난 레이놀즈 응력에서도 속도 섭동량과 비슷한 경향을 보여주고 있다. Fig. 5(a)에서는 전단 응력이 0이 되는 위치가 N이 증가할수록 바깥쪽 벽으로 이동하는 것을 주목할 만하다. Fig. 5를 통해서 $\overline{v'_\theta v'_z}$ 과 $\overline{v'_r v'_\theta}$ 성분이 안쪽 벽 회전에 따라 영향을 많이 받는 것을 알 수 있다.

3.2 난류 구조의 비등방성

LES에서 난류에 대한 비등방성 조사는 난류 구조를 이해하는데 도움이 될 뿐만 아니라 비선형 난류 모델 개발에 대해 정확한 데이터를 제공할 수 있다. 난류의 비등방성을 재는 척도인 레이놀즈 응력 비등방성 텐서 b_{ij} 는 다음과 같다.

$$b_{ij} = \overline{u'_i u'_j} / 2k - \delta_{ij} / 3. \quad (5)$$

여기서, k 는 평균 난류 에너지를 나타내고, δ_{ij} 는 Kronecker delta 텐서를 나타낸다. 등방성 난류(isotropic turbulence)인 경우, 값은 0이고, 이것의 이차 불변 함수 II_b 와 삼차 불변 함수

III_b 는 다음과 같다.

$$II_b = -(1/2)b_{ij}b_{ji}, \quad III_b = (1/3)b_{ij}b_{jk}b_{ki}. \quad (6)$$

Fig. 6(a)는 레이놀즈 응력 텐서에 대한 Anisotropy invariant map(AIM)을 나타낸 것이다. Lumley와 Newman⁽¹⁷⁾에 의해 처음으로 제시된 AIM은 난류의 전반적인 비등방성을 측정할 수 있는 도구로서 실제 난류는 AIM의 경계영역 안에 존재하게 된다. AIM에서 위쪽 경계선($G=0$)은 이차원 난류 상태를 나타내고, 왼쪽과 오른쪽 경계선($A_b = \mp 1$)은 축대칭 난류를 나타낸다. 그리고, 왼쪽 경계선과 오른쪽 경계선이 만나는 지점($II_b = III_b=0$)이 등방성 난류를 나타낸다. Fig. 6(a)에서 전반적으로 유동이 벽면 근처에서는 이차원 난류 상태를 나타내고 중심 영역으로 갈수록 유동이 등방성을 띄는 것을 확인할 수 있다. 특히 주목할 점은 N이 증가할수록, 중심 영역에서 유동의 등방성이 두드러진다는 사실이다. 이것은 Fig. 6(b)의 불변 함수 $F = 1 + 9II_b + 27III_b$ 를 통해서 재확인할 수 있다. 그림에서 $F=0$ 은 이차원 난류를, $F=1$ 은 삼차원 등방성 상태를 나타내는데

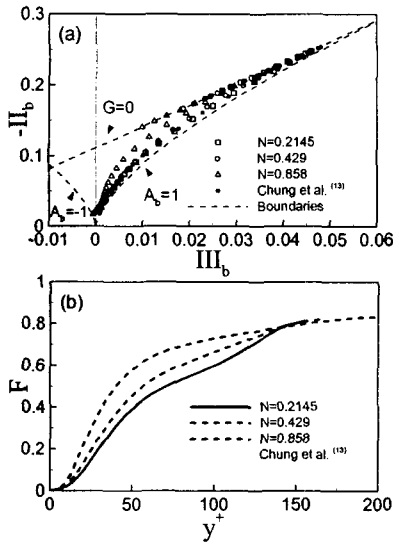


Fig. 6 AIM of the Reynolds stress tensor and Anisotropy invariant function F

N이 증가할수록 F 값이 1에 가까워지는 것을 볼 수 있다. 레이놀즈 응력에 대한 비등방성 조사를 통해서 안쪽 벽의 회전이 유동의 비등방성을 감소시킨다는 사실을 알 수 있다.

3.3 Splat/anti-splat에 대한 확률 밀도 함수

본 연구에서 두드러진 유동의 특성은 안쪽 벽이 회전할 때의 난류 통계량이 회전이 없을 때보다 증가한다는 점이다. 이것은 벽면 근처 스윕(sweep)과 이젝션(ejection)의 증가로 인한 것이라 추측할 수 있고, 본 연구에서는 이를 나타내기 위해 스윕/이젝션과 밀접한 관련이 있는 splat/anti-splat에 대한 확률 밀도 함수(probability density function: p.d.f.) 조사를 하였다.

splatting 메커니즘은 벽면에 수직한 성분의 에너지가 수평 방향으로 전이되는 현상을 나타내는 것이다.⁽¹⁸⁾ 반대로, anti-splatting은 수평성분 에너지가 수직방향으로 전이되는 것을 말한다. Fig. 7의 수평축(SP)은 splat/anti-splat의 세기를 나타내는 척도로 연속 방정식에서 도입된 것이다. SP가 (-) 값이면 splat을, (+) 값을 가지면 anti-splat을 나타낸다.

Fig. 7(a)는 $y^+ \approx 5$ 위치에서 SP의 r.m.s. 값으로 정규화된 SP값이 가중치로 곱해진 splat/anti-splat

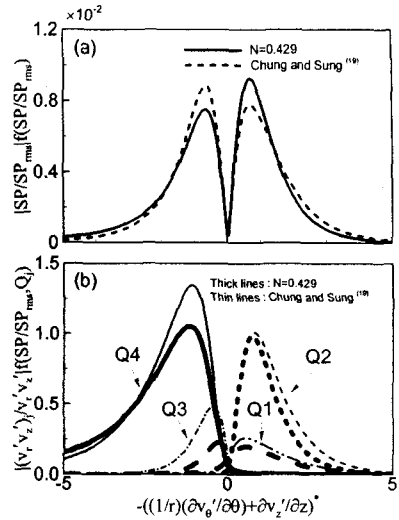


Fig. 7 Weighted p.d.f.s of splat/anti-splat process and those for each quadrant of Reynolds shear stress

에 대한 확률 밀도 함수를 나타낸 것이다. 비회전시의 데이터는 Chung과 Sung⁽¹⁹⁾의 데이터를 사용하였다. 그림에서 회전이 가해질 경우 splatting 현상이 더 크게 나타나는 것을 알 수 있다. 따라서, 벽면 근처에서 회전시 스윕 현상이 더 강하게 발생할 수 있다고 말할 수 있다. 스윕과의 연관성을 직접적으로 나타내기 위해서 레이놀즈 응력 $\overline{v'_1 v'_2}$ 의 각 상한(quadrant)에 따른 splat/anti-splat의 확률 밀도 함수 조사를 했다. 여기서, Q_j 는 ($j=1-4$) v'_1 과 v'_2 의 부호에 따른 유동의 사건을 나타낸다.⁽¹³⁾ 그림에서 두꺼운 선들은 회전할 때의 값을 나타내고, 얇은 선들은 회전하지 않을 때의 값을 나타낸다. 전체적으로 봤을 때 Chung 등⁽¹³⁾의 레이놀즈 응력 상한 분석에서 나타난 것처럼 Q1과 Q3 사건보다 Q2(ejection)와 Q4(sweep) 사건이 지배적으로 나타났다. Fig. 7(b)에서 스윕의 경우, 예상한 대로 회전시에 splatting이 강하게 발생함을 확인할 수 있다. 이 splat과 anti-splat에 대한 확률 밀도 함수를 통해서 안쪽축의 회전으로 유동이 불안정해지고 벽면 근처에서 스윕 현상이 증가한다는 사실을 알 수 있다.

Fig. 8은 Jeong과 Hussain⁽²⁰⁾이 제시한 와 인식(identification) 방법으로 안쪽벽 근처의 순간적인 와 구조를 나타낸 것이다. 회전시 와구조가 벽면

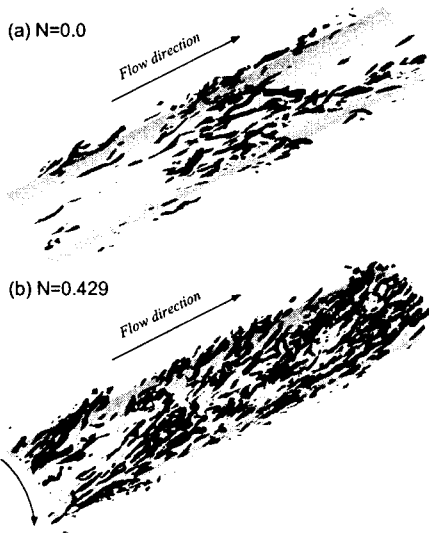


Fig. 8 Iso-surfaces of $-\lambda_2$ by the vortex identification method

전단 방향으로 기울어져 있고, 비회전시보다 와 구조가 더 활발하게 나타남을 볼 수 있다. 순간적인 유동장을 통해서도 안쪽벽 회전시 난류 구조가 불안정해지고 활성화되는 것을 확인할 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 안쪽축이 회전하는 동심 환형관 내 난류 유동에 대한 대형 와 모사를 수행하였다. 평균 속도와 난류 통계량을 기존의 실험 데이터와 비교하였고, 수치결과가 실험치와 잘 일치함을 확인하였다. 벽면 마찰 계수는 회전이 증가할수록 커지고, 흐름 방향 평균 속도는 편평한 분포를 보이며 로그 영역에서 기울기가 감소함을 알 수 있었다. 난류 통계량은 기존의 실험이나 수치 연구에서 나타난 것처럼 원심력으로 인한 유동의 불안정으로 인해 그 값이 증가함을 알 수 있었다. 레이놀즈 응력에 대한 AIM 조사를 통해 회전수가 증가할수록 유동이 등방성을 띄게 됨을 볼 수 있었다. 마지막으로 *splat*과 *anti-splat*에 대한 확률 밀도 함수를 통해서 안쪽축의 회전이 유동이 불안정해지고 벽면 근처에서 스윙 현상이 증가한다는 사실을 알 수 있었다. 본 연구를 통해서 안쪽축 회전이 유동의 불

안정성을 야기하고, 이는 벽면 근처의 난류 구조를 활성화시킨다는 것을 알 수 있었다.

후 기

이 연구는 과학기술부 국가지정연구실 사업의 일환으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Taylor, G. I., 1923, "Stability of a Viscous Fluids Contained Between Two Rotating Cylinders," *Phil. Trans. A*, Vol. 223, p. 289.
- (2) Kaye, J. and Elgar, E. C., 1958, "Modes of Adiabatic and Diabatic Fluid Flow in an Annulus with an Inner Rotating Cylinder," *Trans. ASME: J. Heat Transfer*, Vol. 80, p. 753.
- (3) Yamada, Y., 1962, "Resistance of a Flow Through an Annulus with an Inner Rotating Cylinder," *Bull. JSME*, Vol. 5, p. 302.
- (4) Nouri, J. M. and Whitelaw, J. H., 1994, "Flow of Newtonian and Non-Newtonian Fluids in a Concentric Annulus with Rotation of the Inner Cylinder," *Trans. ASME: J. Fluids Eng.*, Vol. 116, p. 821.
- (5) Escudier, M. P. and Gouldson, I. W., 1995, "Concentric Annular Flow with Centerbody Rotation of a Newtonian and a Shear-Thinning Liquid," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 16, p. 156.
- (6) Sharma, B. I., Launder, B. E. and Scott, C. J., 1976, "Computation of Annular Turbulent Flow with Rotating Core Tube," *Trans. ASME: J. Fluids Eng.*, Dec., p. 753.
- (7) Torii, S. and Yang, W. J., 1994, "Numerical Study on Turbulent Flow and Heat Transfer in Circular Couette Flows," *Numer. Heat Trans. Part A-Appl.*, Vol. 26, p. 321.
- (8) Rothe, T. and Pfitzer, H., 1997, "The Influence of Rotation on Turbulent Flow and Heat Transfer in an Annulus Between Independently Rotating Tubes," *Heat Mass Trans.*, Vol. 32, p. 353.
- (9) Moin, P., Shih, T. H., Driver, D. and Mansour, N. N., 1990, "Direct Numerical Simulation of a

- Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer," *Phys. Fluids*, Vol. A2, p. 1846.
- (10) Coleman, G. N., Kim, J. and Le, A. T., 1996, "A Numerical Study of Three-Dimensional Wall-Bounded Flows," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 17, p. 333.
- (11) Kannepalli, C. and Piomelli, U., 2000, "Large-Eddy Simulation of a Three-Dimensional Shear-Driven Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 423, p. 175.
- (12) Orlandi, P. and Fatica, M., 1997, "Direct Simulations of Turbulent Flow in a Pipe Rotating about Its Axis," *J. Fluid Mech.*, Vol. 343, p. 43.
- (13) Chung, S. Y., Rhee, G. H. and Sung, H. J., 2002, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Concentric Annular Pipe Flow. Part 1: Flow Field," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 23, p. 426.
- (14) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H., 1991, "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model," *Phys. Fluids*, Vol. A3, p. 1760.
- (15) Lilly, D. K., 1992, "A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method," *Phys. Fluids*, Vol. A4, p. 633.
- (16) Kim, K., Baik, S. -J. and Sung, H. J., 2002, "An Implicit Velocity Decoupling Procedure for the Incompressible Navier-Stokes Equations," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 38, p. 125.
- (17) Lumley, J. L. and Newman, G. R., 1977, "The Return to Isotropy of Homogeneous Turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 82, p. 161.
- (18) Moin, P. and Kim, J., 1982, "Numerical Investigation of Turbulent Channel Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 118, p. 341.
- (19) Chung, S. Y. and Sung, H. J., 2003, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Concentric Annular Pipe Flow. Part 2: Heat Transfer," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 24, p. 399.
- (20) Jeong, J. and Hussain, F., 1995, "On the Identification of a Vortex," *J. Fluid Mech.*, Vol. 285, p. 69.