

< 논문 >

회전하는 원형단면 실린더 주위의 저 레이놀즈수 난류유동에 대한 직접수치모사

황종연* · 양경수†
(2005년 3월 2일 접수, 2005년 9월 7일 심사완료)

Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow Around a Rotating Circular Cylinder at Low Reynolds Number

Jong-Yeon Hwang and Kyung-Soo Yang

Key Words: Direct Numerical Simulation(직접수치모사), Wavelet Transform(wavelet 변환), Turbulence Kinetic Energy(난류 운동 에너지), Dissipation Rate Budget(소산율 수치)

Abstract

Turbulent flow around a rotating circular cylinder is investigated by Direct Numerical Simulation. The calculation is performed at three cases of low Reynolds number, $Re=161, 348$ and 623 , based on the cylinder radius and friction velocity. Statistically strong similarities with fully developed channel flow are observed. Instantaneous flow visualization reveals that the turbulence length scale typically decreases as Reynolds number increases. Some insight into the spacial characteristics in conjunction with wave number is provided by wavelet analysis. The budget of dissipation rate as well as turbulent kinetic energy is computed and particular attention is given to the comparison with plane channel flow.

1. 서론

학문적으로 뿐만 아니라 공학적인 중요성 때문에 난류유동에 대한 연구는 오래전부터 많은 연구자들에 의하여 광범위하게 연구되어 왔다. 난류에 대한 연구는 19세기말 Reynolds의 실험 이후로 초기에는 주로 균질난류와 등방성 난류에 대한 연구가 이루어졌다.^(1,2) 그 후 벽 전단층이 있는 경우나 또는 복잡한 형상 주위에 발생하는 난류에 대한 실험적 연구가 널리 수행되어 왔으나 실험장치의 한계에 따른 데이터의 부족으로 인하여 난류에 대한 명확한 이해를 도모하기에는

역부족이었다. 이는 비록 난류는 근본적인 유체운동을 지배하는 Navier-Stokes (NS) 방정식을 만족하지만 난류의 경우 방정식의 비선형항인 관성항이 매우 크고 이로 인하여 요동에 의한 3차원적 불규칙성이 증가하기 때문이다.⁽³⁾

그 후 컴퓨터의 급속한 발달로 난류에 대한 전산해석적 연구가 진행되어 난류에 대한 메카니즘이 점차로 밝혀지기 시작하였다. 초기의 전산해석적 연구는 RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes)의 개념에 의하여 앙상블 평균된 NS 방정식에서 생성되는 Reynolds 응력항을 모델 하는데 연구가 집중되었으나 신뢰성 있는 모델계수를 결정하기 위해서는 많은 데이터가 요구되었다.

최근 더욱 가속된 컴퓨터의 성능과 수치해석적 알고리즘의 발달로 인하여 NS 방정식을 모델없이 직접 해결하는 DNS (Direct Numerical Simulation)방법을 이용한 난류의 해석이 매우 광범위하게 수행되고 있다. DNS에 의한 초기의 연구로서 약 20년 전에 평행한 두 평판 사이에서의

† 책임저자, 회원, 인하대학교 기계공학부
E-mail : ksyang@inha.ac.kr
TEL : (032)860-7322 FAX : (032)863-3997

* 회원, 인하대학교 기계기술공동연구소

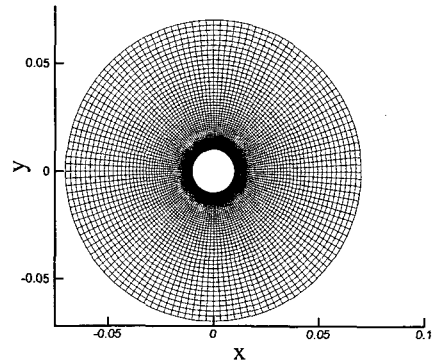
난류유동에 대한 전산해석이 수행되었다.⁽⁴⁻⁶⁾ 특히 Kim 등⁽⁵⁾에 의하여 수행된 난류 통계작업은 난류에 대한 보다 더 명확한 이해를 가능하게 해 주었다. Mansour 등⁽⁶⁾은 레이놀즈 응력 및 소산을 수치 (budget)를 계산하여 난류의 분포 및 역학적 거동에 대한 이해를 도모했을 뿐만 아니라 난류모델에 필요한 매우 중요한 자료를 제시하였다. DNS를 이용한 다른 해석들을 살펴보면 Spalart⁽⁷⁾는 평판위의 난류경계층에 대한 DNS를 수행하였고 Chung 등⁽⁸⁾은 동심 환형관에서의 난류유동을, 그리고 Le 등⁽⁹⁾은 후향계단을 지나는 난류유동에 대해서 DNS를 수행하였다.

본 연구에서는 회전하는 원형단면 실린더 주위에서의 난류유동에 대한 DNS를 수행하였다. 이는 회전하는 기계류의 가장 단순화된 모델로서 공학적인 응용 측면이나 난류의 해석적인 측면에서 볼 때 매우 중요하게 인식되어질 수 있다. 최근 Yang 등⁽¹⁰⁾은 부식 문제와 연관 지어서 계단이 부착된 회전하는 실린더 주위의 유동에 대한 전산해석과 실험적 연구를 동시에 수행하였다. Yang 등⁽¹¹⁾은 또한 계단이 부착된 회전하는 실린더 주위의 유동에 대해서 DNS를 수행하여 Le 등⁽⁹⁾에 의하여 수행된 후향계단을 지나는 난류유동의 연구결과와 비교하였다. 하지만 회전 기계류의 문제에서 난류의 메카니즘과 그 구조에 대해서 상세히 기술된 연구는 저자가 아는 한 거의 없다. 본 연구에서는 순간적인 유동장을 분석하여 난류의 구조를 관찰했을 뿐만 아니라 통계처리를 수행하여 난류 운동 에너지 및 소산율 수치를 계산하였다. 본 연구의 목적은 기본적인 난류 메카니즘의 규명 뿐만 아니라 차후 회전 기계류 주위에 생성되는 난류유동을 해석 하려는 연구자나 난류모형 개발자에게 데이터의 비교 및 검증을 위하여 필요한 유용한 기초 자료를 제공하는 데 있다.

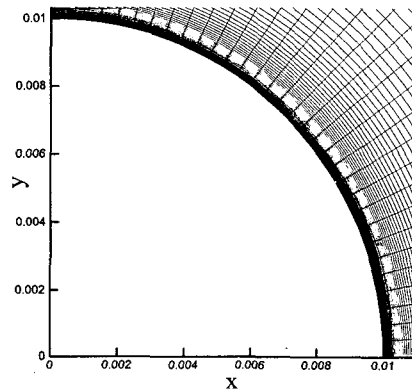
2. 연구방법

2.1 지배방정식과 수치해석법

본 연구에서는 실린더의 회전속도와 동일한 일정한 각속도 (Ω)로 회전하는 좌표계에서 계산이 수행되었다. 이럴 경우 Coriolis 힘과 원심력 (centrifugal force)이 모멘텀 방정식에 부가적으로 생성되며 이중 원심력은 보존되므로 모멘텀 방정



(a) Total view



(b) Magnified view

Fig. 1 Computational domain and grid system

식의 압력항에 포함되어질 수 있다. 지배방정식은 비압축성 연속 방정식과 모멘텀 방정식으로 다음과 같이 표시되어진다.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - 2\Omega \times \mathbf{u} \quad (2)$$

여기서 u, ρ, ν 는 유체의 속도, 밀도, 동점성 계수를 각각 의미하며 식 (2)의 맨 마지막 항은 Coriolis 힘을 나타낸다. 위의 지배방정식들은 유한체적법을 이용하여 차분되었다. 공간에서의 차분은 2차의 정확도를 가지며, 시간에서의 적분은 혼합적인 형태로서 비선형 항들 및 교차 확산항

들은 3차 정확도의 Runge-Kutta 방법으로 명시적 적분되었고, 점성항들은 Crank-Nicolson 방법으로 묵시적으로 적분이 수행되었다. 연속방정식과 모멘텀 방정식을 분리하기 위해서 Fractional Step 기법⁽¹²⁾이 사용되었으며 사용된 수치해석 알고리즘 기법에 대한 상세한 사항들은 Rosenfeld 등⁽¹²⁾의 논문을 참고하기 바란다.

2.2 유동 파라미터 및 경계조건

본 연구에서는 실린더가 200, 500, 1000 rpm으로 회전하는 세 경우에 대해서 DNS가 수행 되었으며 이는 모두 저 레이놀즈수 난류유동에 해당된다. 실린더의 반경(R)은 0.01m이고 원형 형상인 계산영역의 바깥 경계 반경(R_o)은 0.07m이다 [Fig. 1(a)]. 횡방향의 크기(W)는 rpm=200과 rpm=500의 경우는 반경의 2.4배인 0.024m이고 rpm=1000인 경우는 반경의 1.2배인 0.012m로서 영역확장 테스트를 수행한 결과 본 연구에서 수행된 모든 경우에 대해서 횡방향으로 생성될 수 있는 난류의 최대 파장을 충분히 포함할 수 있음이 확인되었다. 사용된 격자계는 body-fitted O-격자계이며 Fig. 1(b)에서 보듯이 고체면 근처에 많은 격자점을 배치하였다. 사용된 격자점 수는 격자세분화 연구에 의하여 결정되었으며 주유동, 수직, 횡방향으로 각각 $128 \times 96 \times 256$ 이 사용되었다. Table 1은 본 연구에서 계산된 모든 경우의 유동 파라미터들을 보여준다. 여기서 U_i 는 반경에서 측정된 실린더의 회전 선속도를, u_τ 는 마찰속도(friction velocity)를 Re_R 는 U_i 와 반경으로 정의된 레이놀즈수를 $Re_{\tau R}$ 는 마찰속도와 반경으로 정의된 레이놀즈수를 각각 의미한다.

본 연구의 경계조건으로는 실린더의 표면에서는 점착조건이, 균질한 방향인 횡방향으로는 주기조건이 적용되었다. 계산영역의 바깥경계의 경계조건으로서는 인위적으로 적용된 경계조건이 우리

의 주 관심대상인 실린더에 가까운 유동장에 반영(reflection)되지 않도록 다음과 같은 조건을 고안 하였다.

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \Omega, \quad v = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

여기서 u, v, w 는 주유동 방향 (회전방향), 반경 방향, 횡방향의 속도 성분을 각각 의미하며 편의상 앞으로 y 는 방향을 의미한다. 따라서 본 연구에서는 계산 영역의 증가에 따른 계산자원의 큰 낭비 없이 적절한 $Re_o (=0.07)$ 을 설정할 수 있었다. 완전한 수렴해와 통계처리를 위한 시간 전진은 약 10회의 실린더 회전 시간 동안 진행되었고 계산 시간은 KISTI의 SMP 슈퍼 컴퓨터로 약 600 시간이 소요되었다.

3. 결과 및 토론

3.1 난류 통계량

계산 시작 후 난류 유동장이 발달하여 통계적으로 정상상태에 이른 후 평균 유동 변수들을 구하기 위하여 유동장의 샘플링이 수행되었다. 본 연구에서는 공간적으로 균질한 방향인 주 유동 방향과 횡방향으로 약 3만 여개, 그리고 시간적으로 50개로서 도합 160만개의 샘플링 개수가 사용되었다.

Fig. 2는 벽 근처에서의 평균속도를 벽 단위로 나타낸 것이다. 세 경우 모두 $0 < y^+ < 5$ 구간에서 점성저층(viscous sub-layer)이 존재하고 $5 < y^+ < 20$ 사이는 완충역(buffer layer)에 해당하며

Table 1 Mean flow parameters

case	rpm	U_i	u_τ	U_i/u_τ	Re_R	$Re_{\tau R}$
1	200	0.21	0.019	11.1	1810	161
2	500	0.52	0.040	13.0	4480	348
3	1000	1.05	0.072	14.6	9050	623

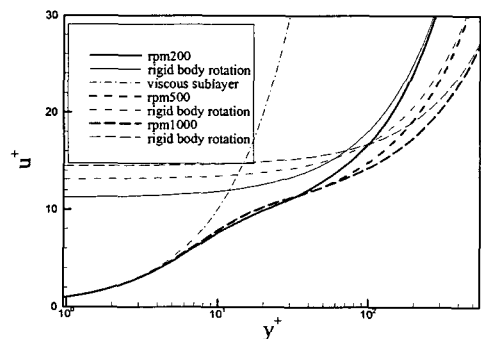


Fig. 2 Mean velocity profiles in the wall region

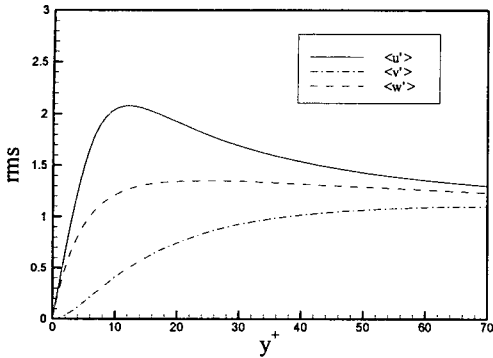
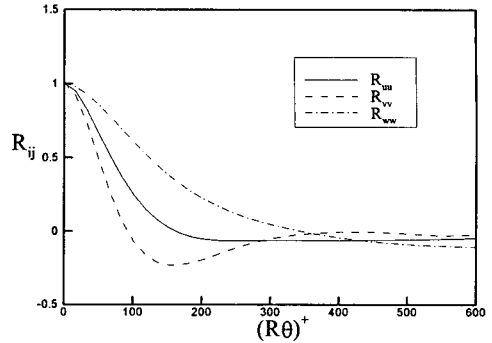


Fig. 3 Rms velocity fluctuations normalized by friction velocity in the wall region at rpm=500

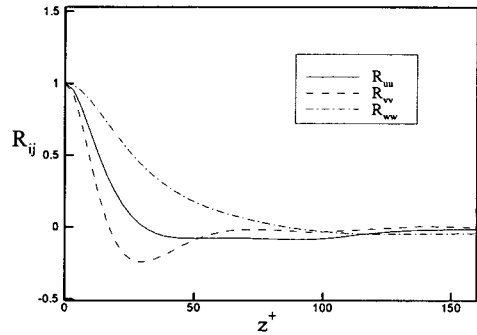
20<y⁺<400 사이는 완전난류영역에 해당된다. y⁺=400 이후의 영역에서는 각 경우의 회전속도에 해당되는 강제회전운동을 점근적으로 만족시키고 있다. 특히 점성저층의 경우 모든 경우가 거의 일치하고 있으며 평판사이의 유동의 경우⁽⁵⁾와 평판 위의 난류경계층의 경우⁽⁷⁾와도 매우 유사함을 볼 수 있다. 완충역을 살펴보면 rpm=200의 경우와는 달리 rpm=500과 rpm=1000의 경우는 두 경우가 매우 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 이는 rpm=200인 경우는 subcritical Reynolds 수 근방의 유동 영역으로서 층류에서 난류로의 천이역에 해당되는 것으로 판단된다.

Fig. 3은 rpm=500인 경우에 대해서 벽근처의 속도 rms (root mean square, < >로 표시) 값들을 보여준다. 평행한 두 평판 사이 유동의 경우와 매우 흡사한 분포를 보이며 그 값도 매우 비슷하다. 또한 평판사이의 유동의 경우와 마찬가지로 <u'>가 가장 크고 <v'>가 가장 작음을 확인할 수 있으며 역학적으로 벽에서 <v'>의 반경방향 변화율이 0이 됨을 확인할 수 있다.

Fig. 4는 rpm=500인 경우 y⁺=10.5 지점에서 주유동 방향[Fig. 4(a)]과 횡방향[Fig. 4(b)]으로의 두 지점 상관관계계수(two point correlation coefficient)들을 각각 보여준다. Fig. 4(a)를 살펴보면 각 성분들의 상관계수가 벽좌표를 기준으로 약 300(회전 각 50°에 해당) 이내에서 0으로 수렴하고 있다. 또한 Fig. 4(b)를 보면 횡방향 벽좌표 100 이내에서 각 성분의 상관계수가 0으로 수렴한다.



(a) Azimuthal separations



(b) Spanwise separations

Fig. 4 Two point correlation coefficients

이는 횡방향 계산 영역 크기의 약 11%에 해당한다. 따라서 본 연구에서는 회전방향과 횡방향으로 생성될 수 있는 유동의 가장 긴 장파장을 포함할 수 있을 정도로 충분한 계산 영역이 설정되었음을 확인할 수 있다. 또한 Fig. 4(b)를 보면 u'의 횡방향 상관 길이가 v'의 횡방향 상관 길이보다 약 2배 정도 길다는 전형적인 사실도 관찰된다.

Fig. 5는 rpm=500인 경우 식 (4)와 같이 난류 운동 에너지 (turbulence kinetic energy, k)와 소산율 (dissipation rate, ε)로 정의되는 난류길이규모 (l_s)와 난류시간규모(t_s)를 벽 좌표계에서 보여준다.

$$l_s = k^{3/2}/\epsilon, \quad t_s = k/\epsilon \tag{4}$$

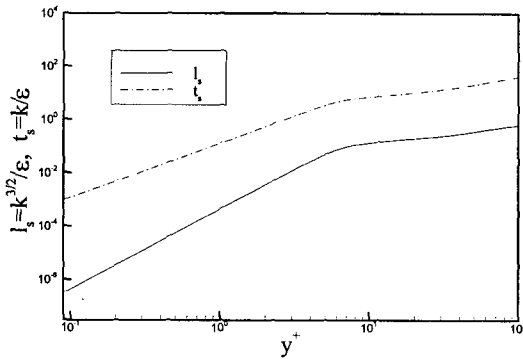


Fig. 5 Turbulence length and time scale in the wall region at rpm=500

여기서 k 와 ϵ 은 다음과 같이 정의된다.

$$k = \frac{1}{2} \overline{(u_i' u_i')}, \quad \epsilon = \frac{1}{2} \epsilon_{ii} \quad (5)$$

여기서 $\epsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k}$ 이다.

벽에서 멀리 떨어질수록 l_s 와 t_s 가 전형적으로 증가하고 있지만 점성저층과 완충역의 경계에서 그 기울기가 급변함을 뚜렷이 확인 할 수 있다. 이는 그 영역에서 각 속도성분의 rms 값이 현저히 변하기 때문이다.(Fig. 3 참조)

3.2 순간 유동장

Fig. 6은 각각의 rpm에 대해서 $y^+=10$ 에서 회전방향의 속도 섭동의 순간적인 등고선을 회전방향의 길이 좌표 (S)와 횡방향 좌표(z) 평면에서 보여준다. rpm이 증가함에 따라 회전방향과 횡방향의 길이규모는 점차로 감소하고 있고 모든 경우에 대해서 회전방향으로의 전형적인 유맥(streak)이 뚜렷이 보인다. 특히 rpm=500인 경우[Fig. 6(b)]를 살펴보면 회전방향의 길이규모는 약 $50^\circ \sim 60^\circ$ 정도이고 횡방향으로는 약 $0.3R_i$ 정도이다. 이는 Fig. 4에서 관찰한 두지점 상관관계에서 유추한 길이 규모와 대략적으로 일치한다.

한편 난류유동의 경우 난류 자체의 심한 간헐성과 공간적인 3차원성 및 혼재하는 다양한 길이구

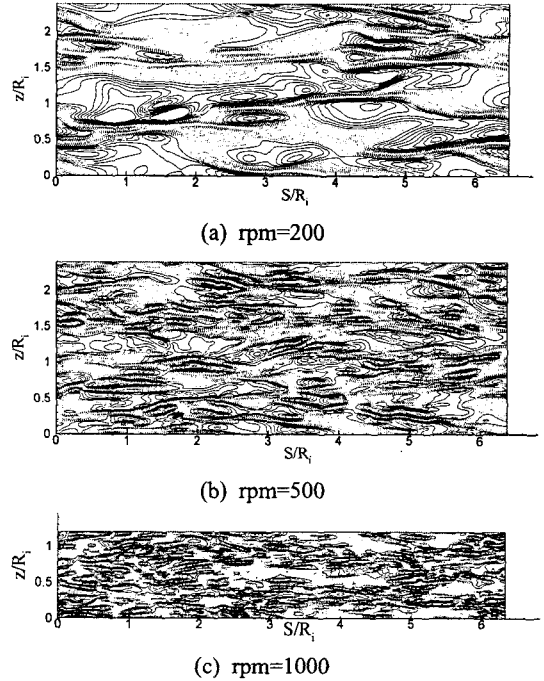


Fig. 6 Instantaneous contours of streamwise velocity fluctuation at various rpm ; — positive, ---- negative, increment: 0.4

모 때문에 푸리에 변환을 이용한 스펙트럼 해석이 매우 비효과적이다. 따라서 본 연구에서는 전산해석결과 얻게 된 유동장의 공간적 특성을 명확히 규명하기 위하여 wavelet 변환을 이용한 해석을 수행하였다.⁽¹³⁻¹⁵⁾

Wavelet 변환에 대하여 간략히 살펴보면, 복소수 값을 갖는 wavelet $\Psi(T)$ 에 대해서 실수 값을 갖는 신호함수 $f(x)$ 의 wavelet 변환은 다음과 같이 정의된다.

$$Wf(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \Psi(T) dx \quad (6)$$

$$T = (x - b)/a \quad (7)$$

여기서 a 는 척도(scale) 파라미터로서 신호함수 $f(t)$ 에서 보이는 여러 경우의 척도 성분을 통하여 얻어지며 b 는 위치(translation) 파라미터이다. 즉 wavelet 계수 $Wf(a, b)$ 는 b 위치에서의 신호에 대한 척도 a 의 상대적인 기여로 해석되

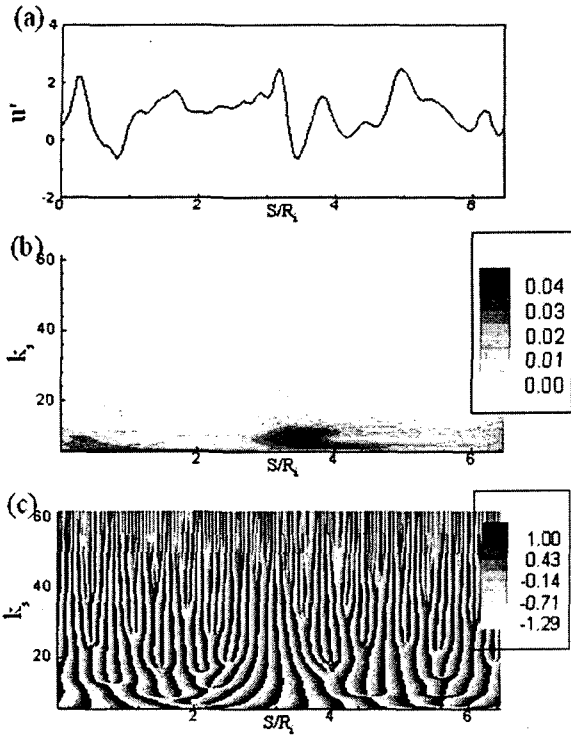


Fig. 7 Wavelet transform of u' in the azimuthal direction at rpm=500, (a) signal along s , (b) contours of module, (c) contours of phase

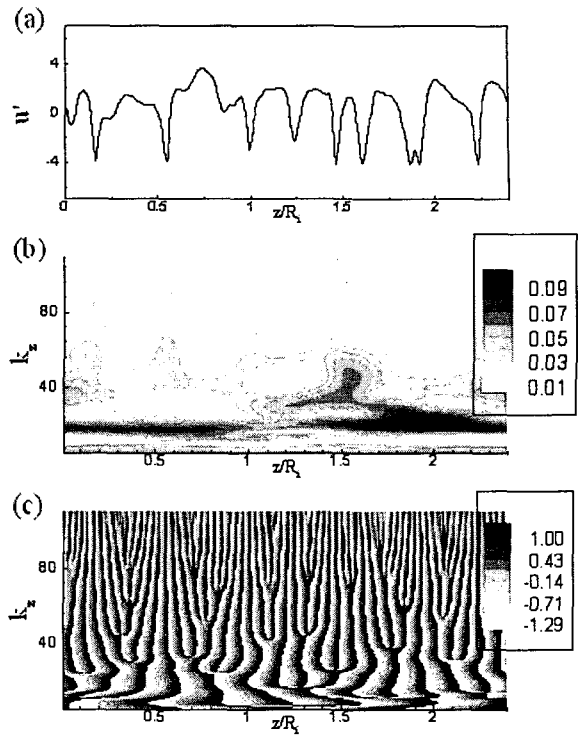


Fig. 8 Wavelet transform of u' in the spanwise direction at rpm=500, (a) signal along z , (b) module, (c) phase

어질 수 있다. 따라서 국소위치에서의 파수(wave number)는 척도 파라미터의 역수에 해당된다. wavelet $\Psi(T)$ 은 가장 널리 사용되는 Morlet wavelet⁽¹⁶⁾으로서 식 (8)과 같이 정의된다.

$$\Psi(T) = \exp(\hat{k} T i) \exp(-T^2/2) \quad (8)$$

여기서 \hat{k} 는 단위폭의 Gaussian envelop에 의하여 모듈된 wave 벡터의 평면파를 의미한다. 결과적으로 얻게 되는 복소수 wavelet 계수로부터 모듈 Wf_M 을 얻을 수 있으며 이는 에너지 밀도 (energy density)를 의미한다.

$$Wf_M = \sqrt{(Wf_R)^2 + (Wf_I)^2} \quad (9)$$

여기서 Wf_R 과 Wf_I 는 각각 Wf 의 실수부와

허수부이다. 따라서 시간에 따른 Wf_M 을 관찰하면 Wf_R 의 공간에 따른 최대값을 연결한 선 (envelope)으로 표현된다.⁽¹⁴⁾

Fig. 7은 rpm=500인 경우 $y^+=10$ 에서 u_r 로 무차원화된 주유동방향의 순간 섭동 속도성분 (u)을 회전방향에 대해서 wavelet 변환을 수행한 것이다. Fig.7(a)는 회전방향에 따른 신호를 보여주며 Fig. 7(b)는 Wf_M 의 등고선을 보여준다. Wf_M 이 크게 형성될 때의 파수는 약 10정도이며 회전방향으로 간헐적으로 분포됨을 확인할 수 있다. Fig. 7(c)는 Wf_R 과 Wf_I 의 위상인 Wf_P 의 등고선을 보여주며 이는 다음과 같이 정의된다.

$$Wf_P = \tan^{-1}\left(-\frac{Wf_I}{Wf_R}\right) \quad (10)$$

Wf_P 의 등고선을 분석하면 공간적으로 다양하게

u' 의 길이규모가 형성됨을 확인할 수 있다.

Fig. 8은 Fig. 7과는 달리 횡방향에 따른 wavelet 변환 결과를 보여준다. 약 7~10사이의 지배적인 파수가 횡방향으로 비교적 고르게 분포하고 있음을 볼 수 있으며 회전방향에서의 경우와는 달리 높은수의 파수가 횡방향으로 간헐적으로 분포하고 있다. 이는 전산해석을 수행할 경우 횡방향으로 많은 수의 격자수가 요구됨을 의미하며 실제로 본 연구에서 수행한 격자 세분화 연구 결과 횡방향의 해상도에 물리량들이 매우 민감하게 의존함이 확인되었다.

3.3 난류 운동 에너지 및 소산을 수치(budget)

난류 모델링의 관점에서 볼 때 난류 에너지 및 소산을 수지의 각 항의 상대적 크기를 분석하는 것은 상당히 중요하다. 난류에너지의 수송방정식은 다음과 같이 표현되어진다.⁽⁶⁾

$$\frac{D}{Dt} \overline{u_i' u_j'} = P_{ij} + T_{ij} + D_{ij} + \Pi_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (11)$$

여기서 $D/Dt = \partial/\partial t + U_k \partial/\partial x_k$ 이고 (U_k 는 평균속도성분을 의미) 오른쪽의 각 항들은 다음과 같이 정의된다.

$$P_{ij} = - \overline{[u_i' u_k' U_{j,k} + u_j' u_k' U_{i,k}]} \quad \text{생성율}$$

$$\epsilon_{ij} = 2\nu \overline{u_{i,k}' u_{j,k}'} \quad \text{소산율}$$

$$T_{ij} = - \overline{(u_i' u_j' u_k')_{,k}} \quad \text{난류수송율}$$

$$D_{ij} = \nu \overline{(u_i' u_j')_{,kk}} \quad \text{점성확산율}$$

$$\Pi_{ij} = - \overline{(u_i' p'_{,j} + u_j' p'_{,i})} / \rho \quad \text{속도압력구배항}$$

여기서 썸표(,)는 해당 방향으로의 미분을 의미한다.

Fig. 9는 rpm=500인 경우에 대해서 u_r^4/ν 로 무차원화된 난류에너지 수지를 보여준다. 난류에너지는 앞서 언급했듯이 식 (5)와 같이 표현된다. rpm=200과 1000의 경우도 rpm=500의 경우와 유사함이 확인되었다. 또한 그 분포가 평행한 두 평판 사이의 난류유동⁽⁶⁾과 흡사하다. 그 이유는 난류에너지 수송방정식의 대류항에 해당하는 식 (11)의 왼쪽 항이 0가 되므로 난류 에너지 수지의 모

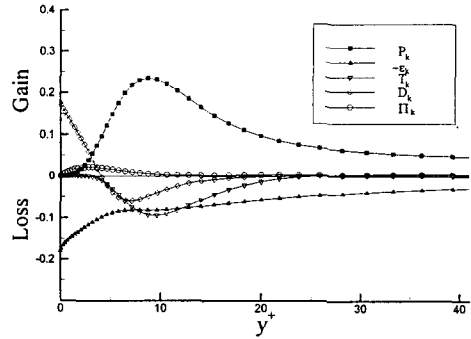


Fig. 9 Turbulence kinetic energy budget in the wall region

든 항들을 더하면 0이 되기 때문이다.(Fig. 9 참조) 따라서 이러한 형태의 난류유동은 대류가 없이 생성 (P_k), 확산 (T_k , D_k), 소멸 (ϵ_k), 재분배 (Π_k) 항들만이 국소평형 (local equilibrium)을 이루게 된다.

한편 식 (5)와 같이 정의되는 소산율 수지는 다음과 같이 표현된다.⁽⁶⁾

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = P_\epsilon^1 + P_\epsilon^2 + P_\epsilon^3 + P_\epsilon^4 + T_\epsilon + \Pi_\epsilon + D_\epsilon - Y \quad (12)$$

여기서 오른쪽의 각 항들은 다음과 같이 정의된다.

$$P_\epsilon^1 = -2\nu \overline{u_{i,j}' u_{k,j}' U_{i,k}} \quad \text{생성항 (혼합)}$$

$$P_\epsilon^2 = -2\nu \overline{u_{i,k}' u_{i,m}' U_{k,m}} \quad \text{생성항 (속도구배)}$$

$$P_\epsilon^3 = -2\nu \overline{u_k' u_{i,m}' U_{i,km}} \quad \text{생성항 (구배)}$$

$$P_\epsilon^4 = -2\nu \overline{u_{i,k}' u_{i,m}' U_{k,m}} \quad \text{생성항 (난류)}$$

$$T_\epsilon = -\nu \overline{(u_k' u_{i,m}' u_{i,m}')_{,k}} \quad \text{난류수송항}$$

$$\Pi_\epsilon = -\frac{2\nu}{\rho} \overline{(u'_{,m} u_{k,m}')_{,k}} \quad \text{압력수송항}$$

$$D_\epsilon = \nu \epsilon_{,kk} \quad \text{점성확산항}$$

$$Y = 2\nu^2 \overline{u_{i,km}' u_{i,km}'} \quad \text{소산항}$$

Fig. 10은 rpm=500인 경우에 대해서 u_r^6/ν^2 로 무차원화된 소산율 수지를 보여준다. 본 연구

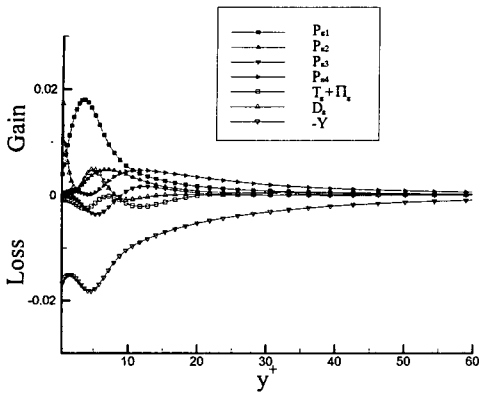


Fig. 10 Dissipation rate budget in the wall region

의 경우 난류 에너지와 마찬가지로 소산을 역시 식 (12)의 왼쪽 항이 0이 되며 Fig. 10을 보면 확인할 수 있다. 또한 소산을 수치도 평판 채널에서의 경우와 흡사함을 확인할 수 있다.⁽⁶⁾ 일반적으로 소산을 수치는 미분항들의 상관식들에 의하여 수반되는 오차가 존재하기 쉽다. Mansour 등⁽⁶⁾은 이 오차는 잘림오차와 통계량의 부족에서 기인한다고 보고하였다. 본 연구에서는 이러한 오차들을 최소화시키기 위하여 공간상으로 4차 정확도의 방법으로 미분을 수행하였고 통계적인 샘플링 개수를 변화시켜 서로간의 큰 차이가 없을 정도로 충분한 샘플링 개수를 이용하였다.

4. 결 론

본 연구에서는 회전하는 원형단면 실린더 주위에서의 저 레이놀즈수 난류유동에 대한 DNS를 수행하였다. 난류 통계량을 분석한 결과 평판 사이의 난류유동과 매우 유사한 경향이 관찰되었다. 유동 가시화 연구결과 레이놀즈수가 증가할수록 난류 길이규모가 더욱 작아짐이 확인되었다.

wavelet 변환을 이용하여 공간적인 난류의 분포를 분석한 결과 회전방향보다 횡방향으로 더욱 간헐적으로 높은 파수가 발견되었다. 이는 횡방향이 회전방향보다 더욱 다양한 난류의 길이 규모가 혼재되어 있음을 의미한다. 난류 운동에너지와 소산율 수치 또한 평판사이를 지나는 난류유동의 경우와 유사함이 확인 되었다. 특히 이

데이터를 활용하면 1차 종결(closure)모형에서 ϵ -방정식의 모델계수를 구하는데 유용하게 사용될 수 있을 뿐 아니라 2차 종결모형의 많은 경험 상수를 구하는 데에도 요긴하게 사용될 수 있을 것으로 전망된다.

후 기

이 논문은 2004년도 학술진흥재단의 지원에 의하여 연구되었음(KRF-2004-042-D00026).

참고문헌

- (1) Karman, T. and Howarth, L., 1938, "On the Statistical Theory of Isotropic Turbulence," *Proc. roy. Soc. London (A)* 164, pp. 192~215.
- (2) Hinze, J., 1975, *Turbulence*, McGraw-Hill, Inc., 2nd edit., pp. 321~350.
- (3) Tennekes, H. and Lumley, J. L., 1972, "A First Course in Turbulence," MIT Press, Cambridge, MA.
- (4) Moin, P. and Kim, J., 1982, "Numerical Investigation of Turbulent Channel Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 118, pp. 341~377.
- (5) Kim, J., Moin, P. and Moser, R., 1987, "Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number," *J. Fluid Mech.*, Vol. 177, pp. 133~166.
- (6) Mansour, N. N., Kim, J. and Moin, P., 1988, "Reynolds-Stress and Dissipation-Rate Budgets in a Turbulent Channel Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 194, pp. 15~44.
- (7) Spalart, P. R., 1988, "Direct Simulation of a Turbulent Boundary Layer up to $R\Theta=1410$," *J. Fluid Mech.*, Vol. 187, pp. 61~98.
- (8) Chung, S. Y., Rhee, G. H. and Sung, H. J., 2002, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Concentric Annular Pipe Flow, Part 1 : Flow Field," *J. Heat & Fluid Flow*, Vol. 23, pp. 426~440.
- (9) Le, H., Moin, P. and Kim, J., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over a Backward-Facing Step," *J. Fluid Mech.*, Vol. 330, pp. 349~374.

- (10) Yang, K. S., Hwang, J. Y., Bremhorst, K. and Nestic, S., 2003, "Numerical Investigation of Turbulent Flow Around a Rotating Stepped Cylinder for Corrosion Study," *The Canadian J. Chemical Eng.*, Vol. 81, No. 1, pp. 26~36.
- (11) Yang, K. S., Hwang, J. Y., Bremhorst, K. and Nestic, S., 2002, "Turbulent Flow Around a Rotating Stepped Cylinder," *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 4, pp. 1544~1547.
- (12) Rosenfeld, M., Kwak, D. and Vinokur, M., 1994, "A Fractional Step Solution Method for the Unsteady Incompressible Navier-Stokes Equations in Generalized Coordinate Systems," *J. Computational Physics*, Vol. 94, pp. 102~137.
- (13) Farge, M., 1992, "Wavelet Transforms and Their Applications to Turbulence," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 24, pp. 395~457.
- (14) Jang, C. M., Furukawa, M. and Inoue, M., 2003, "Frequency Characteristics of Fluctuating Pressure on Rotor Blade in a Propeller Fan," *JSME Int. J.*, Vol. 46, No. 1, pp. 163~172.
- (15) McClusky, H. L., Holloway, M. V., Beasley, D. E. and Ochterbeck, J. M., 2002, "Continuous Wavelet Transforms of Instantaneous Wall Pressure in Slug and Churn Upward Gas-Liquid Flow," *J. Fluids Engineering*, Vol. 124, pp. 625~633.
- (16) Morlet, J., Arens, G., Fourgeau, I. and Giard, D., 1982, "Wave Propagation and Sampling Theory," *Geophysics*, Vol. 47, pp. 203~236.