

난류 파이프 유동에서의 레이놀즈 수 영향: Part II. 순간유동장, 고차 난류통계치 및 난류수지

강창우,¹ 양경수^{*2}

REYNOLDS NUMBER EFFECTS ON TURBULENT PIPE FLOW PART II. INSTANTANEOUS FLOW FIELD, HIGHER-ORDER STATISTICS AND TURBULENT BUDGETS

Changwoo Kang¹ and Kyung-Soo Yang^{*2}

Large eddy simulation(LES) of fully developed turbulent pipe flow has been performed to investigate the effect of Reynolds number on the flow field at $Re_\tau=180, 395, 590$ based on friction velocity and pipe radius. A dynamic subgrid-scale model for the turbulent subgrid-scale stresses was employed to close the governing equations. The mean flow properties, mean velocity profiles and turbulent intensities obtained from the present LES are in good agreement with the previous numerical and experimental results currently available. The Reynolds number effects were observed in the higher-order statistics(Skewness and Flatness factor). Furthermore, the budgets of the Reynolds stresses and turbulent kinetic energy were computed and analyzed to elucidate the effect of Reynolds number on the turbulent structures.

Key Words : 대와류모사(LES), 난류 파이프유동(Turbulent Pipe Flow), 레이놀즈 응력 수지(Reynolds Stress Budget), 난류 운동에너지 수지(Turbulent Kinetic Energy Budget)

1. 서 론

파이프에서의 난류유동에 대한 공학적 중요성은 앞선 난류 파이프 유동에서의 레이놀즈 수 영향(Part I)에서 언급되었다. 앞선 연구에서는 레이놀즈 수 변화에 따른 평균 유동장, 속도 섭동 및 레이놀즈 전단응력의 변화에 대하여 알아보았으며, 이번 연구에서는 레이놀즈 수 변화가 higher-order statistics(Skewness and Flatness)와 레이놀즈 응력 및 난류 운동에너지의 수지에 미치는 영향에 대하여 알아보하고자한다.

파이프 유동에서의 Skewness와 Flatness에 대한 연구는 낮은 레이놀즈 수에 국한되어왔다. Eggels et al.[1]과 Loulou et

al.[2]은 각각 $Re_\tau = 180$ 와 $Re_\tau = 190$ 에서 DNS(Direct Numerical Simulation)를 통해 각 속도성분의 Skewness와 Flatness를 계산하였으며, Durst et al.[3]은 $Re_b = 7442$ 에서 LDA(Laser Doppler Anemometer)를 이용한 실험을 통해 벽면 근처에서의 Skewness와 Flatness를 계산하였다. 좀 더 높은 레이놀즈 수에 대한 연구는 den Toonder and Nieuwstadt[4]에 의해 이루어졌다. 그들은 LDV(Laser Doppler Velocimetry)를 이용한 실험을 통하여 레이놀즈 수 변화($Re_b=5000 \sim 25000$)에 따른 Skewness와 Flatness의 변화를 관찰하였다. 하지만 그들의 연구는 벽면에 근접한 위치($y^+ \leq 5$)에서의 측정은 이루어지지 않았다.

레이놀즈 응력 및 난류 운동에너지의 수지에 대한 연구는 Eggels et al.[1]과 Loulou et al.[2]에 의하여 낮은 레이놀즈 수에서 수행되었으며, Wagner et al.[5]는 비교적 낮은 레이놀즈 수 범위($Re_\tau = 180, 250, 320$)에서 난류 운동에너지의 수지를 비교하였다. 하지만 보다 더 높은 레이놀즈 수에서의 레이

접수일: 2011년 10월 6일, 수정일: 2011년 12월 15일,
게재확정일: 2011년 12월 16일.

1 정회원, 인하대학교 대학원 기계공학과

2 정회원, 인하대학교 기계공학부

* Corresponding author, E-mail: ksyang@inha.ac.kr

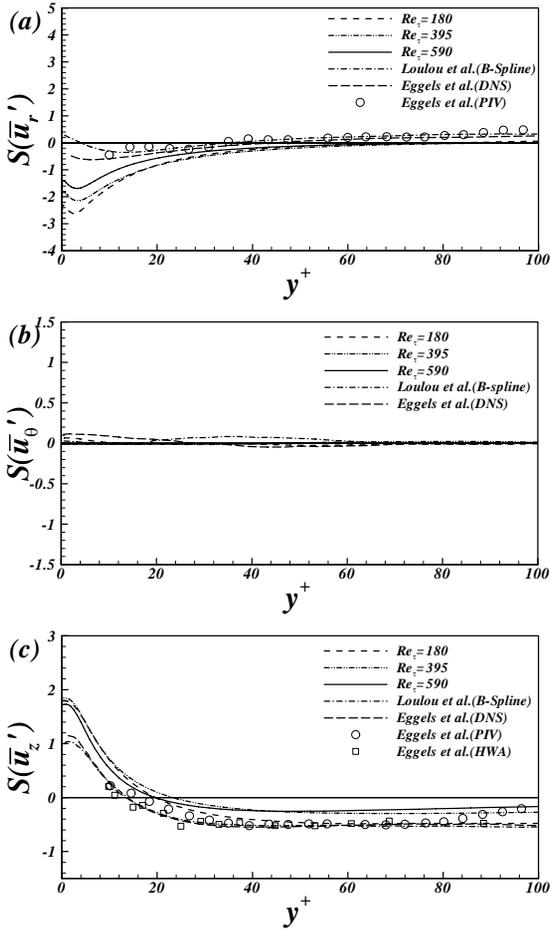


Fig. 1 Skewness factors of the velocity fluctuations in the near-wall region; (a) the normal-to-the-wall velocity component, (b) the circumferential velocity component, (c) the streamwise velocity component.
*PIV(Particle Image Velocimetry), HWA(Hot-Wire Anemometer)

놀즈 응력 및 난류 운동에너지의 수치에 대한 연구는 이루어지지 않았으며, 특히 파이프 유동에서 LES를 이용한 수치연구에서의 수치는 연구된 바가 없다.

따라서 본 연구에서는 동아격자 모델(Dynamic Subgrid-scale Model)을 적용한 LES를 이용하여 파이프 유동에서의 Re_τ 변화가 난류 유동장에 미치는 영향에 대한 두 번째 연구로서 Skewness, Flatness, 레이놀즈 응력 및 난류 운동에너지의 수치의 변화에 대한 연구를 수행하였다. LES가 수행된 Re_τ 범위는 180, 395, 590로 $Re_\tau=180$ 인 경우에 대해 기존 연구 결과들과의 검증을 하였으며, 기존에 수행되지 않았던 $Re_\tau=395, 590$ 의 계산을 통해 Re_τ 변화에 따른 변화를 알아보았다.

2. 수치해석 기법

LES 기법을 위해 여과된 연속방정식과 운동량 방정식은 다음과 같다[6].

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}} = -\nabla \bar{\phi} + \nabla \cdot \{ \nu_e \nabla \bar{\mathbf{u}} + \nu_e (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T \} \tag{2}$$

여기서 $\bar{\mathbf{u}} (= U + \bar{u}')$ 는 box filter를 사용하여 여과된 속도성분이고 ν_e 는 total viscosity를 나타내며, $\nu + \nu_t$ 와 같다. $\bar{\phi}$ 는 여과된 압력성분과 아격자 레이놀즈 응력의 isotropic 성분의 합($\bar{\phi} = \bar{P} + 1/3 \tau_{kk}$)이다[6]. 아격자 레이놀즈 응력은 Germano et al.[7]에 의해 제시된 동아격자모델(Dynamic Subgrid-scale Model)을 이용하여 다음과 같이 모델링되어지며,

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} \tag{3}$$

eddy viscosity(ν_t)는 아래와 같은 방법으로 계산된다[7, 8].

$$\nu_t = C_s \bar{\Delta}^2 |\bar{S}|, \quad C_s = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}} \tag{4}$$

$$L_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk} = -2C_s \bar{\Delta}^2 M_{ij} \tag{5}$$

$$M_{ij} = (\widehat{\Delta} / \bar{\Delta})^2 |\widehat{S}| \widehat{S}_{ij} - |\widehat{S}| \bar{S}_{ij} \tag{6}$$

\bar{S}_{ij} 는 strain rate tensor, $\bar{\Delta}$ 는 filter width이며 $\bar{\Delta} = (r\Delta r\Delta\theta\Delta z)^{1/3}$ 로 정의된다.

위의 지배방정식들은 논문 Part I에서와 같은 방법으로 차분되었다[9, 10]. 자세한 수치해석 기법은 논문 Part I을 참고하기 바란다. 본 연구에서 수행된 원형 직관의 형상, 경계조건, 계산에 사용된 격자수 및 크기는 논문 Part I과 동일하다.

3. 결과

3.1 Skewness and Flatness of velocity fluctuations

Fig. 1과 Fig. 2는 Re_τ 변화에 따른 각 속도성분의 Skewness와 Flatness를 보여준다. Skewness와 Flatness는 각각 다음과 같이 정의되며,

$$S(\bar{u}_i') = \frac{\langle \bar{u}_i'^3 \rangle}{\langle \bar{u}_i'^2 \rangle^{3/2}}, \quad F(\bar{u}_i') = \frac{\langle \bar{u}_i'^4 \rangle}{\langle \bar{u}_i'^2 \rangle^2} \tag{7}$$

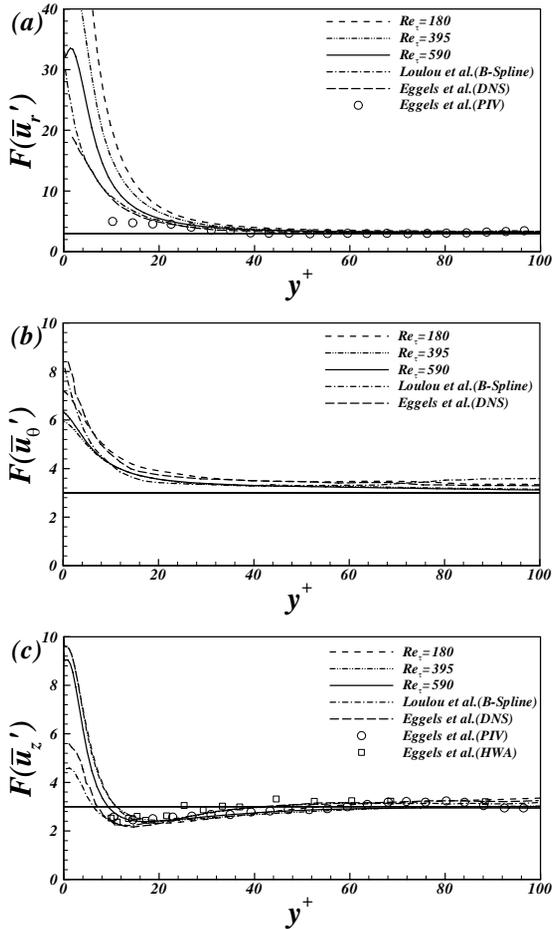


Fig. 2 Flatness factors of the velocity fluctuations in the near-wall region ; (a) the normal-to-the-wall velocity component, (b) the circumferential velocity component, (c) the streamwise velocity component

Gaussian distribution은 각각 0과 3이다. 여기서 $\langle \rangle$ 는 시간 및 homogeneous 방향으로의 공간 평균을 의미한다.

Fig. 1(a)는 반경방향 속도성분의 Skewness factor를 보여준다. Eggels et al.[1]의 경우 $y^+ \leq 45$ 에서 음의 값을 보인다. 하지만 Loulou et al.[2]의 경우 $4 \leq y^+ \leq 35$ 범위에서 음의 값을 보이며 벽면 근처에서는 양의 값을 보이고 있다. 이는 Kim et al.[11]의 채널 유동의 결과와 같다. 본 연구에서 LES를 이용한 계산 결과 Eggels et al.[1]의 결과에서와 마찬가지로 벽면 근처에서 음의 값을 보이며, Eggels et al.[1]의 결과보다 더 큰 음의 값을 보인다. 벽면에 수직한 속도 성분의 섭동은 격자 크기에 큰 영향을 받는다. Durst et al.[3]와 den Toonder and Nieuwstadt[4]의 실험 결과와 비교해보면 Loulou et al.[2]의 결과와 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 본 연구의

LES 결과의 경우 벽면 근처에서의 낮은 격자해상도로 인해 오차를 보이며 격자해상도가 높아질수록 오차는 줄어드는 것을 알 수 있다[7,12].

Fig. 1(b)는 회전방향 속도성분의 Skewness factor를 보여준다. 파이프 유동에서 회전방향으로 대칭이므로 회전방향 속도 섭동의 Skewness는 0이 되어야한다. LES 계산 결과 모든 Re_τ 에서 0에 가깝다는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 1(c)는 축방향 속도성분의 Skewness factor를 보여준다. LES 계산 결과가 over-predict된 것을 확인할 수 있다. $Re_\tau = 180$ 인 경우 Eggels et al.[1]의 DNS 및 실험과 Loulou et al.[2]의 계산 결과에서 $y^+ \approx 13$ 에서 Skewness의 부호가 바뀌지만, LES 계산에서는 $y^+ \approx 20$ 에서 부호가 바뀐다. Re_τ 가 증가하여도 y^+ 에 대한 Skewness factor는 크게 변하지 않으며 y^+ 가 증가함에 따라 일정한 값으로 수렴한다. 이러한 특성은 Moser et al.[13]의 채널 유동에서의와 같은 결과이다.

Fig. 2(a)는 반경방향 속도성분의 Flatness factor를 보여준다. $Re_\tau = 180$ 인 경우의 기존 연구결과들과 마찬가지로 벽면 근처($y^+ = 0$)로 근접할수록 Flatness factor는 급격하게 증가하며, $y^+ > 40$ 에서는 일정한 값(Gaussian distribution보다 약간 높은 값)으로 수렴한다. 하지만 LES 계산 결과 벽면 근처에서 over-predict된 것이 확인된다. Lyons et al.[14]은 viscous sublayer와 buffer layer에서 수직방향 속도섭동의 Flatness factor는 격자해상도에 의존함을 보였다. 본 연구에서도 낮은 격자해상도로 인하여 viscous sublayer와 buffer layer에서 Flatness factor가 높게 계산되었으며, 격자해상도가 증가함에 따라 벽면 근처에서의 Flatness factor가 점차 감소하는 것을 확인할 수 있다. 채널유동에서의 LES 계산 결과도 동일한 결과를 보인다[7].

Fig. 2(b)는 회전방향 속도성분의 Flatness factor를 보여준다. y^+ 가 증가함에 따라 기존 연구 결과들과 마찬가지로 일정한 값(Gaussian distribution보다 약간 높은 값)으로 수렴한다. 반면에 벽면 근처로 근접할수록 $Re_\tau = 180$ 인 경우 $5 \leq y^+ \leq 30$ 범위에서는 약간 over-predict 되었으며, $y^+ < 5$ 에서는 under-predict 되었다. 이러한 결과는 벽면 근처에서의 낮은 격자해상도에 기인한다. 채널 유동의 경우 Re_τ 가 증가함에 따라 벽면 근처에서의 회전방향 속도성분의 Flatness factor가 점차 증가하는 경향을 보인다[13]. 따라서 파이프 유동에서도 동일한 결과를 보일 것으로 생각되지만 본 연구의 LES 계산 결과에서는 벽면 근처에서의 낮은 격자해상도로 인하여 그와 같은 결과를 보일 수 없었다.

Fig. 2(c)는 축방향 속도성분의 Flatness factor를 보여준다. 기존 연구 결과들과 마찬가지로 Flatness factor는 벽면 근처($y^+ < 20$)에서 최소가 되며, 벽면에 근접할수록 Flatness factor

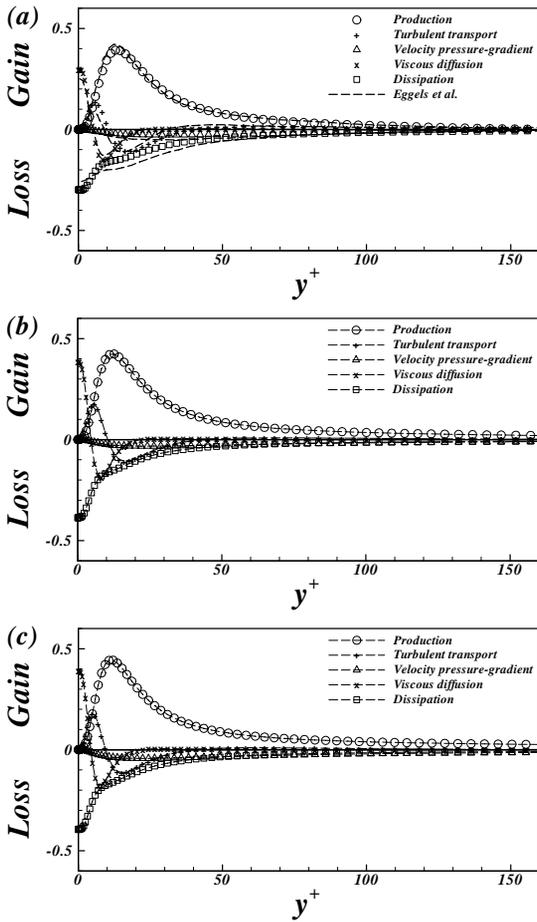


Fig. 3 The budgets of the axial Reynolds stress in wall coordinates with Re_τ ; (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=395$, (c) $Re_\tau=590$

가 급격하게 커지는 것을 확인할 수 있다. 하지만 위의 다른 속도섭동의 Flatness factor와 마찬가지로 over-predict 되었으며 격자해상도가 증가함에 따라 Flatness factor가 작아짐을 알 수 있다.

3.2 Reynolds stress budget

원통좌표계에서의 레이놀즈 응력 수송 방정식은 Moser and Moin[15]에 의하여 유도되었으며, Liu et al.[16]에 의해 subgrid-scale 응력 항들이 포함된 large-scale 레이놀즈 응력 수송 방정식이 유도되었다. tensor 형식의 large-scale 레이놀즈 응력 $R_{ij}(\langle \overline{u'_i u'_j} \rangle)$ 의 수송 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + U_k \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} = P_{ij} - \epsilon_{ij} + \Pi_{ij} - \frac{\partial C_{ijk}}{\partial x_k} + \nu \frac{\partial^2 R_{ij}}{\partial x_k \partial x_k} \quad (8)$$

$$P_{ij} = -R_{ik} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - R_{jk} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (9)$$

$$\epsilon_{ij} = 2\nu \left\langle \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} \right\rangle - \left\langle \tau_{jk} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \right\rangle - \left\langle \tau_{ik} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} \right\rangle \quad (10)$$

$$\Pi_{ij} = - \left\langle \overline{u'_i} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_j} + \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_i} \right\rangle \quad (11)$$

$$C_{ijk} = \left\langle \overline{u'_i u'_j u'_k} + \tau_{jk} \overline{u'_i} + \tau_{ik} \overline{u'_j} \right\rangle \quad (12)$$

본 연구에서는 subgrid-scale 응력 항들은 제외한 large-scale 레이놀즈 응력 및 난류 운동에너지($k = \langle \overline{u'_i u'_i} \rangle / 2$)의 수치 (budget)를 계산하였다. 수송 방정식의 모든 항들은 u_τ^4/ν 로 무차원화 되었다. 본 연구에서와 같은 파이프 유동의 경우 축 방향과 회전방향으로 homogeneous 유동으로 반경방향과 회전 방향 평균속도(U_r, U_θ)는 0이며, 회전방향과 축방향으로의 평균값들의 미분 항들은 사라진다. 이와 같은 단순화가 적용된 자세한 각 large-scale 레이놀즈 응력 및 난류 운동에너지의 수치 식은 아래의 Appendix에 나타내었다.

3.2.1 Budget for axial Reynolds stress

Fig. 3(a)는 $Re_\tau=180$ 인 경우 축방향 레이놀즈 응력 수지의 각 항들을 Eggers et al.[1]의 DNS 결과와 비교하여 나타낸 것이다. DNS 결과와 비교하여 대체적으로 잘 일치하며, Dissipation 항이 가장 큰 차이를 보이는 것을 알 수 있다. 이는 계산에서 제외된 subgrid-scale 응력과 낮은 격자해상도의 영향으로 벽면 근처에서 다소 차이를 보이는 것으로 보인다. $y^+ < 10$ 에서 Viscous diffusion 항과 Turbulent transport 항의 최대치(peak)가 over-predict 되었다. 이는 벽면 근처에서 축방향 속도섭동($\overline{u'_z}$)이 over-predict 되었기 때문이다. 또한 $10 < y^+ < 20$ 에서 Turbulent transport 항과 Production 항의 최대치(peak)가 under-predict 되었다. 이는 Reynolds shear stress($\langle \overline{u'_r u'_z} \rangle$)와 반경방향 속도섭동($\overline{u'_r}$)이 under-predict 되었기 때문이다.

Re_τ 가 $Re_\tau=395$ (Fig. 3(b)), $Re_\tau=590$ (Fig. 3(c))로 증가함에 따라 축방향 레이놀즈 응력 수지의 형태는 $Re_\tau=180$ 일 때와 유사하지만, 벽면 근처에서의 수치 항들의 크기가 증가하는 것을 알 수 있다. 여기서 Production 항은 Part I의 Fig. 4와 Fig. 10에서와 같이 Re_τ 가 증가함에 따라 벽면 근처에서 축 방향 평균 속도분포의 기울기(dU_z/dr)와 Reynolds shear stress ($\langle \overline{u'_r u'_z} \rangle$)가 증가하기 때문이다. 이는 난류강도의 증가를 의미한다. 또한 Production, Viscous diffusion, Turbulent transport 항들이 최소가 되는 위치는 Re_τ 가 증가함에 따라 점차 벽면

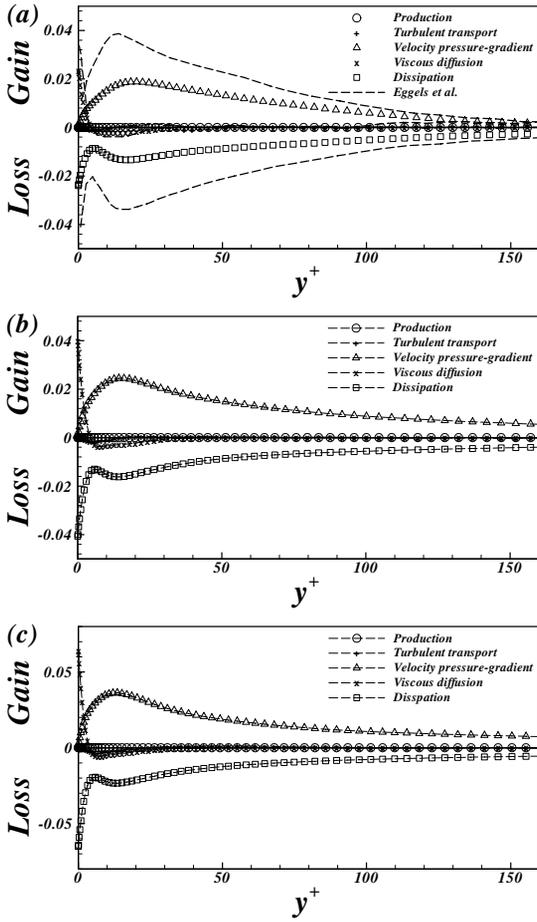


Fig. 4 The budgets of the azimuthal Reynolds stress in wall coordinates with Re_τ ; (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=395$, (c) $Re_\tau=590$

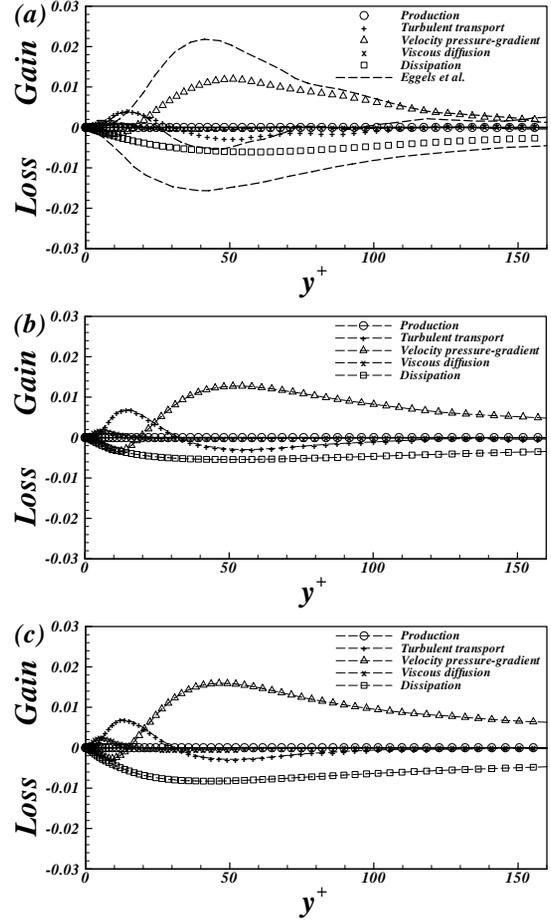


Fig. 5 The budgets of the radial Reynolds stress in wall coordinates with Re_τ ; (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=395$, (c) $Re_\tau=590$

으로 근접한다. 벽면에서의 Viscous diffusion 항과 dissipation 항의 크기는 레이놀즈 응력 수치의 균형 유지를 위해 같은 크기로 증가한다. 하지만 Re_τ 가 180에서 395로 증가할 때에 비해서 395에서 590으로 증가할 때의 수치 항들의 증가폭이 작음을 알 수 있다.

3.2.2 Budget for azimuthal Reynolds stress

Fig. 4(a)는 $Re_\tau=180$ 인 경우 회전방향 레이놀즈 응력 수치의 각 항들을 Eggers et al.[1]의 DNS 결과와 비교하여 나타낸 것이다. 축방향 레이놀즈 응력 수치에 비하여 DNS 결과와 다소 큰 차이를 보인다. Velocity pressure-gradient 항과 Dissipation 항이 under-predict 되었으며 벽면으로 근접할수록 그 차이가 점차 증가한다. 벽면 근처($y^+ < 3$)에서의 Viscous

diffusion 항도 under-predict 되었다. 이는 반경방향 속도섭동 ($\overline{u_r'}$)과 회전방향 속도섭동($\overline{u_\theta'}$)이 under-predict 되었기 때문이다. 또한 Dissipation 항은 계산에서 subgrid-scale 응력의 영향이 제외되었기 때문이다. 하지만 회전방향 레이놀즈 응력 수치의 크기는 축방향 레이놀즈 응력 수치에 비하여 10^{-1} 크기로 그 차이는 작다.

Re_τ 가 $Re_\tau=395$ (Fig. 4(b)), $Re_\tau=590$ (Fig. 4(c))로 증가함에 따라 회전방향 레이놀즈 응력 수치의 형태는 $Re_\tau=180$ 일 때와 유사하지만, 벽면 근처에서의 수치 항들의 크기가 증가한다. Re_τ 가 증가함에 따라 Velocity pressure-gradient, Viscous diffusion, Dissipation 항의 크기가 점차 증가하며, Velocity pressure-gradient 항의 크기가 최대가 되는 위치는 점차 벽면으로 근접한다.

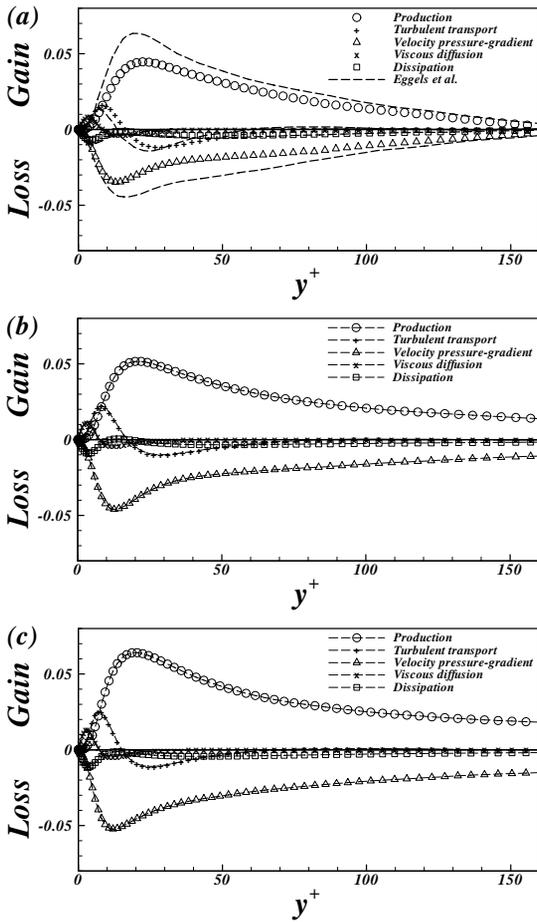


Fig. 6 The budgets of the Reynolds shear stress in wall coordinates with Re_τ ; (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=395$, (c) $Re_\tau=590$

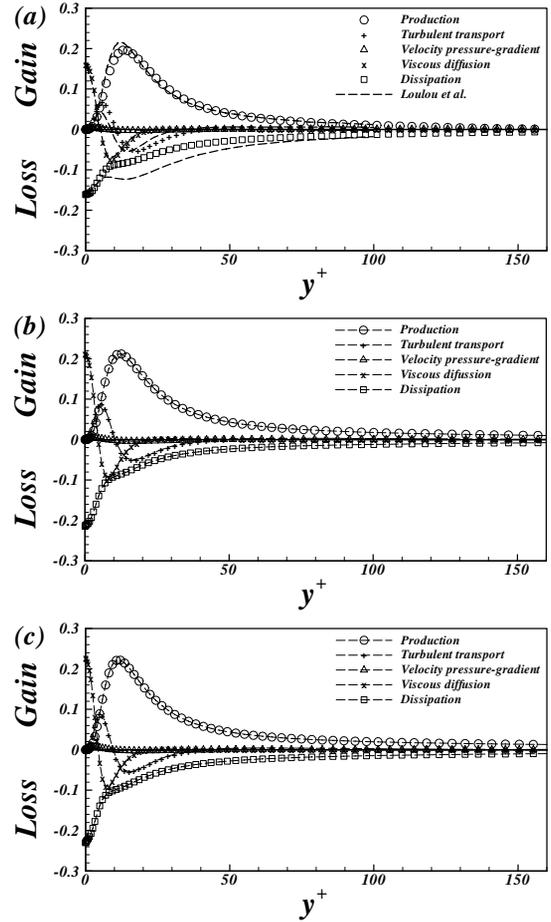


Fig. 7 The budgets of the turbulent kinetic energy(k) in wall coordinates with Re_τ ; (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=395$, (c) $Re_\tau=590$

3.2.3 Budget for radial Reynolds stress

Fig. 5(a)는 $Re_\tau=180$ 인 경우 반경방향 레이놀즈 응력 수지의 각 항들을 Eggels et al.[1]의 DNS 결과와 비교하여 나타낸 것이다. 회전방향 레이놀즈 응력 수지의 결과 마찬가지로 반경방향 속도섭동($\overline{u_r'}$)과 회전방향 속도섭동($\overline{u_\theta'}$)이 under-predict 되었기 때문에 Velocity pressure-gradient, Turbulent transport, Dissipation 항이 under-predict 되었다.

Re_τ 가 $Re_\tau=395$ (Fig. 5(b)), $Re_\tau=590$ (Fig. 5(c))로 증가함에 따라 회전방향 레이놀즈 응력 수지의 형태는 $Re_\tau=180$ 일 때와 유사하지만, Velocity pressure-gradient 항과 Dissipation 항의 크기는 증가하며 최대가 되는 위치는 점차 벽면으로 근접한다. 반면에 Viscous diffusion 항과 Turbulent transport 항의 크기는 증가하지만 최대가 되는 위치는 거의 변하지 않는다.

3.2.4 Budget for Reynolds shear stress

Fig. 6(a)는 $Re_\tau=180$ 인 경우 레이놀즈 전단 응력 수지의 각 항들을 Eggels et al.[1]의 DNS 결과와 비교하여 나타낸 것이다. 반경방향 속도섭동($\overline{u_r'}$)이 under-predict 되었기 때문에 Production, Velocity pressure-gradient, Dissipation 항이 under-predict 되었다. Turbulent transport 항은 $15 < y^+ < 30$ 에서 under-predict 되었으며, $y^+ < 15$ 에서는 over-predict 되었다. 이는 $15 < y^+ < 30$ 에서는 반경방향 속도섭동($\overline{u_r'}$)과 회전방향 속도섭동($\overline{u_\theta'}$)이 under-predict 되었기 때문이며, $y^+ < 15$ 에서는 축방향 속도섭동($\overline{u_z'}$)이 over-predict 되었기 때문이다.

Re_τ 가 $Re_\tau=395$ (Fig. 6(b)), $Re_\tau=590$ (Fig. 6(c))로 증가함에 따라 레이놀즈 전단 응력 수지의 형태는 $Re_\tau=180$ 일 때와 유

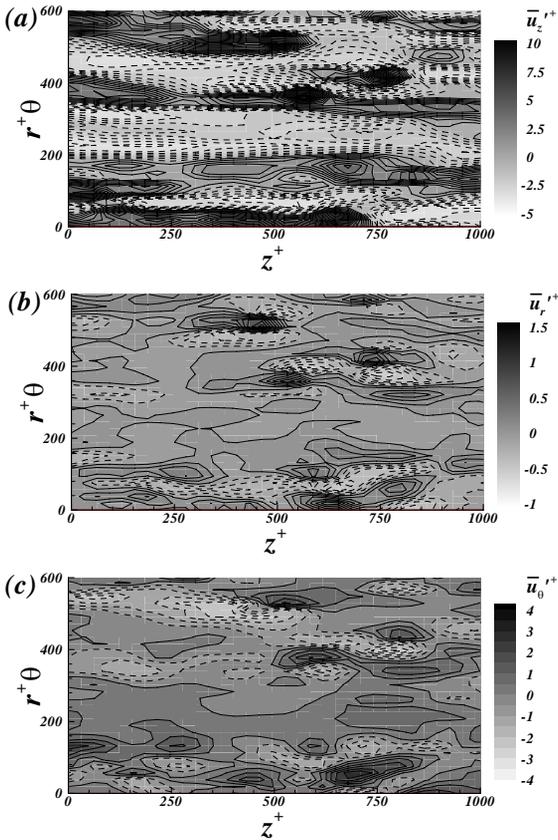


Fig. 8 Instantaneous resolved velocity fluctuations at $y^+ \simeq 10$ for $Re_\tau = 395$; (a) axial velocity fluctuations, (b) radial velocity fluctuations, (c) azimuthal velocity fluctuations. Dashed lines ; negative fluctuations, Solid lines ; positive fluctuations.

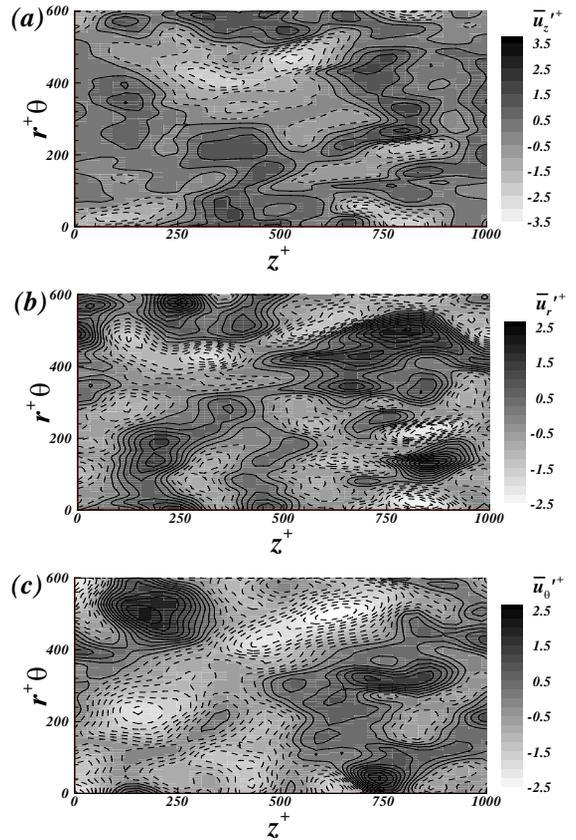


Fig. 9 Instantaneous resolved velocity fluctuations at $y^+ \simeq 300$ for $Re_\tau = 395$; (a) axial velocity fluctuations, (b) radial velocity fluctuations, (c) azimuthal velocity fluctuations. Dashed lines ; negative fluctuations, Solid lines ; positive fluctuations.

사하지만, 전체적으로 각 항들의 크기가 증가한다. 그리고 Production 항의 크기가 최대가 되는 위치가 벽면으로 근접한다.

3.2.5 Budget for turbulent kinetic energy

Fig. 7은 Re_τ 변화에 따른 난류 에너지(k) 수지를 보여준다. Fig. 7(a)는 $Re_\tau=180$ 인 경우 Loulou et al.[2]의 결과($Re_\tau=190$)와 비교하여 나타낸 것이다. 난류 에너지의 수지는 축방향 레이놀즈 응력의 수지가 반경방향과 회전방향 응력의 수지보다 크기 때문에 축방향 레이놀즈 응력의 수지와 유사한 형태를 보인다. Production의 최대치(peak)와 Dissipation 항이 under-predict 되었다. $y^+ > 40$ 에서는 Production 항과 Dissipation 항이 지배적이며 수지의 균형을 유지하고, 벽면 근처($y^+ < 5$)에서는 Viscous diffusion 항과 Dissipation 항이 지

배적이며 수지의 균형을 유지한다. Re_τ 가 증가함에 따라 벽면근처에서의 수지 항들의 크기는 증가하며, Production 항의 크기가 최대가 되는 위치와 Viscous diffusion이 최소가 되는 위치는 점차 벽면으로 접근한다.

3.3 Instantaneous velocity field

Fig. 8과 Fig. 9는 $Re_\tau = 395$ 인 경우의 순간 유동장에서의 각 속도성분의 등고선을 나타낸 것이다. 여기서 실선은 양의 값을 나타내며, 점선은 음의 값을 나타낸다. Fig. 8에서와 같이 벽면 근처에서의 속도성분의 등고선은 파이프 내의 축방향으로 가늘고 긴 형태의 eddy 구조로 인하여 축방향으로 가늘고 길게 나타난다. 벽면으로부터 멀어져 파이프의 중심부로 향하게 되면 Fig. 9에서와 같이 속도성분은 가늘고 긴 형태의 구조는 사라지며, isotropic 형태의 구조가 나타난다. 이때의

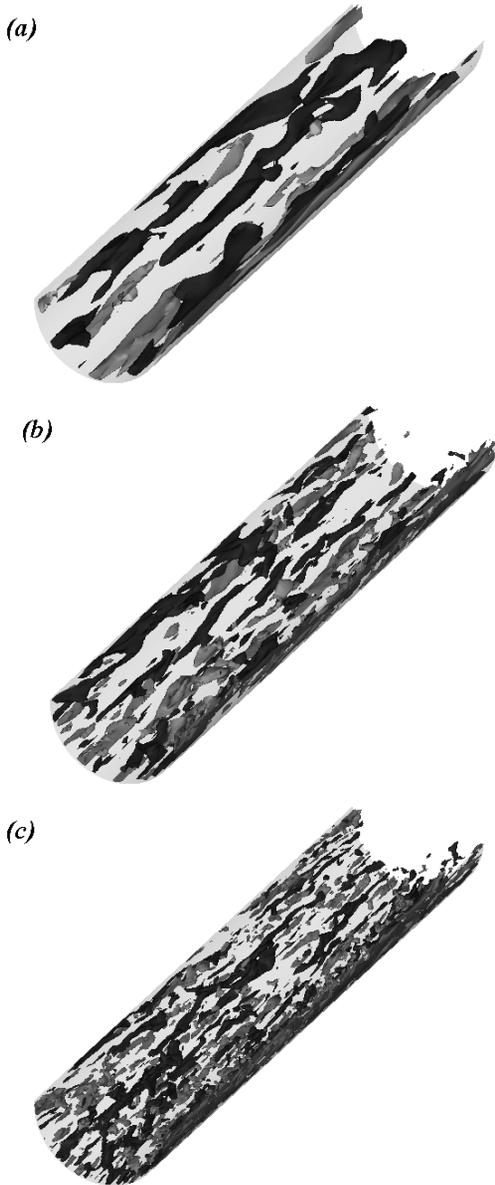


Fig. 10 Iso-surfaces of high-speed and low-speed streaks regions ; (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=395$, (c) $Re_\tau=590$
 $(\overline{u_z}'^+ > 3.0$: light-gray, $\overline{u_z}'^+ < 3.0$: dark-gray)

각 속도섭동의 크기는 거의 동일한 것을 확인할 수 있다.

Fig. 10은 순간 유동장에서의 축방향 속도섭동 streaks의 3차원 구조를 보여준다. Re_τ 가 증가함에 따라 가늘고 긴 형태의 streaks의 축방향으로의 길이는 점차 줄어들음을 확인할 수 있으며, 작은 형태의 streaks가 증가하며 복잡해짐이 관찰된다.

4. 결 론

본 연구에서는 동아격자 모델이 적용된 LES를 이용하여 난류 파이프 유동에서 Re_τ 의 변화가 Skewness, Flatness, 레이놀즈 응력 및 난류 운동에너지의 수지의 변화에 대한 연구를 수행하였다. $Re_\tau = 180$ 에서 LES를 이용한 계산 결과가 기존의 DNS 결과와 잘 일치하였다. Skewness factor는 Re_τ 의 변화와 무관하게 거의 일정하였으나, Flatness factor는 Re_τ 가 증가함에 따라 벽면 근처에서 점차 증가하였다. 레이놀즈 응력 및 난류 운동에너지의 수지는 Re_τ 가 증가함에 따라 벽면 근처에서의 수지 항들의 크기가 증가하였으며, 최소가 되는 위치는 점차 벽면으로 근접하였다. 또한 Re_τ 가 180에서 395로 증가할 때에 비해서 395에서 590으로 증가할 때의 수지 항들의 증가폭이 작음을 확인하였다. 순간 유동장에서의 등고선으로부터 벽면 근처에서의 가늘고 긴 형태의 eddy 구조를 확인하였으며, Re_τ 가 증가함에 따라 그 길이가 줄어들고 복잡해짐을 확인하였다.

후 기

본 연구는 수중운동체 특화연구센터의 지원에 의하여 연구되었음.

참고문헌

- [1] 1994, Eggels, J.G.M., Unger, F., Weiss, M.H., Westerweel, J., Adrian, R.J., Friedrich, R. and Nieuwstadt, F.T.M., "Fully developed turbulent pipe flow : a comparison between direct numerical simulation and experiment," *J. Fluid Mech.*, Vol.268, pp.175-209.
- [2] 1997, Loulou, P., Moser, R.D., Mansour, N.N. and Cantwell, B.J., "Direct numerical simulation incompressible pipe flow using a B-spline spectral method," *Technical Report Technical Memorandum 110436*, NASA/Ames Research Center.
- [3] 1995, Durst, F., Jovanovic, J. and Sender, J., "LDA measurements in the near-wall region of a turbulent pipe flow," *J. Fluid Mech.*, Vol.295, pp.305-335.
- [4] 1997, den Toonder, J.M.J. and Nieuwstadt, F.T.M., "Reynolds number effects in a turbulent pipe flow for low to moderate Re ," *Phys. Fluids*, Vol.9(11), pp.3398-3409.
- [5] 2001, Wagner, C., Huttl, T.J. and Friedrich, R.,

- "Low-Reynolds-number effects derived from direct numerical simulations of turbulent pipe flow," *Comput. Fluids*, Vol.30, pp.581-590.
- [6] 1995, Akselvoll, K. and Moin, P., "Large eddy simulation of turbulent confined coannular jets and turbulent flow over a backward facing step," *Technical Report TF-63*, Department of Mechanical Engineering, Stanford University.
- [7] 1991, Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H., "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model," *Phys. Fluids A*, Vol.3(7), pp.1760-1765.
- [8] 1992, Lilly, D.K., "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method," *Phys. Fluids A*, Vol.4(3), pp.633-635.
- [9] 1996, Akselvoll, K. and Moin, P., "An efficient method for temporal integration of the Navier-Stokes equation in confined axisymmetric geometries," *J. Comput. Phys.* Vol.125, pp.454-463.
- [10] 1985, Kim, J. and Moin, P., "Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations," *J. Comput. Phys.* Vol.59, pp.308-323.
- [11] 1987, Kim, J., Moin, P. and Moser, R., "Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number," *J. Fluid Mech.*, Vol.177, pp.133-166.
- [12] 1993, Piomelli, U., "High Reynolds number calculations using the dynamic subgrid-scale stress model," *Phys. Fluids A*, Vol.5(6), pp.1484-1490.
- [13] 1999, Moser, R.D., Kim, J. and Mansour, N.N., "Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$," *Phys. Fluids*, Vol.11(4), pp.943-945.
- [14] 1991, Lyons, S.L., Hanratty, T.J. and McLaughlin, J.B., "Large-scale computer simulation of fully developed turbulent channel flow with heat transfer," *Int. J. Numer. Methods in Fluids*, Vol.13, pp.999-1028.
- [15] 1984, Moser, R.D. and Moin, P., "Direct numerical simulation of curved channel flow," *Technical Report Technical Memorandum 85974*, NASA/Ames Research Center.
- [16] 1996, Liu, J., Piomelli, U. and Spalart, P.R., "Interaction between a spatially growing turbulent boundary layer and embedded streamwise vortices," *Fluid Mech.*, Vol.326, pp.151-179.

Appendix

The transport equations for the Reynolds stresses and Turbulent kinetic energy

<k - budget>

$$\frac{\partial k}{\partial t} \simeq \underbrace{-\langle \overline{u_r' u_z'} \rangle \frac{dU_z}{dr}}_{\text{Production}} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \langle \overline{u_r' k} \rangle)}_{\text{Turbulent transport}} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \langle \overline{u_r' \phi'} \rangle)}_{\text{Velocity pressure-gradient}} + \underbrace{\frac{1}{Re} \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dk}{dr} \right) \right\}}_{\text{Viscous diffusion}} - \underbrace{\epsilon}_{\text{Dissipation}}$$

< $\overline{u_r' u_r'}$ - budget>

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \overline{u_r' u_r'} \rangle}{\partial t} \simeq & \underbrace{-\frac{1}{r} \frac{\partial r \langle \overline{u_r' u_r' u_r'} \rangle}{\partial r} + \frac{2}{r} \langle \overline{u_r' u_\theta' u_\theta'} \rangle}_{\text{Turbulent transport}} - \underbrace{2 \langle \overline{u_r' \frac{\partial \phi'}{\partial r}} \rangle}_{\text{Velocity pressure-gradient}} \\ & + \underbrace{\frac{1}{Re} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \langle \overline{u_r' u_r'} \rangle}{\partial r} \right) - \frac{2}{r^2} (\langle \overline{u_r' u_r'} \rangle - \langle \overline{u_\theta' u_\theta'} \rangle) \right\}}_{\text{Viscous diffusion}} \\ & - \underbrace{\frac{2}{Re} \left[\left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_r'}}{\partial r} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{u_r'}}{\partial \theta} - \frac{\overline{u_\theta'}}{r} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_r'}}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \right]}_{\text{Dissipation}} \end{aligned}$$

$\langle \overline{u_\theta}' \overline{u_\theta}' - \text{budget} \rangle$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \overline{u_\theta}' \overline{u_\theta}' \rangle}{\partial t} &\simeq \underbrace{-\frac{1}{r} \frac{\partial r \langle \overline{u_r}' \overline{u_\theta}' \overline{u_\theta}' \rangle}{\partial r}}_{\text{Turbulent transport}} - \underbrace{\frac{2}{r} \langle \overline{u_r}' \overline{u_\theta}' \overline{u_\theta}' \rangle}_{\text{Velocity pressure - gradient}} - \frac{2}{r} \langle \overline{u_\theta}' \frac{\partial \overline{\phi}'}{\partial \theta} \rangle \\ &+ \underbrace{\frac{1}{Re} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \langle \overline{u_\theta}' \overline{u_\theta}' \rangle}{\partial r} \right) + \frac{2}{r^2} (\langle \overline{u_r}' \overline{u_r}' \rangle - \langle \overline{u_\theta}' \overline{u_\theta}' \rangle) \right\}}_{\text{Viscous diffusion}} \\ &\underbrace{- \frac{2}{Re} \left[\left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_\theta}'}{\partial r} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{u_\theta}'}{\partial \theta} + \frac{\overline{u_r}'}{r} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_\theta}'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \right]}_{\text{Dissipation}} \end{aligned}$$

$\langle \overline{u_z}' \overline{u_z}' - \text{budget} \rangle$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \overline{u_z}' \overline{u_z}' \rangle}{\partial t} &\simeq \underbrace{-2 \langle \overline{u_r}' \overline{u_z}' \rangle \frac{dU_z}{dr}}_{\text{Production}} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial r \langle \overline{u_r}' \overline{u_z}' \overline{u_z}' \rangle}{\partial r}}_{\text{Turbulent transport}} \\ &\underbrace{- 2 \langle \overline{u_z}' \frac{\partial \overline{\phi}'}{\partial z} \rangle}_{\text{Velocity pressure - gradient}} + \underbrace{\frac{1}{Re} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \langle \overline{u_z}' \overline{u_z}' \rangle}{\partial r} \right) \right\}}_{\text{Viscous diffusion}} \\ &\underbrace{- \frac{2}{Re} \left[\left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_z}'}{\partial r} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{u_z}'}{\partial \theta} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_z}'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \right]}_{\text{Dissipation}} \end{aligned}$$

$\langle \overline{u_r}' \overline{u_z}' - \text{budget} \rangle$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \overline{u_r}' \overline{u_z}' \rangle}{\partial t} &\simeq \underbrace{- \langle \overline{u_r}' \overline{u_r}' \rangle \frac{dU_z}{dr}}_{\text{Production}} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial r \langle \overline{u_r}' \overline{u_r}' \overline{u_z}' \rangle}{\partial r}}_{\text{Turbulent transport}} + \frac{1}{r} \langle \overline{u_\theta}' \overline{u_\theta}' \overline{u_z}' \rangle - \underbrace{\langle \overline{u_z}' \frac{\partial \overline{\phi}'}{\partial r} \rangle - \langle \overline{u_r}' \frac{\partial \overline{\phi}'}{\partial z} \rangle}_{\text{Velocity pressure - gradient}} \\ &+ \underbrace{\frac{1}{Re} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \langle \overline{u_r}' \overline{u_z}' \rangle}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \langle \overline{u_r}' \overline{u_z}' \rangle \right\}}_{\text{Viscous diffusion}} \\ &\underbrace{- \frac{2}{Re} \left[\left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_r}'}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \overline{u_z}'}{\partial r} \right) \right\rangle + \left\langle \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{u_r}'}{\partial \theta} - \frac{\overline{u_\theta}'}{r} \right) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{u_z}'}{\partial \theta} \right) \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_r}'}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial \overline{u_z}'}{\partial z} \right) \right\rangle \right]}_{\text{Dissipation}} \end{aligned}$$