

난류 파이프 유동 내 물질전달에 대한 레이놀즈 수 영향: Part II. 순간농도장, 고차 난류통계치 및 물질전달수지

강창우, 양경수*

인하대학교 기계공학부

REYNOLDS NUMBER EFFECTS ON MASS TRANSFER IN TURBULENT PIPE FLOW: PART II. INSTANTANEOUS CONCENTRATION FIELD, HIGHER-ORDER STATISTICS AND MASS TRANSFER BUDGETS

Changwoo Kang and Kyung-Soo Yang*

Dept. of Mechanical Engineering, Inha Univ.

Large Eddy Simulation(LES) of turbulent mass transfer in fully developed turbulent pipe flow has been performed to study the effect of Reynolds number on the concentration fields at $Re_\tau=180, 395, 590$ based on friction velocity and pipe radius. Dynamic subgrid-scale models for the turbulent subgrid-scale stresses and mass fluxes were employed to close the governing equations. Fully developed turbulent pipe flows with constant mass flux imposed at the wall are studied for $Sc=0.71$. The mean concentration profiles and turbulent intensities obtained from the present LES are in good agreement with the previous numerical and experimental results currently available. The effects of Reynolds number on the turbulent mass transfer are identified in the higher-order statistics(Skewness and Flatness factor) and instantaneous concentration fields. The budgets of turbulent mass fluxes and concentration variance were computed and analyzed to elucidate the effect of Reynolds number on turbulent mass transfer. Furthermore, to understand the correlation between near-wall turbulence structure and concentration fluctuation, we present an octant analysis in the vicinity of the pipe wall.

Key Words : 대와류모사(Large Eddy Simulation), 난류 파이프 유동(Turbulent pipe flow), 물질전달(Mass transfer)

1. 서론

난류 파이프 유동에서의 난류물질전달에 관한 공학적 중요성은 앞선 난류 파이프 유동 내 물질전달에 대한 레이놀즈 수 영향(Part I)에서 언급되었다. 앞선 연구에서는 레이놀즈 수 변화에 따른 평균 농도장, 농도섭동 및 turbulent mass fluxes의 변화에 대하여 알아보았으며, 이번 연구에서는 레이놀즈 수 변화가 higher-order statistics(Skewness and Flatness)와

순간 농도장, 농도 variance 및 turbulent mass flux의 수지에 미치는 영향에 대하여 알아보려고 한다.

파이프 유동에서의 농도섭동에 대한 Skewness와 Flatness에 대한 연구는 낮은 레이놀즈 수에 국한되었다. Piller[1]는 $Re_\tau=180$ 에서 DNS 계산을 통하여 농도섭동의 Skewness와 Flatness를 계산하였으며, Redjem-Saad et al.[2]은 $Re_\tau=186$ 에서 Prandtl 수(Pr)의 변화에 따른 농도섭동의 Skewness와 Flatness를 계산하였다($0.026 \leq Pr \leq 1$). 아직까지 더 높은 레이놀즈 수에서 Skewness와 Flatness에 대한 연구는 수행되지 않았다.

농도 variance의 수지에 대한 연구는 Satake and Kunugi[3]와 Piller[1]에 의하여 낮은 레이놀즈 수에서 수행되었으며, turbulent mass fluxes의 수지에 대한 연구도 Satake and Kunugi[3]에 의하여 낮은 레이놀즈 수($Re_\tau=180$)에서 수행되었다. 따라서 더 높은 레이놀즈 수에서의 농도 variance 및

Received: March 26, 2012, Revised: August 6, 2012,
Accepted: August 7, 2012.

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

DOI <http://dx.doi.org/10.6112/kscfe.2012.17.3.059>

© KSCFE 2012

turbulent mass fluxes의 수지에 대한 연구가 필요하다.

따라서 본 연구에서는 동아격자 모델(Dynamic Subgrid-scale Model)을 적용한 LES 기법을 이용하여 Re_τ 의 변화가 난류 파이프 유동 내 물질전달에 미치는 영향에 대한 두 번째 연구로서 Skewness, Flatness, 농도 variance 및 turbulent mass fluxes의 수지의 변화에 대한 연구를 수행하였다. LES가 수행된 Re_τ 범위는 180, 395, 590이며 $Sc(=\nu/\alpha)=0.71$ 로 고정하였다. 여기서 Sc 는 관내 금속 벽면의 부식을 유발하는 산소 이온의 확산을 스킨라로 간주하여 고려되었다. $Re_\tau=180$ 인 경우에 대하여 기존의 실험 및 수치해석 연구 결과들과 검증하였으며, 기존에 수행되지 않았던 Re_τ 에서의 계산을 통해 Re_τ 변화에 따른 난류 농도장의 통계치들의 변화를 관찰하였다. 또한 octant analysis를 통해 벽면 근처에서의 난류 구조와 농도 섭동 사이의 상관관계를 살펴보았다.

2. 수치해석 기법

본 연구에서 사용된 LES 기법을 위해 여과된 지배방정식은 다음과 같다[4].

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

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

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{c}) = \nabla \cdot (\alpha_e \nabla \bar{c}) \quad (3)$$

여기서 $\bar{\mathbf{u}}(=U+\bar{u}')$, $\bar{c}(=C+\bar{c}')$ 는 box filter를 사용하여 여과된 속도성분, 몰농도이고 ν_e 와 α_e 는 각각 total viscosity (ν_t+1/Re)와 total diffusivity($\alpha_t+1/ReSc$)를 나타낸다. $\bar{\phi}$ 는 여과된 압력성분과 아격자 레이놀즈 응력의 isotropic 성분의 합($\bar{\phi}=\bar{P}+1/3\tau_{kk}$)이다[4]. 아격자 레이놀즈 응력과 아격자 농도 확산항은 Germano et al.[5]과 Cabot and Moin[6]에 의해 제시된 동아격자모델(Dynamic Subgrid-scale Model)을 이용하여 다음과 같이 모델링되어지며,

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (4)$$

$$q_j = -\alpha_t \nabla \bar{c} \quad (5)$$

ν_t (eddy viscosity)와 α_t (molecular diffusivity)는 다음과 같은 방법으로 dynamic 하게 계산된다.

$$\nu_t = C_s \bar{\Delta}^2 |\bar{S}|, \quad C_s = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}} \quad (6)$$

$$L_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij} L_{kk} = -2C_s \bar{\Delta}^2 M_{ij} \quad (7)$$

$$M_{ij} = \left(\frac{\widehat{\Delta}}{\bar{\Delta}} \right)^2 |\widehat{S}| \widehat{S}_{ij} - |\widehat{S}| \widehat{S}_{ij} \quad (8)$$

$$\alpha_t = C_c \bar{\Delta}^2 |\bar{S}|, \quad C_c = -\frac{F_j H_j}{H_j H_j} \quad (9)$$

$$F_j = -C_c \bar{\Delta}^2 H_j \quad (10)$$

$$H_j = \left(\frac{\widehat{\Delta}}{\bar{\Delta}} \right)^2 |\widehat{S}| \nabla \widehat{c} - |\widehat{S}| \nabla \widehat{c} \quad (11)$$

여기서, \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[7,8]. 자세한 수치해석 기법은 논문 Part I을 참고하기 바란다. 본 연구에서 수행된 원형 직관의 형상, 유동장 및 농도장의 경계조건, 계산에 사용된 격자수 및 크기는 논문 Part I과 동일하다. 그리고 고차의 난류 통계치를 계산하기 위하여 $\Delta t=0.2$ 의 100개의 sample로 축방향과 회전방향에 대하여 평균하였다.

3. 결 과

3.1 Skewness and Flatness of the concentration fluctuation

Fig. 1과 Fig. 2는 각각 Re_τ 변화에 따른 농도섭동의 Skewness($S(\bar{c}')$)와 Flatness($F(\bar{c}')$)를 보여준다. 농도섭동의 Skewness와 Flatness는 다음과 같이 정의되며,

$$S(\bar{c}') = \frac{\langle \bar{c}'^3 \rangle}{\langle \bar{c}'^2 \rangle^{3/2}}, \quad F(\bar{c}') = \frac{\langle \bar{c}'^4 \rangle}{\langle \bar{c}'^2 \rangle^2} \quad (12)$$

Gaussian distribution은 각각 0과 3이다. 모든 Re_τ 에 대해서 벽면으로 근접함($y^+ < 20$)에 따라 Skewness와 Flatness는 급격히 증가하는 경향을 보이며, 중심부로 향할수록 Gaussian distribution로 수렴한다. 이는 벽면 근처에서의 농도섭동은 비대칭적이고 간헐적인 특성을 갖는 것을 의미하고, 파이프의 중심부에서는 homogeneous 특성을 갖는 것을 의미한다. $Re_\tau=180$ 인 경우 벽면에서 $S(\bar{c}') \approx 1.8$, $F(\bar{c}') \approx 9.6$ 로 Redjem-Saad et al.[2]의 DNS 결과($S(\bar{c}') \approx 1.4$, $F(\bar{c}') \approx 7$)보다 over-predict 되었다. 이는 난류 모델과 격자해상도의 영향으로 생각되어진다.

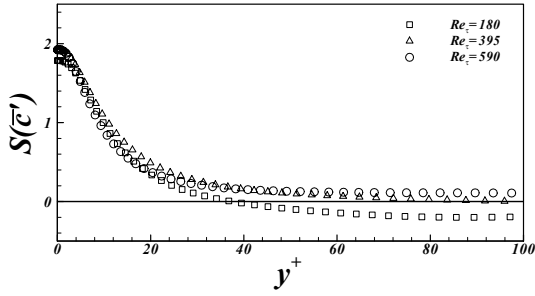


Fig. 1 Skewness factor of concentration fluctuation in the near-wall region

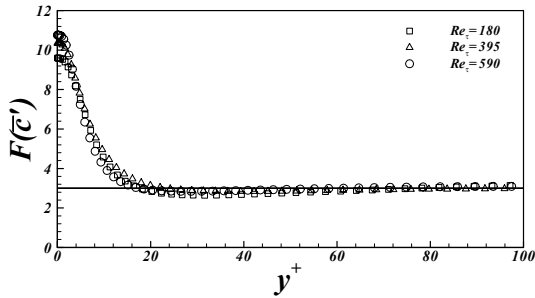


Fig. 2 Flatness factor of concentration fluctuation in the near-wall region

3.2 Mass transfer budgets

LES 기법이 적용된 Navier-Stokes 방정식과 농도 수송방정식으로부터 유도된 subgrid-scale 농도 확산항이 포함된 농도 variance, $k_c (= \langle \bar{c}'c' \rangle / 2)$ 와 난류 mass flux의 수송방정식은 각각 다음과 같다.

$$\frac{\partial k_c}{\partial t} = -\langle \bar{u}_k'c' \rangle \frac{\partial C}{\partial x_k} - Q_k \frac{\partial C}{\partial x_k} - U_k \frac{\partial k_c}{\partial x_k} - \frac{\partial \langle \bar{u}_k'k_c \rangle}{\partial x_k} - \frac{\partial \langle q_k'c' \rangle}{\partial x_k} + \alpha \frac{\partial^2 k_c}{\partial x_k^2} - \alpha \langle \frac{\partial \bar{c}'}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{c}'}{\partial x_k} \rangle + \langle q_k \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_k} \rangle \quad (13)$$

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_i'c' \rangle}{\partial t} + U_k \frac{\partial \langle \bar{u}_i'c' \rangle}{\partial x_k} = \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & -\langle \bar{u}_k'c' \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \langle \bar{u}_i'\bar{u}_k' \rangle \frac{\partial C}{\partial x_k} - Q_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - T_{ik} \frac{\partial C}{\partial x_k} \\ & - \frac{\partial \langle \bar{u}_i'\bar{u}_k'c' \rangle}{\partial x_k} - \frac{\partial \langle \tau_{ik}'c' \rangle}{\partial x_k} - \frac{\partial \langle q_k'\bar{u}_i' \rangle}{\partial x_k} - \left\langle \frac{c'}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} \right\rangle \\ & + \nu \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left\langle \bar{c}' \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_k} \right\rangle \right) + \alpha \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left\langle \bar{u}_i' \frac{\partial \bar{c}'}{\partial x_k} \right\rangle \right) \\ & - (\nu + \alpha) \left\langle \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{c}'}{\partial x_k} \right\rangle + \langle \tau_{ik} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_k} \rangle + \left\langle q_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right\rangle \end{aligned}$$

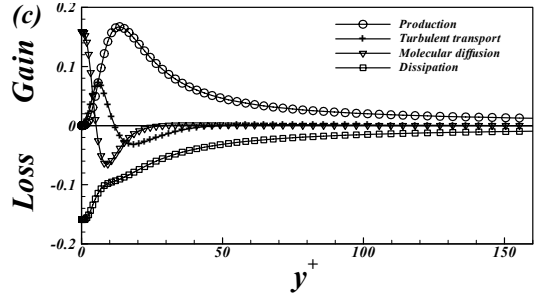
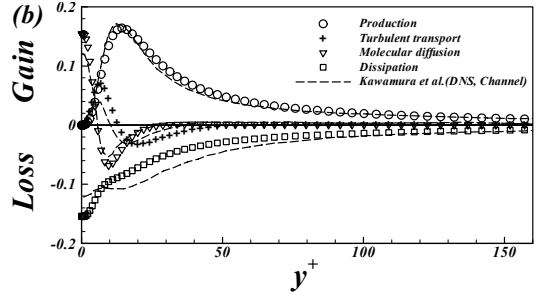
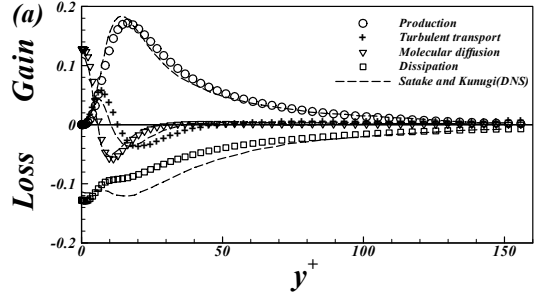


Fig. 3 Budgets of the concentration variance; (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=395$, (c) $Re_\tau=590$

여기서 T_{ik} , Q_k 는 각각 시간 및 공간 평균된 아격자 레이놀즈 응력과 아격자 농도 확산항이다.

본 연구에서는 subgrid-scale 농도 확산항은 제외한 resolved 농도 variance의 수치(budget)를 계산하였다. 본 연구에서와 같은 파이프 유동의 경우 축방향과 회전방향으로 homogeneous 유동으로 반경방향과 회전방향 평균속도(U_r , U_θ)는 0이며, 회전방향과 축방향으로의 평균값들의 미분 항들은 사라진다. 이와 같은 단순화가 적용된 자세한 각 resolved 농도 variance 및 난류 mass flux의 수치 식은 아래의 Appendix I에 나타내었다.

3.2.1 Budget for the concentration variance

Fig. 3은 각 Re_τ 에 대한 resolved 농도 variance(k_c)의 수치를 나타낸 것이다. $Re_\tau = 180$ 인 경우 Satake and Kunugi[3]의 DNS 결과와 비교하여 나타내었으며, $Re_\tau = 395$ 인 경우는 Kawamura et al.[9]의 DNS 채널유동 결과와 비교하였다.

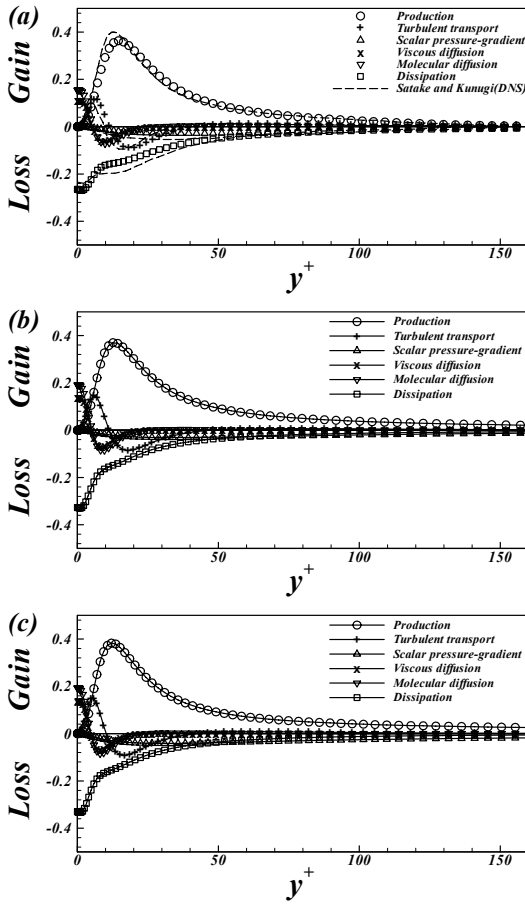


Fig. 4 Budgets of the streamwise turbulent mass flux; (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=395$, (c) $Re_\tau=590$

$Re_\tau = 590$ 인 경우는 비교 가능한 기존 연구결과가 존재하지 않으므로 본 연구에서의 계산 결과만 나타내었다. Fig. 3(a)에서 보는 바와 같이 $Re_\tau = 180$ 인 경우 Satake and Kunugi[3]의 DNS 결과와 비교하여 대체적으로 잘 일치하지만, 벽면 근처에서 약간 차이를 보이는 것을 확인할 수 있다. Production 항은 $20 \leq y^+ \leq 50$ 에서 다소 over-predict 되었으며, $y^+ \leq 20$ 에서 under-predict 되었다. Dissipation 항은 벽면으로 근접함에 따라 under-predict된 경향을 보이지만 벽면 근처에서는 다소 over-predict되었다. 이때 벽면에서는 Dissipation 항과 Molecular diffusion 항이 균형을 이루며, Molecular diffusion 항도 벽면 근처에서 다소 over-predict되었다. Fig. 3(b)의 $Re_\tau = 395$ 인 경우에도 Kawamura et al.[9]의 DNS 채널유동 결과와 비교하였을 때 같은 경향을 보이는 것을 알 수 있다. Re_τ 가 증가함에 따라 각 항들의 크기는 Re_τ 가 증가하는 것

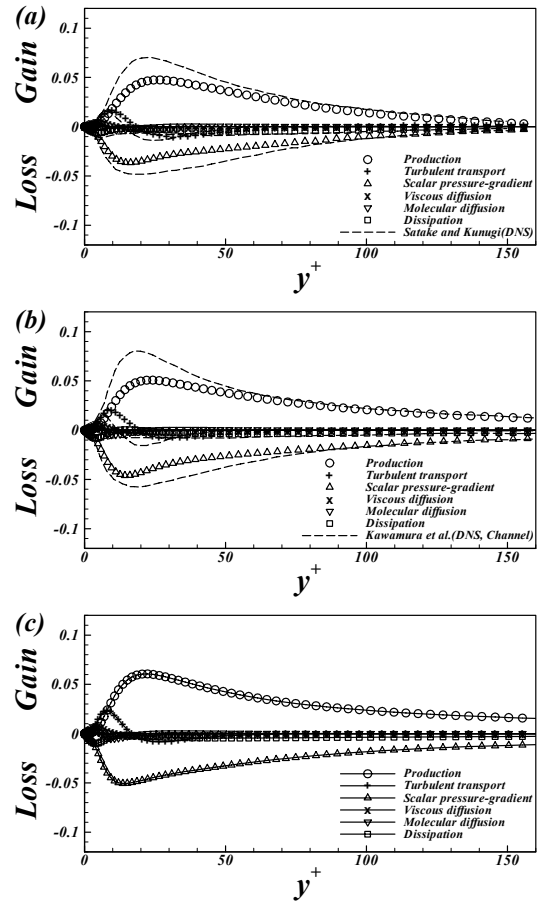


Fig. 5 Budgets of the wall-normal turbulent mass flux; (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=395$, (c) $Re_\tau=590$

만큼 크게 변하지 않는다. 하지만 Dissipation 항은 다른 항들에 비하여 벽면 근처에서의 크기가 좀 더 증가함을 확인할 수 있다. 또한 Re_τ 가 증가함에 따라 각 항들의 peak 위치 (y^+)는 점차 벽면으로 근접하였다.

3.2.2 Budget for the streamwise mass flux

Fig. 4는 각 Re_τ 에 대한 resolved 축방향 난류 mass flux의 수지를 나타낸 것이다. $Re_\tau = 180$ 인 경우 Satake and Kunugi[3]의 DNS 결과와 비교하여 나타내었다. Satake and Kunugi[3]의 DNS 결과와 비교하여 대체적으로 잘 일치하지만 resolved 농도 variance(k_c)의 수치에서와 같이 벽면 근처에서 약간 차이를 보였다. Production 항은 $20 \leq y^+ \leq 50$ 에서 다소 over-predict 되었으며, $y^+ \leq 20$ 에서 under-predict 되었다. Dissipation 항은 벽면으로 근접함에 따라 under-predict된 경향

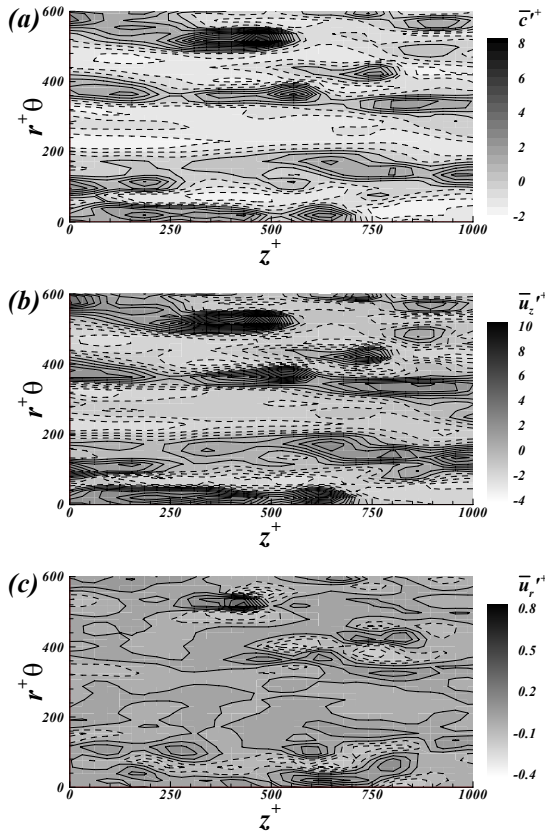


Fig. 6 Instantaneous resolved concentration and velocity fluctuations at $y^+ \approx 5$ for $Re_\tau = 395$; (a) concentration fluctuations, (b) axial velocity fluctuations, (c) radial velocity fluctuations. Dashed lines ; negative fluctuations, Solid lines ; positive fluctuations

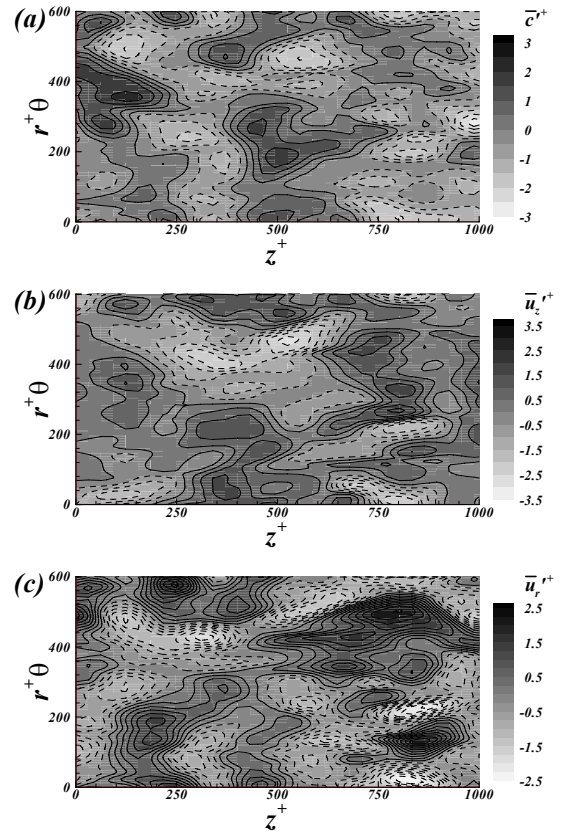


Fig. 7 Instantaneous resolved concentration and velocity fluctuations at $y^+ \approx 300$ for $Re_\tau = 395$; (a) concentration fluctuations, (b) axial velocity fluctuations, (c) radial velocity fluctuations. Dashed lines ; negative fluctuations, Solid lines ; positive fluctuations

을 보이지만 벽면 근처에서는 다소 over-predict되었다. 이때 벽면에서는 Dissipation 항은 Viscous diffusion, Molecular diffusion 항과 균형을 이루었다. Turbulent transport 항은 벽면 근처에서 다소 over-predict되었으며, 벽면에서 Production 항과 Turbulent transport항은 0으로 수렴하였다. Re_τ 가 증가함에 따라 각 항들의 peak에서의 크기는 다소 증가하였다. 특히 Dissipation, Viscous diffusion 그리고 Molecular diffusion항의 크기는 다른 항들에 비하여 좀 더 증가하였다. 또한 Production 항과 Turbulent transport 항의 크기가 peak가 되는 위치(y^+)는 점차 벽면으로 근접하였다.

3.2.3 Budget for the wall-normal mass flux

Fig. 5는 각 Re_τ 에 대한 resolved 반경방향 난류 mass flux의 수지를 나타낸 것이다. $Re_\tau = 180$ 인 경우 Satake and

Kunugi[3]의 DNS 결과와 비교하여 나타내었으며, $Re_\tau = 395$ 인 경우는 Kawamura et al.[9]의 DNS 채널유동 결과와 비교하였다. Fig. 5(a)에서 $Re_\tau = 180$ 인 경우 Satake and Kunugi[3]의 DNS 결과와 비교하였을 때, Production 항과 Scalar pressure-gradient 항이 under-predict 되었다. 하지만 그 차이는 농도 variance와 축방향 난류 mass flux의 수치에서의 차이보다 작은 크기이다. 벽면 근처에서 반경방향 난류 mass flux의 수지는 농도 variance와 축방향 난류 mass flux의 수치와는 다르게 Production 항과 scalar pressure-gradient 항이 지배적인 것을 확인할 수 있다. Fig. 5(b)에서 $Re_\tau = 395$ 인 경우에도 $Re_\tau = 180$ 인 경우와 같은 경향을 보인다. Re_τ 가 증가함에 따라 Production, scalar pressure-gradient 그리고 Turbulent transport 항의 peak에서의 크기는 점차 증가하였으며, 위치(y^+)는 벽면 쪽으로 가까워진다.

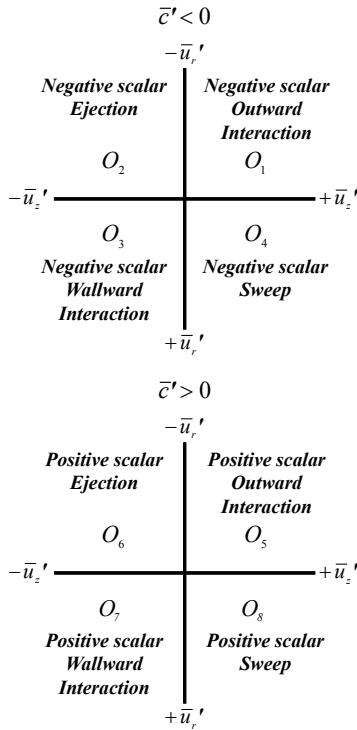


Fig. 8 Definition of Octants

3.3 Instantaneous concentration field

Fig. 6과 Fig. 7은 $Re_\tau = 395$ 인 경우의 순간 유동장에서의 농도 및 속도섭동의 등고선을 나타낸 것이다. 여기서 실선은 양의 값을 나타내며, 점선은 음의 값을 나타낸다. Fig. 6에서와 같이 벽면 근처에서의 농도 및 속도섭동의 등고선은 주유동방향으로 가늘고 긴 형태의 eddy 구조를 보인다. 농도섭동은 반경방향 속도성분에 비하여 축방향 속도성분과 높은 상관관계를 갖는 것을 확인할 수 있다. Fig. 7에서와 같이 파이프의 중심부 근처에서는 농도섭동과 속도섭동은 낮은 상관관계를 보이며, isotropic 형태의 구조를 보인다.

3.4 Octant analysis

농도장에서의 난류 구조를 파악하기 위해서 Octant analysis를 수행하였다[10]. Octant(O_i)는 속도섭동과 농도섭동의 부호에 의하여 Fig. 8에서와 같이 정의된다[10]. Fig. 9-11은 각 Re_τ 에 대한 Reynolds shear stress, streamwise turbulent mass flux, wall-normal turbulent mass flux의 Octant analysis 결과와 각 Octant 성분의 probability를 나타낸 것이다.

Fig. 9(a), 10(a), 11(a)는 각 Re_τ 에 대한 Reynolds shear stress의 Octant analysis 결과를 보여준다. 모든 Re_τ 에 대해서

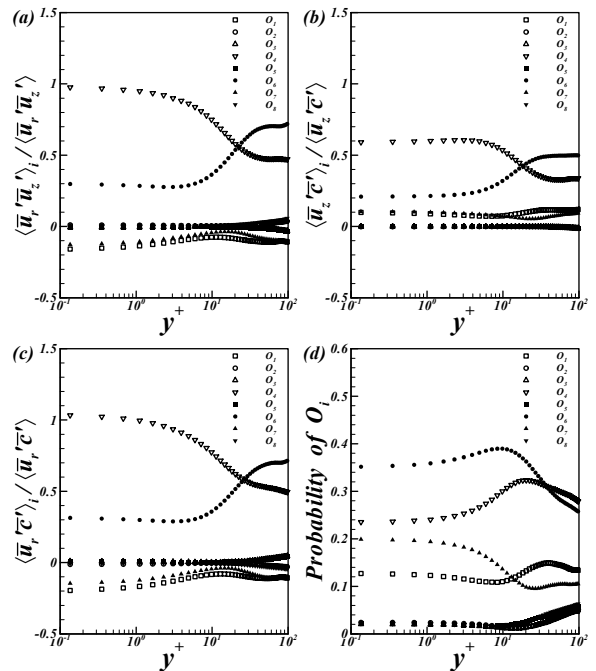


Fig. 9 Octant contributions for $Re_\tau = 180$; (a) Reynolds shear stress, (b) streamwise turbulent mass flux, (c) wall-normal turbulent mass flux, (d) probability of octant events

negative scalar sweep(O_4)과 positive scalar ejection(O_6)이 지배적인 것을 확인할 수 있다. 이는 Volino and Simon[10]의 flat plate turbulent boundary layer에서의 실험 결과와 일치한다. 벽면 근처(diffusion layer)에서는 Reynolds shear stress에 대한 negative scalar sweep(O_4)의 기여가 가장 크며, 벽면으로부터 멀어져 파이프의 중심부로 향함에 따라 positive scalar ejection(O_6)의 기여가 커짐을 알 수 있다. 이러한 특성은 Kim et al.[11]의 난류 채널유동에서의 Quadrant analysis 결과와 같다. negative scalar sweep(O_4)과 positive scalar ejection(O_6)의 크기가 같아지는 위치(balance point)는 $y^+ \approx 22 \sim 23$ 으로 Re_τ 의 변화에 따른 영향은 미약하다.

Fig. 9(b), 10(b), 11(b)는 각 Re_τ 에 대한 streamwise turbulent mass flux의 Octant analysis결과를 보여준다. Reynolds shear stress의 Octant analysis 결과에서와 마찬가지로 벽면 근처(diffusion layer)에서는 negative scalar sweep(O_4)의 기여가 가장 크며, 벽면으로부터 멀어져 파이프의 중심부로 향함에 따라 positive scalar ejection(O_6)의 기여가 커진다. negative scalar sweep(O_4)과 positive scalar ejection(O_6)의 크기가 같아지는 위치(balance point)는 Re_τ 의 변화에 따라 $y^+ \approx 18$ 로 거의 일정

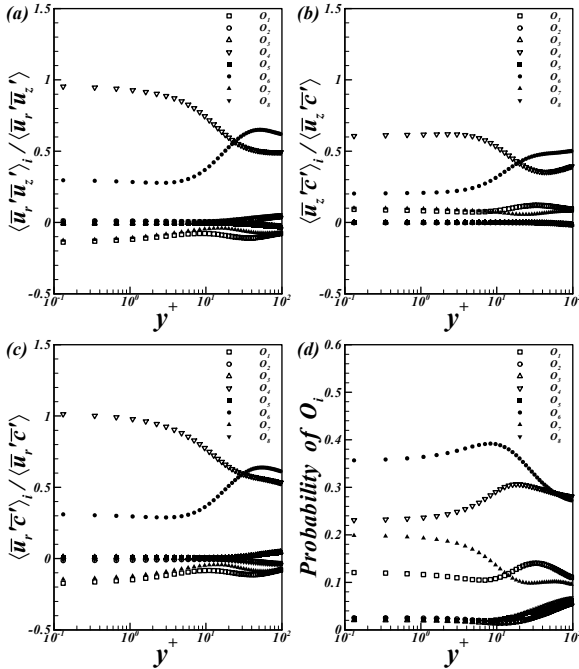


Fig. 10 Octant contributions for $Re_\tau = 395$; (a) Reynolds shear stress, (b) streamwise turbulent mass flux, (c) wall-normal turbulent mass flux, (d) probability of octant events

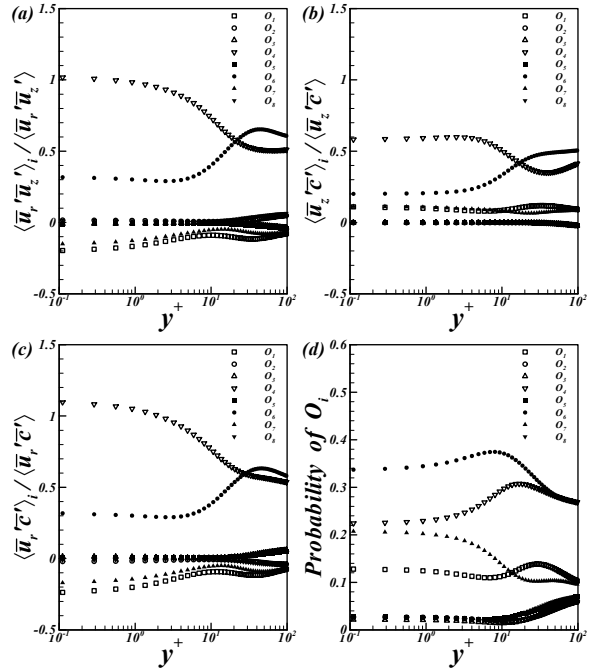


Fig. 11 Octant contributions for $Re_\tau = 590$; (a) Reynolds shear stress, (b) streamwise turbulent mass flux, (c) wall-normal turbulent mass flux, (d) probability of octant events

하며, 농도섭동의 크기가 최대가 되는 위치와 같다.

Fig. 9(c), 10(c), 11(c)는 각 Re_τ 에 대한 wall-normal turbulent mass flux의 Octant analysis 결과를 보여준다. wall-normal turbulent mass flux의 반경방향에 따른 각 Octant 성분의 크기가 Reynolds shear stress의 Octant analysis 결과와 유사한 것을 알 수 있다. wall-normal turbulent mass flux에 대한 negative scalar sweep(O_4)과 positive scalar ejection(O_6)의 기여가 지배적이다. negative scalar sweep(O_4)과 positive scalar ejection(O_6)의 크기가 같아지는 위치(balance point)는 Reynolds shear stress 보다 벽면으로부터 다소 떨어져있다.

Fig. 9(d), 10(d), 11(d)는 각 Re_τ 에 대한 각 Octant 성분의 probability를 나타낸 것이다. 벽면 근처(diffusion layer)에서의 Octant 성분의 probability는 positive scalar ejection(O_6)이 가장 크며 negative scalar sweep(O_4), positive scalar sweep(O_7), negative scalar outward interaction(O_1) 순이다. positive scalar ejection(O_6)의 probability는 y^+ 가 증가함에 따라 다소 증가하여 $y^+ \approx 10$ 에서 최대가 되며, 파이프의 중심부로 향할수록 점차 감소한다. negative scalar sweep(O_4)의 probability는 y^+ 가 증가함에 따라 다소 증가하여 $y^+ \approx 20$ 에서 최대가 되며, 파

이프의 중심부로 향할수록 점차 감소한다. 이때 $Re_\tau = 180$ 인 경우 $y^+ \geq 40$, $Re_\tau = 395$ 인 경우 $y^+ \geq 60$ 그리고 $Re_\tau = 590$ 인 경우 $y^+ \geq 70$ 에서 negative scalar sweep(O_4)의 probability는 positive scalar ejection(O_6) 보다 큰 것을 확인할 수 있다. positive scalar sweep(O_7)의 probability는 y^+ 가 증가함에 따라 점차 감소하여 $y^+ \approx 26$ 에서 최소가 되며, 파이프의 중심부로 향할수록 다소 증가한다. negative scalar outward interaction(O_1)의 probability는 $y^+ \leq 10$ 에서 y^+ 가 증가함에 따라 다소 감소하며 $y^+ \geq 10$ 에서 점차 증가하여 각각 $y^+ \approx 40$ ($Re_\tau = 180$), $y^+ \approx 35$ ($Re_\tau = 395$), $y^+ \approx 30$ ($Re_\tau = 590$)에서 최대가 된다. negative scalar outward interaction(O_1)의 probability는 $y^+ \geq 13.5$ 에서 positive scalar wallward interaction(O_7) 보다 큰 것을 확인할 수 있다. 이외의 Octant 성분들(O_2, O_3, O_5, O_8)의 probability는 $y^+ \geq 15$ 에서 y^+ 가 증가함에 따라 점차 증가한다.

4. 결 론

본 연구에서는 동아격자 모델이 적용된 LES를 이용하여

난류 파이프 유동에서 Re_τ 의 변화에 따른 농도섭동의 Skewness, Flatness, 농도 variance 및 turbulent mass flux의 수지의 변화에 대한 연구를 수행하였다. Skewness factor와 Flatness factor는 기존 DNS 결과와 잘 일치하였으며, 벽면 근처에서의 농도섭동은 비대칭적이고 간헐적인 특성을 보였으며 파이프의 중심부에서는 homogeneous 특성을 보였다. 농도 variance 수지의 각 항들은 Re_τ 가 증가함에 따라 다소 증가하였으며, Dissipation 항은 다른 항들에 비하여 벽면 근처에서 좀 더 증가하였다. 그리고 Re_τ 가 증가함에 따라 각 항들의 peak 위치는 점차 벽면으로 근접하였다. Turbulent mass fluxes 수지의 각 항들은 Re_τ 가 증가함에 따라 벽면 근처에서의 수지 항들의 크기가 점차 증가하였으며, 각 항들의 peak 위치는 점차 벽면으로 근접하였다. Reynolds shear stress 와 turbulent mass fluxes 의 octant analysis 결과 벽면 근처에서 negative scalar sweep(O_4)과 positive scalar ejection(O_6)이 지배적이었다. 벽면 근처에서 각 Reynolds shear stress 와 turbulent mass fluxes 에 대한 기여는 negative scalar sweep(O_4)가 가장 컸으며, 각 octant성분의 probability는 positive scalar ejection(O_6)이 가장 컸다. 본 연구에서는 물질의 농도를 passive scalar로 가정하였으므로, 온도를 passive scalar로 가정하는 난류 파이프 내에서의 열전달과 상호 참조가 가능하다.

후 기

이 논문은 수중운동체 특화연구센터의 지원과 2012년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업(No. 2012R1A2A2A01013019).

참고문헌

- [1] 2005, Piller, M., "Direct numerical simulation of turbulent forced convection in a pipe," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.49, pp.583-602.
- [2] 2007, Redjem-Saad, L., Ould-Rouiss, M. and Lauriat, G., "Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in pipe flows: Effect of Prandtl number," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol.28, pp.847-861.
- [3] 2002, Satake, S. and Kunugi, T., "Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in an axially rotating pipe flow: Reynolds shear stress and scalar flux budgets," *Int. J. Numer. Meth. Heat Fluid Flow*, Vol.12(8), pp.958-1008.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] 1991, Cabot, W.H. and Moin, P., "Large eddy simulation of scalar transport with the dynamic subgrid-scale model," *Large Eddy Simulation of Complex Engineering and Geophysical Flows*, ed. By B. Galperin, Cambridge University Press.
- [7] 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.
- [8] 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.
- [9] 1999, Kawamura, H., Abe, H. and Matsuo, Y., "DNS of turbulent heat transfer in channel flow with respect to Reynolds and Prandtl number effects," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol.20, pp.196-207.
- [10] 1994, Volino, R.J. and Simon, T.W., "An application of octant analysis to turbulent and transitional flow data," *J. Turbomachinery*, Vol.116, pp.752-758.
- [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.

Appendix I: The transport equations for the Concentration variance and Turbulent mass fluxes

< k_c - budget >

$$\frac{\partial k_c}{\partial t} \approx \underbrace{-\langle \overline{u_r' c'} \rangle \frac{dC}{dr} + \langle \overline{u_z' c'} \rangle \frac{dC}{dz}}_{\text{Production}} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \langle \overline{u_r' k_c} \rangle)}_{\text{Turbulent diffusion}} + \underbrace{\frac{1}{Sc} \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dk_c}{dr} \right) \right\}}_{\text{Molecular diffusion}} - \underbrace{\epsilon_c}_{\text{Dissipation}} \quad (\text{a.1})$$

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

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \langle \overline{u_r'c'} \rangle}{\partial t} \simeq & \underbrace{-\langle \overline{u_r' u_r'} \rangle \frac{\partial C}{\partial r} + \langle \overline{u_r' u_z'} \rangle \frac{\partial C}{\partial z}}_{\text{Production}} \underbrace{-\frac{1}{r} \frac{\partial r \langle \overline{u_r' u_r' c'} \rangle}{\partial r} + \frac{1}{r} \langle \overline{u_\theta' u_\theta' u_c'} \rangle}_{\text{Turbulent transport}} \underbrace{-\langle \overline{c'} \frac{\partial \overline{\phi'}}{\partial r} \rangle}_{\text{Scalar pressure-gradient}} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{Re} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \langle \overline{c'} \frac{\partial \overline{u_r'}}{\partial r} \rangle \right) - \frac{2}{r^2} \langle \overline{c'} \frac{\partial \overline{u_\theta'}}{\partial \theta} \rangle - \frac{1}{r^2} \langle \overline{u_r' c'} \rangle \right\}}_{\text{Viscous diffusion}} + \underbrace{\frac{1}{ReSc} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \langle \overline{u_r'} \frac{\partial \overline{c'}}{\partial r} \rangle \right) \right\}}_{\text{Molecular diffusion}} \quad (a.2) \\
 & - \underbrace{\left(\frac{1}{Re} + \frac{1}{ReSc} \right) \left[\left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_r'}}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \overline{c'}}{\partial r} \right) \right\rangle + \left\langle \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \overline{u_r'}}{\partial \theta} \right) \left(\frac{\partial \overline{c'}}{\partial \theta} \right) \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_r'}}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial \overline{c'}}{\partial z} \right) \right\rangle \right]}_{\text{Dissipation}}
 \end{aligned}$$

< $\overline{u_z'c'}$ - budget >

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \langle \overline{u_z'c'} \rangle}{\partial t} \simeq & \underbrace{-\langle \overline{u_r' c'} \rangle \frac{\partial U_z}{\partial r} - \langle \overline{u_r' u_z'} \rangle \frac{\partial C}{\partial r} + \langle \overline{u_z' u_z'} \rangle \frac{\partial C}{\partial z}}_{\text{Production}} \underbrace{-\frac{1}{r} \frac{\partial r \langle \overline{u_r' u_z' c'} \rangle}{\partial r}}_{\text{Turbulent transport}} \underbrace{-\langle \overline{c'} \frac{\partial \overline{\phi'}}{\partial z} \rangle}_{\text{Scalar pressure-gradient}} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{Re} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \langle \overline{c'} \frac{\partial \overline{u_z'}}{\partial r} \rangle \right) \right\}}_{\text{Viscous diffusion}} + \underbrace{\frac{1}{ReSc} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \langle \overline{u_z'} \frac{\partial \overline{c'}}{\partial r} \rangle \right) \right\}}_{\text{Molecular diffusion}} \quad (a.3) \\
 & - \underbrace{\left(\frac{1}{Re} + \frac{1}{ReSc} \right) \left[\left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_z'}}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \overline{c'}}{\partial r} \right) \right\rangle + \left\langle \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \overline{u_z'}}{\partial \theta} \right) \left(\frac{\partial \overline{c'}}{\partial \theta} \right) \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial \overline{u_z'}}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial \overline{c'}}{\partial z} \right) \right\rangle \right]}_{\text{Dissipation}}
 \end{aligned}$$