

난류채널유동의 라그랑지안 해석 (II)

- 라그랑지안 통계분석 -

최정일* · 이창훈†

(2002년 10월 9일 접수, 2003년 4월 15일 심사완료)

Lagrangian Investigation of Turbulent Channel Flow (II)

- Analysis of Lagrangian Statistics -

Jung-II Choi and Changhoon Lee

Key Words: Fluid Particle Dispersion(유체입자분산), Lagrangian Structure Function(라그랑지안 구조함수), Turbulent Channel Flow(난류채널유동)

Abstract

The Lagrangian dispersion of fluid particles in inhomogeneous turbulence is investigated by a direct numerical simulation of turbulent channel flow. Four points Hermite interpolation in the homogeneous direction and Chebyshev polynomials in the inhomogeneous direction is adopted to simulate the fluid particle dispersion. An inhomogeneity of Lagrangian statistics in turbulent boundary layer is investigated by releasing many particles at several different wall-normal locations and tracking those particles. The fluid particle dispersions and Lagrangian structure functions of velocity are scaled by the Kolmogorov similarity. The auto-correlations of velocity and acceleration are shown at the different releasing locations. Effect of initial particle location on the dispersion is analyzed by the probability density function at the several downstreams and time instants.

1. 서론

입자유동해석은 유동관련 분야에 있어서 매우 중요한 문제중의 하나이다. 환경분야에서의 대기 오염물질 확산에서부터 산업공정에서의 물질전달에 이르기까지 광범위한 영역에서 입자운동 해석 및 유동해석이 필요하다. 특히, 대기 환경내의 입자유동은 그 밀도가 낮아서 난류와 같은 대기조건에서는 주위 환경유동에 많은 영향을 받기 때문에 입자운동에 대한 해석이 어렵다.⁽¹⁾

가장 일반적인 난류 유동에서 입자유동의 접근

방법은 RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations)을 이용하여, 앙상블 평균된 지배방정식의 해석하는 것이다.⁽²⁾ 그러나 난류섭동에 의한 입자운동이 통계학적 모형에 의해 처리되었기 때문에, 난류 상관구조에 의한 요소가 배제되었다. 난류생성이 벽면구조와 밀접한 관련이 있기 때문에 비균질(inhomogeneous) 난류유동을 고려한 입자유동해석이 절실히 요구된다.

직접수치모사(Direct Numerical Simulation, DNS) 혹은 대형 와 모사(Large Eddy Simulation, LES)를 이용한 난류유동해석을 통해 입자유동해석 뿐만 아니라 입자유동의 모형들에 대한 많은 연구가 진행되어 오고 있다. Yeung 그룹⁽³⁻⁹⁾은 균질 난류 유동에서의 DNS를 이용하여 난류유동을 파악하고, 유체입자의 Lagrangian 해석을 통하여 통계적 모형 관점에서 많은 연구를 하였다. 그러나 난류 채널유동과 같은 벽면 구조에 따른 비균질 난류 특성에 대한 Lagrangian 통계적 해석은 주로

† 책임저자, 회원, 연세대학교 기계공학과

E-mail : cleee@yonsei.ac.kr

TEL : (02)2123-2846 FAX : (02)312-2159

* 연세대학교 기계공학과, 청정기술연구단

Lagrangian 통계 모형에 의한 연구가 주를 이루고 있다.^(10,11) 비균질 특성에 대한 입자유동해석을 살펴보면, Armenio 등⁽¹⁾은 LES 모형에 의해 Lagrangian 통계량에 미치는 영향을 보고 하였다. 또한 Iliopoulos와 Hanratty⁽¹²⁾는 난류채널유동에서 벽단위로 40만큼 떨어진 지점에서 방출된 입자유동의 거동을 해석하고 이에 대한 수정된 Langevin 방정식을 제시하였다.

본 연구에서는 엄밀한 입자추적을 기반으로 하여 Lagrangian 통계량을 분석하고자 한다. 벽면 구조에 의해 발생하는 각방향 비등방성 뿐만 아니라, 입자가 방출되는 지점에 따른 비균질 특성을 조사하고자 한다. 등방성 난류에서 잘 알려진 Kolmogorov 상사 가정을 평가하고, 확률밀도함수에 대한 분석을 통해 입자분산의 시공간적 특성을 조사하고자 한다.

2. 직접수치모사 및 입자추적

입자유동해석을 위해 $Re_\tau = 112$ 인 난류채널유동에 대한 spectral 방법을 이용한 직접 수치모사가 수행되었다. Navier-Stokes 방정식의 해를 구하기 위해 속도-와도 방정식이 사용되었으며, 점성항에 대해서는 Crank-Nicolson 방법, 대류항에 대해서는 3차 Runge-Kutta 방법이 사용되었다. 공간 차분에 대해 벽면 수직방향으로는 Chebyshev- τ 방법, 주유동 및 횡방향으로는 dealiased Fourier 방법이 적용되었다. 본 연구에서 사용된 spectral 방법은 Kim 등⁽¹³⁾이 사용한 것과 같다. 계산영역은 주유동, 수직, 횡방향으로 $4\pi\delta \times 2\delta \times 4\pi\delta/3$ 이며, 사용된 격자계는 $32 \times 65 \times 32$ 이다. 여기서 δ 는 채널 반폭 길이이다. 계산시간간격은 입자추적을 고려하여 벽단위 시간간격 $\Delta t^+ \approx 0.1$ 을 사용하였다.

입자추적기법에 대해서는 Part.1에서 다루어진 바 있듯이,⁽¹⁴⁾ 여러 가지형태의 입자추적기법을 평가하여 효율적인 방법인 HM4CH방법이 채택되었다. HM4CH는 주유동 및 횡방향으로 각 방향 4점을 내삽점으로 하는 Hermite 방법과 벽면 수직방향으로는 Chebyshev 다항식을 사용하는 방법이다. 입자운동의 시간적분은 3차 Runge-Kutta 방법이 사용되었다. 입자추적기법에 대한 자세한 설명은 Part.1에 잘 나타나 있다.⁽¹⁴⁾

난류채널유동에서의 입자운동의 비균질 효과를 고려한 통계량 분석을 위해, 벽면 수직방향으로

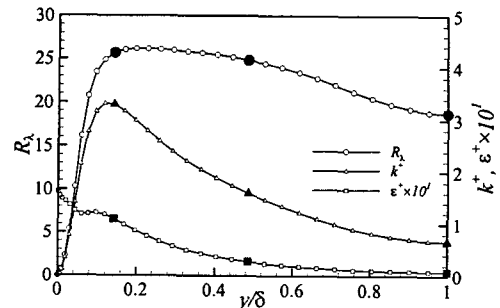


Fig. 1 Taylor scale Reynolds number (R_λ), turbulent kinetic energy (k^+) and dissipation rate (ϵ^+) along the wall-normal direction

3. Lagrangian 통계분석

16지점에서 방출된 입자들의 Lagrangian 통계량을 분석하였다. 수렴된 통계량을 획득하기 위해, 벽면 평행면에 대해 576개의 무작위 위치에서 입자들을 방출하였다. 방출된 입자들은 벽단위 시간으로 $t^+ = 280$ 까지 추적되었으며, $\Delta t^+ = 112$ 마다 새로운 입자를 방출시켰다. 입자표본 200개에 대해 앙상블 평균을 이용한 통계량을 구하였다.

Lagrangian 통계량의 분석에 앞서 Eulerian 유동 특성을 살펴보기 위해, 입자 방출지점에서의 난류운동에너지 (k^+), 소산율 (ϵ^+) 및 Taylor 척도 Reynolds 수 (R_λ)를 Fig. 1에 제시하였다. 난류 채널유동에서 벽면수직방향의 비균질 특성에 따른 R_λ 는 $R_\lambda = \sqrt{(20/3)(k^+/\epsilon^+)}$ 로 정의된다. Fig. 1에서 볼 수 있듯이, R_λ 는 벽면근처에서 빠른 증가를 보여주지만, $y/\delta \geq 0.2$ 에서는 오히려 감소한다. $Re_\tau = 112$ 인 난류채널유동은 벽면 근처를 제외하면, 대체적으로 $R_\lambda = 20 \sim 25$ 인 유동특성을 지니고 있다. Lagrangian 통계량의 분석을 위해 검정 기호로 표현된 지점에서의 통계량이 관찰되었으며, 이에 대한 입자 방출 초기위치는 벽단위로 $y^+ = 15.8, 54.4, 100$ 이다.

입자분산 과정은 단일입자에 대한 입자궤적에 의한 추정은 일반적인 분산과정을 이해하기에 적합하지 않다. 이에 대해, 입자분산, 상관함수, Lagrangian 구조함수 등에 의한 앙상블 평균된 물리량에 의해 입자유동을 이해하게 된다. 통계적

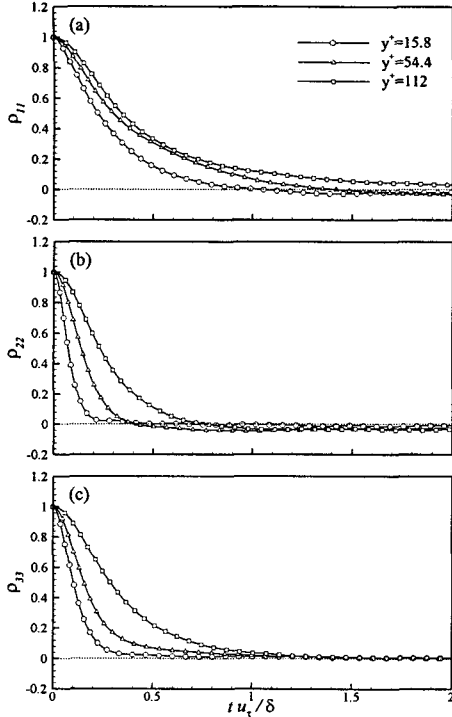


Fig. 2 Velocity auto-correlations of fluid particles released at the different wall-normal direction. (a) streamwise; (b) wall-normal; (c) spanwise velocity

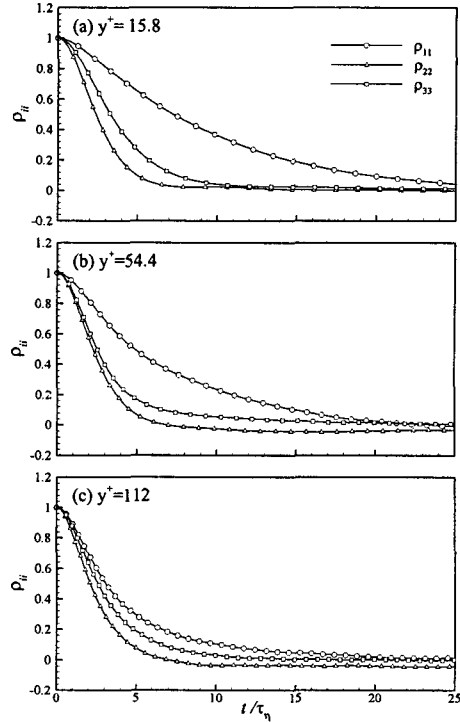


Fig. 3 Velocity auto-correlations of fluid particles released at the different wall-normal direction. (a) $y^+ = 15.8$; (b) $y^+ = 54.4$; (c) $y^+ = 112$

으로 안정된 유동에 대해, 시각 t 에서 입자속도에 대한 상관함수는 다음과 같다.

$$\rho_{ii}(t) = \frac{\langle v_i(t_0)v_i(t+t_0) \rangle}{\langle v_i^2(t_0) \rangle^{1/2} \langle v_i^2(t+t_0) \rangle^{1/2}} \quad (1)$$

여기서 v_i 는 Lagrangian 입자속도의 난류성분을 나타내며, t_0 는 입자가 방출된 시각을 나타낸다. 아래첨자 i 는 속도의 방향을 의미하며, 즉, 1,2,3 은 각각 주유동, 수직, 횡방향을 나타낸다. $\langle \rangle$ 은 유체입자들에 대한 앙상블 평균을 의미한다. Shen과 Yeung⁽⁵⁾은 전단이 있는 균질유동에 대해 평균속도를 배제한 난류섭동량을 사용하여 속도 상관함수를 얻었다. 이는 전단에 의해 발생하는 평균속도 때문에 상관함수가 지속되는 것을 배제하기 위함이다. 본 연구에서도 입자속도의 난류량을 추출하기 위해 평균속도를 각 입자들이 보유하고 있는 지점에서의 Eulerian 속도성분을 이용하였다.

Figure 2는 방출지점에 따른 각 방향 상관함수

를 나타낸다. 초기 방출 시각으로부터 $tu_t/\delta = 2$ 까지의 상관함수이다. 각 방향 상관함수는 단조 감소하는 분포를 나타내며, 방향성에 상관없이 벽면으로부터 방출위치가 가까울수록 빨리 감소하고 있다. 수직, 횡방향 상관함수의 방출위치에 따른 감쇄 특성은 Armenio 등⁽¹⁾에서 나타난 경향성과 유사하지만, 주유동방향 상관함수의 경향성은 다르게 나타났다. 이는 상관함수의 추정에 있어서 주유동방향으로의 평균속도 변화가 고려되었기 때문에 벽면구조와 연관하여 벽 근처에서 상관성이 오히려 크게 예측된 것이다.

각방향 속도성분의 상관함수에 대한 비등방성을 살펴보기 위해 Fig. 3에 나타내었다. 방출위치에서의 난류특성을 고려한 상관함수를 살펴보기 위해 Kolmogorov 시간척도에 의해 무차원화된 시간변화를 나타내었다. Fig. 3(a)에서 보면, 벽면에서 가까운 방출지점에서의 각 방향 상관함수는 주유동, 횡, 수직방향으로의 순으로 상관성이 오래 유지되고 있다. 이는 벽면근처에 존재하는 주

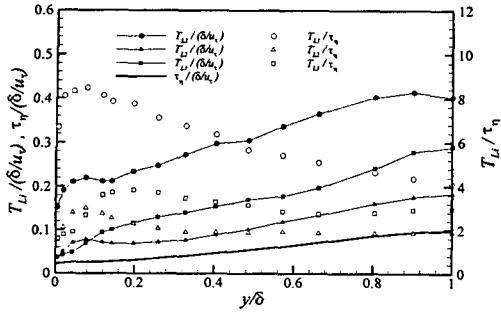


Fig. 4 Lagrangian integral time scale (T_{Li}) and Kolmogorov time scale (τ_p) along the wall-normal direction

유동방향으로 늘어진 벽면구조와 밀접한 관련이 있다. 초기위치가 벽면으로부터 멀어짐에 따라 비등방성은 현저히 줄어들며, Fig. 3(c)의 채널 중심에서 방출된 입자들의 각방향 상관성은 등방적인 특성을 보여주고 있다.

초기 입자속도의 시간적 상관성을 정량화하기 위해 Lagrangian 적분시간척도를 다음과 같이 정의하였다.

$$T_{Li} = \int_0^{T_{Ei}} \rho_{ii}(t) dt \tag{2}$$

여기서 T_{Ei} 는 상관함수를 지수함수로 가정하였을 때, 다음 식을 만족하는 시각이다.

$$\rho_{ii}(T_{Ei}/2) = \exp(-1/2) \tag{3}$$

계산상 Lagrangian 적분시간척도를 구하기 위해서는 무한한 시간간격동안 상관함수를 적분해야 하지만, 이는 현실적으로 불가능하다. 따라서 입자가 초기속도에 대해 제한된 시간간격 동안 적분을 수행하기 위해 추정되는 적분시간척도 (T_{Ei}) 를 근거로 적분구간을 설정하였다.

각방향 Lagrangian 적분시간 척도와 Kolmogorov 시간척도를 나타내면 Fig. 4와 같다. 입자 초기위치가 벽면으로부터 멀어질수록 적분시간 척도 및 Kolmogorov 시간척도는 증가한다. 한편, Kolmogorov 시간척도에 의해 무차원된 적분시간을 살펴보면, 초기위치가 벽면으로부터 멀어질수록 감소한다. 벽면에 밀집되어 있는 난류구조를 고려해볼 때, 초기 입자속도의 상관성은 채널 중심에서 방출된 입자속도에 비해 같은 소산율을 갖는 유동장인 경우에는 오래 지속된다. 각방향의 등

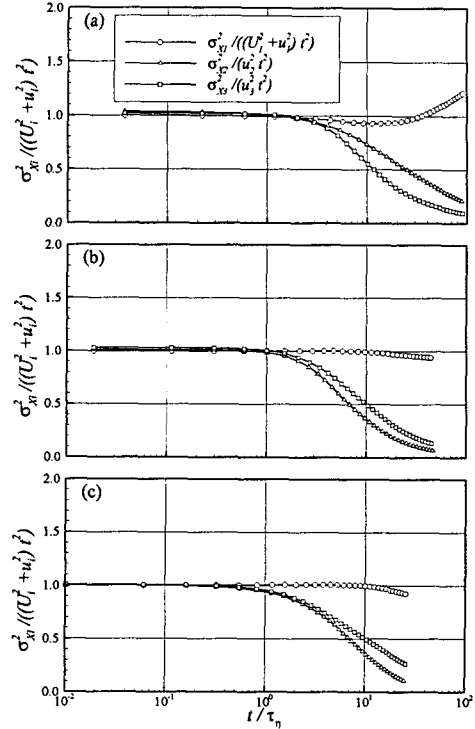


Fig. 5 Fluid particle dispersion in small-scale range; (a) $y^+ = 15.8$; (b) $y^+ = 54.4$; (c) $y^+ = 112$

방성을 살펴보면, Kolmogorov 시간척도에 의해 무차원된 적분시간간격의 차이가 줄어든다. 이는 입자 초기위치가 벽면으로부터 멀어질수록 벽면 효과에 따른 비등방적 특성 완화를 의미한다.

유체입자의 분산은 초기위치에 대한 입자의 변위에 의해 정의된다.

$$\sigma_{Xi}^2(t) = \langle (X_i(t) - X_i(0))^2 \rangle \tag{4}$$

여기서 $\langle \rangle$ 은 입자표본의 앙상블 평균을 의미한다. 입자확산과정의 초기분산은 Kontomaris 등⁽¹⁵⁾에 의해 지적된바와 같이, 수직방향으로 비균질 특성에도 불구하고, Taylor의 이론⁽¹⁶⁾에 의거하여 시간에 대한 2차함수를 나타낸다.

$$\sigma_{Xi}^2(t) \approx (U_i^2 + \overline{u_i^2}) t^2, \quad t \ll T_{Li} \tag{5}$$

여기서 U_i 는 평균 속도, $\overline{u_i^2}$ 은 각방향 난류강도, T_{Li} 은 난류적분시간척도이다. 초기 입자분산에 대한 점근거동을 살펴보기 위해, 식 (5)에 의해 무차원된 분산을 Fig. 5에 나타내었다. 입자의 초기위치, 분산방향과는 상관없이 무차원화된 점근

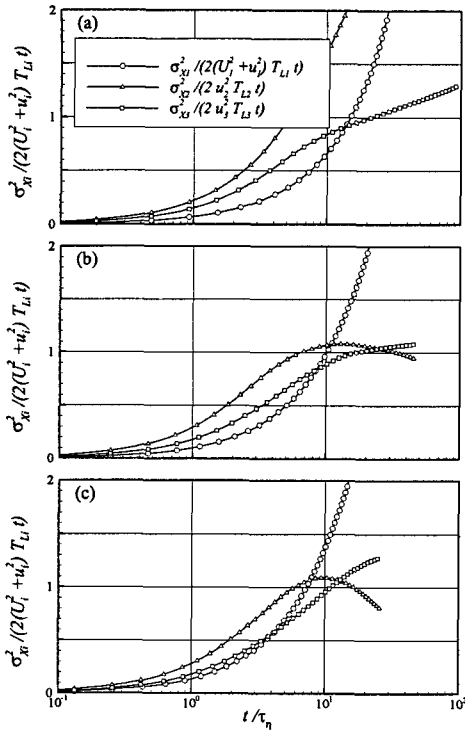


Fig. 6 Fluid particle dispersion in inertial range; (a) $y^+ = 15.8$; (b) $y^+ = 54.4$; (c) $y^+ = 112$

거동을 보여주고 있다. 이러한 접근 거동은 각 초기위치에 대해 Kolmogorov 시간척도 이하의 시간동안 유지된다. 그러나, 등방성 유동과는 달리 주유동방향 분산은 평균속도를 고려하여 무차원화시켜야 한다.

입자가 방출된 후, $t \gg T_{Li}$ 인 시각에 대해 입자분산은 시간에 대해 1차 함수로 표현된다.⁽¹⁶⁾

$$\sigma_{xi}^2(t) \approx 2(U_i^2 + \overline{u_i^2}) T_{Li} t, \quad t \gg T_{Li} \quad (6)$$

관성영역에서의 입자분산특성을 살펴보기 위해, 식 (6)에서 정의된 식을 기준으로 무차원화된 분산을 Fig. 6에 나타내었다. 주유동방향 분산은 무차원화된 분산이 시간에 대해 단조증가하고 있다. 전단응력이 존재하는 등방성 유동의 주유동방향 분산은 관성영역에서 3차함수의 형태를 나타내고 있다.⁽⁵⁾ 이와 유사하게 난류채널유동에서는 벽면수직방향의 속도구배에 의해 식 (6)의 거동을 보여주지 못한다. 입자초기위치가 $y^+ = 15.8$ 인 경우에 대한 수직방향 분산은 식 (6)의 거동을 만족하지 않는다. 입자가 벽면의 존재에 따른 수

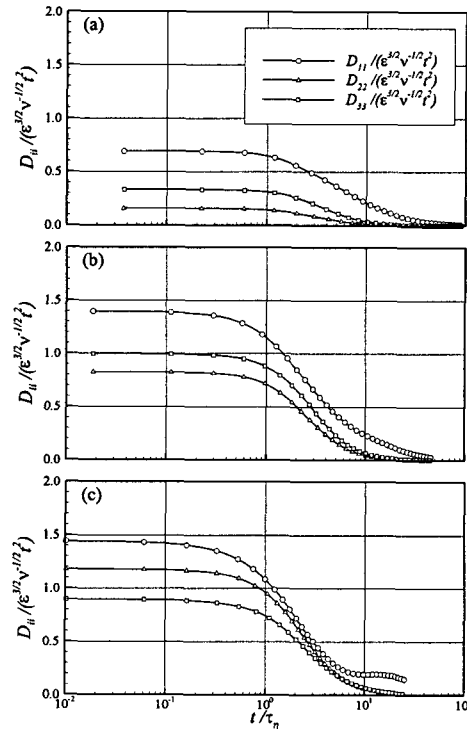


Fig. 7 Lagrangian structure function in small-scale range; (a) $y^+ = 15.8$; (b) $y^+ = 54.4$; (c) $y^+ = 112$

직방향 분산이 저해되어, 방출초기에 가졌던 난류강도보다 더 큰 난류강도를 경험하기 때문이다. Fig. 6 (b)와 (c)에서의 수직, 횡방향 분산은 대체적으로 관성영역의 거동을 만족하고 있다.

입자추적에 대한 통계적 모델로서 Langevin방정식과 밀접한 관련이 있는 Lagrangian 구조함수를 평가하였다. Lagrangian 구조함수는 단일 유체 입자에 대한 방출후 속도 증분의 거동을 살펴보는 것으로서 매우 중요하다. Lagrangian 구조함수는 각 방향의 속도와 입자가 방출되는 시점에서의 속도 차의 제곱 평균량으로 정의된다.⁽³⁾

$$D_{ii}(t) = \langle [V_i(t+t_0) - V_i(t_0)]^2 \rangle \quad (7)$$

Lagrangian 구조함수는 Monin과 Yaglom⁽¹⁷⁾에 의해 Kolmogorov의 상사가정을 이용하여 정의된바 있다. 충분히 높은 Reynolds 수에 대해 Kolmogorov의 1차 가정에 의한 초기 접근거동은 다음과 같이 정의된다.

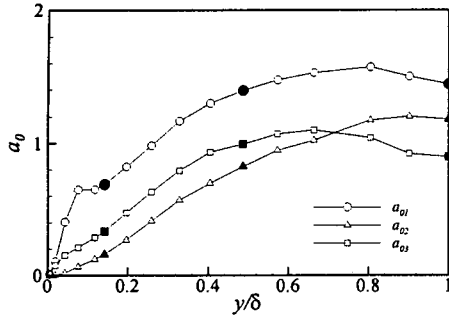


Fig. 8 Kolmogorov universal constant (a_0) along the wall-normal direction

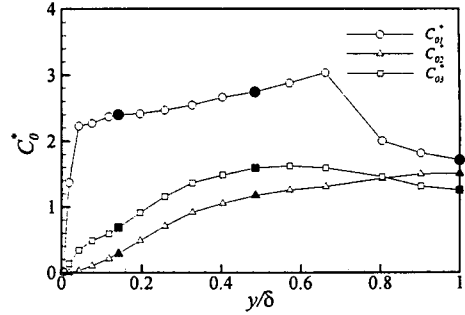


Fig. 10 Kolmogorov universal constant (C_0^*) along the wall-normal direction

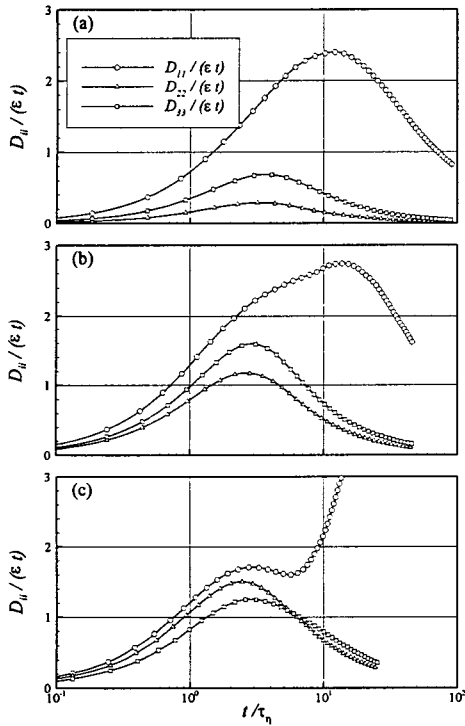


Fig. 9 Lagrangian structure function in inertial range; (a) $y^+ = 15.8$; (b) $y^+ = 54.4$; (c) $y^+ = 112$

$$D_{ii}(t) = a_0 \langle \epsilon \rangle^{3/2} \nu^{-1/2} t^2, \quad t \ll \tau_\eta \quad (8)$$

여기서 $\langle \epsilon \rangle$ 은 소산율을 의미하며, a_0 는 일반상수이며, Gaussian 분포를 가정하는 모델에서 그 값은 1이다.⁽¹⁸⁾ Lagrangian 구조함수의 초기 접근

거동의 비균질 특성을 살펴보기 위해, 식 (8)에서 언급된 일반 상수 a_0 를 Fig. 7에 나타내었다. 일반상수 a_0 는 방출위치, 속도의 방향성에 따라 그 값이 0.2~1.5로 예측되었다. $y^+ = 15.8$ 에서 방출된 입자의 일반상수는 다른 지점의 값에 비해 낮게 예측되었다. 주유동방향의 일반상수는 다른 방향의 값보다 크게 예측되었다. 이는 전단응력이 있는 유동의 결과와 유사하다.⁽⁴⁾

일반상수 a_0 의 초기위치에 따른 분포를 Fig. 8에 나타내었다. 초기위치가 벽면으로부터 멀어질수록 a_0 는 증가하지만, 수직방향을 제외한 다른 방향에 대해서 그 증가폭이 감소하며 채널중심에서는 오히려 작아진다. 이는 등방성 유동의 경우에서 보고된 $a_0 \sim R_\lambda^{1/2}$ 와 밀접한 관련이 있다.^(7,18) Fig. 1에서 제시된 R_λ 의 분포에서 살펴보면, R_λ 는 $y/\delta \geq 0.2$ 에서 감소한다. 벽면구조에 의해 발생된 비균질성을 배제한다면, $y/\delta \geq 0.2$ 에서 a_0 는 감소하여야 한다. 그러나 벽면 근처에 형성되는 점성층과 완충영역에 의해 등방성 유동에 적용되는 관계가 명확하게 성립되지 않는다. 한편, 본 채널유동에서는 $y/\delta \geq 0.6$ 영역에서 주유동 및 횡방향 a_0 의 감소특성이 나타난다. 충분히 벽면으로부터 떨어진 유동에서의 입자유동은 기존의 균질유동에서의 성질을 만족시킨다.

관성영역에서의 Kolmogorov의 2차 상사성은 다음과 같다.⁽²⁾

$$D_{ii}(t) = C_0 \langle \epsilon \rangle t, \quad \tau_\eta \ll t \ll T_{Li} \quad (9)$$

여기서 C_0 는 Kolmogorov 일반 상수이다. Fig. 9

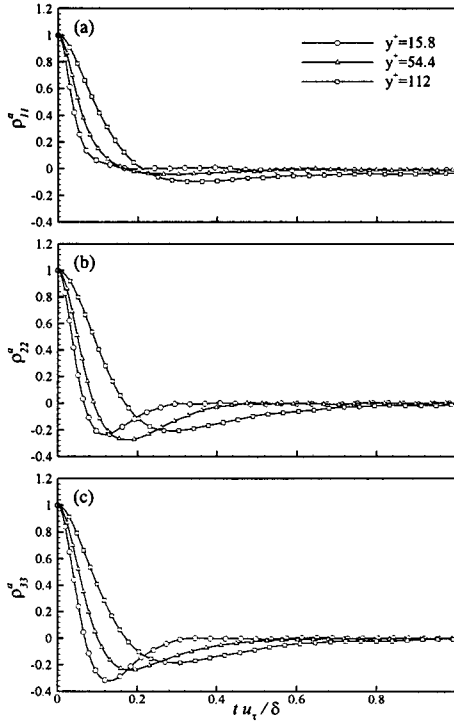


Fig. 11 Acceleration auto-correlations of fluid particles released at the different wall-normal direction. (a) streamwise; (b) wall-normal; (c) spanwise acceleration

는 관성영역에서의 C_0 에 대한 비균질 특성을 나타내고 있다. 저 Reynolds 수 등방성 유동에서 일정한 C_0 는 관찰되지 않았으며, 극대치 (C_0^*)는 Reynolds 수에 따라 증가한다.⁽⁷⁾ 저 Reynolds 수의 채널유동에서도 Fig. 9에서 나타난 것처럼, 일정한 C_0 영역은 관찰되지 않았다. 극대치 (C_0^*)는 각 방향 속도 시간적분 척도 (T_{Li}) 영역에서 존재한다. 초기위치에 대한 비균질특성은 벽면근처에서 증대되며, 각방향 비등방성도 증대된다.

Figure 10은 극대치 (C_0^*)에 대한 벽면수직방향으로의 분포이다. 주유동, 수직, 횡방향에 대한 C_0^* 의 최대값은 각각 3.0, 1.3, 1.6정도이다. 주유동방향으로의 C_0^* 는 대체적으로 다른 방향에 비해 크다. 초기위치가 벽면으로부터 멀어질수록 증가하지만, $y/\delta \geq 0.6$ 에서는 Fig. 8에서 보여진 일반상수 a_0 의 변화와 유사하게 감소한다. 채널중심에서의 C_0^* 는 각방향에 대해 등방적인 특징

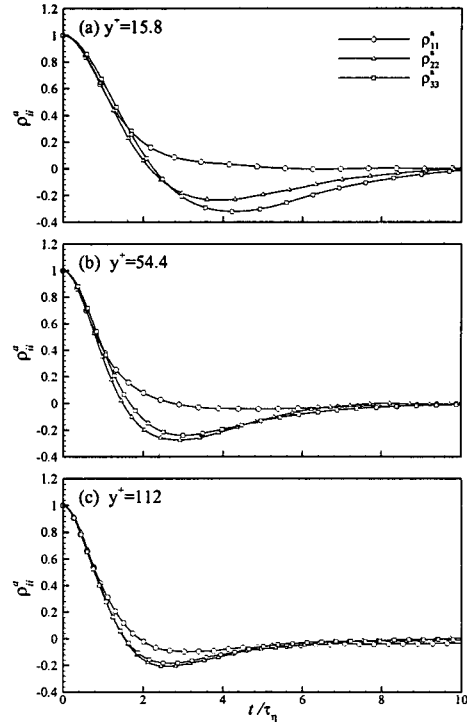


Fig. 12 Acceleration auto-correlations of fluid particles released at the different wall-normal direction. (a) $y^+ = 15.8$; (b) $y^+ = 54.4$; (c) $y^+ = 112$

을 잘 보여주고 있다. 등방성 유동의 경우, C_0^* 는 $R_\lambda = 38 \sim 93$ 에 대하여, 2.5~4의 범위를 갖는데,⁽⁸⁾ 본 채널유동에서 벽면에 의한 비균질 효과가 충분히 배제된 범위 ($R_\lambda = 20 \sim 25$)에서의 C_0^* 는 각방향으로 조금 차이는 있지만, 1.5~2.0정도이다.

입자가속도에 대한 통계량은 Langevin 방정식에서 입자쌍들의 가속도에 대한 상관성이 관성영역에서 중요하게 인식되고 있다.⁽¹⁸⁾ 본 연구에서는 입자추적기법들의 가속도 관련 통계량들을 살펴보기 위해, 입자가속도의 2차 정확도 시간미분을 입자가속도로 정의하였다. 가속도 상관함수는 다음과 같다.

$$\rho_{ii}^a(t) = \frac{\langle a_i(t_0)a_i(t_0+t) \rangle}{\langle a_i^2(t_0) \rangle^{1/2} \langle a_i^2(t_0+t) \rangle^{1/2}} \quad (10)$$

여기서 a_i 는 각방향 입자가속도이다.

Figure 11은 가속도 상관함수의 방출위치에 따른 비균질성을 나타낸다. 속도 상관함수에 비해 가속도는 그 상관성이 빠르게 없어지기 때문에

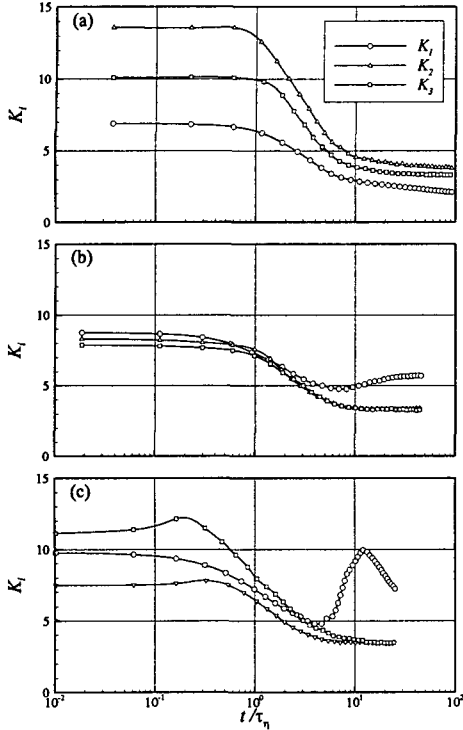


Fig. 13 Kurtosis of Lagrangian velocity structure function; (a) $y^+ = 15.8$; (b) $y^+ = 54.4$; (c) $y^+ = 112$

시간축을 $tu_w/\delta = 1$ 까지 나타내었다. 초기위치가 벽으로부터 멀어질수록 상관성이 감소하며, 수직, 횡방향 성분은 음의 영역을 나타내고 있다. 음의 상관성에 때문에 속도에 대한 적분시간척도에 비해 매우 작은 적분시간척도를 나타낸다. 이는 등방성유동 혹은 전단응력이 존재하는 등방성유동에서의 결과와 유사하다.^(4,7)

Figure 12는 가속도 상관함수의 각방향성에 따른 비등방성을 나타내고 있다. 초기위치에서의 난류특성을 고려한 상관함수를 살펴보기 위해 Kolmogorov 시간척도에 의해 시간축을 무차원하였다. 주유동방향을 제외한 가속도 상관함수는 등방적인 특성을 보이고 있으며, 특히, 채널 중심에서 방출된 경우에는 각방향으로의 가속도는 등방성을 보여주고 있다. 등방성 유동에 대한 가속도 상관함수의 적분시간척도는 사실상 0이다.⁽²⁰⁾ 상관함수에 대한 다른 시간척도로서 Yeung과 Pope⁽⁷⁾는 0을 지나는 시간에 대해 제안하였다. 이는 유체입자 가속도가 방출초기에 대해 무관해

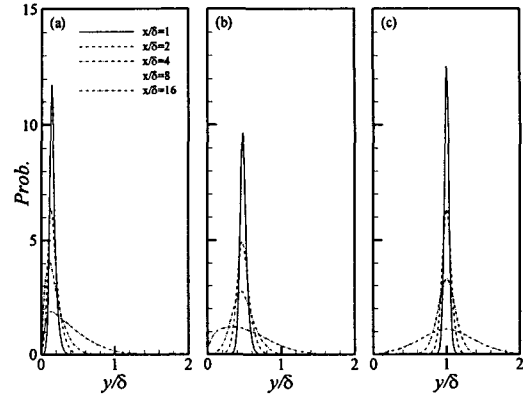


Fig. 14 Probability density function of wall-normal particle location at $x/\delta = 1, 2, 4, 8, 16$. (a) $y^+ = 15.8$; (b) $y^+ = 54.4$; (c) $y^+ = 112$

지며 방향성이 변하는 시점이다. 등방성유동에서는 전단의 존재 유무와 상관없이 Kolmogorov 시간척도의 2.2로 추정되었다.^(4,7) 난류 채널유동에서의 결과를 살펴보면, 각방향에 대한 상관함수는 0을 지나는 점은 Kolmogorov 시간척도의 2.2보다 작게 예측되었으며, 초기위치에 따라 조금 변하고 있다. 이는 벽면의 존재에 따른 수직방향으로의 비균질성에 의한 것에 기인한다.

Lagrangian 구조함수에 대한 Kurtosis는 가속도의 Gaussianity를 나타내는 물리량이다.

$$K_i(t) = \frac{\langle [V_i(t+t_0) - V_i(t_0)]^4 \rangle}{\langle [V_i(t+t_0) - V_i(t_0)]^2 \rangle^2} \quad (11)$$

방출위치 및 속도의 방향성에 대한 비균질성을 조사하기 위해 Fig. 13에 Kurtosis를 제시하였다. 초기의 Kurtosis는 등방성유동의 결과에서 보여진 바 있듯이 매우 높은 값을 보여준다.⁽⁷⁾ 특히, 벽면 가까운 곳에서 방출된 수직방향 Kurtosis는 초기 값이 매우 높는데, 이는 벽면 근처에서 발생된 강한 스윙현상과 관련이 있다.⁽²¹⁾ 초기위치에 대해 무관해진 시간영역에서의 수직방향 및 횡방향 Kurtosis는 등방성유동에서의 Gaussian 분포의 경향성을 보여주고 있다.⁽⁷⁾ 그러나 주유동방향 Kurtosis는 속도구배에 따른 평균속도의 변화에 의해 Gaussian으로 수렴되지 않는다.

입자의 초기 방출위치로부터 주유동방향으로 흘러갈 때, $x/\delta = 1, 2, 4, 8, 16$ 에서의 2차원 확률밀도 함수를 구하였다. 확률밀도함수는 Gaussian Kernel 회귀방법을 사용하였으며, 수직방향으로는

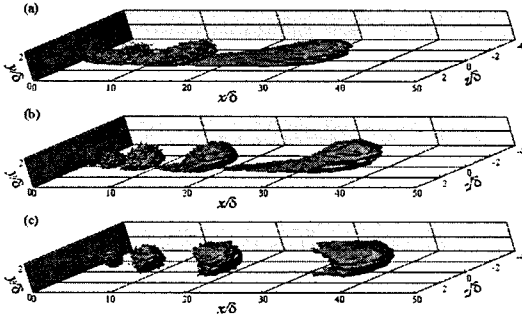


Fig. 15 Iso-surface of probability density function of particle location at $tu_c/\delta=0.1, 0.25, 0.5, 1.0, 2.0$. The value of iso-surface is 0.02. (a) $y^+ = 15.8$; (b) $y^+ = 54.4$; (c) $y^+ = 112$

벽면효과를 고려하였다.⁽²²⁾ Fig. 14는 2차원 확률 밀도함수를 횡방향으로 평균하여 벽면수직방향으로 입자가 위치하고 있는 것에 대한 1차원 확률 밀도함수 분포이다. 주유동방향의 하류로 갈수록 확률밀도함수는 벽면수직방향으로 확산된다. Fig. 14(a)에서 볼 수 있듯이, 벽면 가까운 곳에서 방출된 입자들은 후류로 갈수록 비대칭적인 분포가 두드러진다.⁽¹²⁾ 이는 벽면 근처에서의 수직방향으로의 난류강도가 낮고, 주유동방향의 평균속도가 작기 때문에 오랜시간 입자들이 머무르기 때문이다. 반면, 채널의 중심에서 방출된 입자는 방출 초기부터 대칭적인 분포를 유지하고 있다.

입자들의 순간분포를 살펴보기 위해, 방출된 후 시각 $tu_c/\delta=0.1, 0.25, 0.5, 1, 2$ 에서의 3차원 확률밀도함수의 iso-surface를 Fig. 15에 나타내었다. 벽면 가까운곳에서 방출된 입자들의 분포는 긴꼬리모형을 나타내고 있다. 이는 벽면근처의 주유동방향 속도가 낮기 때문이다 (Fig. 15(a)). 채널 중심에서 방출된 입자들의 분포는 방출초기에는 등방적인 확산에 비해 시간이 지남에 따라 비균일 확산이 증대된다. 채널 중심에서 방출된 입자들은 수직 및 횡방향으로 채널중심을 기준으로 대칭적으로 확산되어지만, 주유동방향으로는 평균속도 차이에 의해 비균일하게 확산된다 (Fig. 15(c)).

4. 결 론

난류채널유동내의 입자유동의 Lagrangian 통계

량의 비균일 특성을 조사하기 위해 직접수치모사가 수행되었다. 난류채널의 벽면수직방향으로 세 지점에서 입자를 방출시킨 후, 입자의 위치, 속도, 가속도에 대한 통계량을 분석하였다. 입자분산의 초기 점근거동은 각방향 난류강도 및 평균 속도에 의해 표현되었다. 관성영역에서의 분산은 주유동방향에 대해서는 1차함수 형태로 표현할수 없었으며, 수직방향에 대해서도 벽면효과에 따른 비균질성이 나타났다. 방출위치가 벽면에 가까울수록 각방향 적분시간척도는 작게 예측되었으며, 멀어질수록 각방향 상관성은 등방성을 보여준다. Lagrangian 구조함수에 대한 Kolmogorov 상사성을 적용해 본결과, 각방향 및 방출위치에 따른 비균질 특성이 관찰되었으며, 소산영역에서의 Kolmogorov 일반상수는 벽면 비균질성이 충분히 배제된 범위에서 $a_0=0.8\sim 1.4$ 이며, 관성영역에서는 $C_0^*=1.5\sim 2.0$ 이다. 입자 가속도에 대한 상관함수는 속도와는 달리 빠른 상관성의 감쇄가 나타났으며, 방향성에 대한 등방성을 보여주고 있다. Lagrangian 구조함수의 Kurtosis를 살펴본 결과, 초기의 비 Gaussian 분포에 비해 오랜시간 방출된 입자들은 수직, 횡방향 성분으로 Gaussian분포를 나타내고 있다. 입자위치에 대한 확률밀도함수의 분포를 통해 속도구배 및 벽면 효과에 따른 비균질 유동특성을 확인하였다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 특정기초연구사업 (R01-2000-000-00306-0) 지원으로 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

(1) Armenio, A., Piomelli, U. and Fiorotto, V., 1999, "Effect of the Subgrid Scales on Particle Motion," *Phys. Fluids*, Vol. 11, No. 10, pp. 3030~3042.
 (2) Domgin, J.F., Huilier, D., Burnage, H. and Gardin, P., 1997, "Coupling of a Lagrangian model with a CFD Code: Application to the Numerical Modeling of the Turbulent Dispersion of Droplets in a Turbulent Pipe Flow," *J.*

- Hydraul. Res.*, Vol. 35, No. 4, pp. 473~490.
- (3) Yeung, P.K., 2002, "Lagrangian Investigations of Turbulence," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 34, pp. 114~142.
- (4) Yeung, P.K., 1997, "One- and Two-particle Lagrangian Acceleration Correlations in Numerically Simulated Homogenous Turbulence," *Phys. Fluids*, Vol. 9, No. 10, pp. 2981~2990.
- (5) Shen, P. and Yeung, P.K., 1997, "Fluid Particle Dispersion in Homogenous Turbulent Shear Flow," *Phys. Fluids*, Vol. 9, No. 11, pp. 3472~3484.
- (6) Yeung, P.K. and Pope, S.B., 1988, "An Algorithm for Tracking Fluid Particles in Numerical Simulation of Homogenous Turbulence," *J. Comp. Phys.*, Vol. 79, pp. 373~416.
- (7) Yeung, P.K. and Pope, S.B., 1989, "Lagrangian Statistics from Direct Numerical Simulations of Isotropic Turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 207, pp. 531~586.
- (8) Vedula, P. and Yeung, P.K., 1999, "Similarity Scaling of Acceleration and Pressure Statistics in Numerical Simulations of Isotropic Turbulence," *Phys. Fluids*, Vol. 11, No. 5, pp. 1208~1220.
- (9) Sawford, B.L. and Yeung, P.K., 2001, "Lagrangian Statistics in Uniform Shear Flow: Direct Numerical Simulation and Lagrangian Stochastic Models," *Phys. Fluids*, Vol. 13, No. 9, pp. 2627~2634.
- (10) Lee, C., Kim, B. and Kim, N., 2000, "A Simple Lagrangian PDF Model for Wall- Bounded Turbulent Flows," *KSME Int. J.*, Vol. 14, No. 8, pp. 900~911.
- (11) Lee, C., Kim, B. and Kim, N., 2001, "A Lagrangian Stochastic Model for Turbulent Dispersion," *KSME Int. J.*, Vol. 15, No. 12, pp. 1683~1690.
- (12) Iliopoulos, I. and Hanratty, T., 1999, "Turbulent Dispersion in a Non-homogeneous Field," *J. Fluid Mech.*, Vol. 392, pp. 45~71.
- (13) 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.
- (14) Choi, J.-I., Lee, C., 2003, "Lagrangian Investigation of Turbulent Channel Flow - (I) An Assessment of Particle Tracking Algorithms," KSME, submitted.
- (15) Kontomaris, K., Hanratty, T.J. and McLaughlin, J.B., 1992, "An Algorithm for Tracking Fluid Particles in a Spectral Simulation of Turbulent Channel Flow," *J. Comp. Phys.*, Vol. 103, pp. 231~242.
- (16) Pope, S.B., 2000, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press.
- (17) Monin, A.S. and Yaglom, A.M., 1975, *Statistical Fluid Mechanics*, MIT Press.
- (18) Porta, A. La, Voth, G.A., Crawford, A.M., Alexander, J. and Bodenschatz, E., 2001 "Fluid Particle Accelerations in Fully Developed Turbulence," *Nature*, Vol. 409, pp. 1017~1019.
- (19) Borgas, M.S. and Sawford, B.L., 1991, "The Small-Scale Structure of Acceleration Correlations and Its Role in the Statistical Theory of Turbulent Dispersion," *J. Fluid Mech.*, Vol. 228, p. 295.
- (20) Tennekes, H. and Lumley, J.L., 1978, *A First Course in Turbulence*, MIT Press.
- (21) Xu, C., Zhang, Z., den Toonder, J.M.J, and Nieuwstadt, F.T.M, 1996, "Origin of High Kurtosis Levels in the Viscous Sublayer," *Phys. Fluids*, Vol. 8, pp. 1938~1944.
- (22) Silverman, B.W., 1986, *Density Estimation for Statistics and Data Analysis*, Chapman & Hall.