

LES에 의한 원관 내 난류의 유동 해석

고 상 철[†]

(원고접수일 : 2003년 3월 4일, 심사완료일 : 2003년 4월 23일)

Large Eddy Simulation of Turbulent Pipe Flow

Sang-Cheol KO[†]

Key words : LES (Large Eddy Simulation, 대 와동 모사), Physical Contravariant Velocity Component (물리 반변 속도 성분), Generalized Coordinate (일반 좌표계), Turbulent Model(난류 모델)

Abstract

A large eddy simulation (LES) is performed for turbulent pipe flow. The simulation code is constructed by using a general coordinate system based on the physical contravariant velocity components. The effects of grid fineness which can be well prediction of turbulent behavior in near wall region is investigated. The subgrid scale turbulent models are applied and validated. Emphasis is placed on the flow details of turbulent pipe flow. The calculated Reynolds number is 360 based on the wall shear velocity and the inlet pipe diameter. The predicted turbulent statistics are evaluated by comparing with the DNS data of turbulent pipe flow performed by Eggels et al⁽⁵⁾. The agreement of LES with DNS data is shown to be satisfactory. The proper grid fineness of the well prediction of turbulent pipe flow is suggested and the turbulent behavior is analyzed by depict the contour plot of fluctuating velocity components.

1. 서 론

원관 내 난류는 공업상으로 빈번하게 적용되는 유동현상이기 때문에, 종래로부터 많은 연구자들에 의한 실험 연구 등이 행해져, 그 흐름특성이 사각형 덕트내의 난류 유동 또는 평행 평판간 난류 유동과는 다른 유동형태를 갖는다는 사실이 알려져 있다. Patel⁽¹⁾ 등은 레이놀즈 수가 3000이상의

원관 내 난류유동의 경우, 그 대수 속도분포가 평행 평판간 난류유동의 일반적인 대수 속도분포와 정확히 일치하지 않는다는 사실을 제시하였으며, 그 이유는 평면 유동과 축 대칭 유동의 유동특성의 차이에 있다는 사실로 설명하고 있다. Huffman⁽²⁾ 등도 원관 내 난류와 평행 평판간 난류에 대한 실험을 통해서, 원관 내 난류의 대수 속도분포가 평행 평판간 난류의 경우와 다르다는 사

[†] 책임저자(전주대학교 기계공학과), E-mail : scko@jeonju.ac.kr, T : 063) 220-2623

실을 제시하고, 원관 내 난류는 점성저층이 원관의 곡률에 민감하게 영향을 받기 때문에 대수 속도분포의 부가 계수가 원관의 곡률에 의존한다는 사실을 제시하였다. 그 밖의 많은 실험적 연구에서도^[3-4], 원관 내 난류 유동에 있어서의 축 대칭 효과는 대수 속도 분포식의 부가계수를 조정할 필요가 있다는 사실을 나타내고 있다.

이상과 같이, 원관 내 난류 유동의 연구에 있어서 그 대부분은 실험에 의한 연구로서 직접 수치해석(DNS) 또는 대 와동 모사(LES)등을 이용하여 해석된 예는 그다지 많지 않다. 그 이유로, 원통 좌표계 격자를 이용하여 원관 내 난류에 관한 해석을 수행할 때 중심에 특이점이 존재하기 때문에, 이것을 해결하기 위한 별도의 방안이 필요하기 때문이다. Eggels^[5] 등은 완전 발달된 원관 내 난류에 대한 직접 수치해석을 행하여 그 결과에 대하여 실험결과^[6] 및 평행 평판간 난류^[7]와의 비교를 수행하였으며, 그 차이는 벽에 수직인 속도 변동성분의 차에 의한다는 사실을 설명하고 있다.

한편, 일반 좌표계를 이용한 원관 내 난류의 해석도 수행되어, Togashi^[8] 등은 일반 곡선 좌표계 격자와 원통 좌표계 격자를 병용한 복합 좌표계 격자(combined grid system)를 이용하여 원관 내 난류의 LES 수치 해석을 수행하는 방법을 제안하였다. 이 방법의 특징은, 속도 성분을 구할 때에는 일반 곡선 좌표계 격자를, 와 점성(eddy viscosity) 성분을 계산할 때에는 원통 좌표계 격자를 교대로 이용하는 방법으로서, 이 방법을 이용함으로써 일반 곡선 좌표계에서 격자가 빠뜨려진 곳에서 계산 정도가 떨어지는 문제점과 원통 좌표계 격자를 채용하였을 경우의 중심의 특이점 문제를 동시에 해결할 수 있다는 사실을 제시하였다.

본 연구에서는 LES를 이용한 원관 내 난류의 유동특성을 조사하기 위하여, 물리 반변 속도성분(physical contravariant velocity component)을 이용한 일반 좌표계(generalized coordinate)의 정식화에 의한 수치해석을 수행하였다. 수치계산은 총 6가지의 경우에 대해서 행하였으며, 그 중 4가지 경우에 난류 모델로서 Smagorinsky 모델^[9]을 적용한 계산을 수행하였다. 그리고, 난류 모

델의 모델 계수 Cs를 계산 과정에서 동적으로 구하는 수법인 Dynamic SGS(subgrid scale) 모델^[10,11]을 이용한 계산과, 모델의 평균화 조작을 유체군의 유적선에 따라 행하는 수법인 Lagrangian Dynamic SGS 모델^[12]을 이용한 계산을 각각 수행하여, 원관 내의 난류 유동장에 대한 Dynamic 모델의 평가도 수행하였다.

수치계산은, 우선 원통 좌표계 격자를 이용하여 격자수가 다른 3가지 경우에 대한 LES 수치계산을 수행하여 원관 내 난류유동의 격자 해상도에 대한 영향을 살펴보았다. 이때, 해석 결과의 비교를 위해 Togashi^[8] 등이 제안한 복합 좌표계 격자를 이용한 계산을 별도로 수행하여, 원통 좌표계 격자에 의한 결과와의 비교, 검토를 통한 평가를 수행하였다. 또한, 동일한 격자 해상도를 대상으로 하여, 각각 Smagorinsky 모델, Dynamic SGS 모델, Lagrangian Dynamic SGS 모델 등의 난류 모델이 원관내 난류 유동에 미치는 영향에 대한 평가를 수행하였다.

이상과 같은 계산은 LES를 이용한 원관 내 난류의 유동 형태를 조사하기 위해 행해진 것으로서, 각각의 해석 결과에 대해서는 Eggels^[5] 등의 직접 해석 결과와의 비교를 통하여 구축한 LES 수치계산법의 유효성을 확인함과 동시에 원관 내 난류에 관한 각종 통계량을 얻었으며, 순간적인 속도변동 성분 등을 예시하여 원관 내의 난류거동과 난류구조를 파악하였다.

1. 지배 방정식

물리 반변 속도 성분에 근거한, 공간 필터 조작을 행한 비압축성 유동장에 대한 LES 지배 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} \overline{u^{(j)}} \right] = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u^{(i)}}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} (\overline{u^{(j)}} \overline{u^{(i)}} - \tau^{(ij)}) \right] \\ + \overline{u^{(j)}} \overline{u^{(m)}} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left(\frac{i}{mj} \right) \\ = -g^{ij} \sqrt{g_{ij}} \frac{\partial \overline{p}}{\partial \eta^j} + \tau^{(jm)} \left(\frac{i}{mj} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

여기에서 $\overline{u^{(i)}}$ 는 grid-scale의 물리 반면 속도 성분이다. $\binom{i}{mj}$ 는 Christoffel symbol의 물리 성분, J는 Jacobian, g_{ij} 는 계량 텐서(metric tensor)의 수학 성분, $g^{(ij)}$ 와 $g^{(ij)}$ 는 각각 계량 텐서의 물리 성분과 그 역 성분을 나타낸다. 계량 텐서의 수학 성분과 물리 성분 사이에는 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$u^i = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} u^{(i)}, \quad \tau^{ij} = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} \frac{1}{\sqrt{g_{jj}}} \tau^{(ij)} \quad (3)$$

속도와 좌표계, 시간은 각각 원관내의 마찰 속도 u_τ , 직경 D, 시간 스케일 D/u_τ 로 무차원화 하였다. 여기에서 응력 텐서 $\tau^{(ij)}$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau^{(ij)} = (\nu + \nu_{sgs}) S^{(ij)} \quad (4)$$

$$S^{(ij)} = g^{(im)} \nabla_{(m)} u^{(j)} + g^{(jm)} \nabla_{(m)} u^{(i)} \quad (5)$$

$$\nu_{sgs} = (C_s \Delta)^2 (S^{(ij)} S^{(ij)} / 2)^{1/2} \quad (6)$$

본 계산에서는 난류 모델로서 Smagorinsky 모델과 Dynamic SGS 모델, Lagrangian dynamic SGS 모델 등을 적용하였다. Smagorinsky모델의 모델계수는 $C_s=0.1$ 을 사용하였으며, 길이 스케일 Δ 는 격자 크기와 Van Driest⁽¹³⁾형의 감쇠 함수를 이용하여 계산함으로써, 벽면 부근의 접근 거동을 구하고 있다.

$$\Delta = \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{25}\right) \right] (\Delta \eta^1 \Delta \eta^2 \Delta \eta^3)^{1/3} \quad (7)$$

Dynamic SGS모델을 이용할 경우, 모델 계수는 유동장의 상태에 따라서 동적으로 구해진다. 그러나, 이와 같이 하여 구한 모델 계수는 공간적으로 변동하며 부(-)의 값을 포함하게 된다. 모델 계수의 부(-)의 값은 수치 해석상 절대 불안정을 야기하기 때문에, 이와 같은 문제를 극복하기 위하여 통계적으로 일정한 방향에 대하여 평균화를 취하는 방법이 일반적으로 행해지고 있다. Germano⁽¹⁰⁾와

Piomelli⁽¹⁴⁾는 평행 평판간 난류에 대하여 벽에 평행한 면에 대한 평균을 취하였으며, Akselvoll과 Moin⁽¹⁵⁾은 후향 계단 흐름에 관하여 길이 방향으로 평균화를 취하였다. 이와 같은 평균화 조작에 의해 수치 해석상의 불안정성은 피할 수 있지만, 그 타당성에 관한 근거는 빈약하다고 할 수 있다.

한편, Meneveau⁽¹²⁾등은 dynamic SGS모델에 있어서, 모델 계수를 유체의 궤적에 따라 평균하는 수법인 Lagrangian dynamic SGS모델을 제안하였다. 이 경우, 난류장의 통계적으로 일정한 방향에 대한 평균화 조작을 필요로 하지 않기 때문에, 통계적으로 일정한 방향이 존재하지 않는 복잡한 임의 형상을 갖는 난류장에도 dynamic SGS 모델이 적용 가능하게 되었다. 이 경우의 모델 계수는 다음과 같이 얻어질 수 있다.

$$C(x, t) = -\frac{I_{LM}}{I_{MM}} \quad (8)$$

$$I_{LM}(x, t) = \int_{-\infty}^t L_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (9)$$

$$I_{MM}(x, t) = \int_{-\infty}^t M_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (10)$$

윗식은 적분 함수 형태이기 때문에 실제의 수치 해석에서는 취급하기 곤란하므로, 시간에 관한 각종 함수를 $W(t-t') = T^{-1} \exp(-(t-t')/T)$ 로 나타내면, 다음과 같은 수송 방정식으로 표현된다.

$$\frac{\partial I_{LM}}{\partial t} + u_k \frac{\partial I_{LM}}{\partial x_k} = \frac{1}{T} (L_{ij} M_{ij} - I_{LM}) \quad (11)$$

$$\frac{\partial I_{MM}}{\partial t} + u_k \frac{\partial I_{MM}}{\partial x_k} = \frac{1}{T} (M_{ij} M_{ij} - I_{MM}) \quad (12)$$

여기서,

$$L_{ij} = T_{ij} - \overline{\tau^{(ij)}} \quad (13)$$

$$M_{ij} = 2(\overline{\Delta^2 | \overline{S} | S^{(ij)}} - \overline{\Delta^2 | \overline{S} | S^{(ij)}}) \quad (14)$$

$$T_{ij} = \overline{u^{(i)} u^{(j)}} - \overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} \quad (15)$$

$$\tau_{(ij)} = \overline{u^{(i)}u^{(j)}} - \overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} \quad (16)$$

위에서 over-bar는 필터 폭 Δ 의 grid-filter를 나타내며, tilde는 필터 폭 2Δ 의 test-filter를 나타낸다. dynamic SGS 모델을 이용하는 경우, 다른 특성 길이, 즉 grid-filter와 test-filter의 폭의 비 α 가 모델 파라미터로서 사전에 결정해 두어야 할 변수로서, Germano⁽¹⁰⁾ 등은 평행 평판간 난류 및 천이 난류의 DNS를 이용한 A prior 테스트에 의해 grid, test 양 필터에 Fourier sharp cut-off filter를 이용한 경우로서 $\alpha = 2$ 를 사용하여 천이 발달 과정 및 평행 평판간 난류 해석에 있어서 좋은 결과를 얻고 있다. 또한, 실제 계산에 있어서 해의 파라미터 α 에 대한 의존성은 작다는 사실도 보고되어 있다. 따라서, 본 계산에서는 위와 같은 기존의 연구 결과에 기초하여 grid-filter와 test-filter의 폭의 비 $\alpha = 2$ 를 사용하여 계산을 수행하였다.

한편, 유적선을 따라 어느 정도 과거까지의 궤적을 추적하는가를 의미하는 시간스케일 T 는 다음 식으로 주어지며, 이때 시간 완화 계수 C_t 는 Meneveau 등의 추천값인 2.0을 사용하였다.

$$T = C_t \Delta t_{LM}^{-1/4} \quad (17)$$

2. 수치 해석 방법

대상으로 하는 원관 내 난류의 수치 해석 영역은 Fig.1에 나타낸 바와 같이, 직경 $2R$ 과 흐름 방향으로는 반경의 6.4배에 상당하는 $6.4R$ 로 하고 있다.

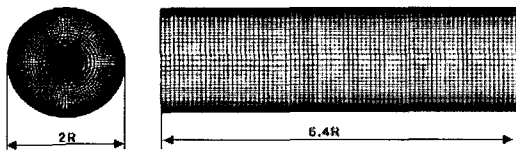


Fig. 1 Grid geometry of pipe flow.

수치 계산은 마찰 속도 u_τ 와 원관 직경 D 로 정의된 레이놀즈 수를 $Re_\tau = 360$ (원관 직경과 평균 속도를 기준으로 $Re = 5300$)으로 하여 행하였으

며, 시간 이산화에 대해서는 2차 정도 Adams-Bashforth법을 이용하고 있고, 공간의 이산화는 2차 정도 중심 차분법을 이용하였다. 압력해법으로는 압력, 속도 동시 완화법인 HSMAC (Highly Simplified Marker-and-Cell)법을 사용하였다. 또한, 경계 조건으로서 입구와 출구에는 주기 경계조건을 부과하였으며, 벽면 경계 조건은 Non-slip조건을 이용하였다. 수치 해석에 있어서의 시간 증분은 $\Delta t = 0.0001$ 로 하여 무 차원 시간 $t = 30.0$ 까지 계산을 수행한 후, 난류 통계량으로서 $t = 30.0 \sim 50.0$ 까지의 평균치를 취하였다.

계산은 총 6가지의 경우에 대하여 행하였으며, case 1~3은 원통 좌표계 격자(case C-1, C-2, C-3)를 이용하여, case 4는 원통 좌표계 격자와 일반 좌표계 격자를 병용한 복합 좌표계 격자(case G-1)를 이용한 수치 계산을 행하여, 그 결과에 대하여 Eggels⁽⁵⁾ 등의 DNS결과와의 비교를 행하였다. 복합 좌표계 격자는 Togashi⁽⁸⁾ 등에 의해 제안된 방법으로서 Fig.2에 나타낸다. 이 방법의 특징은, 속도 성분을 구할 때에는 일반 곡선 좌표계 격자를, 와 점성 성분을 계산할 때에는 원통 좌표계 격자를 교대로 이용하는 방법이다. 난류 모델로서 상기 4가지 경우 Smagorinsky모델을 이용하였으며, 그 계수 C_s 는 0.1로서 계산을 수행하였다.

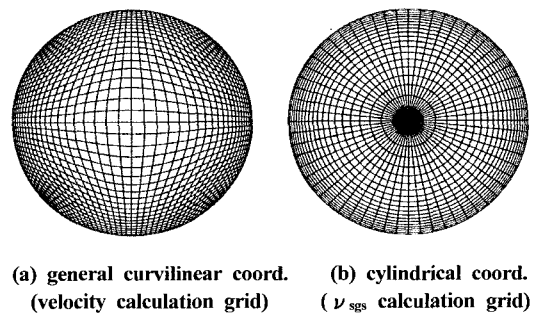


Fig. 2 Combined grid system.

원통 좌표계 격자를 이용할 경우, 중심의 특이점에 대해서는 가상의 값으로 취급하여 계산을 수행하였다. 즉, 중심에서의 속도 성분을 다중 값

(multi-value)으로 가상하여, 대각 방향으로 내삽(interpolation)을 취하여, 매 계산시 경계조건으로 부가하였다. 이것은 중심선에서 서로 반대방향에 위치한 두 점은 그 크기가 같고 반대 방향의 부호를 갖는다는 것을 의미한다.

또한, 난류 모델에 관한 영향을 살펴보기 위하여, Dynamic SGS모델에 대한 검토를 수행하여 case C-1의 계산 격자를 이용하여, 흐름 방향과 원주 방향으로 평균화 조작을 행한 Dynamic SGS 모델의 경우(case DSM)와 평균화 조작을 유체군의 유적선에 따라 행한 Lagrangian Dynamic SGS모델에 관한 검토(case LDSM)도 행하여, 구축한 수치 계산 코드의 유효성을 확인함과 동시에 원관 내 난류 유동장에 대한 상세한 검토를 행하였다.

Table.1에 각 경우의 계산 조건을 나타낸다. 계산은 Silicon-Graphics사의 Origin 2000을 이용하여 수행하였으며, 계산 시간은 case C-3(총 격자수 : 216,000)의 경우 약 8 sec/step이었다.

Table 1 Cases of calculations.

case	격자수 ($r \times \theta \times z$)	y_{\min}^+	반경방향의 격자간격	Cs값
G-1	20×60×80 (40×40×80)	1.238	$\theta = 6^\circ$	0.1
C-1	20×60×80	1.238	$\theta = 6^\circ$	0.1
C-2	30×60×80	0.498	$\theta = 6^\circ$	0.1
C-3	30×90×80	0.498	$\theta = 4^\circ$	0.1
DSM	20×60×80	1.238	$\theta = 6^\circ$	
LDSM	20×60×80	1.238	$\theta = 6^\circ$	

3. 결과 및 검토

난류 모델로서 Smagorinsky 모델을 이용하여 격자수가 다른 3가지 경우에 대한 원통 좌표계 격자를 이용한 경우와 일반 좌표계 격자와 원통 좌표계 격자를 병용한 복합 좌표계 격자를 이용한 경우의 계산결과를 고찰해 보도록 한다.

Fig.3에 주류 방향의 평균 속도 분포를 나타낸다. 횡축은 중심 축으로부터의 거리를 원관의 반경

으로 무차원화 한 값을 나타내며, 종축은 주류 방향의 평균 속도 분포를 원관의 중심 속도로 무차원화 한 값을 나타내고 있다. LES에 의한 계산 결과는 원통 좌표계 격자 또는 복합 좌표계 격자를 이용하여 해석한 어느 경우에도, DNS의 해석 결과와 잘 일치함을 알 수 있다.

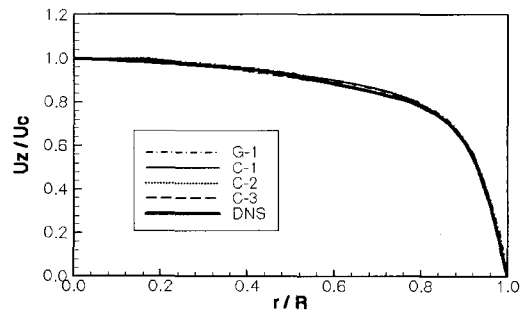


Fig. 3 Mean axial velocity distribution.

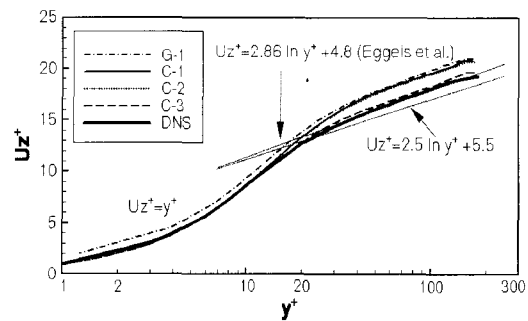


Fig. 4 Mean axial velocity profile.

Fig.4는 무차원 속도 u^+ 와 무차원 길이 y^+ 로 나타낸 주류 방향의 평균 속도를 나타내고 있다. 굵은 실선으로 표시한 DNS의 결과는 벽에서 멀어질수록 ($y^+ > 30$), 그 속도 분포는 평행 평판간 난류의 대수 속도 분포⁽⁷⁾ ($Uz^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5$: Von Karmann상수 $K=0.40$, 부가 상수 $C=5.5$) 보다 다소 큰 값을 갖고 있음을 알 수 있다. Eggels⁽⁵⁾등은, 그 원인은 원관 내 난류와 평행 평판간 난류의 벽면 근방에서의 흐름 패턴의 차에 기인한다고 설명하고 있다. 즉, 원관 내 난류의 경우는 벽면에渦流가 존재하기 때문에 벽면에 수직인 속도 변동 성분이 벽을 따라 확산되는 현상을 억제하는 효과가 있기 때문에, 대수 속도 분

포가 평행 평판간 난류의 대수 속도보다 다소 크게 나타나 원관내 난류 유동의 적절한 대수 속도 분포로 $U_z^+ = 2.86 \ln y^+ + 4.8$ (Von Karmann 상수 $K=0.35$, 부가 상수 $C=4.8$)을 제시하고 있다. LES에 의한 해석 결과를 DNS에 의한 해석 결과와 비교한 결과, LES에 의해 얻어진 평균 속도 분포가 DNS에 의한 값 보다 전반적으로 다소 크게 평가되어 있음을 알 수 있다. 그러나, 원주 방향으로 격자 해상도를 증가시켜서 계산을 수행한 C-3의 경우는 DNS의 해석 결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 그것은 전술한 바와 같이 원관의 벽 부근에 수직인 속도 변동 성분을 어느 정도 정확하게 해석하는가 하는 사실과 연관되며, 따라서 원관 내 난류를 정도 높게 해석하기 위해서는 원관 벽면에서의 난류 구조를 충분히 재현할 수 있는 해상도를 갖는 원주 방향의 격자 설계가 필요하다고 생각되며, 본 해석 결과 그 예측치로서 90분할 이상의 원주 방향 격자 설계가 필요하다는 사실을 확인하였다.

Fig.5~8에 각각 주류 방향, 반경 방향, 원주 방향의 난류 강도 분포와 전단 응력 분포를 나타낸다. 전반적으로, LES에 의한 계산 결과는 DNS의 결과에 대하여, 주류 방향의 난류 강도 분포는 과대 평가 되어 있고, 반경 방향 및 원주 방향의 경우는 과소 평가 되어 있음을 알 수 있다. C-2는 C-1의 경우에 대하여 반경 방향으로 격자를 증가시킨 경우에 대한 해석 결과로서, 해석 결과에는 그다지 차이가 나타나 있지 않음을 알 수 있다. 본 계산에서는 전 경우의 해석에 대하여 벽면 경계 조건으로서 Non-slip조건을 적용하여 계산을 수행하였다. 즉, 어느 경우에 대해서도 점성 저층에 ($y^+ \leq 10$) 4개 이상의 격자가 존재하도록 격자 해상도를 설계하였기 때문에, 반경 방향으로 격자 수를 늘려도 전체적인 해석 결과에는 그다지 차가 나타나지 않음을 알 수 있다.

G-1의 경우는 원통 좌표계 격자와 일반 좌표계 격자를 병용한 복합 좌표계 격자를 이용한 계산 결과로서, 와 점성 성분(ν_{sgs})의 계산만을 원통 좌표계 격자상에서 수행하고, 그 밖의 대부분의 계산은 일반 좌표계 격자상에서 수행하고 있다. 그러

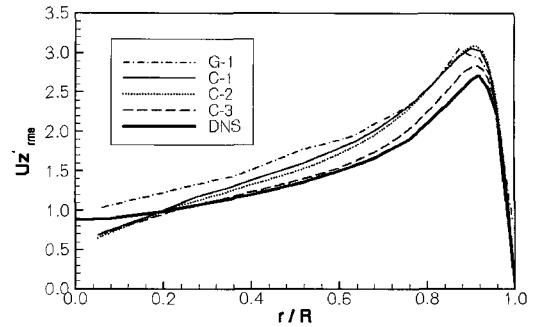


Fig. 5 Streamwise turbulent intensity.

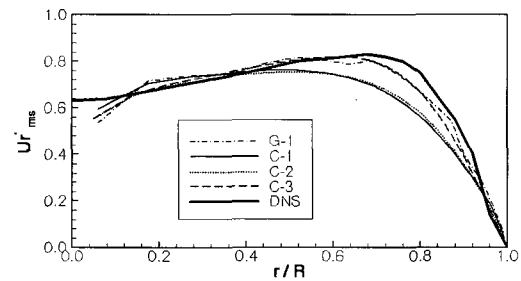


Fig. 6 Radial turbulent intensity.

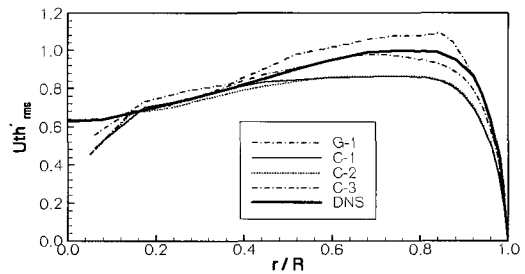


Fig. 7 Azimuthal turbulent intensity.

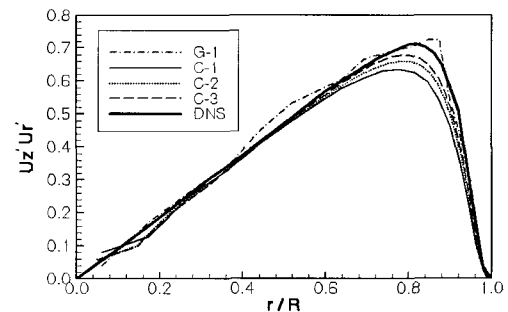


Fig. 8 Shear stress distribution.

나, 일반 좌표계 격자의 격자 수는 원통 좌표계 격자 C-1의 경우 보다 조밀한 격자임에도 불구하고, 계산 결과에는 그다지 개선이 없으며 또한 계산 결과가 그다지 원할 하지 못하다는 사실을 알 수 있다. 이것은 일반 좌표계 격자를 이용한 경우에 격자의 직교성이 나쁜 부분으로부터 발생하는 수치 오차와 원통 좌표계 격자와 일반 좌표계 격자 사이의 보간을 행 할 때의 보간 오차가 포함되어 있기 때문이라 생각된다.

그에 대하여 C-3의 경우는 C-1의 경우보다 반경 방향과 원주 방향으로 각각 격자 수를 증가시킨 경우에 대한 해석 결과로서, 각 방향의 난류 강도 분포와 전단 응력 분포는 DNS의 결과와 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 따라서, 이와 같은 해석 결과로부터 원관 내 난류의 LES수치 해석을 수행하는 데 있어서 해석의 정도를 높이기 위해서는, 원주 방향의 격자 설계에 주의를 기할 필요가 있다는 사실을 알 수 있다.

다음은, SGS난류 모델로서 Dynamic SGS모형을 적용한 경우의 계산 결과에 대해서 고찰해보기로 한다. Dynamic SGS모형을 이용한 해석은 C-1의 경우와 동일한 격자 해상도에 대하여, 주류 방향과 원주 방향으로 평균화 조작을 행한 경우(DSM)의 해석과 Lagrangian Dynamic SGS모형을 적용한 경우(LDSM)에 관한 해석을 수행하였다. 각각의 해석은 C-1 경우의 해석 결과를 초기값으로 이용하여, 무차원 시간 약 10정도까지 계산을 진행한 후, 다시 무차원 시간 10~24(약140,000스텝 상당)까지의 해석 결과를 통계 평균치로 취하였다.

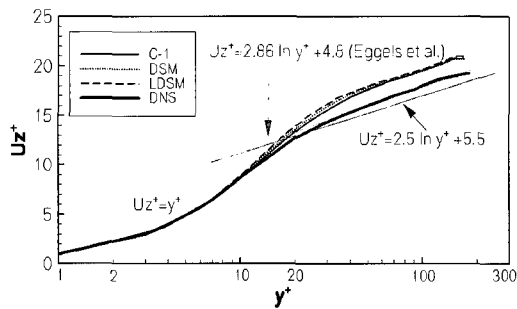


Fig. 9 Mean axial velocity profile.

Fig.9에는 무차원 속도 u^+ 와 무차원 길이 y^+ 로 표시한 주류 방향의 평균 속도 분포를 나타내고 있다. 주류 방향과 원주 방향으로 평균화 조작을 행한 Dynamic SGS모형을 이용한 경우의 해석 결과와 Lagrangian Dynamic SGS모형을 이용한 경우의 해석 결과, 그 어느 경우도 Smagorinsky SGS모형을 이용한 경우의 해석 결과와 그다지 차가 나타나지 않음을 알 수 있다. 이와 같은 결과는 평행 평판간 난류에 관한 Dynamic SGS모형의 검증을 수행한 Taniguchi^[16] 등의 결과에도 보고되어 있으며, 오히려 Smagorinsky SGS모형을 이용하여 모델계수의 최적화를 수행한 경우보다 Dynamic SGS모형 또는 Lagrangian Dynamic SGS모형을 이용한 경우보다 좋은 결과를 나타내고 있다. 그러나, Dynamic SGS모형은 모델계수를 유동장의 특성에 따라 동적으로 구하는 방법으로서, 장래의 LES 수치해석의 과제라고도 할 수 있는 복잡 유동장에서의 응용이 더욱 기대 될 수 있다고 생각되어 진다.

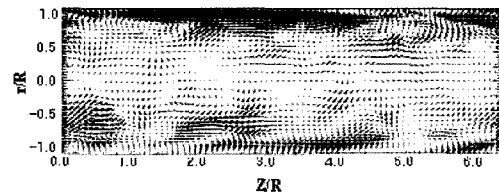


Fig. 10 Fluctuating velocity vector distribution.

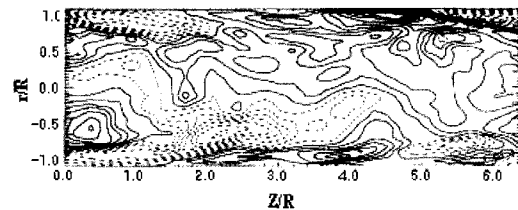


Fig. 11 Fluctuating axial velocity component.

다음으로 원관 내 난류의 순간적인 변동 성분에 대하여 고찰한다. Fig.10은 변동 속도 벡터의 단면 분포를 나타내고 있다. Fig.11은 주류 방향 변동 속도의 등가선 분포를 나타내고 있으며, 그림중의 실선은 양의 값, 점선은 음의 값을 나타내고 있

다. Fig.12는 원주 방향 변동 속도의 등가선 분포, Fig.13은 반경 방향 변동 속도를 각각 나타내고 있다. 주류 방향과 반경 방향의 변동 속도 성분과는 다르게 원주 방향 변동 속도 성분의 등가선도에서는, 그 등가선 분포가 벽면에 대하여 경사지게 분포하고 있음을 알 수 있어, 큰 척도의 볼텍스 (large scale vortex)가 원관의 중심을 따라 흘러가고 있음을 알 수 있다. 또한, 벽면 부근의 영역에서 강한 변동을 갖는 반면 원관의 중심부에서 약한 변동 성분을 갖고 있다는 사실이 관찰되며, 동일한 현상이 변동 속도 성분의 원관 단면 분포로부터도 관찰된다.

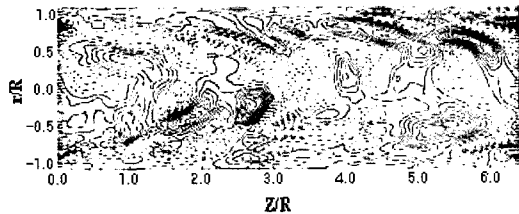


Fig. 12 Fluctuating azimuthal velocity component.

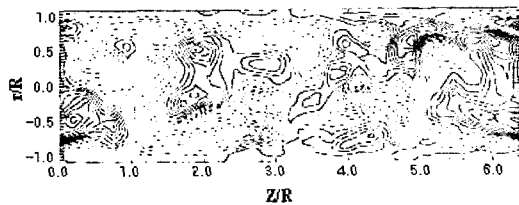


Fig. 13 Fluctuating radial velocity component.

Fig.14 및 Fig.15에는 각각 주류 방향의 변동 속도 성분과 원주 방향의 변동 속도 성분의 원관 단면 분포를 각각 나타낸다. 주류 방향 변동 속도 성분의 등가선도에서 보는 바와 같이, 벽면 부근의 영역에서 원주 방향을 따라 실선으로 표시되어 있는 변동 속도의 양의 성분과 점선으로 표시되어 있는 음의 성분이 교대로 존재하고 있음을 알 수 있다. 이와 같이 변동 속도의 양의 성분과 음의 성분이 교대로 존재함으로써, 그 경계면에 전단층이 존재하게 되어 교대로 벽에 충돌하거나 벽으로부터 멀어지거나 하는 움직임에 의해 벽면 근방에 ejection 또는 sweep 등의 효과를 초래하게 된다.

특히, 원관 내 난류 유동의 경우는 벽면에 꼭풀이 존재함으로써 이와 같은 변동 속도 성분이 원주 방향을 따라 퍼지는 현상을 억제하는 효과가 있기 때문에 평행 평판간 난류의 유동장과는 다소 다른 특성을 갖게 되며, 이것이 대수 속도 분포의 차이를 나타내는 원인이 된다.

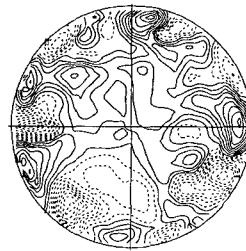


Fig. 14 Fluctuating axial velocity contour in cross-section.

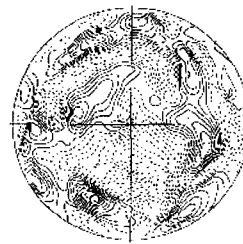


Fig. 15 Fluctuating azimuthal velocity contour in cross-section.

4. 결 론

물리 반변 속도 성분을 이용한 일반 좌표계에 의한 원관 내 난류의 LES 수치 해석을 행하여 DNS의 결과와의 비교를 통해 구축한 계산 코드의 유효성을 확인함과 동시에 원관 내의 난류 유동장에 대한 체계적인 검증을 수행하였다.

원통 좌표계 격자를 이용한 경우의 격자 해상도에 관한 영향을 조사한 결과, 원관 내 난류의 해석에는 원관 벽면의 난류 거동이 그 해석결과에 중요한 영향을 미치기 때문에 원관 내의 난류 거동을 정도 높게 해석하기 위해서는 원주 방향의 격자 설계가 중요하다는 사실을 알았다. 이와 같은 사실은 Eggels^[5] 등의 DNS 결과에서도 지적되었던 바와 같이, 원관 내 난류의 경우에는 원관 벽면

에 수직인 속도 변동 성분이 층돌 분류와 같이 간헐적으로 벽면에 작용하게 되고, 또한 벽면에 곡률이 존재함으로써 속도 변동 성분이 벽면을 따라 확산되는 것을 억제하는 효과가 있다. 따라서, 원관 내 난류의 수치해석을 정도 높게 수행하기 위해서는 벽면 근방의 난류 구조를 충분히 재현할 수 있는 원주 방향의 격자 해상도가 필요하게 되며, 본 연구에서 그 예측치로서 90분할 이상의 원주 방향의 격자 설계가 필요하다는 사실을 제시하였다.

한편, 복합 좌표계 격자를 이용한 경우의 해석 결과로 부터 일반 좌표계 격자를 사용할 경우에 있어서 격자의 직교성이 좋지 않은 부분으로부터 해석의 정도가 저하하는 문제점과 보간을 행하는 과정에서 발생하는 보간 오차 문제를 완전히 해결하지 못함을 알았다. 그리고, 보간 과정에 따른 여분의 계산 시간을 요하는 등의 단점으로 인하여, 이후 복잡한 형상을 갖는 대용량의 계산에는 원통 좌표계 격자를 이용하는 것이 해석의 정도 및 계산 시간에 있어서 유리하다는 사실을 알았다.

또한, 난류 모델의 모델 계수를 유동장의 상태에 따라서 동적으로 구하는 Dynamic SGS모델과 모델계수의 평균화 조작을 유적선에 따라서 행하는 Lagrangian Dynamic SGS모델에 대한 해석을 수행한 결과, 그 평균 속도 및 난류 통계량에 대하여 Smagorinsky모델을 이용한 경우와 동일한 정도의 해석 결과를 얻었다.

참고문헌

- [1] V. C. Patel and M. R. Head, "Some observation on skin friction and velocity profile in fully developed pipe flow and channel flows", *J. Fluid Mech.* 38, pp.181-201, 1969.
- [2] G. D. Huffman and P. Bradshaw, "A note on Von Karman's constant in low Reynolds number turbulent flows", *J. Fluid Mech.* 53, pp.45-60, 1972.
- [3] T. Wei and W. W. Willmarth, "Reynolds number effects on the structure of a turbulent channel flow", *J. Fluid Mech.* 204, pp.57-95, 1989.
- [4] C. J. Lawn, "The determination of the rate of dissipation in turbulent pipe flow", *J. Fluid Mech.* 48, pp.477-505, 1971.
- [5] J. G. M. Eggels, F. Unger, M. H. Weiss, J. Westerweel, R. J. Adrian, R. Friedrich and F. T. M. Nieuwstadt, "Fully developed turbulent pipe flow : a comparison between direct numerical simulation and experiment", *J. Fluid Mech.* 268, pp.175-209, 1994.
- [6] J. Westerwell, "Digital particle image velocimetry : theory and application", Ph.D thesis, Delft University of Technology, the Netherlands, 1993.
- [7] J. Kim, P. Moin and R. Moser, "Turbulent statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number", *J. Fluid Mech.* 177, pp.133-166, 1987.
- [8] S. Togashi and T. Kobayashi, "Large eddy simulation of turbulent flow in the straight circular pipe using the composite grid system", *Proceeding of the 3rd JSME-KSME Fluid Engineering Conference*, pp.102-107, 1994.
- [9] J. Smagorinsky, "General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment", *Monthly Weather Review* 91, pp.99-164, 1963.
- [10] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W. H. Cabot, "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model", *Phys. Fluids A3*, pp.1760-1765, 1991.
- [11] D. K. Lilly, "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method", *Phys. Fluids A4*, pp.633-635, 1992.

- [12] C. Meneveau and T. S. Lund, "On the Lagrangian nature of the turbulence energy cascade", *Phys. Fluids* 6, pp.2820-2825, 1994.
- [13] E. R. Van Driest, "On turbulent flow near a wall", *J. Aero. Sci.* 23, pp.1007-1011, 1956.
- [14] U. Piomelli, "High Reynolds number calculations using the dynamic subgrid-scale stress model", *Physics of Fluids*, Vol. A5, pp.1484-1490, 1993.
- [15] K. Akselvoll and P. Moin, "Large eddy simulation of a backward facing step flow, in *Eng. Turb. Modelling and Exp. 2*", edited by W. Rodi and F. Martelli, pp.303-313, 1993.
- [16] 谷口伸行, 戴毅, 小林敏雄, "Dynamic SGS 모델의差分法における定式化", 第9回 生研 NSTシンポジウム, pp.49-52, 1995.

저 자 소 개



고상철 (高相喆)

1963년 10월 10일생. 1985년 부산대학교 기계설계학과 졸업, 1988년 한국해양대학교 대학원 기계공학과 졸업(석사), 1999년 일본 동경대학 대학원 기계공학과 졸업(박사), 1993-1995년 동경대학 생산기술연구소, 1999-2000년 동경대학 국제산학연구센터 2000년 한국과학기술원 기계공학과, 2000-2002 삼성전자 디지털미디어(연), 2002년 전주대학교 기계공학과 교수.