

〈論 文〉

난류유동의 Large-Eddy Simulation 기법의 알고리즘 향상에 관한 연구

양 경 수*

(1994년 7월 2일 접수)

Improvement on Large-Eddy Simulation Technique of Turbulent Flow

Kyung-Soo Yang

Key Words : Large-Eddy Simulation(대와동모사), Turbulence(난류), Subgrid-Scale Model(아격자스케일모델), Dynamic Subgrid-Scale Model(동 아격자스케일모델), Smagorinsky Model(스마고린스키모델), Filtering(여과)

Abstract

Two aspects of Large-Eddy Simulation(LES) are investigated in order to improve its performance. The first one is on how to determine the model coefficient in conjunction with a dynamic subgrid-scale model, and the second one is on a wall-layer model(WLM) which allows one to skip near-wall regions to save a large number of grid points otherwise required. Especially, a WLM suitable for a separated flow is considered. Firstly, an averaging technique to calculate the model coefficient of dynamic subgrid-scale modeling(DSGSM) is introduced. The technique is based on the concept of local averaging, and useful to stabilize numerical solution in conjunction with LES of complex turbulent flows using DSGSM. It is relatively simple to implement, and takes very low overhead in CPU time. It is also able to detect the region of negative model coefficient where the "backscattering" of turbulence energy occurs. Secondly, a wall-layer model based on a local turbulence intensity is considered. It locally determines wall-shear stresses depending on the local flow situations including separation, and yields better predictions in separated regions than the conventional WLM. The two techniques are tested for a turbulent obstacle flow, and show the direction of further improvements.

1. 서 론

1970년대 대기유동을 연구하는 기상학자들 사이에서 사용되기 시작한 대와동모사(large-eddy simulation, LES)는 그 동안 난류유동의 closure 모델로서 널리 사용되고 있던 Reynolds 평균기법과는

다른 개념에 입각한 모델로서, 1980년대 들어 난류유동의 전산해석을 위해 본격적인 연구가 수행되었다. LES에서는 순간적인 유동장을 공간에서 여과(filtering)함으로써 얻어지는 지배방정식으로부터 filter size보다 큰 scale의 유동구조를 계산하게 된다. 하지만 여과하는 과정에서 작은 scale 유동구조에 의한 closure 문제는 불가피하고 이를 모델하는 것을 아격자스케일모델(subgrid-scale modeling, SGS)이라 부른다. 난류에너지의 대부분은 큰

*정회원, 인하대학교 기계공학과

scale 유동구조에 포함되어 있고, 작은 유동구조는 등방적인 사실로부터 LES의 이론적 정당성이 뒷받침된다. 따라서 LES는 모든 scale의 유동구조에 영향을 주는 Reynolds 평균기법에서의 모델링보다는 좀더 일반적이고 또한 형상에 덜 의존한다고 할 수 있다. 이와 같은 이유로 LES는 난류유동의 수치해석법으로서 각광을 받고 있으며, 최근 들어서는 간단한 형상에서의 기초연구 단계를 지나 유동의 박리를 포함하는 좀더 복잡하고 실용적인 난류유동에도 적용하고자 하는 노력이 집중되고 있다. 본 논문에서는 이러한 노력의 일환으로 LES의 성능향상을 위하여 아래와 같은 두 가지 기법을 고찰해 보고자 한다.

최근 들어 Germano, Piomelli, Moin & Cabot⁽¹⁾은 SGSM의 모델계수의 값을 미리 고정시키지 않고, 수치해석이 진행함에 따라 dynamic하게 모델계수의 값을 결정하는 동 아격자스케일모델(dynamic subgrid-scale modeling, DSGSM)을 제안하였다. 이 방법은 두 개의 다른 filter level에서의 아격자스케일 응력(subgrid-scale stress)과 여과된 지배방정식으로부터 계산된 해상된 난류응력(resolved turbulent stress) 사이에서 성립되는 algebraic identity에 근거를 두고 있다. Germano 등은 DSGSM을 천이과정의 혹은 완전히 난류로 발달된 두 평행한 평판사이의 유동에 적용하여, 층류에서는 DSGSM의 효과가 사라진다는 것과 난류유동의 벽면근처에서는 *ad hoc* damping function 없이도 정확한 점근거동을 얻는다는 것을 보고하였다. 이것은 모델계수의 값을 미리 고정시키는 종전의 SGSM에 비해 매우 중요한 진전이라 할 수 있다. 하지만 DSGSM을 적용시키기 위해서는 매 시간단계(time step)마다 국부적으로 계산되는 모델계수를 평균할 수 있는 균질한(homogeneous) 방향이 필요하다. 이는 계산되는 모델계수의 fluctuation때문에 수치해가 불안정해질 수 있기 때문이다. 그러나 복잡한 형상의 유동에서는 모델계수를 평균하기 위한 균질한 방향의 부족으로, DSGSM을 적용시키기 매우 어려워진다. 공학적인 유동의 대부분이 복잡한 형상에서의 난류유동이기 때문에 모델계수의 적절한 평균기법을 찾는 것이 DSGSM을 복잡한 유동에 적용시키기 위한 필수조건이라 하겠다. 본 논문에서 다룰 첫번째 주제는 DSGSM의 모델계수를 결정하기 위한 평균기법의 소개이다. 이는 국부적 평균(local averaging)을 이용하는 기법으로

컴퓨터 프로그램에의 구현(implementation)이 비교적 간단하고 또한 매우 적은 계산시간이 소요되는 장점이 있다. 이 기법은 난류에너지의 backscattering도 역시 감지할 수 있다. 본 연구에서는 이 기법을 한쪽면에 정사각단면의 장애물이 부착되어 있는 평행한 평판사이의 난류유동(Fig. 1)의 LES에 적용시킨다. 장애물위에서의 평균유속(U_m)과 장애물 높이(h)로 계산된 레이놀즈수는 3400이고, 벽 근처에서의 유동구조는 no-slip 조건을 사용하여 해상되었다. 계산된 LES 결과를 검증하기 위해서 같은 조건에서의 DNS가 수행되었다. (Case 1) 제안된 평균기법을 적용하여 계산된 LES결과는 편의상 Case 2로 칭한다. 또한 이 평균기법을 사용한 LES 결과와 난류모델을 사용하지 않은 수치해석 결과를 비교하기 위해, 언급된 LES에서의 격자와 동일한 격자를 사용하지만 난류모델이 없는 수치모사(Case 3)도 수행하였다.

본 논문에서 다룰 두번째 주제는 LES와 관련된 벽면층모델(wall-layer model)의 개발이다. 벽면층에서의 유동구조를 정확히 해석하려면 shear가 심한 이와 같은 얇은 유동구역에 많은 격자점을 집중시켜야 한다. 특히 레이놀즈수가 클수록 이러한 현상은 두드러지게 되는데, 공학적인 계산을 위해서는 과도한 격자점의 수는 피해야 하고 결국 벽면에서의 no-slip조건을 대체할 벽면층모델이 필요하다. 이러한 벽면층모델은 LES 뿐만 아니라 다른 closure 모델과 관련하여, 부착유동에 대해서는 지금까지 많은 연구가 수행되어 왔으나, 박리가 수반되는 유동에서도 좋은 결과를 주는 벽면층모델은 아직 개발되지 못한 형편이다. 공학적으로 중요한 유동들의 대부분은 박리를 수반하는 복잡한 유동이므로 이러한 유동의 LES를 위해서는 효과적인 벽면층모델의 개발이 중요하면서도 매우 시급한 과제이다. 본 논문에서는 Ciofalo 와 Collins⁽²⁾가 $k-\epsilon$ 모델링과 관련하여 제안한 벽면층모델의 변형을 위

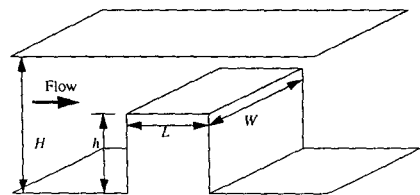


Fig. 1 Physical configuration

에서 언급된 장애물유동의 LES에 적용하여 평가해 보고자 한다. (Case 4) 또한 얻어진 결과를 같은 레이놀즈수에서의 유동에 대하여 no-slip 조건으로 벽면층을 해석한 결과(Case 5)와 종래의 벽면층모델을 사용하여 얻어진 결과(Case 6)와 비교하여 제안된 모델이 기존의 모델에 비하여 정성적 및 정량적으로 어느 정도 향상된 결과를 주는지를 관찰하고자 한다.

2. 수식전개

이 논문에서는 모든 변수들을 U_m 과 h 로 무차원화 하였다. LES의 지배방정식에 대해서는 앞서 발표된 저자의 논문들을^(3,4) 참고하기 바라며, DSGSM에서의 모델계수(C_s)의 유도는 Germano 등의 논문⁽¹⁾과 Lilly의 논문⁽⁵⁾을 참고하기 바란다. 요약하면 C_s 를 계산하는 방법에는 여러가지가 있으나 그중 Lilly⁽⁶⁾는 least squares approach를 제안하였다. 즉,

$$C_s = \frac{1}{2} \frac{D_{ij}P_{ij}}{P_{ij}P_{ij}} \quad (1)$$

여기서, D_{ij} 와 P_{ij} 는 Lilly의 notation을 따른다. 이 방법은 단순한 수축(contraction)을 이용하는 Germano 등⁽¹⁾의 방법보다 훨씬 계산상 안정된 C_s 값을 얻을 수 있다. 왜냐하면 Germano 등의 방법에서는 분모가 0이 되거나 또는 매우 작게 되어 C_s 값이 계산상의 불안정성을 야기할 정도로 커질 수 있으나 반면 Lilly의 방법에서는 식(1)의 분모가 0이 되려면 오로지 모든 9개의 component가 동시에 0이 될때에만 가능하고 또한 그럴 때에는 분자 역시 0이 되기 때문이다. 한편 두 방법 모두에서는 C_s 값이 음이 될 수도 있다. 즉, net "backscattering"이 허용된다.

벽면층모델을 적용하기 위하여 수행된 Case 4, 5, 6에서는 SGSM으로서 종래 사용되던 Smagorinsky 모델이 사용되었다.

3. 수치해석법

시간에 따른 수치해를 구하기 위해서 fractional step method⁽⁶⁾가 사용되었다. 모멘텀방정식의 시간에 따른 적분은 복합적인 형태로서, 대류항(convective terms)은 3차 정확도의 Runge-Kutta 방법

으로 explicit하게 적분하였고, 점성항(viscous terms)들은 Crank-Nicolson 방법으로 implicit하게 적분이 수행되었다. 공간에서의 차분법은 적어도 2차의 정확도를 갖으며, fractional step method의 적용으로 부수적으로 얻어지는 Poisson방정식은 다격자법(multigrid method)을 적용하여 해를 구하였다. 자세한 수치해석 알고리즘은 앞서 발표된 논문⁽³⁾에 자세히 기술되었다.

4. DSGSM에서의 모델계수의 결정

4.1 연구배경

2절에서 언급된 C_s (식(1))은 순간적이고 국부적인 양이기 때문에 시간이나 공간에서 심하게 변할 수 있다. 따라서 이러한 현상은 특히 molecular viscosity와 eddy viscosity의 합(total viscosity)이 음수가 되는 격자점에서 수치적 불안정성(numerical instability)을 야기시킬 수 있다. 이러한 현상은 DSGSM의 성공적인 구현을 위해서 해결해야 할 중요한 문제이다. Akselvoll & Moin⁽⁷⁾은 난류 후향계단유동(turbulent backward-facing step flow)의 LES에서 total viscosity가 음이 되는 격자점의 수가 전체 격자점수의 약 4% 정도임을 확인하였고, 그런 곳에서는 임의로 total viscosity를 0으로 놓았다. 이러한 방법은 간단하고 비교적 타당한 결과를 얻지만, 앞서 언급한 바와 같이 체계적이지 못하고 더우기 eddy viscosity가 임의로 제어되는 곳에서는 backscattering의 정도를 알 수 없는 단점이 있다.

Ghosal⁽⁸⁾은 모델계수를 체계적으로 결정하기 위해 variational method의 일종인 dynamic localization model을 제안하였다. 이 모델은 다시 두 가지로 분류된다. 첫째는 강제적으로 모델계수기 음수가 되지 않도록 하는 방법으로서, 계산은 수치적으로 안정되나 backscattering은 무시되는 방법이고, 두번째는 모델계수가 음이 되는 것을 허용하는 좀더 일반적인 방법이다. 하지만 이를 위해 상당량의 추가적인 계산량이 소요된다. 요약컨데, 이러한 variational method의 결정적인 단점은 구현의 복잡성과 CPU 시간의 과도한 소모이다. Akselvoll⁽⁷⁾은 variational method를 사용한 모델계수의 계산부분이 전체 LES CPU 시간의 약 40% 이상을 차지함을 보고하였다.

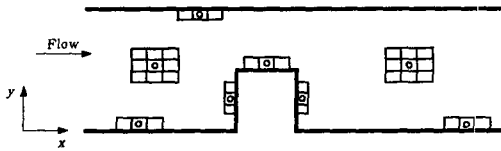


Fig. 2 Schematic diagram to show which grid cells are used for local averaging depending on the location of the grid point under consideration (marked by o)

4.2 국부적 평균

본 논문에서는 DSGSM의 모델계수를 시간 및 공간에서의 국부적 평균(local averaging)을 사용하여 결정하는 방법을 제안하고자 한다. 공간에서의 평균은 우선 균질한 방향(z)으로 먼저 수행된다. 그 다음 추가적인 평균이 다음과 같이 수행된다. 즉, 유동장 내부에 있는 격자점에서의 C_s 의 평균치를 구하기 위해서는 평균치를 구하고자 하는 격자점을 중심으로 하여 주위의 9개의 격자점에 대해 volume weighting을 이용한 평균치를 구한다. (Fig. 2) 벽면근처에서는 벽면에 수직인 방향으로 C_s 가 급격히 변화하므로 단지 벽면에 평행한 방향으로만, 즉 3점에 대해서만 평균을 수행한다. (Fig. 2) 충분히 smooth한 C_s 를 얻기 위해서는 이와 같은 과정을 되풀이할 필요가 있다. 이는 C_s field를 임의의 값을 대입함이 없이 smoothing하는 효과를 갖는다. 이러한 국부적 평균을 이용한 방법은 컴퓨터 프로그램에 구현하기가 쉽고, 또한 모델계수를 계산하는데 전체 CPU 시간의 불과 3% 이내의 시간만이 소요된다.

4.3 결과 및 토론

4.3.1 파라메터와 경계조건의 선택

본 논문에서 보고되는 모든 경우(Case 1에서부터 Case 6까지)에 대해 같은 값의 형상파라메터들을 사용하였다. 즉, $H/h=2$, $W/h=2$ and $L/h=1$ 이다. 여기서, H , W , L 등은 평판사이의 간격, 장애물과 평판의 spanwise 너비 그리고 장애물의 흐름방향 길이를 각각 나타낸다. (Fig. 1) 계산영역의 입구와 출구는 $x=0$ 와 $x=31$ 에 각각 위치해 있고, 장애물은 $x=10$ 와 $x=11$ 사이에 부착되어 있다.

Case 2와 Case 3(Case 1)에서는 벽면에 가장 인접한 검사체적의 중심은, 장애물의 윗면을 포함한

수평평면에서는 $\Delta y=0.01$ (0.005) 떨어진 곳에, 장애물의 수직벽면에서는 왼쪽벽면으로부터는 $\Delta x=0.009$ (0.0033), 오른쪽벽면으로부터는 $\Delta x=0.029$ (0.0045) 떨어진 곳에 위치한다. 격자점들은 장애물주위와 평판벽 주위에 밀집되어 있고, 다른 구역으로는 격자간격이 기하적으로(geometrically) 늘어나도록 배열되었다. 사용된 유한체적의 수는 x , y , z 방향으로 각각 $96 \times 32 \times 32$ ($272 \times 64 \times 64$)이다. DSGSM의 효과(따라서 국부적 평균법의 효과)를 좀더 명확히 보이기 위해 Case 2와 Case 3에서는 비교적 성긴 격자수를 사용하였다. 모든 Case에서 균질한 방향인 spanwise 방향(z)으로는 주기조건을 적용하였고, 벽면에서는 no-slip 경계조건을 적용하였다. 현재도 논란의 대상이 되고 있는 출구조건과 관련된 불확실성을 제거하고 또한 장애물의 상류에서 타당한 유동장을 확보하기 위해 x 방향으로도 주기조건을 적용하였다. 그러므로 이 유동은 흐름방향으로 장애물이 주기적으로 무한히 배열된 유동에 해당된다. 무작위 숫자(random number)를 각 속도성분의 초기값으로 주고 계산을 시작하면 초기의 천이기간을 지나 완전한 난류(fully turbulent) 상태에 도달하게 되고 또한 그 상태를 유지하게 된다. 즉, 통계학적인 정상상태(statistically steady state)에 도달하게 되는데 이때부터 균질한 방향인 z 좌표축과 시간에 대해서 평균하는 작업이 시작된다. 시간에 대한 평균으로는 27 특성시간 단위(characteristic time unit, h/U_m)에 걸쳐 약 300개의 realization을 샘플하였다.

Case 2의 경우 컴퓨터의 중앙처리기기(CPU) 시간은 SUN Sparc-10 워크스테이션에서 하나의 시간단계(time step)당 약 7분이 소요되며 매 10번의 시간단계마다 한 개의 realization을 샘플하였다.

4.3.2 평균 유동장의 비교

이 절에서는 Case 1을 기준으로 Case 2, 3의 평균유동장들을 비교함으로써 국부적 평균기법을 검증하고자 한다. Case 2와 Case 3에서는 DSGSM을 사용했을 경우와 사용하지 않았을 경우의 차이를 좀더 명확히 구별하기 위해 비교적 적은 격자점의 수를 사용하였다.

Fig. 3(a)와 (b)는 대표적인 흐름방향 위치($x=12$)에서의 U 와 V 의 속도분포를 각각 보여준다. 두 그림 모두에서 Case 2가 Case 3에 비해, 특히 역류가 일어나는 구역에서($y \leq 0.75$) 향상된 결과를

보여준다. 하지만 Case 2는 자유전단층 부근($y \approx 1.0$)에서 DNS 결과(Case 1)와 약간의 차이를 보여 주는데 이는 적용된 SGSM에 기인된 것이라 추정된다.

대표적인 흐름방향 위치에서 세 좌표축 방향으로의 평균 turbulent fluctuation (streamwise(u'^2),

normal(v'^2) and spanwise(w'^2))의 분포가 Fig. 4(a), (b), (c)에 각각 보여진다. 역시 Case 2가 Case 3에 비해 대체적으로 향상된 결과를 보여준다. Fig. 4(a)의 경우, Case 2가 중간 peak($y \approx 1.2$) 부근을 제외한 모든 구역에서 더 좋은 결과를 주나, 중간 peak 부근에서는 두 Case 모두 DNS와는 상당한

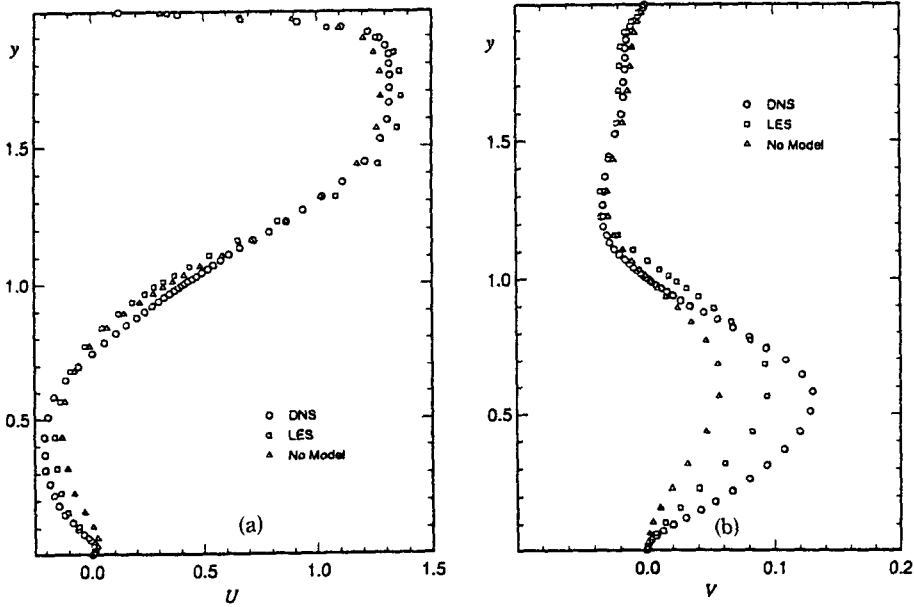


Fig. 3 (a) Averaged streamwise velocity(U) profiles at $x=12$
 (b) Averaged normal velocity(V) profiles at $x=12$

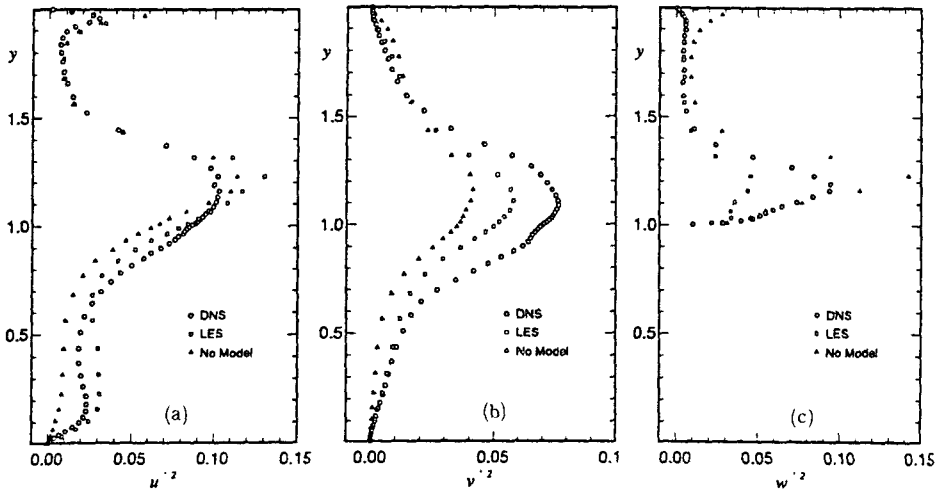


Fig. 4 (a) Averaged streamwise turbulent fluctuation(u'^2) profiles at $x=12$
 (b) Averaged normal turbulent fluctuation(v'^2) profiles at $x=12$
 (c) Averaged spanwise turbulent fluctuation(w'^2) profiles at $x=11$

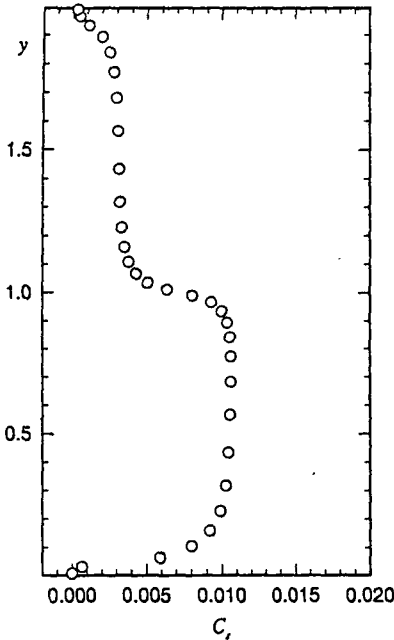


Fig. 5 Profiles of C_s .

차이를 보여준다. v^2 (Fig. 4(b))의 경우는 명백히 전 구역에서 Case 2가 좋은 결과를 보여준다. w^2 (Fig. 4(c))의 경우에는 peak 부근에서는 두 Case 모두 만족스럽지 못하지만, 그 이외의 다른 구역에서는 Case 2가 Case 3에 비해 확실히 향상된 결과를 보여준다.

Fig. 5에서는 $x=16$ 에서 대표적인 C_s 분포가 보여진다. 물론 C_s 는 고유의 값을 갖지 못하고 사용된 격자와 시간과 공간에서의 평균기법에 따라 달라질 수 있다. 장애물위의 유동을 해석하기 위해 유한체적들이 밀집되어 있는 $y=1$ 근처에 C_s 의 급격한 구배가 있다. 임의의 damping function 없이도 C_s 가 벽면에서 사라지며 심지어는 아래벽면 근처에서는 작은 음의 값을 가진다. 종래의 SGSM에서는 모델계수가 0.0042에서 0.01 사이의 값으로 고정되는데, Fig. 5에서 벽면근처를 제외한 대부분의 구역에서 계산된 C_s 의 값이 이 범위에 속하는 사실은 상당히 흥미롭다. 벽면근처에서 C_s 가 사라지는 것은 물론 당연하다.

5. LES에서의 벽면층모델의 적용

5.1 박리유동에 적합한 벽면층모델

제1절(서론)에서 이미 언급된 바와 같이 박리유

동에 적합한 벽면층모델의 개발은 LES에서도 시급히 해결되어야 할 문제 중의 하나이다. LES에서의 벽면층모델에 대한 연구는 현재까지는 주로 부착유동에 대해 수행되어져 왔다.⁽⁹⁾ 하지만 박리유동에 대해서는 유동의 복잡성 때문에 벽면층을 모델링하기가 매우 어려우며 현재까지 많은 연구자들이 이 문제에 대해 연구를 수행하고 있으나 큰 진전이 없는 것은 사실이다. 본 논문에서는 이러한 노력의 일환으로 박리유동의 LES에 적용할 벽면층모델을 제안하고자 한다. 이 모델은 다음과 같은 몇 가지 가정에 근거를 두고 있다. 첫째, 평형경계층(equilibrium boundary layer, EBL)에 대해 개발된 기존의 벽면함수는 박리유동에서와 같은 다른 난류 구조를 갖는 벽면층에는 직접 적용될 수 없다. 하지만 기존 벽면함수와 같은 간결성은 유지되는 것이 바람직하다. 따라서 viscous sublayer와 log layer에서의 기존의 함수형태를 그대로 사용하되 두 구역의 무차원화된 두께가 유동상태에 따라 달라질 수 있다고 가정한다.⁽¹⁰⁾ 사실 Davenport⁽¹¹⁾가 유류가 급팽창하는 경우의 박리유동에서 행한 실험에 의하면 박리구역의 벽면근처에서 측정된 흐름방향 속도의 profile이 이러한 가정을 뒷받침한다. 둘째, 벽면에서의 전단력과 벽면에서 가장 가까운 격자점에서의 벽면과 평행한 방향의 속도성분은 phase가 서로 일치한다⁽¹²⁾고 가정한다. 셋째, 평균 속도는 각 국부적 위치에서의 시간에 따른 평균값으로 계산한다.

우선 EBL을 먼저 고려하기로 한다. EBL에서 벽면단위로 표시된 평균 흐름방향 속도(u)의 수직 방향(y)에 대한 profile은 아래와 같다.

$$u^+ = y^+ (y^+ \leq y_{\tau E}^+) \tag{2}$$

그리고

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(B_E y^+) (y^+ > y_{\tau E}^+) \tag{3}$$

여기서, u 는 $u_\tau = \sqrt{\tau_w} / \rho$, y 는 ν / u_τ 로 무차원화하였고, $\kappa=0.42$, $B_E=9.94$, $y_{\tau E}^+=11.2$ 이다. τ_w , ρ , ν 는 각각 벽면전단응력, 밀도, 동점성계수를 나타내며, 또한 하첨자 ν 는 viscous sublayer와 log layer의 경계점 그리고 하첨자 E 는 EBL을 나타낸다.

한편 난류강도(turbulence intensity)는

$$\psi = \frac{k^{1/2}}{u} \tag{4}$$

으로 정의되는데, 여기서 u 는 평균된 값이고 k 는 평균된 turbulent kinetic energy이며 벽면 근처에서의 k 의 거동에 대해서는, viscous sublayer에서는

$$k = k_\nu \left(\frac{y}{y_{\nu E}} \right)^2 \quad (5)$$

그리고 약 $20 \leq y^+ \leq 60$ 의 구역에서는

$$k \approx C^{-1/2} u_\tau^2 \quad (6)$$

으로서 거의 일정함이 알려져 있다. ($C \approx 0.09$) 이제 식(5)와 식(6)을 u_τ^2 으로 무차원화 시키면,

$$k^+ = C^{-1/2} \left(\frac{y^+}{y_{\nu E}^+} \right)^2 \quad (7)$$

그리고

$$k^+ \approx C^{-1/2} \quad (8)$$

이다. 이제 각 구역에서의 난류강도는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\psi_E = \frac{1}{C^{1/4} y_{\nu E}^+} (R \leq y_{\nu E}^+) \quad (9)$$

그리고

$$\psi_E = \frac{\kappa}{C^{1/4} \ln(B_E \phi)} (R > y_{\nu E}^+) \quad (10)$$

여기서, $R (= uy/\nu = u^+ y^+)$ 은 국부 레이놀즈수이고, ϕ 는 다음과 같은 방정식의 근이다.

$$\frac{\phi}{\kappa} \ln(B_E \phi) = R \quad (11)$$

이제 식(10)과 (11)으로부터 EBL에 대해 적어도 수치적으로 ψ_E 를 R 의 함수로서 나타낼 수 있다.

이제 박리유동에서와 같이 EBL과는 난류구조가 다른 벽면층에서의 벽면층모델의 적용과정을 설명하기로 한다.

(a) ψ_E 를 R 의 함수로 수치적으로 구하여 저장해 둔다.

(b) 벽면에서 가장 가까이 떨어진 격자점에서 국부 레이놀즈수 R_ρ 과 난류강도 ψ_ρ 를 계산한다. 여기서 하첨자 ρ 는 벽면에서 가장 가까운 격자점을 의미한다.

(c) 주어진 유동에서 고려하고자 하는 위치에서의 국부적인 y_ν^+ 는 다음과 같이 power law로부터 계산한다.

$$\frac{y_\nu^+}{y_{\nu E}^+} = \left(\frac{\psi_\rho}{\psi_E} \right)^{-c} \quad (12)$$

여기서, c 는 실험자료와 비교해 볼때 $\frac{1}{3}$ 과 $\frac{2}{3}$ 사이의 값이 타당하며 본 논문에서는 0.4를 취하였다.

(d) 이제 국부적 profile에 대한 B 값은 다음 식으로부터 구해진다.

$$y_\nu^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(B y_\nu^+) \quad (13)$$

요약하면, 주어진 유동에서 고려하고자 하는 위치에서의 국부적인 profile은 다음과 같다.

$$u^+ = y^+ (y^+ \leq y_\nu^+) \quad (14)$$

그리고

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(B y^+) (y^+ > y_\nu^+) \quad (15)$$

(e) 고려되고 있는 격자점이 어느 구역에 속하는지를 식(14)와 (15)를 이용하여 판정한다. 즉 어느 한 구역에 속한다고 가정하여 u_τ 를 구한 다음 그 u_τ 로 y_ν^+ 와 y_ρ^+ 를 계산하여 그 값들이 가정된 구역에서의 관계식을 만족시키는지 확인한다. 만족시키지 못하면 가정된 구역에 속하지 않음을 뜻하므로 다른 구역을 대상으로 위의 계산을 반복한다.

(f) 얻어진 u_τ 값으로부터 국부 벽면전단응력(τ_w)을 계산한다.

(g) b에서 f까지의 과정을 벽면에 가까운 모든 격자점에 대해 계산한다.

5.2 결과 및 토론

5.2.1 파라미터와 경계조건의 선택

Case 4, 5, 6에서의 파라미터와 경계조건은 대부분 4절에서의 Case들과 같으며 여기서는 차이점만을 언급하기로 한다. Case 4, 5, 6의 레이놀즈수는 3600이다. 또한 세 경우 모두 DSGSM이 아닌 종래의 Smagorinsky모델을 사용하였고, 흐름방향, 수직방향, spanwise 방향으로 각각 $112 \times 48 \times 40$ 의 격자점 수를 사용하였다. 세 경우 모두 같은 수의 격자점을 사용한 것은 다른 수치적 parameter의 변화에 의한 영향을 배제하고 단지 벽면층모델만의 영향을 고려하기 위함이다. Case 4와 6에서는 벽면에서 가장 가까운 격자점들은 모두 벽면에서 0.027만큼 떨어진 곳에 위치한다. Case 5에서는

벽면에 가장 인접한 검사체적의 중심은, 장애물의 윗면을 포함한 수평평면에서는 $\Delta y=0.0086$ 떨어진 곳에, 장애물의 수직벽면에서는 왼쪽 벽면으로부터는 $\Delta x=0.013$, 오른쪽 벽면으로부터는 $\Delta x=0.014$

떨어진 곳에 위치한다.

5.2.2 평균 유동장의 비교

Fig. 6(a)와 (b)는 대표적인 흐름방향 위치($x=12$)

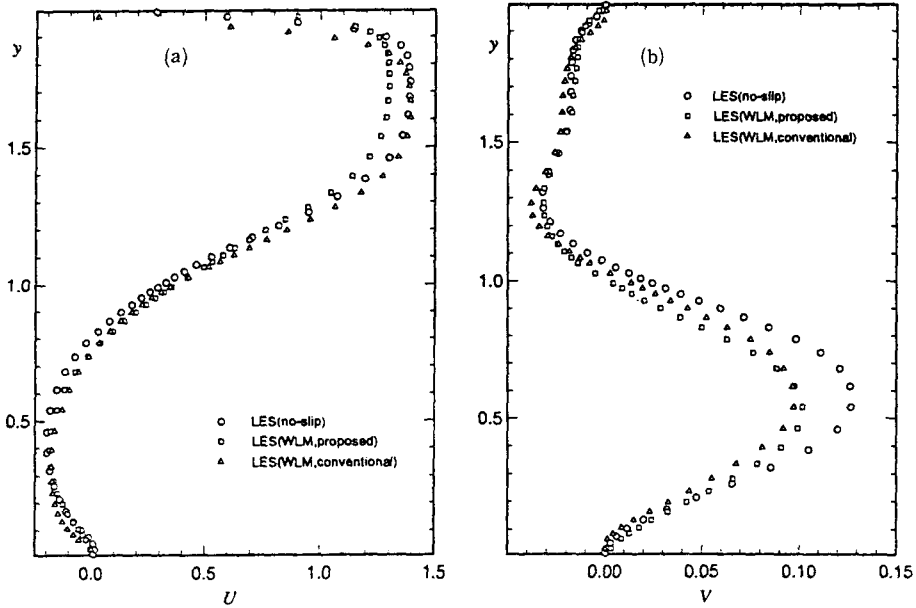


Fig. 6 (a) Averaged streamwise velocity(U) profiles at $x=12$
 (b) Averaged normal velocity(V) profiles at $x=12$

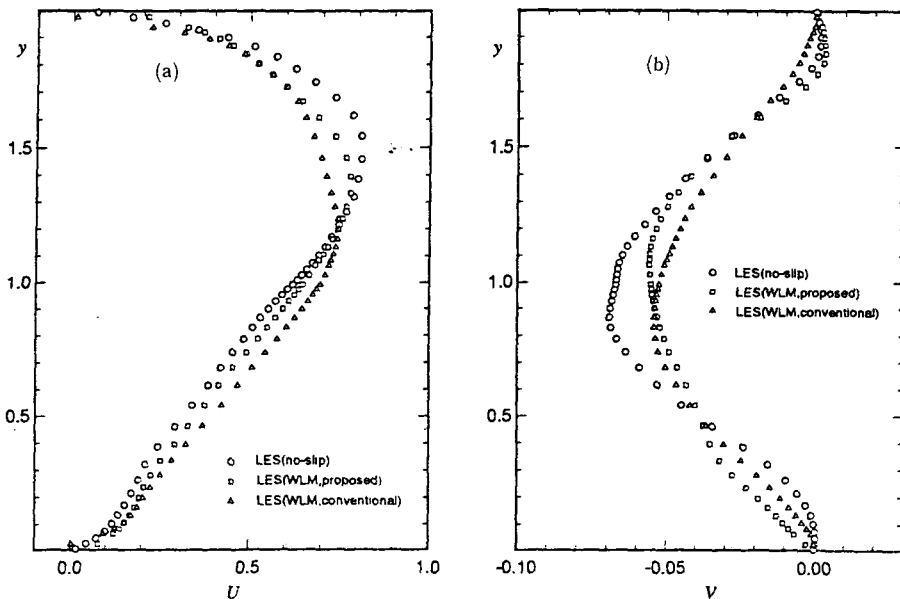


Fig. 7 (a) Averaged streamwise velocity(U) profiles at $x=18$
 (b) Averaged normal velocity(V) profiles at $x=18$

에서의 U 와 V 의 속도분포를 각각 보여준다. 제안된 벽면층모델을 사용한 경우가 기존의 벽면층모델을 사용한 경우보다 특히 벽면근처에서 우수한 결과를 보여준다. 정량적으로는 V 성분의 경우 상당한 차이가 있어 보이나, V 성분은 절대값에 있어서 U 성분보다 훨씬 작다는 점을 유념하여야 한다. 또한 U 성분의 경우(Fig. 6(a)) 벽면에서 가장 가까운

격자점들에서의 값이 Case 5의 값들과 비교적 크게 벗어나지 않는 값들을 주며, 이는 제안된 벽면층모델과 그에 수반된 여러 가정들이 타당함을 입증한다고 할 수 있다. Fig. 7(a)와 (b)에서는 유동의 재부착이 일어나는 지점에 가까운 $x=18$ 에서의 U 와 V 의 속도분포를 각각 보여준다. 이 지점에서는 기존 벽면층모델의 가정이 특히 적절치 못하며,

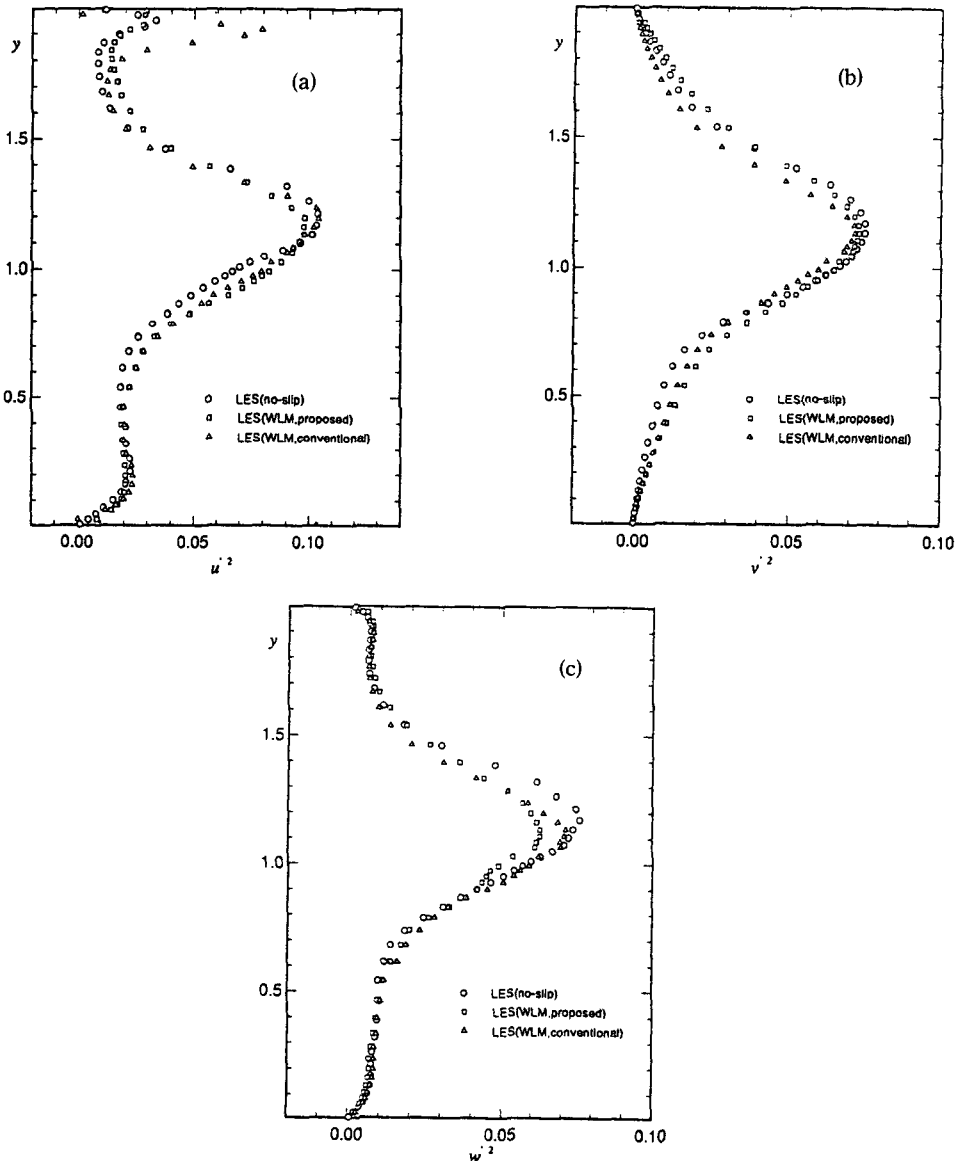


Fig. 8 (a) Averaged streamwise turbulent fluctuation(u'^2) profiles at $x=12$
 (b) Averaged normal turbulent fluctuation(v'^2) profiles at $x=12$
 (c) Averaged spanwise turbulent fluctuation(w'^2) profiles at $x=12$

제안된 벽면층모델이 대부분의 유동영역에서 우월한 결과를 보여주고 있다.

대표적인 흐름방향 위치에서 세 좌표축 방향으로의 평균 turbulent fluctuation의 분포가 Fig. 8(a), (b), (c)에 각각 보여진다. Turbulent fluctuation이 평균속도에 비해 정확한 profile을 구하기가 훨씬 더 어려움을 감안할때, 제안된 벽면층모델이 비교적 만족스러운 결과를 보여준다. 예를 들어 u'^2 의 경우 기존의 모델이 윗 벽면에 가까운 부분의 peak를 지나치게 과도하게 예측함을 알 수 있다. 한편 벽면층모델의 영향을 가장 적게 받으리라 예상되는 w'^2 의 경우에는 두 모델 모두 비슷한 정확도의 예측을 주고 있다.

6. 요약

본 논문에서는 LES 기법의 성능향상을 위한 두 가지 요소를 고찰하였다. 첫째는 LES 솔루션을 안정시키면서 DSGSM의 모델계수를 계산할 수 있는 평균기법이 제안되었다. 이 기법은 공간에서 국부적인 평균을 취하는 기법으로 난류장애물 유동의 LES에 적용하였다. 얻어진 결과를 높은 해상도를 사용한 DNS와 난류모델을 사용하지 않고 성긴 격자수를 사용한 수치해석과 비교하여, 제안된 기법을 이용한 LES가 DNS에 훨씬 가까운 결과를 제시함을 확인하였다. 또한 컴퓨터 프로그램에 구현하기가 매우 간단하며, 이 기법을 사용하여 DSGSM의 모델계수를 결정하는데 매우 낮은 CPU 시간이 소요되도록 역시 확인하였다. 본 논문에서 고려한 두번째 요소는 복잡한 난류유동의 LES에서 적용될 수 있는 벽면층모델이다. 난류강도를 근거로 벽면전단 응력을 추정할 수 있는 벽면층모델이 제안되었다. 제안된 모델을 난류장애물 유동의 LES에 적용하여 no-slip 조건을 사용한 LES와 비교해 볼때 기존의 벽면층모델을 사용한 경우에 비해 만족스러운 결과를 얻었으며, 이는 높은 레이놀즈수 유동에서의 적용 가능성을 시사하는 중요한 결과라 하겠다.

후 기

본 연구는 1993년도 교육부학술연구조성비(기계공학 ME93-B-05) 지원을 받아 수행되었으며, 이에 관계자에게 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W., 1990, "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model," Summer Program, Center for Turbulence Research, Stanford University, Stanford, CA 94305, U. S. A..
- (2) Ciofalo, M. and Collins, M., 1989, " $k-\epsilon$ Predictions of Heat Transfer in Turbulent Recirculating Flows Using an Improved Wall Treatment," *Numerical Heat Transfer, Part B, Vol. 15*, pp. 21~47.
- (3) 양경수, 1994, "높은 레이놀즈수에서의 난류 장애물유동의 Large-Eddy Simulation," 대한기계학회논문집, 제18권, 제7호, pp. 1999~2010.
- (4) 양경수, 1994, "난류유동의 대와동 모사(LES)," 대한기계학회지, 제34권, 제9호, pp. 698~704.
- (5) Lilly, D. K., 1992, "A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method," *Phys. Fluids A*, 4(3), pp. 633~635.
- (6) Kim, J. and Moin, P., 1985, "Application of a Fractional-Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations," *Journal of Computational Physics*, Vol. 59, pp. 308~323.
- (7) Akselvoll, K. and Moin P., 1993, "Application of the Dynamic Localization Model to Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow over a Backward Facing Step," *Proceedings of ASME Fluids Engineering Conference*, Washington D. C., June 21~24.
- (8) Ghosal, S., 1993, "On the Large Eddy Simulation of Turbulent Flows in Complex Geometry," Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research, Stanford Univ., Stanford CA 94305, U. S. A..
- (9) Piomelli, U., Ferziger, J. H. and Moin P., 1987, "Models for Large Eddy Simulations of Turbulent Channel Flows Including Transpiration," Report TF-32, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, California 94305, U. S. A..
- (10) Johnson, R. W. and Launder, B. E., 1982, "On the Calculation of the Turbulent Heat Transport

- Downstream from an Abrupt Pipe Expansion,”
Numer. Heat Transfer, Vol. 5, pp. 493~496.
- (11) Davenport, W. J., 1985, “Separation Bubbles
at High Reynolds Number : Measurement and
Computation,” Ph. D. Thesis, Department of
Eng., University of Cambridge.
- (12) Schumann, U., 1975, “Subgrid Scale Model
for Finite Difference Simulation of Turbulent
Flows in Plane Channels and Annuli,” *Journal of
Computational Physics*, Vol. 18, pp. 376~404.