

점성 수치파랑수조 기술을 이용한 평판간 난류유동의 LES 해석

박종천* · 강대환* · 윤현식* · 전호환*
*부산대학교 조선해양공학과

Large-Eddy Simulation of Turbulent Channel Flow Using a Viscous Numerical Wave Tank Simulation Technique

JONG-CHUN PARK*, DAE-HWAN KANG*, HYEON-SIK YOON* AND HO-HWAN CHUN*
*Department of Naval Architecture and Ocean Engineering, Pusan National University, Busan, Korea

KEY WORDS: Viscous NWT 점성수치파랑수조, CFD 전산유체역학, LES 대형와모사, DNS 직접수치모사, Channel Flow 평판간 유동, Turbulence-Structure Interaction 난류-구조물 상호작용

ABSTRACT: As the first step to investigate the nonlinear interactions between turbulence and marine structures inside a viscous NWT, a LES technique was applied to solve the turbulent channel flow for $Re=150$. The employed turbulence models included 4 types: the Smagorinsky model, the Dynamic SGS model, the Structure Function model, and the Generalized Normal Stress model. The simulated data in time-series for the LESs were averaged in both time and space, and statistical analyses were performed. The results of the LESs were compared with those of a DNS, developed in the present study and two spectral methods by Yoon et al.(2003) and Kim et al.(1987). Based on this research, the accuracy of LESs has been found to be still related to the number of grids (or fine grid size).

1. 서 론

선박 및 해양구조물을 포함한 해상구조물의 시뮬레이션 기반의 설계(Simulation-based Design, SBD)를 위하여, 저자들은 Large-Eddy Simulation(LES) 기술을 이용한 점성 수치파랑수조(Viscous Numerical Wave Tank, viscous NWT)를 구축해 오고 있다(박종천, 2003; Park et al., 2004; Park et al., 2003; Park and Miyata, 2002; Park et al., 1999; Kim et al., 2000). 이는 NWT 내에서의 다양한 해양파랑환경의 재현뿐만 아니라, 점성의 효과를 고려한 파도-구조물의 상호 작용, 그리고 해상구조물의 대진폭 운동 시뮬레이션 및 실험역의 조석류 및 해류 시뮬레이션 등 해양공학 분야에 다목적으로 활용되고 있다. 특히, 현재 개발 중인 NWT는 장차 선박설계 분야에 핵심적인 역할이 기대되며, 설계단계에서 저항성능과 운동·조종성능, 또한 안정성 해석까지 고려한 설계가 이루어지도록 그 활용 영역을 넓히고 있다. 일반적으로 선체 주위의 유동장은 난류이며, 유체의 난류현상을 보다 정확히 재현하기 위하여 LES 기술을 적용할 수 있다. 공학적 목적에서의 난류계산에서는 평균적인 흐름에 밀접한 관계가 있는 대규모 와류의 거동을 구해내는 것이 중요하다. 이를 위해서는 직접 계산되지 않는 소규모 와류의 거동을 포함하는 방정식을 수치계산하지 않으면 안 된다. 즉, 풀어야 할 흐름과 그 이외의 난류 와류동 사이의

상호관계를 맺어줄 적절한 난류모델의 도입이 필요하게 된다.

본 논문의 목적은, 점성수치파랑수조 구축을 위해 개발 중인 LES 기술을 벽난류의 가장 기초적인 모델인 평판간 난류유동에 적용하여 LES 모델의 타당성 검증과 점성수치파랑수조의 선박설계 응용에 적합한 모델을 선정하는 것이다. 본 연구에서 LES의 모델 검증을 위하여 본 연구에서 사용한 난류모델은 4 종류이며, Smagorinsky 모델(S-model)과 Dynamic Sub-grid scale 모델(D-model), Structure Function 모델(SF-model), 그리고 Generalized Normal Stress 모델(GNS-model)이 각각 이에 해당된다. 이들 모델들에 의한 수치해석 결과는 윤현식 등(2003) 및 Kim et al.(1987)의 Spectral 결과들과 본 방법(Finite Volume Method, FVM)에 의한 DNS 결과와 비교·검토된다.

2. 평판간 난류유동에 관한 DNS

2.1 평판간 난류유동의 DNS를 위한 지배방정식

Fig.1과 같이 평행한 평판 간에 있어서, x-방향의 일정 압력 구배에 의한 충분히 발달한 흐름을 고려한다. 지배방정식에 있어서, 흐름을 유지하기 위해 압력구배를 외력으로 주게 되면 압력에 대해서는 변동성분만을 풀면 된다. 유로 폭을 2δ , 마찰 속도를 $u_\tau (= \sqrt{\tau_w/\rho})$ 로 나타낸다. 이때, τ_w 는 벽면에서의 평균마찰응력이다. 이 벽면마찰에 대응하는 평균압력구배는 $\partial \bar{p}/\partial x = -\tau_w/\delta$ 이다. 따라서, ρ, δ, u_τ 로 무차원화된 지배방정식은 다음과 같다.

제1저자 박종천 연락처: 부산광역시 금정구 장전동 산30
051-510-2480 jcpark@pusan.ac.kr

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \delta_{ii} - \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

이 계산에서 레이놀즈 수 $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu$ 만을 지정하면 된다. 본 연구에서는 $Re_\tau = 150$ 을 사용하였다. 속도의 각 성분과 압력 변동에 대해서는 주류(x) 방향과 횡(z) 방향에 주기경계조건을 적용시킬 수 있다. 벽면($y = \pm 1$)에서의 경계조건은 점착조건($u = v = w = 0$)을 적용한다.

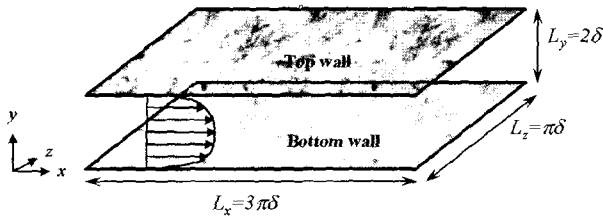


Fig.1 Flow definition in channel

2.2 수치 해법

지배방정식 (1)과 (2)는 점사체적을 기본으로 한 유한체적법(FVM)에 의해 이산화하며, 각각의 지배변수들은 속도와 압력점이 서로 다른 staggered 격자 상에 정의한다.

대류항의 차분에는 비등간격의 격자에 대응한 Kajishima형의 4차 중심차분법(Kajishima, 1999)을 적용하며, 확산항에는 2차 정확도의 중심차분을 이용해서 평가한다. 압력해법에 대하여, Poisson 방정식을 SOR 반복법에 의해 속도-압력 동시완화법으로 푼다. 시간적분에는 2차 정확도의 Adams-Bashforth 법을 사용한다.

3. 평판간 난류유동에 관한 LES

3.1 평판간 난류유동의 LES를 위한 지배 방정식

Filter 조작에 의한 grid scale(GS)의 비압축성 유동에 대한 지배방정식은 각각 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\tau_{ij} + 2\nu \bar{S}_{ij}) \quad (4)$$

여기서, \bar{S}_{ij} 는 변형속도 텐서의 GS 성분이며

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

를 나타낸다. 위 식을 이용하면 GS 이하의 와동을 풀지 않아도 되는 대신에 그 효과를 나타내는 식(6)의 관계를 줄 필요가 있다.

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (6)$$

일반적으로, τ_{ij} 는 LES에 대해서는 sub-grid scale(SGS) 응력 텐서, RANS에서는 레이놀즈 응력 텐서로써 표현하기도 하며, 적당한 모델을 필요로 한다. LES에 대하여 공간 filter를 가정하고 τ_{ij} 를 다음과 같이 분리한다.

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= (\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j) - \bar{u}_i \bar{u}_j \\ &= \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j + (\bar{u}_i u'_j + u'_i \bar{u}_j) + u'_i u'_j \end{aligned} \quad (7)$$

여기서, ($'$)은 필터된 값에 대한 변동량을 정의한다. 위 식의 우변 첫 번째와 두 번째 항은 Leonard 응력항(L_{ij}), 세 번째 항은 cross 응력항(C_{ij}), 그리고 마지막 항은 SGS Reynolds 응력 항(R_{ij})을 각각 나타낸다(L Leonard, 1974). Leonard 응력 L_{ij} 은 GS 속도에 filter를 걸어 구할 수 있지만, C_{ij} 과 R_{ij} 는 모델이 필요하다.

3.2 Smargorinsky 모델 (S-model)

LES 해법에서 널리 채택되고 있는 SGS 난류모델로서 S-model을 들 수 있다. 이 모델에서는 SGS 난류모델의 와점성 계수 ν_e 만을 택하여 난류에 의한 운동량 수송을 평가한다. SGS 모델에서는 SGS 응력 τ_{ij} 를 다음과 같이 모델화한다.

$$-\tau_{ij} = 2\nu_e \bar{S}_{ij} \quad (8)$$

여기서, ν_e 는 SGS 응력의 와점성 계수이고, \bar{S}_{ij} 는 GS성분의 변형텐서이며 Smargorinsky의 모델(1963)을 이용하여 각각 다음과 같이 정의한다.

$$\nu_e = L_s^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} = L_s^2 |w| \quad (9)$$

여기서, w 는 와도를 나타내며, length scale L_s 는 Takakura et al.(1989)에 의해 다음 식으로 산출한다.

$$L_s = C_s \min(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (10)$$

여기서, C_s 는 Smargoringky 정수이며 본 연구에서는 평판간 난류유동에 적합한 0.1을 사용한다. 그리고, $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 는 각각 x, y, z 방향의 격자간격이다.

이와 함께, 벽면에서 다음과 같은 Van Driest형의 감쇄함수를 사용해서 벽면으로 향하는 길이 스케일을 작게 하고, 난류의 효과를 감쇄시키고 있다. 가령, 벽면으로 향하는 길이 스케일 Δ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\Delta = \Delta \left(1 - \exp\left(-\frac{y^+}{26}\right) \right) \quad (11)$$

3.3 Dynamic SGS 모델 (D-model)

Germano et al.(1991)에 의해 제안된 D-model에서는, 계산격자에 따라 가정된 grid filter에 대해 그보다 큰 사이즈의 test filter를 도입해서 SGS 모델 정수를 평가한다. 격자 사이즈보다 고주파수의 변동을 제거하고 GS보다 훨씬 큰 격자로 보다 작은 저주파수까지 filter된 부드러운 분포를 이용해 C_s 를 구한다.

Grid filter와 test filter에 의해 GS를

$$\bar{u} = \bar{G}(u), \quad \tilde{u} = \tilde{G}(\bar{u}) \quad (12)$$

로 정의하면 이들에 대한 각각의 SGS 응력은

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (13)$$

$$T_{ij} = \overline{u_i \tilde{u}_j} - \bar{u}_i \tilde{u}_j \quad (14)$$

로 주어진다. 여기서 각 SGS 응력은 미지량이지만, 다음과 같은 양

$$L_{ij} = T_{ij} - \tau_{ij} = \overline{u_i \tilde{u}_j} - \bar{u}_i \tilde{u}_j - \overline{u_i u_j} + \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (15)$$

은 GS 양만으로 주어지지 않는 계산 가능한 값이다. SGS 응력 τ_{ij}, T_{ij} 에 대해서 S모델을 적용하면

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2 \bar{C} \bar{\Delta}^2 \bar{S} \bar{S}_{ij} \quad (16)$$

$$T_{ij} - \frac{1}{3} T_{kk} \delta_{ij} = -2 \tilde{C} \tilde{\Delta}^2 \tilde{S} \tilde{S}_{ij} \quad (17)$$

로 나타낼 수 있다. 여기서, $\bar{\Delta}, \tilde{\Delta}$ 는 grid filter 및 test filter의 폭, 또는 \bar{C}, \tilde{C} 는 각각의 filter에 대한 모델 정수이다. 식 (16)-(17)를 식(15)에 대입해서 다음 식을 얻는다.

$$L_{ij}^* = -2 (\bar{C} \bar{\Delta}^2) M_{ij} \quad (18)$$

$$L_{ij}^* = L_{ij} - \frac{1}{3} L_{kk} \delta_{ij} \quad (19)$$

$$M_{ij} = \alpha^2 \tilde{S} \tilde{S}_{ij} - \bar{S} \bar{S}_{ij} \quad (20)$$

$$\alpha^2 = \left(\frac{\tilde{C}}{\bar{C}} \left(\frac{\tilde{\Delta}}{\bar{\Delta}} \right)^2 \right) \quad (21)$$

총래의 S 정수 C_s 로 표현하면

$$\alpha = \frac{(\tilde{C}_s \tilde{\Delta})^2}{(\bar{C}_s \bar{\Delta})^2}, \quad C_s^2 = C \quad (22)$$

이 되며, 계수 α 는 형식적으로는 다른 filter 폭으로 정의되는 S 모델에서의 길이 스케일의 비이다.

식(22)는 일반적으로는 스칼라 값 ($\bar{C} \bar{\Delta}^2$)에 대해 해를 갖지 않지만, Lilly(1992)의 제안에 따르면 최소 자승 근사에 의해

$$(\bar{C} \bar{\Delta}^2) = - \frac{\langle L_{ij}^* M_{ij} \rangle}{\langle 2 M_{ij} M_{ij} \rangle} \quad (23)$$

로써 계산된다. 여기서, $\langle \rangle$ 는 앙상블 평균조작을 표시하고, homogeneous한 영역 (평판간 난류에서는 벽면에 평행한 면상)의 평균이 이용된다.

차분법에서의 test filter는 Gaussian filter나 체적 filter가 가정된다. 어느 쪽도 Filter 폭 $\tilde{\Delta}$ 에 의한 Taylor 전개로 평가하면

$$\tilde{u} = \bar{u} + \frac{\tilde{\Delta}^2}{24} \frac{\delta^2 \bar{u}}{\delta x^2} + O(\tilde{\Delta}^4) \quad (24)$$

로 근사된다. 따라서 test filter의 차분식은 식 (24)를 만족시키도록 정식화된다. 예를 들면, 등간격 격자에서는

$$\tilde{u}_i = \bar{u}_i + \frac{\gamma^2}{24} (\overline{u_{i+1}} - 2\bar{u}_i + \overline{u_{i-1}}) \quad (25)$$

$$\gamma = \tilde{\Delta}/h \quad (h: \text{격자간격}) \quad (26)$$

이다. 또 Gaussian filter의 정의로부터, $\tilde{u} = \tilde{G}(\bar{G}(u))$ 에 대해

$$\tilde{\Delta}^2 = \bar{\Delta}^2 + \bar{\Delta}^2 \quad (27)$$

로 산정할 수 있다.

이상이 Dynamic SGS 모델의 개요이다. 본 연구에서는 식 (18)-(21)을 식(23)으로써 ($\bar{C} \bar{\Delta}^2$)를 구하는 것이 아니라

$$(\bar{C} \bar{\Delta}^2) = \frac{\sqrt{L_{ij}^* M_{ij}^*}}{2 \sqrt{M_{ij} M_{ij}}} \quad (28)$$

로 놓았다.

다음에, test filter의 차분식을 격자의 aspect 비를 고려해 다음 식과 같이 정의했다.

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{i,j,k} &= \bar{u}_{i,j,k} \\ &+ \gamma^2 \frac{\bar{\Delta}_2}{24} \frac{\bar{u}_{i+1,j,k} - 2\bar{u}_{i,j,k} + \bar{u}_{i-1,j,k}}{(\Delta x_1)^2} \\ &+ \gamma^2 \frac{\bar{\Delta}_2}{24} \frac{\bar{u}_{i,j+1,k} - 2\bar{u}_{i,j,k} + \bar{u}_{i,j-1,k}}{(\Delta x_2)^2} \\ &+ \gamma^2 \frac{\bar{\Delta}_2}{24} \frac{\bar{u}_{i,j,k+1} - 2\bar{u}_{i,j,k} + \bar{u}_{i,j,k-1}}{(\Delta x_3)^2} \end{aligned} \quad (29)$$

단, $\bar{u}_{i,j,k}$ 는 격자중심에서의 정의이며, $\tilde{u}_{i,j,k}$ 는 각 격자중심에서의 값으로 환산한 것이다. Filter 폭 $\bar{\Delta}$ 는

$$\bar{\Delta} = \min(\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3) \quad (30)$$

로 주어진다. 여기서 $\gamma=1$ 로 하고 식(22), (27), (30)으로부터, $\bar{C}_s = \bar{C}_s$ 를 가정하면 $\alpha = \sqrt{2}$ 이 얻어진다. 이와 같이, test filter와의 일련된 관계로부터 차례대로 정할 수 있지만 실제로는 $\bar{C}_s \neq \bar{C}_s$ 로 여겨 문제에 맞게 α 를 최적화하는 편이 용이하다고 한다. 결국, 와점성 계수는 식 (28)로부터 얻어진 $(\bar{C}\bar{\Delta}^2)$ 와 와도 w 를 사용하여 다음과 같이 주어진다.

$$\nu_e = \bar{C}\bar{\Delta}^2 w \quad (31)$$

본 연구에서는 Smagorinsky 모델에서 사용한 $C_s = 0.1$ 에 상당하는 $\alpha = \sqrt{2}$, $\gamma=1$ 를 사용한다.

등방성 와점성계수 모델은 응력과 GS 변형속도의 평형관계를 가정하기 때문에 SGS 에너지의 생성항 $P = -\overline{u'_i u'_j} \partial \bar{u}_i / \partial x_j$ 는 반드시 양의 값이 되며, GS와 SGS 사이의 에너지 전달은 순방향인 된다. 와점성 계수에 음의 값을 허용함에 따라 역 cascade도 표현할 수 있지만 등방성 모델이라고 하는 본래의 가정이 위반되며 물리적으로 의미가 없게 된다. 실제로, 음의 점성계수는 계산을 불안정하게 만들어 내기 때문에 계산상에서는 와점성 계수의 최소치는 0이라고 설정하고 있다.

3.4 Structure Function 모델 (SF-model)

Metais and Lesieur (1992)에 의해 제안된 모델이며, 에너지 스펙트럼으로부터 와점성 계수를 도출한 것이며, 다음 식으로 주어진다.

$$\tau_{ij} = -\nu_{eij} \delta_{ij} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (32)$$

$$\nu_{eij}(x, \Delta x) = \begin{cases} 0.105 C_k^{-\frac{3}{2}} \Delta x_j [F_{2ij}(x, \Delta x)] \delta_{ij} & (i=j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases} \quad (33)$$

여기서 $C_k = 1.4$ 로 한다. 2차 정확도의 SF 모델 $F_{2ij}(x, \Delta x)$ 은 다음 식과 같다.

$$F_{2ij}(x, \Delta x) = \frac{1}{6} \sum_{j=1}^3 \left\{ \left[\bar{u}_i(x_j) - \bar{u}_i(x_j + \Delta x_j) \right]^2 + \left[\bar{u}_i(x_j) - \bar{u}_i(x_j - \Delta x_j) \right]^2 \right\} \quad (34)$$

단, 식(34)의 Σ 는 j 에서의 각 방향에 인접한 격자의 합 6개의 격자 데이터의 합을 취한 것이다.

3.5 Generalized Normal Stress 모델 (GNS-model)

GNS는 Horiuchi (1993)에 의해 제안된 비등방성 와점성 계수 모델이다. S 모델은 SGS의 작은 스케일과 GS의 상호작용을 근사하고, Bardina 모델은 SGS의 비교적 큰 스케일과 GS의 상호작용을 근사하는 모델이었다. GNS는 고정확도의 SGS 모델로써, 양자의 상호작용을 도입한 비등방성 모델이다. 등방성 와점성 계수 모델은 응력과 GS 변형속도의 평형관계를 가정하기 때문에 SGS 에너지의 생성항 $P = -\overline{u'_i u'_j} \partial \bar{u}_i / \partial x_j$ 는 반드시 양의 값이 되고, GS와 SGS 사이의 에너지의 전달은 순방향인 된다. 이에 대해, 비등방성 모델에서 P 는 양과 음의 두 값을 취하고 양방향의 전달을 표현할 수 있다.

$$\tau_{ij} = - \left(\nu_{eij} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \nu_{eji} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (35)$$

$$\nu_{eij} = \bar{C}_s^2 \bar{\Delta}^2 \frac{3 C_B (\bar{u}_i - \tilde{u}_i) (\bar{u}_j - \tilde{u}_j)}{(\bar{u}_k - \tilde{u}_k) (\bar{u}_k - \tilde{u}_k)} S \quad (36)$$

위 식의 $\frac{3 C_B (\bar{u}_i - \tilde{u}_i) (\bar{u}_j - \tilde{u}_j)}{(\bar{u}_k - \tilde{u}_k) (\bar{u}_k - \tilde{u}_k)}$ 는 damping factor로써 기능하고 있다. 여기서, $C_B = 1.0$ 이다.

4. 수치 시뮬레이션 결과 및 검토

4.1 DNS 해석 결과

계산영역은 주류(streamwise) 방향, 벽법선(wall-normal) 방향 및 횡(spanwise) 방향에 있어서 $3\pi\delta \times 2\delta \times \pi\delta$ 으로 설정했으며, 주류와 횡 방향에는 등간격의 격자를, 그리고 벽법선 방향에는 벽근처에 격자를 조밀하게 배치한 부등간격 격자를 사용하였다. 이때, 벽법선 방향에 64개의 격자점수를 사용하는 경우 격자간격은 $\Delta_2^+ \approx 0.7 \sim 5.0$ 의 점성단위(viscous unit) 범위에 놓이게 된다. DNS의 모든 계산에서 최소격자 사이즈를 고려한 시간간격은 10^{-3} 이다.

계산의 초기조건으로써 random한 초기 속도장은 Moin and Kim(1980)의 해석적 표현에 따라 다음과 같이 주어졌다.

$$\begin{aligned} u_1(x, y, z) &= C(1 - y^8) + C_0 3\pi \sin(\pi y) \cos(x) \sin(z) \\ u_2(x, y, z) &= -C_0(1 + \cos\pi y) \sin(x) \sin(z) \\ u_3(x, y, z) &= -C_0 \pi \sin(x) \sin(\pi y) \cos(z) \end{aligned} \quad (37)$$

여기서, C 는 무차원 중심 속도(centerline velocity)이며 Dean (1978)의 관계식으로부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$C = 7.764 Re_r^{1/7} \quad (38)$$

또한, 본 연구에서 식(37)의 C_0 를 0.1C로 설정하였다.

계산은 무차원 시간 $T=50$ 까지 수행하였으며, 평균과 통계 해석에는 $T=40\sim 50$ 사이의 데이터를 사용하였다. Fig. 2에는 벽근처와 평판 사이의 중간 지점에서 계산한 속도의 시간 변화의 한 예를 보이며, 무차원 시간 $T=15$ 이후에 속도변화가 정상상태에 도달해 있음을 알 수 있다.

DNS 계산에서는, 대류항의 차분 정확도와 격자점수에 따른 차이를 비교하였다. 먼저, 대류항의 차분에 2차와 4차 정확도의 중심차분 scheme을 적용하였다. 이에 따른 평균속도의 대수적 분포를 Fig. 3에 나타낸다. 2차에 비해 4차 정확도의 경우 전체적으로 대수법칙에 좀더 근접해 있음을 알 수 있었으며, 앞으로의 모든 경우에 있어서 4차 정확도의 scheme을 사용하기로 한다. 다음으로, 격자점수에 관한 계산은 $32\times 64\times 32$ (case 1), $64\times 64\times 64$ (case2), $64\times 96\times 64$ (case 3)의 세 가지 경우에 대하여 수행하였다. Fig. 4에는 격자점수에 따른 평균속도 분포를 나타낸다. 결과를 보면, case 1과 나머지 두 경우의 결과에는 비교적 큰 차이를 보이지만 case 2와 case 3의 결과에는 그다지 큰 차이를 발견할 수 없었다. 하지만, 후술하는 난류의 통계해석의 결과에 따르면 case 3의 경우가 고정확도의 spectral 법을 사용한 결과와 근접하였기 때문에 앞으로의 결과 비교에는 case 3의 결과를 사용하기로 한다.

Case 3의 평균속도 분포를 Kim et al.(1987)과 윤현식 등 (2003)의 spectral 결과와 비교하여 Figs. 5에 표시한다. 단, Kim et al.의 경우 $Re_\tau=180$ 이고, 윤현식 등의 경우 $Re_\tau=150$ 에 대한 결과이다. 본 방법의 의한 결과는 $y^+ \geq 100$ 인 평판의 중앙 부근에서 다소 차이가 보이지만 그 외의 모든 영역에서 고정확도의 spectral 법과 잘 일치한다.

본 연구에서 다루고 있는 유동장에서의 난류 에너지의 생성률은 $-\overline{u_1'u_2'}(\partial\bar{u}/\partial y)$ 이다. 이것은 주류방향의 속도변동에 주어지고 다른 두 방향의 속도변동으로 배분되고 나서 소규모의 와(vortex)로 전달되어 소산된다. Fig. 6에는 난류 강도를 나타내는 속도변동강도의 주류방향 성분 $u_{1rms}=\sqrt{\overline{u_1'^2}}$ 과 횡방향 성분 $u_{3rms}=\sqrt{\overline{u_3'^2}}$, 그리고 수직방향 성분 $u_{2rms}=\sqrt{\overline{u_2'^2}}$ 을 나타낸다. 그림에서 본 연구의 DNS의 결과를 윤현식 등의 결과와 비교하였다. 주류 방향의 강도가 다소 미흡한 점은 있지만 전체적으로 만족할만한 결과를 보여주고 있다.

Fig. 7은 벽전단에 의해 무차원화된 평균 전단응력 분포를 나타낸다. 여기서, 평균속도 구배, $1/Re_\tau \cdot d\bar{u}_1/dy$, Reynolds 전단응력, $-\overline{u_1'u_2'}$, 그리고 이들의 합인 전 전단응력을 각각 나타낸다. 총 전단응력은 유동장이 완전히 발달했을 때 직선 $(1-y)$ 와 일치하게 된다. Reynolds 전단응력의 결과는 기호로 표시한 윤현식 등의 결과와 비교하였으며, 두 결과 사이에는 좋은 일치를 보여준다.

Fig. 8에는 $T=49$ 에서 주류방향 속도성분의 순시적 변화(u_1')에 대한 등고선을 나타내며 벽면 근처에서 지속 streak들이 존재한다는 것을 알 수 있다. 이들 streak 사이의 평균거리는 다

음 식으로 정의되는 주류방향의 2점 상관계수를 구함으로써 평가할 수 있다.

$$R_{ii}(y) = \frac{1}{\overline{u_i'u_i'}} \sum_{\xi} u_i(\xi)u_i(\xi + y) \quad (39)$$

Fig. 9는 세 방향 속도성분의 횡방향 상관계수를 운동의 spectral 법과 비교하여 나타낸다. 주류방향 속도성분의 상관계수, R_{11} 는 $y \approx 0.3$ 를 보이며, 이는 streak 사이의 평균 거리가 점성단위로 약 90에 해당한다는 것을 의미한다. 동일한 결과가 Kim et al.과 윤현식 등의 결과로부터 얻어져 있다.

벽면 근처 와류 구조는 소전단 영역(low shear region)의 끝단으로부터 발생하는 주류방향 와류의 존재에 의해 특성지어지며, 주류방향 와도는 'helicity'라고 불리는 Lamb scalar 양에 의해 정의될 수 있다(Yamada and Miyata, 1993). 즉,

$$L_s = \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega} \quad (40)$$

이 된다. Fig. 10에는 벽면 근처의 Lamb 스칼라 양의 순시 등치면 $|L_s| = 350$ 을 표시한다. 그림으로부터 이러한 복잡한 응집구조(coherent structure) (Kline et al., 1967; Blackwelder and Eckelmann, 1979)를 개략적으로 파악할 수 있다.

이상과 같이, 본 연구에서 개발한 DNS 해석결과는 고정확도의 타 spectral 법과 비교하여 정성적, 정량적으로 일치하며, 이후 LES의 타당성 검토에 사용하기로 한다.

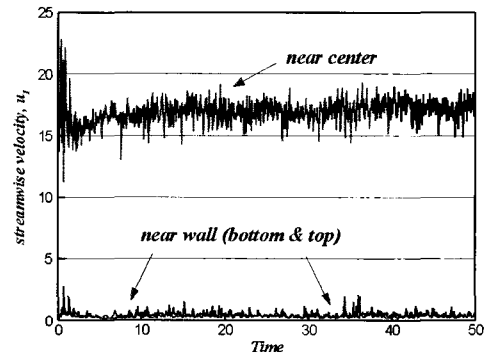


Fig. 2 Time-series of local velocities near wall and center

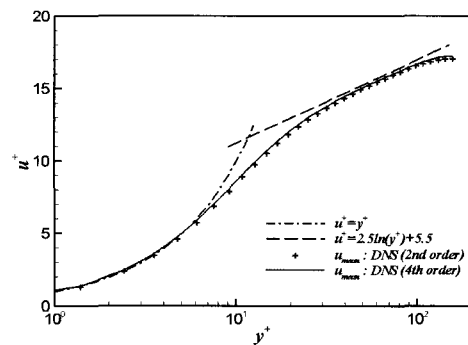


Fig. 3 Comparison of the mean velocity profiles by DNS with 2nd- and 4th-order in convection scheme

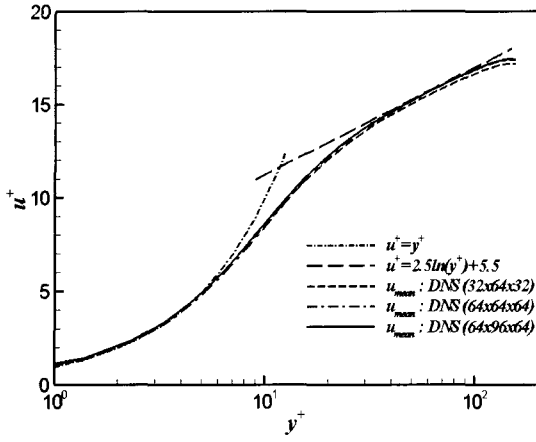


Fig. 4 Comparison of the mean velocity profiles by DNS with different grid points

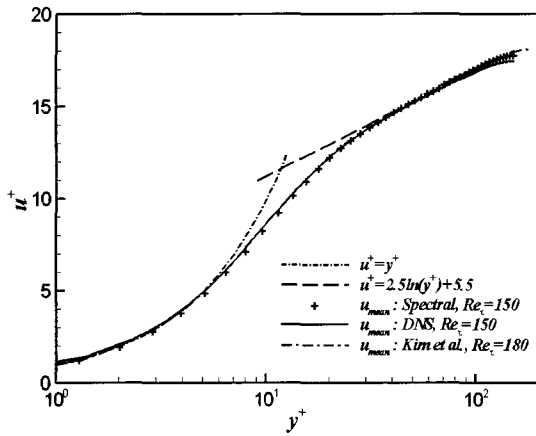


Fig. 5 Comparison of the mean velocity profiles by DNS with spectral method in case of $Re_\tau=150$ and 180

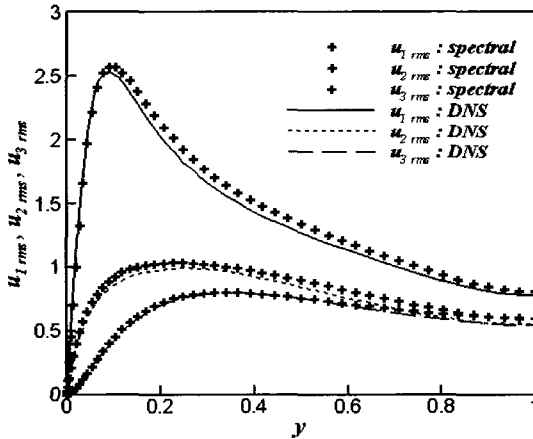


Fig. 6 Comparison of the profiles for turbulent intensity components in DNS with spectral method ($Re_\tau=150$)

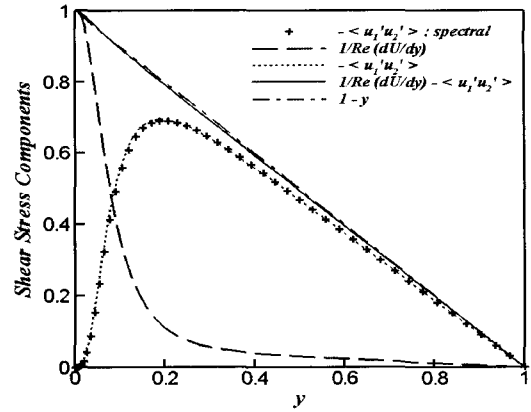


Fig. 7 Comparison of the shear stress profiles in DNS with spectral method ($Re_\tau=150$)

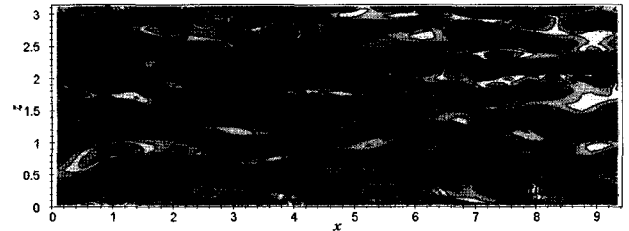


Fig. 8 Streaky structure near wall. Contours of instantaneous streamwise velocity fluctuation at the plane $y^+ \approx 12$ in DNS

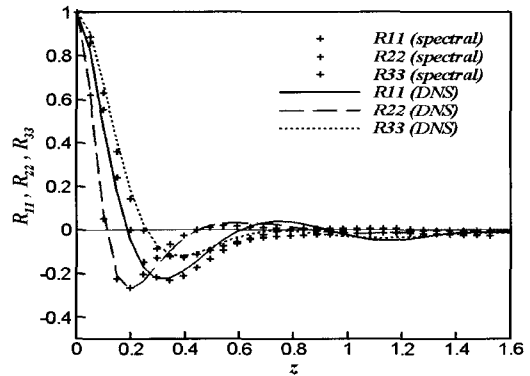


Fig. 9 Comparison of the spanwise two-point correlations at $y^+ \approx 12$ in DNS with spectral method ($Re_\tau=150$)

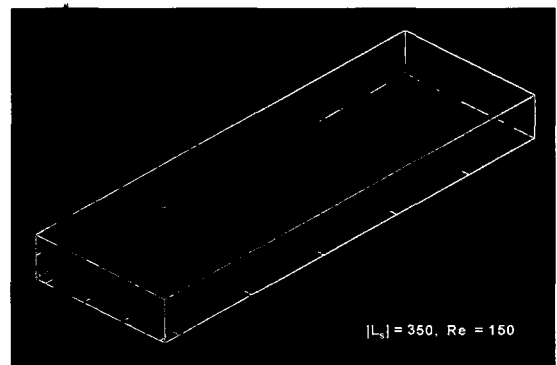


Fig. 10 Iso-surface of Lamb scalar, $L_S = 350$, near wall by DNS

4.2 LES 해석 결과

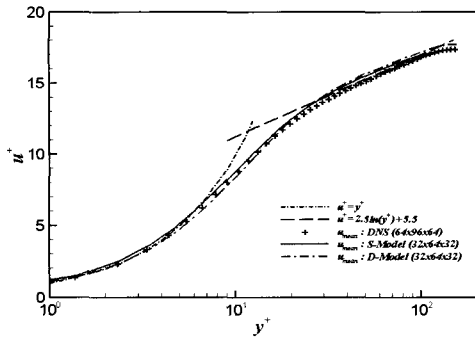
앞서 설명한 바와 같이, 본 LES 계산에서는 4가지의 난류모델을 도입하였으며, 각각의 결과를 DNS와 비교하였다.

Fig. 11은 평균속도 분포를 나타낸다. Fig. 11(a)의 S와 D-model은 log 영역에서 평균속도가 다소 크게 나타나며 이러한 경향은 D-model에서 좀 더 두드러진다. Fig. 11(b)의 GNS-와 SF-model의 경우, SF-model이 log 영역에서 과잉으로 나타나는 반면, GNS-model은 DNS와 거의 완벽한 일치를 보여 준다.

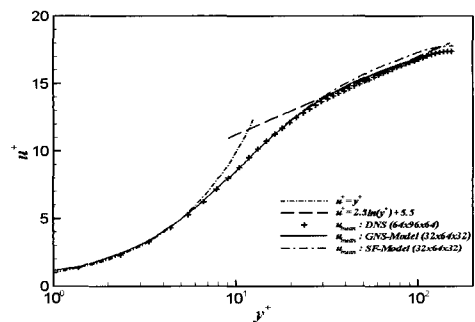
Figs. 12~14는 속도변동 강도를 보여 준다. 네 가지 모델 중 S-model이 정량적으로 DNS에 비교적 근접함을 알 수 있다. 하지만 전반적으로 주류방향의 변동이 크고 그 외 두 방향의 변동은 적게 나타나 있다. 이것은 주류방향으로부터 다른 두 방향에의 에너지 배분에 관여하는 와운동을 충분히 표현하지 못하기 때문이라고 할 수 있다. 결국, 이 문제는 보다 작은 격자간격을 사용하여 해결할 수는 있겠지만, LES가 갖는 본래의 한계에 위배된다고는 볼 수 있다.

Fig. 15에는 전 Reynolds 전단응력 분포를 나타낸다. GNS-와 SF-model 사이에는 큰 차이가 보이지 않으며, D-model의 경우 전단응력 피크 치가 다소 위 방향으로 벗어나 있다. 한편, S-model의 경우 DNS 결과와 좋은 일치를 보여주고 있다.

상술한 바와 같이, 본 연구에서 도입한 네 종류의 난류모델의 우열을 평가하기란 곤란하지만, LES의 경우라도 보다 작은 격자간격을 채용할 필요가 있으며 개발된 각각의 난류모델들에 대해 3차원 입의 형상물체 주위 난류유장에의 적용 여부를 재검토해 볼 필요가 있다고 할 수 있다.

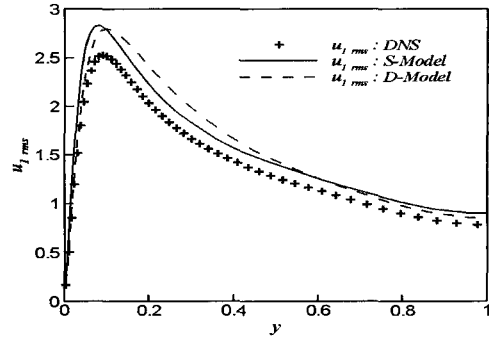


(a) S-model and D-model

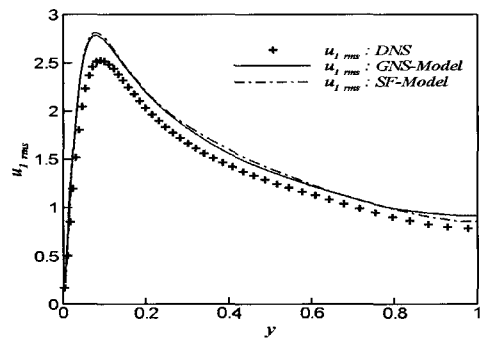


(b) GNS-model and SF-model

Fig. 11 Comparison of the mean velocity profiles by LES

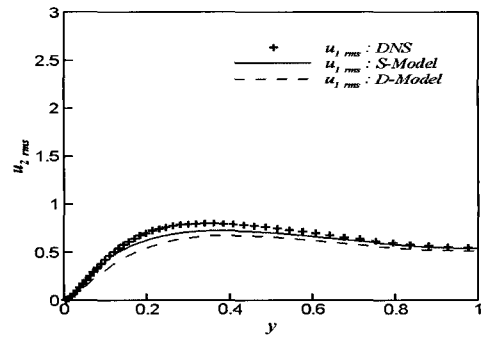


(a) S-model and D-model

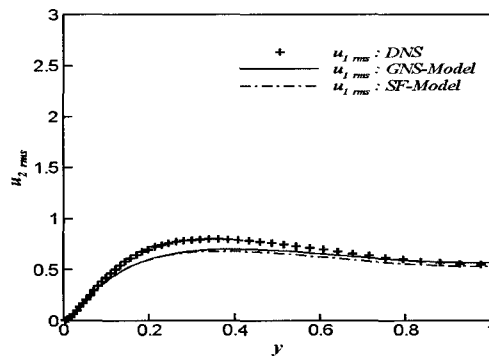


(b) GNS-model and SF-model

Fig. 12 Comparison of the profiles of the turbulence intensity in the streamwise direction by LES

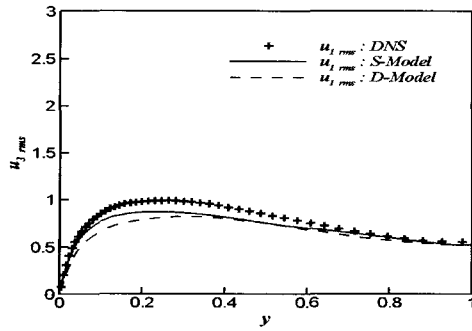


(a) S-model and D-model

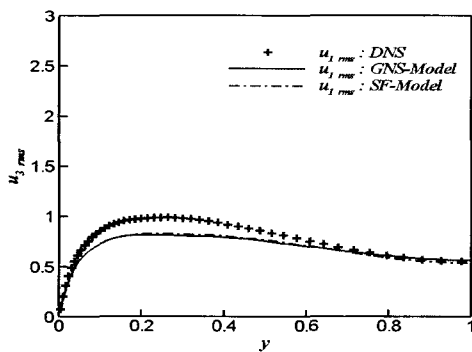


(b) GNS-model and SF-model

Fig. 13 Comparison of the profiles of the turbulence intensity normal to the wall by LES

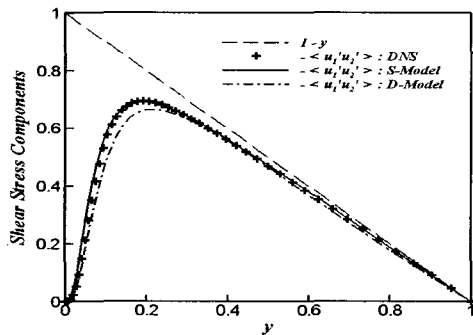


(a) S-model and D-model

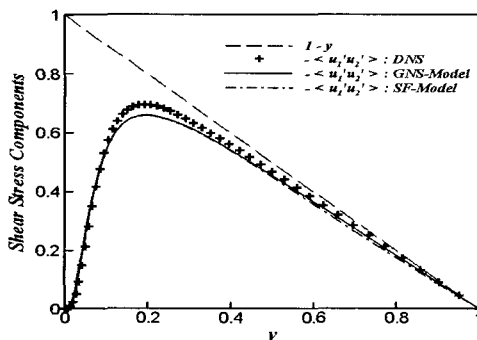


(b) GNS-model and SF-model

Fig. 14 Comparison of the profiles of the turbulence intensity component in the spanwise direction by LES



(a) S-model and D-model



(b) GNS-model and SF-model

Fig. 15 Comparison of the total Reynolds shear stress including the SGS contributions

5. 결 론

본 논문에서는 점성 수치과량수조 구축을 위해 개발 중인 LES 해석 기술을 평판간 난류유동 해석에 적용하고 도입한 난류모델의 타당성을 검토하였다. 네 가지의 난류모델(S-model, D-model, GNS-model and SF-model)에 대한 결과는 본 연구에서 개발한 DNS와 윤현식 등(2003)과 Kim et al.(1987)의 spectral 법의 결과와 비교하였다. 본 연구에서 도입한 네 종류의 난류모델에 대한 우열 평가란 곤란하며, 특히 선체 주위 난류 유동장에 적용할 경우 평가된 우열이 역전할 가능성을 배제하기 어렵다. 따라서, 3차원 임의 형상물체 주위 난류유동에 적용할 경우 각각의 모델에 대한 적용 여부와 보다 조밀한 격자간격에 따른 다양한 수치적 실험을 행할 필요가 있다. 이로 인해 적당한 난류모델의 선정과 최적의 계산조건(특히, 격자간격)을 도출할 수 있을 것이다.

후 기

본 연구는 한국산업기술재단(KOTEFF)의 “지역전략산업 석 박사 연구인력 양성사업”과 한국과학재단의 첨단조선공학연구센터(ASERC)의 지원으로 수행되었다.

참 고 문 헌

박종천 (2003). “해양환경공학의 다목적 시뮬레이션을 위한 수치과량수조 기술”, 한국해양공학회지, 제7권, 제4호, pp 1-7.

윤현식, 구본국, O.A.A. El-Samni, 박종천, 전호환 (2003). “마찰저항감소를 위한 난류유동의 DNS/LES 해석기술의 개발”, 대한조선학회추계학술대회 논문집, pp 204-210.

Blackwelder, R.F. and Eckelmann, H. (1979). “Streamwise Vortices Associated with the Bursting Phenomenon”, J. Fluid Mechanics, Vol 76, pp 89-112.

Dean, R.B. (1978). “Reynolds Number Dependence of Skin-Friction and Other Bulk Flow Variables in Two-Dimensional Rectangular Duct Flow”, J. Fluids Engineering, Vol 100, pp 215-223.

Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H. (1991). “A Dynamic Sub-scale Eddy Viscosity Model”, Physics of Fluids, Vol 3, No 7, pp 1760-1765.

Horiuti, K. (1993). “A Proper Velocity Scale for Modeling Subgrid-Scale Eddy Viscosity in Large Eddy Simulation”, Physics of Fluids, Vol 5, No 1, pp 146-157.

Kajishima, T. (1999). Numerical Simulation of Turbulent Flows, Yokendo Ltd., pp 71-86 (in Japanese).

Kim, J., Moin, P. and Moser, R. (1987). “Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number”, J. Fluid Mechanics, Vol 177, pp 133-166.

Kim, M.H., Niedzwecki, J.M., Roesset, J.M., Park, J.C.,

- Tavassoli, A., and Hong, S.Y. (2000), "Fully Nonlinear Multi-Directional Wave Simulations By 3D Numerical Wave Tanks", *J. of OMAE, ASME Transaction*, Vol 123, pp 124-133.
- Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. and Runstadler, P.W. (1967). "The Structure of Turbulent Boundary Layers", *J. Fluid Mechanics*, Vol 30, pp 741-773.
- Leonard, A. (1974). "Energy Cascade in Large-Eddy Simulation of Turbulent Fluid Flow", *Adv. Geophys.*, Vol 18, pp 237-248.
- Lilly, D.K. (1992). "A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Model", *Physics of Fluids*, Vol 4, No 4, pp 633-635.
- Metais, O. and Lesieur, M. (1992). "Spectral Large-Eddy Simulation of Isotropic and Stably-Stratified Turbulence", *J. Fluid Mechanics*, Vol 239, pp 157-194.
- Moin, P. and Kim, J. (1980). "On the Numerical Solution of Time-Dependent Viscous Incompressible Fluid Flows Involving Solid Boundaries", *J. Computational Physics*, Vol 35, pp 381-392.
- Park, J.C., Uno, Y., Sato, T., Miyata, H. and Chun, H.H. (2004). "Numerical Reproduction of Fully-Nonlinear Multi-Directional Waves by a Viscous 3D Numerical Wave Tank", *Ocean Engineering*, in press.
- Park, J.C., Kim, M.H., Miyata, H. and Chun, H.H. (2003). "Fully Nonlinear Numerical Wave Tank (NWT) Simulations and Wave Run-up Prediction around 3-D Structures", *Ocean Engineering*, Vol 30, pp 1969-1996.
- Park, J.C., Kim, M.H. and Miyata, H. (1999), "Fully Nonlinear Free-Surface Simulations By a 3D Viscous Numerical Wave Tank", *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol 29, pp 685-703.
- Park, J.C. and Miyata, H. (2002), "Ship Motion Simulation in Directional Waves Using a 3D Numerical Wave Tank Simulation Technique", *Int. J. of Ocean Engineering and Technology*, Vol 4, No 2, pp 1-5.
- Smargorinsky, J. (1963). "General Circulation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiment", *Monthly Weather Review* 91, pp 99-164.
- Takakura, Y., Ogawa, S. and Ishiguro, T. (1989) "Turbulence Models for Transsonic Viscous Flow", *AIAA paper*, No 89-1952CP.
- Yamada, Y. and Miyata, H. (1993) "Computational Study of Large Eddy Structure of Flow Past Bluff Body and Oceanic Topography", *J. the Society of Naval Architecture of Japan*, Vol 173, pp 19-26.

2003년 12월 29일 원고 접수

2004년 3월 12일 최종 수정본 채택