

# 저항감소를 위한 물체후방의 형상설계에 관한 LES 해석

박 종천\*, 강 대환\*, 전 호환\*

\*부산대학교 조선해양공학과

## Large Eddy Simulations on the Configuration Design of Afterbodies for Drag Reduction

JONG-CHUN PARK\*, DAE-HWAN KANG\*, HO-HWAN CHUN\*

\*Dept. of NAOE, Pusan National University  
30 Jangjeon-dong, Geumjeong-gu, Busan, Korea

**KEY WORDS:** Drag Reduction, Configuration Design of Afterbodies, Separation, Large-Eddy Simulation, CFD

**ABSTRACT:** When a body with slant angle after its shoulder is moving at high speed, the turbulent motion around the afterbody is generally associated with the flow separation and determines the normal component of the drag. By changing the slant angle of afterbody, there exists a critical angle at which the drag coefficients change drastically. Understanding and control of the turbulent separated flows are of significant importance for the design of optimal configuration of the moving bodies. In the present paper, a new Large Eddy Simulation technique has been developed to investigate turbulent vortical motions around the afterbodies with slant angle. By basis of understanding the structure of turbulent flow around the body, the new configuration of afterbodies are designed to reduce the drag of body and the nonlinear effects due to the interaction between the body configuration and the turbulent separated flows are investigated by use of the developed LES technique.

### 1. 서 론

일정한 속도로 전진하는 물체는 일반적으로 표면마찰력(접선 성분)과 박리현상이나 와류동과 같이 유체의 점성운동에 기인하는 압력저항(법선성분)을 받게 된다. 특히, 고 레이놀즈 수의 유동장에서, 법선성분의 저항을 결정하는 유동현상은 실질적으로 흐름의 박리현상과 밀접한 관계가 있는 난류운동이라 할 수 있다. 자동차 등과 같이 물체 후방의 형상이 무딘(blunt) 물체에 대하여 법선성분의 저항은 전체 저항의 대부분을 차지하기 때문에, 물체의 저항을 최소화하기 위한 최적형상설계를 위해 난류 박리운동의 이해는 아주 중요하며 반드시 수행되어야 할 부분이다.

Fig. 1에 보여진 물체와 같이, 물체 후방의 어깨부분에서 물체의 중심축(x축)과 경사각( $\beta$ )을 이루고 있어서 박리점이 명확한 물체가 일정한 속도로 전진할 경우,  $\beta$ 의 변화에 따라 물체의 저항치가 극단적으로 변화하는 임계각이 존재한다. Miyata & Ogawa (1994)는, Fig. 1과 같은  $xy$  단면을 갖는 3차원 회전체에 대하여 수조실험을 통해  $20^\circ < \beta < 24^\circ$ 에서 저항치가 크게 변화되는 임계각이 존재함을 보였다. 또한,  $\beta$ 가  $20^\circ$ 와  $30^\circ$ 의 경우에 대해 물체 후방의 박리현상과 와류동에 의한 난류운동을 수치적으로 시뮬레이트하여, 3차원 와류동의 구조에 대해 연구하였다. Park et al. (1992)는  $\beta$ 가  $20^\circ$ 인 동일한 모델이 자유 표면 근방에서 항주할 때 물체 후방의 점성유동과 자유표면과의 상호간섭 문제를 실험과 수치적인 관점에서 연구하였다.

본 연구에서는, 유동장의 난류유동을 해석해 낼 수 있는 LES 해석기술을 개발하고, 물체 후방에 박리점이 명확하고 경사각을 갖는 2차원 물체 주위의 난류유동장 해석에 적용하여 해석기술의 유용성을 살펴보기로 한다. 또한 난류 유동장 해석에 관한 이해를 바탕으로, 저항감소를 위한 물체 후방의 형상설계를 한 뒤, 형상변화에 따른 유동장을 시뮬레이트하여 물체 후방의 난류유동이 저항 감소에 미치는 영향을 살펴보기로 한다.

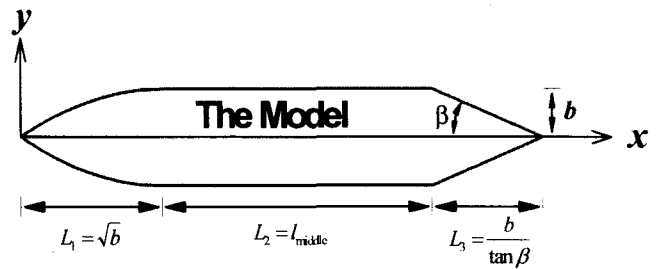


Fig. 1 Model Configuration.

### 2. LES 해석 기술

#### 2.1 지배방정식

비압축성 유동장을 풀기위한 지배방정식은 다음과 같은 Navier-Stokes 방정식과 연속방정식이다.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \mathbf{u} \mathbf{u} = -\nabla P + \frac{1}{Re} \nabla [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] + \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} \quad (1)$$

$$\nabla \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

여기서,  $\mathbf{u}$ 는 속도벡터,  $t$ 는 시간,  $\nabla$ 은 구배 연산자,  $P$ 는 압력을 밀도로 나눈 값으로 정의되며,  $Re$ 는 레이놀즈 수,  $\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}$ 는 난류응력을 각각 나타낸다.

검사체적을  $V$ , 이 체적을 구성하는 면요소의 면적벡터를  $\mathbf{S}_m$ 으로 하여 식(1)의 양변을 검사체적 내에서 체적 적분한다. Gauss의 정리를 이용하여 체적적분의 일부를 검사체적의 표면적분으로 변환하여 다음 식을 얻는다.

$$\frac{d}{dt} \int_V \mathbf{u} dV = \int_S \overline{\mathbf{T}} \cdot d\mathbf{S} \quad (3)$$

$$\int_S \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (4)$$

여기서,  $d\mathbf{S}$ 는 면적벡터이며 미소면적요소  $dS$ 에 폐곡면  $S$ 의 바깥쪽을 향하는 법선 벡터  $\mathbf{n}$ 을 곱한  $\mathbf{n}dS$ 이다.  $\overline{\mathbf{T}}$ 는 응력 텐서이고 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{T}} &= -\mathbf{u}\mathbf{u} - P\mathbf{I} + \frac{1}{Re} [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] + \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} \\ &= \overline{\mathbf{C}} + \overline{\mathbf{P}} + \overline{\mathbf{D}} \end{aligned} \quad (5)$$

각 항의 의미는,  $\overline{\mathbf{C}}$ 는 이류항,  $\overline{\mathbf{P}}$ 는 압력항,  $\overline{\mathbf{D}}$ 는 확산항이다. 난류응력  $\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}$ 은 와점성계수에 의해 취급하기 때문에 확산항 속에 포함시킨다.

지배변수의 정의 위치는 격자중심에 배치하고, 속도와 압력점 모두를 검사체적의 중심에 정의한다. 따라서, 속도와 압력의 커플링은 Rhie & Chow(1983)의 방법을 따른다.

## 2.2 대류항의 차분 스킴

이류항의 차분스킴에는 비등간격의 격자에 대응한 MUSCL형의 TVD스킴을 사용한다(Sawada & Takahashi, 1987). 유속분리(Flux splitting)법에 근거하여, 이류항의 source항은 운동량 flux  $\mathbf{F}$ 를 이용하여 다음과 같이 표현된다.

$$\mathbf{C} = -\frac{\partial_\xi \mathbf{F}}{J} \quad (6)$$

Flux  $\mathbf{F}$ 는 검사체적의 각 면에 정의되고 이류항  $\mathbf{C}$ 의 평가는 검사체적의 중심에서 행한다. 따라서 검사체적 내의 운동량변화는

$$\partial_\xi \mathbf{F} = \mathbf{F}_{i+\frac{1}{2}} - \mathbf{F}_{i-\frac{1}{2}} \quad (7)$$

와 같이 된다. 운동량 flux는 체적 flux  $\mathbf{U}$ 를 이용하여 다음과 같이 나타낸다.

$$\mathbf{F}_{i+\frac{1}{2}} = \mathbf{U}_{i+\frac{1}{2}} \mathbf{q}_{i+\frac{1}{2}} \quad (8)$$

여기서, 체적 flux는

$$\mathbf{U}^j = \mathbf{S}^j \cdot \mathbf{u} \quad (9)$$

이다.

첨자의 번잡성을 피하기 위해  $\mathbf{F}^j$ 를 중심으로 두고 이 정의점을  $(i, j, k)$ 로서 생각한다. 상류차분에 의한 운동량 flux는

$$\mathbf{F}_i^j = \frac{1}{2} (U_i^j - |U_i^j|) q_i^+ + \frac{1}{2} (U_i^j + |U_i^j|) q_i^- \quad (10)$$

여기서,  $q_i^+$ 와  $q_i^-$ 는 flux 평가점에서의 물리량의 보간치이다. Flux 정의점과 물리량의 정의점이 각각 반 cell씩 어긋나 있다고 한다면 그때의 보간치는 다음과 같다.

$$q_i^- = q_{i-\frac{1}{2}} + \Phi_1^- \delta q_{i-1} + \Phi_2^- \delta q_i \quad (11)$$

$$q_i^+ = q_{i+\frac{1}{2}} - \Phi_1^+ \delta q_{i+1} - \Phi_2^+ \delta q_i \quad (12)$$

$$\delta q_i = q_{i+\frac{1}{2}} - q_{i-\frac{1}{2}} \quad (13)$$

계수  $\Phi_1^-, \Phi_1^+, \Phi_2^-, \Phi_2^+$ 는 격자간격의 함수이며, 다음 식으로 나타낸다(Park 등, 1999).

$$\Phi_1^- = \frac{h_i h_{i+1}}{(h_{i-1} + h_i + h_{i+1})(h_{i-1} + h_i)} \quad (14a)$$

$$\Phi_2^- = \frac{h_i (h_{i-1} + h_i)}{(h_{i-1} + h_i + h_{i+1})(h_i + h_{i+1})} \quad (14b)$$

$$\Phi_1^+ = \frac{h_i h_{i+1}}{(h_i + h_{i+1} + h_{i+2})(h_{i+1} + h_{i+2})} \quad (14c)$$

$$\Phi_2^+ = \frac{h_{i+1} (h_{i+1} + h_{i+2})}{(h_i + h_{i+1} + h_{i+2})(h_i + h_{i+1})} \quad (14d)$$

여기서,  $h_i$ 는 conjugate length로써 변수 정의점의 간격을 나타내며, 다음과 같이 정의된다.

$$h_i = \left( \frac{J}{|S|} \right)_i \quad (15)$$

위 식(15)에서  $h_i = 1$ 로 두면 등간격의 MUSCL 스킴이 된다.

$$\Phi_1^- = \Phi_1^+ = \frac{1}{6} \quad (16)$$

$$\Phi_2^- = \Phi_2^+ = \frac{1}{3}$$

또한,  $\Phi_1^- = \Phi_1^+ = \Phi_2^- = \Phi_2^+ = 0$ 으로 두면, 1차 정도의 상류 스킴이 된다.

식(11)과 (12)에 TVD 안정화를 위하여 minmod limiter를 도입하면,

$$\begin{aligned} q_i^- &= q_{i-\frac{1}{2}} + \min\text{mod}(\Delta_{-1}, \Delta_0) \Phi_1^- \\ &\quad + \min\text{mod}(\Delta_0, \Delta_{-1}) \Phi_2^- \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} q_i^+ &= q_{i+\frac{1}{2}} - \min\text{mod}(\Delta_0, \Delta_{+1}) \Phi_1^+ \\ &\quad - \min\text{mod}(\Delta_{+1}, \Delta_0) \Phi_2^+ \end{aligned} \quad (18)$$

## 2.3 확산항의 차분 스킴

확산항은 2차 정확도의 중심차분을 이용해서 평가한다. 확산에 의한 운동량 flux  $\mathbf{G}$ 는 텐서 표기로 다음과 같이 나타낸다.

$$G_i^j = \left( \frac{1}{Re} + \nu_t \right) \frac{S_k^j}{V} \left( \frac{\partial u_i}{\partial \xi^k} S_m^l \delta^{mk} + \frac{\partial u_k}{\partial \xi^l} S_n^l \delta^{in} \right) \quad (19)$$

여기서,  $\nu_t$ 는 난류모델에 의한 와점성계수로, 후술하는 난류모델에 의해 주어진다.

## 2.4 난류모델

고 레이놀즈 수의 유동장을 직접 수치해법에 의해 풀기란 현재의 계산기 성능으로는 거의 불가능하며, 대개의 경우 난류모델을 사용해서 풀게 된다. 난류모델에는 여러 가지 모델이 제안되어 있지만, 보편적인 난류모델은 존재하지 않으며, 각각의 문제에 알맞은 모델을 선정해야 할 것이며 그에 따른 튜닝이 중요하다.

본 연구에서는 LES 해법에서 널리 채택되고 있는 Sub-Grid Scale(SGS) 난류모델을 도입한다. 이 모델은 SGS 난류모델의 와점성계수  $\nu_t$ 만을 택하여 난류에 의한 운동량 수송을 평가하는 것이다. SGS 모델에서는 SGS 응력  $\tau_{ij}$ 를 모델화한다.

$$-\tau_{ij} = 2\nu_t \bar{e}^{ij} \quad (20)$$

여기서,  $\nu_t$ 는 SGS 응력의 와점성계수이고,  $\bar{e}^{ij}$ 는 GS성분의 변형 텐서이며 Smagorinsky의 모델을 이용하여 각각 다음과 같이 정의한다.

$$\nu_t = L_s^2 \sqrt{2 \bar{e}^{ij} \bar{e}^{ij}} = L_s^2 |w| \quad (21)$$

$$\bar{e}^{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}^i}{\partial x^m} \delta^{mj} + \frac{\partial \bar{u}^j}{\partial x^n} \delta^{in} \right) \quad (22)$$

단, length scale  $L_s$ 는 Takakura 등(1989)에 의해 다음 식으로 산출한다.

$$L_s = C_1 \min(\Delta x^1, \Delta x^2, \Delta x^3) \quad (23)$$

여기서,  $C_1 = 0.5$ ,  $\Delta x^1$ ,  $\Delta x^2$ ,  $\Delta x^3$ 는 각각  $\xi^1$ ,  $\xi^2$ ,  $\xi^3$  방향의 격자간격이다.

이와 함께, 벽면에서 다음과 같은 Van Driest형의 감쇄함수를 사용해서 벽면으로 향하는 길이 스케일을 작게 하고, 난류의 효과를 감쇄시키고 있다.

$$\Delta = \Delta \left( 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{26}\right) \right) \quad (24)$$

SGS 난류모델의 적용조건으로서, 물체에 가장 근접한 격자점들이 점성 저층 내에 있어야 한다. 평판의 경우에는 용이하게 이 조건을 만족시킬 수 있지만, 복잡한 형상 물체에 대해서는 반드시 격자점을 점성 저층내에 배치시킬 수 없는 경우도 있다. 또한, 속도분포의 대수법칙이 형성되어 있지 않는 경우에는 감쇄함수가 과잉으로 적용되는 경우가 있기 때문에 벽함수를 도입했다. 따라서, 벽면 근처의 속도 프로파일을 주기위해 식(25)과 같은 Spalding(1961)의 universal 모델을 적용한다.

$$y^+ = u^+ + 0.1108 \left\{ e^{0.4u^+} - 1 - 0.4u^+ - \frac{(0.4u^+)^2}{2!} - \frac{(0.4u^+)^3}{3!} - \frac{(0.4u^+)^4}{4!} \right\} \quad (25)$$

벽면으로부터 가장 근접한 법선방향의 거리  $y$ 와 그 점에서의 유속의 크기를  $|u|$ 라고 하면, 이 점에서 계산된 마찰속도  $u_\tau$ 를 이용해  $y^+$ 와  $u^+$ 의 관계식을 다음과 같이 도출할 수 있다.

$$y^+ = u_\tau y Re \quad (26)$$

$$u^+ = |u| / u_\tau \quad (27)$$

위의 식을 식(25)와 연립시켜서 Newton법에 의해 풀고  $y^+$ 와  $u^+$ 를 구한다. 단, 박리영역에서는 적용시킬 수 없기 때문에,  $y^+ < 1.0$ 일 때에는 박리영역이라고 판단하고 적용을 하지 않는다.

## 3. 경사각을 갖는 물체 후방의 난류 유동

### 3.1 시뮬레이션 조건

Table 1.에는 시뮬레이션 조건을 정리해 놓았다.

길이의 무차원화에는 물체의 전면에서 어깨까지의 거리( $L_1 + L_2$ )를 사용하였다. 본 연구에서는 총 6가지의 경사각  $\beta$ 를 변화시켰다. 이때, 레이놀즈 수는  $1.0 \times 10^6$ 으로 고정하였으며,  $\xi^1$  방향의 최소 격자간격은  $2.0 \times 10^3$ 로써, 물체 어깨까지의 거리를 기준으로 0.2%에 해당한다. 한편,  $\xi^2$  방향에 있어서의 최소 격자간격은  $1.0 \times 10^4$ 이며,  $u_\tau$ 를 0.03으로 가정했을 때,  $y^+ = 3$ 으로 점성 저층 안에 놓이게 된다.

Fig. 2는 시뮬레이션에 사용한 격자계를 표시한다. 각각의 경우에 있어, 충분한 예비 시뮬레이션을 행하였으며, Fig. 2에 보이는 것과 같이 최적화된 격자계를 최종적으로 사용하였다. 격자계는 단순한 H 형상이며, 사용한 격자수는  $130 \times (30 \sim 40)$ 의 약 4만개이다.

유체의 가속시간은 무차원 시간 4이며, 무차원 시간 20까지 계산하였다. 이때 걸린 계산시간은 한 시뮬레이션 당 Pentium 4 1Gb CPU, 512Mb Mem.의 PC 상에서 약 45분 ~ 60분 정도였다.

Table 1. Condition of simulation.

Geometric Parameters	
Half breath, $b$	0.0972
The length for the shoulder, $L_1 + L_2$	1.0
Slant angle, $\beta$	15, 20, 23, 25, 30 & 40
Computational Condition	
Reynolds number, $Re$	$1.0 \times 10^6$
Min. grid spacing in $\xi^1$ -direction	$2.0 \times 10^3$
Min. grid spacing in $\xi^2$ -direction	$1.0 \times 10^4$
Time increment, $t$	$2.5 \sim 5.0 \times 10^4$
Acceleration time	4.0
Total calculation time	20.0

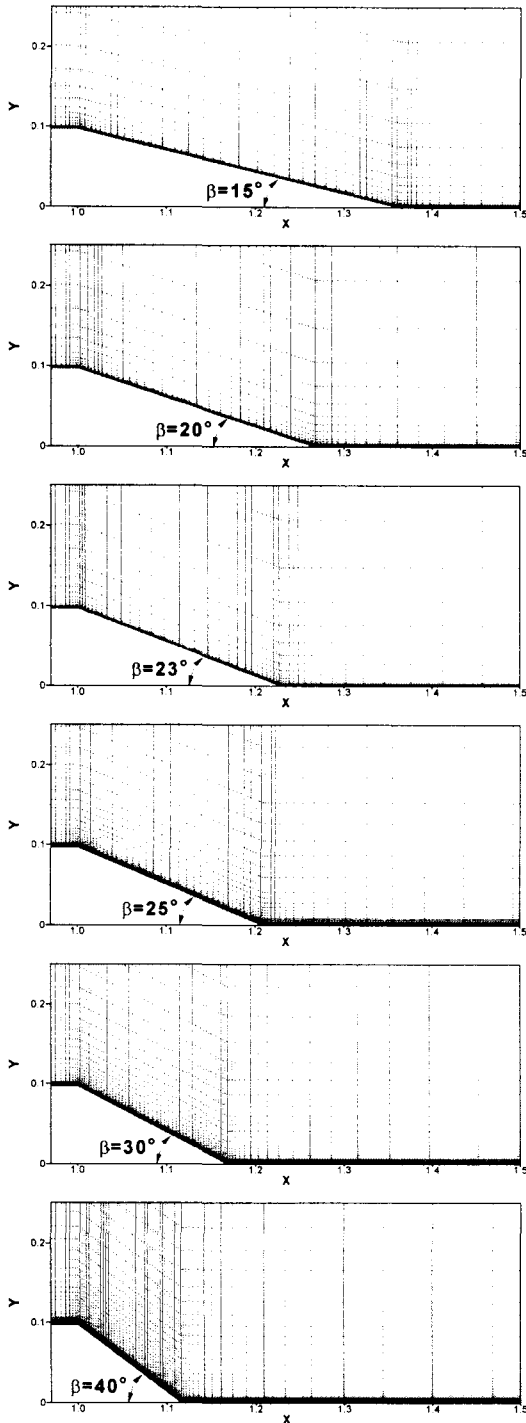


Fig. 2 Grid systems for simulation near the afterbodies.

### 3.2 시뮬레이션 결과 및 검토

Fig. 3은 경사각이 다른 6가지 경우에 있어서 수치실험을 통해 얻어진 전 저항의 시계열 데이터를 나타낸다. 이 결과로부터 무차원 시간 15~20까지의 시간평균을 취한 저항성분의 값을 Fig. 4에 보인다. 3차원 경우(Miyata & Ogawa, 1994)에서와 마찬가지로, 2차원의 경우에서도 경사각의 임계각범위

$20^\circ < \beta < 24^\circ$ 에서 저항치가 급격히 변화하고 있음을 알 수 있다. 과연 이 임계각범위 내에서는 어떤 일들이 일어나고 있는 것일까?

Fig. 5에는 무차원 시간 20에서의 순간 유선을 나타낸다. 경사각  $\beta$ 가  $20^\circ$ 의 경우 물체후방의 경사면 위에 적은 범위에서 보여지는 유체의 회전영역이 경사각의 급증화에 따라 경사면 전체에 걸쳐 폭넓게 형성된다는 사실을 알 수 있다. 이 사실은 Fig. 6에 표시하는 와동장의 분포에서 더 명확히 나타난다.  $\beta$ 가  $25^\circ$ 보다 커질 때, 경사면 부근에는 기존의 회전방향과 반대방향의 2차적인(secondary) 와류가 형성이 되며,  $\beta$ 가 증가함에 따라 점차 폭넓게 분포하고 있다는 사실을 알 수 있다. 이러한 복잡한 와류동이 물체의 저항을 증가시키는데 큰 공헌을 하고 있다고 볼 수 있다. 이와 관련하여 물체 주위의 압력장을 Fig. 7에 나타내며, 물체표면의 압력분포를 Fig. 8에 나타낸다. 단, 표면압력 분포는  $T=15\sim 20$ 의 시간평균치를 나타낸다. 물체의 어깨부분에서 급격히 압력이 저하되며, 경사각이 커짐에 따라 표면압력 분포 역시 급격히 변화하는 모습을 보인다.

마지막으로, Fig. 9에는  $\beta = 20^\circ$ 일 때의 물체 표면압력 분포를 3차원 회전체의 경우와 비교하였다. 전체적으로 정성적, 정량적인 특성이 잘 일치하며, 본 해석기술이 비록 2차원으로 수행되었지만, 난류유동 해석에 대한 타당한 결과를 보이고 있다는 사실을 말해 준다.

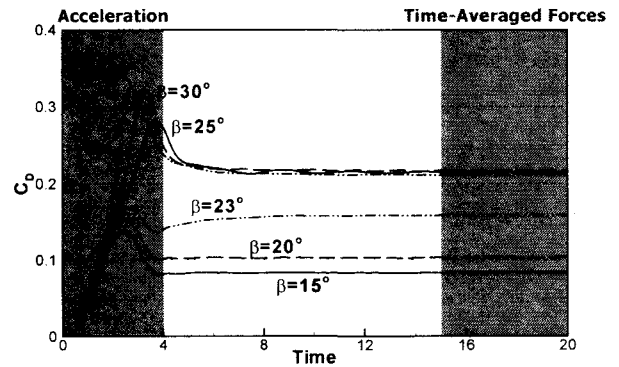


Fig. 3 Time evolution of drag coefficients for six cases of different slant angles of afterbodies.

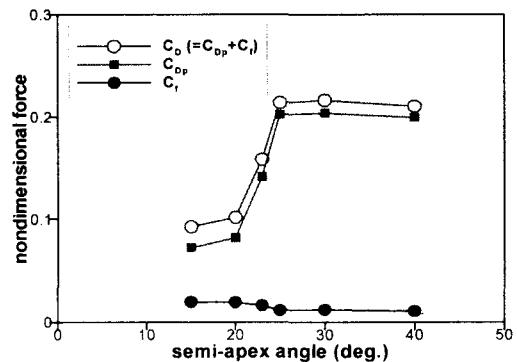


Fig. 4 Change of computed drag coefficient due to the variation of the slant angle of afterbodies.

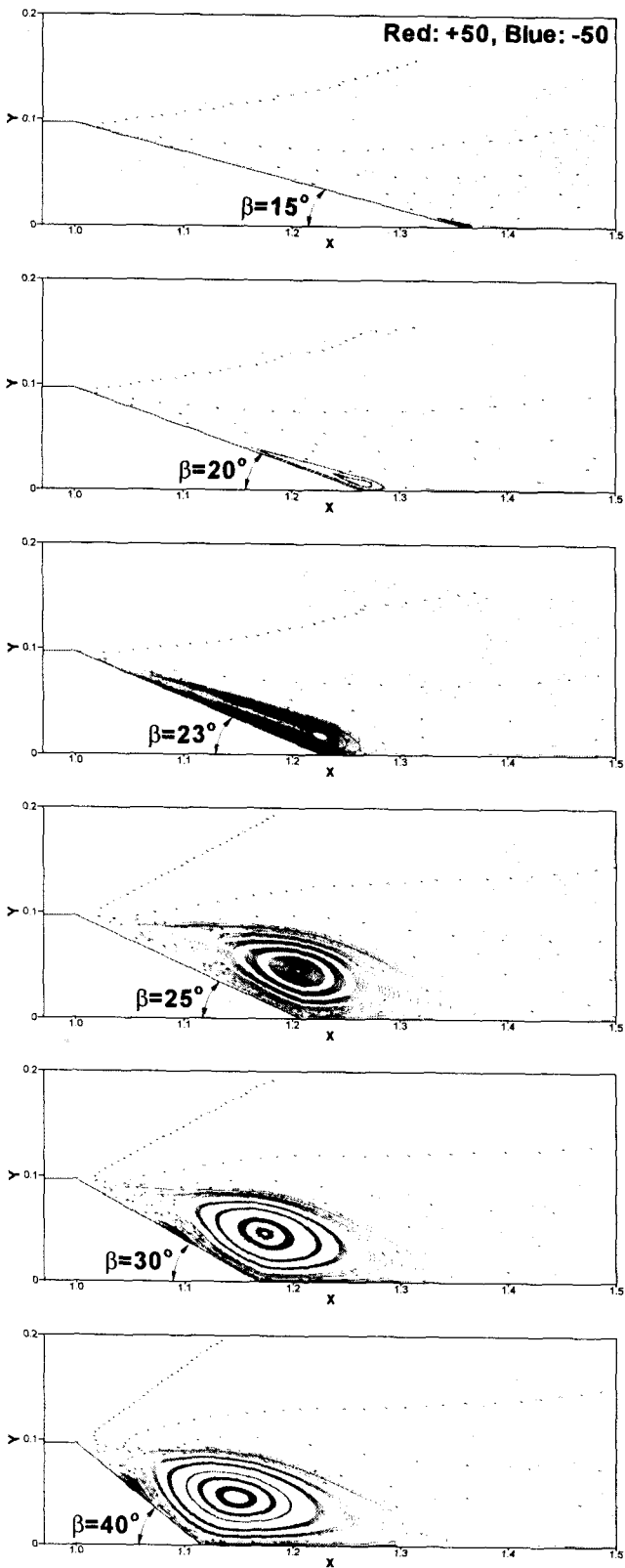


Fig. 5 Distribution of instantaneous Streamlines near the afterbodies at  $T=20$ .

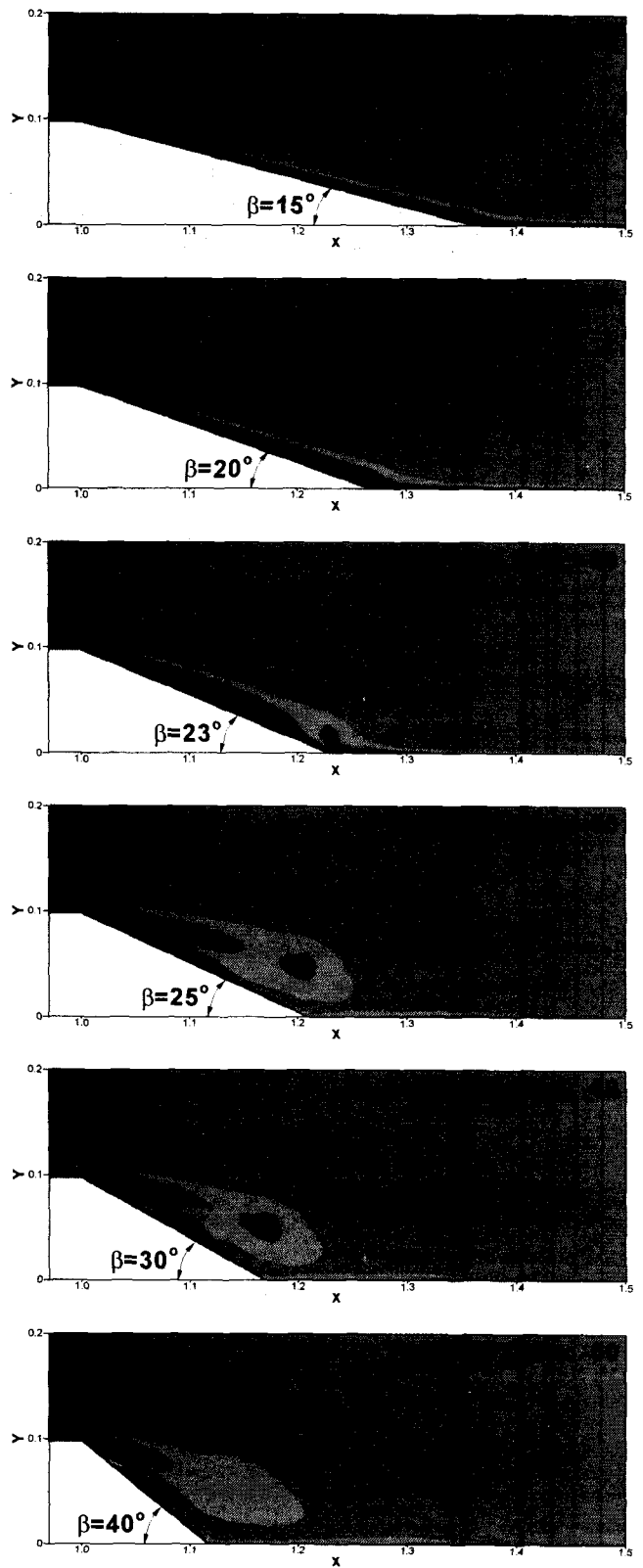
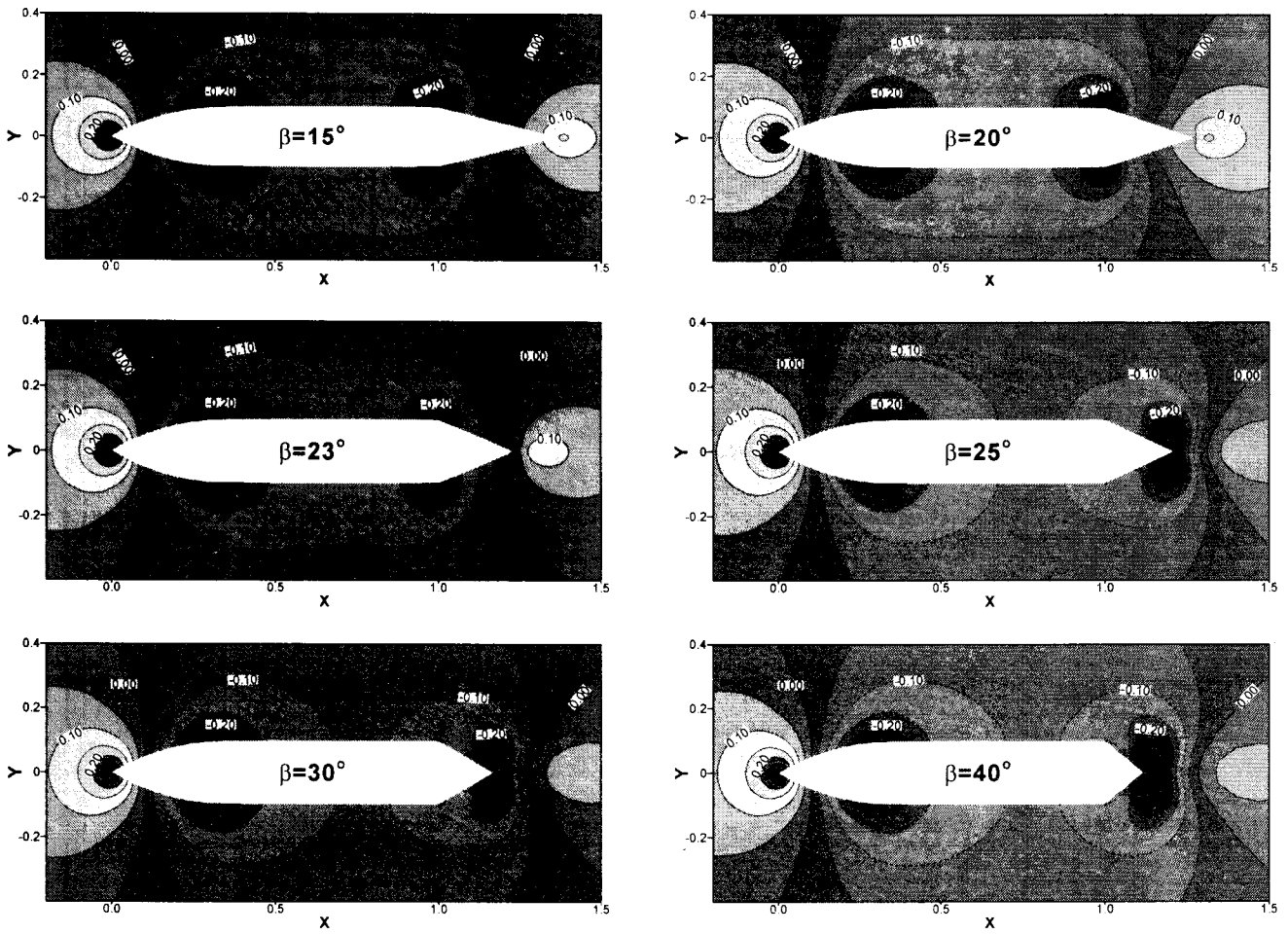
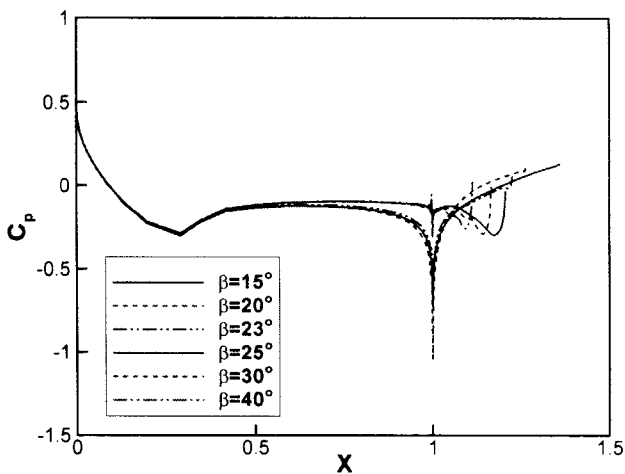


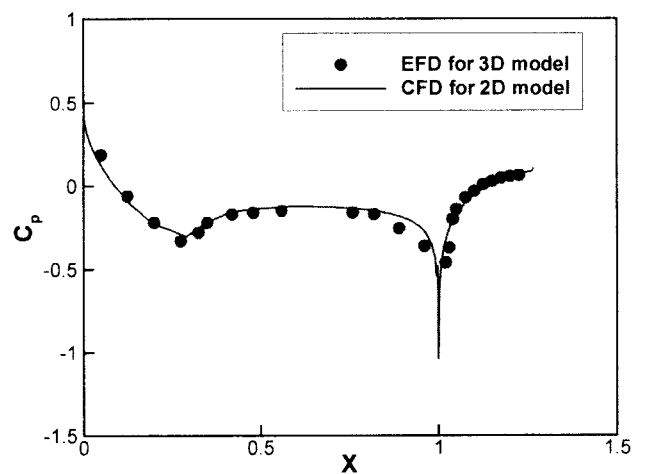
Fig. 6 Vorticity Fields near the afterbodies drawing at  $T=20$ , in which the dotted blue zone indicates clockwise rotation and the solid red zone counterclockwise at intervals of 10.



**Fig. 7** Pressure distribution around a body at  $T=20$ , in which the dotted lines are negative and the solid lines positive at intervals of  $\Delta C_p=0.05$ .



**Fig. 8** Time-averaged pressure coefficients distributed along the body with six different slant angles of afterbodies. The pressure coefficients are averaged during  $T=15 \sim 20$ .



**Fig. 9** Computed pressure coefficients on body surface compared with the experiments by Park et al. (1992) for the case of  $\beta=20^\circ$ .

## 4. 결 론

본 연구에서는, 유동장의 난류유동을 해석해 낼 수 있는 LES 해석기술을 개발하고, 물체 후방에 박리점이 명확하고 경사각을 갖는 2차원 물체 주위의 난류유동장 해석에 적용하여 해석기술의 유용성을 살펴보았다. 또한 난류 유동장 해석에 관한 이해를 바탕으로, 저항감소를 위한 물체 후방의 형상설계를 한 뒤, 형상변화에 따른 유동장을 시뮬레이트하여 물체 후방의 난류유동이 저항 감소에 미치는 영향을 연구하였다.

## 후 기

이 연구는 한국과학재단의 첨단조선공학 연구센터(ASERC)의 지원으로 수행되었습니다.

## 참 고 문 헌

- Kim, M.H., Niedzwecki, J.M., Roesset, J.M., Park, J.C. & Tavassoli, A., & Hong, S.Y. (200b), "Fully Nonlinear Multi-Directional Wave Simulations By 3D Numerical Wave Tanks", J. of OMAE, ASME transaction, Vol. 123, pp 124-133.
- Miyata, H. & Ogawa, N. (1993), "Three-dimensional vortical flow past bodies of revolution with conical afterbody", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 117, pp 269-288.
- Park, J.C., Kim, M.H. & 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.
- J.-C. Park et al. (1992), "Wave-Wake Interactions about a Body of Revolution Advancing beneath the Free-Surface", *Proc. the 19th Symposium on Naval Hydrodynamics*, pp 539-556, Aug., Seoul, Korea.
- Park, J.C. & Miyata, H. (2002), "Ship Motion Simulation in Directional Waves Using a 3D Numerical Wave Tank Simulation Technique", *Int. J. of Ocean Engineering and Technology*, KCORE, Vol. 4-2, pp 1~5.
- Rhie, C.M. & Chow, W.L. (1983), "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation", *AIAA Journal*, Vol.21-11, pp 1~5.
- Sawada, K. & Takanashi, S. (1987), "A Numerical Investigation on Wing/Nacelle Interfaces of USB Configuration", *AIAA paper*, No.87-0455.
- Spalding, D.B. (1961), "A Single Formula for the "Law of the Wall", *J. Applied Mech.* pp 455-458.
- Takakura, Y., Ogawa, S. & Ishiguro, T. (1989), "Turbulence Models for Transsonic Viscous Flow", *AIAA paper*, No.89-1952CP.