한국해양공학회지 제17권 제5호, pp 1~10, 2003 (ISSN 1225-0767)

저항감소를 위한 물체후방의 형상설계에 관한 LES 해석

박종천*·강대환*·전호환*
*부산대학교 조선해양공학과

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

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

KEY WORDS: Drag Reduction 저항감소, Configuration Design of Afterbodies 물체후방의 형상설계, Flow Separation 흐름의 박리, Large-Eddy Simulation LES, CFD 전산유체역학

ABSTRACT: *When a body with slant angle behind its shoulder is moving at a 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 the afterbody, the drag coefficients can be changed, drastically. Understanding and controlling the turbulent separated flows has significant importance for the design of optimal configuration of the moving bodies. In this paper, a new Large Eddy Simulation technique has been developed to investigate turbulent vortical motions around the afterbodies, using slant angle. By understanding the structure of the turbulent flow around the body, the new configuration of afterbodies is 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(접선성분)과 박리현상이나 와유동과 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 박리유동의 이해는 아주 중요하며 반드시 수행되어져야 할 부분이다.

Fig. 1에 표시된 물체와 같이, 물체 후방의 어깨부분에서 물체의 중심축(x축)과 경사각(β)을 이루고 있어서 박리점이 명확한 물체가 일정한 속도로 전진할 경우, β의 변화에 따라 물체의 저항치가 극단적으로 변화하는 임계각이 존재한다. Miyata and Ogawa (1994)는, Fig. 1과 같은 xy단면을 갖는 3차원 회전체에 대하여 수조실험을 통해 $20^\circ < \beta < 24^\circ$에서 저항치가 크게 변화되는 임계각이 존재함을 보였다. 또한, β가 20°와 30°의 경우에 대해 물체 후방의 박리현상과 와유동에 의한 난류운동을 수치적으로 시뮬레이트하여, 3차원 와운동의 구조에 대해 연구하였다. Park et al. (1992)는 β가 20°인 동일한 모델이 자유표면 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.

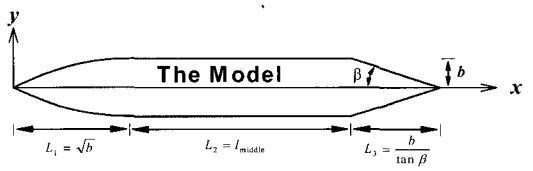

Fig. 1 Model Configuration

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

2. LES 해석 기술

2.1 지배방정식

시간 변화하는 면적 벡터 $S(t)$와 체적 $V(t)$를 갖는 검사체적 내에서 비압축성의 점성 유동장을 풀기위한 지배방정식은 다음과 같은 Navier-Stokes 방정식과 연속방정식이다.

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

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

여기서, $\boldsymbol{u}$는 속도벡터, t는 시간, P는 압력, Re는 레이놀즈 수, $\overline{\boldsymbol{u}'\boldsymbol{u}'}$는 SGS 레이놀즈 응력을 각각 나타낸다.

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

$$\frac{d}{dt}\int_{V}\boldsymbol{u}\,dV=\int_{S}\overline{\mathbf{T}}\cdot \mathrm{d}\,\mathbf{S} \quad (3)$$

$$\int_{S}\boldsymbol{u}\cdot \mathrm{d}\,\mathbf{S}=0 \quad (4)$$

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

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

각 항의 의미는, $\overline{\mathbf{C}}$는 대류항, $\overline{\mathbf{P}}$는 압력항, $\overline{\mathbf{D}}$는 확산항이다. 단, 난류응력 $\overline{u'u'}$은 와점성계수에 의해 취급하기 때문에 확산항 속에 포함시킨다. 식 중의 $\mathbf{I}$는 동일(identity) 텐서를 나타낸다.

지배변수의 정의 위치는 검사체적과 동일한 격자의 중심에 배치하고, 속도와 압력점 모두를 검사체적의 중심에 정의한다. 따라서, 속도와 압력점이 동일한 경우 속도-압력의 커플링은 Rhie and Chow(1983)의 방법을 따른다.

2.2 대류항의 차분 스킴

대류항의 차분스킴에는 비등간격의 격자에 대응한 MUSCL형의 TVD스킴을 사용한다(Sawada and Takanashi, 1987). 유속분리(Flux splitting)법에 근거하여, 대류항의 source항인 $\boldsymbol{C}$는 운동량 flux $\boldsymbol{F}$를 이용하여 다음과 같이 표현된다.

$$\boldsymbol{C}=-\frac{\partial_{\xi}(\boldsymbol{u}\boldsymbol{u}\cdot S)}{J}=-\frac{\partial_{\xi}\boldsymbol{F}}{J} \quad (6)$$

여기서, J는 Jacobian이며 검사체적(격자)의 역수를 취한다.

식(6)에서 Flux $\boldsymbol{F}$는 검사체적의 각 면에 정의되고 대류항 $\boldsymbol{C}$의 평가는 검사체적의 중심에서 행한다. 따라서 검사체적 내의 운동량변화는

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

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

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

단, $\boldsymbol{q}$는 속도와 같은 물리량을 나타내며, 체적 flux는 다음과 같다.

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

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

$$\boldsymbol{F}^{j}_{i}=\frac{1}{2}(\boldsymbol{U}^{j}_{i}-|\boldsymbol{U}^{j}_{i}|)q^{+}_{i}+\frac{1}{2}(\boldsymbol{U}^{j}_{i}+|\boldsymbol{U}^{j}_{i}|)q^{-}_{i} \quad (10)$$

여기서, q_i^+와 q_i^-는 flux 평가점에의 물리량의 보정치이다. Flux 정의점과 물리량의 정의점이 각각 반 cell씩 어긋나 있다고 한다면 그때의 보정치는 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 Φ_1^-, Φ_1^+, Φ_2^-, Φ_2^+는 격자간격의 함수이며, 다음 식으로 나타낸다(Park el al., 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_i는 conjugate length로서 변수 정의점의 간격을 나타내며, 다음과 같이 정의된다.

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

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

$$\begin{aligned}\Phi_1^-&=\Phi_1^+=\frac{1}{6}\\ \Phi_2^-&=\Phi_2^+=\frac{1}{3}\end{aligned} \tag{16}$$

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 limiter (Chakravarthy and Osher, 1985)를 도입하면,

$$\begin{aligned}q_i^-=q_{i-\frac{1}{2}}&+\mathrm{minmod}(\Delta_{-1},b\Delta_0)\Phi_1^-\\&+\mathrm{minmod}(\Delta_0,b\Delta_{-1})\Phi_2^-\end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned}q_i^+=q_{i+\frac{1}{2}}&-\mathrm{minmod}(\Delta_0,b\Delta_{+1})\Phi_1^+\\&-\mathrm{minmod}(\Delta_{+1},b\Delta_0)\Phi_2^+\end{aligned} \tag{18}$$

단, $\Delta_0=u_i-u_{i-1}$로 정의하며, b는 본 연구에서 4를 취한다.

2.3 확산항의 차분 스킴

식(5)에서의 확산항 $\bar{\mathbf{D}}$는 2차 정확도의 중심차분을 이용해서 평가한다. 즉, 확산에 의한 운동량 flux를 $\boldsymbol{G}$로 표시하고 텐서 표기로 다음과 같이 나타낸다.

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

여기서, ν_t는 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 푼다. 난류모델에는 여러 가지 모델이 제안되어 있지만, 보편적인 난류모델은 존재하지 않으며, 각각의 문제에 알맞은 모델을 선정하고 그에 따른 튜닝이 중요하다.

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

$$-\tau_{ij}=2\nu_t\overline{e^{ij}} \tag{20}$$

여기서, ν_t는 SGS 응력의 와점성계수이고, $\overline{e^{ij}}$는 GS성분의 변형텐서이며 Smagorinsky의 모델을 이용하여 각각 다음과 같이 정의한다.

$$\nu_t=L_s^2\sqrt{2\,\overline{e^{ij}}\,\overline{e^{ij}}}=L_s^2|w| \tag{21}$$

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

단, length scale L_s는 Takakura el al.(1989)에 의해 다음 식으로 산출한다.

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

여기서, $C_1=0.5$, Δx^1, Δx^2, Δx^3는 각각 ξ^1, ξ^2, ξ^3 방향의 격자간격이다.

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

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

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

$$\begin{aligned}y^+=u^+&+0.1108\left\{e^{0.4u^+}-1-0.4u^+-\frac{(0.4u^+)^2}{2!}\right.\\&\left.-\frac{(0.4u^+)^3}{3!}-\frac{(0.4u^+)^4}{4!}\right.\end{aligned} \tag{25}$$

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

$$y^+=u_\tau yRe \tag{26}$$

$$u^+ = |u| / u_\tau \tag{27}$$

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 후방 계단 모형 주위의 흐름장에 관한 수치 시험

본 시뮬레이션에 앞서 2장에서 설명한 LES 해석법의 타당성 검증을 위하여 2차원 후방 계단 (backward step) 모형 주위의 흐름장에 관한 수치 실험을 행하였다. 이 경우, 계단 높이 (h)를 사용한 레이놀즈 수 (Re_h)는 5,000이며, 입구경계에서의 속도 프로파일은 NASA Ames Research Center에서 Jovic and Dirver (1994)에 의해 수행한 실험결과를 이용하였다. 하부 벽면은 점착조건을, 상부 벽면은 대칭조건을 적용하였다. 계산 결과를 Fig. 2-5에 표시하였다. Fig. 2는 평균 속도 벡터장과 유선의 분포를, Fig. 3은 하부 벽면을 따른 압력 계수의 분포를, Fig. 4는 하부 벽면을 따른 표면마찰 계수의 분포를 각각 나타낸다. 시뮬레이션 결과와 실험결과는 잘 일치하고 있으며, 계단의 $10h$ 안쪽에서 압력의 회복이 나타나는 점과 최소 표면 마찰 계수 값이 재부착 영역에서 나타나는 점 등 흐름의 특성 또한 동일함을 알 수 있다. Fig. 5에는 서로 다른 지점에서의 평균 속도 프로파일을 실험값과 비교하였다. 양자는 서로 같은 경향을 보이고 있으며, 특히 x/h=4에서는 표면 마찰 계수 값이 최소가 됨을, x/h=6에서는 흐름의 재부착이 일어남을 알 수 있고, x/h=10 이후에는 흐름의 회복이 일어남을 알 수 있다.

위의 사실로부터, 본 시뮬레이션 해석 기술은 흐름의 박리 현상을 동반한 와유동장을 수치적으로 잘 재현한다는 사실을 알 수 있다.

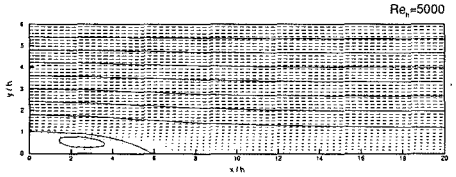

Fig. 2 Calculated mean velocity vector and streamline fields downstream of the step for Re_h=5,000

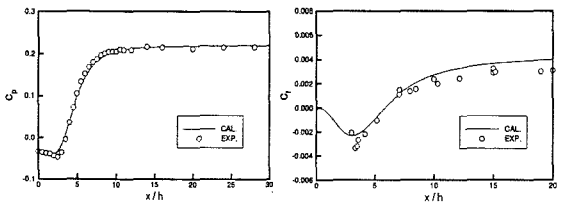

Fig. 3 Comparison with expeeriments by Jovic and Driver (1994) for pressure coefficients (left) and skin-friction coefficients (right) along the bottom wall

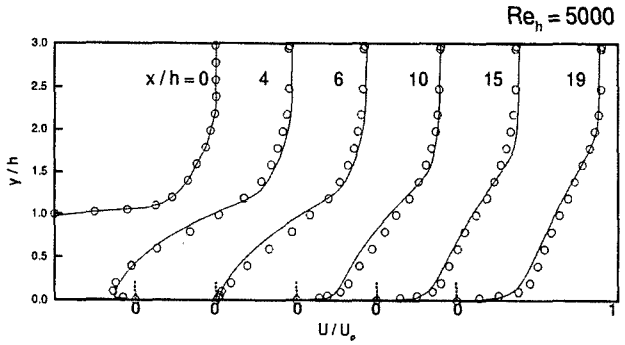

Fig. 5 Comparison of velocity profile with experiments by Jovic and Driver (1994)

3.2 시뮬레이션 조건

Table 1에는 시뮬레이션 조건을 정리해 놓았다.

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

Fig. 6은 시뮬레이션에 사용한 격자계를 표시한다. 각각의 경우에 있어, 충분한 예비 시뮬레이션을 행하였으며, Fig. 6에 보이는 것과 같이 최적화된 격자계를 최종적으로 사용하였다. 격자계는 단순한 H 형상이며, 사용한 격자수는 130×(30 ~ 40)의 약 4만개이다.

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

Table 1 Condition of simulation

Geometric Parameters	
Half breath, b	0.0972
The length fot the shoulder, L_1+ L_2	1.0
Slant angle, β	15, 20, 23, 25, 30 & 40
Computational Condition	
Reynolds number, Re	1.0×10^6
Min. grid spacing in ξ^1-direction	2.0×10^{-3}
Min. grid spacing in ξ^2-direction	1.0×10^{-4}
Time increment, t	$2.5\sim5.0\times10^{-4}$
Acceleration time	4.0
Total calculation time	20.0

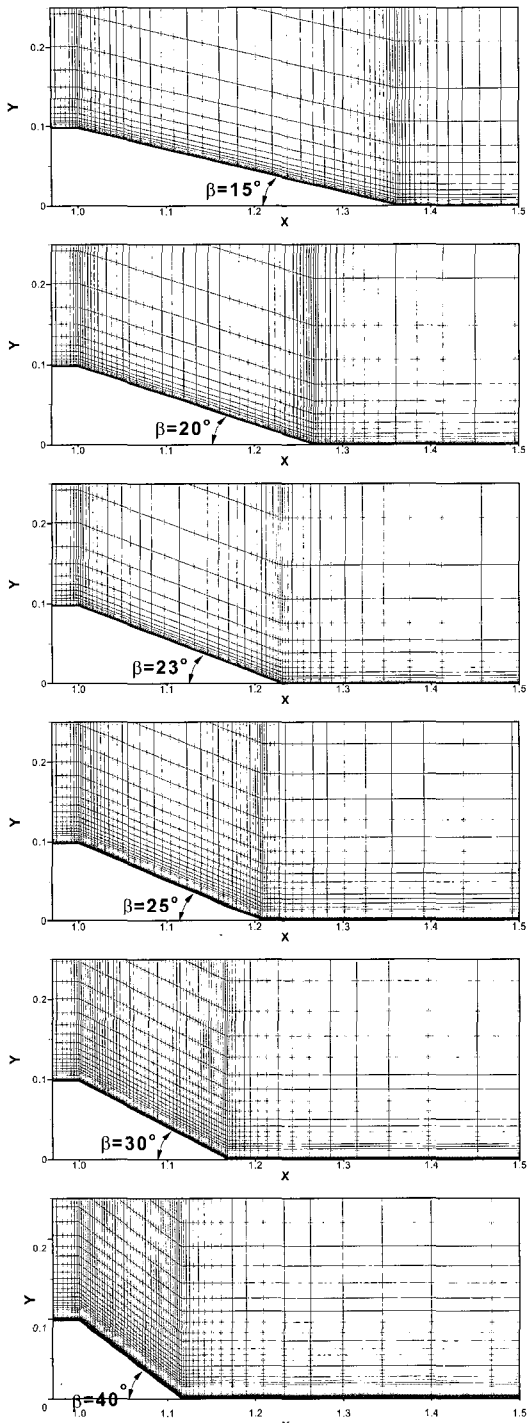

Fig. 6 Grid systems for simulation near the afterbodies

3.3 시뮬레이션 결과 및 검토

Fig. 7은 경사각이 다른 6가지 경우에 있어서 수치실험을 통해 얻어낸 전 저항의 시계열 데이터를 나타낸다. 이 결과로부터 무차원 시간 15～20까지의 시간평균을 취한 저항성분의 값을 Fig. 8에 보인다. 3차원 경우(Miyata and Ogawa, 1994)에서와 마찬가지로, 2차원의 경우에서도 경사각의 임계각 범위 $20^{\circ} < \beta < 24^{\circ}$에서 저항치가 급격히 변화하고 있음을 알 수 있다. 과연 이 임계각 범위 내에서는 어떤 일들이 일어나고 있는 것일까?

Fig. 9에는 무차원 시간 20에서의 순간 유선을 나타낸다. 경사각 β가 20°의 경우 물체후방의 경사면 위에 적은 범위에서 보여지는 유체의 회전영역이 경사각이 급해짐에 따라 경사면 전체에 걸쳐 폭넓게 형성된다는 사실을 알 수 있다. 이 사실은 Fig. 10에 표시하는 와동장의 분포에서 더 명확히 나타난다. β가 25°보다 커질 때, 경사면 부근에는 기존의 회전방향과 반대방향의 2차적인(secondary) 와류가 형성이 되며, β가 증가함에 따라 점차 폭넓게 분포하고 있다는 사실을 알 수 있다. 이러한 복잡한 와유동이 물체의 저항을 증가시키는데 큰 공헌을 하고 있다고 볼 수 있다. 이와 관련하여 물체 주위의 압력장을 Fig. 11에 나타내며, 물체표면의 압력분포를 Fig. 12에 나타낸다. 단, 표면압력 분포는 T= 15～20의 시간 평균치를 나타낸다. 물체의 어깨 부분에서 급격히 압력이 저하되며, 경사각이 커짐에 따라 표면압력 분포 역시 급격히 변화하는 모습을 보인다.

마지막으로, Fig. 13에는 $\beta = 20^{\circ}$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.

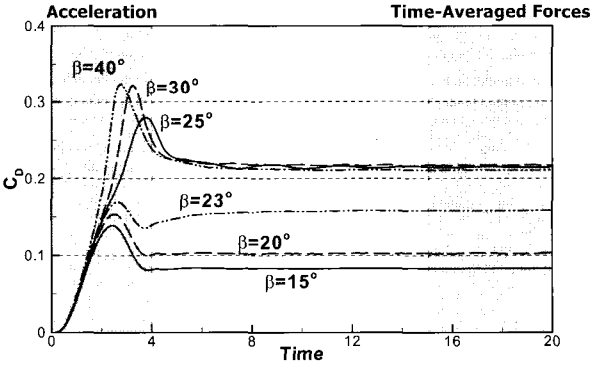

Fig. 7 Time evolution of drag coefficients for six cases of different slant angles of afterbodies

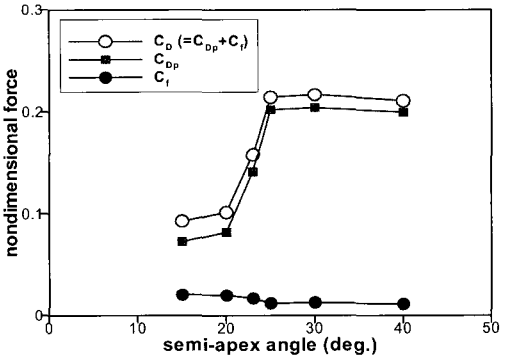

Fig. 8 Change of computed drag coefficient due to the variation of the slant angle of afterbodies

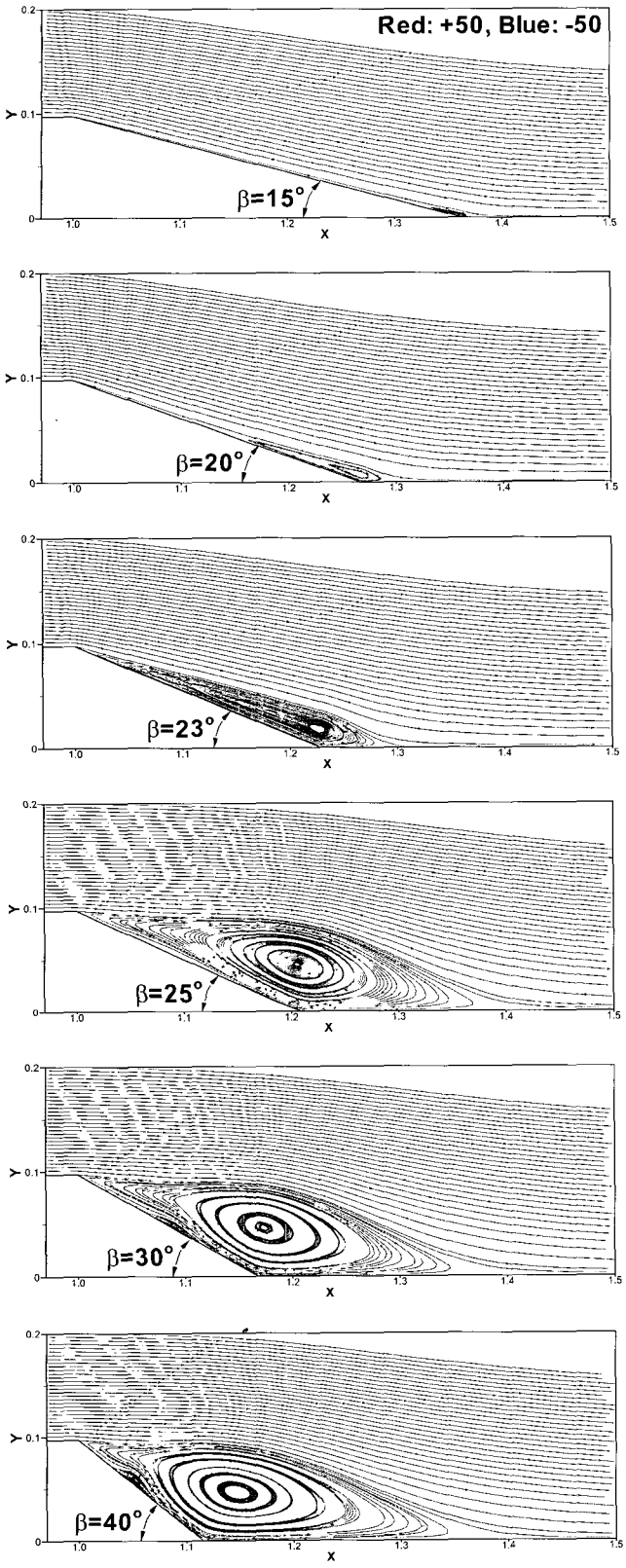

Fig. 9 Distribution of time-averaged mean Streamlines near the afterbodies

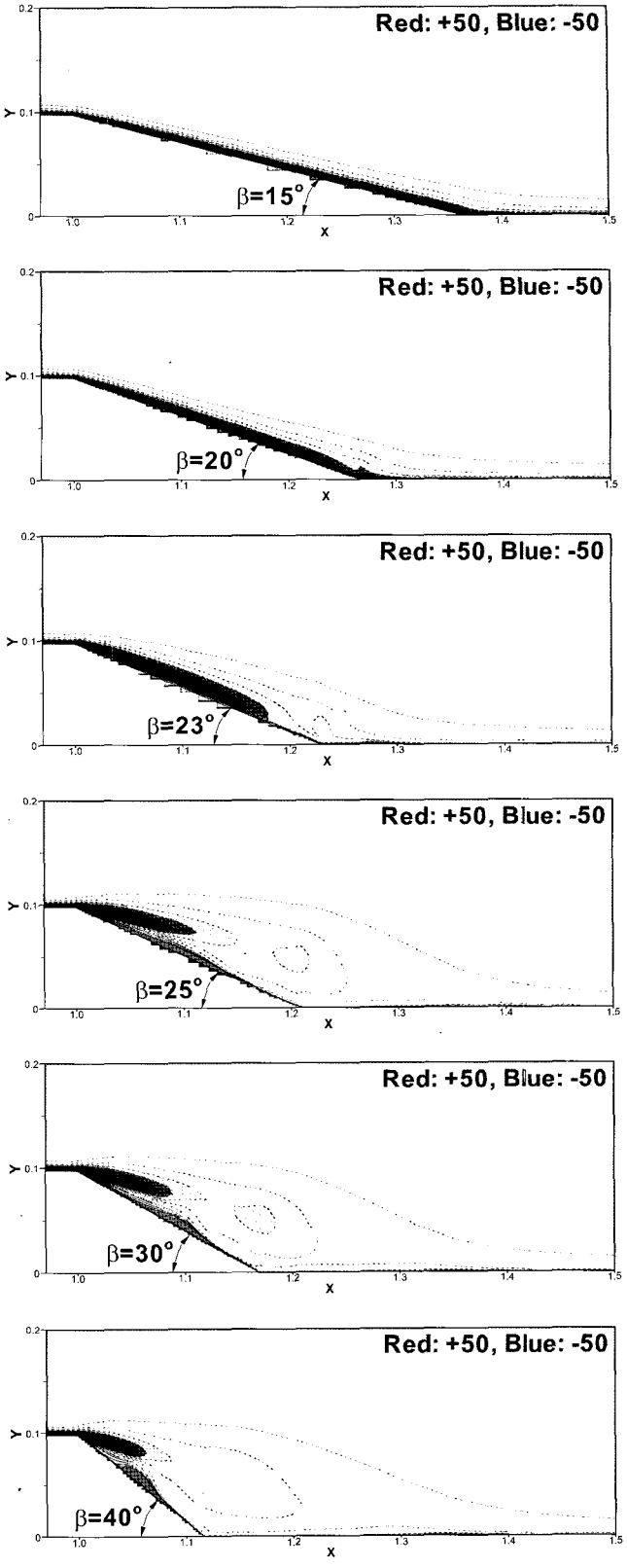

Fig. 10 Vorticity Fields near the afterbodies drawing at T=20, in which the dotted blue zone indicates clockwise rotation and the solid red zone counterclockwise at intervals of 10

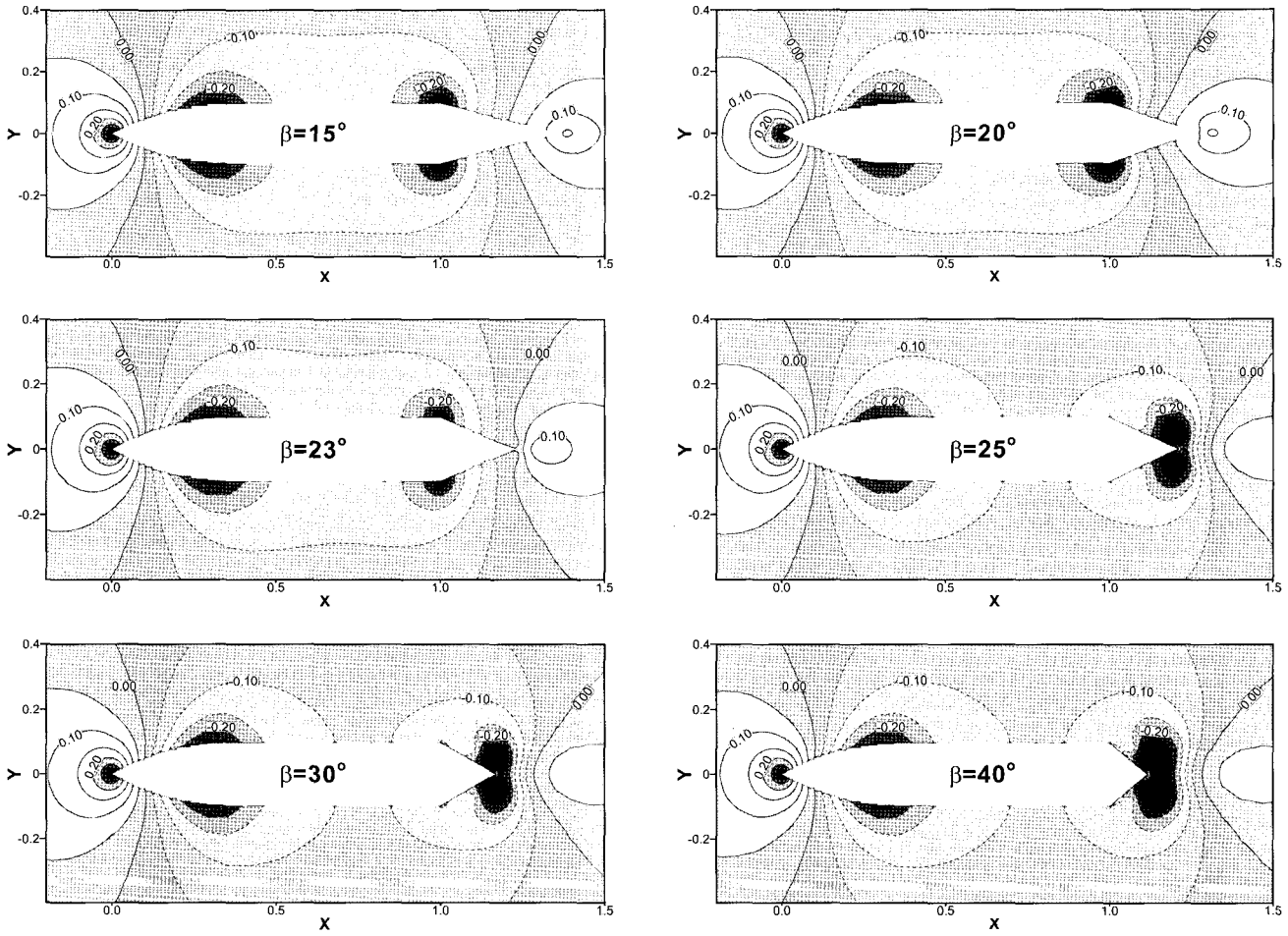

Fig. 11 Pressure distribution around a body at T=20, in which the dotted lines are negative and the solid lines positive at intervals of Δ Cp=0.05

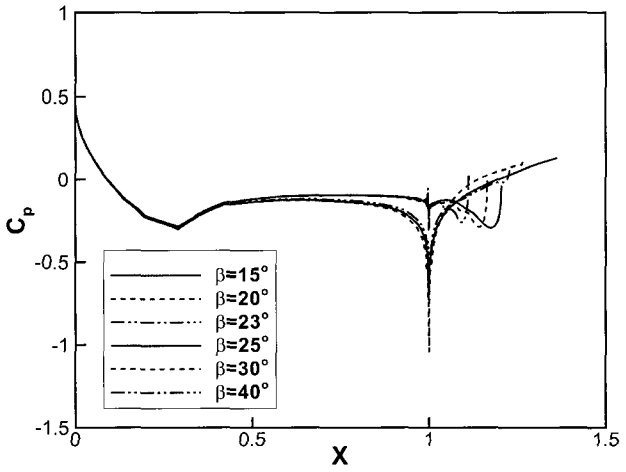

Fig. 12 Time-averaged pressure coefficients distributed along the body with six different slant angles of afterbodies. The pressure coefficients are averaged during T=15 ~ 20

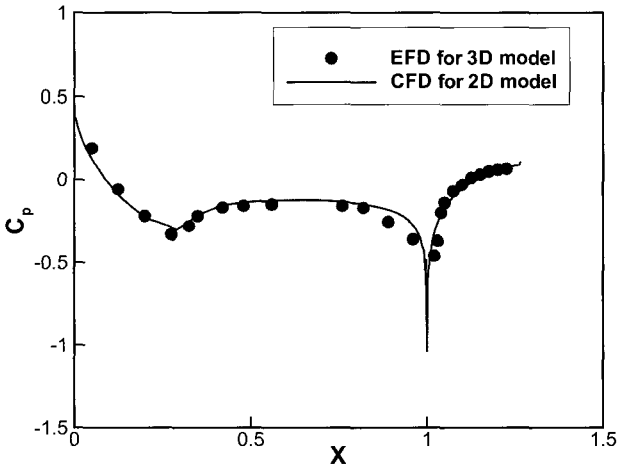

Fig. 13 Computed pressure coefficients on body surface compared with the experiments by Park et al. (1992) for the case of β=20°

4. 물체 후방의 형상 설계

앞서의 난류 유동장 해석에 관한 이해를 바탕으로 하여 박리점이 명확한 물체의 후방부분에 대한 형상설계를 하고, 형상변화에 따른 유동장을 시뮬레이트하여 물체 후방의 난류 유동이 저항 감소에 미치는 영향을 살펴보았다.

4.1 설계 개요 및 방법

설계의 개요는 천이각도인 경사각 23°에 대한 물체 후방의 직선부분의 형상을 다음과 같이 세 가지 경우에 대하여 개량하는 것이다.

(CASE 1) 직선 부분에 1주기의 sin함수 형상을 적용한다. 단, sin함수의 진폭은 경사길이를 기준으로 각각 2%, 5%, 8%, 10% 및 15%의 5가지 경우를 적용한다. Fig. 14(a)는 5, 10%일 때의 형상을 보여준다.

(CASE 2) Case 1의 결과로부터 최소의 형상저항을 나타내는 진폭에 대하여 그 진폭을 유지하고 단지 주기만 변화시킨다. 이때, sin함수의 1/2주기, 1주기, 3/2주기, 2주기, 5/2주기 및 3주기의 형상을 적용하였다. Fig. 14(b)는 1/2과 3/2 주기의 형상을 보인다.

(CASE 3) Case 1과 2와는 달리, 후반부 길이 L3을 70:30, 80:20, 90:10 및 95:5의 비율로 나누어 전반부는 경사각 20°의 직선, 후반부는 포물선 형상을 각각 적용한다. Fig.14(c)는 80:20과 95:5의 비율에 대한 형상을 나타낸다.

4.2 시뮬레이션 결과 및 검토

Fig.15는 Case 1의 진폭변화에 따른 저항변화를 나타낸다. 전반적으로 전저항의 변화 추이는 5% 진폭의 경우에 최소저항을 보이며 이를 기준으로 하여 그 외에는 증가하는 추세를 보이고 있다. 이때, 5%진폭의 경우 23° 경사 직선의 경우에 비해 약 20% 정도 저항이 감소되었다. 이는 Fig.16의 시간 평균된 유선도에서 보여주는 바와 같이, 5% 진폭의 경우에 경사면에 걸친 와류의 형성범위가 상대적으로 적게 나타난데 기인한다.

Case 2의 주기변화에 따른 저항변화의 결과를 Fig.17에 나타낸다. 모든 경우에 있어서 1주기의 경우에 비해 저항이 감소되는 경향을 보인다. 특히 3/2주기를 가질 때의 전저항은 점선으로 표시된 23° 경사 직선일 때의 전저항에 비해 30%가량 감소하였다. Fig.18은 이때의 시간 평균된 유선도를 나타낸다. 3/2주기의 경우, 1/25이나 1주기 때와 비교해 와류의 형성범위가 분산되어 있고 전반적으로 와류에 의한 영향이 적게 나타난다.

마지막으로 Case 3의 경우, Fig.19에서 보이는 바와 같이 직선과 포물선의 적용 비율에 따른 저항의 변화에는 큰 차이가 없었다. 하지만, 그림에서 점선으로 표시된 23° 경사 직선의 경우에 비하여 비율 95:5일 경우에는 무려 37%의 저항감소를 보여주고 있다. Fig.20은 시간 평균된 유선도를 나타낸다. 포물선 부분의 비율이 감소할수록 와류의 형성 영역이 줄어들고 있음을 알 수 있다.

이들 결과들로부터, 물체 형상의 변화로 인한 와류의 거동과 물체 저항 사이의 밀접한 관계를 이해할 수 있었으며, 최소저항의 물체 형상을 설계하기 위해서는 LES에 의한 유동장 시뮬레이션 방법이 유용하다는 사실을 알 수 있었다.

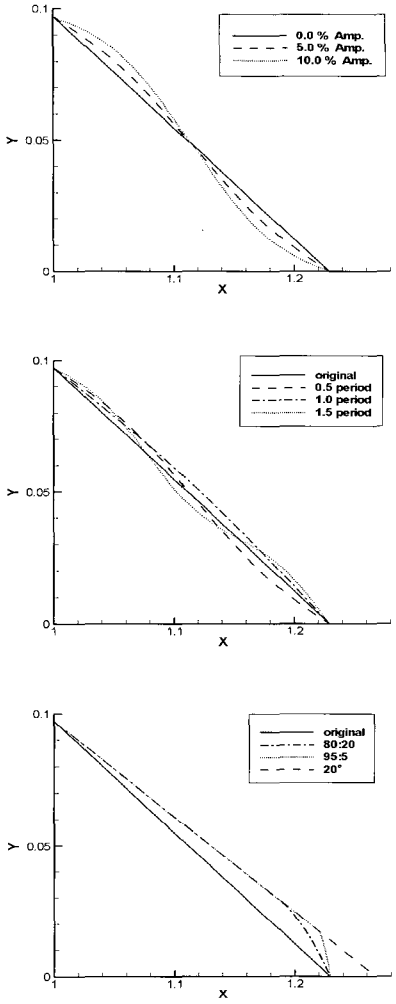

Fig. 14 Configuration design of afterbody with 23° slant angle: (a) sine functions with various amplitudes, (b) sine functions with various periods, and (c) 20° lines with parabolic ending

5. 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 한국과학재단 첨단조선공학연구센터(ASERC)의 지원과 부산대학교 연구(보조)비(4년과제)의 지원으로 이루어 졌습니다.

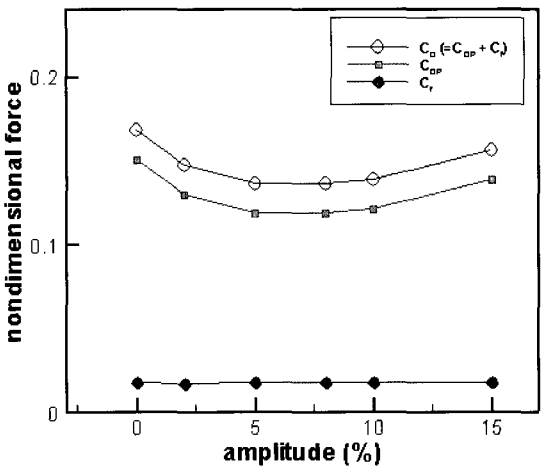

Fig. 15 Non-dimensional forces for the designed configurations in Case 1

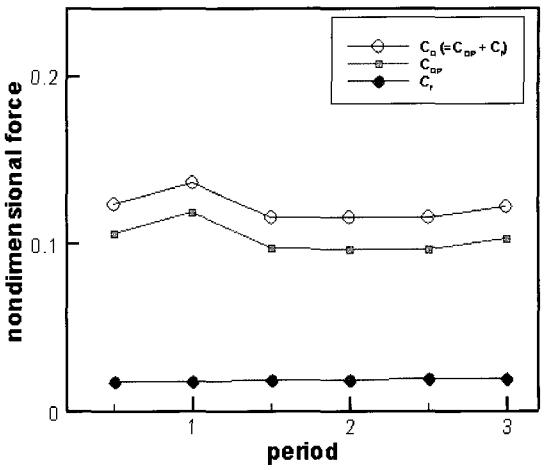

Fig. 17 Non-dimensional forces for the designed configurations in Case 2

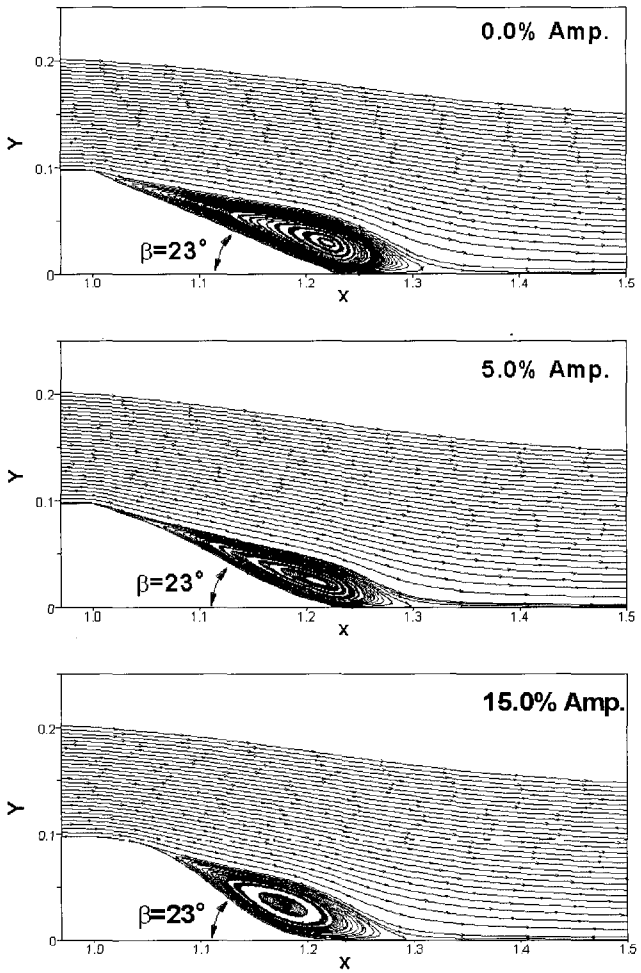

Fig. 16 Distribution of time-averaged mean streamlines near the afterbodies in Case 1

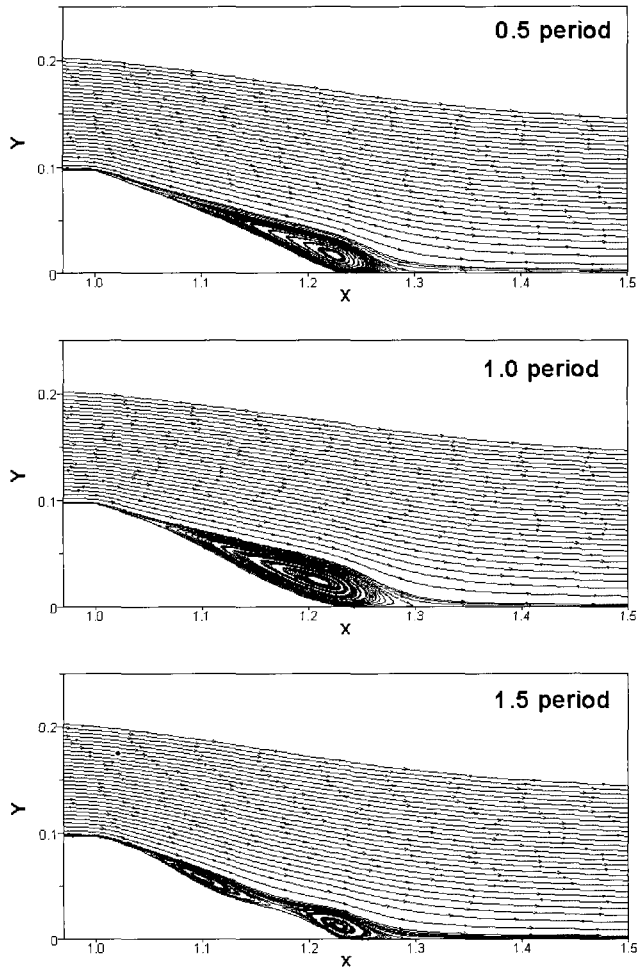

Fig. 18 Distribution of time-averaged mean Streamlines near the afterbodies in Case 2

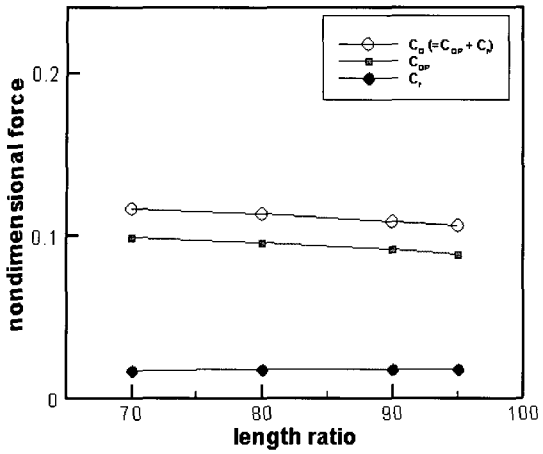

Fig. 19 Non-dimensional forces for the designed configurations in Case 3

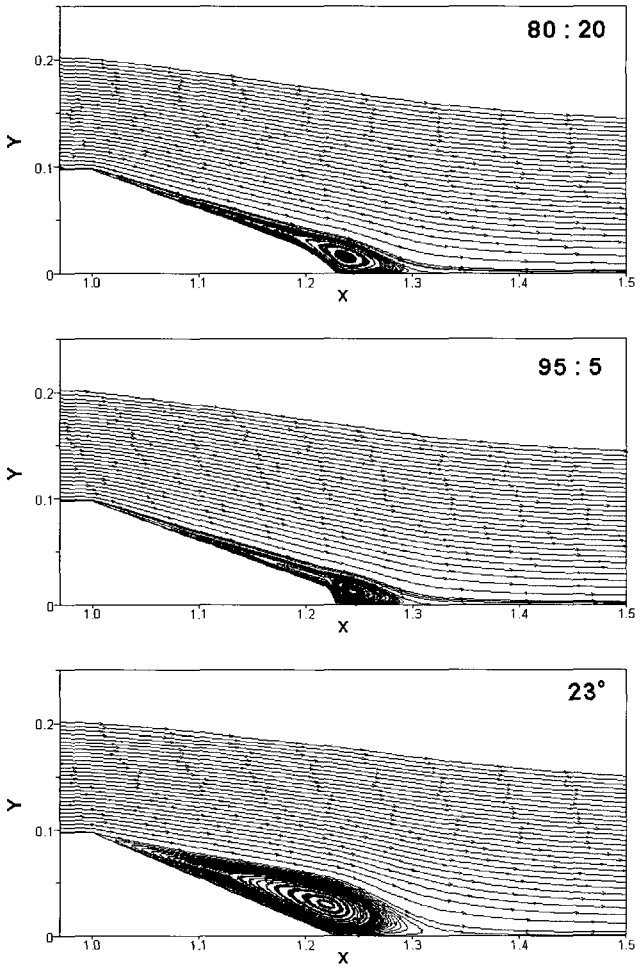

Fig. 20 Distribution of time-averaged mean streamlines near the afterbodies in Case 3

참 고 문 헌

Chakravarthy, S.R. and Osher, S. (1985). "A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Law", AIAA paper, No 85-0363.

Jovic, S. and Driver, D.M. (1994). Backward-Facing Step Measurements at Low Reynolds Number, Re_h=5000, NASA Technical Memorandum 108807, NASA Ames Research Center.

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.

Miyata, H. and 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. 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. et al. (1992). "Wave-Wake Interactions about a Body of Revolution Advancing beneath the Free-Surface", *Proc. the 19th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Seoul, Korea, pp 539-556.

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, KCORE, Vol 4, No 2, pp 1-5.

Rhie, C.M. and Chow, W.L. (1983). "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailng Edge Separation", AIAA Journal, Vol 21-11, pp 1-5.

Sawada, K. and 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. and Ishiguro, T. (1989). "Turbulence Models for Transsonic Viscous Flow", AIAA paper, No 89-1952CP.

2003년 6월 30일 원고 접수
2003년 8월 4일 최종 수정본 채택