

# 초저속 영역에서 난류 촉진기 주위 천이 유동의 직접 수치 및 대형 와 모사

이상봉<sup>†</sup>  
동아대학교 조선해양플랜트공학과

## Direct Numerical and Large Eddy Simulations of Transitional Flows around Turbulence Stimulators at Very Low Speeds

Sang Bong Lee<sup>†</sup>  
Department of Naval Architecture and Offshore Engineering, Dong-A University

This is an Open-Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution Non-Commercial License(<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0>) which permits unrestricted non-commercial use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

Direct numerical and large eddy simulations of transitional flows around studs installed on flat plate and bulbous bow have been performed to investigate an effectiveness of turbulence stimulators on laminar-to-turbulence transition at a very low speed. The flow velocity was determined to be 0.366m/s corresponding to 4 knots of full-scale ship speed when the objective ship was Kriso container ship. The spatial evolution of skin friction coefficient disclosed that a fully development of turbulence was observed behind the second stud installed on flat plate while a rapid transition from laminar to turbulence gave rise to the fully development of turbulence behind the first stud installed on bulbous bow. A comparison of streamwise mean velocity profiles showed that the viscous sublayer and log-layer were in good agreement with previous results although the friction velocity of Smagrosinsky sub-grid scale model was about 10% larger than that of direct numerical simulation. While the turbulence intensities of bulbous bow was similar to those of flat plate in inner region, larger intensities of turbulence were observed in outer region of bulbous bow than those of flat plate.

**Keywords** : Large eddy simulation(대형 와 모사), Direct numerical simulation(직접 수치 모사), Turbulence stimulator(난류 촉진기), OpenFOAM(오픈폼), Transitional flow(천이 유동)

## 1. 서론

실선의 저항 성능을 추정하기 위해 프루드수(Froude number,  $F_n$ )의 상사성에 기반하여 모형선의 저항 성능을 실험적으로 계속 하거나 수치적으로 해석하는데, 필연적으로 레이놀즈수(Reynolds number,  $R_n$ )의 차이에 따른 유동 특성의 부동성이 발생한다. 특히 구상 선수에서의 유동 특성을 비교할 경우 실선에서는 완전 발달된 난류가 발생하는 반면 모형선의 구상 선수에서는 층류 혹은 층류에서 난류로의 천이가 발생한다. 따라서 난류 유동으로의 천이를 촉진함으로써 실선의 저항 성능을 보다 합리적으로 추정하기 위해 모형선의 구상 선수에 스테드, 사포 등과 같은 난류 촉진기를 설치하는 방법이 많이 적용되고 있다. 대표적으로 ITTC-2002 (2002)에서는 스테드나 철사를 이용한 난류

촉진, 모래 띠(sand strip)나 Hama 띠를 이용한 난류 촉진 등에 대해 규격, 설치 위치 등에 대한 가이드라인을 제시하였다. 또한 산업체 및 연구 기관의 수조에서는 자체 경험을 바탕으로 모형선에 난류 촉진기를 사용해왔다. Choi et al. (2010), Lee and Lee (2014), Park et al. (2014) 등과 같이 Fluent, STAR-CCM+, OpenFOAM 등을 사용하여 선체 저항을 수치 해석한 연구에서도 벽면이 시작하는 부분에서부터 난류가 충분히 발달되었음을 가정한 난류 에너지 생성항 모델을 사용하였다 (Park et al., 2013).

실제 속도와 같이 충분히 높은 속도에서 모형 시험을 수행할 경우 기존 연구에서 사용하는 난류 촉진기를 통해 완전 발달된 난류 유동을 얻을 수 있다는 가정이 타당하게 받아들여졌으며, 모형 시험 결과 또한 높은 통계적 신뢰도를 보여주었다. 그러나 국제해사기구에서 최소 추진 동력(minimum propulsion power)에 대한 규정 (MEPC.1/Circ.850/Rev.1 2015)을 채택함에 따라 최

근에는 실선 기준 4노트에 해당하는 속도에서 모형 시험을 수행해야 하는 문제가 대두되었다. 이러한 속도는 1/30~1/60의 모형 척도에서 0.266 m/s~0.376 m/s에 해당하는 매우 낮은 구간이므로 실선 저항 성능을 합리적으로 추정하기 위해서는 기존의 설치 기준에 따른 난류 축진기가 매우 낮은 속도의 모형선 선수부에서 충분히 발달된 난류 상태를 만들 수 있는가에 대한 연구 결과가 뒷받침되어야 한다.

난류 축진기 주위 유동에 대한 연구와 관련하여 Lee et al. (2017)은 평판에 설치된 스테드 주위 천이 유동의 대형 와 모사 (Large Eddy Simulation, LES)를 위해 격자 테스트를 수행하였다. 스테드 후류에서의 주 유동 방향 와도와 압력 계수를 통해 유동 속도 1m/s인 경우에 대해  $\Delta x_{\min}=7.6$ ,  $\Delta x_{\max}=41$ ,  $\Delta y_{\text{wall}}=0.25$ ,  $\Delta z=7.6$ 의 격자 간격을 선정하였다. 상기 격자 간격을 사용하여 주 유동 방향 0.476 m, 높이 방향 0.0476 m, 횡방향 0.0254m의 계산 영역에 대해 격자를 생성할 경우 1500만 개 이상의 격자가 필요하다. 그러나 기존의 연구는 평판에 난류 축진기가 설치된 상태를 가정함으로써 구상 선수와 선수부에 난류 축진기를 설치하는 모형선과 유동 특성에 다소 차이가 있을 수 있다. 즉 기존 연구에서는 유속에 따른  $Re_0$ 를 고려하여 평판 종류 경계층을 입구 유동으로 사용하였으므로 구상 선수의 곡면에 따른 입구 유동의 변화를 고려하지 못한 한계가 있다. 또한 실선 기준 4노트에 해당하는 초저속 영역(모형선 기준 0.366m/s)에서 상기 격자 간격이  $\Delta x_{\min}=2.9$ ,  $\Delta x_{\max}=16$ ,  $\Delta y_{\text{wall}}=0.1$ ,  $\Delta z=3.00$ 이 되어 직접 수치 모사(direct numerical simulation, DNS)에 해당하는 격자 해상도에 해당하므로 초저속 영역에서 LES를 통해 난류 축진을 연구한다는 관점에서 본다면 격자의 수치적 비효율성에 대한 문제가 제기될 수 있다. 따라서 향후 연구에서 LES를 통해 난류 축진기 주위의 유동을 효율적으로 해석하기 위해서는 평판에 설치된 스테드 주위 유동과 구상 선수 및 선수부에 설치된 스테드 주위의 유동이 얼마나 차이가 있는지, LES에서 얻어진 유동장이 DNS의 유동장과 얼마나 차이가 있는지에 대한 선행 연구가 필수적이다.

평판과 달리 구상 선수 및 선수부에 설치된 스테드 주위의 유동에 대한 DNS 및 LES를 수행하기 위해서 두 가지 사항을 반드시 고려해야 한다. 첫 번째는 스테드가 설치된 영역의 기하학적 형상을 결정하는 것이다. 평판에서는 기존의 해석 형상과 같이 두 개의 스테드가 주 유동 방향으로 나란히 설치된 경우를 가정하고 횡 방향으로 주기적인 경계 조건을 적용할 수 있다. 그러나 구상 선수 및 선수부에 스테드가 설치된 경우 격자수의 한계로 인해 구상 선수 및 선수부 전체에 대해 DNS나 LES를 수행하는 것이 불가능하므로 한정된 계산 영역에 적용할 수 있는 기하학적 형상을 어떻게 결정할 것인가에 대한 고민이 필요하다. 두 번째는 DNS 및 LES를 위한 계산 영역의 크기를 결정하는 것이다. 평판에서의 유동을 해석하는 경우 스테드에 의한 영향이 무시될 수 있는 위치에 입구 경계를 설정하고 출구 경계 조건이 스테드의 후류에 영향을 주지 않도록 계산 영역의 주 유동 방향 길이를 결정하며, 난류 경계층의 발달 및 스테드에 의한 유동 변화에 영향을 주지 않도록 계산 영역의 높이를 설정한다. 즉 평판에서는 스

테드의 특성 길이가 계산 영역을 결정하는 주요 인자인 반면 구상 선수 및 선수부에 설치된 스테드 주위의 유동 해석에서는 스테드 뿐만 아니라 구상 선수의 특성 길이가 계산 영역을 결정하는 주요 인자가 된다. 스테드에 비해 구상 선수의 기하학적 특성 길이가 매우 크기 때문에 계산 영역의 주 유동 방향 길이 및 높이가 커야 하고 이로 인해 격자수가 증가하므로 효율적인 계산 영역 및 경계 조건에 대한 검토가 필요하다.

본 연구에서는 소스가 공개된 OpenFOAM 라이브러리를 사용하여 KCS(Kriso Container Ship)의 구상 선수에 설치된 스테드 주위 유동에 대한 DNS와 LES를 수행하였다. Lee(2016)의 연구 결과에서 보듯이 시공간의 2차 차분법을 적용할 경우 OpenFOAM을 통해 DNS 수준의 결과를 충분히 얻을 수 있다. 본 연구에서는 먼저 3차원 RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes) 해석을 수행하여 선수부에서 유선(streamline)의 기하학적 형상을 추출하였다. 유선의 각 지점에서 곡률 변화를 분석하여 이와 동일한 2차원 형상을 도출하였다. 그리고 상기 2차원 형상에 대해 2차원 RANS 해석을 수행함으로써 효율적인 계산 영역 및 경계 조건을 분석하였다. 2차원 계산 영역을 횡 방향으로 확장하고 주기적 경계 조건을 부과함으로써 구상 선수에 설치된 스테드 주위 유동에 대한 DNS 및 LES 해석을 수행하였다.

## 2. 수치 기법

본 연구에서 스테드가 설치되어 있다고 가정한 대상선은 선형 이 공개된 KCS이며, 주요 제원은 표 1과 같다. 선수부의 유선을 얻기 위해 기존 연구에서 사용한 해석 조건, 격자 및 수치 기법과 동일한 방법을 사용하여 3차원 RANS 해석을 수행하였다 (Lee & Lee 2014). 난류 모델은  $k-\omega$  SST를 사용하였으며, 자유 수면을 고려하기 위해 VOF(Volume of Fluid) 기법을 적용하였다. 시간 차분은 1차 정확도의 국소 시간 기법(local time stepping)을 적용하였으며, 격자면에서의 물리량을 내삽하기 위해 선형 보간법을 적용하였다. 수치 안정성을 위해 대류항에 대해 TVD(Total Variation Diminishing) 특성을 지닌 van Leer 제한자(limiter)를 적용하였다. 실제 흡수와 실제 속도에서 해석을 수행하였으며, 중력 방향의 병진 운동(heave)과 횡축 방향의 회전 운동(pitch)을 적용함으로써 선박의 동적 자세를 고려하였다. 효율적인 격자 구성을 위해 벽함수를 사용하였으며, 선체 벽면에서는 5개의 프리즘 층을 적용한 결과 전체 격자수는 872,164개이다. 이를 위해 사용한 격자는 Fig. 1과 같다. 선체 표면에는 총 38,988개의 격자면을 생성하였으며, 계산 완료 후 확인한 선체 표면에서의 평균  $y^+$ 는 약 280이다. 경계면 중 symmetry에 대해서는 대칭 경계 조건을 적용하였으며, top과 outlet에 대해서는 Neumann 경계 조건을 적용하였다. 그리고 side와 inlet의 속도에 대해서는 실제 속도를 이용한 Dirichlet 경계 조건을 적용한 반면 입력에 대해서는 Neumann 경계 조건을 적용하였다. VOF에 대해서는 자세 변화에 따른 격자의 병진 및 회전을 고려하기 위해 자유 수면의 수직 위치를 고정하는 경계 조건을 적용하였다.

Table 1 Principal particulars of KCS

Particulars	Full scale	Model scale
LBP (m)	230.0	7.2786
LWL (m)	232.5	7.3577
Draft (m)	10.8	0.3418

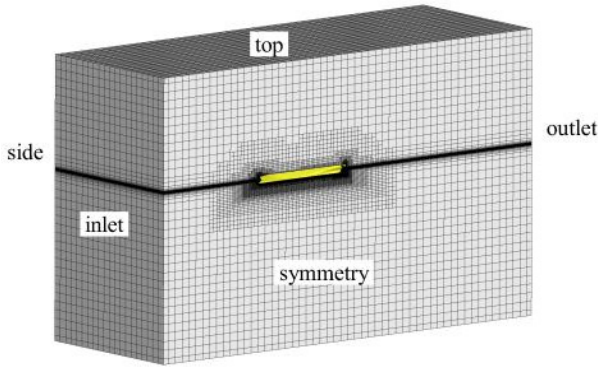


Fig. 1 Numerical domain for RANS simulation

Fig. 2(a)에서 보는 바와 같이 RANS 해석 결과를 바탕으로 구상 선수의 꼭지점에서 시작하는 유선을 추출하였다. 3차원 유선에 대해 Fig. 2(b)처럼 유선을 따라가는 1차원 좌표계( $\eta$ )를 설정하고, 구상 선수의 꼭지점을  $\eta=0$ 으로 정하였다.  $\eta$ 가 증가함에 따라 유선의 곡률 변화( $\Delta\theta$ )를 계산하여 Fig. 2(c)에 나타내었다. 그림에서  $\eta$ 에 따라  $\Delta\theta$ 가 살짝 튀는 부분( $\eta=0.08$  m,  $0.16$  m~ $0.18$  m)을 볼 수 있는데, 선체 곡면의 경계면에 표면 격자가 붙으면서 나타난 특성에 의해 한계 유선의 곡률이 곡면의 경계에서 왜곡되어 나타난 현상이다. 본 연구에서는 이를 공간 평균하여 부드럽게 처리한 이후 한계 유선의 곡률을 재구성하였다.  $\eta=0$ 에서  $\theta=0$ 이라고 할 때 아래 수식을 사용하여 3차원 유선과 동일한 곡률 변화를 갖는 2차원 형상을 직교 좌표계( $x$ - $y$  coordinate)에 생성하였다.

$$x = \int \sin\theta d\eta, \quad y = \int \cos\theta d\eta \quad (1)$$

첫 번째 스테르트가 벌브의 중간, 두 번째 스테르트가 St.19.5에 설치된다고 가정할 때 유선 좌표계 기준으로 첫 번째 스테르트는  $\eta=0.142$  m, 두 번째 스테르트는  $\eta=0.453$  m에 위치하게 된다. 따라서  $\eta=0.6$  m 이후는 형상의 변화가 없다고 가정할 경우 직교 좌표계에서의 2차원 형상을 고려한 계산 영역은 Fig. 3(a)와 같이 구성할 수 있다. 입구 경계는 구상 선수 꼭지점으로부터 3 m 상류에 위치하며, 계산 영역의 윗면도 구상 선수로부터 3 m 떨어진 지점에 위치하여 구상 선수에 의한 경계층 형성이 경계 조건에 의해 왜곡되지 않도록 하였다. 그리고 압력 구배로 인한 벽함수의 오차를 배제하기 위해  $y$ 는 1이 하가 되도록 벽면 격자를 구성하고 벽함수를 사용하지 않았다. 이렇게 벽면에서 격자를 밀집 시킴으로써 Fig. 3(b)에서 보듯이 스테르트의 기하학적 형상을 2차

원으로 반영하였다. 2차원 해석에 사용된 총 격자수는 약 10만개이다.

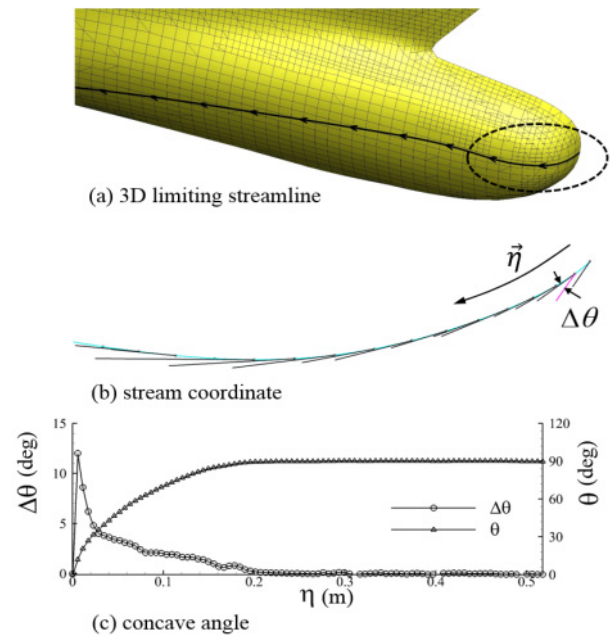


Fig. 2 Numerical results of RANS simulations: (a) limiting streamline on hull, (b) definition of stream coordinate and concave angle of streamline, (c) spatial evolution of concave angle

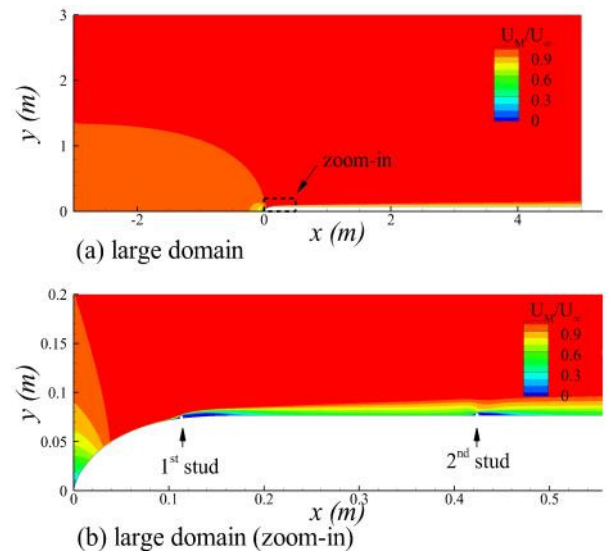


Fig. 3 Large domain size for 2D RANS simulations

이러한 계산 영역을 DNS와 LES에 적용할 경우 매우 많은 격자수가 필요하므로 보다 효율적인 계산을 위해 축소된 계산 영역을 설정하고 이에 합당한 경계 조건을 부과하는 방안을 강구해야 한다. 그러나 축소된 계산 영역이 수치 해에 영향을 미치지 않아야 하므로 입구 경계와 윗면 경계에 대해 아래와 같은 조건을 만족시키도록 하였다. 첫 번째 조건은 구상 선수의 형상에 의한 유

동 변화가 입구 경계의 유속에 영향을 주지 않아야 하므로 입구 경계는 자유 유속(freestream velocity,  $U_\infty$ )에 대해 1% 이하의 오차가 나타나는 곳보다 상류에 위치해야 한다는 것이다. 두 번째 조건은 윗면 경계는 유선을 따라 형성되어야 하며, 유선의 물리적 특성을 반영하여 경계 조건을 적용한다는 것이다. 이를 반영하여 계산 영역을 축소한 결과 Fig. 4(b)와 같은 계산 영역을 구할 수 있다. 윗면의 경계에서 속도 분포가 다소 달라진 것을 볼 수 있으나 두 계산 결과에 대해 속도 및 압력 분포의 차이를 정량적으로 확인하면 전체 계산 영역에서 속도의 경우 3%, 압력의 경우 2% 이하의 차이가 발생하였다. 그리고 이러한 차이는 모두 출구 경계 근처에서 발생하였으므로 구상 선수 및 스테드 주위의 유동 특성은 동일하게 나타남을 확인하였다. 따라서 Fig. 4(b)의 계산 영역을 DNS와 LES 해석에 적용하였다.

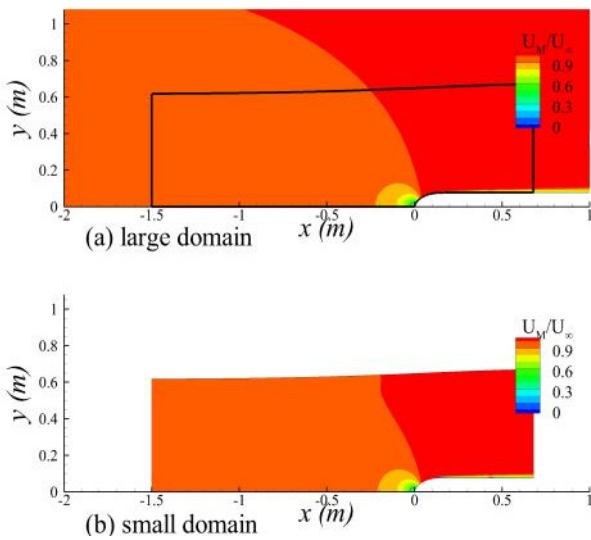


Fig. 4 Comparison of large and small domain sizes

ITTC-2002의 가이드라인에 따라 평판에 설치된 스테드와 구상 선수에 설치된 스테드의 횡 방향 계산 영역은 1인치로 설정하였으며, 횡 방향 경계면에 주기적 조건을 적용하였다. 격자는 Lee et al.(2017)에서 사용한 격자 간격을 기준으로 생성되었는데, 평판에 스테드를 설치한 기존 연구에서 15,168,120개의 격자가 사용된 반면 본 연구에서는 계산 영역의 증가로 26,771,000개의 격자가 사용되었다. 서론에서 언급한 바와 같이 이러한 격자를 사용할 경우 벽면 격자 간격 기준  $\Delta x_{min}=2.9$ ,  $\Delta x_{max}=16$ ,  $\Delta y_{wall}=0.1$ ,  $\Delta z+=2.9$ 에 해당하므로 이는 DNS에 해당하는 격자 해상도라고 볼 수 있다. 유동 속도 0.366 m/s의 초저속 영역에서 평판에 설치된 스테드 주위 유동의 LES 해석을 위해 2,710,400개의 격자를 생성하고 구상 선수 및 선수부에 설치된 스테드 주위 유동에 대해 4,723,760개의 격자를 생성할 경우  $\Delta x_{min}=10$ ,  $\Delta x_{max}=56$ ,  $\Delta y_{wall}=0.1$ ,  $\Delta z+=100$ 이 된다. 스테드의 높이 방향에 대해서는 DNS와 LES 모두 51개의 격자점을 분포시켰으며, 원주 방향에 대해서는 DNS의 경우 176개, LES의 경우 88개의 격자점을 분포시켰다. 스테드의 반경 방향 첫 번째

격자의 크기는 DNS의 경우  $\Delta r+=1.0$ , LES의 경우  $\Delta r+=2.0$  정도이다. 스테드 바닥에서 수직 방향 격자 크기는  $\Delta y_{wall}=0.10$ 이며, 스테드 윗면에서 수직 방향 격자 크기는  $\Delta y_{top}=1.0$ 이다.

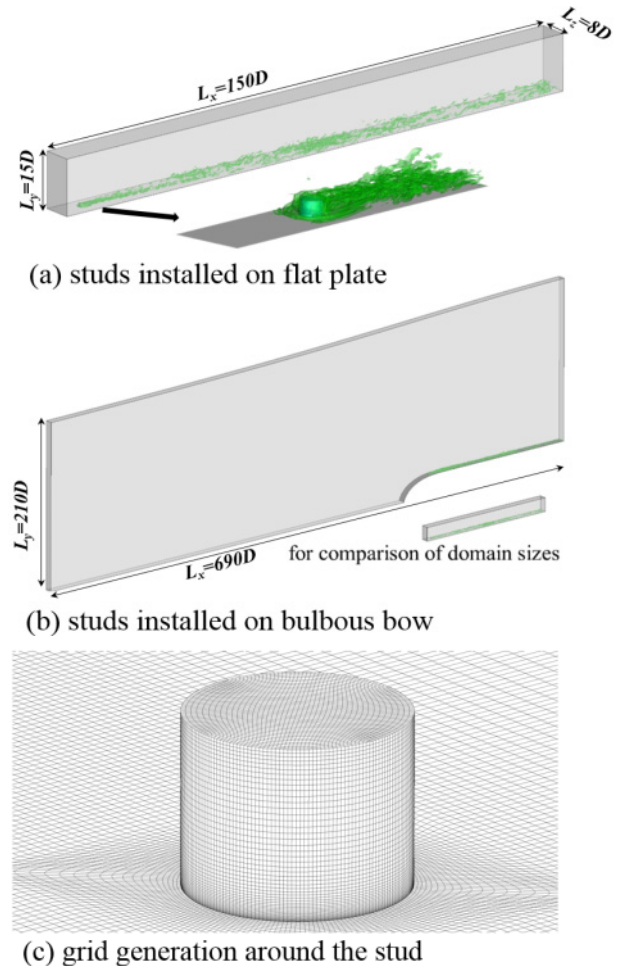


Fig. 5 Comparison of domain sizes when two studs are installed a flat plate and a bulbous bow

계산 영역은 Fig. 5와 같다. 평판의 경우 Fig. 5(a)와 같이 각 방향의 계산 영역 길이는  $(L_x, L_y, L_z)=(150D, 15D, 8D)$ 이며, Fig. 5(b)는 구상 선수 및 선수부에 설치된 스테드 해석을 위해 사용한 계산 영역(690D, 210D, 8D)을 보여준다. 여기서 D는 스테드의 직경에 해당하는 1/8 inch이다. Fig. 5(a)와 (b)에 적용된 계산 영역의 직접적인 크기 비교를 위해 Fig. 5(b)의 우측 하단에 Fig. 5(a)의 계산 영역을 나타내었다. 그림에서 보듯이 구상 선수에 의한 유선 변화를 고려하게 되는 경우 평판에 스테드가 설치된 경우에 비해 계산 영역이 매우 커지게 된다. 상기 격자 간격에 대해 시간 간격은  $\Delta t=0.00015$ 초를 사용하였으며, 초기 조건에 의한 과도 응답을 제거하기 위해 3초까지 계산을 수행한 이후 시간 평균을 취하였다. 과도 응답을 확인하기 위해 바닥면에서의 미찰 계수 분포를 1초마다 모니터링한 결과 3초부터 벽면 난류 구조에 의해 발생한 것으로 추정되는 미찰 계수 분포를 확인할 수 있었다. 속도 분포뿐만 아니라 난류 강도에 대해 충분히 수렴

된 평균 분포를 얻기 위해 3초부터 21초까지 계산을 수행하였다. 평균 속도 및 난류 강도 분포를 3초마다 평균하여 누적 비교한 결과 3초~18초까지의 평균 분포는 3초~21초까지의 평균 분포와 중첩되는 것을 확인할 수 있었다.

LES의 아격자(sub-grid scale, SGS) 모델은 필터링에 따른 난류 종결을 위해 아래 식과 같이 아격자 점성항을 이용하여 필터보다 작은 스케일의 전단 응력을 모델링하는 방법이다.

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} + \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} \quad (2)$$

여기서  $\bar{S}_{ij}$ 는 변형률 텐서(strain-rate tensor)를 의미하며,  $\nu_t$  SGS를 계산하기 위해  $\nu_t = (C_S \Delta)^2 |\bar{S}|$ 으로 모델링한다. 이때  $C_S$ 를 상수로 결정하는 것을 Smagorinsky 모델이라고 하며, dynamic Smagorinsky 모델에서는  $C_S$ 를 속도 특성에 따른 공간 함수로 설정한다. 대표적으로 Germano-Lilly 모델의 경우 테스트 필터와 최소 자승법을 이용하여 각 격자 위치에서  $C_S$ 를 결정한다 (Germano et al., 1991; Lilly 1992).

$$C_S = \sqrt{\frac{L_{kl} M_{kl}}{M_{mn} M_{mn}}} \quad (3)$$

$$L_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j}$$

$$M_{ij} = 2 \overline{\Delta}^2 \{ |\bar{S}| \bar{S}_{ij} - \gamma^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \}$$

여기서  $\gamma$ 는 격자 필터와 테스트 필터 간의 비율을 나타낸다. 일반적으로 유동 특성이 불균질(inhomogenous)한 경우 dynamic Smagorinsky 모델을 사용하는 것이 바람직하나, 유동 및 격자 특성에 따라 모델 계수가 국소적으로 음의 부호를 갖게 되어 수치적 불안정성이 야기될 수 있다. 이러한 수치적 불안정성을 개선하기 위해 모델 계수를 구하는 과정에서 균질한 방향으로 공간 평균 기법을 사용하기도 한다. 그러나 비정렬 격자에 기반한 OpenFOAM의 특성으로 인해 유동의 균질한 방향으로 공간 평균 기법을 일반적으로 적용하기 어렵다. 이러한 이유로 형상이 복잡한 유동에 대해 OpenFOAM의 LES 모델을 적용할 경우 조밀한 격자를 구성하여 dynamic Smagorinsky 모델의 SGS 난류 점성항을 매우 작게 유지하거나 수치적 안정성을 위해 Smagorinsky 모델 상수를 사용한다. 등방성을 지닌 난류 상태에서는 Smagorinsky 모델에 대해  $C_S \approx 0.148 \sim 0.180$ 이 도출되나, 벽면 유동과 같이 전단력이 발생하는 경우 Deardorf (1970), Moin and Kim (1982)에서 같이  $C_S \approx 0.1 \sim 0.12$ 를 사용함으로써 난류 에너지의 일부가 적절히 소산되도록 조정할 수 있다. 본 연구에서는 기존 연구 결과를 참조하여  $C_S = 0.1$ 을 이용한 Smagorinsky 모델을 사용하였다. 이러한 모델 상수의 변경을 통해 난류 에너지의 적정량이 전체 계산 영역을 통해 소산되도록 조정하는 것은 가능하나, 상수를 사용하는 Smagorinsky 모델의 태생적인 특성으로 인해 국부적인 난류 에너지 소산을 제어하는 것은 불가능하다는 한계가 존재한다.

DNS 및 LES에 대해 시간 차분은 정확한 2차 정확도를 얻기 위해 OpenFOAM의 Crank-Nicholson 차분에서 체적 유량(volume flux)의 시간 정확도를 개선한 Lee (2017)의 방법을 적용하였다. 공간에 대해서는 선형 보간법을 적용하여 차분함으로써 2차 정확도를 얻을 수 있도록 하였다. OpenFOAM에서 선형 보간법이 공간에 대해 2차 정확도를 갖는 것은 엄밀해가 알려져 있는 2D Taylor-Green 와에서의 속도와 압력의 오차 분석을 통해 검증된 바 있다 (Lee, 2017). 또한 OpenFOAM을 이용하여 평판 난류 경계층을 연구한 Lee (2016)의 연구 결과에서 알 수 있듯이, 평균 유속 분포와 난류 강도의 경우 제한자(flux limiter)를 적용하지 않은 선형 보간법을 통해 기존 연구 결과와 잘 일치하는 결과를 얻을 수 있다.

입구 경계 조건에 대해서는 평판의 경우 층류 경계층을, 구상 선수 형상의 경우 일정한 속도 조건을 적용하였다. 윗면의 속도 경계 조건에 대해서는 평판의 경우 Neumann 조건을 적용하였으며, 구상 선수 형상의 경우 대칭 경계 조건을 적용하였다. 압력에 대해서는 모든 경계면에 대해 Neumann 조건을 적용하였다. 횡 방향 경계면에 대해서는 모든 물리량에 대해 주기적(cyclic) 경계 조건을 적용하였으며, 출구 영역에 대해서는 Neumann 조건을 적용하였다. 본 연구에서 사용한 수치 해석 조건에 대해서는 표 2에서 확인할 수 있다.

Table 2 Numerical conditions

		flat plate	bulbous bow
No. cells	DNS	15,168,120	26,771,000
	LES	2,710,400	4,723,760
domain size		150D×15D×8D	690D×210D×8D
inlet velocity		laminar boundary layer at $Re_\theta=114$	uniform ( $U_\infty=0.366\text{m/s}$ )
top velocity		Neumann	symmetry
pressure		Neumann	Neumann
spanwise		cyclic	cyclic
outlet		Neumann	Neumann

\* D : a diameter of the stud (1/8 inch)

### 3. 결과 및 고찰

난류 촉진기에 의해 벽면 난류 구조가 완전 발달되었는지를 결정할 수 있는 명확한 기준이 존재하는 것은 아니지만, 일반적인 평판 난류 경계층의 관점에서 볼 때 벽면 난류 구조에 의한 벽면 마찰 계수(skin friction coefficient, cf) 변화, 주 유동 방향의 평균 속도 분포 그리고 마지막으로 경계층 내의 난류 강도 분포를 살펴보면 난류 경계층의 기본적인 특성은 비교 검토되었고 볼 수 있다. 본 연구에서는 DNS와 LES에서 얻어진 결과로부터 주 유동 방향에 대해 cf가 어떻게 변하는지, 스텐드의 특정 후

류 지점에서 주 유동 방향의 평균 속도 분포 및 난류 강도가 평판 난류 경계층의 속도 분포 및 난류 강도와 얼마나 유사한지를 분석하고자 한다.

### 3.1 벽면 마찰 계수

평판에 스테드가 설치된 경우에 대해 운동량 두께(momentum thickness,  $\theta$ )와 벽면 마찰 계수의 변화를 살펴보면 Fig. 6(a), (b)와 같다. 그림에서 보듯이 유동이 첫 번째 스테드( $x=0$  m)를 지나 후류로 흘러갈수록  $c_f$ 가 점차 증가하다가 두 번째 스테드( $x=0.228$  m)를 지나면서 벽면 마찰 계수가 감소한다. 즉 첫 번째 스테드에 의한 교란으로 층류에서 난류로 천이가 발생함에 따라 벽면 난류 구조가 발달하게 되면서 경계층 발달에 의한  $c_f$  감소 효과보다 난류 구조의 발달에 의한  $c_f$  증가가 더 중요하게 작용하였음을 의미한다. 벽면 난류 구조의 발달을 통해  $c_f$ 가 충분히 커진 이후에는 경계층의 발달에 따른  $c_f$  감소 효과가 나타난다고 볼 수 있다. 그러나 이러한  $c_f$  변화의 정성적인 특성에 더하여 기존 연구와의 정량적인 비교를 위해서는 주 유동 방향의 위치를 대표할 수 있는 물리량의 선택이 필수적이다.

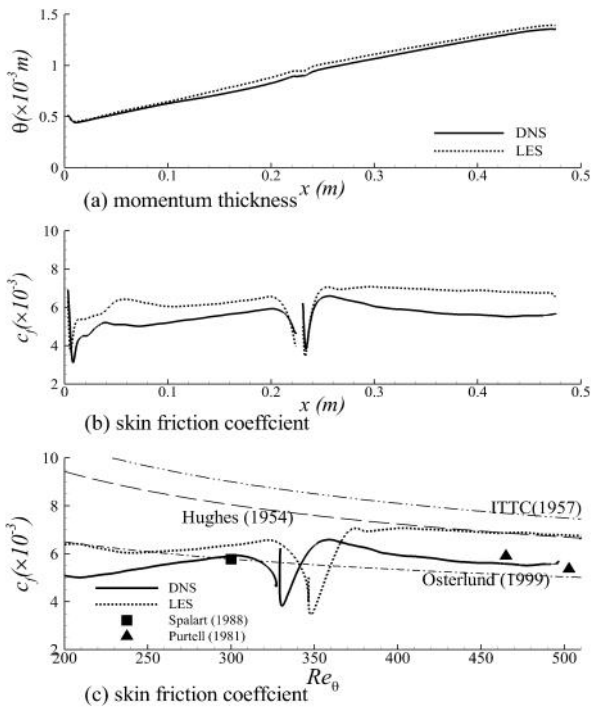


Fig. 6 Spatial evolution of momentum thickness and skin friction coefficient on flat plate

주 유동 방향의 위치를 대표하기 위해 기존 연구에서 주로 난류 경계층 두께(boundary thickness)나 운동량 두께를 사용하므로 본 연구에서도 기존 연구 결과와의 비교를 위해 운동량 두께와 벽면 마찰 계수의 관계를 Fig. 6(c)에 나타내었다. 그림에서 보듯이 DNS의 결과는 낮은  $Re$ 에서 수행된 기존 실험 결과

(Purtell, 1981; Spalart, 1988)와 잘 일치한다. LES의 결과는 DNS의 결과보다 벽면 마찰 계수가 크게 예측되었으나, 첫 번째 스테드에 의한 난류 천이로 인해 벽면 마찰 계수가 증가하며 두 번째 스테드 이후 벽면 마찰 계수가 감소하는 정성적 특성은 LES와 DNS에서 공통적으로 관찰할 수 있다. 또한 ITTC-1957, Hughes (1954), Österlünd (1999) 등에 의해 제안된  $c_f$  추세식이 본 연구에서 수행된  $Re$ 보다 높은  $Re$ 에 기반하여 제안된 수식이기는 하나, 기존 수식과 비교할 때 DNS와 LES에서 얻어진  $c_f$  결과가 합리적인 범위 내에 존재함을 확인할 수 있다. 벽면 마찰 계수를 기준으로 난류 천이를 판단할 경우  $Re_\theta=400\sim 450$  이후, 즉 두 번째 스테드의 0.1 m~0.15 m 후류에서 난류가 발달하였다고 볼 수 있다.

한편 구상 선수에 스테드가 설치된 경우에 대해 시간 및 횡방향 평균된 속도의 2차원 분포를 살펴보면 Fig. 7(a)와 같다. 그림에서 격자 구조 상 횡방향 평균이 불가능한 스테드 근처는 제외하였다. 이러한 평균 속도 분포로부터 벽면에서의 마찰 저항 계수를 계산하여 스테드 후류에서  $c_f$ 의 변화를 Fig. 7(b)에 나타내었다. 평판과 달리 구상 선수의 기하학적 형상으로 인해 유동 가속이 발생하여 운동량 두께를 계산하는 것이 물리적 의미를 갖기 어려우므로 그림의  $x$ 축에 대해 아래 식 (4) 같이 첫 번째 스테드로부터 떨어진 거리를 나타내는 좌표계를 사용하였다. 아래 식에서  $\eta_0$ 는  $\eta = 0$ 인 지점에서 첫 번째 스테드까지의 표면 거리를 나타내는 값이다.

$$\zeta = \eta - \eta_0 \tag{4}$$

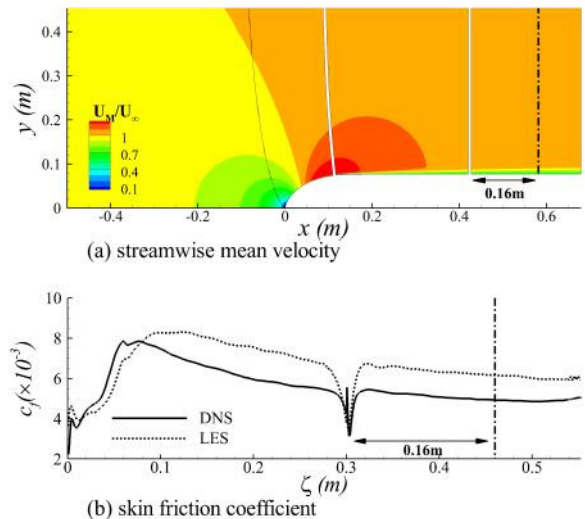


Fig. 7 Spatial evolution of skin friction coefficient on bulbous bow

평판에 스테드가 설치된 경우와 구상 선수에 스테드가 설치된 경우의 가장 큰 차이는 첫 번째 스테드 후류에서의 마찰 저항 계수이다. 평판의 경우 첫 번째 스테드 후류에서 두 번째 스테드까지 0.2 m 이상의 구간에 대해 난류 천이가 발생하면서  $c_f$ 가 지속

적으로 증가하는 반면, 구상 선수의 첫 번째 스테드 후류 0.06~0.08 m 구간까지 cf가 급격히 증가한 이후 서서히 감소하는 경향을 보인다. 벽면 마찰 계수를 기준으로 난류 전이를 판단할 경우 첫 번째 스테드의 0.1 m 후류에서 난류가 발달하였다고 볼 수 있다. 벽면 마찰 계수의 변화를 살펴볼 때 LES의 경우 마찰 속도가 다소 높게 예측되는 경향은 있으나 난류 발달의 경향에 있어 DNS의 결과와 정성적으로 잘 일치함을 알 수 있다. 즉 벽면 마찰 계수의 관점에서 난류 촉진기의 기능을 평가하기 위해서는 평판에서 DNS를 수행하는 것보다 선형의 기하학적 형상을 고려하여 LES를 수행하는 것이 더 합리적이라고 할 수 있다.

### 3.2 평균 속도 분포

주 유동 방향의 평균 속도 분포 비교를 위해 두 번째 스테드에서 0.16 m 떨어진 후류 지점(평판 기준  $Re\theta=450$ )에서 주 유동 방향의 평균 속도를 추출하였다. 구상 선수에 스테드가 설치된 경우에도 동일한 기준을 적용하여 두 번째 스테드의 0.16 m 후류(Fig. 7에서 일점 쇄선으로 표시된 곳)에 해당하는  $\zeta=0.46$  m에서 평균 속도를 추출하였다. 평판인 경우에 대해 평균 속도 분포를 나타낸 Fig. 8(a)에서 보듯이 DNS의 경우 Spalart (1988)나 Schlatter et al.(2009)의 기존 연구 결과와 잘 일치한다. 본 연구 결과에서 추출한  $Re\theta=450$ 는 기존 연구의  $Re\theta=300$  혹은 670과 다소 차이가 있으므로 이로 인한 벽면 마찰 속도(friction velocity,  $u_\tau$ )의 차이로 인해 자유 유동(free-stream) 영역의  $U^+$ 에서 차이가 나타나지만, 점성 바닥층(viscous sublayer)이나 로그층(log layer)등의 전형적인 난류 경계층 특성과 잘 일치한다. 반면 일점 쇄선으로 표시한 LES의 경우 표 3에서 정리한 바와 같이 벽면 마찰 속도가 약 10% 정도 크게 예측되고 있으므로 이로 인해 벽 단위(wall unit)로 무차원화될 경우 기존 연구 결과나 DNS 결과와 다소 차이를 보인다. 다만 DNS 결과에 근거하여 LES의 벽면 마찰 속도를 보정할 경우 점선과 같이 기존 연구 결과나 DNS 결과와 잘 일치함을 알 수 있다. 이는 LES 모델에 의해 벽면 마찰 계수가 10% 정도 크게 나타나지만, 완충층(buffer layer)이나 로그층 등에서 발생하는 벽면 난류 구조가 정성적으로 잘 묘사되었음을 추정할 수 있다.

Fig. 8(b)는 구상 선수의 두 번째 스테드에서 0.16 m 떨어진 후류의 평균 속도 분포를 벽 단위로 무차원화하여 비교한 그림이다. 구상 선수의 기하학적 형상에 의해 자유 유동 영역의 속도 분포에서 왜곡이 나타나지만 점성 바닥층이나 로그층등은 전형적인 난류 경계층과 유사함을 알 수 있다. 평판의 경우와 마찬가지로 LES 결과에서 평균 속도 분포가 다르게 나타나는데, 역시 벽면 마찰 속도가 LES에서 약 10% 정도 크게 예측되었기 때문에 이를 이용한 무차원화 과정에서 나타난 차이라고 볼 수 있다. DNS 결과에 근거하여 LES의 벽면 마찰 속도를 보정할 경우 점선과 같이 기존 연구 결과나 DNS 결과와 잘 일치한다.

평판 및 구상 선수에 스테드가 설치된 경우에 대해 두 번째 스테드의 0.16 m 후류에서 마찰 속도를 나타낸 표 3에서 볼 수 있

듯이 평판에 비해 구상 선수의 기하학적 형상을 고려하였을 때 벽면 마찰 속도가 DNS와 LES 결과에서 공통적으로 6~7% 감소한다. 마찰 속도는 아래 식과 같이 평균 속도 분포의 벽면 법선 방향 변화율로부터 직접 계산하였다. 여기서  $v$ 는 동점성을 의미하며,  $U$ 는 평균 속도 분포,  $n$ 은 벽면의 수직 방향을 나타낸다.

$$u_\tau = \sqrt{\nu \frac{dU}{dn} \Big|_{wall}} \tag{5}$$

Smagorinsky 모델을 사용한 LES의 경우 DNS의 결과에 비해 약 10% 정도 마찰 속도가 크게 나타난다. 따라서 선형의 기하학적 형상을 고려하여 Smagorinsky 모델의 LES를 수행하여 평균 속도 분포를 구하고자 할 경우 벽면 마찰 속도에 대한 평가가 필요하다.

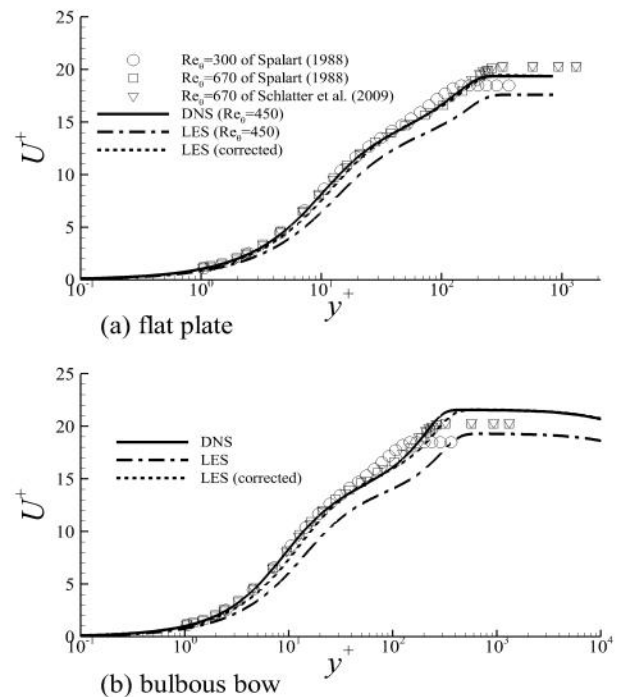


Fig. 8 Mean profiles of streamwise velocity in the wake regions

Table 3 Friction velocity

	DNS	LES
Flat plate	0.01940 m/s	0.02146 m/s
Bulbous bow	0.01818 m/s	0.02032 m/s

\* 0.16m downstream from the second stud

### 3.3 난류 강도 분포

난류 강도의 비교를 위해 평균 속도 분포를 분석한 지점과 동

일한 지점에서 난류 강도를 추출하였다. 평판의 경우 Spalart (1988)의 결과와 비교하기 위해 벽면 수직 방향에 대해 경계층 두께( $\delta$ )로 무차원화하였으며, 난류 강도는 마찰 속도로 무차원화하여 Fig. 9(a)에 나타내었다.  $Re\theta$ 가 달라서 기존 연구와 직접적인 비교는 어렵지만 평판에서 추출한 지점에서  $Re\theta=450$ 임을 감안할 때 DNS에서 주 유동 방향의 난류 강도가 기존 연구보다 5%정도 작게 예측되었으며, 횡 방향 및 벽면 수직 방향의 난류 강도는 유사하게 예측되었다. LES의 경우 횡 방향 및 벽면 수직 방향의 난류 강도는 DNS나 기존 연구 결과와 잘 일치하는 반면, 주 유동 방향의 난류 강도 분포는 다소 차이를 보이고 있으며, 경계층 두께에 해당하는 높이에서도 주 유동 방향의 난류 강도가 상대적으로 높게 유지되었다. 이에 대한 정밀한 원인 분석을 위해서는 향후 연구에서 주 유동 방향의 격자 간격에 따른 LES의 난류 강도의 변화를 살펴봐야 한다.

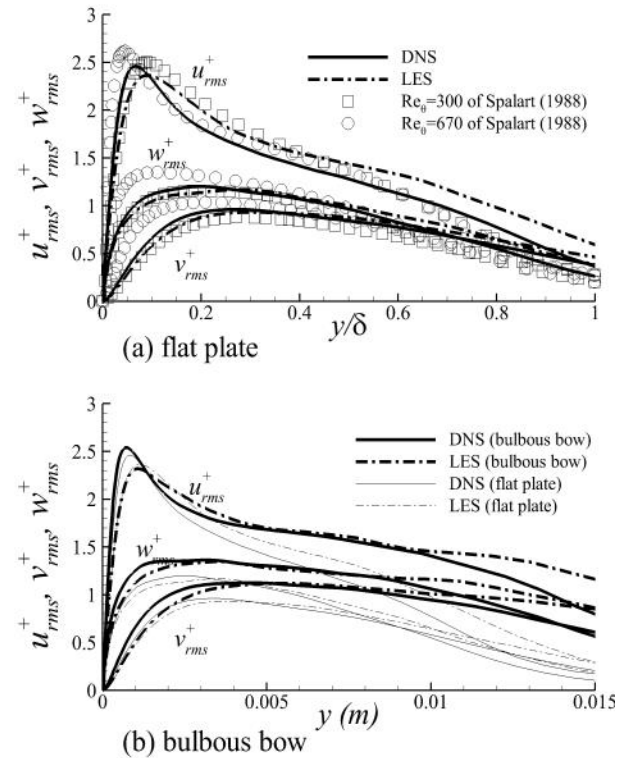


Fig. 9 Turbulence intensities of direct numerical and large eddy simulations

구상 선수의 기하학적 형상을 고려하는 경우에 대한 난류 강도 분포를 스테르트가 설치된 평판에서의 난류 강도와 비교하여 Fig. 9(b)에 나타내었다. 평판과 달리 구상 선수에 의한 유동 변화로 인해 경계층 두께를 명확하게 특정하기 어렵기 때문에 벽면 수직 방향에 대해 차원을 갖는 높이를 사용하였다. 그림에서 굵은 선은 스테르트가 설치된 구상 선수에서 얻어진 난류 강도를 의미하며, 가는 선은 스테르트가 설치된 평판을 나타낸다. 그림에서 보듯이 벽면 근처의 주 유동 방향 와(streamwise vortex) 등과 같은 벽면 난류 구조가 발생하는 높이( $y \approx 0.001m$ )에서는 평판과 구상 선수에서

얻어진 난류 강도가 잘 일치하는 반면, 벽면에서 멀어질수록 평판의 난류 강도에 비해 구상 선수에서는 모든 방향의 난류 강도가 높게 유지되었다. 특히 벽면에서 충분히 떨어진 위치( $y \approx 0.015m$ )에서 DNS보다 LES의 난류 강도가 더 높게 유지되었다.

### 4. 결론

초저속 영역에서 난류 축진기에 의한 천이 유동 특성을 연구하기 위해 평판에 스테르트가 설치된 경우와 구상 선수의 형상에 스테르트가 설치된 경우에 대해 직접 수치 모사와 대형 와 모사를 수행하였다. 구상 선수의 기하학적 형상을 고려하기 위해 선체 표면에서의 한계 유선을 추출하여 유선의 곡률과 동일한 곡면 형상을 설계하였다. 곡면 형상을 수치 모사하기에 적절한 계산 영역의 크기를 결정하기 위해 2차원 해석을 수행하여 효율적인 계산이 가능하도록 계산 영역의 크기와 경계 조건을 선정하였다.

상기 계산 영역에서 난류 축진기 주위 및 후류 유동에 대한 DNS와 LES를 수행하여 그 결과를 분석하였다. 난류 축진기에 의해 벽면 난류 구조가 완전 발달되었는지를 결정할 수 있는 명확한 기준이 존재하는 것은 아니지만, 벽면 난류 구조에 의한 벽면 마찰 계수, 주 유동 방향의 평균 속도 분포 그리고 마지막으로 경계층 내의 난류 강도 분포를 분석함으로써 난류 발달의 특성을 분석하였다.

평판의 경우 첫 번째 스테르드 후류에서 두 번째 스테르드까지 0.2 m 이상의 구간에 대해 난류 천이가 발생하면서  $cf$ 가 지속적으로 증가하였으며, 구상 선수에서는 첫 번째 스테르드의 후류 0.06~0.08 m 구간까지  $cf$ 가 급격히 증가한 이후 서서히 감소하는 경향을 보였다. 벽면 마찰 계수의 변화를 살펴볼 때 LES의 경우 마찰 속도가 다소 높게 예측되는 경향은 있으나 난류 발달의 경향에 있어 DNS의 결과와 정성적으로 잘 일치함을 알 수 있었다.

주 유동 방향의 평균 속도 분포 비교를 위해 두 번째 스테르드에서 0.16 m 떨어진 후류 지점(평판 기준  $Re\theta=450$ )에서 주 유동 방향의 평균 속도를 추출하였다. 평판의 경우 본 연구 결과에서 추출한  $Re\theta=450$ 는 기존 연구의  $Re\theta=300$  혹은 670과 다소 차이가 있으므로 이로 인한 벽면 마찰 속도의 차이로 인해 자유 유동 영역의 U+에서 차이가 나타나지만, 점성 바닥층이나 로그층 등의 전형적인 난류 경계층 특성과 잘 일치하였다. 구상 선수의 경우 기하학적 형상에 의해 자유 유동 영역의 속도 분포에서 왜곡이 나타나지만 점성 바닥층이나 로그층 등은 전형적인 난류 경계층과 유사함을 알 수 있다. 평판의 경우와 마찬가지로 LES 결과에서 평균 속도 분포가 다르게 나타나는데, 역시 벽면 마찰 속도가 LES에서 약 10% 정도 크게 예측되었기 때문에 이를 이용한 무차원화 과정에서 나타난 차이였다. DNS 결과에서 얻어진 벽면 마찰 속도를 LES의 속도 분포에 적용할 경우 기존 연구 결과나 DNS 결과와 잘 일치하였다.

난류 강도의 비교를 위해 평균 속도 분포를 분석한 지점과 동일한 지점에서 난류 강도를 추출하였다. 평판의 경우  $Re\theta$ 가 달라서 기존 연구와 직접적인 비교는 어렵지만 평판에서 추출한 지점에서  $Re\theta=450$ 임을 감안할 때 DNS에서 주 유동 방향의 난류 강도가 기존 연구보다 5%정도 작게 예측되었으며, 횡 방향 및



벽면 수직 방향의 난류 강도는 유사하게 예측되었다. LES의 경우 횡 방향 및 벽면 수직 방향의 난류 강도는 DNS나 기존 연구 결과와 잘 일치하는 반면, 주 유동 방향의 난류 강도 분포는 다소 차이를 보이고 있으며, 경계층 두께에 해당하는 높이에서도 주 유동 방향의 난류 강도가 상대적으로 높게 유지되었다. 구상 선수의 경우 벽면 난류 구조가 발생하는 높이( $y \approx 0.001$  m)에서는 평판과 난류 강도가 잘 일치하는 반면, 벽면에서 멀어질수록 평판의 난류 강도에 비해 구상 선수에서는 모든 방향의 난류 강도가 높게 유지되었다. 특히 벽면에서 충분히 떨어진 위치( $y \approx 0.015$  m)에서 DNS보다 LES의 난류 강도가 더 높게 유지되었다.

이상과 같이 벽면 마찰 계수, 평균 속도 분포 및 난류 강도와 같은 난류 경계층의 대표적 물리량을 분석해 볼 때, 구상 선수 혹은 선수부에 설치된 난류 촉진기의 영향을 수치적으로 모사하기 위해서는 형상을 단순화한 평판에서 DNS의 고정도 해석을 수행하는 것보다 선형의 기하학적 형상을 고려하여 수치 해석을 수행하는 것이 더 합리적이다. 구상 선수의 기하학적 형상을 고려하는 경우 평판에 비해 벽면 마찰 속도가 국소적으로 6~7% 정도 작게 나타나며, 벽면에서 떨어진 위치에서의 난류 강도는 상대적으로 높은 상태로 유지되는 등 난류 특성에 있어 스텐드가 설치된 평판 유동과 차이를 보여주었다.

## 후 기

이 논문은 2017년도 정부(미래창조과학부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업임 (No. NRF-2016R1C1B1010002)

## References

Choi, J.E., Min, K.S., Kim, J.H., Lee, S.B. & Seo, H.W., 2010. Resistance and propulsion characteristics of various commercial ships based on CFD results. *Ocean Engineering*, 37, pp.549-566.

Deardorff, J.W., 1970. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 41, pp.453-480.

Germano, M.U., Piomelli, P., Moin, P. & Cabot, W.H., 1991. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids*, 3, pp.1760-1765.

Hughes, G., 1954. Frictional and form resistance in turbulent flow and a proposed formulation for use in model and ship correlation. *Transaction of the Institution of Naval Architects*, 96, pp.314-376.

ITTC-2002, 2002. Procedures for resistance, propulsion and propeller open water tests. *23rd International Towing Tank Conference*, Venice, Italy. 8-14, September, 2002, 7.5-01-01-01.

Lee, S.B., 2016. Direct numerical simulations of turbulent boundary layer using OpenFOAM and adapted mesh. *Journal of the Society of Naval Architects of Korea*, 53(3), pp.210-216.

Lee, S.B., 2017. A study on temporal accuracy of OpenFOAM. *International Journal of Naval Architects and Ocean Engineering*, 9(4), pp.429-438.

Lee, S.B. & Lee, Y.M., 2014. Statistical reliability analysis of numerical simulation for prediction of model-ship resistance. *Journal of the Society of Naval Architects of Korea*, 51(4), pp.321-327.

Lee, S.B., Park, D.W. & Paik, K.-J., 2017. Grid tests for large eddy simulation of transitional flows around turbulence stimulators. *Journal of the Korean Society of Marine Environment & Safety*, 23(1), pp.112-121.

Lilly, D.K., 1992. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids*, 4, pp.633-635.

Moin, P. & Kim, J., 1982. Numerical investigation of turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 118, pp.341-377.

Österlund, J.M., 1999. *Experimental studies of zero pressure-gradient turbulent boundary layer flow*. Ph.D. Thesis. Royal Institute of Technology.

Park, S., Park, S.W., Rhee, S.H., Lee, S.B., Choi, J.E. & Kang, S.H., 2013. Investigation on the wall function implementation for the prediction of ship resistance. *International Journal of Naval Architects and Ocean Engineering*, 5, pp.33-46.

Park, S.H., Lee, S.B. & Lee, Y.M., 2014. Study on the estimation of the optimum trims in container carriers by using CFD analysis of ship resistances. *Journal of the Society of Naval Architects of Korea*, 51(5), pp.429-434.

Purtell, L.P., Klebanoff, P.S. & Buckley, F.T., 1981. Turbulent boundary layers at low Reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 24, pp.802-811.

Spalart, P.R., 1988. Direct Numerical Simulation of a Turbulent Boundary Layer up to  $Re_{\theta}=1410$ . *Journal of Fluid Mechanics*, 187, pp.61-98.



이상봉