論文

 ε -SST 난류 모델을 적용한 벽면 근처 정사각주 유동장의 수치 해석

이보성*, 김태윤*, 박영희**, 이동호***

Numerical Simulation of Square Cylinder near a Wall
with the ε -SST Turbulence Model

Bo-sung Lee*, Tae-yoon Kim*, Young-whe Park** and Dong-ho Lee***

ABSTRACT

The numerical simulation of flow-field around a square cylinder near a wall with ε -SST turbulence model is carried out in this study. The newly suggested ε -SST turbulence model that modifies the original SST turbulence model is proved to yield more accurate results than the other 2-equation turbulence models in large separation region around a bluff body. Therefore, ε -SST turbulence model can be effectively applied for predicting the flow-fields with large separation. And it is found that vortex shedding is suppressed below the critical gap height, the Strouhal number is affected by the gap height and the wall boundary layer thickness.

초 록

본 연구에서는 새로운 ε -SST 난류 모델을 이용하여 벽면 근처에 위치한 정사각주 주위의 유동장에 대한 수치해석을 수행하였다. SST 난류 모델을 수정하여 새롭게 제안된 ε -SST 모델은 뿔뿔한 물체 주위의 박리 영역에서 기존의 2-방정식 난류 모델보다 향상된 해석 결과를 보임을 확인하였다. ε -SST 모델을 이용하여 박리가 수반되는 유동영역에 대한 효율적인 해석이 가능할 것이다. 또한, 본 연구에서는 임계 간극 이하에서는 주기적인 와류배출이 억제됨을 입증하였으며, 스트로할수는 간극의 높이와 벽면 경계층의 두께의 영향을 받는다는 것을 확인할 수 있었다.

Key Words : Turbulence model(난류 모델), Square cylinder(정사각주), Separated shear layer(박리 전단층), Vortex shedding(와류 배출), Strouhal number(스트로할수), Turbulent boundary layer(난류 경계층)

1. 서 론

1990년대에 들어서 컴퓨터의 성능 향상과 더불어 전산유체역학을 이용한 실제적인 난류 유동장 해석을 위한 시도가 널리 이루어지고 있다.

† 2003년 2월 21일 접수 ~ 2003년 8월 7일 심사완료

* 정회원, 서울대학교 기계항공공학부 대학원

** 정회원, I2 Technology

*** 정회원, 서울대학교 기계항공공학부
연락처, E-mail : donghlee@snu.ac.kr
서울시 관악구 신림동 산 56-1

난류 유동장을 정확하게 모사하기 위해 DNS(Direct Numerical Simulation), LES(Large Eddy Simulation) 기법 등이 널리 연구되고 있으나 여전히 계산시간과 기억용량 등의 한계로 인해 공학적인 관점에서는 현실적인 도구가 되지 못하고 있다[1]. 그리하여 난류 유동장 해석을 위해 적절한 가정을 통한 난류 모델을 도입함으로써 적은 계산시간으로 만족할 만한 해석결과를 얻고자 하는 시도 또한 널리 이루어지고 있다. 그러나 대부분의 난류 모델은 유동장의 특성에 따라서 해석 성능이 크게 달라지기 때문에 해석하고자 하

는 유동장의 특성에 따라서 적절한 난류 모델을 선택하는 것이 대단히 중요하다.

이와 같이 유동장의 특성에 따라 적절한 모델을 적용해야한다는 관점에서 Menter[2]는 기존의 난류 모델들을 적절히 결합하여 유동장의 특성에 따라 적용되는 난류 모델이 자동적으로 교체되는 SST(Shear Stress Transport) 모델과 BSL(Baseline) 모델을 제안하였다. SST 모델에 대한 검증은 많은 연구자들에 의해서 이루어져 왔으며 다양한 형태의 유동장에 대해서 만족할 만한 성능을 보이고 있다[3]. 그러나 SST 모델의 경우 대규모의 박리가 발생하지 않는 유동장에서는 상당히 좋은 해석 결과를 보이나 대규모의 박리를 수반하는 뒤틀린 물체 주변의 유동장 혹은 진동하는 익형 주위의 유동장 해석 등에서는 비 물리적인 공력계수의 진동현상을 보이고 있으며[4] 이러한 비 물리적인 유동현상은 SST 모델의 수정을 통해 해결할 수 있음이 알려져 있다[5].

본 연구에서는 SST 모델을 수정하여 새롭게 제안된 ϵ -SST (Strainbased SST) 모델이 정사각주와 같이 박리와 부착이 공존하는 유동 영역에서 기존의 2-방정식 모델 보다 향상된 해석 결과를 보인다는 점을 확인하고자 한다. 또한 이를 이용하여 지면에 근접한 정사각주 주위의 유동장을 해석하여 정사각주가 지면과의 간극의 크기에 따라서 양력 및 항력 계수와 정사각주 후류의 와류 배출 등이 어떠한 영향을 받는지 분석하고, 지면 근처에서 정사각주 후류 영역에서 와류 배출이 억제되는 임계 간극과 스트로할수를 간극의 크기에 따라 분석하고자 한다.

II. 본 론

2.1 지배방정식 및 해석 방법

본 연구에서는 식(1), 식(2)와 같이 2차원 비정상 비압축성 평균 Navier-Stokes 방정식에 인공 압축성(artificial compressibility)을 도입하여 해석을 수행하였다. 비정상 유동장을 해석하기 위하여 물리적 시간인 t 에 대해서 우변에서 2차의 후향차분을 사용하여 소스항으로 처리하면서 pseudo time항인 τ 를 도입하는 dual time step 방법을 적용하였다. 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = -\beta \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial \tau} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial u_i}{\partial t} \quad (2)$$

식(2)에서 와점성계수 ν_t 는 난류 모델을 사용하여 구하게 된다. 비점성항의 공간차분에는 3차의 풍상 차분법을 사용하였으며 점성항의 차분에는 중심 차분법을 사용하였다[6].

시간적분방법에는 여러 가지 알고리즘을 사용할 수 있으나 본 연구에서는 병렬처리에 적합하도록 개발된 DP-SGS(Data Parallel Symmetric Gauss-Seidel)[7] 알고리즘을 사용하여 영역분할 기법을 통해 병렬해석을 수행하여 계산시간을 단축하였다. 그리고 난류 모델의 지배방정식은 평균 유동장 방정식과 결합하여 2차원의 경우 다섯 개의 유동변수(p, u, v, k, ω)를 동시에 구하였다.

2.2 난류 모델

2-방정식 모델 중에서 $k-\epsilon$ 난류 모델 계열이 현재 가장 널리 사용되고 있으며 다양한 유동장에 대해서 만족할 만한 성과가 이루어지고 있다[1]. 그러나 $k-\epsilon$ 난류 모델의 경우 강한 역압력 구배가 존재하는 유동영역에서 만족할 만한 해석 성능을 보이지 못할 뿐만 아니라 수치적으로 상대적으로 강건하지 못하다는 것이 단점으로 알려져 있다. 반면에 Wilcox[8]의 $k-\omega$ 2-방정식 난류 모델은 $k-\epsilon$ 난류 모델에 비해 수치적으로 강건할 뿐만 아니라 약한 역압력 구배 유동장에서는 더 나은 성능을 보인다고 한다. 뿐만 아니라 viscous sublayer에서 훨씬 단순한 형태로 표현되며 벽함수를 도입하는 등의 특별한 처리 없이 경계조건을 단순하게 적용할 수 있다는 장점이 있다. 그러나 $k-\omega$ 모델은 자유류의 ω 초기값에 영향을 크게 받을 뿐만 아니라[9] 강한 역압력 구배 유동에서 발생하는 박리를 제대로 예측하지 못하는 등 많은 단점을 보인다.

2.3 BSL(Baseline) 모델

기존의 난류 모델이 갖는 장단점을 고려하여 Menter[2]는 벽면 근처에서는 $k-\omega$ 모델의 장점을 유지하면서 경계층 외부에서는 $k-\epsilon$ 모델의 장점을 갖는 BSL 모델을 제안하였다. BSL 모델은 blending 함수값에 따라서 $k-\omega$ 난류 모델과 표준 $k-\epsilon$ 난류 모델이 자동적으로 적용된다. 이때 BSL 모델에서의 상수값은 식(3)과 같이 두 모델의 상수들과 blending 함수 F_1 을 이용하여 구할 수 있다.

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (3)$$

식(3)에서 ϕ_1 은 $k-\omega$ 모델의 상수에 해당되며 ϕ_2 는 $k-\epsilon$ 모델의 상수에 해당된다. Blending 함수 F_1 은 식(4)로 정의된다[2].

$$F_1 = \tanh(\arg_1)$$

$$\arg_1 = \min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right), \frac{4\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2}\right]$$

$$CD_{k\omega} = \max\left(2\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20}\right) \quad (4)$$

식(4)에 포함된 각 항에 대한 자세한 설명은 참고문헌[2][10]을 참고하기 바란다.

2.4 SST(Shear Stress Transport)모델

이 절에서는 먼저 SST 난류모델의 유도과정을 설명하고, 이를 바탕으로 다음절에서 ϵ -SST 모델의 특징을 설명하고자 한다.

2차원 Reynolds 평균 Navier-Stokes 방정식은 식(5)의 시간평균을 통해 식(6)으로 표현된다.

$$u_i = U_i + u_i'$$

$$U_i = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i dt = \overline{u_i} \quad (5)$$

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u_i' u_j'} \right] \quad (6)$$

식(5)에서 U_i 는 평균유속을 나타내고, u_i' 는 변동량을 나타낸다. 식(6)의 $\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'}$ 는 Reynolds 응력 텐서로 알려져 있다. 식(6)의 Reynolds 평균 Navier-Stokes 방정식은 시간 평균을 취하는 과정에서 나타나는 Reynolds 응력 텐서로 인하여 완전한 방정식(closed equation)이 되지 못하므로 해를 구하기 위해서는 추가적인 방정식이 필요하다. Reynolds 응력 모델에서는 적절한 과정을 거쳐서 식(7)을 유도하고 이를 통해 식(6)의 해를 구하게 된다[8].

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} + U_k \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} = -\tau_{ik} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \tau_{jk} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + 2\mu \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} + u_i' \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\nu \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} + \overline{\rho u_i' u_j' u_k'} \right] \quad (7)$$

Reynolds 응력 모델과 와점성 모델과의 큰 차이점은 전자가 식(7)을 포함하게 되므로 주 난류 전단 응력(principal turbulent shear stress) τ 의 이송효과를 고려할 수 있다는 점이다.

그런데, 경계층 내부에서의 전단 응력은 난류 운동에너지 k 에 비례한다는 식(8)의 Bradshaw 가정에 근거한 Johnson-King 난류 모델은

Reynolds 응력 모델에서 나타나는 난류 전단 응력의 이송효과를 고려할 수 있으므로 역압력 구배에서 좋은 해석성능을 보이며[10] 이러한 결과를 바탕으로 SST 모델에서는 식(8)을 고려하여 역압력 구배 유동 영역에서 좋은 해석 결과를 보이도록 제안되었다.

$$\tau = \rho a_1 k \quad (8)$$

한편, Menter[10]은 2-방정식 난류 모델에서 난류 전단 응력은 식(9)로 표현되며 이는 식(10)과 같이 나타낼 수 있다고 하였다.

$$\tau = \mu_t \Omega = \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) = \rho \frac{k}{\omega} \left(-\frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (9)$$

$$\tau = \rho \sqrt{\frac{P_k}{D_k}} a_1 k \quad (10)$$

그런데, 역압력 구배 유동 영역에서는 식(10)에 나타난 생성항(P_k)이 소산항(D_k)에 비해서 과도하게 큰 값을 갖게 되므로 ($P_k \gg D_k$) τ 값을 실제보다 크게 예측하며 이로 인하여 식(9)로 표현되는 2-방정식 난류 모델의 난류 전단 응력이 식(8)의 가정($P_k \approx D_k$)을 위배하게 된다. 따라서 2-방정식 모델이 역압력 구배 유동 영역에서 식(8)의 가정을 만족하도록 하기 위해서 Menter[2]는 식(11)~식(13)과 같이 난류 점성 계수를 수정한 SST 모델을 제안하였다.

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, (-\frac{\partial u}{\partial y}) F_2)} \quad (11)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (12)$$

$$\arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (13)$$

식(12)의 blending 함수 F_2 는 경계층 유동에서는 1이 되며, 자유 전단층(free shear layer)에서는 0이 되도록 정의된다[2].

역압력 구배 유동에서는 생성항(P_k)이 소산항(D_k)보다 크게 되므로 식(11)에서 $\Omega > a_1 \omega$ 인 조건이 되어 식(11)은 식(8)의 가정을 만족할 수 있다. 반면에 그 이외의 유동 영역에서는 $\Omega < a_1 \omega$ 인 조건을 충족하므로 난류 점성계수는 $\nu_t = k/\omega$ 가 되어 식(9)의 2-방정식 난류 모델에서의 난류 점성 계수와 같게 된다.

식(11)을 바탕으로 Menter는 광범위한 유동장에서의 난류 점성 계수를 와도의 절대값을 적용하

여 식(14)와 같이 제안하였다. 2차원 유동장에서 $|\Omega_{ij}|$ 는 식(15)로 표현된다.

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; 2|\Omega_{ij}|F_2)} \quad (14)$$

$$|\Omega_{ij}| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right| \quad (15)$$

2.5 ϵ -SST(Strainbased SST) 모델

앞 절에서 언급한 SST 모델은 큰 박리를 수반하지 않는 다양한 유동장에서 우수한 해석 결과를 보이고 있으나[3] 대규모 박리를 수반하는 유동장에서는 공력계수가 비물리적으로 진동하는 단점을 보인다. 이는 Ekaterinaris 등[4]과 이보성[5] 등의 진동하는 익형 후면의 박리 유동 영역에 대한 해석 결과에서 볼 수 있는 현상으로 Ekaterinaris 등은 실속 후의 받음각 감소 영역에서의 공력계수의 진동 현상이 후류영역의 와류 배출(vortex shedding)에 의한 것으로 익형 끝단 및 후류 영역의 격자의 분포에 기인한다고 주장하였다. 그러나 본 연구에서는 와류 배출에 의한 공력계수의 진동 현상이 SST 난류 모델 자체에 의한 것이라는 점을 밝히고 SST 모델의 수정을 통해 ϵ -SST를 제안하여 박리 유동장에서 보다 정확한 결과를 얻을 수 있음을 보이고자 한다. 그리고 ϵ -SST 모델을 이용하여 지면에 근접한 정사각주 주위의 박리 유동장에 대한 해석을 수행하고자 한다.

먼저, 앞 절에서 설명한 SST 모델의 전개과정에서 2-방정식 난류 모델의 전단 응력인 식(9)는 식(16)으로부터 유도할 수 있다.

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (16)$$

식(16)은 2차원 유동장에 대해서 식(17)과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \tau_{xy} &= 2\mu_t S_{xy} = \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ &= \rho \frac{k}{\omega} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

식(16)과 식(17)에서 볼 수 있듯이 SST 모델에서는 박리가 심하지 않고 유선이 벽면에 평행한 유동장의 경우 $(\partial u / \partial y) \gg (\partial v / \partial x)$ 를 만족하게 되므로 난류 전단 응력을 식(9)로 정의하였음을 알 수 있다. 따라서 이를 바탕으로 식(11)의 난류 점성 계수를 제안하였음을 알 수 있다. 그리고, 다시 식(11)의 난류 점성 계수를 광범위한 유동장에 대해 적용하기 위하여 와도의 절대값을 적

용하여 식(14)와 식(15)의 난류 점성 계수로 확장하였다. 이는 식(9)의 $(\partial u / \partial y)$ 를 Ω 로 정의하였기 때문에 확장 시에도 와도의 절대값을 사용했을 것으로 판단된다.

그런데, 본 논문에서 해석하고자 하는 박리가 크게 발생하는 유동장에서는 유선이 벽면에 더 이상 평행하지 않으므로 식(17)을 식(9)와 같이 간략화 할 수 없다. 따라서 박리가 수반되는 2차원 유동장에서의 난류 점성 계수는 식(17)과 식(10)을 통해 식(18)과 같이 정의되어야 한다.

$$\begin{aligned} \nu_t &= \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, 2S_{xy}F_2)} \\ &= \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, (-\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x})F_2)} \end{aligned} \quad (18)$$

그리고, 식(18)은 유선이 벽면에 평행한 박리가 수반되지 않는 유동장 뿐만 아니라 박리가 수반되는 광범위한 유동장에 대해서도 적용할 수 있도록 식(19)와 같이 확장할 수 있다. 이때 2차원 유동장의 경우 $|S_{ij}|$ 는 식(20)으로 표현된다.

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; 2|S_{ij}|F_2)} \quad (19)$$

$$|S_{ij}| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right| \quad (20)$$

본 논문에서는 난류 점성 계수를 식(19), 식(20)과 같이 변형율의 절대값을 도입하여 정의하고 식(14), 식(15)와 같이 와도의 절대값을 사용하여 제안된 기존의 SST 모델과 구분하기 위하여 ϵ -SST(Strainbased SST) 모델이라고 명명하였다.

식(14), 식(15)와 식(19), 식(20)을 비교해보면 박리가 발생하지 않거나 박리가 약하게 발생하는 유동영역과 같이 $(\partial u / \partial y) \gg (\partial v / \partial x)$ 를 만족하는 경우에는 SST 모델과 ϵ -SST 모델은 같은 특성을 나타내게 된다[5]. 반면 박리가 발생할 경우 두 모델은 다른 해석 결과를 보인다.

다음 절에서는 새롭게 제안된 ϵ -SST 모델을 적용하여 자유류에 놓인 정사각주 주위의 박리 유동장에 대한 해석을 수행하여 ϵ -SST 난류 모델의 성능을 검증하고 이를 바탕으로 지면에 근접한 정사각주 주위의 유동 특성에 대해서 해석을 수행하고자 한다.

2.6 난류 모델링 비교

본 연구에서는 난류 모델의 성능을 검증하기 위하여 자유류에 놓인 정사각주 주위의 난류 유동장에 대한 해석을 수행하였다. 해석에 사용된 계

Fig. 1. Time averaged velocity u along the centerline

Fig. 2. Time averaged TKE along the centerline

산 격자수는 129×117 개이며, 단일 영역 H-type으로 구성하였다. 해석은 기존의 연구 결과[1]와 비교하기 위하여 $Re = 22,000$ 에 대해서 수행되었다. 경계조건은 입구에서 자유류가 유입된다고 가정하였으며 출구에서는 외압을 통하여 경계조건을 적용하였다. 그리고 계산 영역의 윗면과 아래 면에 대해서는 대칭경계조건을 적용하였다.

벽면에서의 첫 번째 격자 간격은 Sangsan Lee의 연구결과[1]를 참조로 하여 모든 경우 정사각주의 폭(D)을 기준으로 $\Delta x_i/D = 0.005$ 로 설정하여 모든 벽면에서 Δx_i^+ 값이 5 이하를 만족하도록 하였다.

비정상 계산을 위하여 $\Delta t = 0.05$ 를 적용하였으며 정해진 물리적 시간에 대해서 충분히 해가 수렴할 때까지 sub-iteration을 수행하였다. 해석 코드는 KISTI 슈퍼컴퓨팅센터의 16노드 리눅스 클러스터에서 병렬 처리되었다.

Fig. 1은 중심선을 따른 주기 평균 속도를 나타낸다. 여기서 볼 수 있듯이 SST 모델은 정사각

Fig. 3. Instantaneous vorticity contour at the maximum lift phase (SST model)

Fig. 4. Instantaneous vorticity contour at the maximum lift phase (ϵ -SST model)

주 후면의 박리 영역을 가장 작게 예측한다. 반면, ϵ -SST 모델은 실험치에 비해서는 박리영역을 작게 예측하고 있으나 LES 결과와 일치하고 있다.

Fig. 2는 중심선을 따른 후류에서의 총운동에너지(Total Kinetic Energy, TKE)를 나타내고 있다. 여기서 볼 수 있듯이 ϵ -SST 모델이 다른 난류 모델과 달리 실험치 및 LES 결과와 TKE가 최대가 되는 위치가 일치함을 알 수 있다. 반면 SST 모델의 경우 Fig. 1에서와 마찬가지로 TKE가 최대가 되는 위치가 벽면 쪽으로 훨씬 가깝게 나타난다. TKE의 절대값은 실험치와 LES의 경우 3차원 결과이므로 2차원 유동 해석 결과에서는 작게 나타난다.

Fig. 3과 Fig. 4는 최대양력에서의 와도 분포를 나타내는 그림으로 SST 모델은 벽면 주위에서 이차 와류가 발생하고 이차 와류가 일차 와류와의 상호작용으로 인하여 유동 형태가 완전히 달라지는 비 물리적인 해를 예측함을 볼 수 있다. 이는 진동하는 익형 주위의 유동장 해석[5]에서도 나타나는 현상으로 앞절에서 설명한 SST모델의 유도과정에서의 ϵ -SST와는 달리 와도의 절대값으로 난류 점성 계수를 정의하였기 때문에 발생하는 문제이다. 반면에 Fig. 4에서는 우리가 알고 있는 Vortex Shedding 현상을 잘 관찰할 수 있다.

이상의 결과를 볼 때 본 연구에서 제안한 ϵ -SST 모델이 정사각주 주위의 난류 유동장 해석에서 우수한 성능을 보임을 알 수 있다.

2.7 벽면 근처 정사각주 유동장 해석

앞 절의 결과를 바탕으로 ϵ -SST 모델을 사용하여 지면에 근접한 정사각주에 대해서 $Re = 18,000$, 지면과의 간극(G/D) 0.3 ~ 2.0, 경계층 두께(δ/D)는 0.5, 1.23, 1.69에 대하여 수치 해석을 수행하였다.

Fig. 5는 $\delta/D = 0.5$ 일 때의 실험결과[11]와 본 해석 결과를 비교한 그림이다. 해석 결과와 실험 결과와의 스트로할수의 차이는 실험 조건의 차이와 초기 유입류의 경계 조건의 차이에 기인한다. 해석 결과 $G/D = 0.5 \sim 0.6$ 사이에 임계간극이 존재함을 확인할 수 있으며, 스트로할수가 $G/D = 0.6 - 0.7$ 사이에서 극값을 가지며, 간극의 높이가 커질수록 스트로할수는 자유류 값으로 수렴함을 알 수 있다. 이러한 추세는 실험 결과[11]와 동일하며, 이는 간극에서의 상승류와 벽면의 박리 거품이 정사각주 후류의 박리 영역에 영향을 주기 때문이다.

Fig. 6은 간극에 따른 한주기 평균 유선을 나타낸 그림이다. $G/D = 0.3$ 인 경우는 주기적인 와류 배출이 없으며, $G/D = 0.7$ 은 후류에 주기적인 와류 배출을 확인할 수 있다. 또한 벽면에 박리 거품이 존재하고, 벽면의 영향으로 정사각주 하부의 와류가 더 강해, 비대칭 와류가 형성됨을 확인할 수 있다. 이는 실험을 통한 유동 가시화 결과와 유사하다[11]. 그러나 $G/D = 1.0$ 에서는 벽면의 영향이 작아짐에 따라 대칭적인 와류가 형성되기 시작한다.

Fig. 7은 최대 양력에서의 G/D 에 따른 와도를 나타내는 그림으로 $G/D = 0.3$ 인 임계간극 이하에서는 간극사이의 유동은 지면에 평행한 제트유동 특성을 보이며 이 경우 정사각주 하부의 박리 전단층과 벽면의 난류 경계층이 혼합되어 와류의 진동이 발생하지 않는다. $G/D = 0.7$ 의 경우 정사각주 상부에서의 박리 전단층과 하부의 박리

Fig. 5. Strouhal numbers according to G/D

Fig. 6. Mean streamline distributions according to the gap height

Fig. 7. Instantaneous vorticity contours at the maximum lift phase

전단층이 상호작용하면서 동시에 지면에서의 상승류가 와류에 영향을 미침을 알 수 있고 이로 인하여 유동의 주기성이 생기게 된다. $G/D = 1.0$ 에서는 벽면에서의 상승류와 정사각주 하부의 박리 전단층의 상호 작용이 작아진다.

이를 통하여 알 수 있는 사실은 벽면에 근접한 정사각주 주위의 와류 진동 현상은 정사각주와

지면 사이의 간극에 따른 하부의 상승류가 큰 영향을 미칠 것으로 예상된다는 점이며 이러한 상승류를 제어할 수 있다면 지면에 근접한 정사각주 주위의 와류 진동을 제어할 수 있을 것으로 생각된다. 이러한 연구는 향후 지속적으로 계속되어야 할 것이다.

III. 결 론

본 연구에서는 기존의 2-방정식 난류 모델을 이용하여 정확히 해석이 불가능하였던 큰 박리 영역을 효율적으로 해석하기 위해서 SST 모델의 수정을 통해 새로운 ϵ -SST 모델을 제안하였다. 또한 정사각주 주위 유동장을 수치 해석하여 ϵ -SST이 상당히 정확한 해석 결과를 보인다는 점을 확인하였다.

이를 통해서 지면에 근접한 정사각주 주위의 유동장을 해석하여 정사각주가 지면과의 간극의 크기에 따라 와류 배출이 영향을 받음을 확인하였으며, 임계 간극 이하에서는 와류 배출이 억제되어 스트로할수가 존재하지 않음을 확인할 수 있었다.

이는 벽면의 난류 경계층이 정사각주 하부 박리 전단층에 영향을 주어, 정사각주 후류의 주기적인 와류 배출에 영향을 주기 때문으로 판단되며 간극에 따른 스트로할수의 분포는 $G/D = 0.6 \sim 0.7$ 에서 극값을 갖고, 이는 간극의 상승류와 벽면의 박리 거품이 정사각주 후류에 영향을 주기 때문이라는 결론을 내릴 수 있다.

후 기

본 연구는 "고속 전철 자갈비산방지 기술개발"과 "서울대 기계분야 두뇌한국21 사업"의 지원이 있었습니다.

참고문헌

[1] Sangsan Lee, "Unsteady aerodynamic force

prediction on a square cylinder using $k-\epsilon$ turbulence models," *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 67&68, 1997, pp.79-90

[2] Menter, F. R., "Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications," *AIAA J.* Vol. 32, No. 8, 1994, pp. 1598-1605

[3] Bardina, J.E., P.G. Huang, T.J. Coakley, "Turbulence Modeling Validation," *AIAA* 97-2121

[4] Ekaterinaris, J. A., F. R. Menter, "Computation of Oscillating Airfoil Flows with One- and Two-Equation Turbulence Models," *AIAA J.* Vol. 32, No. 12, 1994, pp. 2359-2365

[5] 이보성, 이상산, 이동호, "진동하는 익형 주위의 유동장 해석을 위한 SST 난류 모델의 수정," 한국전산유체공학회지 제 4권 3호, 1999

[6] Rogers, Kwak, "Upwind differencing scheme for the time-accurate incompressible Navier-Stokes equations", *AIAA J.* Vol. 28, No. 2 (1990)

[7] 이보성, 이동호, "MPP에서의 효율적 분산처리를 위한 Data Parallel Symmetric Gauss-Seidel 알고리즘," 한국항공우주학회지 제 26권 2호, pp. 60-72

[8] David C. Wilcox, "Turbulence Modeling for CFD," DCW Industries, Inc., 1993

[9] F. R. Menter, "Influence of Freestream Values on $k-\omega$ Turbulence Model Predictions," *AIAA J.*, Vol. 30, No. 6, 1992, pp. 1657-1659

[10] F. R. Menter, "Performance of Popular Turbulence Models for Attached and Separated Adverse Pressure Gradient Flows," *AIAA J.*, Vol. 30, No. 8, 1992, pp. 2066-2072

[11] Tae-yoon Kim, Bo-sung Lee, Young-whe, Park, Dong-ho Lee, Do-hyung Lee "The Study on a Vortex Shedding around Square Cylinder near a wall", *AIAA* 2003-647, 2003