

초음속 기저부 유동에서 $k-\epsilon$ 난류 모델에 대한 와점성 계수의 영향

박수형,^{*1} 사정환,² 김지웅,² 권장혁,³ 김창주¹

INFLUENCE OF EDDY VISCOSITY COEFFICIENT ON $k-\epsilon$ TURBULENCE MODEL FOR SUPERSONIC BASE FLOW

Soo Hyung Park,^{*1} Jeong Hwan Sa,² Jee Woong Kim,² Jang Hyuk Kwon³ and Chang-Joo Kim¹

A supersonic base flow is computed to investigate the effect of the eddy viscosity coefficient to the linear $k-\epsilon$ turbulence models. Slight modifications to the eddy viscosity coefficient, which are based on the realizability condition, are given to the Launder-Sharma turbulence model so that present models satisfy the realizability condition. Numerical results for supersonic base flow show that turbulence models with the weakly-nonlinear eddy viscosity coefficient can lead to reasonable enhancements in the prediction of the velocity and turbulent kinetic energy profiles.

Key Words : 전산유체역학(CFD), 난류모델링(Turbulence Modeling), 와점성 계수(Eddy Viscosity Coefficient), 현실성조건(Realizability Condition)

1. 서 론

초음속 기저부(base) 유동은 발사체의 공기역학적 항력예측과 직접 연관되는 문제로서 중요한 난류유동 특성을 내포하고 있다[1,2]. 기저부 유동은 재압축 영역(recompression region)을 형성하는 재순환 유동(recirculating flow), 강한 전단층(shear layer)과 후류(wake)로 영역을 구분할 수 있다[3]. 이러한 유동의 정확한 예측을 위해서는 난류의 압축성 효과와 비평형 효과를 포함하는 진보된 난류모델이 필요하다[4-6]. 최근 제시된 2 방정식 난류모델은 난류 운동에너지(turbulent kinetic energy)의 생성을 줄이거나, 운동에너지 소산률(dissipation rate)의 소산을 증가시킴으로써 예측능력을 향상시키는 방법을 사용하고 있다.

한편, 최근에는 난류모델이 물리적이지만 해를 제공하지 않도록 현실성 조건을 만족하는 난류모델이 제안되어 왔

다[7]. 난류모델에 대한 현실성 조건(realizability)은 난류 전단 응력의 수직분포가 양의 값을 가지고($-\overline{u_i' u_j'} < 0$), 난류의 교란성분들이 Schwarz의 부등식을 만족해야 한다($\overline{(u_i')^2} \overline{(u_j')^2} < \overline{(u_i' u_j')^2}$)는 것을 의미한다. 이론적으로 선형 레이놀즈 응력-변형률(stress-strain) 모델을 사용하는 선형 난류 모델들은 현실성 조건을 많은 영역에서 만족시키지 못하기 때문에, 난류모델에 대한 현실성 조건의 적용은 응력-변형률 구성 관계식(constitutive relation)에서 레이놀즈 응력이 변형률에 2차 이상의 비선형 관계를 가지도록 하는 비선형 와점성(eddy viscosity) 모델에 주로 이루어져 왔다.

선형 모델에서는 강한 전단응력이 작용하는 영역에서 와점성 계수의 크기를 줄임으로써 현실성 조건의 필요조건을 충족시킬 수 있으며, 이는 역압력 구배(adverse pressure gradients)나 충격파와 경계층의 간섭이 존재하는 유동에서 그 유효성이 검증되었다[8-13]. $k-\omega$ SST[13] 모델의 와점성 계수 식은 역 압력 구배 영역에서 Bradshaw 등[14]의 실험적 결과를 이용하여 유도되었다. 평균 변형률을 이용하여 현실성 조건을 부분적으로 충족시키고자 하는 방법의 이론적 설명은 참고문헌[9-11]에 잘 나와 있다. 이러한 방법들의 핵심은 평균 변형률(mean strain rate)이 커질 때 와점성 계수의 크기를 줄

접수일: 2007년 11월 9일, 심사완료일: 2008년 8월 27일.

- 1 정회원, 건국대학교 항공우주정보시스템공학과
- 2 학생회원, 건국대학교 대학원 항공우주정보시스템공학과
- 3 정회원, 한국과학기술원 항공우주공학전공

* Corresponding author, E-mail: pish@konkuk.ac.kr

여 일정 수준의 난류에너지가 유지되도록 하는 것이다.

와점성 계수 값을 줄이는 방법은 여러 성공적인 $k-\epsilon$ 난류 모델에도 적용되어 왔다[15-17]. Craft 등[15]의 비선형 와점성 모델은 평균 변형률과 vorticity의 크기, 난류레이놀즈 수의 함수로 설계되었다. Craft 모델의 와점성 함수는 본래 벽면효과를 모델링하고 실험 데이터와 DNS(Direct Numerical Simulation)에 기초하여 계수들을 최적화하기 위해서 선택되었다.

Barakos 와 Drikakis[16]는 Craft 모델의 성공이 응력-변형률 구성 관계의 비선형 3차 확장에 기인하기보다 최적화된 와점성 계수함수에 기초한다고 주장했다. 즉, 향상된 $k-\epsilon$ 난류모델은 복잡한 고차정확도 구성 관계식보다 적절한 현실성 조건의 충족에 근거한다고 볼 수 있다. 본 논문에서는 널리 알려진 선형모델인 Launder-Sharma $k-\epsilon$ 모델의 와점성 계수에 관한 수정 모델을 사용하여 현실성 조건의 영향을 살펴보고자 한다. 본 연구에서 제안된 모델들의 성능을 확인하기 위해 초음속 기저부 유동 문제에 대해 계산을 수행하였다.

2. 지배방정식

압축성 Navier-Stokes 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{f}_j - \mathbf{f}_{vj})}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

여기서 \mathbf{q} 는 유동변수이고, \mathbf{f} 와 \mathbf{f}_j 는 각 방향의 비점성 및 점성 유속이다.

$$\begin{aligned} \mathbf{q} &= [\rho, \rho u_j, \rho E]^T \\ \mathbf{f}_j &= [\rho u_j, \rho u_i u_j + \delta_{ij} p, \rho u_j H]^T \\ \mathbf{f}_{vj} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{ij} + \tau_{ij}^* \\ u_i (\tau_{ij} + \tau_{ij}^*) - q_j + (\mu_l + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2)$$

여기서 ρ , u_i , p , E , H 는 각각 밀도, x_i 축 방향의 속도성분, 압력, 총에너지 및 총엔탈피를 나타내며, τ_{ij} 와 τ_{ij}^* 는 각각 층류와 난류에 의한 점성 응력텐서(stress tensor)를, q_j 는 j 방향의 열전달량을 나타내고 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= 2\mu_l \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right), \\ \tau_{ij}^* &= 2\mu_t \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \end{aligned} \quad (3)$$

$$q_j = - \frac{\gamma R}{(\gamma-1)} \left(\frac{\mu_t}{Pr_t} + \frac{\mu_l}{Pr_l} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (4)$$

여기서 γ, R 는 비열비, 기체상수이고, Pr_l, Pr_t 은 층류와 난류 Prandtl number이다. μ 는 Sutherland law에 의해서 결정되어지며, μ 는 와점성으로 난류모델에 따라서 다르게 정의된다. S_{ij} 는 속도 변형률 텐서이다.

2.1 Launder-Sharma $k-\epsilon$ 모델

Launder와 Sharma에 의해서 제안된 $k-\epsilon$ 난류모델에서 난류 방정식은 다음과 같다[13].

$$\frac{\partial q_T}{\partial t} + \frac{\partial(f_{T_j} - f_{T_{vj}})}{\partial x_j} = S_{k\epsilon} \quad (5)$$

여기서 $q_T = [\rho k, \rho \tilde{\epsilon}]^T$ 이고, f_{T_j} 와 $f_{T_{vj}}$ 는 대류항과 확산항을 나타내고 다음과 같다:

$$\begin{aligned} f_{T_j} &= \begin{bmatrix} \rho u_j k \\ \rho u_j \tilde{\epsilon} \end{bmatrix}, \quad f_{T_{vj}} = \begin{bmatrix} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \\ \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial x_j} \end{bmatrix} \\ S_{k\epsilon} &= \begin{bmatrix} P_k - D_k \\ P_\epsilon - D_\epsilon \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_t S^2 - \frac{2}{3} \rho k S_{kk} - \rho \tilde{\epsilon} + D \\ \alpha \frac{\tilde{\epsilon}}{k} \left(\mu_t S^2 - \frac{2}{3} \rho k S_{kk} \right) - \beta f_\epsilon \frac{\tilde{\epsilon}^2}{k} + E \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (6)$$

여기서 모델상수 $\alpha = 1.44$ 이고, $\beta = 1.92$ 이다. S 는 평균 변형률(mean strain rate)을 의미하고, 와점성은 다음과 같이 정의된다:

$$\mu_t = c_\mu \frac{\rho k^2}{\tilde{\epsilon}} \quad (8)$$

Launder-Sharma 모델에서 와점성 계수, c_μ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} c_\mu^{Launder-Sharma} &= c_\mu^0 \exp \left[\frac{-3.4}{(1 + Re_T/50)^2} \right] \\ Re_T &= \frac{\rho k^2}{\mu \tilde{\epsilon}} \end{aligned} \quad (9)$$

여기서 $c_\mu^0 = 0.09$ 이고, Re_T 는 난류 레이놀즈수이다. D 와 E 항은 벽면효과로 인한 비등방성(anisotropic) 소산률을 표현한 항이고 다음과 같다.

$$D = -2\mu [\nabla \cdot (\sqrt{k})]^2 \tag{10}$$

$$E = 2 \frac{\mu \mu_t}{\rho} [\nabla^2 (\vec{V})]^2 \tag{11}$$

감쇠함수(damping function) f_ϵ 는 난류레이놀즈 수의 함수로 다음과 같이 표현된다.

$$f_\epsilon = 1 - 0.3e^{-Re_T^2} \tag{12}$$

식 (9)에 정의된 Launder-Sharma 모델의 와점성 계수는 평균 변형률이 큰 곳에서 비물리적으로 과도한 난류에너지를 생성하게 되어 계산의 안정성과 정확도를 저하시키는 원인이 된다. 본 연구에서는 현실성 조건의 Schwarz 부등식으로부터 유도된 제한자를 매 반복계산마다 적용하여 소산률 변수의 최소값을 제한하였다 (LS 모델)[12].

$$(\rho\epsilon)_{min} = (\rho k)S \tag{13}$$

2.2 선형 k-ε Craft 모델

Craft[16]등에 의해 제안된 와점성 모델은 Launder- Sharma 모델을 바탕으로 비선형 응력-변형률 관계를 사용하고, 무차원화된 변형률과 와도강도에 기초한 와점성 계수 함수를 사용한다.

$$c_\mu^{Craft} = \frac{0.3}{1 + 0.35(\max(\tilde{S}, \tilde{\Omega}))^{1.5}} \cdot \left(1 - \exp \left[- \left(\frac{Re_T}{90} \right)^{1/2} - \left(\frac{Re_T}{400} \right)^2 \right] \right) \tag{14}$$

$$\tilde{S} = \frac{k}{\epsilon} \sqrt{S^2}, \quad \tilde{\Omega} = \frac{k}{\epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \Omega_{ij} \Omega_{ij}}$$

함수 c_μ 는 Reynolds stress의 예측된 변화가 실험 데이터 및 DNS 결과에 잘 일치하도록 최적화되었다. 본 연구에서는 식 (14)의 와점성 계수와 일반적인 선형 응력-변형률 관계를 적용하였다.

2.3 수정된 Launder-Sharma(LS) 모델

본 연구에서는 현실성 조건을 만족시키지 못하는 식 (9)를 평균 변형률의 함수로 다음과 같이 수정함으로써 현실성 조

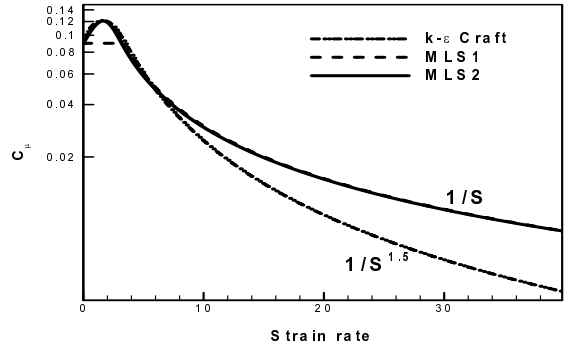


Fig. 1 Variation of eddy viscosity with mean strain rate at large turbulent Reynolds number.

건을 더하는 방법을 적용하였다(MLS1).

$$c_\mu^{MLS1} = \min [c_\mu^{Launder - Sharma}, \sqrt{c_\mu^0 / \sqrt{(S^2 + \Omega^2)/2}}] \tag{15}$$

위 식은 참고문헌 [11,12]에서 $k-\omega$ 모델에 적용된 와점성 계수와 동일하며, 선형모델이 현실성 조건을 충족하기 위한 필요 조건이 된다. 식 (15)는 큰 평균 변형률(또는 와도강도)이 발생하는 영역에서 계수 값을 줄여 난류의 생성을 제한하는 역할을 하게 됨을 2.3절 후반에서 보일 것이다.

식 (9)의 Launder-Sharma 모델의 와점성 계수는 난류 레이놀즈수의 함수로 표현되는 반면, 식 (14)와 (15)의 와점성 계수는 난류 레이놀즈수와 평균 변형률의 함수로 표현된다. Fig. 1은 Craft 모델과 MLS1 모델(식 (15))의 차이를 나타낸다. 높은 변형률에서 식 (14)의 함수 c_μ 가 식 (15)의 그것보다 작은 값을 갖는다. Barakos 와 Drikakis[16]에 따르면 이러한 이유로 인해서 Craft 모델은 여러 다른 $k-\epsilon$ 모델보다 더 나은 거동을 보인다. 여기서 주목해야 하는 점은 Craft 모델의 함수 c_μ 는 DNS 결과를 잘 충족시키도록 설계되었으며, 변형률이 작은 영역에서는 0.09를 초과한다는 것이다. 이 특성은 초음속 기저부 유동에 대한 계산 결과 재순환영역의 속도분포에 긍정적인 영향을 미침을 알 수 있었다. MLS2는 작은 평균 변형률 영역에서는 Craft 모델을 따르고, 큰 값의 영역에서는 식 (15)를 따르도록 설계되었으며 다음과 같이 표현된다.

$$c_\mu^{MLS2} = \frac{2.4}{1 + 8 \sqrt{(S^2 + \Omega^2)/2}} \cdot \left(1 - 1.375 \exp \left[\frac{-0.36}{\exp(-0.9 \sqrt{(S^2 + \Omega^2)/2})} \right] \right) \cdot \left(1 - \exp \left[- \left(\frac{Re_T}{90} \right)^{1/2} - \left(\frac{Re_T}{400} \right)^2 \right] \right) \tag{16}$$

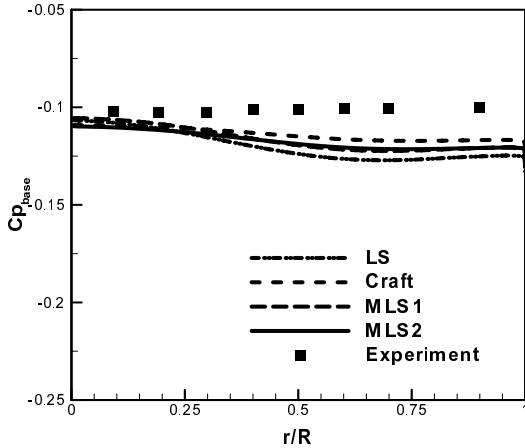


Fig. 2 Pressure coefficient distributions on the base with radial distance from centerline.

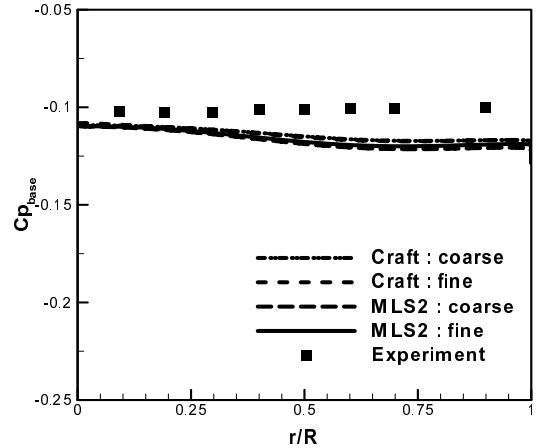


Fig. 4 Base pressure distributions with grid resolution.

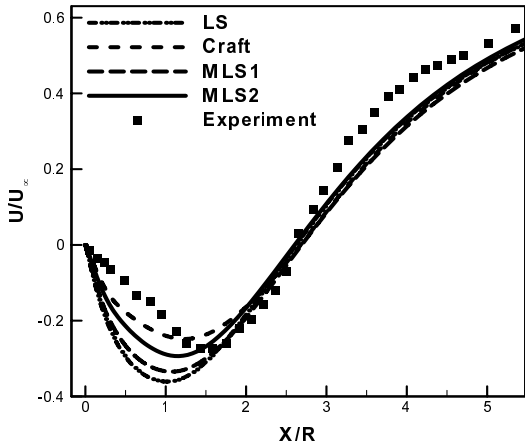


Fig. 3 U velocity distributions along the centerline.

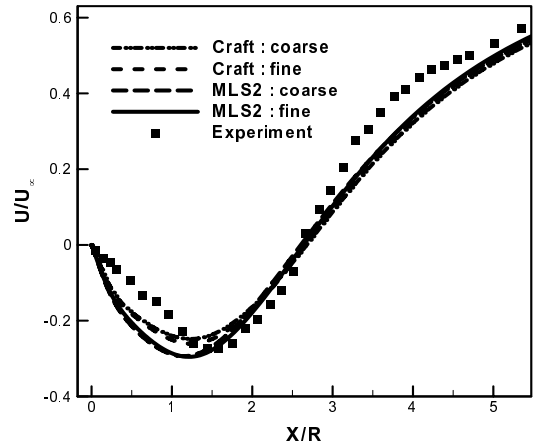


Fig. 5 U velocity along the centerline.

Craft 모델에서 함수 c_μ 가 $\max(\tilde{S}, \tilde{\Omega})^{1.5}$ 의 역수에 비례하는데 반해, 본 연구에서는 함수 c_μ 가 $\sqrt{(\tilde{S}^2 + \tilde{\Omega}^2)}/2$ 의 역수에 비례하도록 설계되었다. 이러한 차이가 난류 운동에너지의 생성에 미치는 영향을 살펴보기 위해 현실성 조건의 잠재적 향상을 탐구한 Thivet 등[18]의 분석을 따랐다. 1차원 유동이 x 방향으로 흘러갈 경우 변형률은 다음과 같이 근사된다.

$$S^2 \sim \frac{4}{3} \left(\frac{\Delta U}{\Delta x} \right)^2, \quad S \sim \left(\frac{\Delta U}{\Delta x} \right) \quad (17)$$

Cell volume에 대해서 식 (9)를 사용하여 적절한 생성항(P_k)은 다음과 같다[18].

$$\begin{aligned} & \int \left(\mu_T S^2 - \frac{2}{3} \rho k S_{kk} \right) dV \\ & \sim \frac{4}{3} c_\mu^0 \frac{\rho k^2}{\epsilon} \frac{(\Delta U)^2}{\Delta x} - \frac{2}{3} \rho k \Delta U \\ & = \frac{2}{3} \rho k \Delta U \left[\sqrt{3} c_\mu^0 \tilde{S} - 1 \right] \end{aligned} \quad (18)$$

위 식은 함수 c_μ 가 일정할 때, 난류 생성항은 평균 변형률에 비례함을 보여준다. 충격파-경계층 간섭 영역 또는 강한 전단류 영역 등 큰 평균 변형률이 발생하는 영역에서 과도한 난류의 생성을 야기할 수 있음을 의미한다. 이러한 문제는 식 (14)와 식 (15)에서처럼 현실성 조건에 기초한 함수 c_μ 를 적용함으로써 완화될 수 있다.

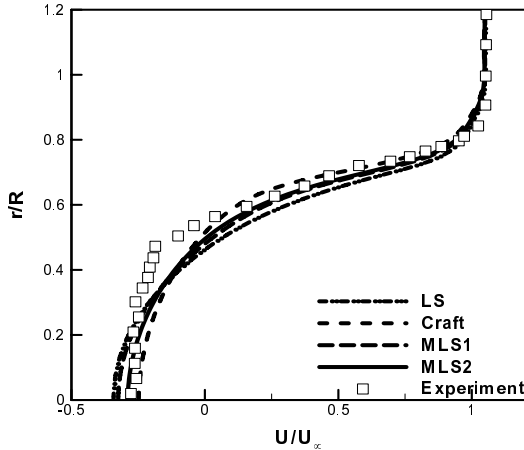


Fig. 6 Axial velocity profiles at X/R=1.26.

식 (14),

$$\int (\mu_T S^2 - \frac{2}{3} \rho k S_{kk}) dV \sim \frac{2}{3} \rho k \Delta U \left[\frac{2\sqrt{3}}{\sqrt{S}} - 1 \right] \quad (19)$$

식 (15),

$$\int (\mu_T S^2 - \frac{2}{3} \rho k S_{kk}) dV \sim \frac{2}{3} \rho k \Delta U [2\sqrt{3c_\mu^0} - 1] \quad (20)$$

결과적으로 Craft모델의 경우 평균 변형률이 큰 영역에서 난류 운동에너지가 평균 변형률에 반비례하여 작아짐을 보여 준다. 한편, 본 연구의 수정된 Launder-Sharma모델의 난류생성은 평균 변형률과 무관하게 일정한 값을 가지게 된다.

3. 수치 해석 기법

계산을 위해 지배방정식을 물리적 좌표계에서 일반좌표계로 변환하고, 격자중심 유한 체적법으로 이산화 하였다. 비점성 유속에 대해 2차의 정확도를 얻기 위해서 HLLC+[19]와 3차의 MUSCL 기법과 minmod 제한자가 사용되었다. 점성 유속은 중심차분에 의해 계산되었다. 난류변수에 대해서는 Navier-Stokes 방정식과 동일한 2차 정확도의 MUSCL 기법을 적용하였다[12].

정상해를 구하기 위해 근사 인자화와 대각화를 동시에 적용하여 내재적 연산자 행렬을 스칼라(scalar) 형태의 삼대각 행렬(tridiagonal matrix)로 변환하여 해석하는 DADI 방법을 사용하였다. 비점성 유속은 상사변환을 이용해 대각화할 수 있으나 점성유속의 경우에는 대각화가 불가능하므로, 점성유속 Jacobian의 최대 고유치(spectral radius)를 이용해 고유치를 보정하고 내재적 부분에 추가된다. 각각의 난류 모델의 원천 벡터는 생성항과 소멸항으로 구분할 수 있다. 난류 소멸항은 내

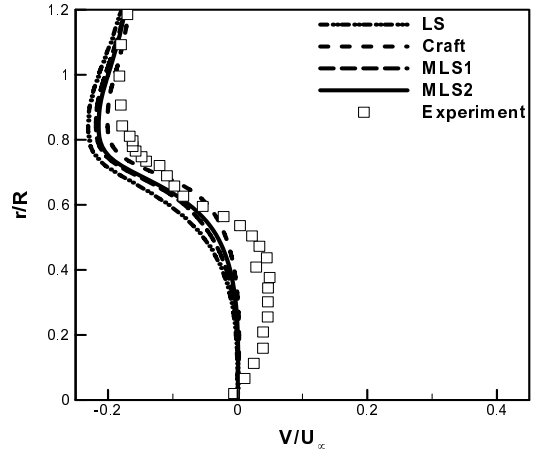


Fig. 7 Radial velocity profiles at X/R=1.26.

재적 부분에 포함되는 반면, 생성항은 외재적으로 처리된다 [12].

경계조건으로는, 벽면에서는 속도가 0으로 설정하였고, 밀도와 에너지는 영역 내부에서 외삽 하였다. 벽면에서 k 와 $\tilde{\epsilon}$ 은 0으로 설정하였다. 입구조건은 주어진 마하수와 온도조건에 맞게 Wilcox의 EDDYBL 코드를 이용하여 생성하였다[20].

4. 수치 해석 결과

난류 모델의 성능을 시험하기 위해 초음속 축대칭 기저부 유동 문제를 계산하였다. 입구조건은 마하수가 2.46이고 자유류 속도 기준으로 레이놀즈수가 $5.2 \times 10^7/m$ 이다. 형상 및 기타 조건들은 참고문헌[1]에 잘 나와 있다. 계산은 4가지 2-방정식 난류 모델들에 대하여 이루어 졌다. 계산에 사용된 모델은 제한자를 갖는 Launder-Sharma $k-\epsilon$ 모델, 식 (13), 선형 Craft 모델, 식 (14), 변형 외점성 계수를 가지는 Launder-Sharma(MLS1) 모델, 식 (15), Craft 모델의 외점성 계수를 수정한 MLS2 모델, 식 (16)이다.

Fig. 2는 기저부 벽면을 따른 압력계수의 변화이다. 재순환 영역 내부이므로 압력 평형을 이루어 일정한 값을 가진다. LS 모델에 의해서 예측된 기저부 압력은 상대적으로 큰 변화를 보여주는 반면, 다른 모델에 의한 결과는 실험치 보다 작은 값을 예측하였으나 상대적으로 작은 변화를 나타낸다. Fig. 3은 중심선을 기준으로 한 흐름 방향 속도분포이다. 모든 모델이 재부착 지점(reattachment point)을 거의 동일하게 예측하고 있다. 박리순환 영역에서 역방향 속도의 분포를 Craft 모델이 가장 잘 예측하고 있으며, LS 모델이 가장 좋지 못한 결과를 주고 있다. 한편, LS모델과 MLS1 모델은 실험치에 비해 큰 역방향 속도를 예측하고 있다. 순환 영역 내부에서는 평균

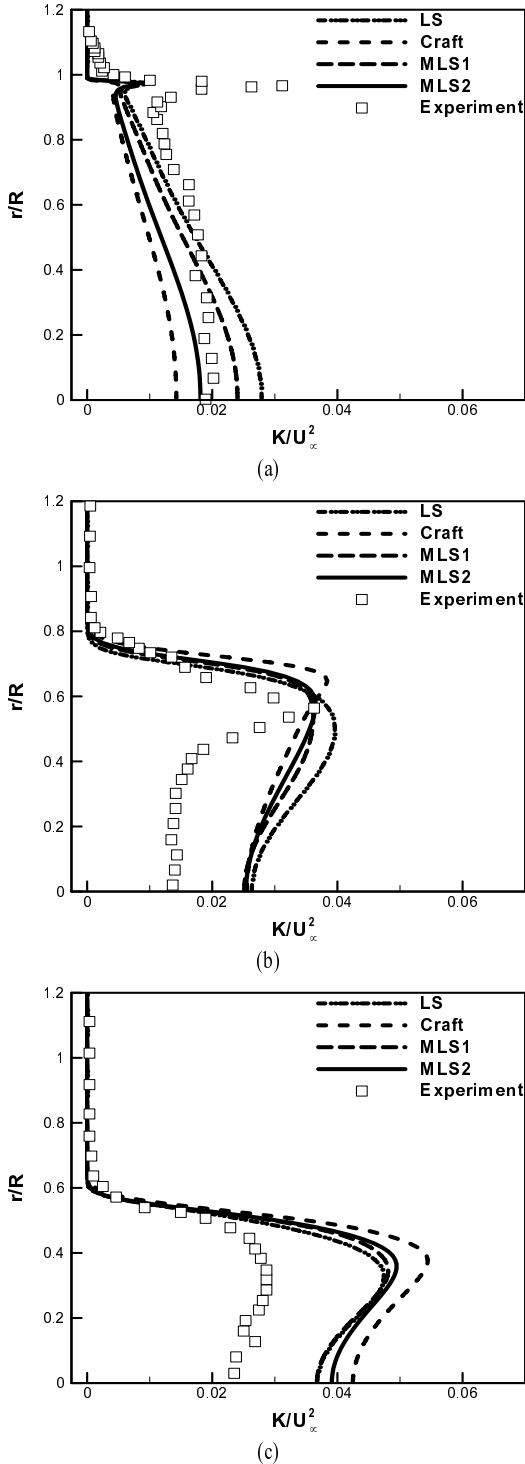


Fig. 8 TKE profiles: (a) $X/R=0.079$, (b) $X/R=1.26$, (c) $X/R=2.67$

변형률이 크지 않기 때문에, 실험과 DNS 결과를 반영하여 와점성 계수 값이 0.09보다 클 수 있도록 허용하는 Craft 모델과 MLS2 모델이 좋은 결과를 제시함을 보여주고 있다.

Fig. 4와 5는 Craft 모델과 MLS2 모델에 성긴 격자와 조밀한 격자를 적용한 결과이다. 계산을 위해 2가지 조밀 격자 ($33 \times 65, 321 \times 213$)와 성긴 격자 ($21 \times 51, 201 \times 150$)를 구성하였다. 각각의 격자는 두 개의 블록으로 구성되어 있다. 흐름방향 속도와 압력계수에서 격자에 따른 차이가 거의 없음을 볼 수 있다.

Fig. 6과 Fig. 7은 흐름방향으로 $X/R=1.26$ 인 곳에서의 흐름방향 속도와 수직방향 속도를 나타낸다. Craft 모델이 약간 더 좋은 결과를 보여준다. 난류 모델에 따른 난류 운동에너지 분포는 Fig. 8에 나타난다. $r/R=1.0$ 근처에서 벽에서 박리된 경계층으로 인해 강한 전단층이 형성되는데, 이로 인해 난류 운동에너지가 급격히 생성됨을 실험에서 볼 수 있다. 계산결과에서도 이러한 경향성은 확인되지만, 그 크기는 충분하지 않다. 현실성 조건으로부터 유도된 식 (13)을 사용하지 않는 LS 모델은 $r/R=1.0$ 근처에서 급격히 생성되는 난류 운동에너지를 적절히 제어하지 못하기 때문에 계산결과를 얻을 수 없었다. Craft 모델이 다른 모델들 보다 $X/R=0.079, 1.26$ 에서 순환 영역 내부의 난류 운동에너지를 적게 예측함을 확인 할 수 있다. 이것은 함수 c_μ 가 $\max(\tilde{S}, \tilde{\Omega})^{1.5}$ 의 역수에 비례하도록 설계되었기 때문이다. 반면, MLS2 모델은 재순환 영역에서 난류 운동에너지를 대체로 잘 예측하고 있음을 볼 수 있다. 식 (18-20)의 근사 해석과 Fig. 8(a)에서 볼 수 있듯이 평균 변형률의 함수로 표현되는 와점성 계수는 난류 운동에너지의 생성에 직접적인 영향을 미친다. 또한, 난류 운동에너지의 생성과 속도분포를 종합하면 재순환 영역에서 역방향 속도의 최대값은 난류 운동에너지에 직접 비례함을 Fig. 3과 Fig. 8(a)에서 확인할 수 있다.

5. 결론

본 연구에서는 초음속 기저부 유동에 대하여 $k-\epsilon$ 모델의 성능을 시험하기 위해 변형된 Launder-Sharma $k-\epsilon$ 모델과 선형화된 Craft 모델을 적용하였다. 와점성 계수가 평균 변형률의 함수가 됨으로써 현실성 조건의 필요조건을 충족할 수 있다는 이론에 기초하여, 다양한 형태의 와점성 계수를 사용하여 비교하였다. 근사 해석과 수치해석을 통해 평균 변형률에 반비례하는 와점성 계수 모형은 변형률이 큰 영역에서 과도한 난류 생성을 제어할 수 있음을 보였다. 또한, 재순환 영역의 난류 운동에너지의 생성과 속도분포의 계산 능력을 향상시킬 수 있음을 확인하였다.

후 기

이 논문은 2007년도 과학기술부의 재원으로 국제과학기술 협력재단의 지원을 받아 수행된 연구임 (과제번호:2007-A002-0049).

참고문헌

- [1] 1993, Herrin, J.L. and Dutton, J.C., "Supersonic Base Flow Experiments in the Near Wake of a Cylindrical Afterbody," *AIAA Paper 93-2924*.
- [2] 1994, Sahu, J., "Numerical Computations of Supersonic Base Flow with Special Emphasis on Turbulence Modeling," *AIAA Journal*, Vol.32, No.7, pp.1547-1549.
- [3] 1997, Krishnamurty, V.S. and Shyy, W., "Study of Compressibility Modifications to the $k-\epsilon$ Turbulence Model," *Physics of Fluids*, Vol.9, No.9, pp.2769-2788.
- [4] 1992, Sarkar, S., "The Pressure-Dilatation Correlation in Compressible Flows," *Physics of Fluids A*, Vol.4, pp.2674-2682.
- [5] 2003, 박창환, 박승오, "Ristorcelli의 압축성 난류 모형을 이용한 초음속 유동의 계산," *한국전산유체공학회지*, 제8권, 제 3호, pp.1-6.
- [6] 1997, Ristorcelli, J.R., "A Pseudo-Sound Constitutive Relationship for the Dilatational Covariances in Compressible Turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.347, pp.37-70.
- [7] 2001, Merci, B., De Langhe, C., Vierendeels, J. and Dick, E., "A Quasi-Realizable Cubic Low-Reynolds Eddy-Viscosity Turbulence Model with a New Dissipation Rate Equation," *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol.66, pp.133-157.
- [8] 2006, Celic, A. and Hirschel, E.H., "Comparison of Eddy-Viscosity Turbulence Models in Flows with Adverse Pressure Gradient," *AIAA Journal*, Vol.44, No.10, pp.2156-2169.
- [9] 1983, Coakley, T. J., "Turbulence Modeling Methods for the Compressible Navier-Stokes Equations," *AIAA Paper 83-1693*.
- [10] 1996, Durbin, P.A., "On the $k-\epsilon$ Stagnation Point Anomaly," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.17, No.1, pp.89-90.
- [11] 2002, Thivet, F., "Lessons Learned from RANS Simulations of Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions," *AIAA Paper 2002-0583*.
- [12] 2004, Park, S.H. and Kwon, J.H., "Implementation of $k-\omega$ Turbulence Models in an Implicit Multigrid Method," *AIAA Journal*, Vol.42, No.7, pp.1348-1357.
- [13] 1994, Menter, F.R., "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications," *AIAA Journal*, Vol.32, No.8, pp.1598-1605.
- [14] 1967, Bradshaw, P., Ferriss, D.H. and Atwell, N.P., "Calculation of Boundary-Layer Development Using the Turbulent Energy Equation," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.28, No.3, pp.593-616.
- [15] 1974, Launder, B.E. and Sharma, B.I., "Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flows near a Spinning Disk," *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol.1, pp.131-138.
- [16] 1996, Craft, T.J., Launder, B.E. and Suga, K., "Development and Application of a Cubic Eddy-Viscosity Model of Turbulence," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.17, pp.108-115.
- [17] 2000, Barakos, G. and Drikakis, D., "Numerical Simulation of Transonic Buffet Flows using Various Turbulence Closures," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.21, pp.620-626.
- [18] 2001, Thivet, F. Knight, D.D., Zheltovodov, A.A. and Maksimov, A.I., "Insights in Turbulence Modeling for Crossing-Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions," *AIAA Journal*, Vol.39, No.6, pp.985-995.
- [19] 2003, Park, S.H., and Kwon, J.H., "On the Dissipation Mechanism of Godunov-Type Schemes," *Journal of Computational Physics*, Vol.188, No.2, pp.524-542.
- [20] 1998, Wilcox, D.C., "Turbulence Modeling for CFD, 2nd edition," *DCW Industries, La Canada, CA*.