



초음속 유동장에서 기저 유동의 Detached Eddy Simulation

신재렬¹, 원수희², 최정열^{*3}

DETACHED EDDY SIMULATION OF BASE FLOW IN SUPERSONIC MAINSTREAM

J.R. Shin,¹ S.H. Won² and J.Y. Choi^{*3}

Detached Eddy Simulation (DES) is applied to an axisymmetric base flow at supersonic mainstream. DES is a hybrid approach to modeling turbulence that combines the best features of the Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) and large-eddy simulation (LES) approaches. In the Reynolds-averaged mode, the model is currently based on either the Spalart-Allmaras (S-A) turbulence model. In the large eddy simulation mode, it is based on the Smagorinski subgrid scale model. Accurate predictions of the base flowfield and base pressure are successfully achieved by using the DES methodology with less computational cost than that of pure LES and monotone integrated large-eddy simulation (MILES) approaches. The DES accurately resolves the physics of unsteady turbulent motions, such as shear layer rollup, large-eddy motions in the downstream region, small-eddy motions inside the recirculating region. Comparison of the results shows that it is necessary to resolve approaching boundary layers and free shear-layer velocity profiles from the base edge correctly for the accurate prediction of base flows. The consideration of an empirical constant CDES for a compressible flow analysis may suggest that the optimal value of empirical constant CDES may be larger in the flows with strong compressibility than in incompressible flows.

Key Words : 고 레이놀즈(High Reynolds), 비정상유동(Unsteady Flow), Reynolds-Averaged Navier-Stokes(RANS), Detached Eddy Simulation(DES), Delayed Detached Eddy Simulation(DDES), Large-Eddy Simulation(LES), Monotone Integrated Large-Eddy Simulation(MILES), 음해법(Implicit Method)

1. 서 론

로켓 발사체, 대기권외진입체, 탄 등 많은 비행체들의 형상에 불가피하게 후방단 형태를 가진 부분이 이용되며, 후방단을 가진 초음속 비행체의 공기력 예측과 항력 감소를 위하여 많은 연구가 수행되었다. 램젯 또는 스크램젯 엔진 연구에서 연료-공기 혼합 및 보염(flame holding)을 위해 후방단에 의해 형성되는 재순환 영역을 이용한다.

초음속 연소기 설계는 연소기 내 연료-공기 혼합과 보염이 관련이다. 초음속 연소기 형태로 보면 원형과 사각형의 연소

기를 채용하고 있다. 압력손실을 최소화하기 위해 평판 형이 사용되며, 후방단과 공동은 연소기의 연료-공기 혼합과 화염 유지를 위해 적용된다. 연료 분사에 따라 들어오는 공기와 수직, 경사, 수평 또는 대향하게 연료를 분사한다. 예로 벽면 수직 및 경사 분사, 후방단 또는 공동을 갖는 연소기에서의 수직, 경사, 평형분사가 대표적으로 사용된다. 초음속 연소기 내 연료-공기의 짧은 체류시간 안에 혼합효율 증가시켜야 한다. 초음속 연소를 구현 하기위해 연료-공기 혼합이 빨리 진행되어야 하고 전압력소실이 작아야 효율적인 운영이 가능하다. 그러나 초음속 연소기에 충격파는 피할 수 없다. 이 충격파가 경사충격파가 되면, 전압력소실은 크지 않다. 그래서 경사충격파는 향상된 연료-공기 혼합 및 보염에 긍정적인 영향을 줄 수 있다[1]. 연소실에 인위적인 경사충격파를 만들기 위한 분사기형태로는 스윙/언스윙 램프, 공력램프, 외팔보, 하

1 학생회원, 부산대학교 대학원 항공우주공학과
2 학생회원, 서울대학교 대학원 기계항공공학부
3 정회원, 부산대학교 항공우주공학과
* Corresponding author, E-mail: aerochoi@pusan.ac.kr



이퍼믹서, 스트러트등이 사용된다[2].

탄의 경우 기저항력을 줄이기 위해 초음속 유동에서 기저면으로 저속으로 소량의 예연소된 연료 분사를 통해 기저 항력을 줄인다. 이 형태는 초음속 연소기의 수평분사와 같은 방식이지만 연료 분사 속도는 많은 차이를 보인다. 이렇게 예연소된 가스가 재순환영역과 외부 초음속 유동사이에서 2차연소를 통해 기저면의 압력을 상승시켜 기저항력을 줄인다. 이와 유사하게 초음속 연소에서는 재순환영역과 외부 초음속 유동 사이에서 연료-공기 혼합을 위해 사용되나 혼합을 향상을 위해 램프형태, 하이퍼믹스형태와 같이 분사기 앞과 뒤쪽에 경사충격파를 이용해 혼합율을 증진시키는데 사용된다. 이처럼 초음속으로 들어오는 공기유동과 평행하게 연료를 분사하는 초음속 연소기의 분사기나 기저항력을 줄이기 위한 탄에서의 공통적 특징은 후방단을 가지고 있다.

기저부 유동의 연구는 60년대 이후 꾸준히 수행되고 있으며, 대표적으로는 미육군 탄도연구소와 일리노이 주립대(UIUC)의 Dutton 등[5-7]의 실험을 꼽을 수 있다. 수치적 연구는 90년대 이후 RANS [8-11] 기반의 연구가 꾸준히 진행되고 있으며, Direct Numerical Simulation (DNS) [12] 뿐만 아니라 근래에 들어 Large Eddy Simulation (LES)와 Implicit LES (ILES) [13-14] 등의 방법을 이용한 보다 정교한 고찰이 시도되고 있다. 또한 최근에는 비교적 적은 비용으로 대규모 박리영역문제 적용할 수 있는 Hybrid RANS/LES [15-16] 또는 Detached Eddy Simulation (DES) [17-18] 가 연구되고 있다. 본 연구에서는 최근 알려진 몇 가지 DES 해법들을 기저 유동 해석에 적용하여 특성 및 정확도를 비교함으로써 향후 초음속 난류 연소 유동장 연구의 기초로 삼고자 한다.

2. 유동장 모델

2.1 지배방정식

Navier-Stokes 방정식에 의해 유체 유동이 지배되고, 연속, 운동량, 에너지방정식을 보존형으로 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} &= 0 \\ \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j + p \delta_{ij}) &= \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \rho e_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho e_t + p)u_j &= \frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij}u_j - q_j) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\sigma_{ij} = -\frac{2}{3}\mu S_{kk}\delta_{ij} + 2\mu S_{ij}; \quad S_{ij} = \frac{1}{2}\left\{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right\}$$

$$q_j = \kappa \frac{\partial T}{\partial x_j}; \quad \kappa = \mu \frac{c_p}{Pr}$$

여기에서 ρ , u_i , e_t , σ_{ij} , q_j 는 밀도, 속도성분, 단위질량당 전체에너지, 점성 응력텐서, 열플럭스를 나타낸다. 그리고 물질의 조성변화를 고려하지 않고, 비열을 일정하다고 가정하는 열량적 완전기체로 가정하면, 이상기체 상태방정식을 적용하는 경우 압력과 에너지를 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$\begin{aligned} p &= \rho RT \\ e_t &= \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2 + w^2) \end{aligned} \quad (2)$$

2.2 난류모델

Spalart가 제안한 DES기법은 대규모 박리가 존재하는 유동에서 좋은 결과를 보여 주고 있다[19]. DES는 Reynolds-Averaged Navier-Stokes simulation과 Large Eddy Simulation의 장점을 합친 것으로써, 부착 유동에서는 효율적인 RANS기법을 이용하고 박리유동에서는 LES기법을 이용하는 방법으로써, 경계층을 LES방법으로 포착할 필요가 없는 유동에서 효율적인 측면이 있다.

S-A DES/DDES 모델은 Spalart에 의해 발표된 일방정식 S-A RANS 모델을 기초로 하고 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \tilde{\nu} v_j) \\ = C_{bl} \tilde{S} \rho \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] \\ + \frac{C_{w2} \rho}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} - \rho C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \end{aligned} \quad (3)$$

식의 우변은 생성항과 확산항 그리고 소산항으로 구성되어 있으며, 난류 에디점성은 다음과 같다.

$$\mu_t = f_{v1} \rho \tilde{\nu}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (4)$$

좌변의 첫제항은 생성항을 나타내고, 두번째항은 확산항을 나타내며, 세번째항은 벽면에 따른 소산항을 나타낸다.

여기에서, ν 는 분자점성이고, 생성항의 \tilde{S} 는 다음과 같다.

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (5)$$



S 는 로테이션 텐서의 크기를 나타낸다.

$$S = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

소산항에서 d 는 벽면으로 부터의 최소거리를 나타내며, f_w 는 다음과 같다.

$$f_w = g \left(\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right)^{1/6}, \quad g = r + C_{w2}(r^2 - r) \quad (7)$$

$$r = \frac{\tilde{\nu}}{Sk^2 d^2}$$

계산에 이용된 계수는 다음과 같다.

$$C_{b1} = 0.1355, \quad C_{b2} = 0.622, \quad C_{v1} = 7.1, \quad C_{v2} = 5$$

$$\sigma = 2/3, \quad \kappa = 0.4187, \quad C_{w1} = C_{b1}/\kappa^2 + (1 + C_{b2})/\sigma \quad (8)$$

$$C_{w2} = 0.3, \quad C_{w3} = 2$$

DES의 경우 Spalart-Allmaras 모델에서 사용된 길이 크기 d 가 spalart[19]가 제시한 새로운 길이 크기 \tilde{d} 로 대체된다. \tilde{d} 는 다음과 같이 정의된다.

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta), \quad \Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (9)$$

여기에서 격자 크기 Δ 는 계산격자 x, y, z 각 방향에서 가장 큰 크기를 나타낸다. 경험상수 C_{DES} 는 0.65 이다.

Spalart등이 최근에 발표한 Delayed Detached Eddy Simulation (DDES)[21-22]는 Spalart-Allmars 모델에서 정의된 매개변수 r 을 수정한 것이며, 수정된 r_d 는 다음과 같다.

$$r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\sqrt{U_{i,j}U_{i,j}}\kappa^2 d^2} \quad (10)$$

Table 1 Flow Properties at the End of Cylinder.

	Mathur et al. [4]	Present
Skin Friction	0.0017	0.00165
Boundary Layer Thickness	3.2385 [mm]	3.2385 [mm]
Displacement Thickness	0.7652 [mm]	0.8576 [mm]
Momentum Thickness	0.2165 [mm]	0.2382 [mm]

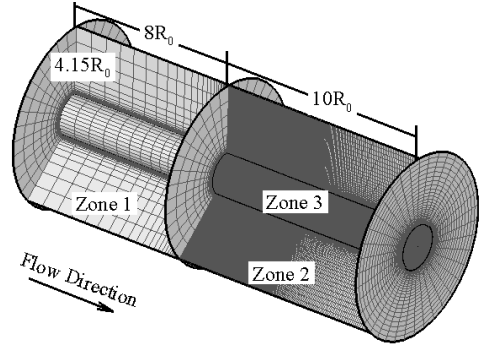


Fig. 1 Computational Domain.

여기에서, ν_t 는 동적에디점성, U_{ij} 는 속도구배를 나타내고, κ 는 Kármán 상수를 나타낸다. r_d 에 대한 함수를 사용해 S-A DES의 길이 크기를 다시 정의하게 된다. 사용된 함수는 다음과 같고, 이 함수를 이용해 길이 크기를 다시정의 하면 다음과 같다.

$$f_d = 1 - \tanh([8r_d]^3) \quad (11)$$

$$\tilde{d} = d - f_d \max(0, d - C_{DES}\Delta)$$

여기에서 함수 f_d 가 1이면 ($r_d \ll 1$ 또는 0), 이 영역은 LES 영역에 속한다. 이 함수는 Menter의 SST모델에서 혼합함수와 비슷하다. 그래서 새로운 길리크기는 f_d 가 0이면 RANS ($\tilde{d} = d$)로 작동하며, 1이면 DES97 ($\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta)$)로 동작한다.

2.3 수치해석기법

지배방정식을 유한체적법을 이용하여 이산화 하였다. 대류 플럭스항은 일반 좌표계에서 Roe FDS 기법을 사용하여 차분하였으며, 5차 MUSCL-TVD 기법을 이용하여 고차의 공간차분 정확도를 유지하였다. 차분된 방정식은 완전 내재적기법을 이용하여 시간 적분 하였다. 선형화된 방정식은 LU-SGS반복법과 이중 시간 전진 기법을 사용하였다. 격자수에 따라 무차

Table 2 Flow Condition from Ref.[3]

M_∞	2.46	Unit
ρ_∞	0.7549	kg/m ³
p_∞	31.415	kPa
T_∞	145	K
U_∞	593.8	m/s

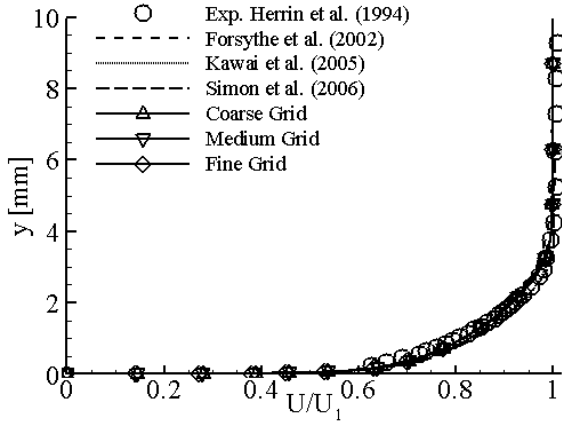


Fig. 2 Boundary Layer Profile 1mm Prior to the Base. (Forsythe et al.: RANS S-A Compressible Correction, Kawai et al.: RANS-LES, Simon et al.: RANS-MILES)

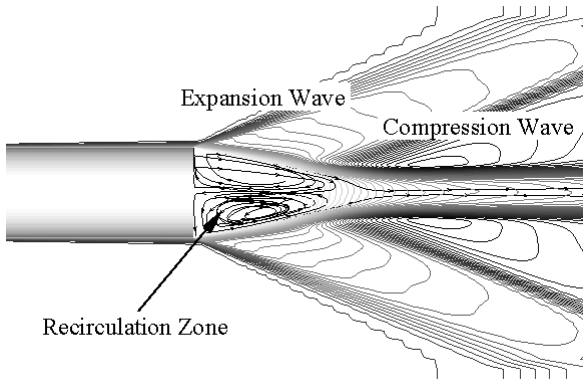


Fig. 3 Averaged Density Contour

원화된 시간간격 ($\Delta \hat{t} = \Delta t a_{\infty} / D$) $\Delta \hat{t} = 0.0048$, $\Delta \hat{t} = 0.0038$ 로 고정했고, 차원화된 시간간격으로 $1.245 \times 10^{-6} \text{sec}$, $9.972 \times 10^{-7} \text{sec}$ 이다. 비정상해석에서 데이터의 시간평균화는 충분히 긴 시간 (50msec \cong 40,000 steps, 50,000 steps) 으로 시간평균을 수행했다.

3. 계산결과

3.1 격자구성 및 경계조건

먼저 초음속 후방단 유동을 계산하기 앞서, 검증 논문으로 사용된 Mathur 등[4]의 실험에서 실린더의 길이가 명기 되어 있지 않다. 그래서 Forsythe 등[17]의 전산 실험에서 실린더 길이에 따른 영향을 분석한 결과가 있다. Forsythe 등[18]은 Wilcox [26]의 EDDYBL 코드를 이용해 Mathur 등[4]의 실험에



Fig. 4 Instantaneous Vorticity Magnitude Contour

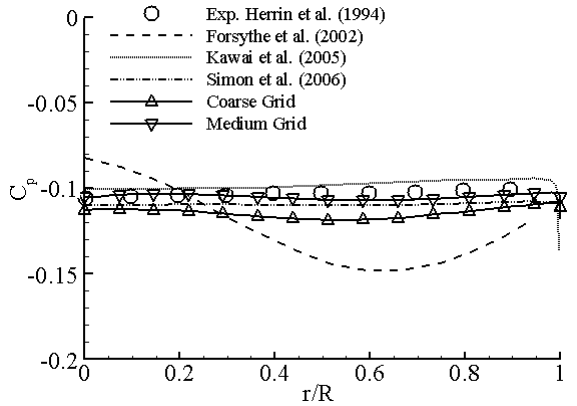


Fig. 5 Averaged Pressure Coefficient on Base. (Forsythe et al.: RANS S-A Compressible Correction, Kawai et al.: RANS-LES, Simon et al.: RANS-MILES, Coarse Grid, Medium Grid: $C_{DES} = 1.3$)

서 실린더 끝단의 유동특징과 일치하는 실린더의 길이를 예측했다. 이 예측 길이는 반경의 8배로 알려져 있다. Georgiadis 등[27]은 유동 후방의 혼합층을 잘 묘사하기 위해서는 유동특징 중에 운동량 두께를 잘 예측하는 것이 중요하다고 말한바 있다. 본 연구에서도 실린더 길이를 구하기 위해 초음속 평판 유동을 해석해 보았다. 경계층 두께가 같은 지점까지의 길이가 반지름의 7.5배 이고, 이 지점에서의 표면 마찰계수는 3%, 운동량두께는 9%의 차이를 보여 준다. 경계층 두께가 같은 지점까지의 거리를 본 연구의 실린더 길이로 택하였다. 이 길이는 이전 Forsythe 등[18]이 계산 했던 실린더의 길이와 약 6%의 차이를 가지는 길이 이다.

Fig. 1의 격자영역은 총 3개로 나누어져 있으며, 실린더 영역인 zone 1, 유동하류영역 zone 2, zone 3으로 구성되어 있다. 격자 의존성을 위해 133만개, 266만개, 532만개로 계산을 수행하였다. 격자 확장은 원주방향으로 40, 80, 160개로 확장을

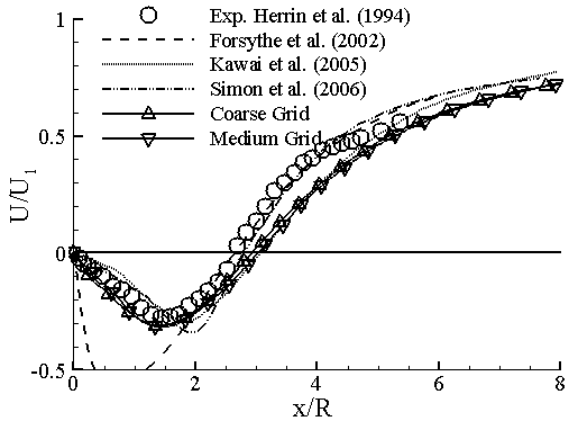


Fig. 6 Averaged Axial Velocity along the Wake Axis. (Forsythe et al.: RANS S-A Compressible Correction, Kawai et al.: RANS-LES, Simon et al.: RANS-MILES, Coarse Grid, Medium Grid: $C_{DES}=1.3$)

하였다. 경계조건으로 실린더벽면은 단열 부착조건으로 주었고, 출구와 실린더의 외부는 외압조건을 부여 하였다. 본 초음속 후방단 연구에 사용된 지표자료는 Herrin 등[3]의 실험 자료를 이용하였다. 그리고 전산실험 비교 자료로 Chuang 등의 논문을 활용하였다. Table 2에 Herrin 등[3]의 축대칭 기저 유동 실험조건을 요약해 나타내었다.

실린더 끝단 1mm 전방의 경계층 분포가 Herrin 등[3]의 실험과 여러 전산연구자들의 결과와 잘 일치함 Fig. 2에서 알 수 있다. 이로부터, 3차원 초음속 평판유동의 해석결과로부터 얻어진 길이가 실린더의 길이로 타당함을 알 수 있다.

3.2 기저유동

Herrin 등[3]의 실험조건으로부터 해석결과 Fig. 3은 시간 평균화된 밀도분포를 보여주고 있다. 이 그림에서 초음속 자유류 후방단 유동의 대표적인 구조를 알 수 있다. 먼저, 실린더 끝단에서 급격한 면적확장을 통한 팽창파가 발생하고, 하류 와류영역에서 부근 압축파를 확인 할 수 있다. 또한, 후방단으로 인한 박리유동에 의해 간혀있는 재순환영역의 발생을 볼 수 있다. 이에 반해, Fig. 4에서 순간적인 와도강도 분포를 나타내며, 하류영역 와류가 발생하는 목지점 부근에서 큰 에디들이 떨어져 나가는 것을 볼 수 있다. 이는 후방단 하류와 자유류 사이의 전단층과 재순환영역의 불안정성으로 인해 와류 발생지역에서 큰 에디들이 떨어져 나감을 알 수 있다.

Herrin 등[3]의 초음속 무딘 후방단 실험으로 기저면의 평균압력계수, $C_p = -0.102$ 로 알려져 있다. Fig. 5로부터 비정상 RANS S-A 해석 ($C_p = -0.124$)에 비해 S-A DES/DDES (Coarse: $C_p = -0.114$, Medium: $C_p = -0.104$), RANS-LES ($C_p = -0.097$),

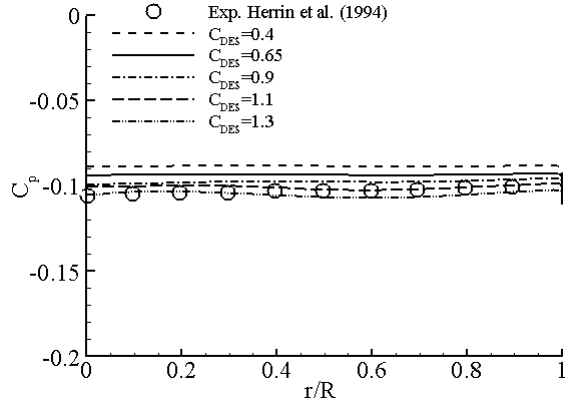


Fig. 7 Averaged Pressure Coefficient with Various C_{DES} Values at the Medium Grid

RANS-MILES ($C_p = -0.109$) 해석이 기저면 압력 예측에서 RANS 해석에 비해 뛰어남을 알 수 있다. 또한, Herrin 등[3]의 실험에서 재순환영역의 재부착지점은 하류 방향 $x/R=2.65$ 지점에서 축방향 속도가 영에 이른다. Fig. 6은 실험 및 전산 해석의 축방향 속도분포를 비교한 그림에서 재부착지점의 위치는 비정상 RANS S-A 해석 ($x/R=2.634$)의 결과가 S-A DES/DDES (Coarse: $x/R=2.927$, Medium: $x/R=3.028$), RANS-LES ($x/R=3.074$), RANS-MILES ($x/R=2.784$)의 해석결과 보다 좋은 예측 결과를 보여 준다. 그러나 재순환영역 안의 속도 분포에서 RANS S-A 해석결과는 후방단 쪽으로 빠른 접근 속도를 보여준다. RANS S-A 해석을 제외한 해석결과에서 재순환영역의 속도 분포를 잘 예측하고 있다. 그리고 본 연구에서는 5차 공간정확도를 사용해 다른 전산 연구자들 (공간에 대해서 Forsythe 등[18]: 2차 정확도에 260만개, Kawai 등[16]: 3차 정확도에 582만개, Simon 등[14]: 2차 정확도에 1,350만개의 격자)에 비해 많은 격자를 이용하지 않고 (Medium: 266만개에서) 비교적 좋은 예측을 수행 할 수 있었다.

3.3 C_{DES} 값 변화

정밀한 기저유동의 모사를 위해 C_{DES} 값을 조정 해보았다. 일반적인 C_{DES} 값은 0.65로 알려져 있다. 이 값은 저 Reynolds 수 유동 및 정육면체 격자에 적합한 값이다. Shur 등[20]은 C_{DES} 값이 그렇게 민감하지 않다고 알렸다. Constantinescu 등[24]은 대류항을 5차 공간 정확도로 계산할 경우 과도한 소산 없이 작은 크기의 에너지 영역까지 충분히 모사가능 하고, $C_{DES} \rightarrow \infty$ 로 갈 경우 RANS 결과로 이룬다고 알렸다. 이들의 결과는 저-중간 정도의 Reynolds 수 유동에 적용한 경우 이다. 그러나 초음속 후방단 유동과 같은 고 Reynolds 수 유동에 적용한 결과가 거의 알려져 있지 않다. 초음속 후방단 유동에서



RANS-LES를 이용한 Kawai 등[16]은 3차 공간정확도에 C_s (Smagorinsky 상수) 값을 0.12에서 0.24로 증가시켜 계산을 모사했다.

본 계산에서 C_{DES} 값을 0.65를 기준으로 0.4에서 1.3으로 0.2정도씩 변화시켜 보았다. 해석결과 중간격자에서 C_{DES} 값을 증가시키기에 따라 기저면의 평균압력계수 값이 실험값에 접근함을 알 수 있다. $C_{DES}=1.3$ 일 때, 기저면의 평균압력계수 값은 $C_p=-0.104$ 로 Herrin 등[3]의 실험값 $C_p=-0.102$ 에 근접한 값을 보여 주었다.

$C_{DES}=1.3$ 에서 추가적인 계산을 수행하였다. Spalart가 제안한 압축성 보정 및 Scotti 등[25]이 새장비가 큰 격자의 LES 계산에 사용되는 비등방성 필터를 사용해 $C_{DES}=1.3$ 일 때의 계산을 수행하였다. 압축성 보정의 경우 $C_p=-0.104$ 로 실험값과 유사하고, 비등방성 필터의 경우 $C_{DES}=0.65$ 계산결과와 유사한 $C_p=-0.082$ 를 보여 주었다. 그리고 격자 Reynolds 수에 따라 C_{DES} 값을 0.65 (격자 Re. 수 < 0) 와 1.3 (격자 Re. 수 ≥ 0)으로 한 계산에서 $C_{DES}=0.65$ 계산결과와 유사한 값을 보여 주었다. 현재의 계산 결과에서 압축성 보정은 계산 결과에 영향을 끼치지 않음을 보여 주었고, 비등방성 필터 및 격자 Reynolds 수에 따른 C_{DES} 값을 적용한 결과에서 일반적인 $C_{DES}=0.65$ 의 계산 결과와 유사함을 알 수 있었다.

4. 결 론

초음속 무딘 후방단과 같은 고 Reynolds 수 유동에 5차 MUSCL-TVD 기법을 적용하여 비정상 기저 후방 유동 계산을 수행하였다. 대류항의 고차정확도 계산 장점으로 Constantinescu 등[24]이 보고한바, 과도한 소산 없이 작은 크기의 에너지 영역까지 충분히 모사가능하기 때문에 DES 계산에 유리하다고 생각된다. 같은 유동장을 계산한 이전 연구자들에 비해 비교적 많지 않은 격자로 계산의 정확성을 유지하며 계산을 수행 할 수 있었다. 그 결과 $C_{DES}=1.3$ 경우, 중간격자 계산에서 $C_p=-0.104$ 로 실험값과 일치 하며, 축방향 속도에서 재부착점의 위치는 14%의 오차를 보여 주었다. 재부착점의 위치는 RANS을 제외한 방법에서는 본 계산과 같이 불일치함을 보여 주었다. 차후, 대류항의 고차정확도와 C_{DES} 증가에 따른 에너지 스펙트럼 분석을 통해 시간 경과에 따른 거동을 실험과 비교하여야 할 것이다.

참고문헌

- [1] 2004, Kim, J.-H., Yoon, Y. Park, C.-W. and Hahn, J.-W., "The Characteristic Modes and Structures of Bluff-Body Stabilized Flames in Supersonic Coflow Air," *Combustion and Flame*.
- [2] 1998, Rogers, R.C., Capriotti, D.P. and Guy, R.W., "Experimental Supersonic Combustion Research at NASA Langley," *AIAA Paper No.98-2506*, 20th AIAA Advanced Measurement and Ground Testing Technology Conference.
- [3] 1994, Herrin, J.L., and Dutton, C.J., "Supersonic Near-Wake Afterbody Boattailing Effects on Axisymmetric Bodies," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.31, No.6.
- [4] 1996, Mathur, T. and Dutton, C.J., "Velocity and Turbulence Measurements in a Supersonic Base Flow with Mass Bleed," *AIAA Journal*, Vol.34, No.6, pp.1153-1159.
- [5] 1996, Mathur, T. and Dutton, C.J., "Base Bleed Experiments with a Cylindrical Afterbody in Supersonic Flow," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.33, No.1, pp.30-37.
- [6] 2004, Janssen, J.R. and Dutton, C.J., "Time-Series Analysis of Supersonic Base-Pressure Fluctuations," *AIAA Journal*, Vol.42, No.3.
- [7] 2005, Janssen, J.R. and Dutton, C.J., "Sub-Boundary-Layer Disturbance Effects on Supersonic Base-Pressure Fluctuations," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.42, No.6.
- [8] 1992, Loth, E., Kailsasath, K., and Lohner, R., "Supersonic Flow over an Axisymmetric Backward-Facing Step," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.29, No.3.
- [9] 1996, Chuang, C.C. and Chieng, C.C., "Supersonic Base-Flow Computation Using Higher-Order Closure Turbulence Models," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.33, No.3.
- [10] 1997, Sahu, J. and Heavey, K.R., "Numerical Investigation of Supersonic Base Flow with Base Bleed," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.34, No.1, pp.62-69.
- [11] 2005, Shin, J.-R., Choi, J.-Y. and Kim, C.-G., "CFD Analysis and Validation of Base-Bleed Flow," *Proceedings of the 2005 KSAS Spring Conference*, pp.504-508.
- [12] 2005, Sandberg, R.D. and Fasel, H., "Direct Numerical Simulations of Transitional Supersonic Base Flows," *AIAA Paper No.2005-98*.
- [13] 1999, Fureby, C., Nilsson, Y. and Andersson, K., "LARGE EDDY SIMULATION OF SUPERSONIC BASE FLOW," *AIAA Paper No. 99-0426*.
- [14] 2006, Simon, F., Deck, S. Guillen, P. and Sagaut, P., "Reynolds-Averaged Navier - Stokes/Large-Eddy Simulations of Supersonic Base Flow," *AIAA Journal*, Vol.44, No.11.



- [15] 2003, Baurle, R.A., Tam, C.-J., Edwards, J.R. and Hassan, H.A., "Hybrid Simulation Approach for Cavity Flows: Blending, Algorithm and Boundary Treatment Issues," *AIAA Journal*, Vol.41, No.8.
- [16] 2005, Kawai, S. and Fujii, K., "Computational Study of Supersonic Base Flow Using Hybrid Turbulence Methodology," *AIAA Journal*, Vol.43, No.6.
- [17] 2000, Forsythe, J.R. and Hoffmann, K.A., "Detached-Eddy Simulation of a Supersonic Axisymmetric Base Flow with an Unstructured Solver," *AIAA Paper No.2000-2410*.
- [18] 2002, Forsythe, J.R., Hoffmann, K.A., Cummings, R.M. and Squires, K.D., "Detached-Eddy Simulation with Compressibility Corrections Applied to a Supersonic Axisymmetric Base Flow," *Journal of Fluids Engineering*, Vol.124, pp.911-923.
- [19] 1999, Spalart, P.R., "Strategies for Turbulence Modeling and Simulations," *4th International Symposium on Engineering Turbulence Modeling and Measurements*, Elsevier Science, pp.3-17.
- [20] 1999, Shur, M., Spalart, P.R., Strelets, M. and Travin, A., "Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack," *4th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, Elsevier Science, pp.669-678.
- [21] 2001, Strelets, M.K., "Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows," *AIAA Paper No.2001-0879*.
- [22] 2006, Spalart, P.R., Deck, S., Shur, M.L., Squires, K.D., Strelets, M.K. and Travin, A.K., "A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities," *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, Vol.20, pp.181-195.
- [23] 2006, Travin, A.K., Shur, M.L., Spalart, P.R. and Strelets, M.K., "Improvement of Delayed detached-eddy simulation for LES with wall modelling," *European CFD Conference*.