

추력벡터제어를 위한 이차 분사유동이 있는 2DCD 노즐 내부의 수치적 연구

Numerical Investigation of 2DCD Nozzle Flow

Having a Secondary Jet Injection for Thrust Vector Control

이진규*¹⁾, 장근식²⁾

JinGyu Lee, KeunShik Chang

A numerical solution procedure has been developed to analyze the flow field resulted from the injection of a transverse jet through the divergent flap of a 2DCD nozzle for thrust vector control. The formulation employs the compressible Navier-Stokes equations in conservation law form and a two equation $k-\omega$ turbulence model. Detailed numerical results are presented in this paper for the 2DCD nozzle over a range of secondary to primary injection mass flow ratios and nozzle pressure ratios.

1. 연구배경

추력벡터제어(TVC ; Thrust vector control)를 위해서 종래 여러 가지 방법이 개발되어 응용되고 있으며, 크게 기계적인 굴절 방법과 이차 유체 주입방법이 있다. 기계적 방법으로는 추력실 전체의 방향을 제어함으로써 추력을 제어하는 짐벌(gimbal) 방식과 제트 흐름 속에 베인(vane)과 같은 부품을 설치함으로써 유동을 방해하여 추력의 방향을 변화시키는 방법 등이 있다. 이 방법은 급격한 각도변화에 적용할 수 있어 추력의 방향을 크게 바꿀 수 있는 장점이 있지만, 부가적인 복잡한 기계적 장치와 이에 따른 무게의 증가가 필수적으로 따르게 되며, 베인과 같은 경우는 주위에 생성되는 충격파 등으로 인하여 큰 압력 손실이 발생하게 되고, 연소시 발생하는 산화 알루미늄 입자의 영향으로 기계적 장치의 삭마(ablation) 현상이 발생하게 되는 등의 문제와 유지 보수를 위한 많은 비용이 든다는 단점이 있다.

이차 유체 주입방법은 측면제트분사(side jet

blowing)를 이용하거나 엔진의 노즐에서 분출되는 유동에 이차 유동을 분사시킴으로써 주 흐름의 방향을 바꾸어 추력의 방향을 제어하는 방식이다. 이 방법은 기계적 방법과 달리 복잡한 기계적 장치와 무게의 증가 없이 단순한 장치만으로 추력의 손실 없이 추력방향을 제어할 수 있으며 축추력이 증가된다는 장점을 가진다. 이것은 현대 전술 비행체의 배기 시스템이 요구하는 무게와 운용 비용의 절감을 충족시킬 수 있으며, 배기 시스템의 출구 모양이 축대칭 단면이 아닌, 사각단면과 같은 비축대칭 단면을 가지는 형상에도 쉽게 적용시킬 수 있다. 이러한 이유로, 이차 분사유동을 이용한 추력벡터제어(SITVC : Secondary Injection for Thrust Vector Control)는 새로운 주목을 받고 있으며 여러 형태의 SITVC에 대한 활발한 실험적/수치적 연구가 수행되었다. 1995년 Wing[1]은 Pratt & Whitney에서 제공한 노즐과 실험 설비를 이용하여 주흐름 유량의 7.5%의 이차 분사유동으로 20도의 추력 방향을 제어한 연구결과를 보고하였고, Hamed[2] 등은 Wing의 실험을 수치해석하여 실험값과 가까운 결과를 얻어내었다.

본 연구에서는 벡터제어를 위한 이차 분사유동이 있는 노즐의 내부 유동을 Wing이 실험한 결과들을 토대로 $k-\omega$ 이방정식 난류모델을 결합한 Navier-Stokes 방정식의 수치해와 비교 검토하였다.

1) 한국과학기술원 항공우주공학과 (305-701 대전시 유성구 구성동 Tel : 042-869-3783)

2) 한국과학기술원 항공우주공학과 (305-701 대전시 유성구 구성동 Tel : 042-869-3711)

2. 수치해석 방법

2.1 지배방정식

2차원 비정상, 압축성 Navier-Stokes 방정식을 보존형 형태로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j e) = -\frac{\partial}{\partial x_j}(p u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j}[u_i \tau_{ij} - q_j]$$

$$p = \rho(\gamma - 1) \left[e - \frac{1}{2} u_i u_i \right]$$

여기서, t 와 x_i , u_i , ρ , p , e 는 차례로 시간과 위치벡터, 속도벡터, 밀도, 압력, 총에너지의 의미이다. 점성항에 포함된 열유속과 점성응력은 Stokes 가정에 따라 다음식들로 표현된다.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right]$$

$$\tau_{ij} = 2\mu_T \left[S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right]$$

$$\hat{\tau}_{ij} = 2\mu_L \left[S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right] + \tau_{ij}$$

$$q_j = - \left(\frac{1}{\gamma - 1} \right) \left[\frac{\mu_L}{Pr_L} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right] \frac{\partial T}{\partial x_j}$$

여기서, Pr_L 과 Pr_T 는 각각 층류 Prandtl 수와 난류 Prandtl 수를 의미하며, 0.72와 0.9의 값을 준다. μ_L 은 분자운동으로 인한 층류점성계수로 Sutherland 법칙을 사용하여 결정한다.

2.2 난류모델링

본 연구의 난류유동 계산을 위해서는 이방정식 와류점성(eddy-viscosity) 모델인 $k-\omega$ 모델 [3]을 사용한다. 가장 많이 검증된 $k-\varepsilon$ 모델은 이론적으로 명료하지만, 점성저층(viscous sublayer)을 고려하기 위한 저-Reynolds 항을 원천항에 포함하여 강직(stiff)하기 때문에 초기조건에 민감하고, 수렴성도 다른 모델에 비해 좋지 않다. 반면 ε 에 대한 방정식을 비소산율(ω specific dissipation rate)에 관한 식으로 치환한 $k-\omega$ 모델은 저-Reynolds 항이 없고, 벽면거리에 관한 정보를 요구하지 않는다는 장점이 있어 본 연구에 가장 적합하다.

이방정식 $k-\omega$ 난류 모형은 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) \\ = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_L + \sigma^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) \\ = (\alpha \omega / k) \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_L + \sigma \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \end{aligned}$$

여기서, μ_T 는 난류점성계수를 의미한다. 사용된 모형 상수는 다음과 같다.

$$\beta = \frac{3}{40}, \quad \beta^* = \frac{9}{100}, \quad \alpha = \frac{5}{9}, \quad \alpha^* = 1, \quad \sigma = \frac{1}{2}, \quad \sigma^* = \frac{1}{2}$$

2.3 수치기법

지배방정식은 일반 좌표계로 변환되어 격자중심방법의 유한체적법으로 해가 구해진다. 후방 Euler 내재적 기법을 통해, 지배방정식은 다음과 같은 형식으로 시간에 대해 이산화된다.

$$\left(\frac{I}{\Delta t} + \left[\frac{\partial R}{\partial Q} \right]^n \right) \Delta Q = -R^n$$

여기서, J 와 R 은 각각 좌표변환 jacobian과 정상상태의 residual을 나타내며, 보존변수벡터 Q 는 6개의 보존변수 (ρ , ρu_i , ρv_i , ρe , ρk , $\rho \omega$)^T으로 표현된다.

공간차분을 위해 대류항은 Roe의 FDS 기법을 기본으로 한 풍상차분(upwind)법과 점성항은 중심차분법을 적용한다. 변수 외삽 방법인 MUSCL 기법을 이용하고 Koren 제한자(limiter)를 이용하여 고차의 공간정확도를 얻는다. 시간적분에는 완전내재적 기법인 LU-SGS 기법[4]을 사용하며, 특히 $k-\omega$ 방정식의 강직성을 완화하여 양보존성을 향상시키기 위하여 강한 비선형성을 가진 난류 원천항을 내재적으로 처리한다. 수렴성을 향상시키기 위해 국부시간 전진법(local time stepping)을 사용한다.

3. 수치계산 결과

평판위의 슬롯 문제는 코드 검증과 제트상호작용에 대한 물리적 이해를 위하여 해석하였고, 수치해는 Aso 등[5]의 실험결과를 참조하여 비교했다. 평판의 앞전에서 0.33m에 슬롯 중심이 위치하는 초음속 흐름이다. 자유흐름의 마하수는

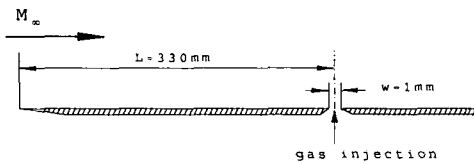


Fig. 1 Slot injection geometry

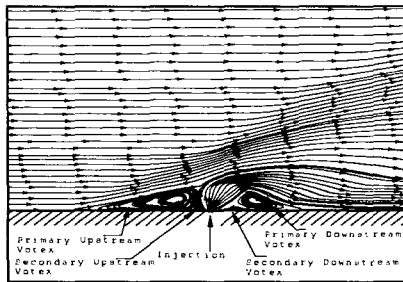


Fig. 2 Typical computational result ($p_{jet}/p_{\infty} = 17.72$)

3.75, Reynolds수는 2.07×10^7 , 슬롯의 폭은 1.0mm 이다. 제트 분사는 자유흐름에 대해 수직하게 분 사되고 제트가 과소팽창(under-expansion) 상태 에 있다고 가정하여 평판위 분사면에서 음속조건 이 유지되도록 하였다(Fig. 1). Fig. 2는 자유흐 름의 압력에 대한 제트 압력비가 17.72인 경우로 전형적인 흐름의 형태를 보여주며, 슬롯 앞전의 두개의 순환흐름(circulation flow)과 뒷전의 두개 의 순환흐름을 정확히 잡아주고 있다. Fig. 3은 자유흐름 압력에 대한 제트 압력비의 함수로써 수치적으로 계산된 표면 압력분포를 나타낸다. 결과로부터 압력비가 낮을 때 Aso의 실험결과와 전반적으로 잘 일치하고 있지만, 압력비가 커짐 에 따라 박리길이가 짧게 예측됨을 알 수 있고, 전반적으로 압력이 실험값보다는 높게 나타났다. 이것은 k- ω 난류모델을 이용한 Hamed의 수치 결과처럼 실험값보다 압력이 높게 예측되는 것과 같은 경향이었으나, 박리 길이는 짧게 예측되었 다. 압력의 평판(plateau) 구역을 지난 뒤 추가 압력상승은 배럴충격파의 앞전 변위 때문이다. Fig. 4는 평판의 앞전에서 슬롯 중심까지의 거리 L 로 무차원화된 박리길이(separation length)와 침투깊이를 제트의 유동 압력비의 함수로써 실험

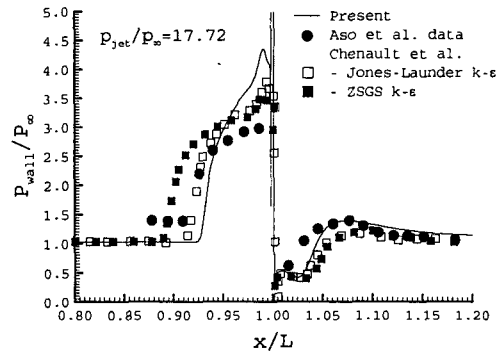


Fig. 3 Comparison of surface pressure profiles for Aso et al. configuration[6]

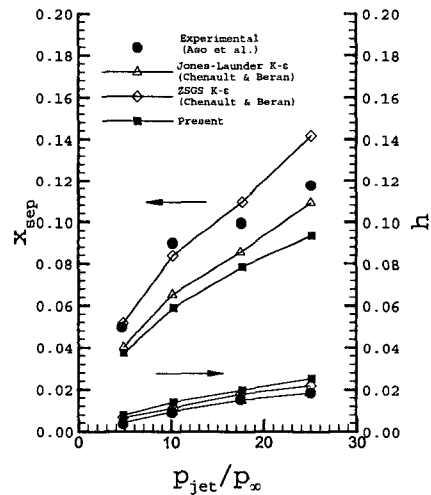


Fig. 4 Separation length and plume height as a function of static pressure ratio[6]

결과와 비교하였다. 유동압력비가 증가할수록 박 리길이가 침투깊이가 증가함을 알 수 있다. 본 연구에서의 수치해석 결과는 실험결과보다 박리 길이는 짧게, 침투깊이는 깊게 예측되고 있다.

Fig. 5는 이차 분사유동에 의하여 상호간섭을 일으킨 팽창노즐 부분의 내부유동장을 설명한다. 앞서 연구한 슬롯문제와 같이 주흐름에 팽창플랩 의 슬롯으로부터 제트가 분사될 때 공형충격파가 유도되며, 이것이 경사충격파의 형태로 하류로 진행되어 간다. 슬롯문제와 같이 분사 제트에 의 한 충격파/경계층 상호간섭에 의해 경계층이 박

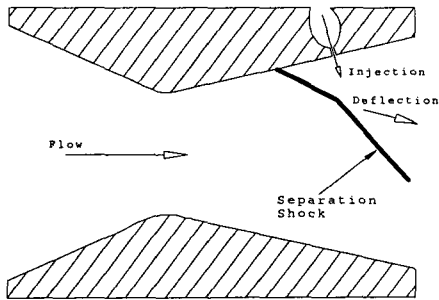


Fig. 5 Slot injection thrust vectoring concept

리되는 동시에 간섭된 유동변수들과 역압력구배에 의한 재순환류가 발생되며, 이들 충격파에 의한 국부적인 압력의 증가는 노즐벽 압력분포의 불균형을 유발시켜, 플랩부분에 축력을 발생시키며, 이차 분사유동에 의한 운동량의 차이와 함께 추력벡터제어를 위한 궁극적인 횡추력으로 작용하게 된다.

해석에 사용된 2DCD 노즐은 Wing의 실험노즐 형상을 참조했다. 사용된 격자는 팽창노즐 부분에 조밀하게 분포시켜주고, 이차 분사노즐 부분에 격자를 더 밀집시켜주었다. 이차 분사노즐의 위치에 따라 '후미분사'와 '전방분사' 격자를 만들었고(236×120), 각각의 분사노즐은 노즐목에서 노즐출구까지의 길이를 단위길이로 둘 때 노즐목으로부터 67%와 45% 지점에 위치한다. 이

차 분사노즐 사이에 들어가는 격자의 수는 15개이다. 수치해석을 위해 특성값은 노즐출구의 값을 이용했다. 이때 노즐의 출구경계조건을 대기압으로 고정시켰다. 노즐 팽창면적비(=1.944)를 이용하여 1차원 노즐해석을 수행하면, 설계점 노즐압력비(NPR_D)은 약 10.12이며, 출구마하수는 2.165이다. 이 값은 NPR_D를 10으로 설정한 Wing의 보고서와 근사한 수치이다. 주흐름 제트의 연소실내의 온도를 300K, 이차 분사실의 온도는 229.2K로 주었다. 등엔트로피 관계를 이용하면, 노즐출구에서의 온도는 154.9K이며, 압력은 대기압인 101.3×10³ N/m²이다. 이차 분사노즐 위를 지나는 주흐름의 마하수는 후미분사와 전방분사의 경우 각각 1.950과 1.776으로 주었다.

수치해석은 노즐압력비(NPR)를 4.0과 6.0, 8.0, 10.0의 경우에 대해, 주흐름의 유량에 대한 이차 분사유동의 유량 비로 정의되는 특성유량비(ω)를 0.0%와 2.5%, 5.0%, 7.5%, 10.0%로 변화시켜 주면서 팽창플랩의 표면 압력분포와 전향각을 계산해 주었다. 이차 분사유동이 없는 정상상태 수렴해를 초기해로 사용하여 주고, 수렴판정은 상단 팽창플랩에서 초기 1,000번의 반복계산으로 얻은 표면마찰계수의 최대 변화폭을 기준으로 매 1,000번의 반복계산에서 표면마찰계수의 변화폭이 기준폭의 0.5% 이내로 들어오는 것으로 했다.

Fig. 6의 마하수 선도 결과는 후미분사 경우이다. NPR=4.0의 경우, 난류경계층에서 박리가 일어나는 박리 과대팽창조건외의 흐름이 형성된다. 노즐 내부유동은 앞서(Fig. 5) 설명한 유동구조를

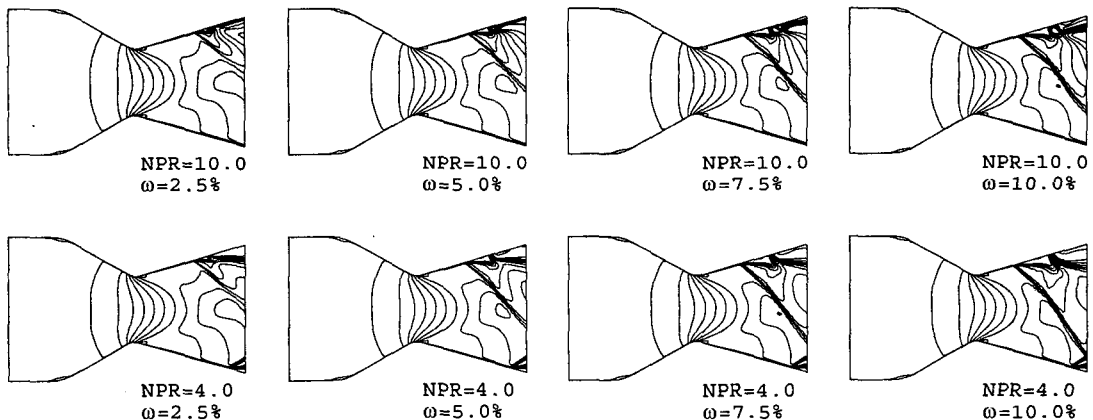


Fig. 6 Effect of NPR and ω on nozzle aft-slot injection Mach number contours

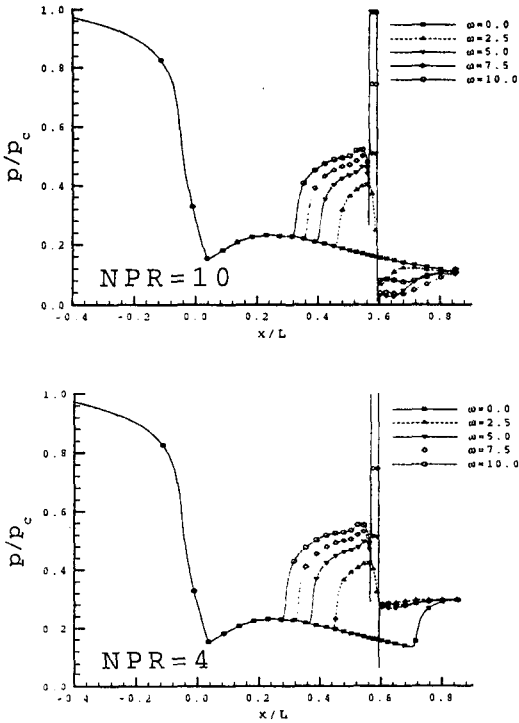


Fig. 7 Effect of secondary mass flow on surface pressure distribution along upper flap

보이고 있다. 하지만, 평판위의 슬롯 문제에서처럼 분사 노즐 뒤의 흐름의 재부착은 작은 특성유

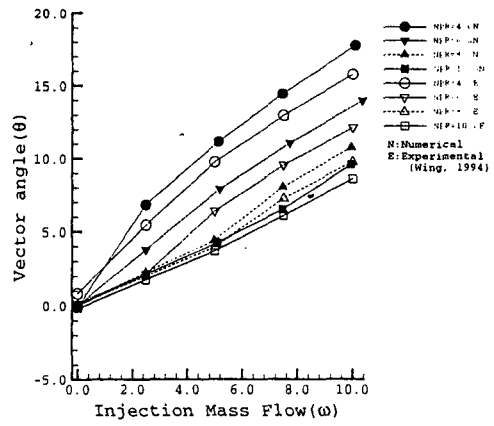


Fig. 8 Effect of ω on vector angle predictions

량비의 경우에만 보이며, 특성유량비가 증가함에 따라 분사 노즐 뒤의 박리된 순환 흐름은 노즐 출구까지 이어지고 있다.

Fig. 7는 일정 NPR에서 특성유량비를 변화시켜줄 때 상단 팽창플랩에서의 표면 압력분포를 연소실 압력의 비로써 나타낸 것이다. 평판의 슬롯 문제와 마찬가지로 특성유량비를 증가시켜 주면 이탈충격파의 강도가 더 강해지면서 분사노즐 앞의 박리 길이가 증가함을 알 수 있다.

Fig. 8의 전향각은 축방향 추력 F_a 과 횡추력 (side force) F_s 의 비로 구한다.

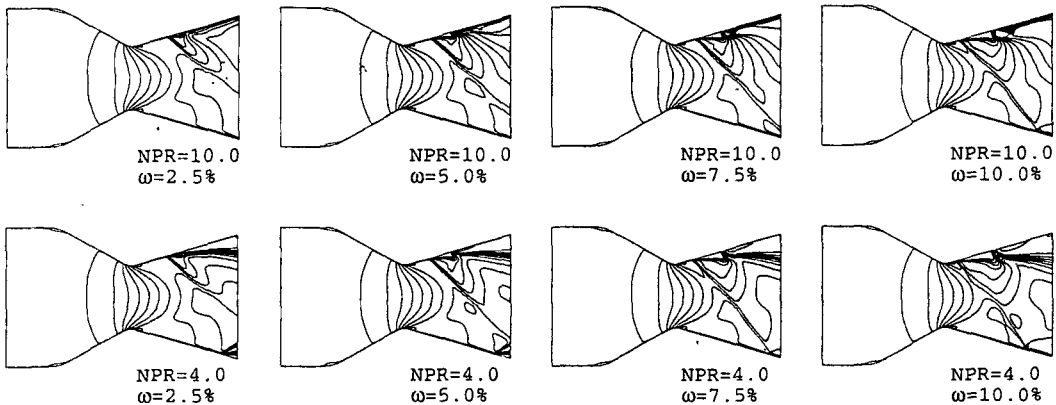


Fig. 9 Effect of NPR and ω on nozzle forward slot injection Mach number contours

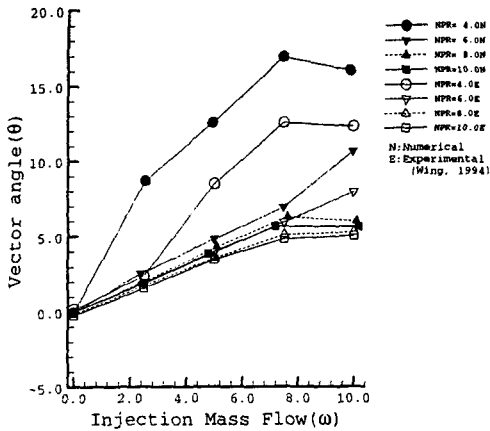


Fig. 10 Effect of ω on vector angle predictions

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{F_s}{F_a} \right)$$

여기서, 추력은 $F = \dot{m}u_j + (p_e - p_a)A_e$ 이며, \dot{m} 과 u_j , p_e , p_a , A_e 은 각각 배기가스 질량유량과 배기제트 속도, 노즐 출구압, 대기압, 노즐 출구단면적을 의미한다. 후미분사의 경우, NPR이 4.0, 특성유량비가 10.0%일 때 최고 전향각 17.76도를 보여주고 있고, NPR이 증가할 수록 일정유량비에서는 전향각이 감소하며, 일정 NPR,에서 특성유량비가 증가할수록 전향각이 증가함을 알 수 있다. Wing의 실험결과와 비교하여 모든 값들이 다소 높은 수치를 보여주고 있는데, 이것은 평판 슬롯문제에서 검증하였듯이, $k-\omega$ 난류모델이 표면 압력분포를 실험값과 비교해서 다소 높은 값을 예측하므로, 횡추력이 증가하기 때문이다.

Fig. 9은 전방분사 경우의 마하수 선도이다. NPR이 4.0, 특성유량비가 10.0%인 경우 유동간섭에 의해 상단 팽창플랩에서 생긴 이탈충격파가 하단 팽창플랩 부분에 부딪혀서 다시 반사충격파를 발생시키며, 이로 인해 주흐름의 방향을 다시 바꿈으로서 전향각을 감소시키는 결과를 나타낸다. 앞서의 후미분사 때와는 달리 최대전향각 17.0도를 NPR 이 4, 특성유량비가 7.5%일 때 얻을 수 있다(Fig. 10). 즉, 최대 전향각은 상단에서 생긴 이탈 충격파가 하단에 부딪히기 전, 노즐 끝단에 걸리게 되는 경우 얻을 수 있음을 알 수

있다.

4. 결론

추력벡터제어를 위해서 2DCD 노즐의 팽창플랩에서 수직으로 이차 분사유동이 있는 유동장의 계산은 내부유동이면서 유동방향으로 서로 큰 운동량을 가지고 교차되기 때문에 수치적으로 수렴해를 구하기가 쉬운 것은 아니다. 이를 해석하기 위해 선행 연구자들의 문헌을 토대로 $k-\omega$ 이방정식 난류모델을 결합한 Navier-Stokes 방정식을 이용한 수치적 해석을 수행하였으며, 수치적 방법으로는 풍상차분기법과 MUSCL 기법을 사용하여서 공간정확도를 높였으며, 내재적 LU-SGS 시간적분법을 사용하여서 안정성을 높였다.

- 2DCD 노즐에서 전향각을 가장 크게 얻을 수 있는 경우는 팽창플랩에서 발생한 박리충격파가 반대편 팽창플랩의 끝단에 걸리는 경우에 가장 큰 전향각을 보임을 유추할 수 있었다.

참고문헌

- [1] D.J. Wing, "Static Investigation of Two Fluidic Thrust-Vectoring Concepts on 2DCD Nozzle," NASA TM-4574, 1994
- [2] A. Hamed and G.Laskowski, "A Parametric Study of Slot Injection Thrust Vectoring in a 2DCD Nozzle," AIAA 97-1904
- [3] D.C. Wilcox, "Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models," AIAA Journal, Vol. 26, No. 11, 1999, pp.1299-1310
- [4] Jameson, A. and Yoon, S., "Lower-Upper Implicit Schemes with Multiple Grids for the Euler Equations," AIAA Journal, Vol. 25, No. 7, 1987, pp. 929-935
- [5] Aso S. et al., "Experimental Study on Mixing Phenomena in Supersonic Flows with Slot Injection," AIAA 91-0016, January 1991.
- [6] Clarence F.Chenault et al., "k-e and Reynolds Stress Turbulence Model Comparisons for Two-Dimensional Injection Flows," AIAA Journal, Vol. 36, No. 8, 1998, pp.1401-1412