

로켓 노즐의 유동 및 열전달 해석

배 주찬, 이 태호, 함희철 (국방과학연구소)

강 신형 (서울대학교)

기호설명

- C_f : 표면마찰계수 ($= 2 \tau_w / \rho_e u_e^2$)
 C_p : 정압비열
 H : 전 엔탈피
 H^+ : 무차원 전 엔탈피
 ($= \rho_w u_\tau (H_w - H) / q_w$)
 h : 엔탈피, 또는 열전달계수,
 ($= q_w / (T_w - T_{aw})$)
 k : 난류유동에너지
 L : 노즐길이
 M : Mach수
 P : 난류운동에너지의 생성
 p, p_0 : 압력, 정체압력
 p^+ : 압력구배 파라미터,
 ($= (dp/dx) \mu_w / (\tau_w \rho_w u_\tau)$)
 Pr, Pr_t : Prandtl수, 난류 Prandtl수(=0.9)
 q : 열유속
 R : 기체상수
 R_c : 회복인자
 Re_D : Reynolds수 ($= \rho_e u_e D / \mu_e$)
 St : Stanton수 ($= h / \rho_e u_e C_p$)
 T, T_0 : 온도, 정체온도
 T_{aw} : 단열벽온도 ($= T_e + R_c u_e^2 / 2$)
 u_τ : 마찰속도 ($= \sqrt{\tau_w / \rho_w}$)
 u^+ : 무차원속도 ($= u / u_\tau$)
 y : 벽에 수직인 좌표
 y^+ : 무차원 거리 ($= \rho_w u_\tau y / \mu_w$)
 y_2^+ : 첫번째 격자점까지의 무차원 거리
 y_{w0}^+ : $p^+ = \beta_0 = \gamma_0 = 0$ 에서의 점성저층 두께
 z : 축방향 좌표
 $\beta_0, \beta_l, \beta_t$: 벽열전달 효과 매개변수
 ($= q_w / \rho_w u_\tau C_p T_w$)
 ($= Pr \beta_0 \tau_w / \langle \tau \rangle_L$)
 ($= Pr_t \beta_0 \tau_w / \langle \tau \rangle_T$)
 $\gamma_0, \gamma_l, \gamma_t$: 압축성효과 매개변수,
 ($= u_\tau^2 / 2 C_p T_w, Pr \gamma_0, Pr_t \gamma_0$)
 ϵ : 난류에너지 소산율
 K : von-Karman 상수(=0.4187)
 μ : 점성계수
 ρ : 밀도
 τ : 전단응력
 Ω : ($= 1 + (\beta_t - \beta_l) u_v + (\gamma_t - \gamma_l) u_v$)
 ω : 점성계수에 대한 온도지수

$$\frac{1}{\langle \tau \rangle_L} = \frac{1}{u} \int_0^u \frac{du}{\tau}$$

$$\frac{1}{\langle \tau \rangle_T} = \frac{1}{u} \int_{u_w}^u \frac{du}{\tau}$$

상첨자

- $-$: 시간-평균
 \sim : 질량-가중-평균
 $'$: 시간-평균에 대한 교란
 $"$: 질량-가중-평균에 대한 교란
 $+$: 무차원화 된 변수

하첨자

- e : 경계층 경계
 eff : 유효(확산계수)
 i, j : 텐서성분
 a : 정체상태
 w : 점성저층의 경계

1. 서론

1.1 연구배경

로켓노즐유동은 오랫동안 유체역학 및 열전달 분야의 중요한 공학적 연구주제가 되어왔다. 이 분야에 관한 시대적 요구가 절실하였던 1950~1960년대에는 난류모델과 압축성유동장의 계산방법이 지금처럼 발전하지 못하였고 주로 경계층방정식을 적분방법으로 계산하는 해석적 연구¹와 초음속 노즐유동을 직접 시뮬레이션 하는 실험적연구^{2,3}가 주류를 이루었다. 1970년대 이후 고속고용량의 컴퓨터가 보급되면서 전산유체역학이 급진적으로 발전하였고, 이와함께 압축성유동 계산방법과 난류모델 분야의 연구도 괄목할 만큼 진보하였다. 그러나 이러한 연구결과들을 이용하여 로켓노즐유동의 열전달 문제를 보다 정교하게 해석한 연구는 많지 않다. 즉, 대부분의 연구들이 여전히 경계층 이론과 대수난류모델을 기초로 하고 있으며, 최근의 Gregg⁴의 연구도 포물형 Navier Stokes 방정식을 기본으로 하고 Beam Warming의 알고리즘과 Baldwin Lomax의 난류모델을 사용하여 그나마 초음속 유동장에 한해 해석하는 수준이다. 이와 같이 이분야에 대한 연구가 부진한 것은

- 아음속-천이음속-초음속 유동장에 공존하는 노즐 유동장의 총체적 수치계산 알고리즘,
- 심한 압력 구배, 벽 열전달 및 압축성을 수반하는 비평형 난류유동의 모델링,
- 수치계산 알고리즘과 난류모델의 수치해석적 적합성

등이 로켓노즐 열유동장 해석을 난이하게 만드는 요

인들로 작용하기 때문인 것으로 보인다.

1.2 연구배경

본 연구의 목적은 기존 연구의 이같은 한계성을 극복하여 로켓노즐 열유동장 계산을 보다 정교하고 일반화함과 동시에, 일반적인 압축성 비평형 유동의 난류계산모델을 제시함에 있다.

이를 위하여 질량-가중-평균(Mass-Weighted Averaging)의 완전 Navier Stokes 방정식과 압축성 유동에 대한 Morkovin의 가설을 기본으로 하였고, 수치계산 알고리즘으로서 Karki⁵의 방법을 사용하였으며, 난류모델로서 k-ε 모델을 적용하였고, 압력구배, 벽열전달 및 압축성 효과를 고려한 새로운 벽함수를 연구 적용하였다.

Morkovin의 가설 : 압축성 유동장에서 밀도자체의 교란이 크지 않으면 그것이 난류구조에 미치는 영향은 일반적으로 무시할 수 있다. 이것을 'Morkovin의 가설'이라고 하며 Maise와 McDonald⁶, Gaviglio⁷ 등이 그 타당성을 검증하였다. 이것은 자유유동장의 Mach수가 5보다 크지 않은 경계층 유동, 또는 Mach수가 1.5 이하인 제트 유동에 대하여 비압축성 유동의 난류모델을(적절히 스케일하기만 하면) 그대로 유효하게 적용할 수 있음을 의미하며, 압축성 난류유동에 대한 대부분의 해석들은 이 Morkovin의 가설을 묵시적으로 적용하고 있다.

Karki의 유동장 계산방법 : 유한체적법과 비직교 격자망을 기본으로 하며, 공변속도(covariant velocity)의 물리적 성분을 기본변수로 하여 수치계산의 안정성을 높이고, 상류편중밀도기법(upwind biased density scheme)을 이용하여 SIMPLER 알고리즘을 압축성유동 계산에 확장한 Karki⁵의 방법을 사용하였다. 이 방법은 연속방정식의 밀도를 기본변수로 사용하는 Beam과 Warming, MacCormack 등의 방법과는 달리, 압력을 기본변수로 사용함으로써 비압축성 유동을 비롯한 모든 Mach수 영역의 유동을 하나의 로직으로 계산하는 장점을 갖는다.

난류모델 : 난류모델은 매우 다양하게 개발되어 왔으나 모든 유동에 대하여 높은 정확도를 가지고 일반적으로 적용할 수 있는 모델은 아직까지는 없으며, 유동현상에 따라 각 모델의 고유한 유용성이 각각 그 가치를 인정받고 있다. 다만 미해결된 난류유동의 해석에 Reynolds 응력모델이 장차 크게 기여할 것으로 기대되고 있으나, 현재의 컴퓨터 발달과 난류모델 개선 추이로 보아 앞으로 상당한 기간동안은 k-ε과 같은 2-방정식 모델이 실제 공학적인 문제의 해를 구하는데 가장 보편적으로 사용될 것으로 전망된다. 특히 비평형 유동의 난류구조에 중요한 영향을 미치는 난류이력(turbulence history)효과를 난류운동 에너지 이송방정식을 통해 잘 반영해 주기 때문에 로켓노즐 유

동과 같은 비평형 난류유동에서의 k-ε 모델의 물리적 합리성은 매우 양호하다.

벽함수 : 오랫동안 벽함수를 선호해 왔던 사람중의 한 명인 Launder⁸는 더이상의 벽함수 사용은 지양되어야 한다고 주장한 바 있다. 그는 그 이유로서 첫째, 보더용량이 크고 속도가 빠른 컴퓨터의 개발로 벽함수의 사용에 따른 수치계산상의 경제적인 이점이 의미를 잃었으며, 둘째, 벽함수에 대한 기본 가정들이 더이상 복잡한 유동에 적용하기는 부적합하다는 것을 들고 있다. 그러나 새로운 난류모델들이 그 발전을 거듭할수록 벽함수의 유용성이 저하되기 보다는 오히려 난류구조에 대한 보다 깊은 이해와 더불어 같이 발전해 가고 있으며, 압축성 유동에 대한 대표적인 연구 예로서 Viegas 등⁹, Horstman¹⁰, Goldberg와 Chakravarthy¹¹ 등을 들 수 있다. 이와 같이 벽함수의 모델이 개선되고 또 그 적용범위가 확장되어 갈수록 로켓노즐유동에서와 같은 고속유동장에서의 그 적용은 더욱 기대된다. 그러나 압축성유동에 대한 기존의 벽함수들은 벽으로 부터의 열전달이 클 경우 정확성이 결여되는 단점을 안고 있다. 이와 관련하여 본 연구에서는 압력구배, 벽열전달, 압축성 등의 효과를 고려한 새로운 벽함수 모델을 연구하여 적용하였다.

2. 이론

2.1 지배방정식

완전 Navier-Stokes 방정식을 질량-가중-평균 방법으로 전개하고 Morkovin의 가설을 적용하여 정리한 다음 그 결과를 편의상 Cartesian 텐서를 사용하여 표시하면 다음과 같다.

(연속방정식)

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0$$

(운동량방정식)

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''})$$

(에너지방정식)

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{H}) = \frac{\partial}{\partial x_j}[-\bar{q} - \overline{\rho u_j'' h''} + \tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''})]$$

(상태방정식)

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{h} / \bar{C}_p$$

여기서

$$\bar{\tau}_{ij} = \bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \delta_{ij} \frac{2}{3} \bar{\mu} \frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial x_m}$$

$$\bar{q}_j = - \left(\frac{\bar{\mu}}{\text{Pr}} \right) \frac{\partial \bar{h}}{\partial x_j}$$

$$- \overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \delta_{ij} \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial x_m} + \rho \bar{k} \right)$$

$$- \overline{\rho u_j h} = \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x_j}$$

$$\bar{H} = \bar{h} + \frac{1}{2} \tilde{u}_m \tilde{u}_m + k$$

한편, k - ε 모델에 대한 식은 다음과 같다.

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} k / \varepsilon$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \bar{\rho} \varepsilon$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 P - C_2 \bar{\rho} \varepsilon) + C_3 \bar{\rho} \varepsilon \frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial x_m}$$

여기서 사용된 난류모델 상수들의 값은 다음과 같다.

C_μ	C_1	C_2	C_3	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.00	1.0	1.3

2.2 벽함수

벽함수의 유도를 위하여 경계층 내의 벽부근에 있는 얇은 유동층을 Couette 유동으로 가정하고, 이 유동층을 층류가 지배적인 점성저층과 난류가 지배적인 관성저층의 2-유동층으로 모델링한다. 이때 압력구배가 작은 비압축성 유동에서는 점성저층의 경계로 $y^+ = 11 \sim 12$ 의 일정한 값을 사용하는 것이 보통이다. 그러나 로켓노즐유동 처럼 심한 압력구배와 벽열전달을 수반하고 압축성 효과가 현저한 유동에서는 y^+ 가 유동조건에 따라 변한다(예:순압력구배, 벽면냉각 등에 의해 증가). 이러한 현상은 점성저층의 안정성 관점에서 개념적으로 이해는 되지만, 그러나 이러한 효과가 물리적으로 명확하게 규명되어 있지는 않다. 본 연구에서는 점성저층의 두께를 결정하기 위하여 그 경계에서 난류 Reynolds 수가 일정한 임계값을 가진다고 가정하였다. 이 가정은 Kays와 Moffat¹², Chieng과 Launder¹³, Viegas 등⁹이 비평형 난류유동에 적용하여 각각 합리적인 결과를 제시한 바 있다. 그러나 이들이 y^+ 에 대해 전개한 식들은 벽으로부터의 열전달이 현저한 경우 그 효과를 적절히 반영하지 못하고 있는 것으로 지적되고 있으며, 본 연구에서는 이를 개선하기 위하여 다음과 같은 새로운 식을 유도하였다(자세한 유도과정은 참고문헌[14] 참조).

$$y_v^+ = \frac{y_{v0}^+}{\sqrt{1 + p^+ y_v^+}} (1 - \beta_t u_v^+ - \gamma_t u_v^{+2})^{u^+ \frac{1}{2}}$$

한편, 평형유동에서는 점성저층 내의 유동변수들의 분포가 일정하다고 가정하고 y_v^+ 를 계산 기점으로 하여 벽함수를 전개하는 것이 일반적인 방법이다. 그러나 비평형 유동에서는 점성저층 내의 각 유동변수의 분포가 유동조건에 따라 변하며, 본 연구에서는 이를 고려하여 다음의 벽함수들을 유도하였다.

(온도분포)

$$y^+ \leq y_v^+ : T/T_w = 1 - \beta_t u^+ - \gamma_t u^{+2}$$

$$y^+ > y_v^+ : T/T_w = \Omega - \beta_t u^+ - \gamma_t u^{+2}$$

(속도분포)

$$y^+ \leq y_v^+ : \int_0^{u^+} (1 - \beta_t u^+ - \gamma_t u^{+2})^u du = y^+ + \frac{1}{2} p^+ y^{+2}$$

$$y^+ > y_v^+ : u^+ = u_v^+ \cos B + \frac{C}{\sqrt{\gamma_t}} \sin B - \frac{\beta_t}{2\gamma_t} (1 - \cos B)$$

여기서

$$A = 2(\sqrt{1 + p^+ y^+} - \sqrt{1 + p^+ y_v^+}) + \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 + p^+ y_v^+}}{1 + \sqrt{1 + p^+ y^+}} \frac{1 - \sqrt{1 + p^+ y^+}}{1 - \sqrt{1 + p^+ y_v^+}} \right),$$

$$B = \frac{A}{k} \sqrt{\gamma_t}, \quad C = \sqrt{\Omega - \beta_t u_v^+ - \gamma_t u_v^{+2}}$$

(ε 분포)

$$y = 0 : \varepsilon = \varepsilon_w = \frac{2 \mu_w}{\rho_w} \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)_w^2$$

$$y \leq y_v : \varepsilon \sim y$$

$$y > y_v : \varepsilon = \frac{C_\varepsilon^{3/4} k^{3/2}}{k y}$$

(k 분포)

$$y \leq y_v : \rho k \sim y^2$$

$$y > y_v : \rho k \sim y$$

(P 분포)

$$y \leq y_v : P \sim y^4$$

$$y > y_v : P = \frac{1}{k y} \sqrt{\frac{[\tau_w + (dp/dx)y]^3}{\rho}}$$

이상에서 속도 및 온도 분포는

$$\frac{du}{dy} = \frac{\tau_w + \frac{dp}{dx} y}{\mu_{eff}}, \quad \frac{dT}{dy} = - \left(\frac{Pr_{eff}}{\mu_{eff}} \right) \frac{q_w + u\tau}{C_p}$$

의 식으로부터 전개되었으며, 관성저층에서의 u^+ 분포식은 White¹⁵의 벽 법칙 전개과정을 참조하여 유도하였고, 온도분포식은 Viegas 등⁹의 전개과정을 인용하여 유도하였다. 한편 k 와 ε 및 ρ 의 분포는 관성저층이 국소적으로 평형유동이라고 가정하고 점성저층에서의 Jones와 Launder¹⁶, Patel¹⁷ 등의 고찰결과들을 분석하여 유도하였다(자세한 유도과정은 참고문헌[14] 참조).

3. 결과 및 고찰

완전 Navier-Stokes 방정식을 기본으로 하고 Karki⁵의 계산방법, k - ε 난류모델, 그리고 본연구의 벽함수 모델을 사용하여 Back 등²³의 3종류의 실험노즐과 1종류의 실용노즐에 대한 유동을 수치해석하고 다음의 내용들을 고찰하였다(Fig.3).

3.1 벽함수의 거동(Fig.1~2)

그림에서 실선은 $p^+ = \beta_0 = \gamma_0 = 0$, 즉 비압축성 단일유동의 로그법칙을 표시하며, 순압력구배($P^+ < 0$)는 u^+ 분포를 아래로 H^+ 분포를 위로 치우치게 하고 y^+ 를 증가시키며, 압축성(γ_0)이 클 수록, 즉 Mach 수의 증가에 따라 u^+ 분포는 아래로 H^+ 분포는 위로 치우치고 y^+ 는 감소하는 등 합리적인 벽함수의 거동을 보여준다.

3.2 실험결과와의 비교(Fig.4~6)

Fig.4는 45° - 15° 노즐에 대한 압력분포를, Fig.5는 10° - 10° 노즐에서 벽 냉각과 벽 가열의 두 경우에 대한 표면마찰계수의 분포를, Fig.6은 30° - 15° 노즐에서 정제압력의 변화에 따른 열전달계수의 분포를 각각 나타낸 것으로서 전반적으로 해석치와 실험치가 양호하게 일치함을 보여준다.

3.3 다른 계산 결과와의 비교(Fig.7)

벽 열전달 효과의 반영이 미흡한 Viegas 등⁹의 벽함수 모델, 비압축성에서 일반적으로 사용하고 있는 TEACH 프로그램의 벽함수 모델, 그리고 로켓 노즐의 열설계에서 널리 사용하고 있는 Bartz¹의 열전달계수 예측식 등을 30° - 15° 노즐 유동에 적용하고 본 논문의 해석치와 비교하여 Fig.7에 나타내었다. 4가지 예측결과가 모두 노즐축소부에서 대동소이한 분포를 보이는 것은 놀라운 일이 아니다. 왜냐하면 이 부위는 아직 압축성 효과가 약한 아음속 영역이고 또한 압력구배가 크지 않기 때문이다. 그러나 점차 하류로 갈수록 각 모델의 결과가 상이하게 나타나고, 노즐목과 확대부에서는 상당한 차이를 보인다. 이와 같은 차이는 노즐목 부위에서는 압력구배 효과가 크고, 확대부에서는 압축성 효과가 크게 작용하기 때문인 것으로 해석된다. 노즐목 부위와 확대부에서 Viegas 등⁹의 모델이

본 벽함수 모델보다 과대예측하고 그러나 TEACH 모델보다는 양호한 예측을 나타내는 것으로 보아, Viegas 등의 모델이 압력구배, 벽 열전달 및 압축성 등의 효과를 반영하기는 하지만 미흡한 점이 있음을 알 수 있다.

3.4 노즐축소부에서의 실험치와의 차이

노즐축소부에서 열전달계수와 표면마찰계수가 실험치와 비교적 큰 차이를 보이고 있음을 Fig.5~6에서 보았다. 또한 노즐축소부에서 세가지 벽함수 모델이 모두 유사한 열전달 계수 분포를 나타냄을 Fig.8에서 보았다. 이 두 관찰로부터 노즐 축소부에서 해석치가 실험치와 차이를 나타내는 것은 벽함수 모델에 기인하는 것이 아님을 알 수 있으며, 오히려 노즐 입구의 유동조건에 대한 불확실한 정보에 기인하는 것으로 보인다.

3.5 Reynolds 상사(Fig.8)

노즐 확대부는 초음속 영역으로서 압축성 효과가 중요하게 작용한다. 이러한 압축성 효과는 표면마찰계수와 Stanton수를 Re_D 의 함수로 표시한 Fig.8에서 볼 수 있다. 즉, 노즐의 하류로 진행함에 따라 Reynolds 상사가 깨어짐을 볼 수 있으며, 특히 확대부의 C_f 와 St_i 이 동일한 Re_D 를 가지는 축소부와 크게 차이가 나는 바 이것은 Mach수의 증가에 따른 압축성 효과의 중대에 기인하는 것으로 해석되고 또한 본 연구의 벽함수 모델이 이러한 압축성 효과를 합리적으로 반영함을 알 수 있다.

3.6 정제압력의 영향(Fig.6, Fig.9)

압축성 유동에서 정제압력은 표면마찰계수(Fig.9)와 열전달계수(Fig.6)에 직접적으로 영향을 미치며, 이것은 정제압력의 증가에 따른 질량유동율의 증가에 기인한다.

3.7 벽온도의 영향(Fig.10(a)-(b))

압축성이 약한 노즐 축소부에서는 열전달계수에 대한 벽면온도의 영향이 거의 나타나지 않으며, 노즐목 부근과 확대부에서는 벽 냉각이 큼에 따라 열전달 계수가 증가한다(Fig.10(a)). 이와 관련하여 Fitt 등¹⁸은 평판위의 공기유동에 대한 실험을 통하여 $h \sim (T_w/T_0)^{-0.25}$ 의 상관식을 제시한 바 있으나, 이식은 본 해석결과로 보아 0.5~0.8 범위의 Mach 수 영역에서만 타당한 것으로 분석된다. 한편 벽온도가 표면마찰계수에 미치는 영향은 열전달계수의 경우와는 반대의 경향을 보인다(Fig.10(b)). 이것은 아음속 영역에서는 벽 냉각이 표면마찰계수에 중대한 영향을 미치지만 초음속 영역에서는 벽 냉각 효과보다 경계층 바깥의 빠른 속도장이 표면마찰계수에 더 지배적으로 작용하기 때문인 것으로 보인다.

3.8 코어 유동장(Fig.11(a)-(b))

난류모델의 적용에 따라 노즐벽의 영향이 노즐 코어 유동장까지 침투하여 비실제적인 결과를 보일 수 있다. 예를 들면 강신형 등¹⁹이 10^0 - 10^0 노즐유동을 VNAP 프로그램으로 계산하여 벽에 의한 Mach수의 지연이 벽면과 중심선의 중앙부분까지 영향을 미치는 결과를 보이면서, 그 이유로서 적용 난류모델(혼합길이 모델)의 부적합성을 지적한 바 있다. Fig.11은 동일한 문제에 대한 본 계산치로서 코어 영역에서 비점성유동해와 난류유동해가 잘 일치하는 합리적인 결과를 보여준다.

3.9 수치계산적 접합성

Karki의 계산방법과 $k-\epsilon$ 난류모델 및 벽함수와의 수치계산적 접합성은 대체로 양호하다. 다만 노즐내의 난류유동장 계산에서는 압력장의 초기조건이 수치계산의 안전성에 영향을 주며, 그러나 초기 압력장으로서 비점성 유동장의 해를 사용함으로써 안정된 해를 얻을 수 있다. 또한 벽에서 첫번째 격자점까지의 무차원 거리가 $10 < y^+ < 300$ 의 범위를 벗어나면 수치계산적 불안정 또는 부정확의 가능성이 높아지는데, 이것이 본 논문의 벽함수 모델의 적용한계이다.

3.10 전망

본 연구는 비평형 압축성 난류 열유동장에 대한 보다 합리적이고 일반적이며 경제적인 해석의 좋은 기초가 될 것으로 전망된다. 특히 완전 Navier-Stokes 방정식을 사용한 난류 해석을 필요로 하는 로켓노즐내의 복사-대류 복합 열전달 수치해석에 구조화 근사법(spherical harmonic method)과 연합하여, 본 연구의 유용성이 매우 높을 것으로 기대된다.

참고문헌

1. Bartz, D.R., 1965, "Turbulent Boundary Layer Heat Transfer from Rapidly Accelerating Flow of Rocket Combustion Gases and of Heated Air," *Advanced in Heat Transfer*, Vol.2, pp 1-108.
2. Back, L.H., Massier, P.F. and Gier, H.L., 1964, "Convective Heat Transfer in a Convergent Divergent Nozzle," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.7, pp.549-568.
3. Back, L.H., Massier, P.F. and Cuffel, R.F., 1967, "Flow Phenomena and Convective Heat Transfer in a Conical Supersonic Nozzle," *Journal of Spacecraft*, Vol.4, pp.1040-1047.
4. Gregg, T., 1988, "PNS Simulation of Rocket Exhaust Nozzle Flows," *AIAA paper* 88-3345.
5. Karki, K.C., 1986, "A Calculation Procedure for Viscous Flows at All Speeds in Complex Geometries," Ph.D. Thesis, University of Minnesota.
6. Maiese, G. and McDonald, H., 1968, "Mixing Length and Kinetic Eddy Viscosity in a Compressible Boundary Layer," *AIAA Journal*, Vol.6, pp. 73-80.
7. Gaviglio, J., 1987, "Reynolds Analogies and Experimental Study of Heat Transfer in the Supersonic Boundary Layer," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.30, pp.911-926.
8. Launder, B.E., 1988, "On the Computation of Convective

Heat Transfer in Complex Turbulent Flow," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol.110, pp.1112-1128.

9. Viegas, J.R., Rubesin, M.W. and Horstman, C. C., 1985, "On the Use of Wall Conditions for Two-Dimensional Separated Compressible Flows," *AIAA Paper* 85-0180.
10. Horstman, C.C., 1985, "A Computational Study of Complex Three-Dimensional Compressible Turbulent Flow Fields," *AIAA Journal*, Vol. 23, pp.1461-1462.
11. Goldberg, U.C. and Chakravarthy, S.R., 1990, "Separated Flow Predictions Using a Hybrid $k-l$ /Back Flow Model," *AIAA Journal*, Vol.28, pp.1005-1009.
12. Kays, W.M. and Crawford, M.M., 1986, "Convective Heat and Mass Transfer," 2nd Ed., McGraw-Hill, Inc.
13. Chieng, C.C. and Launder, B.E., 1980, "On the Calculation of Turbulent Heat Transfer Downstream from an Abrupt Pipe Expansion," *Numerical Heat Transfer*, Vol.3, pp.189-207.
14. 배주찬, 1993, "k- ϵ 난류모델 및 벽함수 경계조건을 사용한 초음속 노즐의 유동 및 열전달에 관한 연구," 공학박사 학위논문, 서울대학교 대학원 기계공학과.
15. White, F.M., 1974, "Viscous Fluid Flow," McGraw-Hill, Inc.
16. Jones, W.P. and Launder, B.E., 1972, "The Predictions of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.15, pp.301-314.
17. Patel, V.C., Rodi, W. and Scheuerer, G., 1985, "Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows : A Review," *AIAA Journal*, Vol.23, pp.1308-1319.
18. Fitt, A.D., Forth, C.J.P., Robertson, B.A. and Jones, T.V., 1986, "Temperature Ratio Effects in Compressible Turbulent Boundary Layers," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.29, pp.159-164.
19. 강신형, 유정열, 윤준원, 김성훈, 1988, "로켓노즐 내의 열경계층 해석(II)," RIIS 87-073, 서울대학교 공과대학 부속 생산기술 연구소

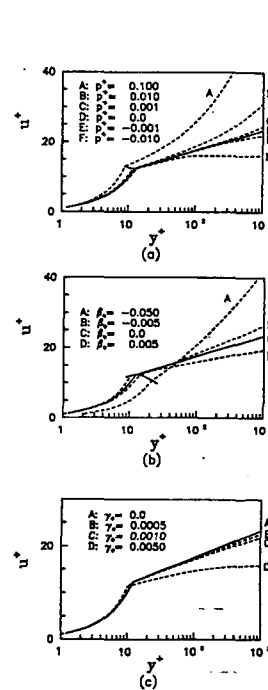


Fig.1 Behavior of the u^+ Profile

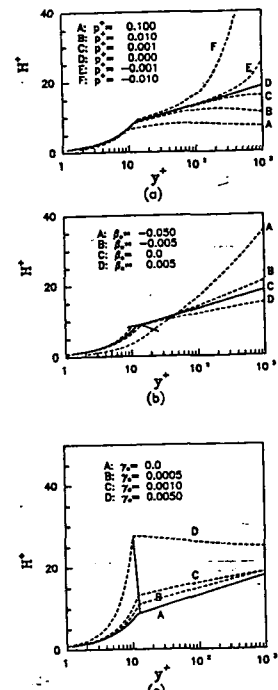


Fig.2 Behavior of the H^+ Profile

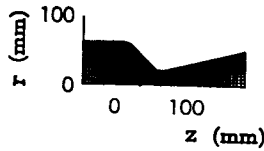


Fig.3 Discretized Domain of a Nozzle

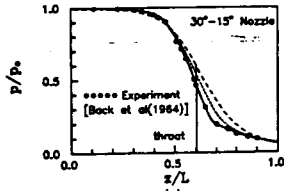


Fig.4 Distribution of Pressure

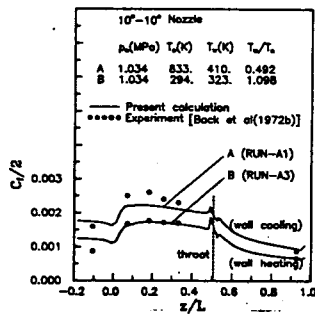


Fig.5 Distribution of Skin Friction Coefficient

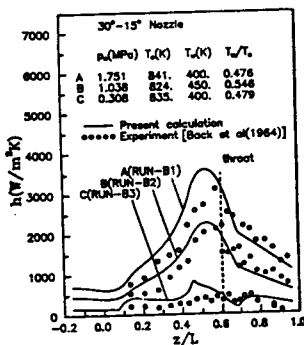


Fig.6 Distribution of Heat Transfer Coefficient

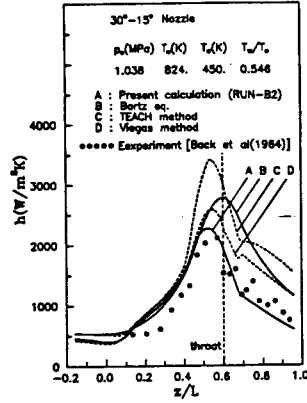


Fig.7 Comparisons of the Wall Function Models

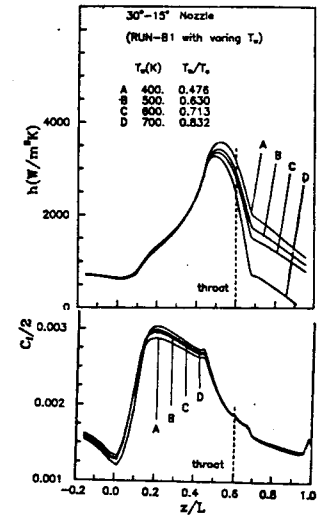


Fig.10 Effect of Wall Temperature on (a) Heat Transfer Coefficient (b) Skin Friction Coefficient

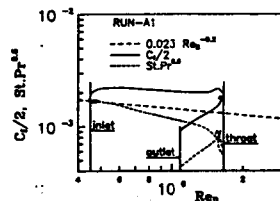


Fig.8 Distribution of C_f and St

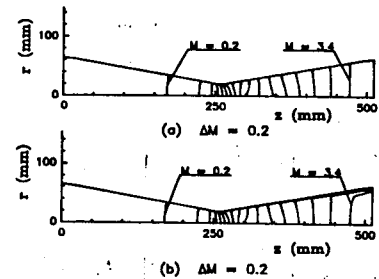


Fig.11 Isomach Lines in 10^0-10^0 Nozzle for (a) Inviscid Flow (b) Turbulent Flow

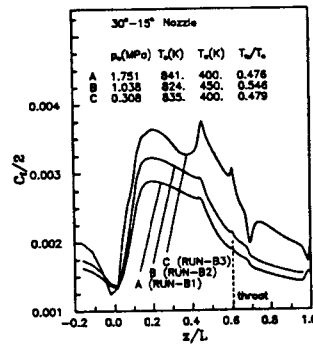


Fig.9 Effect of Pressure on Skinfriction Friction