

강하게 가열된 벽면 위에서 충격파에 의한 경계층 박리의 제거에 관한 수치 연구

이 덕 봉^{*1}, 신 준 철^{*2}

Numerical Study on the Suppression of Shock Induced Separation on a Strongly Heated Wall

Doug-Bong LEE and Joon-Cheol SHIN

A numerical model is constructed to simulate the interactions of oblique shock wave / turbulent boundary layer on a strongly heated wall. The heated wall temperature is two times higher than the adiabatic wall temperature and the shock wave is strong enough to induce boundary layer separation. The numerical diffusion in the finite volume method is reduced by the use of a higher order convection scheme(UMIST scheme) which is a TVD version of QUICK scheme. The turbulence model is Chen-Kim two time scale model. The comparison of the wall pressure distribution with the experimental data ensures the validity of this numerical model. The effect of strong wall heating enlarges the separation region upstream and downstream. In order to eliminate the separation, wall suction is applied at the shock foot position. The bleeding slot width is about same as the upstream boundary layer thickness and suction mass flow is 10% of the flow rate in the upstream boundary layer. The final configuration of the shock reflection pattern and the wall pressure distribution approach to the non-viscous value when wall suction is applied.

Key Words: 충격파/경계층 상호작용(Shock Wave/Boundary Layer Interaction), 가열벽(Heated Wall), 경계층 박리(Boundary Layer Separation), 벽면 흡입(wall suction), TVD 스킴(TVD Scheme)

1. 서 론

난류 경계층이 충격파와 상호 작용할 때, 충격파의 세기가 충분히 강해서 경계층이 박리하게 되면 공학적으로 해로운 문제가 야기된다. 즉, 난류 강도가 크게 증가함과 아울러, 소산영역(dissipation zone)의 크기가 급격하게 커진다.

충격파와 난류 경계층의 상호 작용에서 몇가지 기본적인 특성을 살펴보면 다음과 같다; 상류 영향권의 길이(upstream influence length), 소산층(dissipation layer)의 불안정화 효과, 충격파에 의한 초기 박리 발생(shock induced incipient separation), 그리고 경계층의 특성 변화 등이다. 이 중에서 상류 영향권의 길이는 경계층 박리와 함께 크게 증가하므로, 초기 박리 발생을 제어할 수 있다면 위에서 열거한 공학적으로 해로운 요인들을 제거할 수 있을 것이다.

^{*1} 정회원, 인천대학교 기계공학과

^{*2} 인천대학교 기계공학과 대학원

충격파와 경계층의 상호작용에 대한 제어의 수단으로서는 다음과 같은 방법이 있다. 첫째는 충격파와 상호 작용하기 전의 상류의 경계층에 영향을 끼쳐서 경계층의 특성을 변화시키는 것이다 (벽면 냉각, 벽면 물질 전달, 상류 흡입 흡출 등). 둘째는 충격파가 벽에 닿는 영역 (shock foot)에 영향을 미치는 방법(흡입 및 흡출, 경계층 제거 등)이 있다. 이 중에서 특히 벽면 흡입에 의하여 상호작용을 제어하는 방법이 경계층의 박리를 제거하기에 매우 효과적인 수단으로 알려져있다[1-3].

경계층의 거동은 벽면의 열 상태에 매우 민감하다는 것은 잘 알려진 사실이다. 즉 $T_w/T_{w,ad}$ 의 비에 의하여 영향을 받는데, 여기서 T_w 는 벽면의 온도이고 $T_{w,ad}$ 는 단열벽의 온도이다. 벽면의 온도를 낮추면 경계층이 안정화되는 효과를 보이며, 종류에서 난류로의 천이를 늦추는 결과가 된다. 결국은 마찰을 줄여서 비행체의 항력을 감소시킬 수 있다. 또 벽면을 냉각시키면 경계층이 역압력 구배에 놓이는 영역을 줄이게 되므로 경계층 박리를 막거나 늦추게 된다. 반대로 벽이 가열될 경우에는, 냉각되었을 경우와 반대의 현상을 보게 된다.

벽면의 온도를 낮추는 것이 능동적인 경계층 제어의 수단이라면, 벽면의 온도가 가열되는 경우는 다음과 같은 몇 가지 상황에서 피동적으로 발생한다. 예를 들어 비행체의 추진 기관에서 나오는 고온의 가스가 주위의 벽을 가열하는 경우와 극초음속으로 비행하던 비행체가 초음속 비행상태로 들어오면 이미 극초음속 상태에서 가열되었던 벽이 아직 뜨거운 상태로 초음속 상호 작용을 하는 경우이다.

평판의 온도가 단열벽의 온도보다 두배 정도로 매우 강하게 가열되었을 때에, 그 위에 생성되는 초음속 난류 경계층의 거동에 어떠한 변화가 오는가에 관한 실험적 수치적 연구가 Lee 등에 의하여 수행되었다[4]. 그 결과를 살펴보면 경계층의 배제 두께가 증가하고, 벽면 마찰이 감소하며, 아음속 층의 두께가 커지고 난류 강도가 증가하는 것을 알 수 있다. 이것은 가열된 경계층이 충격파와 상호작용하면 쉽게 박리하고 그 영역이 커질 것이라는 것을 짐작하게 해준다.

간단히 살펴보면, 벽면의 온도를 높이면 ($T_w/T_{w,ad} > 1$), 같은 Re_δ 에 대해서 단열벽의 경우와 비교하면 다음과 같은 변화를 볼 수 있다:

1. 형상 계수 H_1 가 늘어나고,
2. 주어진 H_1 에 대해서, 벽면 마찰 계수가 감소한다. 이 효과는 H_1 의 변화를 고려하면 더욱 뚜렷해진다.
3. H_1 와 마하수 M_e 를 고정시키면, 온도가 증가하므로 음속이 증가하고 그 결과 아음속층(subsonic layer)이 두꺼워진다. 이 효과는 H_1 의 변화를 고려하면 더욱 뚜렷해진다.

이 경향은 벽면을 냉각했을 때 ($T_w/T_{w,ad} < 1$) 반대로 된다. 결론적으로, 벽면 가열은 소산 영역의 흐름을 좀더 유연하게 함으로써, 호의적이 아닌 효과를 내게 한다. 더욱이 C_f 가 감소하면, 박리가 더 빨리 유발된다

충격파/경계층의 상호작용이 발생하는 벽면의 일부가 아주 강하게 가열되었을 때에, 위에서 언급한 것처럼 쉽게 박리가 되고 상류 영향권의 길이가 늘어나는 상황에서 벽면 흡입을 통하여 박리를 제거할 수 있는가를 알아볼 필요가 있다. 본 연구에서는, 상류에서는 단열벽으로 되어있고 충격파가 벽에 반사되는 부분의 벽이 강하게 가열된 경우 ($T_w/T_{w,ad} = 2$)를 수치적으로 모사 하였다. 이를 위하여 단열벽위의 상호작용을 계산하였고 계산 방법의 검증을 위하여 벽면 압력 분포를 실험 결과와 비교하였다. 단열벽위의 상호작용에 대해서 벽면 흡입을 적용하였고 벽면 흡입이 완벽하게 박리를 제거하는 것을 보았다. 또 벽면이 강하게 가열된 경우의 상호작용을 계산하고 벽면 흡입을 적용하여 박리제거의 가능성을 제시하였다.

2. 해석 대상 유동장과 문제의 정의

본 연구의 대상이된 유동장은 Fig. 1 과 같다. 이 형상은 실험 데이터를 비교한 ONERA의 실험[5]의 형상과 같다. 상류의 마하수는

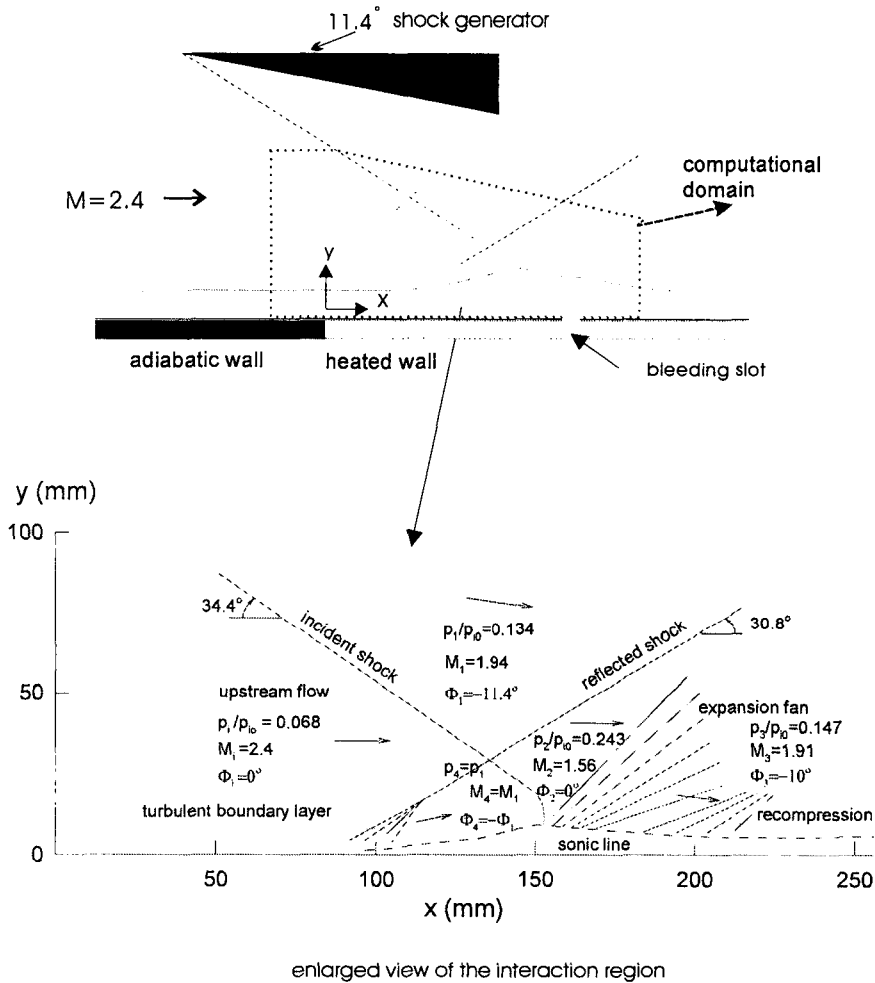


Fig. 1 Schematic diagram of problem solved

$M_\infty = 2.4$ 이고, 단위 길이당 레이놀즈 수는 $Re_\infty = 7.01 \times 10^6$ 이다. 충격파는 $\delta = 11.4^\circ$ 인 충격파 발생기로부터 발생되어 벽면에서 반사된다. 정체실(stagnation chamber)의 조건은 다음과 같다. 정체 압력은 $p_{i0} = 74.9 \text{ kPa}$, 정체 온도는 $T_{i0} = 317 \text{ K}$ 이다. 경계층이 없다고 할 때에 충격파가 벽에 닿는 위치는 가열벽이 시작되는 위치($x=0$)로부터 $x_{sh} = 170 \text{ mm}$ 이고, 가열벽이 시작되는 곳으로부터 상류로 14 mm 되는 곳의 초기값이 주어져 있으므로 계산은 여기에서부터 시작한다.

여기에서의 경계층의 특성은 다음과 같다:

$$Re_\delta = 12477, \quad \theta = 0.454 \text{ mm}, \quad H_i = 1.4.$$

이상의 조건으로부터 계산에 필요한 상류의 경계층 속도형상을 얻어낼 수 있다.

이 유동장을 계산하기 위하여, 밀도 가중의 동시 평균 (density-weighted ensemble-averaged) 질량, 운동량, 전체 에너지 방정식(total energy)을 사용한다. 본 유동장에서는 온도의 변화가 점도에 미치는 영향이 크므로 Sutherland 법칙에 의하여 온도변화에 따른 점도를 계산한다.

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \frac{T_0 + S_1}{T + S_1} \quad (1)$$

여기에서 첨자가 붙은 값은 기준치의 값들이다. 이 식은 온도변화가 본 유동장의 경우와 같이 100 K 에서 600 K 의 범위에서 변할 때에 점도 변화를 잘 예측해준다.

단열벽의 경우에는 전체 에너지가 보존되므로 방정식을 직접 풀지 않고 온도를 전체 엔탈피로부터 계산한다.

$$T = \frac{c_p T_0 - \frac{1}{2} V^2}{c_p} \quad (2)$$

전체 에너지의 전달 방정식을 직접 계산한 경우와 비교하면, 큰 차이가 없었으며 본 연구에서는 유동 현상의 전체적인 경향을 보는 것이 본 연구의 목적이므로 계산의 부담을 줄이기 위하여 단열 벽의 경우는 전체 에너지를 직접 계산하지 않았다.

충격파/경계층 상호작용의 유동장에서는 유동 박리, 재부착 및 열전달 등의 복잡한 현상이 발생하므로 이러한 유동장 계산에 적합한 Chen-Kim $k-\epsilon$ 난류 모델을 사용하였다[6]. 보통의 $k-\epsilon$ 난류 모델에서는 난류에서 발생하는 여러 동적 과정을 단일 시간 스케일 (k/ϵ) 로 표현한다. 따라서 난류의 전달 방정식에 나타나는 소스(source), 싱크(sink) 또는 대류항이 ϵ/k 에 비례하게 된다. 그러나 난류는 여러 가지 상황에서 다양한 스펙트럼의 시간 스케일에 해당하는 섭동 성분으로 구성되어 있기 때문에 단일 스케일 난류 모델은 부적합하다. 특히 유동 박리가 있는 경우를 계산하기 위해서는 보통의 $k-\epsilon$ 난류 모델이 부적합하다[7]. 이것을 개선한 것이 Chen-Kim $k-\epsilon$ 난류 모델인데, 새로운 시간 스케일인 k/P_k (여기에서 P_k 는 난류 에너지 생성율)을 도입하여 ϵ 항의 동적 거동의 계산을 개선하였다. 또 이 모델에서는 다양한 실험을 통해 얻은 결과로부터 모델의 계수들을 조정하였다.

$$\begin{aligned} \Pr_t(k) &= 0.75 ; \Pr_t(\epsilon) = 1.15 ; \\ c_{1\epsilon} &= 1.15 ; c_{2\epsilon} = 1.9 \end{aligned} \quad (3)$$

Chen-Kim $k-\epsilon$ 난류 모델에서는 ϵ 의 생산 항을 두 부분으로 나누어서, 첫 번째 항은 보통

의 모델과 같은 항이 되게 하고 (그러나 값이 작은 상수 $c_{2\epsilon}$ 를 곱함), 두 번째 항($S_{\epsilon 2}$)에서 난류 변형률(turbulence distortion rate, P_k/k)이 ϵ 의 생산율에 영향을 미치게 하였다.

$$S_{\epsilon 2} = \rho f_1 c_{3\epsilon} P_k^2 / k \quad (4)$$

여기에서 $c_{3\epsilon} = 0.25$ 이며, f_1 은 Lam-Bremhorst의 감쇄함수(damping function)이다[17].

추가된 소스항은 큰 스케일에서 작은 스케일의 난류로 에너지가 전달되는 율을 가리킨다. 결과적으로 평균 스트레인이 크면 ($P_k/\epsilon > 1$), ϵ 을 증가시키고 k 를 감소시키는 반면 평균 스트레인이 작으면 ($P_k/\epsilon < 1$), ϵ 을 감소시킨다.

3. 수치해석 방법과 경계조건

3.1 TVD 스킴

앞장에서 언급한 Navier-Stokes 방정식과 $k-\epsilon$ 전달 방정식을 풀기 위하여, 유한 체적법에 의한 코드를 사용했다[9].

충격파와 같이 유동변화가 급격한 유동장을 계산하기 위하여, 대류항의 이산화에는 2차 비선형 스킴(2nd order non-linear scheme)을 사용했다. 비선형 스킴은 해의 oscillation 등을 제어하기 위한 것으로 이 중에서 flux-limiter scheme은 다음과 같이 표현할 수 있다[10]

$$\phi_f = \phi_c + 0.5 B(r) (\phi_c - \phi_u) \quad (5)$$

여기에서 ϕ_f 는 하류로 대류되어 가는 스칼라 양의 값이고, ϕ_c 와 ϕ_d , ϕ_u 는 각각 계산하는 셀의 스칼라양과 하류셀, 상류셀의 값이다. r 은 상하류 스칼라양의 차의 구배율 (gradient ratio)이다.

$$r = \frac{\phi_d - \phi_c}{\phi_c - \phi_u} \quad (6)$$

$B(r)$ 은 제한함수 (limiter function)이며 이 값을 2 이하로 제한하기 위한 여러 가지 스킴이 발표되었다. TVD (Total Variation Diminishing) 조건을 만족시키는 스킴중에서 최

근에 발표된 UMIST scheme[11]을 본 계산에서 사용하였다. UMIST scheme은 선형 QUICK scheme[12]의 제한 함수를 2 이하로 하기 위한 비선형 스킴이며, UMIST scheme에서는 제한 함수가 다음과 같다.

$$B(r) = \max[0, \min(2r, 0.25 + 0.75r, 0.75 + 0.25r, 2)] \quad (7)$$

TVD scheme 중에서 Koren, MUSCL, Van Leer Harmonic, Minmod, SuperBee, UMIST scheme 등을 충격파가 있는 1차원 노즐 유동과 사각 충격파 반사가 있는 유동에 적용하여본 결과 충격파 전후에 해의 over 또는 under-shoot가 가장 적고 수치확산이 작은 스킴이 UMIST scheme이었다[8].

선형 대수 방정식의 해를 구할 때에, 수렴 성능을 향상시키기 위하여 LU-decomposition conjugate residual 방법을 사용하였다[13].

3.2 입구 경계 조건

입구에서의 경계조건은 다음과 같다. 우선 경계층 바깥에서는 $M_i = 2.4$ 에 해당하는 자유흐름 조건(free stream condition)을 주었다; $M_i = 2.4$, $p_i = 5123.0 \text{ Pa}$, $T_i = 147.3 \text{ K}$, 그리고 $u_i = 583.9 \text{ m/s}$ 이다.

경계층 내부 (경계층 두께 $\delta = 0.007 \text{ mm}$)에서는 $1/7$ - power law에 의한 속도 형상을 준다. 이 속도 형상이 앞장에서 언급한 참고 문헌 [5]에서 주어진 실험 조건과 같다. 또 k 와 ϵ 의 값은 비압축성 경계층의 측정 결과[14]를 이용하여 다음과 같이 주었다.

$$k(y) = k_w [1 - 3(\frac{y}{\delta})^2 + 2(\frac{y}{\delta})^3] \quad \text{for } \delta > y > 12 \frac{\nu_w}{u_\tau}$$

$$k(y) = k_w \frac{yu_\tau / \nu_w}{12} \quad \text{for } 0 < y < 12 \frac{\nu_w}{u_\tau} \quad (8)$$

여기에서 k_w 는 벽법칙에 의하여 계산된 최대 난류 에너지이다: 즉 $k_w = u_\tau^2 / \sqrt{C_\mu}$ 이다. ϵ 은 난류 길이 스케일의 정의로부터 계산된다.

$$\epsilon = C_D k^{3/2} / l \quad (9)$$

경계층 내의 길이 스케일은 다음과 같이 주어진다[15]

$$l = \begin{cases} xy & \text{for } y \leq 0.09\delta/x \\ 0.09\delta & \text{for } y > 0.09\delta/x \end{cases} \quad (10)$$

윗식에서의 난류 모델 상수 C_μ , C_D 의 값은 각각 0.09 , 0.1643 이다. 벽법칙에 의한 속도 형상과 직접 실험 데이터에 의한 속도 형상값[16]을 비교한 결과, 상호작용이 일어나는 영역의 계산에는 초기 속도 형상이 거의 영향을 미치지 않는 것을 계산과정 중에서 알게되었다.

3.3 비평형 벽함수(non-equilibrium log-law wall function)

벽면에서 물질전달이나 열전달이 있을 경우에 통상의 평형 상태의 벽함수보다는 비평형 상태의 벽함수가 더 정확히 박리나 재부착 점에서 열전달을 계산할 수 있다[7,8]. 이것은 특성 속도로서 마찰 속도 u_τ 를 사용하지 않고 $\sqrt{k_w}$ 를 사용하며 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{u \sqrt{k_w}}{u_\tau^2} = \frac{1}{x_{st}} \ln\left(\frac{E_{st} \sqrt{k_w} y}{\nu}\right) \quad (11)$$

여기에서 $x_{st} = x C_\mu^{0.25}$, $E_{st} = E C_\mu^{0.25}$ 이고 Von Karman 상수 x 는 0.41 이며, 상수 E 는 8.6 이다.

벽면에서의 마찰 응력은 다음과 같이 계산된다.

$$\tau_w = \frac{\rho_w C_\mu^{1/4} k^{1/2} x u_w}{\ln[Ey^+]} \quad \text{for } y^+ > 11.63$$

$$\tau_w = \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0} \quad \text{for } y^+ \leq 11.63$$

(12)

여기에서 하첨자 w 는 벽면 근처 계산 셀의 값을 가리키고, k_w 의 값은 전달 방정식으로부터

직접 계산된다. 또 ϵ_w 은 다음과 같다.

$$\epsilon_w = C_\mu^{1/4} k_w^{3/2} \ln[E_{st} k^{1/2} y / \nu_w] / (2xy) \quad (13)$$

계산 과정 중에서 벽법칙에 의한 경계 조건보다 벽면 근처에서 Lam-Bremhorst의 저 레이놀즈 모형 [17]에 의한 경계 조건으로 계산한 결과(계산 격자를 벽에 더 촘촘하게 해서)가 약간 더 낮은 결과를 보였지만 큰 차이가 없어서 본 계산에서는 벽법칙에 의한 경계 조건으로 계산을 수행하였다.

3.3 하류 조건

하류의 출구에서는 압력을 자유 흐름 조건으로 고정시킴으로써, 계산의 수렴을 용이하게 하였다. 실제로 출구면 바로 근처에서는 유동이 강하게 가속되어 실제와 다른 현상이 생기나 유동장이 경계층의 일부를 제외하고는 전체적으로 대부분이 초음속 유동이므로 이 효과가 상류로 전파되지 않고 출구면 근처로 국한되므로 상호작용하는 부분의 계산에는 영향을 미치지 않는다. 기타 운동량과 난류 전달 방정식에 관해서는 Neumann 조건을 주었다.

3.5 계산 격자

계산을 위한 격자는 경계층 내부에서는 벽면으로 갈수록 촘촘하게 분포하고(경계층 내에 30개의 셀이고 경계층 바깥에 30개의 셀), 유동방향으로도 상호 작용이 일어나는 부분은 보다 촘촘하게 분포시켰다(Fig. 2). 총 계산 격자는 100 x 60 개의 셀로 구성되어 있다. 충격파 주변에 촘촘하게 계산 격자를 분포시키고 경계층 내

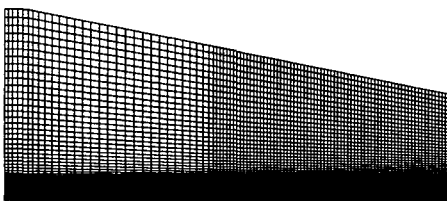


Fig. 2 100 x 60 grid system

에 60 개의 셀을 가지도록 한 120 x 80 개의 격자로 계산한 결과와 차이를 보이지 않아서 본 계산은 계산 격자에 대해서 독립적임을 알 수 있었다[8].

4. 결과 및 토의

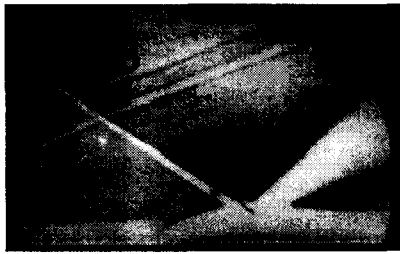
4.1 유동장 가시화

본 계산의 결과로 밀도 분포에 의한 유동장 가시화와 ONERA의 schlieren 가시화 사진들[5]을 비교한 그림이 Fig. 3에 나와 있다. 계산에 의한 image는 밀도의 1차 공간 미분치 분포($\nabla \rho$)이므로 schlieren 가시화 사진에서 보이는 것과 같이 충격파와 경계층이 상하로 흑백이 반전되는 것처럼(knife edge를 수평으로 설치할 때) 나타나지는 않지만, 충격파와 팽창파 그리고 경계층이 뚜렷이 보인다.

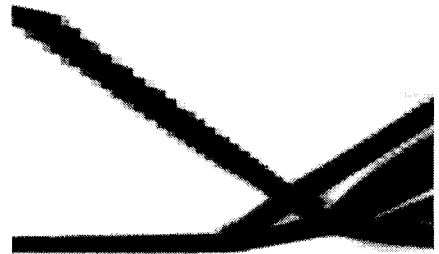
가열벽의 경우(Fig. 3-b)에는 박리기포가 상류로 더 연장되어 있는 것이 보인다.

단열벽의 경우에 마하수의 등가곡선에 의한 유동장 모양을 상호 작용 근처에서 확대해서 Fig. 4에 보였다. $M=1$ 인 sonic line을 덮어서 보였다. 계산 영역의 윗면은 미끌림이 있는 벽으로 경계조건을 주었으므로 충격파가 여기에서 다시 반사되었다. 그러나 이 반사파가 상호작용이 일어나는 영역에는 아무런 영향을 주지 않으므로 본 계산에서는 무시하였으나, 앞으로는 파의 반사가 일어나지 않는 free boundary를 적용할 필요가 있다.

마하수의 등가곡선 분포로부터 유동장을 해석하면 다음과 같다. 충격파가 흐름에 대규모의 스케일로 급격한 감속을 일으킨다면, 마찰 응력이 일시적으로 압력과 관성력에 비해서 무시할 만할 것이다. 따라서 충격파가 경계층에 투입되는 현상을 비점성 현상이라고 보아도 무방하다. 이러한 개념에 의해서 몇 가지 현상을 소산 효과를 무시하고도 이해 될 수 있다[18]. 입사 충격파가 경계층과 부딪히면서 유동장에 압축을 유발하고 이 효과가 경계층의 아음속 층을 통하여 상류로 전파된다. 아음속층이 두꺼워지면서 외부 초음속 유동에 압축파를 발생하면서 이로 인한 역압력 구배에 의하여 경계층이 두꺼워지는 역

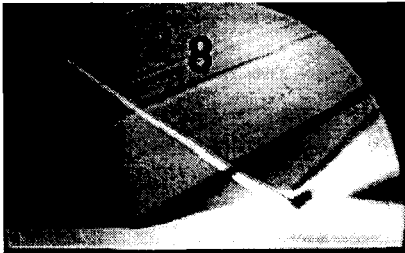


Schlieren Visualization

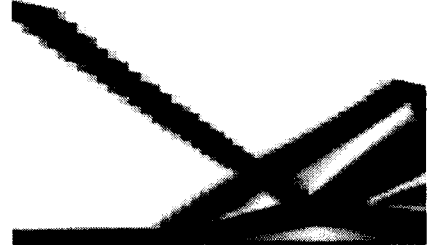


Calculated Image

a) adiabatic wall



Schlieren visualization



Calculated Image

b) heated wall

Fig. 3 Visualization of the flow field

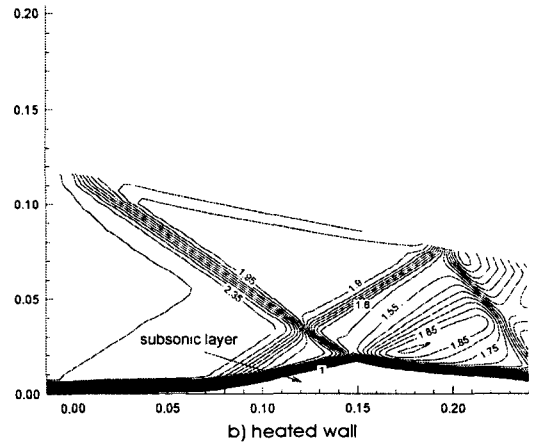
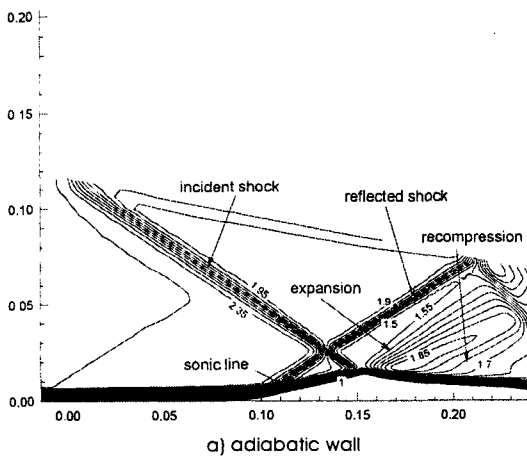


Fig. 4 Iso-Mach number contours

할을 하며 외부 초음속 유동과 서로 상호 작용을 한다. 충격파 입사점의 상류에서 아음속 층이 두꺼워지면서 발생한 압축파들은 마치 입사 충격파의 반사 충격파인 것처럼 모여진다. 입사 충격파는 아음속층의 상부에서 팽창파로 반사된다. 여기서부터 팽창파에 의하여 초음속 층이 가속되기 때문에 아음속 층이 얇아지기 시작하며 이로 인한 재압축파의 발생이 팽창파와 상쇄된다.

전체적으로 비점성으로 유동을 모형화하면 벽면 바로 근처의 유동이 비현실적으로 될 것이다. 점성 효과는 벽면의 비미끌림 조건을 고려하는데 사용되어야 한다. 따라서 다층 개념(concept of multilayer)이 나오게 되었는데[18,19], 이것은 경계층 바깥의 비회전층(upper deck), 경계층 중간의 대부분을 차지하는 비점성 회전층(main deck), 그리고 벽에 근접한 점성의 효과가 크게 나타나는 얇은 층(lower deck)으로 구분되고, 여기에서 비미끌림 조건을 만족하게 된다. 이 모델에 의하여 강 상호작용(strong interaction) 과정을 물리적으로 이해할 수 있다. 앞에서 언급한 충격파의 입사점 상류에서 아음속 층이 두꺼워지는 현상은 경계층이 박리하면 그 경향이 더욱 뚜렷하게 나타난다.

4.2 벽면 압력 분포

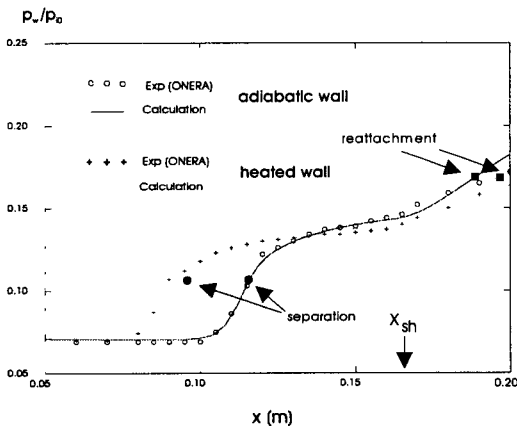


Fig. 5 Wall pressure distribution

벽면의 압력 분포가 계산과 ONERA의 실험치와 비교해서 Fig. 5에 나와 있다.

충격파에 의한 압력 상승이 아음속층을 통하여 상류로 전달되므로, 충격파에 의한 압력 상승이 경계층이 없다면 충격파가 벽에 닿는 부분의 상류에서 느껴진다. 그 영향으로 아음속층이 두꺼워지면서, 초음속 부분에 압축파를 발생하면서 국부적인 충격파의 세기를 약화시킨다. 결과적으로 비점성유동에서 볼 수 있는 압력의 급격한 상승이 없어지고, 벽면 압력분포는 상류의 압력 p_1 에서 하류의 압력 p_2 으로 점진적으로 증가한다(Fig. 1). 여기에서, 상호작용 길이(interaction length) 혹은 상류 영향권의 길이(upstream influence length)라는 개념이 나오고, 이것이 상호작용의 각종 인자(parameter)의 함수로서 결정된다.

초음속 유동에서 상류 영향권의 길이 L_0 는 다음과 같이 정의된다. 즉 상호작용이 시작되는 점 x_0 (벽면 압력이 증가하기 시작하는 점)과 비점성 유동에서 충격파가 벽에 닿는 점 x_{sh} 과의 거리를 말한다($L_0 = x_{sh} - x_0$). 또 상류 박리 길이(upstream separation length)는 x_0 로부터 박리점 x_s 까지의 거리로 정의된다

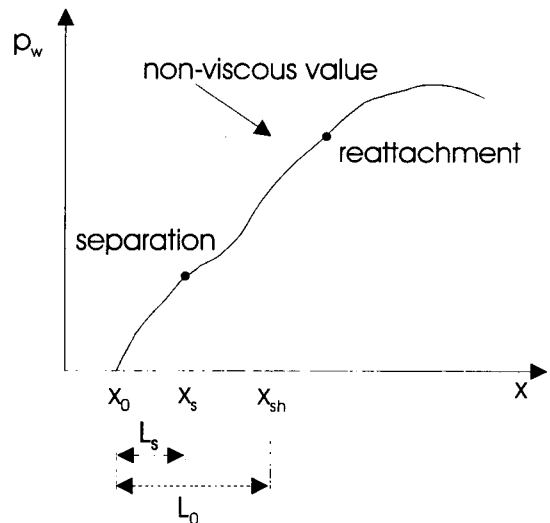


Fig. 6 Definition of the characteristic lengths in the supersonic interaction

($L_s = x_s - x_0$) (Fig. 6).

Chapman의 자유 상호작용(free interaction)의 이론에 의하면[20], 상류 영향권의 길이는 아래와 같이 x_0 점에서의 경계층의 배제 두께 δ_0^* , 마찰 계수 $c_{f,0}$ 의 함수로 표현된다.

$$L_0 = K \delta_0^* c_{f,0}^{-1/2} (M_0^2 - 1)^{-1/4} \quad (14)$$

여기에서 K 는 상수이다. 가열에 의하여 벽면 온도가 증가하면 동시에 두 가지 효과를 볼 수 있다. 즉 배제 두께가 증가하고[5], 벽면 마찰 계수 c_f 를 감소시킨다(Fig. 7). 따라서 벽면 가열

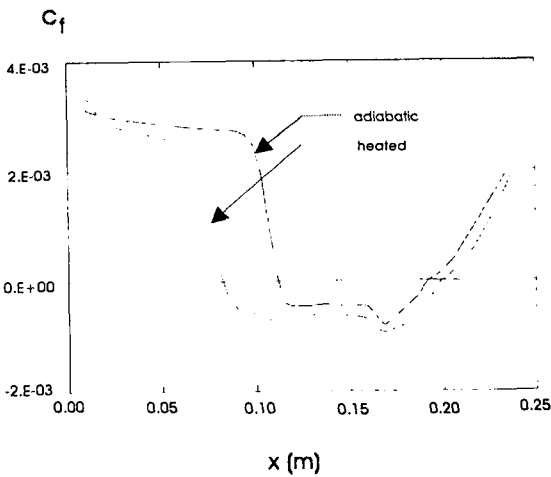


Fig. 7 Friction coefficient at the wall

에 의하여 L_0 가 증가한다. 벽면 압력 분포의 그래프에서 이 경향을 뚜렷이 볼 수 있다(Fig. 5).

상류 박리 길이 (upstream separation length) L_s 는 벽이 냉각될 때에 줄어들고, 벽이 가열되면 늘어났다. 이 경향은 충격파의 세기가 커질수록 뚜렷해진다. Elfstrom의 이론에 의하면 벽면 근처의 마하수가 벽이 냉각될 때에 증가하기 때문에, 박리에 더 크게 저항하게 된다[21]. 반대로 벽이 가열되면 벽면 근처의 마하수가 감소하므로 역압력 구배에 더욱 쉽게 박리한다. Fig. 7

의 벽면 마찰 계수 ($c_f = \tau_w / (\frac{1}{2} \rho_0 u_0^2)$)의 분포에서 보면 가열벽의 경우에 박리 영역의 길이가 단열벽의 경우보다 상하류로 확장되어 있음을 알 수 있다. 또 박리가 시작되는 점의 위치는 (x_s) 벽면 가열에 상관 없이 비슷한 벽면 압력에 위치하는 것을 알 수 있다. 재부착 점도 마찬가지로이다.

단열벽의 경우 상호 작용 상류점 ($x = 0.06 \text{ m}$)의 비압축성 형상계수의 값은 $H_i = 1.366$ 이고 가열벽의 경우는 $H_i = 1.44$ 이었다.

4.3 온도 분포

온도(static temperature) 분포를 보이기 위하여 등은 곡선 분포를 나타내었다(Fig. 8). 이 등은 곡선의 간격은 10 K 이다.

단열벽의 경우에는 박리 기포 내부에 벽면 온도 ($\sim 300 \text{ K}$)와 같은 온도의 기체가 모여 있는 것이 보인다. 가열벽의 경우 ($T_w/T_0 = 2$, $T_w = 600 \text{ K}$)에는 박리기포 내부에도 상당한 온도 변화가 있으며, 충격파 입사점 전의 상류에 박리기포 내부의 온도가 하류의 온도보다 높음을 알 수 있다. 벽면의 온도가 600 K 임을 고려하고 벽면 근처 첫 번째의 등온곡선이 420 K 임을 볼 때에 벽면 근처의 온도 구배가 매우 크다는 것을 알 수 있다. 이것을 해석하면 점성 소산층(viscous dissipative layer) 내부에 열 아층(thermal sublayer)이 존재하며, 이 곳을 통하여 열전달이 매우 활발하게 일어나는 것임을 유추해 볼 수 있다.

박리기포 내부에 갇혀있는 높은 온도의 기체가 하류로 빠져나가지 못하므로, 고체벽으로 부터의 열교환을 방해하므로 비행체에는 매우 해로운 영향을 끼치게 될 것이다.

4.4 벽면 흡입에 의한 박리 제어

상호 작용에 의한 경계층의 박리를 제어하기 위하여 벽면에 흡입을 적용하였다. 흡입을 적용하는 위치는 비점성 유동에서 충격파가 벽에 닿

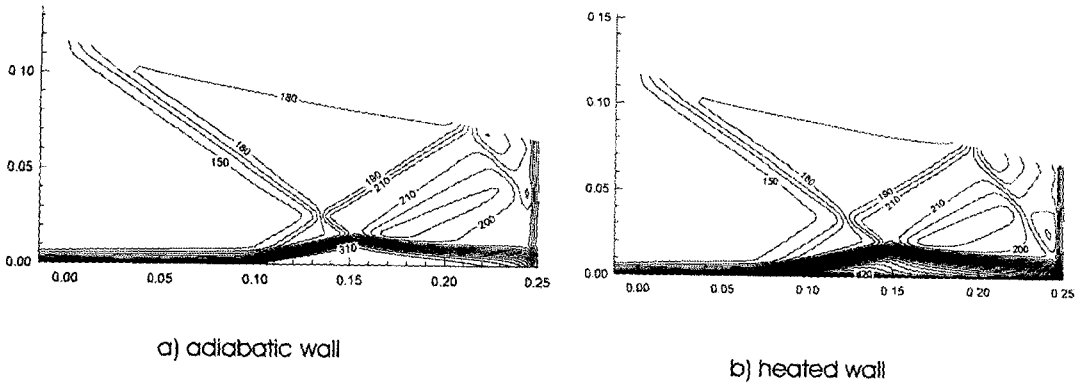
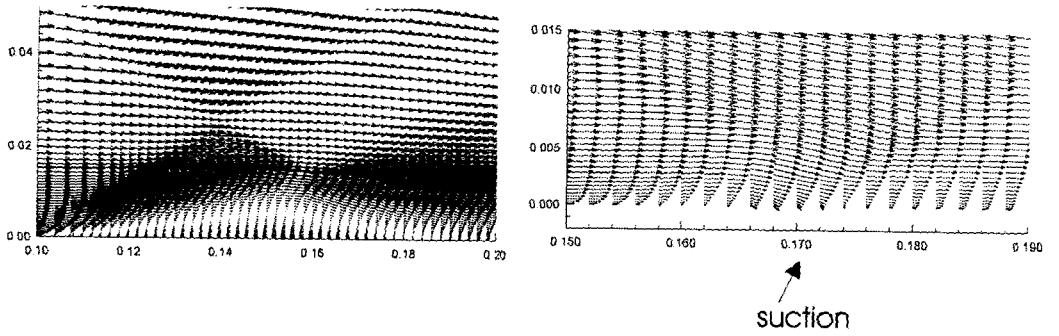
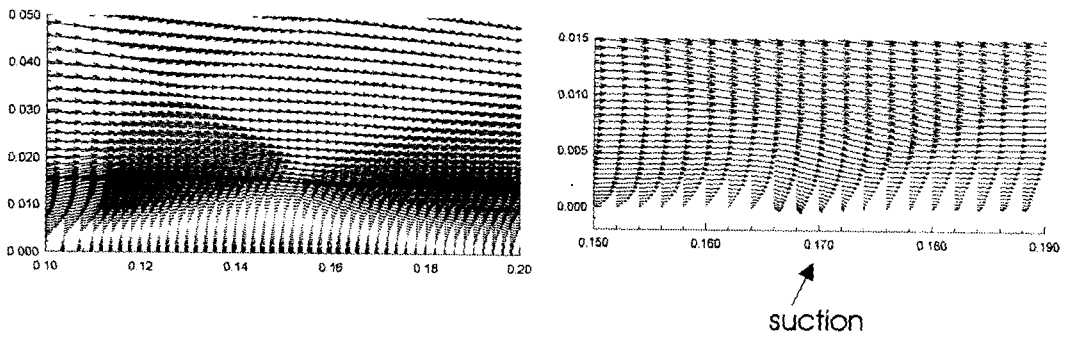


Fig. 8 Temperature contours



a) adiabatic wall



b) heated wall

Fig. 9 Velocity vectors in the interaction region

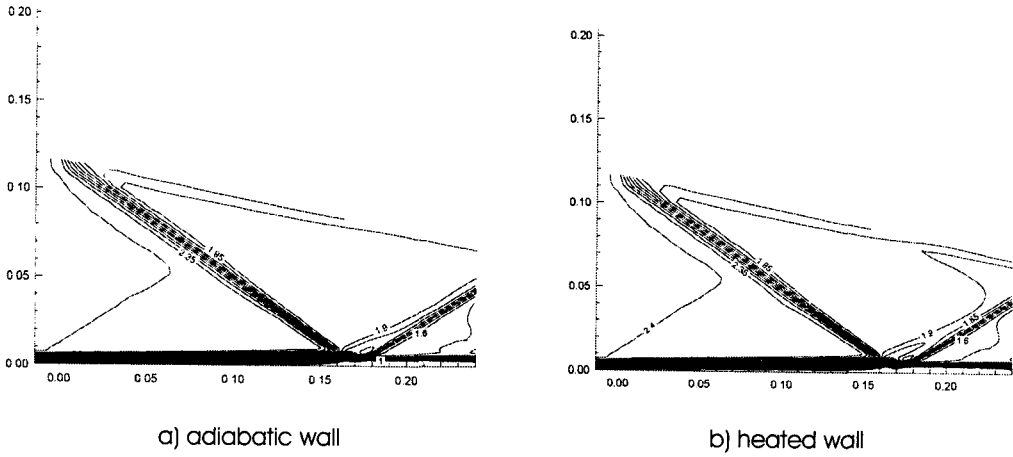


Fig. 10 Iso-Mach number contours for the interaction with suction

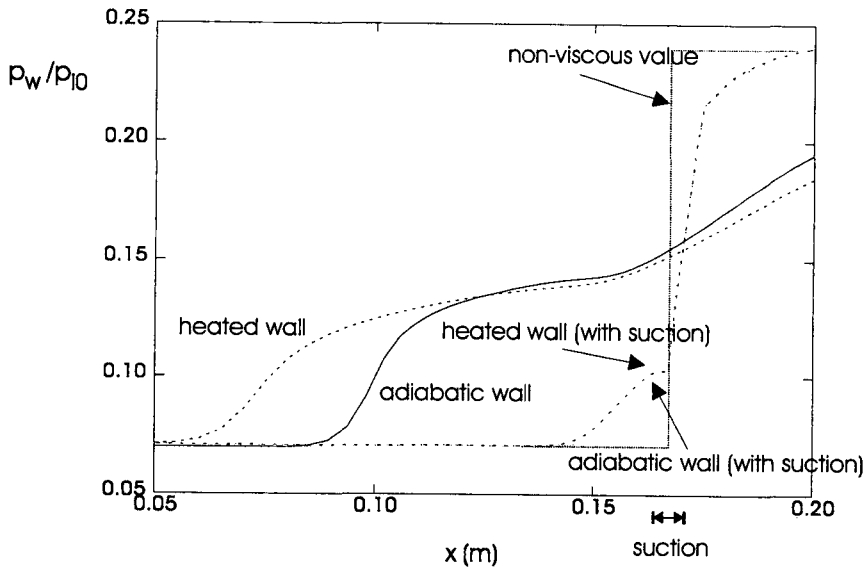


Fig. 11 Wall pressure distribution (with suction)

는 부분(x_{sh})이다. 이 보다 앞부분에 흡입을 적용하면 흡입부의 바로 직후에 박리가 발생하고, x_{sh} 보다 하류에 흡입을 적용하면 흡입부의 상류에 박리가 발생한다. 이 사실은 본 계산을 수행하기 전의 예비 계산과정 중에 알게 되었으며, Shih et al.[2-3] 의 결론도 같다. 흡입부(bleeding slot)의 크기는 상호 작용전(x_0)의 경계층의 두께 ($\delta_0 = 7 \text{ mm}$)와 같다. 상호작용 상류($x = 0.06 \text{ m}$)에서 경계층 내부를 흐르는 유량은 단열벽의 경우에 0.43 kg/s-m 이고 가열벽의 경우에는 0.45 kg/s-m 이었다. 본 계산에서는 경계층 바깥의 단위 길이당의 유량 ($\rho_e u_e$)의 10%가 slot을 통하여 흡입된다고 하였다. 따라서 흡입되는 유량 ($0.1 \rho_e u_e \delta_0$)은 약 0.05 kg/s-m 이며 경계층 내부를 흐르는 유량의 10%보다 약간 많은 양이다. 참고로 아음속층을 흐르는 유량은 단열벽의 경우에 0.0021 kg/s-m 이었으며 본 계산에 적용된 흡입양은 이것의 25배 정도이다. 본 계산에 적용된 흡입양보다 적은 흡입을 적용하면, 경계층의 박리가 완전히 제거되지 않았다. 단열벽의 경우와 동일한 흡입량으로도 가열벽 위의 박리가 제거되었다(Fig. 9).

마하수의 증가 곡선 분포를 보면(Fig. 10) 단열벽과 가열벽의 경우가 거의 동일한 충격파 반사 형태를 가지고 있고, 비점성 유동의 반사 형태와 거의 비슷한 양상을 보인다. 벽면 압력 분포를 단열벽과 가열벽의 경우에 흡입이 없는 경우와 흡입에 의하여 박리를 제거한 경우를 동시에 Fig. 11에 나타내었다. 벽면 압력 분포도 역시 흡입에 의하여 비점성 값으로 근접하는 것을 볼 수 있다. 동일한 흡입구의 위치와 동일한 흡입률을 가지고 단열벽위의 상호작용은 물론이며 강하게 가열된 벽위 상호작용에서 발생하는 경계층 박리를 제거할 수 있음을 볼 수 있다.

5. 결론

단열벽의 벽면 온도보다 두배로 강하게 가열

된 벽면 위에 생성된 난류 경계층과 충격파와의 상호작용을 수치적으로 모사 하였다. 수치 계산을 위하여 QUICK 스킴을 TVD 조건으로 비선형화한 UMIST 스킴을 사용하였고 Chen-Kim 난류 모델을 사용하였다. 벽면 압력 분포를 실험치와 비교한 결과를 보임으로써 계산 모델의 검증을 했다.

계산의 결과로 얻어진 중요한 결론은 다음과 같다. 벽면 가열에 의하여 경계층의 박리가 단열벽의 경우 보다 상류에서 일어나고 재부착도 하류로 연장된다. 즉 박리영역이 상하류로 연장된다. 이것은 가열에 의하여 비압축성 형상계수가 커지고 벽면 마찰이 감소하기 때문이다.

박리를 제거하기 위하여 충격파가 벽에 닿는 부분에 흡입을 적용하였다. 흡입 slot의 크기는 상류 경계층의 두께이며 흡입 유량은 상호 작용 상류의 경계층 내부를 흐르는 유량의 10% 정도이면 박리가 제거되었다. 강하게 가열된 경우에도 박리 영역이 상하류로 크게 연장되어 있음에도 불구하고 같은 흡입 조건으로 박리가 제거될 수 있었다.

흡입에 의하여 박리가 제거되면 충격파의 반사 형태나 벽면 압력 분포 등이 비점성 유동의 형태로 근접하는 것을 볼 수 있으며, 벽면 가열에 의한 차이가 거의 없음을 알 수 있다.

앞으로 본 계산 모델의 정확도를 높으려면, 충격파의 반사를 제거할 수 있는 free boundary의 경계조건을 도입할 필요가 있다. 또 강한 열전달이 있는 벽면에서의 경계 조건을 고려하기 위하여 저 레이놀즈 난류 모델을 사용하는 것이 필요하다.

참고문헌

- [1] Delery, J.M., "Shock Wave / Turbulent Boundary Layer Interaction and Its Control," *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 22, (1985), pp 209-280
- [2] Hahn, T.O., Shih, T.I-P., and Chyu, W.J., "Numerical Study of Shock-Wave /Boundary-Layer Interaction with Bleed," *AIAA J.*, Vol. 31, No. 5, (1993), pp 869-876

- [3] Shih, T.I-P., Rimlinger, M.J. and Chyu, W.J., "Three-Dimensional Shock-Wave / Boundary-Layer Interaction with Bleed," *AIAA J.*, Vol. 31, No. 10, (1993), pp 1819-1826
- [4] Lee, D.B., Socheleau, F., and Leblanc, R., "Compressible Turbulent Boundary Layer on a Strongly Heated Wall," *Int. J. of Thermal Sciences*, Vol. 2, No. 3, (1993), pp 213-227
- [5] Stalter, M., and Delery, J., "Interaction Onde de Choc Oblique/Couche Limite Turbulente sur Paroi Chauffée. Résultats Expérimentaux," *ONERA Rapport Technique* No. 84/7078AY, ONERA, (1989)
- [6] Chen, Y.S. and Kim, S.W., *Computation of Turbulent Flows using an Extended $k-\epsilon$ Turbulence Closure Model*, NASA CR-179204, (1987)
- [7] Launder, B.E., and Spalding, D.B., "The Numerical Computation of Turbulent Flow," *Comp. Meth. in Appl. Mech. & Engng.*, Vol.3, (1974), pp 269-286
- [8] Lee, D.B., "Numerical Simulation of Oblique Shock Wave / Turbulent Boundary Layer with Wall Heat Transfer", *The PHOENICS J. of Computational Fluid Dynamics and Its Application*, Vol. 10, No. 2, (1997), pp. 179 - 193
- [9] PHOENICS V.2.2, 1996, CHAM
- [10] Waterson, N.P., and Deconinck, A *Unified Approach to the Design and Application of Bounded Higher-Order Convection Schemes*, VKI Preprint 1995-21, (1995)
- [11] Lien, F.S. and Leschziner, M.A., "Upstream monotonic interpolation for scalar transport with application to complex turbulent flows", *Int. J. Num. Meth. Fluids*, Vol.19, (1994), pp. 527-540
- [12] Leonard, B.P., Leschziner, M.A., and McGuirk, J., "The QUICK Algorithm: A Uniformly 3rd Order Finite-Difference Method for Highly Convective Flows," *Proceeding of 1st Conf. on Numerical Method in Laminar and Turbulent Flow*, Swansea, U.K., (1978)
- [13] Poliakov, I., and Semin, V., "Development and Evaluation of New Linear Equation Solvers", *The PHOENICS J. of Computational Fluid Dynamics and Its Application*, Vol. 7, No. 1, (1994), pp. 34-57
- [14] Klebanoff, P.S., *Characteristics of Turbulence in Boundary Layer with Zero Pressure Gradient*, NACA Rept. 1247, (1953)
- [15] Chambers, T.L., and Wilcox, D.C., "Critical Examination of Two-Equation Turbulence Closure Models for Boundary Layers", *AIAA J.*, Vol. 15, No. 6, (1977), pp. 821-828
- [16] Lee, D.B., "Numerical Computation of Oblique Shock Wave/Turbulent Boundary Layer," *The PHOENICS J. of Computational Fluid Dynamics and Its Application*, Vol. 9, No. 3, (1996), pp. 354-377
- [17] Lam, C.G.K., and Bremhorst, K., "A Modified Form of the $k-\epsilon$ Model for Predicting Wall Turbulence," *Trans. ASME*, Vol. 103, (1981), pp. 456-460
- [18] Lighthill, M.J., "On Boundary Layers and Upstream Influence. II Supersonic Flows without Separation," *Proc. Roy. Soc. Ser. A*217, (1953), pp. 478-507
- [19] Stewartson, K., and Williams, P.G., "Self-Induced Separation," *Proc. Roy. Soc. Ser. A*312, (1969), pp. 181-206
- [20] Chapman, D.R., Kuehn, D.M., and Larson, H.K., *Investigation on Separated Flows in Supersonic Streams with Emphasis on the Effect of Transition*, NACA TR-1356, (1958)

- [21] Elfstrom, G.M., "Turbulent Hypersonic Flow at a Wedge Compression Corner," *J. Fluid Mech.*, Vol. 53, part 1, (1972), pp. 113-127