

# 하이브리드탄의 항력 및 유동해석

## A Drag and Flow Characteristics around the Hybrid Projectile

이 상 길\*                      이 동 현\*\*  
 Lee, Sang-Kil              Lee, Dong-Hyun

### ABSTRACT

Three dimensional, compressible, mass weighted averaging of Favre, Navier-Stokes system with  $k-\epsilon$  turbulence, is numerically discretized to compute three dimensional multiple jet interaction flow fields for a hybrid projectile containing three rocket motors in the ogive section. Numerical flow field computations have been made for angled nose jets and rockets at supersonic speed using multiblock structured grid. The jet conditions include very high jet to free stream pressure ratio and high temperature. It is shown that the strength of nozzle stagnation pressure affects the flow field near the side nozzle and the high stagnation pressure increases total amount of drag by a few percent. However, minor drag loss due to the pressure drag might be fully overcome by an additional axial thrust. The results of present study can be applied for the design of future hybrid projectile.

주요기술용어 : Flux Difference Splitting(유속차 분리법), Upwind Schemes(풍상차분법), Drag Coefficient(항력계수), Hybrid Projectile(혼합추진탄), Scarfed Nozzle(경사노즐)

### 1. 머리말

#### 1.1. 개요

미래의 포병 탄약 개발 방향은 적 중심에 대하여 정확하게 목표를 타격할 수 있는 탄 능력 향상에 중점을 두고 있다. 사거리 연장탄은 이 목표를 달성할 수 있는 한 수단이 된다. 사거리 연장탄의 사거리 증대는 무기성능 개량, 탄도학적 계수 개량, 탄 발사 후 추진에 의한 방법 등에 의하여 이루어진다. 최근에는

이러한 방법들을 활용하여 탄저부에 항력을 감소시키기 위한 BBU탄(탄저항력 감소탄)과 발사 후 추가적인 추력을 제공하기 위한 RAP탄(로켓 보조 추진탄)을 혼합한 Hybrid탄에 대한 연구가 활발히 진행중이다.

초음속으로 비행하는 탄자 주위의 유동은 압축성 난류 유동의 특징을 지니는데, 선단에서의 충격파 및 탄저부에서의 팽창파로 대표되는 비점성 영역과 탄자 표면을 따라 발달되는 경계층 및 후류의 점성 영역으로 대별된다. 이러한 압축성 유동이 난류 유동과 함께 고려될 경우에는 여러 가지 복잡한 현상을 일으키게 된다.

\* 군사과학대학원 무기공학과 교수  
 \*\* 군사과학대학원 무기공학과 석사과정

본 연구에서는 탄자의 오자이브 부분에 측면분사 노즐을 설치하여, 측면 제트분사로 인하여 나타나는 탄자주위의 유동장을 관찰하였고, 측면 분사 노즐의 유무에 따른 항력계수( $C_d$ )값을 비교함으로써, 측면 분사 노즐이 탄도에 미치는 영향을 분석하였다.

## 1.2 난류 모형

일반적으로 난류 모형에는 0-방정식 모형, 1-방정식 모형, 2-방정식 모형 및 레이놀즈 응력 모형이 있다. 0-방정식 모형과 1-방정식 모형은 공학적인 문제를 해석하는데 있어서 유동에 따라 많은 경험적인 방법이 요구되며 레이놀즈 응력 모형은 2-방정식 모형보다 설계 상에 너무 많은 시간이 요구되기 때문에, 공학적인 문제에서 가장 많이 사용하는 모형은 2-방정식 모형이라 할 수 있다. 본 연구에서는 2-방정식 모형의 하나인  $k-\epsilon$  난류 모형을 사용하였다.

## 1.3 수치기법

압축성 난류현상을 해석하는데 있어서는 난류 모형의 정교함 못지 않게 수치해법의 정확성이 요구된다.

압축성 난류 유동은 레이놀즈 평균 또는 질량 평균된 Navier-Stokes 방정식을 시간과 공간 이산화를 통해 수치 적분하여 해석하며, 여기에는 여러 가지 수치기법이 존재하는데 본 연구에서는 Favre의 질량 가중 평균화를 채택하였다<sup>(1)</sup>.

시간 이산화 방법은 시간에 무관한 정상상태의 해석에 주로 사용되는 내재적 기법<sup>(2)</sup>을 사용하였으며, 공간 이산화 기법으로는 유한체적법을 사용하였으며, 차분 방법으로는 중앙차분이 갖는 이산오차의 취약점을 극복하기 위하여 단조증가(monotone) 성향을 갖는 풍상차분 기법을 도입하였다.

풍상차분<sup>(3)(4)(5)(6)</sup> 기법은 MUSCAL 형과 non-MUSCAL

형으로 나뉘며, MUSCAL 형은 다시 Steger-Warming, Van-Leer의 유속 벡터 분리법(FVS; Flux Vector Splitting), 그리고 Roe의 근사화 리만 해법(approximate Riemann solver)을 응용한 유속차 분리법(FDS; Flux Difference Splitting)으로 분류된다. 본 연구에서는 Roe의 유속차 분리법을 사용하여 수치해석을 실시하였다.

수치 알고리즘에서 비점성 수치플럭스 (numerical flux)의 계산은 충격파와 같은 불연속의 포획, 점성영역의 정확성, 계산 안정성 등을 결정하는 중요한 요소이다. 널리 사용되어온 풍상차분 기법들은 문제에 따라 장단점을 보여주고 있는데, Roe 기법이 갖고 있는 대표적인 문제점은 고속 유동장 영역에서의 수치적 불안정성이며, 이를 제거시키기 위해 본 연구에서는 엔트로피 보정을 통한 수치 해석을 수행하였다. 정렬 격자계에서 다차원 문제는 풍상차분 기법으로 계산할 때 1차원 문제의 조합으로 근사시켜 2방향(2차원) 또는 3방향(3차원)으로 나누어서 풀게 된다.

## 1.4 비행하는 탄자 주위에 작용하는 항력

비행하는 탄자 주위의 항력은 세 가지로 분류되는데, 1) 압력항력(pressure drag excluding base region), 2) 마찰항력(skin friction drag), 그리고 3) 기저항력(base drag)이 그것이다. 탄자 주위의 항력 가운데 기저항력은 총항력(total drag)의 50%를 차지하는 것으로 알려져 있다. 따라서 비행하고 있는 탄자의 총항력(total drag)을 계산하기 위해 탄두부 및 탄저부를 포함하는 전 영역에 대해 계산할 필요가 있다. 탄저부 유동에 대한 연구를 위해 지난 수 년동안 Navier-Stokes 방정식을 사용하여 기저부의 유동을 해석하려는 노력이 있어왔다. 본 논문에서는 탄자 주위의 전 영역에 대하여 Navier-Stokes 방정식을 지배방정식으로 하여 수치해석을 실시하였다.

## 2. 수치해법

### 2.1 지배방정식

압축성, Favre 의 질량 가중 평균화(mass weighted averaging of Favre)된, Navier -Stokes 방정식을 3차원 임의의 좌표 계에서 벡터형(vector form)으로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial (\mathbf{G} - \mathbf{G}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial (\mathbf{H} - \mathbf{H}_v)}{\partial \zeta} = \mathbf{S} \quad (1)$$

이때,  $\xi, \eta, \zeta$  는 임의의 좌표계 축방향 성분을 각각 나타낸다. 여기서, 보존변수(conservative variable) 벡터와 유량(flux) 벡터들은 다음과 같이 정의된다.

$$\mathbf{Q} = \frac{\dot{\mathbf{Q}}}{J} = J^{-1} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho \mathbf{E} \\ \rho k \\ \rho \epsilon \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F} = \frac{1}{J} \frac{\partial \xi}{\partial x} \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ \rho w U + \xi_z p \\ \rho U H \\ \rho U k \\ \rho U \epsilon \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \frac{1}{J} \frac{\partial \eta}{\partial y} \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ \rho w V + \eta_z p \\ \rho V H \\ \rho V k \\ \rho V \epsilon \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{J} \frac{\partial \zeta}{\partial z} \begin{pmatrix} \rho W \\ \rho u W + \xi_x p \\ \rho v W + \xi_y p \\ \rho w W + \xi_z p \\ \rho W H \\ \rho W k \\ \rho W \epsilon \end{pmatrix}, \quad (2)$$

여기서,  $\rho, u, v, w, \mathbf{E}, \mathbf{H}, k, \epsilon$  과  $p$  는 각각 질량 평균화된 밀도, 직교좌표계에서  $x, y, z$  축 방향의 속도 성분, 총 에너지(total energy), 총 엔탈피(total enthalpy), 난류 운동에너지(turbulent kinetic energy), 난류 길이 척도 변수(turbulent length scale variable)와 압력을 각각 나타낸다. 지배방정식을 무차원화 하는 데에는 무차원화를 위한 단위 길이  $L$ , 자유흐름에서의 음속  $a_\infty$ , 밀도  $\rho_\infty$ , 점성계수  $\mu_\infty$  가 사용되었다. 총 에너지, 총 엔탈피, 변환좌표계에서의 속도 성분은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= e + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) + k, \\ \mathbf{H} &= h + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) + k, \\ \mathbf{U} &= \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w, \\ \mathbf{V} &= \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w, \\ \mathbf{W} &= \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \end{aligned} \quad (3)$$

열량(heat) 플럭스와 전단응력(shear stress) 플럭스는 다음과 같다.

$$\mathbf{F}_v = \frac{\nabla \cdot \dot{\xi}}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{yx} + \xi_z \tau_{zx} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} + \xi_z \tau_{zy} \\ \xi_x \tau_{xz} + \xi_y \tau_{yz} + \xi_z \tau_{zz} \\ \xi_x f_v + \xi_y g_v + \xi_z h_v \\ \xi_x k_x + \xi_y k_y + \xi_z k_z \\ \xi_x \epsilon_x + \xi_y \epsilon_y + \xi_z \epsilon_z \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{G}_v &= \frac{\nabla \eta}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \dot{\eta}_x \tau_{xx} + \dot{\eta}_y \tau_{yx} + \dot{\eta}_z \tau_{zx} \\ \dot{\eta}_x \tau_{xy} + \dot{\eta}_y \tau_{yy} + \dot{\eta}_z \tau_{zy} \\ \dot{\eta}_x \tau_{xz} + \dot{\eta}_y \tau_{yz} + \dot{\eta}_z \tau_{zz} \\ \dot{\eta}_x f_v + \dot{\eta}_y g_v + \dot{\eta}_z h_v \\ \dot{\eta}_x k_x + \dot{\eta}_y k_y + \dot{\eta}_z k_z \\ \dot{\eta}_x \epsilon_x + \dot{\eta}_y \epsilon_y + \dot{\eta}_z \epsilon_z \end{pmatrix}, \\
 \mathbf{H}_v &= \frac{\nabla \zeta}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \dot{\zeta}_x \tau_{xx} + \dot{\zeta}_y \tau_{yx} + \dot{\zeta}_z \tau_{zx} \\ \dot{\zeta}_x \tau_{xy} + \dot{\zeta}_y \tau_{yy} + \dot{\zeta}_z \tau_{zy} \\ \dot{\zeta}_x \tau_{xz} + \dot{\zeta}_y \tau_{yz} + \dot{\zeta}_z \tau_{zz} \\ \dot{\zeta}_x f_v + \dot{\zeta}_y g_v + \dot{\zeta}_z h_v \\ \dot{\zeta}_x k_x + \dot{\zeta}_y k_y + \dot{\zeta}_z k_z \\ \dot{\zeta}_x \epsilon_x + \dot{\zeta}_y \epsilon_y + \dot{\zeta}_z \epsilon_z \end{pmatrix} \quad (4)
 \end{aligned}$$

여기서,

$$\begin{aligned}
 f_v &= (u \tau_{xx} + v \tau_{yx} + w \tau_{zx}) - q_x + k_x \\
 g_v &= (u \tau_{xy} + v \tau_{yy} + w \tau_{zy}) - q_y + k_y \\
 h_v &= (u \tau_{xz} + v \tau_{yz} + w \tau_{zz}) - q_z + k_z
 \end{aligned}$$

이다. 위 식에서  $\tau$ ,  $q$ ,  $k$ ,  $\epsilon$  항들을 텐서형태(tensor form)로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 \tau_{ij} &= (\mu + \mu_T) \frac{M_\infty}{Re} \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \\
 &\quad - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \\
 q_i &= \frac{M_\infty}{Re(\gamma-1)} \left( -\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial a^2}{\partial x_i} \\
 k_i &= \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{M_\infty}{Re} \frac{\partial k}{\partial x_i} \\
 \epsilon_i &= \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{M_\infty}{Re} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \quad (5)
 \end{aligned}$$

완전한 방정식을 풀기위해 다음의 상태방정식을 추가하였다.

$$p = (r-1) \left\{ \rho \mathbf{E} - \rho \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} - \rho k \right\} \quad (6)$$

식 (1)의 우측항은 다음과 같이 표현된다.

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ P_k - D_k \\ P_\epsilon - D_\epsilon \end{pmatrix} \quad (7)$$

충류 유동일 때 점성계수는 Sutherland's Law를 이용하여 다음과 같이 구한다.

$$\mu_{lam} = \frac{1.461 \times 10^{-6} T^{3/2}}{T + 110.3} \quad (8)$$

$k-\epsilon$  난류모델에서 식 (7)의 각 항들은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned}
 P_k &= \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \\
 P_\epsilon &= C_{\epsilon 1} f_1 \frac{\epsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \\
 D_k &= \rho \epsilon, \\
 D_\epsilon &= C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (9)
 \end{aligned}$$

난류 와점성 계수는  $k$ 와  $\epsilon$  값에 따라 다음 식으로부터 구하여진다.

$$\mu_T = C_\mu f_\mu \frac{\rho k^2}{\epsilon} \frac{Re}{M_\infty} \quad (10)$$

여기서,

$$f_\mu = (1 + 3.45 / \sqrt{Re_T}) \tanh[ y^+ / 70 ]$$

이고, 난류 레이놀즈 수  $Re_T = \rho k^2 / \mu \epsilon$ 이고,  $y^+ = \rho^{1/2} \tau_w^{1/2} y / \mu$ 이다.

벽 조건에서의 흐름(wall bounded flows)일 경우,

$$f_1 = 1$$

$$f_2 = [1 - \exp(y^+ / A_2)]^2$$

이고, 다른 상수 값들은 다음과 같다.

$$C_{\epsilon_1} = 1.44$$

$$C_{\epsilon_2} = 1.83 \left[ 1 - \frac{2}{9} \exp(-Re_T^2 / 36) \right]$$

$$\sigma_k = 1.36$$

$$\sigma_\epsilon = 1.36$$

$$C_\mu = 0.09$$

$$A_2 = 4.9$$

벽면에서의 조건으로  $k_{wall} = 0$  이고,  $\epsilon$ 에 대한 조건은 다음과 같이 주어진다.

$$\epsilon_{wall} = \frac{2\mu_1 k_1}{\rho_1 y_1^2} \frac{M_\infty}{Re} \quad (11)$$

## 2.2 비점성 유량 계산

비점성 유량 계산에는 Roe의 FDS를 사용하였다. Roe의 FDS는 팽창파를 고려하지 않은 기법이기에 때문에 엔트로피 조건을 위배할 수 있다. 따라서 충격파가 매우 느리게 움직이거나 정상해를 구할 경우, 팽창 충격파와 같은 비물리적인 결과를 보이는 경우가 있다. 이러한 문제는 유량벡터의 특성치 중 하나가 영(zero)이 될 때 발생하는 문제들이며, 이는 특성치가 영에 가까운 곳에서 Roe의 기법의 수치점성이 사라지는 것과 연관된다. 따라서, 비물리적인 해의 발생을 막기 위해 고유치의 크기를 보정해 주어 약간의 수치점성을 추가하는 엔트로피 보정 기법(entropy correction method) 들이 제안되었으며 여기서는

다음과 같은 엔트로피 보정 함수가 사용되었다.

$$\lambda_i = \max(\lambda_i, \epsilon \cdot \lambda_{max}), \quad \lambda_{max} = V + a \quad (12)$$

일반적으로,  $\epsilon = 0.0 \sim 0.25$ 의 값을 사용하며 클수록 해가 더 확산된다. 본 연구에서는 0.15의 값을 사용하였다.

## 2.3 고차의 공간 차분화

1차의 공간 정확도를 갖는 Roe의 FDS 방법에 MUSCAL(Monotonic Upwind Schemes for Conservation Laws)기법을 적용하여 고차정확도를 얻는다. 제한자(limiter)를 도입하여 충격파가 존재하는 영역에서 1차의 이산화 오차를 갖도록 조절하였다. 본 연구에서는 연속적으로 미분이 가능한 Van Albada 제한자를 사용하였는데, 제한자는 다음과 같이 정의된다.  $r$ 은 인접한 셀에서의 유동변수들(flow variables)의 비를 뜻한다.

$$\Psi(r) = \frac{r+|r|}{1+r} \quad (13)$$

## 2.4 시간 전진 기법

본 연구에서는 Fully implicit Newton method를 사용하였다. 비선형 방정식에 적용되는 기본적인 Newton 해법은 다음과 같이 표현된다.

$$F(\dot{U}) = 0 \quad (14)$$

일반적인 Newton 방법은

$$\left( \frac{\partial F}{\partial \dot{U}} \right) \Delta \dot{U} = -F^n(\dot{U}) \quad (15)$$

로 표현되며, 해는 기지의(known)  $n$  번째 반복

(iteration) 연산에서  $F(\dot{U})$ 와 자코비안  $\frac{\partial F}{\partial \dot{U}}$  을 생성함으로써 얻어지게 된다. 증분  $\Delta^n \dot{U}$  는 자코비안 매트릭스를 변환 함으로써 얻어지고, 새로운 반복 연산에서  $\dot{U}$  는 다음과 같이 주어지게 된다.

$$\dot{U}^{n+1} = \dot{U}^n + \Delta^n \dot{U} \quad (16)$$

$\dot{U}$  은 이산화 영역의 각 점에서의 보존변수 벡터이다. 만약  $h$  개의 점들이 영역에 있다면,  $\dot{U}$  는 다음과 같으며

$$\dot{U} = [\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dots, \dot{U}_h]^T \quad (17)$$

여기서,

$$\dot{U}_i = [\rho, \rho u, \rho v, \rho w, e]^T_i \quad (18)$$

이다. 최종적으로 얻게 되는 Newton 기법의 식은 다음과 같다.

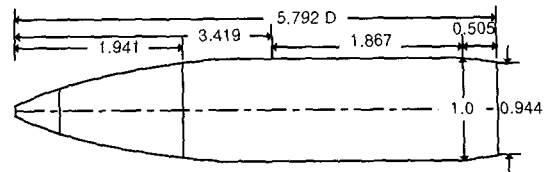
$$\frac{\partial F^n(\dot{U}_h)}{\partial \dot{U}_i} \Delta^n \dot{U}_i = F^n(\dot{U}_h) \quad (19)$$

### 3. 탄자 주위의 초음속 유동장 해석

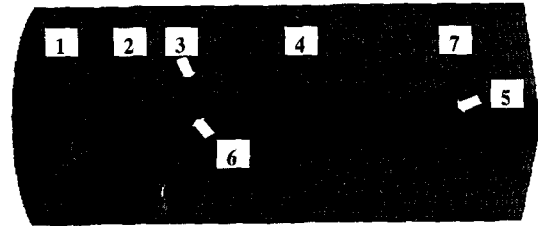
#### 3.1 형상모델링 및 격자 형성

수치해석을 위한 탄의 형상은 다음과 같다. 탄이 총 길이는  $5.792D$  이며, Boattail 부분은 축방향과  $3^\circ$  의 경사를 이루고 있다.

계산 모델은 탄자의 오자이브 부분에 3개의 노즐을 설치하였으므로, 주기성을 고려하여 탄자의  $120^\circ$  만을 모델링하였다. 그림 2는 이를 바탕으로 형성된 탄자주위의 전체격자로, 총 7개의 블록으로 구성



(그림 1) 계산 형상 (  $1D=154.81mm$  )



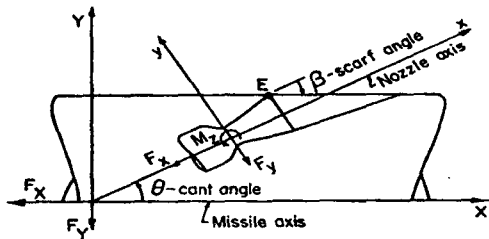
(그림 2) 전체격자

(표 1) 블록 구성

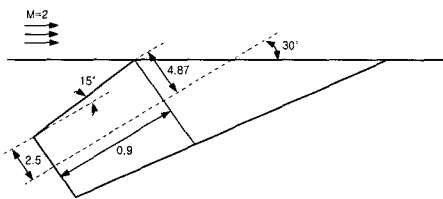
블록	격자	블록	격자
1	$10 \times 36 \times 35$	5	$35 \times 36 \times 35$
2	$45 \times 36 \times 35$	6	$12 \times 28 \times 12$
3	$12 \times 36 \times 35$	7	$36 \times 28 \times 35$
4	$46 \times 36 \times 35$		

되어 있으며 정렬 격자계를 사용하였다. 격자수는 205,567개이고, 해석의 중심이 되는 노즐주위와 탄저부에 격자를 밀집시켰으며, 블록과 블록은 교차시키지 않았다(non-overlapped). 계산에 사용된 격자의 구성을 블록별로 살펴보면 표 1과 같다. 블록 2,3,4 부분이 탄자이며, 블록 6이 노즐부분이다.

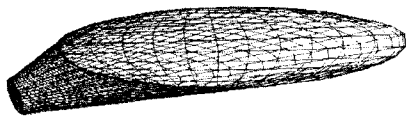
그림 3은 측면 분사 노즐의 개념<sup>(7),(8)</sup>을 나타내는 그림으로, 노즐의 중심축이 탄자의 중심축을 기준으로  $\theta$ 만큼 기울어져 있음을 보여준다. 그림 4는 측면 분사 노즐의 모형을 도시한 그림이다. 노즐은 목의 반경이 2.5mm, 출구의 반경이 4.87mm이며, 출구 대 목의 면적비( $A_e/A_t$ )는 3.7955인 원추형 노즐이다. 노즐은 탄자의 축방향에 대하여  $30^\circ$  경사지도록 설계



(그림 3) 측면 분사 노즐의 개념도



(그림 4) 노즐의 모형 (단위 : mm)



(그림 5) 노즐의 격자

하였으며, 노즐목과 출구의 두 원을 잇는 연장선을 따라 생성되는 타원면과 탄자의 표면이 만나는 면을 절단하여 경사노즐의 출구면을 생성하였다. 추력의 상승은 분사각이 작을수록 커지게 되는데, 이는 보조 제트에 의한 추력의 cosine 성분이 커지게 되기 때문이다. 이와같이 큰 축 방향 추력을 얻기 위해서는 작은 분사각이 선호됨으로, 여기에서는 30°의 분사각을 갖도록 하였다. 그림 5는 노즐의 설계를 바탕으로 생성된 노즐의 격자를 나타낸다.

분사공의 위치는 보조로켓에 의한 추력증가에 중요한 변수가 된다. 즉 조파항력(wave drag)의 효과가 큰 오자이브 부분에 위치할 때, 보조 제트에 의한 압력의 변화는 압력항력(pressure drag)의 변화에 중대한 영향을 미치게 되고, 반면 원통부에 위치하는 경우에는 2차 유동의 발생으로 인하여 탄미에서의 압

력항력(pressure drag) 결정에 중요한 요인이 된다. 압력분사공이 탄의 오자이브 부분에 위치할 경우가 원통부에 위치할 경우보다 확장된 재순환 영역과 상승된 압력영역이 크므로, 여기에서는 탄의 오자이브 부분에 노즐을 위치시켰다 (1.941D).

### 3.2 초기 / 경계 조건

(표 2) 초기조건

(압력 : Mpa, 온도 : K)

		case1	case2	case3	case4	case5
초기 조건	압력	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
	온도	288.15	288.15	288.15	288.15	288.15
모터의 전압력		·	6.8947	10.342	13.789	·
노즐목	압력	·	3.8056	5.7084	7.6112	·
	온도	·	1971.9	1972.4	1972.6	·

계산은 표 2에서 보는바와 같이 다섯 가지 경우에 대하여 실시하였다. case1은 측면 분사 노즐이 없는 경우이며, case2부터 case5까지는 측면 분사 노즐이 있는 경우이다. case5는 연소가 끝난 후의 유동 조건으로 노즐의 내부에는 단열조건이 주어졌다.

노즐목에서의 압력과 온도는 로켓모터 성능해석 프로그램에 의해 계산된 결과값을 사용하였는데, 프로그램에 입력값으로 들어간 고체추진제의 조성은 NC 12%, Nitro-glycerin, 2-NDPA, DEP, LS, L-2-EH, Candelilla Wax 이다. 추진제의 연소 결과값은 노즐의 전압력이 1000psi, 1500psi, 2000psi 인 세 가지 경우에 대한 값을 얻었으며, 이에 대한 각 경우에 대하여 수치해석을 실시하였다. 연소결과 얻어진 추진가스의 비열비( $\gamma$ )는 1.2787이다. 탄자의 전면에는 마하수가 2.0인 자유흐름 조건(free-stream condition), 탄자 주위의 바깥면과 후면에는 외삽조건(extrapolation con-

dition), 블록과 블록간 / 노즐의 출구에는 블록 경계 조건(block interface condition), 노즐의 입구에는 유입 조건(inflow condition)을 각각 주었다.

$k-\epsilon$  난류모델에 대해서는 다음 식을 사용하여  $k$ 와  $\epsilon$ 의 초기값을 결정하였다.

$$k = \frac{(0.01 U_\infty)^2}{2}$$

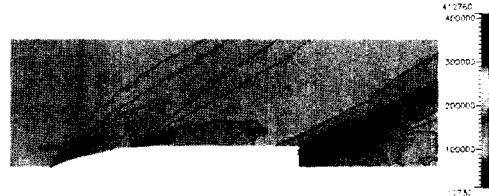
$$\epsilon = \frac{0.09 \rho_\infty k_\infty^2}{4 \mu_l}$$

### 3.3 탄자 주위의 유동장 해석

초음속으로 비행하는 탄자 주위의 유동은 선단에서의 충격파 및 탄저부에서의 팽창파로 대표되는 비점성 영역과 탄자 표면을 따라 발달되는 경계층 및 후류의 점성 영역으로 대별된다. 측면 분사 노즐을 포함한 탄자 주위의 유동을 그림 6에 나타내었다. 그림 6 (a)와 (b)는 원주 방향으로 탄자의 중심을 통과하는 수직단면에서의 유동장을 나타낸 그림으로, 측면 분사 노즐의 전압력이 1500psi 인 경우(case3)의 압력과 마하수를 나타낸다. 탄 형상에 의한 자유유동 압축의 결과로, 탄의 nose 부분에서 경사충격파가 발달되고 있고, 탄저부에 팽창파가 발달되고 있음을 관찰할 수 있다. 그림 7 (a)와 (b)는 측면 분사 노즐 주위의 압력 및 마하수를 나타낸 그림이다.

탄자 주위에 측면 분사 노즐이 있는 경우, 측면 분사 노즐을 떠난 직후 제트는 급격히 팽창하여 탄자위를 지나는 난류와 부딪치게 되어 경계층-충격파 상호작용이 일어난다. 측면 분사 노즐 출구의 상류에서는 비점성 부분에 제트가 일종의 장애물 역할을 함으로써 궁형 충격파가 발생하며, 연속적인 역압력 구배로 인하여 경계층 박리 현상이 일어난다. 제트의 상류에서는 2개 혹은 3개의 와류가 서로 인접하여

반대방향으로 회전하는 재순환 영역(recirculation region)이 발생된다. 그림 7의 (a)의 역압력 구배에 해당되는 부분에 여기에 속한다.



(a) 압력

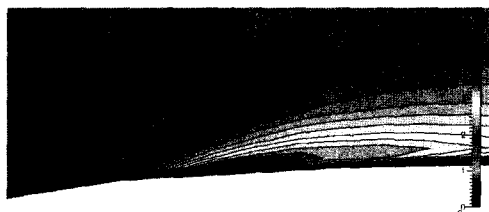


(b) 마하수

(그림 6) 노즐 중심을 지나는 수직 단면에서의 유동장



(a) 압력



(b) 마하수

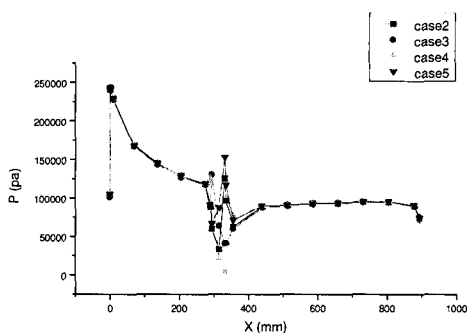
(그림 7) 노즐 주위의 등압력 및 등마하수 선도



외류의 변위(displacement)에 의한 박리충격파가 재순환영역 전방에서 발생하며, 재순환 영역과 박리 충격파 사이에는 음속 표면(sonic surface)이 형성되고, 이때 박리 충격파가 제트로 인한 공형 충격파와 교차한다. 측면 분사 노즐 바로 윗면에서는 제트가 팽창하면서 자유흐름과의 압력평형을 이루기 위하여 제트가 감속이 되는 동시에 수직 충격파가 발생하는데, 이 수직 충격파를 마하디스크(Mach Disk)라 한다. 제트 후류에서는 탄자 표면 압력이 거의 진공에 가깝게 떨어져 재순환영역이 형성되고 유동이 탄자와 평행하게 되기위해 재부착(reattachment)과 재압축 충격파(recompression shock)가 발생되며 그에 따른 박리가 발생한다. 제트 하류에서도 역시 압력비가 증가함에 따라 경계층 재부착(reattachment) 및 재압축 충격파(recompression shock) 등의 영향으로 감압 또는 압력 복귀 영역이 점점 확장된다.

측면 분사 노즐로부터 분사된 제트흐름은 충격파를 지난 후 후류로 방향을 바꾸어 원래의 탄자에 평행한 흐름을 유지하려고 하며 초음속 주흐름 상태로 팽창하게 된다.

그림 8은 축방향 표면 압력 분포를 나타내고 있다. x축 방향으로 0인 지점이 탄자의 nose 부분이고, 314인 지점이 측면 분사 노즐의 중심이며, 850인 부분이 탄저이다. 노즐출구는 x축으로 290에서 335인 지점

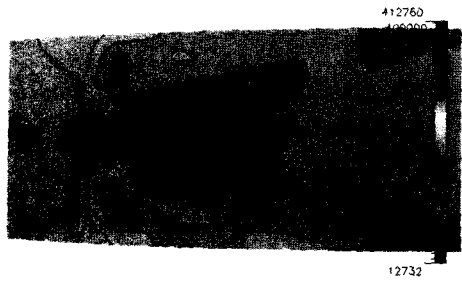


(그림 8) 축방향 표면 압력 분포

에 위치하는데, 이 부분에서 급격한 압력의 변화가 관찰되고 있다.

고압의 기체가 대기압하의 유동장으로 분출되면 기체는 대기압으로 팽창되어야 하므로 노즐 출구 모서리에서 Prantle-Meyer 팽창이 일어나고 팽창파들은 분류(jet) 혼합층으로 이루어진 일정 압력 경계면에서 다시금 반사되어 분류 중심축상에 충격파를 형성한다. 이는 압력의 급작스러운 강하(降下)로 기체 분류(jet)가 급격히 팽창하여 기체 입자들이 분류(jet) 반경 방향으로 관성력에 의해 가속되다가 입자들의 평형 위치 이탈에 따른 분류 중심부의 압력 강하로 인해 입자들이 다시 분류(jet) 중심축으로 돌아오려는 경향을 갖기 때문에 일어나는 현상이다. 이러한 기체 거동은 난류 전단층의 발달로 비점성 유동 구조가 소멸될 때까지 반복되어진다. 팽창비,  $P_j / P_{\infty}$ 가 큰 경우에는, 국부적으로 난류강도가 큰 이음속 후류를 유발하는 마하 원판(mach disk)이 형성되기도 한다.

일반적으로 보조 제트 및 그에 따른 2차 유동의 특성은 전압력비에 의해서 결정된다. 초음속 점성유동에 간섭하는 2차 제트는 경계층을 교란하여 분사공 상, 하류에서 복잡한 2차유동을 발생하게 되는데 특히 경계층-충격파에 의한 변화와 난류 경계층의 박리가 강조된다. 고체추진제 혹은 화약과 같은 높은 열방출량을 가진 보조 추진제는 매우 높은 2차 전압력을 발생하게 되는데 그 크기는 요구되는 추력의 증가에 따라 결정된다. 일반적으로 자유류에 대한 보조제트의 전압력의 비는 100 이상의 값이 사용되며 보조로켓탄(RAP)에선 베이스브리드탄(BBU)에서와 같은 유동조건 변화에 의한 압력저항의 감소를 목적으로 하지 않으므로 큰 보조 제트 전압력은 추력의 향상에 결정적인 영향을 주게 된다. 수치해석 결과 얻어진 분사 제트의 최고 마하수는 case2인 경우 4.34, case3인 경우 4.80, case4인 경우 5.02 이다. 제트의 cosine 성분이 축방향 추력에 영향을 미치므로 큰 추



[그림 9] 표면 압력 분포

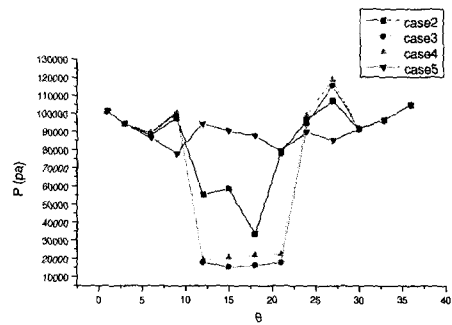
력을 얻기 위해서는 노즐의 전압력이 커야 한다.

그림 9는 case4인 경우에 대하여 측면 분사 노즐 주위의 탄 표면 압력 분포를 나타낸 것이다. 그림을 통해 측면 분사 노즐 상류와 하류 부분에 역압력 구배가 생성됨을 알 수 있다.

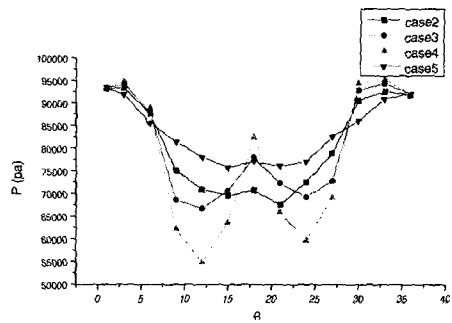
그림 10은 노즐의 중심을 지나는 원주 방향으로의 압력 분포를 나타낸다. 노즐의 중심은  $\theta$ 가 18인 지점에 위치하고 있고, 노즐은 12로부터 24까지 위치한다.  $\theta$ 는 원주방향 격자점의 위치를 나타내며, 원주방향 120°의 모델에 대해 총 36개의 격자로 구성되어 있으므로  $\theta$ 의 한 단위는 3.33°에 해당한다.

그림 10에서 측면 분사 노즐 좌우측으로 하나씩의 역압력 구배가 존재함을 발견할 수 있는데, 이는 측면 분사 노즐로부터 분사된 제트가 원주 방향에 미치는 효과를 잘 나타내 주고 있다. 그림 11은 측면 분사 노즐 하류 부분에 나타나는 원주방향 표면 압력 분포이다. 노즐의 중심은 18이며, 12에서 24까지 노즐이 위치한다. 그림에서 압력 분포는 W형의 형태를 취하고 있는데, 제트 분사로 인해 원주 방향으로 유동이 전파됨을 알 수 있다. 측면 분사 노즐 하류 부분의 탄표면 압력이 대기압보다 낮음을 알 수 있으며, 노즐의 전압력이 클수록 원주방향으로 급격한 압력 변화가 있음을 확인할 수 있다.

초음속으로 비행하는 회전체의 기저영역(base region)에 작용하는 낮은 압력은 공기역학적 항력의 중요한 원인이 되며 총항력의 50%에 달한다.

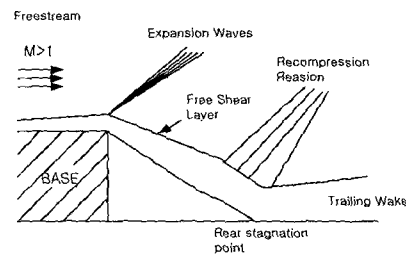


[그림 10] 노즐 중심선상 원주방향 압력 분포



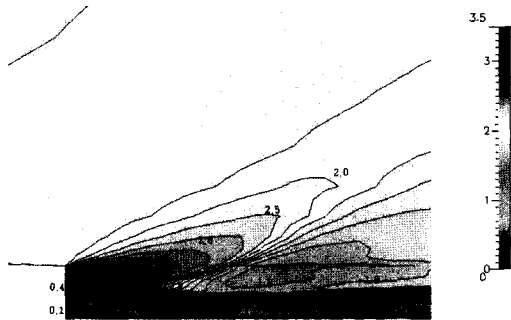
[그림 11] 노즐 후방에서의 원주방향 압력 분포

그림 12는 탄저부 유동의 물리적 현상을 도시한 그림이다. 그림에서 탄저부의 유동은 초음속 자유흐름이 팽창파를 통하여 탄저부의 축방향으로 흐름방향이 바뀌고 이 흐름은 윗 부분의 초음속 유동장과 아랫부분의 아음속 재순환 유동장 사이의 혼합층을 형성하며 발달되어 대칭축을 만나면서 다시 압축되어 후류영역을 형성하면서 발달됨을 알 수 있다.

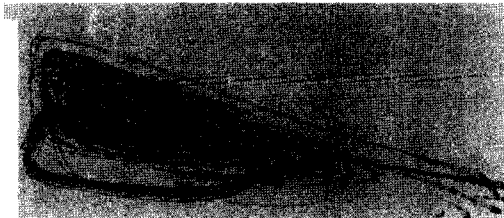


[그림 12] 탄저부 유동의 물리적 현상

그림 13과 그림 14는 탄저부의 밀도와 유선을 나타낸 그림으로 그림 12에 나타난 탄저부 유동을 잘 보여주고 있다.



(그림 13) 탄저부 밀도



(그림 14) 탄저부 주위의 유선

### 3.4 항력계수 비교

비행체의 성능을 좌우하는 중요한 요소 중의 하나는 비행체에 작용하는 항력이다. 비행중인 탄에 작용하는 항력은 표면 마찰항력과 압력항력으로 구성되는 형상항력, 유도항력으로 구분된다. 형상항력은 탄의 외형에 따라 결정되는 항력으로서 비행 중에 받음각에 관계없이 거의 고정된 값을 갖고 있다. 수치해석을 통해 얻은 항력값으로부터 항력계수를 다음식에 의해 구할 수 있다.

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho A V^2}$$

Case별로 항력계수의 값을 구하면 표 3 과 같다.

[표 3] 항력계수 비교

Case	1	2	3	4	5
항력계수	0.22	0.24	0.245	0.265	0.27

노즐이 없는 경우 항력계수는 0.22이며, 노즐이 있는 경우에는 0.24, 0.245, 0.265이다. 측면 분사 노즐로부터 연소가 끝난 후의 항력계수는 0.27이다. 측면 분사 노즐이 있는 경우, 항력계수가 측면분사 노즐이 없는 경우에 비해 그 값이 큰데, 이는 노즐이 존재함에 따라 압력항력이 증가하기 때문이다. 노즐의 전압력이 증가할수록 항력계수의 값이 증가하는데, 이는 측면 분사 노즐로부터 분사되는 제트가 일종의 장애물 역할을 함으로써 하류 부분에 역압력 구배가 커지기 때문이다. 제트 분사가 다 끝난 후의 항력계수는 노즐 부분에 큰 압력차의 존재로 인해 다른 경우보다 컸으나 큰 차이를 보이지는 않고 있다. 사거리 연장탄의 사거리 연장 효과를 고려할 때 높은 측면 분사 노즐의 전압력은 노즐 출구에서 높은 마하수를 발생시키므로, 추력의 cosine 성분을 증가시켜, 추력 향상에 기여하게 됨을 알 수 있다.

### 3.5 해석결과 및 고찰

측면 분사 노즐을 포함한 초음속 탄자 주위의 유동에 대하여 탄의 nose 부분부터 탄저부(base)에 이르는 영역에 걸쳐 수치해석을 실시하였다.  $k-\epsilon$  난류 모형과 Roe의 FDS 기법, 고차 정확도를 위한 MUSCAL 방법 등을 적용하여 수치 해석한 결과 탄자 주위의 복잡한 유동현상을 해석할 수 있었다.

수치해석 결과 초음속으로 비행하는 탄자 주위 비점성 영역인 충격파와 팽창파, 점성 영역인 경계층

및 후류의 점성 영역 등을 관찰할 수 있었다. 또한 항력계수를 파라미터로 하여 측면 분사 노즐이 탄도에 미치는 영향을 살펴보았다. 측면 분사 노즐의 전압력이 증가할수록 제트가 일종의 장애물 역할을 함으로써, 총 항력계수가 증가함을 알 수 있었다. 측면 분사 노즐의 전압력 증가는 분사 제트의 마하수 증가를 가져왔다. 분사 제트의 cosine 성분이 추력 증가에 기여함을 생각할 때, 큰 축 추력을 얻기 위해서는 높은 측면 분사 노즐의 전압력이 필요함을 알 수 있다. 분사 제트 연소후의 항력계수 값은 다른 경우보다 컸으나, 측면 제트 분사는 BBU탄과 같이 탄저 항력의 감소를 목적으로 하지 않으므로, 제트에 의한 추력 상승에 따른 사거리 연장 효과가 이루어짐을 유추할 수 있다.

#### 4. 맺음말

초음속으로 비행하는 탄자 주위의 유동 현상으로 선단에서의 충격파 및 탄저부에서의 팽창파로 대표되는 비점성 영역과 탄자 표면을 따라 발달되는 경계층 및 후류의 점성 영역에 대하여 연구하였다.

초기값으로 들어가는 노즐목의 압력과 온도는 연소 프로그램을 사용하여 구하였으며, 노즐은 출구 대 노즐목의 면적비( $A_e/A_1$ )가 3.7955인 원추형 노즐이며, 탄자의 축방향과 30° 경사지도록 설계하였다.

측면 분사 노즐이 있는 경우, 노즐 출구의 영향으로 압력항력이 증가하여 항력계수가 다소 증가하게 됨을 알 수 있는데, 측면 제트에 있어 항력은 다소 증가하나, 보조 제트에 의한 추력의 증가로 인해 사거리 연장효과를 얻을 수 있으리라 본다.

본 연구는 측면 분사 노즐을 포함한 탄자 주위의 초음속 유동을 분석함으로써, 사거리 연장탄 개발시 모탄 시스템 설계 및 사거리 연장을 위한 로켓모터 추력

기 설계에 필요한 데이터를 제공할 것으로 생각된다. 실제적인 사거리 연장 효과 분석을 위해 추력을 파라미터로하여 각 경우를 비교 분석하는 과정이 필요할 것으로 사료된다.

#### 참고 문헌

1. Morrison, J. H., "Flux-Difference Split Schemes for Turbulent Transport Equations," 2nd AIAA International Aerospace Planes Conference; Orlando, FL, 1990
2. Orkwis, Paul D., "A Newton's Method Solver for the Navier-Stokes Equations," 21st AIAA Fluid Dynamics and Lasers Conference, 1990
3. Yee, H. C., Klopfer, G. H. and Montagne, J. L., "High Resolution Shocks Capturing Schemes for Inviscid and Viscous Hypersonic Flows," Journal of Computational Physics, Vol. 88, 1990
4. Lim, H. C., "Dissipation Addition to Flux-Difference Splitting," Journal of Computational Physics, Vol. 117, 1995, pp. 20-27
5. Roe, P. L., "Approximate Riemann Solver, Parameter Vectors, and Difference Schemes," Journal of Computational Physics, Vol. 43, 1981, pp. 357-372
6. 김문상, "Navier-Stokes 방정식을 사용한 서로 다른 Upwind 기법의 비교 연구," 한국항공우주학회지, 제 24권, 제4호, 1996
7. J. Allegre, J. C. Lengrand and M.Raffin, "Rocket Exhaust Plumes Issued from Axisymmetrical and Scarfed Nozzles",
8. Jay S. Lilley, Joe D. Hoffman, "Performance Analysis of Scarfed Nozzles", J. Spacecraft, Vol. 23, No.6, Jan-Feb, 1986