

# 초폭굉속도 램 가속기의 정상발전 및 불발과정의 수치적 연구

문귀원\*, 정인석\*, 최정열\*\*

## Numerical Study of Regular Start and Unstart Process of Superdetonative Speed Ram Accelerator

G. W. Moon\*, I. S. Jeung\* and J. Y. Choi\*\*

**Key Words :** 램 가속기(Ram accelerator), 초음속연소(Supersonic combustion), 불발(Unstart), 폭굉파(Detonation wave), C-J(Chapman-Jouguet)

### Abstract

A numerical study was conducted to investigate the combustion phenomena of regular start and unstart processes based on ISL's RAMAC 30 experiments with different diluent amounts in a ram accelerator. The initial projectile launching speed was 1800m/s which corresponded to the superdetonative speed of the stoichiometric  $H_2/O_2$  mixture diluted with  $5CO_2$  or  $4CO_2$ . In this study, it was found that neither shock nor viscous heating was sufficient to ignite the mixture at a low speed of 1800m/s, as was found in the experiments using a steel-covered projectile. However, we could succeed in igniting the mixtures by imposing a minimal amount of additional heat to the combustor section and simulate the regular start and unstart processes found in the experiments with an aluminum-covered projectile. The numerical results matched almost exactly to the experimental results. As a result, it was found that the regular start and unstart processes depended on the strength of gas mixture, development of shock-induced combustion wave stabilized by the first separation bubble, and its size and location.

### 1. 서론

램 가속기 (Ram Accelerator)라는 개념은 UW (University of Washington) 의 Hertzberg[1]에 의해 1980 년대에 고안되어졌으며, 초고속을 구현하기 위한 새롭고 유망한 방법으로서 이론적으로는 약 10km/s 의 높은 속도를 얻을 수 있다.

\* 서울대학교 항공우주공학과

\*\* 부산대학교 항공우주공학과

램 가속기는 초음속연소 램제트 엔진 혹은 경사 폭굉파엔진과 유사한 원리로 작동되며, 따라서 램 가속기에 대한 연구는 극초음속 추진현상의 이해를 높일 수 있다[2]. 램 가속기를 발진시키기 위해서는 우선 탄체가 초음속으로 발사되어야 하는데, 이때의 발사속도가 혼합기의 C-J (Chapman-Jouguet) 폭굉파 속도보다 높아야 3km/s 이상의 속도를 얻을 수 있다[3].

이러한 개념아래 ISL (French-German Research Institute of Saint-Louis)은 초폭굉연소모드에서 직접 작동되는 RAMAC 30 이라 불리어지는 램 가속기 장치를 개발해 왔다[4,5]. 이 장치에서는 원통형 몸체 및 전방원추, 후방원추 형상을 가진 탄체가 Powder Gun 에 의해 발사되고, 4~5 개의 유도레일이 있는 탄체 램 가속관에서 가속된다. 비록 Powder Gun 에 의한 초기 발사속도가 약 1800m/s 인 것은 램 가속기 연구에 사용된 전형적인 혼합기의 폭굉파 속도보다 낮지만, 낮은 C-J 폭굉파 속도를 가지는  $H_2/O_2/CO_2$  혼합기를 이용함에 의해 초폭굉연소가 가능해졌다.

RAMAC 30 의 실험은 초폭굉연소모드 작동의 가능성을 입증하였으나 또한 중요한 문제점을 보여주었는데, 이는 알루미늄 탄체에서는 가속이 성공적이었으나 탄체질량의 손실을 동반하였고, 강철탄체를 이용한 경우에는 어떠한 연소도 일어나지 않았다는 점이다[5]. 이 사실은 일반적인 화학 및 유체역학으로는 설명되어 질 수 없는 또 다른 중요한 점화 메커니즘이 있음을 암시한다.

초폭굉속도 램 가속기의 정상발진 및 불발과정에 대한 연소 메커니즘을 이해하기 위하여 ISL 의 RAMAC 30 실험중에서 Shot 225 (정상발진) 와 Shot 228 (불

발) 실험에 대한 수치모사를 수행하였는데, 회석기체가 각각 5  $CO_2$ , 4  $CO_2$  인 것 이외의 다른 모든 실험조건은 동일하였다. 그러나 이 두 실험에 대한 수치모사 결과 두 경우 모두 어떠한 연소도 일어나지 않았고, 1800m/s 속도에서는 충격파 가열[6,7] 혹은 점성 가열[8,9]이 혼합기를 점화하기에 부족함을 발견하였다. 이 결과는 어떠한 연소도 발생되지 않은 강철탄체를 가진 ISL 의 실험결과와도 일치하는 것이다. 따라서 알루미늄 탄체실험의 점화원은 탄체표면과 혼합기사이의 마찰에 의한 알루미늄입자 연소 혹은 탄체표면과 유도레일사이의 마찰에 의한 탄체표면 연소등에 의해 생성되어 질 수 있다. 이러한 가설을 바탕으로 유동영역에 일정한 양의 점화에너지를 부과하여 점화함으로써 초폭굉모드로 작동하는 ISL 의 RAMAC 30 실험의 정상발진 및 불발과정의 연소현상을 모사하였다.

## 2. RAMAC 30 실험장치

ISL 의 RAMAC 30 실험장치는 탄체가 1800m/s 의 속도로 발사되는 발사관과 격막으로 분리되어 예혼합기가 충전되어 있는 가속관 그리고 가속된 탄체를 피스톤에 의해 감속시키는 감속관의 세부분으로 구성된다. Fig. 1 에 RAMAC 30 실험장치의 개략도를 나타내었다.

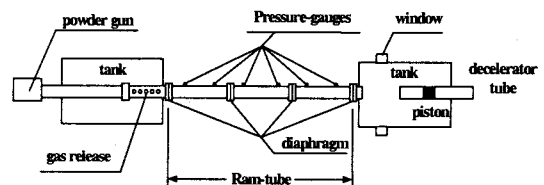


Fig. 1 Set-up of ISL's Ram Accelerator

가속관은 길이가 각각 2.4m 인 두 개의 관으로 이루어지며 탄체의 위치, 속도 그리고 관벽의 압력을 측정할 수 있는 각종 장치가 설치되어 있다. 이 장치들은 가속관 입구에서 0.3m 떨어진 M4 부터 시작하여 M11 위치까지 0.6m 의 등간격으로 장착되었다. 실험에 사용된 탄체는 직경과 길이가 각각 3.0cm, 15.3cm 였고, 무게는 약 130g 이었다. Fig. 2 에 탄체와 5 개의 유도레일을 가진 관내부의 단면을 나타내었다.

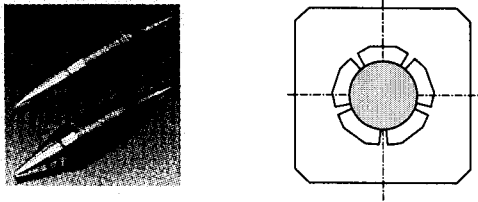


Fig. 2 Projectile and Cross-section with Five Inner Rails of Rail Tube Version II

### 3. 지배방정식과 수치해법

#### 3.1 지배방정식

연소기 내의 화학반응이 있는 초음속 점성 유동장을 해석하기 위하여, 다원 혼합기체에 관한 축대칭 Navier-Stokes 방정식을 이용하였다. 유동장의 해석을 용이하게 하기 위하여 지배방정식을 무차원화하고 일반화된 곡선  $(\xi, \eta)$  좌표계로 변환을 하면 다음과 같다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{\partial G}{\partial \eta} + \frac{1}{J} H = \frac{1}{J} W + \frac{\partial F_v}{\partial \xi} + \frac{\partial G_v}{\partial \eta} + \frac{1}{J} H_v$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \vdots \\ \rho_N \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix} \quad F = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho_1 U \\ \rho_2 U \\ \vdots \\ \rho_N U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ U(e+p) \end{bmatrix} \quad G = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho_1 V \\ \rho_2 V \\ \vdots \\ \rho_N V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ V(e+p) \end{bmatrix}$$

$$H = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho_1 v \\ \rho_2 v \\ \vdots \\ \rho_N v \\ \rho u v \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{bmatrix} \quad W = \begin{bmatrix} w_1 \\ w_2 \\ \vdots \\ w_N \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad F_v = \frac{1}{JRa} \begin{bmatrix} -\rho_1 U_1^d \\ -\rho_2 U_2^d \\ \vdots \\ -\rho_N U_N^d \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x \beta_x + \xi_y \beta_y \end{bmatrix}$$

$$F_v = \frac{1}{JRa} \begin{bmatrix} -\rho_1 U_1^d \\ -\rho_2 U_2^d \\ \vdots \\ -\rho_N U_N^d \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x \beta_x + \xi_y \beta_y \end{bmatrix} \quad H_v = \frac{1}{yRa} \begin{bmatrix} -\rho_1 v_1^d \\ -\rho_2 v_2^d \\ \vdots \\ \rho_N v_N^d \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta} \\ \beta_y \end{bmatrix}$$

$\rho$  는 각 화학종의 밀도  $\rho_k$  의 총합이고,  $u, v$  는 직교 좌표계에서의 속도이다. 총 에너지  $e$  는 내부에너지와 운동 에너지의 합으로 나타낸다.  $U$  와  $V$  는 곡선 좌표계에서의 반전 속도이다.  $\xi_x, \xi_y, \eta_x, \eta_y, J$  등은 좌표 변환에 쓰이는 값들이다.  $Ra$  는 음속을 기준으로 한 Reynolds 수이다.

압력은 다음과 같이 이상기체 상태방정식에 의해 구해진다.

$$p = \sum_{k=1}^N \frac{\rho_k}{M_k} RT$$

$M_k$  는 화학종  $k$  의 분자량이고  $R$  은 일반기체 상수이다. 비록 이상기체 방정식은 고압 환경하에서 오차를 동반하지만 전체적인 유동구조를 크게 바꾸지는 않는다고 생각하여 적용하였다.

온도  $T$  는 정의된 총에너지 양에서 Newton-Raphson 반복법을 이용하여 구했다. 각 화학종의 비열은 6000K 까지 유효한 NASA 다항식을 이용하였다[10].

확산 속도  $U_k^d, V_k^d$  계산에는 다원 확산 방정식을 풀어야 하지만 편의상 Fick's law 를 이용하였다. 이원 확산계수

는 Chapman - Enskog theory 를 이용하여 구하였다[11]. 각 화학종의 열전달 계수와 동점성 계수는 6000K 까지 유효한 온도의 다항식 표현을 인용했다[12].

### 3.2 화학반응 모델과 난류 모델

$N_r$  개의 화학반응에서  $k$  번째의 화학종 생성률  $w_k$  는 다음과 같이 나타낸다.

$$w_k = M_k \sum_{r=1}^{N_r} (v_{k,r}'' - v_{k,r}') \left[ k_{fr} \prod_{k=1}^N \left( \frac{\rho_k}{M_k} \right)^{v_{k,r}'} - k_{br} \prod_{k=1}^N \left( \frac{\rho_k}{M_k} \right)^{v_{k,r}''} \right]$$

$$k_r = A_r T^{B_r} \exp(-E_r^*/T)$$

$v_{k,r}'$ ,  $v_{k,r}''$  는 각 화학반응의 stoichiometric 계수이다.  $k_{fr}$ ,  $k_{br}$  는 Arrhenius 의 식으로 나타내는 전방, 후방 반응률 상수이다.

기존의 축소반응 메커니즘은 주로 낮은 압력상태에 기초한 것이었으나 램 가속기는 50 기압이상의 높은 압력에서 작동하므로, 본 연구에서는 GRI-Mech. 에 기초하여 고압조건에 적용가능한 상세반응모델을 적용하였다. 즉,  $H_2/O_2/CO_2$  혼합기체에 대한 화학 반응 모델은 GRI-Mech. 2.11 반응모델에 기초하여 사용하였다. 여기서는 H,  $H_2$ , O,  $O_2$ ,  $H_2O$ , OH,  $H_2O_2$ ,  $HO_2$ , CO 및  $CO_2$  의 10 개 반응성 화학종과 29 단계 화학반응을 이용하였다[13].

한편, 램 가속기 내의 유동은 매우 큰 Reynolds 수를 유지하므로 본 연구에서는 완전한 난류 유동을 가정하였고, 비교적 간단한 형태의 난류모델인 Baldwin-Lomax 의 대수적 와 점성모델을 사용하였다[14]. 이는 고온의 초음속 연소유동에 대하여 검증된 적절한 난류 모델이 없으며, 또한 계산의 편의를 위하여 적용하였다.

난류 예혼합 화염에서는 기연과 미연 가스사이에 섭동이 존재한다. 이를 고

려해주기 위해서는 DNS (Direct Numerical Simulation) 혹은 확률밀도함수를 이용한 통계적 접근이 필요하다. 그러나 본 연구에서와 같은 복잡한 유동에 적용하기에는 무리가 따르므로 난류와 화학반응 사이의 상호작용은 고려하지 않았다.

난류가 전달 계수에 미치는 영향을 고려하면 혼합기의 점성 계수, 열전달 계수, 확산 계수 들은 다음과 같이 구한다. 여기서 난류 Prandtl 수  $Pr_t$  와 난류 Schmit 수  $Sc_t$  는 상수로서 각각 0.9 로 정했다[15].

$$\begin{aligned} \mu &= \mu^{lam} + \mu^{turb}, & \mu^{turb} &= \frac{\rho k}{\omega} \\ k &= k^{lam} + k^{turb}, & k^{turb} &= \frac{c_p \mu^{turb}}{Pr_t}, & c_p &= \sum_{k=1}^N \frac{y_k C_{pk}}{\mu^{lam}} \\ D &= D_k^{lam} + D_k^{turb}, & D_k^{turb} &= \frac{\mu^{turb}}{\rho Sc_t} \end{aligned}$$

### 3.3 수치해법

연소기 내부의 유동장을 수치적으로 해석하기 위하여 지배방정식을 유한 체적법을 이용하여 이산화 하였다. 충격과 포착 특성을 위하여 차분화된 대류 플럭스항은 일반 좌표계에서 다원 혼합기체에 대하여 유도된 Roe 의 FDS (Flux Difference Splitting) 기법을 사용하여 구하였으며, 3 차의 공간 정확도를 가지는 MUSCL 기법과 함께 TVD 성질을 유지하기 위하여 미분형 제한자를 사용하였다. 점성항의 표현에는 중심 차분법을 이용하였다.

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial Q}{\partial t} \right)_{i,j} &= RES_{i,j} \\ RES_{i,j} &= -J_{i,j} (\tilde{F}_{i+1/2,j} - \tilde{F}_{i-1/2,j} + \tilde{G}_{i,j+1/2} - \tilde{G}_{i,j-1/2}) - H_{i,j} \\ &+ W_{i,j} + \frac{J_{i,j}}{2} (\mathbf{F}_{v_{i+1,j}} - \mathbf{F}_{v_{i-1,j}} + \mathbf{G}_{v_{i,j+1}} - \mathbf{G}_{v_{i,j-1}}) + \mathbf{H}_{v_{i,j}} \end{aligned}$$

인공점성을 포함하고 있는 수치 플럭스  $\tilde{F}$ ,  $\tilde{G}$  에는 Roe 의 FDS 방법을 사용



탄체표면에서 충격파와 경계층의 상호 작용에 의한 박리유동 영역을 보여준다.

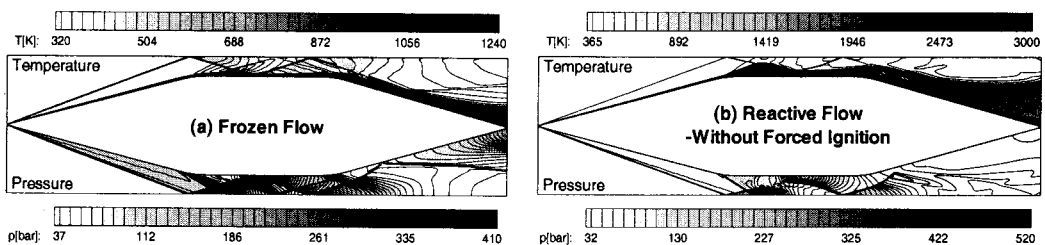
Fig. 4 (b)는 동결유동의 정상상태 해를 초기조건으로 하여 계산된 화학반응 유동의 결과이다. 탄체표면의 경계층내에서의 열적소산 및 박리기포에 의한 유동정체로 발생한 연소영역은 기연가스의 팽창으로 인하여 경계층 밖으로 확산되기는 하나, 그 영역은 탄체표면 근처에 한정되어 있음을 볼 수 있다. 또한 반사충격파 뒤에서의 높은 압력(520 기압) 상승에도 불구하고 상대적으로 낮은 온도(570K) 상승으로 인해 폭굉파는 유발되지 않는데, 이는 화학반응율이 주로 압력보다는 온도에 의해 제어되기 때문이다.

이러한 결과는 알루미늄 탄체를 사용한 실험결과와는 맞지 않으나, 어떠한 폭굉파도 발생하지 않은 강철탄체를 사용한 실험결과와는 일치한다. 그러므로 상대적으로 낮은 1800m/s의 속도에서는 충격파 가열 혹은 점성가열이 혼합기를 점화하기에 부족하고, 다른 점화 메커니즘이 존재함을 알 수 있으며 이는 강철탄체보다는 쉽게 녹고 또한 연소될 수 있는 알루미늄 탄체의 특성과 관련이 있다. 따라서, ISL의 RAMAC 30 실험에서 알루미늄 탄체의 경우 탄체표면

과 유도레일 혹은 탄체표면과 혼합기사이의 마찰에 의한 알루미늄 입자연소가 혼합기를 점화할 수 있다는 생각을 바탕으로 유동영역에 일정한 양의 점화에너지를 부과하여 혼합기를 점화하였다. 그리고 점화원의 위치나 양에 대한 이전의 연구결과[17]를 바탕으로 알루미늄 입자연소는 단지 초기 점화에만 기여할 뿐, 점화후의 연소에는 영향을 미치지 않는다고 생각하여 최소의 점화에너지를 연소기 전반부에 가하였다.

#### 4.2 점화원에 의한 정상발진 및 불발과정

상대적으로 저속의 극초음속 비행속도로 탄체가 램 가속기의 가속관으로 발사된 경우에, 외부 점화원에 의하여 시동되고 그 후 진행되는 연소과정을 수치적으로 연구하기 위하여 Fig. 3에서 보는 바와 같이 Shot 225 (정상발진) 인 경우는 연소기 전반부 [a+b]에 일정량의 점화에너지를 가하였고, 상대적으로 강한 혼합기를 가진 Shot 228 (불발) 인 경우는 Shot 225의 1/4 정도의 점화에너지를 연소기 전반부 [a]에 가하였다. 점화에너지가 가해지는 영역 및 크기에 대한 것은 이전의 논문에서 연구되었다 [17]. 각 실험에 대한 계산결과를 Fig. 5



**Fig. 4** Temperature and Pressure Contours from Numerical Simulation of Shot 225 Without Any Forced Ignition Mechanism

에 나타내었다.

두 경우 모두 점화초기에 수직으로 전개된 화염면 (Fig. 5 (a)의 S1, Fig. 5 (b)의 U1)은 시간이 경과함에 따라서 입사 충격파가 가속관에 도달하여 반사되는 장소에 화염면이 지속되고, 또한 탄체 표면 주위의 화염면은 탄체 전방원추로부터 발달되어 오는 경계층내의 화염과 상호작용을 함으로써 탄체표면과 가속관 표면에서는 화염이 거의 정지하고 있으나, 중간 공간에서는 화염면이 충격파에 의하여 유지되지 못하기 때문에 유입 극초음속 유동에 의하여 탄체 후방으로 이동하게 된다 (Fig. 5 (a)의 S2, Fig. 5 (b)의 U2). 그 후 탄체표면 주위의 화염면은, 탄체표면에 반사된 충격파가 탄체 연소기부위의 경계층과의 상호작용 결과로 발생하는 박리기포의 발달에 의하여 반응화염 체적이 증가하게 된다. 이에 따라 박리기포에 의하여 유지되는 충격파유도 연소면이 형성되며, 박리기포 앞에서는 약한 압축파가 발생한다.

그러나 가속관에 지탱된 화염면은 상

대적으로 강한 혼합기를 가지는 Shot 228 (불발)인 경우는 전방원추에서 발생한 입사/반사 충격파만으로도 강한 경사폭굉파의 형태를 갖추지만 (Fig. 5 (b)의 U3), Shot 225 (정상발진)인 경우는 혼합기의 강도로 인해 입사/반사 충격파만으로는 부족하여 박리기포 앞에서의 압축파와 그 반사파와 함께 연소면 초점을 이루는 곳에 안정된 수직/경사폭굉파를 형성하게 되고, 그 위치는 입사충격파가 반사되는 위치보다 뒤로 조금 떨어진 위치에 형성된다 (Fig. 5 (a)의 S3).

그 후 박리기포가 커짐에 따라 압축파의 기울기와 강도는 커지게 되고 이로 인해 충격파와 압축파의 초점위치는 초기의 폭굉파가 형성된 초점위치보다 앞쪽에 형성되며, 그 곳에 강력한 충격파 유도 연소면이 형성된다 (Fig. 5 (a)의 S4). Shot 225 (정상발진)인 경우 박리기포가 매우 커져 탄체의 선두부로 나아가기 전에, 초점의 변화로 인해 기존의 폭굉파는 지탱되지 못하고 극초음속 유

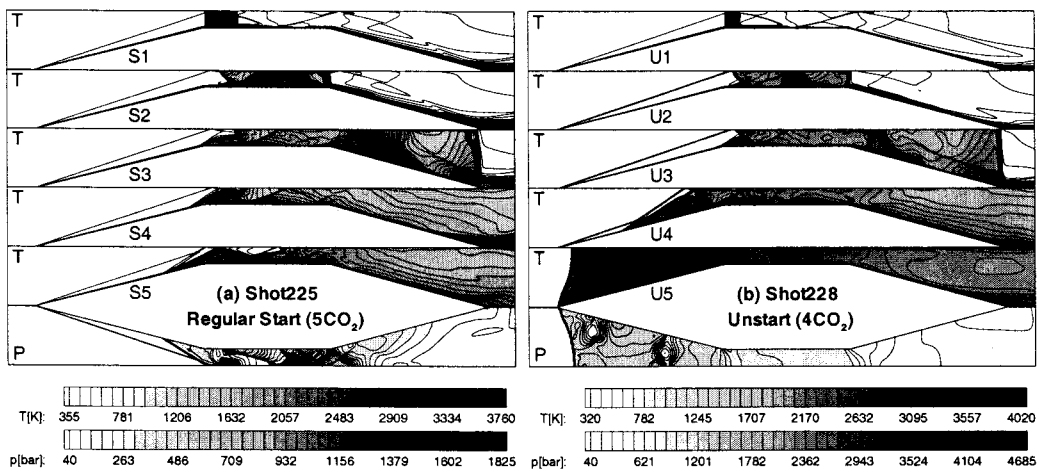


Fig. 5 Initiation and Evolution of Detonation Wave with Forced Ignition Mechanism

동에 의해 뒤로 밀려나게 된다. 그리하여 박리기포 뒤의 재부착 및 그 반사충격파가 형성되는 가속관 벽면에서 경사폭굉파는 지탱되고 또한 탄체표면에서는 재부착 반사충격파와 경계층사이의 상호작용으로 두 번째 박리기포가 발달된다. 이로써 전체적인 화염구조가 안정되어 지속적인 가속이 가능하게 되고, 정상발진 과정으로 가게 된다 (Fig. 5 (a)의 S5). 그러나 상대적으로 강한 혼합기를 가지는 Shot 228 (불발)의 경우는 초기에 형성된 폭굉파가 점차 약해지기는 하지만 박리기포가 점점 커져 탄체의 선두부로 나아갈 때까지 극초음속 유동에 의해 뒤로 밀려나지는 않는다 (Fig. 5 (b)의 U4). 이로 인해 탄체의 선두부에 박리기포에 의한 충격파 유도 연소면이 형성됨으로써 탄체는 가속되지 않고 감속되는 불발과정으로 가게 된다 (Fig. 5 (b)의 U5).

### 4.3 실험결과와의 비교

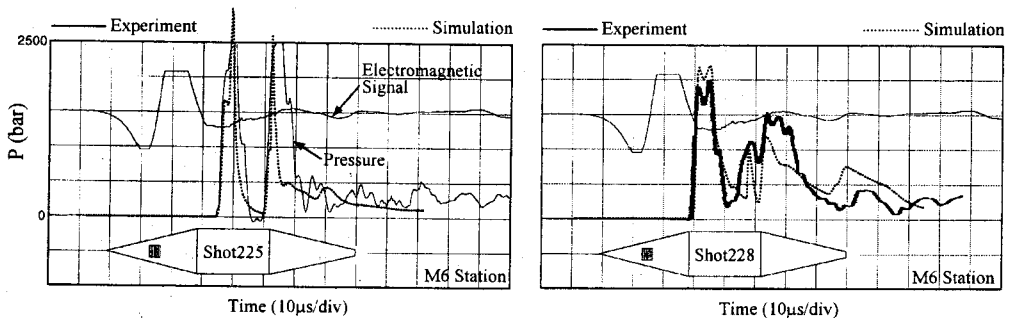
#### 4.3.1 벽면압력

Fig. 6 에는 ISL 에서 수행한 RAMAC 30 의 Shot 225 (정상발진)와 Shot 228 (불

발) 실험중 가속관 분리 격막으로부터 1.5m 비행한 곳(M6 위치)에서 측정된 가속관 벽면압력과 수치모사 결과로부터의 벽면압력을 나타내고 있다.

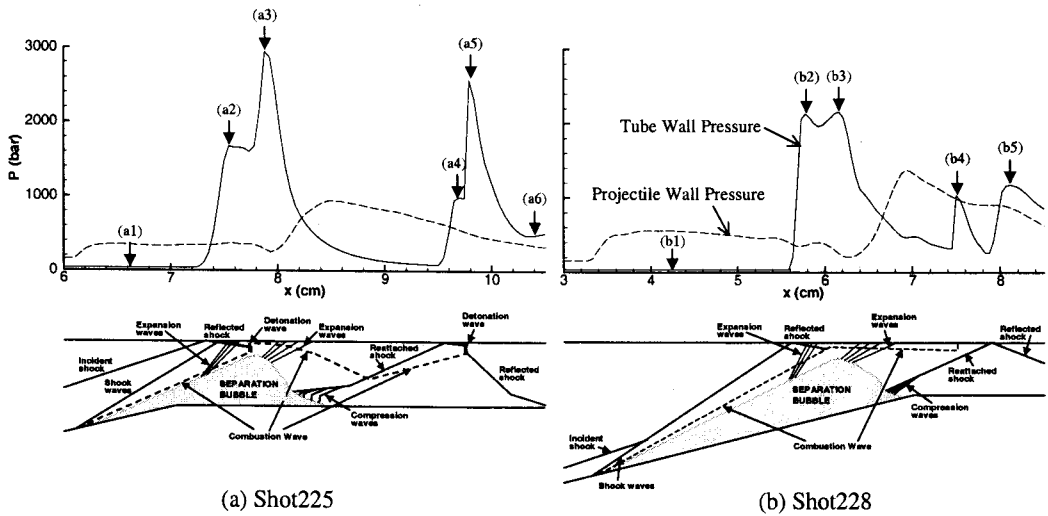
수치모사 결과는 각각 Fig. 5 (a)의 S4, Fig. 5 (b)의 U4 에 해당된다. 그림에서 윗선은 탄체내에 부착된 자석에 의하여 탄체가 측정위치를 통과하는 순간 자장 변화에 의한 전기신호가 발생하여 통과시점과 통과속도를 계측한 것을 나타낸다. Fig. 6 에서 실험적으로 계측된 압력 곡선의 절대치나 지시시점이 두 경우 모두 본 연구의 수행결과와 매우 부합되는 결과를 나타내었다.

Fig. 7 은 정상발진 및 불발 과정일때의 램 가속기내의 벽면압력과 충격파, 박리기포, 화염구조등의 도식도를 함께 나타낸 것으로 Fig. 6 에서의 수치모사 결과를 확대한 것이다. 그림의 상부는 가속관벽면 압력분포를 나타낸다. Fig. 7 (a)는 Shot 225 의 정상발진 과정을 나타내는데 벽면압력분포를 살펴보면, (a1)은 가속관의 초기 충전압력 40 기압을 나타내며, (a2)는 탄체 전방원추끝 첫번 경사충격파가 가속관벽에 도달하였다가 탄체의 연소기부위로 반사하는 파에 해



**Fig. 6 Comparisons of Tube Wall Pressure between Experiment and Corresponding Numerical Simulation**





**Fig. 7 Tube Wall Pressures and Corresponding Schematics of Interior Ballistic Combustion Mechanism**

당하는 압력상승(1700 기압)을 나타내며, 그 후 박리기포의 앞에서 생성된 팽창파에 의해 약간 감소(1500 기압)한다.

(a3)은 경사폭굉파에 의한 급격한 압력상승(2900 기압)을 나타내며 그 후 박리기포 뒤에서의 강력한 팽창파에 의해 크게 감소한다. (a4)는 재부착된 충격파 및 그 반사충격파에 의한 압력상승(950 기압)을 나타내고, (a5)는 거의 수직폭굉파에 의한 두 번째의 급격한 압력상승(2600 기압)을 나타낸다. (a6)은 폭굉연소 뒤의 팽창파에 의하여 압력이 감소(600 기압)함을 나타낸다.

Fig. 7 (b)는 불발과정을 나타내는 Shot 228 의 경우로 동일한 방법으로 압력증감의 메카니즘을 이해할 수 있다. 그림에서 탄체 선두부에서의 첫 번째 박리기포가 Fig. 7 (a)에 비해 매우 큰 것을 알 수 있다.

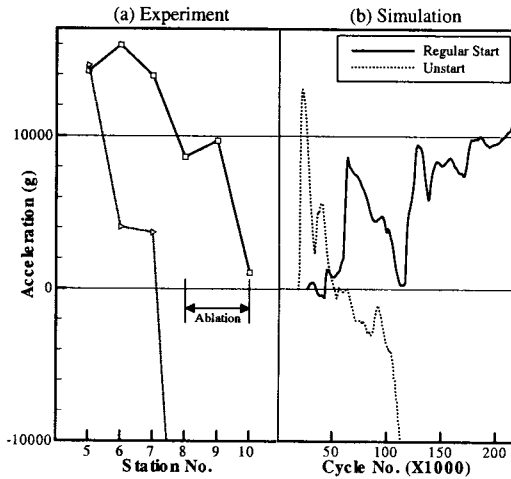
**4.3.2 가속도**

Fig. 8(a)는 실험에서 이웃하는 측정위

치사이의 평균속도로부터 계산된 가속도를 나타내고, Fig. 8(b)는 수치모사에서 탄체표면에 작용하는 가스압력으로부터 계산된 추력으로부터 얻어진 가속도를 나타낸다. Fig. 8(a)에서 M10 위치에서의 결과로 인하여 정상발전의 경우가 불발과정처럼 보이나, 이는 M10 에서의 data 가 고온고압의 가스에 의해 탄체가 심한 용융현상을 보일 때 측정된 결과이므로 제외되어야 한다. 이러한 사실을 고려하면 shot225 의 실험은 가속특성을 나타내고 이는 수치모사 결과와 일치함을 알 수 있다. 또한 shot228 의 경우는 실험과 수치모사결과 모두에서 감속을 동반한 불발과정을 나타냄을 알 수 있다

**5. 결론**

ISL 의 RAMAC 30 실험중에서 1800 m/s 의 속도로 (Mach 수  $\approx$  5) 알루미늄 탄체가 H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> 혼합기로 충전된 가



**Fig. 8 Comparisons of Acceleration between Experiment and Numerical Simulation**

속관으로 발사 되었을때의 Shot 225 (정상발진)와 Shot 228 (불발) 실험을 간단한 점화모델을 이용하여 수치모사한 결과 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

- (1) 정상발진과 불발과정은 충전된 혼합기의 강도, 첫번째 박리기포에 의해 유지되는 충격파 유도 연소면의 크기와 위치에 좌우된다.
- (2) 상대적으로 강한 혼합기의 경우 초기에 형성된 폭굉파는 비록 박리기포 뒤에서의 팽창파에 의해 점점 약해지지만 안정하게 존재함으로써 첫번째 박리기포는 지속적으로 커지게 되어 충격파 유도 연소면은 탄체의 선두부로 나아가게 된다. 이로 인해 탄체는 커다란 저항을 받게되고 결국 불발과정이라 불리는 감속과정으로 가게 된다.
- (3) 혼합기의 강도가 상대적으로 약

할 경우 초기에 형성된 폭굉파가 첫번째 박리기포의 성장에 따라 폭굉파를 유지하던 충격파 집중이 약화됨으로써, 지탱되지 못하고 극초음속 유동에 의해 밀려나게 된다. 그러나 박리기포 뒤의 강력한 재부착 및 그 반사충격파가 형성되는 가속관 벽면에서 경사폭굉파는 지탱되고, 또한 탄체 표면에서는 재부착 반사충격파와 경계층사이의 상호작용으로 두번째 박리기포를 형성하게 된다. 이로써 전체적으로 안정된 화염 구조가 유지되고, 그 결과로 지속적인 가속이 가능하여 결국 정상발진의 과정으로 가게 된다.

- (4) 계산된 벽면압력은 실험결과와 매우 부합하였고, 이를 바탕으로 정상발진 및 불발과정의 극초음속 내부 연소메카니즘의 이해를 증진시킬수 있었다.

## 후기

본 연구는 2000년도 두뇌한국 21 사업의 지원에 의해 수행되었습니다. 본 연구지원에 감사 드립니다.

## 참고문헌

- (1) Hertzberg, A., Bruckner, A.P., and Bogdanoff, D.W., "Ram Accelerator: A New Chemical Method for Accelerating Projectiles to Ultrahigh Velocities," *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 2, pp. 195-203, (1988).
- (2) Bruckner, A.P., and Knowlen, C., "Overview of Ram Accelerator Technology," *National Shock Wave Symposium*, Sendai, Japan, 1993.
- (3) Elvander, J.E., Knowlen, C., and Bruckner, A.P., "High Acceleration

- Experiments Using a Multi-Stage Ram Accelerator," *Ram Accelerators*, edited by K. Takayama and A. Sasoh, pp.55-64, (Springer-Verlag, Heidelberg, 1998)
- (4) Seiler, F., Patz, G., Smeets, G., and Srulijes, J., "The Rail Tube in Ram Acceleration : Feasibility Study with ISL's RAMAC 30," *Second International Workshop on Ram Accelerators*, Seattle, WA, (July 1995).
- (5) Seiler, F., Patz, G., Smeets, G., and Srulijes, J., "Influences of Projectile Material and Gas Composition on Superdetonative Combustion in ISL's RAMAC 30," *AIAA Paper* 98-3445, Cleveland, OH., (July 1998).
- (6) Yungster, S., and Bruckner, A.P., "Computational Studies of a Superdetonative Ram Accelerator Mode," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 8, No. 2, pp. 457-463, (1992).
- (7) Li, C., Kailasanath, K., and Oran, E. S., "Detonation Structures Generated by Multiple Shocks on Ram-Accelerator Projectiles," *Combustion and Flame*, Vol.108, pp.173-186, (1997).
- (8) Yungster, S., "Numerical Study of Shock-Wave/Boundary-Layer interaction in Premixed Combustible Gases," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 10, pp. 2379-2387, (1992).
- (9) Choi, J.-Y., Jeung, I.-S., and Yoon, Y., "Numerical Study of Scram Accelerator Starting Characteristics," *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 6, pp.1029-1038, (1998).
- (10) Gardiner, W. C. Jr., *Combustion Chemistry*, Springer -Verlag, New York , 1984.
- (11) Bird, R.B., *Transport Phenomena*, John Wiley & Sons, New York, 1960.
- (12) Shuen, S. and Yoon, S., "Numerical Study of Chemically Reacting Flows Using a Lower-Upper Symmetric Successive Overrelaxation Scheme," *AIAA Journal*, Vol. 27, No. 12, 1989, pp. 1752-1760.
- (13) Frenklach, M., Wang, H., Goldenberg, M., Smith, G. P., Golden, D. M., Bowman, C. T., Hanson, R. K., Gardiner, W. C., and Lissianski, V., [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/).
- (14) Baldwin, B. S., and Lomax, H., "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flow," *AIAA Paper* 78-257, Jan. 1978, Huntsville, AL.
- (15) White, F.M., *Viscous Fluid Flow*, McGraw-Hill, 1974
- (16) Choi, J.-Y., Jeung, I.-S., and Lee., S., "Dimensional Analysis of the Effect of Flow conditions on Shock-Induced combustion," *Proceedings of the combustion Institute*, Vol. 26, 1996, pp.2925-2932.
- (17) Moon, G.-W., Jeung, I.-S., Choi, J.-Y., Yoon, Y., Seiler, F., Patz, G., Smeets, G., and Srulijes, J., "Numerical Modeling and Simulation of RAMAC 30 Experiment Carried out at the French-German Research Institute of Saint-Louis," *Journal de Physique IV*, in press, (2000).