

고체추진제 비-정상연소의 선형 안정성해석

이창진* · 김성인** · 변영환*

A Linear Stability Analysis of Unsteady Combustion of Solid Propellants

Chang-Jin Lee*, Sung-In Kim** and Yong-Hwan Byun*

ABSTRACT

The combustion instability analysis of solid propellants is generally done by the simplified governing equations for chemically inert condensed phase region with QSHOD assumption. Since the gas phase and surface reaction layer can be more rapidly relaxed to the external perturbations than the condensed phase, these regions are treated as quasi-steady manner in the analysis. In this paper, the classical ZN(Zeldovich-Novozhilov) approach was re-examined with the presence of radiation augmented burning enhancement in the combustion. Also, the surface reaction was assumed to partially absorb the incident radiant heat fluxes and pass the remaining to the chemically inert condensed phase. As a result of the analysis, the burning rate response function was obtained which consists of a pressure response function and a radiation response function. The response function was shown to be able to predict the results of T-burner tests.

초 록

고체 추진제 연소불안정에 관한 해석은 준-정상 1차원 해석인 QSHOD(Quasi-Steady Homogeneous One-Dimension)에 의하여 단순화된 지배방정식을 이용하여 응축영역을 해석하는 것이 일반적이다. 이때 외부교란에 대한 기체영역과 표면반응 영역의 응답은 화학반응이 발생하지 않는 고체영역의 응답에 비하여 매우 빠르므로 준-정상적인 거동을 한다. 본 연구에서는 복사열전달에 의한 열속(heat flux)이 고체 추진제의 표면에 존재하며 이 중의 일부가 고체영역으로 흡수될 때 표면에서의 선형교란을 고려한 ZN(Zeldovich-Novozhilov) 방법을 이용하여 연소불안정 현상을 이론적으로 해석하여 연소불안정 현상을 설명할 수 있는 연소 응답함수를 구하였다. 응답함수는 T-burner의 실험결과를 예측할 수 있음을 보여주었다.

*건국대학교 항공우주공학과(Konkuk Univ. Dept. of Aerospace Eng.)

**건국대학교 항공우주공학과 대학원(Konkuk Univ. Dept. of Aerospace Eng. Graduate)

1. 서론

새로운 로켓을 개발하는데 연소불안정 현상의 예측과 억제에는 항상 중요한 문제중의 하나이다. 특히 액체추진 로켓은 연료 분사구 입구에 baffle 이나 분리판 등을 설치하여 압력교란에 의한 연소불안정을 억제할 수 있으나, 고체추진로켓은 연소불안정 현상을 억제하거나 조절할 수 있는 수단이 액체연료 로켓에 비하여 상대적으로 적으므로 개발단계에서 이를 예측하여야 하는 어려움이 존재한다^{1), 2), 3)}. 고체추진로켓의 연소불안정 현상은 몇 가지 원인에 의하여 발생하는데, 연료면에 평행한 유동의 속도 변화(fluctuation)에 의하여 연소불안정이 발생하는 경우에는 속도 간섭(velocity coupling)이 지배적이며, 연소실 압력 변화(pressure fluctuation)에 의하여 발생되면, 압력 간섭(pressure coupling)이 지배적이다. 그러나 이외에도 화염면으로부터 고체연료면으로 전달되는 복사열전달에 의한 교란이 연소불안정 현상을 일으키기도 한다⁴⁾.

고체 추진제 연소불안정에 관한 해석은 준-정상 1차원 해석인 QSHOD (Quasi-Steady Homogeneous One-Dimension)에 의하여 단순화된 지배방정식을 해석하는 것이 일반적이다. 고체추진제의 연소현상은 3종류의 연소영역으로 구분하며 첫째는 고체표면 위의 매우 얇은 영역으로 고체와 액체상태가 동시에 존재하는 표면반응영역(surface reaction zone)과 화학반응이 발생하지 않으나 확산이 지배적인 응축 무반응상태 영역(unreacted condensed phase zone), 그리고 기체상태로 변화된 연료와 화염이 존재하는 기체상태영역(gas phase zone)이 그것들이다. 각 영역의 상대적 크기는 각 영역에서의 특성시간(characteristic time)의 크기에 의하여 나타낼 수 있으며³⁾, 대략적으로 $\tau_c \approx a_c / \bar{r}_b^2$, $\tau_s \approx (RT_s/E_b)\tau_c$, 그리고 가스영역에서는 $\tau_g \approx a_g / \bar{u}^2$ 이다. 따라서 외부교란에 대한 표면영역과 기체영역의 응답시간(relaxation time)은 매우 짧아서(응축영역의 그것과 비교하여 수 백 ~ 수 천배 빠르다) 응축영역의 반응과 비교할 때, 이들 영역들의 응답은 준-정상상태(quasi-steady)로 가정할 수 있다.

Novozhilov는 화염이 존재하는 기체영역을 해석하지 않고 표면반응 영역에서의 표면온도와 연소반

응률(burning rate)의 선형교란만을 고려하여 비정상 연소에 의한 연소 불안정 현상을 해석하였는데 이를 ZN(Zeldovich-Novozhilov)방법이라 한다³⁾. 그리고 서구 과학자들은 기체영역을 해석하여 이를 근거로 표면반응 영역의 연소불안정성을 연구하였는데 이를 FM(Flame-Modeling) 방법이라 한다⁸⁾. 그러나 두 종류의 해석은 각각의 연구방법 차이에도 불구하고 동일한 결과를 나타내는 것으로 Novozhilov에 의하여 밝혀졌다. DeLuca등은⁹⁾ 고체표면으로 입사하는 복사열전달을 고려하여 압력교란과 복사열교란에 의한 연소반응률의 응답특성을 해석하였으며 또한 수치적인 방법을 사용하여 해석하였다.

Zebrowski등과⁵⁾ Son등은⁶⁾ 표면 반응영역을 통과하여 응축영역으로 흡수되는 복사열을 고려하여 압력교란과 복사열교란에 의한 연소불안정을 해석하였다. 그러나 Son과 Zebrowski 등에 의하여 구해진 연소응답함수는 정성적으로는 잘 일치하고 있음에도 불구하고 복사열에 의한 응답특성이 과소평가 되었다.

본 연구에서는 복사열전달에 의한 열속(heat flux)이 존재하며 복사열의 일부는 표면반응영역에서 흡수되고 나머지는 응축영역으로 투과될 때, 표면에서의 선형교란을 고려한 ZN방법을 적용하여 연소불안정 현상을 이론적으로 재해석하여 참고문헌^{5), 6)}에서 과소평가된 응답함수의 특성을 다시 살펴보았다.

2. 지배방정식

그림 1에서 보듯이 표면 반응영역(surface reaction layer)은 고체추진제 표면의 매우 얇은 영

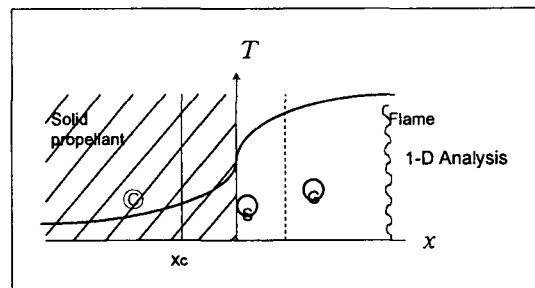


그림 1. 고체추진제 연소 영역

역에 국한되어 있으므로 표면영역을 제외한 응축영역에서의 에너지방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + r_b \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha_s \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + f_r \nabla \cdot \vec{q}_r \quad (1)$$

경계조건은 $x \rightarrow -\infty, T = T_0, x = 0, T = T_s$ 혹은 표면에서의 열속평형(heat flux balance)으로 대체된다. 즉

$$k_c \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{0-} = k_g \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{0+} + \rho r_b Q_c + q_r \quad (2)$$

이다. 여기서 f_r 은 표면 반응영역으로 입사되는 열량과 이 영역을 통과한 후 응축영역으로 흡수되는 복사열량의 비를 의미한다. 그리고 복사열은 Beer's 법칙을 사용하였고 복사열속은 $\nabla \cdot \vec{q}_r = q K_a e^{K_a x}$ 으로 표현된다.

응축영역의 지배방정식은 아래의 무차원화 공식을 사용하여 다음과 같이 변형된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + R \frac{\partial \theta}{\partial X} &= \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \varepsilon f_r J e^{\varepsilon X} \\ \theta &= (T - T_0) / (\bar{T}_s - T_0), \quad X = x / (\alpha_s / \bar{r}_b), \\ \tau &= t / (\alpha_s / \bar{r}_b^2), \quad R = r_b / \bar{r}_b, \\ \varepsilon &= K_a \alpha_s / \bar{r}_b, \quad J = q / \rho C_s \bar{r}_b (\bar{T}_s - T_0) \end{aligned} \quad (3)$$

응축영역 비-정상연소(unsteady combustion)에 관한 선형교란은 정상상태(steady state)로부터 발생하므로, 무차원 지배방정식의 정상상태 해를 구하면 다음과 같다.

$$\bar{\theta}(X) = \left(1 - \frac{f_r \bar{J}}{1 - \varepsilon} \right) e^X + \left(\frac{f_r \bar{J}}{1 - \varepsilon} \right) e^{\varepsilon X} \quad (4)$$

식 (4)는 응축영역에서의 정상상태 온도분포를 나타내고 있으며 이를 공간좌표에 관하여 미분하여 표면반응영역의 온도구배를 구하면 비-정상상태의 표면온도와 연소반응률의 함수관계를 알 수 있다.

3. ZN해석

고체추진제의 연소해석은 기체 상태 영역의 온도와 압력, 그리고 열속 등을 해석하여 연소특성을 연구하는 FM(Flame Modeling)방법과 고체 표면의 선형교란을 가정하여 고체추진제의 연소 특성을 해석하는 ZN(Zeldovich-Novozhilov) 방법으로 나눌 수 있다. 외부교란에 대한 기체영역의 응답속도는 응축영역의 그것보다 매우 빠르므로 준-정상적인 거동을 한다. 따라서 비-정상연소(unsteady combustion)가 발생할 때 고체 표면온도 T_s 는 정상상태의 온도 \bar{T}_s 로부터 약한 교란(weak perturbations)이 발생한 것으로 가정할 수 있다. ZN방법에 의하면 비-정상상태의 표면온도와 연소반응률은 각각 압력과 복사열, 그리고 등가온도(equivalent temperature)^[6,7]와 다음과 같은 함수관계를 갖는다.

$$\begin{aligned} T_s &= T_s(T_e, p, q), \quad r_b = r_b(T_e, p, q) \\ T_e &= T_s - \frac{\alpha_s}{r_b} f - \frac{f_r q}{\rho C_s r_b} \end{aligned} \quad (5)$$

함수(5)의 전 미분관계식(exact differential equation)을 무차원화하면 아래와 같은 식으로 변환되며 이 식들은 고체 추진제 표면에서의 무차원화된 교란 경계조건을 의미한다.

$$R_1 = [\theta_{s_1} + (f_r \bar{J} - 1)\varphi_1 + R_1 - f_r \bar{J}\psi_1]k + \nu P_1 + \nu_q \psi_1 \quad (6)$$

$$\theta_{s_1} = [\theta_{s_1} + (f_r \bar{J} - 1)\varphi_1 + R_1 - f_r \bar{J}\psi_1]\nu + \mu P_1 + \mu_q \psi_1 \quad (7)$$

여기서 민감변수(sensitivity parameters)들은 각각 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} k &= (\bar{T}_s - T_0) \left(\frac{\partial \ln \bar{r}_b}{\partial T_0} \right)_{P, q}, \quad \nu = \left(\frac{\partial \ln \bar{r}_b}{\partial \ln p} \right)_{T_0, q}, \\ \nu_q &= \left(\frac{\partial \ln \bar{r}_b}{\partial \ln q} \right)_{T_0, P}, \quad r = \left(\frac{\partial \bar{T}_s}{\partial T_0} \right)_{P, q}, \\ \mu &= \frac{1}{(\bar{T}_s - T_0)} \left(\frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \ln p} \right)_{T_0, q}, \\ \mu_q &= \frac{1}{(\bar{T}_s - T_0)} \left(\frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \ln q} \right)_{T_0, P} \end{aligned}$$

식 (6-7)은 표면 교란온도(θ_{s1})와 교란 온도구배(φ_1)를 포함하고 있으므로 이를 소거하여 압력교란(P_1)과 복사열 교란(ψ_1)에 의한 연소응답함수를 유도하기 위해서는 무차원화된 비정상 에너지 방정식의 해를 사용하여야 한다.

4. 응축영역의 비-정상 에너지 방정식

응축영역에서 시간의 변화에 대한 교란은 Fourier 선형 관계식으로 단순화 할 수 있으며 이를 이용한 교란 지배방정식의 해는

$$\hat{\theta}_1(X) = c_1 e^{\alpha X} - \frac{1}{i\omega} \left(1 - \frac{f_r \bar{J}}{1-\varepsilon} \right) \hat{R}_1 e^X \quad (8)$$

$$- \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon - \varepsilon^2 + i\omega} \right) \left(\frac{\hat{R}_1}{1-\varepsilon} - \hat{\psi}_1 \right) f_r \bar{J} e^{\varepsilon X}$$

이며, c_1 은 적분 상수이고, $\alpha = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{1 + 4i\omega})$ 이다. 또한 ω 는 교란 주파수이며 $X=0$ 에서 식(8)의 미분으로부터 무차원 교란 온도구배를 얻을 수 있다. 두 관계식에서 적분상수 c_1 을 소거하여 정리하면 다음과 같은 관계식을 얻는다.

$$\hat{\psi}_1 = \alpha \hat{\theta}_1 + (\alpha - 1)A \hat{R}_1 + (\alpha - \varepsilon)B \hat{R}_1 - (\alpha - \varepsilon)C \hat{\psi}_1$$

$$A = \frac{(1 - \varepsilon - f_r \bar{J})}{(1 - \varepsilon)i\omega}, \quad B = \frac{\varepsilon f_r \bar{J}}{(\varepsilon - \varepsilon^2 + i\omega)(1 - \varepsilon)},$$

$$C = B(1 - \varepsilon) \quad (9)$$

또한 ZN방법에 의하면 구해진 표면경계조건을 정리하여 두 식에서 $\hat{\theta}_1$ 을 소거하면 연소응답함수를 얻을 수 있다.

$$\hat{R}_1 = R_p \hat{P}_1 + R_q \hat{\psi}_1 \quad (10)$$

$$R_p = \frac{k\mu - \delta\xi}{r\xi - k\eta}, \quad R_q = \frac{k\xi + \delta_q \xi}{r\xi - k\eta}$$

$$\xi = 1 - r - r\alpha(f_r \bar{J} - 1)$$

$$\eta = r + r(f_r \bar{J} - 1)[A(\alpha - 1) + B(\alpha - \varepsilon)]$$

$$\zeta = \mu_q - r f_r \bar{J} - r(f_r \bar{J} - 1)(\alpha - \varepsilon)C$$

$$\delta = \nu r - \mu k$$

$$\delta_q = \nu_q r - \mu_q k$$

연소응답함수(response function)는 압력교란에 대한 응답함수(R_p)와 복사열전달의 교란에 대한(R_q)로 나누어지며, 복사 열전달의 교란이 존재하지 않으면($\bar{J} = 0$), 복사열량의 교란이 존재하지 않으므로($\hat{\psi}_1 = 0$) 연소응답함수는 R_p 에 의하여만 결정된다. 이때의 압력교란 응답함수는 [3]의 응답함수와 동일하며 아래와 같다.

$$R_p = \frac{nAB + n_s(\alpha - 1)}{\alpha + \frac{A}{\alpha} - (A + 1) + AB}$$

여기서 A, B, n , 그리고 n_s 는 각각 다음과 같다.

$$A = \frac{k}{r}, \quad B = \frac{1}{k}, \quad n = \nu, \quad n_s = \frac{\delta}{r}$$

또한 각각의 응답함수 분모가 0이 되면 모든 주파수의 교란과 무관하게 불안정한 응답특성을 나타내는 데 이를 고유불안정(intrinsic instability)이라 한다. 즉, 복사열 교란이 존재할 때, 고유불안정성은 $r\xi - k\eta = 0$ 로부터 얻을 수 있다. 여기에서 민감계수 r 과 k 는 물리적으로 각각 $0 < r < 1$, $k > 0$ 의 범위를 갖는다.³⁾ Novozhilov는 복사열이 없는 경우에 $k > 1$ 이면 다음과 같은 $r-k$ 의 안정성 경계식이 존재함을 유도하였다

$$r = \frac{(k-1)^2}{k+1} \quad (12)$$

그리고 Zebrowski등은 복사열이 존재하며 $\varepsilon \rightarrow 0$, $f_r = 1$ 의 극한에서 안정성의 경계식은 다음과 같음을 유도하였다.

$$r = \frac{(k-1)^2}{k(1-2\bar{J})+1} \quad (12)$$

두 식은 복사열이 없는 경우, 동일한 형태를 나타낸다. 그러나 본 연구에서는 안정성 관계식이 해석적인 함수형태가 아닌 2차 함수로 주어지며 아래와 같다.

$$r^2 \bar{J} + r(k-1) + r\bar{J}(k-1) + (k-1)^2 = 2rk(1 - \bar{J})^3 \quad (13)$$

식 (13)에서 복사열이 없는 경우에는 Novozhilov의 경계식(11)과 동일하나, Zebrowski 등의 경계식과는 차이를 보여주고 있는 데 이것은 Zebrowski등이 복사열전달에 의한 연소응답특성을 과소평가하였기 때문으로 판단된다.

5. 결과 및 해석

Zebrowski^[5] 등이 사용한 물성치들을 이용하여 연소 응답함수(식(10))의 변화를 비교하였다. 그림 2.는 정상상태의 복사열량 $q = 10$ 인 경우, 흡수계수(absorption coefficient)의 변화에 따른 응축영역의 온도분포를 나타내고 있다. 표면까지의 온도는 복사열전달이 없는 경우에 단순한 exponential 함수의 형태를 나타내나, 복사열전달에 의한 표면 가열이 존재하여 변화된 exponential 함수로 나타난다. 즉, 흡수계수가 증가할수록 표면근처의 온도구배가 심해지며, 응축영역의 두께가 감소함을 보여주고 있다.

그림 3과 4는 복사열의 교란에 대한 응답함수 R_q 의 위상각(phase angle)과 크기를 나타낸 그림이다. 그림에서 실선은 Zebrowski^[5]의 결과를 나타내며 점선은 복사열전달 $q = 5, 10$ 에 대한 결과이다 이 결과에서 알 수 있듯이 교란 열전달 변화에 따른 응답함수 크기에는 차이를 보여주고 있으나 최대값이 나타나는 주파수는 60Hz 부근으로 동일한 경향을 나타내고 있다. 따라서 참고문헌^[5]의 응답함수는 본 연구의 응답함수와 비교할 때 정성적으로는 동일한 결과를 보여주지만 R_q 의 크기가 과소평가 되었음을 알 수 있다. 그림 4는 응답함수 R_q 의 위상각을 나타내고 있으며 위상각이 0이 되는 주파수가 응답함수 크기가 최대인 주파수이다. 이 주파수는 고체추진 연소 시스템의 연소 안정성을 판별하는 데 매우 중요한 값이다. 만약 복사열이 응답함수의 크기를 최대로 하는 주파수로 교란된다면 응답함수의 특성 때문에 연소율이 급격히 증가하여 연소불안정 현상으로 발전할 수 있는 가능성이 매우 커지기 때문이다. 그림 3에서 보듯이 복사열의 증가는 R_q 의 증가를 가져오며 응답크기가 증가된 만큼 연소불안정이 발생하기 쉬워진다.

그림 5는 표면반응영역을 통과하는 복사열의 증가에 대한 응축영역의 응답특성이다. $f_r=0$ 은 복사열이

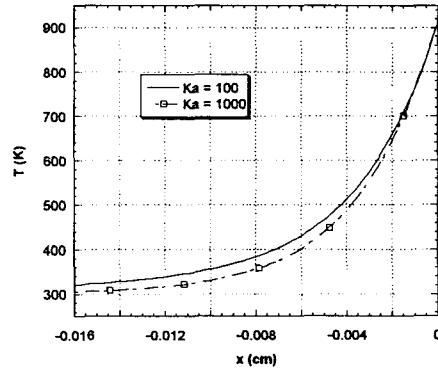


그림 2. 정상상태의 복사열량 $q=10$ 인 경우, 흡수계수(absorption coefficient)의 변화에 따른 응축영역의 온도분포

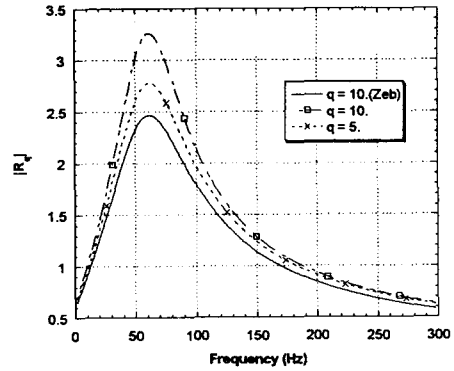


그림 3. 복사열 교란에 대한 응답함수 R_q 의 크기

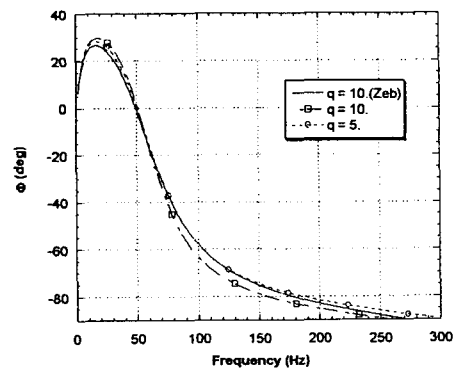


그림 4. 복사열 교란에 대한 응답함수 R_q 위상각

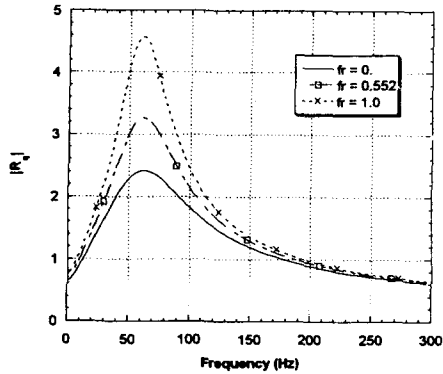


그림 5. 표면의 복사열 투과율에 따른 응답특성

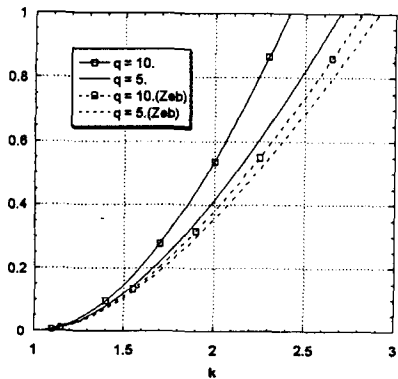


그림 6. 응답함수의 고유불안정성을 판별하는 민감 계수 r과 k의 영역

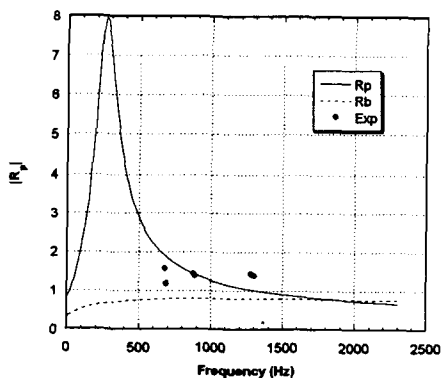


그림 7. 고체추진제 P1의 압력교란에 대한 응답 함수 R_p 와 [11]의 실험값, 이론식 R_b 비교

표면반응영역에서 모두 흡수되어 응축영역으로 전혀 전달되지 못하는 경우이며(opaque surface) $f_r=1$

은 복사열이 표면을 투과하여 모두 응축영역으로 전달되는 경우이다(transparent surface). 표면을 통과하는 열량의 증가에 따라서 응답함수 크기가 증가하며 따라서 연소불안정이 발생하는 경향이 증가됨을 알 수 있다. 즉, 복사열의 투과를 고려하지 않을 때보다 최대 응답특성을 나타내는 주파수를 갖는 더 적은 교란량에도 연소불안정이 발생할 수 있음을 알 수 있다.

그림 6은 응답함수의 고유불안정성을 판별하는 민감 계수 r과 k의 영역을 도시한 그림이다. 경계선의 안쪽은 안정한 영역이며, 경계의 바깥쪽은 불안정한 영역이다. 그리고 점선들은 $f_r=1$ 인 경우에 Son등 [6]에 의하여 밝혀진 안정 경계선(식(12))을 나타내며 실선은 본 연구에서 구한 안정 경계선(식(13))을 표시한 선이다, 그림에서 보듯이 식(13)은 [6]의 결과보다 안정한 영역이 줄어드는 경향을 보여주고 있다. 이것은 [6]에서 과소평가된 복사열전달의 영향을 수정한 결과 때문이다.

그림 7은 박영규¹¹⁾ 등이 사용한 추진제의 물성치를 사용하여 압력교란에 대한 응답함수 R_p (식(10))의 결과와 [11]에서 인용한 추진제 P1의 실험결과(Exp)와 이론결과(R_b)를 도시한 그래프이다. [11]에서 밝혀지지 않은 민감변수 등의 물성치는 실험값을 가장 적절히 나타내는 적당한 값($k = 1.77$, $r = 0.285$, $n = 0.8$)으로 대체하여 계산하였다. 그림에서 보듯이 [11]의 이론값(R_b)과 본 연구의 R_p 는 저주파수 영역에서 많은 차이를 보이고 있다. [11]에서 사용한 이론식(R_b)은 QSHOD를 이용하여 분산반응이 발생하는 고체연소에 대한 응답함수⁹⁾이므로 QSHOD특성상 저주파수에서의 불안정은 판별할 수 있으나 고주파수에서는 신빙성이 떨어지는 것으로 알려져 있다^{1), 2), 3), 4)}. 따라서 [11]에서 사용한 이론식 R_b 는 저주파수의 불안정성을 판별하기에는 부적당한 것으로 판단된다. 그러나, 고체 추진제 P1 대한 본 연구의 R_p 는 250Hz 근처에서 최대 응답특성을 보여주고 있다. [11]의 실험결과와 비교하여 볼 때, 실험을 수행하지 않은 250Hz부근에서 연소 불안정현상이 발생할 것으로 예측할 수 있다. 그러나 보다 정확한 응답특성의 예측을 위하여는 고체 추진제의 민감계수의 정확한 산출 과 물성치들의 정확한 측정등이 필

요하며 저주파수에서의 R_p 의 측정도 수행되어야 할 것으로 판단된다.

이상의 결과들을 살펴보면 ZN방법을 이용한 연소 응답함수로 복사열 교환에 의한 연소불안정과 압력 불안정 등의 고체추진제의 연소불안정 해석을 타당하게 수행할 수 있음을 알 수 있다.

기호 설명

$\tau_{()}$; characteristic time of () phase
 α_c ; thermal diffusivity ($k_c/\rho c_c$)
 r_b ; burning rate, cm/s
 T_s ; burning surface temperature
 R ; dimensionless burning rate
 k ; thermal conductivity
 Q_s ; heat of reaction
 q ; absorbed radiant heat flux
 K_a ; radiation absorption coefficient
 T ; temperature, K
 t ; time, sec
 x ; coordinate normal to surface, cm
 θ ; dimensionless temperature
 τ ; dimensionless time
 X ; dimensionless coordinate
 T_e ; equivalent temperature
 ω ; dimensionless perturbation frequency
 E_b ; activation energy
 R_q ; radiation-driven linear response function
 R_p ; pressure-driven linear response function

아래첨자

c ; unreacted condensed phase
s ; surface reaction zone
g ; gas phase
q ; radiation
l ; perturbation

윗첨자

- ; steady condition

후 기

본 연구는 한국과학재단 특정기초연구 지원 (KOSEF 97-0200-02-01-3)에 의한 연구비지원을 받았음을 밝히며 이에 감사드립니다.

참 고 문 헌

1. Kuo, K. K., Gore, J. P., and Summerfield, M., Transient Burning of Solid Propellants, *Fundamentals of Solid Propellant Combustion* edited by K. K. Kuo and Summerfield, vol. 90, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, New York, Chap. 11, 1984
2. T'ien, J. S., Theoretical Analysis of Combustion Instability, *Fundamentals of Solid Propellant Combustion* edited by K. K. Kuo and Summerfield, vol. 90, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, New York, Chap. 14, 1984
3. Novozhilov, B. V., Theory of Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid Propellants by the Zeldovich-Novozhilov Method, Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid Propellants edited by L. D. Luca, E. W., Price, and M. Summerfield, vol. 143, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, New York, Chap. 15, 1992
4. Clavin, P., and Lazimi, D., Theoretical Analysis of Oscillatory Burning of Homogeneous Solid Propellant Including Non-Steady Gas Phase Effects, *Combustion Science and Technology*, vol. 83, pp 1~32, 1992
5. Zebrowski, M. A., and Brewster, M. Q., Theory of Unsteady Combustion of Solids: Investigation of Quasisteady Assumption, *Journal of Propulsion and Power*, vol. 12,

- No.3, pp564~573, 1996.
6. Son, S. F., and Brewster, M. Q., Radiation-Augmented Combustion of Homogeneous Solids, *Combustion Science and Technology*, vol. 107, pp 127~154, 1995
 7. Son, S. F., and Brewster, M. Q., Linear Burning Rate Dynamics of Solids Subjected to Pressure or External Radiant Heat Flux Oscillations, *Journal of Propulsion and Power*, vol. 9, No. 2, pp 222~232, 1993
 8. Levine, J. N., and Baum, J. D., A numerical Study of Nonlinear Instability Phenomena in Solid Rocket Motors, *AIAA Journal*, vol. 21, No. 4, pp 557~564, 1983
 9. Luca, L. D., and Galfetti, L., Combustion Modeling and Stability of Double-Base Solid Rocket Propellants, *Modern Research Topics in Aerospace Propulsion*, edited by G. Angelino, L. De Luca, and W. A. Sirignano, Springer-Verlag, New York, pp 109~134, 1991
 10. 이창진, 변영환, 이재우, 복사열전달을 고려한 고체추진제의 연소불안정 현상에 관한 재해석, 1997년도 추계 추진공학회 학술발표회, 한라중공업, 1997
 11. 박영규, 유지창, 김인철, 추진기관 연소불안정 해석을 위한 고체 추진제의 연소응답함수 측정, 한국항공우주학회지, 26권, 1호, pp 149~155, 1998