

고압 상태에서의 액체 산소의 증발 특성 해석

유용욱* · 김용모** · 손정락***

Vaporization Characteristics of Liquid Oxygen at High-Pressure Environment

Y. W. Yoo* · Y. M. Kim** and J. L. Sohn***

ABSTRACT

The vaporization process of liquid oxygen(LOX) at high pressure environment is numerically investigated. The present vaporization model can account for the high-pressure effects such as ambient gas solubility, real gas behavior and variable properties. The predicted phase-equilibrium compositions for N_2/H_2 and O_2/He system are well agreed with experimental data. The LOX vaporization characteristics is parametrically studied for wide range of the operating conditions encountered in the high-pressure combustion process of liquid rocket engine.

초 록

본 연구에서 개발한 고압증발 모델을 이용하여 고압 연소장에서의 액체연료추진제의 증발 과정을 수치적으로 해석하였다. 고압상태에서 액체의 증발 특성에 중요한 영향을 미치는 실제 기체의 거동, 온도 및 압력에 따른 가변물성치의 영향, 주위기체의 용해현상을 고려하였고 일반적인 상평형 관계식을 이용하였다. 실험치와 비교하여 고압증발모델의 예측능력을 체계적으로 검증하였고 로켓엔진의 고온 고압 연소실 조건에서 LOX 액체의 증발 특성을 상세하게 논의하였다.

1. 서 론

액체산소(LOX)는 단위 질량당 큰 추진력을 발생시키는 동시에 배기오염물이 오히려 적으므로해서, 여러 종류의 액체 연료 추진로켓 및 Hybrid 로켓에

널리 사용되어 왔다. 하지만 LOX의 증발 및 연소 과정에 대한 기초 데이터와 지식은 여전히 부족한 상태에 있다. 이러한 주된 원인은 로켓 추진 기관의 운전 영역에서 실험에 의해 유용한 결과를 얻기가 쉽지 않기 때문이다. 또한 LOX 액체가 증발 및 연

*한양대학교 기계공학과 대학원(Hanyang University, Graduate School)

**한양대학교 기계공학부(Hanyang University, Dept. of Mechanical Eng.)

***영남대학교 기계공학부(Youngnam University, Dept. of Mechanical Eng.)

소하는 모든 과정이 임계점을 넘어서는 고온, 고압 상태에서 일어나므로, 초임계상태에서의 액체 추진체의 증발 특성 실험과 함께 수치 모델링의 어려움에도 기인한다. 따라서 고압상태에서의 액적의 증발 현상을 잘 모사할 수 있는 증발모델의 개발은 LOX 액적의 연소 과정, 로켓엔진의 성능 및 연소안정성에 대한 신뢰할 수 있는 해석을 하기 위한 선결과제이다⁵⁾. 따라서 실제 기체의 거동, 온도, 압력에 따른 상태량 및 증발잠열의 변화, 주위기체가 액적으로 용해되는 현상 등을 비롯한 고압상태에서 액적증발특성에 중요한 영향들을 모두 고려할 수 있는 고압증발 모델이 요구된다.

본 연구에서는 액적증발시 고압상태에서 일어날 수 있는 효과들을 고려하면서도 수치효율성을 가지는 고압 증발모델을 개발하여 실험치와 비교하여 수치예측능력을 검증하였고 LOX 액적의 증발 특성 해석에 적용하였다.

2. 지배방정식

액적증발모델을 개발함에 있어서 본 연구에서 기본적으로 설정한 가정들은 다음과 같다. (1) 연료액적은 완전한 구의 연속체라고 가정한다. (2) 기체상태는 구대칭으로 해석하고 여기에 대류효과를 고려하기 위하여 막이론에 근거한 수정관계식을 사용한다. (3) 액체상태도 역시 구대칭으로 해석한다. (4) 기상-액상의 경계면은 상평형 조건에 의해서 계산한다. (5) 기체상태는 매순간마다 주어진 경계조건에 대해 정상상태의 구조로 조절되는 준정상기체상태로 가정한다. (6) 기체상태의 평균상태량을 계산하기 위해서는 1/3법칙을 적용하고, 액체상태의 경우 시간과 공간에 따라 변하는 상태량을 고려한다. (7) 주위의 압력은 일정하다고 가정한다. (8) 복사의 영향은 무시한다. (9) Dufour 효과나 점성소산은 무시한다.

2.1 기체상태 지배방정식

기체장의 해석을 위해 Abramzon과 Sirignano⁶⁾가 제안한 막이론(film theory)을 도입하였다. 막이론에서는 액적표면과 기체유동사이의 열 및 질량전달이 일정한 두께 $\delta (=r_f - r_s)$ 를 갖는 가상의 막

(film)내에 집중되어있다고 가정하는 것인데, 이 막의 두께는 전도나 확산과 같은 순수하게 분자운동에 의한 수송률이, 표면과 외부유동 간의 대류에 의한 열 및 질량전달의 실제 강도를 나타내도록 정해주는 개념이다. 여기서 r_s 는 액적의 반지름이고 r_f 는 액적의 중심에서 막까지의 거리이다.

액적의 증발시 대류 영향을 고려했을 때 열전달 및 물질전달은 다음의 식에 의해 결정된다.⁷⁾

$$Nu^* = 2 + \frac{(Nu_o - 2)}{F(B_T)} \quad (1)$$

$$Sh^* = 2 + \frac{(Sh_o - 2)}{F(B_M)} \quad (2)$$

여기서 Nu는 Nusselt number이고, Sh는 Sherwood number이다. 아래첨자 'o'는 Stefan 유동을 고려하지 않았을 때이고, 윗첨자 '*'는 Stefan 유동을 고려했을 때의 값이다. 또한 B는 Spalding 전달수로, 아래첨자가 M이면 질량에 대한 전달수이고, T이면 열량에 대한 전달수이다.

장제대류나 자연대류가 없을 경우라 하더라도 증발하는 액적의 경우는 반지름방향의 유동이 항상 존재하게 된다. 막이론의 입장에서 보면 이러한 Stefan유동은 막의 두께를 증가시키는 역할을 한다. Sirignano는 이러한 막두께의 변화가 Reynolds수나 Prandtl 혹은 Schmidt 수의 함수라기보다는 B에 더 큰 영향을 받는다고 하였다.⁷⁾

$$F(B) = (1 + B)^{0.7} \frac{\ln(1 + B)}{B} \quad (3)$$

본 연구에서는 증발이 없는 경우, 구형입자와 유동유체사이의 대류에 의한 열 및 질량전달에서의 Nusselt 수와 Sherwood 수를 Ranz와 Marshall⁸⁾의 관계식으로부터 계산하였다.

$$Nu_o = 2 + 0.6 \sqrt{\text{Re}} \text{Pr}^{1/3} \quad (4)$$

$$Sh_o = 2 + 0.6 \sqrt{\text{Re}} \text{Sc}^{1/3}$$

여기서 계산에 사용된 열역학적 및 물리적 상태량은 1/3법칙을 따라 막에서의 기준온도 및 농도에서 계산된 값을 사용하나, Reynolds 수에 사용되는 밀도만은 자유유동조건에서 계산한다.

또한 막이론에 의해서 다음의 증발률식을 얻을 수 있다.⁷⁾

$$\dot{m}_F = 2\pi r_s \rho_g D_g \text{Sh}^* \ln(1 + B_M) \quad (5)$$

$$\dot{m}_F = 2\pi r_s \frac{k_g}{C_{pg}} \text{Nu}^* \ln(1 + B_T) \quad (6)$$

여기서 첨자 's'는 액적의 표면을 나타내고, 'g'는 기체막에서 계산된 값이라는 것을 나타낸다. 여기서, B_M , B_T 는 각각 Spalding의 질량전달수 및 열전달수로 다음과 같이 정의된다.

$$B_M = \frac{Y_{F_i} - Y_{F_{i\infty}}}{1 - Y_{F_i}} \quad (7)$$

$$B_T = \frac{C_{pg}(T_\infty - T_s)}{L(p, T_s) + Q_L/\dot{m}} \quad (8)$$

여기서 $L(p, T_s)$ 은 연료의 증발잠열을 나타내고, Q_L 은 액적 속으로 전달된 열로 다음과 같다.

$$Q_L = 4\pi r_s^2 \left(k \frac{dT}{dr} \right)_s \quad (9)$$

Eq.(5)와 Eq.(6)의 두 식으로부터 Spalding의 질량전달수 B_M 과 열전달수 B_T 사이에 다음의 관계식이 성립함을 알 수 있다.

$$B_T = (1 + B_M)^\phi - 1 \quad (10)$$

where, $\phi = \frac{C_{pg} \rho_g D_g \text{Sh}^*}{k_g \text{Nu}^*}$

Eq.(10)과 Eq.(1),(2)의 반복계산을 통해 수렴된 전달수로부터 Sherwood 수 및 Nusselt 수가 계산되면 액적의 증발률은 Eq.(5)로부터 얻을 수 있고, 또 기체상태에서 Stefan유동 및 대류효과를 포함하는, 액적표면으로의 열전달률을 다음 식으로 계산할 수 있다.

$$Q_g = 2\pi r_s k_g (T_\infty - T_s) \text{Nu} \quad (11)$$

액적표면에 전달된 열의 일부는 액적의 증발열로 사용되고 나머지는 액적내부로 전달되어 액적의 가열에 관여하게 되므로 다음과 같이 액적내부로의 열전달률을 계산할 수 있다.

$$Q_L = Q_g - \dot{m}_i \sum_{i=1}^N \epsilon_i h_{vap,i} \quad (12)$$

위 식에서 $h_{vap,i}$ 는 연료성분의 증발엔탈피이고 ϵ_i 는 다음과 같다.

$$\epsilon_i = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_i} = \frac{(Y_i(1 + B_M) - Y_{i\infty})}{B_M} \quad (13)$$

2.2 액체상태 지배방정식

내부유동이 없는 경우 액적의 질량과 액적내부온도분포는 다음의 지배방정식으로 서술된다.

질량보존방정식 :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r_s^3 \rho_L \right) = - \dot{m}_F \quad (14)$$

에너지방정식 :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_L \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \left(\frac{2}{r} + \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) \frac{\partial T}{\partial r} \right] \quad (15)$$

화학종보존방정식 :

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} = D_{AB} \left[\frac{\partial^2 Y_i}{\partial r^2} + \left(\frac{2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{D_{AB}} \frac{\partial D_{AB}}{\partial r} \right) \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right] - Y_i \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (16)$$

초기조건 및 경계조건 :

$$T(r, 0) = T_o(r) \quad (17)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial Y_i}{\partial r} \right)_{r=0} = 0 \quad (18)$$

$$4\pi r_s^2(t) \left(k \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_s(t)} = Q_L \quad (19)$$

액적은 밀도의 변화 및 증발의 결과 크기가 변화하므로 움직이는 경계조건 문제를 포함하고 있다. 다음의 무차원화된 변수를 사용하여 이를 고정경계층문제로 바꿀 수 있다.

$$\eta = \frac{r}{r_s(t)} \quad \zeta = \frac{r_s(t)}{r_{s,o}} \quad (20)$$

그리고 반지름의 변화율은 다음 식에 의해서 밀도의 변화와 증발량을 고려하게 된다.

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{1}{\rho(r_{s,i})r_s^2} \left(\frac{\dot{m}}{4\pi} + \int_0^{r_s} \frac{\partial \rho}{\partial t} r^2 dr \right) \quad (21)$$

여기서 우변의 첫째항은 증발에 의한 반지름의 감소를 나타낸 것이고 두 번째항은 밀도의 변화에 의한 반지름의 변화를 고려한 것이다.

2.3 액적의 운동방정식

계산의 단순화를 위하여, 액적의 움직임은 1차원으로 가정하였고, 이때 액적의 속도변화는 아래의 상미분방정식으로 기술할 수 있다.

$$\frac{dU_s}{dt} = -\frac{3}{8} \frac{\rho_g}{\rho_L} \frac{C_f}{r_s} U_{rel}(U_L - U_g) \quad (22)$$

여기서 C_f 는 항력계수로 Stefan flow를 고려한 Reksizbulut와 Haywood⁹⁾의 관계식을 사용하였다.

$$C_f(1 + B_m)^{0.2} = 0.36 + 5.48 \text{Re}^{-0.573} + \frac{24}{\text{Re}} \quad (23)$$

2.4 상태방정식

액적증발에 있어서 액체상태와 기체상을 전반적으로 지배하는 상태방정식의 선택은 매우 중요하다고 할 수 있다. 특히 연료액적의 증발현상은 고온, 고압 상태에서 일어나므로 단순히 이상기체방정식을 사용할 수도 없다. 실제 기체를 다루는 상태방정식에는 여러 가지가 있지만 여기서는 Soave Redlich - Kwong 상태방정식¹⁰⁾을 사용하였다.

2.5 상평형 조건

액체상태와 기체상태를 연결하기 위하여 액상 - 기상 경계면에 대한 물리적 양상을 이해하는 것이 액적증발 모델링에 있어서 필수적이다.

각 성분에 대한 증기 - 액체 평형조건은 다음과 같이 기술할 수 있다.

$$T^v = T^l; \quad P^v = P^l; \quad f_i^v = f_i^l \quad (24)$$

여기서 첨자 v, l 은 각각 증기와 액체상태를 나타내고 f_i 는 i -성분의 fugacity로 다음 관계식으로부터 계산할 수 있다.

$$R_u T \ln \left(\frac{f_i}{X_i P} \right) = \int_V \left\{ \left(\frac{\partial P}{\partial n_i} \right)_{T, V, n} - \frac{R_u T}{V} \right\} dV - R_u T \ln Z \quad (25)$$

여기서, X_i 는 i -성분의 몰분율, V 는 전체부피, 그리고 Z 는 압축계수이다. 위 식에서 알 수 있는 바와 같이, fugacity는 각 상에서 성분들의 상태량과 농도 그리고 그 시스템의 온도, 압력에 의하여 결정된다.

2.6 증발 엔탈피

순수 물질에 대한 증발 잠열과 혼합기의 증발 엔탈피 간의 차이는 Soave Redlich-Kwong 상태방정식을 사용하여 결정한다. 상변화에 필요로 하는 에너지는 다음과 같이 나타난다.

$$\Delta h = \sum_{i=1,2} y_i \bar{H}_i(T, P, y_i^v) - \sum_{i=1,2} y_i^l \bar{H}_i(T, P) \quad (26)$$

\bar{H}_i 는 성분 i 의 부분 엔탈피이고, 같은 온도에서의 이상기체 엔탈피 H_i^0 는 다음의 열역학적 관계에 의해서 나타난다.

$$(\bar{H}_i - H_i^0)_T = -R_u T^2 \left(\frac{\partial \ln \phi_i}{\partial T} \right) \quad (27)$$

2.7 열역학적 및 물리적 상태량

액적증발모델을 개발하는데 있어서 각 성분의 각 상에서의 물리적 상태량을 정확하게 계산하는 것이 중요하다. 이에 본 연구에서는 Soave Redlich - Kwong 상태방정식을 사용하였고 상평형 계산에도 적용하였다. 기체상태 및 액체상태에서 각 성분의 상태량은 온도와 압력의 함수로써 계산하였다. 혼합물의 상태량은 적절한 혼합법칙¹⁰⁾을 사용하여 계산하였다. 상태량을 계산하기 위한 적절한 관계식을 찾지 못한 경우나, 관계식들을 검증하는 과정에서 실측결과¹¹⁾들과 잘 맞지 않는 자료들에 대해서는 실험결과를 curve fitting하여 관계식을 유도하여 적용하였다.

2.8 임계 상태에 대한 수치적 처리

고압을 고려한 액적증발모델을 분무연소모델에 적용하기 위해서는 임계상태에 도달한 액적에 대한 수

치적 처리를 필요로 한다. 만약 임계상태에 도달했다고 수치계산을 중단하게되면 보존방정식에서의 생성항이 갑자기 커지는 일이 발생하여 수치적으로 불안정해지기 때문이다. 실제의 물리적 과정에서도 액적의 표면이 임계상태에 도달하면 갑자기 액적이 전부 사라지는 것이 아니라 약간의 시간을 가지고 분열하거나 증발하게 될 것이다. 임계상태에 도달한 액적에 대한 수치적 처리에는 두가지 방법이 있다¹⁾.

한가지는 액적의 표면온도를 임계상태에 고정시키고 증발을 계속시키는 것이다. 다른 하나는 액적이 양파처럼 껍질 벗겨져듯이 증발한다고 가정하는 것이다. 이 가정은 Ranger와 Nicholls의 액적분열시간에 대한 실험식에 근거를 두고 있다.

$$\frac{t_b \Delta U}{d_d} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_p}} \approx 3.5 \sim 5.0 \quad (28)$$

우변의 상수값은 실험 조건에 의해서 범위 내에서 결정된다. 그러나 실험 결과가 없을 경우는 4를 추천하고 있다. 따라서 추천한 값을 사용하여 두 액적분열시간에 대한 차이를 구하면 다음과 같다.

$$\Delta t = \frac{4(d_{d_2} - d_{d_1})}{\Delta U \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_p}}} = \frac{4 \Delta d_d}{\Delta U \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_p}}} \quad (29)$$

위 식에서 순간에 대한 반지름의 변화를 구하면 다음과 같이 된다.

$$\frac{dd_d}{dt} = -\frac{\Delta U}{4} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_p}} \quad (30)$$

또한 액적의 질량을 반지름으로 표현하여 대입하면 결국은 stripping 증발율을 구할 수 있다.

$$\frac{dm_d}{dt} = -\frac{\pi}{8} d_d^2 \Delta U \sqrt{\rho_\infty \rho_p} \quad (31)$$

실제의 현상은 위 두가지 가정의 중간쯤에 위치할 것이다. 본 연구에서는 두 번째 방법을 적용하여 임계상태에 도달한 액적을 처리하여 수치적 어려움이 생기지 않도록 하였다.

3. 해석 결과 및 고찰

먼저 고압에서도 물성치를 제대로 예측하는지 알아보았다. Fig. 1은 그 한 예로 O₂의 비열을 압력이 1 bar, 10 bar, 100 bar에 대해서 계산한 것을 CRC data book¹¹⁾에 나온 결과와 비교한 것이다. 임계온도 근방에서 큰 변화를 나타내는 상태를 제대로 묘사하고 있음을 알 수 있다. 다른 물성치에 대한 결과는 도시하지 않지만 모두 비교적 일치하는 결과를 보여주었다. 또한 압력의 영향을 많이 받는 액상과 기상간의 상평형을 실험 결과와 비교해 보았다. Fig. 2는 Streett와 Calado¹²⁾가 N₂와 H₂ 간의 상평형을 90.79K, 100.0K, 110.3K의 온도에서

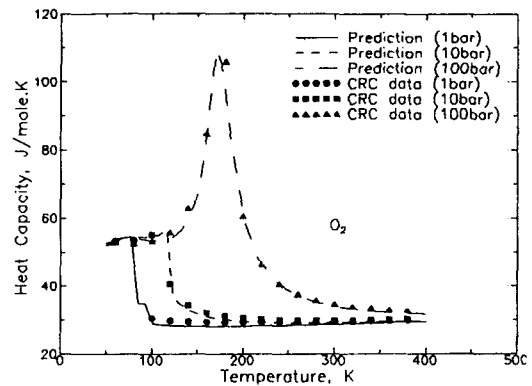


Fig. 1. Heat capacity variation of O₂ at 1bar, 10bar, 100bar.

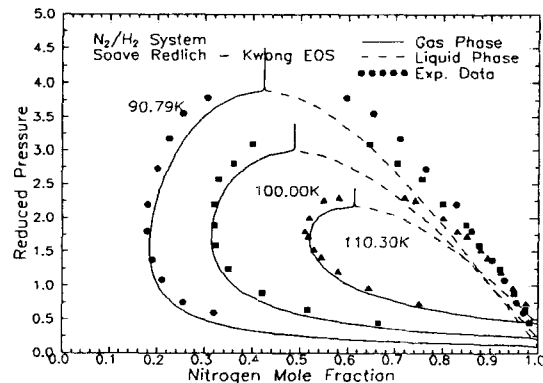


Fig. 2. Nitrogen/Hydrogen system - Equilibrium mole fractions, computed and experimental data.

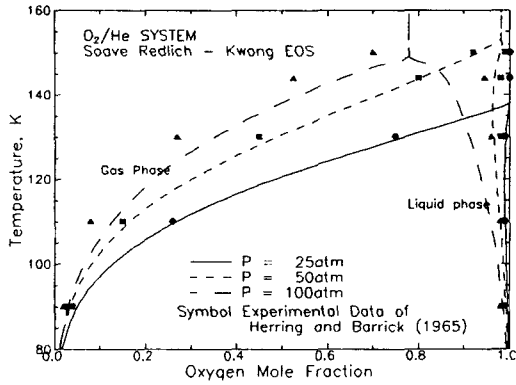


Fig. 3. Comparison of the computed and experimental high pressure phase equilibria; Oxygen/Helium System.

행한 실험과 본 모델에서 수치 계산한 결과와 비교한 것이다. 여기서 왼쪽부분이 기체 상태이고 오른쪽이 액체 상태이다. 압력이 올라감에 따라 두 부분이 붙는 것을 볼 수 있는데 이는 임계상태에 도달했음을 나타낸다. 즉, 임계상태를 넘어서게 되면 액상과 기상의 구분이 없어지게 된다. 환산 압력이 2.0 정도까지는 잘 예측하나 그 이상으로 올라가면서 오차가 점점 커지는 것을 보이고 있다. 또한 기체 부분은 실험치와 잘 일치하나 액체 부분은 상대적으로 큰 차이를 가지고 있음을 보여주고 있다. 이는 상태 방정식이 기체에 중점을 두고 만들어졌기 때문이라 생각한다. 하지만 환산 압력이 3정도까지는 고압의 상태에서도 비교적 잘 예측하고 있음을 알 수 있다. 또 다시 Herring과 Barrick¹³⁾이 O₂와 He으로 이루어진 계에 대해서 행한 상평형 실험 결과와 본 모델에서 수치계산한 상평형 결과를 Fig. 3에서 비교해 보았다. 여기서는 왼쪽이 기체를 나타내고, 오른쪽이 액체를 나타낸다. 압력이 100 atm일 때 약간의 오차를 보일 뿐, 전반적으로 실험 결과와 일치함을 알 수 있다.

그리고 또한 압력의 영향을 많이 받는 증발엔탈피를 계산하였다. 증발엔탈피란 액체가 기화할 때 필요한 에너지를 말하는 것으로 온도 또는 압력이 올라감에 따라 작아지고, 임계상태를 넘어서게 되면 0이 된다. 저압에서는 압력의 영향이 거의 무시될 정도이지만 압력이 올라감에 따라 오차를 많이 내포하

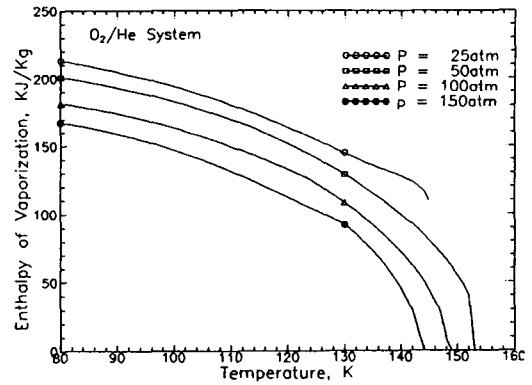


Fig. 4. Effect of pressure in enthalpy of vaporization of O₂ in an equilibrium mixture of O₂ and He.

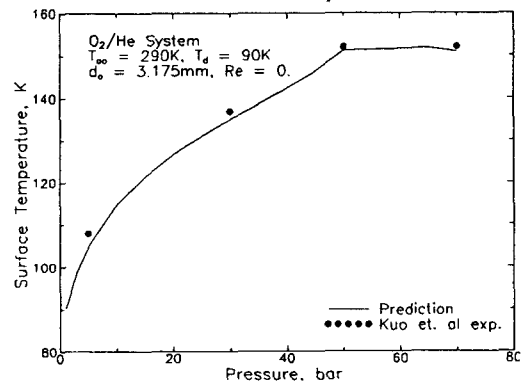


Fig. 5. Measured and predicted surface temperature of LOX in He gas at room temperature.

게 되므로 fugacity를 이용하여 증발엔탈피를 계산하여야 한다. Fig. 4는 fugacity를 이용한 증발엔탈피를 보인 것으로 실험치가 없어서 직접 비교할 수는 없지만 압력이 증가하고 온도가 올라감에 따라 증발 엔탈피가 점점 줄어드는 효과를 확실히 보여주고 있다. 압력이 25 atm일 때 중간에 끊어진 듯이 보이는 것은 그 지점이 끓는점이므로 액체상태가 모두 기체상태로 바뀌기 때문이다.

고압 상태에서의 LOX의 증발에 대한 실험결과는 측정 등의 어려움으로 거의 없다고 할 수 있다. 따라서 여기서는 Kuo 등³⁾이 주위 온도 290K에서 행한 실험 결과와 먼저 비교해 보았다. LOX 액체의

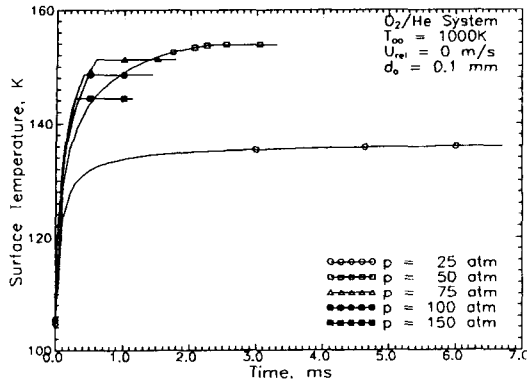


Fig. 6. Calculated droplet surface temperature histories of LOX droplets evaporating in He atmospheres at different pressures.

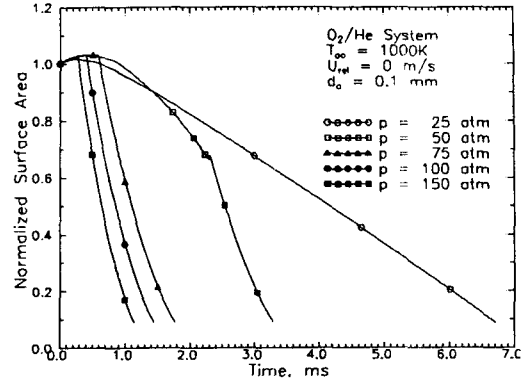


Fig. 7. Calculated normalized droplet surface area histories of LOX droplets evaporating in He atmospheres at different pressures.

실험조건은 초기온도가 90K이고, 초기 직경은 3.175mm이다. Fig. 5는 압력에 대한 액적의 최종 표면 온도를 나타내며 임계압력에 도달하기 전에는 압력이 증가함에 따라 최종 표면 온도가 증가하는 경향을 보이게 됨을 알 수 있다. 그러나 임계압력인 50bar를 넘어서면서 임계온도로 증발이 끝나는, 다시 말해서 임계상태에 도달하면서 증발이 끝남을 보여주고 있다. 비록 고압에서의 결과는 아니지만 매우 잘 일치하고 있다.

위의 고압 및 저압에서의 계산의 정확성을 바탕으로 여러 고온, 고압 조건에 대해 본 모델을 적용해 보았다. 먼저 주위 온도가 1000K이고 초기 액적의 온도가 100K, 초기 직경이 100 μm인 조건에 대해서 압력을 변화시키면서 수치해석을 수행하였다. Fig. 6은 시간에 따른 액적의 표면온도의 변화를 나타내고 있다. 증발할 때 액적표면에 도달한 에너지는 우선 액적의 일부분을 기체상태로 바꾸는데 사용되고 나머지가 액적을 가열하게 된다. 초기상태의 액적과 주위기체간의 온도차가 상당히 크기때문에 액적표면으로의 큰 열전달량으로 인해 증발 엔탈피에 많은 열량을 소모함에도 불구하고 액적 표면 온도를 급속히 증가시키게 된다. 하지만 액적의 표면 온도가 점점 올라감에 따라 고온 기체장에서 액적표면으로 전달되는 열량이 감소하게 되고 이러한 전달 열량은 증발에너지로 거의 소모하게되어 어느 온도로 수렴한다. 하지만 압력이 50 atm이상일 때 액적의 표면온도가 수평으로 나타나는 것은 액적이 임계

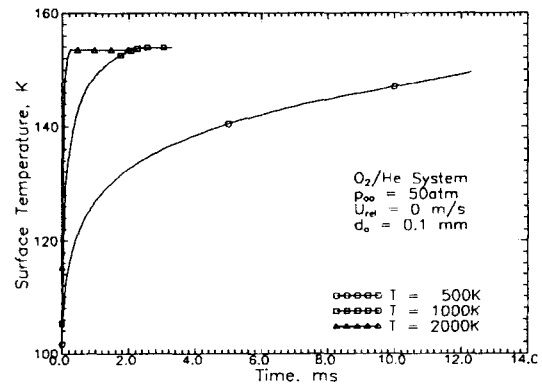


Fig. 8. Calculated droplet surface temperature histories of LOX droplets evaporating in He atmospheres at different temperatures.

상태에 도달하여 증발엔탈피의 소멸로 인해 액적에 도달한 에너지가 전부 액적 내부로 전파되기 때문이다. Fig. 7은 시간의 변화에 따른 액적의 무차원화된 표면적을 나타낸다. 증발 초기에는 액적의 크기가 증가함을 볼 수 있는데 이는 액적의 증발량보다는 온도 증가로 인한 밀도의 감소에 의한 부피증가가 크기 때문이다.

다음으로 주위압력을 50 atm으로 고정시켜놓고 주위온도를 500K, 1000K, 2000K으로 변화시켜 가면서 온도의 영향을 알아보았다. 위에서와 마찬가지로 Fig. 8은 시간에 변화에 따른 액적의 표면온도이고, Fig. 9는 시간에 따른 무차원화된 액적의 표면적이다. 고온에 있는 액적이 더 많은 열량을 받아들

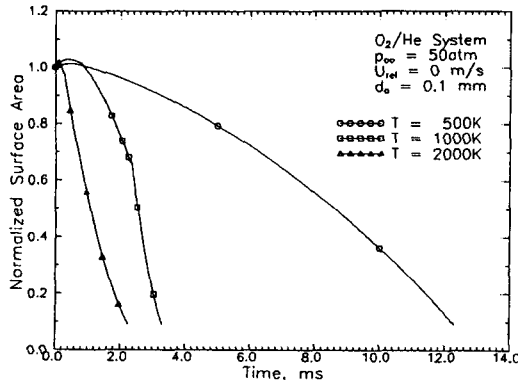


Fig. 9. Calculated normalized droplet surface area histories of LOX droplets evaporating in He atmospheres at different temperatures.

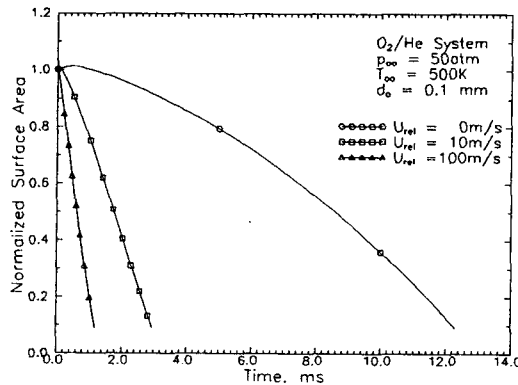


Fig. 10. Calculated normalized droplet surface area histories of LOX droplets evaporating in He atmosphere at different initial relative velocities.

임으로 인해 보다 빨리 온도가 증가하게 되고 따라서 임계상태에 먼저 도달하는 결과를 보여주고 있다. Fig. 8에서 보면 주위 온도에 관계없이 임계상태에 도달하는 표면온도가 같다. 즉, 임계온도는 압력의 함수임을 알 수 있다. 임계압력을 지난 이후에 압력이 올라감에 따라 임계온도는 점점 내려가게 된다. 이것은 Fig. 6을 통해서 확인할 수 있다.

마지막으로 초기 상대속도가 액적의 증발에 미치는 영향에 대해서 알아보았다. 지금까지는 액적이 정지되어있다는 가정하에서 수치적 해석을 하였지만 실제 로켓엔진 등에서는 액체 추진제가 고온, 고압

의 기체장에 대해 상당히 큰 상대속도를 가지고 연소장에 분사되게 된다. 초기의 상대속도에 의해서는 액적과 주위기체 사이에 반지름 방향 외의 대류가 생기게 되고 또한 액적표면에 전단력이 가해져 액적 내부에 순환유동이 생기게 된다. 따라서 초기 상대속도에 의해 더 빨리 증발하는 현상을 볼 수 있을 것이다. 압력 및 온도가 높은 상태에서는 임계상태에 바로 들어가게 되므로 이런 효과를 제대로 볼 수가 없게 된다. 따라서 압력이 50 atm이고 주위온도가 500K에 대해서, 초기상대속도를 0 m/s, 10 m/s, 100 m/s로 변화시켜 가면서 해석해 보았다. Fig. 10에서 보는 바와 같이 초기상대속도가 없는 경우와 10 m/s와 100 m/s 경우의 액적 추진제의 증발시간이 현저한 차이를 보임을 알 수 있다. 분사된 액체 추진제의 상대속도가 100 m/s의 경우에는 10 m/s에 비해 대류열전달의 증가로 인해 증발율이 증가된 액적의 증발시간이 감소하게 된다. 그러나 고압의 로켓엔진 연소실에서 상대속도가 크고 표면장력이 현저하게 감소하는 임계조건 근방에서는 액적의 급격한 분열이 예상되므로 증발시간의 급격한 감소와 액체 추진제의 증발율의 급격한 증가를 초래하게 되고 화염장 내의 급격한 연소반응율로 인해 로켓엔진의 성능 및 연소안정성에 큰 영향을 미칠 것으로 사료된다.

4. 결 론

실험 결과와의 비교 및 수치계산 결과로부터 다음과 같은 결론을 도출할 수 있었다.

- 1) 고압상태에서의 LOX 액적증발을 예측하는데 필요한 data base를 확립하였다.
- 2) 본 액적증발 모델은 다소의 오차는 있으나 고온, 고압 상태의 액적의 증발 특성을 비교적 잘 예측하였다.
- 3) 연료액적의 초기 상대속도가 증가하면 기체장에서의 대류효과와 연료내부에서의 순환유동으로 인하여 액체 추진제의 증발율은 크게 증가하고 증발시간은 현저하게 감소하게 되며, 고압 연소장에서의 액적분열과정을 고려하게 되면 큰 상대속도를 가지는 액적의 증발율이 급속히 증가하리

라 사료된다.

참 고 문 헌

1. Litchford, R.J. and Jeng, S.M., "LOX Vaporization in High-Pressure, Hydrogen-Rich Gas," AIAA-90-2192, 1990.
2. Delplanque, J.P. and Sirignano, W.A., "Transient Vaporization and Burning for an Oxygen Droplet at Sub- and Near-Critical Conditions," AIAA-91-0075, 1991.
3. Yang, A.S., Hsieh, W.H., Kuo, K.K. and Brown, J.J., "Evaporation of LOX under Supercritical and Subcritical Conditions," AIAA-93-2188, 1993.
4. Pierre Handenwang, Colette Nicoli and Joel Daou, "High Pressure Vaporization of LOX Droplet Crossing the Critical Conditions," *Int. Journal Heat Mass Transfer*, Vol.39, No.16, pp.3453~3464, 1996.
5. Yang, V., Lin, N.N. and Shuen, J.S., "Vaporization of Liquid OXYgen(LOX) Droplets in Supercritical Hydrogen Environments," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol.97 pp.247~270, 1993.
6. Abramzon, B., Sirignano, W.A., "Approximate Theory of a Single Droplet Vaporization in a Convective Field: Effects of Variable Properties, Stefan Flow and Transient Liquid Heating", *Proceedings of Second ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference*, Vol.1, pp.11~18, 1987.
7. Stengele, J., Willmann, M. and Wittig, S., "Experimental and Theoretical Study of Droplet Vaporization in a High Pressure Environment", ASME-97-GT-151, 1997.
8. Ranz, W.E., Marshall, Jr., W.R., "Evaporation from Drops", *Chemical Engineering Progress*, Vol.48, pp.141~146, 173~180, 1952.
9. Rensizbulut, M. and Haywood, R.J., "Transient Droplet Evaporation with Variable Properties and Internal Circulation at Intermediate Reynolds Numbers", *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.14, pp.189~202, 1988.
10. Reid, R.C., Prausnitz, J.M. and Poling, B.E., *The Properties of Gases & Liquids*, forth edition, McGraw - Hill, 1987.
11. Lide, D.R. and Frederikse, H.P.R., *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 74th edition, CRC Press, 1994.
12. Streett., W.B. and Calado, J.C.G., *J. Chem. Thermodynamics*, Vol. 10, pp.1089~1100, 1978.
13. Herring, R.N. and Barrick, P.L., "Gas-Liquid Equilibrium Solubilities for the Helium-Oxygen System," *Advanced in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, pp. 151~159, 1965.