

# 비정렬 유한체적법을 이용한 유동장 내의 연료액적 증발 특성 해석

## Unstructured Finite-Volume Analysis of Vaporization Characteristics of Fuel Droplets in Laminar Flow Field

김 태 준\*, 김 용 모\*, 손 정 략\*\*

T.J. Kim, Y.M. Kim, J.L. Sohn

### ABSTRACT

The present study has numerically analyzed the vaporization characteristics of fuel droplets in the high temperature convective flow field. The axisymmetric governing equations for mass, momentum, energy, and species are solved by an iterative and implicate unstructured finite-volume method. The moving boundary due to vaporization is handled by the deformable unstructured grid technique. The pressure-velocity coupling in the density-variable flows is treated by the SIMPLEC algorithm. In terms of the matrix solver, Bi-CGSTAB is employed for the numerically efficient and stable convergence. The n-decane is used as a liquid fuel and the initial droplet temperature is 300K. Computations are performed for the nonevaporating and evaporating droplets with the relative interphase velocity(25m/s). The unsteady vaporization process has been simulated up to the nondimensional time, 25. Numerical results indicate that the mathematical model developed in this study successfully simulates the main features of the droplet vaporization process in the convective environment.

Key Words: Unstructured-grid finite-volume method(비정렬격자 유한체적법), Moving boundary (이동경계), Deformable grid technique(변형격자 생성기법), Fuel droplet(연료 액적), Vaporization (증발과정)

### 1. 서 론

연소기 내에서 연소를 일으키기 위한 대표적인 방법으로 연료를 미립화시켜 이를 공기와 혼합하는 방법이 있다. 분사된 연료는 수많은 액적들로 미립화되어 증발하게 되는데 미립화된 액적의 증발 과정은 연소 반응율이나 연소

시간 등 전체 연소반응의 특징을 결정짓는 중요한 인자가 된다.

액적에 대한 연구는 지난 수십년간 꾸준히 이루어져 왔다<sup>(1,2,3)</sup>. Prakash, Lara, Tong, Sirignano 등<sup>(4,5,6)</sup>은 준정적 변화, 일정한 열역학적 물성치 등을 가정하여 액적의 온도변화와 내부유동이 주는 영향을 고려하였으나 액상과 기상의 경계에서 일어나는 복잡한 유동을 경계층 방정식의 해와 유사한 일차원적인 것으로 다루었다. Dwyer 와 Sanders<sup>(7,8)</sup>는 연료의 증발

\* : 한양대학교 기계공학부

\*\* : 영남대학교 기계공학부

을 비정상 문제로 해석하였으며 액적 내에 밀도를 평균하여 일정하게 다루었다. Chiang 과 Sirignano<sup>(9)</sup>는 유동장 내부에서의 액적 내의 움직임과 온도 변화, 액상과 기상의 상호작용이 가지는 특성을 모사하였으며 같은 방법을 이용하여 Megaridis<sup>(10)</sup>는 가변물성치들의 영향을 고려하여 단일 액적의 증발특성을 해석하였고 가는 붓의 끝에 지지된 액적의 증발현상을 모사하여 실험치와 비교하였다<sup>(11)</sup>.

유동장 내에서의 연료액적의 증발 특성에 관한 수치해석은 주로 정렬격자 유동해석법<sup>(12)</sup>을 이용한 것으로 외력에 의한 변형은 무시하고 단순한 액적 배열을 가지는 다상 유동장에 제한적으로 적용되어 왔다. 이에 대해 단일 액적이 증발하는 현상과 비교하여 여러개의 액적이 그룹을 이룰 때에 일어나는 증발 특성을 이해하기 위해 Dwyer<sup>(13)</sup>는 Chimera 격자를 사용하여 임의의 위치에 있는 여러개의 액적이 유동장 내에서 증발할 경우 가지는 증발의 특성, 액적 서로간에 미치는 영향을 연구하였다. 하지만 Chimera 격자의 적용으로 인해 해석 영역이 분리된 구간에서 일어나는 근사적인 보간에 의한 오차와 계산영역에서 가지게 되는 격자점들의 비효율성 등의 문제들은 여전히 해결해야 할 과제로 남아 있다<sup>(14)</sup>.

이에 반해 비정렬 격자의 경우에는 복잡한 형상의 유동장에 격자를 생성할 때 격자구조 즉 격자점을 서로 연결하는 기하학적 위상을 제거하고 임의의 형태로 격자를 만듦으로써 격자의 생성이 유동장의 복잡성으로부터 매우 자유로워질 수 있다. 또한 기하학적 위상을 고려하지 않고 격자점, 요소 혹은 모서리 별로 격자의 연결성을 확보함으로써 기억장소의 부담은 증가하나 형상의 복잡성에 대해 유연성<sup>(15)</sup>을 가지고 있기 때문에 격자적응(mesh adaptation)<sup>(16)</sup>을 하기가 용이하며 다중영역격자보다 자동 생성(auto-generation)<sup>(17,18)</sup> 면에서 많은 장점을 가지고 있다. 따라서 복잡한 액적 배열과 비구형 액적변형을 가지는 다상 유동장 해석을 위해서는 비정렬격자를 이용한 유동 해석법의 개발이 필수불가결한 요소이다. 본 연구에서는 비정렬이동격자 유한체적법을 적용하

여 액적 주위에서 일어나는 증발에 의한 비정상 상태에서의 기체 유동장의 변화와 액적 내의 유동과 온도변화를 압력기준 알고리즘을 사용하여 해석하였다.

## 2. 물리현상과 수치모델

### 2.1 지배방정식

액적이 유동방향을 따라 분사된 경우 액적 외부의 기체 유동과 액적 내부의 유동이 동시에 일어난다. 이 두 가지 상 간의 상호작용에 의해 액적의 표면에서 일어나는 몇 가지 물리적 현상들을 생각할 수 있다. 먼저는 고온의 기체장에 상온의 액적이 분사된 경우 온도차에 의한 열유속이 액적 표면에서 존재한다. 그리고 액적 표면을 중심으로 주위의 유동에 속도의 구배가 발생한다. 속도의 구배는 두 상의 유동이 서로 작용하는 전단력이 평형을 이루며 경계에서의 운동량이 보존되도록 작용한다. 그리고 고온의 외부 기체장으로 연료 액적의 표면에서 증발이 일어난다. 우선 수치 모사를 위하여 유동현상과 증발현상에 대한 다음의 몇가지 가정을 세운다.

- ① 낮은 마하 수를 가지는 유동에서 소산항은 무시된다.
- ② 액적은 변형이 없이 항상 원형을 유지하며 증발한다.
- ③ 연료와 공기의 혼합기체는 이상기체로 간주된다.
- ④ 기상(gas phase)과 액상(liquid phase)의 경계에서는 상평형이 유지된다.
- ⑤ 액상에서 점성과 잠열을 제외한 열역학적 물성치의 변화는 무시된다.
- ⑥ 체력(body force)과 부력은 무시된다.

기존의 정렬격자를 사용한 수치해석<sup>(12)</sup>에서는 액적 내부의 유동에 대하여 와도-유선함수 방정식을 사용하기도 하였다. 와도 유동 방정식은 압력항을 구하지 않고 유동을 해석한다는 점에서 압력을 거치지 않고 유동을 해석하기가

용이할 수 있고 계산량이 줄어들고 문제에 따라 수렴성 면에서 효율적일 수도 있다. 하지만 3차원 유동과 압축성 유동 등 더 넓은 범위에서 다루어 질 수 있는 많은 문제들을 생각할 때 액적 내에서도 운동량 방정식을 그대로 적용하게 되었다. 증발의 특성이 분사방향의 축에 대하여 모두 대칭적인 것으로 고려하였고 지배방정식은 다음과 같다.

기상의 지배방정식

연속방정식

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial \tau_{Hg}} + \nabla \cdot (Re_g \rho_g \vec{V}) = 0 \quad (1)$$

운동량방정식

r-방향 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_g V_r}{\partial \tau_{Hg}} + \nabla \cdot (Re_g \rho_g V_r \vec{V}) \\ &= -\nabla \cdot (Re_g p \vec{e}_r) + Re_g \frac{p}{r} + \nabla \cdot (\mu_g \nabla V_r) \\ &+ \nabla \cdot (\mu_g \frac{\partial \vec{V}}{\partial r}) + \nabla \cdot [(-\frac{2}{3} \mu_g)(\nabla \cdot \vec{V}) \vec{e}_r] \\ &- \frac{1}{r} [2\mu_g \frac{V_r}{r} + (-\frac{2}{3} \mu_g)(\nabla \cdot \vec{V})] \end{aligned} \quad (2)$$

z-방향 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_g V_z}{\partial \tau_{Hg}} + \nabla \cdot (Re_g \rho_g V_z \vec{V}) \\ &= -\nabla \cdot (Re_g p \vec{e}_z) + \nabla \cdot (\mu_g \nabla V_z) \\ &+ \nabla \cdot (\mu_g \frac{\partial \vec{V}}{\partial z}) + \nabla \cdot [(-\frac{2}{3} \mu_g)(\nabla \cdot \vec{V}) \vec{e}_z] \end{aligned} \quad (3)$$

에너지방정식

$$\begin{aligned} & Cp_g \left[ \frac{\partial \rho_g T}{\partial \tau_{Eg}} + \nabla \cdot (Pe_g \rho_g T \vec{V}) \right] \\ &+ (h_f - h_g) \left[ \frac{\partial \rho_g Y_f}{\partial \tau_{Eg}} + \nabla \cdot (Pe_g \rho_g Y_f \vec{V}) \right] \\ &= \nabla \cdot (k_g \nabla T) + \nabla \cdot [(h_f - h_g) Le_g \rho_g D_g \nabla Y_f] \end{aligned} \quad (4)$$

화학종 보존방정식

$$\frac{\partial \rho_g Y_i}{\partial \tau_s} + \nabla \cdot \left( \frac{Pe_g}{Le_g} \rho_g Y_i \vec{V} \right) = \nabla \cdot (\rho_g D_g \nabla Y_i) \quad (5)$$

상태방정식

$$p = \frac{R}{M} (\rho_g T - M) \quad (6)$$

액상의 지배방정식

연속방정식

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial \tau_{Hl}} + \nabla \cdot (Re_l \rho_l \vec{V}) = 0 \quad (7)$$

운동량방정식

r-방향 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_l V_r}{\partial \tau_{Hl}} + \nabla \cdot (Re_l \rho_l V_r \vec{V}) \\ &= -\nabla \cdot (Re_l p \vec{e}_r) + Re_l \frac{p}{r} + \nabla \cdot (\mu_l \nabla V_r) - \mu_l \frac{V_r}{r^2} \end{aligned} \quad (8)$$

z-방향 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_l V_z}{\partial \tau_{Hl}} + \nabla \cdot (Re_l \rho_l V_z \vec{V}) \\ &= -\nabla \cdot (Re_l p \vec{e}_z) + \nabla \cdot (\mu_l \nabla V_z) \end{aligned} \quad (9)$$

에너지방정식

$$\frac{\partial \rho_l Cp_l T}{\partial \tau_{El}} + Pe_l \nabla \cdot (\rho_l Cp_l T \vec{V}) = \nabla \cdot (k_l \nabla T) \quad (10)$$

와 같이 나타낼 수 있다.

2.2 물리적 경계조건

기상과 액상이 만나는 경계는 증발현상이 일어나는 곳으로 질량전달을 포함하여 운동량의 전달과 열전달이 수반된다. 액상과 기상의 경계면에서의 물성치는 온도와 혼합기체의 질량분율, 혼합기체의 밀도, 그리고 증발기체의 두 가지 속도성분에 대하여 연립적으로 풀어서 결정한다.

에너지방정식

$$\frac{k_g'}{k_l'} \frac{\partial T_g}{\partial n} \Big|_s = \frac{\partial T_l}{\partial n} \Big|_s + Pe_l (\rho_g V_{g,n} L)_s \frac{\rho_{g,\infty}'}{\rho_{l,0}'} \quad (11)$$

화학종 보존방정식

$$(D_g \frac{\partial Y_f}{\partial n}) \Big|_{s+} - Re_g Sc_g V_{g,n} (Y_f - 1) \Big|_{s+} = 0$$

(12)

상대방정식

$$\frac{p+R}{R} M_j' = \rho_g T [Y_f (M_{\infty}' - M_j') + M_j']$$

(13)

운동량 평형

$$\begin{aligned} \mu_g' \left[ \frac{\partial V_{g,n}}{\partial n} - \frac{V_{g,n}}{n} + \frac{1}{a} \frac{\partial V_{g,n}}{\partial \theta} \right]_{s,+} \\ = \mu_l' \left[ \frac{\partial V_{l,n}}{\partial n} - \frac{V_{l,n}}{n} + \frac{1}{a} \frac{\partial V_{l,n}}{\partial \theta} \right]_{s,-} \end{aligned} \quad (14)$$

상평형

$$G = Y_f - \frac{1}{W_1 + W_2 / f(T_s)} \quad (15)$$

여기서

$$\begin{aligned} W_1 &= 1 - \frac{M_{\infty}'}{M_j'}, \\ W_2 &= \frac{M_{\infty}'}{M_j'} p_{\infty}' (p_g / R + 1), \end{aligned} \quad (16)$$

$$f(T_s) = p_v' = \exp(A_1 - A_2 / T_s)$$

위 식의 상평형 조건에 쓰이는 함수 G는 질량분을 Yf의 정의에 의해 '0'이 되어야 한다. 이 조건을 이용하여 함수 G를 Taylor 전개하면 선형화된 상평형 조건식을 얻게 된다.

### 2.3 수치모델

본 연구에서는 셀중심 비정렬 격자 유한체 적법<sup>(19)</sup>을 사용하였고 속도와 압력의 연결성을 위해 SIMPLEC 알고리즘을 이용하였다. 셀 경계에서의 질량 플럭스를 구하는 데에는 체커판 현상을 방지하기 위해 압력으로 가중보간<sup>(20)</sup> 하였다. 이산화된 선형시스템은 전체 matrix가 가지는 성질에 따라 여러 방법을 사용할 수 있다. 대각행렬 좌우로 퍼져 수렴이 힘든 matrix를 다루기 위해 Krylov subspace를 이용하는 방법 중의 하나인 Bi-CGSTAB (Bi-Conjugate Gradient Stabilized)을 적용하였다. Bi-CGSTAB을 사용하였을 때 Gauss-Seidel에 비하여 수렴성에서 약 3배의 빠르기를 예상하고 있다. 하지만 선형시스템이 대각행렬을 주위로 더욱 넓게 퍼지고 성긴 형태를 가질수록 그리고 계산량이 많아질수록 Bi-CGSTAB은

더 큰 효율성을 보이고 있다. 액적은 증발하면서 크기와 모양이 변하므로 계산 중에 격자의 모양 역시 조정되어야 한다. 이동격자제를 사용하기 위해 지배방정식은 다음과 같이 변형된다. 일반적인 스칼라량에 대해서는 다음과

$$\begin{aligned} \int \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} d\Omega + \int \nabla \cdot [\rho \phi (\vec{V} - \vec{V}_g)] d\Omega \\ = \int \nabla \cdot (\Gamma_g \nabla \phi) d\Omega + S_g \end{aligned} \quad (17)$$

같이 나타낼 수 있다. 여기서  $\vec{V}_g$ 는 격자의 속도이고 식 (17)에서 보는 바와 같이 지배방정식의 대류항을 격자에 대한 상대속도로 계산하여 처리한다. 그리고 시간 변수항은 셀 영역에 대해 스칼라량이 시간에 따라 변하는 관계를 나타낸다.

이동 격자를 시간에 간격마다 변형시킬 때에 격자의 찌그러짐이나 쓸림이 없도록 하기 위해 격자점에서 이동하는 경계인 액적 표면까지의 거리로 가중치를 두어 변형시킨다. 이때 격자의 전체모양을 조정하도록 조정인자 f를 정하였다.

$$f = \frac{A}{x+b} - b$$

여기서 x는 0에서 1사이의 값이다. '0'은 점 P가 점 P'으로부터 가장 멀리 떨어진 경우이고 '1'일 경우는 점 P와 점 P'이 일치할 경우이다. A와 b는  $A = \omega b(b+1)$ 의 관계를 가지며  $\omega$ 는 액적경계에서의 셀이 액상과 기상에서 너무 차이나게 확대, 수축되는 것을 막아주기 위해 경계와 인접한 격자점들을 셀 경계로 가까이 붙이는 역할을 한다.  $\omega$ 는 1.002로 주었다.

액적의 경계 주위로는 사각형의 격자를 사용하였다. 삼각형 격자는 격자생성의 유연성 면에서는 사각형 격자보다 뛰어나지만 해의 구배가 심한 표면이나 굴곡이 완만한 경계에서는 사각형 격자가 효율적일 경우가 많다. 액적의 표면은 밀도와 온도, 속도 및 화학종의 농도 구배가 가장 큰 부분이며 액적경계에서의 미지수 5가지(2.2절 참조)를 풀기 위해 액적 경계를 주위로 2차 이상 오차범위에서 연립 방정식을 구할 때, 액적 경계에서는 정렬격자의 조건을

만족하는 사각형 격자가 필요하게 된다. 따라서 본 연구에서는 액적의 주위로 사각형 격자를 기상의 외부와 액적 내부에서는 삼각형 격자를 이용하여 전체적으로는 혼합격자를 사용하였다(Fig. 1). 조밀한 격자와 성근 격자를 사용하였을 때에도 해에서의 큰 변화가 없었다.

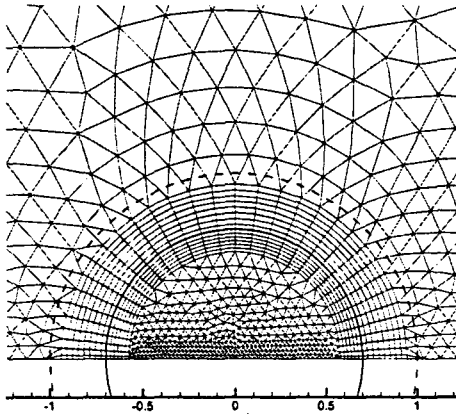


Figure 1. Regressed droplet grids for gas and liquid fields.

3. 결과 및 고찰

액적의 유동현상과 증발 특성 해석에 관한 결과이다. 액적의 연료로 n-decane을 선택하였고 고온을 유지하는 기체장의 온도는 1000K, 압력은 약 10기압으로 정하였다. 액적과 외부 유동의 초기 조건이 table 1에 나와 있다. 고온의 기체장으로 분사된 액적은 외부와의 상호작용에 의해 액적 외부와 내부에서 유동이 발달된다. Fig. 2는 액적을 주위로 흐르는 기체장의 외부와 액적 내부에서 일어나는 유동을 보여주고 있다.

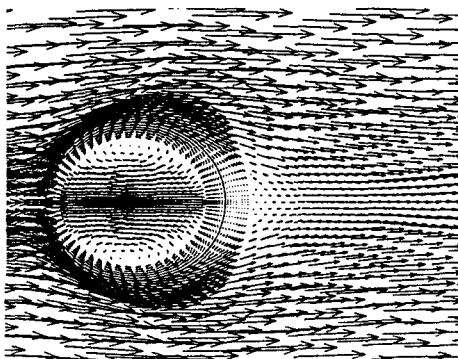


Figure 2. Inner and outer flowfield of the

vaporizing droplet (time=25).

우선 본 연구에서 사용한 수치모델의 예측 능력을 점검하기 위하여 증발이 없는 유동에 대한 항력계수값을 기존의 결과와 비교하였다. Fig. 3는 Reynolds 수에 대하여 항력계수의 변화를 H. A. Dwyer 등[24]의 결과와 비교하였을 때 근접하게 일치하는 것을 볼 수 있다.

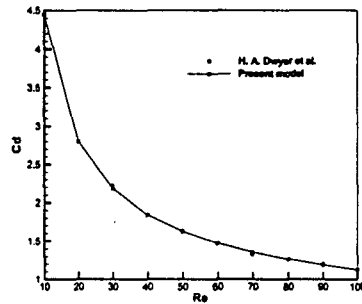


Figure 3. Drag coefficient of nonevaporating droplet for various Reynolds numbers.

기상 및 액상의 비정상 유동특성

Fig. 4는 기체장에서 시간에 따른 연료의 질량분율을 나타낸다. 질량분율은 액적 표면에서 가장 큰 값을 기록하고 시간이 지남에 따라 질량분율의 최대값도 증가한다. 무차원 시간  $(t \mu'_{\infty} / (a_0^2 \rho'_{g, \infty}))$  25까지의 계산에서 최대 질량분율은 0.4416이다.

Fig. 5에서 시간에 따라 액적 표면에서의 최소 온도가 점차 증가하는 것을 볼 수 있다. 액적의 후류 부분에서 등온선이 액적 쪽으로 조금 당겨진 모양을 하고 있다가 (b)와 (c)에서는 점차로 유동방향으로 옮겨지는 것을 관찰할 수 있다. 이것은 액적이 분사된 초기에는 액적의 뒤로 와류가 생겨 액적의 뒷 부분을 뜨거운 공기가 밀어주면서 등온선이 액적 방향으로 당겨지기 때문이다. 그리고 시간이 지나면서 액적 뒤에 형성된 와류는 크기가 작아지다가 결

국 소멸하게 된다. 이 과정에서 액적 뒷부분의 등온선은 더 이상 액적 쪽으로 당겨지지 않고 외부 유동의 방향으로 대류, 확산된다.

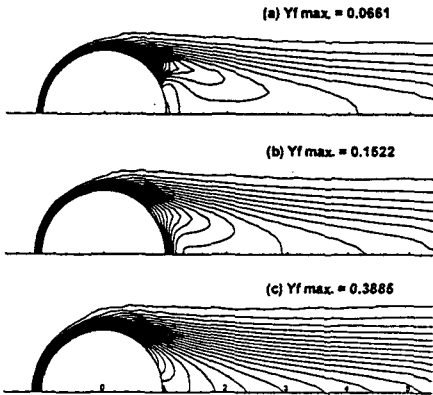


Figure 4. Contours of fuel mass fraction in gas-phase flowfield

(a) time = 1, (b) time = 3, (c) time = 12

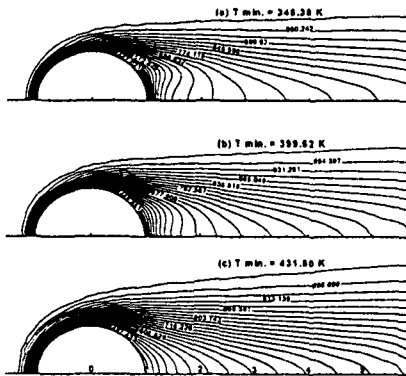


Figure 5. Contours of temperature in gas-phase flowfield

(a) time = 1, (b) time = 3, (c) time = 12

Fig. 6에서 액적 내부의 온도장의 변화를 나타냈다. 액적 내부에서 생기는 와류에 의해 내부에서의 열전달은 같은 조건의 고체 구형의 물체보다 더 빠르게 일어나게 된다. 와류의 중심을 주위로 뜨거운 유체가 회전하며 전체 액적의 온도를 높인다. 따라서 액적의 최소온도는 액적의 중심이 아니라 액적내부에서 일어나는 와류의 중심에 위치하게 된다. 결과적으로 와류가 일어나지 않는 경우에 비하여 와류를 수반하는 액적에서는 최소온도의 위치가 액적

표면과 더 가까이 있게 되므로 온도의 구배가 커지게 되고 열유속이 커지게 된다. 그리고 증발은 더 활발히 일어날 것이다. 따라서 액적 내에서 발생하는 와류는 액적의 표면에서 증발이 더 빨리 일어나도록 하게 함을 알 수 있다.

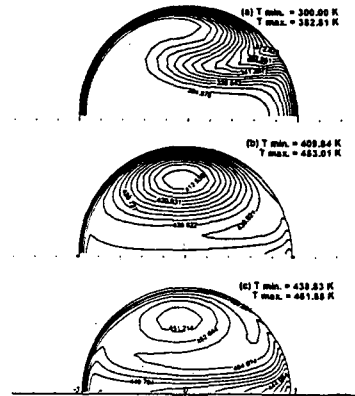


Figure 6. Temperature contours within droplet

(a) time = 1, (b) time = 12, (c) time = 25

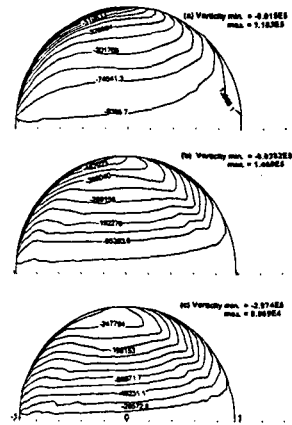


Figure 7. Vorticity contours within droplet

(a) time = 1, (b) time = 12, (c) time = 25

Fig. 7.(b)는 속도성분의 구배를 통해 액적 내에 발생하는 와도를 구한 것이다. '-'부호는 와도의 방향은 지면을 뚫는 방향을 축으로 회전하는(반시계방향으로 회전하는) 방향을 나타낸다. 외부 유동이 상대적으로 액적의 왼쪽에서 오른쪽으로 흘러가므로 시간이 지남에 따라 '-'부호의 와도가 액적의 내부로 퍼지고 있음을 관찰할 수 있다. Fig. 7(a)에서는 액적이 기체

장에 분사된 초기에 액적의 후류에 발달된 와류의 영향으로 액적의 뒷부분에 '+'부호의 와도가 형성되었다. 시간이 진행함에 따라 후류의 와류도 크기가 감소하면서 '+'부호의 와도의 크기도 액적내에서 감소하고 있다. 하지만 '-'부호의 와도의 최대크기(와도의 최소값) 역시 감소하고 있는데 이것은 주위 유동의 속도가 감소함에 따라 와도를 일으키는 전단력도 감소하였기 때문이다.

Fig. 8는 시간에 따라 액적이 속도가 감소하면서 Reynolds 수가 변하는 관계를 나타내고 있다.

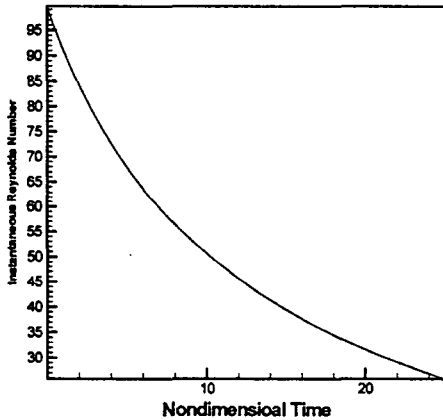


Figure 8. Reynolds number versus nondimensional time

액적표면을 따른 국부 물성치의 분포

Fig. 9은 액적의 표면을 따르는 무차원화된 온도의 분포를 나타낸다. 분사 초기에는 표면을 따라 온도의 변화가 갑작스럽게 일어나지만 시간에 따라 온도 분포가 완만한 기울기로 이루어지게 된다. 온도가 가장 높은 점은 액적의 가장 앞부분에서 나타나며 표면을 따라 정체점에서 유동이 가지는 내부에너지가 가장 높은 것을 보여주고 있다. 분사 초기(time=1)에서 표면의 180도 부근에서 온도가 다시 상승한 것은 분사 초기에 발생한 액적 후류에서의 재순환 영역에 의한 영향으로 생각된다.

Fig. 10은 시간에 따른 표면에서의 무차원화된 압력분포를 나타낸다. 압력은 온도의 경우

와 같이 정체점에서 가장 큰 값을 가진다. 약 50도 미만의 부근에서 표면에서의 무차원 압력은 '0'을 나타내며 이것은 표면의 압력이 주위 유동의 기준 압력 보다 작아지는 것을 말한다. 분사 초기에는 180도의 위치에서 압력의 회복이 완전하지 못한 것을 관찰하게 된다. 이것은 액적 뒤의 와류에 의한 운동에너지의 소산 현상으로 전체 엔탈피의 감소를 말해주고 있다. 하지만 시간이 진행함에 따라 압력의 손실이 적어지고 있는데, 재순환 영역의 와류 크기 역시 감소하면서 소산에 의한 손실 영향도 감소하였음을 보여주고 있다.

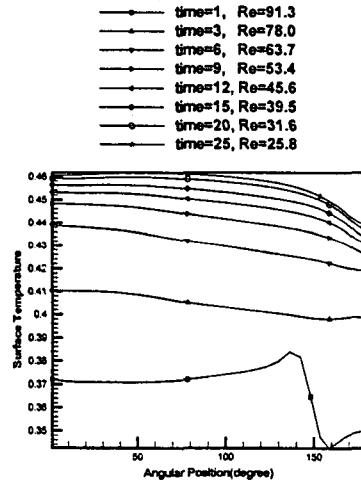


Figure 9. Instantaneous temperature distributions over the droplet surface

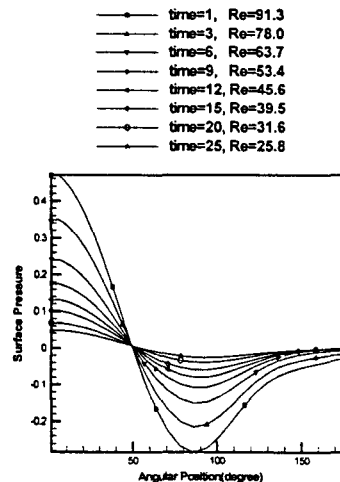


Figure 10. Instantaneous pressure distributions over the droplet surface

Fig. 11은 표면에서의 무차원화 된 와도가 시간에 따라 감소하는 것을 보여준다. Fig. 12은 시간에 따른 표면에서의 무차원화 된 전단력의 감소를 나타내고 있다.

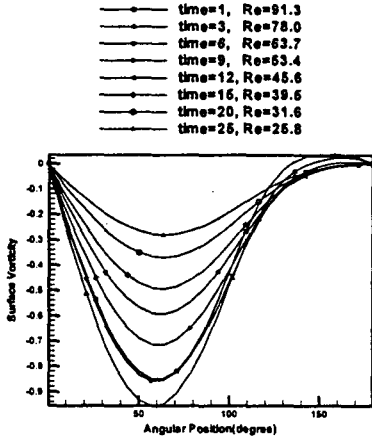


Figure 11. Instantaneous vorticity distributions over the droplet surface

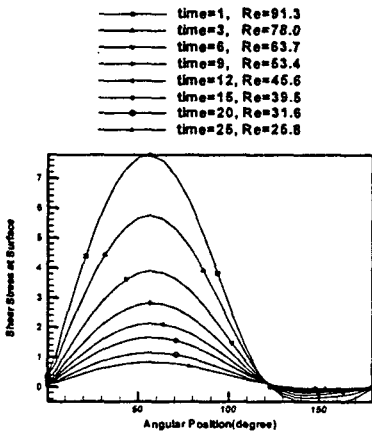


Figure 12. Instantaneous shear stress distributions over the droplet surface

Fig. 13와 Fig. 14은 시간에 따라 액적 표면에서 평균한 Nusselt 수와 Sherwood 수를 나타내고 있다. 본 연구에서 구한 액적 표면에 대하여 평균된 Nusselt 수와 Sherwood 수는 다음과 같다.

$$Nu_{av} = \frac{a \int_{\pi}^0 x_g \frac{\partial T_g}{\partial n} \sin \theta d\theta}{1 - T_{av,s}} \quad (18)$$

$$Sh_{av} = \frac{a \int_{\pi}^0 \rho_g D_g \frac{\partial Y_i}{\partial n} \sin \theta d\theta}{Y_{i,\infty} - Y_{i,s}} \quad (19)$$

Nusselt 수는 유동에서 전도에 비해 대류에 의한 열전달의 영향을 나타낸 것으로 시간이 지남에 따라 Reynolds 수가 감소하면서 대류에 의한 영향이 줄어드는 가운데 Nusselt 수 역시 감소하고 있다. Sherwood 수 또한 질량확산에 대한 대류열확산의 비로서 앞의 경우와 같은 원인으로 감소하였다.

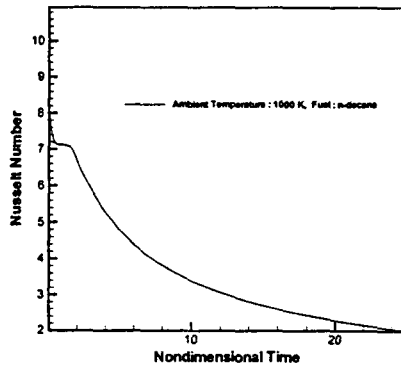


Figure 13. Temporal variation of Nusselt number during vaporization

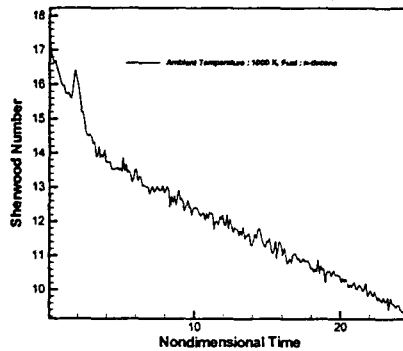


Figure 14. Temporal variation of Sherwood number during vaporization

#### 4. 결론

본 연구에서는 고온의 기체장에 분사된 단일 연료 액적의 유동 및 증발 특성을 해석하고자 하였다.

본 연구에서 개발한 비정렬격자 압력기준 유



한체적법은 두가지 이상의 상이 존재하는 다상 증류 유동장의 특성을 잘 예측하였다. Reynolds 수 1에서부터 200 이상의 값에 대하여 계산을 수행하였고 압력보정 방정식의 수렴성을 통해 압력과 속도의 연결성이 비교적 안정적으로 다루어지는 것을 확인하였다. 비정렬 혼합격자를 사용하여 액적의 경계부분의 계산을 효과적으로 수행하였다. 이동하는 경계에 대하여 셀 내에서의 물리량 보존을 만족시키도록 지배방정식을 변형하였고 각 격자점에서의 적절한 이동이 이루어지도록 이동경계 함수를 정하였으며 이러한 비정렬 변형 격자 생성기법이 증발을 수반하는 이동경계 유동장해석에 성공적으로 적용될 수 있음을 검증하였다. 추후 연구에서는 삼차원 액적모델을 이용하여 액적의 증발과 함께 액적 주위에서 화학 반응이 일어날 때 변화되는 유동과 증발, 화학 반응의 특성에 대한 연구를 체계적으로 수행할 예정이다.

참 고 문 헌

1. C. K. Law, 1982, "Recent advances in droplet vaporization and combustion," Prog. Energy Combust. Sci. 8, 171.
2. G. M. Faeth, 1983, "Evaporation and combustion of sprays," Prog. Energy Combust. Sci. 9, 1.
3. W. A. Sirignano, 1983, "Fuel droplet vaporization and spray combustion theory," Prog. Energy Combust. Sci. 9, 291.
4. S. Prakash, W. A. Sirignano, 1980, "Theory of Convective Droplet Vaporization with Unsteady Heat Transfer in the Circulating Liquid Phase," International Journal of Heat and Mass Transfer. 23, pp.253-268.
5. P. Lara, W. A. Sirignano, 1981, "Theory of Transient Multicomponent Droplet Vaporization in a Convective Field," Proceeding of Eighteenth Symposium on Combustion, pp. 1365-1374.
6. A. Y. Tong, W. A. Sirignano, 1982, "Analytical Solution for Diffusion and Circulation in a Vaporizing Droplet", Proceeding of Nineteenth Symposium on Combustion, Combustion Institute, pp. 1007-1020.
7. H. A. Dwyer, B. R. Sanders, 1984, ASME Paper 84-WA/HT-20.
8. H. A. Dwyer, B. R. Sanders, 1984, "Detailed computation of unsteady droplet dynamics," 20th Symp. Combust(int.), The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1743-1749.
9. C. H. Chiang, M. S. Raju, W. A. Sirignano, 1989, "Numerical Analysis of

Parameter	Value
Initial Reynolds number, gas phase, $Re_g = 2R'_{1,0} U_{\infty,0} \rho'_{g,\infty} / \mu'_{g,\infty}$	100.0
Relative velocity of drop, m/s	25.0
Free stream temperature, [K]	1000.0
Combustor pressure, atm	10.0
Prandtl number, gas phase	0.715
Prandtl number, liquid phase	14.46
Schmidt number, gas phase	3.20
Molecular weight, oxidizer, Kg/Kmol	29.0
Molecular weight, fuel, n-decane, Kg/kmol	142.28
Droplet initial temperature, [K]	300.0
Viscosity ratio, $\mu'_l / \mu'_{g,\infty}$	20.32
Density ratio, $\rho'_l / \rho'_{g,\infty}$	204.6
Specific heat at constant pressure ratio, $C_{p,l,0} / C_{p,g,\infty}$	1.95
Latent heat / specific heat of liquid, [K]	126.28

Table 1. The initial condition for droplet vaporization

- Convecting, Vaporizing Fuel Droplet with Variable Properties," AIAA-89-0834.
10. C. M. Megaridis, 1993; "Liquid-Phase Variable Property Effects in Multicomponent Droplet Convective Evaporation," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 92, pp. 291-311.
  11. A. T. Shin, C. M. Megaridis, 1995, "Suspended Droplet Evaporation Modeling in a Laminar Convective Environment," *Combustion and Flame* 102:256-270.
  12. Chung-Hua Chiang, 1990, "Isolated And Interacting, Vaporizing Fuel Droplets : Fields Calculation With Variable Properties," Ph. D Dissertation, University of California Irvine.
  13. H. A. Dwyer, H. Nirschl, P. Kersch, V. Denk, 1994, "Heat, Mass, and Momentum Transfer About Arbitrary Groups of Particles", *Symp. of Combust.*, pp. 389-395
  14. H. Nirschl, H. A. Dwyer, and V. Denk, I. *Comp. Phys.*, 1993 submitted
  15. Baum, J. D., Lohner, R., 1993, "Numerical Simulation of Pilot/Seat Ejection from an F-16," AIAA Paper 93-0783
  16. Hassan, O., Morgan, K. and Peraire, J., 1989, " An Adaptive Implicit/Explicit Finite Element Scheme for Compressible Viscous High Speed Flows." AIAA Paper 89-0363
  17. Lohner, R. and Parikh, P., 1988, "Three Dimensional Grid Generation by the Advancing Front Method," *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 8, pp. 1135-1149
  18. Weatherill, N. P. and Hassan, O., 1994, "Efficient Three-Dimensional Delaunay Triangulation with Automatic Point Creation and Imposed Boundary Constraints," *Int. J. for Numerical Methods in Eng.*, Vol.37, pp. 2005-2039
  19. Y. M. Kim, " Unstructured-Grid Finite-Volume Method for Analysing Incompressible Flows", *KSME Spring Annual Meeting*, 1999, pp. 128-140
  20. C. M. Rhie, W. L. Chow, "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation", *AIAA Journal*, vol. 21. No.11, pp. 1525-1532