

## 난류 유동장 내 구형 액적의 연소특성

조종표\* · 김호영\*\* · 윤석구\*\*

### Combustion Characteristics of Spherical Droplet in Turbulent Flow Field

Chong Pyo Cho, Ho Young Kim and Suk Goo Yoon

#### ABSTRACT

The burning characteristics of interacting spherical droplet in a turbulent flow are numerically investigated. The transient combustion of 3-dimensionally arranged droplets, both the fixed streamwise droplet distances of 3 radii and 10 radii and different turbulence intensities, is studied.

The results obtained from the present numerical analysis show that droplet vaporization rate for heptane droplet is insensitive to turbulence intensity, and that the transient flame configuration and retardation of droplet surface temperature augmentation with streamwise droplet spacing substantially influence vaporization process of interacting droplets. Single flame mode in which individual flames are merged into single flame, with decreasing streamwise droplet spacing, becomes faster. Therefore, vaporization rate of the second droplet with decreasing streamwise droplet spacing decreases remarkably with flame movement.

**Key Words** : turbulence intensity, interacting droplets, vaporization rate, streamwise droplet spacing

#### 기 호 설 명

X	coordinate axis or droplet spacing	하첨자
Y	coordinate axis or droplet spacing	f fuel
Z	coordinate axis or droplet spacing	g gas phase
$\dot{m}''$	mass flux	o initial condition
$\dot{w}_n$	reaction rate	ℓ liquid phase
		s droplet surface

#### 1. 서 론

대부분 분무연소는 난류환경에서 발생하며, 이

러한 난류환경은 다상(multiphase)의 반응 유동 해석을 복잡하게 할 뿐만 아니라 더욱 어렵게 만든다. 문헌에 따르면, 난류와 연료 액적과 같은 분산상(dispersed phase)간의 상호작용은 분산상의 난류 분산, 상(phase) 상호간의 전달이나 분산상에 의한 난류특성 변화(modification), 그리고 난류에 의한 상 상호간의 전달 변화와 같이 3종류로 분류가 되는데, 난류 환경에서 액적 증발에

\* 고려대학교 기계공학과 대학원

† thermoch@korea.ac.kr

\*\* 고려대학교 기계공학과

대한 수치적 연구의 대부분은 난류에 의한 액적들의 분산에 주로 초점이 맞춰져 있고 대부분 액체상과 기체상사이의 열과 물질전달에 대해서는 무시되고 있다[1-3].

난류가 상 상호간의 전달현상에 미치는 영향을 연구하기 위한 방법 중의 하나는 주어진 난류 구조와 증발·연소하는 단일 액적 또는 다 액적(multi-droplet) 사이의 상호작용을 연구함으로써 이를 단순화할 수 있다. 현재까지 대부분의 연구는, 전형적으로 큰 와(eddy) 크기에 비해 액적들의 크기가 훨씬 작은 것으로 간주하여 액적의 주변에 국부적으로 층류가 존재한다고 가정함으로써, 액적에 대한 난류의 영향을 고려하고 있지 않다.

그러나 난류는 길이와 시간에 대한 연속적인 스펙트럼으로 특성화되고 있기 때문에 난류운동 에너지의 대부분이 큰 와(eddy)에 집중된다 할지라도 모든 크기에서 액적과 난류 사이의 상호작용을 밝히기 위한 연구가 진행되어야 한다. 한편 난류의 구조가 강도, 길이 그리고 시간 척도(time scale)의 항으로 수정될 때, 연료 액적 주위의 envelope 화염과 wake 화염사이의 화염의 형태의 변화에 대해서도 추가적으로 수정되어야 한다[3]. 본 연구의 목적은 난류 효과가 구 형태의 단일 연료 액적의 증발 및 연소에 미치는 영향에 대해 규명하고 이를 바탕으로 3차원으로 배열된 연료 액적들의 연소 특성을 밝히는데 있다.

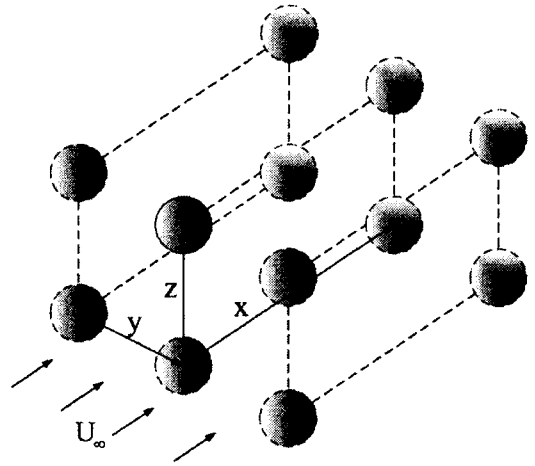
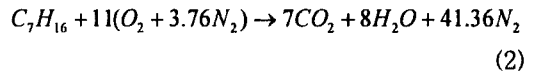


Fig. 1 Schematic of spherical droplets burning in a convective flow



$$R_{EBU} = \rho \frac{\epsilon}{k} \min[4Y_{fu}, 4Y_{fu}/s, 2Y_{pr}/(1+s)] \quad (3)$$

$$R_{Arr} = 5.1 \times 10^{11} \exp(-30/RT) Y_{fu}^{0.25} Y_{ox}^{1.5} \quad (4)$$

$$\dot{w}_n = \min[R_{EBU}, R_{Arr}] \quad (5)$$

위 식에서 s는 양론계수이다.

## 2. 이론해석

### 2.1 지배방정식

본 연구에서는 Fig. 1과 같이 구형 연료 액적들이 3차원으로 배열되어 연소하는 경우를 해석하였다. 입자들은 미소중력 하에서 연소한다고 가정하였기 때문에 자연대류의 영향은 고려하지 않았다. 기체상의 난류유동을 고려하기 위하여 수정  $k-\epsilon$  모델을 이용하였으며 기체상 및 액체에 대한 지배방정식은 다음과 같다. 사용된 경험적인 상수 및 각 전달방정식에 대한 항들은 Table 1에 나타내었다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \rho \left( u_j - \frac{\partial x_j}{\partial t} \right) \phi \right\} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi \quad (1)$$

상태방정식은 Peng-Robinson equation[4]을 이용하였다. n-heptane과 공기의 1단계 반응을 이용하였으며 난류연소모델은 EBU(eddy breakup) 모델과 Arrhenius 반응모델[5]을 이용하여 다음과 같이 반응률을 계산하였다.

### 2.2 초기조건 및 경계조건

본 연구에서는 온도가 1250 K, 압력이 10 기압인 공기 중에 분사되어 공기와 일정한 상대속도로 연소하는 고정된 구형 액적들을 대상으로 하였다. 액적의 초기온도는 300 K, 직경은 100  $\mu m$ 로 하였다. 계산에 이용된 경계조건은 다음과 같다.

a) At the droplet center( $r=0$ )

$$\frac{\partial u_i}{\partial n} = \frac{\partial T_i}{\partial n} = 0$$

b) At the droplet surface( $r=r(t)$ )

$$u_{i,s} = u_{g,s}, \quad \tau_{i,s} = \tau_{g,s}, \quad T_{i,s} = T_{g,s}$$

$$\dot{m}^* = Y_f \dot{m}^* - \rho_g D_g \left( \frac{dY_f}{dn} \right)_s \quad (6)$$

$$\left( k \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{g,s} = \left( k \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{i,s} + \dot{m}^* L \quad (7)$$

$$v_n = \frac{\dot{m}^*}{\rho_{g,s}} - \frac{dr}{dt} \quad (8)$$

Table 1 Generalized equations

Phase	Equation	$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
Gas phase	Continuity	1	0	0
	Momentum	$u_i$	$\mu_e$	$-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu_e \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$
	Turbulent kinetic energy	$k$	$\frac{\mu_e}{\sigma_k}$	$G_k - \rho \varepsilon$
	TKE dissipation rate	$\varepsilon$	$\frac{\mu_e}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} G_k - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon)$
	Species	$Y_s$	$\frac{\mu_e}{\sigma_Y}$	$\sum_{n=1}^N v_n \dot{w}_n$
	Energy	$h$	$\frac{\mu_e}{\sigma_h}$	$\sum_{n=1}^N \square h_n \dot{w}_n$
Liquid phase	Continuity	1	0	0
	Momentum	$u_i$	$\mu$	$-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$
	Energy	$T$	$k$	0

where  $G_k = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$ ,  $\mu_e = \mu + \mu_t$ ,  $\mu_t = \rho c_\mu k^2 / \varepsilon$ ,  $\sigma_k = \sigma_Y = \sigma_h = 1.0$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1.1949$ ,  $c_{\varepsilon 1} = 1.44$ ,  $c_{\varepsilon 2} = 1.5942$ ,  $c_\mu = 0.125$

액적 표면에서 연료증기의 질량분율은 Ambrose et al.[4]에 의해 주어진 Wagner equation을 이용하였으며 입·출구 경계를 제외한 나머지 경계조건은 대칭조건으로 주었다. 액적 표면에서 운동량 방정식의 경우 점착(no-slip)조건 및 Lauder와 Spalding[7]의 벽함수를 이용하였고, 에너지 방정식의 경우 난류영역에 대해서 경험식[8]을 이용하였다. 본 연구에서는 액체상 및 기체상의 가변 물성치를 이용하여 계산하였으며 그 방법은 Table 2에 정리하였다.

Table 2 The methods to evaluate the thermophysical properties

Properties	Method
$\rho_l$	Rackett[4]
$k_l$	Latini & Pacetti[4]
$\mu_l$	Sastri-Rao method[4]
$c_{p,l}$	Corresponding States Methods(CSP) for liquid $c_{p,l}$ [4]
$L$	Watson relation[4]
$\rho_g$	Peng-Robinson equation[4] Van der Waals and density-dependent mixing rule[4]
$c_{p,g}$	Abramzon & Sirignano[6] Wilke's method[4]
$\mu_g$	Lucas[4] Lucas mixing rule[4]
$k_g$	Abramzon & Sirignano[6] Wilke's method[4]
$D_c$	Fuller et al.[4]

2.3 수치해석

지배방정식은 유한체적법을 바탕으로 하여 이산화하였고, 비정상항에 대한 계산은 Choi와 Moin[9]의 완전 내재적 분할 단계 기법을 이용하였다. 격자계는 운동량 보간법으로부터 검사체적면의 속도를 구하는 비엇갈림 격자계를 이용하였으며 대류 및 확산유속은 power law scheme을 이용하였다. 이산화 방정식의 행렬해법은 SIP (Strongly Implicit Procedure)을 이용하였다. 사용된 격자는 액체상 61×41×61개, 기체상은 단일 액적일 때 179×59×61개를 기준으로 최대 289×59×61개이며 격자의 모습은 그림과 같다. 수치적인 안정성을 판단하는 CFL 수는 본 연구의 경우 기체상에 대해서는 3정도, 액체상에 대해서는 0.1~0.5이다.

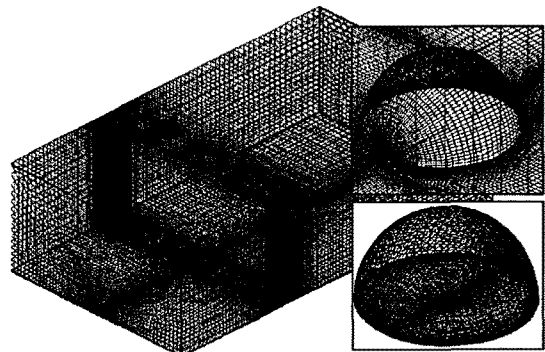


Fig. 2 Grid arrangement

### 3. 결과 및 토의

#### 3.1 단일 액적의 연소 특성

본 연구에서는 계산에 앞서 해석코드를 검증하기 위해서 구에 대해서 이론 및 실험결과와 비교하였으며 Table 3에 나타내었다. 본 계산의 결과가 비교적 작게 예측된 것은 유동에 대하여 수직 방향의 계산영역이 다소 좁게 설정되었기 때문이다. 본 연구에서는 기체상을 기준으로 연료 액적에 대한  $Re$ 가 50일 때 연소하는 연료 액적을 대상으로 하였으며, 이때의 속도는 가스터빈 연소기 내로 유입되는 공기의 평균유동속도인 20~30 m/s보다는 작은 8.6 m/s이며 연소기의 일반적인 입구직경을 기준으로 했을 경우엔  $Re$ 가 20,000~30,000에 해당한다[12]. 따라서 기체상의 유동조건은 충분히 난류에 해당한다고 할 수 있다.

난류는 등방성으로 가정하고 난류 강도( $I$ )는 0.01을 기준으로 하였으며, 난류의 특성길이는 계산영역을 고려하여  $Y, Z$ 방향의 액적간 거리의 반으로 하였다. 연소하는 액적의 비정상 거동을 해석하기 위한 대류 시간 척도는  $\tau_0 = 0.025r(t)/u_{g,\infty}$ 로 하였으며, 연료성분의 증발에 따른 액적의 반경변화율은 다음과 같이 계산하였다.

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 \dot{m}^*$$

$$\frac{dr}{dt} = \left( \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dm}{dt} - \frac{r}{3} \frac{d\rho_l}{dt} \right) \frac{1}{\rho_l} \quad (9)$$

Figure 3은 고온 공기 중에서 증발·연소하는 구형 액적에 대하여 주변의 유선(streamline)과 vorticity의 형태를 나타낸 것이다. 일반적으로  $k-\epsilon$  모델의 경우 유동이 점진적으로 정상상태로 되거나 축대칭 형태로 나타나는 등, 유동의 3차원 특성이 정확히 예측되지 않기 때문에 본 연구의 결과도 이와 유사한 결과를 나타내고 있다.

Figure 4는 난류 유동장에서 액적 주변의 화염의 형태를 예측할 수 있는 고온 영역의 분포를 나타낸 것이다. 액적 주변의 비교적 낮은 온도인 540 K와 화염 온도에 가까운 2200 K의 등온면

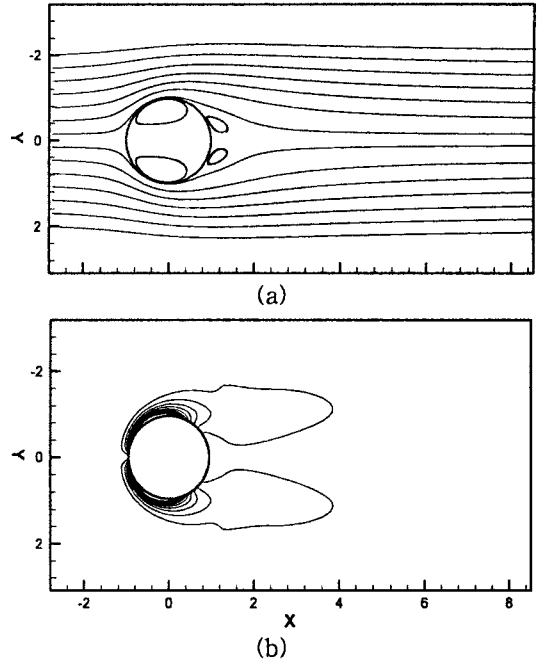


Fig. 3 Streamlines and contours of vorticity at  $\tau_0=650$  in the  $(x,y)$ -plane: 20 increments in contour levels from -10 to  $10u_0/d_0$ .

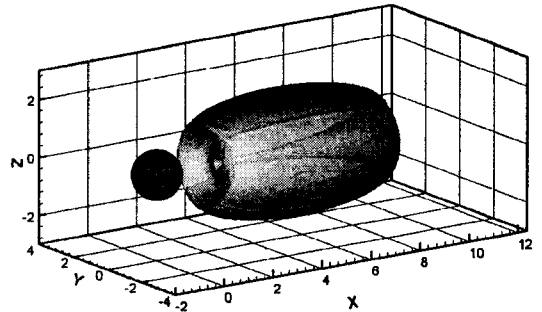


Fig. 4 Isosurface of temperature at  $\tau_0=1700$  for  $I=0.01$ : 540 and 2200 K.

을 나타낸 것이다.  $k$ 와  $\epsilon$ 으로 표현되는 난류시간 척도로 정의되는 EBU 모델은 빠른 화학반응물(fast chemistry)에 비해 반응물이 낮기 때문에 wake 화염의 형태를 나타낸다.

Table 3 Comparison of drag coefficients

Re	$C_d$		
	Johnson et al[10]	Clift et al.[11]	Present
50	1.59	1.57	1.51
100	1.10	1.09	1.05
300	0.656	0.651	0.650

#### 3.3 난류강도에 의한 영향

Figure 5는 난류 강도를 0.05로 했을 때 액적 주변의 화염 형태를 나타낸 것이다. 난류 강도를 증가시킴으로써 난류 시간척도가 증가하는 반면에 국부 반응물이 감소하기 때문에 액적 주변의 고온 영역은 상대적으로 좁게 그리고 액적의 뒤쪽에 분포하게 된다. 이러한 고온 영역의 변화가

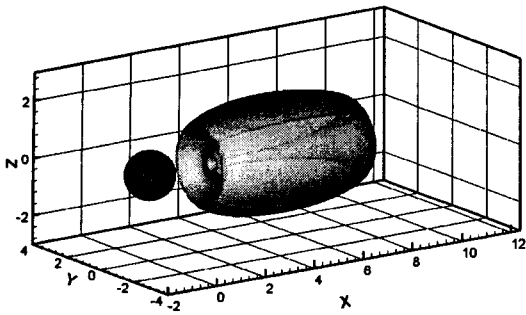


Fig. 5 Isosurface of temperature at  $\tau_0=1700$  for  $I=0.05$ : 540 and 2200 K.

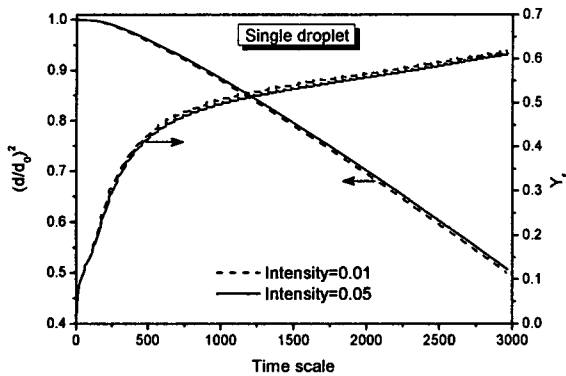
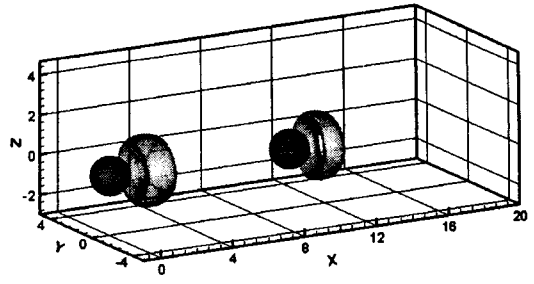


Fig. 6 Variation of diameter squared and fuel mass fraction on droplet surface with turbulence intensity.

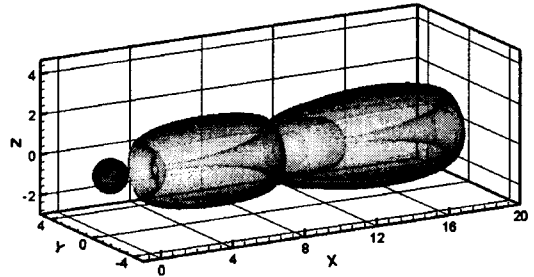
액적으로의 열전달에 영향을 주며, Fig. 6에서 볼 수 있는 것처럼 난류강도가 증가함에 따라 액적 표면에서 연료 성분의 질량분율 및 반경변화율이 다소 감소하는 하는 것으로 나타났다. 그러나 다른 난류강도(0.1, 0.005)에 대해서 더 이상의 큰 변화는 볼 수 없었다.

### 3.4 유동방향거리(X)의 영향

난류 유동장에서 증발, 연소하는 액적들의 상호작용을 규명하기 위해서 두 가지 경우, 즉 유동방향의 액적 간격(X)이  $10R_0$ 와  $3R_0$ 인 경우에 대하여 계산하였다. Fig. 7과 8은 난류강도가 0.01일 때, 위의 두 경우에 대하여 액적 주변의 등온면을 나타낸 것이다. 선행 연구[13]에서 보인 것처럼, 개별 액적 주위에 형성된 화염은 액적으로부터 전달된 연료성분이 액적 사이에 축적되면서 점차 화염이 흘러나간 후 서로 합쳐져 단일 화염을 형성하게 되는데, Fig. 7은 이러한 화염 형태의 변화를 잘 보여 주고 있다. 그러나 Fig. 8에 보이는 것처럼, 두 액적의 거리가 매우 가까운 경우, 개별 화염이 단일화염으로 합쳐지는 단

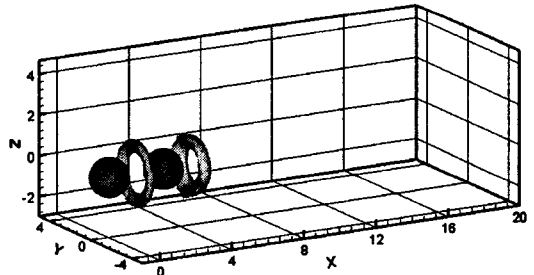


(a)

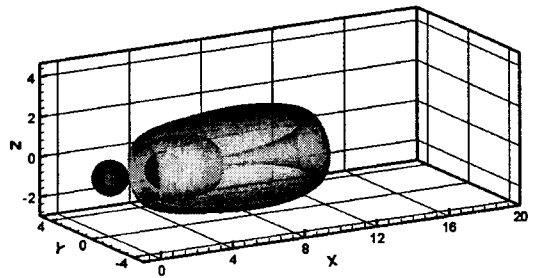


(b)

Fig. 7 Isosurface of temperature 540 and 2200K for  $I=0.01$ ,  $X=10R_0$  and  $Y=Z=20R_0$ : (a)  $\tau_0=600$ , (b)  $\tau_0=1700$ .



(a)



(b)

Fig. 8 Isosurface of temperature 540 and 2200K for  $I=0.01$ ,  $X=3R_0$  and  $Y=Z=20R_0$ : (a)  $\tau_0=600$ , (b)  $\tau_0=1700$ .

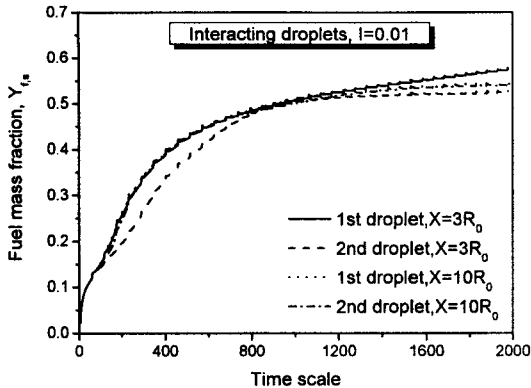


Fig. 9 Variation of fuel mass fraction on droplet surface with streamwise droplet spacing.

일화염 모드는 매우 빠르게 일어나며 두 액적 사이에 미연 연료성분이 더 농후하게 축적된다. 이러한 미연 연료성분의 온도는 상대적으로 저온이기 때문에 두 번째 액적은 첫 번째 액적에 의한 영향을 크게 받는다. Fig. 9는 위의 두 경우에 대해서 액적 표면의 연료 질량분율을 나타낸 것인데, 앞서 언급한 것처럼 개별 화염에서 단일 화염으로 합쳐지는 단일 화염 모드에 따라, 개별 화염에서 단일 액적과 유사하게 증발·연소하고 단일 화염 단계에서 두 번째 액적의 증발율이 감소하는 변화를 확인할 수 있다.

#### 4. 결론

난류 유동장에서 연소하는 구형 액적의 연소특성에 대해서 EBU 모델을 이용하여 액적에 대한 레이놀즈 수가 50인 조건 하에서 난류강도, 액적간의 유동방향거리 변화가 액적 주위의 화염 형태 및 증발율에 미치는 영향에 대하여 수치적으로 해석하였다. 본 연구의 계산 조건에서 액적 주위에는 wake 화염이 형성되며, 난류강도가 증가하면 반응물의 감소로 인하여 화염 영역이 영향을 받지만 난류강도에 따른 영향이 크지 않다. 유동방향 액적간의 거리 변화에 따라 액적 주위의 화염은 미연 연료성분의 영향으로 개별 화염에서 단일 화염으로 변화하면서 유동방향 액적간의 거리가 좁을 때 액적간의 상호작용이 크게 증가한다.

#### 후 기

본 연구는 이산화탄소 저감 및 처리기술개발사업단(CDRS)의 지원으로 이루어졌습니다. 이에 감사드립니다.

#### 참고문헌

- [1] Faeth, G. M., Mixing, Transport and Combustion in Spray, Prog. Ener. Combust. Sci. Vol. 13, pp.293~345, 1987.
- [2] Faeth, G. M., Evaporation and Combustion of Spray, Prog. Ener. Combust. Sci. Vol. 9, pp. 1~76, 1983.
- [3] Gökalp, I., Chauveau, C., Simon, O., and Chesneau, X., Mass Transfer from Liquid Fuel Droplets in Turbulent Flow, Combustion and Flame vol. 89, pp. 286~298, 1992.
- [4] Poling, B. E., Prausnitz, J. M., and O'Connell, J. P. The properties of gases and liquids, McGraw Hill, New York, 2001.
- [5] C.K. Westbrook and F.L. Dryer, Combust. Sci. and Tech., vol. 27, pp. 31~43, 1981.
- [6] B. Abramzon, W.A. Sirignano, Droplet vaporization model for spray combustion calculations, Int. J. Heat. Mass Transfer, vol. 32, No.9, pp. 1605~1618, 1989.
- [7] Launder, B. E., Spalding, D. B., Mathematical models of turbulence, Academic, New York, 1972.
- [8] Jayatilleke, C. L., The influence of Prandtl number and surface roughness on the resistance of the laminar sublayer to momentum and heat transfer, Pro. Heat and Mass Transfer, vol. 1, pp. 197, 1969.
- [9] Choi, H. and Moin, P., Effects of the computational time step on numerical solutions of turbulent flow, Journal of Computational Physics, vol. 113, No. 1, pp. 1~4, 1994.
- [10] Johnson, T. A., and Patel, V. C., Flow past a sphere up to a Reynolds number of 300, J. Fluid Mech., vol. 378, pp. 19~70, 1999.
- [11] Clift, R., Grace, J. R., Weber, M. E., Bubbles, Drops and Particles, Academic Press, New York, 1978.
- [12] Hill, P. and Peterson, C., Mechanics and Thermodynamics of Propulsion, Addison-Wesley Company, Chap. 6, 1992.
- [13] Kim, H. Y., Cho, C. P. and Chung, J. T., Correlation of Burning Rate of the Interacting Liquid Droplets with Internal Circulation, JSME Int. J., B, Vol.48, No.2, pp. 293~299, 2005.