

액체 연료 액적들의 배열 및 크기차이가 증발 및 연소특성에 미치는 영향

이동조* · 김호영** · 조종표*** · 윤석구**

The Effects of Droplets Arrangement and Size Difference on the Vaporization and Combustion Characteristics of Liquid Fuel Droplets

Dong Jo Lee, Ho Young Kim, Chong Pyo Cho and Suk Goo Yoon

ABSTRACT

The burning characteristics of interacting droplets with internal circulation in a convective flow are numerically investigated at various particle arrangement and size difference. In this simulation some conditions are fixed, surround gas temperature is 1250K, pressure is 10 atm and droplet's initial temperature is 300K. The transient combustion of arranged droplets, the fixed droplet distances of 4 radii to 20 radii horizontally, is studied. And the range of size of droplet is $75\mu\text{m}$ to $100\mu\text{m}$. The results obtained from the present numerical analysis reveal that the transient flame configuration and retardation of droplet internal motion with the horizontal spacing substantially influence lifetime of interacting droplets. At a Reynolds number 10, lifetime of the three droplets with decreasing horizontal droplet spacing increases monotonically. But when droplet spacing decreases further to 4radii, Lifetime of interacting droplets are increase. So Lifetime of interacting droplets exhibits a strong dependence on the horizontal droplet spacing and size difference. It can be investigated well with these conditions to that of single burning droplet.

Key Words : lifetime, horizontal droplet spacing, internal circulation, linear arrangement, droplet size difference

기 호 설 명

S horizontal droplet spacing	하첨자
L latent heat	
\dot{m}'' mass flux	g gas phase
V volume of the droplet	l liquid phase
Δh_c heat of combustion	o oxygen or initial condition
ν_n blowing velocity	sin single droplet
τ shear stress	ref reference condition

1. 서 론

현대 사회는 열효율의 극대화와 생산성의 향상을 위하여 대부분의 기관들은 단위 부피당 상대적으로 큰 발열량을 가지고 있는 액체 연료를 기본으로 채택하고 있다.

이러한 액체 연료로부터 동력을 얻기 위하여 연소기 내부로의 액체연료의 공급은 대부분 노즐

* 책임저자, 회원, 고려대학교 기계공학과
E-mail : kimhy@korea.ac.kr

* 고려대학교 기계공학과 대학원

** 고려대학교 기계공학과

*** 한국에너지기술연구원 수송에너지연구센터

을 통하여 분사 시키는 형식으로 이뤄진다. 이렇게 분사된 액체연료는 미립화(atomization) 과정을 거쳐 연소하게 된다. 이러한 분무연소를 해석하기 위해 단일액적 연소로부터 얻어진 정보를 이용할 수 있지만, 상호작용하는 액적들의 연소 거동은 단일액적의 연소 거동과는 매우 다르다. 최근 분무연소의 기본적인 mechanism을 조사하기 위해 정적인 상태에서 두 액적이나 액적 배열의 연소에 대한 실험적 또는 이론적인 연구가 있었다.[1-7]

그러나 실제연소 과정에서는 액적과 기체상 사이의 상호작용이 증발을 및 화염형태에 영향을 미친다. 또한, 대류환경에서 액적 내부의 유동은 액적의 가열과정에 상당한 영향을 미치며[8-9] 이러한 증발 및 연소과정을 포함한 다수의 액적 분포 구조에 대한 비정상적인 해석[10-13]은 상당히 복잡하기에 액적 배열의 연소에 대한 연구가 분무연소의 현상 예측에 필수적이라 할 수 있다. 또한 실제 분무 연소현상에서는 다양한 크기의 액적이 존재할 수 있기 때문에 액적의 크기차이에 따른 연소특성 해석은 매우 중요하다. 따라서 본 연구의 목적은 대류환경에서 선형적으로 배열된 액적들과 액적간의 거리와 크기 차이를 변화시킴으로써 상호 작용하는 액적들의 연소 거동을 수치적으로 해석하여 그 결과로부터 주어질 여러 상황에서 일어날 수 있는 연소특성을 파악하는 것이다.

2. 이론해석

2.1 지배방정식

본 연구에서는 Fig. 1과 같이 액적들이 2차원 선형적으로 배열되어 연소하는 경우를 해석하였다. 연료 액적들은 미소중력 하에서 연소한다고 가정하였기 때문에 자연대류의 영향은 고려하지 않았다. 기체상에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

Gas phase :

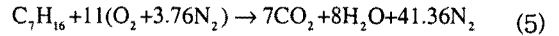
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \rho \left(u_j - \frac{\partial x_j}{\partial t} \right) \right\} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \rho \left(u_j - \frac{\partial x_j}{\partial t} \right) u_i \right\} \\ = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \rho \left(u_j - \frac{\partial x_j}{\partial t} \right) h \right\} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial h}{\partial x_j} \right) + \sum_{n=1}^N \Delta h w_n \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \rho \left(u_j - \frac{\partial x_j}{\partial t} \right) Y_i \right\} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_k \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} \right) + \sum_{n=1}^N \nu_n w_n \quad (4)$$

상태방정식은 Peng-Robinson equation[17]을 이용하였고, n-heptane과 공기의 이상적인 반응 및 1단계 Arrhenius 반응모델[18]을 이용하여 다음과 같이 반응률을 계산하였다.



$$5.1 \times 10^{11} \exp\left(-\frac{30}{R_u T}\right) [C_7H_{16}]^{1/4} [O_2]^{3/2} \quad (6)$$

액체상에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

Liquid phase :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \rho \left(u_j - \frac{\partial x_j}{\partial t} \right) \right\} = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \rho \left(u_j - \frac{\partial x_j}{\partial t} \right) u_i \right\} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} \\ + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \rho c_p \left(u_j - \frac{\partial x_j}{\partial t} \right) T \right\} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (9)$$

전달방정식은 일반좌표계로 변환한 다음 균일한 계산영역에 대해 계산하였다.

2.2 초기조건 및 경계조건

본 연구에서는 온도가 1250K, 압력이 10기압인 공기 중에 분사되어 공기와 일정한 상대속도로 증발, 연소하는 고정된 액적들을 살펴보았다. 액적의 초기온도는 300K, 직경은 100 μ m, 85 μ m 그리고 70 μ m로 다양하게 변화시켰으며 계산에 이용된 초기 및 경계조건은 다음과 같다.

$$u_s = u_\infty, \quad T_s = T_\infty, \quad Y_o = Y_{o,\infty}, \quad Y_f = Y_{f,\infty}, \quad T_i = T_o$$

a) At the droplet center(r=0)

$$v_i = \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{여기서 } \phi = u_i, T_i, Y_f$$

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

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

$$\dot{m}^* = Y_f \dot{m}^* - \rho_g D_g \left(\frac{dY_f}{dn} \right)_s \quad (10)$$

$$\left(k \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{g,s} = \left(k \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{i,s} + \dot{m}^* L \quad (11)$$

$$v_n = \frac{\dot{m}^*}{\rho_{g,s}} - \frac{dr}{dt} \quad : \text{blowing velocity} \quad (12)$$

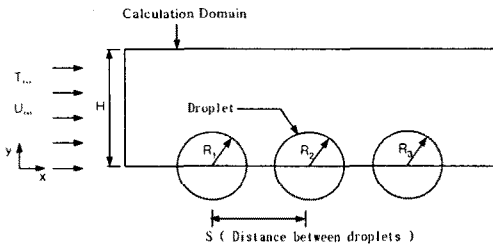


Fig. 1 Computational domain

액적 표면에서 연료증기의 농도는 Ambrose et al.[17]에 의해 주어진 Wagner equation을 이용하였다. 증심선($y=0$) 및 윗면의 경계조건은 대칭조건을 이용하였다. 액적 표면에서 질량유속은 film이론을 적용하여 계산하였다.[14-15] 이 film이론에 의해 얻어진 현재의 결과는 후에 논의하는 바와 같이 실험을 바탕으로 한 결과와도 잘 일치한다.

2.3 수치해석

기체 및 액체상의 지배방정식은 유한 체적법을 바탕으로 이산화하였고 유동장계산은 비엇갈림(non-staggered) 격자계, implicit 방법, 그리고 SIMPLEC 알고리즘을 이용하였다. 대류 및 확산 유속은 비교적 안정적인 power law scheme을 이용하였다. Poisson계 방정식을 이용한 타원형 격자 생성법을 적용하여 액체상에 대한 격자는 30×61 , 그리고 기체상은 주유동 방향으로 301개, 수직방향으로 25개를 기준으로 최대 59개의 비균일 격자계를 구성하였다.

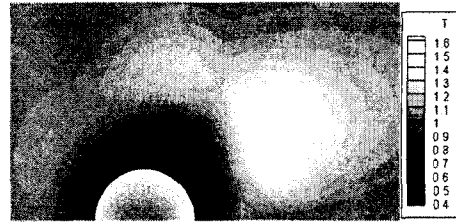
3. 결과 및 토의

본 연구에서는 Re가 10인 조건 하에서 내부 순환하는 액적간의 거리가 수평으로 $4 \sim 20R_0$, 액적의 크기가 $100\mu\text{m}$, $85\mu\text{m}$ 그리고 $70\mu\text{m}$ 로 변화를 주었을 경우를 해석의 대상으로 하였다. 여기서 R_0 는 $50\mu\text{m}$ 이며 액적 연소의 비정상적인 거동을 해석하기 위한 대류 시간 척도는 $r_0/u_{g,\infty}$ 를 이용하였다.

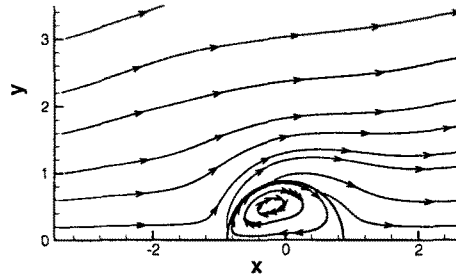
3.1 해석 검증

본 연구에서는 Re가 10인 조건 하에서 내부 순환하는 액적간의 거리가 수평적으로 $4 \sim 20R_0$, 범위에서 연소하는 다른 크기를 가진 나란한 액적 배열의 경우를 해석의 대상으로 하였다. 액적 연소의 비정상적인 거동을 해석하기 위한 대류 시간 척도는 $r_0/u_{g,\infty}$ 를 이용하였다. 수치적 예측에 앞서 수치적 계산을 검증할 필요가 있다.

Fig. 2는 Re=10일 때 연소하는 단일액적 주위



(a)



(b)

Fig. 2 Isotherms(a) and streamlines (b) at Re=10 for single droplet.

의 화염 및 유선의 분포를 나타내고 있다. 고온의 공기 중에 노출된 연료액적은 대류 및 미연 연료성분의 축적에 의해 wake 쪽의 화염 영역이 뒤쪽으로 밀려나면서 envelope 화염의 형태를 이룬다. 액적 내부에서는, 순환하는 유선의 형태와 달리 내부의 온도 분포는 양파 형태를 나타낸다. 기체상과의 상대속도 크기가 작고 이로 인한 내부에서의 대류 효과가 작기 때문에 열은 액적의 표면에서 저온의 중심부로 주로 전도에 의해 전달되기 때문에 유선과 다른 형태의 온도 분포를 나타낸다.

Fig. 3에서는 Wong & Lin 에 의해 수행되었던 Decane 액적의 연소에 관한 실험 결과[16]를 바탕으로 한 결과들 중에서 $(d/d_0)^2$ 의 변화를 본

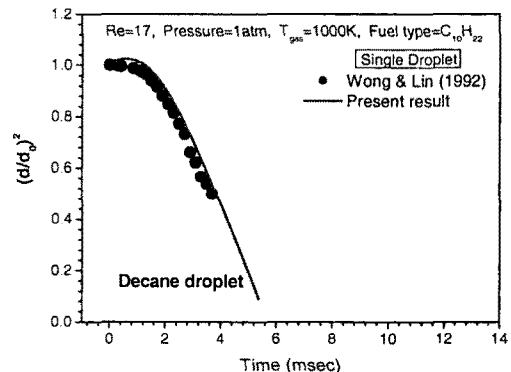


Fig. 3 Comparison with numerical and experimental (Wong&Lin,1992) of single droplet results for decane droplet

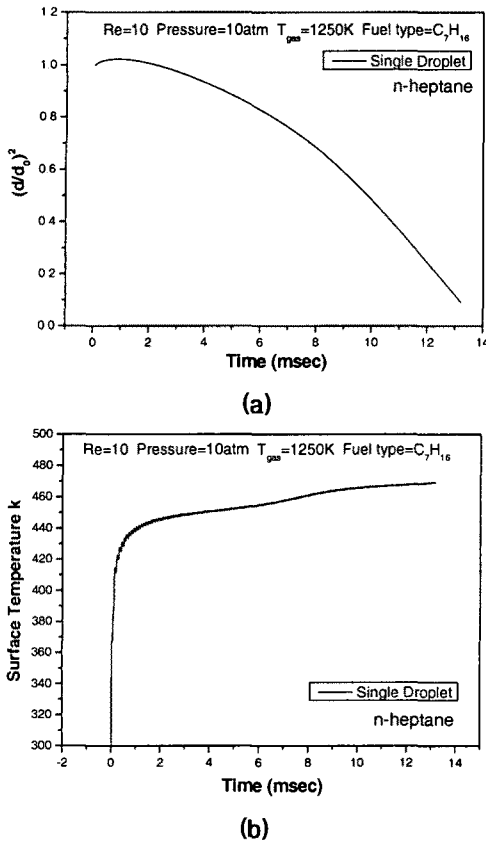


Fig. 4 $(d/d_0)^2$ and surface temperature of burning single n-heptane droplet

연구의 전산해석 결과와 비교하였다. 그래프를 보면 결과가 잘 일치함을 볼 수 있다.

Fig. 4는 해석의 검증단계를 마치고 n-heptane 액적에 대한 주어진 조건하에서 앞서 언급한 조건하에서 연소할 때 변화하는 $(d/d_0)^2$ 과 액적 표면온도의 변화를 보여주는 그림이다.

3.2 수평거리(D)에 따른 영향

고온 공기 중으로 분사된 액적들은 증발을 거쳐 연소하게 되는데 Fig. 5의 (a)에서 볼 수 있듯이 세 개의 액적 모두 개별적인 화염을 형성하고 이후 첫 번째 액적주위에 연료성분이 축적되게 된다. 그리고 이후 화염이 성장하면서 유동방향으로 흘러나간 후 Fig. 5의 (b)처럼 두 번째 세 번째 액적주위의 화염과 합쳐져 하나의 화염을 형성한다. 단일화염이 형성된 후 두 액적사이엔 주로 첫 번째 액적에서 전달된 연료성분이 축적되고 이것의 온도는 상대적으로 낮기 때문에 두 번째 액적주위의 온도는 더 낮아진다.

Fig. 6은 나란히 배열된 세 개의 액적들의 거리변화에 따른 $(d/d_0)^2$ 변화를 보여주는 그림이

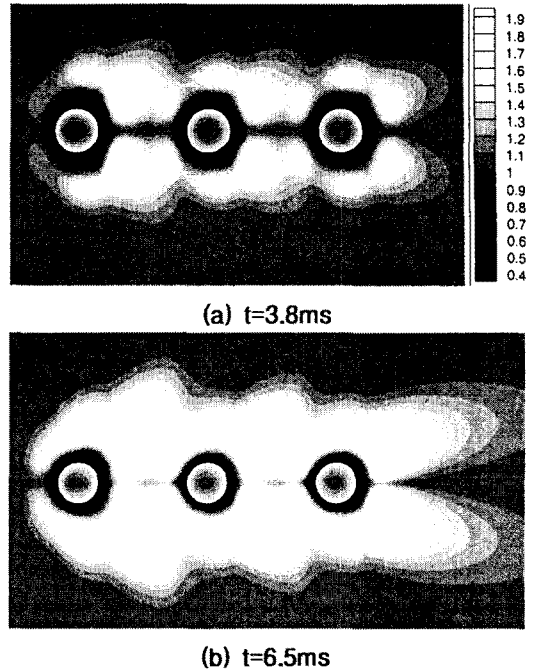
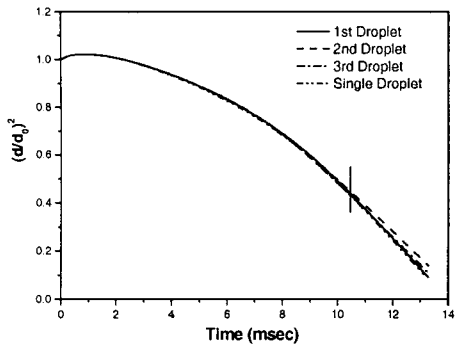


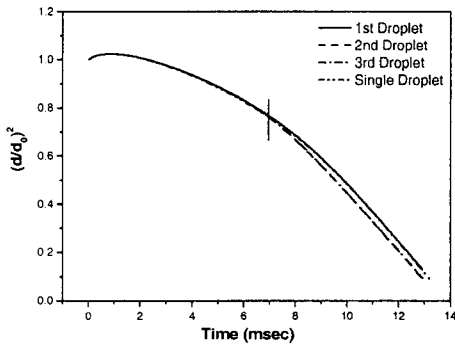
Fig. 5 Flame configuration and liquid phase isotherms with time at $S=6R_0$ and $Re=10$

다. 액적 간 거리가 먼 경우, 액적들은 각각 단일 액적의 연소현상과 유사하게 진행되기 때문에 모든 액적들의 잔존 시간은 같아지게 된다. 이후 유동의 상류에 위치한 액적의 미연 연료 성분의 영향으로 유동의 하류에 위치한 두 액적들의 잔존 시간은 다소 길어지지만 큰 차이는 보이지 않는다. 그리고 액적간 거리가 가까운 경우에는 액적사이에 과다하게 축적되는 미연연료 성분의 영향과 단일화염효과로 인해 온도 상승이 지연되기 때문에 이 경우 역시 잔존 시간은 길어진다.

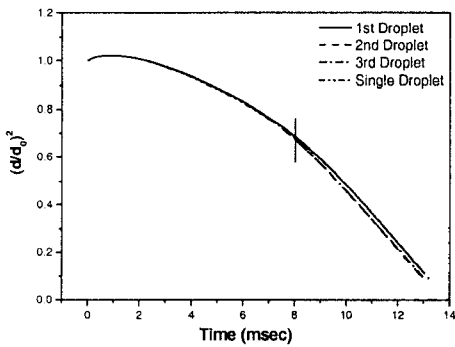
또한, 연소 초기에는 모든 액적들의 $(d/d_0)^2$ 변화는 같지만 이후 시간이 경과하게 되면 각 액적의 $(d/d_0)^2$ 값의 감소폭은 차이가 발생하게 된다. 이는 화염이 유동방향으로 흘러가게 되면 액적간의 거리 차이에 의해 표면온도 상승의 차이에 기인한 것으로 생각된다. Fig. 6의 (a)에서는 유동의 상류에 위치한 첫 번째 액적이 가장 빨리 연소과정을 마치며 두 번째 액적이 마지막까지 존재한다. 하지만 (b)와 (c)에서는 두 번째와 세 번째 액적이 먼저 연소되고 첫 번째 액적이 제일 나중에 연소하게 된다. 이는 앞서 언급한 바와 같이 (a)의 경우 나란한 액적들의 거리가 매우 가깝기 때문에 화염은 액적간의 수평거리(D)가 감소함에 따라 액적사이의 연료성분 축적과 단일화염 효과에 의해 두 번째 액적으로 전달되는 열이 상대적으로 낮고 온도가 늦게 상승하기 때문이다. 그리고 (b)와 (c)에서는 (a)에서와 같은 단



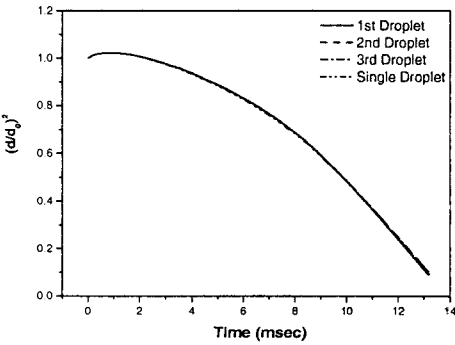
(a) $S=4R_0$



(b) $S=6R_0$



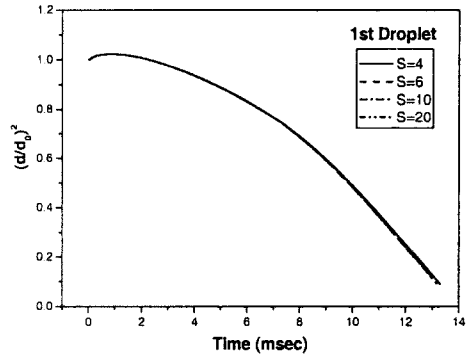
(c) $S=10R_0$



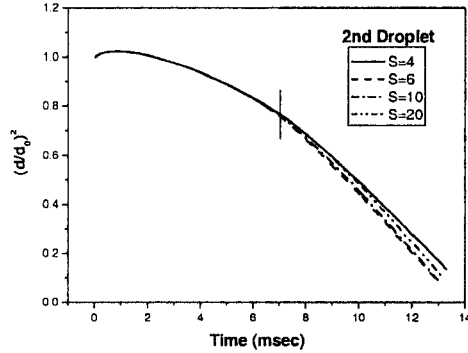
(d) $S=20R_0$

Fig. 6 Comparison of $(d/d_0)^2$ with various droplet spacing and single droplet

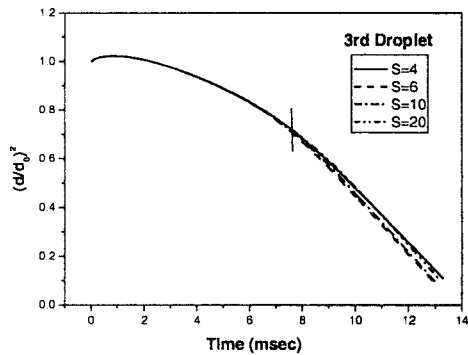
일화염 효과는 없어지고 첫 번째 액적의 화염의 영향으로 두 번째 세 번째 액적이 빠르게 연소하는 것이다. 이때 (b)보다 (c)에서 $(d/d_0)^2$ 감소폭이 차이가 발생하는 시점이 뒤로 밀려나게 되는데 이는 거리가 멀기 때문에 액적간의 상호작용이 약해지기 때문이다. 이후 액적간 거리가 더욱 떨어지게 되는 Fig. 6의 (d)는 액적간의 거리가 매우 멀기 때문에 액적간의 상호작용은 거의 미약하다. 따라서 모든 액적들의 연소는 단일 액적



(a) 1st droplet



(a) 2nd droplet



(c) 3rd droplet

Fig. 7 Comparison of $(d/d_0)^2$ with various droplet spacing at each droplet

이 연소하는 형태와 같고 액적의 $(d/d_0)^2$ 변화는 동일하게 일어난다. Fig. 7은 액적간 거리를 변화하였을 때 유동방향을 기준으로 세 개의 액적에 대한 각각의 액적의 $(d/d_0)^2$ 의 변화와 잔존 시간을 보여주는 그림이다. 유동의 최상류에 위치하고 있는 첫 번째 액적은 뒤쪽에 위치한 액적의 연소거동에 거의 영향을 받지 않기 때문에 잔존 시간의 차이가 없지만 두 번째와 세 번째 액적은 액적간 거리에 따라서 잔존시간이 첫 번째 액적보다 짧아지게 되는데 액적 간 거리 S 가 6~10 R_0 일 경우가 가장 짧고 4 R_0 와 20 R_0 은 비교적 길다. 이는 액적 간 거리가 4 R_0 인 경우에는 앞서 언급한 바와 같이 단일 화염 효과에 기인한 것이고 20 R_0 인 경우에는 액적 간 거리가 상대적으로 멀어져 상호 영향을 약하게 받기 때문이다.

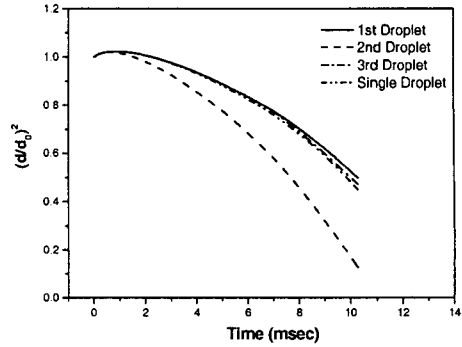
3.2 액적 크기 차이에 따른 영향

실제 분무 연소과정에서 분사 후 연소하는 액적의 크기는 매우 다양하다. 따라서 본 연구에서는 나란하게 배열하게 되어 있는 액적의 크기를 각각 다르게 하여 이때 나타나는 액적들의 연소 특성을 살펴보았다. 해석에 사용된 액적의 직경은 100 μm , 85 μm 그리고 70 μm 로 변화를 주었다.

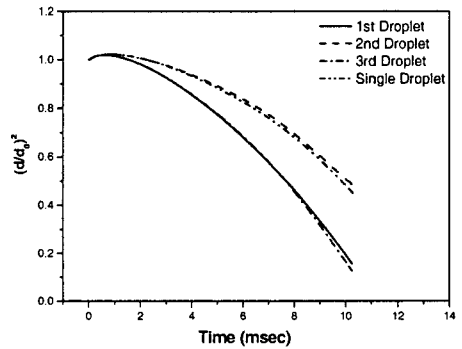
Fig. 8은 배열된 액적의 크기 차이에 따른 $(d/d_0)^2$ 변화를 각각의 경우에 대해 보여주는 그림이다. Fig. 7의 (a), (b), (c), (d) 모두에서 시간에 따른 $(d/d_0)^2$ 변화는 액적이 클수록 작은 폭으로 감소하고 액적이 작을수록 큰 폭으로 감소하는 것을 볼 수 있다. 이는 액적의 크기가 작은 경우에는 액적의 내부 온도 상승이 빠르게 진행되기 때문에 액적의 잔존시간이 줄어들게 되는 것이고 액적이 큰 경우에는 액적의 온도 상승이 느리기 때문에 천천히 연소하게 되어 잔존시간이 길어지게 되는 것이다.

4. 결론

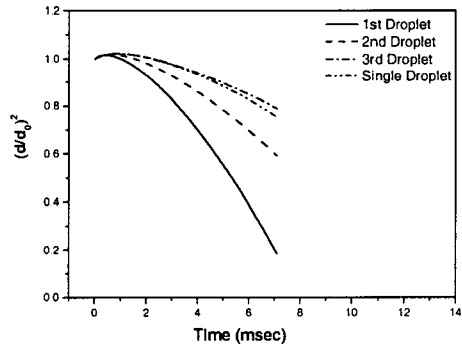
상호작용하는 액적들의 증발 및 연소를 내부 순환을 고려하여 액적간의 수평거리 그리고 액적의 크기 차이에 따라 수치적으로 해석하였다. 액적간의 거리는 액적의 연소 거동에 상당한 영향을 미치는 것으로 나타났다. 액적간의 수평거리가 일정 값 이하로 감소함에 따라 연료성분의 축적 및 단일화염 형태로 화염이 형성됨에 따라 모든 액적의 연소 시간은 같게 나타나며 거리가 점차 멀어지게 되면 단일화염효과는 약해지게 되고 유동의 상류에 위치한 액적의 화염에 의한 영향을 받기 시작하여 유동의 하류에 위치한 액적의 잔존시간은 짧아지게 된다. 그러나 이후 일정 거리 이상으로 더 멀어지게 되면 액적간의 영향은



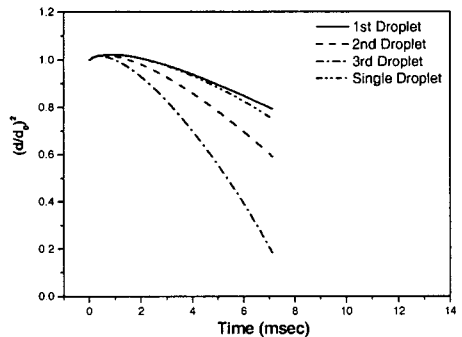
(a) 100-85-100 μm



(b) 85-100-85 μm



(c) 70-85-100 μm



(d) 100-85-70 μm

Fig. 8 Comparison of $(d/d_0)^2$ with different droplet size at $S=4R_0$

없어지고 다시 잔존시간은 첫 번째 액적과 차이가 작아지게 된다. 액적의 크기 차이에 의한 영향은 액적의 크기가 클수록 내부온도 상승이 늦기 때문에 $(d/d_0)^2$ 변화 폭은 작게 나타나고 작을수록 크게 나타난다.

후 기

본 연구는 과학기술부의 21세기 프론티어 연구 개발사업인 이산화탄소 저감 및 처리 기술개발 사업단의 연구비 지원(AA2-101)으로 수행되었습니다. 이에 감사드립니다.

참고문헌

- [1] K. Miyasaka, and C.K. Law, Proc. Combust. Inst. 18:283-292(1981)
- [2] T.Y. Xiong, C.K. Law, and K. Miyasaka, Proc. Combust. Inst. 20:1781-1787(1985)
- [3] K. Okai, Y. Ono, O. Moriue, S. Shiba, M. Araki, H. Nomura, S. Shiga, M. Tsue, and M. Kono, JSME int. J. B44:126-132(2001)
- [4] H. Nagata, I. Kudo, K. Ito, S. Nakamura and Y. Takeshita, Interactive Combustion of Two-dimensionally Arranged Quasi-droplet Clusters under Microgravity, Combustion and Flame 129:392-400(2002)
- [5] A. Umemura, S. Ogawa, and N. Shima, Combust. Flame 41:45-55(1981)
- [6] A. Umemura, Proc. Combust. Inst. 18:1355-1363(1981)
- [7] J.S. Tsai, M.S. Arthur, Proc. Combust. Inst. 23:1405-1411(1990)
- [8] S. Prakash, and W.A. Sirignano, Theory of Convective Droplet Vaporization with Unsteady Heat Transfer in the Circulating Liquid Phase, Int. J. Heat Mass Transfer 23:253-268(1980)
- [9] B. Abramzon, W.A. Sirignano, Droplet vaporization model for spray combustion calculations, Int. J. Heat. Mass Transfer 32(9):1605-1618(1989)
- [10] Correlation of Burning Rate of the Interacting Liquid Droplets with Internal Circulation, JSME International Journal, Series B, Vol. 48, No. 2, pp. 293-299, 2005.
- [11] 조종표, 김호영,, 2003, "액체 연료 액적들의 배열이 증발 및 연소특성에 미치는 영향", 한국연소학회지 제8권 제2호, pp. 17-26, 2003.
- [12] 조종표, 김호영, 박심수,, "연소 유동장 내 액체 연료 액적간의 상호작용에 대한 수치적 연구", 제23회 KOSCO SYMPOSIUM 논문집, pp. 63-71, 2001.
- [13] 조종표, 김호영, 정진택,, "내부순환유동을 고려한 연소하는 액적들의 상호작용", 제28회 KOSCO SYMPOSIUM 논문집, pp. 183-191, 2004.
- [14] Hubbard, G. L., Denny, V. E. and Mills, A.F., Droplet Evaporation: Effects of Transient and Variable Properties, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.18, pp. 1003-1008, 1975.
- [15] Ranz, W. E. and Marshall, W. R., Evaporation from Drops, Chemical Engineering Progress, Vol. 48 (3), pp. 141-173, 1956.
- [16] Wong, S. C. and Lin, A. R., Internal Temperature Distributions of Droplets Vaporizing in High-Temperature Convective Flow, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 237, pp. 671-687, 1992.
- [17] B.E. Poling, J.M. Prausnitz, and J.P. O'Connell, The properties of gases and liquids, McGraw Hill, New York, 2001.
- [18] C.K. Westbrook and F.L. Dryer, Combustion Science and Technology, 27:31-43 (1981)