

## 내부순환유동을 고려한 연소하는 액적들의 상호작용

조종표\* · 김호영\*\* · 정진택\*\*

### Interaction of burning droplets with internal circulation

Chong Pyo Cho, Ho Young Kim and Jin Taek Chung

#### ABSTRACT

The burning characteristics of interacting droplets with internal circulation in a convective flow are numerically investigated at various Reynolds numbers. The transient combustion of 2-dimensionally arranged droplets, both the fixed droplet distances of 5 radii to 40 radii horizontally and 4 radii to 24 radii vertically, is studied. The results obtained from the present numerical analysis reveal that the transient flame configuration and retardation of droplet internal motion with the horizontal or vertical droplet spacing substantially influence lifetime of interacting droplets. At a low Reynolds number, lifetime of the two droplets with decreasing horizontal droplet spacing increases monotonically, whereas their lifetime with decreasing vertical droplet spacing decreases due to flow acceleration. This flow acceleration effect is reversed when the vertical droplet spacing is smaller than 5 radii in which decreasing flame penetration depth causes the reduction of heat transfer from flame to droplets. At a high Reynolds number, however, lifetime of the first droplet is hardly affected by either the horizontal droplet spacing or flow acceleration effect. Lifetime with decreasing vertical droplet spacing increases due to reduction of flame penetration depth. Lifetime of interacting droplets exhibits a strong dependence on Reynolds number, the horizontal droplet spacing and the vertical droplet spacing and can be correlated well with these conditions to that of single burning droplet.

**Key Words** : lifetime, horizontal droplet spacing, vertical droplet spacing, internal circulation

#### 기 호 설 명

$D$	horizontal droplet spacing( $D/R_0$ )	$\nu$	stoichiometric (mass) ratio
$D_a$	Damköler number	$\tau$	droplet lifetime or shear stress
$H$	vertical droplet spacing( $H/R_0$ )	하침자	
$L$	latent heat	g	gas phase
$\dot{m}$	mass flux	l	liquid phase
$V$	volume of the droplet	o	oxygen or initial condition
$\Delta h_c$	heat of combustion	sin	single droplet
		ref	reference condition

## 1. 서 론

\* 고려대학교 기계공학과 대학원

† thermoch@korea.ac.kr

\*\* 고려대학교 기계공학과

가스터빈, 디젤이나 로켓엔진과 같은 많은 실제 연소장치들은 연소기 안으로 액체연료를 직접 분사하는데 분사된 액체연료는 미립화 과정을 거

쳐 연소된다. 이러한 분무연소를 해석하기 위해 단일액적 연소로부터 얻어진 정보를 이용할 수 있지만, 상호작용하는 액적들의 연소거동은 단일 액적의 그것과는 상당히 다르다. 분무연소의 기본적인 mechanism을 조사하기 위해 정적인 상태에서 두 액적이나 액적 배열의 연소에 대해 실험적인[1-4] 또는 이론적인[5-7] 연구가 있었다.

그러나 실제연소 과정에서는 액적과 기체상 사이의 상호작용이 증발을 및 화염형태에 영향을 미친다. 대류환경에서 액적 내부의 유동은 액적의 가열과정에 상당한 영향을 미치며[8], 추가적으로 연소가 발생하는 경우 유동조건에 따라 액적 주위의 화염은 envelope 화염, transition 화염, wake 화염 그리고 순수증발과 같은 4가지 형태로 나타날 수 있다[15-16]. 이러한 증발 및 연소과정을 포함한 다액적 시스템에 대한 비정상적인 해석은 상당히 복잡하고 어렵기 때문에, 액적 배열의 연소에 대한 연구가 분무연소의 기본적인 이해를 향상시키는데 효과적이라고 할 수 있다. 본 연구의 목적은 대류환경에서 선형적으로 배열된 액적들의 연소거동을 규명하고 연구의 결과를 통해서 액적간의 거리와 Reynolds 수를 이용하여 단일액적의 수명(lifetime)에 대한 상호작용하는 액적들의 수명의 비에 관한 적절한 상관식을 제안하는 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 :

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

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

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \rho \left( u_i - \frac{\partial x_i}{\partial t} \right) h \right\} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial x_i} \right) + \sum_{n=1}^N \Delta h_n \dot{m}_n \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_k) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \rho \left( u_i - \frac{\partial x_i}{\partial t} \right) Y_k \right\} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right) + \sum_{n=1}^N \nu_{k,n} \dot{m}_n \quad (4)$$

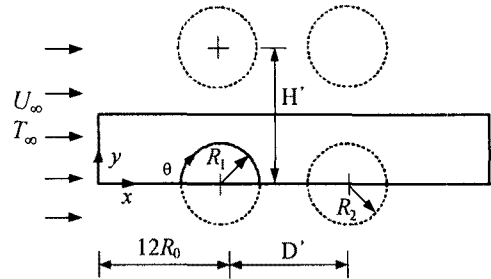
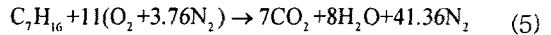


Fig. 1 Schematic of fuel droplets burning in a convective flow

상태방정식은 Peng-Robinson equation[9]을 이용하였고, n-heptane과 공기의 이상적인 반응 및 1단계 Arrhenius 반응모델[11]을 이용하여 다음과 같이 반응률을 계산하였다.



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

액체상에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

Liquid phase :

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

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

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

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 대상으로 하였다. 액적의 초기온도는 300K, 직경은 100μm이며 계산에 이용된 초기 및 경계조건은 다음과 같다.

$$u_g = u_\infty, \quad T_g = T_\infty, \quad Y_o = Y_{o,\infty}, \quad Y_f = Y_{f,\infty}, \quad T_l = T_o$$

a) At the droplet center(r=0)

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

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

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

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

$$\left(k \frac{\partial T}{\partial n}\right)_{R,S} = \left(k \frac{\partial T}{\partial n}\right)_{L,S} + m\ddot{x}L \quad (11)$$

$$v_n = \frac{m\ddot{x}}{\rho_{R,S}} - \frac{dr}{dt} \quad (12)$$

액적 표면에서 연료증기의 농도는 Ambrose et al.[9]에 의해 주어진 Wagner equation을 이용하였다. 중심선(y=0) 및 윗면의 경계조건은 대칭조건을 이용하였다. 본 연구에서는 액체상 및 기체상의 가변 물성치를 이용하여 계산하였으며 그 방법은 Table 1에 정리하였다.

액적 표면에서 질량유속은 film이론 대신에 확산유도 대류(diffusion-induced convection)의 효과를 포함하는 확산이론[17]을 적용하여 계산하였다. 여기에서 확산 시간 척도는  $d_0^2/D_g$ 를 이용하였다. 이 확산이론에 의해 얻어진 현재의 결과는 후에 논의하는 바와 같이 실험을 바탕으로 한 고전적 모델과도 잘 일치한다.

### 2.3 수치해석

기체 및 액체상의 지배방정식은 유한 체적법을 바탕으로 이산화하였고 유동장계산은 엇갈림 격자계, implicit 방법, 그리고 SIMPLEC 알고리즘을 이용하였다. 대류 및 확산유속은 power law scheme을 이용하였다. Poisson계 방정식을 이용한 타원형 격자 생성법을 적용하여 액체상에 대한 격자는 25×51, 그리고 기체상은 주유동 방향으로 301개, 수직방향으로 25개를 기준으로 최대 59개의 비균일 격자계를 구성하였다.

Table 1. The methods to evaluate the thermophysical properties

Properties	Method
$\rho_l$	Rackett[9]
$k_l$	Latini & Pacetti[9]
$\mu_l$	Sastri-Rao method[9]
$c_{p,l}$	Corresponding States Methods(CSP) for liquid $c_p$ [9]
$L$	Watson relation[9]
$\rho_g$	Peng-Robinson equation[9] Van der Waals and density-dependent mixing rule[9]
$c_{p,g}$	Abramzon & Sirignano[10] Wilke's method[9]
$\mu_x$	Lucas[9] Lucas mixing rule[9]
$k_g$	Abramzon & Sirignano[10] Wilke's method[9]
$D_x$	Fuller et al.[9]

## 3. 결과 및 토의

### 3.1 해석 검증

본 연구에서는 Re가 5~50인 조건 하에서 내부 순환하는 액적간의 거리가 수평적으로 5~40R<sub>0</sub>, 수직적으로 3~24R<sub>0</sub>의 범위에서 연소하는 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. 내부 순환하는 액적의 최대 표면속도와 항력계수를 LeClair et al.[12]의 이론과 실험적인 결과와 비교하였으며 그 값은 Table 2에 나타내었고 10% 범위 내에서 잘 일치하고 있다. 대류환경에서 내부 순환하는 n-heptane 액적의 연소에 관한 실험값을 이용할 수가 없어서 Faeth[13]가 실험을 바탕으로 제안한 상관식을 이용한  $(d/d_0)^2$ 의 변화와 비교하였다. 강제대류 하에서 연료액적의 연소율을 계산하기 위한 상관식은 다음과 같다.

$$m\ddot{x}_g = \frac{2\pi \bar{k}_g r_s Nu}{\bar{c}_{pg}} \ln(1 + B_{o,q})$$

여기서

$$Nu = 2 + \frac{0.555 Re^{1/2} Pr^{1/3}}{[1 + 1.232/(Re Pr^{4/3})]^{1/2}}$$

$$B_{o,q} = \frac{\Delta h_c / v + \bar{c}_{pg} (T_\infty - T_s)}{q_l + L} \quad (13)$$

위의 식에서 평균상태량은 '1/3 규칙'을 이용하여 계산하였고  $B_{o,q}$ 는 연소거동을 고려한 전달수이다[14]. 위의 결과를 이용하여 다음과 같은 방법으로 반경 변화율을 계산하였다.

$$m\ddot{x}_g = \int m\ddot{x} dA = \frac{d}{dt} (\bar{\rho}_l V) = \bar{\rho}_l \frac{dV}{dt} + V \frac{d\bar{\rho}_l}{dt}$$

$$\therefore \frac{dr}{dt} = -\frac{1}{4\bar{\rho}_l \pi r^2} \left[ \int m\ddot{x} dA + V \frac{d\bar{\rho}_l}{dt} \right] \quad (14)$$

위의  $\bar{\rho}_l$ 는 공간 평균된 밀도를 나타낸다. 본 연구의 계산 결과와 기존연구와의 비교는 Fig. 2에 나타내었으며 비교적 잘 일치하고 있다.

Table 2. Comparison with numerical and experimental results

Re	$u_{s,max}/u_{g,\infty}$		$C_d$ (circulating liquid)	
	LeClair et al.(1972)	Present results	LeClair et al.(1972)	Present results
10	0.016	0.015	4.29	4.54
30	0.020	0.022	2.10	2.23

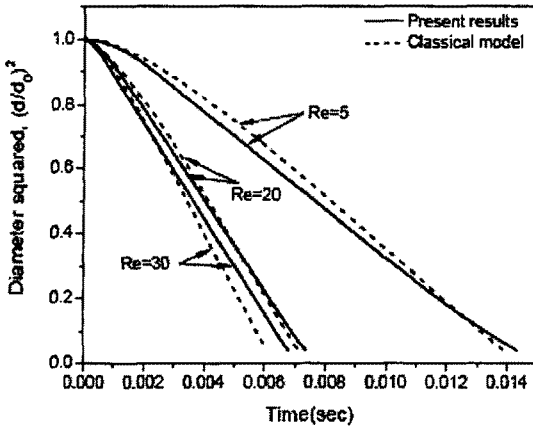


Fig. 2. Comparison with calculation by Faeth[19] of diameter squared.

3.2 Re에 따른 영향

대류환경에서 연소하는 액적의 경우 Damköler 수가 증가하거나 Reynolds 수가 감소함에 따라 순수증발, wake 화염, transition 화염 그리고 envelope 화염이 존재할 수 있다[15].

Damköler 수는 최대 반응영역에서 반응특성시간에 대한 유동특성시간의 비로 나타낼 수 있는데, 이 수가 크면 연소에 의해 발생한 열이 화염으로부터 주위로 손실된 열보다 더 크기 때문에 화염은 액적의 앞쪽으로 움직이고 envelope 화염은 유지된다는 것을 의미한다.

Fig. 3은 Damköler 수와 Reynolds 수에 따른 화염의 형태를 나타내며, Jiang et al.[16]의 lower branch solution과 잘 일치하고 있다. 본 연구에서는 envelope 화염의 형태로 연소하는 액적들을 대상으로 하였으며 계산 조건은 Fig. 3에 나타내었다.

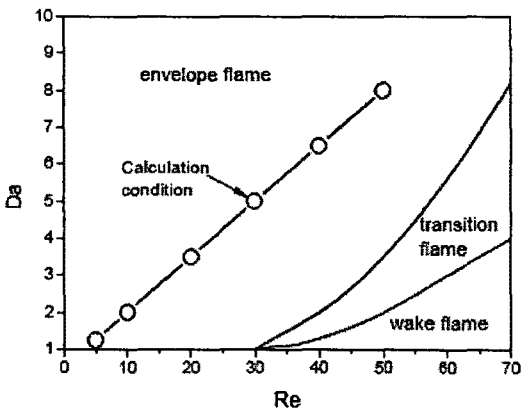
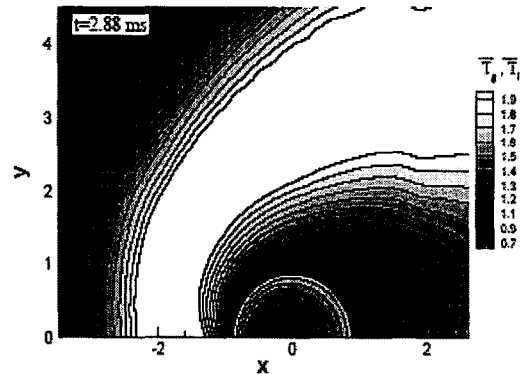


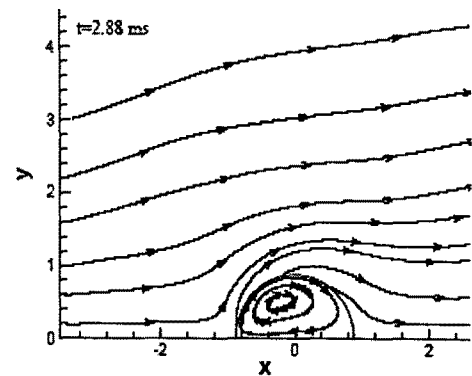
Fig. 3. Flame configuration for various Reynolds number and Damköler numbers.

Fig. 4는 Re=10일 때 연소하는 단일액적 주위의 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 양과 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. 5는 Re=50일 때 액적 주위의 화염 및 유선 형태를 나타낸다. 작은 Reynolds 수와 달리 액적 주위의 화염은 좁게 분포하며 액적 표면과의 온도 구배가 크고 화염으로부터 액적으로 전달되는 열이 훨씬 크다. 또한 액적 내부의 유선과 온도 분포가 유사한 형태를 나타내는데 고온의 표면에서 저온의 중심부까지 강한 대류에 의해 열이 전달되기 때문이다. 따라서 증발율이 훨씬 크다.



(a)



(b)

Fig. 4. Isotherms(a) and streamlines(b) at Re=10 for single burning droplet.

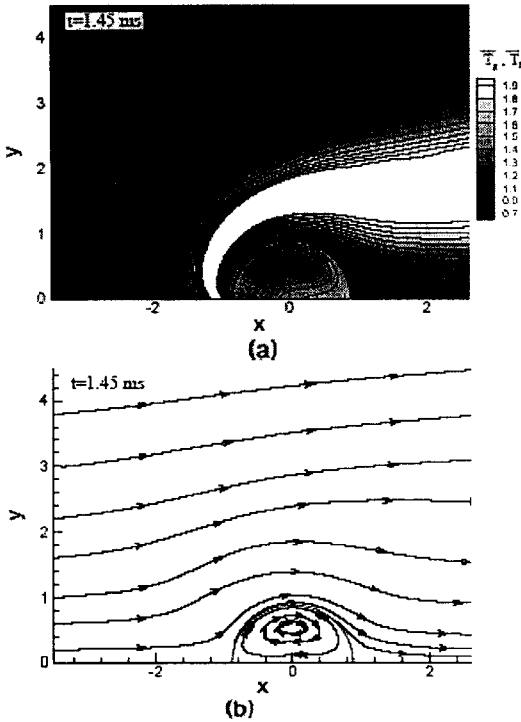


Fig. 5. Isotherms(a) and streamlines(b) at Re=50 for single burning droplet.

3.3 수평거리(D)에 따른 영향

고온 공기 중에 분사된 액적들은 Fig. 6(a)에서 보이는 바와 같이 개별적인 화염을 형성하고 이후 첫 번째 액적주위에 연료성분이 축적되고,

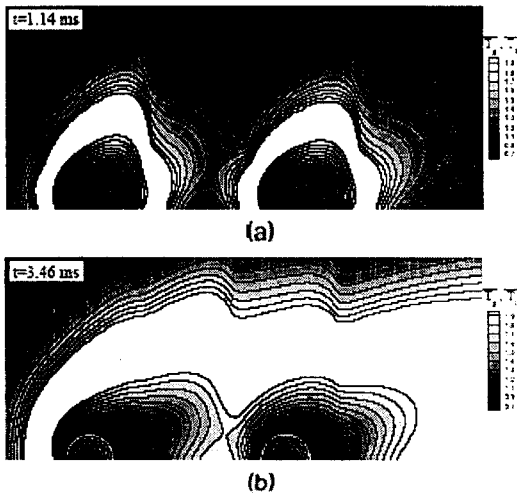


Fig. 6. Flame configuration and liquid phase isotherms with time at D=7, H=24 and e=10.

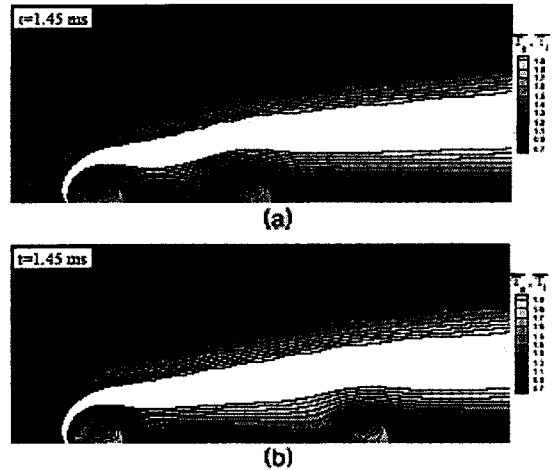


Fig. 7. Flame configuration and liquid phase isotherms with the horizontal droplet spacing at H=24 for Re=50: (a) D=5, (b) D=9.

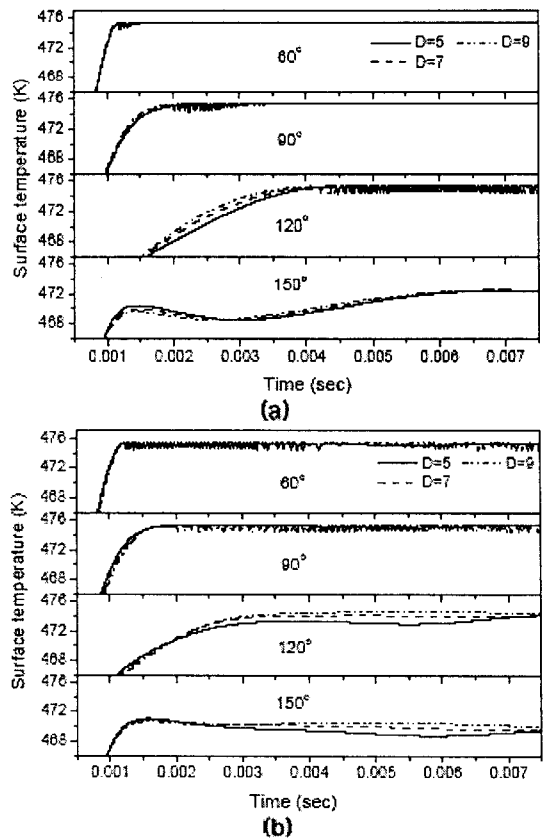


Fig. 8. Time variations of droplet surface temperature at various horizontal droplet spacings for H=24 : (a) 1st droplet, (b) 2nd droplet.

화염이 성장하면서 유동방향으로 흘러나간 후 Fig. 6(b)처럼 두 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. 7은 Re=50일 때 액적간의 수평거리(D')가 5R<sub>0</sub>와 9R<sub>0</sub>인 경우의 기체상 및 액체상의 온도 분포를 나타낸다. 첫 번째 액적 내부의 온도 분포는 앞서 논의한 유선의 형태와 유사하지만 두 번째 액적의 내부는 상대적으로 약한 대류의 영향으로 내부에서의 혼합이 지연되면서 유선과 다른 불완전한 온도분포를 나타내며 액적 내부로의 열전달이 천천히 일어난다.

Fig. 8은 Re=10일 때 몇 가지 액적간의 수평거리(D)에 대해 두 액적표면의 시간에 따른 온도변화를 나타낸 것이다. 앞서 논의한 바와 같이 액적간의 수평거리(D)가 감소함에 따라 액적사이의 연료성분 축적과 단일화염 효과에 의해 Fig. 8(a)처럼 첫 번째 액적의 뒷부분(120°, 150°)에서 표면온도가 더 늦게 상승한다. 두 번째 액적의 경우 Fig. 8(b)에서 보는바와 같이 연료축적 및 단일화염 형성 이후 액적으로 전달되는 열이 상대적으로 낮고 액적 내부의 저온부가 heat sink 역할을 함으로써 액적간의 수평거리가 감소함에 따라 액적의 뒷부분(120°, 150°)에서의 온도가 다소 낮아진다. 따라서 두 액적 모두 조금 차이는 있지만 액적간의 수평거리가 감소함에 따라 증발율이 감소하게 된다. 따라서 액적간의 수평거리(D)가 감소함에 따라 액적의 수명(lifetime)은 길어지게 된다.

Fig. 9와 10은 H'=24R<sub>0</sub>일 때 여러 가지 Reynolds 수에 대해 수평거리(D)에 따른 상호작용하는 액적 수명을 단일액적의 수명에 대한 비로 나타낸 것이다.

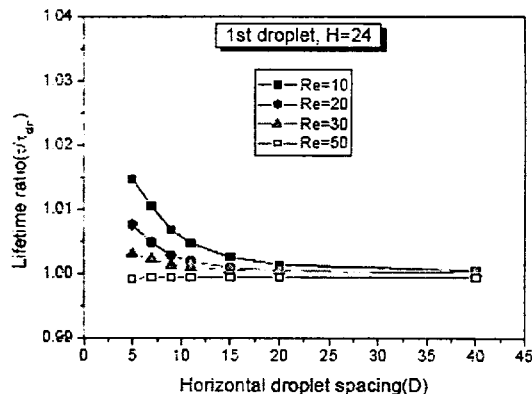


Fig. 9 Dependence of droplet lifetime ratio of the first droplet on horizontal droplet spacing at various Reynolds numbers.

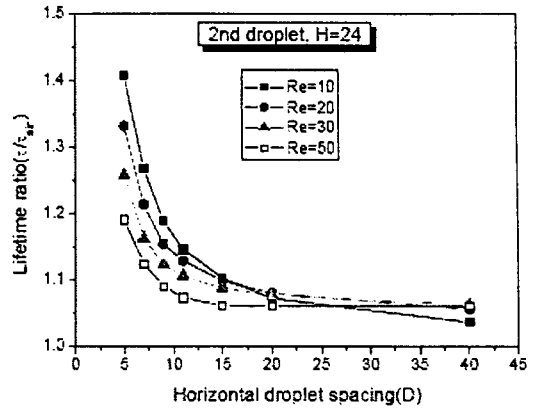


Fig. 10 Dependence of droplet lifetime ratio of the second droplet on horizontal droplet spacing at various Reynolds numbers.

첫 번째 액적은  $(d/d_0)^2$ 이 0.16일 때 그리고 두 번째 액적은 0.36일 때를 기준으로 하였다. 첫 번째 액적의 경우 낮은 Re에서 수평거리 변화에 따라 2% 정도 수명이 길어지며, 두 번째 액적의 경우 Re에 따라 20~40% 정도까지 수명이 길어짐을 알 수 있다. 이러한 결과는 뒤에서 제안되는 상관식을 위한 자료로 이용될 것이다.

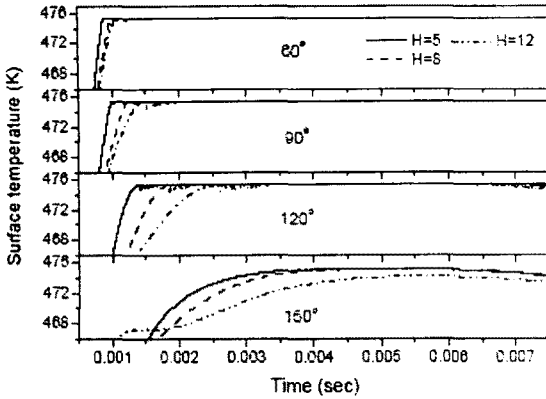
### 3.4 수직거리(H)에 따른 영향

액적간의 수직거리(H)가 감소함에 따라 액적주위의 유동은 가속되게 된다. Fig. 11은 Re=10이고 액적간의 수평거리(D)가 15일 때 액적간의 수직거리(H)가 5, 8 그리고 12인 경우의 두 액적의 표면온도 변화를 나타낸 것이다.

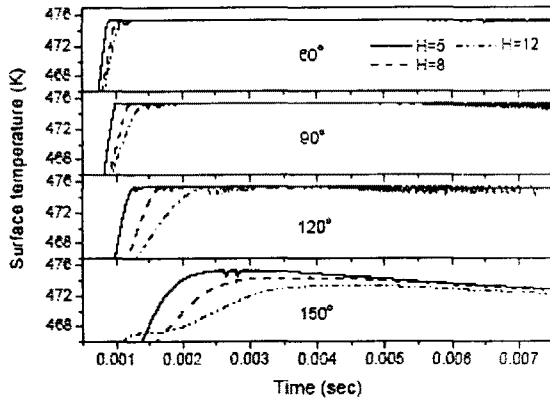
두 액적 모두 60~150°의 표면에 걸쳐 액적간의 수직거리가 감소함에 따라 표면온도가 더 빨리 상승하는 것을 볼 수 있다. 이것은 유동이 가속됨에 따라 화염영역으로부터 액적으로서의 heat flux가 증가하고 공기와 액적 표면의 shear stress가 증가함으로써 액적 내부의 대류 효과가 증가하여 열전달이 촉진되기 때문이다. Fig. 11의 (a)(b)에서 3ms까지 표면의 150°부분을 제외하고 온도 변화가 유사한 경향을 보이는 것은 수평거리(D)가 15인 상태에서 단일화염을 형성하기 전까지 단일액적처럼 두 액적이 개별적으로 연소하기 때문이다.

이러한 유동의 가속 효과는 액적간의 수직거리(H)가 5가 될 때까지 증가한다. 그러나 그 이하로 거리가 감소하면 유동 가속 효과에 의해 더 이상 증발율이 증가하지 않는다.

Fig. 12는 액적간의 수평거리(D)가 5이고 Re=10과 30일 때 액적간의 수직거리(H)가 3이고  $\tau/\tau_{\text{sin}}=0.2$ 인 경우 기체상 및 액체상의 온도 분포를 나타낸다.



(a)



(b)

Fig. 11. Time variations of droplet surface temperature for Re=10 and D=15 at H=5, 8 and 12: (a) 1st droplet, (b) 2nd droplet.



(a)



(b)

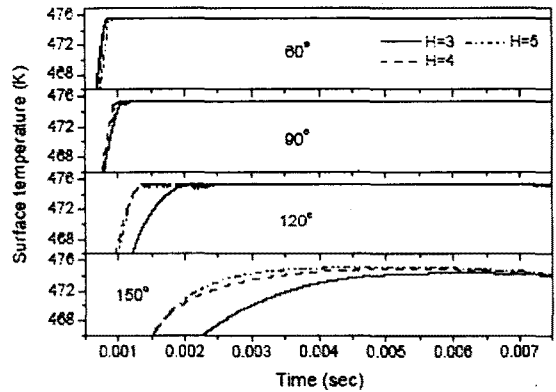
Fig. 12. Flame configuration and liquid phase isotherms at D=5 and H=3: (a) Re=10, (b) Re=30.

Table 3. Flame penetration depth with Reynolds number and vertical droplet spacing.

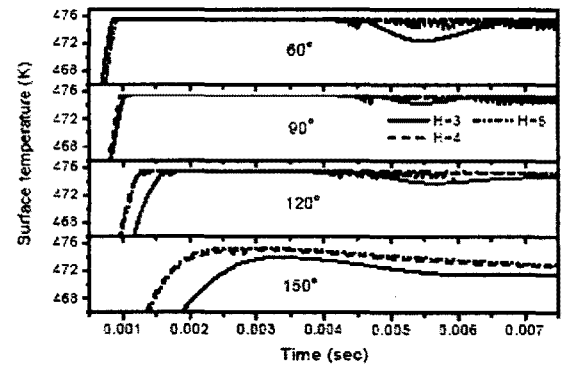
Re \ H	3	4	5
10	-1.0	-0.3	1.1
30	0.85	4.5	10.2
50	3.2	10.8	20.6

액적간의 수직거리가 감소함에 따라 첫 번째 액적주위의 화염은 서로 합쳐지고 나서 액적의 앞부분에만 위치하고 더 이상 액적들 사이로 전파되지 못하는데 이는 산소성분이 화염영역에 의해 차단되기 때문이며, 두 번째 액적주위의 화염은 빠르게 뒤쪽으로 쓸려나가게 된다.

액적간의 수직거리(H) 및 Reynolds 수에 따라 액적들 사이로 화염의 침투깊이가 변화하는데 첫 번째 액적의 중심을 기준으로  $x_0$ 로 무차원화된 깊이는 Table 3에 나타내었다.



(a)



(b)

Fig. 13. Time variations of droplet surface temperature for Re=10 and D=15 at H=3, 4 and 5 : (a) 1st droplet, (b) 2nd droplet.

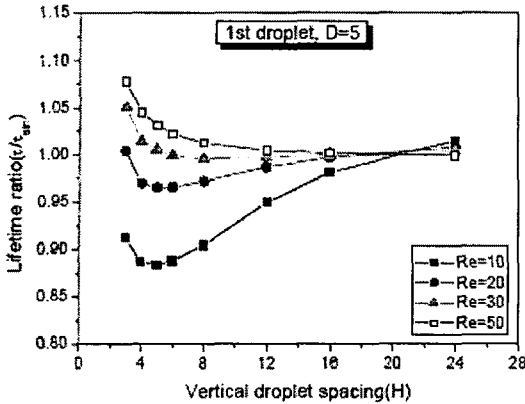


Fig. 14 Dependence of droplet lifetime ratio of the first droplet on vertical droplet spacing at various Reynolds numbers.

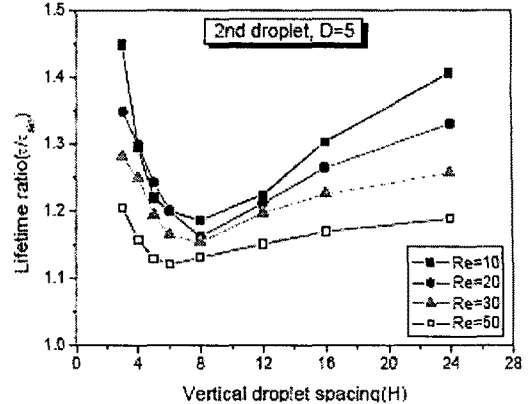


Fig. 15 Dependence of droplet lifetime ratio of the second droplet on vertical droplet spacing at various Reynolds numbers.

액적간의 수직거리가 감소하면서 산소성분이 화염영역을 통과하지 못하기 때문에 화염이 첫 번째 액적의 앞부분에만 위치하거나 화염의 침투 깊이가 감소하게 된다. 이러한 화염 침투 깊이의 변화는 두 액적으로 열전달에 영향을 미친다.

Fig. 13은 Re=10이 D=15일 때 액적간의 수직거리(H)가 5이하일 때 두 액적의 시간에 따른 표면 온도 변화를 나타낸 것이다. 액적간의 수직거리가 5이하가 되면 앞서 논의한 유동 가속 효과는 감소하고 화염의 침투 깊이가 감소에 의해 두 액적 표면의 120~150°구간에서 온도가 뒤늦게 상승함으로써 증발율은 더 이상 증가하지 못한다. Fig. 13(b)에서 4ms 이후의 급격한 표면온도 변화는 첫 번째 액적의 앞에 단일화염이 형성되면서 액적사이의 화염이 쓸려나간 이후 두 번째 액적으로 전달되는 열이 감소하기 때문이다.

Fig. 14와 15는 액적간의 수평거리(D)가 5일 때 여러 가지 Reynolds 수에 대해 수직거리(H)에 따른 두 액적의 수명의 비를 나타낸다.

첫 번째 액적의 경우 낮은 Re(<30)에서 수직거리가 5가 될 때까지 유동 가속 효과에 의해 액적 수명이 감소하지만 높은 Re에서는 이러한 유동의 가속 효과가 거의 없다. 높은 Re에서 액적 내부 유동의 대류효과는 충분히 크기 때문에 수직거리 감소에 따른 유동 가속 효과는 더 이상 액적 내부의 열전달에 큰 영향을 미치지 못한다.

H가 5이하가 되면 Re에 상관없이 화염 침투 깊이가 변화에 따라 액적 수명이 증가한다.

두 번째 액적의 경우 화염이 쓸려나간 이후 열전달이 급격히 감소하기 때문에 액적 수명은 상대적으로 길지만 수직거리(H) 변화에 따른 영향은 첫 번째 액적과 유사하다. 다만 수명비의 변곡점이 첫 번째 액적보다 긴 6~8Re 근처에 나타나는데 이 수직거리까지 화염의 침투 깊이가 길어서 두 번째 액적으로 열전달에 영향을 주기 때문이다. 높은 Re(≥30)에서 두 번째 액적은 위의 수직거리까지 좁혀짐에 따라 첫 번째 액적에 비해 약한 대류에 의해 지연된 혼합시간이 유동의 가속 효과의 영향을 받아 액적 수명이 짧아진다.

지금까지의 계산 결과를 바탕으로 연소하는 단일액적 수명에 대한 상호작용하는 액적의 수명의 비를 Reynolds 수 (5 ≤ Re ≤ 50), 액적간의 수직거리 (3 ≤ H ≤ 24) 그리고 액적간의 수평거리 (5 ≤ D ≤ 40)의 함수로 표현하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau/\tau_{sn} = A_1 \cdot Re^A \cdot H^B \cdot D^C \tag{15}$$

위의 식에서 수평거리(D) 및 수직거리(H)는 액적의 초기 반경( $r_0$ )으로 무차원화된 거리이며, 각각 계수들은 Table 4에 정리하였다. 이 상관식은 연소하는 단일액적을 통해서 상호작용하는 액적들의 수명을 계산하는데 편리한 수단을 제공한다.

Table 4. Coefficients of correlation ( ):range of the 2<sup>nd</sup> droplet

Range	3 ≤ H ≤ 5 (3 ≤ H ≤ 6)				5 < H ≤ 24 (6 < H ≤ 24)			
	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	A <sub>3</sub>	A <sub>4</sub>	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	A <sub>3</sub>	A <sub>4</sub>
1 <sup>st</sup> droplet	0.82	0.0969	-0.089	0.0001	0.7857	0.0388	0.0431	-0.0014
2 <sup>nd</sup> droplet	1.344	0.089	-0.177	-0.0913	0.9217	0.0387	0.0917	-0.082



#### 4. 결론

상호작용하는 액적들의 증발 및 연소를 내부 순환을 고려하여 Reynolds 수, 액적간의 수평거리 그리고 수직거리 변화에 대해 수치적으로 해석하였다. 액적간의 거리는 액적의 연소 거동에 상당히 영향을 미치는 것으로 나타났다. 액적간의 수평거리(D')가 감소함에 따라 연료성분의 축적 및 단일화염 형성으로 인하여 두 액적 모두 수명이 길어진다. 액적간의 수직거리(H')가 감소하는 경우, 첫 번째 액적은 낮은  $Re(<30)$ 에서  $5R_0$ 까지 유동의 가속 효과에 의하여 액적 수명이 짧아지다가  $5R_0$ 이하에서는 화염 침투 깊이 감소에 의하여 액적 수명이 반대로 증가하며, 높은  $Re$ 에서는 영향이 거의 없다. 두 번째 액적의 경우  $6R_0$ 를 기준으로 낮은  $Re$ 뿐만 아니라 높은  $Re$ 에서도 유동 가속 효과에 의한 액적 수명 감소와 화염 침투 깊이 감소에 의한 액적 수명 증가가 나타난다.

#### 후 기

본 연구는 연소기술센터(CERC)의 지원으로 이루어졌습니다. 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.E. Poling, J.M. Prausnitz, and J.P. O'Connell, The properties of gases and liquids, McGraw Hill, New York, 2001.  
 [10] B. Abramzon, W.A. Sirignano, Droplet vaporization model for spray combustion calculations, Int. J. Heat. Mass Transfer 32(9):1605-1618(1989)  
 [11] C.K. Westbrook and F.L. Dryer, Combustion Science and Technology, 27:31-43 (1981)  
 [12] B.P. LeClair, A.E. Hamielec, H.R. Pruppacher and W.D. Hall, A theoretical and experimental study of the internal circulation in water drops falling at terminal velocity in air, Journal of the Atmospheric Sciences, 29(4):728-740 (1972).  
 [13] G.M. Faeth, Current Status of Droplet and Liquid Combustion, Progress in Energy and Combustion Science, 3:191-244 (1977).  
 [14] S.R. Turns, An Introduction to Combustion, McGraw Hill, New York, 2000, Chapter 10.  
 [15] H.A. Dwyer and B.R. Sanders, Calculations of Unsteady Reacting Droplet Flows, 22th Symposium (International) on Combustion, 1923-1929 (1988)  
 [16] T.L. Jiang, W.S. Chen, M.J. Tsai and H.H. Chiu, A Numerical Investigation of Multiple Flame Configurations in Convective Droplet Gasification, Combustion and Flame, 103:221-238 (1995)  
 [17] E.L. Cussler, Diffusion Mass Transfer in Fluid Systems, Cambridge, 2002, Chap.3.