

원형공간내 열분해 연료의 위치변화에 따른 점화 및 화염전파 영향

한 조 영* · 김 정 수*
(2000년 9월 1일 접수)

Effect of Pyrolyzing Fuel Position on Ignition and Flame Propagation in a Cylindrical Enclosure

Cho Young Han and Jeong Soo Kim

Key Words : Ignition(점화), Flame Propagation(화염전파), Radiation(복사), Vertical Eccentricity(수직편심율), Grashof Number(Grashof 수), Overheat Ratio(과열비)

Abstract

Investigation on ignition and flame propagation of pyrolyzing fuel in a cylindrical enclosure is accomplished. The pyrolyzing fuel of cylindrical shape is located in an outer cylinder sustained at high-temperature. Due to gravity, the buoyancy motion is inevitably incurred in the enclosure and this affects the flame initiation and propagation behavior. The radiative heat transfer plays an important role since a high temperature difference is involved in the problem. Therefore in all cases presented here, the intrinsic radiation effects are considered. Numerical studies have been performed over various governing parameters, such as Grashof number, overheat ratio, and vertical fuel eccentricity. Depending on the Grashof number, the flame behavior is found to be totally different: a separated visible flame appears as the Grashof number reaches 10^7 . The location of flame onset is also affected by the vertical eccentricity of inner pyrolyzing fuel as well as thermal conditions applied.

기호설명

a_g	: Planck 평균흡수계수
b	: 열분해과정의 선지수함수인자
B	: 기상 연소반응의 빈도인자
C_p	: 기체정압비열 [J/(kg·K)]
C_s	: 고체정압비열
D	: 직경 [m] 또는 물질확산계수
Da	: Damkohler 수
E	: 활성화 에너지
e_v	: 수직편심률
I	: 복사강도 [$W/(m^2 \cdot Sr)$]
k	: 열전도율 [$W/(m \cdot K)$]
L_v	: 잠열

\dot{m}	: 연료질량연소율
N_o	: 이론 산화제/연료 질량비
Q_H	: 연료단위질량당 연소열
R'	: 내부 연료중심에서의 방사상 거리
s	: 광선진행거리
\hat{s}	: 단위방향벡터
T	: 온도 [K]
u_o	: 참조속도 [$(gL\delta)^{1/2}$]
Y_i	: 화학종 i 의 질량분율

그리스문자

α	: 열확산계수 [m^2/s]
δ	: 과열비
ε	: 방사율
κ_a	: 흡수계수 [1/m]
μ	: 점성계수 [$kg/(ms)$]
ρ	: 밀도 [kg/m^3]

* 회원, 한국항공우주연구소 위성사업부
위성분체연구그룹 추진계
E-mail: cyhan@kari.re.kr, jskim@kari.re.kr
TEL: (042) 860-2033, 2703 FAX: (042) 860-2603

- σ : Stefan-Boltzmann 상수
[$5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$]
- σ_s : 산란계수 [1/m]
- τ : 광학두께 [BL]
- $\dot{\omega}$: 반응률 [$\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$]
- Ω : 입체각 [Sr]

상첨자

- * : 무차원량
- ' : 입사방향

하첨자

- 0 : 참조값
- F : 연료
- g : 기상
- n : 수직
- O : 산화제
- s : 고상
- t : 접선방향
- w : 벽면

1. 서론

연소란 연료의 산화반응에 의해 다량의 발열을 수반하는 발열화학반응으로 정의할 수 있다. 일반 중력하에서 연소반응이 일어나는 경우 고도의 발열로 인한 밀도차가 존재하게 되며, 이에 따라 피할 수 없는 부력에 의한 자연대류 현상이 발생하게 된다. 최근 십수년간의 연구성과(Chen and Cheng,⁽¹⁾ Grayson et al.,⁽²⁾ Ferkul and T'ien,⁽³⁾ Han and Baek,⁽⁴⁾ Baek et al.⁽⁵⁾)를 보더라도 자연대류를 무시할 수 있는 고속유동과는 달리 부력에 의한 저속유동이 나타나는 경우의 화염거동은 고속유동에 의한 화염거동과는 질적으로 다르다. 또한 보다 근본적인 학문적 관점에서 보더라도, 자연대류에 의한 화염의 거동은 우주선이나 항공기의 선실 및 대형빌딩 내부와 같은 밀폐공간에서의 화재방재 (fire safety)를 위해서도 매우 중요하다. 이 경우 내부를 구성하고 있는 열분해 연료(pyrolyzing fuel)의 점화 및 화염전파에 따른 화염거동이 주 관심사가 됨은 자명하다.

고체연료를 사용하는 다양한 공학적 연소장치의 대표적인 경우로 회전로(rotary kiln)를 거론할 수 있다. 열분해 연료로 모사할 수 있는 회전로의 연료는 매우 느리게 회전하는 원통형 연소로 내부에서 안정적으로 연소되도록 연소로 내의 하단에 자리잡게 되며, 이 때 연소로 내벽으로부터 고온에 의한 복사열전달을 받게 된다. 이 경우 연소로

내벽은 고온의 복사 전열면으로 생각할 수 있으며 내부 열분해 연료는 연소로의 어느 위치에 편심되어 있는 것으로 가정할 수 있다.

현재까지 열분해 연료의 점화 및 화염전파 현상에 대한 이론적 모델은 수치적 관점에서 볼 때 해석의 용이성을 위한 직교 좌표계의 도입에 치중되었다(Han and Baek,⁽⁴⁾ Baek et al.⁽⁵⁾). 이는 고온의 화염이 생길 경우 그에 필연적으로 수반되는 복사 열전달을 비직교 좌표계에서 용이하게 취급할 수 없었던 것에도 그 이유가 있다고 할 수 있다. 그러나 추후 논의하는 바와 같이 비직교 좌표계에서의 복사열전달을 효율적으로 다룰 수 있는 방법이 충분히 개발 및 검증되었으므로 비직교 좌표계의 도입은 그리 어려운 일이 아니다.

본 연구에서는 고온의 외부 원관 내부에 존재하는 원통형 열분해 연료의 위치변화에 따른 점화 및 화염전파 현상을 2 차원 비정상 해석모델을 사용하여 수치해석한다. 이를 위해 비직교 좌표계를 도입하고 고체연료의 열분해와 자연대류 하에서의 점화 및 화염전파 과정 중 복사효과를 고려하며 추후 도입할 여러 매개변수들의 영향 및 물리적 특성을 고찰함으로써 열분해 연료의 점화 및 화염전파 현상에 대한 새로운 해석모델을 제시하고자 한다.

2. 이론 모델의 해석

본 연구에 사용할 모델은 Fig. 1 과 같은 원형공간으로서 내부에 위치되어 있는 원통형 연료는 가열되면 가연성 기체를 열분해하여 발산할 수 있는 고체로 형성되어 있다. 고체의 표면은 고온의 외부 원관에 의해 가열된다. 원형공간 내부의 정적 기체장은 산화제인 공기로서, 가연성의 기체를 발산할 수 있는 내부 열분해 연료는 PMMA(polymethyl methacrylate)로 가정한다. 고온의 외부 원관에 의해 가열된 연료면은 일정 온도 이상에서 가연성

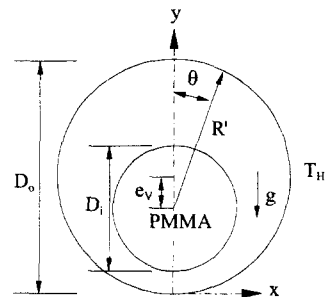


Fig. 1 Schematic of 2-D model

기체를 발산하고, 이 가연성 기체는 원형공간 내부의 대류와 확산에 의해 공기와 혼합되며 자연대류 유동을 형성함과 동시에 적절한 점화조건이 형성되면 점화된다. 이후 연료 및 산화제의 농도와 기체장의 온도 및 열교환과 유동장의 영향을 받아 공간내의 화염전파 현상이 발생한다.

내부 열분해 연료로 가정한 PMMA 는 열분해하면서 탄화수소계의 기체를 발생하는데 그 주된 열분해 물질은 MMA(CH₂=C(CH₃)COOCH₃, methyl methacrylate)로 화학식에 나타난 바와 같이 화염발생에 매우 민감하다. 또한 PMMA 는 물리적 및 열분해 특성이 대체적으로 잘 알려져 있어 많은 연구자들이 대상모델로 채택해 왔으며, 그 복사물성치 또한 비교적 잘 알려져 있다.

이러한 과정을 거쳐 점화 및 화염전파하는 기체장은 압축성, 비정상(unsteady) 상태이고 모든 변수들은 서로 연계되어 지배하는 전형적인 타원형의 비선형(elliptic nonlinear) 문제가 된다. 한편 기체장과 고온 벽면 사이에 매우 큰 온도차가 존재하므로 기존의 연구에서 채택한 Boussinesq 근사는 적용될 수 없으며, 공기의 점성계수, 열전도계수 및 확산계수의 온도에 따른 변화를 고려해야 한다. 반면 매우 큰 온도차에도 불구하고 특성길이 적절할 값으로 취한다면 유동장의 층류 해석이 가능하다.

2.1 가정

고려할 기하학적 형상이 Fig. 1 에 도시되어 있다. 지름이 D₀ 이고 T_H 의 고열로 균일하게 유지되는 외부 원관내에 지름이 D_i 이고 초기온도 상온의 원통형 열분해 연료가 수직편심율(vertical eccentricity)이 e_v 인 위치에 존재한다. 해석의 간편성을 위해 수직편심율만을 고려했으며, 따라서 계산은 실제 물리적 영역의 반쪽 영역만을 취해 수행했다.

해석 모델의 용이성을 위해 다음의 가정들을 도입한다.

- 2 차원, 비정상, 층류 유동을 가정한다.
- 원통형 연료의 단면은 원형을 유지한다.
- 내부 기체장은 이상기체로 거동한다.
- 기체혼합물의 이동변수(transport property)들은 온도에 관한 함수로서 공기의 물성치를 차용한다:

$$\mu(T) = \frac{14.58 \times 10^{-7} T^{3/2}}{110.4 + T} \quad [\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})] \quad (1)$$

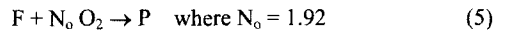
$$k(T) = \frac{2.6482 \times 10^{-3} \sqrt{T}}{1 + 245.4 \times 10^{-12/T}} \quad [\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})] \quad (2)$$

$$C_p(T) = 917 + 0.258T - 0.398 \times 10^{-4} T^2 \quad [\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})] \quad (3)$$

- 화학종간의 열확산 및 압력효과(Soret and Dufour effect)를 무시하고 확산계수가 같다고 하여 Fick's law 를 도입하며, 기체 혼합물의 Lewis 수는 1 로 가정한다. 따라서 밀도와 확산계수의 곱은 다음과 같이 표현된다:

$$\rho D = \left(\frac{\rho C_p D}{k} \right) \frac{k}{C_p} = Le \frac{k}{C_p} = \frac{k}{C_p} \quad (4)$$

- 고체연료의 열분해는 표면에서만 일어나고 Arrhenius 의 0 차 반응식을 따른다.
- 기체장의 화학반응은 다음 형태의 단단계 비가역 반응과 Arrhenius 의 2 차 유한율 반응식으로 나타낸다(Foutch and T'ien⁽⁶⁾):



- 기체 혼합물의 복사 흡수계수는 열분해 기체의 질량분율 Y_F 에 비례한다(Han and Baek⁽⁴⁾). 아래 식에서 a_g 는 1atm 분압에서의 MMA 증기(vapor) 의 Planck 평균흡수계수(Plank mean absorption coefficient)이며 P 는 전압(total pressure)을 나타낸다.

$$\kappa_a = a_g P Y_F \quad (6)$$

- 분해 생성물에 의한 복사산란(radiation scattering)은 무시하며, 고체 내부에서의 복사흡수는 고려하지 않는다.

2.2 무차원 지배방정식

모든 물리적 변수들의 무차원화는 다음의 무차원변수 및 무차원수를 도입하여 수행된다.

$$t^* = \frac{t}{L/u_0}, \quad x^* = x/L, \quad y^* = y/L \quad (7)$$

$$u^* = u/u_0, \quad v^* = v/u_0 \quad (8)$$

$$p = \frac{p - p_0}{\rho_0 u_0^2} = \frac{p_m}{\rho_0 u_0^2}, \quad \rho^* = \rho/\rho_0 \quad (9)$$

$$\mu^* = \mu/\mu_0, \quad k^* = k/k_0, \quad T^* = T/T_0 \quad (10)$$

$$\kappa_{a0} = a_{g0} p_0, \quad \bar{\beta}_0 = \kappa_{a0} + \sigma_{s0} \quad (11)$$

$$\omega_0 = \sigma_{s0} / \bar{\beta}_0, \quad \tau_0 = \bar{\beta}_0 L \quad (12)$$

$$a_g^* = a_g / a_{g0}, \quad \kappa_a^* = \kappa_a / \kappa_{a0} \quad (13)$$

$$\beta_0^* = \beta_0 / \bar{\beta}_0, \quad \sigma_s^* = \sigma_s / \sigma_{s0} \quad (14)$$

$$\Gamma^* = \frac{1}{\sigma T_0^4}, \quad G^* = \int_{4\pi} I^* d\Omega \quad (15)$$

$$Fr = \frac{u_0}{\sqrt{gL}}, \quad Pr = \frac{C_{p0} \mu_0}{k_0}, \quad Re = \frac{\rho_0 u_0 L}{\mu_0} \quad (16)$$

$$Pr = \frac{k_o/L}{4\sigma T_o^3}, \quad Gr = \frac{\rho_o^2 g L^3 \delta}{\mu_o^2} = \frac{Ra}{Pr} \quad (17)$$

$$\delta = \frac{T_H - T_o}{T_o} = \frac{T_H}{T_o} - 1 \quad (18)$$

$$\theta_G = \frac{E_G}{R_u T_o}, \quad Q_H^* = \frac{Q_H}{C_{po} T_o}, \quad Da = \frac{\rho_o B T_o}{u_o/L} \quad (19)$$

$$Le = \frac{\rho_o D_o C_{po}}{k_o} = \frac{D_o}{\alpha_o} = 1 \quad (20)$$

$$\dot{\omega}_F^* = -Da T^* \rho^{*-2} Y_F Y_O \exp\left(-\frac{\theta_G}{T^*}\right), \quad \dot{\omega}_O^* = N_o \dot{\omega}_F^* \quad (21)$$

$$\alpha_s^* = \frac{\alpha_s}{u_o L}, \quad b^* = b/u_o, \quad \rho_s^* = \rho_s/\rho_o \quad (22)$$

$$T_s^* = T_s/T_o, \quad \theta_s = \frac{E_s}{R_u T_o} \quad (23)$$

$$\dot{m}^* = b^* \rho_s^* \exp\left(-\frac{\theta_s}{T_s^*}\right), \quad L_v^* = \frac{\rho_o u_o L}{k_o T_o} L_v \quad (24)$$

여기서 특성길이 L 은 고온원판과 원통형 연료 간의 반경차로서 $L = (D_o - D_i)/2$ 와 같이 정의된다. 또한 참조속도는 $u_o = (gL\delta)^{1/2}$ 로 해서 Reynolds 수와 Grashof 수를 $Re^2 = Gr$ 의 관계가 성립되도록 했다. 참조온도 T_o 는 상온인 300 K 을 취하며, 일정한 온도로 균일하게 유지되는 외부 고온원판의 온도는 $\delta = 2$ 인 경우 900 K 가 된다. 이에 근거해 무차원된 지배방정식들은 다음과 같으며 표기의 편의를 위해 상첨자 *를 생략한다.

continuity

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (25)$$

x-momentum

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho u v) = -\frac{\partial p_m}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + S_u \quad (26)$$

where

$$S_u = \frac{1}{Re} \left[\frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right]$$

y-momentum

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u v) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2) = -\frac{\partial p_m}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right]$$

$$-\frac{1}{Fr^2}(\rho - 1) + S_v \quad (27)$$

where

$$S_v = \frac{1}{Re} \left[\frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right]$$

energy

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho T) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u T) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v T) = & \frac{1}{Re \cdot Pr} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k}{C_p} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{k}{C_p} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] \\ & + \frac{1}{C_p} \frac{u_o^2}{C_{po} T_o} \left[\frac{\partial p_m}{\partial t} + u \frac{\partial p_m}{\partial x} + v \left(\frac{\partial p_m}{\partial y} - \frac{1}{\delta} \right) \right] \\ & + \frac{1}{C_p} \frac{1}{Re} \frac{1}{C_{po} T_o} \mu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] \\ & - \frac{1}{C_p} Q_H \dot{\omega}_F - \frac{1}{C_p} \frac{\tau_o}{Re \cdot Pr \cdot Pl} (1 - \omega_o) \kappa_s \left(T^4 - \frac{1}{4} G \right) \end{aligned} \quad (28)$$

fuel species equation

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_F) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u Y_F) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v Y_F) = & \frac{Le}{Re \cdot Pr} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \frac{\partial Y_F}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial Y_F}{\partial y} \right) \right] + \dot{\omega}_F \end{aligned} \quad (29)$$

oxidizer species equation

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_O) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u Y_O) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v Y_O) = & \frac{Le}{Re \cdot Pr} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \frac{\partial Y_O}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial Y_O}{\partial y} \right) \right] + N_o \dot{\omega}_F \end{aligned} \quad (30)$$

equation of state

$$\rho = \frac{\rho_o u_o^2 p}{p_o T} + \frac{1}{T} \quad (31)$$

radiative transfer equation

$$\frac{dI}{ds} = \kappa_{a0} L \kappa_a I_b - \bar{\beta}_o L \beta_o I + \sigma_{s0} L \frac{\sigma_s}{4\pi} \int I \Phi d\Omega \quad (32)$$

solid conduction

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} \right) \quad (33)$$

2.3 무차원 초기조건 및 경계조건

마찬가지로 표기의 편의를 위해 상첨자 *를 생략한다.

at $t \leq 0$ then

- gas-phase initial condition

$$u = v = Y_F = 0$$

$$T = 1$$
(34)

$$Y_O = 0.23$$

- solid-phase initial condition

$$T_s = 1$$
(35)

at $t > 0$ then

- $R' = \frac{1}{D_o/D_i - 1}$ (interface condition)

$$v_t = 0, \quad v_n = \frac{\dot{m}}{\rho_g}, \quad T_s = T_g$$
(36)

$$-k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_s = -k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_g + \frac{\epsilon_s}{4\text{Pl}} (T_{s,w}^4 - H) + \dot{m} L_v$$
(37)

$$-\frac{Le}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \rho D \frac{\partial Y_F}{\partial n} \Big|_g + \dot{m} Y_F = \dot{m}$$
(38)

$$-\frac{Le}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \rho D \frac{\partial Y_O}{\partial n} \Big|_g + \dot{m} Y_O = 0$$
(39)

- symmetric line

$$u = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial Y_F}{\partial x} = \frac{\partial Y_O}{\partial x} = \frac{\partial T_s}{\partial x} = 0$$
(40)

- solid center

$$T_{\text{center}} = \frac{\sum_{j=1}^{j\text{MX}-1} T_j}{j\text{MX}-2}$$
(41)

- on the outer cylinder

$$u = v = \frac{\partial Y_F}{\partial n} = \frac{\partial Y_O}{\partial n} = 0, \quad T = \delta + 1$$
(42)

- radiation boundary condition

복사에 대해 확산적으로 방사 및 반사하는 불투명(opaque) 벽면에서의 경계조건과 대칭면에서의 복사강도 경계조건은 다음과 같다:

$$I(\vec{r}_w, \hat{s}) = \frac{\epsilon_w T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \epsilon_w}{\pi} H(\vec{r}_w)$$
(43)

$$\text{where } H(\vec{r}_w) = \int_{\hat{s}' \cdot \hat{n}_w < 0} I(\vec{r}_w, \hat{s}') |\hat{s}' \cdot \hat{n}_w| d\Omega'$$

$$I(\vec{r}_{\text{sym}}, \hat{s}) = I(\vec{r}_{\text{sym}}, \hat{s}') \quad \text{for } |\hat{s} \cdot \hat{n}_{\text{sym}}| = |\hat{s}' \cdot \hat{n}_{\text{sym}}|$$
(44)

2.4 수치해석

본 연구에서 도입한 기하학적 형상인 두 등은 원관 사이의 환상유로에서, 내부 등온원관의 위치변화에 따른 복사효과 및 유동현상에 대해 Han and Baek⁽⁷⁾이 연구를 수행했다. 그들은 Kuehn and Goldstein⁽⁸⁾의 실험 및 Dua and Cheng⁽⁹⁾의 기준해(benchmark solution)와 비교해 유동장과 복사장 해석기법의 타당성을 입증하고, 복사효과 및 내부 등온원관의 위치변화에 따른 매개변수들을 도입하여 부력에 의한 유동과 복사열전달간의 상호작용을 해석했다. 본 연구에서는 이상에서 검증된 수치기법을 사용하여 열분해 연료의 점화 및 화염전파 현상에 대한 해석결과를 제시하기로 한다. 보다 상세한 수치해석기법의 유도 및 설명은 한⁽¹⁰⁾의 학위논문을 참고하기 바란다.

전체 계산영역은 여러 단계의 검증을 거쳐 기상(gas-phase)에는 공간적으로 $(N_\xi \times N_\eta) = (41 \times 63)$ 개의 비균일 격자계를 채택했고, 전체 입체각 4π 는 $(N_\theta \times N_\phi) = (2 \times 24)$ 개의 균일 격자계를 채택했다. 고상(solid-phase)에는 공간적으로 $(N_\xi \times N_\eta) = (21 \times 63)$ 개의 비균일 격자계를 채택해 종속변수의 구배가 급격한 기상-고상 경계면(gas-solid interface)과 특이점인 열분해 연료 중심에 격자계를 밀집시켰다. 한편 유동장 및 복사전달방정식의 수렴조건은 다음의 L_2 -norm 을 사용해 결정했다.

$$\|\text{velocity}\|_2 < 10^{-5}, \quad \|T\|_2 < 5 \times 10^{-5}$$
(45)

$$\|Y_F\|_2 = \|Y_O\|_2 < 10^{-5}, \quad \text{Max} [|I_p^m - I_p^{\text{old}}| / I_p^m] < 10^{-6}$$
(46)

3. 결과 및 검토

고온의 외부원관에 의한 열분해 연료의 점화 및 화염전파 현상을 비정상, 층류 자연대류 유동을 고려해 수치적으로 해석했다. 계산에 사용된 모든 물성치는 Table 1 에 제시되어 있다(Yang and

Table 1 Numerical values used

Gas Phase		
Symbol	Value	Unit
P_o	1	atm
T_o	300	K
E_G	1.13×10^8	J / kmol
B	1.43×10^5	$\text{m}^3 / (\text{kg s K})$
Q_H	25957×10^3	J / kg
R_u	8313.4	J / (kmol K)
R_g	287	J / (kg K)
a_{go}	100	$\text{atm}^{-1} \text{m}^{-1}$
g	9.81	m / s^2
σ	5.67×10^{-8}	$\text{W} / (\text{m}^2 \text{K}^4)$
N_o	1.92	
Solid Phase		
b	1.996×10^4	m / s
k_s	2.09×10^{-1}	J / (m s K)
C_s	1.463×10^3	J / (kg K)
L_v	1.05×10^6	J / kg
ϵ_s	0.92	
ρ_s	1.18×10^3	kg / m^3
E_s	1.256×10^8	J / kmol

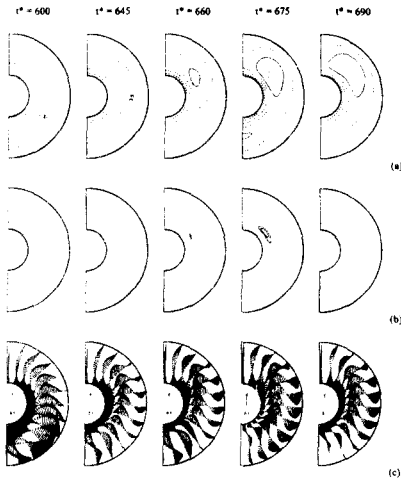


Fig. 2 Weak visible flame for case 1: (a) temperature ($\Delta T^* = 0.5$), solid line is $T^* = 4$; (b) fuel reaction rate over $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0029$ ($\Delta \dot{\omega}_F^* = 0.5 \times 10^{-3}$); (c) velocity vector

T'ien⁽¹¹⁾. 다만 전형적인 플라스틱 기체(MMA vapor)의 Planck 평균흡수계수는 800 K 이하의 기체온도에서 $100 \text{ atm}^{-1} \text{ m}^{-1}$ 정도(Park et al.⁽¹²⁾)이므로 기체장의 흡수계수를 고려시 그 값을 기본값(a_{g0})으로 설정했다. 그러나, 본 연구에서는 해석의 용이성을 위해 내부 기체장이 투명매질($a_g^* = 0$)인 경우의 결과만을 제시하였다.

본 연구에서 수행한 계산조건은 Table 2에 정리되어 있다. 전체 계산조건을 지배하는 주요 매개변수로 Gr 수를 선택했다. 이 Gr 수에 의해 실제 물리적 계산 영역이 설정되며, 부가적인 계산인자로 과열비(δ , overheat ratio)를 도입하고, 열분해 연료의 위치변화에 따른 점화 및 화염전파 영향을 고찰하기 위해 연료의 수직편심률이 0 인 동심의 경우와 정(正, $e_v/L = 0.6$) 및 부(負, $e_v/L = -0.6$) 등 3 가지 기하학적 배치를 고려했다.

점화현상 해석의 현재 발달 과정에서 점화현상의 실험적 측정은 광탐지(light emission detection)에 기초한 반면, 이론적 점화의 정확한 상태는 거의 잘 정의되지 않았다. 비록 많은 점화 판단기준이 있더라도 실험적 점화 판단기준과 수치적 점화 판단기준은 잘 부합되지 않는다. 일반적으로 복사현상이 관련된 실험에서 점화현상을 측정할 경우 화상처리를 하여 가시화염이 생성될 시점을 점화시기라고 보는 것이 보통이다. 그러므로 본 연구에서는 PMMA의 연소시 초기에 가시화염이 생성되는 시기를 점화라고 여겨 그 후의 화염전파까지를 해석했다. 가시화염 생성의 판단기준은 Yang and

Table 2 Simulation conditions and visible flame existence

CA SE	Gr	δ	e_v/L	$\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^*$	t_{ig}^*	visible flame
1	10^6	2	0	0.0029	659.4	Y
2			0.6		657.9	
3			-0.6		648.3	
4		3	0	0.0022	86.5	
5			0.6		84.4	
6			-0.6		85.6	
7	10^7	2	0	0.0043	465	N
8	10^5		0	0.0020		

T'ien⁽¹¹⁾이 Grayson et al.⁽²⁾의 실험과 비교해 PMMA 연소시 가시청염(visible blue flame)의 영역 하한으로 채택한 연료반응율 $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.1 \text{ kg}/(\text{m}^3 \text{ s})$ 의 값을 이용했다. 따라서 본 연구에서 제시된 연료반응율 선도는 실제 실험에서도 가시청염으로 보이는 형상을 의미한다. 이에 의거해 점화의 판단기준이 되는 무차원화된 연료반응율을 Table 2에 나타냈다.

수치해석의 기본단계로서 복사열전달을 고려하지 않은 순수 자연대류($Gr = 10^6$)의 경우에 대해 과열비를 2와 3으로 변화시키며 계산을 수행했다. 그 결과 본 논문에서 제시한 수렴조건 하에서는 가상 정상상태(pseudo steady state)의 해를 얻을 수 있었다. 물리적으로 본 연구에 사용된 모델은 화학반응이 없다면 내부 열분해 연료의 온도가 고온 외부원관의 온도와 같아질 때까지 증가해야 한다. 그러므로 좀더 강화된 수렴조건을 부여해 보았으나 이 경우 온도의 증가만이 나타날 뿐 역시 점화라고 인정할 만한 결과를 도출하지 못했다. 물리적인 직관에 비추어 보더라도 본 연구에 사용된 해석 모델에서 복사열전달을 고려하지 않는다는 것은 타당치 않다. 따라서 이후 제시할 계산결과에서는 순수 자연대류 문제를 논외로 한다.

3.1 Gr 수의 영향

본 연구에서는 Gr 수의 변화에 따른 열분해 연료의 점화 및 화염전파 현상을 해석하기 위해 $Gr = 10^5, 10^6, 10^7$ 의 3 경우를 고려했으며 다른 무차원 변수들은 일정값으로 유지했다($a_g^* = 0, \delta = 2, D_o/D_i = 3, e_v/L = 0$). 그러므로 이하 본 절에서 제시되는 결과는 내부 열분해 연료가 동심되어 있으며 내부 기체장을 투명매질로 가정하여 표면복사만을 고려한 결과이다.

Gr 수가 10^6 (case 1)인 경우에 대한 기체장의 최대 연료반응률로 판단하면 가시청염의 하한값이 $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0029$ 이며 $t^* = 659.4$ 에서 점화가 일어난

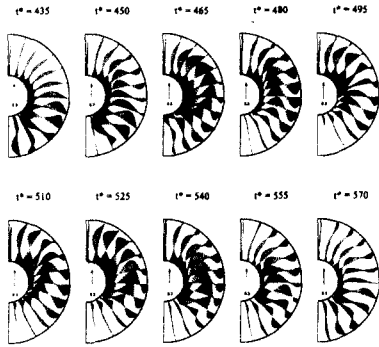


Fig. 3 Separated visible flame and flame propagation for case 7; velocity vector

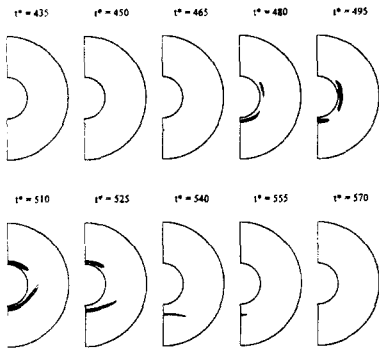


Fig. 4 Separated visible flame and flame propagation for case 7; fuel reaction rate over $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0043$ ($\Delta \dot{\omega}_F^* = 1 \times 10^{-3}$)

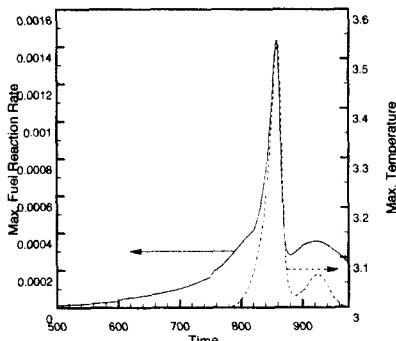
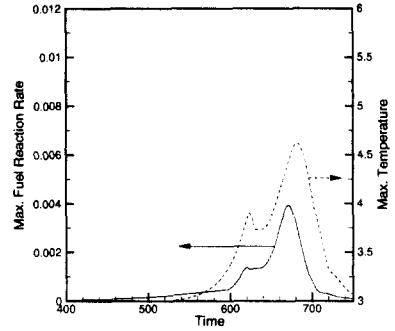
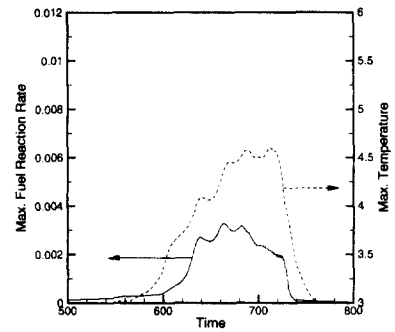


Fig. 5 Gas-phase maximum fuel reaction rate and temperature history for case 8; $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.002$

다. Fig. 2(b)의 가시화염 형상을 보면 매우 약한 가시화염(weak visible flame)이 $t^* = 660$ 에서 연료면 상부 1/4 부근에서 발생되어 짧은 시간 유지된 후 소멸(quenching)되는 것을 볼 수 있다. Fig. 2 (a)와 (c)의 등온선도 및 속도장에서 그같은 현상을



(a)



(b)

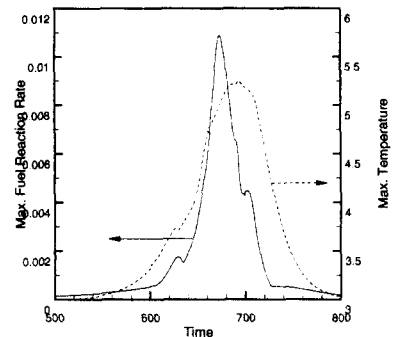


Fig. 6 Gas-phase maximum fuel reaction rate and temperature history with $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0029$: (a) case 1; (b) case 2; (c) case 3

잘 나타내주고 있는데, 화염이 생성된 후 그 부근에 $T^* = 4$ 이상의 고온부가 발생하며 이후 고온부가 연료면 상부로 이동함을 보여주고 있다.

이 때 기체상의 최고온도와 최고반응률의 위치가 일치하지 않음을 볼 수 있는데, 이는 본 연구에서 최고온도와 최고반응률의 위치가 항상 일치하는 무한 반응율을 가정하는 화염면 이론(flame sheet theory)을 도입하지 않고 온도 뿐 아니라 연료 및 산화제의 질량분율에도 종속되는 Arrhenius 유한율 반응식을 도입했기 때문이다. 속도장에서 $t^* = 600$ 의 경우 점화가 일어나지 않아 일반적

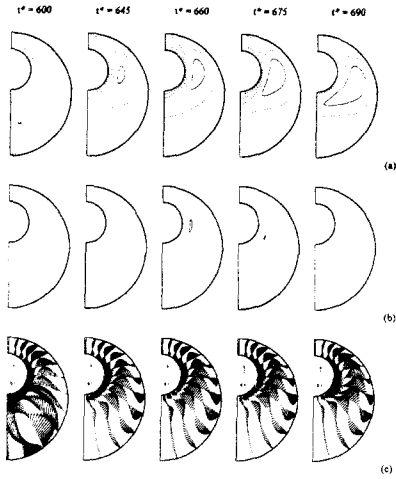


Fig. 7 Weak visible flame for case 2: (a) temperature($\Delta T^* = 0.5$), solid line is $T^* = 4$; (b) fuel reaction rate over $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0029$ ($\Delta \dot{\omega}_F^* = 0.5 \times 10^{-3}$); (c) velocity vector

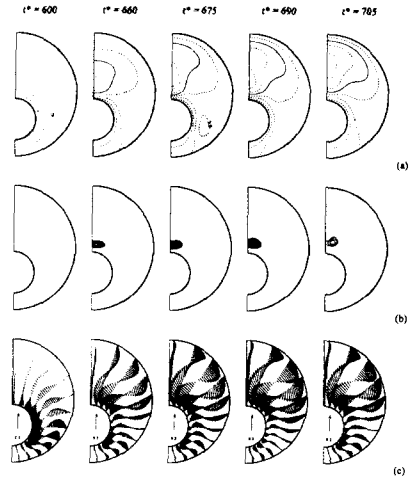


Fig. 8 Weak visible flame for case 3: (a) temperature($\Delta T^* = 0.5$), solid line is $T^* = 4$; (b) fuel reaction rate over $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0029$ ($\Delta \dot{\omega}_F^* = 0.5 \times 10^{-3}$); (c) velocity vector

인 반시계 방향의 자연대류 유동을 나타내고 있지만 점차 화학반응이 증가할수록 내부 기체장에 부력증가에 의한 상승류가 생겨 유동장의 형태가 변하는 것을 나타내고 있다.

Gr 수가 10^7 (case 7)의 경우에 대한 기체장의 최대 연료반응율을 보면 가시침염의 하한값이 $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0043$ 이며 $t^* = 465$ 에서 점화가 일어난다. 기체장의 최고온도는 case 1의 경우 4.7 정도였으나 case 7의 경우는 6.3 정도의 고온이 발생한다. Fig. 3의 속도장을 보면 특이한 점을 볼 수 있는데, Gr 수가 10^7 이 되면 비반응 예열과정($t^* = 435$)에서 내부 기체유동장이 연료면 하부와 그 외 부분으로 2개의 다중유동(multi-cell)으로 나누어짐을 관측할 수 있다. 이는 등온으로 유지되는 고온의 외부원관과 고온의 내부원관 사이의 환형유로(annulus gap)에서 높은 Rayleigh 수를 구현하면 다중유동이 나타나는 현상(Rao et al.⁽¹³⁾)과 정성적으로 부합한다. 무차원 시간이 450에서는 이러한 다중유동 구조가 파괴되어 하나의 유동으로 합쳐지기 시작하며 점화된 $t^* = 465$ 이후에서는 화염에 의한 강한 상승류가 생성되어 유동을 지배함을 볼 수 있다. 화염이 소멸된 $t^* = 570$ 에서는 내부 유동장이 다시 원래의 다중유동 구조로 복원되고 있다. Fig. 4의 가시화염의 거동을 보면 연료면 하부에서 점화되어 분리된 화염(separated visible flame)이 연료면 하부와 측면에 생겨 각각 윗방향으로 연료면의 형상을 따라 이동한다. 측면에 생성되었

던 화염은 연료면 상부까지 이동해 먼저 소멸되고 하부에 생성되었던 화염은 하부부근에서 더 유지되다가 소멸된다.

Gr 수가 10^5 (case 8)의 경우에 대한 기체장의 최대 연료반응율 및 온도의 시간이력(time history)이 Fig. 5에 나타나 있다. 가시침염의 하한값이 $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.002$ 이지만 이를 상회하는 최대 연료반응율이 나타나지 않으므로 이 경우 점화는 일어나지 않는다. 최고온도의 변화 역시 고온 외부원관의 온도를 다소 상회할 정도이다. 이는 낮은 Gr 수로 인한 부력의 감소에 의해 온도장은 부력의 영향을 거의 받고 있지 않으며, 따라서 연료와 산화제의 혼합(mixing)이 중요한 본 연구의 경우 부력이 감소함에 의해 연료와 산화제의 혼합이 원활히 이루어지지 않아 점화되지 않은 것이라 사료된다.

3.2 내부 열분해 연료 위치에 따른 변화

열분해 연료의 위치변화에 따른 점화 및 화염 전파 영향을 고찰하기 위해 연료의 수직편심율이 0인 동심의 경우와 정(正, $ev/L = 0.6$) 및 부(負, $ev/L = -0.6$) 등 3가지 기하학적 배치를 고려했다. 이 경우 과열비 δ 를 제외한 그의 다른 변수들은 $Gr = 10^6$, $a_g^* = 0$, $D_o/D_i = 3$ 으로 일정하다.

먼저 과열비 2인 경우 열분해 연료의 위치변화에 따른 점화 및 화염전파 영향을 고찰했다. Fig. 6에 도시된 case 1, 2, 3의 기체장의 최대 연료반응율 및 온도의 시간이력(time history)을 고찰해보면 가시침염의 하한값 $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0029$ 을 상회하는 약

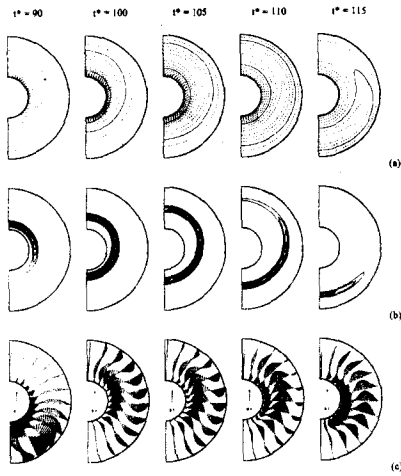


Fig. 9 Strong visible flame and flame propagation for case 4: (a) temperature($\Delta T^* = 0.5$), solid line is $T^* = 5$; (b) fuel reaction rate over $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0022$ ($\Delta \dot{\omega}_F^* = 1 \times 10^{-3}$); (c) velocity vector

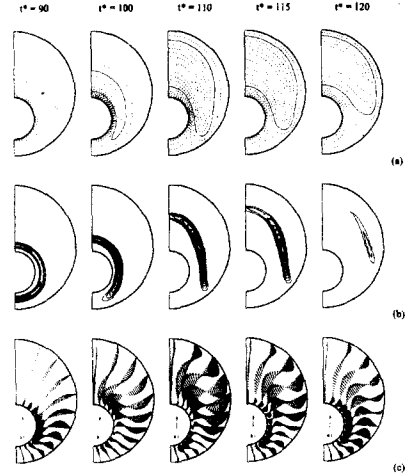


Fig. 11 Strong visible flame and flame propagation for case 6: (a) temperature($\Delta T^* = 0.5$), solid line is $T^* = 5$; (b) fuel reaction rate over $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0022$ ($\Delta \dot{\omega}_F^* = 1 \times 10^{-3}$); (c) velocity vector

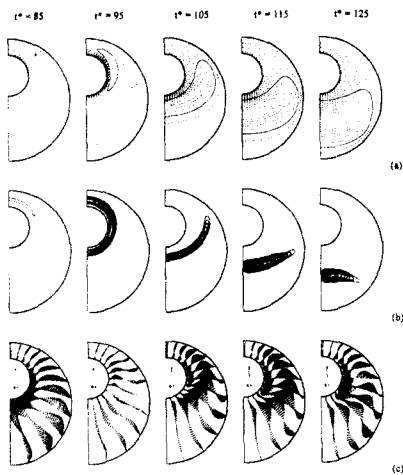


Fig. 10 Strong visible flame and flame propagation for case 5: (a) temperature($\Delta T^* = 0.5$), solid line is $T^* = 5$; (b) fuel reaction rate over $\dot{\omega}_{F, \text{visible}}^* = 0.0022$ ($\Delta \dot{\omega}_F^* = 1 \times 10^{-3}$); (c) velocity vector

한 가시화염(weak visible flame)이 모두 발생하고 있다. 그러나, 그 최대 연료반응율의 절대크기를 비교하면 연료가 중심 또는 정의 편심율을 가질 경우는 별 차이가 없으나, 부의 편심율을 가지는 경우는 비약적으로 증가하며 이에 더불어 최고온도 또한 가장 높음을 알 수 있었다. 점화시간 역시 Table 2 에 나타나 있듯 연료가 고온원관의 하

부에 위치할 때 가장 빠르다. 화염발생 위치를 비교하면 연료가 고온원관의 중앙에 위치(case 1, Fig. 2)할 경우 연료면 상부 1/4 지점에서 발생하고, 연료가 고온원관의 상부에 위치(case 2, Fig. 7)할 경우는 연료면 측면에서 발생한다. 연료가 고온원관의 하부에 위치(case 3, Fig. 8)하면 화염은 연료면 상단에서 발생한다. 연료와 고온원관이 가장 근접해서 열적인 전도현상이 중대해지는 부위에서 점화현상이 발생하는 것이 아니라는 점을 고려하면, 고온원관의 온도가 비교적 낮은 과열비 2의 경우 화염발생은 내부에 형성되는 유동장에 의해 지배됨을 의미한다.

과열비를 3으로 증가시킬 경우(case 4, 5, 6) 이 3 경우 모두에 대해 강한 가시화염(strong visible flame)이 형성되며 스스로 전파해 나간다(self-propagation). 화염발생 위치를 비교하면 연료가 고온원관의 중앙에 위치(case 4, Fig. 9)할 경우 연료면 상부에서 발생하고, 연료가 고온원관의 상부에 위치(case 5, Fig. 10)할 경우는 역시 연료면 상단에서 발생한다. 그리고 연료가 고온원관의 하부에 위치(case 6, Fig. 11)하면 화염은 연료면 하단에서 발생한다. 이는 고온의 외부원관과 연료의 기하학적 배치에 관련이 있는 것으로서 연료가 고온원관과 더 근접한 위치에서 화염이 발생하고 있다. 즉 이 경우 발생된 화염은 열적인 전도현상이 큰 영향을 미치고 있음을 의미한다. 화염전파 경로는 중심 및 정의 편심율의 경우 연료면 하단으로 전파하고

부의 편심율의 경우는 연료면 상부로 전파한다.

참고문헌

4. 결 론

고온의 외부 원관 내부에 동심 및 편심된 원통형 열분해 연료의 점화 및 화염전파 현상을 해석하기 위해 2차원 비정상 해석모델을 도입했다. 이 해석모델에서 비정상, 층류 자연대류 유동을 고려하고 관련 매개변수들을 도입해 수치적 계산을 수행하여 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

(1) Gr 수의 변화에 따라 화염의 형상은 상이하 다. $Gr = 10^6$ 의 경우 매우 약한 가시화염(weak visible flame)이 연료면 상부 1/4 부근에서 발생되어 짧은 시간 유지된 후 소멸(quenching)된다. $Gr = 10^7$ 의 경우 가시화염의 거동을 보면 연료면 하부에서 점화되어 분리된 가시화염(separated visible flame)이 연료면 하부와 측면에 생겨 각각 윗방향으로 연료면의 형상을 따라 이동한다. 측면에 생성되었던 화염은 연료면 상부까지 이동해 먼저 소멸되고 하부에 생성되었던 화염은 하부부근에서 더 유지되다가 소멸된다. $Gr = 10^5$ 의 경우 부력이 감소함에 의해 연료와 산화제의 혼합이 원활히 이루어지지 않아 점화되지 않았다.

(2) 연료의 배치에 따른 영향을 고찰해보면 고온원관의 온도가 비교적 낮은 과열비 2의 경우 화염발생은 내부 유동장의 발달에 영향을 받는다. 과열비를 3으로 증가시킬 경우 모두에 대해 강한 가시화염(strong visible flame)이 형성되며 스스로 전파해 나간다(self-propagation). 또한 화염발생 위치를 비교해보면 이 경우 열적인 전도현상이 큰 영향을 미치고 있다.

(3) 비직교 좌표계를 도입하고 고체연료의 열분해와 자연대류 하에서의 점화 및 화염전파 과정 중 복사효과를 고려하며 여러 매개변수들의 영향 및 물리적 특성을 고찰함으로써 열분해 연료의 점화 및 화염전파 현상에 대한 새로운 해석모델을 제시했다.

- (1) Chen, C. H., and Cheng, M. C., 1994, "Gas-Phase Radiative Effects in Downward Flame Spread in Low Gravity," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 97, pp. 63~83.
- (2) Grayson, G., Sacksteder, K., Ferkul, P. V., and T'ien, J. S., 1994, "Flame Spreading Over a Thin Fuel in Low Speed Concurrent Flow: Droptower Experimental Results and Comparison with Theory," *Microgravity Sci. Tech.*, pp. 187~196.
- (3) Ferkul, P. V., and T'ien, J. S., 1994, "A Model of Low-Speed Concurrent Flow Flame Spread Over a Thin Solid," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 99, pp. 345~370.
- (4) Han, C. Y., and Baek, S. W., 1995, "Radiative Ignition of Volatile Gases on a Vertical Fuel Plate," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 109, pp. 309~325.
- (5) Baek, S. W., Kim, T. Y., and Kaplan, C. R., 1997, "Ignition Phenomenon of Solid Fuel in a Confined Rectangular Enclosure," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No. 1, pp. 89~99.
- (6) Foutch, D. W., and T'ien, J. S., 1987, "Extinction of a Stagnation-Point Diffusion Flame at Reduced Gravity," *ALAA J.*, Vol. 25, No. 7, pp.972~976.
- (7) Han, C. Y., and Baek, S. W., 1999, "Natural Convection Phenomena Affected by Radiation in Concentric and Eccentric Horizontal Cylindrical Annuli," *Numer. Heat Transfer, Part A*, Vol. 36, pp. 473~488.
- (8) Kuehn, T. H., and Goldstein, R. J., 1978, "An Experimental Study of Natural Convection Heat Transfer in Concentric and Eccentric Horizontal Cylindrical Annuli," *J. Heat Transfer*, Vol. 100, pp. 635~640.
- (9) Dua, S. S., and Cheng, P., 1975, "Multi-Dimensional Radiative Transfer in Non-isothermal Cylindrical Media with Non-isothermal Bounding Walls," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 245~259.
- (10) 한조영, 2000, "원형공간내 열분해 연료의 점화 및 화염전파," KAIST 박사학위논문.
- (11) Yang, C. T., and T'ien, J. S., 1998, "Numerical Simulation of Combustion and Extinction of a Solid Cylinder in a Low-Speed Cross Flow," *J. Heat Transfer*, Vol. 120, pp. 1055~1063.
- (12) Park, S. H., Stretton, A. J., and Tien, C. L., 1988, "Infrared Radiation Properties of Methyl Methacrylate Vapor," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 62, pp. 257~271.
- (13) Rao, Y., Miki, Y., Fukuda, K., Takata, Y., and Hasegawa, S., 1985, "Flow Patterns of Natural Convection in Horizontal Cylindrical Annuli," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 28, No. 3, pp. 705~714.