ふく射伝熱に支配される火炎の構造と非定常伝ばに関する研究*

花村克悟^{*1}, 越後亮三^{*1}, 吉澤善男^{*2}Structure and Transient Behavior of Radiation-Controlled Flame
in a Highly Porous Medium

Katsunori HANAMURA, Ryoza ECHIGO and Yoshio YOSHIKAWA

The structure and transient behavior of a radiation-controlled flame both in and behind a highly porous medium, which has a finite length along the flow direction, have been clarified in detail through numerical calculation on the basis of the rigorous treatment of the radiative transfer and of the simplified one-dimensional flame theory. The results have disclosed that the flame is sustained in the region from about the middle to the upstream end of the porous medium over a wide mixture velocity range from about one-fifth to several times as high as the burning velocity of the ordinary gas phase flame because of the energy feedback by radiation. In addition, the flame is held at the downstream end of the porous medium under the condition of the mixture velocity below the burning velocity of the ordinary flame. Further, the radiation plays an important role in the transient phenomena for the flame propagation in both the upward and downward directions in the porous medium.

Key Words: Combustion, Thermal Radiation, Flame Structure, Transient Behavior, Porous Medium, Energy Conversion, Combustion Enhancement, Numerical Calculation

1. 結 言

空げき率の極めて高い多孔性固体内部に予混合火炎が安定化されると、燃焼ガス顕熱から多孔性固体により射出されるふく射エネルギーへの変換⁽¹⁾およびこのふく射エネルギーから混合気の顕熱上昇への変換が効果的に行われ、ふく射によるエネルギー循環を伴う燃焼が容易に実現される。そして、これまでに、その火炎構造および燃焼促進機構が理論的ならびに実験的研究により明らかにされてきた^{(2)~(4)}。それによると、多孔性固体内部に安定化される火炎では、従来からエネルギー循環燃焼を扱った各研究グループ⁽⁵⁾⁽⁶⁾により明らかにされているように理論燃焼温度以上の火炎温度が得られ、燃焼が促進されることに加え、それ以下の火炎温度においても反応帯が厚くなることにより燃焼が促進されることが明らかとなった⁽⁴⁾。さらに多孔性固体内部では、通常の火炎に見られるように気相中の熱伝導によるよりも、ふく射による熱輸送過程が火炎伝ばのメカニズムを担っていることなど燃焼学的に興味

深い知見が得られている⁽²⁾⁽⁴⁾。

一方、類似の多孔性固体を用いた燃焼技術として、シュバンクバーナやセラミックファイバーバーナ⁽⁷⁾などの表面燃焼法が、燃焼ガス顕熱を積極的にふく射エネルギーに変換して均一加熱するためや、NO_x排出の低減のために従来からもしくは最近利用されている。この燃焼法では火炎が多孔性固体下流端に安定に保持されるが、その内部へ火炎が伝ばする混合気の流速条件やそのときの非定常な伝ば火炎の構造についてはまだ不明な点が多い。

そこで本研究では、これらのことを踏まえて多孔性固体内部に関する前報⁽⁴⁾の理論解析を拡張し、流れ方向に有限な多孔性固体の内部、さらにその上流側および下流側の気相中における火炎の定常ならびに非定常なふるまいについて詳細に明らかにしたので報告する。

記 号

- A: 反応速度式の前指数因子 s^{-1}
- A_p : 等価粒子の伝熱面積 m^2
- c_p : 気体の比熱 $J/(kg \cdot K)$
- D: 気体の拡散係数 m^2/s
- E: 活性化エネルギー J/mol

* 平成元年12月6日 第26回燃焼シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成2年4月20日。

^{*1} 正員、東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

^{*2} 正員、東京工業大学原子炉工学研究所。

- E_n : 指数積分関数〔式(9)〕
 H : 無次元正味ふく射熱流束
 ($4\sigma T_{ad}^4$ で無次元化)
 h_0 : 反応熱 J/kg
 h_p : 等価粒子の平均熱伝達率 W/(m²・K)
 I_b : 黒体のふく射強度〔式(8)〕 W/m²
 I_0, I_e : 上流側, 下流側からの入射ふく射 W/m²
 Le : ルイス数 $=(\rho c_p D)/\lambda$
 m : 質量流速 (質量燃焼速度)
 $=\rho u$ kg/(m²・s)
 m_0 : 気相中の火炎における質量流速 kg/(m²・s)
 n_p : 等価粒子の数密度 m⁻³
 Q : 多孔性固体下流方向へ射出される無次元正味
 ふく射熱流束 ($4\sigma T_0^4$ で無次元化)
 q_r^+, q_r^-, q_r : 正, 負, 正味のふく射熱流束 W/m²
 R : 一般気体定数 $=8.314$ J/(mol・K)
 r_c : 気相と多孔性固体との熱伝導率比
 r_m : 質量流速比 $=m/m_0$
 T : 気相温度 K
 T_{ad} : 理論燃焼温度 K
 T_0 : 気相の入口温度 K
 T_s : 固相温度 K
 t : 時間 s
 u : 混合気流速 m/s
 W : 生成物の生成速度〔式(3)〕 kg/(m³・s)
 X : 無次元距離
 x : 座標系 (流れ方向) m
 x_e : 多孔性固体の幾何学厚さ m
 Y : 生成物の質量分率
 ギリシャ文字
 θ : 気相の無次元温度 $=(T-T_0)/(T_{ad}-T_0)$
 α : 多孔性固体の吸収係数 m⁻¹
 λ : 気相の熱伝導率 W/(m・K)
 λ_s : 固相の有効熱伝導率 W/(m・K)
 $\bar{\mu}$: 方向余弦
 ρ : 気体の密度 kg/m³
 σ : ステファン・ボルツマン定数
 $=56.69$ nW/(m²・K⁴)
 τ : 座標系 (光学厚さ $\tau=\alpha x$)
 τ_e : 多孔性固体の光学厚さ
 ϕ : 当量比
 I : 気相と多孔性固体の熱容量比

2. 理論解析

2.1 解析モデル 解析モデルを図1に示す。基本的には前報⁽⁴⁾と同様に、温度 T_0 、質量流速 m の混合

気が無限遠から多孔性固体に向かって流れる一次元系である。ここで燃焼反応としてはアレニウス形の反応速度則に基づく一段反応を仮定した。また、多孔性固体として均質に分散した微小粒子群を仮定し、そのふく射に関する性質としては射出と吸収のみを考慮し、ふく射の輸送方程式を厳密に解くものとする。この場合、多孔性固体に向かってその上流側および下流側からそれぞれ I_0, I_e の入射ふく射 (いずれも常温 T_0 の黒体面からの入射ふく射) があるものとし、他方、図1中の $q_r^-(0), q_r^+(\tau_e)$ は多孔性固体から系外へのふく射による放熱である。なお、諸物性値は温度によらず一定とする。その他、詳細な仮定については前報⁽²⁾を参照されたい。

2.2 基礎方程式 上記の解析モデルから、多孔性固体内部 ($0 \leq x \leq x_e$) およびその上流側, 下流側 ($-\infty \leq x \leq 0, x_e \leq x \leq \infty$) における生成物の保存方程式、気相および固相の各エネルギー保存方程式は以下のように記述できる。

$$-\infty \leq x \leq 0, x_e \leq x \leq \infty$$

$$\rho \frac{\partial Y}{\partial t} + \rho u \frac{\partial Y}{\partial x} = D\rho \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + W \quad \cdots \cdots (1)$$

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + h_0 W \quad \cdots \cdots (2)$$

$$W = A\rho(1-Y)\exp(-E/RT) \quad \cdots \cdots (3)$$

$$0 \leq x \leq x_e$$

$$\rho \frac{\partial Y}{\partial t} + \rho u \frac{\partial Y}{\partial x} = D\rho \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + W \quad \cdots \cdots (4)$$

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + h_0 W - h_p n_p A_p (T - T_s) \quad \cdots \cdots (5)$$

$$c_p s \rho_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \lambda_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} - \frac{\partial q_r}{\partial x} + h_p n_p A_p (T - T_s) \quad \cdots \cdots (6)$$

$$\frac{\partial q_r(\tau)}{\partial x} = -2\pi\alpha \left[I_0 E_2(\tau) + I_e E_2(\tau_e - \tau) - 2I_b(\tau) \right]$$

図1 理論解析モデル

$$+ \int_0^{\tau} I_b(\tau') E_1(|\tau - \tau'|) d\tau' \Big] \dots\dots\dots (7)$$

$$I_b = \frac{\sigma T_s^4}{\pi} \dots\dots\dots (8)$$

$$E_n(\tau) = \int_0^1 \bar{\mu}^{n-2} \exp(-\tau/\bar{\mu}) d\bar{\mu} \dots\dots\dots (9)$$

境界条件は以下のとおりである。

$$x = -\infty \rightarrow T = T_0, Y = 0 \dots\dots\dots (10)$$

$$x = 0 \rightarrow q_r^+(0) = \pi I_0 \dots\dots\dots (11)$$

$$x = x_e \rightarrow q_r^-(x_e) = \pi I_e \dots\dots\dots (12)$$

$$x = \infty \rightarrow \partial T / \partial x = 0, \partial Y / \partial x = 0 \dots\dots\dots (13)$$

定常な火炎に対する系全体のエネルギーバランスは、 $x = -\infty, \infty$ を検査面とすれば、反応により放出されたエネルギー、 $x = \infty$ より流出する顕熱、多孔性固体の上流側ならびに下流側へ射出される正味のふく射エネルギーからなり、反応により放出されたエネルギーで無次元化すれば、それぞれ $1, H_2, H_3, H_4$ を用いて以下のように記述できる。

$$1 - H_2 - H_3 - H_4 = 0 \dots\dots\dots (14)$$

2.3 計算方法 2.2 節の基礎方程式を無次元化し、さらに差分法により離散化した後、数値的に解いた。その解法として、前報⁽⁴⁾と同様に質量流速 m を設定し、その m とバランスする定常火炎を計算する方法を採用した。この場合火炎の位置は、あらかじめ特定されるのではなく、ふく射によるエネルギー循環量や多孔性固体上流側もしくは下流側へのふく射エネルギー損失とのバランスにより結果的に決定される。一方、多孔性固体内部もしくはその上流側、下流側の気相中において、設定された質量流速とバランスしない場合には、上流方向もしくは下流方向への非定常伝ば火炎として計算される。計算領域については $x = -\infty, \infty$ を数値計算上で設定することができないので、無次元温度こう配 $\partial\theta/\partial X$ が 10^{-3} 以下となるまで上流方向および下流方向に拡張した。なお計算に用いた主なパラメータは、従来の多孔性固体内部の火炎計算⁽²⁾⁽⁴⁾と同様に吸収係数 $\kappa = 50 \text{ m}^{-1}$ 、多孔性固体の幾何学厚さ $x_e = 40 \text{ mm}$ 、固相と気相の熱伝導率比 $r_c = 1$ 、反応の活性化エネルギー $E = 130 \text{ kJ/mol}$ 、前指数因子 $A = 2.6 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ 、初期温度 $T_0 = 298 \text{ K}$ 、レイス数 $Le = 1$ である。また、気相と固相の熱容量比 Γ は実験的研究⁽³⁾で用いたセラミック多孔性固体に基づいて 300 とした。収束判定は無次元温度分布により行い、すべての格子点で前回数との差が 10^{-5} 以下に達したときとした。このときのエネルギーバランスおよび質量バランスの誤差はいずれも 2% 以下であった。

3. 計算結果および考察

3.1 多孔性固体下流端に安定化される火炎 多孔性固体下流端に安定化される火炎の温度分布 θ と反応速度分布 RR を図 2 に示す。横軸は上流端を原点とし、厚さ x_e で無次元化された距離、縦軸は理論燃焼温度 T_{ad} と常温 T_0 で無次元化された温度である。ここで反応速度 RR は規格化されているのでその面積はいずれも等しい。多孔性固体の光学厚さは 2 であり、発熱量 h_0 はメタン-空気混合気の当量比 0.5 に等しくおいた。図 2 中、固相の温度分布は示されていないが、固気両相間の熱伝達率が極めて高いためほぼ気相の温度分布に沿った分布となった。また、そのときの系全体のエネルギーバランスおよび多孔性固体の下流方向へ射出される無次元ふく射熱流束 Q を図 3 に示す。図 2 より気相中の燃焼速度に近い質量流速比 $r_m = 0.99$ では、火炎が多孔性固体からわずかに離れた位

図 2 多孔性固体下流端における火炎 ($\phi=0.5$)

図 3 系全体のエネルギーバランス ($\phi=0.5$)

置に安定化され、温度および反応速度分布は通常の気相中における火炎の分布とほぼ等しい。 $r_m=0.7$ と小さくなると火炎が下流端に近づくため、多孔性固体内部の温度が上昇する。これに伴い下流方向へ射出されるふく射熱流束 Q (図3)が増大するため、火炎温度が低下する。さらに $r_m=0.25$ ではこのふく射熱流束 Q が減少するものの、反応により放出されるエネルギーに対する Q の割合 H_4 が r_m の減少とともに単調に増加するため、火炎温度はさらに低下する。このとき、火炎は再び下流端から離れた位置に安定化される。したがって、多孔性固体下流端では、下流方向へふく射エネルギーが射出されることによって、設定された混合気流速とバランスする燃焼速度が得られることにより火炎が安定に保持されていることがわかる。

次に当量比 $\phi=0.66$ における温度および反応速度分布を図4(a), (b)に、またそのときの系全体のエネルギーバランスを図5に示す。ここで $0.59 < r_m < 0.78$ の範囲の質量流速条件では後述するように火炎が多孔性固体内部へ伝ばすることを表している。図4(a)の $0.78 \leq r_m \leq 0.97$ および図4(b)の $0.12 \leq r_m \leq 0.48$ の質量流速範囲においては、温度分布や火炎のふるまい、および図5の系全体のエネルギーバランスの傾向は、基本的に図2, 3の当量比0.5の場合と同じである。一方、図4(b)より火炎が多孔性固体内部へ伝ばする条件に近い質量流速では r_m が増大するとともに、反応帯が多孔性固体内部へ進入し、下流方向へのふく射熱流束 Q が急激に増大する(図5)ため火炎温度が低下している。

従来、シュバンクバーナやセラミックファイバーバーナなど表面燃焼法において、燃焼ガス顕熱から変換されたふく射エネルギー量を推定する際、バーナ表面の温度のみで議論されている。しかしながら、多孔性固体下流端の最高温度を示す質量流速比 r_m ($\phi=0.5$ では $r_m=0.7$, $\phi=0.66$ では $r_m=0.56$) の条件下で下流方向へのふく射熱流束 Q が最大値となるわけではない($\phi=0.5$ では $r_m=0.52$, $\phi=0.66$ では $r_m=0.59$ で Q の最大値となる)。したがって、このような燃焼系において、燃焼ガス顕熱から変換されるふく射エネルギー量を見積もる場合には、多孔性固体内部のふく射輸送を含めた解析が必要となることがわかる。

3.2 多孔性固体内部に安定化される火炎 図4と同じ当量比0.66の条件で多孔性固体内部に安定化される火炎を図6に示す。多孔性固体内部では火炎を挟んでふく射によるエネルギー循環が生ずる⁽²⁾ため、図6に示すように気相中の燃焼速度の4.9倍($r_m=4.9$)の混合気流速においても火炎は内部に安定化され

ていることがわかる。ここで多孔性固体内部における火炎のふるまいについては前報⁽⁴⁾で示した当量比0.5の場合と基本的に同じである。すなわち、 $r_m=4.9$ から

(a) $0.78 \leq r_m \leq 0.97$

(b) $0.12 \leq r_m \leq 0.59$

図4 多孔性固体下流端における火炎 ($\phi=0.66$)

H_2 : Out-flow enthalpy of working gas
 H_3 : Emitted radiation up-ward direction
 H_4 : Emitted radiation down-ward direction

図5 系全体のエネルギーバランス ($\phi=0.66$)

質量流速比 r_m の減少とともに、火炎はいったん多孔性固体上流端近くに安定化されるが、さらに r_m の減少とともに再び上流端から離れた位置に安定化される。

次に当量比 0.77 の場合を図 7(a), (b) に示す。質量流速比 r_m に対する火炎のふるまいは基本的に当量

図 6 多孔性固体内部における火炎 ($\phi=0.66$)

図 7 多孔性固体内部における火炎 ($\phi=0.77$)

比 0.66 の場合と同様である。しかし、当量比 0.66 では図 6 に示したように、いずれの質量流速比においても火炎が多孔性固体内部に安定化されているが、当量比 0.77 では $0.28 < r_m < 0.58$ の範囲の質量流速比条件において火炎は多孔性固体の上流方向へ逆火する。

3.3 多孔性固体内部における非定常伝ば火炎
3.1 節で触れたように当量比や混合気流速条件により、火炎は多孔性固体内部を伝ばする。そこで図 4(a) に示された当量比 0.66, 質量流速比 $r_m=0.78$ の条件から r_m を 0.77 に減少させた場合の非定常伝ば火炎における温度および反応速度分布ならびに正味ふく射熱流束分布を図 8(a), (b) に示す。時間とともに多孔性固体内部へ反応帯が移動するに従い、多孔性固体の下流方向へ射出されるふく射エネルギー量が増大するため、火炎温度が低下している。このため、主に気相中で反応が行われる $r_m=0.78$ の火炎に比べ幅の広い反応帯が形成されつつ伝ばしている。このときの正味ふく射熱流束分布から、時間とともに極小値の絶対値 (ふ

(a) 温度、反応速度分布

(b) 正味ふく射熱流束分布

($\phi=0.66, r_m=0.78 \rightarrow 0.77$)

図 8 多孔性固体内部の非定常伝ば火炎

く射エネルギー帰還量を表す)が大きくなることがわかる。したがって、いったん多孔性固体内部に反応帯が入ると気体の顕熱とふく射エネルギー間の効果的な変換法によるエネルギー循環が生ずるため、図8に示した領域ではますます火炎の伝ばが加速されている。その後この火炎は図6に示す $r_m=0.77$ の条件における火炎として多孔性固体内部で安定化される。

一方、図6に示された当量比0.66, 質量流速比 $r_m=0.42$ の条件から r_m を0.40と減少させると、火炎は多孔性固体下流端へ向かって伝ばする。このときの温度および反応速度分布を図9に示す。時間とともに火炎が下流端に近づくことにより、ふく射エネルギー循環量が減少するため、多孔性固体内部の火炎温度は低下する。これに従い多孔性固体内部で燃え残った未燃混合気の排出量が増大し、それが下流側の気相中で燃焼する。したがって、時間とともに多孔性固体内部の反応が減衰するのに対し、気相中の反応が顕著となり、 $t=\infty$ では多孔性固体下流端に安定化される火炎となる。

なお、3・2節で示したように当量比の高い条件で、火炎は多孔性固体内部からその上流側の気相中へ逆火する。そこで図7(a)の当量比0.77, 質量流速比 $r_m=0.58$ の条件から r_m を0.57とした場合の非定常伝ば火炎を図10に示す。反応帯の一部が多孔性固体内部にある場合には火炎温度が下げられ、伝ば速度は小さいが、上流側の気相中で完全に火炎が発達すれば、混合気の質量流速比 $r_m=0.57$ と気相中の燃焼速度 $r_m=1$ との相対速度で火炎は上流方向へ伝ばすることになる。

3・4 火炎の位置とその燃焼速度 以上の火炎のふるまいを総合すると、図11に示すとおりとなる。ここで横軸は最大反応速度の位置で定義された火炎位置

であり、縦軸は質量流速比であるが一次元火炎を仮定しているので、各火炎位置における燃焼速度とみなすことができる。なお、図11中の点線と矢印は火炎が伝ばすることおよびその方向を表している。多孔性固体下流端では $r_m < 1$ の条件で、反応により放出されるエネルギーと多孔性固体から主に下流方向へ射出されるふく射エネルギーとのバランスにより火炎が安定化される。この場合、当量比が0.5から0.66と大きくなると火炎はより多孔性固体下流端に近い位置に安定化される。さらに当量比0.66の場合、図4(a), (b)で示したように $0.59 < r_m < 0.78$ の範囲において火炎は多孔性固体内部へ伝ばする。ここで、多孔性固体下流端近傍に反応帯が存在する場合、ふく射によるエネルギー循環がほとんど生じないことに加え、ふく射エネルギーが下流方向へ大量に射出される。このような状態でも高い火炎温度を有する質量流速条件 ($0.59 < r_m < 0.78$)において火炎は多孔性固体内部へ伝ばする。さらに当量比を0.77とすると気相中の燃焼速度 ($r_m=1$)

図10 多孔性固体上流方向への逆火

図9 多孔性固体内部の非定常伝ば火炎

図11 火炎位置と燃焼速度

からわずかに低い流速において、火炎は多孔性固体内部へ伝ばする。これらの火炎は、上流端に近づくにつれ、多孔性固体上流方向へ射出されるふく射エネルギー量、エネルギー循環量および反応による放出熱量がバランスすることにより、多孔性固体内部に安定化される。

一方、多孔性固体内では、ふく射エネルギー循環により、当量比 0.77 において $r_m=4.1$ まで、当量比 0.66 において $r_m=4.9$ まで、また当量比 0.50 において $r_m=5.7$ まで火炎は内部に保持される。ここで、当量比による最大質量流速比の差は、気相中における燃烧速度の差によるものであり、当量比が小さいほど燃烧促進率は高くなる。そして、この最大質量流速比以上では、いずれの当量比においても下流方向遠方まで火炎は吹き流される⁽⁴⁾。一方、最小質量流速比以下においても火炎は下流方向へ流される。このときの質量流速比 r_m が 1 以下、すなわち気相中の燃烧速度以下の混合気流速である場合には、図 9 に示したように火炎は多孔性固体下流端に安定化される。また、多孔性固体内部における安定化曲線はいずれの当量比においても同様な傾向が見られるが、当量比が高くなるにつれ、しだいに上流端近くに安定化される。そして、当量比 0.77 では $0.28 < r_m < 0.58$ の範囲において上流側の気相中へ逆火する。このように、多孔性固体により火炎が安定化される範囲は、内部のほぼ中央から上流端までと、下流端近傍の主に気相中であることが明らかとなった。このとき、多孔性固体のほぼ中央から下流端までの範囲では安定化されることはなく、上記の安定位置まで火炎は伝ばする。

4. 結 言

流れ方向に有限長さを持つ高空げき率多孔性固体内

部およびその上流側、下流側に安定化される火炎ならびに非定常伝ば火炎について数値計算を行った結果、次の知見を得た。

(1) 有限な多孔性固体により火炎が安定化される範囲は、内部のほぼ中央から上流端までと、その下流端近傍の主に気相中であることを明らかにした。このとき、下流端では気相中における燃烧速度以下の混合気流速条件で、一方、多孔性固体内部ではふく射によるエネルギー循環により、気相中における燃烧速度の数倍の混合気流速においても火炎が安定化される。なお、多孔性固体のほぼ中央から下流端までの範囲では安定化されることはなく上記の安定位置まで火炎は伝ばする。

(2) 多孔性固体下流端における火炎の保炎機構を明らかにするとともに、火炎がその内部へ伝ばする混合気流速条件を明らかにした。この場合、火炎の非定常伝ばに関してもふく射によるエネルギー循環が重要な役割を果たしていることを明らかにした。

(3) 表面燃烧法、すなわち多孔性固体下流端に火炎を安定化させる燃烧法によって得られるふく射エネルギー（下流方向への正味ふく射熱流束）を推定する際には多孔性固体内部のふく射輸送を考慮することが肝要であることを明らかにした。

文 献

- (1) 越後、機論, 48-435, B (1982), 2315.
- (2) 吉澤・佐々木・越後、機論, 52-482, B (1986), 3587.
- (3) 花村・吉野・吉澤・越後、機論, 54-504, B (1988), 2207.
- (4) 花村・吉澤・越後、機論, 56-529, B (1990), 2816.
- (5) Weinberg, F. J., *Nature*, 233-5317 (1971), 239.
- (6) 越後・久留須・一宮・吉澤、機論, 51-464, B (1985), 1297.
- (7) Schaedel, S. V., *Gas Res. Inst. Digest*, 7-4 (1984), 4.