ふく射伝熱に支配される火炎の構造の研究*

(続報, 有限な多孔性固体内部における
火炎のふるまいとその構造)花村 克悟^{*1}, 吉澤 善男^{*2}, 越後 亮三^{*1}Analytical Study on the Structure of Radiation Controlled Flame
(2nd Report, The Behavior of the Flame in a Porous Medium)

Katsunori HANAMURA, Yoshio YOSHIKAWA and Ryozyo ECHIGO

The structure and behavior of radiation controlled flame in a highly porous medium which has a finite length along the flow direction have been clarified in detail through the numerical calculation on the basis of the rigorous treatment for the radiative transfer and of the simplified one-dimensional flame theory. The results demonstrate that the flame is stabilized in the porous medium over a wide range of the mixture velocity. Under the high velocity condition, the gas phase heat conduction is the dominant mode of heat transfer for the flame propagation just as being found in the case of the ordinary flame. On the other hand, under the low velocity condition, the radiation is a significant heat transfer process for the flame propagation in the porous medium. Further, the combustion is enhanced to a considerable extent because of the energy recirculation by radiation heat transfer even if the flame temperature is much lower than that for the ordinary flame.

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

1. 結 言

燃焼ガスの持つ顕熱を利用して混合気を予熱し、火炎温度を理論燃焼温度より高くすることによって、燃焼を促進する研究は、Weinberg⁽¹⁾が提案して以来、盛んに行われてきた。ここで燃焼ガスの顕熱から混合気の顕熱へのエネルギー帰還方法として各研究グループにより種々の方法が試されている^{(2)~(5)}。それらは、エネルギー循環が火炎から離れた上流と下流部で行われるいわゆる外部熱交換法⁽²⁾⁽³⁾と火炎の内部構造も変えつつエネルギー循環を行ういわゆる内部熱循環法⁽⁴⁾の二つに大別される。なお、両者が同時に存在する方法^{(5)~(8)}もある。燃焼を促進するうえで混合気を予熱することが効果的であることは論をまたないが、それに加えて燃焼促進に適した火炎構造(熱的構造)を形成することにより、さらに高い燃焼促進効果や燃焼温度の制御が期待できる。

著者らは、これまで空げき率の極めて高い多孔性固

体内部に安定化された予混合火炎について理論的研究ならびに実験的研究を通してその構造および燃焼促進機構を明らかにしてきた。前報⁽⁷⁾では、アレニウス形の反応速度則に従う一段反応および多孔性固体内部の厳密なふく射輸送方程式を用いた理論解析を行った。それによると、火炎下流側では燃焼ガスの顕熱が多孔性固体から射出されるふく射エネルギーに効果的に変換され、一方、火炎上流側ではそのふく射エネルギーが混合気の顕熱に効果的に変換される。このふく射によるエネルギー循環によって、理論燃焼温度を上回る火炎温度が得られ、燃焼が促進される。一方、反応帯内部では多孔性固体によるふく射伝熱も寄与してはいるものの気相中の熱伝導が支配的であることがわかった。しかしながらこの場合の理論解析が主として流れ方向に有限な多孔性固体の中央近傍に安定化された火炎に限られており、その上流端および下流端近傍での解は得られてはいない。最近、著者らはこの理論解析に対応させるべく多孔性固体の上流と下流側の境界条件などを可能な限り理想化した実験的研究⁽⁸⁾から、燃焼が促進されることを実証するとともに、その上流端近傍での火炎のふるまいを明らかにした。

本報では、前報⁽⁷⁾の理論解析を基に、その解析手法を改め、上流端および下流端近傍での火炎のふるまい

* 昭和63年11月28日 第26回燃焼シンポジウムにおいて講演。原稿受付 平成元年11月2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(〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

を明らかにする。そして、このような燃焼系ではふく射が火炎伝ば機構に関する重要な伝熱過程であることや多孔性固体内部における燃焼促進機構、さらに下流端近傍での火炎の非定常なふるまいなど新しい知見を得たので報告する。

記 号

- A : 反応速度式の前置指数因子 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
 E_n : 指数積分関数〔式(7)〕
 h_o : 反応熱 J/kg
 h_p : 等価粒子まわりの熱伝達係数 $W/(m^2 \cdot K)$
 I_b : 黒体のふく射強度〔式(6)〕 W/m^2
 I_o, I_e : 上流側, 下流側からの入射ふく射 W/m^2
 Le : ルイス数 $[(\rho c_p D)/\lambda]$
 m : 質量流速 (質量燃焼速度 $= \rho u$) $kg/(m^2 \cdot s)$
 m_o : 気相中の火炎における質量流速 $kg/(m^2 \cdot s)$
 n_p : 等価粒子の数密度 m^{-3}
 q_r^+, q_r^-, q_r : 正方向, 負方向, 正味のふく射熱流束 W/m^2
 R : 一般気体定数 $[=8.314 J/(mol \cdot K)]$
 r_m : 質量流速比 $= m/m_o$
 T : 気相温度 K
 T_{ad} : 理論燃焼温度 K
 T_o : 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(4)〕 $kg/(m^3 \cdot s)$
 X : 無次元距離
 x : 座標系 (流れ方向) m
 x_e : 多孔性固体の厚さ 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 $=(T - T_o)/(T_{ad} - T_o)$
 θ_{max} : 気相の無次元最高温度
 χ : 吸収係数 m^{-1}
 λ : 気相の熱伝導率 $W/(m \cdot K)$
 λ_s : 固相の有効熱伝導率 $W/(m \cdot K)$
 μ : 方向余弦
 ρ : 気体の密度 kg/m^3
 σ : ステファン・ボルツマン定数 $[=56.69 nW/(m^2 \cdot K^4)]$

- τ : 座標系 (光学厚さ) $= \chi x$
 τ_e : 多孔性固体の光学厚さ
 ϕ : 当量比

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⁽⁷⁾と同じ定常一次元系であるが、本報のように、火炎が多孔性固体上流端近傍に安定化される場合、条件によっては予熱域がその上流側へも及ぶことが考えられる。そこで、混合気の温度を $x = -\infty$ で常温 T_o であるとした。また、反応はアレニウス形の反応速度則に従う一段反応と仮定し、多孔性固体内でのみ生ずるものとした。したがって、温度 T_o 、質量流速 m の混合気が無限遠から、気相の熱伝導によりわずかに予熱された後、多孔性固体内に流入する。その後混合気はこの内部で、気体の顕熱と熱ふく射間の効果的なエネルギー変換法による熱循環を伴いながら燃焼し、既燃ガスとなって下流端から排出される。なお、図1中 I_o, I_e は常温の黒体面からの入射ふく射であり、 q_r^-, q_r^+ は系外へのふく射による放熱である。そのほか、計算に必要な仮定については前報⁽⁷⁾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。

$$\rho u \frac{dY}{dx} = D \rho \frac{d^2 Y}{dx^2} + W \dots \dots \dots (1)$$

$$c_p \rho u \frac{dT}{dx} = \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + h_o W - h_p n_p A_p (T - T_s) \dots \dots \dots (2)$$

$$0 = \lambda_s \frac{d^2 T_s}{dx^2} - \frac{dq_r}{dx} + h_p n_p A_p (T - T_s) \dots \dots \dots (3)$$

ここで W はアレニウス形の反応速度則に従うとして、

$$W = A \rho (1 - Y) \exp(-E/RT) \dots \dots \dots (4)$$

図1 理論解析モデル

のように表される。ふく射熱流束の発散を求めるには多孔性固体内部全域にわたって積分する必要がある、

$$\frac{dq_r(\tau)}{dx} = -2\pi x [I_0 E_2(\tau) + I_e E_2(\tau_e - \tau) - 2I_b(\tau) + \int_0^{\tau_e} I_b(\tau') E_1(|\tau - \tau'|) d\tau'] \quad (5)$$

と表される。ここで $I_b(\tau)$, $E_n(\tau)$ はそれぞれ以下に示す黒体ふく射強度および指数積分関数である。

$$I_b(\tau) = \frac{\sigma T_s^4}{\pi} \quad (6)$$

$$E_n(\tau) = \int_0^1 \mu^{n-2} \exp(-\tau/\mu) d\mu \quad (7)$$

境界条件は以下のとおりである。

$$x = -\infty \rightarrow T = T_0, Y = 0$$

$$x = 0 \rightarrow q_r^+ = \pi I_0 \quad (8)$$

$$x = x_e \rightarrow dT/dx = 0, dY/dx = 0, q_r^- = \pi I_e$$

$x = -\infty \sim 0$ の範囲においては、反応が生じないと仮定から式(1)では左辺の対流項と右辺の拡散項がバランスし、式(2)では左辺の対流項と右辺の熱伝導項がバランスする。この領域と多孔性固体内部の温度分布は $x=0$ で熱流束が等しいとして接続される。系全体のエネルギーバランスは、 $x = -\infty, x_e$ を検査面とすれば、反応により放出されるエネルギー、 $x = x_e$ より流出する顕熱、多孔性固体の上流と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るエネルギーで無次元化し、それぞれ $1, H_2, H_3, H_4$ を用いて表すと以下のように記述できる。

$$1 - H_2 - H_3 - H_4 = 0 \quad (9)$$

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。前報⁽⁷⁾では、反応帯のおおよその位置をあらかじめ設定し、計算手順の中で質量流速 $m = \rho u = \int W dx$ を逐次計算し直すことにより定常解を得ている。しかし、この方法では上流端近傍の解は得られない。そこで本報では質量流速 m を設定し、その質量流速とバランスする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。前報⁽⁷⁾の計算結果を初期値として、 m の各値に対する定常解を求めた。その他主要なパラメータは前報⁽⁷⁾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 $K = 1$ 、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 $T_0 = 298 \text{ K}$ 、ルイス数 $Le = 1$ である。この m の値を徐々に小さくすることにより、

反応帯を上流端近傍へと近づけることができる。なお、本報の計算結果の範囲内では、 $x = -\infty \sim 0$ の領域で生成物濃度の値が小さいので、 $x = 0$ において $Y = 0$ とした。収束判定は温度分布により行い、前回値との無次元温度差が 10^{-5} 以下に達したときとした。このときの系全体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 1% 以下であった。

3. 計算結果および考察

3.1 温度分布および系全体のエネルギーバランス

多孔性固体内部に安定化された火炎の代表的な計算結果を図2に示す。横軸は多孔性固体上流端を原点とし、その長さ x_e で無次元化された距離 X 、縦軸は理論燃焼温度と T_0 の温度差で無次元化された気相および固相の温度 θ, θ_s である。全体の光学厚さ τ_e は2である。なお発熱量 h_0 はメタン-空気混合気の当量比 $\phi = 0.5$ の場合に等しくおいた⁽⁷⁾。図2中 r_m は設定された質量流速 m と通常の気相中の火炎における質量流速 m_0 との比 $r_m = m/m_0$ である。固相の温度分布は質量流速比 $r_m = 4.9$ についてのみ示されているが、他の条件においても同様に固気両相間の熱伝達率が極めて高くほぼ気相の温度分布に沿った分布となった。 $r_m = 4.9$ の温度分布は前報⁽⁷⁾で計算された温度分布と5%以内で一致している。この条件から質量流速比 r_m が減少するにつれ、火炎は次第に上流端近くに安定化されるが、さらに減少すると再び上流端から離れた位置に安定化される。一方、最高温度は単調に低下する。通常の気相中の火炎が質量流速比 $r_m = 1$ においてのみ自由空間に安定化されるのに対し、多孔性固体内部の火炎はこのように r_m の広い範囲にわたってその内部に安定化

図2 温度分布 (火炎のふるまい)

されることがわかる。この場合の系全体のエネルギーバランスが質量流速比 r_m を横軸として図3に示されている。図2の火炎のふるまいに対応し、 r_m が減少すると、多孔性固体上流側へ射出されるふく射エネルギー H_3 はいったん増加しその後減少する。一方、 r_m が減少すると、出口温度が減少するため、多孔性固体下流側へ流出する顕熱 H_2 は減少する。このとき、 $r_m=1$ 近傍における H_2 の増大は、火炎がより下流側に安定化されることにより出口温度が再び上昇することによる。また、 r_m の減少に伴う多孔性固体下流側へ射出されるふく射エネルギー H_4 の増大は、ふく射エネルギーに変換される割合が流速の減少とともに相対的に増大するためである。この火炎のふるまいやエネルギーバランスの傾向は実験的研究⁽⁸⁾においても確認されている。

3・2 ふく射による新しい火炎伝ば機構(局所エネルギーバランス) 図2に示した火炎のふるまいを詳しく調べるために質量流速比 $r_m=4.2, 2.6, 1.3$ について反応帯近傍の気相中および固相中の局所エネルギーバランスをそれぞれ図4～6に示す。ここで RR, CV, CD, SD, CD_s, RH は、それぞれ発熱項、対流項、気相の熱伝導項、固気両相間熱伝達項、固相の熱伝導項、ふく射項を示す。各図とも発熱項 RR は規格化されているので、その面積はいずれも等しい。質量流速比 $r_m=4.2$ の場合、反応帯の上流および下流側では気相中で対流項 CV と固気両相間熱伝達項 SD がバランスし、この SD は固相中でふく射項 RH とバランスする。図には示してはいないが、これらの分布は反応帯からそれぞれ多孔性固体の上流端および下流端まで形成されている。さらにこのとき、これらの項の正、負が反応帯前後で反転している。したがって、反応帯下流

域では気体顕熱からふく射エネルギーに、またその上流域ではふく射エネルギーから気体顕熱への変換が行われていることがわかる。このふく射によるエネルギー循環によって混合気の予熱が効果的に行われ、燃焼が促進されている(気相中に比べ4.2倍の質量流速においても火炎が多孔性固体内部に安定化されている)。

 図4 局所エネルギーバランス ($r_m=4.2$)

 図5 局所エネルギーバランス ($r_m=2.6$)

図3 系全体のエネルギーバランス

 図6 局所エネルギーバランス ($r_m=1.3$)

一方、反応帯内部では固気両相間熱伝達項 SD も寄与してはいるものの、 CD のほうが大きく、発熱項 RR が主に気相の熱伝導項 CD とバランスしていることがわかる(図4)。しかし、質量流速比 r_m が減少すると反応帯内部においても固気両相間熱伝達項 SD の占める割合が大きくなり、 $r_m=2.6$ ではこの SD と気相の熱伝導項 CD 両者の値がほぼ等しい[図5(a)]。さらに $r_m=1.3$ では SD が CD を上回り、発熱項 RR が主に固気両相間熱伝達項 SD とバランスしていることがわかる[図6(a)]。このときこの固気両相間熱伝達項 SD は、固相においてふく射項 RH と固相の熱伝導項 CD_s 両者とバランスする[図6(b)]。したがって、 $r_m \geq 2.6$ のように質量流速 m が大きい条件の場合、火炎伝ば機構に関しては、ふく射および固相の熱伝導も影響を及ぼすものの、気相の熱伝導による熱エネルギー輸送過程が支配的である[図4(a), (b)]。これに対し、 $r_m \leq 2.6$ では、気相中の熱伝導によるよりも、いったん燃焼ガスから多孔性固体に伝えられた熱エネルギーをふく射および固相の熱伝導により予熱域へ輸送する伝熱過程が火炎伝ばのメカニズムを担っている[図6(a), (b)]。

ここで、 $r_m=2.6$ は図2において火炎が最も上流端近くに安定化される条件であることから、上流端近傍の火炎のふるまいはこのように反応帯内部の局所エネルギーバランスが変化することに起因すると考えられる。すなわち、高流速条件では、自由空間における火炎のように主に気相中の熱伝導により火炎が維持されており、それに反応带上流域と下流域の多孔性固体により形成されるふく射エネルギー循環が加わった構造と考えることができる。このとき、上流端から反応帯が離れるに従い、反応带上流側の光学厚さが増大し、多孔性固体上流側へのふく射熱損失が減少すると同時にふく射によるエネルギー循環量が増大するため、より大きな燃焼速度が得られる。したがって、質量流速比 r_m の増大とともに、反応帯は上流端から離れた位置に安定化される。一方、伝ば機構にふく射の寄与が大きい低流速条件の火炎では、火炎を維持するためにも予熱域にある程度の光学厚さが必要である。そして、質量流速比 r_m の減少とともに、このふく射の寄与がますます大きくなると同時に温度レベルが低下する。したがって、このような条件でも火炎が維持されるように予熱域を拡張するため、反応帯は上流端から離れた位置に安定化される。なお、当量比や光学厚さを変えた場合にも基本的に同様な火炎のふるまいが得られている。

3.3 下流端近傍の火炎のふるまい 質量流速比

r_m を図2に示した値からさらに増加および減少させ、火炎が多孔性固体内部に安定化される範囲を求めた。この場合、火炎が多孔性固体内部に安定化されず下流端まで吹き流される場合も考えられるので、非定常計算を試みた。それによれば、多孔性固体内部の火炎は $1.02 \leq r_m \leq 5.74$ の広い範囲にわたって安定化されることが明らかとなった。図7では多孔性固体内部に安定化された $r_m=5.74$ の条件から $t=0$ s において $r_m=5.80$ とした場合の各時間ステップにおける火炎の温度分布 θ 、生成物の濃度分布 Y 、無次元正味ふく射熱流束分布が示されている。時間とともに火炎が下流側へ伝ばし、これに伴い反応帯近傍における正味ふく射熱流束の極小値の絶対値 $|q_{r,min}|$ は小さくなる。すなわち、エネルギー帰環量が減少する。このため火炎はますます下流側へ流される。このとき、ふく射によるエネルギー循環量が減少するものの、燃焼ガスによって

(a) 温度および生成物濃度分布

(b) ふく射熱流束分布

図7 非定常伝ば火炎 ($r_m > 5.74$)

加熱された多孔性固体が火炎伝ばにより相対的に予熱域へと流入することによるエネルギー循環を伴うため、火炎は下流端まで理論燃焼温度を上回る最高温度を維持しながら吹き流されている。一方、図8では $r_m = 1.02$ の火炎から $t = 0$ sにおいて $r_m = 1.01$ とした場合の温度分布、生成物の濃度分布、ふく射熱流束分布が示されている。この場合も時間とともに火炎が下流側へ伝ばするが、やはりエネルギー帰環量が低下し、火炎はますます下流側へ流される。この場合、多孔性固体内部の温度低下とともに下流端から排出される未燃ガス量も増大する。このとき、未燃ガスが多孔性固体下流側の気相中で燃焼するが、その影響が多孔性固体内部に及ぶことはなく、設定された質量流速が気相中の燃焼速度より大きいため、火炎は下流側遠方まで吹き流される。いずれの場合も火炎の吹飛び現象であり、このことは実験的研究⁽⁸⁾ともよく対応している。

(a) 温度および生成物濃度分布

(b) ふく射熱流束分布

図8 非定常伝ば火炎 ($r_m < 1.02$)

3.4 保炎機構 多孔性固体内部に安定化される火炎の保炎機構を詳しく調べるため、質量流速比 r_m に対する正味ふく射熱流束の極小値の絶対値 $|q_{r,min}|$ (ふく射エネルギー帰環量)、上流側へのふく射エネルギー損失 $|q_{r,ol}|$ 、およびそれらの差 $|q_{r,r}|$ (エネルギー循環量)、最高温度 θ_{max} 、未燃成分 Y_u を図9に示す。 r_m の増大とともに実質的なエネルギー循環量である $|q_{r,r}|$ が単調に増大する。これがある質量流速範囲内で内部に火炎が安定化される基本的な機構である。しかし、 $r_m = 5.5$ 以上では、 r_m の増大とともに、火炎が多孔性固体内部のより下流側に安定化されることによって火炎下流側の光学厚さが減少するため、ふく射エネルギー帰環量 $|q_{r,min}|$ は低下する。したがって、 r_m が 5.74 より大きくなると質量流速の増大とエネルギー循環量の増大とのバランスが崩れ、図7のように下流端まで吹き流されたと考えられる。一方、 $r_m = 1.02$ 近傍では火炎温度が低いため反応が内部で完結せず、未燃成分 Y_u の排出量が r_m の減少とともに増加する。そして、質量流速比が 1.02 より小さくなるとますます火炎温度が低下し、未燃成分の排出量が増大する。これがさらに火炎温度の低下を招く、というように悪循環を引き起こし、図8に示すように下流端まで吹き流されたと考えられる。

3.5 燃焼促進機構 図2に示すように、 r_m の増大とともに火炎温度は単調に上昇する。これを横軸に火炎最高温度 θ_{max} 、縦軸に r_m として図10に示す。図中 $\theta_{max} = 1$ 、 $r_m = 1$ の交点は理論燃焼温度における燃焼速度を意味する。この点を中心とし、一点鎖線でそれぞれ第1～4象限に分けた。従来の燃焼促進機構は火炎温度を理論燃焼温度以上に高くすることに基づいている(第1象限)。これに対し、本研究ではそれに加え火炎温度が理論燃焼温度より低くても燃焼が促進され

図9 最高温度、エネルギー循環量、未燃成分の排出量に及ぼす質量流速比 r_m の影響

図 10 多孔性固体内部の最高温度と燃焼促進割合

ている領域が存在することがわかる(第2象限)。この燃焼促進機構を詳しく調べるため、通常の気相中の火炎とこの領域の火炎($\phi=0.5$, $r_m=1.3$)について気相温度 θ 、生成物濃度 Y 、発熱速度 RR を比較した結果を図 11 に示す。 RR はこの場合規格化されていないので、これらの面積比が燃焼速度の比となる。多孔性固体内の火炎はふく射伝熱によるエネルギー循環が形成されているものの上流側へのふく射エネルギー損失 H_3 が大きいので、最高温度が理論燃焼温度より低く顕熱だけを考えると超過エンタルピー状態とはならない。しかし、通常の火炎では $Le=1$ の場合、温度の上昇と同時に生成物濃度の値も上昇するのに対し、多孔性固体内の火炎ではエネルギー循環により予熱域の温度が高いことがわかる。また、最高温度およびその下流側での温度が低いものの多孔性固体内部で反応がほぼ完結している。このため、幅の広い反応帯が形成され、結果的に多孔性固体内部における火炎の質量燃焼速度が気相中の火炎に比べ大きくなったと考えられる。ここで得られた結果は燃焼温度を低く抑えつつ燃焼が促進されることを示しており、燃焼学的にも興味深い。

4. 結 言

流れ方向に有限な長さを持つ高吹き率の多孔性固体内部における一次元予混合火炎について数値計算を行った結果、次の結論を得た。

図 11 多孔性固体内の火炎と通常の気相中の火炎との比較

(1) 混合気流速に対する多孔性固体上流端近傍での火炎のふるまいとそのときの反応帯内部の局所エネルギーバランスを示し、高流速条件では火炎の伝ば機構が主に気相中の熱伝導によるのに対し、低流速条件ではふく射による熱エネルギー輸送過程が火炎伝ば機構に重要な役割を果たしていることを明らかにした。

(2) 火炎が混合気流速の広い範囲にわたって多孔性固体内部に安定化されることを示し、このとき火炎は多孔性固体内部の下流端近傍では安定化されず、主に中央から上流側に安定化されることを明らかにした。

(3) 多孔性固体によるふく射エネルギー循環によって、理論燃焼温度以上の火炎温度が得られると同時に幅の広い反応帯が形成され、燃焼が促進されることを明らかにした。また、後者を積極的に活用し、火炎温度を理論燃焼温度より低く抑えつつ燃焼が促進できることを明らかにした。

文 献

- (1) Weinberg, F. J., *Nature*, 233-5317(1971), 239.
- (2) Jones, A. R., ほか 2 名, *Proc. R. Soc., London, A*, 360-1700(1978), 97.
- (3) Kawamura, T., ほか 2 名, *Proc. ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf.*, 4(1983)93.
- (4) Takeno, T., ほか 2 名, *Proc. 18th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1981), 465.
- (5) 越後・ほか 3 名, *機論*, 51-464, B(1985), 1297.
- (6) 吉澤・ほか 4 名, *機論*, 51-466, B(1985), 1908.
- (7) 吉澤・ほか 2 名, *機論*, 52-482, B(1986), 3587.
- (8) 花村・ほか 3 名, *機論*, 54-504, B(1988), 2207.