平行噴流バーナーを用いた高温空気燃焼の着火遅れに対する 既燃ガス希釈の影響*

名田 譲^{*1}, 伊藤 高啓^{*2}, 野田 進^{*2}

Effects of Burned Gas Dilution on the Ignition Delay Time of High Temperature Air Combustion with a Parallel Jet Burner

Yuzuru NADA^{*1}, Takahiro ITO and Susumu NODA

^{*1} Department of Energy System, The University of Tokushima
2-1 Minami-jousanjima, Tokushima, 770-8506 Japan

Objectives of this study are to suggest a new method to predict the stability limit of high temperature air combustion. For the first stage of this study, we investigated the effects of dilution by the burned gas on the ignition delay time. Dilution ratio is introduced to quantify the magnitude of dilution in high temperature air combustion with a parallel jet burner. The effects of dilution on the ignition delay time are evaluated by a chemical characteristic time with the dilution ratio. Flamelet equations are solved numerically to investigate the effects of dilution on the ignition delay time. Ignition time is defined as the time at which a temporal increase in maximum temperature becomes its maximum. The ignition delay time based on the maximum temperature includes durations of radical pool growth and of most reactive region movement. The ignition delay time based on the maximum value of Damköhler number corresponds to the duration of radical pool growth. With an increase in the dilution ratio, the ignition delay time based on the Damköhler number decreases, and then increases. This trend is attributed to the increase in temperature of mixture and the decrease in reactant concentration with the dilution ratio. The introduction of chemical characteristic time has generalized the ignition delay time.

Key Words : High Temperature Air Combustion, Parallel Jet Burner, Ignition Delay Time, Dilution, Scalar Dissipation Rate, Flamelet Equation, Turbulent Combustion, Ignition, Regeneration Burner

1. 緒 言

高温空気燃焼は、窒素酸化物の排出量低減と熱効率の向上を同時に達成可能な燃焼技術である。近年、高温空気燃焼の利用拡大のために、高温空気燃焼の安定燃焼限界に関する研究が多く行われている。著者ら⁽¹⁾は、高温空気噴霧燃焼の安定燃焼限界に関する研究において、火炎は着火により維持されることを示した。さらに、安定燃焼限界は火炎の浮き上がり高さと炉内循環渦の大きさから決定されることを示した。また、Choi ら⁽²⁾は、高温空気燃焼の浮き上がり高さを着火遅れ時間により整理している。火炎の浮き上がり高さが着火遅れ時間により決定されるとすると、高温空気燃焼の安定燃焼限界の予測には着火遅れ時間の正確な予測が重要となる。

着火遅れに関する研究は、Linan and Crespo⁽³⁾や Im ら⁽⁴⁾⁽⁵⁾によって、漸近解析および数値計算から行われており、スカラー散逸率が着火遅れ現象の重要な因子であることが示された。すなわち、スカラー散逸率の増加に伴い着火遅れ時間は長くなることが示された⁽⁴⁾。これらの知見を高温空気燃焼の安定燃焼限界の予測に用いる際に、幾つか明らかにすべき点が残されている。高温空気燃焼では、平行噴流バーナー⁽⁶⁾（平行に配置された燃料と酸化剤の円形噴流バーナー）が多く用いられる。並行噴流バーナーでは、燃料ノズルと酸化剤ノズルは離れて設置さ

* 原稿受付 2011 年 8 月 19 日

^{*1} 正員、徳島大学大学院ソシオテクノサイエンス研究部
(〒770-8506 徳島県徳島市南常三島町 2-1)

^{*2} 正員、豊橋技術科学大学大学院工学研究科機械工学系
(〒441-8580 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1)

E-mail: ynada@eco.tokushima-u.ac.jp

れているため、火炎は比較的后方に形成される。このため、作用するスカラー散逸率は比較的小さいと考えられる。一方、Im ら⁽⁴⁾の研究では、着火限界付近の現象に着目しているため、スカラー散逸率が高い範囲における着火現象を解析している。過去の研究において、スカラー散逸率が低い範囲の着火現象についての詳細な検討は、著者の調べた限り行われていない。さらに高温空気燃焼では、スカラー散逸率に加えて炉内既燃ガスによる希釈の影響を考慮する必要がある。高温空気燃焼では、燃料と酸化剤を高速噴流として燃焼炉内に供給する。これらの噴流は周囲の既燃ガスを巻き込みながら発達するため、燃料と酸化剤は既燃ガスで希釈される。すなわち、燃料濃度と酸素濃度は低下し、温度は上昇する。この結果、着火遅れ時間は大きく増減すると考えられる。希釈の影響を検討した研究は、Fotache ら⁽⁷⁾により行われている。しかし、彼らの検討は希釈の影響の予測には至っていない。

本研究の最終的な目的は、安定燃焼限界の予測モデルの提案である。この第一段階として、本報では、炉内既燃ガスによる希釈が着火遅れ時間に与える影響について明らかにする。そこでまず、平行噴流バーナーを用いた燃焼炉内の着火現象を考え、着火遅れ時間に対する希釈の影響を、噴流理論から導出される希釈率⁽⁸⁾により表現する。つぎに、フラームレット方程式を用いた着火計算を行い、比較的低いスカラー散逸率の範囲における着火現象について考察する。この考察から得られた知見を基に、着火遅れ時間に対する希釈の影響を明らかにし、その予測方法を提案する。

2. 主 な 記 号

a, b	: 一段総括反応の反応次数
A	: ひずみ速度 [1/s]
B	: 頻度係数
C_p	: 定圧比熱 [J/kg/K]
C_1	: レイノルズ数に依存する定数
d	: ノズル内径 [m]
D	: 拡散係数 [m ² /s]
Da	: ダムケラー数
h^0	: 標準生成エンタルピー [J/kg]
H	: ノズル出口から混合開始位置までの距離 [m]
K	: 希釈率
Le	: ルイス数
M	: 質量流量 [kg/s]
n	: 反応次数の和 ($=a+b$)
N_s	: 化学反応機構で考慮される化学種の数
t	: 時間 [s]
T	: 温度 [K]
T_a	: 活性化温度 [K]
T_K	: 希釈の影響を表す値
W	: 分子の質量 [kg/mol]
Y	: 質量分率
Z	: 混合分率
χ	: スカラー散逸率 [1/s]
ϕ	: 混合開始位置における温度または化学種質量分率
γ	: ノズル出口における酸化剤温度と既燃ガス温度の関係を表す値
φ	: 温度または化学種質量分率
ρ	: 密度 [kg/m ³]
τ_c	: 化学反応の特性時間 [s]

- ω : 反応速度 [$\text{kg}/\text{m}^3/\text{s}$]
 ξ : 火炎面法線方向座標

下付き添え字

- 0 : ノズル出口における量
 F : 燃料における量
 g : 既燃ガスにおける量
 H : H ラジカルに関する量
 i, j : 化学種の種類
 O : 酸化剤における量
 st : 量論条件における量

その他の記号はその都度定義する.

3. 噴流理論に基づく炉内既燃ガス希釈の解析

本章では、高温空気燃焼で用いられる平行噴流バーナーにおける着火現象を考え、着火遅れ時間に対する炉内既燃ガス希釈の影響を検討する. 3.1 節では、平行噴流バーナーを用いた場合の着火現象について述べ、3.2 節では噴流理論により希釈率を導出する. 3.3 節では、化学反応の特性時間を定義し、希釈の影響について検討する.

3・1 平行噴流バーナーの構造と炉内既燃ガス希釈の関係

図 1 に平行噴流バーナーの模式図を示す. 平行噴流バーナーでは、燃料ノズルと酸化剤ノズルは離れて設置されている. このため、燃料と酸化剤は、混合し始めるまでに炉内既燃ガスにより希釈される. 図中では、この希釈領域を領域 A として示す. 燃料噴流と酸化剤噴流の運動量のオーダーが等しく、十分発達した乱流噴流である場合を考える. この場合、燃料と酸化剤が混合を開始する位置 (図中、Merging Point) は、燃料ノズルと酸化剤ノズルの間隔 L と、噴流の広がり角 θ から幾何学的に決定できる⁽⁹⁾. すなわち、間隔 L を大きくすると混合開始位置は下流に移動する. このため、領域 A は間隔 L の増加とともに大きくなり、希釈の影響は強く表れる⁽⁸⁾.

混合開始位置より下流では、燃料と酸化剤の混合気が形成される (領域 B). この混合気は、混合開始から着火遅れ時間後に着火する. Choi ら⁽²⁾は、希釈された燃料を用いた場合、着火により維持される浮き上がり火炎 (autoignited lifted flame with mild combustion) が形成されることを明らかにしている. 並行噴流バーナー上に、この火炎が形成されると考える. この場合、火炎伝播の影響は極めて小さいため、図 1 に示す着火位置 (図中、Ignition Point) から下流に火炎は存在すると考えられる. 混合気が混合開始位置から着火位置に移動する間に、H, OH, HCO

Fig. 1 Schematic of flow field on parallel jet burner.

などの中間生成物が生成される⁽⁴⁾。Yoo ら⁽¹⁰⁾は、中間生成物の高濃度領域の大きさと最高濃度が着火に与える影響を明らかにしている。以降、中間生成物の高濃度領域をラジカルプール⁽⁷⁾と記す。ラジカルプールが発達する間、混合気は既燃ガスにより希釈されつづける。このため、着火遅れ時間が長い場合、領域 B における希釈の影響を考慮する必要がある。ただし本報では、領域 B は領域 A より小さいとして、領域 B における希釈の影響を無視する。

3・2 希釈率の導出

燃料噴流および酸化剤噴流は、混合開始位置に到達するまでに炉内既燃ガスを巻き込む。この巻き込みにより、燃料と酸化剤は希釈される。本報では、図 1 領域 A における希釈の影響を表現するために、希釈率を用いる⁽⁸⁾。希釈率は流体塊における既燃ガスの質量割合を示しており、既燃ガスの混合分率と言える。以下、簡単に希釈率について説明する。詳しくは文献⁽⁸⁾を参照願いたい。酸化剤噴流を例にとると、希釈率 K は式(1)で表わされる。

$$K = \frac{M_g}{M_o + M_g} \quad (1)$$

ここで、 M_g は巻き込まれた既燃ガスの質量流量を、 M_o はノズルから供給される酸化剤の質量流量を示している。噴流における希釈率を噴流理論から導出する。これには、三つの仮定を用いる。①酸化剤噴流と燃料噴流の相互作用を無視する。②酸化剤噴流を静止流体中の噴流とし、静止流体を既燃ガスとする。③酸化剤と既燃ガスの密度を等しいとする。これらの仮定を基に、噴流の質量流束を半径方向および周方向に積分し、 $M_o + M_g$ を求める。式(1)から、混合開始位置（図 1 参照）における希釈率は以下の式で表わされる。

$$K = 1 - \frac{C_1}{32} \left(\frac{d_o}{H} \right) \quad (2)$$

ここで、 C_1 はレイノルズ数に依存する定数⁽¹¹⁾であり、十分発達した乱流噴流では、 $C_1=70$ となる⁽¹²⁾。 d_o は酸化剤ノズル直径であり、 H は仮想原点から混合開始位置までの距離である。酸化剤と既燃ガスの密度および比熱を等しいと仮定する。この仮定の下、混合開始位置における酸化剤の O_2 質量分率と温度は、次の式で与えられる。

$$\phi = (1 - K)\phi_o + K\phi_g \quad (3)$$

ここで、 ϕ は混合開始位置における O_2 質量分率および温度を、 ϕ_o はノズル出口における値を示している。また、 ϕ_g は既燃ガスにおける値を表わす。図 2 に仮想原点から混合開始位置までの距離 H/d_o と希釈率の関係を示す。混合開始位置が下流に移動するに従い、希釈率は急激に増加し、 $H/d_o=20$ では $K=0.9$ に達する。このため、噴流の温度と化学種濃度は既燃ガスの温度と濃度に極めて近くなる。

Fig. 2 Variation of the dilution ratio with the distance from virtual origin.

燃料噴流に関しても、同様の手法により希釈率を導出できる。希釈された燃料の燃料濃度と温度は式(3)と同様な式から得られる。さらに、④燃料噴流と酸化剤噴流が十分発達した乱流噴流であること、⑤燃料ノズルと酸化剤ノズルの内径が等しいこと、の二つの仮定を用いることにより、燃料と酸化剤の希釈率は等しいと考えることができる。

燃料および酸化剤の希釈率を導出する過程において、以下の三つの仮定を用いた。

①燃料噴流と酸化剤噴流の相互作用を無視する。

②燃料噴流および酸化剤噴流を静止流体中の噴流とし、静止流体を既燃ガスとする。

③燃料および酸化剤と既燃ガスの密度は等しい。

さらに、燃料と酸化剤の希釈率は等しいとするために、以下の二つの仮定を用いた。

④燃料噴流と酸化剤噴流は十分発達した乱流噴流である。

⑤燃料ノズルと酸化剤ノズルの内径は等しい。

これらの仮定を順に検証する。燃料噴流と酸化剤噴流が同じオーダーの運動量を有する場合、噴流軸の湾曲⁽⁶⁾は生じないことが明らかにされている⁽⁹⁾。このため、運動量の差が小さい場合、①の仮定は妥当であると言える。②の仮定では、噴流周囲に形成される循環渦の影響が考えられる。しかし、循環渦の流速は極めて小さいことから⁽¹³⁾、既燃ガスを静止流体と仮定できる。③の仮定に関する評価は、酸化剤と燃料で異なる。酸化剤の場合、高温に予熱されているため、密度差は小さい。このため、その影響は小さい⁽⁸⁾。一方、燃料は予熱されていないため、大きな密度差が生じる。この影響を再現するには、有効直径や Chapman-Rubesin 定数の導入⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾が必要となる。④の仮定の影響は式(2)における C_1 の値に現れる。噴流のレイノルズ数が小さい場合、 C_1 の値はレイノルズ数に依存する。これに対して、著者ら⁽⁸⁾は式(2)と式(3)を用いた予測結果に対する C_1 の影響は小さいことを明らかにしている。⑤の仮定の影響は、上記仮定の中で最も大きいと考えられる。通常、燃料ノズルの内径は酸化剤ノズルより小さい。このため、燃料噴流において希釈の影響は強く表れる。燃料と酸化剤の希釈率が大きく異なる場合、燃料と酸化剤の希釈率を個別に評価する必要がある。

以上のように、燃料と既燃ガスの密度差（仮定③）と、ノズル内径の差（仮定⑤）が解析結果に影響を与える。特に、燃料と既燃ガスの密度差の取り扱いは今後の課題となる。一方、著者らは過去の研究⁽⁸⁾において、上記五つの仮定を用いて高温空気燃焼炉内の温度に対する希釈の影響を定量化している。この際、燃料ノズルと酸化剤ノズルの間隔が異なる並行噴流バーナーを用いて、混合開始位置における希釈率を変化させた。さらに、この結果を用いて窒素酸化物排出量のスケーリングを行い、良好な結果を得ている。この結果から、上記五つの仮定を用いた場合においても、本解析手法により希釈に関する本質的な現象を解明できると考えられる。以降、上記五つの仮定に基づき議論を進める。

3・3 化学反応の特性時間に対する希釈率の影響

図1に示す領域 A において希釈された燃料と酸化剤は、領域 B において混合し着火に至る。領域 B における希釈の影響を無視すると、着火遅れ時間は混合開始位置における希釈率の関数となる。着火遅れ時間に対する希釈率の影響を考える際に、化学反応の特性時間が重要となる。Linan and Crespo⁽³⁾は化学反応の特性時間により無次元化されたフラームレット方程式を用いて着火遅れ時間を導出している。本報では、燃料の質量分率保存式における反応項を用いて特性時間を表わす。反応項の逆数を化学反応の特性時間 τ_c とすると、以下の式が得られる。

$$\tau_c = 1/(\omega_F/\rho) = \frac{\rho}{W_F B} \left(\frac{W_O}{\rho Y_O} \right)^a \left(\frac{W_F}{\rho Y_F} \right)^b \exp \left(\frac{T_a}{T} \right) \quad (4)$$

ここで、 Y_F は燃料質量分率、 Y_O は酸素質量分率、 T は温度、 a と b は一段総括反応を考えた場合の反応次数である。特性時間を決定する代表燃料濃度と代表酸素濃度として、混合開始位置の濃度を用いる。式(3)に基づき、混合開始位置の燃料質量分率 Y_F と酸素質量分率 Y_O は以下の式で与えられる。

$$Y_F = (1 - K)Y_{F,0} + KY_{F,g} = (1 - K)Y_{F,0} \quad (5)$$

$$Y_O = (1-K)Y_{O,0} + KY_{O,g} = (1-K)Y_{O,0} \quad (6)$$

ここで、添え字の 0 はノズル出口における濃度を、添え字の g は既燃ガスにおける濃度を示す。式(5)と式(6)では、既燃ガスの特性を総括当量比 1 として、完全燃焼を仮定した。このため、 $Y_{F,g}=Y_{O,g}=0$ となる。また、混合開始位置の燃料温度 T_F と酸化剤温度 T_O は以下の式で表わされる。

$$T_F = (1-K)T_{F,0} + KT_g \quad (7)$$

$$T_O = (1-K)T_{O,0} + KT_g \quad (8)$$

ここで、 $T_{F,0}$ と $T_{O,0}$ は、それぞれ燃料ノズルおよび酸化剤ノズル出口における温度であり、 T_g は既燃ガスの温度である。式(5)から式(8)において、酸化剤と燃料の希釈率は等しいと仮定した。この仮定により、量論比における混合分率 Z_{st} は希釈率によらず一定となる。メタンを燃料とした場合、 $Z_{st}=0.055$ である。すなわち、酸化剤噴流に近い位置で火炎は形成される。このことから、特性時間を決定する代表温度として、混合開始位置の酸化剤温度 T_O を用いる。式(4)の密度 ρ を一定と仮定し、式(5)(6)および式(8)を式(4)に代入すると、以下の式が得られる。

$$\tau_c = T_K \tau_{c,K=0} \quad (9)$$

ここで、

$$T_K = (1-K)^{-n} \exp\left(\frac{\gamma K}{1-\gamma K} \frac{T_a}{T_{O,0}}\right) \quad (10)$$

$$\tau_{c,K=0} = \frac{\rho}{W_F B} \left(\frac{W_O}{\rho Y_{O,0}}\right)^a \left(\frac{W_F}{\rho Y_{F,0}}\right)^b \exp\left(\frac{T_a}{T_{O,0}}\right) \quad (11)$$

T_K は希釈の影響を表わすパラメータであり、 $T_K > 1$ の場合特性時間は長くなり、 $T_K < 1$ の場合短くなる。 $\tau_{c,K=0}$ は希釈率がゼロの場合の特性時間である。ここで、 $n=a+b$ とした。 γ は以下の式で表わされる。

$$\gamma = 1 - \frac{T_g}{T_{O,0}} \quad (12)$$

$\gamma > 0$ は既燃ガスの温度が酸化剤温度より低い場合を、 $\gamma < 0$ は高い場合を示している。

図 3 は $-0.2 \leq \gamma \leq 0.1$ の範囲における K と T_K の関係を示している。ここで、 $n=0.7$ 、 $T_a/T_{O,0}=15$ とした。既燃ガス

Fig. 3 Relation between K and T_K .

の温度が酸化剤温度より低い場合 ($\gamma > 0$)、希釈により反応物（燃料と酸素）の濃度および温度は低下する。このため、希釈率の増加とともに T_K は増加し、特性時間は長くなる。これは、希釈により着火が遅れることを示している。既燃ガスの温度が酸化剤温度より高い場合 ($\gamma < 0$)、希釈により温度は上昇するため $T_K < 1$ となり、特性時間は短くなる。すなわち、早く着火する。一方、過度の希釈は反応物濃度を極端に低下させる。このため、 $\gamma = -0.1$ 、 $K > 0.8$ では、希釈率の増加とともに T_K は増加する。すなわち、特性時間は長くなり、着火は遅れる。このように、特性時間を用いることにより、着火遅れ時間に対する希釈の影響を表すことができる。次章では、化学反応の特性時間を用いて希釈の影響を整理する。

4. 着火遅れ時間に対する炉内既燃ガス希釈の影響

本章では、図 1 に示す領域 B における着火遅れ時間を数値計算により求め、これに対する希釈率の影響を明らかにする。フレイムレットの概念に基づき、領域 B における着火を火炎片における着火で模擬する。領域 B における希釈の影響を無視することにより、火炎片における燃料および酸化剤の反応物濃度と温度は、図 1 に示す混合開始位置の値となる。混合開始位置の反応物濃度と温度は、希釈率を用いて式(5)から式(8)により得られる。すなわち、前章で議論した炉内既燃ガスによる希釈の影響は、火炎片における燃料および酸化剤の反応物濃度と温度に反映される。スカラー散逸率の影響を再現するには、フレイムレット方程式、もしくは対向流層流火炎の数値計算を行う必要がある。本報では、比較的計算負荷の低いフレイムレット方程式を用いる。4.1 節では、フレイムレット方程式を用いた着火現象の数値計算方法について説明する。4.2 節では、希釈されない場合を考え、着火遅れ時間に対するスカラー散逸率の影響について議論する。この際、比較的低いスカラー散逸率の範囲に着目する。ここで得られた知見を基に、4.3 節において希釈の影響について検討する。

4・1 フレイムレット方程式の数値計算方法

式(13)と式(14)は、低マッハ数近似を施した化学種および温度の輸送方程式をクロコ変換することにより導出されるフレイムレット方程式を示している。

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} = \frac{\chi}{2Le_i} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial Z^2} + \frac{\omega_i}{\rho} \quad (13)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\chi}{2Cp} \frac{\partial}{\partial Z} \left(Cp \frac{\partial T}{\partial Z} \right) + \sum_{j=1}^{N_s} \frac{\chi}{2Le_j} \frac{Cp_j}{Cp} \frac{\partial Y_j}{\partial Z} \frac{\partial T}{\partial Z} - \frac{1}{\rho Cp} \sum_{j=1}^{N_s} h_j^0 \omega_j \quad (14)$$

ここで、 χ はスカラー散逸率を示している。スカラー散逸率は以下の式で定義される。

$$\chi = 2D \left(\frac{\partial Z}{\partial \xi} \right)^2 \quad (15)$$

式(15)は火炎伸張効果が混合分率の物理空間での勾配 ($=\partial Z/\partial \xi$) により表されることを示している。フレイムレット方程式を用いた数値計算では、混合分率に対する化学種濃度および温度の分布を解く。このため、式(15)からスカラー散逸率を求めることはできない。ゆえに、スカラー散逸率の分布を別途与える必要がある。本報では、フレイムレットの概念に基づき、対向流層流拡散火炎における式⁽¹⁶⁾を用いた。

$$\chi = \frac{A}{4\pi} \frac{3 \left(\sqrt{\rho_o/\rho} + 1 \right)^2}{2\sqrt{\rho_o/\rho} + 1} \exp \left\{ -2 \left[\operatorname{erfc}^{-1}(2Z) \right]^2 \right\} \quad (16)$$

ここで、 A はひずみ速度であり、 A を大きくすることにより、作用するスカラー散逸率の値を大きくすることができる。通常、噴流火炎における χ は時間の関数（ノズルからの距離の関数）となる⁽³⁾⁽¹⁷⁾。着火位置はスカラー散

逸率の履歴によること⁽¹⁸⁾，乱流によるスカラー散逸率の変動が着火に強い影響を及ぼすこと⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾から，スカラー散逸率の時間変動履歴は着火遅れの予測に重要である．ただし，本報では簡単のため χ の時間変化は考慮されていない．式(16)で表わされるスカラー散逸率は， $Z=0.5$ 付近でピークを示し， $Z=0$ および $Z=1$ でゼロとなる．

馬場ら⁽²¹⁾は，ルイス数を考慮した場合，フレームレット方程式から得られる温度および化学種濃度分布は，対向流層流拡散火炎の分布と大きくずれることを指摘している．これに対して，本報で用いた基礎方程式には，ルイス数が考慮されている．これは，ラジカルプールの発達を再現するためである．H ラジカルなどで構成されるラジカルプールの発達は，着火遅れに重要な役割を果たすことが明らかにされている⁽⁷⁾．ラジカルプールの発達は生成速度と拡散速度に依存する⁽⁵⁾．このため，H ラジカルの極めて速い拡散を再現する必要がある．以上の理由から，本報ではルイス数を考慮した．

計算に用いた格子点数は 1024 点であり，等間隔とした．また，時間刻み幅は 10^{-6} 秒である．計算から得られる解において，格子間隔および時間刻み幅の依存性が無いことを確認している．空間微分の離散化には四次精度中心差分を用いた．反応項の時間前進には VODE 法⁽²²⁾を用い，その他の項の時間前進にはクランクニコルソン法を用いた．燃料はメタンとし，反応機構には GRI1.2⁽²³⁾を用いた．物性値の算出には CHEMKIN2⁽²⁴⁾のサブルーチンを用いた．初期条件には，以下の式で表わされる分布を用いた．

$$\varphi = (\varphi_F - \varphi_O)Z + \varphi_O \quad (17)$$

ここで， φ は温度および燃料と酸素の質量分率であり， φ_F と φ_O は式(5)から式(8)により得られる．

4・2 着火遅れ時間に対するスカラー散逸率の影響

本節では，低スカラー散逸率の範囲における着火遅れ時間について検討する．燃料はメタンとし，酸化剤は空気とした．燃料と酸化剤は希釈されていない ($K=0$)．燃料の温度 T_F は 300K とし，酸化剤温度 T_O は 1400K とした．図 4 に Z_{st} におけるスカラー散逸率 χ_{st} と，着火遅れ時間 τ_{ig} の関係を示す．図 4 に示した χ_{st} は計算開始時の χ_{st} である．また，最高温度の時間変化が最大となった時を着火とした．図 4 には，Im ら⁽⁴⁾の結果を併せて示している．さらに，反応機構の影響を検証するために，GRI3.0⁽²³⁾を用いた場合の結果を示した．

Im らは圧縮性の支配方程式を用いて対向流層流拡散火炎の着火現象の数値計算を行った⁽⁴⁾．反応機構には，本報と同じ GRI1.2 を用い，拡散係数には平均された多成分系の拡散係数を用いている．これらの手法から，Im らの数値計算から得られる結果は，非常に精度の高い結果であると言える．GRI1.2 を用いた本報の計算結果と Im らの計算結果を比較すると，着火遅れ時間 τ_{ig} はほぼ一致している．このことから，本報で用いた計算手法によっても着火現象を精度良く再現できることがわかる．GRI1.2 を反応機構とするフレームレット方程式の計算結果では，着火遅れ時間は $\chi_{st}=1.24s^{-1}$ で極小値を示す． $\chi_{st}>1.24s^{-1}$ では， χ_{st} の増加とともに着火遅れ時間 τ_{ig} は長くなる．一方， $\chi_{st}<1.24s^{-1}$ では τ_{ig} は短くなる．このことから，スカラー散逸率に対する着火遅れ時間の挙動は，低スカラー散逸率の場合，高スカラー散逸率の場合と逆の傾向を示すことがわかる．

GRI3.0 を用いた場合，着火遅れ時間は GRI1.2 を用いた場合より短い．これは，本報で述べる結果の定量的な

Fig. 4 Ignition delay time with respect to the scalar dissipation rate.

Fig. 5 Temporal evolutions of temperature distribution ((a): $T_O=1400\text{K}$, $T_F=300\text{K}$, $K=0$, $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$, (b): $T_O=1400\text{K}$, $T_F=300\text{K}$, $K=0$, $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$).

Fig. 6 Temporal evolutions of H mass fraction distribution ((a): $T_O=1400\text{K}$, $T_F=300\text{K}$, $K=0$, $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$, (b): $T_O=1400\text{K}$, $T_F=300\text{K}$, $K=0$, $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$).

評価は、反応機構に依存することを意味する。しかし、GRI3.0 の場合、着火遅れ時間は GRI1.2 の場合と同様に極小値を持つ。このことから、反応機構が異なる場合においても、定性的な傾向は変わらないと言える。以上の理由により、本報では、反応機構に GRI1.2 を用いた結果を基に議論を進める。

$\chi_{st} < 1.24\text{s}^{-1}$ において、スカラー散逸率の増加とともに着火遅れ時間が短くなる原因を明らかにするために、 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ と $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ に着目する。 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ の条件は高スカラー散逸率における着火現象を、 $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ の条件は低スカラー散逸率における着火現象を代表する。着火遅れ時間 τ_{ig} は $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ の場合 2.74ms であり、 $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ の場合 2.73ms である。 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ と $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ では、スカラー散逸率が異なるにもかかわらず、着火遅れ時間はほぼ等しい。図 5 と図 6 は $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ と $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ における温度分布と H ラジカル質量分率分布の時間変化を示している。図中、実線は着火前 ($t < \tau_{ig}$) の分布を示しており、破線は着火後 ($t > \tau_{ig}$) の分布を示す。分布の時間間隔は 0.1ms であり、図中の一点鎖線は化学量論比の混合分率 ($Z_{st}=0.055$) を示す。 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ の場合、温度と H ラジカルの質量分率は $Z=0.004$ 付近で上昇し始める。最高温度を示す位置は $t=2.6\text{ms}$ で燃料過濃側に向けて急速に移動し始め、 $t=\tau_{ig}$ には Z_{st} を通過する。この移動の際に、H ラジカルの濃度が最高値を示す位置と、最高温度を示す位置は一致する。このことから、最高温度を示す位置の周辺は反応が最も活発な領域と言える。以降、この領域を反応領域と記す。この反応領域が $t=\tau_{ig}$ に Z_{st} を通過することは、反応領域が Z_{st} を通過した時点で最高温度の時間変化は最大となり、着火とみなされることを意味する。

$\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ の場合、 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ の場合と同様に温度は $Z=0.004$ 付近で上昇し始める。反応領域は $t=2.2\text{ms}$ で移動を開始しており、 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ の場合と比べて早い。しかし、温度分布と H ラジカルの質量分率分布からわかるとおり、その移動は極めて遅くなる。このことから、スカラー散逸率が低い場合、反応領域の移動開始までの時間は短くなるが、移動開始から Z_{st} に到達するまでの時間は長くなることがわかる。この結果、 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ と $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ の着火遅れ時間は等しくなる。

図 7 は最高温度と H ラジカル質量分率の最高値の時間変化を示している。 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ の場合 (図 7(a))、計算開

Fig. 7 Temporal evolutions of maximum temperature and H mass fraction ((a): $T_0=1400\text{K}$, $T_f=300\text{K}$, $K=0$, $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$, (b): $T_0=1400\text{K}$, $T_f=300\text{K}$, $K=0$, $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$).

始直後から H ラジカルの質量分率は指数関数的に増加する。一方、 $0 < t < 2.1\text{ms}$ の期間において、温度上昇は極めて小さい。その後、 $Y_H=1.0^{-6}$ まで増加した時点 ($t=2.1\text{ms}$) で最高温度は上昇し始める。 $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ の場合、温度と H ラジカル濃度の時間変化は、 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ の場合と同じ挙動を示す。すなわち、H ラジカルは指数関数的に増加し、 $Y_H=1.0^{-6}$ まで増加した時点で温度は上昇し始める。ただし、H ラジカルの質量分率の増加率は $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ と比べて高い。このため、 $t=1.7\text{ms}$ から温度上昇は始まることになり、 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ より早くなる。このように、 $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ ではラジカル濃度の増加率は高く、ラジカルプールは早く発達する。この結果、反応領域の移動開始は早くなる。

図 5 から図 7 の結果はスカラー散逸率から説明できる。スカラー散逸率の低下に伴い、生成されたラジカルは周囲に拡散しにくくなる。この結果、ラジカルの濃度は上昇し、ラジカルプールは早く発達する。このため、 $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ の場合、反応領域の移動開始は $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ の場合より早くなる。また、Linan and Crespo⁽³⁾は、スカラー散逸率の増加に伴い、反応領域の移動速度は高くなることを明らかにしている。図 5 に示す結果は Linan and Crespo⁽³⁾の結果と一致している。すなわち、 $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ の場合、反応領域の移動速度は $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ の場合より低い。

図 7 の結果から、反応領域の移動開始までの時間はラジカルプールの発達時間に対応すると言える。このことから、図 4 に示す着火遅れ時間は、ラジカルプールの発達時間と、移動開始から反応領域が Z_{st} に到達するまでの時間（移動時間）の和となる。 $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ の場合、 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ よりラジカルプールの発達時間は短くなるが、移動時間は長くなる。この結果、 $\chi_{st}=3.11\text{s}^{-1}$ と $\chi_{st}=0.25\text{s}^{-1}$ の着火遅れ時間は等しくなる。これらの考察に基づき、図 4 に示す着火遅れ時間とスカラー散逸率の関係が説明できる。 $\chi_{st} > 1.24\text{s}^{-1}$ では、スカラー散逸率の増加に伴いラジカルプールの発達時間は長くなる。このため、着火遅れ時間は長くなる。一方、 $\chi_{st} < 1.24\text{s}^{-1}$ では、スカラー散逸率の増加に伴い反応領域の移動速度は高くなるため、移動時間は短くなる。このため、着火遅れ時間は短くなる。

上記議論から、図 4 に示すスカラー散逸率に対する着火遅れ時間の挙動は、着火の定義に依存することがわかる。すなわち、着火遅れ時間をラジカルプールの発達時間とした場合と、ラジカルプールの発達時間と移動時間の和とした場合（図 4 参照）で、低スカラー散逸率における着火遅れ時間の挙動は異なる。ラジカルプールの発達時間はスカラー散逸率の増加により抑制される。このため、ラジカルプールの発達時間を着火遅れ時間とした場合、着火遅れ時間はスカラー散逸率に対して単調増加となる。Linan and Crespo⁽³⁾は、着火から拡散火炎の形成に至る過程を、Ignition Stage, Premixed Flame Stage および Diffusion Controlled Stage の三つに分類した。Ignition Stage は急激な温度上昇が起こるまでを表わしており、Ignition Stage の時間が着火遅れ時間とみなされる。Premixed Flame Stage は、着火から、火炎が Z_{st} に伝播するまでを表している。Diffusion Controlled Stage は、火炎が Z_{st} に到達した後を表わす。前述のラジカルプールの発達時間と移動時間は、それぞれ Ignition Stage と Premixed Flame Stage の時間に相当すると考えられる。Linan and Crespo⁽³⁾の定義に従うと、Ignition Stage の時間であるラジカルプールの発達時間を着火遅れ時間とすることが妥当であると考えられる。

ラジカルプールの発達時間に基づき着火遅れ時間を表わすために、ラジカルプールの発達過程に着目する。ラジカルプールを構成する化学種は H, OH, CHO などであるが、ここでは H ラジカルを代表化学種とする。水素・空気拡散火炎において H ラジカルは着火限界を表わす指標として用いられており⁽¹⁹⁾、炭化水素系の燃料においても着火遅れを決定する重要な化学種と指摘されている⁽⁷⁾。これらのことから、H ラジカルを代表化学種とすること

 Fig. 8 Temporal evolution of Damköhler number Da_H .

 Fig. 9 Ignition delay time τ_p with respect to χ_{st} .

は十分妥当であると考えられる．H ラジカルが最高濃度を示す位置をラジカルプールの代表位置とする．この位置において，H ラジカルのダムケラー数 Da_H を以下の式で定義する⁽⁵⁾．

$$Da_H = \frac{\omega_H / \rho}{\left| \frac{\chi}{2Le_H} \frac{\partial^2 Y_H}{\partial Z^2} \right|} \quad (18)$$

図8は $\chi_{st}=0.25s^{-1}$ の場合のH ラジカルのダムケラー数 Da_H の時間変化を示している．参考のために，図7に示したH ラジカルの最高質量分率の時間変化を併せて示す．計算開始直後 Da_H は高い値を示し，H ラジカルが活発に生成されていることがわかる． Da_H は時間の経過とともに減少するが，H ラジカルの濃度は指数関数的に増加していく．図7に示すように，十分にH ラジカル濃度が高くなった $t=1.7ms$ で温度は上昇し始める．温度上昇に伴い，H ラジカルの生成は促進されるため， Da_H は上昇に転じる．その結果，H ラジカルの濃度は急激に高くなる．温度が拡散火炎の平衡温度付近に達する $t=2.2ms$ において，反応領域の移動が開始される．移動開始直後， Da_H は急激に低下するため， Da_H の時間履歴は極大値を示す．この $0 < t < 2.2ms$ の期間はラジカルプールの発達期間に相当すると考えられる． $t > \tau_{ig}$ では， $Da_H < 1$ となり，その後 $Da_H=1$ に漸近する． $t=\tau_{ig}$ では，反応領域は量論混合気を通過するため，H ラジカルが多く生成される．その後，拡散律速の火炎が Z_{st} に形成されるため，H ラジカルの生成速度は低下し， Y_H は拡散火炎の平衡濃度まで低下する．このため，反応領域が Z_{st} を通過した直後に Da_H は低下し，その後， $Da_H=1$ に漸近する．以上の結果より，計算開始から Da_H が極大値を示すまでの時間をラジカルプールの発達時間 τ_p とする．この τ_p を着火遅れ時間とし，スカラー散逸率との関係を図9に示す．比較のため，最高温度の時間変化に基づく着火遅れ時間 τ_{ig} も併せて示す． τ_p は χ_{st} に対して単調増加となる． τ_{ig} と τ_p の差は反応領域の移動時間にほぼ等しい． $\chi_{st}=0.07s^{-1}$ では移動時間は $0.92ms$ (τ_{ig} の30%) であるが， $\chi_{st}=1.24s^{-1}$ では $0.20ms$ (τ_{ig} の8%) まで低下する．このことから， χ_{st} が小さい範囲では， χ_{st} の増加とともに移動時間は短くなるため， τ_{ig} は短くなることわかる．

以上のように，ダムケラー数を用いることにより，ラジカルプールの発達時間を評価することができる．本報ではラジカルプールが十分に発達した時を着火とみなす．以降，着火遅れ時間には τ_p を用いる．

4・3 着火遅れ時間に対する希釈率の影響

つぎに，着火遅れ時間に対する希釈率の影響について検討する．燃料と酸化剤はそれぞれメタンと空気であり， $T_{F,0}=300K$ および $T_{O,0}=1200K$ とした．既燃ガスの温度は $T_g=1400K$ とし，成分は窒素とした．これらの値を基に，式(5)から式(8)を用いて混合開始位置における燃料の質量分率 Y_F と温度 T_F と，酸化剤の酸素質量分率 Y_O と温度 T_O を求めた．表1に，計算条件として Y_F , T_F , Y_O および T_O を示す．ここで求めた質量分率と温度はフラームレット方程式の $Z=0$ および $Z=1$ における境界条件となり，式(17)により質量分率分布と温度分布の初期条件が決定される．希釈率 K はゼロから0.95とした．この際，燃料と酸化剤の希釈率は等しいと仮定した．これにより，量論混合分率は希釈率によらず $Z_{st}=0.055$ となる．希釈率の増加とともに，反応物の質量分率は低下し，燃料と酸化剤の温度は

Table 1 Numerical conditions.

K	Fuel ($Z=1$)		Oxidizer ($Z=0$)	
	$T_F(K)$	Y_F	$T_O(K)$	Y_O
0	300	1.00	1200	0.23
0.25	575	0.75	1250	0.17
0.50	850	0.50	1300	0.12
0.75	1125	0.25	1350	0.06
0.95	1345	0.05	1390	0.01

Fig. 10 Dilution effects on the ignition delay time.

Fig. 11 Temporal evolutions of the location of the radical pool.

高くなる。

図10は着火遅れ時間 τ_p に対する希釈率の影響を表わしている。着火遅れ時間に τ_p を用いることで、着火遅れ時間はスカラー散逸率の増加とともに長くなる。また、 $K \leq 0.50$ において、希釈率が増加するに従い、着火は早くなる。これは、希釈により燃料および酸化剤の温度が上昇したためである。これに対して $K \geq 0.75$ では、反応物濃度の低下により、着火は希釈率の増加に伴い遅くなる。さらに、 $K=0$ と $K=0.95$ 、および $K=0.50$ と $K=0.75$ の着火遅れ時間はほぼ等しい。

着火遅れ時間に対する希釈の影響を、式(9)から式(11)に示す化学反応の特性時間を用いて表現する。式(10)では、代表温度として酸化剤温度を用いている。これはラジカルプールの発達位置が $Z=0$ 近傍であることに基づく。一方、Linan and Crespo は、燃料温度と酸化剤温度の差が小さくなるに従い、着火位置が燃料過濃側に移動することを明らかにしている⁽³⁾。表1に示すように、本報の計算条件では希釈率の増加により燃料温度 T_F と酸化剤温度 T_O の温度差は小さくなる。このため、ラジカルプールの発達位置は移動する可能性がある。この点を明らかにするために、Hラジカルが最高濃度を示す位置 Z_{Hmax} の時間変化を図11に示す。横軸の t^* は $t^*=(t-\tau_p)/\tau_p$ である。 $t^*=-1$ は計算を開始した時に、 $t^*=0$ は着火した時に対応する。また、図11に示す全ての条件において、 $\chi_{st}=0.25s^{-1}$ とした。 $K=0$ の場合、 $t^* \approx -1$ においてHラジカル濃度が最高値を示す位置、すなわちラジカルプールの位置は $Z=0.02$ にあることがわかる。その後、時間の経過とともに燃料が希薄となる方向に移動し、 $Z=0.004$ に留まる。これはスカラー散逸率の影響と考えられる。すなわち、 $Z < 0.5$ の範囲では、混合分率の増加とともにスカラー散逸率は高くなる。このため、 $Z=0.02$ のスカラー散逸率は $Z=0.004$ より高い。 $Z=0.02$ におけるHラジカルは周囲に拡散しやすいため、ラジカルプールの発達は抑制される。これに対して $Z=0.004$ では、Hラジカルの拡散は $Z=0.02$ と比較して遅い。このため、 $Z=0.004$ でラジカルプールは発達する。

$K=0.95$ の場合、 $t^* \approx -1$ においてラジカルプールは燃料過濃側に形成される。これは、Linan and Crespo の解析から得られる結果と一致する。すなわち、燃料と酸化剤の温度差が小さいため、ラジカルプールの位置は反応式の反応次数により決定される⁽³⁾。その後、スカラー散逸率の影響により、ラジカルプールの位置は燃料希薄側に移動し、着火となる。このように、 $t^*=0$ では希釈率によらず $Z=0.004$ で着火に至る。このことから、本報では、化学反応の特性時間の代表温度を酸化剤温度とする。

Table 2 Numerical conditions (T_F and T_O are constant).

K	Fuel		Oxidizer	
	$T_F(K)$	Y_F	$T_O(K)$	Y_O
0	300	1.00	1400	0.23
0.25		0.75		0.17
0.50		0.50		0.12
0.75		0.25		0.06
0.95		0.05		0.01

 Table 3 Numerical conditions (Y_F and Y_O are constant).

K	Fuel		Oxidizer	
	$T_F(K)$	Y_F	$T_O(K)$	Y_O
0	300	1.0	1200	0.23
0.25	575		1250	
0.50	850		1300	
0.75	1125		1350	
0.95	1345		1390

 Fig. 12 Dilution effects on ignition delay time when T_F and T_O are constant ((a): τ_p and χ_{st} , (b): τ_p/T_K and $T_K \chi_{st}$).

化学反応の特性時間を用いるには、式(10)の反応次数の和 n と活性化温度 T_a を求める必要がある。そこで、表 2 および表 3 に示す条件で着火計算を行った。表 2 の条件では、反応物にのみ希釈の影響を考慮した。すなわち、希釈率によらず $T_F=300K$ 、 $T_O=1400K$ 一定とし、 Y_F と Y_O は式(5)および式(6)から求めた。温度を一定とした場合、希釈の影響を表わす T_K は以下のように簡略化される。

$$T_K = (1 - K)^{-n} \quad (19)$$

表 3 に示す条件では、温度にのみ希釈の影響を考慮した。希釈率によらず $Y_F=1.0$ 、 $Y_O=0.23$ 一定とし、温度を式(7)と式(8)から求めた。ここで、 $T_{F0}=300K$ 、 $T_{O0}=1200K$ および $T_g=1400K$ とした。反応物濃度を一定とした場合、 T_K は以下の式で表わされる。

$$T_K = \exp\left(\frac{\gamma K}{1 - \gamma K} \frac{T_a}{T_{O,0}}\right) \quad (20)$$

式(19)と式(20)から、 n と T_a の値を個別に評価できることがわかる。

図 12(a)は $T_F=300K$ 、 $T_O=1400K$ 一定とした場合（表 2 参照）における、 τ_p と χ_{st} の関係を示している。希釈率によらず、スカラー散逸率の増加とともに着火は遅れる。また、希釈率が増加するに従い、着火遅れ時間は長くなる。図 12(a)の結果を化学反応の特性時間を用いて整理する。特性時間により無次元化された着火遅れ時間 τ_p^* とスカラー散逸率 χ_{st}^* は、 $\tau_p^* = \tau_p / \tau_c \propto \tau_p / T_K$ となり、 $\chi_{st}^* = \tau_c \chi_{st} \propto T_K \chi_{st}$ となる。図 12(b)に τ_p / T_K と $T_K \chi_{st}$ の関係を示す。ここで、 $n=0.7$ とし、 T_K には式(19)を用いた。化学反応の特性時間を用いることにより、着火遅れ時間とスカラー散逸率の関係は一つの曲線で表わすことができる。これは、希釈による反応物濃度低下の影響を化学反応の特性時間で表現できることを意味する。

図 13(a)は $Y_F=1$ 、 $Y_O=0.23$ 一定とした場合（表 3 参照）の計算結果を示している。希釈率の増加とともに燃料および酸化剤の温度は上昇するため、着火遅れ時間は短くなる。図 13(b)に τ_p / T_K と $T_K \chi_{st}$ の関係を示す。ここで、 T_K

 Fig. 13 Dilution effects on ignition delay time when Y_F and Y_O are constant. ((a): τ_p and χ_{st} , (b): τ_p/T_K and $T_K\chi_{st}$)

Table 4 Reaction paths of H radical production.

	Elementary reaction	Activation temperature (K)
R11	$O + CH_4 \rightleftharpoons OH + CH_3$	4300
R98	$OH + CH_4 \rightleftharpoons H_2O + CH_3$	1600
R118	$HO_2 + CH_3 \rightleftharpoons O_2 + CH_4$	0
R155	$O_2 + CH_3 \rightleftharpoons O + CH_3O$	14500
R57	$H + CH_2O \rightleftharpoons CH_3O$	1300

 Fig. 14 Ignition delay time τ_p/T_K with respect to the scalar dissipation rate $T_K\chi_{st}$.

 Fig. 15 Relation between K and T_K ($\gamma=-0.167$).

は式(20)で表わされる。活性化温度は $T_a=18000K$ とした。着火遅れ時間とスカラー散逸率の関係は一つの曲線に一致する。このことから、高温既燃ガスの希釈による温度上昇の影響は式(20)で表わすことができる。

図 12(b)と図 13(b)では、 $n=0.7$ と $T_a=18000K$ を用いた。 $n=0.7$ は着火遅れを一段総括反応で表現した場合の反応次数の和と言える。また、 T_a は H ラジカルの生成を律速する素反応の活性化温度に近いと考えられる。ラジカルプールの発達初期における H ラジカルの生成は、表 4 に示す反応を経由して行われる。R11, R98 および R118 により、 CH_4 から CH_3 が生成される。 CH_3 は O_2 と反応することにより CH_3O となる (R155)。R57 により CH_3O から H が生成される。これら素反応で、活性化温度が最も 18000K に近い素反応は R155 である。このことから、着火遅れ時間の温度依存性は R155 により決定されている可能性がある。

つぎに、式(10)および $n=0.7$ と $T_a=18000K$ を用いて図 10 に示す結果を整理する。図 14 は図 10 の結果から得られる τ_p/T_K と $T_K\chi_{st}$ の関係を示している。これまでの結果と同様に、着火遅れ時間とスカラー散逸率の関係は一つの曲線となる。このことから、着火遅れ時間に対する希釈率の影響は、式(10)の T_K を用いて整理できると考えられる。図 14 で用いた活性化温度と酸化剤温度の比は $T_a/T_{O_0}=15$ であり、式(12)より、 $\gamma=-0.167$ に相当する。図 15 は、 $\gamma=-0.167$ における希釈率と T_K の関係を示す。ここで、 $n=0.7$ とした。図中のプロットは表 1 に示す希釈率に対応する。 T_K は $K=0.66$ で極小値を示す。すなわち、 $K=0.66$ で化学反応の特性時間は最も短くなり、着火遅れは

短くなる. $K=0.50$ と $K=0.75$ では, それぞれ $T_k=0.51$ と $T_k=0.50$ となり, 特性時間はほぼ等しい. また, $K=0$ と $K=0.95$ の特性時間も等しくなる. このため, 図 10 で示すように, $K=0.50$ と $K=0.75$ の場合, および $K=0$ と $K=0.95$ の場合の着火遅れ時間は等しくなる. このように, 特性時間の傾向と着火遅れ時間の傾向は一致する. このため, 図 14 で示したように, 着火遅れ時間に対する希釈率の影響は, 式(10)を用いて整理できる.

5. 結 語

本報では, 平行噴流バーナーを用いた高温空気燃焼の着火遅れに対する希釈の影響について検討を行った. この結果, 以下の結論を得た.

- (1) 平行噴流バーナーの場合, ノズル間隔の増加とともに希釈領域は広くなる. このため, ノズル間隔が広い場合, 炉内既燃ガスによる希釈の影響は顕著に表れる. 噴流理論に基づく解析解から希釈率を定義することで, 化学反応の特性時間に対する希釈の影響を表現できる. 希釈率が等しい場合においても, 化学反応の特性時間は既燃ガスの温度と酸化剤温度の比により増減する.
- (2) ラジカルプールの発達に基づく着火遅れ時間 (ラジカルプールの発達時間) はスカラー散逸率の増加に対して単調に増加する. 最高温度の時間変化に基づく着火遅れ時間は, 反応領域が量論混合分率を通過する時間となる. このため, ラジカルプールの発達時間と反応領域の移動時間の和となる. スカラー散逸率の増加により反応領域の移動時間は短くなるため, スカラー散逸率が小さい範囲では, スカラー散逸率の増加に伴い最高温度の時間変化に基づく着火遅れ時間は短くなる. ダムケラー数を用いることにより, ラジカルプールの発達時間を評価することができる.
- (3) 希釈率の小さい範囲では, 希釈率の増加とともにラジカルプールの発達に基づく着火遅れ時間は短くなる. これに対して希釈率の大きい範囲では, 着火遅れは長くなる. これは, 希釈率の増加に伴う反応物濃度の低下と温度上昇に起因する. このような高温既燃ガスによる希釈の影響は, 化学反応の特性時間を用いて表現できる.

文 献

- (1) 名田譲, 前川浩規, 伊藤高啓, 野田進, “高温空気噴霧燃焼の安定燃焼限界の解明”, 日本燃焼学会誌, Vol. 53, No. 166 (2011), pp. 262-270.
- (2) Choi, B.C., Kim, K.N. and Chung, S.H., “Autoignited Laminar Lifted Flames of Propane in Coflow Jets with Tribrachial Edge and Mild Combustion”, *Combustion and Flame*, Vol. 156 (2009), pp. 396-404.
- (3) Linan, A. and Crespo, A., “An Asymptotic Analysis of Unsteady Diffusion Flames for Large Activation Energies”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 14 (1976), pp. 95-117.
- (4) Im, H.G., Raja, L.L., Kee, R.J. and Petzold, L.R., “A Numerical Study of Transient Ignition in a Counterflow Nonpremixed Methane-air Flame Using Adaptive Time Integration”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 158 (2000), pp. 341-363.
- (5) Manson, S.D., Chen, J.H. and Im, H.G., “Effects of Unsteady Scalar Dissipation Rate on Ignition of Non-premixed Hydrogen/air Mixtures in Counterflow”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 29 (2002), pp. 1629-1636.
- (6) Szegő, G.G., Dally, B.B. and Nathan, G.J., “Operational Characteristics of a Parallel Jet MILD Combustion Burner System”, *Combustion and Flame*, Vol. 156 (2009), pp. 429-438.
- (7) Fotache, C.C., Wang, H. and Law, C.K., “Ignition of Ethane, Propane, and Butane in Counterflow Jets of Cold Fuel versus Hot Air under Variable Pressures”, *Combustion and Flame*, Vol. 117 (1999), pp. 777-794.
- (8) 名田譲, 善万泰朋, 野田進, “高温空気燃焼の NOx 排出特性に対するノズル間隔の影響”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 75, No. 757 (2009), pp. 1870-1878.
- (9) Grandmaison, E.W., Yimer, I., Becker, H.A. and Sobiesiak, A., “The Strong-Jet/Weak-Jet Problem and Aerodynamic Modeling of the CGRI Burner”, *Combustion and Flame*, Vol. 114 (1998), pp. 381-396.
- (10) Yoo, C.S., Chen, J.H. and Frank, J.H., “A Numerical Study of Transient Ignition and Flame Characteristics of Diluted Hydrogen versus Heated Air in Counterflow”, *Combustion and Flame*, Vol. 156 (2009), pp. 140-151.

- (11) Ungate, U.D., Harleman, D.R.F. and Jirka, G.H., *Stability and Mixing of Submerged Turbulent Jets at Low Reynolds Numbers*, *Energy Laboratory Report*, No. MIT-EL 75-014 (1975).
- (12) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory* 6th ed. (1968), p. 699, McGraw-Hill.
- (13) 名田譲, I Gede PARWATHA, 福重辰悟, 野田進, “円筒形燃焼炉内の噴流拡散火炎の燃焼特性に関する研究(第 3 報, NOx 排出特性に対する流れ場の影響)”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 74, No. 739 (2008), pp.707-714.
- (14) Djeridane, T., Amielh, M., Anselmet, F. and Fulachier, L., “Velocity Turbulence Properties in the Near-field Region of Axisymmetric Variable Density Jets”, *Physics of Fluids*, Vol. 8 (1996), pp. 1614-1630.
- (15) Peters, N. and Donnerhack, S., “Structure and Similarity of Nitric Oxide Production in Turbulent Diffusion Flames”, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 18 (1981), pp. 33-42.
- (16) Kim, J.S. and Williams, F.A., “Structures of Flow and Mixture-Fraction Fields for Counterflow Diffusion Flames with Small Stoichiometric Mixture Fractions”, *SIAM Journal on Applied Mathematics*, Vol. 53 (1993), pp. 1551-1566.
- (17) Peters, N. and Williams, F.A., “Liftoff Characteristics of Turbulent Jet Diffusion Flames”, *AIAA journal*, Vol. 21 (1983), pp. 423-429.
- (18) 上島光浩, 渡邊宏之, 野田進, 小沼義昭, “水素ガス噴流の自発着火に関する直接数値シミュレーション(続報)”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 69, No. 685 (2003), pp. 1269-1275.
- (19) Sung, C.J. and Law, C.K., “Ignition of Oscillatory Counterflowing Nonpremixed Hydrogen against Heated Air”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 129 (1997), pp. 347-370.
- (20) Mastorakos, E., Baritaud, T. A. and Poinso, T. J., “Numerical Simulations of Autoignition in Turbulent Mixing Flows”, *Combustion and Flame*, Vol. 109 (1997), pp. 198-223.
- (21) 馬場雄也, 黒瀬良一, 赤松史光, “層流拡散火炎片方程式の解法とその解特性に関する一考察”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 72, No. 720 (2006), pp. 2033-2040.
- (22) Peter, N.B., Byrne, G.D. and Hindmarsh, A.C., “VODE: A Variable-coefficient ODE Solver”, *SIAM journal on Scientific and Statistical Computing*, Vol. 10 (1989), pp. 1038-1051.
- (23) GRI-Mech, <http://www.me.berkeley.edu/gri-mech/> (accessed 2011-4-18).
- (24) Kee, R.J., Lewis, G.D., Wamatz, J., Coltrine, M.E. and Miller, J.A., “A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas Phase Multi-Component Transport Properties”, *Sandia National Laboratories Report* (1988), SAND 86-8246.