定容閉鎖空間における微小な単一燃料液滴の
二段点火の数値計算*森 上 修^{*1}, 三 上 真 人^{*2}
小 嶋 直 哉^{*2}, 村 瀬 英 一^{*1}Numerical Simulations of Two-Stage Ignition of Fine Single Fuel Droplets
in a Closed Constant-Volume CellOsamu MORIUE^{*3}, Masato MIKAMI,
Naoya KOJIMA and Eiichi MURASE^{*3} Department of Mechanical Engineering Science, Kyushu University,
744 Motooka, Nishi-ku, Fukuoka-shi, Fukuoka, 812-8581 Japan

Spontaneous ignition of fine single fuel droplets whose diameters were less than 100 μm was numerically simulated. Each droplet was placed in a closed cell so that single droplets could be compared to sprays. The numerical model is fully transient, and it can continue calculation even after the droplet has completely vaporized. Fuel was *n*-heptane, and ambient gas was air. Initial pressure and initial air temperature were fixed at 3 MPa and 773 K, respectively. The Droplet was initially at room temperature. First, a relatively simple reaction model was employed, and the followings were shown. When overall equivalence ratio ϕ_{overall} was fixed to be sufficiently large, ignition limit was not observed in terms of initial droplet diameter d_0 , and ignition delay took a minimum value at certain d_0 . There was transition from heterogeneous ignition to homogeneous ignition with decreasing d_0 . Next, a qualitatively and quantitatively reliable reaction model was employed, and two-stage ignition behavior was observed even for fine droplets. Increase in ϕ_{overall} showed negative influence on cool flame appearance; however, after cool flame appearance it showed positive influence on hot flame appearance.

Key Words: Droplet, Numerical Simulation, Two-Stage Ignition, Closed Cell

1. 緒 言

液体燃料を用いる燃焼器では多くの場合燃料は噴霧として燃焼室に供給されている。噴霧の点火機構を解明するためにその構成要素としての単一燃料液滴を対象とする研究が実験的にも理論的にもこれまで多く行われてきた⁽¹⁻⁷⁾。単一液滴は特に自然対流の影響がない場合、球対称一次元性が得られ取り扱いが容易になるという利点がある。実験においては十分な空間および時間分解能を得るために直径 1mm ほどの液滴が多く扱われる。理論の妥当性の検証はそのような比較的大きな液滴についての実験結果との比較から可能であり、燃焼器で実用される噴霧に含まれるような微小な液滴の点火挙動の把握は妥当な理論モデルにおいて液滴径を減少させることにより可能になる。高温雰囲気中に単一液滴を曝し自発点火させる場合については初

期液滴径を減少させると点火限界が現れる^(1,2)。これは液滴が小さくなるにつれて反応の特性時間に対して輸送の特性時間が短くなるためであり、また単一の燃料液滴が無限の雰囲気中に存在するため、蒸発した燃料が散逸してしまうためである。この場合いわば系の総当量比は 0 である。一方、噴霧を考えた場合、その総当量比は 0 とはならず単一液滴とは異なる。この問題に対処するために、物質およびエネルギーの輸送に対して閉じた十分小さい占有空間内に液滴を閉じ込めたモデルが考えられる。この場合 0 ではない系の総当量比が存在し、噴霧との比較が可能になる。また、総当量比および雰囲気中の初期条件（圧力、温度）が適切な値であれば、液滴がいくら小さくても蒸発完了後やがて占有空間は予混合気で満たされ点火が起こるはずである。このようなモデルは、球対称一次元性は保たれつつも、空間的に一様に分布した単分散噴霧と直接比較でき、これまで単一液滴について得られた知見を噴霧に直接適用できるという点で有用である。

一方、実験的研究から、実用燃料の主成分である正アルカンを用いた単一液滴の自発点火において二段

* 原稿受付 2005 年 3 月 18 日。

^{*1} 正員、九州大学大学院工学研究院(〒812-8581 福岡市西区元岡 744)。^{*2} 正員、山口大学工学部。

E-mail: moriue@mech.kyushu-u.ac.jp

点火すなわち段階的な熱発生が生じることが確認されている^(4,6)。これはアルカン特有の低温酸化反応に由来し、均一系である予混合気の点火においては従来広く研究されてきた⁽⁸⁾。低温酸化反応によって誘起された熱発生である冷炎の発生ののち一旦反応が抑制されて温度はおおよそ 800~1000 K に落ち着き、やがて高温酸化反応に誘起された熱発生である熱炎が生じ火炎温度は 2000 K ほどにまで達する。前出の液滴の二段点火は詳細な化学反応モデルを用いた完全非定常の数値計算によっても再現されている⁽⁷⁾。不均一系においても二段点火が確認されたわけだが、これらの研究は直径約 0.7 mm の液滴を対象としており、実用噴霧に存在するような微小液滴の点火挙動の把握が要される。

以上のような背景から、本研究では定容閉鎖空間における単一燃料液滴の自発点火を数値計算により模擬した。液滴の蒸発完了後についても計算が続けられ完全予蒸発の点火についても模擬された。初期液滴径と総当量比の点火への影響が調べられた。低温酸化反応を含んだ反応モデルを採用し、微小液滴についての二段点火現象を観測した。

2. 計算モデル

本研究で用いられる計算モデルでは球対称一次元性が仮定され、体積一定の球状占有空間の中心に球状の単一燃料液滴が置かれる。占有空間内の高温の静止雰囲気中に突然曝された室温の液滴の自発点火を模擬する。基礎式は質量保存、化学種保存、エネルギー保存に基づき以下の通りである。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \rho v] = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_i) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \rho Y_i (v + V_i)] = w_i \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho h) - \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \sum_i \rho Y_i h_i (v + V_i) \right] \\ = - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 q_r] \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 t : 時間、 r : 半径方向座標、 ρ : 密度、 v : 質量平均速度、 Y_i : 質量分率、 V_i : 拡散速度、 w_i : 単位体積・時間あたりの化学反応による質量生成、 h : 比エンタルピー、 P : 圧力、 q_r : 熱伝導流束、であり、下付字 i は化学種 i を表す。圧力は空間的に一様で時間にも依存するとし、運動量保存は無視された。ソレ効果、デュフォ効果、放射熱、運動エネルギー項、粘性、外力は考慮されない。液相に存在する化学種は燃料のみとし、このため液相では化学種保存は考えない。占有空間は

物質および熱の移動に対して閉じている。すなわち、計算領域の外部境界つまり占有空間の表面での境界条件は以下のようなものである。

$$v = 0, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \dots \dots \dots (4)$$

液滴表面での境界条件は質量、化学種、エネルギー流束の連続、およびフガシティ平衡に基づく。

計算コードはこれまでの研究^(4,7)で用いられたコードが拡張された。各化学種の物性値は温度および圧力依存性を考慮して計算された⁽⁹⁾。液相については液滴中心と液滴表面に固定された線形の格子点配置が採用された。気相については液滴近傍で密となるように液滴表面と占有空間の表面に固定された以下のような指数型の格子点配置が採用された。

$$r[g] = R \left(\frac{r_{\max}}{R} \right)^{g^h} \quad \dots \dots \dots (5)$$

$$g = 0, 1, \dots, N_g - 1, \quad h = \frac{1}{N_g - 1}$$

ここで、 g : 格子点番号、 N_g : 気相の格子点の総数、 R : 液滴半径 (時間に依存)、 $r_{\max}$: 占有空間の半径 (一定)、である。空間差分は二次の中心差分とし、時間差分には多次のオイラー陰解法が用いられた。以上により完全非定常の計算が行われ、初期条件が与えられれば、気相の Y_i および液相、気相の T が t および r の関数として求まる。

液滴が蒸発し消失したとみなされるほど十分小さくなった時、液滴の蒸発は数値計算上停止される。すなわち、液滴表面位置が固定され、液滴表面には占有空間の表面と同じ境界条件が適用され、計算は気相でのみ継続される。このようにして液滴消失後の点火も模擬することができる。比較的小さい液滴では液滴寿命が点火遅れより短くなることも考えられるが、そのような液滴にも本計算モデルは適用でき、完全予蒸発の点火の模擬が可能となる。本モデルを液滴が一様に分布した単分散噴霧と比較するには、総当量比 ϕ_{overall} を考えると有用である。総当量比とは液滴が完全に蒸発し占有空間内に均一に充満した時の当量比であり、液滴初期半径 R_0 に対する占有空間半径 $r_{\max}$ の比と以下のような一対一の関係を持つ。

$$\phi_{\text{overall}} \propto \frac{1}{\left(\frac{r_{\max}}{R_0} \right)^3 - 1} \quad \dots \dots \dots (6)$$

ただし、この関係は初期圧力、初期雰囲気温度に依存する。 ϕ_{overall} が大きいほど噴霧中の液滴は密ということになる。

燃料は正ヘプタン、雰囲気は空気とした。液滴の初期温度は 300 K である。時間 0 において占有空間中の気相は温度が一様で静止した高温の雰囲気中に満たされている。液相には 11、気相には 41 の格子点が置かれた。

正ヘプタンの反応モデルは二種類採用された。両者とも詳細な素反応モデルから寄与度の大きな反応だけを抽出した反応モデルであり、一方は 64 反応、35 化学種から成り⁹⁾、反応モデル A とする。本計算モデルに採用された場合、二段点火現象を再現せず、また点火遅れの定量的な再現に難がある。しかしながら、比較的短い計算時間を要するという利点を持ち、熱炎の発生について定性的に把握するために使用された。もう一方は 437 反応、92 化学種から成る反応モデルであり⁷⁾、反応モデル B とする。この反応モデルは直径 700 μm の液滴に関して微小重力実験との比較によりその妥当性が確認されており、二段点火現象を再現し、また冷炎および熱炎の点火遅れを定量的によく再現する。

液滴が体積無限の雰囲気中に置かれた場合、点火遅れを左右するのは初期雰囲気温度、初期圧力、初期液滴直径 d_0 である。本計算モデルのように閉鎖された一定体積の雰囲気中ではさらに ϕ_{overall} (もしくは r_{max}/R_0) が点火遅れを左右する。本研究では d_0 および ϕ_{overall} の影響に注目するため初期雰囲気温度および初期圧力はそれぞれ 773 K、3 MPa に固定された。およそ室温大気圧の空気を 3 MPa に断熱圧縮したときの温度が 773 K である。

3. 結果および考察

3.1 初期液滴直径および総当量比の影響 d_0 および ϕ_{overall} の点火への影響をまず把握するため反応モデル A が用いられた。この反応モデルでは二段点火現象が再現されないで点火遅れは熱炎についてのみ定義され τ_{ig} とした。点火すなわち熱炎の発生の瞬間は化学反応に由来する温度上昇率の全格子点中の最大値が 10^7 K/s を超えた時と定義した。この値は過去の研究⁹⁾において急激な温度上昇の瞬間に対応する典型的な値である。 ϕ_{overall} およそ 0 (約 0.006)、 $\phi_{\text{overall}}=0.5, 0.8, 1, 1.5$ の場合について d_0 の τ_{ig} への影響について調べた結果を図 1 に示す。なお、 $r_{\text{max}}/R=50$ 、 $r_{\text{max}}/R \approx 11.5, 9.82, 9.12, 7.97$ がそれぞれの ϕ_{overall} に対応している。液滴の消失後に点火が起きる場合については液滴寿命 τ_{li} も示される。 τ_{li} については ϕ_{overall} によらずグラフ上ほぼ一致したため $\phi_{\text{overall}}=1.5$ の場合についてのみ代表的に示した。本計算

Fig. 1 Influence of initial droplet diameter on ignition delay for different overall equivalence ratios.

では打ち切り誤差に対応する可変時間刻みを採用しており、点火の際には時間 t がほとんど進行しなくなることがしばしばである。このため点火が検出されると計算は打ち切られ点火後については計算されない。よって液滴が存在する間に点火が起きる場合については τ_{li} は示されない。すなわち、図 1 の各 ϕ_{overall} について τ_{ig} の線より下の τ_{li} の線のみが適用される。 ϕ_{overall} およそ 0 の場合についてのみ点火限界が確認された。 d_0 の減少とともに τ_{ig} は単調に減少し、やがて 19 μm の点火限界に達する。点火限界付近では液滴消失後に点火が起きていることがわかる。 d_0 が点火限界以下の液滴については、液滴蒸発中に気相のどこかには局所当量比 ϕ_{local} が点火に適切な値である場所が存在するはずであるが、液滴からの燃料質量流量が大きく散逸が大きすぎるため点火が起こらない。液滴消失後、燃料質量流量は十分小さくなるはずであるが、今度は ϕ_{local} が点火に適切な値より小さくなってしまっている。一方、他の ϕ_{overall} の場合については点火限界が存在しない。液滴消失後も占有空間内には点火に適した当量比の混合気が残る、さらに液滴消失ののち混合気はやがて静止するからである。これら全ての ϕ_{overall} について、 τ_{ig} を最小にする d_0 が存在する。Aggarwal・Sirignano¹⁰⁾、Mawid・Aggarwal¹¹⁾、Guthel^{12, 13)} は噴霧中の液滴は気体燃料を生成する点源であると近似して噴霧の点火の数値計算を行った。そこでも τ_{ig} が極小値をとることが確認されているが、その原因として気相での予蒸発成分の影響が言及されている。本研究においては予蒸発は考えられておらず、この原因は以下のように考えられる。 d_0 が大きいほど液滴加熱時間は長くなり、これは τ_{ig} を長くする作用を持つ。一方、 d_0 が小さいほど液滴の表面積/体積比は大きくなり、燃料と空気の混合が

速やかに行われる。反応が活発になる前にこの混合が完了した場合、反応にとっては不利である。なぜなら燃料は室温の初期温度を持っており、燃料と空気の混合は気相温度および圧力の低下を意味するからである。この観点では d_0 が小さいほど τ_{ig} は長くなる。これらの相反する効果により、 τ_{ig} を最小にする d_0 が存在する。以上は液滴消失後の均一な予混合気の点火まで模擬する本モデルの特性により再現されたと思われる。比較的大きい d_0 については $\phi_{overall}$ の影響は顕著ではない。これは、このような大きな液滴については液滴からの燃料質量流束があまり大きくはなく $\phi_{overall}$ およそ 0 の場合においても液滴近傍で点火が可能だからである。 d_0 の小さい場合については $\phi_{overall}$ の影響ははっきりと現れており、 d_0 の減少とともに不均一系の点火から均一系の点火に遷移していることが分かる。 $d_0 \cong 0$ において予混合気の点火とは異なり $\phi_{overall} = 1$ 付近で点火遅れが最小となっていないのは、 $\phi_{overall}$ の減少につれて室温の液滴が占有空間内で占める割合が小さくなり系のエネルギーが増加するためである。すなわち、初期温度 300 K の液滴まで含めた系のエネルギーではなく雰囲気気の初期温度・圧力をそろえていることに由来する。ただし温度、圧力が同じ条件では混合気が希薄になるにつれて反応速度が減少するので $\phi_{overall}$ を減少し過ぎると τ_{ig} は増加するはずであり、実際 $\phi_{overall}$ およそ 0 の点火限界以下の d_0 について $\tau_{ig} = \infty$ と考えればそうになっている。 $\phi_{overall}$ が大きくなるにつれて占有空間の外部境界が液滴に近づき液滴の蒸発は抑制されることが予想されたが、 τ_{ig} の $\phi_{overall}$ への依存性からはそれは顕著にみられなかった。蒸発自体は反応に依存せず、また d_0 の小さい場合点火過程の比較早い段階で蒸発が完了するためだと思われる。

Fig. 2 Influence of initial droplet diameter on ignition location for different overall equivalence ratios.

図 2 に各 $\phi_{overall}$ についての点火位置を示す。縦軸は点火位置の半径方向座標 r_{ig} を初期液滴半径 R_0 で除して無次元化したものとした。ここで、点火位置とは点火の瞬間に化学反応に由来する温度上昇率が最大である位置と定義された。全ての $\phi_{overall}$ について d_0 の減少とともにまずは点火位置は外側に移る。これは d_0 が小さいほど液滴からの燃料質量流束が大きいため、より外側が点火に適するためである。一方、 $\phi_{overall}$ の影響はほとんど見られない。占有空間の外部境界の影響があまり現れていないのは興味深い。図 1 において τ_{ig} にあまり違いのない d_0 の範囲について示されているためだとも考えられる。 $\phi_{overall}$ が 0.5 以上の場合についてはある d_0 以下では点火位置が示されていないが、これは液滴の蒸発が完了し占有空間内がほぼ均一になった後に点火が生じたからである。 $\phi_{overall}$ およそ 0 の場合については点火限界付近で d_0 の減少とともに点火位置は急激に液滴近傍に近づく。これは液滴の蒸発がほぼ完了し燃料質量流束が小さくなり点火が可能になった時に液滴近傍でなければ $\phi_{overall}$ が十分大きくないことと、点火時には液滴径がかなり小さくなっているもしくは消失していることによる。

3.2 二段点火現象 微小液滴の二段点火現象を観測するため反応モデル B が用いられた。 $\phi_{overall} = 1$ におけるいくつかの d_0 について点火の履歴の例を図 3 に示す。縦軸は化学反応に由来する温度上昇率のうち全格子点中の最大値とした。二段階の熱発生が確認され、このように微小な液滴に関しても熱炎の発生に先立ち冷炎が発生する二段点火が起こることが示された。また、冷炎は d_0 が小さくなるほど顕著に現れている。 $\phi_{overall}$ およそ 0 (約 0.006) および $\phi_{overall} = 1$ の場合について熱炎の点火遅れ τ_{ig} と冷炎の点火遅れ τ_{cf} が図 4 に示さ

Fig. 3 History of maximum temperature rise rate for several initial droplet diameters. Overall equivalence ratio is unity.

Fig. 4 Ignition delays of hot and cool flames against initial droplet diameter for two typical overall equivalence ratios.

Fig. 5 History of maximum temperature for several initial droplet diameters. Overall equivalence ratio is almost zero.

れる。 τ_g については前節と同様に定義された。 τ_f については、図3における縦軸の値が時間的に極大値をとるまでの時間であると定義された。両者の定義を図3中にも示す。 $\phi_{overall}$ およそ0の場合については前節と同様に熱炎についての点火限界が確認された。一方、冷炎については d_0 が $5\mu\text{m}$ にいたるまで点火限界は確認されなかった。Tanabeらが定義した第二誘導期間 τ_2 ($=\tau_g - \tau_f$)は d_0 が大きい場合ほぼ一定であり、比較的大きな液滴についての実験的観測⁶⁾と定性的に一致する。 d_0 がおよそ $40\mu\text{m}$ より小さい場合は d_0 の減少とともに τ_2 が減少している。図中に τ_2 は示されていないがこれらの d_0 の範囲では蒸発完了直後に熱炎が発生している。蒸発が完了し燃料質量流束が急激に減少した時点で熱炎の発生が可能となり τ_g が τ_f に左右されたためと思われるが、図1の $\phi_{overall}$ およそ0の場合にみられるように反応モデルAではこれほど広い d_0 の範囲にわたって液滴消失後に熱炎が発生する現象はみられなかった。これは、二段点火の場合は冷炎によって気相の温度が初期雰囲気温度よりも高くなっているため熱炎が発生しやすくなっているためではないかと推測される。図5に $\phi_{overall}$ およそ0の場合の様々な d_0 について点火の履歴を示す。縦軸は気相の最高温度とした。冷炎の温度は d_0 によらずほぼ一定となっているのが確認される。Tanabeらが述べたようにこれが τ_2 がほぼ一定である原因だと考えられる。また、熱炎の点火限界以下の d_0 では冷炎のみ発生するが、そののち液滴近傍から遠方へのエネルギーの散逸によって温度は下降する。また、 d_0 が小さくなるほど冷炎は顕著ではなくなる。局所の温度上昇は生じるが、燃料からの総発熱量を問題とする場合はこのような d_0 の範囲での冷炎の発生はあまり重要ではないといえる。

Fig. 6 History of maximum temperature and pressure for several initial droplet diameters. Overall equivalence ratio is unity.

図4の $\phi_{overall} = 1$ の場合において、 τ_g については反応モデルAを用いた場合と定性的に同様になっている。 τ_2 は $\phi_{overall}$ およそ0の場合とは異なり d_0 の減少とともに徐々に減少している。最終的には τ_2 はほぼ0になっているが、これは今回の初期圧力、初期雰囲気温度、初期液滴温度および $\phi_{overall} = 1$ という条件では系の物理的な平衡状態の温度・圧力（すなわち、化学反応が起こらないとして液滴の蒸発が完了し占有空間内が均一になった状態の温度・圧力）が τ_2 がほぼ0となる条件にあったためである。予混合気の点火においては初期温度が低下するほど冷炎の温度が高くなり τ_2 が減少することが分かっている。図6に $\phi_{overall} = 1$ の場合の様々な d_0 について気相の最高温度および圧力の履歴を示す。 d_0 が比較的大きい場合は雰囲気温度は高く維持されたままで τ_2 は長いのだが、 d_0 が小さく均一系の点火に近くなると気相の温度は時間とともに初期雰

囲気温度から顕著に低下してしまいそのため今回の条件では τ_g がほぼ 0 になる。これは特に $d_0 = 10 \mu\text{m}$ の場合をみれば明らかである。系の物理的な平衡状態の温度・圧力において二段点火が顕著に生じるような条件では今回とはある程度異なる結果が得られることが予想される。

次に図 4 において ϕ_{overall} およそ 0 の場合と $\phi_{\text{overall}} = 1$ の場合を比較してみると、 τ_g については反応モデル A の τ_{g0} の場合のように ϕ_{overall} およそ 0 の方が短くなっているが、 τ_{g0} については比較的大きい d_0 において逆に $\phi_{\text{overall}} = 1$ の方が短くなっている。ここで点火の履歴に注目してみると両者の違いが明らかになる。図 5 にみられるように ϕ_{overall} およそ 0 では、冷炎が発生すると低温酸化反応が抑制されることおよび発生した熱が液滴近傍から遠方に散逸することにより二段点火の場合においても冷炎の温度はいったん下降している。一方、図 6 にみられるように $\phi_{\text{overall}} = 1$ では低温酸化反応が抑制されたとしても占有空間の境界が十分近いため発生した熱は反応帯にとどまり冷炎の温度の下降がない。よって熱炎が誘起されやすい。また、 ϕ_{overall} およそ 0 では圧力はほぼ不変だが、 $\phi_{\text{overall}} = 1$ では冷炎の発生に伴い圧力が上昇することも熱炎の発生を促す。一方、点火に到る過程の初期においては前節で述べたように ϕ_{overall} が大きい方が系のエネルギーが低いいため圧力と気相温度が時間とともに下がり冷炎の発生は遅くなる。つまり、最初の熱発生である冷炎については ϕ_{overall} が大きいことはその発生にとって不利に作用しているが、いったん冷炎が発生すると逆に次の熱発生すなわち熱炎の発生には有利に作用する。これは二段点火に特有の現象といえる。

4. 結 言

実験的観測の困難な微小な燃料液滴の自発点火を数値計算により模擬した。噴霧と比較できるよう体積有限かつ一定の占有空間に液滴を閉じ込めた。まず定性的・定量的信頼度が低いながらも比較的簡略な反応モデルを用いて次のことが確認された。体積無限の雰囲気中の単一液滴とは異なり、総当量比が十分大きければ初期液滴径ほぼ 0 の液滴についても点火が再現される。さらにそのような場合、点火遅れはある初期液滴径で最小値をとる。また、初期液滴径の減少とともに不均一系の点火から均一系の点火に遷移し、初期液滴径が非常に小さい場合は予混合気の点火にほぼ等しくなるが、その際の点火遅れの総当量比依存性は通常の

予混合気の場合とは異なる。これは総当量比とともに系のエネルギーが変化するためである。

次に定性的・定量的に信頼性のある反応モデルを用いたところ粗大液滴について確認された二段点火現象が微小液滴についても確認された。また二段点火を再現しない先の反応モデルとは異なり、総当量比 1 の方が総当量比ほぼ 0 の場合より熱炎の点火遅れが短くなるという、冷炎の発生に由来する現象が確認された。このように微小液滴においても条件によっては冷炎の発生は熱炎の発生に重要な役割を持つと思われる。

本研究は文部科学省科学研究費補助金若手研究(B)(課題番号 16760157) および(財)日本宇宙フォーラムが推進している宇宙環境に関する地上研究公募プロジェクトの補助を受けて行われた。

参考文献

- (1) Saitoh, T., Ishiguro, S. and Niioka, T., *Combust. Flame*, 48, pp. 27-32 (1982).
- (2) Tsukamoto, T., Okada, H. and Niioka, T., *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, 35 (110), pp. 165-176, (1993).
- (3) Bergeron, C. A. and Hallett, W. L. H., *Combust. Sci. Technol.*, 65, pp. 181-194 (1989).
- (4) Tanabe, M., Kono, M., Sato, J., König, J., Eigenbrod, C., Dinkelacker, F. and Rath, H. J., *Combust. Sci. Technol.*, 108, pp. 103-119 (1995).
- (5) Tanabe, M., *dissertation, University of Tokyo* (1996).
- (6) Tanabe, M., Bolik, T., Eigenbrod, C., Rath, H. J., Sato, J. and Kono, M., *Proc. Combust. Inst.*, 26, pp. 1637-1643 (1996).
- (7) Schnaubelt, S., Morieue, O., Eigenbrod, C. and Rath, H. J., *Proc. Combust. Inst.*, 28, pp. 953-960 (2000).
- (8) Compton, R. G., Hancock, G. and Pilling, M. J., *Comprehensive Chemical Kinetics - Low-Temperature Combustion and Autoignition*, Elsevier Science B. V. (1997).
- (9) Reid, R. C., Prausnitz, J. M. and Poling, B. E., *The Properties of Gases and Liquids*, Fourth Edition. McGraw-Hill, Inc., New York (1988).
- (10) Aggarwal, S. K. and Sirignano, W. A., *Proc. Combust. Inst.*, 20, pp. 1773-1780 (1984).
- (11) Mawid, M. and Aggarwal, S. K., *Combust. Flame*, 81, pp. 59-72 (1990).
- (12) Gutheil, E., *Combust. Flame*, 93, pp. 239-254 (1993).
- (13) Gutheil, E., *Combust. Sci. Technol.*, 105, pp. 265-278 (1995).