

## ■原著論文 / ORIGINAL PAPER ■

## 微小重力場における高温条件での燃料液滴列の燃え広がり挙動

## Flame-Spread Behaviors of Fuel-Droplet Arrays at High Temperature in Microgravity

三上真人<sup>1\*</sup>・大八木大史<sup>2</sup>・小嶋直哉<sup>1</sup>・菊池政雄<sup>3</sup>・若嶋勇一郎<sup>4</sup>・依田真一<sup>4</sup>MIKAMI, Masato<sup>1\*</sup>, OYAGI, Hiroshi<sup>2</sup>, KOJIMA, Naoya<sup>1</sup>, KIKUCHI, Masao<sup>3</sup>, WAKASHIMA, Yuichiro<sup>4</sup>, YODA, Shinichi<sup>4</sup><sup>1</sup> 山口大学工学部 〒755-8611 宇部市常盤台 2-16-1  
Faculty of Engineering, Yamaguchi University, 2-16-1 Tokiwadai, Ube 755-8611, Japan<sup>2</sup> 山口大学大学院理工学研究科 〒755-8611 宇部市常盤台 2-16-1  
Graduate School of Science and Engineering, Yamaguchi University, 2-16-1 Tokiwadai, Ube 755-8611, Japan<sup>3</sup> 宇宙航空研究開発機構宇宙基幹システム本部 〒305-8505 つくば市千現 2-1-1  
Japan Aerospace Exploration Agency, 2-1-1 Sengen, Tsukuba 305-8505, Japan<sup>4</sup> 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部 〒305-8505 つくば市千現 2-1-1  
Japan Aerospace Exploration Agency, 2-1-1 Sengen, Tsukuba 305-8505, Japan

2003年11月3日受付; 2004年1月21日受理 / Received 3 November 2003; Accepted 21 January 2004

**Abstract :** Microgravity experiments of droplet-array combustion were conducted under high ambient temperature conditions. N-decane droplet arrays suspended on SiC fibers were inserted into a high-temperature combustion chamber and were ignited at one end to initiate the flame spread at high-temperature air. Flame-spread modes, burning behaviors after the flame spread and flame spread rate were examined at different ambient temperatures. Experimental results showed that the appearance of flame spread modes and the flame-spread rate were affected by the ambient temperature. The flame spread rate increased with the ambient temperature. These facts were discussed based on temperature effects on the droplet heating and the development of the flammable-mixture layer around the next droplet. Effects of the ambient temperature on the appearance of group combustion of the array after the flame spread were also discussed.

**Key Words :** Spray, Droplet Array, Flame Spread, High Temperature, Microgravity

## 1. 緒言

燃料噴霧における液滴間の燃え広がり現象は、ディーゼルエンジンにおける着火後、あるいは、ガスタービンにおける火炎基部において見られ、それがその後の噴霧の群燃焼の発現に大きく影響していることから、その機構解明は実用上重要である。液滴間の燃え広がり、単一液滴の燃焼において起こる拡散燃焼のみならず未燃液滴への着火、予混合燃焼をも含んでおり、燃焼学上も興味深い現象と言える。液滴間の燃え広がり機構を解明する上で必要となる最小限の要素から構成される液滴系は直線液滴列といえ、燃料液滴列に関する研究がこれまで多くなされてきている[1-9]。Reichenbachら[1]は通常重力場において正オクタン

液滴列の燃え広がり実験を行い、火炎による高温領域の広がり(浸透距離)が未燃液滴の自着火およびそれによる燃え広がりにおいて重要であることを報告している。Brzustowskiら[2]および岡島ら[3,4]は同様の実験を自然対流の無視できる微小重力場において行い、燃え広がりにおける浸透距離の影響を詳細に調べている。ただし、これらの研究では予蒸発の無視できない比較的揮発性の高い燃料が用いられていたが、燃え広がり開始時点での燃料予蒸発量に関する情報が欠落している。Katoら[5]は予蒸発の無視できる比較的揮発性の低い燃料を用いて実験を行った。正デカンおよび正ヘキサデカンを用いた通常重力実験により、燃え広がり速度がある液滴間隔で最大値を示すことを明らかにし、正デカンを用いた微小重力実験によりその傾向を確認している。最近、三上ら[6]は液滴同時生成技術を開発し、SiCファイバ上に支持された液滴列を用いることにより、正デカン液滴列の燃え広がり実験を微小重力場に

\* Corresponding author. E-mail: mmikami@yamaguchi-u.ac.jp

において行った。しかしながら、以上の研究はすべて室温雰囲気で行われたものであり、実際の噴霧燃焼が高温雰囲気で行われるにもかかわらず高温条件での燃料液滴列の燃え広がりを調べた実験はこれまで皆無である。最近、梅村[7, 8]は燃え広がりモードの温度および液滴間隔依存性を理論的に予測し、Kikuchi ら[9]は数値計算によりその検証を行っている。

本研究では、室温で液滴同時生成技術[6]により SiC ファイバ上に液滴列を生成した後、燃料の自着火温度以下の温度の燃焼室内に液滴列を挿入し、一端の液滴に着火することにより、高温条件における液滴列の燃え広がり実験を微小重力場を利用して行った。

## 2. 実験装置および方法

図 1 に実験装置の概念図を示す。燃料液滴列はまず大気圧・室温の液滴列生成部で生成される。その後、大気圧・高温の燃焼室内に挿入される。液滴列は熱線着火装置により一端が強制着火され、高温空气中で燃え広がりを開始する。このように高温燃焼室内へ液滴を挿入することにより所定の周囲気体温度における実験を行う手法は、高温条件での液滴蒸発実験 [10]および液滴着火実験 [11,12]において用いられている手法である。本実験では、液滴列を生成する方法として、X 字に張った線径 14 $\mu$ m の SiC ファイバの交点に極細ガラス管から燃料を供給し、液滴を付着させる方法をとった。本方法を用いた複数液滴の同時生成技術の詳細は文献 6 を参照されたい。

本実験における微小重力実験のシーケンスは以下のとおりである。まず、室温の通常重力場において、燃料供給用の複数本の極細ガラス管の先端を対応する SiC ファイバ 2 本の交点に移動させる。ガラス管を通して液体燃料 (正デカン) を各交点に供給する。次に、微小重力場において、ガラス管を同時に引き抜くことにより、直線配置された液滴列を生成する。高温燃焼室のシャッターを開放し、液滴列を燃焼室内 (W50 mm  $\times$  H60 mm  $\times$  L120 mm) に挿入する。そして、一端の液滴 (第 1 液滴) をループ状の熱線で着火し、燃え広がりを開始させる。燃焼挙動は燃焼室上面に設けた

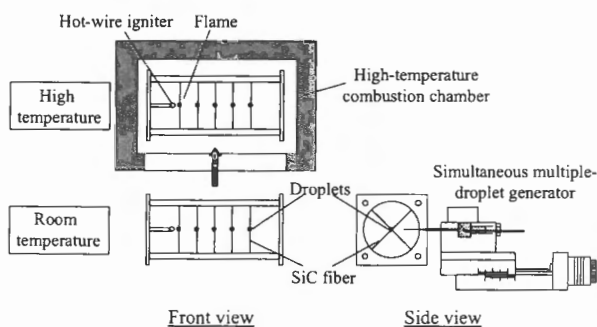


Fig. 1 Schematic diagram of flame-spread experiment of a droplet array at high temperature.

直径 50 mm の二重ガラス窓を通して、デジタルビデオカメラにより直接撮影を行った。液滴列が高温燃焼室下端通過後、第 1 液滴の初期火炎が現れるまでの時間は 0.4 秒であった。これより、本実験装置での着火待ち時間は  $t_w = 0.4$  s である。後に 4 章において示すが、着火待ち時間を  $t_w = 2.0$  s とした実験も 1 条件のみ実施した。第 1 液滴のまわりに初期火炎が現れた時を着火とし、時刻  $t = 0$  s とした。本実験では、周囲気体温度を 600 K まで変化させたが、燃料液滴列の自着火は観察されず、強制着火後の燃え広がりが観察された。微小重力実験は、日本無重量総合研究所 (MGLAB) の落下実験施設を利用して行った。本実験シーケンスをこの落下実験施設を用いて行った場合、着火後の燃焼現象を観察可能な微小重力時間は約 2.4 秒であった。

## 3. 実験結果

### 3.1. 燃え広がり挙動

図 2 および図 3 に、周囲気体温度  $T_a = 600$  K における代表的な液滴列の燃え広がり挙動の直接写真を示す。ここでは、燃え広がり時に次液滴周囲に初めて火炎が形成された場合の写真を示した。図 2 に示される  $S/d_0 = 4$  (液滴中心間距離  $S = 4$  mm, 初期液滴直径  $d_0 = 1.0$  mm) の場合、第 1 液滴から第 2 液滴への燃え広がり時には第 1 液滴周囲に形成された黄色の拡散火炎と第 2 液滴周囲に形成された青炎は結合している。その後この結合火炎は黄色の拡散火炎として拡大し、第 3 液滴周囲に青炎を形成させる。この形態は第 4 液滴以降の液滴への燃え広がりにおいても同様であった。一方、図 3 に示される  $S/d_0 = 16$  の場合、各液滴に燃え移る際に火炎同士は離れており、断続的な燃え広がり、いわゆる飛び火が生じている。

燃焼挙動をもとに、図 2 および図 3 の各条件における液滴列の燃え広がりモードの判別を行う。梅村[7]によれば、液滴列の燃え広がり挙動は以下の 5 つのモードに大別される (図 4)。つまり、1) モード 1: 拡大する群燃焼火炎が次液滴を通過後、次液滴の蒸発活性化が生じる場合、2) モード 2: 拡散火炎が次液滴周囲の可燃性混合気層に達し、混

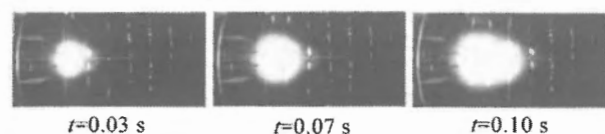


Fig. 2 Flame-spread behavior for  $S/d_0=4$  at  $T_a=600$ K. ( $S=4$ mm and  $d_0=1.0$ mm)

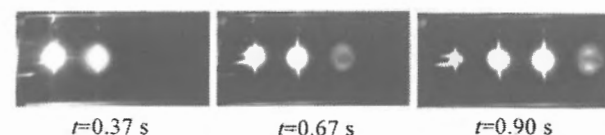


Fig. 3 Flame-spread behavior for  $S/d_0=16$  at  $T_a=600$ K. ( $S=12$ mm and  $d_0=0.75$ mm)

合気層中を予混合火炎が伝播する場合、3) モード3：拡散火炎は次液滴周囲の可燃性混合気層には達しないが、次液滴が加熱され自着火する場合、4) 予混合火炎伝播：液滴列周囲に予め形成されている連続予混合気層を火炎伝播する場合、5) 蒸発：燃え広がりが生じない場合、である。

まず、図2に示される  $S/d_0 = 4$  の場合について燃え広がりモードの判別を行う。第1液滴から第2液滴への燃え広がり時には、第1液滴周囲に形成された拡散火炎は第2液滴を通過しておらず、しかも、第2液滴周囲に形成された青炎は第1液滴まわりの拡散火炎と結合していた。このことから、この条件における燃え広がり形態はモード2であるといえる。よって、第2液滴周囲の可燃性混合気層が第1液滴まわりの拡散火炎の接近により着火され、可燃性混合気層内の火炎伝播が生じ、青炎が形成されたと考えられる。本研究で観察に用いたビデオカメラの撮影速度が30fpsと低いことから、この燃え広がり挙動の詳細は図2からはわからないが、前報[6]においては、室温雰囲気において混合気層を予混合火炎が伝播する様子が報告されている。梅村[7]は、図2と同様の高温および液滴間隔の小さい条件において予混合火炎伝播モードが出現することを予測しているが、図2の条件における予混合火炎伝播モードの可能性については次章において考察を行うことにする。

次に、図3に示される  $S/d_0 = 16$  の場合について燃え広がりモードの判別を行う。図3ではいわゆる飛び火が生じており、モード3での燃え広がりであることがわかる。図3の場合と同一の液滴間距離  $S = 12$  mmにおいて、図3の場合より初期液滴直径を  $d_0 = 0.67$  mm と小さくした場合には、第2液滴への燃え広がりには観察されなかった。この  $S/d_0 = 18$  の場合は蒸発モードといえる。

燃え広がりモード1については、前報[6]において報告した周囲気体温度  $T_a = 300$  K,  $S/d_0 = 2$  の条件において観察さ

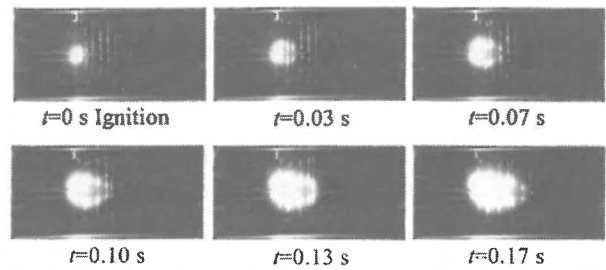


Fig. 5 Flame-spread behavior for  $S/d_0=2$  at  $T_a=300$ K [6]. ( $S=2$ mm and  $d_0=1.0$ mm)

れた。その条件における直接写真を図5に示す。ここでは、群燃焼する拡散火炎が拡大して燃え広がっている。

図6に前報[6]における室温雰囲気での実験および本報における高温雰囲気での実験から得られた燃え広がり挙動のモードマップを、液滴間隔および周囲気体温度に対して示す。液滴間隔  $S$  は初期液滴直径  $d_0$  を用いて無次元化した。また、周囲気体温度  $T_a$  を梅村[7]に倣い気体定数  $R$  および蒸発潜熱  $L$  を用いて無次元を行ったものも同図中に示した。本研究では、ほとんどの条件で初期直径  $d_0 = 1$  mm の液滴を用いているが、 $d_0 = 0.86, 0.75$  および  $0.67$  mm の液滴を用いた場合の結果も比較に用いることができるよう、液滴間隔を  $S/d_0$  として正規化を行っている。また、同図には、燃え広がり後の燃焼挙動についても示しているが、これについては3.2節で議論を行う。

図6から、モード1が発現するのは、周囲気体温度が比較的低く、しかも  $S/d_0$  の比較的小さい条件と言える。 $T_a = 300$  Kにおいて  $S/d_0$  を大きくしていくと、燃え広がりモードは1から2そして3へと変化することがわかる。Okajimaら[3]は液滴間隔の増大に伴い、連続的燃え広がりから断続的燃え広がりへと遷移すること報告しているが、

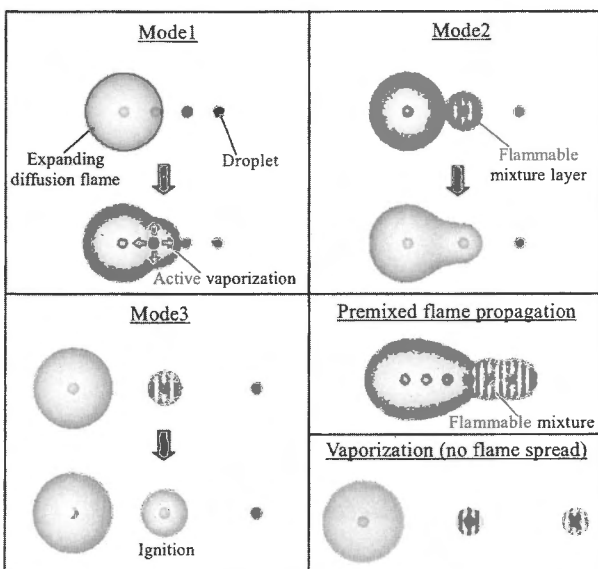


Fig. 4 Flame-spread modes of linear droplet arrays.

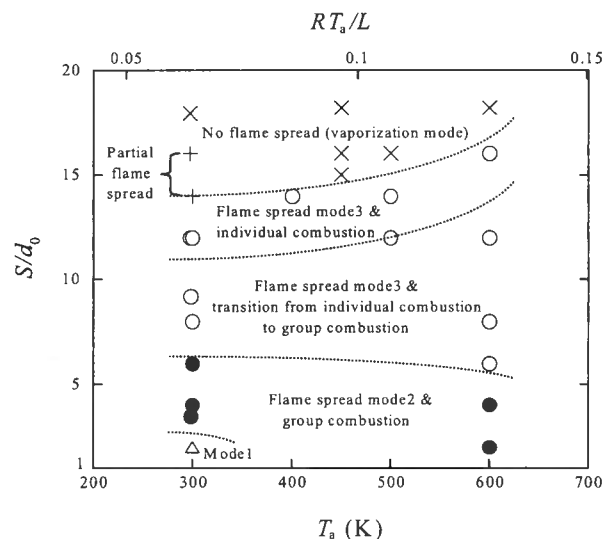


Fig. 6 Mode map for flame spread and burning of n-decane droplet arrays.

前者はモード1または2に相当し、後者はモード3に相当する。ただし、Okajimaら[3]の研究ではモード1とモード2との区別は報告されていない。 $S/d_0 = 6$ においては、モード2とモード3との境界付近の現象が観察された。次液滴周囲に青炎が形成された際の画像からはモード2に近いと判断された。ある程度以上 $S/d_0$ が大きいと燃え広がりや生じない蒸発モードとなる。 $T_a = 300$  Kの $S/d_0 = 14$ および16においては、着火後数個の液滴まで燃え広がり、その後は燃え広がらない現象が観察された[6]。初期の燃え広がりや着火の擾乱によるものと考えられることから、 $T_a = 300$  Kでは $S/d_0 = 14$ 付近が燃え広がり限界液滴間隔である。

$T_a = 300$  Kにおいてモード1が発現する $S/d_0 = 2$ の場合、周囲気体温度を高くすると、燃え広がり形態はモード2となることが図6からわかる。 $T_a = 600$  Kにおいて $S/d_0 = 2$ および4の液滴列の燃え広がり形態が予混合火炎伝播モードではなくモード2であることは、次章において後述する通り燃え広がり速度をもとに判断した。 $T_a = 600$  Kにおいても $S/d_0$ を大きくしていくと、燃え広がりモードは2から3へ、そして蒸発モードへと変化した。 $T_a = 300$  Kの場合と同様に、 $S/d_0 = 6$ においてはモード2とモード3との境界付近の現象が観察されたが、 $T_a = 300$  Kの場合とは異なりモード3に近い現象と判断された。このようにモード2と3との境界には若干の周囲気体温度の影響が見られたが、その依存性は小さい。燃え広がり限界を示す液滴間隔は周囲気体温度が高いほど大きく、 $T_a = 600$  Kでは $S/d_0 = 16$ においても燃え広がりが観察された。

Kikuchiら[9]は、初期温度が室温の正デカン液滴列の高温空気( $T_a = 573$  K)中での燃え広がりやの数値計算を行った。計算結果では、 $S/d_0 = 1.5$ において予混合火炎伝播モードが、 $S/d_0 = 4$ においてモード2が、そして、 $S/d_0 = 8$ においてモード2とモード3との中間のモードが見られた。実際 $S/d_0 = 1.5$ の計算結果を見ると、液滴間で可燃性混合気層は連続していなかったため、この燃え広がりをモード2と解釈できるともいえる。以上から、Kikuchiら[9]の数値計算における燃え広がり挙動は、本実験における挙動と良く一致している。

Kikuchiら[9]の計算では、燃え広がり開始時には、液滴温度は室温であり、液滴周囲には燃料蒸気は存在しない。本実験も、燃え広がり開始時までの液滴の予蒸発量が可能な限り小さくなるよう、液滴列を高温燃焼室に挿入後速やかに着火を行っている。ただし、液滴列が燃焼室下端を通過後、燃焼室中央において静止し、熱線により加熱され着火されるまでには、液滴列は0.4秒間高温空気に晒されることになる。一方、梅村[7]は、液滴列の燃え広がりを理論的に解析する際の初期条件として、準定常濃度場を用いた。高温雰囲気および液滴間隔の比較的小さい場合に予混合火炎伝播モードが存在することが理論的に予測されているが、本実験ではそれが観察されなかったのは、このような液滴まわりの初期濃度場の違いによるものと思われる。また、梅村[7]は、モード3の発現する条件を高温雰囲気や液

滴間隔が比較的大きい場合と予測したが、本実験では広範な周囲気体温度および液滴間隔においてモード3の燃え広がりが観察された。

### 3.2. 燃え広がり後の群燃焼挙動

図6には燃え広がりモードに加えて、燃え広がり後の燃焼モードについても記した。例えば、図2の条件では、燃え広がりモード2であり、その後は一つの火炎が液滴列を包んで燃焼を行う。この結合した一つの火炎を伴う燃焼形態は多数液滴の場合のいわゆる群燃焼[13]に対応している。一方、図3の条件では、燃え広がりモード3であり、燃え広がった後、液滴は個々に独立した火炎を伴って燃焼を行う。図6からわかるように、図2の条件( $T_a = 600$  K,  $S/d_0 = 4$ )と図3の条件( $T_a = 600$  K,  $S/d_0 = 16$ )の間には、燃え広がりモード3であるが、燃え広がり後に各液滴が独立して燃焼する形態から個々の火炎が結合し、群燃焼火炎へと遷移する、という場合が存在する。このような場合の代表的な燃焼挙動写真を図7に示す。

噴霧燃焼における群燃焼は燃焼器における安定した火炎形成に必要である。ディーゼルエンジンのように間欠燃焼を行う場合には、燃焼室内に噴射されて形成された燃料噴霧は、自着火および燃え広がり後、群燃焼火炎を形成する。ガスタービンのように連続燃焼を行う場合には、保炎位置下流に安定した群燃焼火炎が形成される必要がある。このような観点から考えると、 $S/d_0 = 12$ 付近に存在する燃え広がり後の群燃焼の発現・非発現の境界も重要である。

図6において $S/d_0 = 12$ の場合を見ると、 $T_a = 300$  Kにおいては燃え広がり後の燃焼は分離火炎を伴って個々の液滴が独立して燃焼するが、 $T_a = 500$  Kを超えると、燃焼中に分離火炎から群燃焼火炎へと遷移するようになることがわかる。液滴の火炎直径は一般に時間とともに一旦増大し、最大値をとった後減少する。そのため、複数液滴の燃焼を行う際には、各液滴を同時に着火する場合は最も火炎が結合しやすい。3.3節で示すように、 $T_a = 600$  Kにおける燃え広がり速度は同一の $S/d_0$ の液滴列の $T_a = 300$  Kにおける燃え広がり速度の2倍程度も大きい。そのため、周囲気体温度が高いほど同時着火により近く、干渉燃焼の程度が大きいいえる。このことは、図8に示した $S/d_0 = 12$ の液滴列

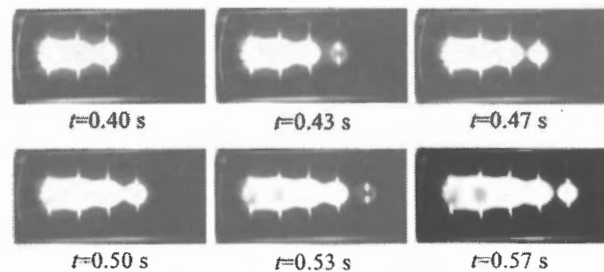


Fig. 7 Flame-spread behavior for  $S/d_0=8$  at  $T_a=600$ K. ( $S=8$ mm and  $d_0=1.0$ mm)

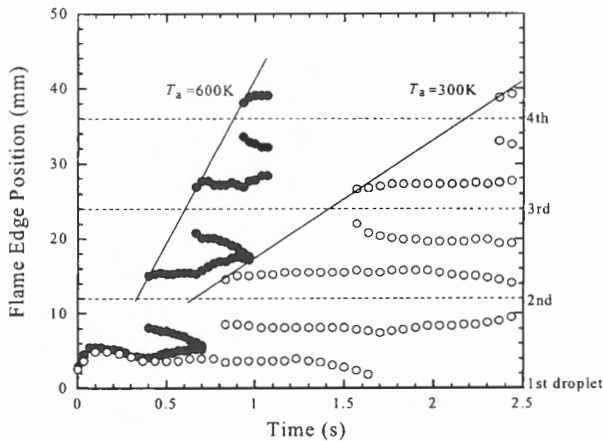


Fig. 8 Temporal variations of flame-edge positions for  $S/d_0=12$  at different ambient temperatures  $T_a$ . ( $S=12\text{mm}$  and  $d_0=1.0\text{mm}$ )

における火炎端位置の時間変化においてよく示されている。以上のことから、同一液滴間隔  $S/d_0$  の噴霧では周囲空気の温度が高いほど群燃焼が発現しやすいと予想される。

Mikami ら[14]は微小重力状態の大気圧・室温空气中で同時燃焼する正ヘプタン 2 液滴の燃焼挙動を調べ、結合火炎と分離火炎の非定常遷移について報告している。実験結果によれば、燃焼中に分離火炎から結合火炎またはその逆の遷移が生じる液滴間隔は  $6.5 < S/d_0 < 11.5$  であった。これは、本実験において燃え広がり後に分離火炎から結合火炎(群燃焼火炎)への遷移を示す液滴間隔範囲と近い値であり、興味深い。本実験と Mikami ら[14]の 2 液滴燃焼実験とは燃料、液滴配置および周囲気体温度が異なるため厳密な比較はできないが、燃え広がり速度が比較的大きく、各液滴の燃焼開始時期のずれがより小さい高温条件においては、燃え広がり後の燃焼挙動は同時燃焼液滴列の場合と近い燃焼挙動を示すと考えられる。

### 3.3. 燃え広がり速度

図 9 に異なる周囲気体温度における燃え広がり速度を液滴間隔に対して示す。図 9 の横軸は無次元液滴間隔  $S/d_0$ 、縦軸が正規化した燃え広がり速度  $V_f d_0$  である。実際  $V_f d_0$  を温度伝導率  $a$  で割ると無次元燃え広がり速度  $V_f d_0/a$  となる。文献 6 と同様に、燃え広がり速度  $V_f$  は火炎先端位置の時間変化グラフに接する直線の傾きとして求めた(図 8)。着火の影響を除くため、初期のデータは燃え広がり速度を求める際には除外した。図 9 からわかるように、燃え広がり速度はある  $S/d_0$  において最大値をとることがわかる。 $T_a = 300\text{K}$  雰囲気における燃え広がり速度の液滴間隔依存性は Kato ら[5]のデカン液滴列を用いた実験でも確認されており、前報[6]で議論が行われている。三上ら[6]はこれを、蒸発活性化のための液滴加熱から高温域の熱伝導へと律速過程が変化するためとして説明している。 $T_a = 300\text{K}$  では未燃の正デカン液滴の表面には可燃性混合気が形成されていない。モード 1 の燃え広がりが生じるほど  $S/d_0$  が小さい

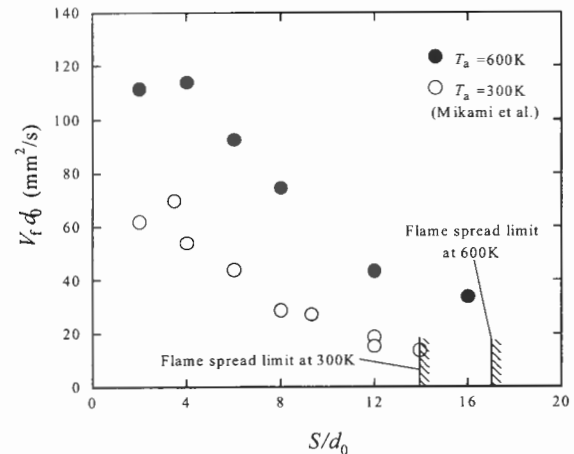


Fig. 9 Dependences of flame-spread rate  $V_f d_0$  on droplet spacing  $S/d_0$  for different ambient temperatures  $T_a$ .

場合には、未燃液滴は拡大する拡散火炎内に取り込まれてから加熱される。加熱により蒸発が活性化することにより拡散火炎は前方に押し出され次の液滴を取り込む[7]。このような場合には、液滴の加熱時間が燃え広がり時間(火炎が液滴間距離を燃え広がるのに要する時間)の多くを占める[6]。一方、 $S/d_0$  が比較的大きい場合には、火炎からの熱によって未燃液滴が加熱され液滴表面付近に可燃性混合気が形成される必要がある。この場合、高温域の熱伝導時間が燃え広がり時間の多くを占める[6]。

高温条件の  $T_a = 600\text{K}$  の場合には、燃え広がり速度は液滴間隔に対してピークをとるように見えるが、 $T_a = 300\text{K}$  の場合ほどの顕著なピークは見られない。ただし、同様なピークは Kikuchi ら[9]の  $T_a = 573\text{K}$  における正デカン液滴列燃え広がり計算結果にも現れている。 $T_a = 300\text{K}$  の場合には  $S/d_0$  が小さい液滴列の燃え広がり速度は液滴加熱により律速されていたが、周囲気体温度が高くなると未燃液滴周りの燃料蒸気が形成されやすくなり、この液滴加熱の影響は低下するものと予想される。

### 4. 液滴列の燃え広がりに及ぼす周囲気体温度の影響に関する考察

梅村[7]は、高温雰囲気において液滴間隔  $S/d_0$  が小さい条件では各液滴まわりの可燃性混合気層が繋がることにより予混合火炎伝播が可能となることを予想した。ここで、 $T_a = 600\text{K}$  雰囲気での液滴間隔の比較的小さい場合(例えば  $S/d_0 = 2$ )における燃え広がりが予混合火炎伝播によるものかどうかについて、燃え広がり速度の観点から簡単に考察しておく。広い空間に形成された層状混合気中を火炎が伝播する際の速度は

$$V_f = \left( \frac{\rho_u}{\rho_b} \right)^{1/2} S_L \quad (1)$$

となる[15]. ここで,  $S_L$  は層流燃焼速度,  $\rho_u$  は未燃混合気密度,  $\rho_b$  は既燃気体密度である. これから温度 600 K の当量比  $\phi = 1$  の層状混合気中を伝播する火炎速度  $V_f$  を見積もると 700 mm/s 程度となり, 本実験における  $T_a = 600$  K の雰囲気での  $S/d_0 = 2$  および 4 の液滴列の燃え広がり速度より 6 倍も大きいことがわかる. 実際, 液滴まわりの可燃性混合気層 ( $\phi_{LL} < \phi < \phi_{RL}$ ) が連続していても, 局所当量比  $\phi = 1$  の混合気が連続していない場合には, 液滴間に可燃範囲内の希薄混合気 ( $\phi_{LL} < \phi < 1$ ) が存在し, そこでの火炎伝播速度は  $\phi = 1$  の場合より低下する. このような場合の液滴列の燃え広がり速度は当量比  $\phi = 1$  の混合気層を伝播する火炎速度より小さくなる. また, 混合気層は液滴表面に沿って形成されるため, 直線状の混合気層を火炎伝播する場合と比べるとそれだけ移動距離が増え, 火炎先端位置の軸方向平均移動速度である燃え広がり速度も小さくなる. しかしながら, これらのことを考慮しても, 本実験における  $T_a = 600$  K の雰囲気での  $S/d_0 = 2$  および 4 の液滴列の燃え広がり速度は, 液滴まわりの混合気層が連続している場合の燃え広がり速度よりかなり小さい. したがって, これらの条件における燃え広がり予混合火炎伝播モードによるのではなく, むしろモード 2 によるものであると考えられる.

ここで, モード 2 の燃え広がり及ぼす周囲気体温度  $T_a$  の影響について考察を行う. まず, モード 2 での燃え広がりには必要な条件を考える. ある液滴周囲に形成された火炎が, 次の未燃液滴周囲へと燃え広がるためには, 少なくとも未燃液滴周囲に可燃性混合気が形成されている必要がある. 液滴表面の燃料蒸気量は気液相平衡により液滴表面温度で決まる. よって, モード 2 での燃え広がりには, 火炎などからの熱により未燃液滴が加熱され, その液滴表面付近に可燃性混合気が形成されることが必要である. 単一成分燃料液滴の表面 (温度  $T$ ) における気相側の燃料蒸気モル分率  $X^+$  は, 低圧ではクラジウス-クラペイロンの関係式により

$$X^+ = \exp\left[\frac{L}{R}\left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (2)$$

と表される. ここで,  $T_b$  は正デカンの沸点 (大気圧では 447 K),  $L$  は蒸発潜熱,  $R$  は気体定数である. この式をもとに  $T = 300$  K の正デカン液滴の表面における燃料蒸気/空気混合気の当量比を求めると  $\phi^+ = 0.1$  程度であることがわかる. つまり, 室温では正デカン液滴表面には可燃性混合気は存在しないため, 燃え広がりためには火炎からの熱により液滴が加熱され, 液滴表面に可燃性混合気層を形成する必要がある. また, この式から, 液滴表面での当量比が  $\phi^+ = 1$  となる液滴表面温度は約 330 K である. つまり, 液滴の蒸発が活発になる温度は正デカンの沸点  $T_b = 447$  K に近い温度であるが, モード 2 での燃え広がりには必要である液滴表面での可燃性混合気形成には初期の室温から数十 K 程度の温度上昇があれば可能である. 先述のとおり, 本実験では, 燃え広がり開始時までの液滴の予蒸発量が可

能な限り小さくなるよう, 液滴列を高温燃焼室に挿入後速やかに着火を行っているが, 液滴列が燃焼室下端を通過後初期火炎が現れるまでには, 液滴列は 0.4 秒間高温空気に晒されることになる. 数値計算により,  $T_a = 600$  K の空气中に挿入された初期温度 300 K, 初期直径  $d_0 = 1$  mm の正デカン液滴は 0.4 秒後には約 330 K となることがわかる. これより本実験では,  $T_a = 600$  K の空气中に挿入された液滴列の表面の当量比は燃え広がり時にはすでに  $\phi^+ = 1$  に達しているといえる. ただし, 実際に液滴まわりの可燃性混合気層内を液滴への熱損失なく火炎が伝播するためには, 可燃性混合気層は液滴からある程度離れた位置に存在している必要があることから, そのための液滴加熱は  $T_a = 600$  K の場合でも必要となると考えられる. 図 9 において  $S/d_0 = 2$  の燃え広がり速度が  $S/d_0 = 4$  の場合より若干小さいのは, このような液滴加熱によるものである可能性がある. 以上より, 周囲気体温度が高いほど, モード 2 の燃え広がりにおいて火炎からの熱による未燃液滴加熱が果たす役割は低下することがわかる. 燃え広がりにおいて必要となる未燃液滴加熱の時間の減少は, 燃え広がり速度の増大を引き起こす.

次に, モード 3 の燃え広がり及ぼす周囲気体温度  $T_a$  の影響について考察を行う. 図 9 からわかるとおり,  $T_a = 600$  K における燃え広がり速度は  $T_a = 300$  K における燃え広がり速度の 2 倍程度である. まず, 比較的周囲気体温度が低い場合のモード 3 での燃え広がりについて考える. 前述のとおり  $T_a = 300$  K のように周囲気体温度が低い場合, 未燃液滴表面の気相側当量比は希薄可燃限界以下である. 液滴周囲に初期の拡散火炎が形成された後, 高温領域は熱伝導により広がり, 次の未燃液滴に到達し, 液滴を加熱する. 加熱された液滴表面には可燃性混合気が形成され, 化学反応が進行して着火が生じる. 着火後, 火炎は液滴まわりの混合気層内を伝播し, 全周炎の拡散火炎を形成する. ここで, 火炎が液滴間距離  $S$  を燃え広がるのに要する時間として定義される燃え広がり時間  $t_f = S/V_f$  を考える. モード 3 における燃え広がり時間は, 高温域の熱伝導時間  $t_c$ , 液滴加熱時間  $t_h$ , 化学的着火遅れ時間  $t_i$ , 液滴まわりの混合気層内における火炎伝播時間  $t_p$  から構成され,

$$t_f = t_c + t_h + t_i + t_p \quad (3)$$

である.  $t_h$  はいわゆる物理的着火遅れに相当し, これに化学的着火遅れ  $t_i$  を足し合わせたものが液滴の着火遅れ時間となる. このような特性時間を考慮することにより, Brzustowski ら[2]は正オクタン液滴の燃え広がり機構の基本的な考察を行い, Kobayashi ら[16]は高圧における正デカン液滴列の特異な燃え広がり挙動を考察し, また, 三上ら[6]は正デカンの燃え広がり速度がある液滴間隔で最大値をとることを示した. 前述のとおり, 式 (1) により表される混合気層内の火炎伝播速度は燃え広がり速度と比べて非常に大きいため, 混合気層における火炎伝播時間  $t_p$  は燃え広

がり時間  $t_f$  を考えるうえでは無視できるほど小さい。また、揮発性の比較的低い燃料を用いた場合の液滴着火は物理的遅れにより支配されていることが知られていることから [17], 化学的着火遅れ時間  $t_i$  も無視できると考えられる。よってこれ以後は、周囲気体温度  $T_a$  の増加に伴うモード 3 での燃え広がり速度の増大を、液滴の加熱時間  $t_h$  と高温域の熱伝導時間  $t_c$  の観点から考察する。

まず、液滴の加熱時間  $t_h$  の観点から考察する。先述のとおり、本実験では  $T_a = 600$  K の空气中に挿入された液滴列は着火による初期火災が現れるまでの待ち時間 0.4 秒の間に温度上昇し、燃え広がり時の液滴表面の当量比はおよそ  $\phi^* = 1$  に達している。このように可燃性混合気層が液滴表面に存在するような高温条件では、液滴加熱時間は  $t_h = 0$  である。周囲気体温度  $T_a$  の増加に伴う液滴加熱時間  $t_h$  の減少は、燃え広がり速度の増大に寄与する。液滴間隔  $S/d_0$  が小さい場合には、燃え広がり時間  $t_f$  に占める液滴加熱時間  $t_h$  の割合が大きいため、周囲気体温度の増加に伴う燃え広がり速度増加は液滴加熱時間  $t_h$  の減少により生じるものと考えられる。しかしながら、モード 3 が生じるような液滴間隔  $S/d_0$  が大きい場合には、燃え広がり時間  $t_f$  に占める液滴加熱時間  $t_h$  の割合は小さくなる [6]。図 9 では、このような  $S/d_0$  が大きい場合においても  $T_a = 600$  K における燃え広がり速度は  $T_a = 300$  K における燃え広がり速度の 2 倍程度もあり、この速度増加は液滴加熱時間  $t_h$  の減少のみでは説明ができない。

次に、周囲気体温度  $T_a$  の増加に伴う燃え広がり速度の増大を、高温域の熱伝導時間  $t_c$  の観点から考察する。次元解析により、時間  $t_c$  の間に熱伝導する距離は

$$l_c \approx (at_c)^{1/2} \quad (4)$$

と表される。 $T_a = 300$  K のように周囲気体温度が低い場合、液滴周囲に初期の拡散火災が形成された後、高温領域は熱伝導により広がり、次の未燃液滴に到達し、液滴を加熱することにより液滴表面に可燃性混合気形成される。この場合、熱伝導距離としては初期火災前縁から液滴表面までの距離となる。液滴中心間距離  $S$  が初期火災半径および液滴半径と比べて十分大きい場合には、熱伝導距離は近似的に  $S$  として考えることができる [6]。周囲気体温度が  $T_a = 600$  K の場合、燃え広がり開始時にはすでに液滴表面における当量比は  $\phi^* = 1$  に達している。液滴表面の燃料蒸気は拡散により移動し、時間とともに可燃性混合気層が厚くなる。この場合の熱伝導距離は、初期火災前縁から次液滴まわりに形成された可燃性混合気層後縁までの距離となることから、可燃性混合気層が厚いほど、熱伝導距離が小さくなり、熱伝導時間が小さくなる。つまり燃え広がり速度が大きくなる。温度伝導率の温度依存性を無視して考えた場合、熱伝導距離が約 30% 小さくなれば、熱伝導時間  $t_c$  は半分となり、燃え広がり速度が 2 倍となることがわかる。実際、温度伝導率は温度の増加関数なので、熱伝導時間  $t_c$

が半分となるために必要な可燃性混合気層の発達はこちらよりさらに小さいといえる。

液滴周囲の燃料濃度場は時間とともに発達し、やがては準定常濃度場 [18] に漸近する。準定常蒸発状態のもとでは液滴直径の減少にともない、可燃性混合気層直径も減少する。つまり、高温条件においては、液滴間の燃え広がり速度は厳密には同一の液滴列でも一定とならないと考えられる。ここで、それぞれの特性時間を比較しておく。数値計算により、 $T_a = 600$  K の空气中に挿入された初期温度 300 K、初期直径  $d_0 = 1$  mm の正デカン液滴が周囲気体により加熱され一定温度となるまでの時間を調べたところ、それは 3 秒以上であった。その後の液滴の蒸発時間は 10 秒のオーダーである。これに対し、液滴間の燃え広がり時間は、図 9 に示される  $S/d_0 = 12$  の場合、 $d_0 = 1$  mm では約 0.3 秒であり、液滴加熱および蒸発の特性時間と比べると十分小さいことがわかる。ここで、液滴まわりの混合気層の発達が燃え広がり速度に及ぼす影響を、燃え広がり時間より大きいオーダーでの時間において確認するために、着火待ち時間を変えて、燃え広がり速度を調べた。表 1 に  $T_a = 600$  K における  $S/d_0 = 12$  の液滴列の燃え広がり速度を、着火待ち時間  $t_w = 0.4$  s および  $t_w = 2.0$  s の場合とで比較して示す。 $t_w = 2.0$  s は未燃液滴が周囲気体により加熱され一定温度となるまでの時間よりは小さい。これより、待ち時間を  $t_w = 2.0$  s と長くした場合の方が燃え広がり速度は大きいことがわかり、高温条件におけるモード 3 での燃え広がりにおける可燃性混合気層の発達の役割が確認できた。

## 5. 結言

本研究では、燃料の自着火温度以下の高温条件における正デカン液滴列の燃え広がり実験を微小重力場を利用して行った。燃え広がりモード、燃え広がり後の燃焼挙動、燃え広がり速度を異なる液滴間隔および周囲気体温度に対して調べた。実験の結果、周囲気体温度の影響を受けて燃え広がりモードが変化することが明らかになった。また、燃え広がり速度も周囲気体温度の影響を受けて変化した。本実験では、600 K 雰囲気における燃え広がり速度は 300 K 雰囲気における速度の約 2 倍であった。燃え広がりモードおよび速度に及ぼす周囲気体温度の影響において、液滴間隔の比較的小さい場合には未燃液滴の加熱が、液滴間隔の比較的大きい場合には未燃液滴周囲における可燃性混合気層の発達が重要な役割を果たすことが示唆された。また、

Table 1 Flame-spread rates for different waiting time for ignition for  $S/d_0=12$  at  $T_a=600$ K. ( $S=12$ mm,  $d_0=1.0$ mm)

Waiting time for ignition $t_w$ (s)	Flame spread rate $V_f d_0$ (mm <sup>2</sup> /s)
0.4	43
2.0	69

断続的な燃え広がりであるモード3の燃え広がりにおいては, 周囲気体温度が高いほど, 燃え広がり後の燃焼形態は分離型から結合型へと遷移しやすいことがわかった。これにより, 高温条件ほど群燃焼が発現しやすいといえる。

## 謝辞

本研究は, 宇宙開発事業団宇宙環境利用研究システム準備研究「燃料分散系の燃焼ダイナミクス解明研究」の一環として行われた。微小重力実験においては当時山口大学学生であった板野智明君の協力を得た。紙面を借りて謝意を表す。

## References

1. Reichenbach, R., Squires, D. and Penner, S. S., *Proc. Combust Inst.* 8: 1068-1073 (1962).
2. Brzustowski, T. A., Sobiesiak, A. and Wojcicki, S., *Proc. Combust Inst.* 18: 265-273 (1981).
3. Okajima, S., Kimoto, T., Abe, K. and Yamaguchi, S., *JSME Trans. B* (in Japanese) 47: 2058-2065 (1981).
4. Yoshida, S., Hara, H. and Okajima, S., *JSME Trans. B* (in Japanese) 55: 1241-1247 (1989).
5. Kato, S., Kobayashi, H., Mizuno, H. and Niioka, T., *JSME Int. J. B*, 41: 322-330 (1998).
6. Mikami, M., Oyagi, H., Kojima, N., Kikuchi, M., Wakashima, Y. and Yoda, S., *J. Combust. Society Japan* (in Japanese) 45-134: 238-247 (2003).
7. Umemura, A., *JSME Trans. B* (in Japanese) 68-672: 254-260 (2002).
8. Umemura, A., *JSME Trans. B* (in Japanese) 68-672: 261-268 (2002).
9. Kikuchi, M., Arai, T., Yoda, S., Tsukamoto, T., Umemura, A., Uchida, M. and Niioka, T., *Proc. Combust Inst.* 29: 2611-2619 (2002).
10. Nomura, H., Ujiie, Y., Rath, H. J., Sato, J. and Kono, M., *Proc. Combust Inst.* 26: 1267-1273 (1996).
11. Tanabe, M., Kono, M., Sato, J., Koenig, J., Eigenbrod, C. and Rath, H. J., *Proc. Combust Inst.* 25: 455-461 (1994).
12. Kadota, T., Sato, K., Segawa, D., Sato, J. and Marutani, Y., *Proc. Combust Inst.* 27: 2595-2601 (1998).
13. Chiu, H. H., Kim, H. Y. and Croke, E. J., *Proc. Combust. Inst.* 19: 971-980 (1982).
14. Mikami, M., Kato, H., Sato, J. and Kono, M., *Proc. Combust Inst.* 25: 431-438 (1994).
15. Hirano, T., *Combustion Science -Combustion phenomena and their control-* (in Japanese), Kaibundo, Tokyo, 1986.
16. Kobayashi, H., Park, J., Iwahashi, T. and Niioka, T., *Proc. Combust. Inst.* 29: 2603-2610 (2003).
17. Takei, M., Tsukamoto, T. and Niioka, T., *Combust. Flame* 93: 149-156 (1993).
18. Williams, F. A., *Combustion Theory* (2<sup>nd</sup> Ed.), Benjamin/Cummings, Menlo Park, California, 1985.