

■原著論文 / ORIGINAL PAPER ■

新しい液滴生成技術を用いた微小重力場における燃料液滴列の燃え広がり実験
An Experimental Study of Flame Spread along Fuel Droplet Arrays in Microgravity Using a New Droplet Generation Technique三上真人^{1*}・大八木大史²・小嶋直哉¹・菊池政雄³・若嶋勇一郎⁴・依田真一⁴MIKAMI, Masato^{1*}, OYAGI, Hiroshi², KOJIMA, Naoya¹, KIKUCHI, Masao³, WAKASHIMA, Yuichiro⁴, YODA, Shinichi⁴¹ 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, Japan² 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, Japan³ 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, Japan⁴ 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6月17日受付; 2003年10月2日受理 / Received 17 June, 2003; Accepted 2 October, 2003

Abstract : A new concept of the droplet array generation technique was proposed to realize a high quality and high reliability performance of microgravity experiments of multiple-droplet combustion. Each fuel droplet was formed on the intersection of the X-shape fine SiC fibers by supplying the liquid fuel through a fine glass tube. Several sets of the X-shape fibers and corresponding fine glass tubes were aligned at an interval to make a droplet array. All the droplets in array were simultaneously generated in a short time. In flame spread experiments, an end-droplet was ignited by a hot-wire igniter to initiate the flame spread along the array. Microgravity experiments of droplet array combustion were demonstrated with the new droplet array generation technique using a drop experiment facility MGLAB in Japan. In microgravity, large droplets, which were often failed to be generated in normal gravity, were successfully generated through this method. The present technique is also effective in droplet array combustion experiments using a high-volatility fuel, whose prevaporization is not negligible. The flame spread rate and the flame spread limit of linear droplet arrays were compared with existing experimental results. Effects of the suspending fiber on the flame spread were also discussed.

Key Words : Spray, Droplet Array, Flame Spread, Microgravity, Droplet Generation Technique

1. 緒言

Kumagai and Isoda[1]により微小重力場を利用した単一液滴の燃焼実験が行われて以来、数多くの液滴燃焼実験が微小重力場を利用して行われてきている[2]。よく知られているように、微小重力場では自然対流が無視できるため、液滴の燃焼現象は球対称 1 次元の現象に近くなる (図 1)。Kumagai and Isoda[1]の実験では、石英線の先端に付着された燃料液滴の燃焼が観察された。同様の手法で行われた液滴燃焼の写真を図 1 に示した。この手法の利点は空間に液

滴を容易に配置できることであるため、微小重力場における高圧液滴燃焼[3, 4]、液滴蒸発[5]および液滴着火[6, 7]な

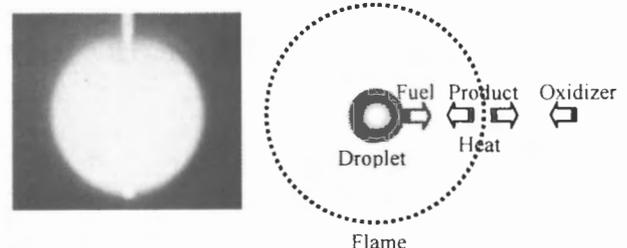


Fig.1 Spherical flame around a fuel droplet in microgravity.

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

どの単一液滴を用いた実験だけでなく, 2液滴燃焼[8, 9]や液滴列燃焼[10, 11]などの複数液滴を用いた実験にも同様の手法が用いられてきている。多くの場合に用いられる石英線の直径は 125 μm 程度であり, 一般に用いられる液滴直径 ($\sim 1\text{ mm}$) より 1桁小さいが, 液滴直径が石英線直径に近くなる燃焼後期には石英線の存在が液滴燃焼に与える影響が無視できなくなると考えられる[12]。

微小重力場において石英線を用いることなく非接触で液滴燃焼を行う自由液滴法も開発されてきた。Kumagai ら[13]は, 先端に液滴を付着した 1本の石英線を急速に引き抜くことにより自由液滴を生成し, その後装置落下開始直後の微小重力場において自由液滴に火花着火を行った。この他の自由液滴生成法として, インクジェットを用いた方法[14], 対向する 2本の燃料供給管を急速に引き離す方法[15], 対向する 2本の石英線を急速に引き抜く方法[16], 液滴を付着した金属線を電気加熱する方法がある[12]。これらの手法の多くは, 液滴生成時に静止液滴を実現できる確率が低く, また, 実現できたとしても, 着火時あるいは燃焼時のわずかな非対称性によって液滴が移動するため, 拡大撮影による高解像度観察が困難である。最近では, 石英線より線径が 1桁小さい SiC ファイバを懸垂線として用いた実験も行われるようになった[17,18]。ただし, これまでのところ, SiC ファイバ上に確実に液滴を生成することが可能で, しかも, 複数液滴燃焼や液滴着火などの広い用途での実験に対応可能な小型の液滴生成装置は開発されていない。

そこで, 本研究では, 既存の液滴生成装置の欠点を可能な限り克服した新しい液滴生成技術を提案する。そして, その手法を用いて行った液滴列の燃え広がり実験の結果を報告する。

2. 液滴生成技術

2.1. これまでの液滴生成方法の分類

理想的な液滴燃焼は球対称 1次元の燃焼である。それを実現するためには, 単一液滴を無重力場において非接触で周囲気体との相対速度の無い状態で燃焼させる必要がある。また, 実験回数の限られる宇宙実験などへの適用を考えると実験の成功確率が高い方がよい。

これまでの液滴生成方法は以下のように分類される。

- (A) 注射針による石英線への液滴生成
- (B) 石英線引き抜きによる自由液滴生成
- (C) ステンレス管引き抜きによる自由液滴生成
- (D) インクジェット打上げによる自由液滴生成
- (E) 電熱線付着液滴の電気加熱による自由液滴生成
- (F) ステンレス管引き抜きによる SiC ファイバ上への液滴生成
- (G) インクジェット打上げによる SiC ファイバ上への液滴生成

それぞれの方法の特徴を表 1 にまとめた。各方法について以下説明を行う。

(A) は最も多く用いられている方法である[1,3-11]。液滴

Table 1 Comparison of droplet generation techniques.

Droplet generation technique	A	B	C	D	E	F	G
Droplet suspender	100-150 μm quartz fiber	None	None	None	None	10-15 μm SiC fiber	12 μm SiC fiber
Number of fibers	1	0	0	0	0	1	2
Droplet shape	Ellipsoidal	Spherical	Spherical	Spherical	Spherical	Spherical	Spherical
Droplet placement method	Retraction of stainless tube	Rapid retraction of 70 μm quartz fibers	Rapid retraction of stainless tubes	Droplet injection	Fine resistance wire heating	Rapid retraction of stainless tubes	Droplet injection onto the fiber intersection
Success rate of droplet placement	High	Low	Low	Medium	Medium	High	High
Droplet drift	None	None	Small-large	Small	Small	0-Small	None
Droplet vibration	None	Large	Large	None	Small	Large	None
Droplet generation time	Short	Short	Short	Short	Short	Short	Long for a large droplet
Multiple droplet generation	Possible	Difficult	Difficult	Difficult	Difficult	Difficult	Low possibility
Size of the apparatus	Small	Medium	Medium	Small	Small	Medium	Small
References	[1, 3-11]	[13, 16]	[15]	[14]	[12]	[17,19,20]	[18]

を確実に空間に固定することができるという利点があるが、液滴を付着させる石英線が液滴の蒸発・燃焼に影響を及ぼす可能性があるという欠点がある。代表的な場合において、液滴直径が1 mmであるのに対して石英線直径は125 μm である。また、後述するように、125 μm の石英線に液滴を付着させると液滴形状は球形状とはならず、懸垂線方向に引伸ばされた形状となるという欠点もある。

(B)は、1本の石英線を通常重力場で引き抜き、放出された液滴が上昇から下降に転じた際に実験装置の落下を開始させる方法[13]、および2本の対向する石英線を微小重力場で急速に引き抜き静止自由液滴を生成する方法[16]とがある。この方法では(A)の場合と異なり、液滴が非接触で燃焼するという利点があるが、周囲気体と相対速度が小さい静止状態に近い液滴を生成できる確率が低いという欠点がある。自由液滴の場合、仮に燃焼初期に静止に近い状態であっても、液滴は本質的に不安定で静止状態を保つことができない[12]。

(C)、(D)および(E)も(B)の場合と同様に、液滴と周囲気体との相対速度が小さい状態の液滴を生成できる確率が低い。ただし、(E)は装置を小型にできるため、高压容器内のようにスペースの限られた中での実験に向いている[12]。

(F)はSiCファイバによる懸垂線を用いることにより、方法(C)の欠点のうち液滴生成確率の低さを改善したものである[17]。この実験装置を用いてスペースシャトルにおける液滴燃焼実験も行われた[19]。懸垂線の直径は方法(A)の場合と比べると一桁程小さいため、方法(A)の場合に見られた液滴形状の球形からのずれは無視できるほど小さい。この点については後述する。ただし、この方法では、方法(C)同様に対向する2本の燃料供給ステンレス管を急速に引き離す必要があり、装置の小型化が困難である。そのため、本研究のように液滴列を対象とするような複数液滴を用いた実験には向かない。また、ステンレス管引き抜きの影響により、初期に液滴が大きく振動する[20]。また、SiCファイバ上に液滴を付着させているが、燃焼中に液滴

が移動することも報告されている[20]。

(G)は(D)においてSiCファイバによる懸垂線を用いることにより、液滴を確実に空間に固定する方法である[18]。SiCファイバを2本交差させておき、その交点にインクジェット方式で打ち上げた微小液滴を付着させ、付着させる微小液滴の個数により、最終的に交点に生成される液滴の直径を変化させている。Avedisian and Callahan[18]は方法(G)と(D)の両方法で直径0.5 mm程度のノナン液滴を生成し、両者の燃焼結果が良く一致していると報告している。この方法では、装置が小型化できるという利点があるが、液滴生成に時間がかかる[1]。また、本研究のように液滴列を対象とするような複数液滴を用いた実験の場合には、液滴放出方向とファイバ交点の位置合わせが困難となる、という欠点がある。特に、宇宙実験でこの方法を用いるための液滴放出方向とファイバ交点の位置合わせは、通常重力場では困難であり、微小重力場を利用した位置合わせの検証が必要となる。

最近、Enomotoら[21]は格子状に張ったSiCファイバの交点に、まず通常重力場で正エココサンを付着、固化させ、それらを微小重力場において高温容器内に挿入することにより、固体粒子群の着火実験を行った。この方法では、常温において固化しないような燃料を用いた実験は困難であり、SiCファイバ交点に確実に液滴生成を行える技術が望まれる。

2.2. 新しい液滴生成技術

本節では新しい液滴生成技術の提案を行う。図2にその概念図を示す。2本の極細SiCファイバの交点に極細ガラス管により液体燃料を供給し、ガラス管を引き抜くことで液滴を生成する。本研究で用いた懸垂線は直径14 μm のSiCファイバ(Hi-Nicalon, 日本カーボン)である。燃料供給用ガラス管の先端外径は40 μm 程度である。

方法(A)ではステンレス管を用いて直径125 μm の石英線上に燃料を供給し、ステンレス管の引き抜きにより液滴を生成したが、市販の極細ステンレス管を用いた方法では、液滴より直径の1桁小さいSiCファイバ上への液滴付着は不可能である。本研究では、ピペット作成器(PC-10, ナリシゲ)により先端外径を40 μm まで引伸ばしたガラス管を用いて燃料供給を行うことにより、直径14 μm のSiCファイバ上への確実な液滴生成を可能とした。

本方法の特徴は以下のとおりである。

- ①液滴形状が球形状に近い
- ②生成可能液滴直径範囲が広い
- ③確実に液滴をSiCファイバ上に付着可能
- ④燃焼中の液滴移動なし
- ⑤液滴生成に伴う液滴振動の実験への影響なし
- ⑥液滴生成時間小
- ⑦複数液滴実験への適用が可能
- ⑧装置サイズ小

通常重力場において生成可能な液滴直径は0.3-1.5 mm程

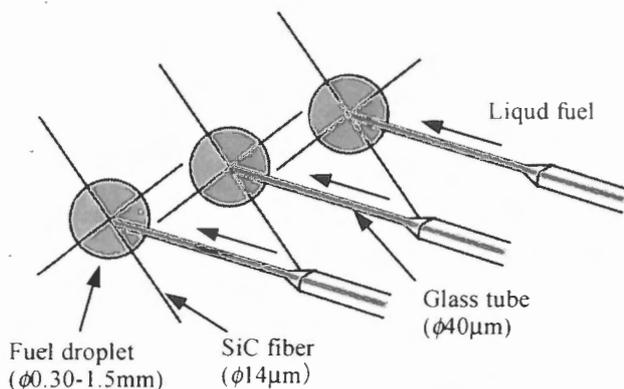


Fig.2 A new technique for droplet generation on fine fibers using fine glass tubes.

度である。実際、通常重力場においては、SiC ファイバ交点と燃料供給ガラス管先端との位置関係が適当でない場合には、1 mm 以下の直径の液滴でもガラス管移動時にファイバ交点から落下することがあるため、1 mm 以上のような比較的直径の大きな液滴を生成する場合には、その生成確率は低い。ただし、通常重力場での液滴付着の確率が低い条件での液滴生成プロセスを微小重力場において行ったところ、ファイバ交点上に液滴を付着させることができた。このように、本方法では、微小重力場においてガラス管引き抜きを行うことにより、広範囲な液滴直径に対して高確率で液滴生成が可能である。著者らがこれまで行った微小重力実験での液滴生成の成功確率は 100% である。

2.3. 懸垂線の影響に関する考察

本研究において提案を行った方法では、これまでの液滴燃焼実験における方法の欠点の多くを解消できている。ただし、自由液滴を用いる場合と異なり、液滴内外に懸垂線が存在するため、懸垂線が液滴を用いた実験に及ぼす影響を評価しておく必要がある。懸垂線の影響としては、①液滴形状に及ぼす影響、および②熱伝達に及ぼす影響、が考えられるそれぞれについて、以下基本的な考察を行って

おく。まず、懸垂線が液滴形状に及ぼす影響について述べる。図 3 に、直径 125 μm の石英線先端に懸垂された液滴および直径 14 μm の SiC ファイバ交点に懸垂された液滴の写真を示す。図 3 はともに、同一の極細ガラス管を通して $6.70 \times 10^{-11} \text{ m}^3$ (直径 $d=0.80 \text{ mm}$ の球の体積に相当) の正デカンを供給した際の液滴の写真である。石英線に懸垂された液滴の形状は球形状から大きくずれており、回転楕円体に近い形状となっている。一方、SiC ファイバに懸垂された場合には、他の文献[17,18]においても報告されているように、液滴形状は球形状に近い形状となっていることが確認できる。

次に、液滴における熱伝達に懸垂線が及ぼす影響につい

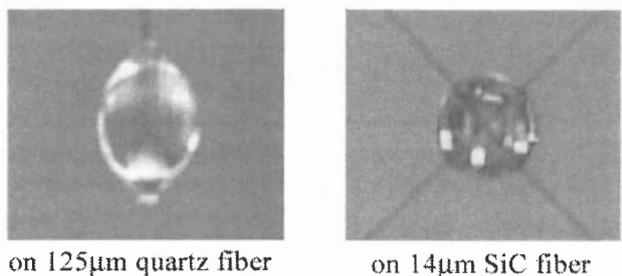


Fig.3 Comparison of droplet shapes suspended on a 125 μm quartz fiber and 14 μm SiC fibers in microgravity.

て考察を行う。表 2 に空気、正デカン、石英ガラスおよび本研究で用いた SiC ファイバ[22] (Hi-Nicalon, 日本カーボン) の代表的な熱物性値を比較して示す。また、表 3 には、直径 125 μm の石英線と X 字状に交差させた直径 14 μm の SiC ファイバとの幾何学的な面からの比較を示す。

まず、液滴外部における熱伝達について考える。液滴外部には懸垂線が存在するため、懸垂線と周囲気体との物性値の違いにより懸垂線部分とそれ以外の周囲気体部分とで熱伝達特性も異なることになる。表 2 に示されるように、懸垂線の ρC_p は空気のそれより 3 桁以上大きいため、空気と比べて懸垂線は温度上昇しにくいことがわかる。液滴蒸発または着火実験を行う場合には、懸垂線温度は周囲気体の温度より低く、燃焼時には火炎温度より低いいため、いずれの場合にも懸垂線は熱を奪う。表 3 には、液滴-火炎間における懸垂線体積 V_f および気体の体積 V_g を考慮した懸垂線と気体との熱容量比 $V_f \rho_f C_{p_f} / V_g \rho_{air} C_{p_{air}}$ を示した。ここでは、火炎直径 D は空間尺度の 1 つの基準として用いており、火炎直径の代表値には文献 23 を参考に、大気圧での直径 1 mm の液滴の最大火炎直径を用いた。これによると、石英線を用いた場合には、火炎内の気体を加熱するのに必要な熱の 50% 以上の熱が石英線の加熱に必要であることがわかる。一方、SiC ファイバを用いた場合には、SiC フ

Table 2 Thermal properties of air, n-decane, quartz glass and SiC fiber.

	Air (447K ^{*1})	N-decane (447K)	Quartz glass (room temp.)	SiC fiber ^{*2} (298K)
Thermal conductivity λ (W/(mK))	0.036	0.126	1.5	7.77
Specific heat C_p ($10^3 \text{ J}/(\text{kgK})$)	1.02	2.17	0.76	0.67
Density ρ ($10^3 \text{ kg}/\text{m}^3$)	7.79×10^{-4}	0.684	2.22	2.74
ρC_p ($10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \text{ K})$)	7.95×10^{-4}	1.49	1.7	1.8
Thermal diffusivity a ($10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)	45.4	0.0849	0.89	4.2

*1 The boiling point of n-decane at 0.101MPa is 447K.

*2 The present SiC fiber is a SiC fiber with a low oxygen content (Hi-Nicalon, Nippon Carbon) [22].

Table 3 Geometric comparison between 125 μm quartz fiber and X-shape 14 μm SiC fibers.

Droplet suspender	125 μm Quartz fiber	X-shape 14 μm SiC fibers
V_f/V_g ($D=8.0\text{mm}$, $d=1.0\text{mm}$)	2.4×10^{-4}	1.2×10^{-5}
$V_f \rho_f C_{p_f} / V_g \rho_{\text{air}} C_{p_{\text{air}}}$ ($D=8.0\text{mm}$, $d=1.0\text{mm}$)	0.51	0.027
S_f/S_d (for $d=1.0\text{mm}$)	7.8×10^{-3}	2.0×10^{-4}
$S_f \lambda_f / S_d \lambda_{\text{air}}$ (for $d=1.0\text{mm}$)	0.33	0.042
S_f/S_d (for $d=0.50\text{mm}$)	0.031	7.9×10^{-4}
$S_f \lambda_f / S_d \lambda_{\text{air}}$ (for $d=0.50\text{mm}$)	1.3	0.17

V_f : total volume of the suspending fibers between the droplet and the flame.

V_g : volume of the gas between the droplet and the flame,

D : flame diameter, d : droplet diameter,

S_f : total cross section of the suspending fibers at the droplet surface,

S_d : droplet surface area, λ_f : thermal conductivity of the fiber,

λ_{air} : thermal conductivity of air.

ファイバの加熱に必要な熱は無視できるほど小さいといえる。

表2の空気と懸垂線の温度伝導率 a を比較すると、懸垂線の温度伝導率は空気のそれより1桁以上小さいことがわかる。一般に、時間 t の間に熱伝導する距離は $l \approx (at)^{1/2}$ と表される。初期直径が1mmの液滴の燃焼時間が約1秒であることから、SiCファイバの1秒間の熱伝導距離を求めると2mm程度であり、4mm程度の最大火炎半径よりも小さい。よって、懸垂線は懸垂線内の熱伝導によってよりむしろ気体からの熱伝導によって温度上昇する。そして、それにより生じた懸垂線軸方向の温度勾配により、液滴内へと熱が移動する。

次に、液滴内部における熱伝達について考える。表2に示されるように、懸垂線の ρC_p は正デカンのそれと同程度である。一方、温度伝導率 a は懸垂線の方が1桁以上大きい。よって、液滴表面位置では液体温度より懸垂線温度の方が低いが、ある程度以下の半径方向位置ではむしろ懸垂線の方が液体より温度が高くなるものと考えられる。その際の懸垂線を通して液滴内に供給される熱量は、懸垂線の断面積 S_f と懸垂線の熱伝導率 λ_f の積 $S_f \lambda_f$ および温度勾配に比例する。表3に、 $S_f \lambda_f$ の値を直径 $d=1.0\text{mm}$ における液滴表面積 S_d と空気の熱伝導率 λ_{air} との積と比較して示す。SiCファイバを用いた場合の $S_f \lambda_f$ は $S_d \lambda_{\text{air}}$ の4%程度である。液滴表面位置でのファイバ内温度勾配は燃焼初期では気相の温度勾配より小さく、後期にはほぼ等しくなる、ということ を考慮すると、SiCファイバを通して液滴内に供給される熱量は、気相から液滴に供給される熱量と比べて非常に小さいといえる。一方、石英線を用いた場合の

$S_f \lambda_f$ は $d=1.0\text{mm}$ の場合 $S_d \lambda_{\text{air}}$ の30%程度の大きさであり、 $d=0.50\text{mm}$ の場合には100%を超えることがわかる。先述のとおり石英線はSiCファイバより温度上昇しにくいということ を考慮すると、燃焼初期において石英線は液滴内においても熱を奪う方に作用するが、燃焼後期には液滴内への熱供給を行う方に作用するものと考えられる。この初期における懸垂線の吸熱効果はShihら[24]による懸垂液滴蒸発の計算結果においても示されている。また、Kumagai[25]は懸垂線の熱伝導率が大きいほど液滴の蒸発速度が大きくなることを、通常重力場における液滴燃焼実験において示したが、これは上述の懸垂線による熱供給効果を示したものとと言える。

3. 燃料液滴列の燃え広がり実験

2.2節において提案を行った新しい液滴生成技術を用いることにより、微小重力場において燃料液滴列の燃え広がり実験を行った。本章ではその実験について述べる。

3.1. 実験装置および方法

図4に燃料液滴同時生成装置を示す。直径14 μm のSiCファイバを十字に交差させ、その交点に液滴を付着させ懸垂している。先端直径が約40 μm となるよう引き伸ばしたガラス管を複数、並列に燃料供給ブロックに固定して直線上に並べ、燃料供給用のマイクロシリンジと接続することで、ガラス管先端から直径の等しい複数の液滴を同時に生成できる装置を作成した。図4において装置可動部分は2つあり、それぞれ移動ステージを用いて位置の制御を行った。まず、ステージ1を移動させ、ガラス管先端を懸垂線

の交点に接触させる。次に燃料の蓄えられたマイクロシリンジのプランジャをステージ 2 により押し出し、ガラス管先端に燃料を供給する。液滴の大きさは、このステージ 2 の移動量を変化させることにより制御できる。そして、ステージ 1 を元の位置に移動させることでガラス管先端を懸垂線の交点から離し、懸垂線の交点に液滴を付着させた。第一液滴への着火はループ状の鉄クロム線による熱線着火を行った。各ガラス管先端から生成された液滴の直径は燃料供給ブロック毎に予め測定し、液滴直径のばらつきが 5% 以下の燃料供給ブロックのみを実験に用いた。

図 5 に実験装置の概略図を示す。実験装置は図 4 に示した燃料液滴同時生成装置と、高温場での燃焼挙動を観察できるように温度制御が出来る燃焼室、微小重力となった後

に液滴保持装置のみ上方に設置した燃焼室に移動するための昇降装置および観察用のカメラで構成されている。燃焼室内での燃え広がり様子は燃焼室上面に設けられたガラス窓を通してデジタルビデオカメラで撮影した。液滴列生成挙動はミニ CCD カメラによりモニタを行った。

この実験装置の利点は、液滴生成開始から着火までの行程を 3 秒程度で行える点である。沸点の比較的低く揮発性の高い燃料を用いる場合、燃料供給時の燃料の予蒸発が着火後の燃焼に影響を及ぼすと考えられる[26]が、本実験装置はこのような予蒸発量の無視できない低沸点燃料を用いた場合にも有効である。

本研究では、Kato ら[11]の実験と同様に比較的揮発性の低い正デカンを燃料として使用し、直線液滴列の燃え広がりを観察した。微小重力実験には、岐阜県土岐市にある日本無重量総合研究所 (MGLAB) の 4.5 秒落下実験施設を利用した。

まず、3.2 および 3.3 節において、本実験装置の可能性を示す予備実験の結果を示し、3.4 節において他の実験結果との比較を行う。

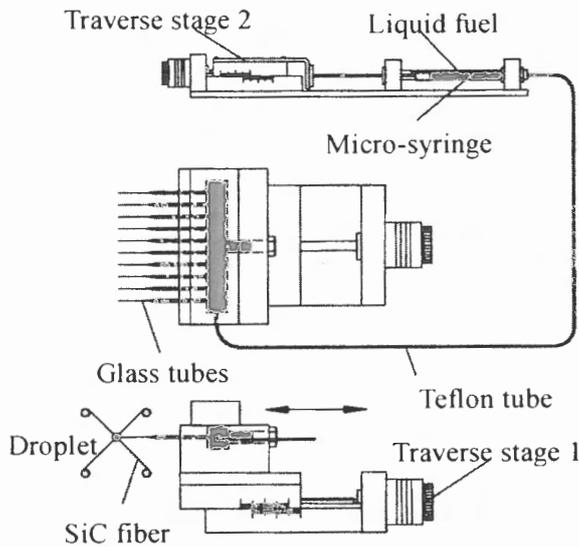


Fig.4 Simultaneous multiple-droplet generator.

3.2. 微小重力場における複数液滴同時生成

液滴同時生成技術を用いて、微小重力場において液滴列を生成し、着火する実験を行った。図 6 に、微小重力場において燃料を供給した後に SiC ファイバの交点に液滴が生成されていく様子を示す。微小重力状態となった時刻を $t=0$ s として液滴生成を開始し、燃料吐出が完了した時点でガラス管を懸垂線の交点から引き離した。その際に、ガラス管先端に形成されていた液滴は懸垂線の交点に付着し、静止した。 $t=3.40$ s でガラス管の後退を完了させ、熱線での加熱によって $t=3.67$ s には第一液滴が着火した。これより、微小重力場においても液滴列生成が可能であることが明らかになった。特に、懸垂線の交点とガラス管先端の位置関係や、SiC ファイバの張り方によっては、通常重力場において燃料供給後にガラス管を引き抜くと液滴が落下する場合があったが、そのような条件に対しても、微小重力場では懸垂線上に液滴生成が可能であった。このことから、微小重力場の方が通常重力場と比べて懸垂線上への液滴生成が容易であることがいえる。宇宙実験のように液滴生成から燃焼までのすべての実験プロセスを微小重力場で行う場合でも、本実験方法は有効である。

3.3. 微小重力場における大径液滴生成・移動

微小重力場において液滴列の生成・移動実験を行った。液滴直径は、本研究での液滴懸垂方法では通常重力場において極めて保持し難い 1.5 mm に設定した。大径液滴を用いる場合、系をスケールアップすることで、観察機器の時間分解能が低い場合にそれを補うことができるという利点がある。実験手順は、通常重力状態で燃料吐出を開始し、微小重力状態になってからガラス管を懸垂線より引き離し、6 個の直径 1.5 mm の液滴を SiC ファイバ交点に保持

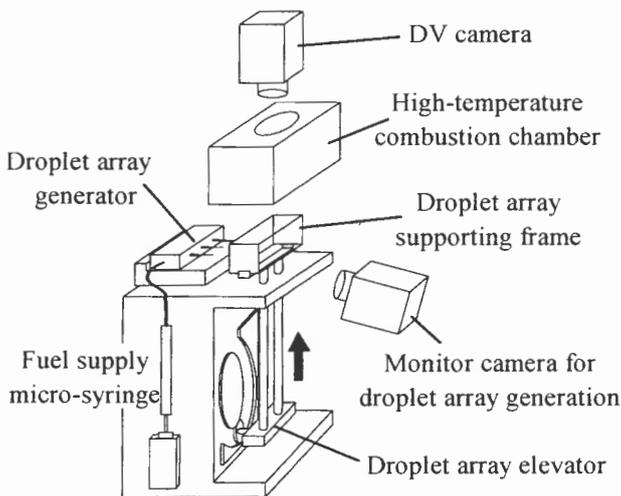


Fig.5 Experimental apparatus for flame spread along a linear droplet array in high temperature.

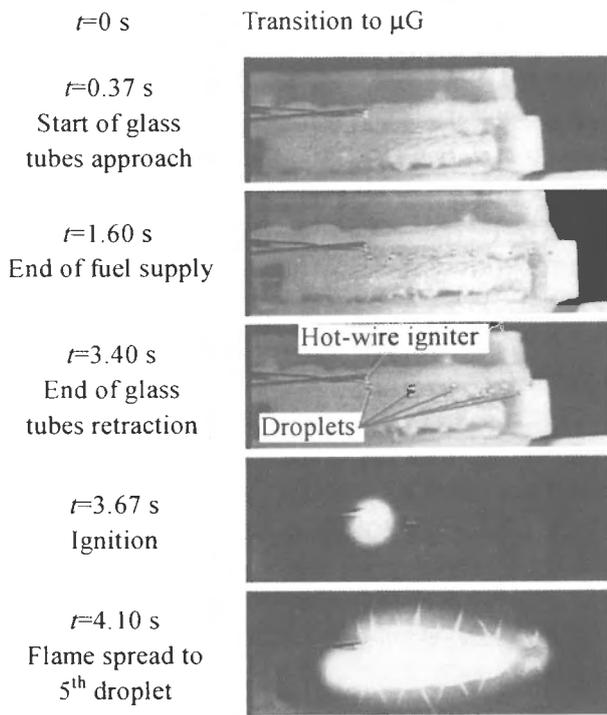


Fig.6 Simultaneous multiple-droplet generation and flame spread along a linear droplet array in microgravity. ($S=6$ mm, $d_0=0.86$ mm, $T_a=298$ K)

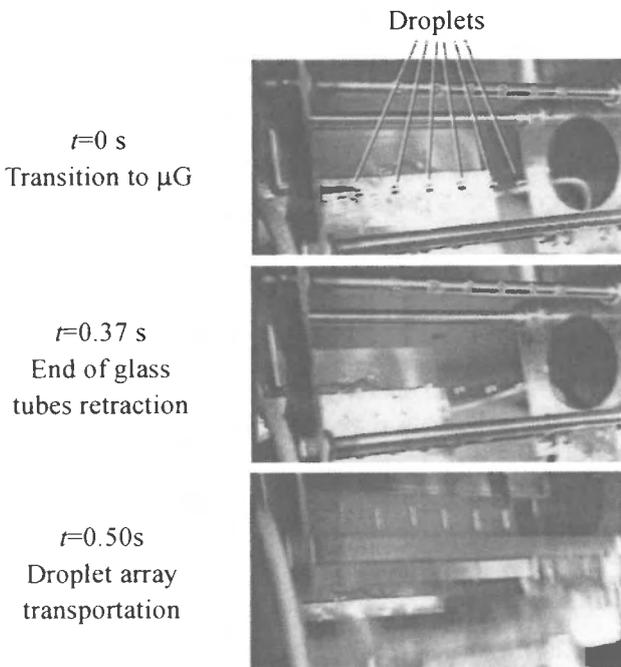


Fig.7 Generation and transportation of 1.5 mm droplets in microgravity. ($S=8$ mm, $d_0=1.5$ mm).

した後、燃焼室内へと移動させて着火させた。図7にその様子を示す。燃焼室内への移動開始および終了時に直径1.5 mmの液滴が懸垂線から飛散することは無く、液滴間

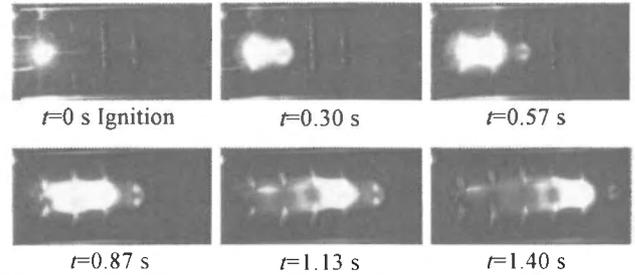


Fig.8 Flame spread behavior for $S=8$ mm and $d_0=1.0$ mm at $T_a=300$ K.

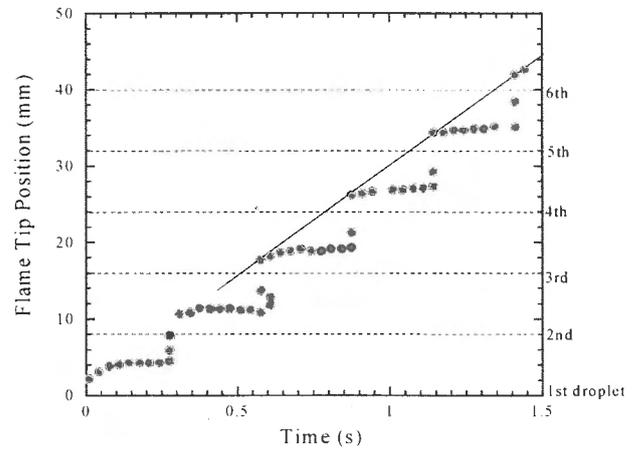


Fig.9 Temporal variation of flame tip positions. ($S=8$ mm, $d_0=1.0$ mm, $T_a=300$ K)

隔の変動も観察されなかった。燃焼室内気体温度が 600 K の場合にも同様の液滴移動が可能であることを確認している。最近、高温雰囲気における液滴列の燃え広がりに関する理論解析[27,28]および数値計算[29]がなされてきているが、本実験方法により、その実験が可能となる。

3.4. 微小重力場における液滴列の燃え広がり速度および燃え広がり限界

3.4 節では、微小重力場における液滴列の燃え広がり速度および燃え広がり限界について、他の実験結果[11]と比較を行う。

図8に、液滴間隔 $S=8$ mm、初期液滴直径 $d_0=1.0$ mm の正デカン液滴列の常温における燃え広がり挙動を示す。それぞれの写真では、各液滴に燃え移った直後の火炎を示している。これより、第3液滴以降の液滴を見ると、それぞれ燃え移った直後には、燃え移った先の火炎はそれ以前の火炎と分離しており、いわゆる飛び火が生じていることがわかる。この時の火炎端位置の時間変化を図9に示す。同時刻にプロットが3点ある場合があるが、それらは、燃え移った先の火炎の前縁位置、後縁位置および燃え移る元の火炎の前縁位置に対応している。2つの火炎は時間とともに結合し、1つの火炎を形成する様子が図9からもわかる。図10に、 $t=0.27$ sにおける燃焼挙動を示す。これは図

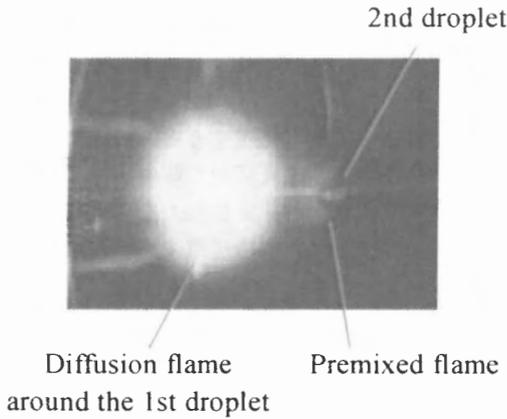


Fig.10 Premixed flame propagating in flammable mixture layer around the 2nd droplet ($t=0.27s$). ($S=8\text{ mm}$, $d_0=1.0\text{ mm}$, $T_a=300\text{ K}$)

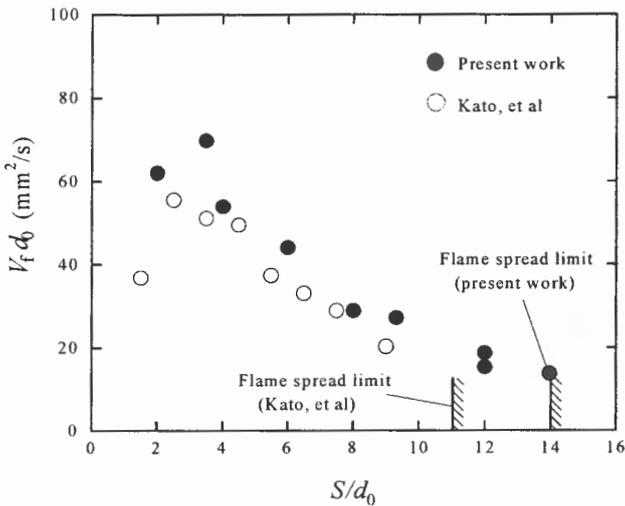


Fig.11 Dependence of flame spread rate $V_f d_0$ in room temperature on droplet spacing S/d_0 .

8の $t=0.30\text{ s}$ の1フレーム前の映像である。図10では、第2液滴周りの左半分に半円周状の発光が確認される。これより、第2液滴周囲に形成された混合気層内の予混合火炎伝播の存在が示唆される。

図9からわかるように、火炎先端の移動速度は時間とともに変化する。特に、図10において示唆された予混合火炎伝播が生じている場合には、その瞬間的な火炎先端移動速度は極めて大きくなる。そこで、図9のように火炎先端位置の時間変化に接する直線を引き、その傾きにより火炎先端の平均的な移動速度を求め、それを燃え広がり速度として以下議論を進める。着火時の影響を除くため、初期のデータは燃え広がり速度を求める際には除外している。

図11に周囲気体温度 $T_a=298\text{--}300\text{ K}$ における燃え広がり速度を示す。対象とした初期液滴直径範囲は $d_0=0.86\text{--}1.0\text{ mm}$ である。図11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。図11

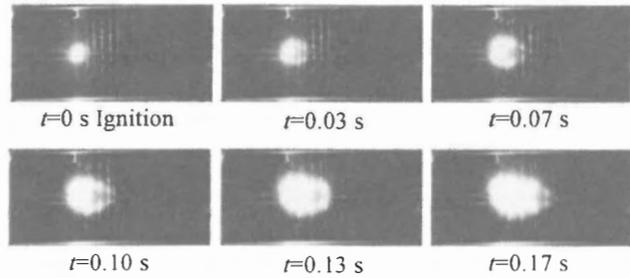


Fig.12 Flame spread behavior for $S=2\text{ mm}$ and $d_0=1.0\text{ mm}$ at $T_a=300\text{ K}$.

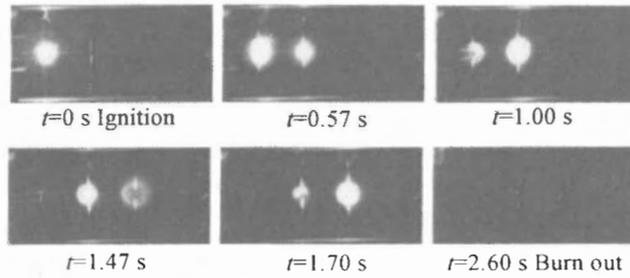


Fig.13 Flame spread behavior near flame spread limit. ($S=12\text{ mm}$, $d_0=0.86\text{ mm}$, $T_a=300\text{ K}$)

には Kato ら[11]の石英線に懸垂した液滴列を用いた場合の結果も比較のために示した。本実験で得られた燃え広がり速度 $V_f d_0$ は Kato らの場合のそれより大きい値を示しているが、 S/d_0 への依存性は、Kato らの場合と同様であると言える。つまり、燃え広がり速度はある S/d_0 においてピークを示した後、液滴間隔が大きくなるにつれて小さくなっていく。

ここで、火炎が液滴間距離 S を燃え広がるのにかかる時間 t_f を考え、これから燃え広がり速度 $V_f=S/t_f$ について簡単に考察を行う。

まず、図8および図9に示されるような液滴間隔 S/d_0 が比較的大きい場合を考える。火炎が次の未燃液滴に燃え広がるには次の未燃液滴周囲に可燃性混合気を形成している必要がある。よって燃え広がっている火炎からの熱によって未燃液滴が加熱され液滴の蒸発活性化が促進されその液滴表面付近に可燃性混合気が形成される必要があるといえる。液滴間隔 S/d_0 が比較的大きい場合には、高温域の熱伝導時間 t_c が燃え広がり時間 t_f の多くを占めるため、液滴の蒸発活性化時間(加熱時間)や液滴周りの火炎形成時間などは無視できる。よって、燃え広がり時間は近似的に以下のようなになる。

$$t_f \approx t_c$$

ここで t_c は熱伝導により液滴間隔 S を移動する時間なので近似的に以下の式で表される。

$$t_c \approx \frac{S^2}{a}$$

燃え広がり速度は

$$V_f d_0 \approx \left(\frac{S}{d_0} \right)^{-1} a$$

と表される。この式を見ると液滴間隔 S/d_0 が大きくなると燃え広がり速度 $V_f d_0$ が小さくなっていくことがわかる。

次に、燃え広がり速度 $V_f d_0$ が S/d_0 とともに増大するほど S/d_0 が小さい場合を考える。図 12 に $S/d_0=2.0$ における、燃え広がり挙動を示す。この場合、図 8 において見られた飛び火は見られず、結合した 1 つの火炎の先端が移動するのが観察された。このような場合では、拡大する拡散火炎が未燃液滴を取り込んだ後に取り込まれた液滴の蒸発が活性化され、それによりまた火炎が拡大していく[27]。液滴間距離が小さいため熱伝導時間 t_c は小さく、むしろ蒸発が活性化されるまでの液滴加熱時間 t_h が多くの時間を要している。よって、

$$t_f \approx t_h$$

とすると、燃え広がり速度は

$$V_f d_0 \approx \left(\frac{t_h}{d_0^2} \right)^{-1} \frac{S}{d_0}$$

となる。これより、液滴間隔 S/d_0 が大きくなると燃え広がり速度 $V_f d_0$ が大きくなることがわかる。

またこの式から、図 11 の原点を通るグラフの傾きは近似的に液滴加熱時間 t_h/d_0^2 の逆数となることがわかる。図 11 より、 $S/d_0=2.0$ 程度に液滴間隔の小さい場合の燃え広がり速度は Kato ら[11]の場合の方が本研究の場合と比べて小さいことから、Kato らの場合の方が液滴加熱時間 t_h/d_0^2 が大きいと考えられる。Kato らの実験では石英製の懸垂線を用いていたため、2.3 節で考察を行った石英線の吸熱作用により、液滴加熱時間が長くなったものと考えられる。一方、懸垂線として本実験のように極細 SiC ファイバを用いた場合には、吸熱作用の影響は無視できるほど小さい(2.3 節参照)。

図 11 には、燃え広がり限界についても Kato ら[11]の場合と比較して示した。Kato らの実験における燃え広がり限界間隔が $S/d_0=11$ であるのに対し、本実験では、それより大きい液滴間隔である $S/d_0=12$ においても燃え広がりが観察された。 $S/d_0=12$ においては、4 液滴の燃え広がり実験を 2 回行ったが、2 回とも 4 液滴すべてに燃え広がった。図 13 に $S/d_0=14$ における液滴列の燃え広がり挙動を示す。この液滴間隔は、本実験における燃え広がり限界付近の液滴間隔である。ここでも 4 液滴の燃え広がり実験を行ったが、第 3 液滴までの燃え広がりは見られたものの、第 4 液滴には燃え広がらなかった。

本実験と比べて Kato ら[11]の実験における燃え広がり限界液滴間隔が小さかった。その理由の 1 つとして、先述の石英線による吸熱作用が考えられる。また、図 3 に示されるとおり、石英線に液滴を懸垂すると、液滴は懸垂線方向に引き延ばされるため、燃え広がり時に高温領域が液滴表面にまで到達する距離がわずかに長くなるといえる。これも石英線を懸垂線に用いた場合に燃え広がり限界間隔が小さくなる原因の 1 つと考えられる。

最後に、燃焼中に赤熱する SiC ファイバからの輻射熱が燃え広がり及ぼす影響について簡単に考察を行う。図 6 からもわかるとおり、液滴を懸垂する SiC ファイバは燃焼中に高温となり、熱輻射を行う。輻射熱の影響が大きい場合には、燃え広がり速度が大きくなり燃え広がり限界が広がることも考えられる。ここでは、火炎中の SiC ファイバは気体と同様の温度分布を持って熱を輻射し、次液滴周囲では輻射吸収率の高い SiC ファイバのみが輻射熱を吸収し次液滴を加熱する、という場合を考える。また、燃え広がりにおける液滴加熱の 1 つの基準として、液滴表面の当量比が 1 となるまでの加熱(正デカンの場合、300 K から 330 K までの加熱)を考える。これより、輻射による次液滴の受熱量は次液滴の加熱に必要な熱量より 5 桁程小さいことがわかる。これは液滴間隔にはほとんど依存していなかった。よって、SiC ファイバからの輻射が液滴列の燃え広がり及ぼす影響は無視できるといえる。

4. 結言

本研究では、これまで液滴燃焼実験用に開発されてきた既存の液滴生成装置の欠点を可能な限り克服した新しい液滴生成技術を提案した。本手法では、直径 14 μm の SiC ファイバ上に極細ガラス管を用いて確実に液滴を生成することが可能である。本研究では、この技術を応用した複数液滴同時生成装置を開発し、微小重力場における複数液滴の短時間生成、大径液滴から成る液滴列の微小重力場での生成および高温燃焼室内への移動が可能であることを実験的に確認した。本手法は、複数液滴の蒸発・着火・燃焼など広い用途での実験に対応可能であり、また、予蒸発量の無視できない低沸点燃料を用いた場合にも有効である。

さらに、本実験装置を用いて、正デカン液滴列の室温、大気圧における燃え広がり実験を微小重力場において行った。その結果、燃え広がり速度がある液滴間隔で最大値を示すこと、および燃え広がり限界液滴間隔が存在することが確認された。ただし、懸垂線として SiC ファイバを用いた本手法の場合には石英線を用いた既存の実験結果と比べて、大きい燃え広がり速度および大きい燃え広がり限界液滴間隔が得られた。これは、SiC ファイバを用いた場合の方が、懸垂線が液滴の形状および熱伝達に及ぼす影響が小さいためと言える。

最近、パーコレーション理論の応用により液滴列の燃え広がり実験から得られた知見を実際の噴霧の燃え広がり現

象につなげるための理論構築が進んできている[30]. 本研究での液滴列実験による知見もそのような理論を通して実際の噴霧燃焼の解明に生かされるものと考える.

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前田邦博君および板野智明君の協力を得た. 紙面を借りて謝意を表す.

References

1. Kumagai, S. and Isoda, H., *Proc. Combust Inst.* 6: 726-731 (1957).
2. Kono, M., Ito, K., Niioka, T., Kadota, T., and Sato, J., *Proc. Combust Inst.* 26: 1189-1199 (1996).
3. Faeth, G. M., Dominicus, D. P., Tulpinsky, J. F., and Olson, D., *Proc. Combust Inst.* 12: 9-18 (1969).
4. Sato, J., Tsue, M., Niwa, M., and Kono, M., *Combust. Flame* 82: 142-150 (1990).
5. Nomura, H., Ujiie, Y., Rath, H. J., Sato, J., and Kono, M., *Proc. Combust Inst.* 26: 1267-1273 (1996).
6. Takei, M., Kobayashi, H., and Niioka, T., *Microgravity Sci. Technol.* 3: 184-187 (1993).
7. Tanabe, M., Kono, M., Sato, J., König, J., Eigenbrod, C., and Rath, H. J., *Proc. Combust Inst.* 25: 435-442 (1994).
8. Mikami, M., Kato, H., Sato, J., and Kono, M., *Proc. Combust Inst.* 25: 431-438 (1994).
9. Mikami, M., Kono, M., Sato, J., and Dietrich, D. L., *Proc. Combust Inst.* 27: 2643-2649 (1998).
10. Okajima, S., Kimoto, T., Abe, K., and Yamaguchi, S., *JSME Trans. B* 47: 2058-2065 (1981), (in Japanese).
11. Kato, S., Kobayashi, H., Mizuno, H., and Niioka, T., *JSME Int. J. B*, 41: 322-330 (1998).
12. Mikami, M., Niwa, M., Sato, J., and Kono, M., *Nensho-no-Kagaku-to-Gijyutsu* 1: 225-264 (1994), (in Japanese).
13. Kumagai, S., Sakai, T., and Okajima, S., *Proc. Combust Inst.* 13: 779-785 (1971).
14. Avedisian, C. T., Yang, J. C., and Wang, C.H., *Proc. R. Soc. Lond. A* 420: 183-200 (1988).
15. Haggard Jr., J. B., and Kropp, J. L., *AIAA Paper* 87-0576 (1987).
16. Hara, H. and Kumagai, S., *Proc. Combust Inst.* 23: 1605-1610 (1991).
17. Dietrich, D. L. and Haggard Jr., J. B., *Second International Microgravity Combustion Workshop*, 317-322 (1993).
18. Avedisian, C. T. and Callahan, B. J., *Proc. Combust Inst.* 28: 991-997 (2000).
19. Dietrich, D. L., Haggard Jr., J. B., Dryer, F. L., Nayagam, V., Shaw, B. D., and Williams, F. A., *Proc. Combust Inst.* 26: 1201-1207 (1996).
20. Ahron, I. and Shaw, B. D., *Combust. Flame* 113: 507-518 (1998).
21. Enomoto, H., Nagata, H., Segawa, D., and Kadota, T., *JSME Int. J. B* 45: 102-107 (2002).
22. Ichikawa, H. and Takeda, M., *Recent Developments in High Temperature Ceramic Fibers, 9th Cimtec-World Forum on New Materials Symposium V -Advanced Structural Fiber Composites*, Techna Srl, 3-11 (1999).
23. Mikami, M., Niwa, M., Kato, H., Sato, J., and Kono, M., *Proc. Combust Inst.* 25: 439-446 (1994).
24. Shih, A. T. and Megaridis, C. M., *Combust. Flame* 102: 256-270 (1995).
25. Kumagai, S., *Proc. Combust Inst.* 6: 668-674 (1957).
26. Maeda, K., Mikami, M., and Kojima, N., *Proc. 39th Combust. Symp.*: 137-138 (2001), (in Japanese).
27. Umemura, A., *JSME Trans. B* 68: 254-260 (2002), (in Japanese).
28. Umemura, A., *JSME Trans. B* 68: 261-268 (2002), (in Japanese).
29. Kikuchi, M., Arai, T., Yoda, S., Tsukamoto, T., Umemura, A., Uchida, M., and Niioka, T., *Proc. Combust Inst.* 29: 2611-2619 (2002).
30. Takamori, S. and Umemura, A., *J. Combust. Soc. Japan* 45: 95-102 (2003), (in Japanese).