



ISSN 1349-1113
JAXA-RR-04-052

宇宙航空研究開発機構研究開発報告

JAXA Research and Development Report

液滴間火炎伝播メカニズム研究

菊池政雄・山本 信・依田眞一

2005年 3 月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

液滴間火炎伝播メカニズム研究

菊池 政雄¹・山本 信¹・依田 眞一¹

Research on Flame Spread Mechanism of Fuel Droplets

By

Masao Kikuchi¹ · Shin Yamamoto¹ · Shinichi Yoda¹

Abstract : This paper reports annual result of “Research on Flame Spread Mechanism of Fuel Droplets” in JFY 16, performed by a combustion research team in ISS Science Project Office of JAXA. In this study, flame spread mechanism of fuel droplet array was investigated by microgravity experiments and numerical analysis. Dependencies of flame spread behaviors and flame spread rates on ambient temperatures and droplet interval were revealed through microgravity experiments. Also, fundamental effects of pre-evaporation of droplets on flame spread were shown by microgravity experiments and numerical analysis. In addition, numerical analysis on flame spread with forced convection was conducted. It was also suggested that refinements of the numerical code would significantly improve quantitative agreement of numerical results between experimental results.

概 要

本論文は、ISS科学プロジェクト室が実施した「液滴間火炎伝播メカニズム研究」に関する平成16年度の研究成果を纏めたものである。本研究では、燃料液滴列の火炎燃え広がりメカニズムについて、微小重力実験および数値解析による検討を実施した。微小重力実験では、雰囲気温度や液滴間隔による燃え広がり挙動ならびに燃え広がり速度の変化を明らかにした。また、予蒸発液滴列の燃え広がり実験と数値解析により、液滴の予蒸発が燃え広がりを与える基礎的な影響を明らかにした。さらに、強制対流中における液滴列の燃え広がりについて数値解析による検討を行い、気液相対速度の影響に関する知見を得た。また、数値解析コードにおける様々な改良を行い、実験結果とより定量的に一致する結果が得られる見通しを得た。

1 はじめに

燃焼現象は、物質移動、熱移動、相変化、さらに化学反応が関係する複雑な非線形現象であり、エンジンなど我々の生活の身近な所で広く利用されているにも関わらず、そのメカニズムが科学的に十分解明されているとは

¹宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部 ISS科学プロジェクト室
ISS Science Project Office, ISAS/JAXA

言えない。地球温暖化や大気汚染等の環境問題の解決には、より効率が高く環境負荷の小さい燃焼技術の開発が重要となるが、そのためには燃焼現象の基礎的な機構解明が必要である。

燃焼メカニズムを解明するための研究手段として、微小重力環境の利用が有効である。地上の通常重力下で発生する自然対流の抑制により現象が単純化され、理論モデルや数値シミュレーションなどとの比較が容易となるためである。特に、多くの燃焼機器で使用されている噴霧燃焼メカニズムの解明に向けた基礎研究はこれまでも多く行なわれてきた。しかし、これまでの研究は噴霧を構成する単一液滴の燃焼あるいは数個の液滴の準定常的な燃焼を対象としたものが多く、複数液滴間における火炎の伝播を対象とした体系的研究は行われていない。また、実際の噴霧燃焼挙動・特性を数値シミュレーションにより精度良く予測するためには、現在の一般的な噴霧燃焼解析コードで無視されている液滴間の火炎伝播過程をモデル化し、シミュレーションに適切に取り込むことが必要不可欠である。

このような背景を踏まえ、宇宙開発事業団（NASDA）宇宙環境利用研究システムでは、複数の液滴が空間中に規則的に分散した「燃料分散系」における火炎伝播メカニズムの解明と火炎伝播モデル構築を目的とする、「燃料分散系の燃焼ダイナミクス解明研究」が平成12年度より実施された。宇宙3機関統合により新たに発足したJAXA ISS 科学プロジェクト室では、NASDAにおける研究を継承し、これまでの研究成果をさらに発展させるべく「液滴間火炎伝播メカニズム研究」を実施している。

本論文は、ISS 科学プロジェクト室が実施した「液滴間火炎伝播メカニズム研究」に関する平成16年度の研究成果を纏めるものである。NASDAにおける成果を含むこれまでの研究成果を第2章に示し、今年度の研究成果を第3章以降に示す。第3章では、雰囲気温度や液滴間隔による燃え広がり挙動ならびに燃え広がり速度の変化を微小重力実験に基づき明らかにした。第4章では、予蒸発液滴列の燃え広がり実験と数値解析により、液滴の予蒸発が燃え広がりを与える基礎的な影響を明らかにした。第5章では、強制対流中における液滴列の燃え広がりについて数値解析による検討を行い、気液相対速度の影響に関する知見を得た。第6章では、実験結果との定量的な一致を向上させるために数値解析コードに加えた様々な改良について記述すると共に、その結果について示した。第7章では、今年度の研究成果を総括するとともに、今後の課題について示した。

2 これまでの研究成果

2.1. 理論検討

燃料分散系における液滴干渉に関する従来の理論研究は、準定常仮説を適用できる現象に限られ、液滴間の火炎伝播のような過渡現象は十分な研究が行なわれていなかった。本研究では、不規則な液滴配置における火炎伝播モデル構築の第一歩として、液滴を直線状に配置した液滴列の火炎伝播について、液滴の非定常解を活用しつつ理論的考察を行なった（図2-1）。この結果に基づき、複数の特徴的な火炎伝播形態（モード）を識別すると共に、各モードの発現条件を無次元の液滴間隔と雰囲気温度により示した火炎伝播モードマップ（図2-2）を作成した。

図2-2の横軸は無次元化された雰囲気温度、縦軸は無次元化された液滴間隔を示している。液滴間隔が狭く、且つ雰囲気温度が低い場合には、拡大する拡散火炎に未燃液滴が取り込まれた後に液滴の蒸発が活性化し、火炎の更なる拡大に寄与することが予測される。この場合、液滴間の気相は燃料蒸気濃度が非常に高くなるため火炎は液滴間に入り込むことなく液滴列の外側を進行すると考えられる。このような火炎伝播をモード1と定義した。液滴間隔がやや広くなると、液滴間でも十分な酸素の確保が可能となり、火炎が入り込むようになる。火炎は隣接する未燃液滴周囲に形成された可燃混合気層に引火し、燃え広がりが続く。このような火炎伝播をモード2と定義した。更に液滴間隔が広くなると、火炎が隣接する未燃液滴に到達しなくても可燃混合気が自着火することにより飛び火形態で火炎が燃え広がる。このような火炎伝播をモード3と定義した。これら3つのモード

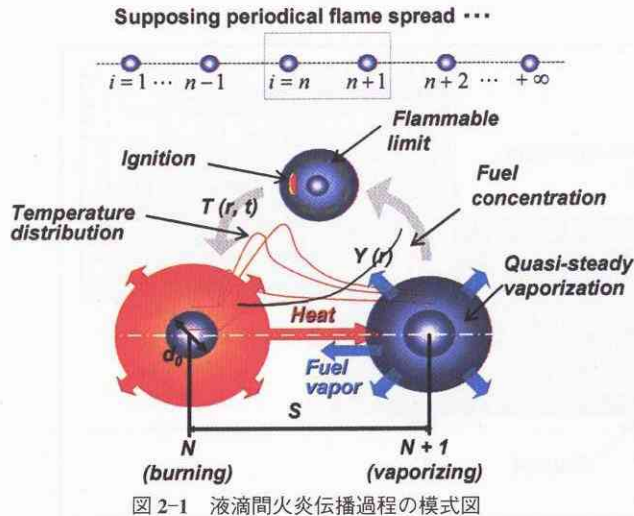


図 2-1 液滴間火炎伝播過程の模式図

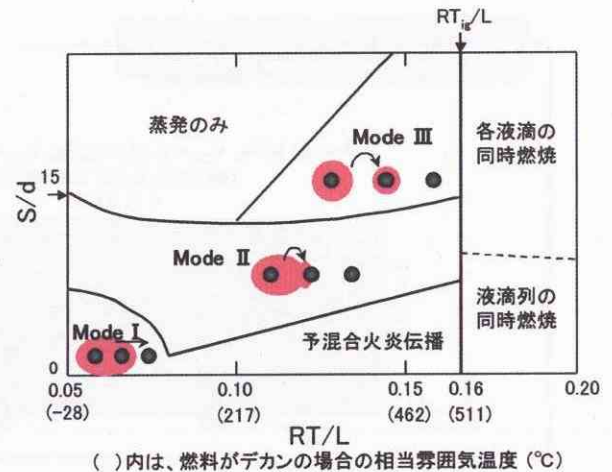


図 2-2 火炎伝播モードマップ (S : 液滴中心間距離, d : 液滴直径, R : 一般ガス定数, T : 雰囲気温度, L : 燃料の蒸発潜熱)

に加え、液滴間隔が狭く且つ雰囲気温度が高い場合には、液滴周囲に形成された可燃混合気が結合し、この中を予混合火炎が伝播することが予測された。

火炎伝播モードマップは、詳細な化学反応等を見捨てて作成されたものである。そこで、これを数値シミュレーションおよび微小重力実験の条件を決める指針として活用し、以降の研究を進めた。

2.2. 数値シミュレーション

本研究では、気相中に配置された任意数の液滴から構成される液滴列について、火炎伝播過程の非定常解析を行なうための液滴列火炎伝播解析コードを構築した。数値解析では、液滴列の一端の液滴を局所発熱体により加熱・着火させ、未燃液滴への火炎伝播過程を解析する。自然対流を見捨てできる微小重力場での現象を想定し、複数の球形液滴およびその近傍の気相には球座標系、その他の気相には2次元軸対称円筒座標系を使用した。また、蒸発に伴い液滴は球形を保ちながら縮小するものとし、球座標系内部では時間ステップ毎に液滴表面位置を計算している。各種の保存式に基づき、気相の流れ場、温度場、化学種濃度場ならびに液滴内部の温度場の非定常計算を行う。化学種は、燃料として n -デカン ($\text{C}_{10}\text{H}_{22}$)、酸素、窒素、二酸化炭素、水蒸気の5種類を考慮した。化学反応モデルには総括一段不可逆反応を使用し、物性値の温度・組成依存性を考慮した。計算の単純化のため、輻射は見捨てた。数値解析における計算格子例および境界条件を図 2-3 に示す。

代表的な計算結果を図 2-4 (a)~(c) に示す。解析対象は、初期温度 $T=573\text{K}$ の静止空气中に置かれた初期直径 $d=1\text{mm}$ 、温度 300K の n -デカン液滴列である。液滴列の左端の液滴近傍に設置した発熱体により第1液滴に着火させ、第2液滴以降への火炎伝播挙動を調べた。図中の t は火炎先端が第1液滴中心上を通過してからの時間、黒線は化学反応速度の等値線を示している。また、白線は当量比 Φ の等値線を示しており、デカン-空気混合気の下可燃限界にほぼ等しい $\Phi=0.5$ から 2.0 まで 0.5 ステップ毎に引いてある。なお図 4 (a)~(c) の結果は、モード1, 2, 3の火炎伝播挙動にそれぞれ対応したものである。これまで、本解析コードを用い、液滴間隔および雰囲気温度 T を変化させた解析を実施し、次に述べる微小重力実験結果との比較を行ってきた。

2.3. 微小重力実験

数値シミュレーション結果の検証等を目的とし、岐阜県土岐市にある日本無重量総合研究所 (MGLAB) の4.5s落下塔を使用する微小重力実験を実施してきた。落下実験装置の外観を図 2-5 に示す。実験装置は、液滴列生成機構、液滴列移動機構、燃焼容器、観察機器、制御機器等で構成される。

実験においては、直径約 $14\mu\text{m}$ の極細 SiC ファイバの交点上に n -デカン液滴を生成・支持している。液滴列生成機構を図 2-6 に模式的に示す。液滴列の生成・支持・移動の手順は以下の通りである。まず最初に、ステッ

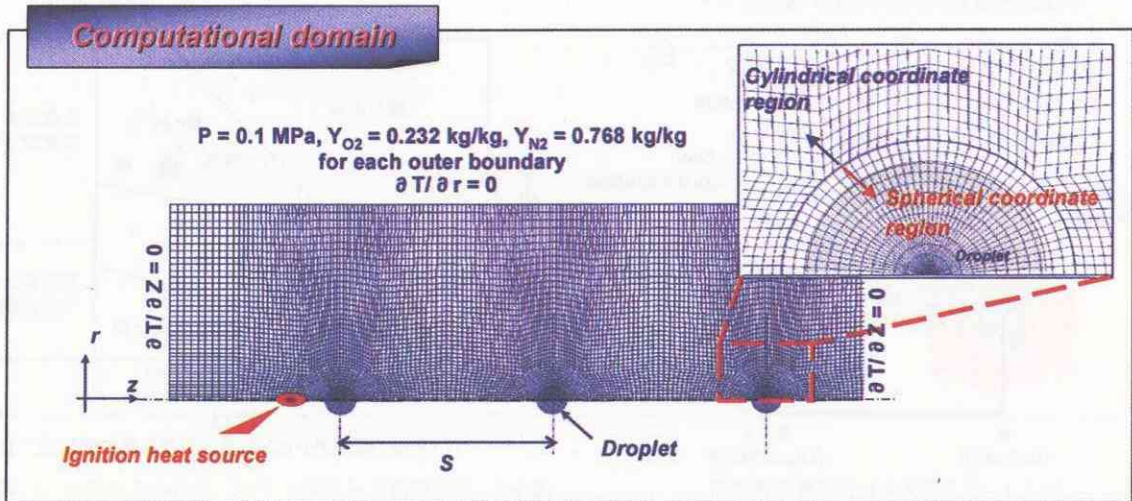


図 2-3 数値解析における計算格子例および境界条件

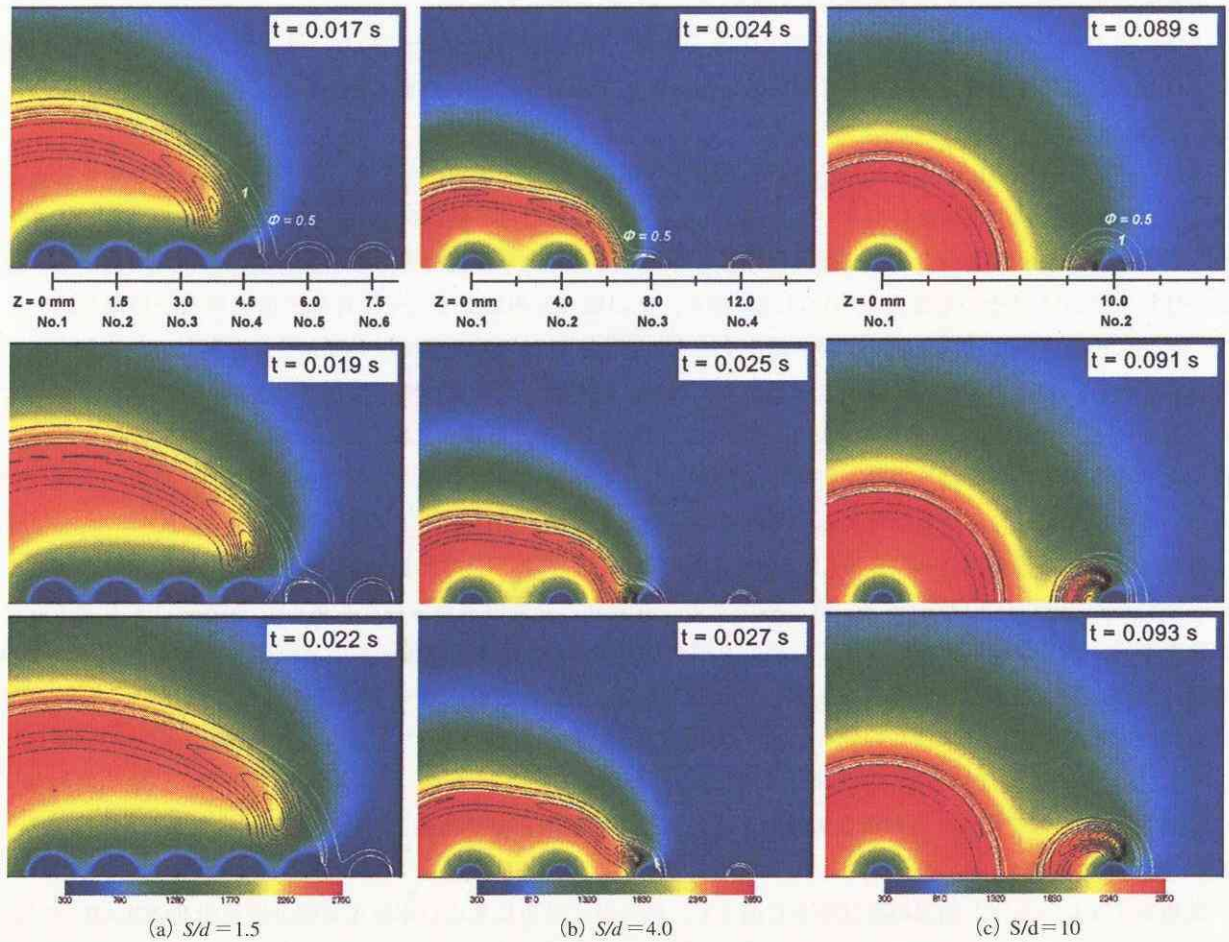


図 2-4 火炎伝播挙動の液滴間隔による形態比較
(温度分布：カラー分布，反応速度等値線：黒線，当量比等値線：白線)

ピングモータ1で駆動される燃料生成用ステージが液滴列支持部のSiCファイバ交点に近づく。燃料生成用ステージ上には直径 $40\mu\text{m}$ 程度の極細ガラス管が液滴間隔 S で接続された燃料溜り部がある。次に、ステッピングモータ2で駆動される燃料吐出ステージの移動によりシリンジ内の燃料が押し出される。シリンジと燃料溜り部はテフロンチューブで繋がれており、吐出ステージの移動量に応じた量の燃料がガラス管の先端から染み出す。先端から出た燃料は表面張力によりSiCファイバの交点に付着する。最後に、燃料生成用ステージが後退し、液滴列の生成・支持が完了する。この後、モータ駆動の液滴列移動機構により液滴列支持部を燃焼容器の中に挿入する。燃焼容器は電熱線ヒータと開閉用シャッタを有し、内部空気は予め所定の温度まで加熱されている。燃焼容器内に挿入された液滴列は、電熱線により一端の液滴に着火させ、火炎の燃え広がり過程を観察する。燃焼現象の観察は、CCDカメラによる通常観察のほか、高速度ビデオカメラ等を用いたOHラジカルの観察も行なった。

微小重力実験における火炎画像の例を図2-7(a)~(c)に示す。図2-7(a)~(c)の結果は、モード1, 2, 3の火炎伝播挙動にそれぞれ対応したものである。火炎燃え広がり挙動は、数値シミュレーションと微小重力実験で良く一致する結果が得られている。

平成16年度の研究活動は、昨年度までに得られたこれらの成果を踏まえ実施された。次章から、平成16年度の研究成果を報告する。



図2-5 落下実験装置外観

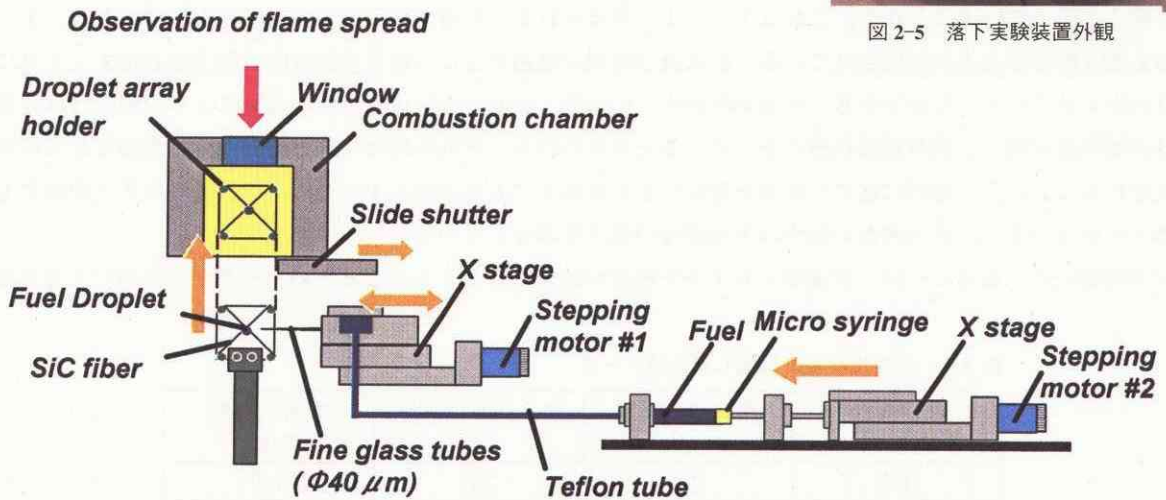


図2-6 液滴列生成・支持・移動機構の模式図

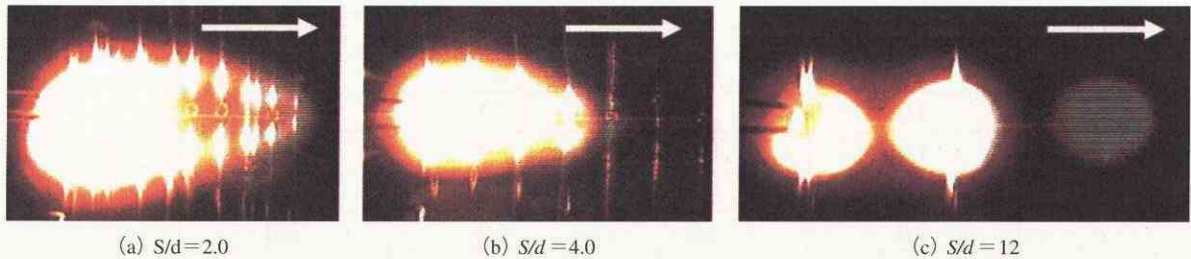


図2-7 微小重力実験における伝播火炎画像($d=1\text{mm}$, $T=600\text{K}$)

3 雰囲気温度が火炎伝播に与える影響

3.1. 検討の目的および概要

これまでの落下塔実験では、主に室温雰囲気($T=300\text{K}$)と $T=600\text{K}$ において液滴列の火炎伝播観察を行なった。2種類の異なる雰囲気温度における実験データの比較により、雰囲気温度が火炎伝播に与える基本的影響については明らかとなったものの、詳細についてはより広範かつ多くの雰囲気温度での実験データを取得する必要がある。また、火炎伝播モードマップにおける各モード境界を実験結果と比較するためにも、実験データの空白域を埋める形でデータ取得を行なう必要がある。そこで、16年度は $T=450\text{K}$ と 750K における火炎伝播実験を複数の S/d について行ない、雰囲気温度が液滴列の火炎伝播に与える影響について詳細に検討すると共に、理論検討に基づく火炎伝播モードマップと実験結果におけるモード境界の比較検討を行なった。

平成16年度に新たに取得した実験データを表3-1に示す。

3.2. 燃え広がり挙動

$T=450\text{K}$ および 750K において異なる火炎伝播モードに対応する実験画像を、図3-1～3-3および図3-4～3-6にそれぞれ示す。これらは、30コマ/秒のDVカメラにより撮影されたものであり、右端の第一液滴に着火した時刻を $t=0\text{s}$ としている。なお、図3-3は平成15年度以前に取得されたデータであるが、 450K において最も液滴間隔が大きい場合のデータであるため、ここで使用する。

図3-1は、 $T=450\text{K}$ において最も液滴間隔が小さい $S=2$ の結果である。この場合、複数の液滴を取り囲む拡散火炎(群燃焼火炎)が未燃液滴に燃え広がっている。火炎の先端は液滴間に入り込むことなく、液滴列の外側を燃え広がっていることから、これはモード1と考えられる。左端の液滴まで火炎が燃え広がった後、全ての液滴を取り囲む群火炎が形成されている。群火炎は時間が経過するにつれて半径方向の大きさを増すとともに輝度を減少させていることが分かる。液滴間隔が小さい場合、液滴から気化した燃料蒸気により液滴近傍は非常に燃料蒸気濃度が高く、燃料過濃状態となっていると考えられる。拡散火炎は燃料と酸素が化学量論となる位置に形成されることから、燃料に応じた酸素を確保できる位置まで火炎が拡大するため、群火炎の大きさが増すものと考えられる。また、火炎輝度の減少は火炎温度の低下を示唆している。

液滴間隔が広くなるにつれ、液滴間でも十分な酸素が確保できるようになるため、火炎が液滴間に入り込むよ

表 3-1 平成16年度に取得した実験データ

液滴直径 d (mm)	液滴中心間隔 S (mm)	無次元液滴間隔 S/d	雰囲気温度 T (K)
1.0	2.0	2.0	450
1.0	4.0	4.0	450
1.0	6.0	6.0	450
1.0	8.0	8.0	450
1.0	10	10	450
1.0	12	12	450
1.0	2.0	2.0	750
1.0	4.0	4.0	750
1.0	6.0	6.0	750
1.0	8.0	8.0	750
1.0	12	12	750
0.86	12	14	750
0.75	12	16	750

うになる。図3-2の(a)~(e)は、第4, 5, 6, 7, 9液滴が着火した直後の画像にそれぞれ対応する。輝炎先端の直前で液滴が着火していることから、これはモード2の伝播と考えられる。左端の液滴まで火炎が燃え広がった後は図3-1の場合と同じく、全ての液滴を取り囲む群火炎が形成されている。

図3-3のように液滴間隔がさらに大きい場合、モード3の完全な飛び火形態で火炎が燃え広がるようになる。

以上に示したように、 $T=450\text{K}$ では液滴間隔の増加に伴い、モード1, モード2, モード3の順に火炎伝播モードが変化することが分かった。

次に、 $T=750\text{K}$ での実験結果について説明する。図3-4に示した $S=2$ の場合、火炎の燃え広がり速度は非常に速い。(a)~(c)は連続する3コマの画像であり、僅か0.1s以内に液滴列の燃え広がりが完了している。火炎は液滴列の外側を連続的に進行し、その後には群燃焼火炎が形成される。同時に撮影した高速度ビデオカメラの映像によれば、燃え広がる輝炎の前方に、液滴列に沿って青炎が伸びている様子が確認された。これは、液滴周囲に形成された可燃混合気層に沿って予混合火炎が伝播しているものであり、本条件では予混合火炎伝播モードが発現しているものと考えられる。そのため、火炎の燃え広がり速度も非常に速くなったと考えられる。

図3-5に示した $S=8$ の場合には、 $T=450\text{K}$ の場合と同じくモード2の伝播が起きていることが確認できる。また、図3-6に示した $S=14$ の場合にも、 $T=450\text{K}$ の場合と同じくモード3の伝播が起きている。

以上に示したように、 $T=750\text{K}$ では液滴間隔の増加に伴い、予混合火炎伝播、モード2, モード3の順に火炎伝播モードが変化することが分かった。

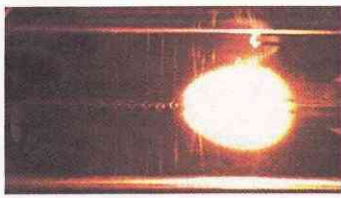
3.3. 火炎伝播モードマップとの比較

昨年度までの実験データと合わせ、微小重力実験により得られた燃え広がりモードマップを図3-7に示す。なお図中の破線は、各モード境界を識別しやすくするために便宜上引いたものである。図2-2に示した理論検討に基づく火炎伝播モードマップと比較すると、各モードが発現する領域はほぼ一致していると言えるが、モード境界については多少の違いが認められる。特に、モード3の発現領域が理論検討に基づく結果よりもかなり広いことが分かる。理論検討に基づく火炎伝播モードマップでは、モード3の発現は一定の雰囲気温度以上でのみ予測されていたが、実験では室温においても観察されている。また、モード2と3の境界についても理論検討結果よりも小さい S/d にある。さらに、火炎の伝播限界となる液滴間隔は、雰囲気温度の増加とともに広がる傾向が見られる。一方、モード1および予混合火炎伝播が起こる領域は、理論検討結果よりも実験結果のほうが狭いことが示唆される。実験におけるこれらモード境界の確定には、さらに細かい温度設定あるいは液滴間隔での実験が必要である。

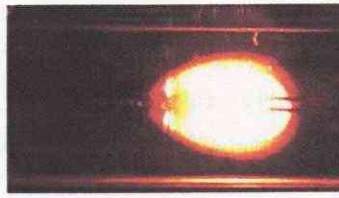
3.4. 火炎燃え広がり速度

実験により得られた火炎燃え広がり速度の変化を図3-8に示す。横軸は無次元液滴間隔 S/d 、縦軸は正規化した燃え広がり速度である。図には、昨年度までに取得されていた $T=300\text{K}$ および 600K での実験データも合わせて示してある。なお、 $T=750\text{K}$ での燃え広がり速度はその他の温度における値と比べて大きいため、結果を見やすくするため縦軸は右側のスケールに対応させてある。

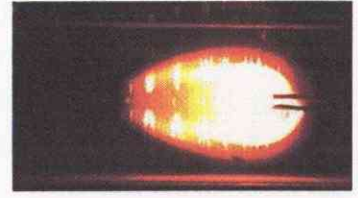
$T=600\text{K}$ 以下では、燃え広がり速度がある S/d において最大値をとり、それより S/d が小さくなくても大きくなっても燃え広がり速度は小さくなることが分かる。また、 $T=300\text{K}$ から 600K まで 150K 毎の雰囲気温度の増加による燃え広がり速度の増加は、ほぼ均等である。これに対し、 $T=750\text{K}$ においては燃え広がり速度が急激に大きくなっている。特に、液滴間隔が小さい場合には燃え広がり速度の増加が顕著であり、 $T=600\text{K}$ の10倍程度の値となっている。これは、 $T=750\text{K}$ で液滴間隔が小さい場合には予混合火炎の伝播が起こっているためと考えられる。炭化水素燃料予混合気における層流火炎伝播速度は、一般的に室温で 400mm/s 程度であるが、それに比べても燃え広がり速度はかなり大きい値である。これは、予混合気の温度が室温よりも高いことが影響していると考えられる。なお、液滴列周囲に形成された予混合気中の化学量論位置に沿って予混合火炎は伝播す



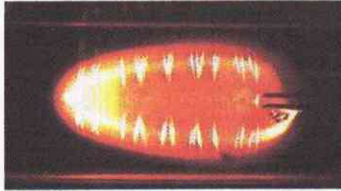
(a) $t=0.1s$



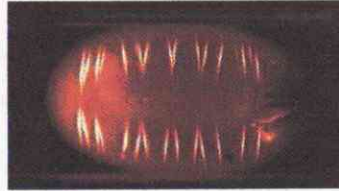
(b) $t=0.2s$



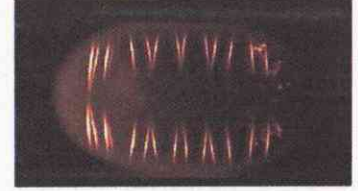
(c) $t=0.3s$



(d) $t=0.5s$

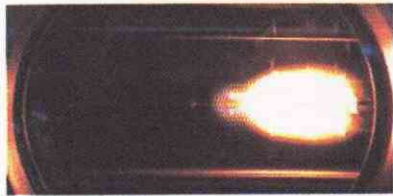


(e) $t=1.0s$

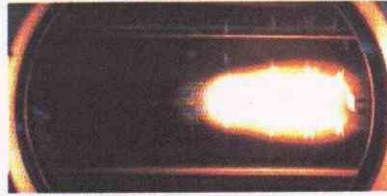


(f) $t=1.5s$

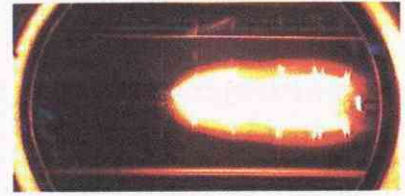
☒ 3-1 $d=1.0mm, S=2.0mm, S/d=2, T=450K$



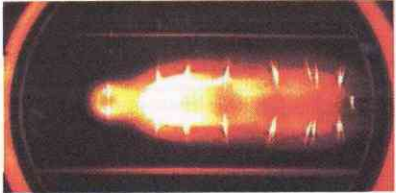
(a) $t=0.33s$



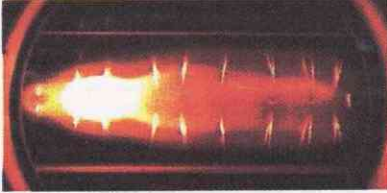
(b) $t=0.4s$



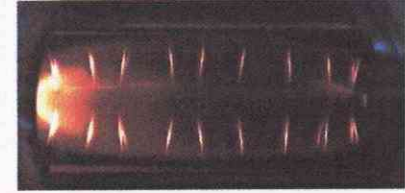
(c) $t=0.47s$



(d) $t=0.63s$



(e) $t=0.8s$

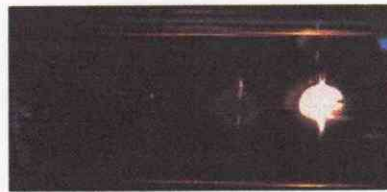


(f) $t=1.0s$

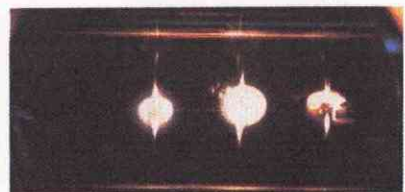
☒ 3-2 $d=1.0mm, S=6.0mm, S/d=6, T=450K$



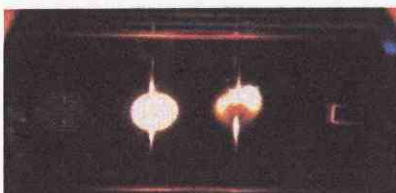
(a) $t=0.27s$



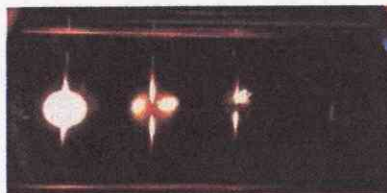
(b) $t=0.67s$



(c) $t=1.07s$



(d) $t=1.43s$



(e) $t=1.83s$



(f) $t=2.23s$

☒ 3-3 $d=0.86mm, S=12mm, S/d=14, T=450K$

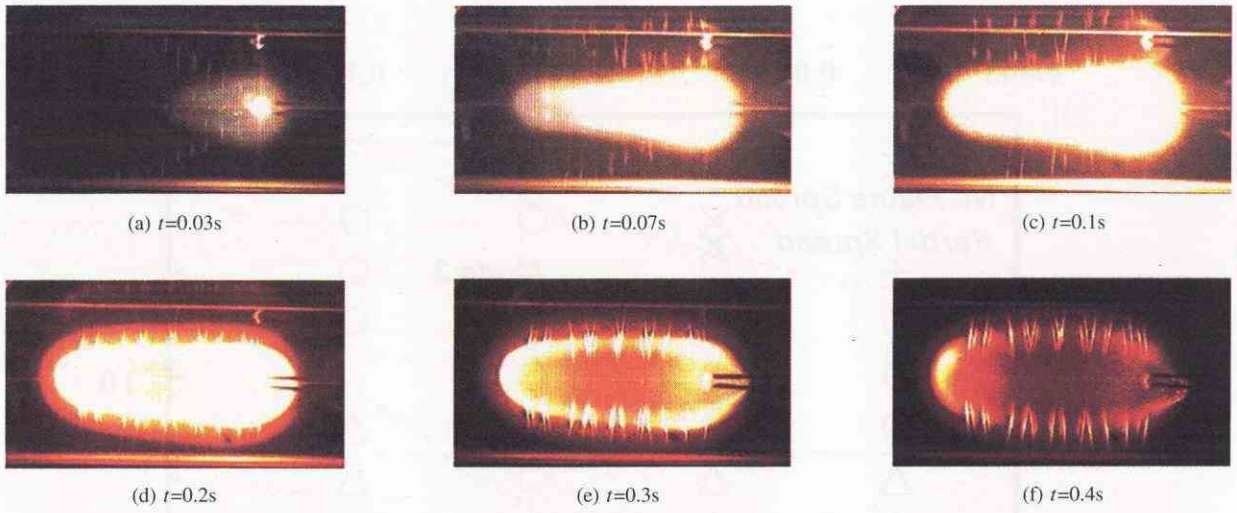


图 3-4 $d=1.0\text{mm}$, $S=2.0\text{mm}$, $S/d=2$, $T=750\text{K}$

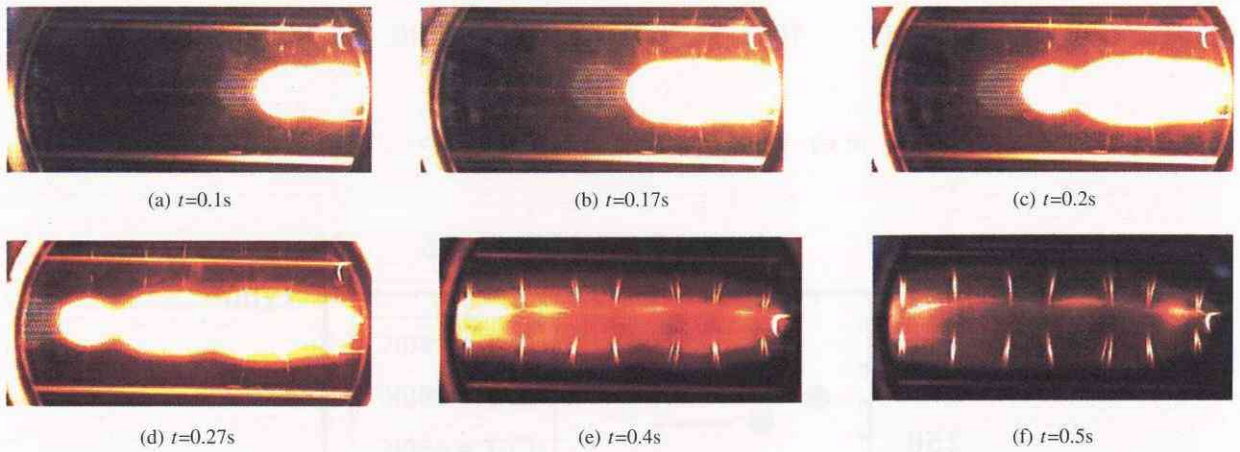


图 3-5 $d=1.0\text{mm}$, $S=8.0\text{mm}$, $S/d=8$, $T=750\text{K}$

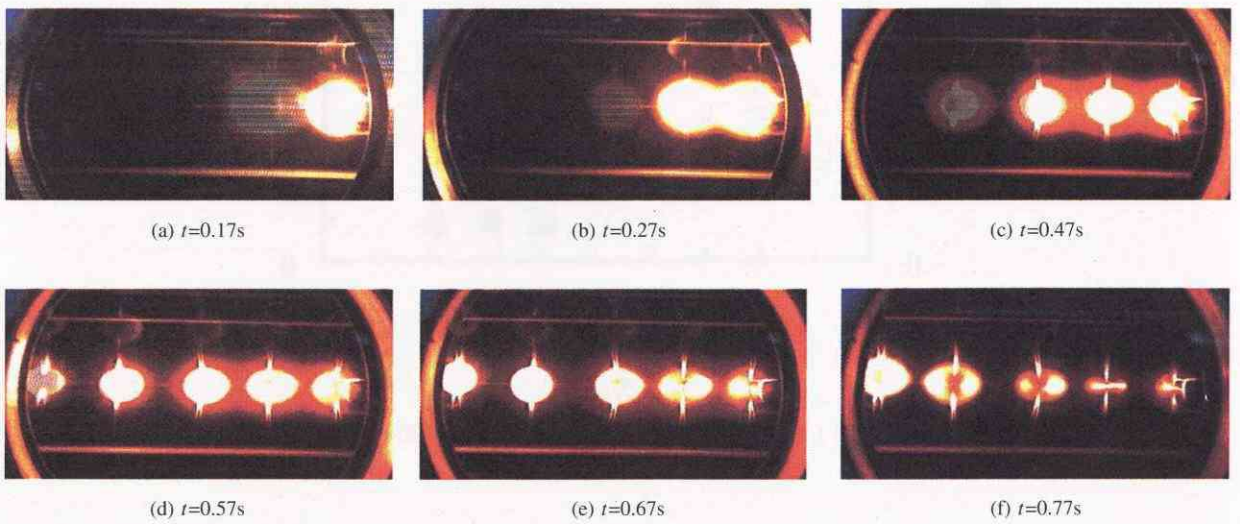


图 3-6 $d=0.86\text{mm}$, $S=12\text{mm}$, $S/d=14$, $T=750\text{K}$

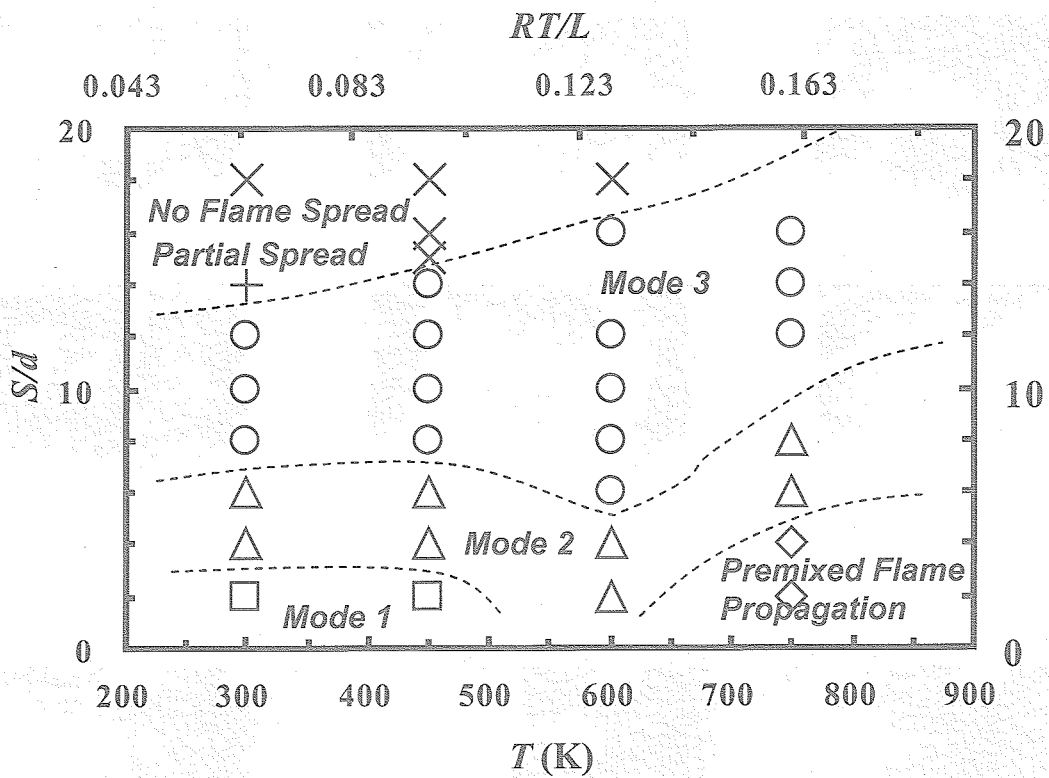


図 3-7 微小重力実験における火炎伝播モードマップ

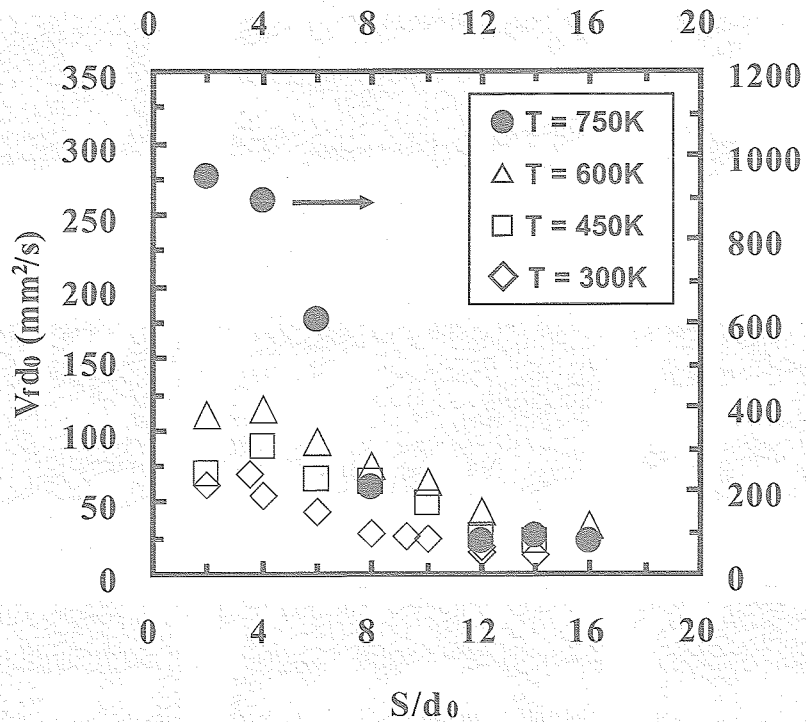


図 3-8 微小重力実験における火炎燃え広がり速度

るため、厳密には火炎は曲線経路をたどることになる。現在、燃え広がり速度は液滴列中心軸方向に沿った火炎先端位置の進行速度を基に算出しているため、今後さらに詳細に解析する必要がある。

また $T=750\text{K}$ においては燃え広がり速度は液滴間隔と共に単調に減少する傾向が見られ、 $T=600\text{K}$ 以下の傾向と異なる可能性がある。詳細については追実験による検証が必要ではあるが、液滴間隔が非常に小さい場合の火炎伝播モードが $T=600\text{K}$ 以下と 750K では異なっていることに関係すると考えられる。 $T=600\text{K}$ 以下の雰囲気温度で見られる、液滴間隔の減少に伴う燃え広がり速度の減少領域は、モード1の伝播である。それに対し、 $T=750\text{K}$ では予混合火炎伝播の発現領域に対応している。今後、この点についても詳細な解析を行なってゆく。

4 液滴の予蒸発が火炎伝播に与える影響

4.1. 検討の目的および概要

これまでの数値シミュレーションおよび落下塔実験では、液滴間の基本的な火炎伝播メカニズムを把握するために、火炎の燃え広がり先に先立つ液滴の蒸発（予蒸発）がほとんど進んでいない状態を対象としていた。しかし、実際の噴霧燃焼機器においては噴霧液滴直径が数十～数百 μm と微細なことから、高温雰囲気による液滴の加熱およびそれに伴う液滴の予蒸発が燃焼以前にかなり進行している。この場合、各液滴の予蒸発により周囲に形成された不均質な燃料蒸気層の中を火炎が伝播することになる。実際の現象において、微細液滴の加熱・予蒸発・燃料蒸気の拡散・燃焼を通した時間スケールは非常に短く、また、観察する際の空間スケールも極めて小さい。そのため、実際の微細液滴を用いた実験により火炎伝播メカニズムを解明することは極めて困難である。これに対し、直径 1mm 程度の大きな液滴を数秒程度の時間をかけて蒸発させることにより、微細液滴が短時間に受ける現象を模擬することができ、観察可能な時間・空間スケールまで現象を拡大することが可能となる。

微細液滴では、高温雰囲気による加熱により液滴内部温度は速やかに沸点近くまで上昇し、液滴内部温度も短時間でほぼ一様になると考えられる。この場合、高温雰囲気から液滴表面への伝熱量のほとんどは燃料の蒸発潜熱に使用される。これに対し、大きな液滴を用いた場合には液滴の初期非定常加熱に時間を要するため、微細液滴の準定常的な蒸発状態を実現するにはかなりの長時間が必要となる。我々が実施した数値解析によれば、雰囲気温度 $T=500\text{K}$ の空气中に置かれた直径 1.5mm のデカン液滴（初期温度 300K ）が準定常的な蒸発状態にまで移行するためには、約 15s の待ち時間が必要である。このように、微細液滴と完全に同一の予蒸発状態で微小重力実験を行うためには、液滴の生成等に要する時間も含め少なくとも 1 分程度の時間が必要と考えられ、小型ロケットなど比較的長時間の微小重力実験手段が必要となる。

そこで、まずは落下塔実験で実現可能な範囲で予蒸発が火炎伝播に与える基礎的な影響を明らかにするため、予蒸発を伴う液滴列の火炎燃え広がり実験および数値シミュレーションを行った。落下塔実験で可能な液滴の予蒸発時間は最大でも約 2s であり、液滴の初期非定常加熱期間中における予蒸発・火炎伝播現象を観察することになる。

4.2. 数値シミュレーション

最初に、実施した数値シミュレーション方法について説明する。この計算では、第2章で述べた液滴列火炎伝播解析コードを使用した。計算領域は、予蒸発を伴わない場合と同一である。計算では、液滴列をある高温雰囲気（温度 T ）に投入後、液滴列の一端に着火用熱源を設定するまでの時間（ t_w ）を変えることにより、着火に先立つ液滴予蒸発の進行程度を変化させた。図4-1 (a)および(b)は、直径 $d=1\text{mm}$ 、初期温度 333K の2個のデカン液滴（液滴間隔 $S=12\text{mm}$ ）を $T=600\text{K}$ の高温空气中に投入してからそれぞれ 1.1s 、 1.7s 経過した時の液滴周囲の燃料蒸気濃度分布を、当量比 $\Phi=0.5$ および 1.0 となる位置で示している。それぞれの図において、左側液滴の隣には着火用加熱源が設定されている。

図4-1 (a)では、デカン蒸気-空気混合気の下可燃限界にほぼ等しい $\Phi=0.5$ は2液滴で互いに独立しているこ

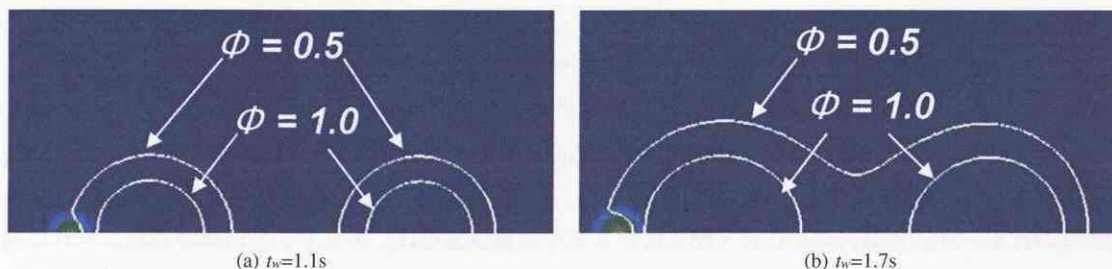


図 4-1 異なる着火待ち時間 (t_w) における燃料蒸気層の形成状態の比較

表 4-1 数値解析条件一覧

Case	液滴初期温度 T_{di} (K)	液滴間隔 S (mm)	雰囲気温度 T (K)	着火待ち時間 t_w (s)	着火時における液滴周囲での 燃料蒸気層形成状態
1	300	12	600	0	$\Phi=0.5$ が独立
2	300	12	600	0.5	$\Phi=0.5$ が独立
3	300	12	600	1.0	$\Phi=0.5$ が独立
4	333	12	600	1.1	$\Phi=0.5$ が独立
5	333	12	600	1.7	$\Phi=0.5$ が結合
6	333	12	600	2.5	$\Phi=1.0$ が結合
7	300	12	500	0	$\Phi=0.5$ が独立
8	300	12	500	0.5	$\Phi=0.5$ が独立
9	300	12	500	1.0	$\Phi=0.5$ が独立

とが分かる。一方、(a)より0.6s時間が経過した(b)では、蒸発の進行により液滴周囲の燃料蒸気層が拡大・発達し、2つの液滴を取り囲む形で $\Phi=0.5$ の燃料蒸気が分布している。このように、高温雰囲気中に液滴列が投入されてからの時間に応じて液滴蒸発の程度が変化することを利用し、複数の予蒸発状態における液滴列の燃え広がり解析を実施した。実施した数値解析条件の一覧を表4-1に示す。なお、初期液滴直径は全ての条件で $d=1\text{ mm}$ とした。

最初に、Case 1～3の結果について示す。着火用加熱源設定時における燃料蒸気層の形成状態を図4-2(a)～(c)に示す。なお以降の同様の図においては、当量比等値線を $\Phi=0.5$ から2.0まで0.5ステップで示してある。これより、この3条件では(a)、(b)、(c)の順に液滴周囲の燃料蒸気層が発達しているものの、 $\Phi=0.5$ は各液滴周囲で独立した状態であることが分かる。それぞれの条件における燃え広がり挙動を図4-3(a)～(c)に示す。全てモード3の伝播形態であるが、右側の液滴周囲を燃え広がる火炎の形状には(a)と(b)、(c)で違いが認められる。予蒸発の無い(a)では、液滴の周囲に形成された可燃混合気層に沿って通常の火炎伝播が起こっているのに対し、(b)および(c)では燃え広がる火炎の先端に角状の突出部が認められる。また(c)の3コマ目では、右側の液滴周囲に形成された球形火炎のさらに前方を進む火炎がある。

液滴間の火炎伝播においては、液滴が非対称的な加熱を受けるため、球対称な拡散火炎が液滴周りに瞬時に形成されるのではなく、最初に液滴周囲の可燃予混合気中を着火位置から予混合火炎が伝播し、その背後の液滴周囲にほぼ球対称な拡散火炎が形成される。(b)や(c)のように液滴周囲の可燃混合気層が厚い場合、予混合火炎は可燃範囲に渡り円弧状に存在しつつ伝播し、その背後のほぼ化学量論位置に拡散火炎面が形成されるため、このような特徴的な火炎伝播挙動が観察されるものと考えられる。また、液滴周囲に球形の拡散火炎が形成された後も、前方に可燃混合気層がある場合には予混合火炎の伝播が持続しているものと考えられる。

ここで観察された特徴的な形状の火炎伝播は、液滴周囲の可燃混合気層の発達に伴い顕著になると予測されたことから、予蒸発がさらに進んだ状態での同様の計算 (Case 4～6) を次に行った。図4-4は、Case 6での着

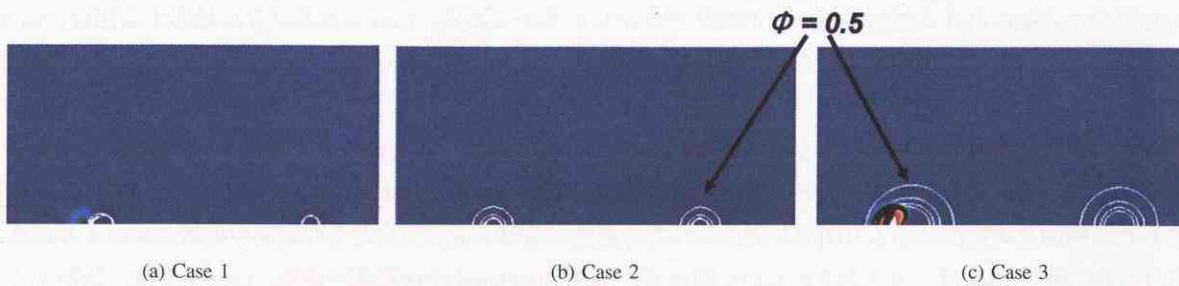


図 4-2 着火用加熱源設定時における燃料蒸気層の形成状態

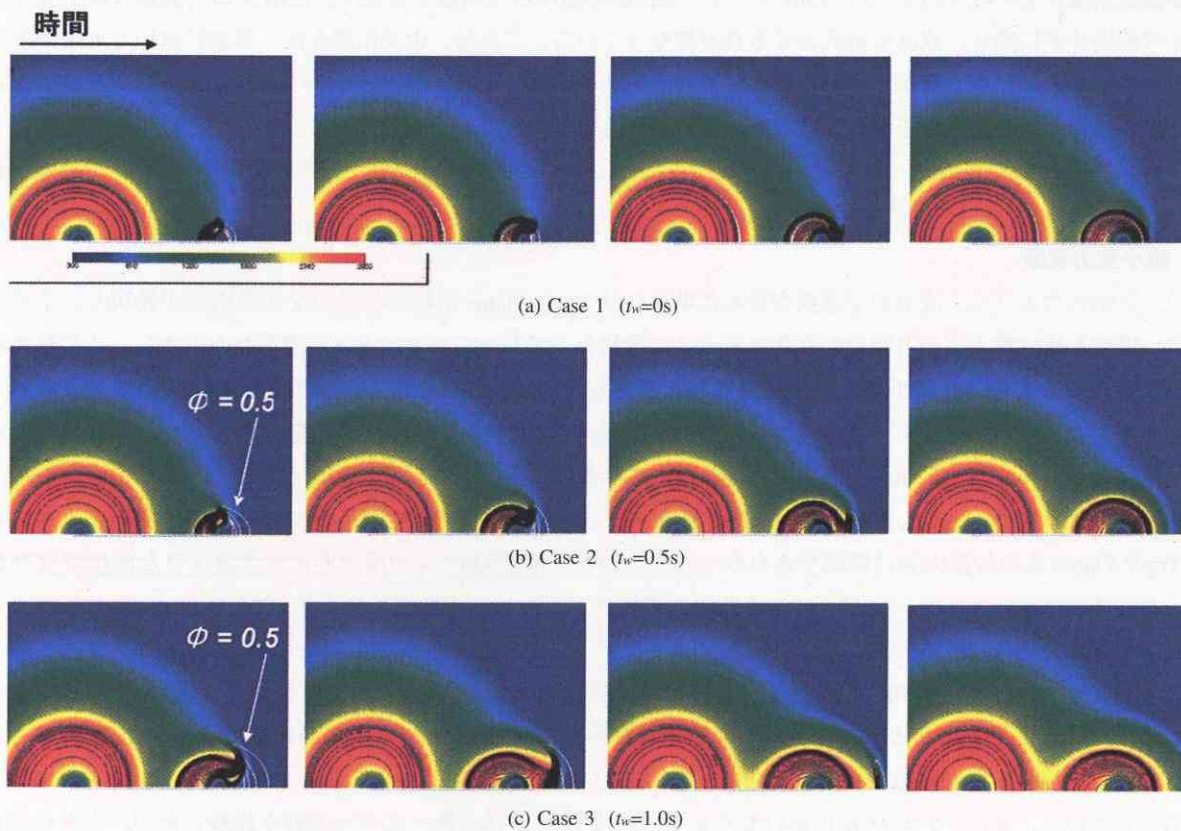


図 4-3 火炎の燃え広がり挙動比較

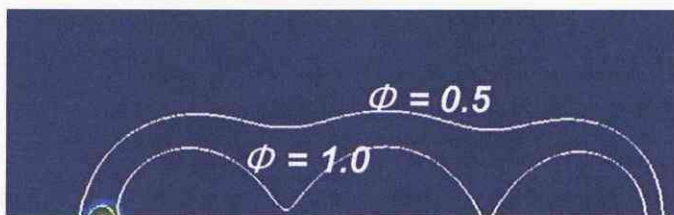


図 4-4 Case 6 における初期の燃料蒸気層

火用加熱源設定時における燃料蒸気層の形成状態を示したものである。Case 4 および 5 に対応する図は、図 4-1 に既に示してあるので省略する。なお、Case 4～6 では、液滴の蒸発を促進させるために液滴初期温度を 333 K とした。

Case 4～6 では液滴の予蒸発がかなり進み、Case 5 では $\Phi=0.5$ が、また Case 6 では $\Phi=1.0$ が結合していることが分かる。これらに対応する火炎燃え広がり挙動を図 4-5～4-7 に示す。これらの条件においては、先に観察された特徴的な火炎形状がより明確に識別される。過濃・希薄予混合火炎とその背後の拡散火炎により形成される T 字型の火炎形状は、ガス火炎において観察される Triple Flame に良く似ている。Case 4 では、伝播する予混合火炎は反応が次第に弱くなり、やがて消失している。また、次の液滴の周囲を伝播する火炎にも Triple Flame 的な構造が現れている。図 4-6 の Case 5 でも火炎伝播挙動はほぼ同様であるが、伝播する予混合火炎が次の液滴まで消失せずに残り、液滴を着火させる点が異なっている。これは、火炎伝播が起こる前において可燃予混合気層が途切れることなく繋がっていたことによると考えられる。また、図 4-7 の Case 6 では、第 2 液滴に火炎が到達した時点においても予混合火炎と拡散火炎が分離することなく結合している。

一方、 $T=500\text{K}$ の Case 7～9 では、数値シミュレーションにおける燃え広がり挙動に明確な差異が認められなかった。

4.3. 微小重力実験

以上に示したように、液滴の予蒸発が進んだ場合には Triple Flame 形状の特徴的な伝播火炎が発現し、予蒸発が無い場合と比べ燃え広がり挙動が変化することが数値シミュレーションにより示唆された。次に、この結果を検証するために MGLAB 落下塔で微小重力実験を実施した。先に述べた落下実験装置を用い、デカン液滴列を燃焼チャンバ内の高温空気に挿入してから着火用電熱線に通電するまでの時間 t_w を変化させた。実験は、液滴初期直径 $d=1\text{mm}$ 、 $S=12\text{mm}$ の条件で実施した。これまでの落下実験では $t_w=0.1\text{s}$ であったのに対し、最大 1.7 s まで t_w を変化させ、燃え広がり挙動の観察を行なった。毎秒 30 コマの DV カメラでは、時間分解能の不足により Triple Flame 状の伝播火炎は確認できなかった。しかし、毎秒 500 コマの高速度ビデオカメラと画像輝度増幅を行なうイメージ・インテンシファイアを用いた OH ラジカルの高速度撮影により、Triple Flame 状の伝播火炎が確認できた。

図 4-8 (a), (b) に $T=600\text{K}$ で $t_w=0.1\text{s}$, 1.7s の場合にそれぞれ撮影された OH ラジカルの時系列画像を示す。(a) では Triple Flame 状火炎はほとんど確認できないのに対し、(b) では明確に確認できる。また (b) の 5 コマ目では、予混合火炎が拡散火炎と分離して前方に進んでいるのが確認できる。この予混合火炎は、6 コマ目では消炎している。また、 $T=500\text{K}$ においても $t_w=0.1\text{s}$, 1.7s における燃え広がり挙動を比較したが、大きな変化は確認されなかった。このように、予蒸発を伴う液滴列の火炎燃え広がり挙動は数値シミュレーションと実験結果で良く一致することが確認できた。

次に、数値シミュレーションと微小重力実験における火炎燃え広がり速度を比較する。図 4-9 は、 $T=500\text{K}$ および 600K において着火待ち時間 t_w に対する燃え広がり速度の変化を、数値シミュレーションと微小重力実験結果の両方について示したものである。 $T=600\text{K}$ における数値シミュレーションでは、 t_w の増加と共に燃え広がり速度が急激に大きくなる結果が得られていたが、実験においても同様の結果が得られた。また、 $T=500\text{K}$ では t_w の増加に伴う燃え広がり速度の増加は小さいことが数値シミュレーションで予測されていたが、この傾向についても実験により確認された。

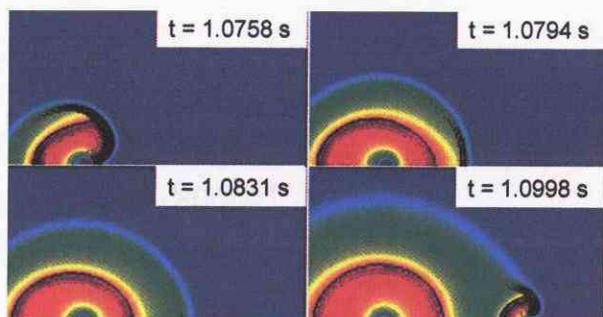


図 4-5 火炎の燃え広がり挙動 (Case 4)

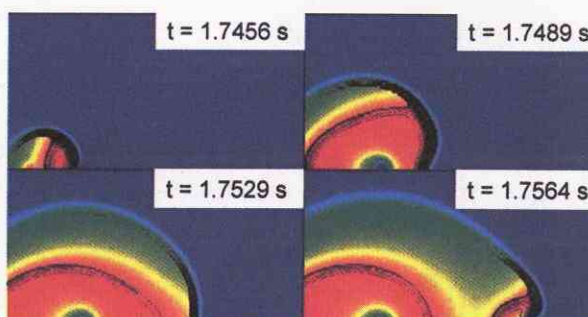


図 4-6 火炎の燃え広がり挙動 (Case 5)

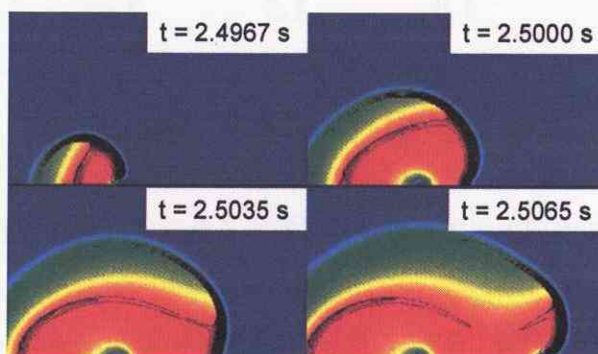
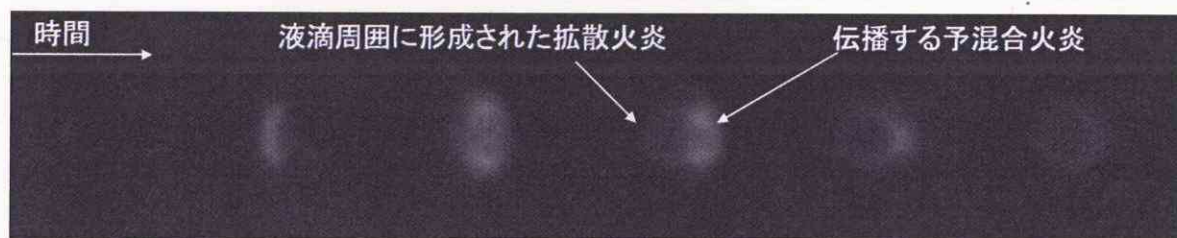


図 4-7 火炎の燃え広がり挙動 (Case 6)



(a) $t_w=0.1s$



(b) $t_w=1.7s$

図 4-7 図 4-8 OH ラジカル発光の時系列画像 ($T=600K$)

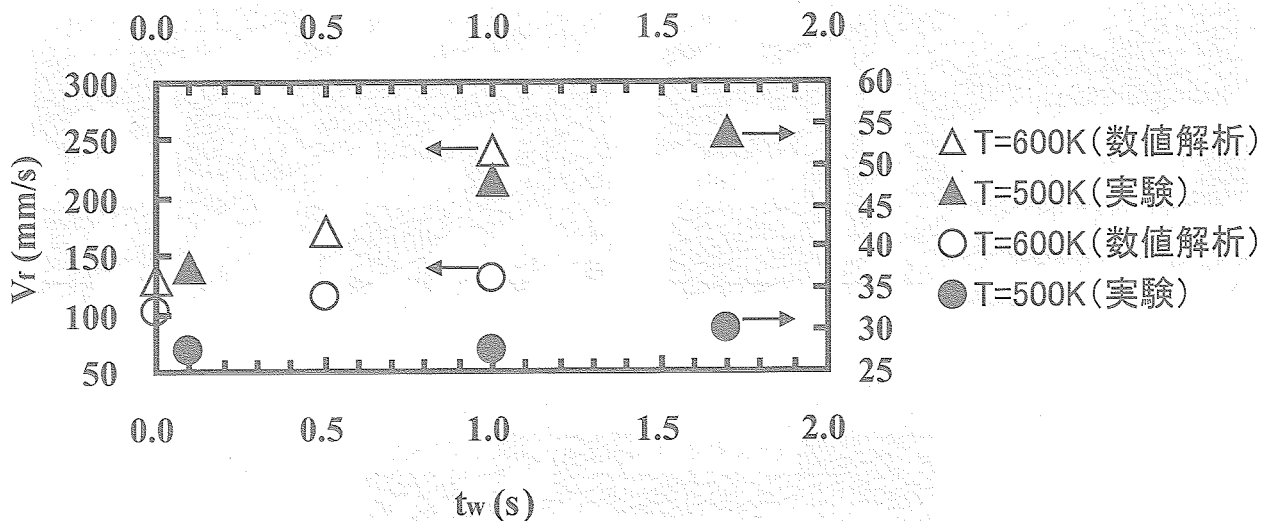


図4-9 火炎燃え広がり速度の着火待ち時間による変化

5 液滴列火炎燃え広がりに対する気液相対速度の影響

5.1. 目的

これまで、本研究では微小重力環境を利用し、自然対流を排除した静止場の燃え広がり現象を取り扱ってきた。しかし、実際の噴霧燃焼過程において、噴霧液滴は周囲噴霧気流の影響を受けている。噴霧液滴は非常に小さいため、周囲噴霧気流に追従し、微小な気液相対速度、及び乱流変動の影響を受けていると考えられる。液滴群の火炎燃え広がりについては、気液相対速度を考慮した研究はほとんど行なわれていない。本研究では、実際の噴霧燃焼過程を考慮し、液滴列火炎燃え広がりに対する気液相対速度の影響について説明（モデル化）することを目指している。本年度は、数値シミュレーションを利用し、その影響について検討を行なった。数値シミュレーションでは、強制対流を与えることにより、気液相対速度を模擬している。また、自然対流の影響を排除するため、微小重力環境を想定している。以下に検討結果を示す。

5.2. 数値解析

数値解析の概要については、前述の通りである。図5-1に計算条件の概略を示す。初期条件は、雰囲気温度 $T=600\text{K}$ 、液滴間隔 S (mm)、液滴直径 $d=0.5\text{mm}$ 、液滴温度 300K 、雰囲気圧力 $P=0.1\text{MPa}$ である。気液相対速度を与えるため、初期条件、及び計算領域右端の境界条件として、火炎燃え広がり方向と逆向きに、温度 $T_0=600\text{K}$ 、流速 V_c (m/s) の高温空気流を設定している。無次元液滴間隔 $S/d=2, 4, 5, 6$ についてそれぞれ、気液相対速度 $V_c=0\sim 0.1$ (m/s) をパラメータとして解析を行なった。

5.3. 結果・考察

5.3.1. 火炎燃え広がり速度の算出方法

本研究では、火炎燃え広がり速度に着目し、気液相対速度の影響について検討した。火炎燃え広がり速度 V_f は、第一液滴中心 $(r, z) = (0, 0)$ を基準点とし、火炎先端位置と経過時間から平均値を計算している。火炎先端位置は、その時刻における反応速度の等値線を描き、最大値をとる位置 (z 位置) とした。但し、強制着火による影響を除外するため、火炎燃え広がり速度計算時は、第一液滴のデータを除外しており、火炎先端位置が第二液滴中心上を通過した時刻を $t=0\text{s}$ としている。図5-2 (a) は、 $S/d=4$ 、 $V_c=0.1$ (m/s) の解析結果、及び火炎燃え広がり速度計算例である。カラースケールは温度分布を示している。黒線は反応速度の等値線を示しており、内側に行くにつれ、反応速度が大きくなっている。

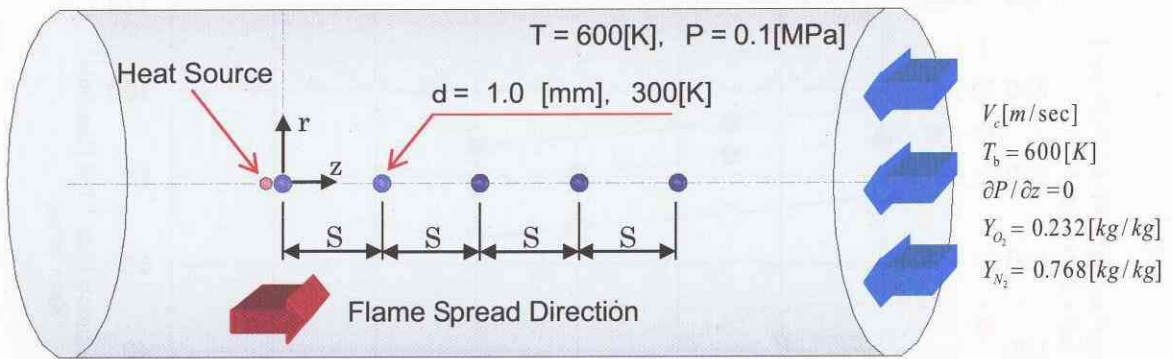


図 5-1 計算領域概略図

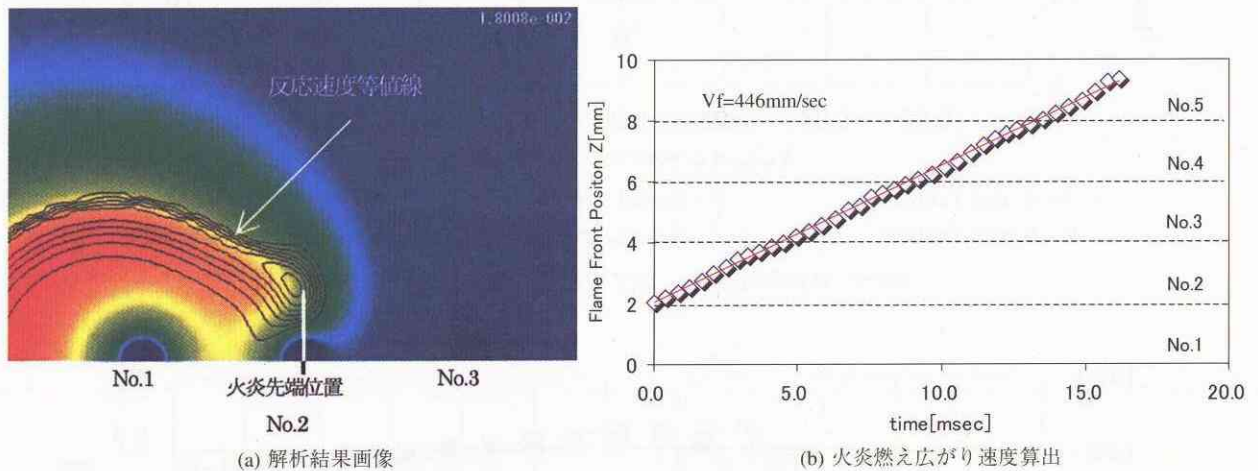


図 5-2 火炎燃え広がり速度 算出方法

5.3.2. 数値解析結果の精度について

図 5-3 に、気液相対速度に対する火炎燃え広がり速度のグラフを示す。図 5-3 には参考データとして、微速流中の液滴列燃え広がり実験（微小重力実験）を行なった加藤らの実験結果 [1] をプロットしている。但し、本研究と加藤らの実験では初期液滴直径が異なるため、燃え広がり速度 V_f に初期液滴直径 d を乗し、正規化している。 S/d が等しい場合でも、初期液滴直径の違いにより燃え広がり速度に差が生じるためである。この傾向は MGLAB 実験でも確認されている。液滴直径が小さい場合、液滴の熱容量が小さくなるため、液滴内部の初期加熱時間が短くなり、蒸発、及び可燃混合気層の形成が速まるためと考えられる。

図 5-3 より、燃え広がり速度を比較すると、解析結果は実験結果の約 4 倍の値になっている。これは、本研究と加藤らの実験では、雰囲気温度条件が異なるためと考えられる。本研究では、雰囲気温度 600K の高温条件であるが、加藤らの実験は常温で行われた結果である。三上らの研究 [2] では、雰囲気温度 300K に対し、573K の火炎燃え広がり速度は、約 1.8 倍となる結果が得られている。

また、数値解析では、輻射の影響を無視している点、熱輸送係数・化学反応パラメータが必ずしも最適化されていない点も原因であると考えられる。燃え広がり速度について、同条件の数値解析結果と MGLAB 実験結果を比較すると、解析値は実験値の約 2～3 倍となっている。雰囲気温度条件の差と数値解析コードによる誤差を考えると、解析結果は妥当な値と考えられる。なお本研究では、数値解析の精度を上げるため、数値解析コードの修正を行なっている。詳細は 6.4 項に示す。

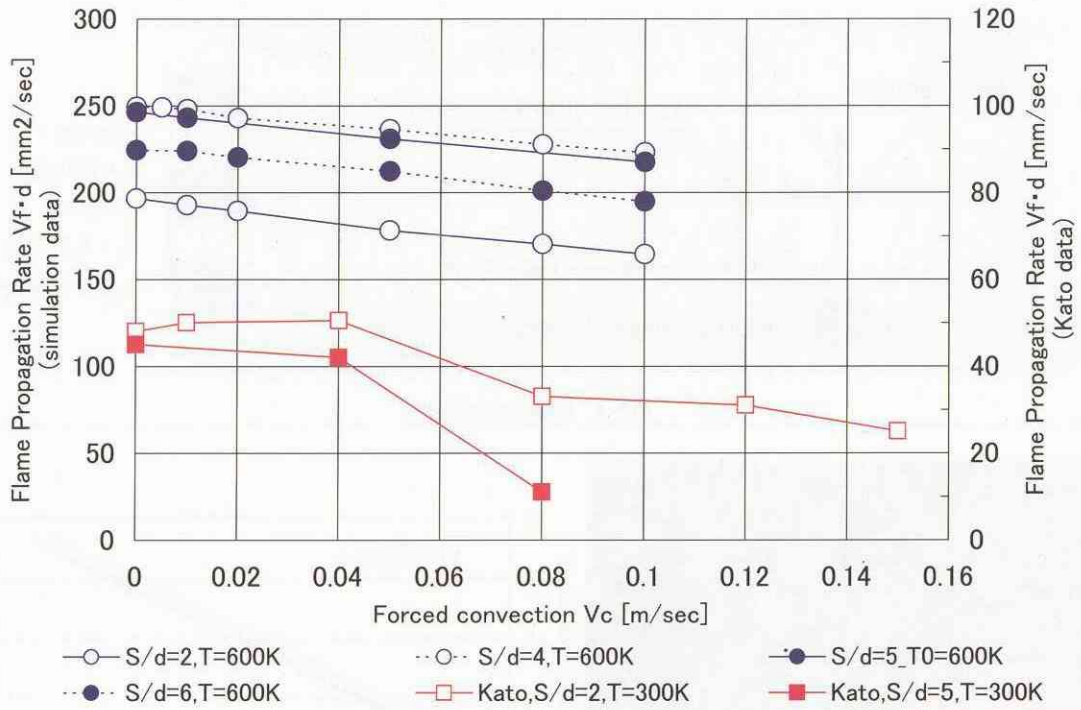


図 5-3 気液相対速度 V_c に対する火炎燃え広がり速度の変化

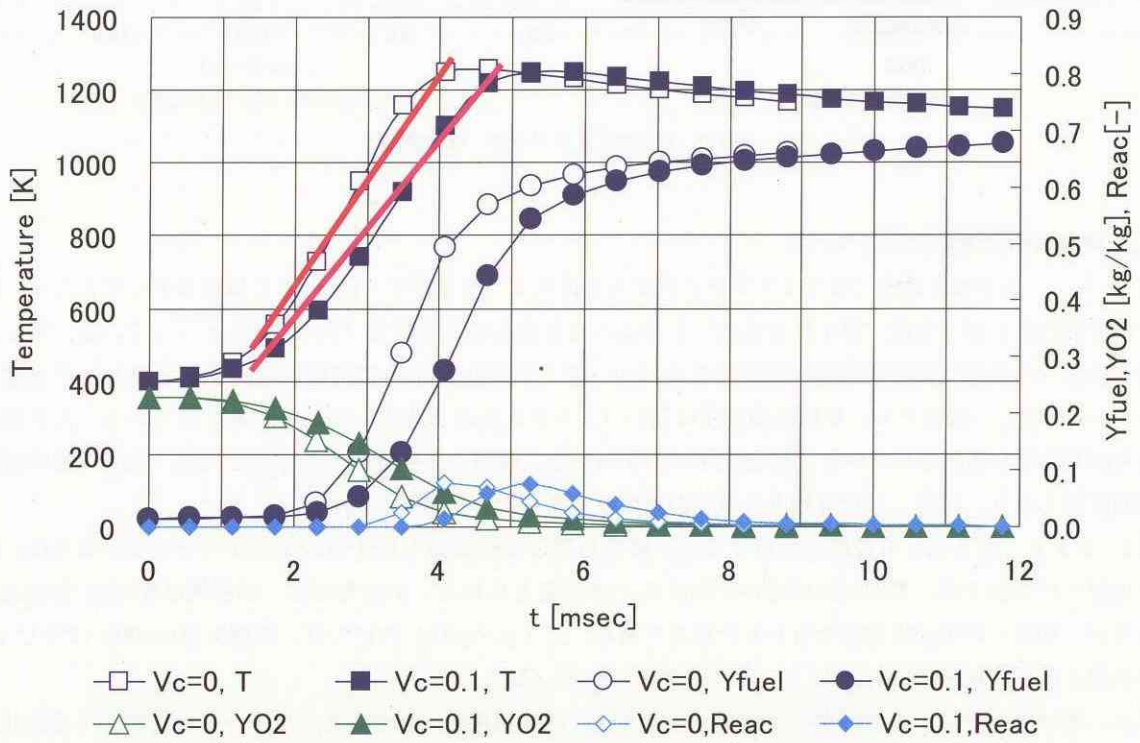


図 5-4 $S/d=2$, Z 軸上 ($z=2.5\text{mm}$) の気相温度, 化学種濃度, 反応速度 (第3—第4液滴間の火炎接近～通過時のデータ)

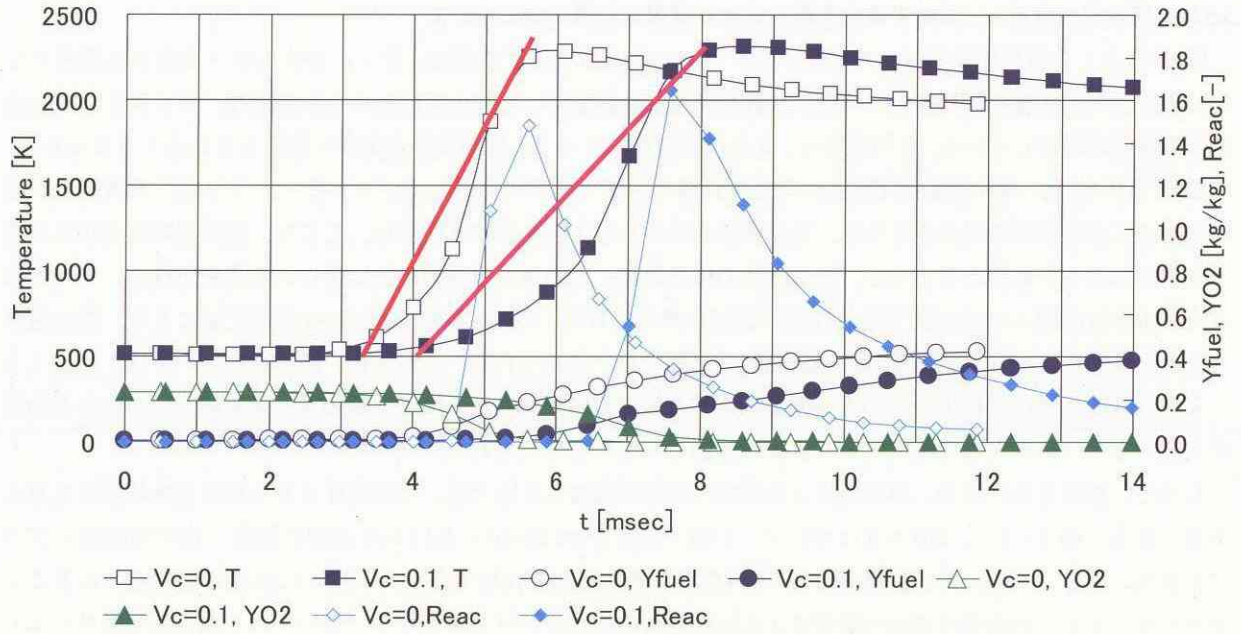
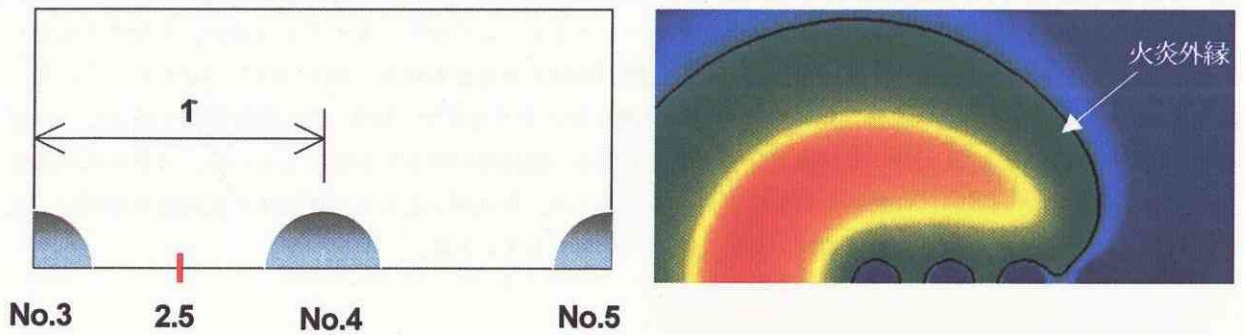
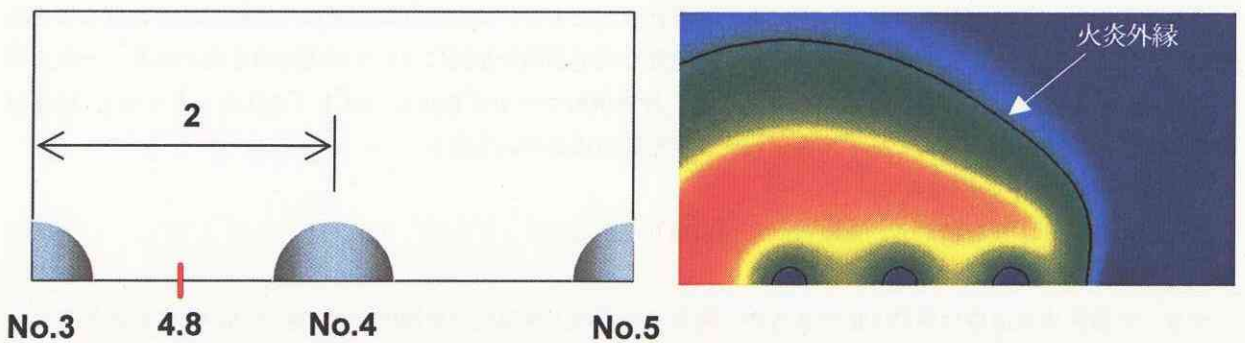


図 5-5 $S/d=4$, Z 軸上 ($z=4.8\text{mm}$) の気相温度, 化学種濃度, 反応速度 (第3—第4液滴間の火炎接近～通過時のデータ)



(a) 図5-4の補足説明図



(b) 図5-5の補足説明図

図 5-6 図5-4および5-5に関する補足説明図

5.3.3. 気液相対速度 V_e に対する火炎燃え広がり速度の推移傾向について

図5-3より、解析結果では全ての S/d において、気液相対速度の増加に伴い、燃え広がり速度が単調減少している。しかし、実験結果 $S/d=2$ では、気液相対速度の影響により静止雰囲気中と比較して、わずかながら燃え広がり速度が増加している。この現象は、火炎燃え広がりモードと雰囲気温度条件に起因していると考えられる。

$S/d=2$ の場合、解析結果では気液相対速度に関わらずモード1を示している。モード1では、液滴間隔が狭いために火炎近傍で燃料過多となり、反応速度が低い状態で燃え広がりが進む。ここで、気液相対速度が火炎燃え広がりを与える影響を考えると、酸素供給の促進効果、対向流～液滴間の熱伝達による蒸発活性化、また拡散火炎～未燃液滴間の熱伝達低下など複数の影響が考えられる。 $S/d=2$ の場合、気液相対速度により、燃料過多となる火炎近傍に酸素が供給され、反応速度が上昇すると考えられる。常温条件、微速域においては、拡散火炎～未燃液滴間の熱伝達低下などの火炎燃え広がりを妨げる効果よりも、酸素供給効果による燃え広がり促進効果が大きくなり、結果として燃え広がり速度が増加したものと考えられる。

しかし、高温条件の場合、雰囲気により燃料の蒸発が促進されるため、常温条件よりも燃料過多状態になると考えられる。図5-4に、 $S/d=2$ について、Z軸上の点($z=2.5\text{mm}$)における時系列の温度・化学種濃度のグラフを示す。図5-4より、高温条件では、燃料濃度と酸素濃度を比較すると、明らかに燃料過多状態であることがわかる。また、気液相対速度の影響による反応速度の増加は、ほとんどない。このため、気液相対速度による酸素供給の効果は小さくなり、火炎燃え広がりを妨げる効果の方が大きくなると考えられる。これにより、高温条件では、気液相対速度の増加に伴い、火炎燃え広がり速度が単調減少していくと考えられる。詳しくは、加藤らの実験条件と解析条件を合わせて解析を行い、比較する予定である。

$S/d=4,5,6$ の場合は、解析結果では気液相対速度に関わらずモード2を示している。モード2の場合、拡散火炎により未燃液滴の蒸発が活性化し、未燃液滴周囲に可燃予混合気層が形成される。拡散火炎が未燃液滴に達する前に可燃予混合気層に引火するという燃え広がりモードとなる。このため、モード2の場合、火炎燃え広がり速度は、未燃液滴周囲に形成される可燃予混合気層に律則されると考えられる。図5-5に、 $S/d=4$ について、Z軸上の点($z=4.8\text{mm}$)における時系列の温度・化学種濃度のグラフを示す。図5-5の温度変化を見ると、気液相対速度の影響により拡散火炎～未燃液滴間の温度上昇率（補助線の傾き）が低下している。火炎からの熱伝達により未燃液滴の周囲に可燃予混合気層が形成されるため、火炎燃え広がり速度低下の支配的な要因は、気液相対速度による拡散火炎～未燃液滴間の熱伝達低下であると考えられる。

6 数値解析コードの修正

これまで使用してきた数値解析コード（以下「現行版」とする）による計算結果は、実験結果と比較して定性的には一致を得ている。しかし、火炎燃え広がり速度など定量的な結果については実験値と差があり、一致を得ていない。本年度は、現行版の問題点を考慮して、数値解析コードを修正し（以下「修正版」とする）、検証計算を行った。以下に数値解析コードの修正点、及び検証結果について示す。

6.1. 数値解析コードの問題点

現行版の問題点、及び推定される原因は下記の通りである。

（問題点）

- ・デカンの断熱火炎温度は約2300Kであるが、解析結果では火炎温度が約2800～3000Kと高いまま維持される。
- ・液滴列火炎燃え広がり速度が実験結果と比較して、約2～3倍速い。

（原因）

- ・熱物性値の推算方法が必ずしも適切ではない
- ・化学反応パラメータが適切にチューニングされていない

・輻射熱損失が考慮されていない

6.2. 数値解析コードの修正点

問題点とその原因を考慮し、数値解析コードの修正を行った。以下に数値解析コードの修正点について詳細に示す。

6.2.1. 熱輸送物性値の修正

① 気体5化学種の定圧比熱・エンタルピーについて

■現行版

現行版では、気体5化学種 (n-Decane, O₂, CO₂, H₂O, N₂) の定圧比熱・エンタルピーは全て空気の温度多項式により定義している。気体デカンや燃焼生成物である H₂O, CO₂ についても空気の値が適用されるため、混合気体の比熱を求める上で適切とは言えない。

■修正版

修正版では、気体5化学種の定圧比熱の値を NIST データベース、及び NIST-JANAF Table で調べ、温度多項式近似により定義した。以下に定義式、及び温度多項式係数 (表 6-1 参照) を示す。

$$\frac{[J/kg/K]}{[J/kg/K]} = \frac{C_{pi}^0}{R_i} = a_{1i} + a_{2i}T + a_{3i}T^2 + a_{4i}T^3 + a_{4i}T^3 \quad (6.1)$$

$$\frac{[J/kg]}{[J/kg]} = \frac{h_{pi}^0}{R_i} = a_{1i} + a_{2i}\frac{T^1}{2} + a_{3i}\frac{T^2}{3} + a_{4i}\frac{T^3}{4} + a_{5i}\frac{T^4}{5} + \frac{a_{6i}}{T} \quad (6.2)$$

$$h_i(T) = \int_{T_0}^T C_{vi}^0(T) dT + \Delta h_i^0 = \text{温度多項式} \quad [J/kg] \quad (6.3)$$

$$\text{混合気比熱 } C_p^0(T) = \sum_i C_{pi}^0(T) Y_i \quad [J/kg/K] \quad (6.4)$$

$$\text{混合気エンタルピー } h(T) = \sum_i h_i(T) Y_i \quad [J/kg] \quad (6.5)$$

$$C_{pi}^0 - C_{vi}^0 = R_i = R_u/W_i \quad [J/kg/K] \quad (6.6)$$

C_{pi} : 定圧比熱, h_i : エンタルピー, R_u : 8.31433[J/kg], W_i : 分子量

a_{1i} : 温度多項式係数, T : 温度, Y_i : 化学種濃度

※ i は気体成分番号を示す。

② 液体デカンの密度・熱伝導係数・比熱・粘性係数について

■現行版

現行版では、液体デカンの密度・熱伝導係数・比熱・粘性係数を固定値として定義している。また、固定値の基準温度も統一されていない。本計算では液体デカンの蒸発により、初めて気相燃焼が可能になるため、液体デカンの蒸発特性を実際に則してモデル化する必要がある。

■修正版

修正版では、液体デカンの密度・熱伝導係数・比熱・粘性係数の温度依存性を考慮し、大気圧実験値に基づいた温度の関数として与えている。

表 6-1 温度多項式係数一覧

	Decane (1)	O ₂ (2)	CO ₂ (3)	H ₂ O (4)	N ₂ (5)
a_{1i}	0.109447355	3.2524882	2.80806423	3.7199834	3.3196476
a_{2i}	$8.041450937 \times 10^{-02}$	$0.13058732D \times 10^{-02}$	$6.7984897 \times 10^{-03}$	$0.10936956 \times 10^{-02}$	$0.67938346 \times 10^{-03}$
a_{3i}	$-3.565008125 \times 10^{-05}$	$-0.4962968 \times 10^{-06}$	$-4.07388098 \times 10^{-06}$	$0.31652569 \times 10^{-06}$	$-0.474821 \times 10^{-07}$
a_{4i}	$8.9149199032 \times 10^{-09}$	$0.1016524 \times 10^{-09}$	$1.1227854346 \times 10^{-09}$	$-0.168723 \times 10^{-09}$	-0.304×10^{-10}
a_{5i}	$-1.044095796 \times 10^{-12}$	$-0.796631 \times 10^{-14}$	$-1.1542543 \times 10^{-13}$	$0.17920633 \times 10^{-13}$	$0.45972804 \times 10^{-14}$
a_{6i}	-33317.390957	-0.10235836×10^4	-4.84284356×10^4	-0.3026515×10^5	-0.10194719×10^4
Δh_i^0	-249.53 [kJ/mol]	0.0 [kJ/mol]	-393.51 [kJ/mol]	-241.81 [kJ/mol]	-0.0 [kJ/mol]

(液体デカン密度 ρ_{decane})

$$\rho_{decane} = 972.89237 - 0.81935 \cdot T \quad (6.7)$$

(液体デカン熱伝導係数 k_{decane})

$$k_{decane} = 0.206063 - 2.49143 \cdot T \quad (6.8)$$

(液体デカン定圧比熱 C_{p1i})

$$C_{p1i} = a_1 \cdot T^2 + a_2 \cdot T + a_3$$

$$a_1 = 1.08161 \times 10^{-3}, \quad a_2 = -0.163725, \quad a_3 = 2.66534 \times 10^2, \quad (6.9)$$

(液体デカン粘性係数 μ_{decane})

$$\mu_{decane} = 1.4929 \times 10^{-7} \cdot T^2 - 1.06342 \times 10^{-4} \cdot T + 0.0193 \quad (6.10)$$

③ 混合気体の粘性係数・熱伝導率・拡散係数推算法について

■現行版

現行版では、混合気体の輸送物性値を求める際には、各化学種の定圧比熱、粘性係数が必要となる。しかし、現行版ではこれらの値に温度多項式による空気の数値を適用している。これにより、既燃ガスあるいは未燃のデカン蒸気が存在している領域であっても通常空気の数値が適用されていることになる。

■修正版

修正版では、各化学種の比熱 (①参照)、粘性係数、熱伝導係数、拡散係数について温度依存性を考慮し、信頼性が高い推算式で混合気体の輸送物性値を算出するように更新した。

表 6-2 化学種の衝突直径、及び有効温度

	Decane i=1	O ₂ i=2	CO ₂ i=3	H ₂ O i=4	N ₂ i=5
σ_i	6.913	3.467	3.941	2.800	3.798
T_{ei}	490.6	106.7	195.2	260.0	71.4

(気体成分の粘性係数 μ_i)

$$\mu_i = 2.6693 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{W_i T}}{\sigma_i \Omega_v} \quad [\text{Pa} \cdot \text{s}]$$

$$\Omega_v = 1.147 \times \left(\frac{T}{T_{ei}} \right)^{-0.145} + \left(\frac{T}{T_{ei}} + 0.5 \right)^{-2.0} \quad (6.11)$$

 Ω_v : 衝突積分 (Lennard-Jones potential 関数を基礎にした近似式) σ : 化学種の衝突直径, T_{ei} : 衝突直径の有効温度(気体成分の熱伝導係数 k_i)

$$k_i = \mu_i \cdot C_{pi} + 1.25 \mu_i \cdot R_i \quad (6.12)$$

(混合気体の粘性係数 μ)

$$\mu = \sum_{i=1}^n \frac{\mu_i}{1 + \sum_{i \neq j} \varphi_{ij} \cdot X_j / X_i}$$

$$\varphi_{ij} = \frac{\left[1 + \left[\left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right) \cdot \left(\frac{\rho_j}{\rho_i} \right) \right]^{0.5} \cdot \left(\frac{W_i}{W_j} \right)^{0.25} \right]^2}{2\sqrt{2} \left[1 + \frac{W_i}{W_j} \right]^{0.5}} \quad (6.13)$$

 X_i, X_j : モル分率, W_i, W_j : 分子量, ρ_i, ρ_j : 密度※ 添字 i, j は気体成分番号を示す.(混合気体の熱伝導係数 k)

$$k = \sum_{i=1}^5 \frac{k_i}{1 + \sum_{i \neq j} \Psi_{ij} \cdot X_j / X_i} \quad (6.14)$$

$$\Psi_{ij} = 1.065 \times \varphi_{ij}$$

(混合気体の相互拡散係数 d_{ij})

Capmann & Cowling の提唱式

$$d_{ij} = 0.0018829 \frac{\sqrt{T^3 \left(\frac{W_i + W_j}{2W_i W_j} \right)}}{p \sigma_{ij} \Omega_D}$$

$$\sigma_{ij} = 0.5(\sigma_i + \sigma_j)$$

$$\Omega_D = \left(\frac{T}{T_{ej}} \right)^{-0.145} + \left(\frac{T}{T_{ej}} + 0.5 \right)^{-2.0}, \quad T_{ej} = \sqrt{T_{ei} T_{ej}} \quad (6.15)$$

 Ω_D : 拡散衝突積分 (Lennard-Jones potential 関数を基礎にした近似式) W_i : 分子量, σ_i, σ_j : 化学種の衝突直径, T_{ei}, T_{ej} : 衝突直径の有効温度

(化学種 i の有効拡散係数 D_i)

$$D_i = \frac{1 - Y_i}{\sum_{j \neq i} \frac{X_j}{d_{ij}}} \quad (6.16)$$

6.2.2. 化学反応パラメータの修正

数値解析コードでは、デカンの化学反応式にアレニウス型一段総括反応を使用している。化学反応速度の算出には、(6.17) 式を適用している。火炎燃え広がり速度、着火時間など、解析結果を考慮すると、現行版は反応速度式を定めるパラメータについて最適化できていない。このため、実験データに基づき、反応パラメータの修正を行なっている。輻射熱損失項の導入と併せて、現在も検証計算中である。ここでは、パラメータ修正手順について簡単に示す。現状の計算結果については、6.3項に示す。

$$w = AT^n \exp\left(-\frac{E_a}{R_u T}\right) [\text{fuel}]^a [\text{O}_2]^b \quad (6.17)$$

A : 頻度因子, n : 温度依存定数, E_a : 活性化エネルギー, a, b : 濃度依存定数

反応パラメータ修正の前提条件として、アルカン系炭化水素類ではほぼ一定である活性化エネルギーと温度依存定数については一定とし、頻度因子、濃度依存定数を変化させ、合わせこみを行っている。

第一段階として、高温雰囲気における単一液滴の自着火時間の計算を行い、実験データと比較する。参照実験データには、Bargeron ら [3] の実験値 (初期液滴直径 $d = 1 \text{ mm}$, 自着火時間 0.42 s) を利用している。計算条件は実験と同様に、初期液滴直径 $d = 1 \text{ mm}$ とし、雰囲気温度 1028 K に晒された液滴の自着火時間が実験値に近づくような最適なパラメータを探索する。

第二段階として、自着火計算により得られた最適なパラメータを用いて、液滴列燃焼計算を行い、微小重力実験結果と比較している。

6.2.3. 輻射熱損失項の導入

現行版では、輻射の影響について無視している。このため、計算結果では火炎温度が高いまま維持される一因となっている。また、火炎温度は、火炎燃え広がり (速度) に影響するため、実験値との定量的な一致を得るためには、輻射の影響を考慮する必要がある。

このため、修正版ではエネルギー方程式に対して optically thin モデルによる温度 4 乗比例型の輻射熱損失項を導入した。液滴表面に入射する輻射熱流束の再吸収の考慮は物理過程の数学的モデル化が不十分なため、ここでは簡便に輻射寄与成分である CO_2 と H_2O による輻射熱損失の形でのみ考慮し、soot の輻射寄与は考慮していない。エネルギー式における定式化は次のように行った。輻射熱損失項は、燃焼生成物である H_2O と CO_2 が存在している部分で有効になる。従って未燃液滴周りの蒸発誘起・予混合気形成・着火過程に与える影響は既燃側拡散火炎からの熱伝達過程 (火炎温度の低下) の変化を通して現れる。拡散火炎温度の変化は、燃焼生成物が滞留して濃度が高い部分で熱損失項が大きくなり、次第に温度が下がるという物理過程によって起こるため、拡散火炎の最高温度が 2000 K 程度で維持されていれば、未燃予混合気を引火温度 (1000 K 前後) まで加熱するには十分と考えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + v \cdot \nabla T &= \frac{1}{\rho C_p} \frac{dP_0}{dt} + \frac{1}{\rho C_p} \nabla \cdot (\lambda \nabla T - q_{rad}) \\ &+ \text{分子拡散による熱輸送項} \\ &+ \text{化学反応による発熱項} \end{aligned} \quad (6.18)$$

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \quad q_{rad} : [\text{J}/\text{m}^2/\text{s}]$$

ここで,

$$\nabla q_r = 4k_p \sigma_B [T_g^4 - T_\infty^4]$$

$$kp = P \left(X_{\text{CO}_2} k_{p, \text{CO}_2}(T_g) + X_{\text{H}_2\text{O}} k_{p, \text{H}_2\text{O}}(T_g) \right)$$

$$k_{p, \text{CO}_2}(T_g), k_{p, \text{H}_2\text{O}}(T_g) \longrightarrow \text{func.}(T_g)$$

$$P : [\text{atm}]$$

$$k_{p, **}(T_g) : [m^{-1} \text{atm}^{-1}]$$

σ_B : Stefan - Boltzmann 定数

$k_{p, **}(T_g)$ は Planck mean absorption coefficient であり, RADCAL program (NIST) によって計算された値をガス温度 T_g による多項式近似によって与えている.

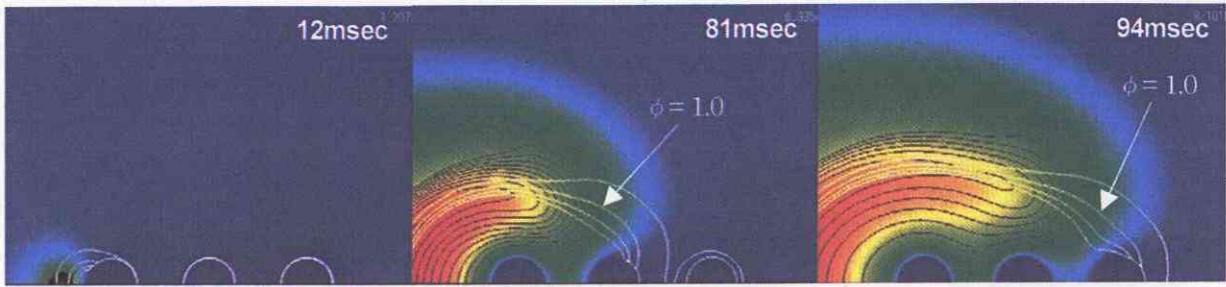
6.2.4. 液滴内部対流の影響について

問題点としては挙げていないが, 現行版では計算簡略化のために, 液滴内部対流 (マランゴニ対流) の計算機能を無効にしていた. そのため現行版では, 液相についてエネルギー保存式 (温度) のみを計算している. マランゴニ対流は, 液体の表面張力に起因して生じる対流である. 液体の表面張力は, 温度および濃度組成に対して依存性を持ち, その空間勾配がマランゴニ対流の駆動力となる. 通常重力下においてはその影響は小さいが, 微小重力環境下では表面張力の影響が顕著化する. このため, 解析により微小重力実験との比較計算を行う場合には, マランゴニ対流の影響を考慮する必要がある. しかし, 微小重力下において, マランゴニ対流がどの程度燃焼現象に影響を及ぼすかについては解明されていない. 本年度は, 修正版を使用して, マランゴニ対流を考慮した計算を行い, その基本的な影響について調べた.

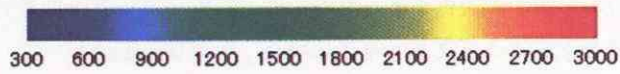
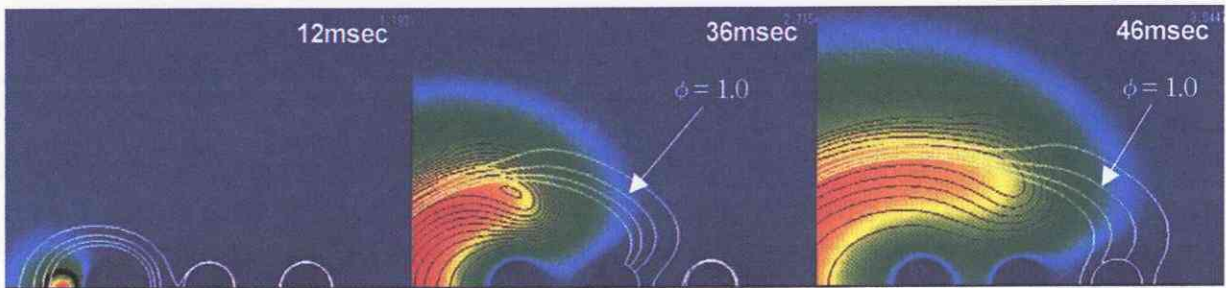
マランゴニ対流を考慮した計算を行う場合, 液相についてエネルギー保存式だけではなく, 連続の式, 運動量保存式, 状態方程式を適用している. また, 気相と液相の境界条件として, (6.19) 式のマランゴニ境界条件を設定している. 本解析コードでは, 液体内部にガスの溶解込みは計算していないため, 表面張力の温度依存性のみを考慮する. 実験値および推算式によると, 大気圧沸点までの範囲において表面張力は温度に対して線形依存であるため, 表面張力の温度依存係数は, (6.20) 式により与えている.

図 6-1 (a), (b) に, マランゴニ対流を考慮した場合と無視した場合の計算結果を示す. カラー分布は温度分布を, 黒線は反応速度, 白線は当量比の等値線を示している. また, 図 6-2 には, 火炎先端位置と時刻のグラフを示す. 計算条件は, $S/d=2$, $d=1 \text{ mm}$. $T=600\text{K}$ である. 図 6-1 の時刻は, 計算開始からの経過時間である. 図 6-1, 図 6-2 より, 同じ計算条件にも関わらず, マランゴニ対流を考慮した場合と無視した場合では, 明らかに着火時間に差が生じていることがわかる. これは, マランゴニ対流により, 液滴の初期内部加熱が早まったためと考えられる. また, 図 6-2 から火炎燃え広がり速度を比較すると, マランゴニ対流を考慮した方が燃え広がり速度が速くなっていることがわかる. これは, これは火炎混合気層の形成が影響していると考えられる. 図 6-1 から, 未燃液滴の可燃混合気層形成 (当量比 $\phi=1.0$ の等値線) を比較すると, マランゴニ対流を考慮した方が等値線が拡大していることがわかる. これは, 着火と同様で, マランゴニ対流により液滴の初期内部加熱時間が速まったためと考えられる. 但し, 常温条件では, 雰囲気と液滴の温度差が小さくなるため, 高温条件ほどの差は生じないと考えられる.

$$\frac{1}{R} \frac{\partial T}{\partial \theta} \frac{\partial s}{\partial T} = \mu \left[\frac{\partial u_g}{\partial r} - \frac{u_g}{R} \right] \quad (6.19)$$



(a) マランゴニ対流を無視した場合



(b) マランゴニ対流を考慮した場合

図 6-1 マランゴニ対流の影響

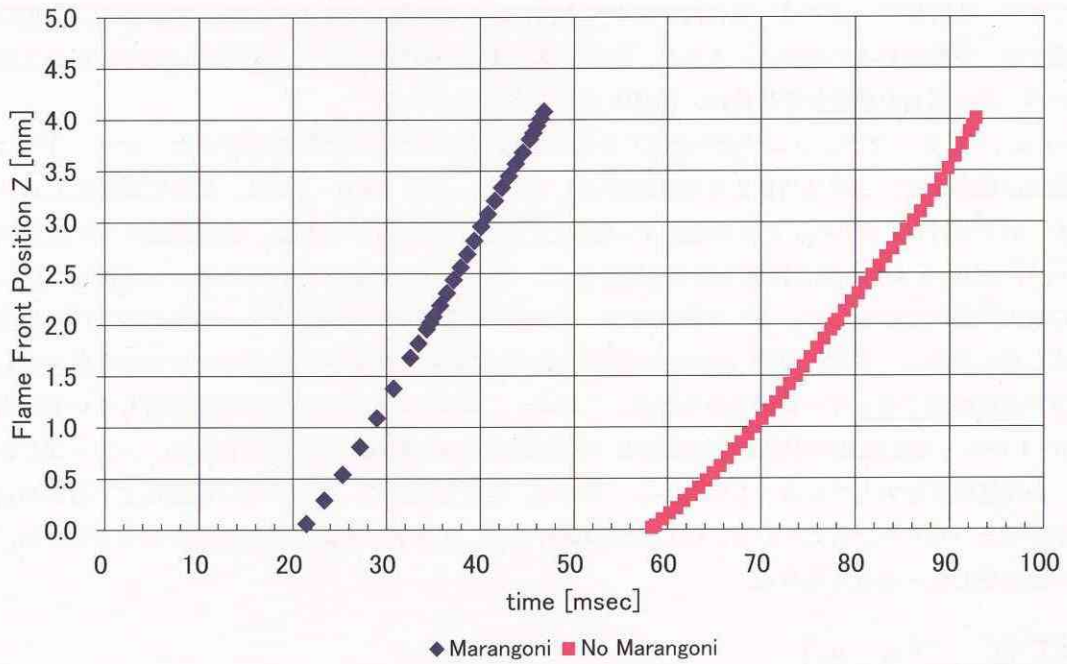


図 6-2 火炎先端位置の時系列データ

$$\frac{\partial s}{\partial T} = 8.31 \times 10^{-3} [N/mk] \quad (6.20)$$

R : 一般気体定数, T : 気相温度, θ : 液相温度, s : 表面張力, μ : 粘性係数,
 u_g : 気相速度, r : 座標 (2.4.2参照)

マランゴニ対流を考慮した場合 (高温条件), マランゴニ対流を無視した場合と比較して,

- ① 着火時間が短くなる.
- ② 未燃液滴周囲の可燃混合気層が拡大し, 燃え広がり速度が速くなる.

今後は, マランゴニ対流の影響も考慮して, 反応パラメータの最適化を行なう予定である.

6.3. 数値解析コードの検証計算結果

修正版を使用して液滴列燃焼計算を行い, MGLAB 実験結果との比較を行った. 検証計算の結果を以下に示す.

本年度検証計算を行った計算条件は, $d = 1 \text{ mm}$, $S/d = 2, 4$, $T = 600\text{K}$ である. 図 6-3 (a), (b) に, $S/d = 4$, $T = 600\text{K}$ について, 現行版と修正版の解析結果画像を示す. カラーコンターは温度, 黒線は反応速度の等値線を示している. また, 図の時刻は, 火炎先端が第一液滴 (図左端の液滴) を通過した時刻を $t = 0 \text{ s}$ とした時の経過時間である. 図 6-3 より, 修正版では燃え広がりが進むに従い, 火炎温度低下していくことがわかる. 現行版では, 問題点で挙げたとおり, 火炎温度が高いまま維持されていることがわかる. 輻射熱損失項を導入したことにより火炎温度が下がり, 実際の火炎温度に近づいている. 火炎先端 (反応速度が速い) 部分を除いては, 火炎温度は 2400K 程度となっている. また, 経過時間を比較すると, 明らかに修正版の方が火炎燃え広がりに時間を要していることがわかる. 熱物性値算出方法の修正, 反応パラメータの修正, 及び輻射熱損失項の導入により, 火炎燃え広がり速度が低下し, 実際の値とほぼ等しくなっている. 図 6-4 に, 火炎燃え広がり速度について

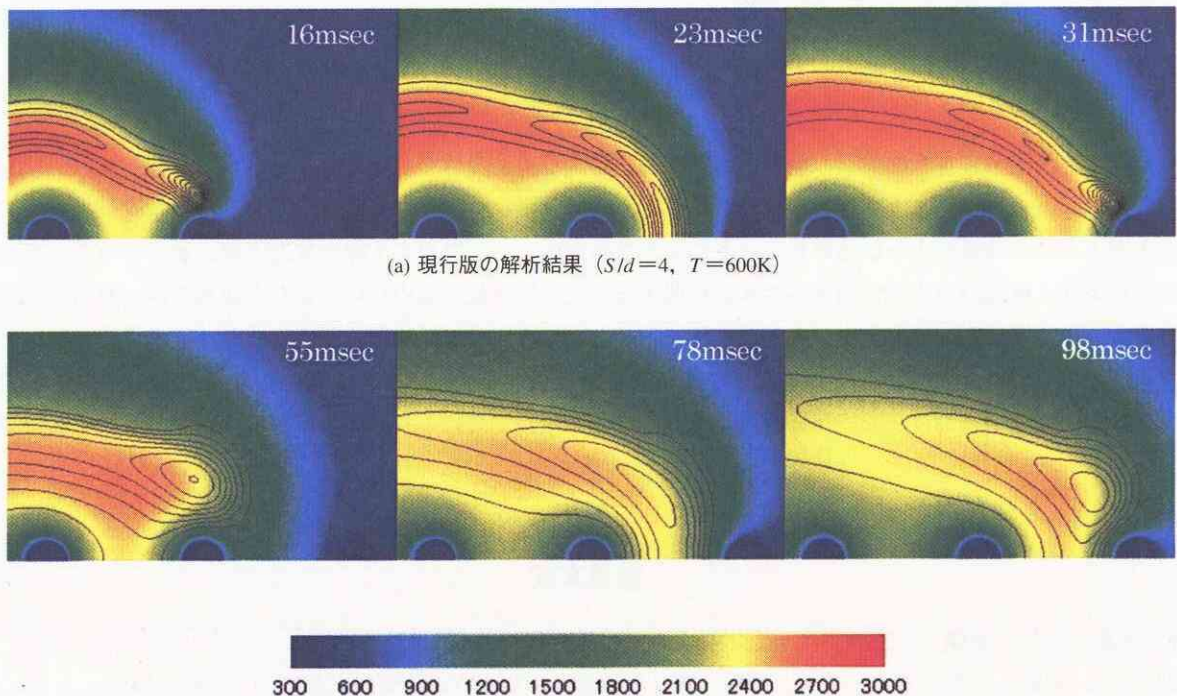


図 6-3 解析結果画像の比較

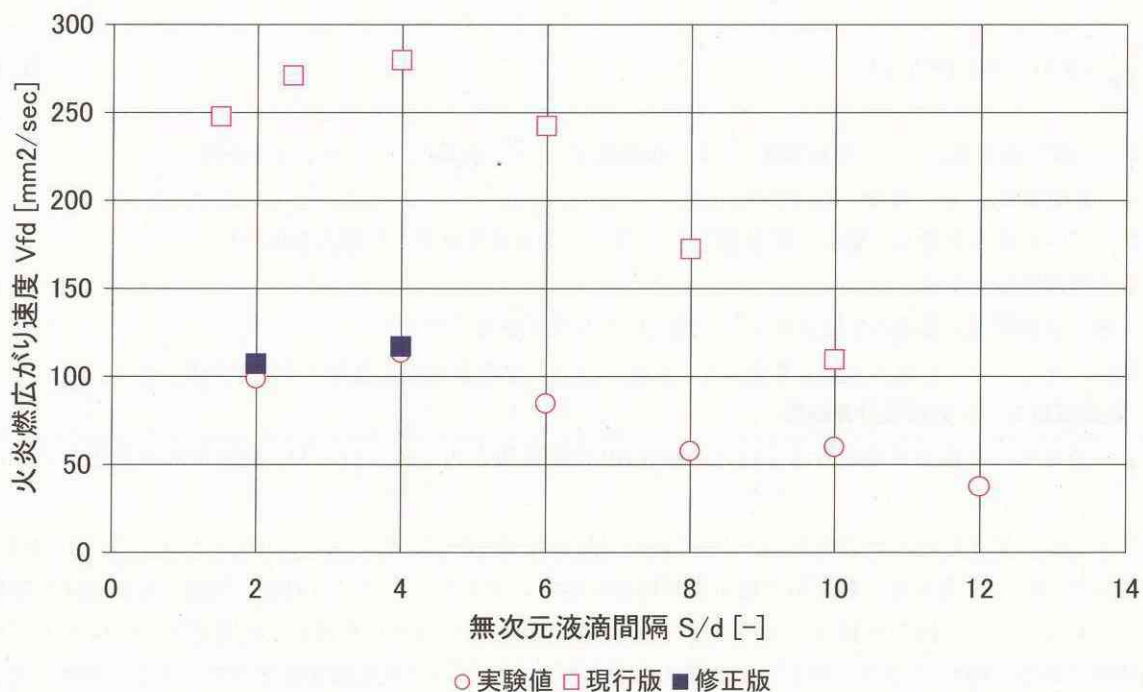


図 6-4 火炎燃え広がり速度の比較

て、MGLAB 実験値と計算結果の比較を示す。図 6-4 より、火炎燃え広がり速度について、現行版では実験値の約 2～3 倍の値であったのに対し、修正版では実験結果と合致していることがわかる。数値解析コードの修正により、定量的にも実験値と解析結果の合致が得られたと考えられる。但し、今年度は一部の条件についての検証に留まったため、来年度引き続き検証計算を行う予定である。

7 まとめ

平成16年度の研究により、燃料液滴列の火炎伝播に関する多くの新たな知見が得られた。これらはいずれも噴霧燃焼における火炎伝播メカニズムを明らかにするうえで重要な示唆を与えるものである。来年度は、定量的信頼性を向上させた液滴列火炎伝播解析コードによる数値解析、落下塔による微小重力実験、地上の対流下での実験などにより、液滴列の火炎伝播メカニズムに関する研究を引き続き進めたい。また本研究では、液滴列火炎伝播解析コードを発展させ、2次元や3次元の液滴マトリクスでの火炎伝播解析を行うための「液滴群燃焼解析プログラム」の開発に今年度着手している。来年度には解析コードを完成させ、本格的な解析を開始する予定である。複数個の液滴中における火炎伝播解析により、実際の噴霧燃焼により近い解析が可能になるものと期待される。

参考文献

- [1] 加藤, 小林, 新岡, 第35回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.624-626 (1997).
- [2] 三上, 板野, 小嶋, 菊池, 若嶋, 依田, 第40回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.35-36 (2002).
- [3] Bergeron C.A. and Hallett, W. L. H., Canadian J. Chem. Eng., Vol.67, pp.142-148 (1989).

参考資料

平成16年度中の論文・口頭発表

- (1) Y. Wakashima, M. Kikuchi, S. Yamamoto, S. Yoda, M. Mikami, and A. Umemura, 2nd International Symposium on Physical Sciences in Space (ISPS2004), Toronto, Canada, (2004).
- (2) M. Kikuchi, Y. Wakashima, S. Yoda, and M. Mikami, *Proc. Combust. Inst.* 30, pp.2001-2009, (2005).
- (3) 山本信, 菊池政雄, 依田眞一, 日本機械学会熱工学コンファレンス2004講演論文集, pp. 57-58, (2004).
- (4) 山本信, 菊池政雄, 依田眞一, 第42回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.31-32, (2004).
- (5) 菊池政雄, 山本信, 依田眞一, 若嶋勇一郎, 三上真人; 第42回燃焼シンポジウム講演論文集, pp. 33-34, (2004).
- (6) S. Yamamoto, M. Kikuchi, and S. Yoda, 43rd AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, U.S.A., (2005).
- (7) 若嶋勇一郎, 菊池政雄, 依田眞一, 大八木大史, 三上真人, *J. Combust. Soc. Japan (in Japanese)* Vol.47, No.139, pp.48-57, (2005).

宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-04-052

発行日 2005年3月31日
編集・発行 独立行政法人 宇宙航空研究開発機構
〒182-8522
東京都調布市深大寺東町七丁目44番地1
TEL 0422-40-3000 (代表)
印刷所 藤原印刷株式会社
長野県松本市新橋7-21

©2005 JAXA

※本書(誌)の一部または全部を著作権法の定める範囲を超え、無断で複写、製本、転載、テープ化及びファイル化することを禁じます。

※本書(誌)からの複写、転載等を希望される場合は、下記にご連絡ください。

※本書(誌)中、本文については再生紙を使用しております。

<本資料に関するお問い合わせ先>

独立行政法人 宇宙航空研究開発機構 情報化推進部 宇宙航空文献資料センター



宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency