

微小重力環境を利用した高圧下における液滴火炎の流速変動への応答に関する研究

大上 泰寛¹、櫻井 悟²、長谷川 翔一¹、Mehdi Jangi¹、中村 寿¹、吉永 健太郎¹、小林 秀昭¹
東北大学流体科学研究所¹、IHI エアロスペース²

A Study of the Response of Droplet Flames to Oscillatory Flow at High Pressure Under the Microgravity Condition

Yasuhiro Ogami¹, Satoru Sakura², Syoich Hasegawa¹, Mehdi Jangi¹, Hisashi Nakamura¹,
Kentaro Yoshinaga¹, Hideaki Kobayashi¹

¹Institute of Fluid Science, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577.
E-Mail: ogami@flame.ifs.tohoku.jp

²IHI Aerospace CO., LTD., 900 Fujiki, Toyooka, Gumma 370-2398.

Abstract: To elucidate characteristics of a droplet flame as an elementary process of turbulent spray combustion, droplet combustion experiments in varying forced convection at high pressure were performed in microgravity. 1-butanol was used as a fuel and the maximum pressure was 0.4 MPa. High-speed back lit images of burning droplet were obtained and time history of the droplet diameter was measured using image processing. Results showed that maximum velocity in oscillating flow is predominant for the burning rate constant, meaning that the classical quasi-steady assumption is not valid. Mechanism of this droplet combustion characteristic was discussed based on the ratio of characteristic time scales of flow oscillation and gas diffusion.

[はじめに]

高圧下の乱流噴霧燃焼の現象解明は、ディーゼルエンジンやガスタービンエンジンなど高負荷燃焼装置の開発にとって重要であるが、微視的液滴燃焼の観点に立った乱流噴霧燃焼の研究は十分に行われていない[1]。乱流噴霧燃焼の要素過程として液滴燃焼特性を考える上で、変動する強制対流場の液滴燃焼の研究、特に高圧下の現象解明は重要である。最近の直接数値解析(DNS)によって乱流の組織構造が明らかにされた[2]。それによると、乱流は絡み合った微細な渦管から構成され、乱流レイノルズ数によるが、渦管直径は数十から数百マイクロンである。一方で、燃料噴霧液滴の直径も同様の長さスケールの範囲にあり、乱流渦管と液滴火炎には何らかの相互作用があると考えらるべきであろう。

変動速度場における液滴燃焼の実験研究に関して、著者らは以前に単一液滴火炎と渦管との干渉モデルを提案し、微小重力実験を行っている[3]。本研究では、著者らの前報[3]における実験条件を大きく拡張して、0.4 MPa までの高圧下で変動する流れ場における液滴火炎の観測を行い、そこに見られる燃焼速度定数の特徴を調べた。さらに、流速変動の特性時間と拡散特性時間に基いて考察を行った。

[実験装置]

図 1 に実験装置の概要図を示す。燃料液滴 (1-

ブタノール) の直径はおよそ 1.2 mm であり、線径 $125 \pm 10 \mu\text{m}$ で $280 \pm 20 \mu\text{m}$ の球形端をもつ石英糸に懸垂される。空気流の変動はステッピングモーターで駆動されるバルブによって発生させ、変動周波数、振幅の制御はバルブのオリフィス径とモーター回転数を調整して行われる。流速の校正は熱線風速計で行った。図 1 中には、熱線風速計により測定した流速の一例 (変動周波数 5 Hz) を示す。流速変動は、概ね全実験条件において、流速の変動幅は 0 ~ 40 cm/s となっている。図よりわかるように、流

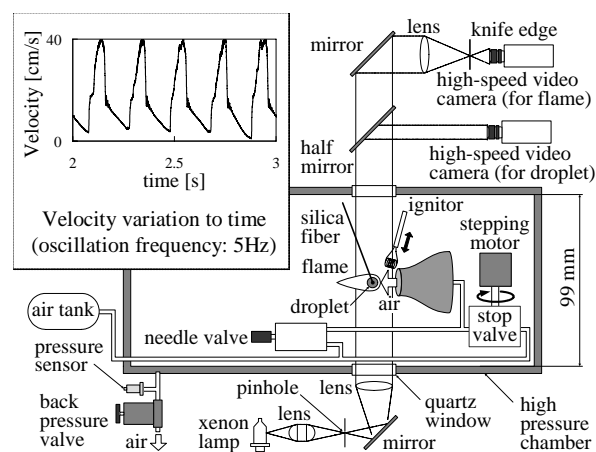


Fig. 1 Experimental apparatus. The inset shows the velocity time history (5 Hz).

速波形は正弦波よりもむしろ三角波に近い形状となっている。上で述べた全ての装置は、内径 99 mm、長さ 500 mm の高圧容器内に収められるように極力小型に設計されている。

燃焼する液滴の観測は 2 台の高速度ビデオカメラを用いたバックライトおよびシュリーレン画像同時撮影によって行った。フレームレートは 250 f/s から 1000 f/s である。可視化観測系を含めた実験装置は落下カプセル内に収納され、全ての機器は LabVIEW ソフトウェアによってコントロールされる。微小重力実験は、岐阜県土岐市の MGLAB 実験施設で行った。

[実験結果と考察]

図 2 に、変動流速 (VF) 中の液滴火炎の代表的なシュリーレン画像を示す。火炎による高温境界面が時間と共に移動する様子が良く見て取れる。高温境界面と火炎位置は必ずしも一致してはいないものの、火炎が流速変動へ応答している様子がわかる。

次に、同時に撮影した高速度バックライト画像から画像処理によって各時間における火炎直径を求めた。図 3 は、雰囲気圧力 0.1, 0.4 MPa における、変動流速場 (流速変動幅 0~40 cm/s, 変動周波数 2~40 Hz) での液滴直径の自乗、 d^2 の時間変化を示している。ここで、 d^2 曲線の勾配が燃焼速度定数に相当する。尚、圧力 0.1 MPa については、実験は通常重力場において行った。図中には流速変動を与えた場合 (VF) と共に、最大流速 (40 cm/s) と最小流速 (0 cm/s) に対応する一定流速条件 (CF) の結果も示してある。ただし、圧力 0.4 MPa については、流速 0 cm/s の条件下ではすすの生成が激しく、液滴の観察が困難であったことから、参考値として実験時の最小流速である流速 2 cm/s の結果を示している。

圧力 0.1 MPa では、いずれの流速変動周波数においても、 d^2 の勾配は、変動流速の最大値および最小値に相当する一定流速 (CF) を与えた場合の結果の中間値となっていることがわかる。一方、圧力 0.4 MPa では、周波数が低い条件 (2, 5 Hz) においては、0.1 MPa の場合と同様に、 d^2 は一定流速の結果の中間に値する。しかし、変動周波数が 10 Hz 以上の条件では、 d^2 の勾配は、変動流速の最大値に相当する一定流速 (CF) を与えた場合の勾配にほぼ等しい値となる。即ち、流速変動場では液滴寿命は短くなる。

図 4 は、圧力 0.1 MP (変動周波数 5 Hz) および 0.4 MPa (変動周波数 10 Hz) における瞬時の燃焼速度定数 K_i を示したものである。図 4 より、い

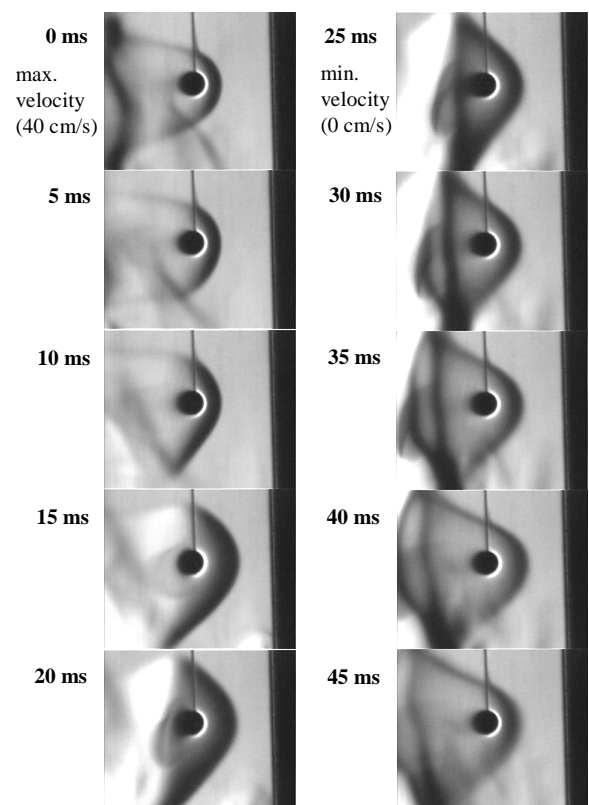


Fig. 2 Schlieren images of burning droplet in oscillatory flow (1-butanol, $P = 0.4$ MPa, $U = 0-40$ cm/s, $f = 20$ Hz).

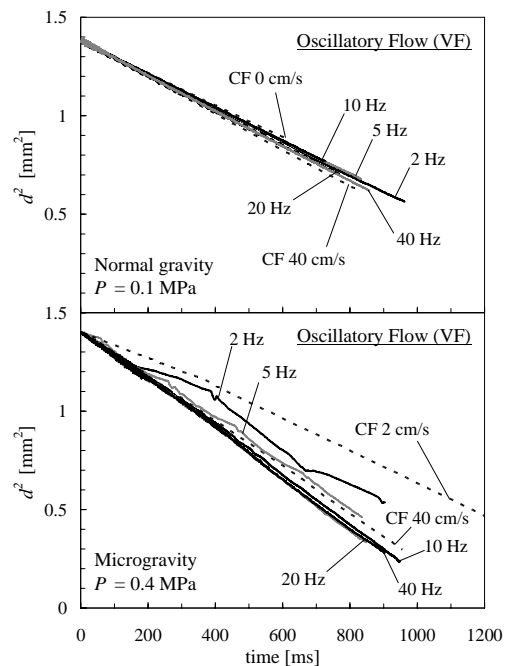


Fig. 3 Time history of d^2 for oscillatory flow (1-butanol, $U = 0-40$ cm/s, $f = 2, 5, 10, 20$ and 40 Hz).

れの条件においても K_i は流速変動と同じ周波数で振動している様子がわかる。圧力 0.1 MPa においては、 K_i は変動流速の最大値および最小値に相当する一定流速条件の結果の間で振動している。即ち、燃焼速度定数は瞬時流速によって決まっており、準定常近似に基づく古典的 Frössling 関係が成立しているものと考えられる。これは著者らの過去の研究結果 [3] と同様である (n -nonan, 圧力 0.1 MPa, 変動周波数 2 Hz)。しかしながら、圧力 0.4 MPa においては、 K_i は変動流速の最大値に相当する一定流速条件の結果よりも大きな値となっている。このことは、高圧下における変動流速場では、準定常近似に基づく古典的 Frössling 関係が成立しないことを意味している。

図 5 は、シュリーレン画像による高温境界面位置 l の時間変化に対する流速変動周波数の影響を示している。尚、低流速時に高温境界面がノズル内部に進入し観察が不可能であったため、 l の最大値はノズル出口位置で制限されている。圧力 0.1 MPa においては、低流速時に高温境界面が上流まで戻ることがわかる。一方、圧力 0.4 MPa においては、流速変動周波数が増大すると、高温境界面が上流側に戻り切らなくなる様子が見て取れる。高温境界面の位置は火炎位置と深く関係していると考えられるが、低流速時に火炎が上流まで戻りきらないことにより、火炎への熱流束が増大することが、燃焼速度定数が増大する原因の一つとなっていると考えられる。

図 6 中の挿絵は、強制対流中の液滴周りの流れ場の模式図であるが、高温境界面と液滴表面との間に淀み面が形成され、火炎は淀み面よりも上流の位置に存在する。このとき、火炎（即ち高温境界面）の位置は、蒸発した燃料の火炎への拡散が支配的要素となって決定される。また、流速が変動した場合、淀み面の位置が移動し、それに伴い火炎位置が移動する。そこで、本研究では、次の二つの特性時間を用いて、このような高温境界面（火炎）の非定常挙動について考察した。

第一の特性時間は、流速変動の特性時間 $\tau_f (= 1/f)$ 、但し f は流速変動周波数である。第二の特性時間は、拡散特性時間 $\tau_D (= l_c^2/D)$ 、但し、 l_c は最大流速時および最小流速時における高温境界面距離の差、 D は拡散係数である。このとき、両特性時間の比 τ_f/τ_D はダムケラ数のひとつと考えることができる。 τ_f/τ_D が大きい場合、液滴火炎は流れの変動に素早く応答するが、 τ_f/τ_D が小さい場合、流速が減少に転じたときの濃度場形成が遅い拡散によるため、火炎が上流側に戻り切ることができない。

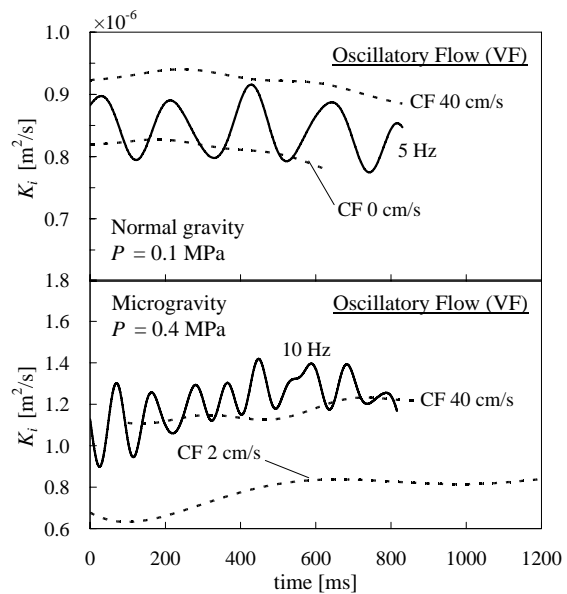


Fig. 4 Time history of K_i for oscillatory flow (1-butanol, $U = 0-40$ cm/s).

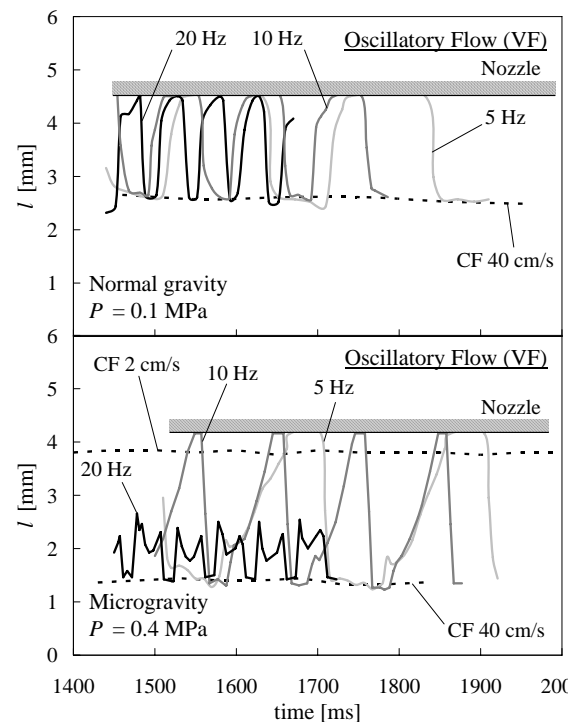


Fig. 5 Time history of l for oscillatory flow (1-butanol, $U = 0-40$ cm/s).

図 6 はこれら両特性時間の比 τ_f/τ_D と流速変動周波数 f との関係を示す。周波数が増大するにつれ τ_f/τ_D の値は小さくなるが、高圧下では拡散係数の低下により τ_f/τ_D はさらに小さくなる。このことは、高圧・高周波数条件下では、流速が低下しても火炎が液滴近傍に滞在する時間が長くなり、液滴の蒸発が促進されることを予想させる。

$\tau_f/\tau_D = D/fl_c^2$ の分母に表れる fl_c^2 は Kumagai and Isoda[4] が音響振動場において燃焼速度定数を増大させる原因とした音響拡散率と同等のパラメータであり、音響拡散率の意味が本研究で明らかになったといえよう。また、変動流速場における燃焼速度定数の増大は古典的 Frössling 関係が適用できない液滴燃焼の非定常応答によって生じていると解釈できる。

[まとめ]

微小重力高圧環境下において、単一燃料液滴の燃焼速度定数を計測した結果、流速変動する空気流に対しては、燃焼速度定数とその最大流速に支配されることがわかった。この現象は、流速変動の特性時間と拡散の特性時間の違いに起因し、古典的な準定常仮定が成立しないことを意味している。

参考文献

- [1] Chiu, H., Prog. Aeronautics Astronautics, 200 (2004), 251.
- [2] Kida S. and Yanagi, S., “Dynamics of Turbulent Flows”, Asakura-shoten, Tokyo, 1999, (in Japanese).
- [3] Mitsuya, M., Hanai, H., Sakurai, S., Ogami, Y. and Kobayashi, H., J. Heat Fluid Flow, 26 (2005), 914
- [4] Kumagai, S. and Isoda, H., Proc. Combust. Inst., 5 (1959), 129.

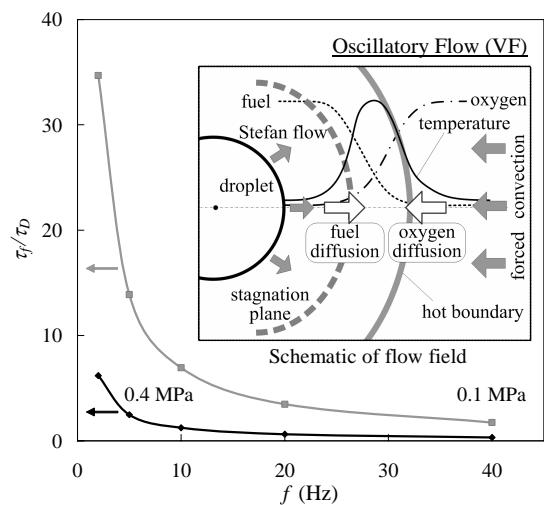


Fig. 6 Variations of τ_f/τ_D with flow frequency. The inset shows a schematic of the flow field around the droplet.