

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1001

高圧における燃料液滴の燃焼速度定数

高橋 守 ・ 新岡 嵩

佐藤 順一 ・ 山川 正紀

1988年10月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

高压における燃料液滴の燃焼速度定数*

高橋 守** 新岡 嵩***
佐藤 順一**** 山川 正紀*****

Burning Rate Constant of Fuel Droplet under High Pressure

by

Mamoru Takahashi, Takashi Niioka, Jun'ichi Sato
and Masanori Yamakawa

Abstract

In this paper, Droplet combustion behavior under high pressure is presented. Heptane and n-hexadecane droplets suspended by a fine quartz fiber were burnt in a high pressure air environment of up to 4 MPa. The burning rate constant increased with pressure and reached a maximum around the critical pressure. The same experiments were carried out for high density hydrocarbons ($\rho=969 \text{ kg/m}^3$) which have been developed recently. Allowing for the effect of density increase, the burning rate of high density hydrocarbons was found to be consistent with the predicted value obtained from heptane or n-hexadecane data and the classical analysis. In an oxygen atmosphere, however, the burning rate decreased by 30% from the predicted value.

1. 緒 言

燃焼科学及び工学における諸現象の基本は、燃料液滴の燃焼に見出されることが多く、古くから研究の対象とされてきた。燃焼科学的には、燃料の蒸発と拡散、雰囲気空气中の酸素の拡散、燃料と酸素の反応などの複合現象が球対称座標系で解析でき、しかも実験による観察に優れていることなどが利点であるが、燃焼工学的には液滴燃焼が噴霧燃焼の基本形態であることが研究者の興味を引きつけてきた理

由であろう。従って、その理論的並びに実験的研究は膨大な数になる。その中で、落下実験による無重力環境下の液滴燃焼の実験的研究[1]は、以後の研究に多くの示唆を与えてきた代表的な例と言える。近年では液滴燃焼メカニズムの全容は捉えられてきており、現在、液滴燃焼に関して我々が最も必要とする情報は、高压環境下の振舞いと、これを用いた噴霧燃焼のモデル化ではないかと考えられる。

実用燃焼器のほとんどは高压燃焼であり、特に、近年のロケットにおいては20 MPaを越えている。それにも拘らず、液滴の高压環境における蒸発または燃焼実験は数が限られ[2~12]、しかも、極めて基本的かつ重要な現象ですらわかっていない。例えば、液滴の燃焼率は圧力と共に大きくなるのか小さくなるのか決定的なデータはない。高压、しかも臨

*昭和63年6月29日 受付

**角田支所

***角田支所、東北大学高速力学研究所

****石川島播磨重工業(株)

*****日本石油化学(株)

界圧を越える環境下でも理想気体を仮定した理論解析を余儀なくされる場合もある。本報告は、初めに、高圧における液滴燃焼の問題点の理論的背景を述べ、高圧環境下の実験結果及び結果に対する吟味を行なう。続いて、近年開発された高密度炭化水素の実験について述べ、燃焼科学の立場からみた高密度炭化水素のロケット燃料としての問題点を明らかにする。

2. 理論的背景

図1に示されるように、球対称(無重力環境下)、液滴内部の温度が一定であるような準定常状態、及び反応速度無限大などを仮定すると、燃焼率(\dot{m})は次式で与えられる[13]。

$$\begin{aligned} \dot{m} &= -\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r_l^3 \rho_l \right) & (1) \\ &= -\frac{1}{4} \pi d_l \rho_l \frac{d(d_l^2)}{dt} = \frac{\pi d_l \rho_l K}{4} & (2a)(2b) \\ &= \frac{1}{\int_{r_l}^{\infty} (4\pi r^2 \rho D)^{-1} dr} \ln \left[\frac{\sum_{i=1}^N (Y_{i,\infty} \int_{T_l}^{T_{\infty}} C_{p,i} dT) + (Y_{0,\infty} - Y_{0,l})(q^0/W_0 \nu_0)}{L + Y_{0,l}(q^0/W_0 \nu_0)} \right] & (3) \end{aligned}$$

記号は末尾にまとめて表に示す。液滴表面温度は沸

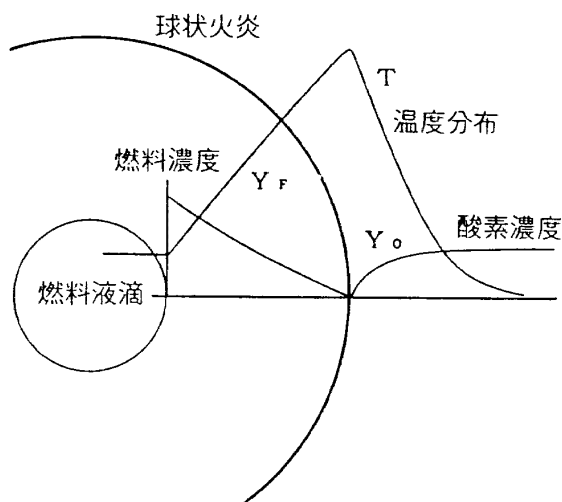


図1 液滴燃焼の説明図

点に近い値を示すので[14, 15], 沸点(T_b)に等しいと仮定し, 更に, $\rho D = \text{一定}$, ルイス数 $L_e = \lambda / \rho C_p D = 1$, $C_{p,i} = C_p = \text{一定}$ と仮定すると, 式(3)は簡単化でき[12],

$$\dot{m} = \left(\frac{4\pi\lambda r_l}{C_p} \right) \ln \left\{ 1 + \frac{1}{L} \left[C_p(T_{\infty} - T_b) + \frac{q^0 Y_{0,\infty}}{W_0 \nu_0} \right] \right\}, \quad (4)$$

となる。式(4)と式(2b)を等しくおくと,

$$K = \left(\frac{8\lambda}{C_p \rho_l} \right) \ln \left\{ 1 + \frac{1}{L} \left[C_p(T_{\infty} - T_b) + \frac{q^0 Y_{0,\infty}}{W_0 \nu_0} \right] \right\}, \quad (5)$$

式(4)または(5)を見ると, $(\lambda/C_p) = L_e \rho_{\infty} D_{\infty}$ だから, 燃焼率及び燃焼速度定数共に, 著しく圧力に依存する項は直感的には見当たらないので, 液滴の燃焼は圧力によって著しく左右されないように見える。液滴回りの火炎は拡散炎であるから, 熱及び物質移動が場を支配しているはずであり, 圧力によって反応速度が大きくなるのは, 一層拡散炎であることを強調していることになる。熱と物質移動の現象であるので, 仮定した $\rho D = \text{一定}$, $L_e = 1$ が燃焼率の圧力依存性なしの主原因となっている可能性もあるが, 式(4)または(5)は圧力依存性が基本的に弱いことを述べている。

ところが実際には, これまでの実験結果[2, 6, 9]においても, 本実験結果でも, 燃焼速度定数は(従って燃焼率も)圧力と共に大きくなり, この解析結果と異なる。式(4)に簡単化する前の式, 式(3)に立ち戻り, 物性値の圧力依存性に注意を払う必要があるように見える。特に, 蒸発潜熱は圧力と共に小さくなり, 臨界圧以上ではゼロになる。 $L \rightarrow 0$ のとき式(4)では $\dot{m} \rightarrow \infty$ になるし, 式(3)においても $Y_{0,l} \sim 0$ (*本頁脚注参照)であるから \dot{m} は十分に大きな値をとることになる。従って, 圧力と共に燃焼率と燃焼速度定数は著しく大きくなり, 臨界圧以上では極めて大きな値になりそうであるが, 実験では, 後述するように, 臨界圧付近で最大値をとり, 臨界圧以上でむしろ低下する傾向が見られる。これは, 式(3)が臨界圧以上では成立しないようにさえ見える。

* 液滴表面上の酸素濃度($Y_{0,l}$)は, 簡略化された解析では, 燃料側に酸素はないと仮定してゼロとおかれるが, 実際には, 燃料側に酸素が存在し[16], 概ね, $Y_{0,l} = 10^{-2} \sim 10^{-4}$ と考えられる。

このように、古典的な解析だけでは、高圧における液滴燃焼を簡単に議論できなくなっていることがわかる。従来の実験データが不足しているので、データの蓄積が必要であることと今後の解析にどのような考察が必要かを調べるため、以下に、従来と同様の実験方法で液滴燃焼を観察した。

3. 実験装置及び方法

実験装置の概要を図2に示す。高圧燃料供給器からステンレス細管を通して微量の燃料を送り、直径約700 μmの球を先端に持つ直径約400 μmの石英棒に液滴を付着させる。燃料供給後、ステンレス細管を回転させて液滴から遠ざけ、着火のための熱線点火器を液滴の下部に近づけ点火する。点火後速やかに点火器も遠ざける。燃料供給から点火までのこれ

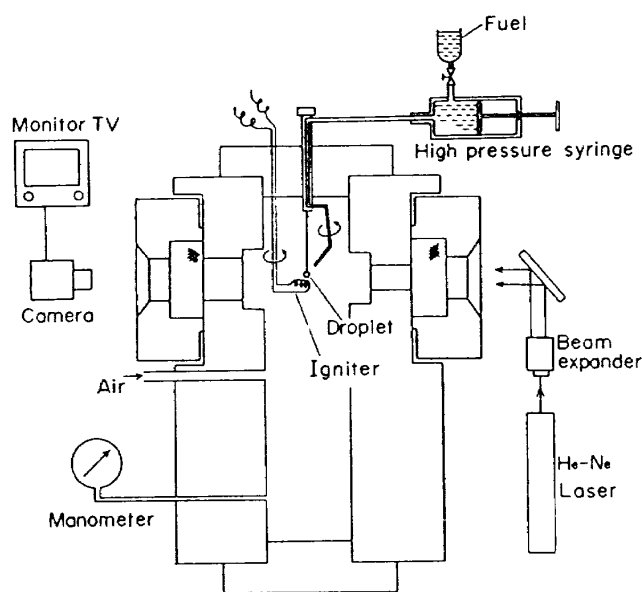


図2 実験装置

らの作業は、すべて遠隔操作で行なえるように工夫されている。図2の通り、He-Neレーザ光線を用いた陰写真法によって液滴径を求めたが、一方、紙面に直角方向から直接もう一つのカメラで液滴をのぞき、同時に二つの画面をモニタテレビに写して着火の瞬間及び火炎の状態を観察した。燃料は、中密度のヘプタン(C₈H₁₆)とヘキサデカン(C₁₆H₃₄)については、高圧空気雰囲気の中で、高密度炭化水素(RJ-1J及びHDF-1等)は高圧空気及び酸素の雰囲気内で実験を行なった。各燃料の主な物性値を表1に示す。燃焼器は他の目的もあって耐圧20MPa以上で設計されたが、後述の困難な状況のために、高々4MPa程度までしか実験はなされなかった。

液滴の形状は通常回転楕円体であり、その等価直径は、短径の2乗と長径を乗じた値の3乗根とした[17]。高圧になると表面張力が小さくなり、着火直後液滴が下方に移動して石英棒先端に辛うじて留まることがある。移動中の測定はできないが、先端での液滴はほとんど球に近い形状になって、回転楕円体の場合と比較して燃焼速度定数等に変化はない。本実験によって得たデータの誤差は、懸垂石英棒による熱伝達と自然対流であり、特に高圧における実験であるため、自然対流の影響は無視できないであろうが、基本的性状にまで影響しないと考えて実験を進めた。

4. 実験結果及び検討

4.1 中密度燃料

図3に、ヘプタン液滴について、時間による直径の2乗の変化、すなわちd²-法則のグラフを示す。

表1 供試燃料の物性値

	ヘプタン	ヘキサデカン	RJ-1J	HDF-1
密度 (kg/m ³)	684	773	851	969
比熱 (303K, J/kg/K)	2250	2220	1760	1630
熱伝導率 (293K, W/m/K)	0.141	(0.141)	(0.107)	0.108
沸点 (K)	371	560	563	554
蒸発潜熱 (B.P., J/g)	316	228	(199)	213
発熱量 (J/kg)	44.9	44.2	43.0	42.4

()は推算

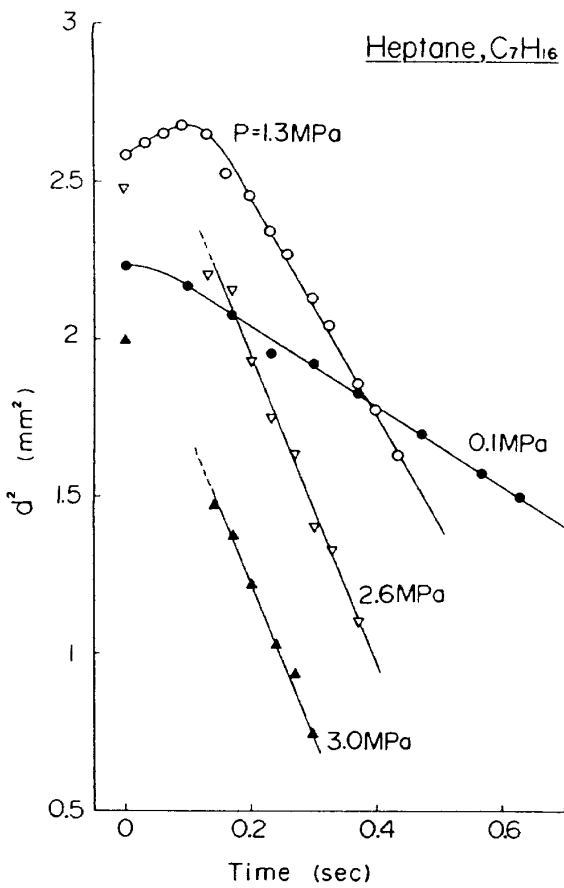


図3 液滴直径2乗の時間変化(ヘプタン)

大気圧(0.1 MPa)の実験結果はほとんど直線的に減少するが、一般的に、高圧下の蒸発の解析[5]でも明らかにされているように、着火直後、液滴内部の加熱のために直ぐには直線的に減少しない。しかし、その後はすべての圧力について右下がりのグラフが得られる。圧力が高くなると、 $P=1.3$ MPaの例に見られるように体積膨張の速さが優って直径が大きくなることが多い。着火直後は、液滴の振動が大きく、測定し難いが、 $P=2.6, 3.0$ MPaの場合もそのような傾向にあることがわかる。この期間を除くと、高圧雰囲気内でも、 d^2 -法則は成立っており、液滴燃焼では、どんな状態でも d^2 -法則は成り立つと考えて良い。ただし、混合燃料の場合はよく似た燃料が混合されていればほぼ直線的に変化するが、異なった燃料が混合された場合は、途中が階段状に変化し、勾配を求めることは不可能である[18,19]。なお、初期直径による勾配の差は、本実験の範囲内では認められなかった。

勾配(燃焼速度定数 K)を圧力に対してプロットしたのが図4である。ヘプタン、ノルマルヘキサデ

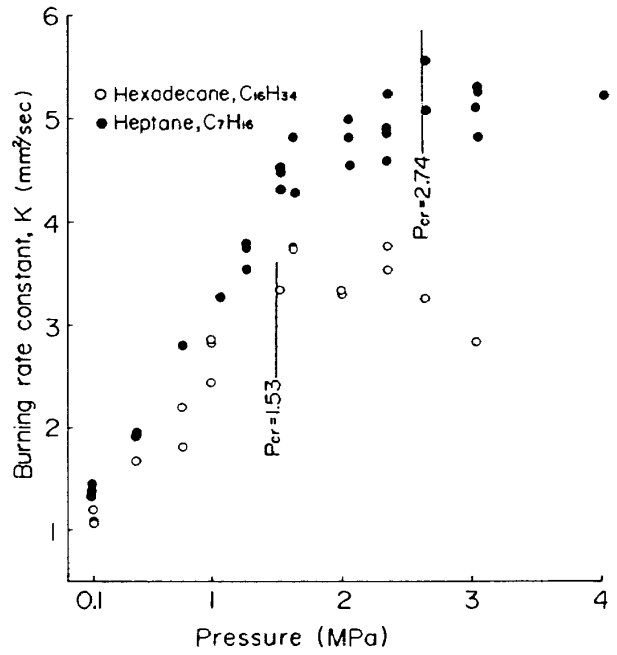


図4 圧力による燃焼速度の変化

カンとも、圧力と共にほぼ直線的に増加するが、各々の臨界圧(P_c)近傍で、その増加割合はにぶり、臨界圧を越えた圧力ではむしろ減少する傾向さえ見られる。高圧下における燃焼率に関連したデータとしては、過去に、液滴寿命(lifetime)が求められたことがあるが[8,9]、燃焼速度定数については極めて少ない[2,6,9]。本報告における傾向は、このときの燃焼速度定数の傾向と概ね一致している。

燃焼速度定数に比べると、液滴寿命は、液滴の燃焼時間であるため求め易い。ただし、液滴の直径を一致させて比較しなければならない。図5に示すように、いくつか直径の異なる液滴の寿命を実験によ

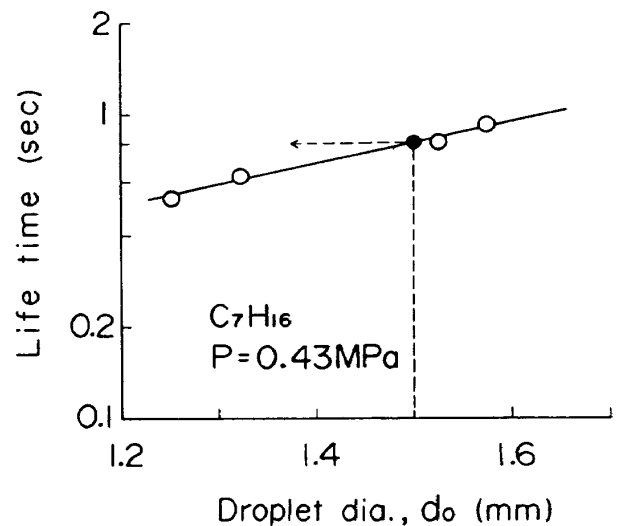


図5 初期直径による液滴寿命の変化

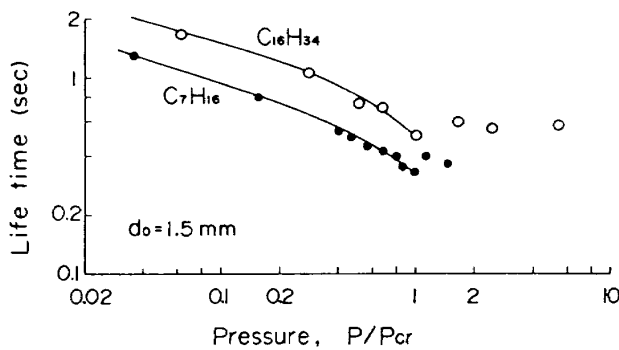


図6 圧力による液滴寿命の変化

って求め、初期直径 (d_0) が 1.5 mm の場合の寿命を内挿した。この値を、臨界圧で無次元化した圧力で整理したものを図 6 に示す。この図からもわかるように、臨界圧以上の圧力では寿命がむしろ大きくなり勝ちで、燃焼速度定数が大きくなることを推定させる。これまでの一部の報告 [9] では、寿命の圧力による減少の割合が小さくなり、臨界圧で若干折れ曲がるが、決して寿命が延びるような変化は示されていない。その他の報告 [6, 8] では本実験と一致した変化を示している。

このような圧力と共に燃焼速度定数が大きくなって、液滴燃焼率は圧力によって大きくなるのがこの実験でも示されたが、これが自然対流のある場のためだとするかも知れない。特に本実験のように大きな粒径の場合には注意を要する [5]。液滴回りの火炎は拡散火炎であり、基本的には拡散律速の現象である。高圧における酸素及び燃料ガスの拡散輸送が小さくなる代わりに、自然対流の影響が逆に高圧ほど大きくなるので物質輸送は促進される結果となり、液滴燃焼率は大きくなることもあり得るとするのがその理由である。(実験では、高圧ほど火炎の直径が小さくなる傾向にあるが、燃焼面積の減少のために燃焼率は小さくなるはずと考えるのは適切ではない。高圧ほど密度が大きくなり、燃焼負荷率が增大するので、火炎直径と液滴燃焼率とは直接関係はないからである。) しかし、浮力は圧力に比例するが、自然対流速はこの場合温度によってのみ決まり、基本的には圧力によって大きくはならない。一方、拡散係数は概ね圧力に反比例する。従って、物質輸送が圧力と共に自然対流によって増大するとは一概に言えず、重力場の実験とはいえ、圧力と共に燃焼率

が大きくなるのは一般的傾向と考えられる。

図 1 に示したような液滴回りに形成される球状火炎の内側には、燃料が熱分解してできる炭素帯があって、これが高圧ほど赤熱し、しかも厚みも増すが、なぜ高圧ほど厚くなって煤が出易くなるのか明らかにされていない。高圧になると概ね圧力に比例して浮力の影響も大きくなり、対流のため後流に尾をひいた人塊(ひとだま)状の火炎形状となる。高圧になればなる程、火炎の尾の先端から煤が多量に排出しているのが観察される。このような液滴回りの炭素微粒子群は、輝度が増して液滴の目視による観察をし難くするばかりか、弱いレーザ光線も通さなくなり、影写真による液滴径の測定も不可能になる。(レーザ光を強くすることは液滴を加熱することになるので条件が変わる。)

一方、表面張力は臨界状態に近いほど小さくなるので、高圧下で液滴をシリカの棒に懸垂できても、着火と同時に落下することが多い。前述の炭素帯とこの表面張力のために、高圧の実験はできなくなるので、図 4 または図 6 で示された実験範囲に限られる。より高圧の実験を行なうためにも、また、自然対流の影響を排除した実験を行なうためにも、無重力環境下における燃焼実験が待たれる [20]。

4.2 高密度炭化水素

次に、近年開発された高密度炭化水素(表 1 に示す HDF-1) について同様の実験を行なった。航空宇宙機用推進燃料タンクは可能な限り小さいことが望ましいので、燃料の密度を大きくしなければならぬが、各種性能が低下しないようにすることが目標である。本実験の目的は、液滴の燃焼実験によって高密度炭化水素燃料の基礎的現象を把握し、エンジン内の振舞いを類推したり、あるいはエンジン内諸現象を解釈したりするときのデータを取得することにある。

表 1 に示す HDF-1 は、日本石油化学機が開発した多環縮合ナフテン化合物の一種で、平均分子式は $C_{13.7}H_{22}$ 、推算臨界圧が 2.2 MPa、推算臨界温度 743 K である。一方、RJ-1J は、N-I, -II, H-I ロケットのブースタエンジン (MB-3) 用燃料として米国製 RJ-1 を国産化したもので、飛しょう

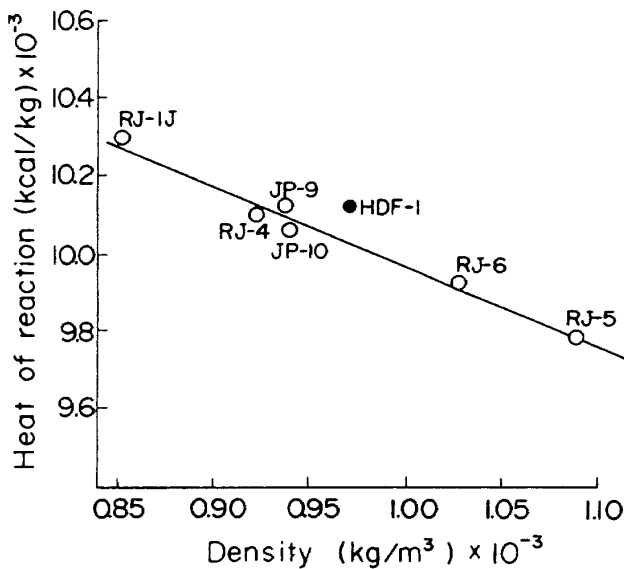


図7 各種高密度炭化水素燃料の発熱量

実績ある燃料である。図7に各種燃料の密度に対する発熱量を示すが、HDF-1は若干優れていることがわかる。空气中における d^2 -法則(初期直径で無次元化してある)は図8に示すように、図3と同様である。圧力が大きくなると、勾配、すなわち燃焼速度定数が大きくなること、着火直後に直径が若干大きくなることなどの性状は全く同じである。高密度炭化水素は、低密度に比べて炭素帯が著しく輝き、

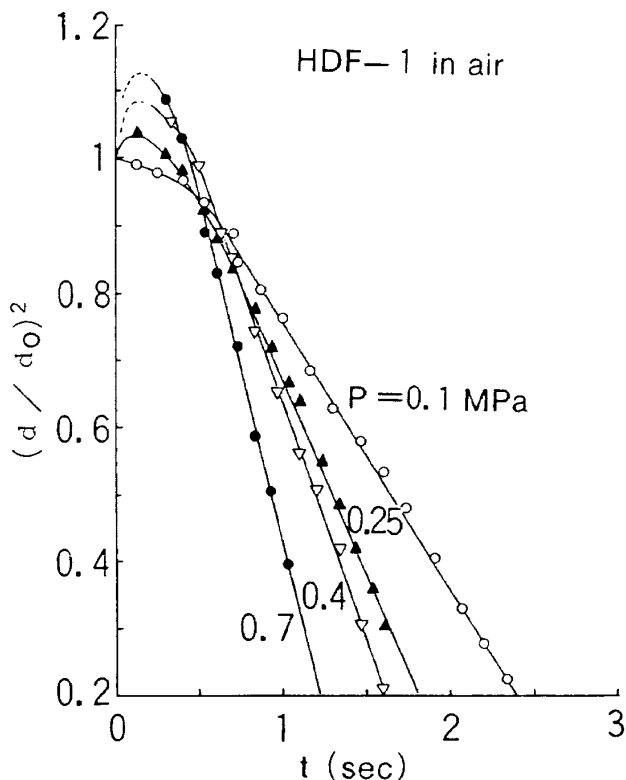


図8 高密度炭化水素燃料の液滴径2乗の変化

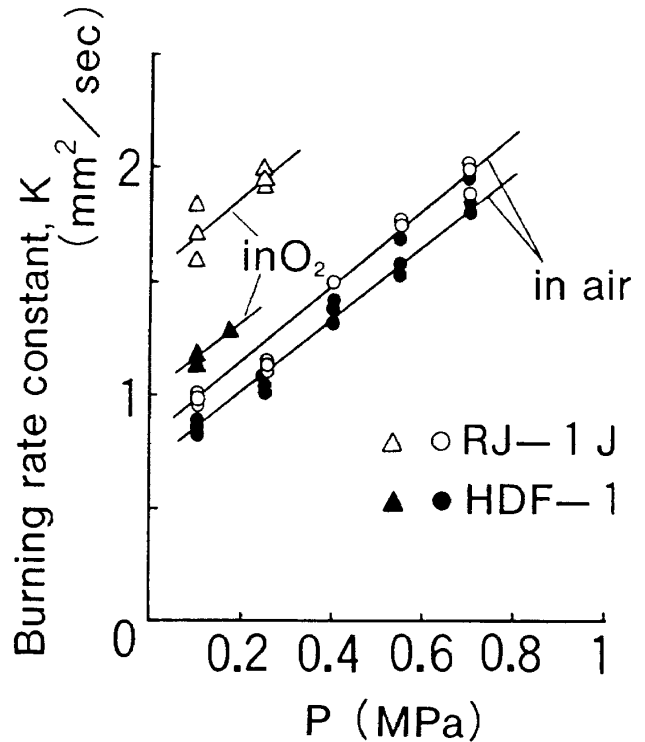


図9 高密度炭化水素燃料の燃焼速度定数

煤の量も極めて多いのが観察される。従って、高々1MPaの程度の圧力までしか実験できなかった。

燃焼速度定数を圧力に対してプロットしたのが図9であり、図4のヘプタンやノスマルヘキサデカンの場合と同様に、圧力と共にほぼ直線的に大きくなる。図9には酸素雰囲気中の結果も示してあるが、後で説明する。二つの燃料の間で若干異なるし、ともに、中密度炭化水素の図4の場合より小さめである。質量変化、すなわち燃焼率は式(2b)で表わされる。従って、燃焼率は、ある特定の直径の場合を考えれば $\rho_l \cdot K$ に比例することがわかる。そこで、図4及び図9のKの値に ρ_l を乗じて整理し直してみたのが図10である。4種の燃料の $\rho_l \cdot K$ の値がほとんど一致することがわかる。これは、空气中では、高密度ほど直径の減少割合は小さいが密度が大きいため燃焼率としては中密度の場合と同程度になることを示している。他の高密度炭化水素燃料であるHDF-2(平均分子式 $C_{13.8}H_{22}$, $\rho_l = 0.978$)及びHDF-3($C_{14}H_{22}$, $\rho_l = 0.998$)についてもグラフには示していないが、HDF-1とほとんど一致し、区別できない値を示した。このように燃焼率が変わらないことは、微粒化等の問題を別にして、空気を酸化剤とする燃焼器の中で従来の燃料と同様の燃焼効率

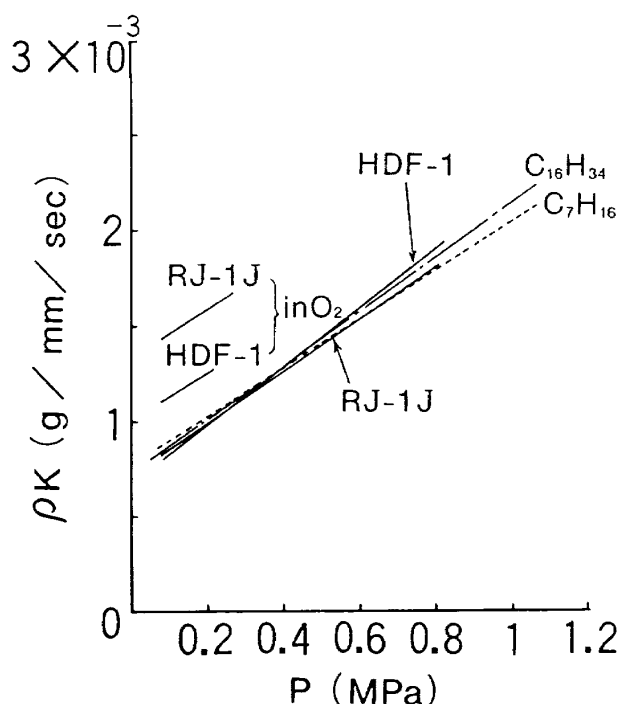


図10 密度を乗じた燃焼速度定数の変化

が期待できることが言える。

しかし、酸素雰囲気の中では、異なる結果が得られた。まず、式(4)から雰囲気酸素濃度 ($Y_{O_2, \infty}$) が異なったときの燃焼速度定数を求めてみる。物性値 (λ, C_p) が酸素濃度によって変わらないと仮定すると、酸素及び空気雰囲気における各々の燃焼速度定数 (K_{O_2}, K_{air}) の比は、

$$\frac{K_{O_2}}{K_{air}} = \frac{\ln \left[1 + \frac{1}{L} \left\{ C_p (T_{\infty} - T_b) + \frac{q^0}{W_0 \nu_0} \right\} \right]}{\ln \left[1 + \frac{1}{L} \left\{ C_p (T_{\infty} - T_b) + \frac{0.233 q^0}{W_0 \nu_0} \right\} \right]} \quad (6)$$

で与えられる。酸素濃度が変わっても、 L, T_b, q^0, W_0, ν_0 などの値は変わらないのでこの式から比を算出できる。用いた値は、表1に示したほか、 $T_{\infty} = 300 \text{ K}$; $\nu_0 = 83$ (RJ-1J), 39 (HDF-1); $\nu_f = 4$ (RJ-1J), 2 (HDF-1) を用いた。得られた比の値は、RJ-1Jについて1.62, HDF-1については1.61であったので、概ね1.6で同じとして良い。すなわち、酸素雰囲気内の液滴燃焼の K の値は、空気の場合の値より1.6倍大きくなることを示している。

図9に酸素雰囲気の実験結果も示してあるが、酸素の中では極めて炭素帯の厚味も輝度も大きく、

0.3MPa程度までしか測定できなかった。従って、式(6)中で、物性値の圧力依存性(特に蒸発潜熱)を考慮しなければならないが、圧力範囲が狭いので無視した。図9における空気雰囲気からの式(6)を用いて酸素の場合を予測し、密度の影響を考慮すれば、図10のRJ-1Jの線に大略一致する。すなわち、燃料RJ-1Jは空気の実験結果から酸素雰囲気内の結果を予測可能と言えるが、HDF-1の場合は予測値より30%程度小さくなり、酸素濃度を上げた分だけ燃焼率は上昇しないことがわかった。

図6と同様の方法で液滴の寿命を求めたのが図11である。いずれも空気中の実験で、しかも、臨界圧力以下でしか実験できなかったが、より高圧まで実験結果は求められている。この結果からも、HDF-1が、特に1MPa以上で寿命がほとんど短くならず、燃焼率は大きくならないことを示している。

圧力あるいは酸素濃度を上げると、一般的に炭素帯が厚くなって輝度が増し、煤の生成も激しくなる。圧力に関しては、まだその原因は明確にされていないが、炭素微粒子生成の化学的メカニズムを除いて議論すれば、空気側から反応帯を横切って燃焼側へ拡散する量が減少することも一因であろう。対向流拡散炎で調べられた結果[16]によると、流速が小さいときには反応帯で1~3%の酸素濃度があって、これが燃料側へ拡散するが、圧力とともに拡散係数が小さくなるので、拡散領域が狭まり、炭素粒子が成長し易くなると考えられるからである。一方、雰

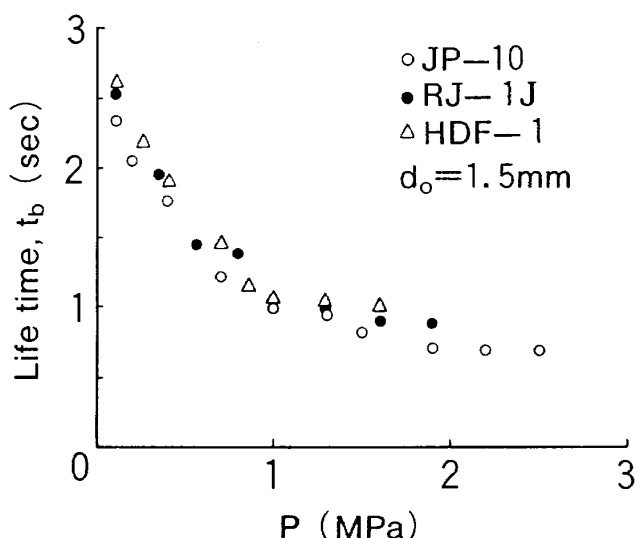


図11 高密度炭化水素燃料の液滴寿命

囲気酸素濃度を上げても、反応帯での酸素濃度の増加は拡散火炎の性質上考え難いので、燃料側への酸素濃度の増加によって火炎温度が上昇し、燃料側反応帯近傍の温度も上昇するので燃料の熱分解が促進して炭素粒子が生成し易くなる。

先述の通り、重力場における実験であるため、人塊のように尾のついた球状火炎が液滴の回りに形成されるが、圧力の上昇とともに上側の尾は長くなり尾の先端から多量の煤が排出されるのが見えるようになる。もし、球状火炎が液滴全体を囲んでいれば、蒸発燃料のすべてが反応帯を横切ることになるが、一部あいた状態になって、そこから燃料が反応帯を通らずに排出されるのと同様になって、火炎温度は低下する。また、強い輝炎からのふく射熱放出も火炎温度を低下させる。これが結果的に燃焼率の低下を招くものと考えられる。従って、高密度炭化水素燃料は炭素数が多いために煤を生成し易いのに加えて、雰囲気酸素濃度の増加は一層これを助長することになる。無重力環境下では炭素粒子も必ず反応帯を通るのでどのような燃焼率になるのか非常に興味深い。実際の燃焼器の中では激しい対流場であるため、重力場燃焼と同様であろう。実際のロケット燃焼器における実験 [21] でもこれを裏付ける結果が得られている。すなわち、RJ-1J に比べて HDF-1 は極めて若干ではあるが、燃焼性能が悪く出ている。燃焼率の低下は、このように燃焼性能の低下を招き、燃焼室長さを長くする必要にせまられるので [22]、燃料の選択に当って、高密度炭化水素は不利になるこ

とは免れないが、航空宇宙用エンジンにおいては、燃料タンク容量、インジェクタ設計、燃焼室容量など統括的に決定されるべきものであるから、燃焼率の低下が決定的要因となる訳ではない。

4.3 臨界圧における燃焼モデル

高圧、特に、臨界圧近傍における燃焼現象が単純でないことが図 4 の結果からも推測でき、今後この解明に目が向けられていくことになるが、さし当りここでは問題点を整理し簡単な吟味をすることにする。

図 12 に、簡単な説明図を示す。液滴表面からある距離において火炎面が存在し、臨界圧以下の場合、図 12(a) のような温度及び濃度分布となり、通常の拡散火炎回りの状態である。図 12(b) は臨界圧あるいはそれより若干大きい圧力の場合を想定した図である。空気あるいは酸素の臨界圧は燃焼のそれより十分に高いので、燃料の臨界圧では、空気側に臨界状態が形成されることはない。燃料側でも、燃焼ガスで希釈された燃料が、その個所の温度で臨界かどうかによる。主な燃焼生成物である水及び二酸化炭素の臨界圧は十分に高いので、燃料表面近くに斜線で示す臨界状態が存在するはずである。(図 12(b) はわかり易くするため必ずしも表面近くになっていない。) どの位置に存在するかは、対応状態原理等によって決定される。本実験では、臨界圧を越えても、液滴表面が影写真によって確認できるので表面では臨界状態に達していない。すなわち、表面温度が高くはな

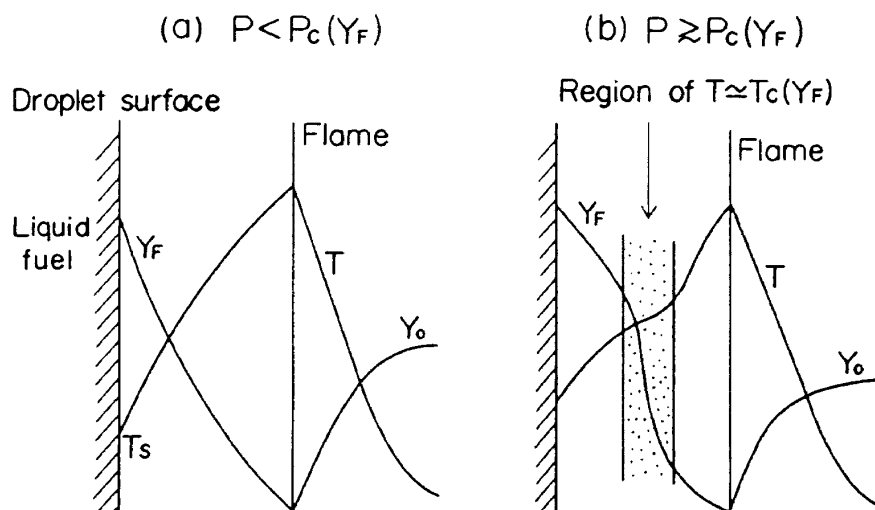


図 12 亜臨界圧及び臨界圧における温度濃度分布モデル

るが臨界温度以下であることが明確である。最近の理論的な試み [23] においても、雰囲気温度が臨界温度の数倍にならないと表面温度が臨界温度に達しないと報告されている。従って、臨界状態に達している領域は、もし存在するとすれば、燃料濃度が高い表面近傍になるはずであり、燃焼生成物は臨界圧が高いので、全体の場合が臨界状態には一般的に達し難いことが予想される。

臨界状態の領域では、蒸発潜熱がゼロに近づくだけでなく、密度、比熱、熱伝導率、拡散係数などの物性値が極めて大きな変動をするため、燃料表面と火炎の間に特別な操作をする狭い領域があると考えが良い。この領域では、熱伝導率は大きく、拡散係数は極めて小さくなるので、熱伝導は速く、物質移動にとっては障害があるのと同じ状況が想定される。

このように、臨界圧近傍では物性値の変動が著しく、熱及び物質移動が変わってくるため、燃焼速度定数が特異な変化をし、図4のような極大値をもつ原因となる。物性値の圧力及び温度による変動を考慮した解析によって図4の変化を求め、更に噴霧燃焼の場合を求めて検証することが次の課題である。

5. 結 論

高圧空気及び酸素雰囲気内で燃料液滴を燃焼させ、その観察から以下の知見を得た。

- (1) 高圧雰囲気内でも、中密度及び高密度炭化水素の各種燃料について、 d^2 -法則が成り立ち、直径の2乗は時間とともに直線的に減少する。
- (2) ただし、着火直後は、液滴内部への熱移動によって液滴の比容積が大きくなり、液滴直径が大きくなる短い時間が存在する。
- (3) ヘプタン及びノルマルヘキサデカンの空気中における燃焼速度定数は、圧力と共に大きくなり、概ね、2 MPaで大気圧の値の3~5倍程度に達する。しかし、臨界圧近傍で最大値をとり、若干の超臨界圧ではむしろ低下する兆候が見られた。より高圧では、懸垂が困難になるとともに、炭素帯の輝度が増して実験ができなかった。
- (4) 高密度炭化水素は、上記と同じ理由で1 MPa程度までしか実験できなかったが、燃焼速度定数は圧力とともに上昇し、燃料密度を考慮したデータ整

理を行うと、ヘプタンやヘキサデカンと同等の燃焼率であることがわかった。

(5) しかし、酸素雰囲気内では、RJ-1Jは、解析的に予想される酸素濃度上昇分だけ燃焼速度定数は大きくなるが、開発された密度 969 kg/m^3 のHDF-1は、予想値より30%下回った。

これらの結果は、重力環境下で得られたものであり、自然対流がない理想的な場合と定量的に異なるかも知れないが、基本的性状は変わらないと予想される。厳密には、無重力環境において検証されるか、あるいは、解析的に同じ手法で処理できる対向流場で模擬した実験で検証されることが期待される。また、物性値をできるだけ正確に与えて数値的に解析されることが待たれる。

最後に、本研究の一部は、科学技術振興調整費「液滴の燃焼現象に関する研究」によるものであることを記し、ここに、関係各位に深く感謝する。

記 号

C_p	: 定圧比熱
D	: 拡散係数
d	: 液滴直径
K	: 燃焼速度定数
L	: 蒸発潜熱
Le	: ルイス数
\dot{m}	: 燃焼率
N	: 化学種の数
q^0	: 反応熱 [13]
r	: 半径
T	: 温度
t	: 時間
Y	: 質量濃度
M	: 分子量
λ	: 熱伝導率
ν	: 化学量論係数
ρ	: 密度
[添字]	
b	: 沸点
c	: 臨界値
F	: 燃料
i	: 化学種

- l : 液滴または液滴表面
 0 : 初期値
 o : 酸素
 ∞ : 無限大 ($r = \infty$)

文 献

- 1) S.Kumagai and H. Isoda; Fifth Symp. (Int.) on Combustion, Reinhold, 1955. p129.
- 2) G.S.Canada and G.M.Faeth; Fourteenth Symp.(Int.) on Combustion, The Combustion Institute, 1973, p1345.
- 3) 広安, 角田, 干田, 今本; 日本機械学会論文集 (第2部), 40巻(1974), p3147.
- 4) 角田, 広安; 日本機械学会論文集(第2部) 42巻(1976), p1216.
- 5) 林; 航空宇宙技術研究所報告 TR-538(1978).
- 6) 津江, 宮野, 佐藤, 河野; 日本航空宇宙学会誌, 35巻(1986), p29.
- 7) S.R.Gollahalli, M.L.Rasmussen and S.J. Moussani; Combust. Sci. Tech., 26, p161 (1981).
- 8) G.M.Faeth, D.P.Dmncis, J.F.Tulpinsky and D.R.Olson; Twelfth Symp. (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, 1981, p9.
- 9) T.Kadota and H.Hiroyasu; Eighteenth Symp.(Int.) on Combustion, The Combustion Institute, 1981, p275.
- 10) C.T.Avedisian and I.J.Glassman; J. of Heat and Mass Transfer, Transaction of ASME, 103, p272(1981).
- 11) J.C.Lasheras, L.T.Yap, and F.L.Dryer, Twentieth Symp.(Int.) on Combustion, The Combustion Institute, 1984, p1761.
- 12) C.H.Wang and C.K.Law; *ibid.*, 59, 1985, p53.
- 13) F.A.Williams; Combustion Theory, Benjamin-Cummings, 1985.
- 14) F.A.Williams; J.Chem. Phys., vol.33 (1960), p133.
- 15) 新岡, 三谷, 佐藤; 日本機械学会論文集 (B論), 51巻(1985), p2457.
- 16) 例えば, Y.Otsuka and T.Niioka; Combustion and Flame, vol.21(1973), p163.
- 17) K.Kobayashi; Fifth Symp.(Int.) on Combustion, p141, Reinhold, New York, 1955.
- 18) C.H.Wang, X.Q.Liu and C.K.Law; Combust. Flame, 56, p175(1984).
- 19) T.Niioka and J.Sato; Twenty-first Symp. (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, 1986, p625.
- 20) 新岡; 第6回宇宙ステーション利用計画ワークショップ, 1987, p160.
- 21) 熊谷, 佐藤, 須藤, 宮島, 渡辺, 山川; 日本航空宇宙学会北部支部 1988年講演会前刷集(1988) p45.
- 22) T.Niioka and T.Mitani; Int. Symp. on Scale Modeling, Japan Soc.of Mech.Eng., 1988(刊行予定).
- 23) 梅村; 第23回熱焼シンポジウム前刷集(1985), p241.

航空宇宙技術研究所報告1001号

昭和63年10月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7-44-1
電話 三鷹(0422)47-5911(大代表) 千182

印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山5-6-17

Printed in Japan