

噴流拡散火炎の火炎長さに与える重力の影響*

佐藤博之*¹, 天谷賢児*², 新井雅隆*²

Effect of Gravity on a Diffusion Flame Length of Fuel Jet

Hiroyuki SATO, Kenji AMAGAI and Masataka ARAI

Flame lengths of gas jet diffusion flames were measured under various gravity levels. A spin tester was used to obtain a high gravity field which level was changed from normal gravity ($G=1$) to $G=20$. In order to investigate the fuel density effect on flame structure at high gravity level, two kinds of fuels (methane and propane) and further methane-propane mixture fuel whose density was equivalent to the surrounding air were used. As the results, flame length decreased with an increase of gravity level regardless of the positive and negative buoyancy effect between the fuel and surroundings. To investigate the gravity effect on flame structure, length of blue flame which appeared at anchor portion of the flame was measured under various gravity levels. It was confirmed that the blue flame was expanded with an increase of the gravity level. This result was explained by the enhancement of the air entrainment at the anchor portion of the flame. Evaluation of flame length which was obtained by Altenkirch considering the relationship of fuel and required oxygen were used to evaluate the experimental data of flame length under the various gravity level. From this method the following empirical correlation was proposed: $L_f/r_0=1.72Re^{0.667}Fr^{0.0846}$, where L_f is a flame length, r_0 is a nozzle radius, Re is the Reynolds number based on nozzle radius and Fr is the Froude number.

Key Words: Diffusion Combustion, Flame, Combustion Phenomena, High Gravity, Spin Tester, Flame Length, Fuel Density

1. 緒言

ガス噴流層流拡散火炎の挙動は, Burke と Schumann⁽¹⁾の理論的解析以来, 多くの研究者^{(2)~(7)}によって理論的ならびに実験的に研究が行われてきた. Burke らは, 同軸噴流拡散火炎について, 燃料成分の保存式から拡散方程式を導き, 燃料と酸素の濃度分布, 火炎面形状について理論的に解析した. Hottel ら⁽²⁾は, 無次元時間と体積流量を用いて層流火炎長さを定式化し, その結果が Burke らの理論結果を含み, さらに火炎長さが実験値とよく一致することを確認した. しかし, Burke らや Hottel らの研究は, 燃焼現象に及ぼす浮力の効果を見逃したものであり, その後の微小重力実験の契機となった.

落下塔や航空機の放物飛行等の利用による微小重力環境での燃焼実験は, 浮力の影響が見逃できるために, 燃焼現象の基礎研究として盛んに行われてきた. 拡散

燃焼の火炎長さについての研究は, NASA 等の落下塔を用いて調べられている^{(3)~(5)}. そのうち Edelman らの結果^{(3),(4)}によると, 火炎長さは落下開始直後に減少し, その後増加して最終的に地上重力の場合よりも増加することが報告されている. 落下塔を用いた著者らの研究⁽⁵⁾においても, 同様の結果が得られている.

一方で燃焼現象に与える浮力の影響を調べるために遠心加速装置を用いた実験も行われてきた. 噴流拡散火炎の火炎長さについての研究は, Altenkirch ら⁽⁶⁾や Durox ら⁽⁷⁾によって行われた. Altenkirch ら⁽⁶⁾は, 火炎長さを整理する際の無次元変数を拡散方程式から導き, 無次元火炎長さをフルード数でまとめた. また, Durox ら⁽⁷⁾は, 様々な噴出速度の条件における, メタン火炎の火炎長さを測定し重力加速度の増加に伴い, 火炎長さが減少することを報告した.

本研究ではこれらをさらに進め, 層流噴流拡散火炎の火炎形態についてノズル径や噴出流量を広範囲に変えると伴に, 微小重力環境ならび高重力環境の実験結果を含めて, 重力に対する火炎幅および火炎長さの挙動を表わす適用範囲の広い実験式を求めた.

* 原稿受付 1998年7月30日.

*¹ 学生員, 群馬大学大学院(〒376 8515 桐生市天神町15-1).*² 正員, 群馬大学工学部.

E-mail: arai@me.gunma-u.ac.jp

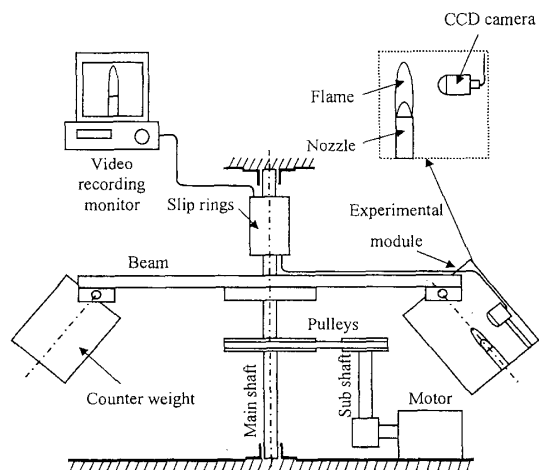


Fig.1 Experimental apparatus

2. 実験装置および方法

実験装置の概略図を図1に示す。実験装置は遠心力を利用して高重力場を擬似的に形成するものである。半径 805mm のビームがメインシャフトを中心にして回転することにより、実験容器内には地上の重力と遠心力がベクトル的に合成された擬似重力場が形成される。実験容器は回転数の増加に伴い半径方向に振り出され、容器底面が常に合成ベクトルと垂直になる。また、重力レベルの制御は遠心加速器の回転数を調整することで可能となる。擬似重力場の重力レベルは、人工的に形成した重力加速度を g_a 、地球上の重力加速度を g として次式によって定義される G を用いて表した。

$$G = \frac{g_a}{g} \quad \dots\dots\dots (1)$$

実験容器は縦 360mm、横 360mm、高さ 460mm の直方体であり、中には、小形燃料ポンプ、燃料流量調節バルブ、ノズル等からなる燃焼試験装置が搭載されている。燃料にはメタン、プロパン（純度 99%）および火炎構造に与える燃料密度の影響を調べるためにこれらの混合気体（混合比が $\text{CH}_4 : \text{C}_3\text{H}_8 = 54 : 46 \text{ mol\%}$ であり密度は空気に等しい）を用いた。また、1 Gにおいて火炎長さ L_f に対するノズル径の影響を調べるために、内径の異なる 8 種類（内径 0.5, 1.0, 1.25, 2.0, 4.0, 6.0, 7.5, 10.0mm）のノズルを用いた。

火炎は、CCDカメラにより観察した。ビデオ信号はスリップリングを介して外部に取り出し、VTRシステムにより記録した。また、火炎が実験容器の内部

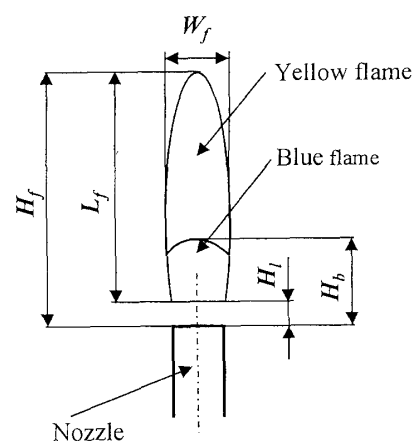


Fig.2 Definitions of flame shape parameters

流に影響されないように、ノズル外周には整流板を設けた。

噴流レイノルズ数 Re は、燃料のノズル噴出速度を u_f 、ノズル半径を r_0 、燃料の動粘性係数を ν_f として次式で定義した。

$$Re = \frac{u_f r_0}{\nu_f} \quad \dots\dots\dots (2)$$

また、慣性力と浮力の比であるフルード数 Fr は、本研究においては重力の項を含む重要なパラメータであり、 G を含めた形に拡張し、以下のように定義した。

$$Fr = \frac{u_f^2}{g G r_0} \quad \dots\dots\dots (3)$$

図2に、本論文で用いた火炎形態を表わすパラメータの定義を示した。 H_f はノズル先端より輝炎先端までの高さ、 H_b はノズル先端より青色火炎先端までの高さ、 H_l はノズル先端からリフトした火炎基部までの高さ、 W_f は火炎幅、 L_f は火炎長さをそれぞれ示す。火炎がリフトした場合、 L_f は $H_f - H_l$ で表わされる。

また、遠心加速器を用いた本研究では実験容器内の火炎に対して回転に伴うコリオリ力が働くと考えられる。火炎に対するコリオリ力の影響は、以前の解析⁽⁸⁾で 1.5G において最も回転方向に傾くという計算結果が得られている。今回の実験でも約 1.5G で 20° 程度傾くという挙動が観察された。しかしながら後述するように今回の G を変えた一連の実験において、火炎長さが 1.5G 前後で急激に変化することは無く、 G の増加

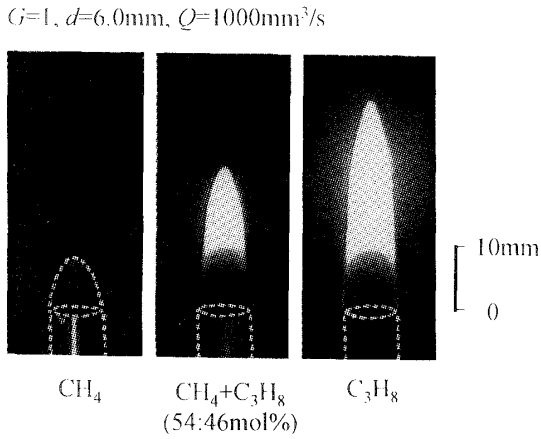


Fig.3 Flames at $G=1$

に対して火炎長さが一様に減少する傾向が見られた。よって、本研究における火炎長さに対するコリオリカの影響は無視できるものとした。

3. 実験結果および考察

3・1 通常重力場での燃焼挙動 本研究で用いた3種類の燃料の火炎の状態を図3に示す。図に示した条件において、メタン火炎は青色火炎のみであった。また、プロパン火炎ならびにメタンとプロパンの混合ガスの火炎では、輝炎が観察された。

Hottel らは、 $G=1$ における層流拡散火炎の火炎長さについての解析をし、火炎長さ L_f が燃料流量 Q に比例し燃料の拡散係数 D に反比例することを示した。

$$L_f \propto \frac{Q\theta_f}{\pi D} \dots\dots\dots (4)$$

ここで θ_f はノズルから噴出された燃料が、火炎先端まで移動するのに要する無次元時間で次式で定義されるものである。

$$\theta_f = \frac{1}{4\ln\left(\frac{1+a_f}{a_f}\right)} \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 a_f は完全燃焼時の燃料 1mol に対する空気の mol 数[mol/mol], D は拡散係数[mm²/s], Q は燃料流量[mm³/s]を示している。図4は、3種類の燃料ガスに対して火炎長さ L_f と燃料流量の関係を示したものである。横軸の値が 2mm 付近において、定常な層流火炎はフリッカリング火炎へと遷移した。フリッカリングが生じた以降の火炎長さ

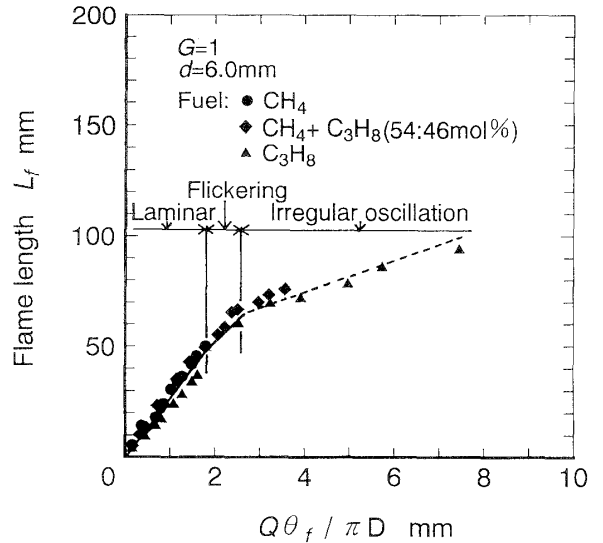


Fig.4 Influence of fuel flow rate on flame length

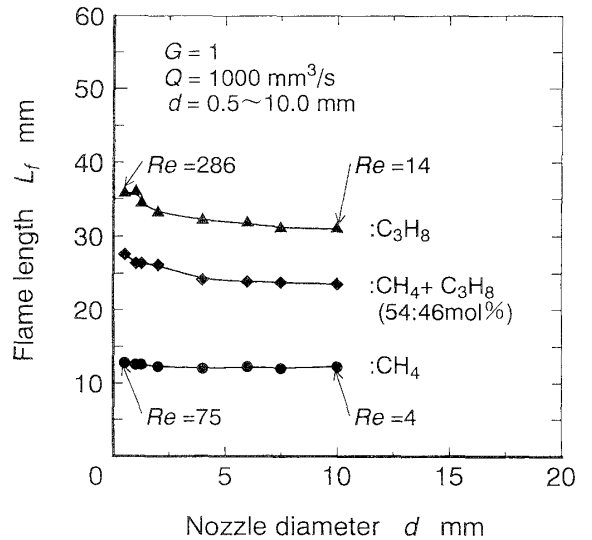


Fig.5 Influence of nozzle diameter on flame length

L_f は、火炎先端位置の最大値と最小値の中間値と定めた。フリッカリングが発生しない層流拡散火炎領域 ($Q\theta_f/\pi D = 0 \sim 2\text{mm}$) においては燃料種によらず火炎長さ L_f はほぼ同一直線上に乗り、式(4)のパラメータでよく整理できることが確認できた。

火炎長さ L_f に対する燃料噴出速度の影響を調べるために、燃料流量を一定にしノズル内径を変えて実験を行なった。図5より、メタンについてはほとんどノズル径の影響はないが、プロパン及び混合気体については、ノズル径が小さくなると火炎長さが伸びる傾向が見られた。これは、レイノルズ数の違いによる影響が出たものと思われる。

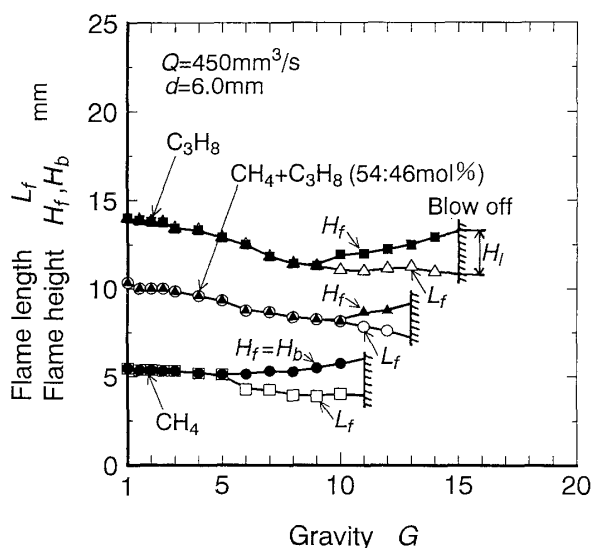


Fig.6 Behavior of flame shape under high gravity level in small fuel rate condition

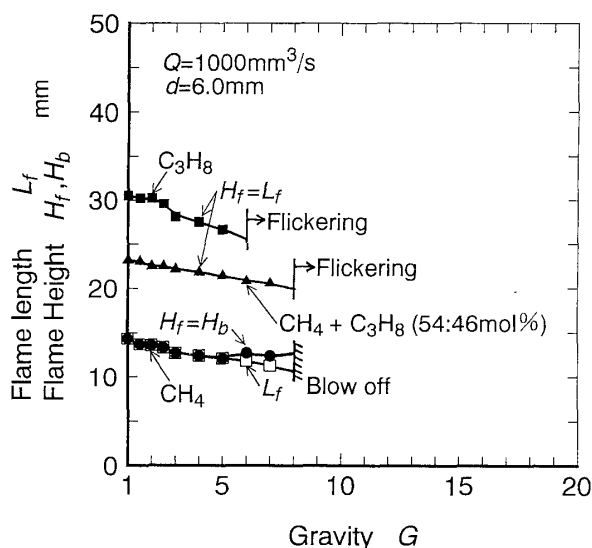


Fig.7 Behavior of flame shape under high gravity level in large fuel rate condition

3・2 高重力場での燃焼挙動 図6は燃料流量 $Q=450\text{mm}^3/\text{s}$, ノズル内径 $d=6.0\text{mm}$ における G に対する各火炎長さ L_f と火炎高さ H_f の変化を示したものである。なおこの流量条件における火炎形態は、どの燃料についても終始フリッカリングを生じない層流状態であった。火炎状態については、 G が増加すると火炎のリフトが観察された。いずれの燃料においてもリフトの発生に伴い火炎高さ H_f は増加するが、リフト高さ H_l を差し引いた火炎長さ L_f は、 G の増加と共に減少した。図7は、燃料流量 $Q=1000\text{mm}^3/\text{s}$ の場合でフリッカリングが生じるまでの層流燃焼状態にあったものを示す。メタン火炎以外ではリフトの発生の前にフリッカリング現象が見られたが、 G の増加に伴い火炎長さ L_f が減少する傾向は図6と同様であった。この結果は Durox らの⁷⁾が行なったメタン火炎での実験結果と一致した。 G に対する火炎長さ L_f の変化の割合は、燃料流量の多い方が大きい。これは火炎体積の違いによるもので、火炎体積が大きい程火炎が冷却されにくいため高温になりやすく、高温になった密度の低い火炎塊が受ける浮力すなわち自然対流が強められるためと考えられる。

図8は、図6, 7に示した層流燃焼状態にある火炎幅 W_f を測定した結果である。ここで火炎幅 W_f は $G=1$ における火炎幅 $W_{f(G=1)}$ で規格化した。燃料の種類によらず、重力の増加に伴い火炎幅 W_f は減少する。これは拡散火炎における火炎面は、燃料濃度と酸化剤の濃度が量論比で釣り合う位置に形成され、分子拡散係数が重力に対して変化しないと考えると、自然対流が強めら

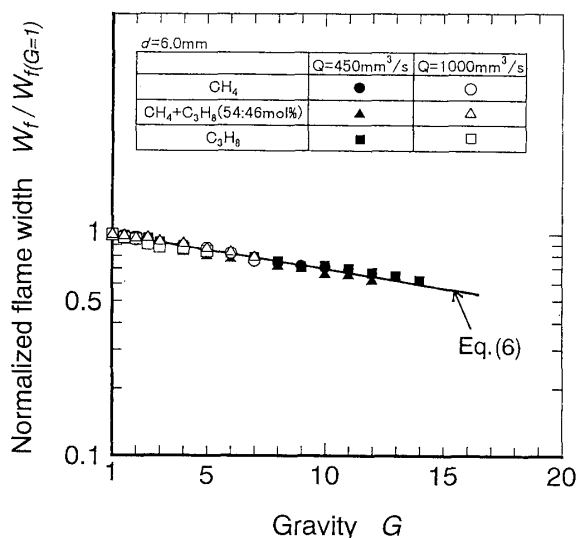


Fig.8 Relationship between gravity level and normalized flame width

れることにより周囲空気に対して火炎面に沿った流れの成分が増し、濃度の釣り合い位置が燃料噴流の内側に移動したためと考えられる。また、火炎幅の減少割合はいずれの条件でも一致することから $W_f / W_{f(G=1)}$ はほぼ直線で表わされる。これより次の整理式を得た。

$$\frac{W_f}{W_{f(G=1)}} = 1.04 \exp(-0.0408 G) \quad \dots\dots (6)$$

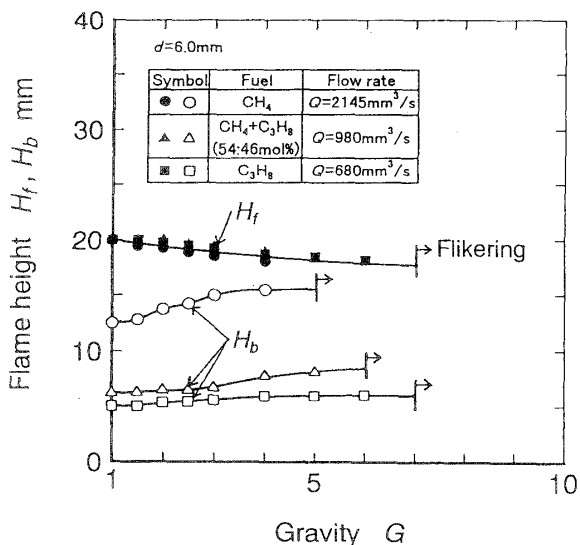


Fig.9 Behavior of flame shape under high gravity level in the condition of $L_f=20\text{mm}$ at $G=1$

なお、式(6)に対する実験結果の誤差は、最大10%であった。

燃料流量を一定にした場合、燃料の種類により火炎の大きさが異なる。 $G=1$ のもとで3種燃料についての火炎長さ L_f を目視によって20mmに統一させた場合、燃料ガスの完全燃焼時における低発熱量の値から火炎としての発熱量を求めると、メタン火炎の発熱量を Q_m 、混合ガス火炎の発熱量を Q_{mix} 、プロパン火炎の発熱量を Q_p として、 $Q_m=18.3\text{J/s}$ 、 $Q_{mix}=14.3\text{J/s}$ 、 $Q_p=14.8\text{J/s}$ となる。これらの値から燃料の種類によらず発熱量はさほど変わらないと考えられる。すなわち火炎長さ L_f を一定にすれば、火炎が受ける浮力による自然対流の効果は燃料種によってさほど変わらないと考えられる。

図9は重力に対する火炎長さ L_f 、青炎部の高さ H_b の挙動を調べたものである。 G の増加に対して火炎長さ L_f は燃料によらずほとんど同じ割合で減少した。 $G=1$ において火炎長さ L_f を一定にした場合、周囲空気に対してメタンは軽く、プロパンは逆に重い。またメタンとプロパンの混合燃料は周囲空気と同一密度としてある。したがって高重力場では、これらの差が火炎形状に影響を与える可能性があると考えられたが、この結果からは G による火炎長さの変化は燃料密度に依存していない。これは、ノズル出口近傍における燃料の周囲空気に対する密度差による浮力よりも火炎によって発生する浮力の方が支配的であるためと思われる。また燃焼後の概燃ガスは、燃料分子中の炭素と水素の比 (C/H比) には多少関係するが N_2 、 CO_2 、 H_2O 、 O_2 等であり燃料の密度と直接関係なく、火炎としての発熱量

が等しければ受ける浮力の効果も同じであり、このため火炎長さが L_f の変化が同じ傾向で減少したものと思われる。

青炎部の高さ H_b は G の増加に伴い増加した。重力の増加に対する火炎長さ L_f の減少、および青炎部の高さ H_b の増加は、自然対流の増加により火炎基部で周囲空気との混合が盛んになり予混合化が進んだためと考えられる。メタン火炎とプロパン火炎の青炎部の高さ H_b の違いについては、燃料のC/H比や拡散係数の違いによるものと思われる。

3.3 火炎長さ L_f と重力の関係 G をパラメータとした火炎長さ L_f については、Altenkirchら⁽⁶⁾が次のような整理を行なった。拡散燃焼における酸化剤の供給は、火炎周囲の空気からなされるが、燃焼に必要な酸素量を M_r とすると、

$$M_r = \pi a \rho_f u_f r_0^2 \quad \dots \dots \dots (7)$$

と表わされる。ここで、 a は燃料の単位質量当たりの酸素量、 ρ_f は燃料の密度を示す。また、燃焼時に消費される酸素量 M_r は、拡散方程式に対して境界層近似して、境界層積分法を用いることにより、次式で計算される。

$$M_r = 2\pi C m_{ox} \rho D \left(\frac{g L_f^3}{D^2} \right)^{1/4} r \quad \dots \dots \dots (8)$$

ここで、 m_{ox} は密度 ρ の周囲流体中における酸素の質量割合、 r は火炎の平均的な半径である。また、 C は定数で0.33とした。

式(7)、(8)を等しいと置くと、次の様な関係が導かれる。

$$\frac{L_f}{r_0} \left(\frac{1}{Fr Re^2} \right)^{1/3} = \left(\frac{a}{2C m_{ox}} \frac{\rho_f}{\rho} \right)^{4/3} \times \left(\frac{v_a}{D} \right)^{2/3} \left(\frac{v_f}{v_a} \right)^{2/3} \left(\frac{r_0}{r} \right)^{4/3} \quad \dots \quad (9)$$

ここで v_a は、周囲空気 (酸化剤) の動粘性係数を表す。式(9)における左辺は火炎長さを無次元化したものと考えられ、火炎長さ L_f 以外は実験条件として設定できるパラメータである。右辺は実験結果として得られる火炎の平均半径が含まれるものの、燃料の噴出速度や重力の大きさなどのパラメータは含まれておら

CH ₄	Condition
○	Q=450mm ³ /s, d=6.0mm, G=1~10
△	Q=1000mm ³ /s, d=6.0mm, G=1~7
◇	Q=2145mm ³ /s, d=6.0mm, G=1~6
▽	Q=450~3750mm ³ /s, d=6.0mm, G=1
■	Q=2000mm ³ /s, d=2.0mm, G=0.01, G=0.26, G=0.56

C ₃ H ₈	CH ₄ +C ₃ H ₈	Condition
○	●	Q=450mm ³ /s, d=6.0mm, G=1~12
△	▲	Q=1000mm ³ /s, d=6.0mm, G=1~7
◇		Q=680mm ³ /s, d=6.0mm, G=1~8
	◆	Q=980mm ³ /s, d=6.0mm, G=1~8
▽	▼	Q=100~1700mm ³ /s, d=6.0mm, G=1
■		Q=2000mm ³ /s, d=7.5mm, G=0.01, G=0.24, G=0.56

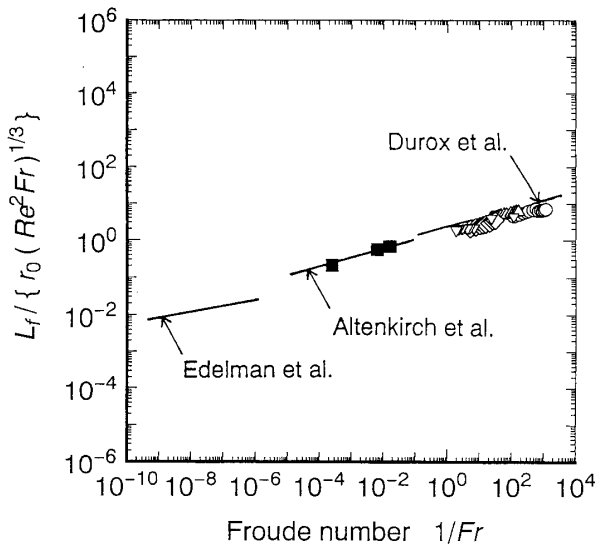


Fig. 10 Flame length versus Froude number (methane)

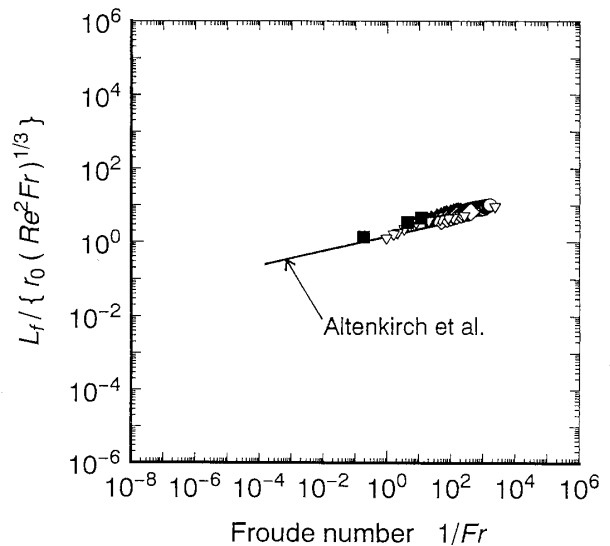


Fig. 11 Flame length versus Froude number (propane and mixed gas)

ず、物性値のみで構成されている。Altenkirch らは、式(9)の左辺を用いて火炎長さをフルード数の関数として整理した。この結果は、式(9)の右辺をフルード数の関数と置いたことになるが、式(6)の結果より火炎幅がGのみで表わせることを踏まえると、式(9)右辺の火炎幅 r がフルード数の関数と考えられ Altenkirch らの取り扱いが妥当である。つまり式(9)は、

$$\frac{L_f}{r_0} \left(\frac{1}{Fr Re^2} \right)^{1/3} = f(Fr) \quad \dots\dots\dots (10)$$

と示される。

式(10)のパラメータを用い、フリッカリングを生じない層流燃焼領域における火炎長さに対するフルード数の影響について整理したのが図 10, 11 である。Altenkirch らは、主に高重力場のデータについて整理を行なったが、著者らはノズル径と流量範囲を広範囲に変えて彼らの条件よりフルード数の小さな領域の重力場 (G=1~12), ならびに小重力場である G=0.01~0.56 のデータ⁽⁸⁾を加えて整理した。さらに図 10 には、Durox ら⁽⁷⁾の高重力場でのデータと Edelman ら⁽³⁾の落下

塔による無重力下でのデータも追加した。Durox らは、2種類のノズル径、d=2.2, 12mm を用いて様々な噴出速度について計測を行なっている。また、Edelman らのデータは、落下塔を用いて得られる 2.2 秒間の微小重力実験の結果である。彼らはGのレベルを G=0 と表現しているが、フルード数の計算に当たり、落下塔の性能である G=10⁻⁵ を重力レベルとして用いた。Edelman らの実験結果は、他の実験結果と多少異なる傾向を示しているが、これは、今回の整理に対して重力レベルを一律に 10⁻⁵ としたためと思われる。Edelman らの論文に示してある 10⁻⁵ の値がどの程度の精度を有する値かは不明であるが、火炎長さを整理する場合、Gの大きさの測定がきわめて重要であると言える。結果は著者らの地上重力(図4のフリッカリングが起らない層流燃焼領域)、高重力(図6, 7, 9)ならびに小重力実験のデータ⁽⁸⁾、Durox らのデータ⁽⁷⁾、Altenkirch らのデータ⁽⁶⁾がほとんど同一直線上に並び、様々な重力レベルに対して Altenkirch らが示したパラメータによる整理が有効であることが確認された。これらの結果から、レイノルズ数を一定にして、G (フルード数)を変化させた場合、Gの増加(フルード数の減少)に

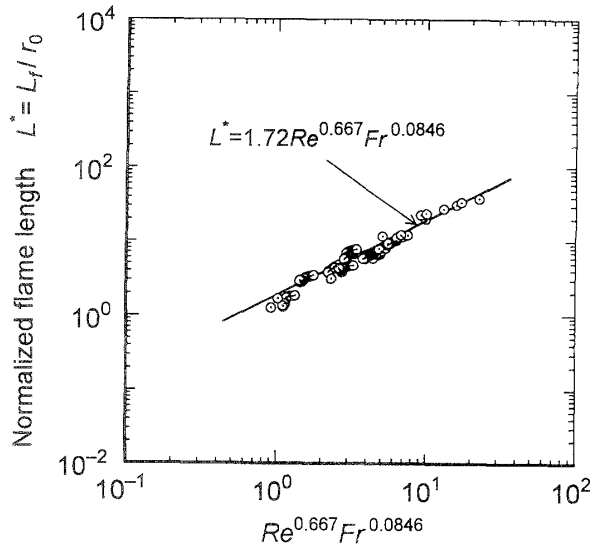


Fig. 12 Dimensionless correlation of flame length

対して無次元火炎長さ $L_f/\{r_0(Re^2Fr)^{1/3}\}$ は単調に減少する結果となった。

図 11 は、プロパン及びメタンとプロパンの混合気体について図 10 と同様な整理をしたものである。傾向は図 10 と一致し、さらに図 10, 11 を比較すると、燃料種に関わらずすべてのデータが同一直線上に並ぶことが確認された。これは、式(4)を変形すると、

$$\frac{L_f}{r_0} \propto \theta_f Re Sc \quad \dots\dots\dots (11)$$

となり、火炎長さはレイノルズ数 Re とシュミット数 Sc に比例するが、燃料が気体の場合シュミット数 Sc が各燃料においてほとんど同じであるので、レイノルズ数 Re が火炎長さの決定要素となり、燃料の種類にはよらないためと考えられる。

3・4 火炎長さ L_f の実験整理式 Durox らと Altenkirch らの結果を含めて図 10, 11 における実験式から L_f/r_0 を無次元火炎長さ L^* として整理式を求めると、

$$L^* = \frac{L_f}{r_0} = 1.72 Re^{0.667} Fr^{0.0846} \quad \dots\dots\dots (12)$$

となる。図 12 は、式(12)で求められた無次元変数 $Re^{0.667} Fr^{0.0846}$ に対する無次元火炎長さ L^* の関係を示したものである。実験範囲は、 $3 \leq Re \leq 40$, $4 \times 10^{-4} \leq Fr \leq 4 \times 10^3$ のフリッカリングが発生しない層流拡散燃焼領域で、式(12)に対する本研究の実験結果の誤差は、

最大 40%であった。式(12)によると火炎長さは、レイノルズ数 Re の 0.667 乗とフルード数 Fr の 0.0846 乗に比例し、レイノルズ数 Re の指数の方が大きいことがわかる。また、フルード数の指数は正でありフルード数の分母には G が含まれていることから、 G が減少すれば火炎長さは長くなることがわかる。以上のように、フリッカリングが発生しない層流拡散燃焼領域において重力に対する火炎長さの挙動を地上重力、小重力および高重力環境にわたって表現できる実験式を得ることができた。

4. 結 論

噴流拡散火炎の火炎形状に与える浮力の効果を解析するために、重力のレベルをパラメータとして層流拡散火炎の燃焼挙動を実験的に調べた。その結果、以下の見知を得た。

- (1) 層流拡散火炎では、重力レベルが増すと火炎長さは減少し、青色火炎長さは増加する。
- (2) 火炎長さ、青色火炎長さに与える重力の効果は、燃料の違いに影響されない。
- (3) 重力レベルの増加に対して火炎幅は単調に減少し、火炎幅に関する実験整理式を得ることができた。
- (4) Altenkirch らの方法は、フリッカリングが発生しない層流拡散火炎について地上重力、小重力および高重力場における火炎長さの整理法として有効で、これをもとに火炎長さと重力レベルの関係を表わす実験整理式を得ることができた。

文 献

- (1) Burke, S.P. and Schumann, T.E.W., Ind. Eng. Chem., Vol. 20, No. 10, (1928), 998-1004.
- (2) Hottel, H.C. and Hawthorne, W.R., 3rd Symp. (Int.) on Combustion, (1949), 254-266.
- (3) Edelman, R.B. and Bahadori, M.Y., Acta Astronautica, Vol. 13, No. 11/12, (1986), 681-688.
- (4) Bahadori, M.Y., Stocker, D.P. and Edelman, R.B., Paper AIAA-90-0651, (1991).
- (5) Amagai, K., Ito, Y. and Arai, M., J. Jpn. Soc. Microgravity Appl, Vol. 14, No. 1, (1997), 3-9.
- (6) Altenkirch, R.A., Eichhorn, R., Hsu, N.N., Brancic, A.B. and Cevallos, N.E., 16th Symp. (Int.) on Combustion, (1976), 1165-1174.
- (7) Durox, D., Yuan, T. and Baillet, F., Combust. Flame, 102, (1995), 501-511.
- (8) Arai, M. and Amagai, K., Proc. 2nd Symp. (Int.) on Scale Modeling, (1997), 197-210.