乱流拡散火炎内の流れの特性*

(第1報, 乱流拡散火炎の相似性)

田 中 秀 憲^{*1}, 齋 間 厚^{*2}

Experimental Study on the Flow Characteristics in Turbulent Diffusion Flames (1st Report, Similarity of Flow in Turbulent Diffusion Flames on Temperature and Mass Flux)

Hidenori TANAKA and Atsushi SAIMA

This experimental study aims at investigating the flow characteristics on turbulent diffusion flames at the low Reynolds numbers of 2 000 and 3 000 at the nozzle exit. Measurements were made of velocity and temperature by means of a LDV and a fine thermocouple under flows of three equivalence ratios (6, 24, ∞) to each Reynolds number. The mass flux distribution along the flame axis shows three separate flow regions, that is, potential core, free jet and buoyancy regions. The maximum temperature position on the axis x_p was the point where combustion was almost completed. This position was a representative length of flame derived from not only fluid dynamic characteristics but also chemical characteristics. Both temperature and mass flux distribution against the normalized axial distance x/x_p have good similarity up to the free jet flow region. The local Froude number defined in the buoyancy region gradually approached small constant values for each flow condition. These results show that x/x_p is one of the important parameters in the expression of the flow characteristics of relative temperature and mass flux in turbulent diffusion flames.

Key Words: Jet, Turbulence, Turbulent Mixing, Turbulent Flow, Flame

1. 結 言

工業的に最も多く使用されている乱流拡散火炎内の流れの特性はまだ十分に明らかでなく、この流れの特性を明確にすることは火炎構造を解明する上で重要な課題の一つと考えられる。化学反応を伴わない等温、等密度の自由噴流に関する研究^{(1)~(3)}および等温であるが周囲と密度の異なる噴流に関する研究^{(4)~(7)}など、今まで多くの報告がなされ、その噴流特性は次第に明らかになってきている。最近、水素と空気の混合気を加熱して、その流れの特性を調べた研究⁽⁸⁾も報告されている。しかし、噴流の中で燃料ガスと周囲の酸素との混合と反応が同時に進行し、温度、密度および成分がともに変化するような拡散火炎の場合には、その流れはかなり複雑なものとなる。通常の乱流拡散火炎も噴流の一種であり、当然噴流としての性質を持っているはずである。それゆえ、火炎中の流れの噴流としての性質を解明することは、同時に火炎構造を知る上に重要な因子と考えられる。本研究は乱流拡散火炎中の

流れの構造を調べるために、乱流拡散火炎と未燃ガス噴流の流れの特性とを比較検討したものである。

2. 記 号

D : ノズル出口直径
 x : ノズルポートからの軸方向距離
 r : 中心軸からの半径方向距離
 $\bar{T}$: 時間平均温度
 $\Delta\bar{T}$: 測定温度と室温との温度差
 $\bar{U}$: 流れ方向の時間平均速度
 $\bar{V}$: 半径方向の時間平均速度
 ρ : 密度
 Ψ : 質量フラックス $=\rho(\bar{T})\bar{U}$
 L : 代表寸法
 g : 重力の加速度
 ϕ : 当量比
 Re : レイノルズ数 $=\bar{U}_0 D_0/\nu_0$
 Fr : フルード数
 ν : 動粘度
 添 字
 a : 空気
 G : 混合ガス
 f : 火炎

* 平成元年12月4日 第27回燃焼シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成3年7月12日。

*¹ 正員、防衛大学校(●239 横須賀市走水1-10-20)。

*² 正員、日本大学理工学部(●101 東京都千代田区神田駿河台1-8-14)。

c : 中心軸上
 B : 浮力領域
 0 : ノズル出口
 s : 二次空気
 p : 最高温度 $= \bar{T}_{\max}$
 $-$: 時間平均

3. 実験装置および、方法

実験に用いたバーナ系および測定装置の概略を図1に示す。燃料は工業用純プロパンを用いた。一次空気はコンプレッサより、サージタンクを経て供給した。両方のガスは、計量オリフィスメータを経て混合室に導き、その混合気は散乱光発生用の微粒子(試験用ダスト)を混入した。混合気は乱流発生格子を通り、直径14 mm、長さ300 mmの円管の先端に設置した直径8 mmの先細ノズルから大気中に鉛直上方に噴出された。さらに、外界のじょう乱を少なくし火炎を安定にするために、内径80 mmのノズルから低速の二次空気を主流に沿って流し、同様にこれにも散乱光発生用微粒子を添加した。実験条件は、拡散火炎では出口レイノルズ数を2000と3000とし、当量比 ϕ はともに6, 24, ∞ (二次空気=0)とした。この当量比はいずれも可燃限界外であり、噴出燃料はノズルを出てから周囲の空気と混合し拡散火炎を作る。また、参考までに用いた予混合火炎の場合はレイノルズ数を2070, 当量比を0.7とした。温度測定には、直径50 μm のPt/Pt-13% Rhの熱電対を使用した。これには触媒効果を除去するためシリカのコーティングを施し、放射補正は行わなかった。熱電対からの信号は増幅したあとマイクロコンピュータにより統計処理し、その平均値を求めた。流速測定にはレーザドップラー流速計LDVを用い前方散乱方式を採用した。散乱光からの

図1 実験装置概略図

ドップラー信号はシフタを通過後にカウンタタイプの処理器によって処理し、平均値および変動値を求めた。なお、噴流領域の表現は従来の表示方法にならって取扱った。

4. 測定結果

4.1 乱流拡散火炎の噴流特性 乱流拡散火炎の直接写真を図2に示す。ノズルポート近くから細長い層流火炎領域があり、層流から乱流に遷移する遷移点より下流では乱れた火炎となっている。この遷移点には当量比が大きくなる(流速が小さい流れとなっている)につれて上流側に移動し、層流領域は短くなる。図3に三つの異なる当量比について流れ方向の五つの断面上の平均温度および流れ方向の平均速度の分布を示した。いずれの当量比に対しても r/D が1付近で温度は最高となっており、この最高温度の近くには火炎帯が存在している。一方、速度分布もまた r/D が1付近では速度が増加しており、 $\phi=\infty$ の場合は中心軸上よりも約2倍速くなっている。図4に、中心軸上の最高温度と室温との温度差によって規格化した火炎の中心軸上の温度分布を示す。中心軸上の温度は、 x/D が0~10付近までは室温を示し、そのあと次第に上昇して、 x/D が40~50で最高温度に達し、下流では外気流との混合により減少する。また、それぞれの流れ条件の火炎長に依りて、温度の立上り、温度上昇の性状、および最高温度の位置など温度分布はそれぞれに異なった分布となっている。ちなみに、予混合火炎($Re=2070$, $\phi=0.7$)の温度分布も図4に示したが、この場合は混合気の流速と燃焼速度の兼ねあいでの火炎の位置が決定され温度の立上りが定まるもので、予混合火炎の場合は図示のような性状を示す。中心軸上の温度は、 x/D が5付近から上昇し、早く立ち上がり、 x/D が20付近で最高温度となる。また可視火炎の先端は x/D が

図2 乱流拡散火炎の直接写真

30 付近にあり、火炎の長さは拡散火炎に比べて短くなっている。図5に、中心軸上の軸方向速度の測定結果を示す。縦軸はノズルポート出口の速度 $\bar{U}_{co}$ によって規格化した無次元速度である。火炎を伴わない流れの場合は、 $Re=2000$ で、 $\phi=24$ の場合は多少ずれているものの、全体的にはほぼ同一の曲線形状を示し、 x/D が0～5までの範囲に速度一定のポテンシャルコア領域が存在している。下流では対数表示の軸上距離に対して、ほぼ直線的に減少して、 $(x/D)^{-1}$ に比例して分布する自由噴流領域となっている。さらに下流では速度の減衰はより大きくなり、自由噴流領域から浮力噴

流領域へと移行する。一方、火炎を伴う流れでは x/D は10～15までほぼ流速は一定であるが、それより下流では流速が上昇している。この中心軸上の分布においても図3の断面上の分布と同様に $\phi=\infty$ の場合はノズル出口速度の約2倍の速さまで上昇している。また断面上の分布と同じようにそれぞれの火炎の最高温度付近で速度もまた、最大速度となっている。このように火炎を伴う流れの場合は、ノズル出口速度よりも高くなる領域があり、速度による表示方法では常温噴流の場合のような噴流の特性領域の区分はできない。

4・2 無次元軸方向距離(x/x_p)と無次元質量フラックス分布(ψ_c/ψ_{co}) 一般に、噴流の研究では、その特性を表すのに軸方向の距離として x/D を用いているが、常温噴流の性質は流体力学的な性質、すなわち、流速・ノズル形状・レイノルズ数・流量・乱れ強さなどによって決まるが、拡散火炎の流れの特性は上記条件に加え化学的な性質すなわち、燃料の種類・混合割合・拡散係数・燃焼温度なども流れの性質を決定する因子となる。なかでも温度は化学反応を第一義的に決定するもので、火炎では重要なパラメータである。拡散火炎では、燃料ガスと周囲の酸素とが、ちょうど理論混合比になる点の軌跡が火炎面で、ここで最高温度となる。この最高温度の位置は上に述べたように流体力学的な特性値と化学的な特性値に依存し、燃料の種類、反応速度、拡散速度、当量比、出口速度、粘性係数、ノズル直径、ノズルからの距離、などなどによって決まる。特に、軸上の最高温度の位置は燃焼がほぼ完了する位置である。それゆえここは、乱流拡散火炎の性質と関わりを持つ特徴点となっている。

図6に、ノズル直径によって規格化された最高温度となる中心軸上の距離が、当量比の逆数に対して示されている。本研究に用いた流れの条件の場合、当量比が小さくなると、最高温度になる中心軸上の距離

図3 断面上相対平均温度、平均速度分布 ($Re=2000$)

図4 中心軸上相対温度分布

図5 中心軸上相対速度分布

(x_p/D) は長くなる傾向にあるように思われる。一方、ノズル出口速度が大きい流れ、すなわちレイノルズ数が大きい場合は、その距離は長くなっている。これは流体力学的要因(燃料と酸化剤との混合ガスの流速)や、化学的要因(当量比)によって決定される火炎面が流速が速い場合には流体力学的な影響が大きくなり、下流側に押し流されるためであると思われる。

図4に示したように、拡散火炎の中心軸上の無次元温度は各火炎とも類似した分布を示している。そこで、各火炎の軸上の最高温度になる位置(x_p)によって無次元化した、中心軸上の距離(x/x_p)に対して、各火炎の最高温度によって、中心軸上の温度を無次元化した温度分布($\Delta T/\Delta T_p$)が図7に示されている。拡散火炎ではレイノルズ数が2000の場合また3000の場合ともに、いずれの当量比においても、 x/x_p が0.3付近から温度が上昇している。図4に示した温度分布に比べ x/x_p に対する相対温度 $\Delta T/\Delta T_p$ の分布はよくまとまり、ほぼ一つの曲線上に分布している。火炎中では場所によってガスの成分は変化するが、その混合ガスの密度は状態方程式から次の式で与えられる。

$$\rho = P \sum x_i m_i / R_0 T \dots \dots \dots (1)$$

ここで P は圧力、 R_0 は一般ガス定数、 m_i 、 x_i は i 成

分の分子量およびモル分率である。一般に、火炎中のガスの平均分子量は後述するように、組成の違いにもかかわらずおのおのの位置でのその値の差は小さい。そこで、第一次近似として、平均分子量はその位置での平均温度のみに依存するものとし、おのおのの位置で測定された平均温度から、火炎中のガスの密度を式(1)を用いて求めた。また、レイノルズ数が2000、および、3000の流れに対して、当量比がおのおの6, 24, ∞ の火炎の流れについて、無次元距離 x/x_p に対する各点での温度と、速度を用いて求めた質量フラックスの分布を図8に示す。これによると、どの当量比の場合もポテンシャルコア領域・自由噴流領域では、ともにほぼ一つの曲線上に分布している。これより下流では各火炎はともに自由噴流の減衰線から外れて浮力噴流領域に移行している。実験条件としてノズル出口のレイノルズ数を一定としたために、当量比が小さい場合はレイノルズ数が2000、および3000の場合ともに、ノズル出口速度が大きく、この時自由噴流領域は長くなり、下流域まで伸びている。そして、この下流では浮力噴流領域に移行している。逆に、ノズル出口速度が小さい場合は、自由噴流領域は短くて、早く浮力噴流領域に移行している。

4.3 浮力噴流領域での局所フルード数

化学反応を伴わない常温噴流の流れと違って、火炎を伴う流れでは発熱反応によりガスの温度が上昇し、密度 ρ が小さくなる。周囲と密度の異なる流れでは、密度の違いによってその流体に浮力が働き⁽⁴⁾、火炎のような高温のガス流では浮力の影響が大きく現れ、局所的な温度の違いによって、おのおのの場所において浮力は異なる。したがって、火炎の各断面ごとの局所フルード数を定義する必要を生ずる。質量フラックス分布において浮力噴流領域への移行点は実験条件によって異なり、ノズル出口速度が大きい流れでは、浮力領域は下流側に移動し、質量フラックスの相対値は小さくなってくる。ノズル近くの上流領域では、浮力に比べ運動

図6 当量比と最高温度位置の関係

図7 x/x_p に対する中心軸上相対温度分布

図8 x/x_p に対する中心軸上相対質量フラックス分布

量が支配的であるが、自由噴流領域より下流では運動量フラックスが減少し、浮力の影響は無視できなくなる。

今、局所フルード数を一つの断面における運動量と重力との比として、式(2)で示す。

$$Fr = \frac{\int_0^\infty 2\pi r \rho_c(\bar{T}) \bar{U}^2 dr}{\int_0^\infty 2\pi r \{\rho_a - \rho_c(\bar{T})\} g L dr} \quad \dots\dots\dots (2)$$

局所フルード数を上記の式によって求めるべきであるが、ここで簡略化のために、拡散火炎の浮力噴流領域では速度分布・温度分布はともにほとんど Gauss 分布になっており、各断面上での加重平均速度、または加重平均温度に対して中心軸上での平均速度および平均温度はともに比例関係が成立している。したがって、温度・速度が Gauss 分布となっている下流領域では、その断面上の中心軸上の速度 $\bar{U}_c$ と温度 $\bar{T}_c$ とをそれぞれ代表速度と代表温度とした。密度はノズル出口の混合ガスが温度のみによって変わるものとして式(1)により求めた。また、局所フルード数の代表寸法は火炎の長さ L_f を採用し、以下の式(3)のような浮力噴流領域での局所フルード数を定義し、その概略値を求めた。

$$(Fr)_B = \frac{\bar{U}^2}{\{\rho_a/\rho_c(\bar{T}) - 1\} g L_f} \quad \dots\dots\dots (3)$$

式(3)によって求めた浮力噴流領域中の局所フルード数の変化を図9に示す。当量比の小さい火炎や、大きい火炎があるが、この浮力噴流領域では火炎中の流れの運動量が小さくなり、重力の影響が強く現れる、 $x/x_p = 0.9 \sim 1.0$ より下流では局所のフルード数は小さく、一定値に近づいている。

図8と図9の質量フラックス分布と局所フルード数の分布の中で自由噴流領域の直線性からずれて、質量フラックス分布および局所フルード数の分布が一定になる所の中心軸上の距離、すなわち、ノズル流体の影響がなくなる位置を浮力噴流開始点と定めると、浮力噴流の開始点は図10に示したようになる。浮力噴流開始点は、質量フラックス分布から求めた値と、局所フルード数の分布から求めた値とはほとんど同じ位置となっている。

このことは浮力噴流領域は、軸方向の最高温度による無次元距離に対して、質量フラックス分布および、局所フルード数の分布がともにほぼ一定値の分布となっている領域と考えられる。

また、浮力噴流の始まる位置は、ノズル出口速度が大きい(すなわち、ノズル出口の混合ガスの運動量の大きい)当量比の小さい流れの場合ほど、下流側に移

動している。

5. 検 討

火炎を伴う流れ、または伴わない流れにおいて、ノズル出口条件は、それ以後の流れを支配するが、拡散火炎ではノズル流と二次流れとの間に火炎帯が存在し、この付近で流れは熱膨張の影響を強く受け、火炎中のガスは加速される。

火炎を伴わない流れの場合、中心軸上の分布はポテンシャルコア領域・自由噴流領域・浮力噴流領域とに区分でき、その自由噴流領域では、中心軸に沿った相対速度($\bar{U}_c/\bar{U}_{c0}$)は(x/D)の-1乗に比例して減衰しており、木村ら⁽⁵⁾の結果と一致している。

小笠原ら⁽⁹⁾は、プロパンガスを用い、直径10mmのバーナで火炎温度が本研究と同じような400°Kから1500°Kまで変化している拡散火炎をつくり、その成分分析を行った。各点でのガスの成分は燃焼の進行程度によって、数種の成分から N_2 , O_2 , CO_2 , H_2O , CO など十数種におよぶ混合ガスから成り立っており、各点での平均分子量は約27.6 g/mol から 29.9 g/mol の間に分布している。ここで密度を求めるために式(1)に使用した平均分子量は、各当量比に対する混合ガスから求めたもので、その平均値は28.9 g/molであり、その間で平均分子量は最大4%変化したにすぎない。このことは、本論文で密度を第一次近似として温度のみに依存するとして求めた値は妥当なものと思われる。低いレイノルズ数の乱流拡散火炎では、温度変化を考慮した質量フラックス分布を用いると、火炎の噴流特性も常温噴流と同様にポテンシャルコア、自由噴流、浮力噴流領域と三つの領域に区分することができる。

一般に常温噴流の噴流特性を表す場合 x/D に対し

図9 浮力噴流領域の局所フルード数分布

図 10 局所フルード数, 質量フラックス分布の浮力噴流開始点の比較

で中心軸上で相対速度の値を用いて表しているが, 本研究のように低いレイノルズ数の火炎では熱膨張による速度増加が無視できなくなり, 常温噴流のような噴流特性は得られない。

また, 本研究では最高温度の位置によって無次元化した中心軸上距離 x/x_p を用いたが, これに対する温度分布, および質量フラックス分布は自由噴流領域までほぼ相似形をしている。このことは x/x_p が乱流拡散火炎の流れの特性を知る有効なパラメータの一つであることを示していると思われる。

Hawthorne⁽¹⁰⁾らは噴流炎を常温の噴流と同じように取扱い,

$$(L_f - S) = 10.6(r_f) \dots\dots\dots (4)$$

の式を導き, 炎の長さは噴流炎の広がりには比例している。また, Baron⁽¹¹⁾は噴流炎を常温の噴流と同じとみなし, 半理論式を用い, Hawthorne らとほぼ同じ結果を導き, 火炎の長さとその幅は比例関係にあることを示している。これらのことから本研究では局所フルード数において代表長さとして, 火炎幅の代わりに, 火炎長 L_f を採用した。図 9 および図 10 に示したように, レイノルズ数が 2000 および 3000 の場合, ノズル出口の運動量が比較的大きな, 当量比が小さい流れにおいてはともに, 質量フラックス分布, および局所フルード数の分布から求めた浮力噴流の開始点の位置は, 下流側に移動している。また図 9 に示されたように, 浮力噴流領域では局所フルード数の値そのものは小さく, 全体的にほぼ一定値に近づき, 流れの運動量と浮力がほぼ同程度となっていると思われる。

6. 結 言

プロパンガスを燃料とした低いレイノルズ数の乱流拡散火炎の流れに対して以下の実験的知見を得た。

(1) 温度上昇と速度上昇, および温度減少と速度減少の位置はほぼ対応しており, 速度への温度の影響は大きい。

(2) 乱流拡散火炎において, 軸方向の特性距離として, 最高温度になる中心軸上の距離で規格化した, 軸方向無次元距離 (x/x_p) を用いると, 中心軸上の平均温度の無次元温度 ($\Delta \bar{T}/\Delta \bar{T}_p$) の分布は, ほぼ相似形となる。

(3) 軸方向無次元距離 (x/x_p) に対する相対質量フラックス (ψ_c/ψ_{c0}) の分布はレイノルズ数が 2000 および 3000 の場合ともに, 当量比の変化にもかかわらず, 自由噴流領域まではほぼ一つの曲線上に分布して相似形をしている。

(4) ノズル出口の運動量が小さい流れ (例えば $Re=2000$, $\phi=\infty$) は, 浮力噴流領域への移行が早く, また浮力噴流開始点の局所フルード数は小さい。

(5) 下流域の浮力噴流領域中における局所フルード数はノズル出口の流れの条件によらず, 無次元距離 (x/x_p) に対して, ある一定値の小さい値に近づいている。

文 献

- (1) Squire, G. B. and Trouncer, J., *Aeronaut. Res. Council*, Rep. No. 1974(1944).
- (2) Forstall, W. and Shapiro, A. H., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 73(1951), 219.
- (3) Alpinieri, L. J., *AIAA J.*, 2-9(1964), 1560.
- (4) Era, Y. and Saima, A., *Bull. JSME*, 20(1977), 63.
- (5) 木村・斎間, 機論, 54-505, B(1988), 2416.
- (6) Corrin, S. and Uberoi, M. S., *NACA Tech. Note*, April, (1949), 1965.
- (7) 小沼・盛永・森永・古嶋, 機論, 53-495, B(1987), 3423.
- (8) 林・李・金田・小沼, 第 26 回燃焼シンポジウム前刷集, (1988), 263.
- (9) 小笠原・高城・吉元・波多野・米本, 第 13 回燃焼シンポジウム前刷集, (1975), 45.
- (10) Hawthorne, W. R., Weddel, D. S. and Hottel, H. C., *Proc. 3rd Symp. (Int.) Combust.*, (1949), 266.
- (11) Baron, T., *Chem. Eng. Prog.*, 50(1954), 73.