同軸噴流拡散火炎の安定と浮上がり機構に関する研究*

小谷 良信^{*1}, 水嶋 歩^{*2}, 吉田 亮^{*1}Stability and Lifting Mechanisms of
Coaxial-Flow Jet Diffusion FlamesYoshinobu KOTANI^{*3}, Ayumu MIZUSHIMA and Akira YOSHIDA^{*3} Department of Mechanical Engineering, Tokyo Denki University,
2-2 Kanda-Nishikicho, Chiyoda-ku, Tokyo, 101-8457 Japan

The stabilizing and lifting mechanisms of a jet diffusion flame developing in a coaxial-flow burner were investigated experimentally, using propane as fuel. Measurements of stability limits, and visualization of flame and fuel jets have been performed using the Mie scattering technique, instantaneous schlieren, and particle tracer methods. As a result, it is found that the flame stability limits increases as the rim thickness ($\delta=0.2\sim 4$ mm) is increased, and the increase leads to changes of the velocity and size in the recirculation. Four types of flame stabilizing mechanism were clarified i.e., Type 1 lifted off of the attached flame due to local extinction, Type 2 blew-off of the attached flame due to flame stretch, Type 3 blew-off due to thermal quenching, and Type 4 blew-off due to changes of the flow in the recirculation for a greater rim thickness. For Type 1, it is very familiar with the local extinction of the flame zone near the transition point. Furthermore, for Type 2 and 3, it was found that the displacement rate based on the concept of flame stretch theory agrees with the critical stretch rate at which the laminar counterflow diffusion flame extinguishes. It was suggested that the stabilizing mechanism of jet diffusion flame is similar to the extinction problem of the laminar counterflow diffusion flame.

Key Words: Turbulent Combustion, Jet Diffusion Flame, Lifted Flame, Stabilizing Mechanism, Lifting Mechanism

1. ま え が き

噴流拡散火炎は、予混合火炎に比べ安全性が高いため、工業的に最も広く利用されている。そのためこの火炎の安定と浮上がりに関する知識は、バーナの最適設計・操作に関連して非常に重要であり、これまでも数多くの研究が行われてきた。その結果によると、噴流拡散火炎の安定は、噴射管径やリム形状および燃料の種類などに依存し、さまざまな火炎の安定限界や現象が観察されている^{(1)~(14)}。安定限界の評価は、予混合火炎と同様に境界速度こう配や火炎伸長理論などを用いて検討されてきたが、その詳細は必ずしも明らかでない⁽¹⁾⁽⁴⁾。

・最近、Takahashi-Schmollらは、これまで発表された噴流拡散火炎の吹飛びや浮上がりに関する研究結果を実験条件、噴射管形状(内径、リム厚さ、入口)、燃料の種類などで整理し、彼ら自身の結果を含め、その機構を大きく四つの Type に分類している⁽¹²⁾。すなわち、Type I が局所的な燃焼速度と流速との釣り合い

に起因した消炎^{(2)~(5)(7)(9)~(12)}、II が遷移点での乱れに起因した局所的な消炎^{(4)~(9)(12)~(14)}、III が噴射管リム後流(厚さが消炎距離以上)の混合気濃度に起因した消炎⁽⁵⁾⁽⁷⁾⁽¹²⁾、IV が高速空気流中の Aerated Flame に起因した消炎⁽⁵⁾である。著者らは、その分類にいくつかの研究結果を追加した。また、この火炎の安定と構造に関しては、数値計算による研究も行われている⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾。これらの研究において水素やメタン火炎の安定や浮上がりに関しては、噴射管リム厚さ、燃料流速、空気流速などを系統的に変えて調べられているが^{(4)~(15)}、プロパン火炎はほとんど静止大気中か⁽⁹⁾、一定の空気流中で行われ、系統的に調べられた例は少ない⁽⁷⁾。

そこで本研究では、同軸噴流バーナ上に形成されるプロパン噴流拡散火炎を対象として、噴射管リム厚さ、燃料流速、空気流速を系統的に変えた実験により、火炎および燃料噴流の挙動の観察、火炎の吹飛び速度や浮上がり火炎への遷移速度などの測定によって安定限界が変化するようにすを調べ、さらに噴射管近傍の温度や流れ場などを調べた。これらの結果に基づき、火炎の安定や浮上がり機構について、これまでの研究結果と比較、検討した。

* 原稿受付 2003 年 10 月 14 日。

^{*1} 正員、東京電機大学工学部(〒101-8457 東京都千代田区神田錦町 2-2)。^{*2} 東京電機大学大学院工学研究科。

E-mail: kotani@cck.dendai.ac.jp

Fig. 1 Coaxial-flow burner and Optical measurement systems

2. 実験装置および方法

本研究に使用した実験装置は、図1の概略図に示されるように内径98 mm、長さ500 mmの燃焼室をもつ縦形同軸噴流バーナとレーザシート光学系から構成される。同軸噴流バーナは、整流装置、燃焼室、燃料噴射管からなり、空気は整流装置によって乱れの小さな一様流となって燃焼室に導入される。燃焼室は、燃焼後の流れを一様に保ち、周囲大気の影響を防ぐためのもので、本実験ではプローブなどによる測定が可能なスリットを設けたステンレス管と、光学観察が可能なパイレックス管を使用した。

バーナの中心軸上に設けた燃料噴射管(内径2 mm、長さ575 mm)には、真ちゅう製の直管を用いた。噴射管リム厚さ δ は0.2, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 mmで6段階に変化させた。本実験では、リム厚さの変化は管によって管内流の特性値(抵抗係数や臨界レイノルズ数など)にばらつきがあるため同一噴射管に厚さの異なる管(長さ250 mm)を下部から挿入して行った。

光源には、アルゴンイオンレーザー(出力1 W、ビーム径約2 mm、波長514.5 nm)を用いた。ビームは、円筒レンズとコンデンサレンズによって二次元シート状(約0.4 mm)に広げ、シート光を火炎に対して垂直および水平(円筒レンズを90°回転)に、それぞれ照射した。散乱像の撮影は、垂直断面は直角方向から、水平断面は斜め上方から、それぞれCCDカメラ(Sony TRV-900)を用いて行った。これらの画像は、デジタルビデオカセット(DVC)に記録し、パーソナルコンピュータを用いて処理した。

散乱粒子には、酸化チタン(TiO_2)を用いた。燃料噴流への添加は、水槽で四塩化チタン(TiCl_4)蒸気と水との反応により、直接噴流全体に酸化チタン粒子を供給する方法と、燃料噴流の混合のようすを定性的に把

Fig. 2 Particles tracer method

握するため火炎帯で生成される水蒸気との反応により、燃料噴流境界で酸化チタンを発生させることとりの方法で行った。周囲空気流へは、バーナ下部で四塩化チタン蒸気と空気中の水分との反応により、酸化チタンを発生させ、供給した。こうして得られる粒子径は、約数 μm であることが知られている⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。

噴射管近傍の流れ場の測定は、古くから用いられている微粒子軌跡法で行った⁽²⁰⁾。本実験に用いた例を図2に示す。可視化は、基本的には図1と同じで、ビームを回転ディスク(回転数:1700 rpm、羽数:12枚)で断続的に遮断することによって行った。散乱粒子には、平均粒径1 μm の酸化アルミニウムを用い、周囲空気流に混入した。本実験に使用した回転ディスクによる散乱粒子の軌跡を示す長さは、粒子が1/680 sに移動した距離に対応している。軌跡の撮影は、CCDカメラで行い、DVCに記録した後、パーソナルコンピュータで粒子速度を求めた。

温度分布は、熱慣性の補償を施した線径50 μm 、接点径50 μm のPt/Pt-13%Rhの熱電対を用いて測定した。計測した温度は、接点からの熱放射による熱損失の補正は行わなかった。熱電対で計測される最高温度を火炎温度、その位置を発光火炎帯とした。

3. 実験結果および考察

3.1 プロパン火炎の挙動

始めに、本研究でも従来の研究手法と同様に空気流速 U_a を一定に保って、燃料流速 U_f を変えたときのプロパン噴流拡散火炎の挙動を直接写真やミー散乱法および瞬間シュリーレン法で調べた。

U_f が小さい場合、層流拡散火炎の先端部は周期的に変動し、乱流拡散火炎とは明らかに異なる特徴的な火炎が観察される。その振る舞いをCCDカメラで撮影した例を図3(a), (b)に示す。これは $Re=1195$, $U_f=2.8\text{ m/s}$, $U_a=0.4\text{ m/s}$ の条件下で撮影したものである。火炎は噴射管基部を除いてオレンジ色の層流

Fig. 3 Successive direct video images

Fig. 4 The flame flicker phenomena
(a), (b) the vertical images, (c) the horizontal images

拡散火炎が形成される。火炎先端部は細くくびれ、その輝度は下流に向かって徐々に低下する。また、火炎先端部は開いた状態で、くびれた部分を中心に激しく変動し、火炎主部から間欠的に分離される。このとき、多量のすすが排出されるのが肉眼でも観察される [図 3(b)]。

次に、この火炎の挙動をミー散乱法で調べた結果を図 4(a)~(c)に示す。図 4(a), (b)は垂直断面、(c)は水平断面の散乱像をそれぞれ示している。図 4(a)には、火炎から発生した水蒸気と四塩化チタンとの反応によって生じた酸化チタンによる燃料噴流の境界が可視化されている。図 4(b), (c)には、直接酸化チタンを混入して得られた燃料噴流と空気が可視化されている。これらの写真には、輝炎の発光(露光時間: 60 s⁻¹)も同時に写っている。図 4 から火炎噴流中には、コブのような火炎の膨らみが観察される。その膨らみは周期的に膨張・収縮を繰返し、下流に移動する。火炎は膨らみと膨らみの間で大きな伸長を受け、細長くなる。最終的には、火炎先端部は火炎

Fig. 5 Transitional fuel and flame jets
(a) Direct image, (b) Mie scattering image (vertical), (c) Schlieren image, (d) Mie scattering image (horizontal)

主部から分離される [図 3(b)]。

図 4(b), (c)には、火炎噴流と周囲空気流とのせん断層に散乱粒子の像が消滅する暗部(dark zone)が観察される。これは燃焼ガスの膨張により、せん断層内の粒子密度が減少して生じたもので、従来のシュリーレン像 [図 5(c)] で観察される高温領域に対応している。そのせん断層を詳細に観察するとマッシュルームのような規則的な渦が形成されているのがわかる [図 4(b)]。この渦は、始めに中心軸上の燃料噴流の膨張・収縮による変動が Kelvin-Helmholtz 不安定によって誘起され、それによって外側の火炎噴流や周囲空気流の変動が誘起されたものと考えられる [図 4(c)]。このような現象は、 U_f や U_a の増加とともに消滅し、観察されなくなることが確認された。

さらに U_f を増加させ、管内流が遷移領域における火炎のようすを図 5(a)~(d)に示す。これは、 $Re = 3800$, $U_f = 8.9 \text{ m/s}$, $U_a = 0.4 \text{ m/s}$ の場合で、(a)は直接写真、(b), (d)は垂直断面と水平断面の散乱像、(c)はシュリーレン像をそれぞれ示している。また、図 5(b)~(d)には火炎のようすも併せて示されている。この領域における火炎の挙動は、これまでも多くの研究が行われ^{(3)~(15)}、遷移点上流の層流領域では、熱や物質などの輸送速度は分子スケールで起こるのに対し、下流の乱流領域では、さまざまなスケールの乱れによって輸送速度が著しく増大し、火炎形状も遷移

Fig. 6 Fully developed turbulent diffusion flame

点を境に層流から乱流拡散火炎に変化することが見いだされている。本研究でも、このような特徴的な火炎の振る舞いが観察される。例えば、図5(b), (c)のミー散乱とシュリーレン像に示されるように、燃料噴流中には遷移点が現れ、火炎形状も層流から乱流拡散火炎に変化するのがわかる。さらに遷移点で発生した燃料噴流の小さな乱れは、下流に行くにつれ増大し、スケールの大きな三次元的な渦と輝炎との干渉が下流領域で起こり、燃料の一部が輝炎面を突き抜けるようすが観察される [図5(b)]。

この干渉領域の燃料噴流のようすを水平断面で可視化した結果を図5(d)に示す。この結果から、これまであまり報告例のない特徴的な現象が観察された。始めに、燃料噴流は反時計方向に回転しながら周方向に吹出していること、次に、燃料噴流と輝炎面の衝突位置では、輝炎の発光が弱くなり、あたかも火炎に孔があいたような輝炎の消滅部分が現れることである。本研究では、この輝炎の消滅部分を局所消炎と定義する。本来消炎は、第1ダムケラー数($Di = \tau_a / \tau_c$, τ_a : 流れの特性時間, τ_c : 化学反応の特性時間)で定義されるもので、厳密性に欠けるが、この領域では、始めに局所消炎によって輝炎面に孔があき、この孔より空気の巻込みが急激に起こり、燃料と酸化剤の混合や輝炎の酸化反応が同時に促進される。このため干渉領域では、スケールの大きな凹凸の青炎と輝炎片からなる二重火炎的な構造の乱流拡散火炎が形成されるものと考えられる。

遷移点の挙動は、これまでの研究⁽³⁾⁽⁶⁾と同様に U_f の増加とともに噴射管上流に移動し、噴射管下流の青炎高さ(約3~5 mm)付近でほぼ一定になり、十分に発達した乱流拡散火炎が形成される。この火炎のようすを図6に示す。これは $Re=4231$, $U_f=9.8$ m/s, $U_a=0.4$ m/s の条件下で燃料噴流を可視化したもの

Fig. 7 Lifted flames

(a), (b) Vertical images, (c) Horizontal image

である。遷移点下流の乱流拡散火炎帯内では、燃料噴流と輝炎面が衝突を繰返しながら大きく旋回した燃料噴流のこん跡が観察される。これは、図5(d)と同様に青炎と輝炎片からなる二重火炎的な構造の乱流拡散火炎が全領域にわたって形成されていることを表している。

遷移点上流では、 U_f の増加とともに管内流の乱れの増加や局所消炎の発生頻度の増加により、付着火炎はますます不安定になると考えられる。本実験では、付着火炎が不安定になると同時に浮上がり火炎に遷移するのが観察された(図7)。このような浮上がり現象は、メタン火炎でも観察されている⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。これは、乱流拡散火炎の安定や構造および浮上がり火炎の発生は、遷移点の乱れに支配されることを示している。

さらに U_f を増加させると、ある限界速度で乱流拡散火炎は、浮上がり火炎に遷移する。本実験で観察される浮上がり火炎の例を図7(a)~(c)に示す。これは $Re=5315$, $U_f=12.4$ m/s, $U_a=0.4$ m/s の条件下で噴射管下流に火炎が安定化されている場合で、図7(a), (b)に燃料噴流と周囲空気流の垂直断面、(c)に燃料噴流を流れ方向の水平断面で可視化した結果を火炎のようすと併せて示してある。これまでの研究によって火炎基部高さは、 U_f や U_a の増加とともに変化することが見いだされている⁽²¹⁾。本研究でも同様な結果が確認された^{(22)~(24)}。この例では、火炎基部は噴射管出口から約 $x=40\sim50$ mm の位置に形成され、非定常性、三次元性が非常に強く、上下に激しく変動している。また、そこでは燃料と酸化剤の混合の程度により、局所着火、火炎伝ば、消炎、再着火などさまざまな燃焼現象が同時に発生している。これは、燃焼学的にも非常に興味深い現象であるが、本研究ではその詳細は取扱わない。

図7(c)は、火炎基部に導入される燃料と酸化剤の

Fig. 8 Blow-off and Lift-off limits

混合のようすを定性的に把握するために可視化したものである。これは、燃料噴流に四塩化チタン蒸気のみを添加し、酸化チタンの発生は空気中か、あるいは火炎中の水蒸気との反応によって生じる。したがって、火炎基部上流の燃料噴流の散乱像は、空気中の水蒸気との混合の程度を表している。燃料の混合は、噴射管出口すぐ下流ではリング状の薄い混合領域が形成されるが、下流に行くにつれ空気の巻込みによって混合領域は急速に噴流全体に広がる。そして火炎基部近傍では、非常に複雑な三次元的な混合領域が形成される。このような複雑な混合領域に形成される火炎形状は、過濃予混合火炎、拡散火炎、希薄予混合火炎からなる Triple Flame (三重火炎) や図 7(b) の先端部に見られる Edge Flame (先端火炎) などが考えられるが、その詳細は今後の検討課題としたい。

本研究で観察したプロパン火炎の挙動は、いくつかの特徴をもつが、基本的にはこれまでの研究によって観察されている結果^{(4)~(9)(12)~(14)}と同様であると考えられる。

3.2 安定限界 本実験では、噴射管内径 ($D=2$ mm) を一定に、リム厚さ ($\delta=0.2\sim 4.0$ mm) をパラメータに噴流拡散火炎の安定範囲が変化するようすを調べた。その結果を図 8 に示す。これは、横軸に空気流速 U_a を、縦軸は付着火炎が浮上がり、下流に安定化されるか、あるいは火炎全体が吹飛びを起こす限界燃料流速 U_f を表している。測定した火炎の安定範囲は、主としてリム厚さ δ に依存し、 $0.5\leq\delta\leq 3.0$ mm では δ の増加とともに拡大されるが、 $\delta\geq 3.0$ mm 以上ではほぼ同じで、 δ に依存しない。一方、限界の U_f は $\delta=2.0$ mm の場合、本実験の空気流速の範囲 ($U_a=0\sim 2$ m/s) では、ほぼ一定値 (約 12.5 m/s) を示している。また、 $\delta=0.2\sim 1.0$ mm の場合、始め一定で、その後 U_a の増加とともに減少するのに対し、 $\delta>2.0$ mm 以上では逆に増加する。

本実験で得られた安定限界は、 U_f , U_a , δ により、

Table 1 Classifications of type of flame stability limits

Type1: $U_f\geq 12$ m/s, $U_a\leq 0.6$ m/s, all δ
Type2: $U_f\geq 3$ m/s, $U_a\geq 0.6$ m/s, $\delta\leq 2.0$ mm
Type3: $U_f\leq 3$ m/s, $U_a\geq 0.9$ m/s, $\delta\leq 1.0$ mm
Type4: $U_f\geq 12$ m/s, $U_a\geq 0.9$ m/s, $\delta\geq 2.0$ mm

Fig. 9 Mie scattering images (horizontal)
(a) Laminar Flame (b) Turbulent Flame

Fig. 10 Instantaneous temperature signal

四つの Type に分類される。その条件を表 1 に示す。 U_a が小さい場合、限界 U_f はすべての δ に対してほぼ一定である。限界付近の付着火炎は、図 6 に示されるように遷移点 (約 3~5 mm) での局所消炎によって青炎と輝炎の境界に孔があき、 U_f が限界に達すると同時に、噴射管から浮き上がり、下流に安定化される。これを Type 1 とする。一方、 $\delta<2.0$ mm 以下で、管内流が層流領域にある場合、付着火炎は局所消炎なしで吹飛びを起こす。これを Type 2 とする。さらに U_f が小さく、 U_a が大きい場合、付着火炎は噴射管口で変動を始め、局所的に浮き上がった後、吹飛びが生じる。これを Type 3 とする。さらに $\delta\geq 2.0$ mm, $U_a\geq 0.9$ m/s 以上では、 U_f の増加とともに管内流や遷移点の乱れは増加するにもかかわらず付着火炎の安定領域は一定であるか、増大する。この場合、付着火炎は急激に吹飛びを起こす。これを Type 4 とする。

次に、図 8 で得られた安定限界の条件下での火炎の挙動や噴射管近傍の温度および流れ場の測定結果に基づいて、火炎の吹飛びや浮上がり機構について、これまでの研究結果と比較、検討する。

3.3 安定機構

(1) Type 1, 4 の限界 $U_a<0.6$ m/s の場合、

Fig. 11 Comparison of flame temperature

Type 1 の限界 U_{rc} はすべてのリム厚 δ に対してほぼ一定で、付着火炎は噴射管から浮き上がり、下流に安定化される。この浮上がり火炎の発生は、遷移点における局所消炎が重要な役割を果たしていることが火炎観察から示唆された [図 5(d)]。

この局所消炎の挙動を明確に示すため遷移点近傍の層流および乱流火炎の燃料噴流の可視化や温度分布を調べた。その結果を図 9, 10 に比較して示す。図 9(a), (b) は、遷移点近傍の層流 ($Re=2000$) および乱流火炎 ($Re=4200$) の燃料噴流を水平断面 ($x/D=5$, x : 流れ方向距離, D : 噴射管内径) で可視化した結果を示したものである。当然のことながら、管内流が層流(左)から乱流(右)に変わると、遷移点では燃料の一部が周方向に間欠的に吹出し、輝炎面を突き抜けると同時にその先端には青炎が形成される [図 9(b)]。図 10 に、図 9(b) と同一条件で測定した温度分布を示す。これは、微細な熱電対で $x/D=5$, $R=2$ mm (R : 半径方向距離) の位置で測定した例で、横軸は時間で表してある。温度分布には、鋭いスパイク状の温度上昇と降下が間欠的に現れる。この振る舞いは、燃料の一部が輝炎面を突き抜けると、急速に混合や酸化反応が促進させると同時に青炎が形成されることを表し、それぞれ温度上昇が青炎、降下が燃料温度に対応していると思われる [図 9(b)]。また、このような変化は、 R の増加とともに火炎帯に近づくにつれ緩やかになり、平均火炎温度と一致するのが確認された (図 11)。

次に、付着火炎から浮上がり火炎への遷移機構を明らかにするため噴射管近傍の層流 ($Re=2000$) および乱流火炎 ($Re=4000$) の温度分布を調べた。その結果を図 11 に比較して示す。これは半径方向で測定した最高温度を火炎温度として示してある。横軸は、噴射管内径 D で無次元化してある。火炎温度はいずれも x の増加とともに増加し、遷移点 ($x/D=2$) 付近でほぼ一定になるが、乱流火炎の温度は層流に比べ約 130°C くらい小さい。比較のため、そのこう配から一次元の熱流束 ($q=\lambda dT/dx$: λ : 熱伝導率) を燃焼ガスの熱伝

(a) $\delta=0.5$ mm, $U_a=0.4$ m/s, $U_f=4.5$ m/s (b) $\delta=2.0$ mm, $U_a=0.4$ m/s, $U_f=4.5$ m/s (c) $\delta=2.0$ mm, $U_a=1.6$ m/s, $U_f=4.5$ m/s

Fig. 12 Photograph of particle track and velocities near the injector rim

導率を一定として見積もると、層流火炎は 376 W/m^2 で、乱流火炎は 818 W/m^2 となる。その値は層流火炎に比べ 2 倍くらい大きい。この結果は、図 9(b), 10 に示されるように、 U_f の増加とともに遷移点での乱れの増加により、局所消炎による熱輸送が反応によって生成される熱エネルギーを上回り、逆に火炎温度が低下することを示している。このため付着火炎が維持できなくなり、浮上がり火炎に遷移すると思われる。

以上の結果から、Type 1 の限界は、管内流の乱流領域に現れる。この領域における浮上がり火炎の発生は、遷移点での局所消炎が重要な役割を果たしていることが示された。また、遷移点における局所消炎では、燃料と酸化剤の混合や酸化反応も促進されるが、同時に火炎温度の低下も生じることがわかった。このような浮上がり現象は、これまでの研究で観察されている結果と同様であると考えられる⁽⁴⁾⁻⁽⁹⁾⁽¹²⁾⁻⁽¹⁴⁾。しかし、本実験ではすべての δ に対して層流火炎と乱流火炎の分離は観察されなかった⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾⁽⁹⁾。

次に、噴射管リム厚 $\delta \geq 2.0$ mm, $U_a \geq 0.9$ m/s の場合、管内流は乱流であるにもかかわらず、Type 4 の限界 U_{rc} は U_a の増加とともに一定か、あるいは増大する。これは、明らかに Type 1 とは異なる安定機構が寄与していることを示している。これまでも火炎の安定と噴射管リム厚に関する研究が行われてきた

Fig. 13 Variation of the blue flame heights

が⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁷⁾⁽¹²⁾, 火炎の安定と再循環流との関係は, 必ずしも明確でないように思われる。本研究でも, これまでの研究と同様に噴射管近傍の流れ場のようすを微粒子軌跡法で調べた。その結果を図 12(a)~(c)に示す。これは δ , U_a を変えた場合の粒子軌跡の写真(左)と速度の測定結果(右)を示したものである。粒子軌跡の写真の詳細に観察すると, 噴射管リム後流に再循環流が形成され, その大きさは δ , U_a の増加とともに大きくなる。また, 粒子軌跡から求めた速度分布のばらつきは, いずれも大きいものの, 出口近傍($x=0$)の平均速度(実線)は δ や U_a の増加とともにわずかに減少する。これは, 再循環流やリム後流の速度低下が火炎の安定に重要な役割を果たしていることを示唆している(図 8)。

以上のことから, 本実験で観察された安定範囲の拡大は, 噴射管リム後流に形成される再循環流の大きさや速度の低下によってもたらされ, それはリム厚 δ に依存して変化することがわかった。

(2) Type 2, 3 の限界 $U_a \geq 0.6$ m/s の場合, この領域の限界 U_{fc} は δ , U_a に依存して変化する。付着火炎は, 浮上がり火炎に遷移しても数十 s 後に消滅する場合(0.9 m/s $\leq U_a$, $\delta < 2.0$ mm)と, 火炎全体が吹飛びを起す場合($\delta \leq 1.0$ mm)の両方が観察される。前者は管内流が乱流領域にあり, Type 1 と同様な機構で火炎の吹飛びが生じると考えられるが, 後者は層流領域にあり, 前者とは異なる火炎の安定機構が寄与していると考えられる。これを Type 2 とする。

一般に, 噴流拡散火炎は, いくつかの特徴を有していることが知られている。第 1 は, 火炎は燃料噴流と周囲空気流との速度差に応じて流れ方向に伸長されること, 第 2 は燃料と酸化剤の相互拡散に応じた予混合火炎が噴射管近傍に形成されることである。本研究ではこれらの特徴に注目し, 噴射管近傍に形成される層流予混合火炎の青炎高さ H_B の変化を U_f に対して調べた。その結果を図 13 に示す。これは, リム厚($\delta =$

Fig. 14 Flame stability diagrams of Type 2 and 3

Fig. 15 Comparison of flame temperature

0.5 mm)を一定に, U_a をパラメータに示してある。縦軸は, 青炎高さ H_B を噴射管内径 D で無次元化してある。青炎高さ H_B/D は, U_f の増加とともにいずれも増大し, 限界高さに達すると吹飛びが生じる。この吹飛びは U_f , U_a の変化によらず, ほぼ一定の高さ(約 4.5~5.2)で生じる。そのことは, 付着火炎の吹飛びは一定の火炎伸長で生じることを示唆している。また, 限界高さに達する U_f は, U_a の増加とともに減少する。その起因は, 火炎帯への酸化剤の供給量や噴射管への熱輸送(図 15 参照)の増加などによると思われる。これらの増加によって火炎温度の低下が生じ, 付着火炎が維持できなくなると考えられる。

次に, この限界高さの変化をカルロピッツの火炎伸長理論の概念に適用し, 検討した⁽²⁵⁾。この理論を厳密に適用するためには, リム近傍の流れ場を明らかにしなければならないが, ここでは速度こう配に基づく火炎伸長の程度を表す量として図 13 で測定した限界高さの変移率($\alpha = U_f/H_B$ [s⁻¹], U_f : 燃料流速 [m/s], H_B : 青炎高さ [mm])を導入した。この変移率 α は, 対向流拡散火炎の速度こう配と同次元を有している。その結果を図 14 に示す。横軸は, 付着火炎の青炎高さの変移率 α で表してある。縦軸は, 燃料の無次元噴出速度($m = \rho_f U_f / \rho_a U_a$, ρ_f , ρ_a : 燃料, 空気の密度 [kg/m³])で示してある。火炎が噴射管に保持されるための変移率 α は, 無次元噴出速度 m の増加とともに

に増加し、 m に無関係な臨界値 α_c が存在する。これは、この臨界値を超えると付着火炎は噴射管に維持できなくなることを示している。本実験で得られた臨界値は約 $1000 \sim 1200 \text{ s}^{-1}$ で、対向流拡散火炎の火炎伸長率は約 $600 \sim 800 \text{ s}^{-1}$ である⁽²⁶⁾。その差は火炎形態の相違によると考えれば、ほぼ妥当であると思われる。この結果は、噴流拡散火炎も対向流拡散火炎の消炎と同様に火炎の吹飛びは速度こう配に基づく火炎伸長によって生じることを示唆している。しかしながら、このような噴流拡散火炎の吹飛び現象に関する報告は、他に例がない。

さらに U_f が小さく、 U_a が大きい場合には付着火炎は噴射管口で変動を始め、局所的に浮き上がった後、吹飛びを起す。これを Type 3 とする。この機構を把握するため U_f を一定に、 U_a を変えた場合と極端に U_f が小さく、 U_a が大きい場合の火炎温度を調べた。その結果を図 15 に示す。温度の振る舞いは、基本的には図 11 と同じで、いずれも $x/D=2$ 付近でほぼ一定になる。また、最高温度は U_a の増加とともに減少するのに対し、噴射管への熱輸送は逆に増大する。これは、反応による熱エネルギーの生成速度が噴射管への熱輸送速度の増加を維持できなくなり、火炎温度が低下することを示している。この限界は、図 14 の無次元噴出速度が比較的小さい場合に対応し、その傾向は対向流拡散火炎の結果とも一致する。この領域の吹飛びは、対向流拡散火炎と同様に火炎と固体壁(噴射管)との相互干渉に起因した熱的消炎によって生じるものと考えられる⁽²⁶⁾。

4. 結 論

同軸噴流バーナ上に形成されるプロパン噴流拡散火炎を対象として、噴射管リム厚、燃料流速、空気流速を変えた実験により、火炎や燃料噴流の観察および火炎の安定限界などを調べ、以下の結論が得られた。

(1) U_f や U_a が小さい場合、Kelvin-Helmholtz 不安定による火炎フリッカリング現象が現れる。

(2) 遷移点下流の燃料噴流は、スケールの大きな三次元的な渦構造となり、周方向への吹出し渦によって局所消炎が生じる。局所消炎は、燃料と酸化剤の混合や輝炎の酸化反応を促進すると同時に火炎温度も低下させる。

(3) 遷移点下流の乱流拡散火炎は、局所消炎によってスケールの大きな凹凸の青炎と輝炎片からなる二重火炎構造となる。

(4) 付着火炎の安定範囲は、噴射管リム厚 δ に依存し、 δ の増加とともに拡大される。その拡大は、噴

射管リム後流の再循環流や速度の低下によってもたらされ、 $\delta < 2.0 \text{ mm}$ の場合、 U_a の増加とともに減少するが、 $\delta > 2.0 \text{ mm}$ の場合、逆に増大する。

(5) 得られた安定限界は、四つの Type に分類される。Type 1 の限界は、管内流の乱流領域に現れる。この領域における浮上がり火炎の発生は、遷移点での局所消炎が重要な役割を果たしている。

(6) Type 2, 3 は、管内流が層流領域で現れる。測定した青炎高さの変移率で整理した安定限界は、対向流拡散火炎の結果と定性的に一致し、噴流拡散火炎の消炎も対向流拡散火炎と同様な消炎機構で生じることが示された。すなわち、 U_f が比較的大きい場合は、速度こう配に基づく火炎伸長による消炎が生じる (Type 2)。この消炎は、本実験で新たに示されたものである。また、 U_f が小さく、 U_a が大きい場合は、火炎と噴射管との相互干渉に起因した熱的消炎 (Type 3) が生じる。

(7) Type 4 はリム厚 δ が厚く、管内流が乱流領域で現れる。この限界は、リム後流に形成される再循環流の大きさや速度に依存して変化する。

本研究は、東京電機大学総合研究所研究費によって行われたことを記し、謝意を表す。

文 献

- (1) Lewis, B. and von Elbe, G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, 3rd ed., Academic Press, New York (1987), 479-488.
- (2) Barr, J., *Proc. 4th Symp. Int. Combust.*, (1949), 765-771.
- (3) Scholefield, D. A. and Garside, J. E., *Proc. 3rd Symp. Int. Combust.*, (1949), 102-110.
- (4) 服部久雄, 機論, **30**-210, 第1~第3, (1964), 298-332.
- (5) Vranos, A., Taback, E. D. and Shipman, C. W., *Combust. Flame*, **12**(1968), 253-260.
- (6) Takeno, T. and Kotani, Y., *Acta Astronaut.*, **2**(1975), 999-1008.
- (7) 水谷幸夫・矢野和明, 機論, **44**-379(1978), 1036-1052.
- (8) Eickhoff, H., Lenze, B. and Leuckel, W., *Proc. 20th Symp. Int. Combust.*, (1984), 311-318.
- (9) Shekarchi, S., Savas, Ö. and Gollahalli, S. R., *Combust. Flame*, **73**(1986), 221-232.
- (10) Takahashi, F., Mizomoto, M., Iki, S. and Futaki, N., *Proc. 20th Symp. Int. Combust.*, (1984), 295-302.
- (11) Coats, C. M. and Zhao, H., *Proc. 22th Symp. Int. Combust.*, (1988), 685-692.
- (12) Takahashi, F. and Schmoll, W. J., *Proc. 23th Symp. Int. Combust.*, (1990), 677-683.
- (13) Takahashi, F. and Schmoll, W. J., Trump, D. D., Goss, L. P., *Proc. 26th Symp. Int. Combust.*, (1996), 145-152.
- (14) 後藤登・湯浅三郎, 機論, **63**-614, B(1997), 204-210
- (15) Takagi, T., Shin, H. D. and Ishio, A., *Combust. Flame*, **37**(1981), 163-170.
- (16) Yamashita, H., Kushida, G. and Takeno, T., *Proc. 24th Symp. Int. Combust.*, (1992), 311-316.
- (17) Takeno, T., *Proc. 25th Symp. Int. Combust.*, (1994), 1061-1071.

- (18) Chen, L. D. and Roquemore, W. M., *Combust. Flame*, **66** (1986), 81-86.
 - (19) 塩路昌宏・山根浩二・磯上尚志・池上詢, 機論, **57**-542, B (1991), 3562-3568.
 - (20) Tsuji, H. and Yamaoka, I., *Proc. 13th Symp. Int. Combust.*, (1966), 723-731.
 - (21) Kalghatgi, G. T., *Combust. Sci. Technol.*, **41** (1984), 17-29.
 - (22) 小谷良信・吉田亮, 第 37 回燃焼シンポジウム講演集, (1999), 31-32.
 - (23) Kotani, Y. and Yoshida, A., *Proc. 5th APISCEU*, (1999), 245-252.
 - (24) 小谷良信・吉田亮・水嶋歩, 第 38 回燃焼シンポジウム講演集, (2000), 103-104.
 - (25) Karlovitze, B., Denniston, J.R., Knapschaefer, D. H. and Well, F. E., *Proc. 4th Symp. Int. Combust.*, (1953), 613-620.
 - (26) Tsuji, H. and Yamaoka, I., *Proc. 11th Symp. Int. Combust.*, (1966), 979-984.
-