未燃混合気乱流特性と対向噴流バーナ火炎の構造*

吉田 亮^{*1}, 成澤道則^{*2}, 辻 廣^{*1}Characteristics of Mixture Turbulence and Structure
of Opposed Jet Burner Flames

Akira YOSHIDA, Michinori NARISAWA and Hiroshi TSUJI

In the present study, a flow field developed in an opposed jet burner and its turbulence characteristics were measured in detail by a hot wire anemometer. The flame structure was elucidated by schlieren photographs and instantaneous temperature measurements with a thermocouple. Extremely strong turbulence of small scale is generated by impingement of two mixture flows. For the case of low mixture supply velocity, a flame within the transition regime from wrinkled laminar flame to distributed reaction zone is produced in the opposed jet burner. With increasing mixture supply velocity, the structure of the flame zone changes to the distributed reaction zone. These two types of structure correspond to region 2 and region 3 of the 3-region model of turbulent premixed flame structure.

Key Words: Combustion, Premixed Combustion, Combustion Phenomena, Turbulent Combustion, Distributed Reaction Zone

1. はじめに

予混合燃焼器では未燃混合気の乱れ強さを増加し、スケールを小さくすることにより高負荷化をはかることが可能である。これは未燃混合気の乱流特性によって予混合火炎の構造がいわゆるしわ状層流火炎から分散型火炎に遷移するためである。分散型火炎構造の存在は古く Damköhler によって提案されたが、この火炎構造が実現できる条件が明確ではなかった⁽¹⁾。近年、Ballal によって3領域モデルが提案され^{(2)~(4)}、乱流燃焼速度の未燃混合気乱流特性に対する依存性の変化によって、しわ状層流火炎構造、分散型火炎構造およびそれらの遷移領域の存在が明らかにされた。これらの構造は乱れ強さと層流燃焼速度の比およびコルモゴロフのマイクロスケールと層流火炎帯厚さの比によって決定される。その後も火炎構造を決定する未燃混合気の乱流特性に関しては多くの研究がなされ^{(5)~(7)}、乱流燃焼速度の定量的な予測がある程度可能となった。しかし、これらの研究では乱流燃焼速度の予測に重点が置かれており、分散型火炎の構造を明らかにした研究

は極めて少ない⁽⁸⁾⁽⁹⁾。分散型火炎は基本的にはダムケラー数を小さくすることによって実現される。乱れを強くすることは、乱れの特性時間を短縮することでダムケラー数を減少させていることになる。一方、化学反応の特性時間を長くすることによっても同じ効果が期待でき、このことに注目して希薄可燃範囲外の未燃混合気をせん断流中で強制的に着火することにより分散型火炎を形成させた研究もある⁽¹⁰⁾。この方法は火炎構造の特徴を把握するうえでは有効であるが、未燃混合気が伝ば性を持たないという問題がある。

最近、対向噴流バーナにより極めて強い乱れをともなった高速の未燃混合気中で安定な乱流予混合火炎が形成され、この火炎構造が分散型火炎であることが明らかにされた^{(11)~(13)}。本研究では、対向噴流バーナ中に形成される流れ場について非燃焼時の乱流特性を詳細に調べ、また燃焼時に瞬間温度測定を行うことにより、未燃混合気の乱流特性および分散型火炎の構造を明らかにした。

2. 実験装置および方法

本実験で使用した対向噴流バーナを図1に示す。燃料は工業用純プロパン(純度97%)である。14 mmの間隔で対向して設置された内径10 mm、長さ500 mm

* 原稿受付 平成4年3月11日。

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

の2本の混合気供給管から、等量の未燃混合気が噴出し衝突する。供給管内の流れは十分に発達した乱流であり、乱流噴流が高速で衝突することにより、強い乱れをともなった衝突噴流場が形成される。供給管内には外径3 mmのインナロッドがそう入されており、噴流が環状となることによって衝突噴流場が安定に保たれる。また、形成される火炎と周囲大気との混合を防ぐために供給管出口に130 mm×130 mmの水冷平板が装着されている。放出される燃焼ガスと周囲の静止大気との混合によって生じるシュリーレン像が火炎のシュリーレン像に重なり不明りょうになることを避けるために、バーナは石英窓を取付けた外壁で囲まれている。なお座標系は、バーナ中央を原点として軸方向が X 軸、半径方向が R 軸である。

未燃混合気の乱流特性は、非燃焼状態で線径5 μm の熱線風速計を用いて測定し、また瞬間温度の測定は線径50 μm のPt/Pt-Rh 13%熱電対により行った。熱電対の素線は石英被覆され触媒性が除去され、また熱慣性は電氣的に5 kHzまで補償されている。

3. 実験結果および考察

3.1 火炎の安定範囲 本研究では未燃混合気の供給管内における断面平均流速を混合気噴流速度とする。図2は混合気噴流速度 $V_j=9.1\text{ m/s}$ 、当量比 $\phi=0.95$ の場合に形成される火炎の直接写真である。火炎の時間平均的な形状は環状であり、火炎帯の内径は20 mm、外径は50 mmである。混合気噴流速度を増加すると、火炎帯の内径は変化しないが、外径が徐々に増加する。対向噴流バーナで形成される火炎の安定範囲を図3に示す。火炎の安定性は主に当量比によって決定され、当量比 ϕ が0.9以上であれば安定な火炎が形成されるが安定範囲は流速とともに多少狭くなる。安定な環状の火炎が形成された状態から当量比を減じて

いくと、 ϕ が0.9付近で火炎は不安定となり上下に大きく変動を始め、最終的に ϕ が0.7付近で吹消えを起こす。

3.2 未燃混合気の乱流特性 流れ場の模式図を図4に示す。未燃混合気は供給管より高速で噴出し、平板中央で衝突し、流れの向きを変えて放射状流れとなる。噴流の速度が大きいために供給管出口で流れはく離し、噴流周囲に循環流の領域が形成される。流れ場が非常に複雑であるために、乱流特性は平板間で一様ではないが、ここでは平板間中央の値を代表値として採用した。

図2 火炎の直接写真($\phi=0.95$, $V_j=9.1\text{ m/s}$)

図3 火炎の安定範囲

図1 対向噴流バーナ

図4 流れ場の模式図

混合気噴流速度 V_j を変化させ、平板間中央で測定した平均速度 U の半径方向分布を図5に示す。インナロッドがそう入されているために、噴流中心部では速度が低い。このような環状噴流が衝突し半径方向へ流れの向きを変えた場合、熱線が置かれている衝突面付近は比較的速度の低い噴流中心部の流体が流れることになる。 $R=7\text{ mm}$ 付近までは循環流領域によって流路断面積が減少するために流れ全体が加速される(図4点A)。そのため中央部の低速領域は周囲の高速の流体によって加速される。その結果、図5において中心付近で平均流速の増加が見られる。それより外側では循環流領域の影響がなくなることによる流路断面積の増加に加えて、放射状流れであることによる面積増加のために流れは減速する(図4点B)。非圧縮の二次元放射状流れでは流速は半径に反比例するはずであるが、図5では平均流速が半径に対して直線的に減少している。これは平板上に発達する境界層の影響により流れ場が三次元性を持つためである。

乱れ強さ u' の半径方向分布を図6に示す。 $R=5\text{ mm}$ で乱れ強さが大きいのはこれは混合気供給管内でインナロッド表面上に形成される境界層の影響が残っているものと思われる。噴流が衝突後向きを半径方向に変えると同時に流れはインナロッドから離れ、乱れの発生源を失うために境界層内に存在した強い乱れは散逸し、一時的に乱れ強さは低下する。しかし、半径方向の流れになると平板中央付近の流れは周囲から加速を受け、速度こう配によって発生するせん断力で新たな乱れが生成され、乱れ強さは再び増大する。さらに放射状流が確立すると、平板中央では乱れは半径に対して直線的に減衰する。最大の乱れ強さは、 $V_j=30.4\text{ m/s}$ の場合、 $u'=6.8\text{ m/s}$ 、また $V_j=9.1\text{ m/s}$ の場合でも $u'=3.2\text{ m/s}$ である。乱流格子で実現できる乱れ強

さがたかだか 1 m/s であることを考えると極めて強い乱れが発生されることがわかる。

図7は相対乱れ強さを表す。乱れが粘性によって散逸するよりも速やかに、平均流速が低下するために、相対乱れ強さは下流(外側)へ行くほど大きくなる。最大相対乱れ強さは混合気噴流速度とともに減少するが、 $V_j=30.4\text{ m/s}$ の場合で50%を超えている。火炎前面の位置に対応する $R=10\text{ mm}$ では、30~40%である。図8は局所的な平均流速と乱れ強さの関係を示す。データに多少ばらつきはあるが、3条件の混合気噴流速度に対して1本の曲線で表される。曲線からはずれている点は中心付近のデータで、図6に示されるように中心付近では乱れ強さの分布が特異な振る舞いをしている。したがって、完全に発達した放射状流れの中ではその場の平均流速によって乱れ強さが決定されることがわかる。

図9は $V_j=18.8\text{ m/s}$ の場合について乱れの積分スケール、 L 、テイラーのマイクロスケール、 λ 、およびコ

図6 乱れ強さ分布 ($X=0\text{ mm}$)

図5 平均速度分布 ($X=0\text{ mm}$)

図7 相対乱れ強さ分布 ($X=0\text{ mm}$)

ルモゴロフのマイクロスケール, η を示す。乱れのスケールに関しては未燃混合気噴流速度を変化させてもあまり大きな変化は見られなかったのでここでは代表的な一例だけを示す。積分スケールおよびテイラーのマイクロスケールは $R=10$ mm 付近で最大となり, それぞれ 12.5 mm および 2.3 mm である。この付近は比較的スケールの大きな変動が存在し, 図 6 で示されるように乱れの強さも最大となる。乱流エネルギーが大きくかつスケールの大きな変動はカスケード過程によって急速に減衰し, 外側ではより小さな渦に遷移してゆく様子がわかる。一方コルモゴロフのマイクロスケールはあまり大きく変化せず, 火炎帯前面に対応する $R=10$ mm 付近ではほぼ $40 \mu\text{m}$ である。予熱帯厚さで見積もった層流火炎帯厚さはほぼ 0.1 mm であり, コルモゴロフのマイクロスケールは層流火炎帯厚さよりはるかに小さい。したがって, このような微小渦によって層流火炎帯が破壊されることが考えられる。

3.3 シュリーレン写真 図 10(a), (b) および図 10(c) は未燃混合気噴流速度が 9.1, 18.8 m/s および 30.4 m/s の場合に形成される火炎のシュリーレン

図 8 平均速度と乱れ強さの関係

図 9 各種スケールの分布

ン写真である。これらの写真はナイフエッジを縦方向に挿入し撮影したものである。いずれの場合も, 未燃混合気噴流と再循環領域の境界が明確に示されている。 $V_j=9.1$ m/s の場合には火炎帯全体が比較的大きな渦状の反応帯で構成されているが, 混合気噴流速度を $V_j=18.8$ m/s に増加すると, 火炎帯の未燃混合気側では大きな渦状構造が残るが, 渦の大きさは減少する。しかし, 火炎帯の燃焼ガス側ではこれらの渦は消滅し, 半径方向に伸長を受けたひも状渦構造が現れるようになる。さらに混合気噴流速度を $V_j=30.4$ m/s まで増加すると, 火炎の未燃混合気側に存在していた大きな渦構造は完全に消滅し, 火炎帯全体が半径方向に伸長を受けたひも状渦構造によって構成されることがわかる。このようなひも状渦構造はブンゼンバーナ上に形成されるしわ状層流火炎構造とは著しく異なる。

3.4 瞬間温度測定 火炎構造をより定量的に把握するために熱電対による瞬間温度測定を行った。しかし, $V_j=30.4$ m/s の場合は流速が高すぎて熱電対素線が切断されてしまうために, 9.1 m/s および 18.8 m/s の場合についてのみ温度測定を実施した。図 11(a), (b) に等平均温度線図を示す。燃料噴射孔付近の高温領域は再循環領域であり, 火炎はこの再循環領域によって安定化されている。火炎帯未燃混合気側

(a) $V_j=9.0$ m/s

(b) $V_j=18.8$ m/s

(c) $V_j=30.4$ m/s

図 10 シュリーレン写真

では再循環領域に囲まれるように未燃混合気が舌状に突出しており、その影響が火炎帯中央までおよんでい

る。平均温度は火炎帯の未燃混合気側で急激に上昇するが、燃焼ガス側での温度上昇は緩やかとなる。また燃焼ガス側では等温線がほぼ X 軸に平行になり、円筒状の火炎が形成されていることがわかる。また混合気噴流速度の増加にともない火炎帯の外径が増加するが、火炎帯の内径はほとんど変化しない。燃焼ガスの最高温度は噴流速度とともに上昇するが、これは温度境界層が薄くなり熱損失の影響が減少するためである。

図 12(a), (b) はそれぞれ $V_j=9.1$ m/s および $V_j=18.8$ m/s の場合の等変動温度線図を示す。火炎帯未燃混合気側では変動温度はかなり高い。しわ状火炎では燃焼ガスが未燃混合気と火炎帯によって分離されているために、瞬間的な温度は未燃混合気温度から燃焼ガス温度まで変化し、変動温度は高くなる。一方、燃焼ガス側では変動温度は徐々に低下し燃焼ガス中では極めて低くなる。これは分散型火炎の特徴であり、火炎帯が反応途中段階のガス塊によって構成されている場合、瞬間的な温度は未燃混合気温度まで低下しないので、変動温度は低くなる。

しわ状層流火炎では未燃混合気と燃焼ガスが極めて

(a) $V_j=9.1$ m/s

(b) $V_j=18.8$ m/s

図 11 等平均温度線図

(a) $V_j=9.1$ m/s

(b) $V_j=18.8$ m/s

図 12 等変動温度線図

(a) $V_j=9.1$ m/s

(b) $V_j=18.8$ m/s

図 13 温度信号の確率密度関数

薄い層流火炎帯で分離されているために、温度信号の確率密度関数は未燃混合気温度と燃焼ガス温度に鋭いピークを持つ双峰状の形状となる⁽¹³⁾。しかし、対向噴流バーナ火炎は図10のシュリーレン写真で明らかに必ずしも薄いしわ状層流火炎で構成されているわけではない。図13(a), (b)はそれぞれ $V_j=9.1$ m/s および 18.8 m/s について温度信号の確率密度関数を示す。両方の場合ともに火炎帯の未燃混合気側では未燃混合気温度と燃焼ガス温度にピークを持つ双峰状の分布が認められる。シュリーレン写真で明らかに、 $V_j=9.1$ m/s および $V_j=18.8$ m/s の場合は未燃混合気側に比較的大きなスケールの渦状反応帯が存在し、図9に示されるように乱れの積分スケールもかなり大きい。したがって、この領域では大きなスケールの乱れによって反応帯が大きく変動し、瞬間的な温度は未燃混合気温度から燃焼ガス温度まで変化するものと考えられる。しかし、コルモゴロフのマイクロスケールは層流火炎帯厚さよりはるかに小さいために、反応帯はこうした微小渦を内部に取り込んだ構造を持っていると思われる。したがって、確率密度関数は双峰状とはなるものの、反応帯の厚さが厚いために中間温度の出現確率が完全なしわ状層流火炎に比較してかなり高くなる。一方、火炎帯の燃焼ガス側では未燃混合気の出現確率は消滅し、火炎帯は燃焼ガスと反応途中のガス塊によって構成されていると考えられる。 $V_j=18.8$ m/s についてシュリーレン写真と比較すると、この領域は半径方向に伸長を受けたひも状渦で構成されていることがわかる。こうした渦が反応途中のガス塊に対応しているものと思われる。渦管内の角運動量の保存を考えれば、伸長を受けた渦では、乱れ強さが増加する。このような強い渦は局所的な混合を促進し、場が一様化され、図11および図12に示されるように等平均温度線はX軸に平行になると考えられる。

これらの結果から、 $V_j=9.1$ m/s の場合は3領域モデルのしわ状層流火炎から分散型火炎への遷移領域の火炎構造が支配的であり、また $V_j=18.8$ m/s では火炎帯の未燃混合気側は遷移領域の火炎構造で構成され、燃焼ガスでは分散型火炎が形成されており、さらに $V_j=30.4$ m/s では完全に分散型火炎が実現されたものと考えられる。

4. 結 び

対向噴流バーナで形成される放射状流れ場の特性を

調べ、また火炎のシュリーレン写真撮影および燃焼場の温度測定を行い、強い乱流中に形成される予混合火炎の構造について、以下のような結論を得た。

(1) 対向噴流バーナにより、当量比 $\phi=0.9$ 以上であれば安全な分散型火炎構造を持つ乱流予混合火炎が形成されるが、安定範囲は混合気噴流速度の増加とともに多少狭くなる。

(2) 噴流出口周囲に循環流の領域が形成され、中心付近の流れ場は複雑であるが、外側では比較的単純な放射状流れに移行する。

(3) 衝突噴流によって極めて強い乱れが発生される。衝突直後はかなりスケールの大きな乱れが発生するが、カスケード過程により急速に減衰する。また、コルモゴロフのマイクロスケールは層流火炎帯厚さよりはるかに小さく、流れ場でその大きさはあまり変化しない。

(4) 混合気噴流速度が低い場合は、比較的大きなスケールの渦構造を持った反応帯が形成される。この反応帯はしわ状火炎の特性を残しているが、微小渦を取り込んでおり局所的な構造は乱流である。この構造は3領域モデルの遷移領域に対応する。

(5) 混合気噴流速度を増加すると、大きなスケールの渦構造は消滅し、火炎帯全体が伸長を受けたひも状渦で構成される。この構造は3領域モデルの分散型火炎に対応する。

文 献

- (1) Damköhler, G., *Elektrochem, Z.*, **46** (1940), 601.
- (2) Ballal, D. R., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, **368** (1979), 283.
- (3) Ballal, D. R., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, **368** (1979), 267.
- (4) Ballal, D. R., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, **368** (1979), 295.
- (5) Shet, U. S. P., Sriramulu, V. and Gupta, M. C., *Proc. 18th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1980), 1073.
- (6) Poinsot, T., Veynante, D. and Candel, S., *Proc. 23rd Symp. (Int.), Combust.*, The Combustion Institute, (1990), 613.
- (7) 城戸・黄, 第29回燃焼シンポジウム前刷集, (1991), 7.
- (8) Summerfield, M., Reiter, S. H., Kebely, V. and Mascolo, R. W., *Jet Propul.*, **25** (1955), 377.
- (9) 香月・水谷・安田・黒沢・小林・高橋, 機論, **55-514**, B (1989), 1729.
- (10) 高橋・香月・水谷, 機論, **58-547**, B (1992), 929.
- (11) 吉田・窪塚, 第27回燃焼シンポジウム前刷集, (1989), 392.
- (12) 吉田・成澤, 機論, No. 910-17, B (1991-3) 328.
- (13) Yoshida, A., *Proc. 22nd Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1988), 1471.