高強度乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さ*

丸 田 薫^{*1}, 古 川 純 一^{*2}
五 味 努^{*3}, 平 野 敏 右^{*4}

Local Reaction Zone Thickness of High Intensity Turbulent Premixed Flames

Kaoru MARUTA, Junichi FURUKAWA,
Tsutomu GOMI and Toshisuke HIRANO

The local reaction zone thicknesses of high intensity turbulent premixed flames, whose Kolmogoroff scale is smaller than a laminar premixed flame thickness have been examined for various mixture ratios by using a microelectrostatic probe with two identical sensors. For a wide range of mixture ratios, the local reaction zone thickness of high intensity turbulent premixed flame is similar to the laminar premixed flame thickness. It is presumed that even in intense turbulence, small scale turbulent eddies may not survive in the local reaction zone. The inner structure of a laminar premixed flame would be preserved at the local reaction zone of turbulent premixed flames.

Key Words: Flame, Combustion, Premixed Combustion, Flame Structure, Electrostatic Probe

1. 緒 論

乱流予混合火炎において乱れを強くすると、火炎反応帯での輸送現象が乱れの渦運動に支配され、火炎反応帯が厚くなると考えられている⁽¹⁾。Summerfieldらは⁽²⁾、乱流火炎帯における中間生成物の発光やイオン電流などの測定の結果、火炎は反応の種々の段階の、種々のイオン濃度の気体のごく小さいかたまりがランダムに運動している Distributed Reaction の Zone であるという解釈を示した。その後、この種の火炎の構造についていくつかの研究が行われてきた^{(3)~(5)}。しかしこれらの研究では、必ずしも科学的な根拠が明確でないまま火炎構造に関する議論を行っている。

最近、熱慣性を補償した熱電対を使用して、この種の火炎の構造が統計的に調べられた⁽⁶⁾⁽⁷⁾。しかし、これらの研究では、実験結果の解析を行う際に測定点を通過する火炎反応帯の挙動を考慮しておらず、火炎反応帯の厚さなどの火炎構造の詳細については依然として

不明確な点が残されている。Distributed Reaction Zone 構造の詳細を明確にするためには、実際に局所的な反応帯が厚くなるのか、また厚くなるとすれば、それはどの程度であるのかを明確にする必要がある。

このような観点に立脚し、乱流火炎帯内でイオンが存在する領域を化学反応の起きている領域、すなわち乱流予混合火炎の局所的な反応帯と考え、イオン電流波形を解析してその厚さを調べた⁽⁸⁾⁽⁹⁾。その結果、乱れの Kolmogoroff スケールが層流予混合火炎の厚さより小さい場合でも、乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さは層流予混合火炎と同程度であることが明らかとなった。

しかしながら、その際に局所的な反応帯の厚さを調べたのは化学量論比のプロパン・空気混合気の場合のみであり、高強度乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さが十分に明らかにされたとはいえない。今後、高強度乱流予混合火炎の局所的な反応帯の形状や挙動に関してさらに詳細な議論を展開するためには、化学量論比の場合のみならず種々の混合気濃度における局所的な反応帯の厚さを明確にする必要がある。

そこで本研究では、プロパン・空気混合気を用いて、種々の濃度の高強度乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さを調べた。

* 原稿受付 平成5年1月7日。

^{*1} 正員、上智大学大学院(〒102 東京都千代田区紀尾井町7)。^{*2} 正員、東京都立工業高等専門学校(〒140 東京都品川区東大井1-10-40)。^{*3} 正員、上智大学理工学部。^{*4} 正員、東京大学工学部(〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

2. 局所的な反応帯の厚さの推定法

乱流予混合バーナ火炎では、局所的な反応帯は流れの下流方向に移動しており、その方向や速度は複雑に変動している⁽¹⁰⁾。そのため、反応帯の特定の部分を追跡してその厚さを計測することは非常に困難である。したがって、乱流火炎帯内の固定点において、化学種、イオンなどの濃度や温度などの物理量の計測を行い、それらを解析して反応帯の厚さを推定する方法がとられる。乱流火炎帯内の固定点においてこのような計測を行うようすを図1に模式的に示す。

このような場合、計測された物理量は時間の関数として記録される。厚さが増加した反応帯が測定点を通過したとすれば、計測される物理量が変化する時間 τ も増加するはずである。ところが、物理量が変化する時間 τ が測定点を通過する局所的な反応帯の角度、速度などの挙動にも依存する⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ ために、局所的な反応帯の厚さが一定であっても、局所的な反応帯がその進行方向に対して傾いている場合、あるいは局所的な反応帯が測定点を通過する速度が低い場合にも時間 τ が増加することになる。したがって、すでに指摘したように⁽¹²⁾、物理量が変化する時間 τ が増加したとしても必ずしも局所的な反応帯の厚さが増加したと結論づけることはできない。固定点におけるこのような計測において局所的な反応帯の厚さを推定する場合には、時間の関数として記録された物理量を、測定点を通過する局所的な反応帯の挙動を考慮にいれて解析する必要がある。

また、この計測に要求される空間分解能については、局所的な反応帯の厚さが0.5 mm程度であることが

ら、その厚さの一割の変化をとらえる必要があると考えれば、少なくとも0.05 mm程度の空間分解能が必要となる。また時間分解能については、測定点における流れ場の流速が7 m/sである場合を考えると、流速7 m/sの流れが0.05 mm移動する時間、すなわち140 kHz程度の時間分解能が必要であることがわかる。

このような条件を考慮して、固定点における物理量の計測手段を検討すると、熱電対では応答速度が不足し、また最近のレーザを応用した分光計測でも、パルスレーザの発振周波数が200 pps程度であるため時間分解能が不足することになる。これに対して静電探針は、1 MHz程度の時間分解能を有しており⁽¹³⁾、また3章で述べるように、乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さを推定するために必要な空間分解能を有することも確認している。

乱流火炎帯内でイオンが存在する領域を化学反応の起きている領域、すなわち乱流予混合火炎の局所的な反応帯と考えれば、静電探針により記録されるイオン電流波形をその特性に基づき適切に解析することにより、その領域の厚さ、すなわち乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さを推定することができるはずである。イオン電流波形では、物理量が変化する時間 τ に相当する量は半値幅 t_h である。すでに述べたように、静電探針により記録されるイオン電流波形は、反応帯におけるイオン濃度分布のみならず、反応帯の形状や挙動などにも依存する^{(13)~(15)}。イオン電流波形の半値幅 t_h と、イオンの存在する領域の厚さ、すなわち局所的な反応帯の厚さ δ_r 、局所的な反応帯が静電探針の受感部を通過する際の速度 V_f 、局所的な反応帯と静電探針の受感部の軸がなす角度 α との関係を調べた結果⁽¹⁶⁾、それらの間には式(1)に示すような依存性のあることが明らかにされた。

$$t_h = f(\delta_r, V_f, \alpha) \dots\dots\dots (1)$$

これらの因子のうち速度 V_f は、二つの受感部を有する静電探針を使用することにより計測が可能である⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。したがって、速度 V_f および角度 α とイオン電流波形の半値幅 t_h との関係があらかじめ明らかにされていれば、乱流火炎帯における局所的な反応帯の挙動を考慮することにより、乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さ δ_r を推定することができる⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

本研究で記録したイオン電流波形の一例を図2に示す。ここで、 j_1 および j_2 は、それぞれ上流側、下流側に置いた静電探針により記録したイオン電流波形である。なお、 j_2 は極性を反転して記録した。

イオン電流波形 j_1 および j_2 は非常に似通った波形であることがわかる。図2からも明らかなように、イ

図1 乱流火炎帯における物理量の計測

図2 本研究で記録したイオン電流波形の一例

オン電流波形には、いくつかの鋭いピークとイオン電流を検知していない期間とがある。イオン電流を検知していない期間は、静電探針が化学反応の起きていない領域、すなわち未燃焼混合気あるいは燃焼ガス中に存在していると考えられる。これは、乱流火炎帯内の限られた領域で化学反応が起きており、それが変動していることを示している⁽⁹⁾。局所的な反応帯が静電探針を通過すると、イオン電流波形は鋭いピークを示す。局所的な反応帯が二つの受感部の間を移動するのに時間を要するため、それらの波形には時間差が生じる。図2に示すように、二つの波形の時間差 dt と、二つの受感部の距離から局所的な反応帯の速度 V_r を求めることができる⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。

なお、静電探針法が接触計測であることから、静電探針により火炎が乱される可能性も懸念される。ここで仮に、静電探針を火炎帯にそう入することにより火炎が乱されるとするならば、流れの上流側におかれた静電探針により火炎が乱されることになる。その結果流れの下流側におかれた静電探針により計測されるイオン電流波形は、流れの上流側におかれた静電探針により計測されるイオン電流波形とはまったく相関のない波形になるはずである。しかし実際に記録されたイオン電流波形 j_1 および j_2 は非常に似通った波形であることから、静電探針を火炎帯にそう入してもそれが計測に影響するほど火炎を乱すことはない、すなわち静電探針が測定場へ与えるじょう乱は無視できる範囲にあると判断した。

乱流予混合バーナ火炎の乱流火炎帯における局所的な反応帯の挙動を詳細に調べた結果、局所的な反応帯が静電探針の受感部を通過する際の反応帯と静電探針の受感部の軸がなす角度 α は 0° から 50° の範囲で変動し、その確率密度分布は 25° を中心とする χ 二乗分布であることが明らかにされている⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。したがって、厚さが δ_r の反応帯がそのような変動で静電探針

図3 理論的に推定したイオン電流波形の半値幅の確率密度分布

を通過すると仮定すれば、その場合に計測されるイオン電流波形の半値幅の確率密度分布を理論的に推定することができる。このような考え方で、乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さ δ_r が、 $\delta_r = \delta_L, 1.5\delta_L, 2.0\delta_L, 2.5\delta_L$ の場合のイオン電流波形の半値幅の確率密度分布を推定した結果を図3に示す。ここで、 δ_L は層流予混合火炎の反応帯の厚さである。

これらの確率密度分布の形状は、反応帯と静電探針の受感部の軸がなす角度 α の分布の形状に依存する。また確率密度分布の位置は、局所的な反応帯の厚さ δ_r に依存する。すなわち、イオン電流波形の半値幅の確率密度分布は、乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さ δ_r が増加すると、半値幅の値の大きい側、すなわち図3の右よりに位置し、一方、 δ_r が減少すると半値幅の値の小さい側、すなわち図3の左よりに位置する。したがって、実験的にえられたイオン電流波形の半値幅の確率密度分布の位置を、理論的に推定したイオン電流波形の半値幅の確率密度分布の位置と比較することにより、乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さ δ_r を推定することが可能になる⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

また、乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さが一様に厚くなるのではなく、種々の厚さをもって分布する可能性も考えられる。その場合には、イオン電流波形の半値幅の確率密度分布は、図3で理論的に推定したイオン電流波形の半値幅の確率密度分布のいずれの場合とも一致せず、図3の左右方向に大きく広がった分布となるはずであり、容易に判別が可能である。

3. 反応帯の厚さの計測に使用する 静電探針の特性

静電探針を用いて乱流予混合火炎の局所的な反応帯

の厚さを推定するためには、種々の濃度におけるイオン電流波形の半値幅 t_h の速度 V_f 、角度 α への依存性があらかじめ明らかにされていなければならない。ところが、イオン電流波形のこれらの特性は、理論混合比のプロパン・空気火炎の場合にはすでに明らかにされている⁽¹³⁾が、理論混合比でない場合には明確にされておらず、イオン電流波形を解析して乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さを推定するために十分な基礎的な知識が得られたとはいえない。そこで、種々の濃度のプロパン・空気火炎において、イオン電流波形の半値幅 t_h の速度 V_f および角度 α への依存性をあらかじめ実験的に調べた。

静止している静電探針により、伝ば火炎や変動火炎の計測を行う場合には、静電探針を通過する反応帯の速度 V_f 、角度 α などを任意に設定することはできない。しかし、定常、定在火炎に対して静電探針を動かせば、平面の火炎が容易にえられるばかりでなく、静電探針に対する反応帯の相対的な速度や角度を自由に設定することができ、イオン電流波形とこれらの因子の関係を調べることが可能となる⁽¹⁹⁾。静電探針の構造、それを動かすための回転装置、イオン電流の検出回路、イオン電流の記録装置および解析方法などは先の研究⁽¹⁹⁾と同様であるので、その詳細についてはここでは省略する。

イオン電流波形の無次元半値幅 t_h/t_{h0} の混合気の濃度への依存性を調べた結果を図4に示す。層流燃焼速度から火炎理論に基づいて推定した層流予混合火炎の反応帯の無次元厚さ δ_L/δ_{L0} ⁽²⁰⁾ も併せて示した。層流燃焼速度の計測は角度法⁽²¹⁾により行った。ここで、添字0は当量比 ϕ が1.1の場合を表し、イオン電流波形の半値幅 t_h 、層流予混合火炎の反応帯の厚さ δ_L とともに、当量比 ϕ が1.1の場合の値 t_{h0} 、 δ_{L0} により無次元化して示した。イオン電流波形の無次元半値幅 t_h/t_{h0} の混合気の濃度への依存性は、層流燃焼速度から求めた反

応帯の無次元厚さ δ_L/δ_{L0} の混合気の濃度への依存性と極めてよく一致している。この結果は、混合気の濃度に対するイオン電流波形の半値幅 t_h の変化の割合は、層流予混合火炎の反応帯の厚さ δ_L の変化の割合と等しいことを示しており、イオン電流波形の半値幅 t_h から乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さ δ_r を推定することは妥当であると考えられる。

層流予混合火炎の反応帯の厚さを0.5 mm程度と考え、混合気の濃度が当量比1.1から1.0へ変化した場合を例にとると、このときの濃度の変化に伴う反応帯の厚さの変化は、0.5 mmに対して10%、すなわち0.05 mm程度である。計測されたイオン電流波形の半値幅のばらつきは最大で約1.5%であるので、静電探針による計測は反応帯の厚さのこのような微小な変化を十分にとらえており、反応帯の厚さの変化を調べるのに必要な非常に高い空間分解能を有していることが確認できる。

イオン電流波形の半値幅 t_h の静電探針に対する局所的な反応帯の相対的な速度 V_p への依存性を調べた結果を図5に示す。イオン電流波形の半値幅 t_h は、速度 V_p の増加に伴い単調に減少することが知られている⁽¹³⁾。濃度により絶対値は異なるものの、混合気の濃度が異なる場合にも、半値幅の変化の傾向は変わらない。

イオン電流波形の半値幅 t_h の静電探針の受感部の軸とのかす角度 α への依存性を調べた結果を図6に示す。種々の濃度の混合気において、イオン電流波形の半値幅 t_h の角度 α への依存性を比較するため、縦軸は、無次元半値幅とした。無次元半値幅は、それぞれの半値幅を、おのおのの濃度において角度 α が0°の場合の半値幅で無次元化した量である。角度 α が増加すると、イオン電流波形の半値幅は、著しく増加することが知られている⁽¹⁴⁾。その傾向は混合気の濃度が

図4 イオン電流波形の半値幅の混合気の濃度への依存性

図5 イオン電流波形の半値幅の反応帯の速度への依存性

図 6 イオン電流波形の半値幅の反応帯と探針の受感部の軸となす角度 α への依存性

異なる場合にも変わらないが、角度 α への依存性は、濃度によりやや差があることがわかる。実験を行った濃度の条件を、局所的な反応帯の厚さの小さい順に並べると、当量比 ϕ が 1.1, 0.9, 1.4 の順になる。角度 α が等しい場合、イオン電流波形の半値幅 t_h は、局所的な反応帯の厚さが小さいほどその値が大きくなり、角度 α への依存の度合いが大きい。

4. 実験装置および方法

本研究で使用したバーナは、出口径が 26 mm のブンゼン形バーナである。混合気の当量比 ϕ は 0.9, 1.0, 1.2, 1.4 とした。バーナ出口における混合気の流れの平均流速 U は 7.0 m/s とした。実験にさきだち、定温度形の熱線流速計を用いて、未燃焼時の流れの特性を調べた。その結果、未燃焼混合気の乱れ強さ u' は 1.4 m/s、代表長さに積分スケールを用いた乱流レイノルズ数 Re は 587、Kolmogoroff スケール η は 46 μm 、当量比 ϕ が 1.1 の場合のダムケラ数 Da は 5.4 であった⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。これは乱流予混合火炎の broken flame regime の条件⁽²²⁾を満たしている。また、Ballal と Lefebvre の 3 領域モデル⁽³⁾では領域 III に相当し、局所的な反応帯の厚さが厚くなるとされている乱れの非常に強い領域に属する。

本研究では、イオン電流波形から局所的な反応帯が静電探針を通過する際の速度 V_f を計測するために、二つの受感部を有する静電探針を使用した。静電探針は素線に直径 0.1 mm の白金線を使用し、受感部の長さ L_p は 1.0 mm とした。二つの受感部は互いに平行で、受感部間の距離は 2.5 mm である。上流側の受感

図 7 実験的にえられたイオン電流波形の半値幅の確率密度分布

部の鉛直上方に下流側の受感部が位置するよう静電探針を固定した。静電探針の電位は -12 V とし、バーナ本体を補償電極とした。イオン電流波形の計測は、バーナ中心軸上で平均イオン電流が最大となる高さを h としたとき、 $(1/2)h$ の高さにおいて半径方向に平均イオン電流が極大となる位置で行った。イオン電流波形は、150 kHz, 10 bit の分解能で A-D 変換し、波形メモリに収録した後、パーソナルコンピュータにより解析を行った。イオン電流波形の半値幅のデータ数は、一条件につき 1500 から 2000 とした。

5. 結果および考察

実験的にえられたイオン電流波形の半値幅の確率密度分布を図 7 に示す。イオン電流波形の半値幅の確率密度分布の形状は、濃度が異なる場合でも、非常に似通っている。しかし、確率密度分布の位置は、混合気の濃度によりわずかに異なる。例えば、当量比 ϕ が 1.2 の場合と 1.4 の場合を比較すると、イオン電流波形の半値幅の確率密度分布の位置は、当量比 ϕ が 1.4 の場合のほうが、半値幅の値の大きい側に分布している。これは、当量比 ϕ が 1.4 の場合のほうが局所的な反応帯が厚いことを示唆している。

乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さが混合気の濃度によりどの程度異なるかを明確にするために、理論的に推定したイオン電流波形の半値幅の確率密度分布と実験的にえられたイオン電流波形の半値幅の確率密度分布を比較した結果を図 8 に示す。図 8 の横軸は、それぞれの濃度における乱流予混合火炎から計測されたイオン電流波形の半値幅を、それぞれの濃度におけるイオン電流波形の半値幅で無次元化した無次元半値幅である。実験的にえられたイオン電流波形の無次元

図 8 イオン電流波形の無次元半値幅の確率密度分布

半値幅の確率密度分布は、いずれの濃度の混合気においても、図 8 から明らかなように、 $\delta_T = \delta_L$ と仮定して理論的に推定した半値幅の確率密度分布と一致している。この結果は、乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さは、いずれの濃度においても、それと濃度の等しい層流予混合火炎の反応帯の厚さと等しいことを示している。

炭化水素を燃料とした火炎の反応帯に存在するイオンは化学イオン化反応によって生成され、反応帯に垂直な方向のイオン濃度分布は、反応帯における化学反応の総括的な速度に依存することが知られている。すなわち、反応帯におけるイオン濃度分布は火炎の化学的な構造を代表していると考えることができる。したがって本研究の対象とした乱流予混合火炎の局所的な反応帯の化学的な構造は、層流予混合火炎の反応帯の化学的な構造と同様であると推定できる。

本研究における乱れの計測によれば、乱流予混合火炎の未燃焼混合気流中にはスケールの小さな乱れが存在する。このような小さなスケールの乱れが局所的な反応帯の内部にも存在するとすれば、火炎反応帯における輸送現象は乱れの渦運動に支配され、その結果、局所的な反応帯の厚さは増加するはずである。しかし実験の結果はそれを否定するものであり、たとえ未燃焼混合気の流れのなかに局所的な反応帯の厚さよりも小さなスケールの乱れが存在したとしても、乱流予混合火炎の局所的な反応帯の内部には、その内部構造を変化させる小さなスケールの乱れが存在しない場合があることを確かめることができた。したがって、混合気の乱れのスケールと局所的な反応帯の厚さの大小関係などの、乱れの特性値のみを論拠として火炎構造を議論する従来の説には再検討の必要があると考えられる。

6. 結 論

従来の基準では局所的な反応帯の厚さが厚くなるとされてきた乱れの強い条件下において、静電探針により計測されるイオン電流波形を解析して、種々の濃度のプロパン・空気乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さを調べた。その結果、次の結論をえた。

本研究が対象とした乱流予混合火炎の局所的な反応帯の厚さは、いずれの濃度においてもそれと濃度の等しい層流予混合火炎の厚さと等しく、その局所的な反応帯の化学的な構造は、層流予混合火炎と等しいと推定できる。

本研究を行うにあたり、東京都立工業高等専門学校 学生 小山澄人、大橋正克、梶川勝治、上智大学学生 角祐一、武田哲夫の諸君にご協力いただいた。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Damköhler, G., *Z. Elektrochemie*, **46** (1940), 601-626.
- (2) Summerfield, M., ほか 3 名, *Jet Propuls.*, **25** (1955), 377-384.
- (3) Ballal, D. R. and Lefebvre, A. H., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, **344** (1975), 217-234.
- (4) Chomiak, J., *Proc. 16th Symp. Combust.*, (1976), 1665-1673.
- (5) Tabaczynski, R. J., ほか 2 名, *Combust. Flame*, **39** (1980), 111-121.
- (6) Yoshida, A., *Proc. 22nd Symp. Combust.*, (1988), 1471-1478.
- (7) 高橋・ほか 2 名, *機論*, **55**-511, B (1989), 859-864.
- (8) 古川・ほか 2 名, *機論*, **55**-520, B (1989), 3758-3765.
- (9) Furukawa, J., ほか 2 名, *Proc. 23rd Symp. Combust.*, (1990), 789-794.
- (10) Suzuki, T. and Hirano, T., *Ion Current Correlation Measurements in a Turbulent Premixed Flame, Proc. ASME-JSME Joint Conf.*, (1983), 151-157.
- (11) 古川・原田, 東京都立工業高等専門学校研究報告書, 第 25 号, (1990), 13-19.
- (12) 古川・向, 東京都立工業高等専門学校研究報告書, 第 27 号, (1992), 26-32.
- (13) 平野・ほか 3 名, *機論*, **46**-405, B (1980), 1007-1015.
- (14) Suzuki, T., ほか 3 名, *Combust. Flame*, **36** (1979), 179-191.
- (15) 古川・ほか 2 名, *燃焼の科学と技術*, **1**-1 (1992), 51-57.
- (16) Furukawa, J., ほか 3 名, *Combust. Sci. Technol.*, **90** (1993), 267-280.
- (17) Suzuki, T. and Hirano, T., *Proc. 17th Symp. Combust.*, (1978), 289-297.
- (18) Suzuki, T. and Hirano, T., *Proc. 20th Symp. Combust.*, (1984), 437-444.
- (19) 古川・ほか 2 名, *機論*, **57**-536, B (1991), 1463-1468.
- (20) Williams, F. A., *Combustion Theory*, 2nd ed., (1985), 135 Benjamin/Cummings, Calif.
- (21) 例えば, 平野, *燃焼学*, (1986), 51, 海文堂.
- (22) Williams, F. A., *A Review of Some Theoretical Considerations of Turbulent Flame Structure, Proc. AGARD Conf.*, **164** (1975).