しわ状層流火炎構造を持つ乱流予混合火炎の 燃焼速度に関する研究* (振動火炎の挙動と火炎面伝播モデル)

柳 哲 以^{*1}, 香 川 澄^{*1}

Study on Burning Velocity of Premixed Turbulent Flames with Wrinkled Laminar Flame Structure (Behavior of Vibrating Flames and Flame Propagation Model)

Tetsui YANAGI and Noboru KAGAWA

From experimental results on vibrating flames with a wrinkled laminar flame structure, it was clarified that the average surface area of the vibrating flame equals to the surface area of an equivalent laminar flame. And the local burning velocities of the flame element are not affected by the surface stretching which were generated by the flame curvature. So, the wrinkles on the flame surface carried downstream from the upstream, and steady velocity gradients in the unburnt regime have no influence on the averaged burning velocity. It was concluded that the fluctuations of the wrinkled laminar flame carried downstream from the upstream, does not affect the turbulent burning velocity, even though the fluctuations becomes large in a steady stream involving smooth velocity gradients. These results were confirmed with a newly developed flame-propagation model.

Key Words: Wrinkled Laminar Flames, Premixed Turbulent Flames, Vibrating Flames, Combustion Phenomena, Turbulent Burning Velocities

1. 緒 言

乱流予混合火炎の燃焼速度、すなわち、乱流燃焼速度は、層流燃焼速度よりも2桁位大きな値を持つことがある。しわ状層流火炎構造をもつ乱流予混合火炎においては、乱流燃焼速度は火炎面の面積と局所燃焼速度との積に比例する。したがって、火炎面の面積の基となる各瞬間の火炎面形状を決める要因を整理することが重要な課題となる。近年の当該研究分野においては、未燃気流中の乱れ及びスケールと乱流燃焼速度との関係⁽¹⁾、乱れによる火炎面のストレッチと局所燃焼速度との関係⁽²⁾等に関する研究が盛んに行われている。また、火炎面での速度変化により生じた火炎面形状と局所燃焼速度との関係を相関させる研究⁽³⁾もある。しかし、瞬間火炎面の形状を支配する基本的な要因を整理した議論、つまり、未燃気流中の乱れと局所火炎面形状や局所燃焼速度との相互関係、及び、複雑な火炎面の形状により生じる火炎面の相互作用に関する研究はDamkohler⁽⁴⁾とKarlovitzら⁽⁵⁾の初期の考察以外にはほとんど見あたらない。しかし、

これらの考察においては、火炎面の位置が火炎要素を供給する位置によって決まる、いわゆる斜め火炎の性質が考慮されておらず、火炎面伝播モデルの展開に限界がある。

しわ状層流火炎構造をもつ予混合乱流火炎の瞬間火炎面には、二種類あると考えられる。一つは未燃予混合気流中に存在する乱れと火炎面が遭遇してその場所で生成されつつある乱れた火炎面で、もう一つは上流において生成された火炎面の変動が火炎面に平行な速度成分によって運ばれてきたものである。Markstein⁽⁶⁾はバーナ火炎の基部に振動する針金を接触させて振動火炎を作り、シュリーレン写真によって研究を行った。その結果、振動火炎における火炎面の全部の長さは火炎変動の振幅には無関係で層流火炎の全長と同じであり、そのため、振動火炎では燃焼速度は増加しないと報告している。そこで、上流で生成された火炎面の変動による影響を調べる目的で、層流の予混合気流中に作られた振動する斜め火炎についてシュリーレン写真、火炎面回りの温度分布、および、流速分布に関する実験を行い、振動火炎の局所燃焼速度、及び瞬間火炎面の形状を決める要因、未燃気流中の速度変動と火炎面の変動の関係を明らかにすることを試みる。また、得られた結果を基にして作成した火炎面伝播モデルの検討を行う。

* 原稿受付 平成6年8月22日。

*¹ 正員, 防衛大学校応用物理学科 (〒239 横須賀市走水1-10-20)。

2. 実験方法

振動火炎を形成するために、図1(a)に示したように30×20mmの断面を有するノズルから層流状態にある等量比0.61の天然ガス (CH_4 : 85vol%, C_2H_6 , C_3H_8 : 5%, C_4H_{10} : 2%) と空気の予混合気を上方に流速1.6 m/sで吹き出した。予混合気流中に直径0.6 mmの線状の保炎器をノズル端から5 mm、出口の上7 mmの位置に置いてV字型の二次元層流火炎 (ただし片側火炎面は短い) を形成し、保炎器を電磁式振動器に取り付けて水平方向に振幅約2 mm、振動数100 Hzで振動させて火炎を振動させた。なお、周囲との速度差による影響を減らすために、ノズルの周囲から空気を予混合気とほぼ同じ流速で上方に流した。また、未燃予混合気中の速度勾配が振動火炎に及ぼす影響を調べる目的で、図1(b)のようにノズル内中央に仕切り板を設けてノズルを二つに分割し、それぞれ1.8 m/s、1.2 m/sの速度で等量比0.77の天然ガスと空気の予混合気を流す実験も行なった。この場合、ノズル上方では約5 mmの幅で速度が滑らかに遷移して速度勾配領域を作ること、及び、振動火炎が約30 mm下流でその速度勾配領域に入ることを確認している。

火炎回りの温度の分布及び変動はシリコーンコーティングを施した直径100 μm のPt-Pt13%Rh熱電対で測定し

図1 実験装置

図2 レーザ・ドップラー流速計

た(図1(a))。瞬間温度に対しては、平均温度より高温側と低温側で異なる時定数を用いて補償した。高温側の補償時定数は温度変動が最も大きい火炎帯中心部で、最高温度が振動のない火炎の燃焼ガス温度に等しくなるように、また、低温側では最低温度が未燃ガス温度になるように定めた。速度分布に関しては、市販の公称直径10 μm の酸化マグネシウム微粒子を予混合気中に均一にシードさせて、図2に示したレーザ・ドップラー流速計を用いて測定した。レーザ光としてはArイオン・レーザーの波長514.5 μm の光を使用し、交差角11.63°の2ビーム作動型法による前方散乱光を光電変換した後、トラッカー方式の変換器を用いて瞬間流速の時系列データを計測した。なお、瞬間火炎面に対して温度及び速度データを整理できるように、保炎器の振動に同期したトリガー信号を発生する装置を取り付け、火炎中央の保炎器に垂直な鉛直平面を検査面として水平方向に1 mm間隔、鉛直方向に2 mm間隔でそれぞれのデータを測定した。2 μs 間隔で測定されたデータは20周期の平均波形を得たのち高速フーリエ変換器を使用して信号処理を行って、トリガー信号から一定時間遅れたデータ毎に整理して、ある特定の瞬間火炎面に対応する速度と温度の空間分布に再構成した。

3. 振動火炎の構造

火炎を保持する保炎器の線に平行な方向から撮影した振動火炎の瞬間シュリーレン写真を図3に示した。火炎は気流の中をほぼ等しい振幅で振動しながら一定の傾斜角度で斜め上方に進む。この振動火炎の平均火炎面の傾斜角度、または未燃気流側の先端を結んだ線の傾斜角度は振動しない層流火炎の傾斜角と同じであることが確かめられている⁽⁷⁾。振動火炎面の近傍で

図3 振動火炎のシュリーレン写真

図4 瞬間温度分布

図5 約1/8周期毎の1,000 Kの等温面とその長さ

は複雑な流速分布があることが予想され、局所燃焼速度と瞬間火炎面の形状との関係についての整理を以下に試みる。図4に特定の瞬間（1周期を82に等分割して32番目、 $Nf=32$ ）に得られた火炎回りの温度分布を示した。以降の図においてx及びy軸の原点は保炎器の平均位置に対応する。また、図中には予熱帯前面及び反応帯前面の目安としてそれぞれ330 K、1,000 Kの等温線を描いた。さらに、約1/8周期毎の1,000 Kの等温面を図5に示した。なお、各点は実測値を表し、それらを各瞬間毎に滑らかに結び示した。図3～5から、火炎面は上流では正弦波状であるが、 $y=12$ mmよりも下流では未燃側に対して緩やかな凸形状で、既燃側に対して尖った形状のいわゆるカスプ形状となり、一定の速度で下流へ移動していることがわかる。また、その振幅はカスプが形成されるとやや狭くなるが、下流に進むに従い再び広がる傾向にある。なお、

図6 速度ベクトル図

図7 流跡線図

図5中には $x=7$ mmと12 mmの鉛直面の間に含まれている波面の長さ Lf を1/82周期おきに算出した結果を重ね示した。図中の点線は各瞬間の Lf の加算平均値を示し、□ 記号は同じ区間に含まれる振動しない層流火炎の火炎面の長さを表す。図から振動火炎面の面積が時間と共に変化するが、瞬間火炎面の1周期にわたって平均した長さと層流火炎面の長さがほぼ10 mmで等しくなることがわかる。同様な結果が330 Kの等温面についても得られることを確認している。このことから、振動火炎では火炎面に褶曲が生じても時間平均すれば火炎面積は層流火炎の面積から増加しないことになり、火炎内の部分にたいしてもMarkstein⁽⁶⁾の観測と同様な結果が得られた。

図4と同じ瞬間に測定した流速データを速度ベクトルで整理して図6に示した。また、図中に330 K及び1,000 Kの等温線を併記した。なお、流速1 m/sに対

するベクトルは図の右端に示されている。未燃気流中の速度ベクトルは右方向に傾いているが、この傾きは振動しない層流火炎でも見られるので、火炎面の変動に同期したベクトルの傾きの変化は殆ど見られない。予熱帯に入ると熱膨張により左方向に曲がりはじめ、反応帯で大きく左に曲げられる。図7に $N_f=64$ に相当する時間に $y=5\text{ mm}$ の面を同時に通過した流体要素の軌跡、すなわち流跡線図を示した。点線は N_f が一定の時間に流体要素が到達した面を示す。なお、図中の●、×記号は温度がそれぞれ330 K、1,000 Kになった点に相当し、それぞれの点群はほぼ直線上に並んでおり傾き角は層流火炎の傾き角と同じである。また、他の時間に $y=5\text{ mm}$ を通る流跡線は図7が水平方向に平行移動した形をしており、その上にある1,000 Kの点も直線上に並んでおり、その傾きは層流火炎の傾き角と一致する。このことは、振動火炎の瞬間火炎面の火炎要素が層流火炎と同じ燃焼速度で斜め火炎として伝播していることを示している。

4. 局所燃焼速度

湾曲した火炎面は光学のホイヘンスの原理に従って伝播すると説明されている⁽⁴⁾が、単純なホイヘンスの原理に従うのは静止した未燃気流中での伝播であって⁽⁸⁾、動いている未燃気流中では火炎面に平行な流れ成分も考慮しなければならない。このことを考慮した火炎伝播モデル図を図8に示す。瞬間火炎面上のA点にある火炎要素がその点における流速 U によってB点まで流され、同時に火炎要素はホイヘンスの原理に従って層流燃焼速度 S_L で火炎面に垂直にC点まで前進し、 Δt 時間後の火炎面上を形成する。このモデルをある時刻と Δt 時間後の瞬間速度ベクトル分布に適用することにより、火炎面上の各点の局所燃焼速度を求めることができる。また、このモデルを火炎面上の2

図8 火炎面伝播モデル

点AとDに適用することにより、火炎要素の長さ $l(t)$ の伸張を求めることができる。

火炎伸張が燃焼速度に及ぼす効果はカルロビッツ数 K によって与えられるが、係数 K の一部である速度勾配項 du/dy は火炎の伸張を代表する量であると考えられるので、上のモデルでは $(1/l)(dl/dt)$ に対応する。1000 Kの等温面を火炎面とみなして求めた火炎の伸張を火炎面が鉛直軸となす角 θ (図8参照)を用いて整理して図9に示した。なお、カusp先端に関する値はカuspの上流側火炎面はおおよそ $\theta = -0.3\text{ rad}$ で、下流側火炎面は 1.0 rad で得られ、測定時における空間分解能の制約から精度が低下する。また、 $\theta = 1.0\text{ rad}$ 付近でのデータのばらつきは、解析においてカusp上側火炎面と下側火炎面を分離することが難しく、上流側火炎面から下流側火炎面に伝播したように解析したためと思われる。火炎面は $\theta = 0.52\text{ rad}$ 付近で未燃気流側に最も突き出しており、その部分での燃焼速度が最大となる。なお、 θ が 0.52 rad よりも小さい領域はカuspの下側の火炎面に、大きいところは上側の火炎面に対応している。 θ が 0.52 rad 付近では火炎の伸張はなくカuspの下側では正の伸張がある

図9 火炎伸張の尺度による整理

図10 等温面における燃焼速度

が、カスプの先端近くでは大きな負の伸張を示している。

反応帯前面とみなすことのできる1,000 Kの等温面における局所伝播速度を求め、図10に等温面が鉛直軸となす角 θ を用いて整理した。図中の記号は高さ y により分類したもので、破線は平均値を示したものである。図では、局所伝播速度に高さによる違いが若干あるように見受けられるが、概して未燃気流側に最も突き出した $\theta=0.52$ rad.の部分で最も大きく、カスプの先端に近づくに従って小さくなっており、火炎面による伸張の影響があるようにも見える。

しかるに、予熱帯前面とみなされる330 Kの等温面における局所伝播速度は、図10に示したように θ への依存性を殆ど示さずに一定であり、その大きさは0.38 m/sである。一般に燃焼速度は予熱帯前面の伝播速度で定義されるべきである。この値は等量比0.6のメタン-空気火炎の層流燃焼速度と比べるとやや大きな値であるが、燃料中に若干のエタンやプロパンを含んでいること、また、振動しない火炎で求めた330 Kの等温面における伝播速度（図中の□印）とほぼ同じあることから、未燃気流中に乱れがない一様流中の振動火炎では火炎面の伸張による燃焼速度の変化は生じないことになる。

5. 定常な速度勾配がある気流中の振動火炎

乱流火炎では上流で生成された火炎面変動は下流で再び未燃気流中の速度変動に遭遇する。その最も単純な場合として、速度が異なる二つの層流領域の間に定常な速度勾配がある気流に振動火炎が遭遇した場合を調べた。図1(b)の実験装置を用いて作った振動火炎

図11 速度勾配がある場合の温度分布

の瞬間火炎面での温度分布を図11に示した。図中の点線は1,000 Kの等温線である。火炎は高速側気流中でほぼ等しい振幅で振動しながら一定の傾斜角で斜め上方に進んでいるが、速度勾配領域に入ると傾斜角が小さくなるとともに変動幅が非常に大きくなることがわかる。

図12に、図11と同じ瞬間の流速分布をベクトル表示により示した。図中の点線は1,000 Kの等温線であり、瞬間速度の鉛直方向成分はその等温線よりもやや未燃気流側気流側で増加を示しているが、火炎面の変動幅が大きくなったカスプの内部では、火炎面から離れた未燃気流中でも既に増加している。一方、水平方向の速度成分は、図6に示した一様流中の振動火炎の場合と同様に火炎面を境にして左右への加速を示している。また一様流の場合と異なり、既燃側の速度分布において渦が発生していることが、流速の変動成分に関するベクトル表示を得ることによりわかる。したがって、減速する速度勾配がある場合には、火炎面の変動によって未燃気流中にもかなり強い乱れが発生する。

6. 定常な速度勾配がある場合の局所燃焼速度

1/4周期毎に整理した1,000 Kの等温面の移動を図13に示した。火炎面の変動幅が速度勾配領域で拡大し、その後は再び狭くなる様子がわかる。図中には平均温度から求めた等温線（鎖線）が平均火炎面の位置の目安として示されている。この平均火炎面は滑らか

図12 速度勾配がある場合の流速分布

図13 速度勾配がある場合の1,000 Kの等温面

に連っており、既燃気流側への突き出しはない。平均火炎面の傾きは未燃気流中の平均速度の違いによって変化する。平均火炎面は保炎器を振動させない場合に得られる層流火炎の位置とほぼ一致しているが、傾きの一致は平均火炎面よりも瞬間火炎面の未燃気流側前面の包絡線のほうが層流火炎の傾きとよりよく合っている。したがって、振動火炎の燃焼速度を未燃気流側全面の包絡線で定義するならば、速度勾配がある気流中でも振動火炎の燃焼速度は層流燃焼速度と等しい。

局所燃焼速度考察する目的で400 Kの等温面及びそこでの伝播速度の分布を調べたところ、燃焼速度は場所によって僅かな変化を示すが、速度勾配がない場合の振動火炎での測定結果を考慮すると、定常な速度勾配により振動幅が増大した場合においても、局所燃焼速度の増減はないことが判明した。

7. 火炎面伝播モデルによる振動火炎

4章で提案した火炎面伝播モデルに基づき、層流予混合気流中で振動する保炎器により形成される火炎面形状を計算した結果を図14に示した。破線は保炎器を振動させずに得られた層流火炎面である。計算条件は実験条件とほぼ合わせてあるが、火炎面での熱膨張による流れの加速と流線の曲がりはないとした。上流側の火炎面は正弦波に近い形をしているが、下流ではカスプ形状に変化するのはホイヘンスの原理により伝播するため、実験で得られた火炎と良く似た形状が得られている。図中には図5と同様に $x=7$ mmと12 mmの間に含まれる火炎面の長さの一周期にわたる変化が示されている。その平均値（田印）は実験の場合と同様に振動しない火炎面長さ（点線）とほぼ一致している。

なお、様々な形状の渦が火炎面上流で発生した場

図14 提案モデルによる振動火炎のシミュレーション

合を本火炎面伝播モデルを用いて検討を行なったが、いずれも同様な結果が得られた。

8. 考 察

しわ状層流火炎構造を持つ乱流予混合火炎の乱流燃焼速度は、局所燃焼速度の瞬間火炎面にわたっての積分値を、平均火炎面の面積で割った値の時間平均値として与えられる。Karlovitzら⁽⁹⁾は、速度勾配を持つ可燃気流中に作られた火炎では、火炎面に平行な速度成分によって火炎が伸張されるために、燃焼速度が変化すると予想した。火炎の伸張による燃焼速度への効果は未燃気流中の少量成分に対するLewis数 Le によって異なり、本実験のように $Le < 1$ の場合には火炎の伸張により燃焼速度が小さくなることが予想される。Hoffman-Berlingら⁽¹⁰⁾は化学量論比のメタン-空気予混合気中で400/sの火炎伸張速度では0.7倍、-200/sでは1.2倍の燃焼速度の増加があることを見出している。

一方、希薄側可燃限界に近い希薄メタン-空気火炎を使用している本実験では、燃焼速度に対する非常に大きな火炎伸張効果が予想されるが、図9に示すようにカスプの先端付近ではかなりの火炎伸張があるにもかかわらず、1000 Kの等温面ではカスプ内でかなりの伝播速度の低下がみられても、330 Kの等温面の伝播には変化がみられない。燃焼速度は局所速度に変化がない予熱帯前面の伝播速度で定義されるから、100 Hz程度の振動火炎では火炎伸張による局所燃焼速度の変化はないと結論される。なお、Hoffman-Berlingらは火炎面の決定にイオン電流を使っているため、図10の1000 Kの場合と同様に、既に流れの加速が生じている反応帯で燃焼速度を決めているために、誤った火

炎伸張の効果を結論しているように思われる。

振動火炎の瞬間火炎面にはしわが生じているので、面積が増加しているように見えるが、図5に示したように層流可燃混合気中の振動火炎の火炎面積の時間平均は層流火炎の火炎面の面積と同じである。このことと局所燃焼速度に変化がないことが、振動火炎の平均燃焼速度が層流燃焼速度と同じである理由である。

火炎保持線の振動によって生成された振動火炎のように、いったん生成された火炎面の変動は、流れによって下流に運ばれてなかなか消滅しない。このことは、しわ状層流火炎構造をもつ乱流火炎の瞬間火炎面の変動には、上流で生成されて、流れによって運ばれてきたものがあることを意味する。しかし、未燃混合気中の乱れによって生成されつつあるものと、お互いに複雑に重畳しているので区別し測定することはできない。

定常な速度勾配がある気流中の振動火炎の振る舞いは、上流でつくられた火炎面変動が未燃気流中の速度変化と遭遇した最も単純な場合であると考えられる。この場合にも、火炎面変動の振幅が非常に大きくなるにも関わらず、振動火炎の燃焼速度を未燃気流側の火炎面先端の包絡面の伝播速度で定義すれば、火炎面の傾きが層流斜め火炎の法則によって変わるだけで、燃焼速度の増加は見られない。

しわ状層流火炎構造をもつ乱流予混合の複雑な瞬間火炎面のうち、上流で生成されて流れによって運ばれてきた火炎面変動は、周期及び振幅の異なった振動火炎を重畳したものとしてとらえることができるであろう。この場合、上流で生成されて流れによって運ばれている火炎面変動は、その変動が生成されつつある時を除いて、乱流燃焼速度の増加には役立たないと結論される。また、運ばれてきたものと生成されつつある火炎面変動が分離できない以上、乱流火炎の瞬間火炎面の形状及び面積の検討は、乱流燃焼速度に対しては意味を持たないことになる。

9. 結 論

以上の実験及び新たに提案した火炎伝播モデルによる解析結果から、瞬間火炎面の1周期にわたって平均した面積は層流火炎の火炎面の面積と等しいこと、及び湾曲した火炎面で生じるストレッチによる局所燃焼速度の変化がないことから振動火炎の燃焼速度は層流燃焼速度から増加しないことがわかった。このことは一般の乱流火炎では上流から運ばれてきた火炎面のしわは平均燃焼速度に影響を及ぼさないことを意味する。また、振動火炎が滑らかに減速する定常な速度勾

配領域に入るとその火炎面の変動幅が増加する共に、未燃気流中の速度分布に従って平均火炎の傾きは変化するが、何れの領域でも振動火炎の燃焼速度は同等な条件下で得られる層流燃焼速度に等しくなる。

したがって、しわ状層流火炎の瞬間火炎構造をもつ乱流火炎の変動のうち上流で形成され流れてきたものは、乱流燃焼速度の増大には寄与しないと結論付けることができた。

文 献

- (1) 例えば Adbel-Gayed, R.G. and Bradley, D., *Proc. 16th Symp. (Internl.) on Comb.* (1977), 1725.
- (2) Law, C.K., *Proc. 22nd Symp. (Internl.) on Comb.* (1988), 1402.
- (3) 例えば Gulati, A. and Driscoll, J.F., *Comb. Sci. and Tech.*, 48 (1986), 285.
または Driscoll, J.F., and Gulati, A., *Comb. and Flame*, 72 (1988), 131.
- (4) Damköhler, G. and Jahrb, Z., *Elektrochem.*, 46 (1940), 601.
- (5) Karlovitz, B., Denniston, D.W. and F.E. Wells, *J.Chem.Phys.*, 19 (1951), 541.
- (6) Markstein, *Proc. 3rd Symp. (Internl.) on Comb., Flame and Explo. Phenom.*, (1949), 162.
- (7) 柳, 22回燃焼学会講演前刷集 (昭59), 278.
- (8) Zeldovich, Ya.B., Barenblatt, G.I., Librovich and Markhviladze, V.B., *The Mathematical Theory of Comb. and Explo.* (1985), 437, Plenum.
- (9) Karlovitz, B., Denniston, D.W., Knapshafer, D. and Wells, F.E., *Proc. 4th Symp. (Internl.) on Comb.* (1953), 613.
- (10) Hoffmann-Berling, E., Günther, R. and Leuckel, W., *Proc. 19th Symp. (Internl.) on Comb.* (1982), 433.