

## ■原著論文/ORIGINAL PAPER■

球状伝播予混合乱流火炎の燃焼速度および火炎面形状の有効乱れ強さによる変化  
Variations of Turbulent Burning Velocity and Flame Front Shape of Spherically Propagating Premixed Turbulent Flame with Effective Turbulence Intensity早川 晃弘<sup>1</sup>・三木 由希人<sup>2</sup>・久保 俊彦<sup>2</sup>・永野 幸秀<sup>2</sup>・北川 敏明<sup>2\*</sup>HAYAKAWA, Akihiro<sup>1</sup>, MIKI, Yukito<sup>2</sup>, KUBO, Toshihiko<sup>2</sup>, NAGANO, Yukihide<sup>2</sup> and KITAGAWA, Toshiaki<sup>2\*</sup><sup>1</sup> 九州大学大学院工学府・日本学術振興会特別研究員(DC1) 〒819-0395 福岡県福岡市西区元岡 744  
Kyushu University, JSPS Research Fellow (DC1), 744 Motooka, Nishi-ku, Fukuoka 819-0395, Japan<sup>2</sup> 九州大学大学院工学研究院 〒819-0395 福岡県福岡市西区元岡 744  
Kyushu University, 744 Motooka, Nishi-ku, Fukuoka 819-0395, Japan

2012年10月23日受付; 2013年1月30日受理/Received 23 October, 2012; Accepted 30 January, 2013

**Abstract** : Turbulent burning velocity of spherically propagating premixed turbulent flame keeps increasing during flame propagation although that of steady flame is constant for a given turbulence intensity. In this study, the variation of turbulent burning velocity of spherically propagating turbulent flame during flame propagation was investigated. As the size of flame becomes larger, scales of turbulent eddies effective to turbulent burning velocity may vary. The effective turbulence intensity was adopted in order to evaluate the energy of these eddies only among the entire energy of turbulence. The flame front area is considered to be one of the dominant parameters for turbulent burning velocity. The perimeter of cross-sectional image of turbulent flame which may correlate with the turbulent flame front area was evaluated using effective turbulence intensity. Experiments were carried out for stoichiometric iso-octane/air flames at initial mixture pressures of 0.10, 0.25 and 0.50 MPa. The cross-sectional images of spherically propagating premixed turbulent flame were obtained by laser tomography technique. It was found that the ratio of the perimeter of cross-sectional image of turbulent flame to that of laminar one increased with the increase in effective turbulence intensity. The increase in turbulent burning velocity of spherically propagating premixed turbulent flame during flame propagation may be caused by the increase in the ratio of turbulent flame front area to laminar one during flame propagation.

**Key Words** : Premixed turbulent flame, Turbulent burning velocity, Spherically propagating flame, Flame front shape

## 1. まえがき

ガソリンエンジンにおいて、火炎は高圧下の乱流場を伝播する。その乱流燃焼速度は、エンジン性能に関わる重要なものである。著者らはこれまでに、燃焼容器内を球状に伝播する予混合乱流火炎を対象に、乱流燃焼速度、および、それに及ぼす熱一拡散効果の影響などを、加圧下も含め検討してきた[1-3]。

これまでに、予混合気の流れ燃焼速度は、多くの場合、バーナー火炎のような定在乱流火炎を用いて求められてきた[4-6]。定在乱流火炎では乱流場と火炎がともに定常であるため、それから求められる乱流燃焼速度は、時間によって変化しない。一方、著者ら[1-3]、Bradleyら[7,8]および

Weißら[9]が示すように、球状に伝播する予混合火炎の乱流燃焼速度は、火炎が伝播するにつれて大きくなる。また、エンジン筒内を伝播する予混合火炎の乱流燃焼速度も、火炎が伝播するにつれて増大することが、Kosakaらにより示されている[10]。

Abdel-Gayed および Bradleyら[11]は、火炎が伝播するにつれて、火炎面に乱れとして作用する乱れの強さが変化するため、球状伝播予混合火炎の乱流燃焼速度が、火炎が伝播するにつれて増大するものと考えた。そこでは、火炎が小さいときは、乱れ場に存在するさまざまなスケールの乱流渦のうち、小さいスケールの乱流渦のみが火炎面に乱れとして作用し、大きいスケールの乱流渦は火炎をただ対流により移動させるのみであると考えられている。火炎が伝播するにつれて、より大きいスケールの乱流渦までも火炎面に乱れとして作用するようになる。

\* Corresponding author. E-mail: toshi@mech.kyushu-u.ac.jp

このように, 火炎の大きさによって火炎面に乱れとして作用する乱流渦のスケールの範囲が変化すると考え, 乱流渦のうち火炎面に乱れとして作用する乱流渦が有する乱流エネルギーから定まる乱れの強さを, 有効乱れ強さとした[11,12]. 球状に伝播する予混合乱流火炎では, 火炎が伝播するにつれて, 火炎面に乱れとして作用する乱流渦のスケールの範囲が拡大する. このような火炎面に乱れとして作用する乱流渦のスケール範囲の変化を, 有効乱れ強さにより表すことができるものと考えられる. 球状に伝播する予混合乱流火炎では, 火炎が伝播するにつれて有効乱れ強さが増大するため, 乱流燃焼速度が増大するものと考えられる. 一方, 定在火炎の場合, 時間によらず与えられた乱れ強さは一定であるため, 乱流燃焼速度は時間によって変化しない.

乱流燃焼速度は, ある程度の乱れ強さの範囲までは, 乱れによる火炎面積の増大と熱-拡散効果[13]による火炎面局所の燃焼速度の変化により, おもに定まっているものと考えられる. このうち, 乱れによる火炎面積の増大が, 乱流燃焼速度を支配する最も重要な因子であると考えられる. そのため, 乱流火炎面積の定量的な評価がなされているが[9,14], 乱流火炎面は複雑な三次元形状を有しているため[15], その面積を求めるのは一般には容易ではない. 一方, 乱流火炎の断層写真撮影により得られる乱流火炎断面の周長は, 乱流火炎面積と相関を有しているものと考えられる[9,16]. すなわち, 大きい火炎面積を有する乱流火炎は, 長い断面周長を有しているものと考えられる.

著者らはこれまでに, 連続光源および高速度カメラを用いたシュリーレン法により, 球状に伝播する予混合乱流火炎を撮影してきた[1-3]. しかしながら, シュリーレン法により得られる像は, 光軸方向に凹凸が重なり合った像であるため, その境界周長から火炎面積を評価するのは適切ではないと考えられる.

これまでに, Weißら[9]およびKwonら[17]により, 球状に伝播する予混合乱流火炎の火炎面積および乱流火炎断面周長などが調べられている. Weißらは, ある半径の火炎について火炎面積を評価しているが, 火炎伝播中に火炎面積がどのように変化するかは明らかではない. Kwonらは, 火炎が伝播するにつれて乱流火炎断面周長が増大することを示している. しかし, その原因, また, 火炎断面周長と乱流燃焼速度との間の関係については明確ではない.

そこで本研究では, レーザートモグラフィ法を用いて, 球状に伝播する予混合乱流火炎の断層写真を撮影し, 乱流火炎断面周長を求めた. さらに, 乱流燃焼速度および乱流火炎断面周長の火炎伝播に伴う変化を調べ, 乱流燃焼速度が火炎伝播に伴って増大する原因について, 有効乱れ強さおよび乱流火炎断面周長の観点から考察を行った.

## 2. 実験装置および実験方法

本研究では, レーザートモグラフィ法により乱流火炎の断

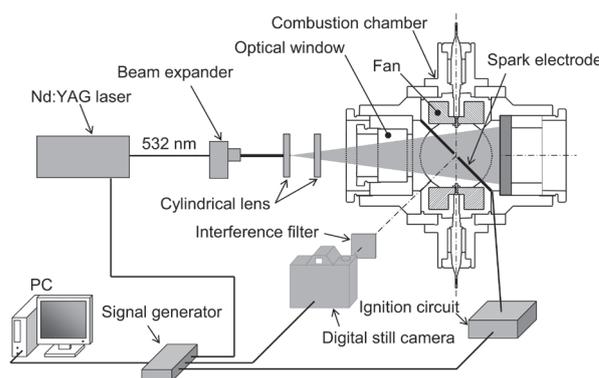


Fig.1 Experimental setup.

層写真撮影を行った. 図1に, 実験装置の概要を示す.

燃焼実験は, 定容燃焼容器[1-3]を用いて行った. 燃焼室は3つの円筒による直交相貫体の形状をしており, 燃焼室容積は約35リットルである. 燃焼室中心で混合気の火花点火を行うため, 点火電極として直径1.8mmのステンレス棒を挿入している. 2つの電極は, ともに先端を円錐状にしている. 点火エネルギーは1.4Jとした. 燃料にはイソオクタンを, 酸化剤には乾燥空気を用いた. 混合気初期温度は340Kとした. 当量比 $\phi$ は1.0とした. 混合気初期圧力 $P_i$ は0.10, 0.25および0.50MPaとした.

単パルスNd:YAGレーザー(Spectra-Physics, Quanta-Ray LAB-150)から射出される光のうち, 第二高調波(波長532nm, 300mJ/pulse)を光源として使用した. ビームエキスパンダーおよび2枚のシリンドリカルレンズを通してシート状に引き伸ばした光を, 燃焼室内に照射する. 燃焼室中心付近における理論上のレーザーシート厚さは28 $\mu$ mである.

トレーサ粒子として, 二酸化チタン(粒子直径0.03~0.05 $\mu$ m)を用いた. 混合気充填前に, あらかじめ燃焼室内にトレーサ粒子を封入しておく. トレーサ粒子の有無により燃焼圧力履歴は変化しなかったため, トレーサ粒子は乱流燃焼速度や乱流火炎形状には影響を及ぼさないものと考えられる.

トレーサ粒子からの散乱光を, デジタル一眼レフカメラ(Nikon, D300s)により撮影した. レンズには, 焦点距離105mmのマクロレンズ(Micro-Nikkor 105mm f/2.8S)を用い, F値は4.0とした. シャッター速度は1/200s, ISO感度は800, 撮影画素数は4288 $\times$ 2848ピクセルとした. 得られた画像の解像度は, 撮影する火炎の大きさによって異なり, 0.022から0.046mm/pixelの範囲にある. 干渉フィルターを用いて, 火炎の自発光の影響を取り除いた. レーザー発振, 点火および撮影のタイミングは, 信号発生器(エヌエフ回路設計ブロック, EZ1660)により制御されている.

本研究で使用したレーザーが単パルスレーザーであるため, 火炎伝播中のただ1つのタイミングでのみ, レーザートモグラフィ法による断層写真撮影を行うことができる. そこで, レーザートモグラフィ法による撮影に先立ち, 連続光

Table 1 Characteristics of laminar flame and turbulence.

$P_i$ MPa	$u_l$ cm/s	$Ma$	$Re_{\lambda_f}$	$u'/u_l$	$L_f/\delta_F$
0.10	38.0	4.01	120.5	1.61	499.3
0.25	30.7	2.95	190.5	2.00	1008.8
0.50	25.3	2.64	269.5	2.42	1662.3

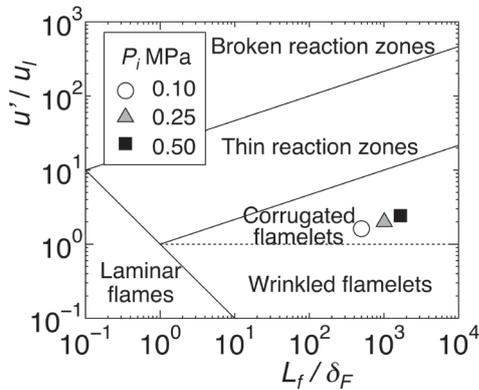


Fig. 2 Examined conditions on Peters diagram [19].

源と高速度カメラを用いたシュリーレン法[1-3]により、乱流火炎半径の時間変化を求めた。本研究では、シュリーレン像から求められる乱流火炎半径  $r_{sch}$  が、15, 30 および 45 mm となるタイミングで、レーザートモグラフィ法による断層写真撮影を行った。シュリーレン像から求められる乱流火炎半径  $r_{sch}$  については、4.2 節に示す。断層写真撮影は、各条件につき 5 回以上行った。

燃焼室上下に取り付けられたファンを回転させながら火花点火を行うことで、乱流燃焼を行うことができる。燃焼室内の乱流特性は、PIV 計測により求めた[3]。火炎の観測範囲内において、乱れは一樣等方性乱流とみなすことができる。ただし、この PIV 計測は非燃焼時に行った。本研究では、燃焼時であっても未燃部の乱流特性は、非燃焼時のそれと変わらないものと仮定した。本研究では、乱流燃焼実験時の乱れ強さ  $u'$  を 0.61 m/s とした。乱れの空間積分スケール  $L_f$  は混合気初期圧力によらず一定で、23.7 mm であった。乱れの Taylor マイクロスケール  $\lambda_f$  は、式 (1) により求めた。

$$\frac{\lambda_f^2}{L_f} = A_0 \cdot \frac{\nu}{u'} \quad (1)$$

ここで  $A_0$  は 18.02 の定数、 $\nu$  は混合気の動粘性係数である。式 (1) により求められる Taylor マイクロスケールは、乱れの変動成分の速度こう配を用いて定義される Taylor マイクロスケールの定義式[18]から計算された値を、よく近似することができた[3]。

表 1 に、実験条件における層流火炎および乱流場の特性を示す。ここで、 $u_l$  は火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度、 $Ma$  は Markstein 数、 $Re_{\lambda_f} (= u\lambda_f/\nu)$  は Taylor マ

イクロスケールに基づく乱流 Reynolds 数、 $\delta_F (= \nu/u_l)$  は層流火炎厚さである。本研究における実験条件は、図 2 に示すように、Peters の乱流火炎構造ダイアグラム[19]において、Corrugated flamelets の領域にある。

### 3. 有効乱れ強さ

乱流場には、さまざまなスケールの乱流渦が存在する。小さい火炎に対しては、スケールの小さい乱流渦のみが火炎面に乱れとして作用して、火炎面を変形させるものと考えられる。この場合、スケールの大きい乱流渦は火炎を対流により移動させるのみであると考えられる。火炎が伝播し、大きい火炎となった場合には、スケールの大きい乱流渦までも、火炎面を変形させるようになると考えられる。このような、火炎面に乱れとして有効に作用する乱れの強さを、有効乱れ強さ[11,12]と呼ぶ。本研究では、既報[3]で得られた有効乱れ強さを用いた。以下に、その概要を示す。

乱流場の速度変動成分の縦方向速度相関係数  $R_{11}(r)$  の距離  $r$  に対する変化は、混合気圧力や乱れ強さによらず、本燃焼容器の場合、式 (2) によりよく表すことができた。

$$R_{11}(r) = \exp(-pr^q) \quad (2)$$

ここで、 $p = 3.44 \times 10^{-2}$ 、 $q = 1.06$  である。乱れのエネルギースペクトル関数  $E(k)$  を、式 (2) を用いて、式 (3) により求めた[20]。

$$E(k) = \frac{k^2}{\pi} \int_0^\infty r^2 u'^2 R_{11}(r) \cdot \left( \frac{\sin kr}{kr} - \cos kr \right) dr \quad (3)$$

ここで、 $k$  は乱れの波数である。エネルギースペクトル関数  $E(k)$  を、全ての波数について積分すると、乱れの全運動エネルギー  $(3/2)u'^2$  になる。そこで、全ての波数の乱流渦が火炎面に凹凸を形成する場合、有効乱れ強さが乱れ強さ  $u'$  と一致するように、有効乱れ強さ  $u'_e$  を式 (4) で定義した。

$$u'_e(k_0) = \left[ \frac{2}{3} \int_{k_0}^\infty E(k) dk \right]^{1/2} \quad (4)$$

ここで、 $k_0$  はしきい値となる波数である。すなわち、しきい値  $k_0$  より大きい波数の乱流渦の有する運動エネルギーのみが火炎面を変形させ、火炎面に凹凸を形成すると考えた。火炎が伝播するにつれて、式 (4) の積分の下限である波数  $k_0$  が小さくなるを考える。すなわち、火炎が伝播するにつれて、より小さい波数の乱流渦までも火炎面を変形させるようになるを考える。

ある大きさの火炎に作用する有効乱れ強さ  $u'_e$  を求めるためには、その火炎の大きさによって定まるしきい値  $k_0$  を与える必要がある。本研究では、レーザートモグラフィ法により得られる乱流火炎の断層写真から求まる乱流火炎半径  $r_{tgp}$  を用いて、しきい値  $k_0$  を定めた。レーザートモグラフィ法により求まる乱流火炎半径  $r_{tgp}$  については、4.2 節に示す。

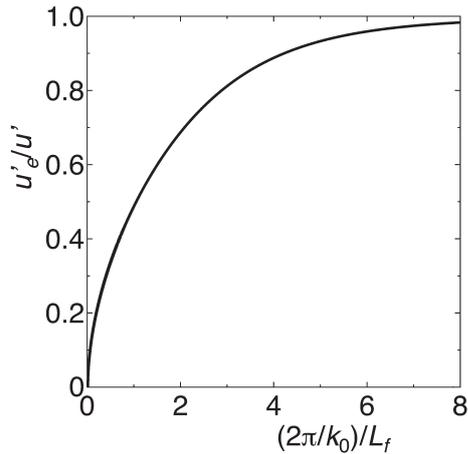


Fig.3 Variation of  $u'_e/u'$  with  $(2\pi/k_0)/L_f$  [3].

火炎面はさまざまなスケールの乱流渦の影響を受ける。しかしながら、乱流火炎直径よりも大きな渦が火炎面に乱れとして及ぼす影響は小さいものと考えられる。本研究では、火炎面の凹凸は、レーザートモグラフィ法により得られる乱流火炎の断層写真から求まる乱流火炎の直径  $2r_{tgp}$  と等しいスケール  $2\pi/k_0$  より小さい乱流渦により形成されると考え、しきい値となる波数  $k_0$  を式 (5) のように定めた。

$$k_0 = \frac{\pi}{r_{tgp}} \quad (5)$$

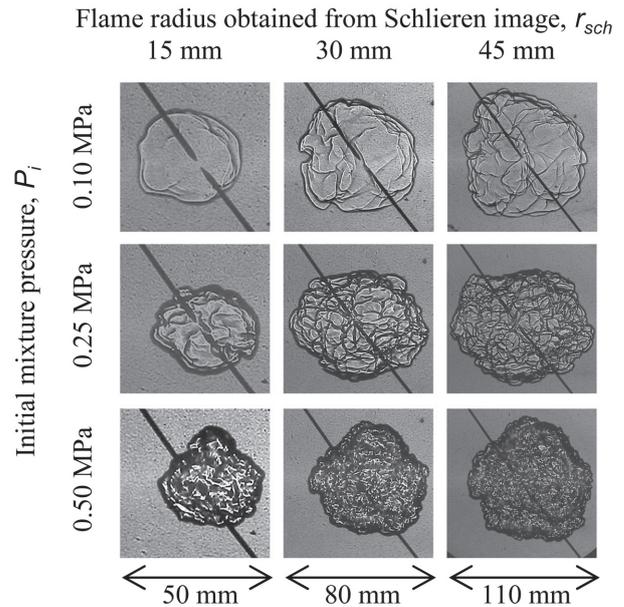
図 3 に、しきい値となる波数に対応する波長と乱れの積分スケールの比  $(2\pi/k_0)/L_f$  に対する、有効乱れ強さと乱れ強さの比  $u'_e/u'$  の変化を示す [3]。しきい値の波長と乱れの積分スケールの比  $(2\pi/k_0)/L_f$  が大きくなるにつれて、 $u'_e/u'$  は大きくなった。式 (5) より  $(2\pi/k_0)/L_f$  は  $2r_{tgp}/L_f$  と対応していることから、火炎が伝播するにつれて有効乱れ強さ  $u'_e$  は単調に増加し、その値は乱れ強さ  $u'$  に近づく。

#### 4. 実験結果および考察

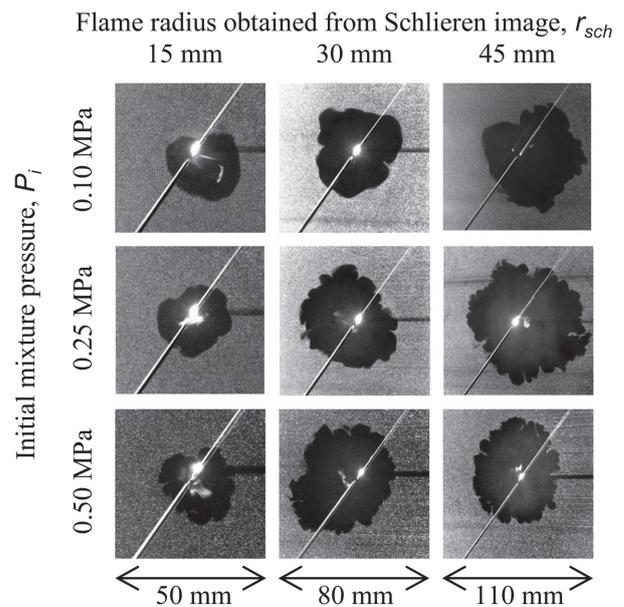
##### 4.1. シュリーレン像とレーザートモグラフィ像の比較

図 4(a) に、シュリーレン法により撮影された乱流火炎の写真を示す。シュリーレン写真は、同一の火炎を高速度カメラにより連続撮影したもので、その火炎の乱流火炎半径  $r_{sch}$  が 15, 30 および 45 mm における写真を示している。また図 4(b) に、レーザートモグラフィ法により撮影された乱流火炎の断層写真を示す。レーザートモグラフィ法により撮影された乱流火炎の断層写真は、シュリーレン写真とは同一の火炎のものではなく、また、火炎半径ごとに異なる。図 4(a) および (b) の写真は、 $r_{sch}$  ごとに異なる縮尺で示している。

シュリーレン像および断層写真のいずれの写真においても、同一の混合気初期圧力  $P_i$  についてみると、 $r_{sch}$  が大きくなるにつれて火炎周長が長くなるために、火炎面に形成



(a) Schlieren images.



(b) Tomograph images.

Fig.4 Flame images of spherically propagating turbulent flames.

される凹凸の数が増えた。また、同一の乱流火炎半径  $r_{sch}$  についてみると、混合気初期圧力  $P_i$  が高くなるにつれて、火炎面に細かい凹凸が現れた。

同一の条件で乱流火炎のシュリーレン写真とレーザートモグラフィ法により撮影した断層写真を比較すると、断層写真では、未燃混合気が既燃ガスに深く入り込んでいるカスプが観察されるが、シュリーレン写真ではそのようなものは観察されない。また、断層写真の方が、シュリーレン写真より、火炎面に細かい凹凸が観察される。シュリーレン法により得られる像は、火炎面の凹凸が光軸方向に重なり

合った像であるので、カスプや細かい凹凸の部分が現れていないものと考えられる。

4.2. 乱流燃焼速度および火炎面形状の有効乱れ強さによる変化

シュリーレン像より得られる乱流火炎半径  $r_{sch}$  の時間変化から、乱流燃焼速度を求めた。シュリーレン像により求められる乱流火炎半径  $r_{sch}$  は、乱流火炎像の面積と等しい面積を有する円の半径とした。乱流火炎半径が  $r_{sch}$  における乱流燃焼速度  $u_m(r_{sch})$  は、式 (6) により求めた[1-3, 8].

$$u_m(r_{sch}) = \frac{\rho_b}{\rho_u} \cdot \frac{dr_{sch}}{dt} \tag{6}$$

ここで、 $\rho_u$  および  $\rho_b$  はそれぞれ、未燃混合気および既燃ガスの密度、 $t$  は時間である。乱流燃焼速度についても、有効乱れ強さと同様にレーザートモグラフィ法により得られる乱流火炎の断層写真から求まる乱流火炎半径  $r_{tgp}$  を用いるのが適当であると考えられるが、2章で述べたように、本研究で用いた手法では、 $r_{tgp}$  の時間変化を求めることができなかつた。そのため、乱流燃焼速度は、シュリーレン像より得られる乱流火炎半径  $r_{sch}$  に基づいて求めた。ここで、式 (6) による  $r_{sch}$  に基づく乱流燃焼速度は、乱流火炎面に未燃混合気を取り込まれる速度に基づく乱流燃焼速度に対応付けられる[8].

図5に、乱流燃焼速度  $u_m(r_{sch})$  の  $r_{sch}$  に対する変化を示す。ここで、乱流燃焼速度は、火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度との比  $u_m(r_{sch})/u_l$  として表している。同一の混合気初期圧力  $P_i$  についてみると、 $u_m(r_{sch})/u_l$  は、シュリーレン像により求められる乱流火炎半径  $r_{sch}$  が大きくなるにつれて、大きくなった。また、同一の乱流火炎半径  $r_{sch}$  についてみると、混合気初期圧力  $P_i$  が大きくなるにつれて、 $u_m(r_{sch})/u_l$  は大きくなった。

図6に、乱流燃焼速度と有効乱れ強さの関係を示す。これらは図中で、火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度との比  $u_m(r_{sch})/u_l$  と  $u'_e/u_l$  として表している。図のように、同一の混合気初期圧力  $P_i$  についてみると、 $u'_e/u_l$  が大きくなるにつれて、 $u_m(r_{sch})/u_l$  は大きくなった。

このように乱流燃焼速度が変化するのは、火炎が伝播するにつれて有効乱れ強さが大きくなり、火炎面積が増大したためであると考えられる。図4(b)に示す乱流火炎の断層写真から、乱流火炎断面の境界を抽出した。この境界は、乱流火炎面に対応しているものと考えた。この抽出された乱流火炎断面境界から、乱流火炎のブラシ厚さや乱流火炎断面周長を算出し、有効乱れ強さに対する変化を調べた。

図7に、抽出された乱流火炎断面境界の例を示す。乱流火炎断面境界の外側は未燃混合気、内側は既燃ガスであると考えられる。乱流火炎断面境界の平均半径を  $r_{tgp}$ 、乱流火炎断面周長を  $l_{tgp}$  とする。それより外側は全て未燃混合気となる円の半径を  $r_r$ 、それより内側は全て既燃ガスである円の半径を  $r_i$  とする。ブラシ厚さ  $b$  は  $r_i$  と  $r_r$  の二つの

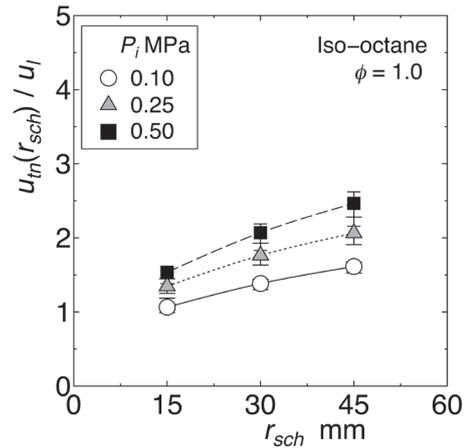


Fig.5 Variation of  $u_m(r_{sch})/u_l$  with  $r_{sch}$ .

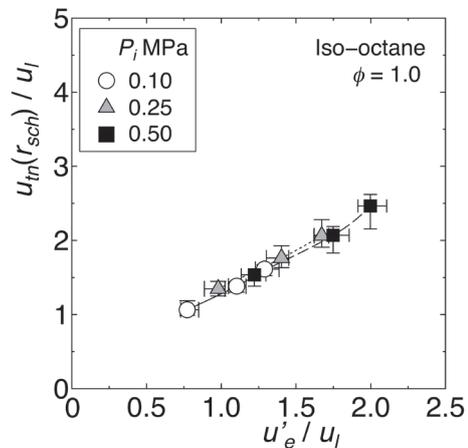


Fig.6 Variation of  $u_m(r_{sch})/u_l$  with  $u'_e/u_l$ .

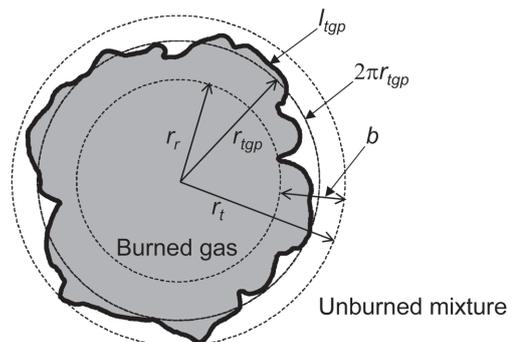


Fig.7 Definitions of flame radius determined from cross-sectional image of turbulent flame,  $r_{tgp}$ , brush thickness,  $b$ , perimeter of cross-sectional image of turbulent flame,  $l_{tgp}$ .

半径の差とした。乱流火炎断面境界の平均半径を有する円の周長は  $2\pi r_{tgp}$  となる。乱流火炎断面周長  $l_{tgp}$  は乱流火炎面積と、 $2\pi r_{tgp}$  は半径  $r_{tgp}$  を有する凹凸の無い球の面積とそれぞれ相関を有するものと考えられる。すなわち、これらの比  $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$  は、その半径における、乱れによる火炎面積の層流火炎からの増加率と相関を有するものと考えられる[9,16].

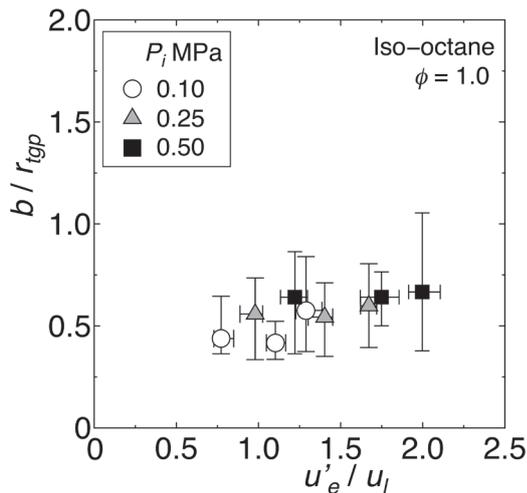


Fig.8 Variation of  $b/r_{igp}$  with  $u'_e/u_i$ .

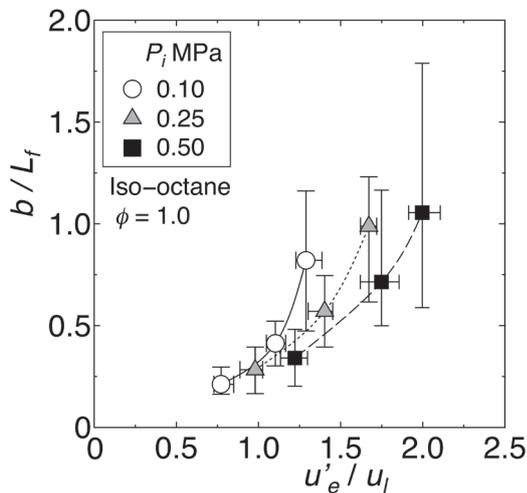


Fig.9 Variation of  $b/L_f$  with  $u'_e/u_i$ .

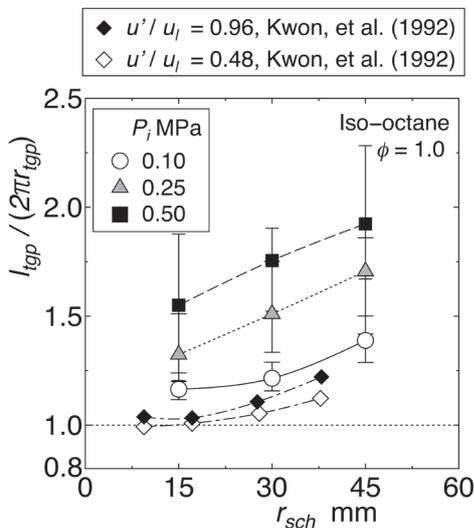


Fig.10 Variation of  $l_{igp}/(2\pi r_{igp})$  with  $r_{sch}$ .

図 8 に, ブラシ厚さと火炎半径の比  $b/r_{igp}$  の, 有効乱れ強さと火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度の比  $u'_e/u_i$  に対する変化を示す. 図に示されるように,  $b/r_{igp}$  は  $u'_e/u_i$  によらず, 0.56 程度の値であった. 式 (5) より,  $b/r_{igp}$  は  $2b/(2\pi/k_0)$  と等しい. Bradley らによれば, 有効乱れ強さを定める際のしきい値となる波数  $k_0$  から定まるスケール  $2\pi/k_0$  は, 火炎面に生じている最大スケールの変形と関連を有しているものと考えられる[21]. すなわち, ブラシ厚さ  $b$  は乱流火炎面に生じる最大スケールの凹凸を代表しているものと考えられる.

有効乱れ強さが大きくなるにつれて, 大きいスケールの乱流渦の影響や, 強い乱れの影響を受けるため, 火炎面には大きいスケールの変形が現れるものと考えられる. そこで, 乱流火炎面に生じる最大スケールの凹凸を代表するブラシ厚さ  $b$  の, 有効乱れ強さに対する変化を調べた. 図 9 に, ブラシ厚さ  $b$  の有効乱れ強さと火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度との比  $u'_e/u_i$  に対する変化を示す. ここでは, ブラシ厚さ  $b$  は, 乱れの積分スケール  $L_f$  との比  $b/L_f$  として表している. 図のように, いずれの混合気初期圧力  $P_i$  の場合も, 有効乱れ強さと火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度の比  $u'_e/u_i$  が大きくなるにつれて,  $b/L_f$  は大きくなった. すなわち,  $u'_e/u_i$  が大きくなるにつれて, 火炎面には大きなスケールの変形が現れている.

乱流燃焼速度は, ある程度の乱れ強さの範囲までは, 乱れによる火炎面積の増大と熱-拡散効果[13]による火炎面局所の燃焼速度の変化により, おもに定まっているものと考えられる. その中でも, とくに乱れによる火炎面積の増大が, 乱流燃焼速度に大きく影響を及ぼしているものと考えられる. しかしながら, 複雑な三次元形状を有する乱流火炎の面積を求めるのは困難であった. そこで本研究では, 火炎面積と相関を有していると考えられる乱流火炎断面境界の周長を求め, これの火炎半径や有効乱れ強さに対する変化を調べた.

図 10 に, 乱れによる火炎面積の増加率と相関を有していると考えられる  $l_{igp}/(2\pi r_{igp})$  の, シュリーレン像により求められる乱流火炎半径  $r_{sch}$  に対する変化を示す. 図に示すように, 本研究により得られた  $l_{igp}/(2\pi r_{igp})$  の値は, 1 より大きな値となった. これは, 乱れにより火炎面に凹凸が形成されたため, 乱流火炎面積が, その半径を有する凹凸の無い球の面積から増大したためであると考えられる. 同一の混合気初期圧力  $P_i$  についてみると,  $r_{sch}$  が大きくなるにつれて,  $l_{igp}/(2\pi r_{igp})$  の値は大きくなった. 図中に, Kwon ら[17]により得られた結果も示している. ただし, Kwon らの実験は, 混合気初期温度 298 K, 混合気初期圧力が 0.3 MPa, 当量比  $\phi = 1.8$  の水素・空気予混合気に対するものである. Kwon らによる結果も, 本研究の結果と同様に, 火炎が大きくなるにつれて  $l_{igp}/(2\pi r_{igp})$  の値は大きくなっていく. また, 同一の  $r_{sch}$  についてみると, 混合気初期圧力  $P_i$  が高くなるにつれて,  $l_{igp}/(2\pi r_{igp})$  の値は大きくなった.

図 11 に,  $l_{igp}/(2\pi r_{igp})$  の  $u'_e/u_i$  に対する変化を示す. 同一

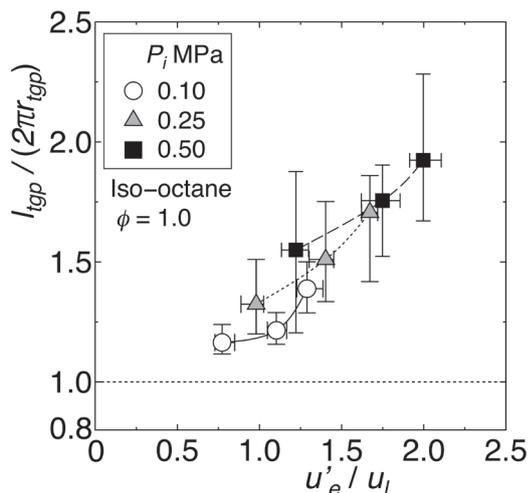


Fig.11 Variation of  $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$  with  $u'_e/u_f$ .

の混合気初期圧力  $P_i$  についてみると、 $u'_e/u_f$  が大きくなるにつれて、 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$  は大きくなった。

以上をまとめると、火炎が伝播するにつれて乱流燃焼速度が大きくなるのは、火炎が伝播するにつれて、乱れによる火炎面積の増加率が大きくなったためであると考えられる。また、火炎が伝播するにつれて火炎面積の増加率が大きくなったのは、火炎が伝播するにつれて、火炎面に乱れとして作用する乱れの強さである有効乱れ強さが増大したためであると考えられる。

同一の  $u'_e/u_f$  において、 $P_i$  が大きくなるにつれて、 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$  は大きくなった。しかしながら、図6に示すように、同一の  $u'_e/u_f$  では、混合気初期圧力によらず  $u_{in}(r_{sch})/u_f$  の値は同程度であった。混合気初期圧力が高くなると、層流火炎厚さが薄くなる。本研究および既報[3]では、有効乱れ強さを考慮する際のしきい値を、乱流火炎半径のみに基づいて決定した。同一の乱れが火炎に作用した場合でも、火炎厚さに応じて火炎面の挙動は変化するものと考えられる[22]。混合気初期圧力が変化した際の乱流火炎断面周長および乱流燃焼速度に関して、より一層の検討を要する。

本研究では、有効乱れ強さを定めるしきい値  $k_0$  を与える式(5)において、乱流火炎の直径の大きさの乱流渦までが火炎に影響を及ぼすものと仮定して考察を行った。しかしながら、火炎直径以上の大きさの渦も、ある程度、火炎面に影響を及ぼすとも考えられる。有効乱れ強さにどの程度の大きさの渦までを考慮するのが適当であるか、しきい値  $k_0$  などについても今後検討を要する。

#### 4. まとめ

球状に伝播する予混合乱流火炎の乱流燃焼速度は、火炎が伝播するにつれて増大し続ける。本研究では、火炎面に乱れとして作用する乱流渦のスケールから定まる有効乱れ強さを導入し、それと乱流燃焼速度および乱流火炎面形状

との関係を調べた。乱流火炎面形状は、レーザートモグラフィ法を用いて撮影された乱流火炎の断層写真から求めた。本研究で得られた結果は以下の通りである。

1. 乱流燃焼速度と火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度との比  $u_{in}(r_{sch})/u_f$  は、有効乱れ強さと火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度との比  $u'_e/u_f$  が大きくなるにつれて大きくなった。
2. 乱流火炎断面周長と平均円周長との比  $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$  は、有効乱れ強さと火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度との比  $u'_e/u_f$  が大きくなるにつれて大きくなった。乱流火炎断面周長と平均円周長との比  $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$  は、乱れによる火炎面積の増加率と相関を有するものと考えられる。すなわち、火炎が伝播するにつれて  $u_{in}(r_{sch})/u_f$  が大きくなったのは、火炎が伝播するにつれて  $u'_e/u_f$  が大きくなり、乱れによる火炎面積の増加率が大きくなったためであると考えられる。

#### 謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金 特別研究員奨励費 (課題番号 22・1886) により行われた。ここに記して、謝意を表する。

#### References

1. Kitagawa, T., Nakahara, T., Maruyama, K., Kado, K., Hayakawa, A. and Kobayashi, S., *Int J. Hydrogen Eng.* 33: 5842-5849 (2008).
2. Hayakawa, A., Takeo, T., Miki, Y., Nagano, Y. and Kitagawa, T., *Proc. 8th AJTEC.: AJTEC2011-44221* (2011).
3. Hayakawa, A., Miki, Y., Nagano, Y. and Kitagawa, T., *J. Thermal Sci. Tech.* 7: 507-521 (2012).
4. Kobayashi, H., Seyama, K., Hagiwara, H. and Ogami, Y., *Proc. Combust. Inst.* 30: 827-834 (2005).
5. Yamamoto, K., Isii, S. and Ohnishi, M., *Proc. Combust. Inst.* 33: 1285-1292 (2011).
6. Plessing, T., Kortschik, C., Peters, N., Mansour, M.S. and Cheng, R.K., *Proc. Combust. Inst.* 28: 359-366 (2000).
7. Bradley, D., Lawes, M. and Mansour, M.S., *Combust. Flame.* 158: 123-138 (2011).
8. Bradley, D., Haq, M.Z., Hicks, R.A., Kitagawa, T., Lawes, M., Sheppard, C.G.W. and Woolley, R., *Combust. Flame* 133: 415-430 (2003).
9. Weiß, M., Zarzalis, N. and Suntz, R., *Combust. Flame* 154: 671-691 (2008).
10. Kosaka, H., Nomura, Y., Nagaoka, M., Inagaki, M. and Kubota, M., *Trans. JSAE.* (in Japanese) 41: 827-832 (2010).
11. Abdel-Gayed, R.G., Bradley, D. and Lawes, M., *Proc. R. Soc. Lond. A.* 414: 398-413 (1987).
12. Bradley, D., Lau, A.K.C. and Lawes, M., *Phil. Trans. R. Soc.*

- Lond. A.* 338: 359-387 (1992).
13. Williams, F.A., *Combustion Theory*, 2nd ed., Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., 680 (1985).
  14. Chen, Y.C., *Proc. Combust. Inst.* 32: 1771-1777 (2009).
  15. Shimura, M., Ueda, T., Choi, G.M., Tanahashi, M. and Miyauchi, T., *Proc. Combust. Inst.* 33: 775-782 (2011).
  16. Filatyev, S.A., Driscoll, J.F., Carter, C.D. and Donbar, J.M., *Combust. Flame*, 141: 1-21 (2005).
  17. Kwon, S., Wu, M.S., Driscoll, J.F. and Faeth, G.M., *Combust. Flame*, 88: 221-238 (1992).
  18. Tennekes, H. and Lumley, J.L., *A First Course in Turbulence*, MIT Press: 65-68 (1987).
  19. Peters, N., *Turbulent Combustion*, Cambridge University Press: 78-86 (2000).
  20. Hinze, J.O., *Turbulence*, 2nd ed., McGraw-Hill Book Company: 208-209 (1975).
  21. Bradley, D., Lawes, M. and Mansour, M.S., *Proc. Combust. Inst.* 32: 1587-1593 (2009).
  22. Kido, H., Kitagawa, T., Nakashima, K. and Kim, J.H., *JSME Int. J., Ser. II*, 35: 421-427 (1992).