

科学研究費助成事業（科学研究費補助金）研究成果報告書

平成24年 4月 2日現在

機関番号：17102

研究種目：基盤研究（C）

研究期間：2009～2011

課題番号：21560218

研究課題名（和文） 乱れのスペクトルによる非定常乱流火炎伝播機構のモデリング展開

研究課題名（英文） Study on Unsteady Turbulent Flame Propagation Mechanism Based on its Modeling with Turbulence Energy Spectrum

研究代表者

北川 敏明 (KITAGAWA TOSHIAKI)

九州大学・工学研究院・教授

研究者番号：40214788

研究成果の概要（和文）：

予混合火炎が乱流場を球状に伝播するとき、火炎が小さいときは大小様々な乱れ渦に含まれるエネルギー Spektral のうち小さな渦のもののみが火炎に乱れとして作用し、火炎が大きくなるにつれて大きな渦までもが火炎に作用するとのモデルに基づく有効乱れ強さを提案し、球状伝播火炎伝播機構の解析を行った。火炎伝播中に乱流火炎面積や曲率などの火炎面の特性がどのように変化するかを明らかにするとともに、乱流燃焼速度が有効乱れ強さとの関係を示した。

研究成果の概要（英文）：

The concept of the effective turbulence intensity was introduced to the analysis of the turbulent flame propagation. In this concept, only smaller turbulent eddies among the wide scale range of eddies are considered to affect the propagating flame when the flame size is small. As the flame size increases, larger eddies may also contribute the flame propagation. The relationship between the turbulent burning velocity and the effective turbulence intensity during the flame propagation was established based on the flame properties such as flame front area, local curvature obtained in this study.

交付決定額

(金額単位：円)

	直接経費	間接経費	合計
2009年度	2,000,000	600,000	2,600,000
2010年度	1,000,000	300,000	1,300,000
2011年度	700,000	210,000	910,000
総計	3,700,000	1,110,000	4,810,000

研究分野：工学

科研費の分科・細目：機械工学・熱工学

キーワード：エネルギー、燃焼、乱流火炎、火炎伝播機構、モデル化

1. 研究開始当初の背景

一次エネルギーに占める化石燃料の割合は85%以上と大きく、さらに効率的な燃焼によるエネルギー変換が求められている。高効率燃焼を検討するうえで、乱流燃焼速度は最も重要な因子であり、その解析、予測が古くから行われてきたが、バーナーを用いた定常乱流火炎についての報告が多い。そこでは、

乱流燃焼速度は、混合気条件、乱れ強さの条件に対して、ひとつの固有な値として報告されてきた。

一方、研究代表者らの研究により、非定常球状伝播乱流火炎の燃焼速度は、伝播中に増大することが明らかとなっていた。

従来、乱流燃焼速度を解析するための乱れの特性値としては、乱れ強さ、積分空間スケ

ール, Taylor マイクロスケールなど乱れ場を代表する特定のスケールが用いられてきた。しかしながら, 非定常伝播球状火炎では, 火炎面に乱れとして作用する乱れの強さが火炎の伝播中に変化しているものと考えられるため, 研究代表者らは従来の特定の乱れの特性値のみでは火炎伝播機構を解析することは困難であるものと考えていた。

2. 研究の目的

上述のような背景から, 研究代表者らは, 乱れの波数エネルギースペクトルのうち, 火炎直径に相当する波数以上のエネルギーを有効乱れ強さとして提案した。

図1に示すように, 予混合火炎が乱流場を球状に伝播するとき, 火炎が小さいときは大小様々な乱れ渦に含まれるエネルギースペクトルのうち小さな渦のみが火炎に乱れとして作用し, 火炎が大きくなるにつれて大きな渦までもが火炎に作用すると考える。

本研究では, 乱流火炎の伝播機構を検討するうえで, この有効乱れ強さの有用性を示すとともに, このようなモデリングに基づきながら乱流燃焼速度の解析を行うとともに, 火炎伝播機構を明らかにすることとした。

そこでまず, 乱れのエネルギースペクトルと有効乱れ強さを求めるための手法を確立し, これと乱流燃焼速度との関係を調べ, 有効乱れ強さの有用性を確認することとした。

さらに, 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ことから, 球状伝播予混合乱流火炎の乱流燃焼速度特性を明らかにすることとした。そのために, 球状に伝播する乱流火炎の断層写真を撮影し, 乱流火炎面積と相関があると考えられる火炎断面周長の火炎伝播による変化を調べ, 乱流火炎断面周長と乱流燃焼速度との関係について, 有効乱れ強さに基づきながら検討を行うこととした。

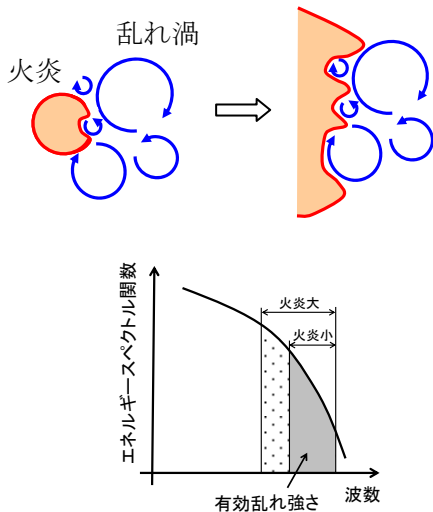


図1 火炎と乱れ渦, 有効乱れ強さ

3. 研究の方法

実験には, 図2に示す乱流燃焼が可能な高圧定容燃焼装置を用い, まず, Particle Image Velocimetry (PIV)法による乱流測定を行った。光源にはダブルパルス Nd:YAG レーザーを用い, 粒子像の撮影には, 画素数が 1376×1040 pixel の高速度カメラを用いた。

高い空間分解能および広い範囲の二通りの計測を行うために 8.71×6.56 mm, 61.8×46.5 mm の計測範囲を設定した。速度ベクトルの計算には再帰的相関法を用い, 32×32 pixel の検査領域を 50 %ずつシフトさせながら, 86×65 点の速度ベクトルを得た。

得られた流速の乱れ成分の距離 r についての縦方向空間相関関数 $R_{11}(r)$ から, 式(1)により乱れの波数エネルギースペクトル $E(k)$ を求めた。ここで, k は乱れの波数である。

$$E(k) = \frac{k^2}{\pi} \int_0^{\infty} r^2 u'^2 R_{11}(r) \cdot \left(\frac{\sin kr}{kr} - \cos kr \right) dr \quad \dots (1)$$

このエネルギースペクトルのうち, 式(2)に示すように, 伝播中の火炎の大きさに応じて決定するしきい値 k_0 よりも高波数の乱れ渦に含まれる乱れのエネルギーを有効乱れ強さ u'_e とした。

火炎面にすべての波数の乱れが作用した場合, 有効乱れ強さ u'_e が乱れ強さ u' に等しくなるように, 有効乱れ強さを式(2)のように定義した。

$$u'_e(k_0) = \sqrt{\frac{2}{3} \int_{k_0}^{\infty} E(k) dk} \quad \dots (2)$$

本研究では, 火炎半径が r_{sch} のときのしきい値として, 火炎直径 $2r_{sch}$ と等しい直径の渦に対応する波数を用いた。

燃焼実験では, 燃料にはイソオクタンを用いた。混合気初期温度は 340 K, 当量比 ϕ は 1.0 とした。乱れ強さ u' は 0.64 m/s とした。混合気初期圧力 P_i は 0.10, 0.25 および 0.50 MPa とした。

図2に示すように, レーザートモグラフィ法を用いて, 火炎の断層写真撮影を行った。光源には, 単パルス Nd:YAG レーザーの第二高

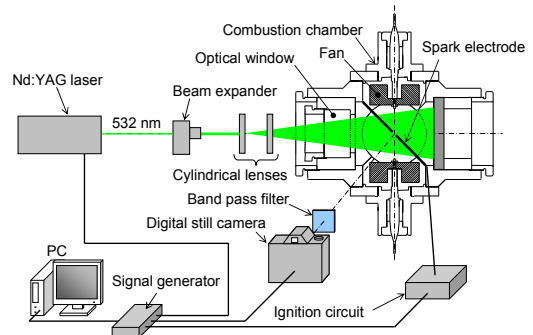


図2 燃焼装置および断層写真撮影

調波 (532 nm)を用いた。混合気充填前に燃焼室内に封入したトレーサ粒子による散乱光を、デジタル一眼レフカメラにより撮影した。また、シュリーレン写真撮影も行った。火炎半径 r_{sch} は、火炎のシュリーレン像と等しい面積をもつ円の半径とした。

4. 研究成果

4. 1 有効乱れ強さ

エネルギースペクトル関数と乱れの運動エネルギーの比 $E(k)/[(3/2)u'^2]$ と波数 k の関係を、図3に示す。 $E(k)/[(3/2)u'^2]$ は、ファンの直径 208 mm に対応する波数付近で最大と

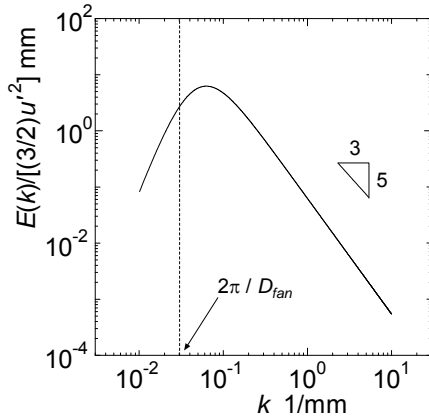


図3 エネルギースペクトル $E(k)$

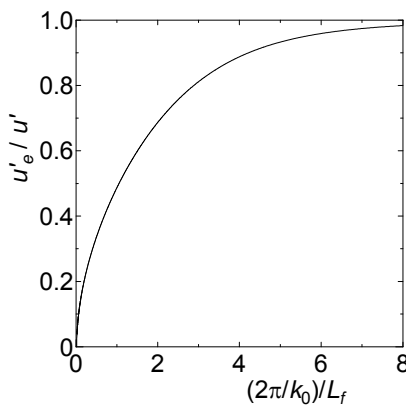


図4 u'_e/u' の $(2\pi/k_0)/L_f$ による変化

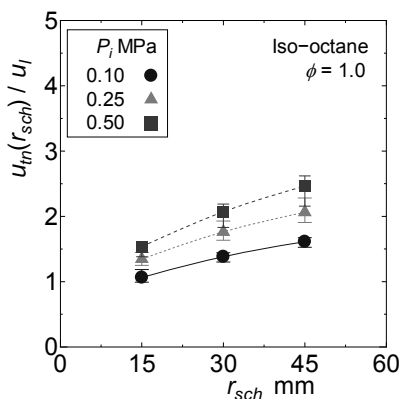


図5 $u_{tm}(r_{sch})/u_l$ の火炎半径 r_{sch} による変化

なった。

火炎伝播につれて変化するしきい値 k_0 に対応するスケールと積分スケールの比 $(2\pi/k_0)/L_f$ に対する有効乱れ強さと乱れ強さの比 u'_e/u' の変化を、図4に示す。 $(2\pi/k_0)/L_f$ が大きくなるほど、すなわち大きいスケールの渦まで乱れとして作用するようになるほど、 u'_e/u' は大きくなり、その値は1に漸近する。

4. 2 乱流伝播火炎の燃焼速度

図5に、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の比 $u_{tm}(r_{sch})/u_l$ の、シュリーレン像により得られる火炎半径 r_{sch} に対する変化を示す。前述したように、本研究での観測範囲内においては、 $u_{tm}(r_{sch})/u_l$ は r_{sch} が大きくなるにつれて大きくなった。また、同一の r_{sch} においては、 $u_{tm}(r_{sch})/u_l$ は圧力が高いほど大きくなった。

このような乱流燃焼速度を支配する最も重要な因子は、乱れによる火炎面積の増大であると考えられることから、球状に伝播する乱流火炎の断層写真を撮影し、乱流火炎面積と相関があると考えられる乱流火炎断面周長の火炎伝播による変化を調べた。

レーザートモグラフィ法により得られた乱流火炎の断層写真を、図6に示す。すべての混合気初期圧力において、火炎半径が大きくなるにつれて火炎面に形成される凹凸の数が多くなった。また、同一の火炎半径においては混合気初期圧力が高いほど凹凸の数が多くなった。

この乱流火炎断層写真より、火炎断面の周長 l_{gp} を算出した。また、この断面における乱流火炎の平均半径を r_{lgp} とすると、その半径を有する円の周長は $2\pi r_{lgp}$ となる。この $2\pi r_{lgp}$ は、その半径における凹凸の無い火炎

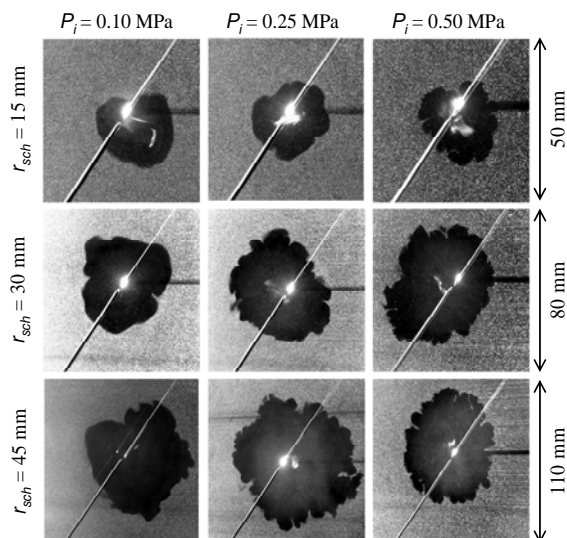


図6 球状伝播乱流火炎の断層写真

面積と相関があるものと考えられる。

図7に、 l_{tgp} と $2\pi r_{tgp}$ の比 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ の、乱流火炎半径 r_{sch} に対する変化を示す。火炎が完全な球であれば、 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ の値は1であり、 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ が大きいほど乱流火炎面積と層流火炎面積の比は大きいものと考えられる。

図に示すように、 r_{sch} が大きくなるほど $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ は大きくなった。また、同一の r_{sch} で比較すると、混合気初期圧力 P_i が高くなるほど $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ は大きくなった。すなわち、火炎が伝播するにつれて、また混合気初期圧力が高くなるにつれて、乱流火炎面積と層流火炎面積の比が大きくなる。

図8に、 $u_{tn}(r_{sch})/u_i$ と $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ の関係を示す。すべての混合気初期圧力において $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ が大きくなるほど $u_{tn}(r_{sch})/u_i$ が大きくなった。そのために、図5のように、乱流燃焼速度と層流燃焼速度の比が、火炎が伝播するにつれて、また混合気初期圧力が高くなるにつれて、大きくなるものと考えられる。

4. 3 乱流火炎伝播と有効乱れ強さ

図9に、予混合乱流火炎の火炎断面周長と平均円周長の比 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ と、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 の関係を示す。すべての混合気初期圧力において、 u'_e/u_i が大きくなるにつれて $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ は大きくなった。火炎が

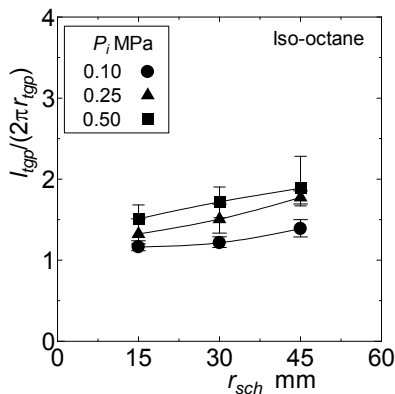


図7 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ の r_{sch} による変化

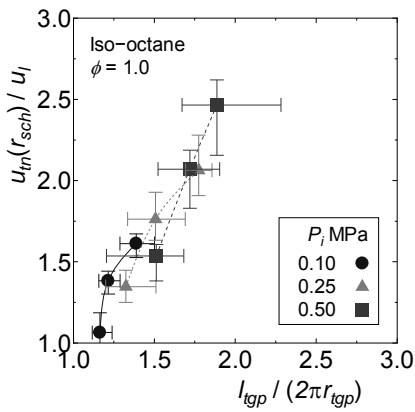


図8 $u_{tn}(r_{sch})/u_i$ と $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ の関係

伝播するにつれて、乱流火炎面積は層流火炎面積に比べ、増大しているものと考えられる。

このことから、火炎が伝播するにつれて $u_{tn}(r_{sch})/u_i$ が大きくなるのは、火炎が伝播するのに伴い u'_e/u_i が大きくなり火炎面に有効に作用する乱れの強さが強くなり、火炎面積が増大したためであると考えられる。

図10に示すように、すべての混合気初期圧力において、 $u_{tn}(r_{sch})/u_i$ は u'_e/u_i と強い相関関係にあることが明らかとなった。

ここで、乱流火炎面積と層流火炎面積の比と相関があるものと考えられる $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ が、上述のように乱流火炎半径や混合気初期圧力によって変化する理由を調べた。乱流火炎断面写真の周長には、火炎面の大きな変形や小さな凹凸が影響を及ぼしているものと考えられ、大きなスケールでの変形について火炎面の反応進行変数、小さな凹凸について火炎面の局所曲率を調べた。

図11に、反応進行変数 c の火炎中心からの距離 r に対する変化を示す。反応進行変数 $c=0$ は未燃部、 $c=1$ は既燃部に相当する。火炎面は、 $0 < c < 1$ の範囲に存在する。火炎が完全な球であれば、 c は火炎面の位置で階段関数のように不連続に変化する。乱れにより火炎が変形するとき、火炎面が存在する $0 < c < 1$ である r の幅が広がるほど、火炎に大きなスケールを有する変形が生じているも

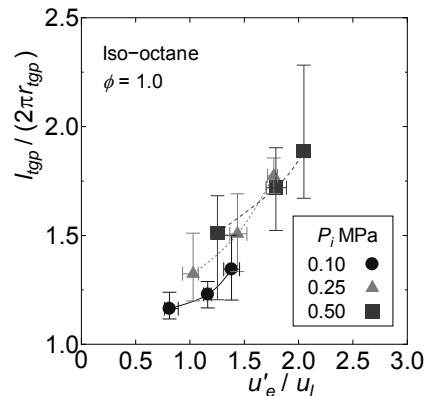


図9 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ の u'_e/u_i による変化

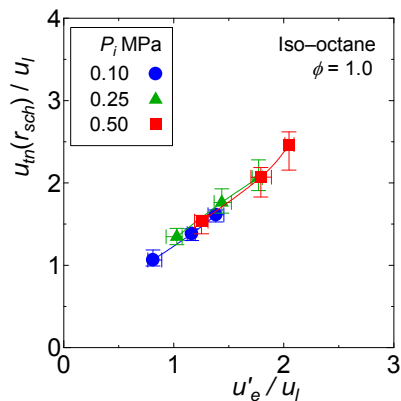


図10 $u_{tn}(r_{sch})/u_i$ と u'_e/u_i の関

のと考えられる。この大きなスケールによる火炎面の変形により、乱流火炎面積が大きくなると考えられる。ここで反応進行変数は、火炎中心から半径 r 上での未燃混合気の体積割合 σ を求め、それが $1-c$ に対応することから算出した。

図に示すように、同一の r_{sch} では P_i によらず、火炎面が存在する $0 < c < 1$ である r の幅は同程度であった。一方、火炎が伝播するにつれて、火炎面が存在する $0 < c < 1$ である r の幅が広がっている。すなわち、火炎が伝播するにつれて、火炎面の形状は球から大きく変形するが、その変形の程度は混合気初期圧力によってあまり変化しなかった。

つぎに、乱流火炎断面の局所曲率 h の確率密度関数 (Probability Density Function, PDF)

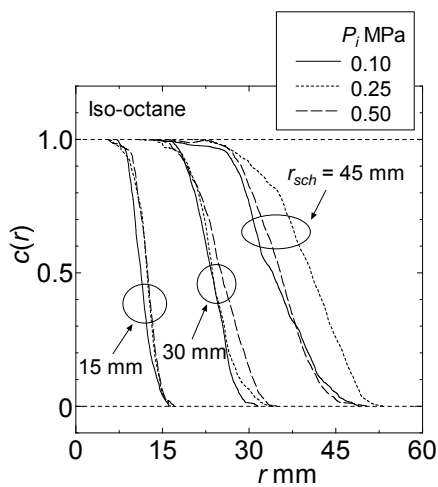


図 11 反応進行変数 c

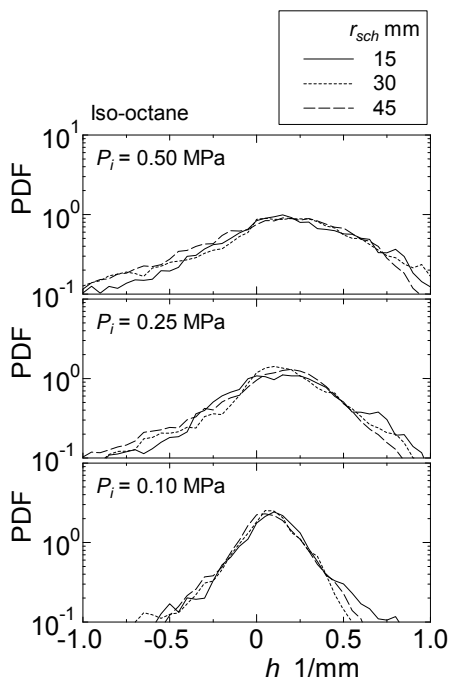


図 12 火炎局所曲率 h の確率密度分布

を図 12 に示す。未燃混合気に対して凸な曲率を正の曲率とした。図に示すように、混合気初期圧力 P_i が高くなるにつれて、絶対値の大きい曲率を有する凹凸が火炎面に現れた。また、同一の混合気初期圧力 P_i では、火炎半径によって PDF はあまり変化しなかった。

以上のように、火炎が伝播するにつれて、火炎面の大きなスケールでの変形が大きくなるため、 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ は r_{sch} が大きくなるにつれて大きくなっているものと考えられる。また、同一の r_{sch} においては、 P_i が高くなるにつれて、火炎面の大きなスケールでの変形は同程度であっても、火炎面に絶対値の大きい曲率を有する小さなスケールでの凹凸が現れるため、 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ は P_i が大きくなるにつれて大きくなっているものと考えられる。

つまり、図 11 に示すように混合気初期圧力によらず火炎面に生じる大きなスケールでの変形の大きさは同程度であるにもかかわらず、混合気初期圧力が高くなるにつれて火炎面に大きい絶対値の大きい曲率を有する小さなスケールの凹凸が現れることになる。

乱流火炎面がフラクタル性を有するとすれば、火炎面に生じる最小の凹凸スケールは、フラクタル性を示す範囲のインナーカットオフスケールに対応するものと考えられる。フラクタルにおけるインナーカットオフスケールは、Kolmogorov スケール η_k が小さくなるほど、層流火炎厚さ δ_F が薄くなるほど、小さくなると考えられる。

本研究では、乱れの縦方向積分スケール L_f が全実験条件で一定であった。また縦方向 Taylor マイクロスケールに基づく乱流 Reynolds 数 Re_{if} は P_i が高くなるにつれて大きくなった。そのため、Kolmogorov スケールは P_i が高くなるにつれて、小さくなった。一方、層流火炎厚さ δ_F も P_i が高くなるほど小さくなる。

これらのことから、インナーカットオフスケールは、混合気初期圧力が高くなるほど小さくなるものと考えられる。そのため、混合気初期圧力が高くなるほど、火炎面の最小の凹凸は小さくなるものと考えられる。

4. 4 乱流燃焼速度のモデル化

乱流燃焼速度に対して、火炎面積が最も重要な因子であると考えられる。しかしながら、熱-拡散効果による火炎面の局所燃焼速度の変化も、乱流燃焼速度に影響を及ぼす。

ここで、前述の乱れによる火炎面積の変化は、 $[l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})]^2$ により見積もることができるものと考えられる。一方、熱-拡散効果による局所燃焼速度の変化は、乱流 Karlovitz 数 Ka と層流火炎の熱-拡散効果に対する感度である Markstein 数 Ma を用い、 $1-KaMa$ により評価できるものと考えられる。

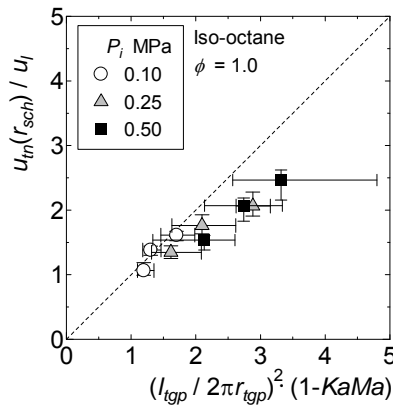


図 13 $u_{tm}(r_{sch})/u_l$ と $[l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})]^2(1-KaMa)$ の関係

そこで、これらの積と $u_{tm}(r_{sch})/u_l$ がどのような関係にあるかを調べた。その結果を、図 13 に示す。混合気初期圧力 P_i によらず、全ての条件で $[l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})]^2(1-KaMa)$ が大きくなるほど、 $u_{tm}(r_{sch})/u_l$ は大きくなった。混合気初期圧力 $P_i = 0.10$ MPa においては、 $[l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})]^2(1-KaMa)$ は $u_{tm}(r_{sch})/u_l$ をよく表している。この結果および図 8 に示す $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ と u'_e/u_l の関係は、非定常伝播乱流火炎の燃焼速度モデル化に大変有用な知見であるものと考えられる。

4. 5 研究成果のまとめ

本研究では、予混合火炎が乱流場を球状に伝播するとき、火炎が小さいときは大小様々な乱れ渦に含まれるエネルギー Spektral のうち小さな渦のもののみが火炎に乱れとして作用し、火炎が大きくなるにつれて大きな渦までもが火炎に作用するとのモデルに基づく有効乱れ強さ u'_e を提案した。そして、この有効乱れ強さにより乱流火炎の面積が変化すると乱流伝播機構のモデルを基に、乱流燃焼速度の解析を行った。

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 $u_{tm}(r_{sch})/u_l$ は、予混合乱流火炎の火炎断面周長と平均円周長の比 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ が大きくなるほど大きくなることが明らかとなった。さらに、 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ 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_l が大きくなるにつれて大きくなることが明らかとなった。

このことから、球状伝播乱流火炎が伝播するにつれて火炎面に作用する有効乱れ強さが大きくなり、それにより乱流火炎面積が増大するとのモデルが有用であるとの結論を得た。

そこで、乱れによる火炎面積の変化を $[l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})]^2$ 、熱-拡散効果による局所燃焼速度の変化を乱流 Karlovitz 数 Ka と層流火炎の熱-拡散効果に対する感度である Markstein 数 Ma を用い $1-KaMa$ により評価したところ、 $[l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})]^2(1-KaMa)$ は $u_{tm}(r_{sch})/u_l$ をよく表していることが明らかとなった。

予混合乱流火炎の火炎断面周長と平均円周長の比 $l_{tgp}/(2\pi r_{tgp})$ 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_l に強く結びついていることとあわせ、これらは、非定常伝播乱流火炎の燃焼速度モデル化に大変有用な知見であるものと考えられる。

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[学会発表] (計 5 件)

- ① 早川晃弘, 北川敏明, 有効乱れ強さと予混合乱流伝播火炎の燃焼速度の関係, 第 47 回燃焼シンポジウム, 2009 年 12 月.
- ② 早川晃弘, 北川敏明, 有効乱れ強さが球状伝播予混合乱流火炎の燃焼速度に及ぼす影響, 自動車技術会 2010 年春季大会学術講演会, 2010 年 5 月.
- ③ 早川晃弘, 三木由希人, 久保俊彦, 永野幸秀, 北川敏明, 球状伝播予混合乱流火炎の火炎面形の当量比による変化, 日本機械学会 熱工学コンファレンス 2011, 2011 年 10 月.
- ④ 三木由希人, 早川晃弘, 永野幸秀, 北川敏明, 球状伝播予混合乱流火炎の火炎面形状に及ぼす乱れの影響, 第 22 回内燃機関シンポジウム, 2011 年 11 月.
- ⑤ 久保俊彦, 早川晃弘, 三木由希人, 永野幸秀, 北川敏明, 乱れが球状伝播予混合火炎の火炎面形状に及ぼす影響, 日本機械学会九州支部 第 65 期総会講演会, 2012 年 3 月.

[その他]

ホームページ等

<http://www.mech.kyushu-u.ac.jp/~rgd/research.html>

6. 研究組織

(1)研究代表者

北川 敏明 (KITAGAWA TOSHIAKI)

九州大学・工学研究院・教授

研究者番号：40214788