球状伝播水素-空気火炎の乱流燃焼速度の
乱流 Karlovitz 数による検討*北川 敏 明^{*1}, 中 原 崇 志^{*2}
角 邦 洋^{*2}, 竹 尾 友 宏^{*3}Study on Turbulent Burning Velocity of Outwardly Propagating
Hydrogen-Air Flames with Turbulence Karlovitz NumberToshiaki KITAGAWA^{*4}, Takashi NAKAHARA,
Kunihiro KADO and Tomohiro TAKEO^{*4} Department of Mechanical Engineering, Kyushu University,
744 Motoooka, Nishi-ku, Fukuoka-shi, Fukuoka, 819-0395 Japan

Outwardly propagating hydrogen-air turbulent flames were studied at the equivalence ratios from 0.6 to 1.0 and the initial pressures from 0.10 to 0.50 MPa. Turbulence intensity, u' was set to 0.80 to 1.59 m/s. The Markstein number decreased for increasing pressures and for small equivalence ratios. The ratios of turbulent to unstretched laminar burning velocities at a constant Peclet number increased with increasing turbulence Karlovitz number and decreasing Markstein number at a constant pressure. This ratio of burning velocities increased with increasing pressure at the equivalence ratios of 0.6 and 0.8. At the equivalence ratio of 1.0, however, it did not increase with increasing pressure although the Markstein number reduced with pressure.

Key Words: Combustion, Hydrogen, Turbulent Flame, Burning Velocity, Effect of Pressure, Turbulence Karlovitz Number, Markstein Number

1. はじめに

水素は将来の燃料として期待されている。可燃範囲が広く、かつ燃焼速度が大きいため水素は希薄燃焼が可能である。水素エンジンではポンピングロス低減により高い熱効率が得られる。また、希薄燃焼によって NO_x の排出量を減少させることができる^(1,2)。

しかしながら、同時に、水素は過早点火やノッキングなどの問題を引き起こす^(1,2)。これらの問題を解決するためには、水素の燃焼特性を明らかにすることが重要である。そこで、本研究では以下のような視点から水素火炎の検討を行った。

水素エンジンなどでは高圧下で燃焼が行われているにもかかわらず、高圧下での水素火炎に関する基礎的な研究は少ない⁽³⁻¹⁰⁾。これまでの研究により、加圧下での火炎は、大気圧下とは異なる挙動を示すことが明らかとなっている^(3-7,9,10)。

Bradley ら⁽³⁾、Gu ら⁽⁴⁾、Feath ら^(5,6)、Kitagawa ら⁽¹¹⁾による球状伝播火炎を対象とした研究により、層流燃焼速度に及ぼす火炎伸長の影響が、圧力により変化することが明らかとなった。すなわ

ち、Markstein 数が混合気圧力に依存するために、層流火炎の火炎伸長による挙動は圧力により変化する。

また、Bradley ら⁽³⁾や Law ら⁽⁷⁾の研究から、圧力が高くなると火炎の不安定性が顕著となり、球状伝播層流火炎のセル状火炎への遷移時期が早くなることが、実験的に明らかになってきた。

加圧下での乱流燃焼速度の研究も行われている⁽¹⁰⁻¹³⁾。Kitagawa らによれば、乱流火炎面には乱れによる局所的な火炎伸長が作用し、それが燃焼速度に影響を及ぼすものと考えられる⁽¹¹⁾。

本研究では、混合気初期圧力 0.10 から 0.50 MPa の加圧下において、定容容器内を球状伝播する予混合火炎の層流および乱流燃焼速度の測定を行った。そして、乱れによる火炎伸長が乱流燃焼速度に及ぼす影響を、乱流 Karlovitz 数により検討した。

2. 実験方法

本研究では、定容容器内を中心より外側に向かって伝播する火炎について解析を行った。実験に用いた定容燃焼容器の概要を図 1 に示す。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 35,000 cm³ である。

燃料には水素を用いた。混合気は、混合気組成に基づく分圧により成分ごとに燃焼室に充填し、

* 原稿受付 2010 年 2 月 10 日。

^{*1} 正員, 九州大学大学院工学研究院 (〒819-0395 福岡市西区元岡 744)。^{*2} 九州大学大学院工学府機械科学専攻。^{*3} 学生員, 九州大学大学院工学府機械科学専攻。

E-mail: toshi@mech.kyushu-u.ac.jp

Fig.1 Schematic of combustion chamber

所定の燃料濃度および圧力となるようにした。本研究では、混合気の当量比 ϕ は 0.6, 0.8, 1.0 とした。混合気初期圧力 P_i は 0.10, 0.25, 0.50MPa, 混合気初期温度は 300K とした。

混合気充填後、燃焼室内上下に取り付けられたファンにより混合気を十分に攪拌し、均質混合気とした。層流燃焼時には、攪拌後 1 分経過し混合気が静止してから、点火を行った。乱流燃焼時には、ファンを回転させたまま点火を行った。これにより、混合気に乱れを生成する。

燃焼室中心付近の 3 次元流速測定を Particle Image Velocimetry (PIV) (LaVision FlowMaster 3D-PIV) により行った結果、乱れ強さ u' は、混合気圧力にほとんど影響されず、ファンの回転数にほぼ比例することが明らかとなった。本研究では、乱れ強さ u' は 0.80 および 1.59m/s とした。また、空間相互相関関数より求めた乱れの縦方向積分スケール L_f は、乱れ強さ、混合気圧力によらずほぼ一定で、10.3mm であった。積分スケールは、乱れ強さや平均流速の影響をあまり受けず、おもに流れ場の代表寸法に依存しているものと考えられる⁽¹⁴⁾。Bradley ら⁽¹²⁾の用いた容積 28,000cm³の同様の燃焼容器においても、縦方向積分スケールは混合気圧力および乱れ強さによらず、20mm の一定値である。また、Kido ら⁽¹⁵⁾の用いた容積 500cm³の燃焼容器では、横方向積分スケールは、大気圧下において乱れ強さにあまり依存せず、ほぼ一定の 1.8mm となっている。

混合気の点火が燃焼室中心で行えるように、直径 1.8mm のステンレス棒を点火電極とし、電極間隔が 3mm となるように挿入している。また、点火エネルギーは 1.4J である。

伝播する火炎を観察するために、シュリーレン写真撮影を行った。燃焼容器側面の 2 つの石英ガ

ラス観測窓 ($\phi 200$) を通して、直径 160mm までの火炎を観測した。光源にはキセノンランプを用い、高速度ビデオカメラ (ノビテック PhantomV4.1) により、毎秒 2,000 から 20,000 フレームの速度で撮影した。

本研究に用いた燃焼容器の燃焼室容積を球状とした場合の等価半径は 406mm であり、直径 160mm の視野における火炎の観察範囲では、燃焼による圧力上昇は最高到達圧力の 5%以下であり、定圧燃焼とみなせる。

実験は、各条件において 3 回以上行った。シュリーレン像の火炎半径から、以下の方法により層流および乱流燃焼速度を求めた⁽³⁾。

3. 層流燃焼速度および Markstein 数

球状伝播層流火炎は、曲率を有し火炎伸長を受け、かつその大きさを変化させながら伝播しており、伝播中の各時刻における火炎半径と燃焼速度の関係を調べると、その混合気に対する Markstein 数を求めることができる⁽³⁻⁶⁾。また、この関係を用いて、火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度を推定することができる。

伝播中の層流火炎の燃焼速度 u_n を、時間 t における火炎半径 r を用いて、式(1)により求めた^(3,4)。

$$u_n = \frac{\rho_b}{\rho_u} S_n = \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dr}{dt} \quad (1)$$

ここで、 ρ_u と ρ_b はそれぞれ未燃混合気と既燃ガスの密度、 S_n は火炎伝播速度を表す。

火炎伸長率 α は、球状伝播火炎の場合、火炎面積を A とすると、式(2)により求められる^(3,4,16-18)。

$$\alpha = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{2}{r} \frac{dr}{dt} = \frac{2}{r} S_n \quad (2)$$

また、火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度を u_l とすると、火炎伸長による層流燃焼速度の変化量は、式(3)のように火炎伸長率 α に比例するとしてよく⁽¹⁸⁻²²⁾、このときの比例定数が Markstein 長さ L である⁽²³⁾。

$$u_l - u_n = L \cdot \alpha \quad (3)$$

そして、火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度 u_l を、 u_n の $r \rightarrow \infty$, $\alpha \rightarrow 0$ における外挿値として推定した^(3,4)。

式(3)を層流火炎の予熱域厚さ $\delta_l (= \lambda / c_p \rho u_l)$ と u_l で無次元化すると、

$$\frac{u_l - u_n}{u_l} = K \cdot Ma \quad (4)$$

となる。ここで、 λ , c_p および ρ は、それぞれ混合

Fig.2 Unstretched laminar burning velocity, u_l

Fig.3 Markstein number, Ma

気の熱伝導率, 定圧比熱および密度である。また, $K (= \alpha \delta_l / u_l)$ は火炎伸長度であり, $Ma (= L / \delta_l)$ は Markstein 数である^(3,4)。

層流燃焼実験において, 混合気初期圧力が 0.25 および 0.50 MPa の条件では, 火炎半径が小さいときから火炎がセル状に遷移したため, これらを求めることができなかった。そこで, Curran⁽²⁴⁾らの反応機構を用い, COSILAB⁽²⁵⁾による球状伝播火炎の数値シミュレーションにより u_l および Ma を求めた。

図 2 および 3 に, 数値シミュレーションにより求めた u_l および Ma を示す。なお, 図中には, 混合気初期圧力 0.06 MPa における u_l および Ma の実験値も示している。混合気初期圧力 0.06 MPa において, 数値シミュレーションにより求めた u_l は実験値とほぼ一致した。 Ma については, 数値シミュレーションにより求めた値は実験値と異なるものの, 定性的な傾向はほぼ一致した。よって, 本研究では全条件において数値シミュレーションにより求めた u_l および Ma を用いた。いずれの当量比においても, 混合気初期圧力 P_i が高くなるにつれて, 層流燃焼速度 u_l および Markstein 数は小さくなっている。

4. 乱流燃焼実験

伝播中の乱流燃焼速度 u_{tn} は式(1)と同様にして求めた。ただし, 火炎半径には, 火炎のシュリーレン像の面積と等しい面積を持つ円の半径 r_t を用いた。

このようにして求められる乱流燃焼速度は, Bradley と Kitagawa ら⁽¹²⁾が示すように, 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づけられる。

4.1 乱流 Karlovitz 数が乱流燃焼速度に及ぼす影響

本研究における観測可能な火炎半径の範囲内においては, 伝播中の乱流燃焼速度 u_{tn} は増加し続け, 一定の値とならなかった。そこで本研究では, 火炎半径 r_t を層流火炎の予熱域厚さ δ_l で無次元化した Peclet 数 $Pe (= r_t / \delta_l)$ が 1000 となるときの乱流燃焼速度 $u_{tn(Pe=1000)}$ を用いて乱流燃焼速度特性の検討を行った。Peclet 数が 1000 となるときの火炎半径は, 当量比や混合気初期圧力により変化し, 5.6 から 50 mm の範囲にある。より大きな Peclet 数においては, 予熱域厚さ δ_l が大きな条件において火炎半径 r_t が観測可能な範囲を超えてしまうため, すべての条件において同一の Peclet 数における乱流燃焼速度の比較を行うことができなかった。しかしながら, 限られた条件では 2500 程度の Peclet 数においても検討が可能であり, 乱流燃焼速度の値そのものは異なるものの, $u_{tn(Pe=1000)}$ を用いた場合の検討結果と定性的には同様の結果となった。さらに, 10000 程

Fig.4 Variations of $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ with equivalence ratio, ϕ

Table.1 Kinematic viscosity of mixture, ν and Taylor microscale, λ_g

P_i MPa	ϕ	u' m/s	ν m ² /s	λ_g mm
0.10	0.6	0.80	1.921×10^{-5}	1.989
		1.59	1.921×10^{-5}	1.411
	0.8	0.80	2.031×10^{-5}	2.045
		1.59	2.031×10^{-5}	1.451
	1.0	0.80	2.138×10^{-5}	2.099
		1.59	2.138×10^{-5}	1.489
0.25	0.6	0.80	7.684×10^{-6}	1.258
		1.59	7.684×10^{-6}	0.892
	0.8	0.80	8.124×10^{-6}	1.294
		1.59	8.124×10^{-6}	0.918
	1.0	0.80	8.551×10^{-6}	1.327
		1.59	8.551×10^{-6}	0.941
0.50	0.6	0.80	3.842×10^{-6}	0.890
		1.59	3.842×10^{-6}	0.631
	0.8	0.80	4.062×10^{-6}	0.915
		1.59	4.062×10^{-6}	0.649
	1.0	0.80	4.276×10^{-6}	0.939
		1.59	4.276×10^{-6}	0.666

度の Peclet 数においても乱流燃焼速度 u_{tn} が得られる条件での Peclet 数による乱流燃焼速度の変化をみると、Peclet 数が大きい範囲では小さい範囲よりも乱流燃焼速度の増大は緩やかにはなるもののその傾向は変わらなかった。

これらのことから、Peclet 数が 1000 となるときに乱流燃焼速度 $u_{tn(Pe=1000)}$ を用いた球状伝播乱流火炎の燃焼速度の検討結果は、10000 近くまでの Peclet 数の範囲に対して定性的には変わらないものと考えられる。

図 4 に、Peclet 数 $Pe=1000$ のときの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 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ と当量比の関係を示す。いずれの混合気初期圧力 P_i 、乱れ強さ u' においても、当量比が小さくなるにしたがって、 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ は大きくなる。

また、図 4 よりいずれの当量比 ϕ や混合気初期圧力 P_i においても、乱れ強さ u' が大きくなると、 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ は大きくなる。

当量比 ϕ や乱れ強さ u' による $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ の変化には、乱れによる火炎伸長が影響を及ぼしているものと考えられる。そこで、乱れが火炎面に及ぼす火炎伸長度の代表値として、乱流 Karlovitz

Fig.5 Variations of turbulence Karlovitz number, Ka with equivalence ratio, ϕ Fig.6 Variations of $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ with turbulence Karlovitz number, Ka

数を用いて検討を行った。

乱流 Karlovitz 数 Ka は、式(5)により求めた。

$$Ka = \frac{\delta_l}{u_l} \frac{\lambda_g}{u'} \quad (5)$$

ここで、 λ_g は Taylor の微細尺度で、式(6)⁽²⁶⁾により求めた。

$$\frac{\lambda_g^2}{L_f} = A \frac{\nu}{u'} \quad (6)$$

ただし、 ν は混合気の動粘性係数であり、また A の値には 16 を用いた⁽²⁷⁾。表 1 に、各条件における動粘性係数 ν および Taylor の微細尺度 λ_g を示す。図 5 に、当量比 ϕ と乱流 Karlovitz 数 Ka の関係を示す。

図 6 に、Peclet 数 $Pe=1000$ のときの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 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ と乱流 Karlovitz 数 Ka の関

係を示す。同一の当量比および混合気初期圧力においては、乱流 Karlovitz 数 Ka が大きい方が、 $u_{tn}(Pe=1000)/u_l$ は大きくなっている。本研究の乱流 Karlovitz 数の範囲においては、乱流 Karlovitz 数が大きくなるにつれて火炎面積が増大するため、燃焼速度が大きくなるものと考えられる。

当量比が大きくなるにつれて $u_{tn}(Pe=1000)/u_l$ は小さくなるが、これは乱流 Karlovitz 数 Ka が小さいためであると考えられる。乱れ強さとスケールの等しい乱流渦が火炎に作用する場合においても、当量比が大きい火炎においては、火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度 u_l が大きく、予熱域厚さ δ_f が小さいために、火炎に及ぼす乱れの相対的な影響は小さいものと考えられる。

4.2 Markstein 数が乱流燃焼速度に及ぼす影響 しかしながら、図 6 に示すとおり、乱流 Karlovitz 数 Ka が同程度の場合においても、当量比 ϕ により $u_{tn}(Pe=1000)/u_l$ の値が変化している。乱流 Karlovitz 数 Ka のみでは、乱流燃焼速度は決定されない。

乱流火炎は、乱れによる伸長を受けている。したがって、乱流火炎各部の燃焼速度は、各部の火炎伸長率に応じた局所の燃焼速度を有するものと考えられる。さらに、その局所燃焼速度は、本研究の Ka の範囲においては、Markstein 数 Ma に依存して火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度 u_l から変化しているものと考えられる。

図 6 に示すように、同程度の乱流 Karlovitz 数 Ka において比較すると、 $u_{tn}(Pe=1000)/u_l$ の値は、当量比 ϕ が小さくなるにつれて大きくなっている。図 3 で示したように当量比 ϕ が小さくなるにつれて Markstein 数 Ma が小さくなることから、熱-拡散効果による局所の層流火炎の燃焼速度の減少が、当量比 ϕ が小さくなるにつれて小さくなっているものと考えられる。乱れにより火炎が伸長を受けるために、熱-拡散効果が乱流燃焼速度に影響しているものと考えられる。

乱流火炎面の曲率は、平均的に正の値をとる⁽²⁸⁾。したがって、乱流燃焼速度には、正の火炎伸長に対する燃焼速度の変化特性が現れるものと考えられる。

Markstein 数が正の値の場合には、平均的には局所の燃焼速度は火炎伸長により減少するものの乱れにより火炎表面積が増大しているために、乱流燃焼速度は層流燃焼速度に比べ大きくなる

ものと考えられる。Markstein 数が負の値の場合には平均的な局所の燃焼速度が増加するために、Markstein 数が正の値の場合よりもさらに $u_{tn}(Pe=1000)/u_l$ が大きくなるものと考えられる。

図 7 に乱れ強さ $u' = 0.80 \text{ m/s}$ における、 $u_{tn}(Pe=1000)/u_l$ と Markstein 数 Ma の関係を示す。同一の混合気初期圧力において、Markstein 数 Ma が小さくなるにつれて、 $u_{tn}(Pe=1000)/u_l$ が大きくなっている。

4.3 圧力が乱流燃焼速度に及ぼす影響 図 3 に示すように、混合気初期圧力 P_i が高くなると、Markstein 数 Ma は小さくなる。そのため、乱流火炎各部の局所燃焼速度の火炎伸長による変化量も、混合気初期圧力の影響を受けるものと考えられる。したがって、平均的には正の火炎伸長率を有する外向きに球状伝播する乱流火炎では、混合気初期圧力が高くなるにつれて、乱流燃焼速度が大きくなることが予想される。

しかしながら、図 6 において、乱流 Karlovitz 数 Ka が同程度の場合において、混合気初期圧力 P_i による比較を行うと、当量比 0.6 および 0.8 においては、 $u_{tn}(Pe=1000)/u_l$ は混合気初期圧力が高くなるにつれて大きくなっているが、当量比 $\phi = 1.0$ では、ほとんど変化しない。

火炎半径が同一のときの乱流燃焼速度の比較においては、Kitagawa⁽²⁹⁾らは、混合気初期圧力が高くなるにつれて、いずれの当量比においても、乱流燃焼速度と火炎伸長を受けていないときの層流燃焼速度の比が大きくなることを示している。本研究において、当量比 $\phi = 1.0$ の条件で $u_{tn}(Pe=1000)/u_l$ が混合気初期圧力が高くなるにもかかわらず大きくならないのは、乱流火炎に有効に乱れとして作用する有効乱れ強さ⁽³⁰⁾が混合気初期圧力により異なるためであると考えられる。

Adbel-Gayed⁽³⁰⁾らによれば、火炎半径が小さい火炎と大きい火炎では、火炎面に有効に乱れとして作用する乱れのスペクトル範囲が異なり、大きい火炎ほど広いスケール範囲の乱れが火炎面に乱れとして有効に作用する。同一の Peclet 数における乱流燃焼速度で比較を行った場合、混合気初期圧力の高い条件ほど層流火炎の予熱域厚さが薄いので、小さい火炎半径で乱流燃焼速度を評価していることになる。有効乱れ強さに関しては、今後、より定量的な検討を要するものの、Peclet 数が 1000 で一定のもとでは、火炎半径が大きくなる混合気初期圧力の低い条件に比べて、火炎半

径が小さい混合気初期圧力が高い条件では有効乱れ強さが小さく、乱流燃焼速度は小さくなるものと推測される。

混合気初期圧力が高くなるにつれて、この有効

Fig.7 Variations of $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ with Markstein number, Ma

Fig.8 Variations of $r_t(Pe=1000)$ with equivalence ratio, ϕ

Fig.9 Variations of $\lambda_g / r_t(Pe=1000)$ with Markstein number, Ma

乱れ強さが小さくなることによって $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ が小さくなることと、Markstein 数が小さくなることによって $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ が大きくなるという、相反する 2 つの効果がともに増すものと考えられる。そして、当量比 $\phi=1.0$ においては、両者の影響が互いに打ち消しあうために、 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ は、あまり変化しないものと考えられる。

そこで、Taylor の微細尺度 λ_g と Peclet 数 $Pe=1000$ のときの火炎半径 $r_t(Pe=1000)$ との比 $\lambda_g / r_t(Pe=1000)$ を調べた。乱れ強さ $u'=0.80$ m/s における、当量比 ϕ と火炎半径 $r_t(Pe=1000)$ の関係を図 8 に、また、Markstein 数 Ma と $\lambda_g / r_t(Pe=1000)$ の関係を図 9 に示す。乱れのスケールを代表するもののひとつとして λ_g をとり、 $\lambda_g / r_t(Pe=1000)$ が大きくなるほど、火炎半径は乱れに対して相対的に小さいと考える。そのため、 $\lambda_g / r_t(Pe=1000)$ が大きくなるほど有効乱れ強さが小さくなり、 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ が小さくなるものとする。

当量比 $\phi=0.6$ では、混合気初期圧力が高くなるにつれて Markstein 数が小さくなるが、 $r_t(Pe=1000)$ および λ_g も同様に小さくなるため、 $\lambda_g / r_t(Pe=1000)$ はほとんど変化しない。これより、混合気初期圧力が高くなることで、有効乱れ強さはほぼ変化しないが、Markstein 数が小さくなることにより、 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ が大きくなるものと考えられる。

一方、当量比 $\phi=1.0$ では、混合気初期圧力が高くなるにつれて、 $\lambda_g / r_t(Pe=1000)$ は大きくなっていく。前述のように、混合気初期圧力が高くなることにより、有効乱れ強さが小さくなり、 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ が小さくなることと、Markstein 数が小さくなることによって $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ が大きくなるという効果が打ち消しあうために、混合気初期圧力によって $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ があまり変化しないものと考えられる。

5. 結論

水素-空気予混合火炎の乱流燃焼速度に及ぼす圧力の影響について、当量比 $\phi=0.6, 0.8$ および 1.0 、混合気初期圧力 $P_i=0.10, 0.25$ および 0.50 MPa において、検討を行った。

層流火炎の火炎が伸長を受けていないときの層流燃焼速度 u_l および Markstein 数 Ma は、当量比が増加するにつれて、大きくなった。そして、いずれの当量比においても、混合気初期圧力が高くなるにつれて、 u_l および Ma は小さくなった。

乱流火炎の火炎半径を層流火炎の予熱域厚さ

で無次元化した Peclet 数 $Pe = 1000$ のときの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 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ は、同一の当量比では、乱流 Karlovitz 数 Ka 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。また、同一の混合気初期圧力では Markstein 数 Ma が小さくなるにつれて、 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ は大きくなった。また、当量比 $\phi = 0.6$ および 0.8 の条件では、同程度の乱流 Karlovitz 数 Ka の場合、混合気初期圧力 P_i が高くなるにつれて $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ が大きくなった。しかし、当量比 $\phi = 1.0$ の場合は、混合気初期圧力が高くなるにつれて、Markstein 数が小さくなるにもかかわらず、 $u_{tn(Pe=1000)} / u_l$ はほとんど変化しなかった。これには、有効乱れ強さが影響を及ぼしているものと考えられる。つまり、火炎半径により乱れが火炎に影響を及ぼしうる乱れのスペクトル範囲が変化しているものと考えられる。

そこで、Taylor の微細尺度 λ_g と Peclet 数 $Pe = 1000$ のときの火炎半径 $r_t(Pe=1000)$ との比 $\lambda_g / r_t(Pe=1000)$ を有効乱れ強さを代表する値として、混合気初期圧力が高くなることによる Markstein 数の減少が火炎に与える影響と、有効乱れ強さが小さくなることによる影響を定性的に整理した。しかし、本研究においては定量的な解析はできなかった。今後、より詳細な検討を要する。

文 献

- (1) Hailin, L. and Karim, G.A., *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol.28(2003), pp.569-577.
- (2) de Boer, P.C.T., McLean, W.J. and Homan, H.S., *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol.1(1976), pp.153-172.
- (3) Bradley, D., Hicks, R.A., Lawes, M., Sheppard, C.G.W. and Woolley, R., *Combustion and Flame*, Vol.115(1998), pp.126-144.
- (4) Gu, X.J., Haq, M.Z., Lawes, M. and Woolley, R., *Combustion and Flame*, Vol.121(2000), pp.41-58.
- (5) Hassan, M.I., Aung, K.T. and Faeth, G.M., *Combustion and Flame*, Vol.115(1998), pp.539-550.
- (6) Kwon, O.C. and Faeth, G.M., *Combustion and Flame*, Vol.124(2001), pp.590-610.
- (7) Tse, S.D., Zhu, D.L. and Law, C.K., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.28(2000), pp.1793-1800.
- (8) Andrews, G.E. and Bradley, D., *Combustion and Flame*, Vol.19(1972), pp.275-288.
- (9) Qin, X., Kobayashi, H. and Niioka, T., *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.21(2000), pp.58-63.
- (10) Mandalias, C., Ormsby, M.P., Sheppard, C.G.W. and Woolley, R., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.31(2007), pp.1443-1450.
- (11) Kitagawa, T., *JSME International Journal, Series B, Fluids and Thermal Engineering*, Vol.48, No.1(2005), pp.2-8.
- (12) Bradley, D., Haq, M.Z., Hicks, R.A., Kitagawa, T., Lawes, M., Sheppard, C.G.W. and Woolley, R., *Combustion and Flame*, Vol.133(2003), pp.415-430.
- (13) Kobayashi, H., Hagiwara, H., Kaneko, H. and Ogami, Y., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.31(2007), pp.1451-1458.
- (14) 新岡嵩, 河野通方, 佐藤順一: 燃焼現象の基礎, オーム社, 2001, p.46
- (15) Kido, H., Kitagawa, T., Nakashima, K. and Kim, J., *JSME International Journal, Series2*, Vol.35, No.3(1992), pp.421-427.
- (16) Law, C.K., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.22(1988), pp.1381-1402.
- (17) Williams, F.A., *Combustion Theory*, (1985), Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc.
- (18) M. Matalon, *Combustion Science and Technology*, Vol.31(1983), pp.169-181.
- (19) Clavin, P., *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.11(1985), pp.1-59.
- (20) Tien, J.H. and Matalon, M., *Combustion Science and Technology*, Vol.84(1991), pp.238-248.
- (21) Davis, S.G., Quinard, J. and Searby, G., *Combustion and Flame*, Vol.130(2002), pp.112-122.
- (22) Betchtold, J.K. and Matalon, M., *Combustion and Flame*, Vol.127(2001), pp.1906-1913.
- (23) Markstein, G.H., *Journal of the Aeronautical Sciences*, (1951), pp.199-216.
- (24) O'Connor, M., Curran, H.J., Simmie, J.M., Pitz, W.J. and Westbrook, C.K., *International Journal of Chemical Kinetics*, Vol.36(2004), pp.603-622 (UCRL-JC-152569).
- (25) COSILAB, The Combustion Simulation Laboratory, Version 1.4, Germany, www.SoftPredict.com, Rotexo GmbH & Co.KG, Bad Zwischenahn, (2006).
- (26) Bradley, D., Lau, A.K.C. and Laws, M., *Philosophical Transactions of the Royal Society, Series A*, Vol.338(1992), pp.359-387.
- (27) Scott, M.J., PhD Dissertation, department of Mechanical Engineering, The University of Leeds, (1992).
- (28) Renou, B., Boukhalfa, A., Puechberty, D. and Trinite, M., *Combustion and Flame*, Vol.123(2000), pp.507-521.
- (29) Kitagawa, T., Nakahara, T., Maruyama, K., Kado, K., Hayakawa, A. and Kobayashi, S., *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol.33(2008), pp.5842-5849.
- (30) Abdel-Gayed, R.G., Bradley, D. and Lawes, M., *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, No.414(1987), pp.389-414.