渦核内の高速火炎伝ば特性*

安里勝雄*¹, 竹内秀隆*², 和田英忠*³

Characteristics of Rapid Flame Propagation in a Vortex Core

Katsuo ASATO, Yoshitaka TAKEUCHI and Hidetada WADA

Characteristics of flame propagation in a vortex core were experimentally investigated using a vortex ring generated by a jet of a mixture ejected through a circular nozzle. The ratio of increase in the flame speed to the maximum tangential velocity $V_{\theta\max}$ decreases gradually with increasing $V_{\theta\max}$. This is because the radius of curvature of the flame tip in the vortex core decreases with increasing $V_{\theta\max}$. The flame speed increases with increasing ratio of the densities of the unburned gas to the burned gas $(\rho_u/\rho_b)^{1/2}$. This is because the radius of curvature of the flame tip increases with increasing $(\rho_u/\rho_b)^{1/2}$. The flame speed in the vortex core can be predicted well using the model of flame propagation in which the shape of the flame tip in the vortex core is considered.

Key Words: Premixed Combustion, Vortex Core, Rotating Flow, Flame Speed, Flame Propagation

1. ま え が き

火炎構造, 火炎伝ば, 火炎の安定化および消炎に及ぼす流れの場の効果は, 複雑である。これまで, 伸長された流れ場が火炎の安定化や消炎に及ぼす効果についての研究が数多くなされてきているが¹⁾⁽²⁾, 近年, 乱流燃焼と関連して渦流中での火炎の挙動が注目され, それに関連する実験や理論的研究が行われるようになった^{(3)~(10)}。

McCormack ら⁽³⁾は, オリフィスからピストンで押し出されたときに形成される渦輪中では, 火炎速度が著しく増大し, 層流燃焼速度の約35倍にも達することを見いだしている。この現象に対する理論的裏付けは, Chomiak⁽⁴⁾によって与えられ, 乱流燃焼速度のモデルの一つとして知られている。また, 乱流の直接数値計算(DNS)によって, 乱流混合層は散逸を伴わない多くの渦管によって構成されていることが明らかになっている⁽¹¹⁾。このような乱流中での燃焼過程を理解するためには, 渦核内での火炎伝ば特性を解明する

ことが重要である。渦核中での高速火炎伝ばのメカニズムは, 火花点火機関内の燃焼モデルとしても採用されている⁽¹²⁾⁽¹³⁾。さらに, Ishizuka⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾は, 回転流中での火炎伝ばの挙動を調べ, Chomiak の理論の妥当性および火炎伝ばに及ぼすルイス数の効果を検討している。McManus と Bowman⁽¹⁶⁾は, 三角翼形ボルテックスジェネレータの下流に形成される渦流を制御することによって, 最大75%の熱発生速度の増大を達成している。

このように, 渦流中での火炎伝ばの挙動は, 乱流燃焼や内燃機関内の燃焼モデルとして重要であると同時に, 高負荷燃焼や希薄燃焼の可能性と関連して, 燃焼学的に極めて興味深い問題である。しかしながら, 渦核中での火炎伝ばを詳細に調べた研究は少なく, 渦核中での火炎伝ば機構についての詳細もよく知られていない。本研究では, 安定でかつ流体力学的特性がよく知られている渦輪を用い, 渦核内の火炎伝ば特性を調べ, 渦核中での火炎伝ば機構について検討を加えた。

2. 実験装置および方法

図1は本研究で用いた渦輪発生装置および渦輪の概略を示す。シリンダ1および2は, 内径220mm, 長さ, それぞれ355および325mmである。シリンダ

* 原稿受付 1996年4月2日。

*¹ 正員, 岐阜大学工学部(〒501-11 岐阜市柳戸1-1)。*² 正員, (株)豊田自動織機製作所(〒474 大府市共和町茶屋8)。*³ 学生員, 岐阜大学大学院。

2の先端には、直径 D_0 のノズルが取付けられている。圧縮空気は減圧弁で調圧され、電磁弁によってシリンダ1に瞬間的に供給される。圧縮空気によって駆動されたピストン1は、連結されているシリンダ2のピストン2を駆動する。ピストン2の移動によりシリンダ2に供給されている未燃混合気は、ノズルから大気中に噴出され、図1に示すようなドーナツ状の渦輪がノズル下流に形成される。ノズルから噴出された渦輪が周囲大気によって希釈されるのを防ぐために、ノズル外壁部には、円筒フードが取付けられている。この円筒フード内部にも、シリンダ2内に供給されている混合気と同じ組成の混合気を充てんして、実験は行われた。渦輪は、移動速度 U 、直径 D で下流方向に移動する。渦の強さは、ピストンの移動速度、ストロークおよびノズル直径を調整することによって変化させることができる。渦輪の移動速度および直径は、線香の煙を用いた可視化法によって測定された。

図2は、渦輪中の火炎伝ばの挙動を観察するための、高速度写真撮影装置を示す。渦輪発生装置から噴出された渦輪は、ノズルの下流 $X=30\text{ cm}$ の位置に設置された火花点火装置により点火される。渦輪内の火炎伝ばの様子は、渦輪発生装置および火花点火装置と同期された高速度ビデオカメラにより、毎秒約4500コマの高速度写真撮影を行うことによって、観察され

た。

3. 実験結果および考察

3・1 渦輪の移動速度、直径および最大周速度

図3はノズル下流30 cmの位置における、渦輪の移動速度および直径を示す。横軸は、ピストン1へ供給される圧縮空気の供給圧力 P_s を示し、縦軸は移動速度 U および渦輪の無次元直径 D/D_0 を示す。供給圧力の増加とともに、移動速度は増加する。ノズル径 D_0 が小さく、ピストンストローク L_s が大きいほど、移動速度は速い。一方、 L_s が大きく、 D_0 が小さくなるほど、渦輪の無次元直径は大きくなるが、供給圧力に無関係にはほぼ一定の値を示す。このような渦輪の流体力学的特性は、Maxworthy によっても報告されている⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。

Lamb⁽¹⁹⁾の理論によると、渦輪の移動速度 U は、

$$U = \frac{\Gamma}{2\pi D} \left(\ln \frac{8D}{d} - \frac{1}{4} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

で与えられる。ここで Γ および d は、循環および渦核直径を示す。一般的に渦核直径は、渦輪直径の約10%とされている⁽²⁰⁾。したがって、本実験においても渦輪直径の10%を渦核直径と仮定すると、実験で求めた移動速度および渦輪直径を用いて、式(1)から渦輪の循環 Γ を算出することができる。一方、渦度 ζ は、円筒座標を用いて表すと、

$$\zeta = \frac{1}{r} \frac{\partial(rV_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここで r 、 V_θ および V_r は、渦核の半径方向距離、周方向速度成分および半径方向速度成分を示す。渦核内では、半径方向の速度成分 V_r は存在しないので式(2)は、

Fig. 1 Vortex ring generator and sketch of vortex ring

Fig. 2 Layout of experimental apparatus

Fig. 3 Forward velocity and diameter of vortex ring

$$\zeta = \frac{V_0}{r} + \frac{dV_0}{dr} \dots\dots\dots (3)$$

となる。右辺第2項 dV_0/dr は角速度 ω を表し、渦度との関係は、 $\omega = \zeta/2$ で与えられる。渦核を剛体渦と仮定すると、渦核半径 $r = a = d/2$ において、周速度は最大になるので、最大周速度 $V_{\theta\max}$ は、式(3)より、

$$V_{\theta\max} = \frac{\zeta a}{2} \dots\dots\dots (4)$$

となる。一方、循環 Γ と渦度 ζ の関係は、 $\Gamma = \pi a^2 \zeta$ で与えられ、この関係と式(1)および式(4)から、

$$V_{\theta\max} = \frac{\Gamma}{2\pi a} = \frac{2}{\left(\ln \frac{8D}{d} - \frac{1}{4}\right)} \frac{D}{d} U \dots\dots\dots (5)$$

となる。渦輪の移動速度 U と直径 D から、式(5)を用い、渦核の最大周速度を求めることができる。

図4は、供給圧力と最大周速度 $V_{\theta\max}$ の関係を示す。供給圧力の増加とともに、 $V_{\theta\max}$ は増加し、また、 L_s が大きく、 D_0 が小さいほど、 $V_{\theta\max}$ は大きくなる。

3・2 渦核内の火炎速度 図5は、高速度カメラ

Fig. 4 Maximum tangential velocity in the vortex core

Fig. 5 Examples of high-speed shadowgraph of flame propagation

で撮影した渦輪内の火炎伝ばの影写真の一例を示す。図5(a)は、火花電極により渦輪の渦核部分に着火された瞬間であり、電極付近に火炎核が形成されている様子がわかる。その後、火炎は、時間経過とともに渦核に沿うように双手にわかれ、弧を描きながら両方向に伝ばし、図5(h)において二つの火炎は出会い、燃焼を終了する。火炎は図5(e)のように先端の尖った形をしながら渦核上を伝ばし、その後、周囲の渦領域へ燃焼が進む。また、火炎面にはセル状の乱れが見られる⁽²¹⁾。このような写真から、渦核中を伝ばする火炎の火炎速度が求められる。

図6, 7は、メタン-空気混合気およびプロパン-空

Fig. 6 Relationship between flame speed and maximum tangential velocity (Methane-air mixture)

Fig. 7 Relationship between flame speed and maximum tangential velocity (Propane-air mixture)

気混合気の最大周速度 $V_{\theta\max}$ に対する火炎速度 V_f の変化を示す。図中のハッチングは、渦核内を伝ばする火炎の消失限界を示す⁽²²⁾。いずれの混合気においても、 $V_{\theta\max}$ の増加とともに、 V_f は増加する。しかし、 $V_{\theta\max}$ に対する V_f の増加割合は、 $V_{\theta\max}$ の増加とともに減少していく。メタン-空気混合気の場合、当量比 $\phi=1.0$ で、プロパン-空気混合気の場合、当量比 $\phi=1.15$ で、最大の V_f の値を示し、これより希薄側および過濃側へ行くにつれて、 V_f は減少する。図 6、7 に示すように、渦核中で、火炎は高速で伝ばするが、このような渦核中での高速火炎伝ばのメカニズムは、Chomiak⁽⁴⁾ によって提案されている。回転流中での未燃ガスと燃焼ガスの密度差に基づく圧力低下の差が、火炎を燃焼ガス側から未燃ガス側に駆動し、火炎が未燃ガスの渦核中に引き込まれ、「伝ば」する現象が生ずる。燃焼速度が、化学反応速度や物質および熱の輸送係数に律せられるのに対し、渦核中での火炎伝ばは、流体力学的な機構に律せられている。渦核中での理論火炎速度 V_{fth} は、Chomiak によって次式で与えられる⁽⁴⁾。

$$V_{fth} = (\rho_u / \rho_b)^{1/2} V_{\theta\max} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 ρ_u および ρ_b は、それぞれ未燃ガスおよび燃焼ガスの密度を示す。図 6、7 に、当量比 $\phi=1.0$ および 1.15 に対する式(6)から算出した理論火炎速度 V_{fth} を実線で示してある。Chomiak の理論結果は、実験結果と定性的に一致するが、定量的に大きな違いがある。

図 8 は、最大周速度 $V_{\theta\max}$ を一定にした場合の火炎速度と $(\rho_u / \rho_b)^{1/2}$ との関係を示す。図中の破線および鎖線については、後に述べる。また、図の上部には、Chomiak の理論結果も示してある。いずれの混合気においても、火炎速度は、 $(\rho_u / \rho_b)^{1/2}$ に比例して増加する。しかし、Chomiak の理論結果は、実験結果より

Fig. 8 Relationship between flame speed and $(\rho_u / \rho_b)^{1/2}$

かなり高い値を示している。

小野らは、希薄混合気で形成した剛体渦の中心で着火した場合、角速度が速くなるにつれて火炎が伝ばできる半径方向距離が短くなり、やがてある一定の半径で消失してしまうことを見いだしている⁽²³⁾。また、Ishizuka⁽¹⁴⁾ および Sivashinsky ら⁽²¹⁾ は、回転流中を伝ばする火炎の場合、角速度が速いほど、火炎先端は尖った形になることを見いだしている。Chomiak の理論では、渦核中を伝ばする火炎の火炎速度を算出する際、火炎先端の形状は考慮されてない。このことが図 6、7 および図 8 に示すように、Chomiak の理論結果が実験結果と定量的に大きく異なる原因と思われる。したがって、渦核内を伝ばする火炎の伝ばモデルを考える場合、火炎先端の形状を考慮する必要があると思われる。

3.3 火炎先端形状を考慮した火炎伝ばモデル

図 9 は、火炎先端の形状を考慮した場合の火炎伝ばモデルを示す。一定の角速度 ω で回転し、回転軸方向の速度成分をもたない渦管を考える。一般に、このような渦管の速度分布は、図 9 (a) に示されるようなランキンの組合せ渦の形をしていると考えられ、渦核内は剛体回転をしている。このような場での半径方向の圧力こう配は、

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{V_{\theta}^2}{r} \dots\dots\dots (7)$$

で表される。ここで、 p , r および ρ は圧力、渦管の半径方向距離および密度を示す。渦核半径を a とすると、周速度 V_{θ} は、

$$V_{\theta} = \omega r \quad (r \leq a) \dots\dots\dots (8 \cdot a)$$

Fig. 9 Model of flame propagation

$$V_\theta = \frac{a^2 \omega}{r} \quad (r > a) \cdots \cdots (8 \cdot a)$$

となる。式(8)をもとに式(7)を解くと、渦領域における圧力は、

未燃ガス領域、

$$p_u = p_\infty - \rho_u \omega^2 a^2 + \frac{1}{2} \rho_u \omega^2 r^2 \quad (r \leq a) \cdots \cdots (9 \cdot a)$$

$$p_u = p_\infty - \frac{1}{2} \frac{\rho_u \omega^2 a^4}{r^2} \quad (r > a) \cdots \cdots (9 \cdot b)$$

燃焼ガス領域、

$$p_b = p_\infty - \rho_b \omega^2 a^2 + \frac{1}{2} \rho_b \omega^2 r^2 \quad (r \leq a) \cdots \cdots (10 \cdot a)$$

$$p_b = p_\infty - \frac{1}{2} \frac{\rho_b \omega^2 a^4}{r^2} \quad (r > a) \cdots \cdots (10 \cdot b)$$

となる。ここで、 p_∞ は周囲大気圧を示し、添字 u および b は、未燃ガスおよび燃焼ガスを意味する。

図6～8に示す実験結果を定量的に予測するために、小野ら⁽²³⁾およびIshizuka⁽¹⁴⁾の実験結果をもとに、渦核内での火炎の半径方向への広がりを考慮した火炎伝ばモデルを考える。今、渦核内での火炎は、 $V_{\theta \max}$ の増加とともに半径方向への広がりが抑えられ、渦核内の限られた領域にしか存在しないとする。このように考えると、 $V_{\theta \max}$ が小さい場合、図9(a)に示すように、渦核内の火炎先端の曲率半径は大きく、図9(c)に示す網かけ部分の圧力差が、火炎を未燃ガス側へ駆動する力となる。一方、 $V_{\theta \max}$ の増加とともに、図9(b)に示すように、渦核内の火炎先端が尖り、曲率半径が小さくなり、その結果、図9(d)に示すように、火炎を未燃ガス側へと駆動する圧力差が作用する領域が狭くなる。すなわち、図9(c)、(d)に、網かけで示す領域の平均圧力が火炎を未燃ガス側へ駆動する力となる。このときの未燃ガス領域および燃焼ガス

領域における平均圧力 $\bar{p}_u$ および $\bar{p}_b$ は、

$$\bar{p}_u = \frac{1}{\pi(2a)^2} \left(\int_0^{2a} p_u \cdot 2\pi r \cdot dr \right) \cdots \cdots (11 \cdot a)$$

$$\bar{p}_b = \frac{1}{\pi(2a)^2} \left(\int_0^a p_b \cdot 2\pi r \cdot dr + \int_a^{2a} p_u \cdot 2\pi r \cdot dr \right) \cdots \cdots (11 \cdot b)$$

で与えられる。ここで、 a は渦核内を火炎が伝ばする半径方向距離を示す。また、式(11)は、渦核半径の2倍の領域($-2a \leq r \leq 2a$)にかかる平均圧力を示す。渦核半径の2倍の領域にかかる平均圧力をとった理由は、 $V_{\theta \max}$ の小さい領域での火炎先端の曲率半径が渦核半径の2倍程度であること、そして、渦核半径の2倍の位置での未燃ガスと燃焼ガスの圧力差が非常に小さくなっていることによる。式(11)で示した未燃ガス領域と燃焼ガス領域での平均圧力の差が、この場合の火炎を高速で伝ばさせる駆動力となる。したがって、渦核中を伝ばする火炎の理論火炎速度 V_{fth} は、

$$\int_A (\bar{p}_b - \bar{p}_u) \cdot dA = \int_A \rho_b V_{fth}^2 dA \cdots \cdots (12)$$

となる。ここで、 dA は渦領域内の微小面積を示す。式(10)～(12)から、渦核内の火炎先端の形状を考慮した理論火炎速度 V_{fth} は、

$$V_{fth} = \frac{\alpha}{2a} V_{\theta \max} \sqrt{\left(\frac{\rho_u}{\rho_b} - 1 \right) \left(1 - \frac{a^2}{4a^2} \right)} \cdots \cdots (13)$$

となる。式(13)を用いて算出した理論火炎速度 V_{fth} の一例を図10、11に、破線および鎖線で示す。図中のおおののの線は、渦核半径に対する火炎先端の曲率半径の比 a/a の値が、 $a/a=1, 1/2, 1/3, 1/4, 1/5, 1/6$ とした場合の理論火炎速度 V_{fth} を示す。得られた理論火炎速度 V_{fth} は、 $V_{\theta \max}$ に比例して増加するが、 a/a の減少とともに、すなわち火炎先端が細くなるとともに、 $V_{\theta \max}$ に対する V_{fth} の増加割合は小さくなる。一

Fig.10 Change of flame speed with maximum tangential velocity (Methane-air mixture)

Fig.11 Change of flame speed with maximum tangential velocity (Propane-air mixture)

方, 実験で求めた火炎速度 V_f の増加割合は, $V_{\theta\max}$ の増加とともに, 小さくなっている。これは, 図 10, 11 中の破線および鎖線が示すように, $V_{\theta\max}$ の増加とともに a/a の値が小さくなり, すなわち, 火炎先端が細くなり, 火炎伝ばの駆動力となる未燃ガス領域と燃焼ガス領域での圧力差が小さくなってくるためと考えられる。

図 8 には, $V_{\theta\max}$ を一定とした場合の式(13)を用いて算出した理論火炎速度 V_{fth} を, 破線および鎖線で示す。 V_{fth} は, $(\rho_u/\rho_b)^{1/2}$ および a/a の増加とともに増加する。また, V_{fth} は, Chomiak によって指摘されているように, $(\rho_u/\rho_b)^{1/2}$ に比例して増加する。 $(\rho_u/\rho_b)^{1/2}$ の増加とともに, V_f の実験値は, $a/a=1/6$ から約 1/4 まで変化している。このことは, $(\rho_u/\rho_b)^{1/2}$ の増加とともに, すなわち当量比が 1.0 に近づくにつれて, 火炎が伝ばしうる渦核内の半径方向距離が大きくなる, すなわち, 火炎先端の曲率半径が大きくなることを意味している。このように, 渦核内を伝ばする火炎の先端形状を考慮した火炎伝ばモデルは, 実験結果(図 8, 10, 11)を定性的にも, 定量的にもよく説明することができる。

4. 結 言

本研究では, 渦輪の流体力学的特性および渦輪内での火炎伝ば特性を調べ, 渦核中での火炎伝ば機構に対する検討を行った。得られた結果は次のとおりである。

(1) 渦核中を伝ばする火炎の火炎速度は, 渦輪の移動速度, 直径および渦核の大きさによって決まる渦輪内の最大周速度とともに増加する。しかし, 最大周速度に対する火炎速度の増加割合は, 最大周速度の増加とともに減少する。これは, 最大周速度の増加とともに, 渦核内を伝ばする火炎先端の曲率半径が小さくなることに起因する。

(2) 渦核内の最大周速度が一定の場合, 火炎速度は, $(\rho_u/\rho_b)^{1/2}$ に比例して増加する。これは, $(\rho_u/\rho_b)^{1/2}$ の増加とともに, 渦核内の火炎先端の曲率半径が大きくなることに起因する。

(3) 渦核内を伝ばする火炎の火炎速度を定量的に予測するためには, 渦核内を伝ばする火炎先端の形状

を考慮した火炎伝ばモデルを用いることが必要である。

本研究の一部は, 文部省科学研究費(課題番号 06650239)の助成によって行われた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Tsuji, H. らの一連の研究, 例えば, Tsuji, H., *Proc. ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf.*, **4**(1983), 11-19.
- (2) Law, C. K., *22nd Symp. (Int.) on Combust.*, (1988), 1381-1402, The Combust. Inst..
- (3) McCormack, P. D., ほか 3 名, *Combust. Flame*, **19** (1972), 297-303.
- (4) Chomiak, J., *16th Symp. (Int.) on Combust.*, (1976), 1665-1672, The Combust. Inst..
- (5) Peters, N. and Williams, F. A., *22nd Symp. (Int.) on Combust.*, (1988), 495-503, The Combust. Inst..
- (6) Jarosinski, J., ほか 2 名, *22nd Symp. (Int.) on Combust.*, (1988), 505-514, The Combust. Inst..
- (7) Gutmark, E., ほか 3 名, *22nd Symp. (Int.) on Combust.*, (1988), 523-529, The Combust. Inst..
- (8) Gary Yip, T. W., ほか 2 名, *20th Symp. (Int.) on Combust.*, (1984), 1655-1662, The Combust. Inst..
- (9) Cattolica, R. J. and Vosen, S. R., *Combust. Sci. Technol.*, **48**(1986), 77-87.
- (10) Hasegawa, T., ほか 2 名, *Combust. Sci. Tech.*, **108** (1995), 67-80.
- (11) Vincent, A. and Meneguzzi, W., *J. Fluid Mech.*, **258** (1994), 245-254.
- (12) Tabaczynski, R. J., ほか 2 名, *Combust. and Flame*, **39** (1980), 111-121.
- (13) Daneshyar, H. and Hill, P. G., *Prog. of Energy and Combust. Sci.*, **13**(1987), 47-73.
- (14) Ishizuka, S., *Combust. Flame*, **82**(1990), 176-190.
- (15) 石塚悟・平野敏右, 燃焼の科学と技術, **2**(1994), 15-26.
- (16) McManus, K. R., and Bowman, C. T., *23rd Symp. (Int.) on Combust.*, (1990), 1093-1099, The Combust. Inst..
- (17) Maxworthy, T., *J. Fluid Mech.*, **51**-1(1972), 15-32.
- (18) Maxworthy, T., *J. Fluid Mech.*, **81**-3(1977), 465-495.
- (19) Lamb, H., *Hydrodynamics*, 6th ed., (1945), 241-246, Dover.
- (20) Johnson, G. M., Aero. Res. Lab., *Wright-Patterson A. F. B.*, Rep. ARL70-0093, (1970), 1-43.
- (21) Sivashinsky, G. I., ほか 3 名, *Combust. Sci. Technol.*, **57** (1988), 37-53.
- (22) Asato, K. and Wada, H., *Proc. of 8th Transport Phenomena in Combustion*, (1996), (in press).
- (23) Ono, S., ほか 4 名, *Proc. of 2nd JSME-KSME thermal eng. conf.*, **1**(1992), 207-212.