ランキン渦流中での予混合火炎伝播に与える
渦核半径の影響に関する数値解析*近 藤 周 司^{*1}, 山 下 博 史^{*2}
篠 田 昌 久^{*3}, 山 本 和 弘^{*4}A Numerical Study on Effect of Vortex Core Radius on
Premixed Flame Propagation in Rankin Vortex FlowShuuji KONDOU, Hiroshi YAMASHITA^{*5},
Masahisa SHINODA and Kazuhiro YAMAMOTO^{*5} Department of Mechanical Science and Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

In order to clarify the effects of vortex core radius on the vortex bursting phenomenon, the premixed flame propagation in swirling flow has been examined by the numerical calculation for various vortex core radii. In this calculation, the flame is fixed in the computational domain by adding an axial flow to the unburnt premixed gas so as to obtain the steady state propagation characteristics. The obtained results are as follows: The obtained relationships between the maximum circumferential velocity and the flame propagation speed or the flame region radius agree with the previous studies. Moreover, the effect of vortex core radius on the flame propagation speed and flame shape are clarified. When the vortex core radius is less than 7 mm, the flame propagation speed is dependent on both the angular speed and the vortex core radius. On the other hand, when the vortex core radius is more than 7 mm, the flame propagation speed is directly proportionate to the angular speed not but the maximum circumferential speed, and it is not dependent on the vortex core radius.

Key Words: Premixed Flame, Flame Propagation, Swirling Flow, Vortex Bursing, Rankin Vortex, Vortex Core Radius, Numerical Analysis

1. 結 言

現在, 主なエネルギー源は石油, 石炭などの化石燃料であり, 新たなエネルギー源の模索がなされているが, 実用化に向けてはまだ課題が多いことが指摘されており, 当面は化石燃料に頼らざるを得ないのが現状である。このため, 化石燃料による燃焼現象を理解し, エネルギーを取り出す効率を上げることは重要である。特に, エンジンやガスタービンなど多くの実用燃焼器では乱流燃焼が用いられ, その高い燃焼速度を説明する機構の一つとして渦流中での高速火炎伝播現象が注目されている。この現象は渦運動により渦軸

方向への火炎伝播が加速されるというものであり, ボルテックス・パースティングとして知られている。この現象については, すでに多数の実験および理論解析が行われ, 現象の把握および高速火炎伝播機構の解明に対して有益な知見が得られている。高速火炎伝播機構については, 火炎背後における圧力上昇によって生じた火炎前後の圧力差が火炎を加速するという説⁽¹⁾や, 火炎の体積湧出効果により火炎の肩の位置に生じた円周渦度が火炎先端に前向きな速度を誘起するという理論⁽²⁾が提案されている。しかし, 渦軸方向への火炎の伝播は非常に高速かつ非定常な現象であるため, 実験的に観察することも, シミュレーションによる解析も容易ではなく, 未だその機構は十分に解明されていない。

著者らは, 旋回流中での予混合火炎の定常的な伝播特性を解明するために, 火炎先端部が計算領域中に定在し伝播速度がゼロとなるように, 未燃予混合気に軸方向流れを与え, これにより予混合火炎の伝播における非定常効果を取り除き, 種々のパラメータが火炎伝

* 原稿受付 2008年3月31日。

^{*1} 名古屋大学大学院工学研究科(☎464-8603 名古屋市千種区不老町)。^{*2} 正員, フェロー, 名古屋大学大学院工学研究科。^{*3} 山形大学大学院理工学研究科(☎992-8510 米沢市城南4-3-16)。^{*4} 正員, 名古屋大学大学院工学研究科。

E-mail: yamashita@mech.nagoya-u.ac.jp

播に与える影響について検討を行っている。特に、剛体回転型旋回流やランキン渦型旋回流において、旋回強度の影響³⁾、非常に細い円管における円管半径の影響⁴⁾、予混合気の密度比や層流燃焼速度の影響⁵⁾について明らかにした。これらの研究では、ランキン渦型旋回流においては、火炎伝播速度は渦の特性パラメータの一つである最大周速度と比例関係にある⁶⁾⁽⁷⁾という従来の観点から考察を行ったが、もう一つの渦の特性パラメータである渦核の大きさの影響についてはほとんど検討していなかった。しかしながら、渦核半径の影響が小さいという根拠はあまり明確ではなかった。

そこで、本研究では渦核半径の大きさが火炎伝播に与える影響を明らかにすることを目的とし、ランキン渦の場合について最大周速度とともに渦核半径も変化させて数値解析を行った。そして、実験では測定が困難な火炎内外の温度、速度、圧力および熱発生速度などの分布を求め、火炎伝播速度および火炎形状について検討を行った。

2. 解析モデルおよび計算方法

本研究では、メタン・空気系の予混合火炎を対象とする。解析モデルおよび境界条件を図1に示す。燃焼場を軸対称と考え、半径方向に r 座標、軸方向に z 座標をとり、計算領域の半径方向の大きさを R 、軸方向の大きさを L とした。 R および L は半径方向外側境界や下流の出口境界における境界条件が、火炎先端付近の火炎構造に影響を与えないように十分大きくとり、 R は既燃領域の半径方向太さの3倍以上とし、 L は100 mm とした。 V_r および V_z は半径方向および軸方向の速度成分であり、周方向速度を V_θ とした。また、 T および Y_i は温度および化学種 i の質量分率である。

境界条件は、入口ではランキン渦を伴う軸方向の一樣流とし、大気圧、一樣温度 $T_m = 300$ K、当量比 $\phi = 1.0$ の一樣濃度の予混合気とした。出口では自由流出条件とした。中心軸では対称条件とし、外側境界では旋回速度と半径方向速度をゼロとし、軸方向にはすべり有りとした。また、温度および濃度は入口と同じとした。

計算格子は、 r および z 方向ともに400点の不等間隔格子とし、 $r = 0$ mm および $z = 0$ mm において、最小格子間隔 $\Delta r = \Delta z = 0.1$ mm とした。

初期条件は、初期時刻において適当な軸方向速度 U を有する一樣流が形成されているとし、中心軸上の位置 $z = 8$ mm で予混合気に点火した。その後、火炎核が十分形成され周囲に伝播し始めることを確認した後、点火源を取り除いた。火炎は流入速度 U の大きさに応じて点火源の前後に伝播し始めるので、この火炎先端

Fig.1 Analytical model and boundary condition

部が計算領域中の $z = 8$ mm に定在するように流入速度 U を調節し、流れ場が定常状態に到達するまで時間ステップを進めた。定常状態における流入速度 U を火炎の伝播速度 V_f とした。

計算パラメータとしては、渦核半径 a を2 mm から11 mm の間で、最大旋回速度 $V_{\theta max}$ を0 m/s から160 m/s の間で変化させた。

支配方程式は、旋回流を伴う軸対称のナビエ・ストークス方程式、エネルギー方程式および各化学種の連続方程式であり、その離散化には有限体積法を用い、圧力と速度の連成にはSIMPLE法を適用した⁸⁾。対流項には一次風上差分法、時間方向には一次精度の陰解法を適用し、各時間ステップにおいてSOR法による繰り返し計算を行った。化学反応機構としてはメタン・空気系の総括一段不可逆反応を用いた⁹⁾。

3. 計算結果および検討

3.1 火炎構造 渦核半径 $a = 4$ mm、最大周速度 $V_{\theta max} = 40$ m/s の条件（このときの火炎伝播速度 $V_f = 26.2$ m/s）における熱発生速度・速度ベクトル分布、大気圧をゼロとした圧力分布、周方向速度分布および中心軸上での軸方向速度と圧力の流れ方向分布を図2(a), (b), (c)および(d)に示す。なお、ここでは火炎面は熱発生速度が極大となる位置とし、流入口から火炎先端部付近についてのみ示した。火炎面は下流に向かうにつれて火炎の半径方向への伝播により放物線状に膨らんでいる。軸方向速度は、中心軸上では流入速度から減衰して、点線で示した火炎面位置では層流燃焼速度程度まで低下している。また、大部分の予混合気は火炎面内部に流入できず、遠心力によって半径方向外側に大きく曲げられて下流側に流出している。圧力は火炎内でほぼ一定であるが、中心軸上の火炎面前方では高

Fig.2 (a) Heat release rate and velocity distribution, (b) pressure distribution, (c) circumferential velocity distribution, and (d) axial velocity and pressure along the central axis

($a = 4$ mm, $V_{\theta max} = 40$ m/s, $V_f = 26.2$ m/s)

速火炎伝播を引き起こす原因と考えられている負圧領域が確認できる。特に、周方向速度分布を見ると、流入口で与えたランキン渦は流入直後に急激に減衰している。

3・2 伝播速度および火炎太さと最大周速度の関係

渦核半径 $a = 4$ mm の場合における最大周速度 $V_{\theta max}$ と火炎伝播速度 V_f および計算領域の最下流 ($z = 100$ mm) における既燃領域の半径で定義した火炎太さ D_f の関係について図 3 に示す。最大周速度の増加にしたがい、火炎伝播速度は直線的に増加する。また、火炎太さは減少するが、しだいに減少の程度が小さくなり、 $V_{\theta max}$ が 40 m/s を超えると一定値に漸近する。これは最大周速度が大きくなると、流入軸方向速度が大きくなり、これにより火炎の広がりが抑えられるためと考えられる。また、これらの傾向は従来の理論的および実験的研究の結果^{(6),(7)}と一致している。

次に、渦核半径 a が 2 mm, 4 mm の場合における火炎太さ D_f と最大周速度 $V_{\theta max}$ の関係を図 4 に示す。どちらも同様の傾向を示しており、最大周速度 $V_{\theta max}$ が 40 m/s を超えると渦核半径の値に関係なく火炎太さは一定値に近づく。一方、渦核半径 a が 2 mm, 4 mm および 10 mm の場合における火炎伝播速度 V_f と最大周速度 $V_{\theta max}$ と関係を図 5 に示す。これらの図より、同じ

最大周速度でも、渦核半径が異なると D_f や V_f の大きさは異なり、渦核半径の影響が存在することが分かる。

Fig.3 Relation between V_f , D_f and $V_{\theta max}$ ($a = 4$ mm)

Fig.4 Relation between D_f and $V_{\theta max}$ ($a = 2$ and 4 mm)

Fig.5 Relation between V_f and $V_{\theta max}$ ($a = 2, 4$ and 10 mm)

3・3 渦核半径の影響 渦核半径による火炎構造の差異を明らかにするために、表 1 の上段に示した代表的な計算条件の場合について、火炎面と周方向速度分布を図 6(a)-(e)に示す。また、表 1 の下段に各条件における伝播速度 V_f 、下流部での火炎面の勾配 G_f 、下流部での火炎太さ D_f 、中心軸上の火炎面先端部 ($z = 8$ mm)

での曲率半径 R_f 、循環 Γ およびスワール数 S の値を示す。なお、火炎面の勾配は次式で定義した。

$$G_f = \left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=100 \text{ mm}}$$

また、循環 Γ およびスワール数 S は次式で定義されている。

$$\Gamma = \int_A 2\omega \cdot dA$$

$$S = \frac{G_\theta}{G_z R}$$

$$G_\theta = \int_0^R (V_\theta r) \rho V_z 2\pi dr$$

$$G_z = \int_0^R (U) \rho V_z 2\pi dr + \int_0^R p 2\pi dr$$

ここで、 ω は渦度ではなく角速度であり、 A は渦断面積である。簡単のために、強制渦の部分のみを考慮して、積分範囲は渦核半径 a までとし、静圧項を無視する。また、 $V_z = V_f$ とおくと、次式が得られる。

$$\Gamma = 2\pi a^2 \omega$$

$$S = \frac{a\omega}{2V_f} = \frac{V_{\theta \max}}{2V_f}$$

$$G_\theta = 2\pi \rho V_f \omega \int_0^a r^3 dr = \frac{\pi \rho V_f \omega a^4}{2}$$

$$G_z = 2\pi \rho V_f^2 \int_0^a r dr = \pi \rho V_f^2 a^2$$

表 1 には、上式のスワール数の式と似た無次元数として、 $V_f/(\omega\delta)$ の値も示した。なお、 δ は火炎帯厚さであり、次式より求めた。

$$\delta = \frac{\kappa}{S_u} = 0.4 \text{ mm}$$

ここで、 κ は熱拡散率、 S_u は層流燃焼速度である。

図 6 より周方向速度はいずれも流入直後に急激に減少し、下流に進むにつれて周方向速度が最大となる位置は半径方向外側に移動していることが分かる。

表 1 より、渦核半径が大きくなると、火炎面勾配、火炎太さおよび火炎面先端部の曲率半径は増加するこ

Fig.6 Circumferential velocity distribution

とが分かる。この渦核半径は、スワール数 S や $V_f/(\omega\delta)$ の値と一対一に対応しており、このことは火炎形状がこれらの値ではほぼ決まることを示唆している。

火炎伝播速度と渦核半径の関係を図 7(a) および (b) に示す。図 7(a) の縦軸には $V_f/V_{\theta \max}$ を、図 7(b) の縦軸には $V_f/(\omega\delta)$ をとった。

両図から、火炎伝播速度と渦核半径の関係はほぼ一つの曲線で表されることが分かる。特に、図 7(b) から分かるように、渦核半径が 7 mm 程度以下のときには火炎伝播速度は角速度と渦核半径の両者に依存するが、渦核半径が 7 mm 程度以上では、 $V_f/(\omega\delta)$ はほぼ一定となった。すなわち、渦核半径が 7 mm 程度以上のとき、火炎伝播速度は最大周速度ではなく角速度に比例して増大し、渦核半径には依存しない。これはある程度以上のスケールのランキン渦では、火炎伝播速度を決定付ける火炎先端部の挙動に寄与するのは内部の強制渦の角速度 ω のみであり、旋回流のスケールに依存しないことを示唆している。

Table 1 Calculation parameters in Figs. 6(a)-(e)

Fig. 6	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
a (mm)	2	2	4	10	10
ω (s^{-1})	10000	20000	10000	4000	10000
$V_{\theta \max}$ (m/s)	20	40	40	40	100
Γ (m^2/s)	0.08π	0.16π	0.32π	0.8π	2π
V_f (m/s)	18.6	36.4	26.2	12.4	30.4
S (—)	0.54	0.55	0.76	1.61	1.64
$V_f/(\omega\delta)$ (—)	4.65	4.55	6.65	7.75	7.60
G_f (—)	0.132	0.080	0.122	0.286	0.287
D_f (mm)	15.5	10	19	49	49
R_f (mm)	1.0	1.33	2.9	100	50

(a) $V_f/V_{\theta max}$ (b) $V_f/(\omega \delta)$ Fig.7 Relation between V_f and a

角速度が $\omega = 5000 \text{ s}^{-1}$, 10000 s^{-1} , 20000 s^{-1} の場合について、曲率半径 R_f 、火炎面の勾配 G_f および火炎太さ D_f と渦核半径 a の関係をそれぞれ図 8, 9 および 10 で示す。なお、図 8 では、火炎面の曲率半径の値の変化が大きいため縦軸は対数表示とした。また、角速度 ω が 20000 s^{-1} の場合、渦核半径 a が 9 mm 以上になると火炎の挙動が不安定になったので、ここでの検討から除外した。

図 8 より、どの角速度でも火炎面の曲率半径は指数関数的に増加する。これは火炎先端部の形状が渦核半径に大きく依存していることを示唆している。また、角速度が大きいくほど曲率半径は小さいことが分かる。これは角速度が大きいくほど、火炎伝播速度 V_f が大きくなり火炎の広がりを抑えているためであると考えられる。

図 9 より、 ω が 5000 s^{-1} , 10000 s^{-1} の場合には渦核半径の増加に伴い、火炎面の勾配はある値で極小値をとりその後増加する。一方、 ω が 20000 s^{-1} の場合には単調増加することが分かる。また、渦核半径 a が 7 mm

Fig.8 Relation between R_f and a Fig.9 Relation between G_f and a Fig.10 Relation between D_f and a

程度以上では、 ω に依らず同一の曲線に乗って増加する。

図 10 より、渦核半径 a が比較的小さいとき、火炎太さは ω に依って異なる傾向を示しているが、渦核半径 a が 7 mm 程度以上では、 ω に依らず同一の曲線に乗って増加することが分かる。

図9と10を比較すると、両者ともほぼ同様の傾向を示している。これは火炎太さを計算領域の最下流 ($z = 100 \text{ mm}$) で定義しており、火炎先端部 ($z = 8 \text{ mm}$) からの距離が違い、そのため火炎先端部の形状に関係なく、火炎太さは火炎面の勾配だけで決まるためであると考えられる。

以上のように、火炎形状は渦核半径によって大きく異なることが示された。また、火炎形状は火炎伝播速度の大きさとも密接な関係があると考えられる。

4. 結 言

常温・常圧のメタン・空気系の量論予混合気の場合において、ランキン渦流中での予混合火炎伝播現象に対して数値解析を行い、渦核半径が火炎伝播速度および火炎形状に与える影響について、以下の知見を得た。

- (1) 火炎伝播速度および火炎太さと最大周速度の関係について、従来の傾向と一致することを確認した。すなわち、最大周速度の増加にしたがい、火炎伝播速度は直線的に増加する。また、火炎太さは減少するが、しだいに減少の程度が小さくなり一定値に漸近する。
- (2) 火炎伝播速度は渦核半径にも依存する。渦核半径が 7 mm 程度以下のときには火炎伝播速度は角速度と渦核半径の両者に依存し、渦核半径が 7 mm 程度以上のとき、火炎伝播速度は最大周速度ではなく角速度に比例して増大し、渦核半径には依存しない。

- (3) 火炎形状は渦核半径によって異なる。火炎面の曲率半径は、渦核半径に対して指数関数的に増加し、角速度が小さいほど大きくなる。火炎面の勾配は、渦核半径に対してある値で極小値をとるが、その後増加する。また、渦核半径が 7 mm 程度以上では角速度の値に依らない。火炎太さは、渦核半径に対して、渦核半径が 7 mm 程度以上では角速度の値に依らず直線的に増加する。

文 献

- (1) Hamasaki, T. and Ishizuka, S., *Combustion Science and Technology*, No.6 (1998), pp.195-209.
- (2) Umemura, A., *Combustion Research*, No.122 (2000), pp.35-48.
- (3) Zhao, D. and Yamashita, H., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.67, No. 662 (2001), pp.2567-2571.
- (4) Nagai, H. and Yamashita, H., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.71, No.705 (2005), pp.1483-1489.
- (5) Nagai, H., Yamashita, H. and Zhao, D., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.71, No.709 (2005), pp.2339-2345.
- (6) Murakami, T., Hamasaki, T., Ishizuka, S. and Taki, S., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.64, No.620 (2003), pp.1209-1215.
- (7) Hasegawa, T., *Combustion Research*, No.122 (2000), pp.50-51.
- (8) Patankar, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, (1980), pp.126-130.
- (9) Coffee, et al., *Combustion and Flame*, 58 (1984), pp.59-67.