

旋回流中での予混合火炎の伝播に関する数値解析*

趙 黛 青^{*1}, 山下 博 史^{*1}

A Numerical Study on Premixed Flame Propagation in a Swirling Flow

Daiqing ZHAO and Hiroshi YAMASHITA^{*2}^{*2} Department of Mechanical Engineering, Nagoya University,
Furo cho, Chikusa ku, Nagoya shi, Aichi, 464 8603 Japan

In order to clarify the rapid flame propagation mechanism along a vortex axis (the vortex bursting phenomenon), the steady state propagation characteristics of premixed flame in a vortex tube have been examined in detail by the numerical calculation. In this calculation, the flame is fixed in the computational domain by adding an axial flow to the unburnt premixed gas. The obtained results show quantitatively for various flow conditions that, with increasing the maximum tangential velocity, the flame propagation speed increases proportionally, and the flame diameter decreases and approaches to a constant value, and the results are independent of the kind of the vortex. Moreover, the results show that the variation of the pressure along the vortex axis occurs between the inflow part and the flame front and the pressure in the burnt region is almost uniform, and that the propagation speed corresponds to this pressure difference and it is estimated by the Bernoulli's equation.

Key Words: Premixed Flame, Flame Propagation, Swirling Flow, Vortex Bursting, Numerical Analysis

1. はじめに

乱流予混合燃焼はガソリンエンジン, ガスタービンなど多くの工業装置に用いられている燃焼形態であり, その燃焼機構を解明することは燃焼特性の改善に対して極めて重要である. 乱流燃焼における流れ場は, ランダムに配置された渦の集合体とみなすことができ⁽¹⁾, そのコヒーレント微細構造は乱流火炎に大きく影響すると考えられている. また, 渦管内での予混合火炎の高速伝播については, ボルテックス・パースティングに関連して, 多くの研究者が実験および数値解析により種々の伝播機構を提案している⁽²⁻⁶⁾. 例えば, 火炎背後における圧力の上昇による火炎前後の渦管中の圧力差が火炎を加速するという説や, 火炎の体積湧出効果により火炎の肩の

位置に生じた強い円周渦度が火炎先端に前向き速度を誘起するという説がある. しかし, 渦管に沿う火炎の伝播は非常に高速かつ非定常的な現象であるため, 実験的に観察することは難しく, シミュレーションによる解析も容易ではない. 石塚ら⁽³⁾および梅村ら⁽⁵⁾はいずれも提案した火炎伝播機構に基づいて, 既燃領域および未燃領域のそれぞれの質量保存および運動量保存の立場から, 火炎伝播速度と渦管の最大周速度との関係を導いているが, 渦管中に存在する火炎構造を定量的に把握することができていないために, 火炎伝播速度の予測式に含まれる火炎形状に関する定数の決定が困難である.

本研究では, 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, 未燃予混合気軸方向流れを付加して数値計算を行った. 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, 剛体回転およびランキン渦型旋回流において, 種々の旋回強度における定常的な火炎伝播機構について詳細な検討を行った.

* 原稿受付 2001年1月19日.

^{*1} 正員, 名古屋大学大学院工学研究科(〒464 8603 名古屋市長種区不老町).

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

2. 解析モデルおよび計算方法

本計算では、メタン・空気の量論予混合気 (当量比 $\phi=1$) を対象として、旋回流中での軸対称火炎伝播を取り扱った。その解析モデルおよび境界条件を図1に示す。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、未燃予混合気に半径方向に一樣な軸方向流れを流入境界で付加した。流入予混合気に与える旋回流としては、剛体回転およびランキン渦を用いた。また、渦管の外側境界面ではそれぞれの渦の流入境界外周端と同じになるようにした。本解析に用いた計算条件を表1にまとめ、各渦モデルの流入境界における分布および計算領域の初期分布を図2に示す。ここで、 Ω は剛体旋回流の角速度、 R は渦管半径、 V_f は予混合気の軸方向流入速度、 a はランキン渦の渦核半径である。初期時刻において、中心軸上で予混合気に点火すると、火炎は未燃混合気側に伝播し始める。非定常計算過程において、中心軸上の適当な位置 $z=0\text{mm}$ に火炎先端が定在するように V_f を微調整し、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。定常状態における軸方向流入速度 V_f をこの旋回強度における火炎の伝播速度とした。

Table 1 Conditions of numerical calculation

	R [mm]	a [mm]	Ω [1/s]
Forced vortex	8, 16, 32, 48, 56	/	500~12000
Rankine vortex	50	16	500~4000

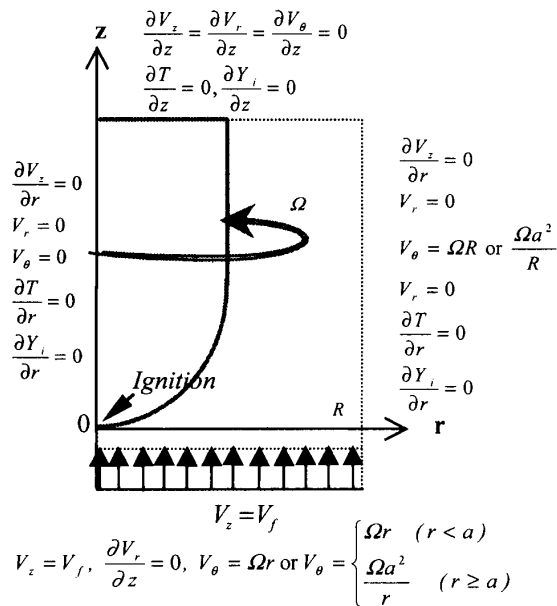


Fig.1 Analytical model and boundary conditions

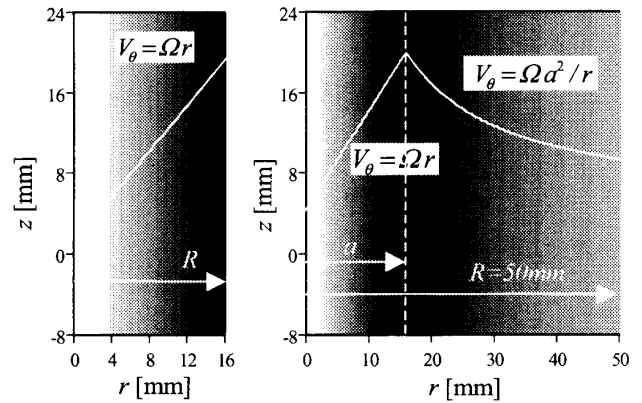


Fig.2 Tangential velocity distributions of the forced vortex and the Rankine vortex

本解析における支配方程式は次のように表される。

連続方程式:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r V_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z) = 0 \quad (1)$$

運動方程式:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho V_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r V_r^2)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho V_z V_r)}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial p}{\partial r} - \left(\mu \frac{V_r}{r^2} \right) + \rho \frac{V_\theta^2}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) \\ & \frac{\partial (\rho V_\theta)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r V_r V_\theta)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho V_z V_\theta)}{\partial z} \\ &= \left(-\mu \frac{V_\theta}{r^2} \right) - \rho \frac{V_r V_\theta}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial V_\theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right) \\ & \frac{\partial (\rho V_z)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r V_r V_z)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho V_z^2)}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

化学種の連続方程式:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r V_r Y_i)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho V_z Y_i)}{\partial z} \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D_i \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D_i \frac{\partial Y_i}{\partial z} \right) + w_i \end{aligned} \quad (3)$$

エネルギー方程式:

$$\begin{aligned} & c_p \left[\frac{\partial (\rho T)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r V_r T)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho V_z T)}{\partial z} \right] \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \sum_{i=1}^N h_i w_i \end{aligned} \quad (4)$$

状態方程式:

$$p = \rho R T \sum_{i=1}^N (Y_i / m_i) \quad (5)$$

ここでは、次の仮定を用いた。燃焼場は軸対称とし、

外力は考慮しない。混合気は理想気体とする。また、圧力拡散、温度拡散を無視し、エネルギー方程式において粘性散逸、輻射、Dufour効果、圧力仕事を無視する。

支配方程式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。対流項には1次風上差分法、時間方向には1次精度の陰解法を適用し、各時間ステップにおいてSOR法による繰返し計算を行った。論文中で用いた結果はすべて十分計算時間が経過し定常状態となつてから得られたものである。

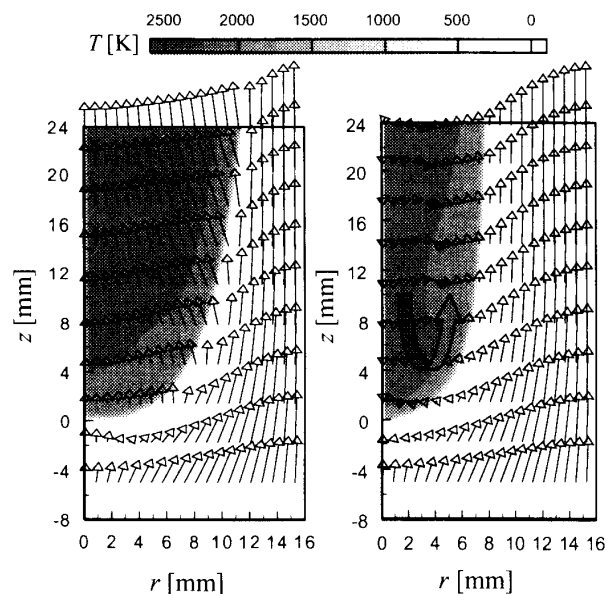
計算領域は $r=0\sim R$, $z=-8\sim 24\text{mm}$ とした。計算領域の大きさはできるだけ大きい方が望ましいが、計算時間や容量の関係で、本研究の目的としているボルテック・スパーティング現象を十分予測できる程度の大きさとした。特に、軸方向の下流側の長さについては、いくつかの場合を比較検討して定めた。計算格子は r および z 方向にそれぞれ161個とし、剛体回転旋回流の場合には等分割とした。ランキン渦型旋回流の場合には、 r 方向のみ不等間隔分割とし、 $r=0\sim a$ の強制渦部分では、 r 方向に剛体回転旋回流と同じく等分割とし、 $r=a\sim R$ の自由渦部分では、圧力および周方向速度分布の変化は半径方向距離が大きくなるほど緩やかになるため、格子間隔も徐々に大きくなるような不等分割とした。格子間隔は軸方向には0.2mm、半径方向には、剛体回転旋回流で $R=16\text{mm}$ の場合で0.1mmとした。本研究では総括反応を適用するので、この程度の格子間隔で問題ないと考えている。

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⁽⁷⁾を用いた。

3. 計算結果および検討

3.1 剛体回転旋回流中の火炎伝播

3.1.1 火炎の形状と伝播速度 渦管半径 $R=16\text{mm}$ で、角速度 $\Omega=1000\text{s}^{-1}$ ($V_f=8.2\text{m/s}$)および 8000s^{-1} ($V_f=60\text{m/s}$)の場合について、温度分布と r, z 方向速度のベクトル分布を図3(a)および(b)に示す。ここで、軸方向流入速度のベクトルの矢印の大きさがほぼ同じになるように、角速度 $\Omega=1000\text{s}^{-1}$ 場合の矢印長さを8倍拡大した。本来ならばボルテックス・スパーティング現象により、火炎は層流燃焼速度に比べて桁違いに大きな伝播速度で未燃混合気に向かって非定常的に伝播するはずであるが、本解析モデルでは火炎を定常的に定在させるために、この伝播速度を打ち消すように、予混合気に大きな流入速度を与えている。一方、旋回流がある場合でも火炎帯で反応し得る予混合気量は一次元予混合火炎の場合と同程度であるはずなので、火炎最先端付近の速度は層流燃焼速度程度



(a) $\Omega=1000\text{s}^{-1}$ ($V_f=8.2\text{m/s}$) (b) $\Omega=8000\text{s}^{-1}$ ($V_f=60\text{m/s}$)

Fig.3 Distributions of temperature and velocity vector (V_r, V_z) in the forced vortex swirling-flow

の小さな値になると考えられる。したがって、高速で流入したほとんどの未燃混合気は火炎先端部では火炎内に流入することができず、遠心力によって、大きく火炎の外側へ曲げられることになる。このため、未燃領域の軸方向速度は大きくなる。流入速度が大きくなるほどこの速度の増大が大きくなり、速度の半径方向の変化が大きくなり、 $\Omega=8000\text{s}^{-1}$ の場合には既燃領域に逆流が見られる。一方、流入速度小さい場合には、未燃混合気は火炎の側方からも流入し、火炎が太くなっている。

火炎先端の形状については、 $\Omega=8000\text{s}^{-1}$ の場合の方が火炎面の曲率が大きく、角速度が小さくなると先端の火炎面が平坦になり、この傾向は旋回がない一次元予混合火炎の火炎面が平面となることと合致している。また、本計算領域の最下流の $z=24\text{mm}$ で火炎太さ D_f を定義し、渦管半径 $R=16\text{mm}$ および 32mm の場合について、火炎太さおよび火炎の伝播速度と角速度の関係を図4に示す。角速度が大きくなるに伴い、未燃領域の軸方向速度が大きくなり、この速度が火炎の広がりを抑えるので、火炎太さが小さくなる。また、火炎の伝播速度は角速度の増大により直線的に増加する。これらの関係は火炎の伝播速度が最大周速度に比例するという長谷川ら⁽⁸⁾および村上ら⁽⁹⁾の実験結果と一致している。

3.1.2 周方向速度および圧力分布 渦管半径 $R=16\text{mm}$ で、角速度 $\Omega=1000\text{s}^{-1}$ ($V_f=8.2\text{m/s}$)および $\Omega=8000\text{s}^{-1}$ ($V_f=60\text{m/s}$)の場合について、圧力分布を図5(a)および(b)、周方向速度の分布を図6(a)および(b)に示す。旋回流では遠心力により半径方向に圧力勾配が形成されるが、燃焼す

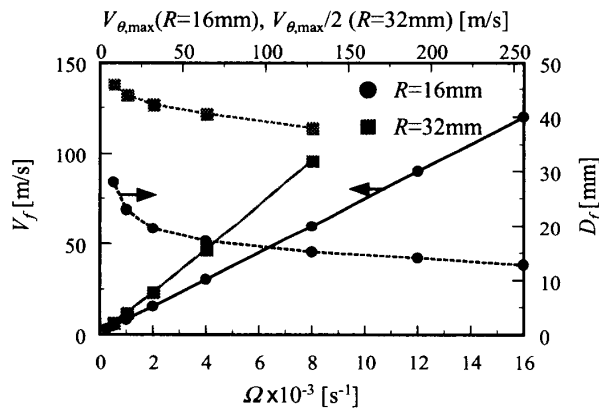


Fig.4 Variations of propagation speed and flame diameter with angular velocity and maximum tangential velocity

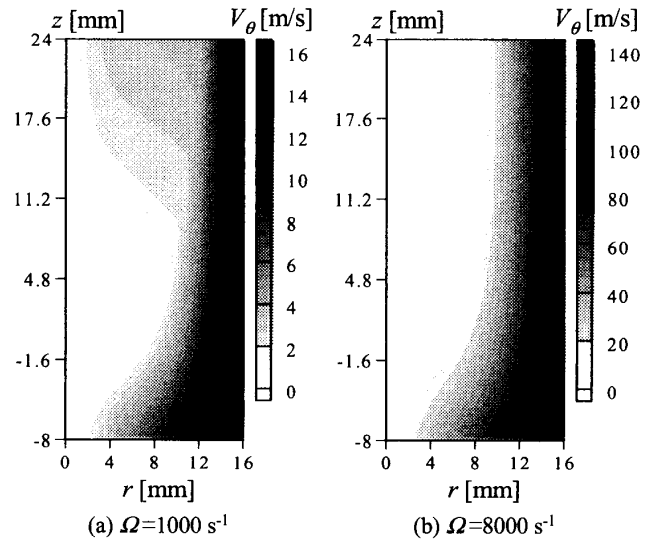


Fig.6 Tangential velocity distributions of the forced vortex swirling-flow

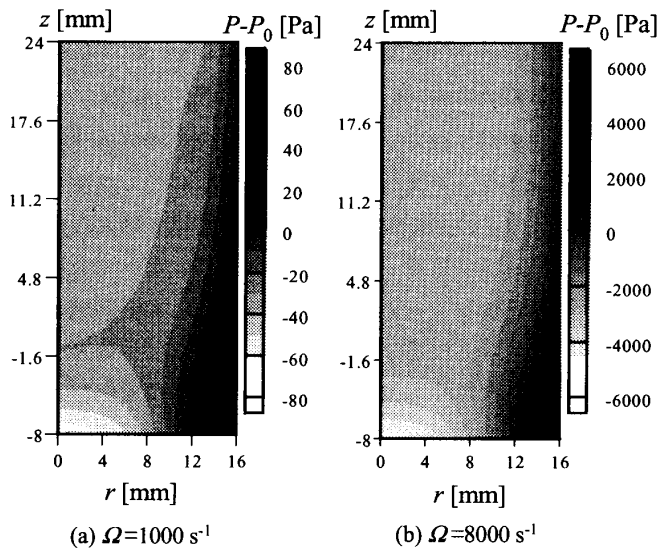


Fig.5 Pressure distributions of the forced vortex swirling-flow

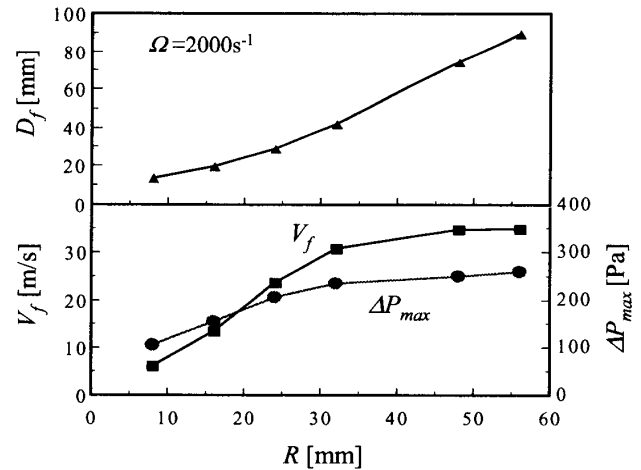


Fig.7 Influence of vortex tube diameter on the flame diameter, propagation speed and maximum pressure difference

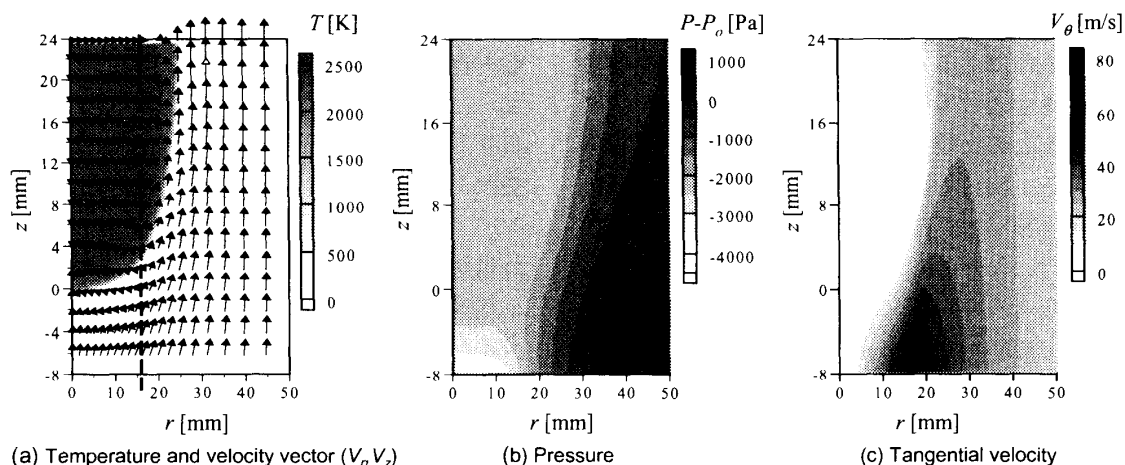
る場合には、軸方向にも圧力勾配が生じる。なお、軸方向の圧力変化は流入部から火炎直前までの間で生じ、既燃領域における圧力分布はほぼ均一となる。また、火炎中の周方向速度はほとんどゼロになる。この理由は以下のように考えられる。前項で述べたように、燃焼する場合には、流れは外側に曲げられ大きな周方向速度を有することになり、角運動量が大きくなる。軸方向に角運動量が保存されるために、内側の既燃領域内では周方向速度が小さくなり、角速度が大きい場合には軸方向に逆流することになる。この結果、内側の既燃領域内における半径方向の圧力勾配が小さくなり、旋回流の外周部での圧力がほぼ同じなので、渦芯付近では軸方向に正の圧力勾配が生じることになる。

3.1.3 渦管直径の影響 一定な旋回強度 ($\Omega = 2000\text{s}^{-1}$) の条件下で、渦管直径が火炎伝播特性に与える影響を調べた。渦管直径が火炎太さ、火炎伝播速度およ

び渦芯上の最大圧力差 ΔP_{max} に与える影響を図7に示す。渦管直径の増大とともに、火炎太さは増大し続けるが、圧力差と伝播速度は増大が緩やかになり一定値に漸近する。外側境界面では $V_r = 0$ としたので、流れの半径方向広がりには外側境界で制限されている。したがって、火炎太さは渦管直径に大きく依存し、渦管直径に比例して大きくなる。渦管直径が大きくなると遠心力の効果は増大するので渦芯上の圧力差も増大すると考えられるが、火炎太さの増大により、火炎先端の平坦部分の幅が増大し、流れが曲げられにくくなるため、流入速度が小さくなるを得なくなる。したがって、渦芯上の最大圧力差、およびこの圧力差と最も関係する火炎伝播速度の変化はしだいに小さくなる。

3.2 ランキン渦型旋回流中の火炎伝播

角速度 $\Omega = 2000\text{s}^{-1}$ ($V_f = 25.2\text{m/s}$) の場合について、ランキン渦型旋回流中で形成された火炎の温度分布と r, z 方向

Fig.8 Characteristics of flame in the Rankine vortex swirling-flow ($\Omega=2000\text{s}^{-1}$)

速度のベクトル分布、圧力および周方向速度分布を図8(a),(b)および(c)に示す。既燃領域が自由渦の部分まで広がるが、火炎は外側の自由渦における速度分布にはほとんど影響を与えない。圧力分布も剛体回転旋回流と同様であり、渦芯上の圧力勾配は火炎の前方のみに生じ、既燃領域における圧力分布はほとんど均一である。また、未燃領域にはランキン渦型の周方向速度分布が見られるが、火炎中の周方向速度はほとんどゼロになり、周方向の運動量はほとんどなくなることがわかる。これは石塚ら⁽³⁾の既燃領域では渦核の大きさおよび角速度が変わるにもかかわらず、ランキン渦型の周方向速度分布を持つと仮定する流れ場の取り扱いとは異なっていることを示している。

火炎の伝播速度および火炎太さと旋回流の角速度の関係を図9に示す。火炎の伝播速度は角速度の増大により直線的に増加する。火炎太さは角速度が大きくなることもない小さくなる。これらの傾向は上述の剛体回転旋回流の場合と同様である。

3.3 伝播機構についての検討

3.3.1 渦芯上の圧力および速度分布 以上のように剛体回転およびランキン渦型旋回流における予混合火炎の伝播に関する解析結果は、同様な火炎構造および伝播特性を示している。ここでは、渦芯上の圧力、速度分布などに注目して伝播速度と圧力分布の関連を考察し、旋回流中の火炎伝播機構を検討する。

図10に剛体回転旋回流の渦芯上の圧力、軸方向速度および密度分布を示す。正の圧力勾配がほとんど流入境界と火炎の直前間で生じ、火炎の後方では一様な圧力分布となっている。それに応じて、軸方向速度が流入境界から火炎前面に向かって桁違いに小さい、層流燃焼速度程度まで減少する。図3に示すように、一様に流入した予混合気は火炎中に流入できず、半径方向の速度が大きく

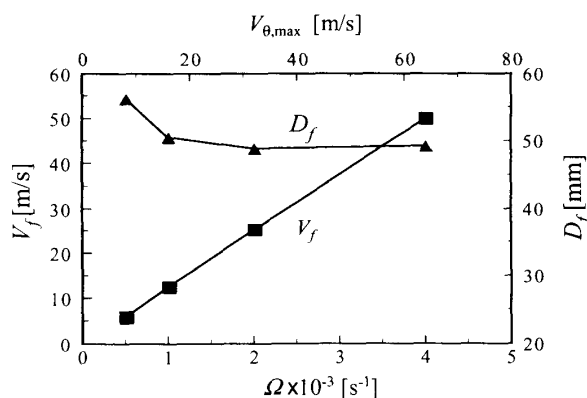


Fig.9 Variations of propagation speed and flame diameter with angular velocity and maximum tangential velocity

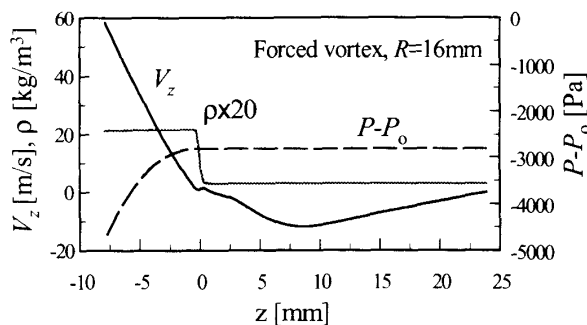


Fig10 Distributions of propagation speed, pressure and density along the vortex core

なってほとんど火炎の外側へ曲げられてしまう。渦芯上の最大圧力差 ΔP_{\max} が未燃ガスの軸方向流れを押し止めていると考えられる。この速度の減少量 V_B はベルヌーイの式に基づく、 ΔP_{\max} から式(6)のように表される。ただし、圧力勾配が火炎前方の未燃領域に生じるので、式(6)では未燃混合気の密度 ρ_u を用いた。

$$V_B = \left(2 \frac{\Delta P_{\max}}{\rho_u}\right)^{0.5} \quad (6)$$

剛体回転およびランキン渦型旋回流の場合について、

V_f および V_B と $\Delta P_{max}^{0.5}$ の関係を図11に示す. 渦の種類あるいは渦管の直径によって圧力差は異なるが, V_f と V_B は渦の種類に依らずよく一致することがわかる.

3.3.2 既往研究との比較 渦管に沿う火炎の伝播機構に関して, 最近, 梅村ら⁽⁵⁾ は火炎の存在により火炎の前方の渦管断面積が広がることによって, 火炎面あるいは火炎の肩付近において円周渦度が生じ, この円周渦度は火炎を前進させる方向の流れを誘起するという機構を提案している. 渦管半径 $R=16\text{mm}$, $\Omega=8000\text{s}^{-1}$ ($V_f=60\text{m/s}$) の剛体回転旋回流の場合について, 軸方向の速度から流入速度 V_f を差し引いた r, z 面の相対速度ベクトルを図12に示す. この図は静止した予混合気中を火炎が伝播することに相当する. 図3(b)では既燃領域に現れた円周方向の渦が, 図12では, 火炎外側の未燃領域, すなわち, 火炎の肩付近において形成されており, 梅村らの火炎伝播機構に対応した流れ場となっている.

さらに, 旋回流中の火炎伝播について, 従来の理論式^{(3), (5)}を用いて計算した火炎伝播速度と本解析で得られた火炎伝播速度の比較を図13に示す. ここで, 石塚らの理論式では燃焼ガスが軸方向にのみに膨張すると仮定して $\epsilon_r=1$ とした. 燃焼火炎伝播速度と角速度の線形比例

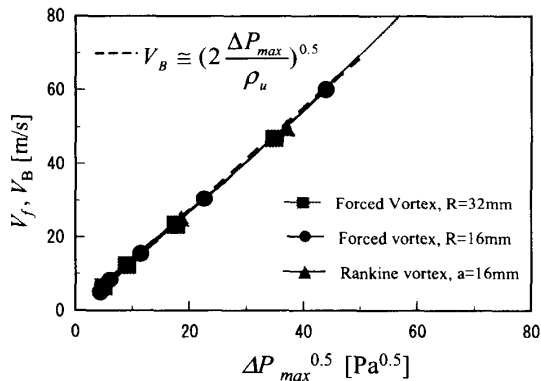


Fig.11 Relations between V_f, V_B and $\Delta P_{max}^{0.5}$

関係は一致している. 本計算結果は, $\phi=0.5$ と仮定する場合の梅村らの理論式とよりよく一致することが示されている. しかしながら, 渦管中に形成された火炎形状に関係する定数 ϕ の定義の妥当性についてさらに検討する必要があると考える.

3.3.3 非燃焼の場合における軸流を付加した旋回流の流れ特性 本解析では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, 未燃予混合気軸方向流れを付加して数値計算を行っている. ここでは, 着火させず, 火炎が定在する場合と同じ大きさの軸方向流れを付加した旋回流の流れ特性を調べた. 同じ旋回流角速度 ($\Omega=4000\text{s}^{-1}$) の場合について, 剛体回転およびランキン渦型旋回流の圧力分布を図14(a)および(b)に示す. ランキン渦型旋回流では, 軸流を付加しないと時と同様な圧力分布となり, 燃焼する場合はまったく異なるものとなった. 剛体回転旋回流では, 非燃焼の場合でも燃焼場と同様な傾向の圧力分布が形成される. また, 軸方向の圧力

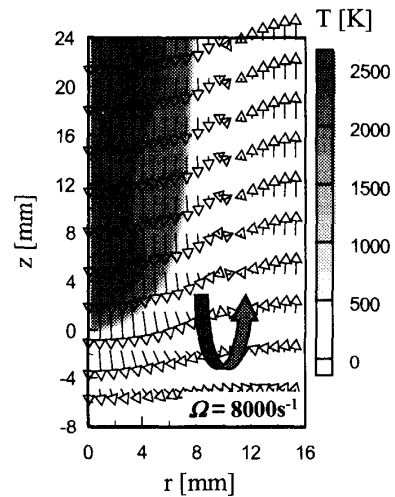


Fig.12 Distributions of temperature and velocity vector (V_r, V_z, V_f) in the forced vortex swirling-flow

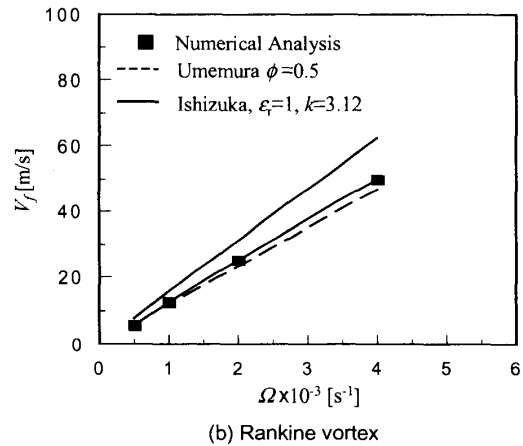
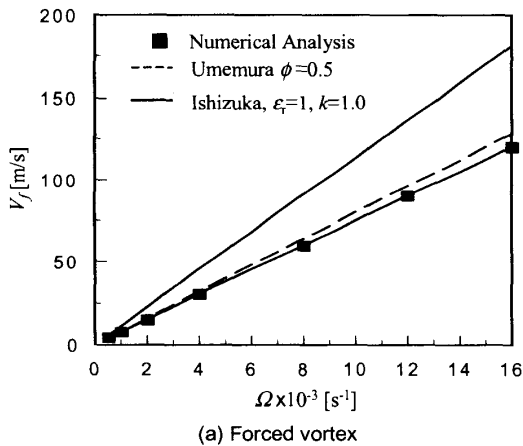


Fig.13 Comparison of flame propagation-speeds between the numerical analysis and the theory predicted formula

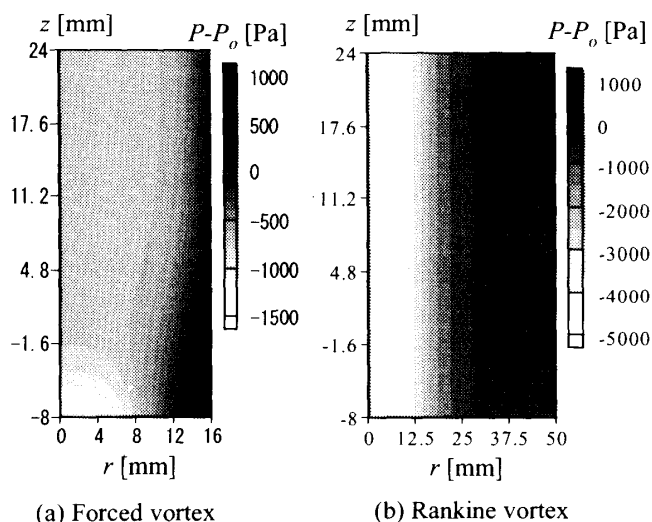


Fig. 14 Pressure distributions in the swirling -flow added axial velocity ($\Omega=4000\text{s}^{-1}$)

勾配の形成が軸流の速さに大きく依存することがわかっている。燃焼場と非燃焼場における軸流を伴う旋回流の定量的な評価については、今後さらに詳細に解明する必要があると考える。

4. 結 論

未燃予混合気軸方向流れを付加することにより火炎を計算領域内に定在させ、渦管中の予混合火炎の定常的な伝播特性を数値計算により詳細に検討し、ボルテックス・バースティング現象について以下のような知見を得た。

- (1) 渦の種類に依らず、角速度の増大により、火炎の伝播速度は直線的に増加し、火炎太さは減少し一定値に漸近する。この関係を各条件について定量的に明らかにした。また、これらの傾向は従来の実験的および理論的研究のそれと一致している。
- (2) 渦芯上における圧力変化は流入部から火炎前面までの間で生じ、既燃領域の圧力分布はほぼ均一となる。軸方向速度は流入部から火炎前面に向かってほぼ層流燃焼速度まで減少し、ほとんどの予混合気は火炎面に沿って外側に曲げられ未燃のまま下流に流れる。
- (3) 渦管直径が大きくなると、火炎太さは比例して大きくなるが、伝播速度は増大がしたいに緩やかになり一定値に漸近する。剛体回転旋回流では、角速度が大きくなると非燃焼の場合にも燃焼場と同様な傾向の圧力分布が形成される。渦の種類に依らず、火炎の伝播速度は中心軸上の流入部と火炎直前の間で生じる圧力差と対応し、ベルヌーイの式で関係付けられる。

謝 辞

本研究にご協力いただいた当研究室の当時四年生の上田大輔君に感謝いたします。

文 献

- (1) 店橋護・藤村昌伸・宮内敏雄, 第37回燃焼シンポジウム講演論文集, (1999), 15-16.
- (2) J.Chomiak, Sixteenth Symp. (Int.) on Combust., 1665-1673 (1977), Pittsburgh.
- (3) 濱崎拳志・石塚悟, 燃焼の科学と技術, **6** (1998), 195-209.
- (4) 長谷川達也, 燃焼研究, **122** (2000), 49-57.
- (5) 梅村章・富田浩一, 機論, **65-637**, B(1999), 3169-3176.
- (6) 梅村章・燃焼研究, **122** (2000), 35-48.
- (7) Coffee, T. P., Kotlar, A. J. and Miller, M. S., *Combustion and Flame*, **54** (1983), 155-169.
- (8) 長谷川亮・甲村典典ら, 第36回燃焼シンポジウム講演論文集, (1998), 407-409.
- (9) 村上高弘・濱崎拳志・石塚悟・滝史郎, 機論, **64-620**, B(1998), 1209-1215.