

# 火災旋風発生における旋回流の作用に関する数値解析

## Numerical Analysis on Work of Swirling Flow in Fire Whirl Generation

○ 清水 奨万, 愛工大院, 愛知県豊田市八草町八千草 1247, E-mail: [tiisuketokanta@gmail.com](mailto:tiisuketokanta@gmail.com)  
 林 美由希, 新東工業, 愛知県名古屋市中村区名駅 3 丁目 28 番 12 号 大名古屋ビル 24 階  
 西村 優作, 愛工大院, 愛知県豊田市八草町八千草 1247, E-mail: [nishiyu1125@gmail.com](mailto:nishiyu1125@gmail.com)  
 榎田 玄一郎, 愛工大, 愛知県豊田市八草町八千草 1247, E-mail: [kushida@aitech.ac.jp](mailto:kushida@aitech.ac.jp)  
 Shoma SHIMIZU, Aichi Institute of Technology, 1247 Yachigusa, Yakusa-cho, Toyota, Aichi, Japan  
 Miyuki HAYASHI, Sintokogio, LTD., Dainagoya-building F24, 3-28-12 Meieki, Nakamura-ku, Nagoya, Aichi, Japan  
 Yusaku NISHIMURA, Aichi Institute of Technology, 1247 Yachigusa, Yakusa-cho, Toyota, Aichi, Japan  
 Genichiro KUSHIDA, Aichi Institute of Technology, 1247 Yachigusa, Yakusa-cho, Toyota, Aichi, Japan

It is important for the generation of fire whirl to know how a swirling flow around a flame affects the flame behavior, and therefore it is very useful to investigate the flame behavior and the transient local distributions of physical property such as velocity, pressure, temperature, etc. around the flame by using a numerical analysis. In the present study, numerical calculations by a finite volume method are performed for an axisymmetric methane jet diffusion flame behavior which is worked by a swirling flow. The effects of work of swirling flow in the fire whirl generation is elucidated.

### 1. 緒言

火災旋風は、火炎による上昇気流と横風等による旋回成分が火炎に作用して発生する竜巻状の火炎であり、火炎高さが著しく上昇し、非常に危険な自然災害である。防災の観点から火災旋風のメカニズムを解明することは重要であり様々な研究<sup>(1-5)</sup>が行われてきているが、未だ十分ではない。

火災旋風が発生するには火炎周辺の旋回成分が火炎にどのような影響を与えるかが重要であり、数値解析を用いて燃焼挙動および火炎周辺の速度、圧力、温度などの様々な物理量の局所分布および時間的な変化を調べることは有効である。本研究では、軸対称のメタン噴流拡散火炎を用いて、旋回流を火炎全体あるいは局所的に作用させた場合の火炎挙動について有限体積法による数値解析を行い、火災旋風発生における旋回流の作用の影響について解明した。

### 2. 解析モデル

解析モデルを Fig. 1 に示す。旋回流中心に置かれた軸対称のメタン噴流拡散火炎を考え、火炎挙動に与える旋回流の影響を調べる。直径  $d$  の噴射口から温度  $T_0$  のメタン燃料が速度  $u_F$  で鉛直上

向散火炎が形成される。座標原点は噴射口の中心とし、半径方向に  $r$  きに噴射され、温度  $T_\infty$ 、酸素質量分率  $Y_{O,\infty}$  の周囲空気と反応し、軸方向に  $z$  軸とする。また計算領域は軸対称とし、半径方向に  $r_{\max}$ 、軸方向に  $z_{\max}$  とする。メタンの燃焼として一段総括不可逆反応を考え、反応速度式および反応パラメータは Coffee ら<sup>(6)</sup>のものを用いる。

本解析で用いた諸元を Table 1 に示す。低マッハ数近似を適用し、粘度  $\mu$ 、熱伝導率  $\lambda$  および拡散係数  $D$  などの物性値の温度依存性を考慮し、軸対称の仮定を用いると、基礎方程式は以下の質量、運動量、エネルギーおよび各化学種成分に対する保存式および熱力学的圧力を一定とした状態方程式となる。なお、ここで定圧比熱  $c_p$  は定数としている。

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r^2 - r^2 \mu \frac{\partial u_r}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z u_r - \mu \frac{\partial u_r}{\partial z}) \\ = \frac{\rho u_r^2}{r} - \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{2}{3} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu u_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mu \frac{\partial u_z}{\partial z}) \right) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - \frac{2}{3} \mu \left( \frac{2u_r}{r} - \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u_\theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r u_\theta - r \mu \frac{\partial u_\theta}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z u_\theta - \mu \frac{\partial u_\theta}{\partial z}) \\ = - \frac{\rho u_r u_\theta}{r} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \mu r u_\theta}{\partial r} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r u_z - r \mu \frac{\partial u_z}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z^2 - \frac{4}{3} \mu \frac{\partial u_z}{\partial z}) \\ = - \frac{\partial P}{\partial z} + (\rho_\infty - \rho) g - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mu \frac{\partial u_r}{\partial z}) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r c_p T - r \lambda \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z c_p T - \lambda \frac{\partial T}{\partial z}) = q_{RR} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho Y_O}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r Y_O - r \rho D \frac{\partial Y_O}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z Y_O - \rho D \frac{\partial Y_O}{\partial z}) = -v_{RR} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho Y_F}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r Y_F - r \rho D \frac{\partial Y_F}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z Y_F - \rho D \frac{\partial Y_F}{\partial z}) = -RR \quad (7)$$

$$pT = \rho_\infty T_\infty \quad (8)$$

Table 1 Specifications of analytical model

$d$	3.0 [cm]
$r_{\max}$	5.0 [cm]
$T_0$	300.0 [K]
$T_\infty$	300.0 [K]
$u_F$	0.8 [cm/s]
$Y_{F,0}$	1.0 [-]
$Y_{F,\infty}$	0.0 [-]
$Y_{O,0}$	0.0 [-]
$Y_{O,\infty}$	0.23 [-]
$z_{\max}$	20.0 [cm]
$\omega$	1.5 [rad/s]

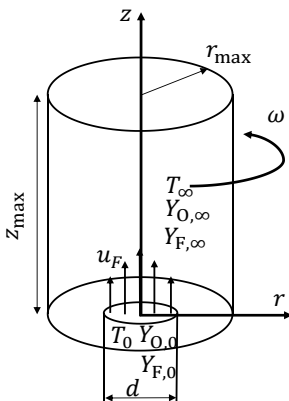


Fig. 1 Analytical model.

ここで、RR は式(9)で表されるメタン燃焼の反応速度である。

$$RR = Ap^3 Y_F Y_O^2 \exp\left(\frac{-E}{RT}\right) \quad (9)$$

本解析では、Patankar<sup>7)</sup>の SIMPLE 法による有限体積法を用い、差分スキームとして対流項にはハイブリッド法、拡散項には二次精度の中心差分法、時間展開には Euler の完全陰解法を適用する。差分格子は半径方向に 201、軸方向に 401 とし、半径方向および軸方向にそれぞれ等間隔とする。時間刻みは  $\Delta t = 5.0 \times 10^{-5}$  [s] を用いる。

### 3. 境界条件

Fig. 2 に本解析で用いた境界条件を示す。旋回流を与えない場合には  $r = r_{\max}$  の境界で角速度  $\omega = 0$  とする。  $z = z_{\max}$  の境界では、温度および各化学種成分の質量分率は軸方向の 2 回微分が 0 とする。また、速度は軸方向の勾配が 0 とする。噴射口内の  $z = 0$  の境界では、温度  $T_0$  の燃料が速度  $u_F$  で噴射されるとし、噴射口の外側は壁面が存在しているとし、温度および各化学種成分の質量分率の軸方向の勾配は 0、速度は 0 [cm/s] とする。中心軸境界では軸対称の条件を適用する。すなわち、  $r = 0$  の境界において、  $r$  方向の速度を 0 [cm/s] とし、他の速度、温度および各化学種成分の質量分率の半径方向の勾配を 0 とする。  $r = r_{\max}$  の境界では、温度および各化学種成分の質量分率は周りの空気の色と等しく、半径方向速度および軸方向速度の半径方向の勾配は 0 とする。旋回方向速度  $u_\theta$  は、角速度  $\omega$  と  $r$  方向の計算領域  $r_{\max}$  の積  $r_{\max}\omega$  とする。旋回流を火炎全体に与えるのではなく、火炎の一部に与える場合には、Fig. 3 のような境界条件を用いる。旋回流を火炎の一部に与える場合には、  $r = r_{\max}$  の境界で軸方向幅 1 [cm] の範囲で旋回方向速度  $u_\theta = r_{\max}\omega$  および半径方向速度  $u_r = -r_{\max}\omega$  とする。なお、旋回流を与える位置については  $z = 0 \sim 15$  [cm] の範囲で移動させて、旋回流を与える位置の影響について検証する。

### 4. 結果

#### 4. 1. 旋回流を全体に与えた場合

Fig. 4 に、旋回流を与えない状態の準定常火炎を初期値として、  $t = 0.0$  [s] より火炎全体に旋回流を与え始めて計算した 6.0 [s] 間の火炎挙動を示す。カラーバーは火炎温度を表し、火炎面（燃料と酸素が 1 : 4 の理論量論比の位置）を実線で示す。フリッカリング挙動のため  $t = 3.0$  [s] までは火炎が上下に揺れていたが、それ以降は旋回流の影響によりフリッカリング振動が抑えられ火炎挙動が安定している。

Fig. 5 に温度分布の時間変化を示す。赤い実線は火炎面を示し、

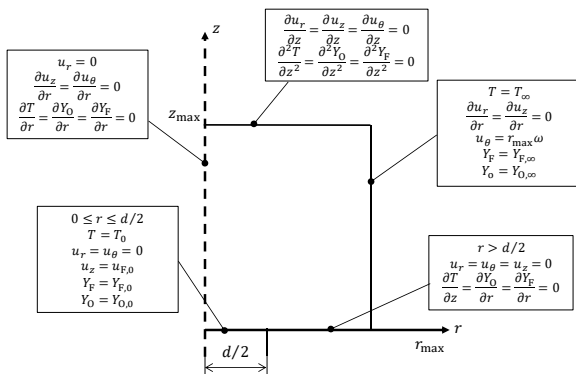


Fig. 2 Boundary condition

黒い実線は温度を 300 [K] から 50 [K] 間隔の等高線で示している。始め波打つような分布になっていたが、火炎が安定してくにつれて全体的に直線的な分布となった。また旋回流を与えても火炎面付近の温度は大きく変化しなかった。

Fig. 6 に旋回速度と火炎面の変化の関係を示す。カラーバーは旋回流の旋回速度を表し、火炎面を実線で示す。時間経過とともに旋回流が火炎全体に作用し、火炎高さの変動の振幅が小さくなって安定し、しだいにフリッカリング挙動が抑えられることがわかる。  $t = 4.0$  [s] からは、火炎はほぼ定常状態となっている。

Fig. 7 に酸素およびメタンの質量分率の分布の時間変化を示す。赤い実線は酸素の質量分率、緑の実線はメタンの質量分率を 0.02 間隔で示しており、黒の実線は火炎面である。火炎基部付近ではメタンと酸素の両方が存在する部分予混合の状態を示しているが、火炎基部以外ではそれぞれの質量分率の値が 0 になる箇所ので火炎面が描かれており、拡散火炎の特徴を確認できる。

Fig. 8 に速度ベクトル分布の時間変化を示す。実線は火炎面を示す。  $t = 3.0$  [s] までは速度ベクトルは様々な方向へ向かっているが、  $t = 3.0$  [s] 以降は速度ベクトルが上向きになっていることがわかる。このことから火炎が安定していることがわかる。

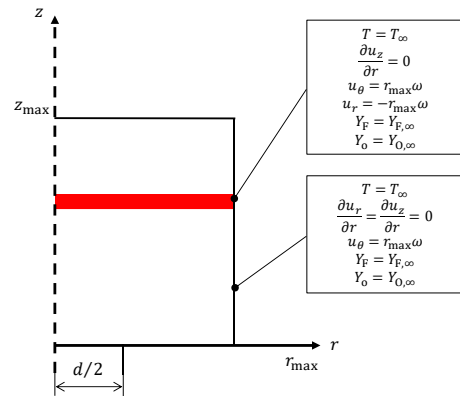


Fig. 3 Boundary condition when the swirling flow affects the local position of flame

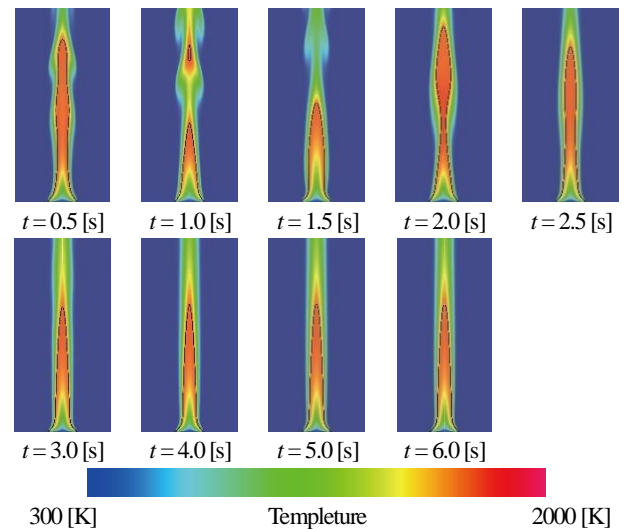


Fig. 4 Transient flame behavior

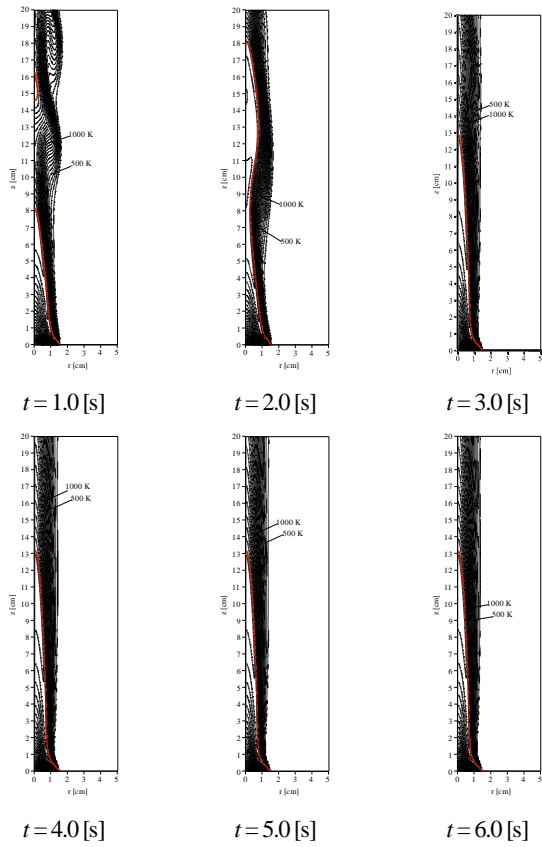


Fig. 5 Temperature distribution

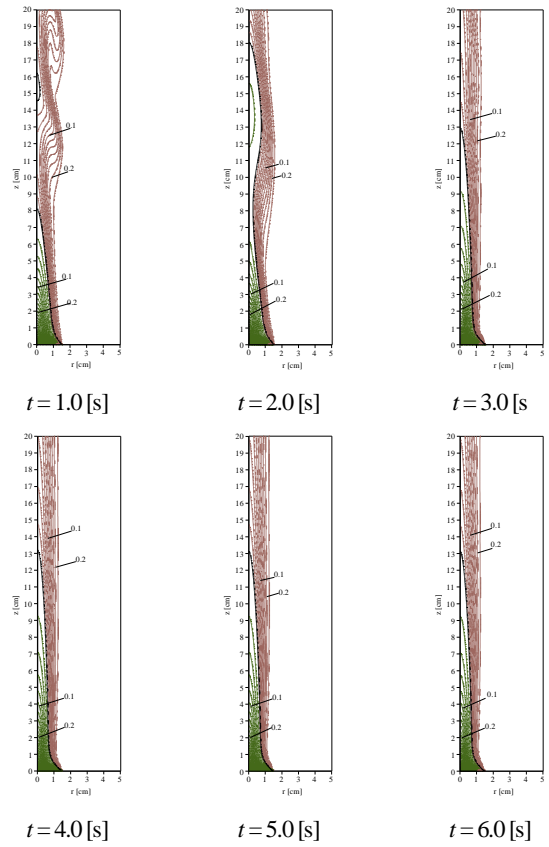


Fig. 7 Mass fraction distribution of methane and oxygen

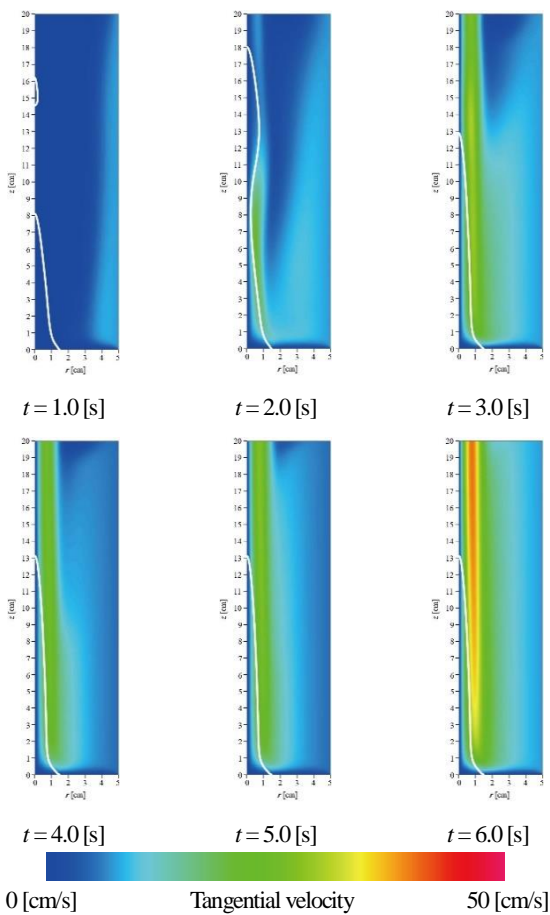


Fig. 6 Tangential velocity distribution around the flame

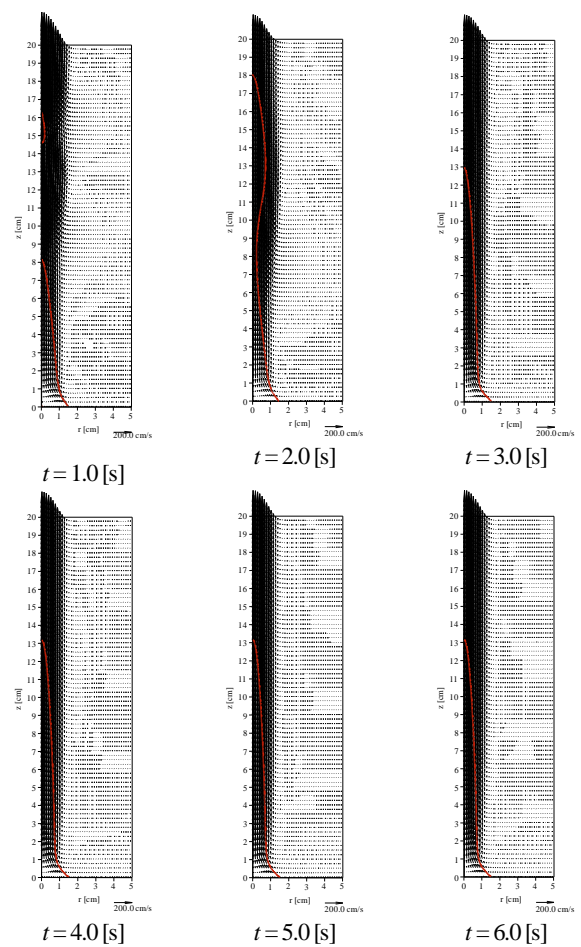


Fig. 8 Velocity vector distribution

4. 2. 旋回流を火炎基部付近 ( $z=0.0 \sim 1.0$  [cm]) に与えた場合

Fig. 9 に, 旋回流を与えない状態の準定常火炎を初期値として,  $t = 0.0$  [s]より火炎基部付近に旋回流を与え始めて計算した 9.0 [s]間の火炎挙動を示す. カラーバーは火炎温度を表し, 火炎面を実線で示す. 旋回流を火炎基部付近に与えた場合, 火炎全体に与えた場合と同様にフリッカリング挙動のため  $t = 8.0$  [s]までは火炎が上下に揺れていたが, それ以降は旋回流の影響によりフリッカリング振動が抑えられ火炎挙動が安定している. しかし, 安定するまでの時間が Fig. 4 と比べて遅いことがわかる.

Fig. 10 に温度分布の時間変化を示す. 赤い実線は火炎面を示し, 黒い実線は温度を 300 [K]から 50 [K]間隔の等高線で示している. 火炎基部に旋回流を与えた場合も全体に与えたときと同様に火炎が安定していくと全体的に直線的な分布となる. また, この場合も旋回流を与える前と比べて火炎面付近の温度に大きな変化はなかった.

Fig. 11 に旋回速度と火炎面の変化の関係を示す. カラーバーは旋回流の旋回速度を表し, 火炎面を実線で示す. こちらも旋回流を全体に与えた場合と同様に時間経過とともに旋回流が火炎全体に作用し, 火炎高さの変動の振幅が小さくなって安定し, したいにフリッカリング挙動が抑えられることがわかる.

Fig. 12 に酸素およびメタンの質量分率の分布の時間変化を示す. 赤い実線は酸素の質量分率, 緑の実線はメタンの質量分率を 0.02 間隔で示しており, 黒の実線は火炎面である. こちらも火炎全体に与えた場合と同様に火炎基部付近ではメタンと酸素の両方が存在する部分予混合の状態を示しているが, 火炎基部以外では典型的な拡散火炎の分布であることが確認できる.

Fig. 13 に速度ベクトル分布の時間変化を示す. 実線は火炎面を示す. 火炎基部付近に旋回流を与えた場合, 火炎が安定するまで時間が長いいため速度ベクトルが様々な方向に向かっている時間が長い. 火炎が安定すると速度ベクトルは上向きになっていることがわかる.

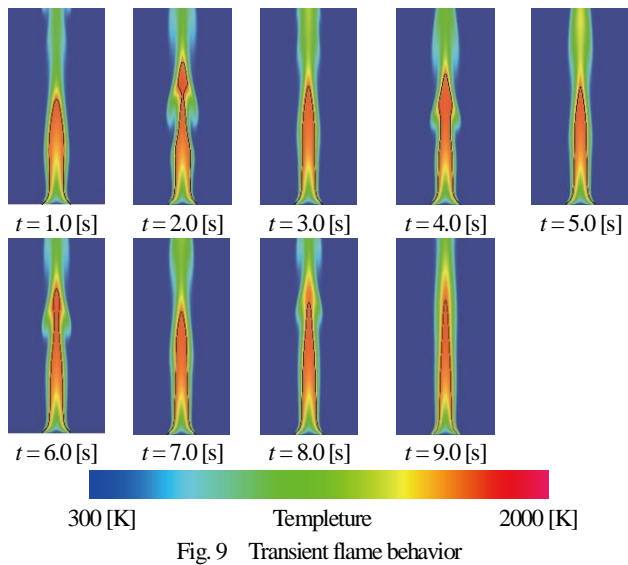


Fig. 9 Transient flame behavior

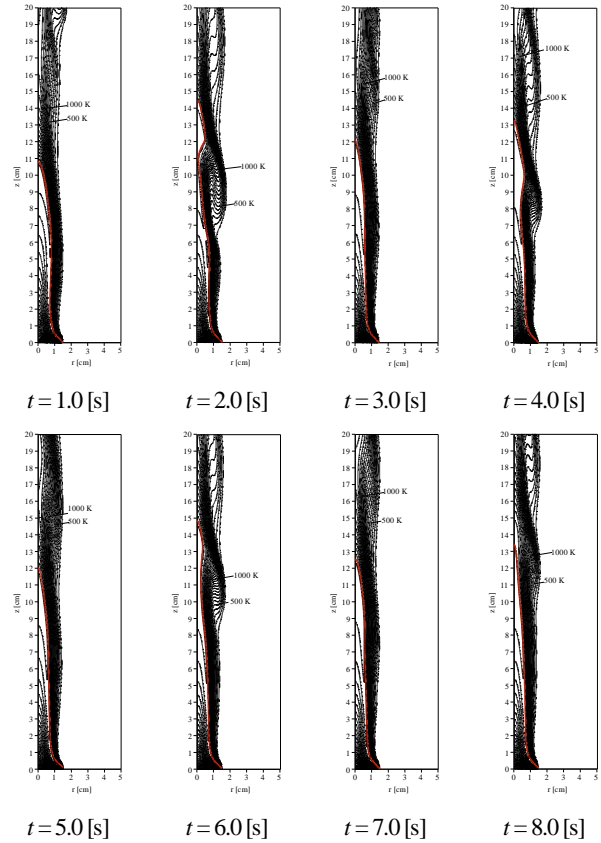


Fig. 10 Temperature distribution

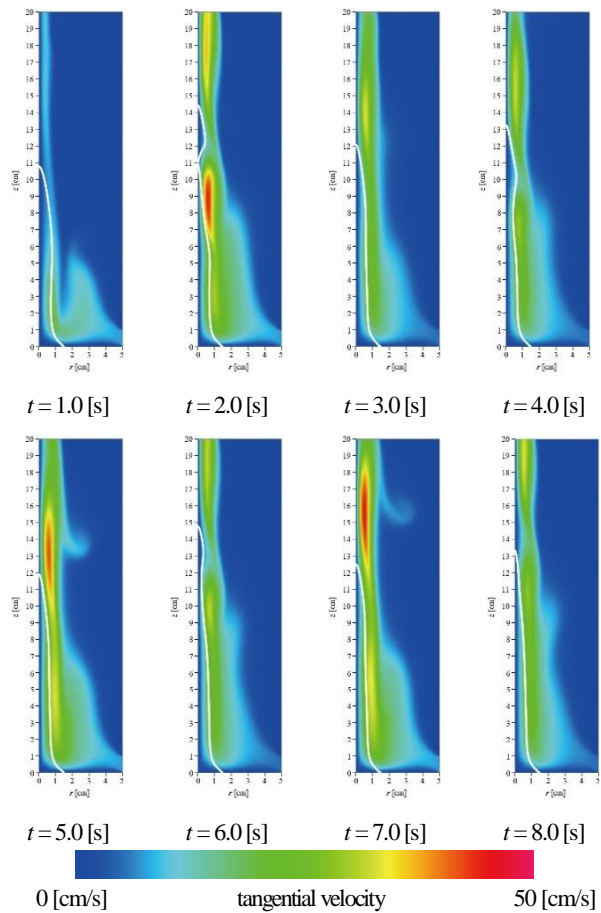


Fig. 11 Tangential velocity distribution around the flame

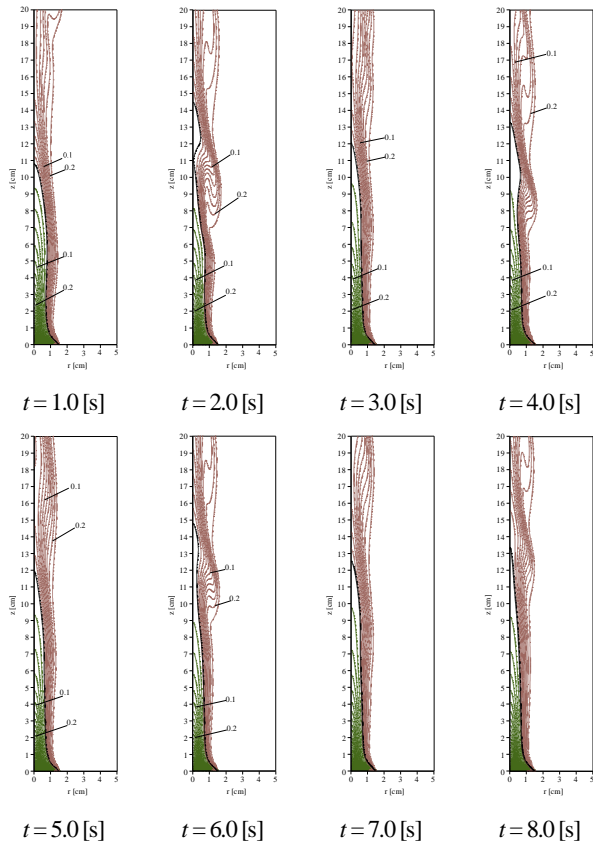


Fig. 12 Mass fraction distribution of methane and oxygen

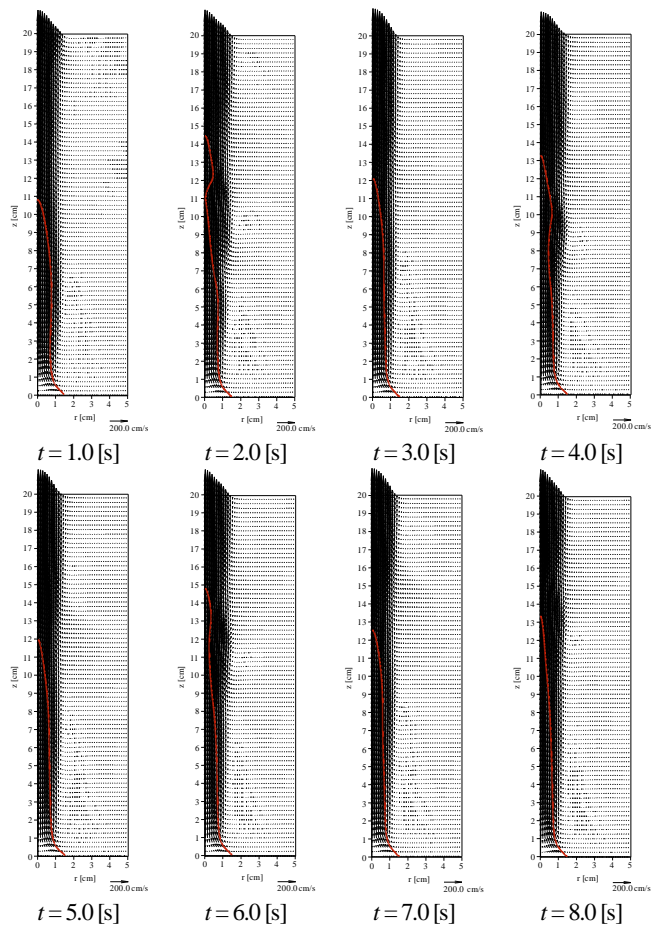


Fig. 13 Velocity vector distribution

#### 4. 3. 旋回流を火炎中央部 ( $z=5.0 \sim 6.0$ [cm]) に与えた場合

Fig. 14 に、旋回流を与えない状態の準定常火炎を初期値として、 $t = 0.0$  [s]より火炎中央部に旋回流を与え始めて計算した2.5 [s]間の火炎挙動を示す。カラーバーは火炎温度を表し、火炎面を実線で示す。旋回流を中央部に与えた場合、旋回流を火炎基部付近に与えた場合と異なり、火炎は安定せずフリッカリング挙動を継続している。

Fig. 15 に温度分布の時間変化を示す。赤い実線は火炎面を示し、黒い実線は温度を 300 [K]から 50 [K]間隔の等高線で示している。旋回流を火炎中央部に与えた場合、火炎が安定していないため温度は常に波打つような分布となる。

Fig. 16 に旋回速度と火炎面の変化の関係を示す。カラーバーは旋回流の旋回速度を表し、火炎面を実線で示す。こちらの図を見ても旋回流が火炎全体に作用せず、旋回流を与えた位置から上部にのみ作用していることが確認できる。このため、火炎は安定せず常にフリッカリング挙動をしていると考える。また旋回流の旋回速度の値も大きくなっていないことがわかる。

Fig. 17 に酸素およびメタンの質量分率の分布の時間変化を示す。赤い実線は酸素の質量分率、緑の実線はメタンの質量分率を 0.02 間隔で示しており、黒の実線は火炎面である。質量分率の分布はこれまでと同様の結果が得られた。

Fig. 18 に速度ベクトル分布の時間変化を示す。実線は火炎面を示す。火炎が安定していないため速度ベクトルは様々な方向に向い、全てが上向きになることはなかった。

以上の結果は旋回流を与える位置をさらに高くしても同じような傾向となった。

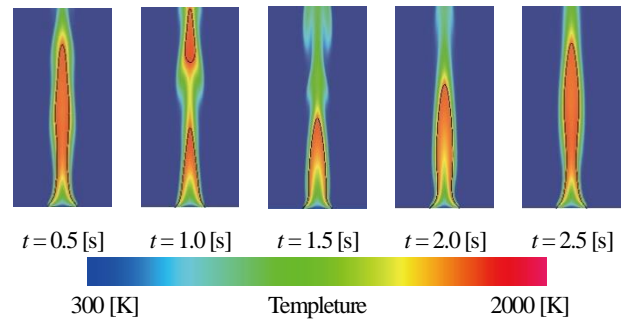


Fig. 14 Transient flame behavior

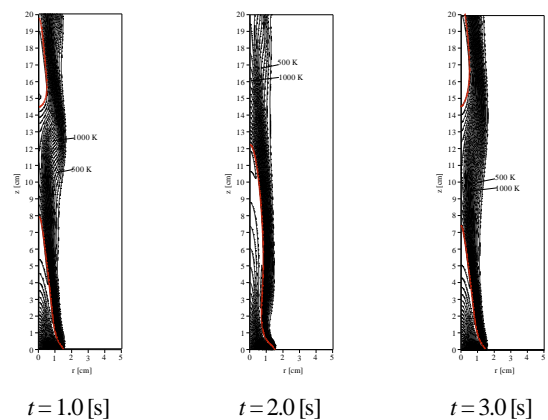


Fig. 15 Temperature distribution

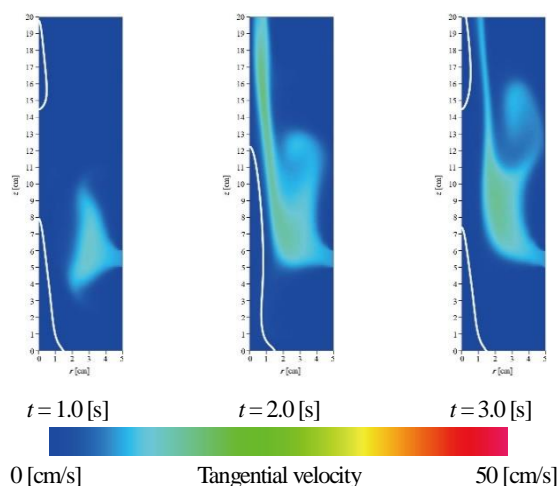


Fig. 16 Tangential velocity distribution around the flame

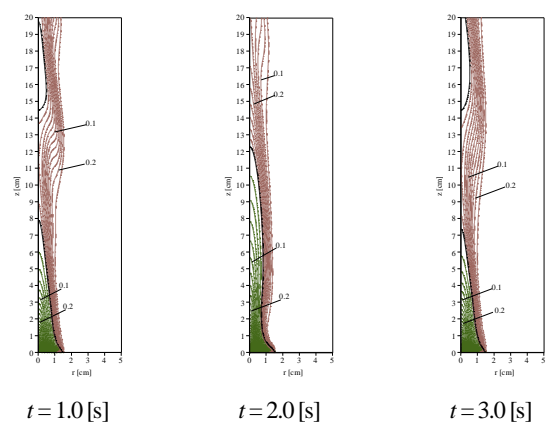


Fig. 17 Mass fraction distribution of methane and oxygen

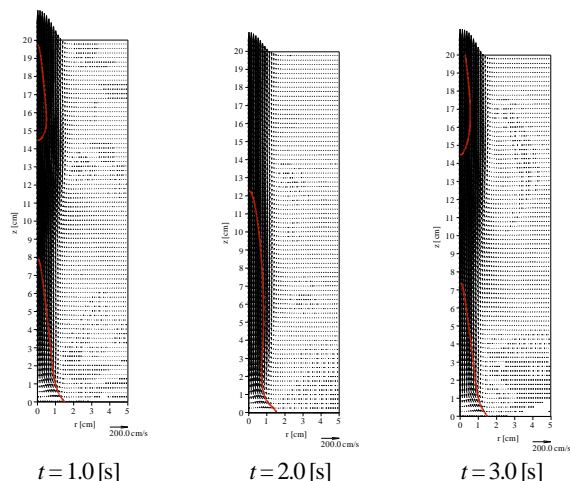


Fig. 18 Velocity vector distribution

## 5. 結言

軸対称のメタン噴流拡散火炎を用いて旋回流を火炎全体あるいは局所的に作用させた場合の火炎挙動について有限体積法による数値解析を行い、火炎挙動および火炎周りの様々な物理量の時間変化を計算し、火炎旋風発生における旋回流の作用について調べることができた。旋回流を与えて火炎が安定していくと温度は波打つような分布から全体的に直線的な分布となる。また、旋回流を与えても火炎面付近の温度は与える前と比べ大きな変化はしない。旋回流は火炎基部付近に与えた場合火炎全体に作用するが、

火炎中央部以上になると与えた位置より下には作用せず値も大きくなりません。このため、旋回流を火炎全体および基部付近に与えた場合、火炎挙動は安定しフリッカリング挙動が抑制されたが、火炎中央部以上に与えた場合火炎は安定せず、フリッカリング挙動を続ける。火炎面は酸素とメタンの質量分率が0になるあたりにでき拡散火炎の典型的な分布を示すが、火炎基部付近ではメタンと酸素の両方が存在する部分予混合の状態となる。速度ベクトルは火炎が不安定な場合様々な方向へ向かっているが、火炎が安定すると上向きになる。

## 参考文献

- (1) 桑名, 森下, 土橋, 櫛田, "火災旋風発生時の火炎高さについて—実験室規模の軸対称火災旋風の場合—," 日本燃焼学会誌第 51 巻, 155 号, (2009), pp. 56-62.
- (2) 水野, 原田, 櫛田, "火炎に旋回流が作用した際の火災旋風の発生機構," 第53回燃焼シンポジウム講演論文集, (2015), pp. 546-547.
- (3) 原田, 櫛田, "火災旋風発生における旋回流の火炎に作用する効果," 第54回燃焼シンポジウム講演論文集, (2016), E131.
- (4) 清水, 林, 西村, 櫛田, "火災旋風発生における火炎周辺の物理量の変化に関する数値解析," 日本機械学会熱工学コンファレンス 2018 講演論文集, (2018), B211.
- (5) Dobashi, R., Okura, T., Nagaoka, R., Hayashi, Y. and Mogi, T., "Experimental study on flame height and radiant heat on fire whirl," Fire Technology 52, (2016) pp. 1069-1080.
- (6) Coffee, T.P., Kotlar, A.J. and Miller, M.S., "The overall reaction concept in premixed, laminar, steady-state flames. II. Initial temperatures and pressures," Combust. Flame 58, (1984), pp. 59-67.
- (7) Patankar, S.V., "Numerical heat transfer and fluid flow," McGraw-Hill, (1980).