

# ロケット噴射器近傍に形成される燃焼流れ場構造：H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> と CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> の比較

## Combustion flow structures of H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> co-flow jets behind a splitter plate

- 村上峻, 北大, 北海道札幌市北区北 13 条西 8 丁目, s-murakami@eis.hokudai.ac.jp  
 寺島洋史, 北大, 北海道札幌市北区北 13 条西 8 丁目, htera@eng.hokudai.ac.jp  
 大島伸行, 北大, 北海道札幌市北区北 13 条西 8 丁目, oshima@eng.hokudai.ac.jp  
 Shun MURAKAMI, Hokkaido University, N13, W8, Kita-ku, Sapporo, Hokkaido 060-8628, Japan  
 Hiroshi TERASHIMA, Hokkaido University, N13, W8, Kita-ku, Sapporo, Hokkaido 060-8628, Japan  
 Nobuyuki OSHIMA, Hokkaido University, N13, W8, Kita-ku, Sapporo, Hokkaido 060-8628, Japan

The present study addressed the effects of post thickness, momentum flux ratio and fuel characteristics on a high-pressure combustion flow field of a rocket injector. A 2-D model with a splitter plate, which represents a post configuration of rocket engines, is adapted. The compressible Navier-Stokes equations are solved with a detailed chemical kinetics mechanism in a manner of direct numerical simulations. A main difference caused by post thickness on the combustion flow fields appears in the temperature distribution in the recirculation near the post. The temperature distribution is determined with the amount of inflowing high-temperature combustion gas and unburned H<sub>2</sub> gas. The effect of the momentum flux ratio clearly appears in the case of thicker post configuration, while in the case of thinner post configuration no major differences are identified for all the momentum flux ratio. A comparison study between H<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> indicated that there exist little differences between the two cases on the combustion flow field. Similar tendencies against the momentum flux ratio are observed in the present condition.

### 1. 結論

今日、ロケットエンジンにおける同軸型噴射器は ARIANES の HM60, スペースシャトルのメインエンジン, LE7 エンジンなど多くのエンジンに使用されている。エンジン内部では噴射器の極近傍で火炎の根元である火炎基部が形成される。火炎基部は後流の火炎の広がりや火炎の安定性に対して大きく影響を与え、火炎を維持するための保炎機構としての役割を担う。このため、ロケットエンジンの運用にあたり、安定した火炎の形成、維持のためには火炎基部の理解が必要不可欠である。

これまでに燃焼室内の火炎構造を理解するために、ロケット燃料として一般的な水素やメタンを用いた実験が数多く行われてきた[1-3]。しかし、実験では火炎基部が形成される噴射口がミリメートルサイズであるため火炎基部を詳細に観察することが困難である。また、燃焼室内における火炎の過大な発光や観察できる化学種の制約により燃焼場の理解は不十分といえる。一方、数値計算の分野では、ここ数年で火炎基部の燃焼流れ場構造についての研究が行われている。Matsuyama ら[4]は同軸型噴射器における LOX/GH<sub>2</sub> 火炎について詳細化学反応計算を行うことで火炎基部構造と火炎の保炎機構を明らかにした。さらに Mari ら[5]は DNS (Direct Numerical Simulation) を用いることで LOX/GH<sub>2</sub> 火炎について、燃料と酸化剤を隔てるポスト高さの変化が火炎構造に与える影響について調査した。ポスト高さが小さいときは、火炎基部後流における熱発生率が増大し、燃焼が促進されることが明らかとなった。一方でメタンを用いた場合、Zong ら[6]は、LOX/GCH<sub>4</sub> 火炎について LOX/GH<sub>2</sub> 火炎との比較を行った。結果として燃料化学種における拡散特性の違いから、火炎基部の形成過程が異なることが明らかとなった。これらの研究を踏まえたうえで、噴射器の設計パラメータに対して燃焼室内に形成される火炎構造と流れ場の更なる体系的な理解が必要とされる。

本研究では、噴射器のポスト近傍に形成される流れ場と火炎構造について数値解析を行い議論する。このとき、ポスト高さや運動量流束比、さらに燃料化学種に着目した。ポスト高さは Fig. 1 に示すように噴射器形状パラメータの 1 つであり、燃焼流れ場、特に火炎の安定性に影響を与える[2]。一方で、運動量流束比は推進剤についての噴射パラメータである。これらのことを踏まえ、最

初に水素燃料を用いたとき、3 種類のポスト高さそれぞれについて、運動量流束比を変化させた 3 条件、計 9 条件について解析を行った。次に、水素とメタンの燃料に対して、運動量流束比を変化させた場合について解析を行い、結果の比較を行う。解析にあたり、噴射器背後では部分予混合火炎が形成されるなど複雑な燃焼流れ場が形成されるため、2 次元へモデル化した燃焼室に対して詳細化学反応機構を用いた DNS を行った。

### 2. 数値計算手法

#### 2.1 支配方程式

本研究では支配方程式として、質量保存式、運動量保存式、エネルギー方程式、化学種の質量方程式、及び熱的に完全な状態方程式を用いる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \boldsymbol{\delta} - \boldsymbol{\tau}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p)\mathbf{u} - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u} + \mathbf{q}] = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho Y_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_s \mathbf{u} - \rho D_s \nabla Y_s) = \dot{\omega}_s \quad (4)$$

$$p = \rho R \sum_{s=1}^N \frac{Y_s}{M_s} T \quad (5)$$

ここで、 $\rho$  は密度、 $\mathbf{u}$  は速度ベクトル、 $p$  は圧力、 $\boldsymbol{\delta}$  は単位テンソル、 $\boldsymbol{\tau}$  は粘性応力テンソル、 $E$  は全エネルギー、 $\mathbf{q}$  は熱流束ベクトル、 $e$  は内部エネルギーである。 $Y_s$ 、 $D_s$ 、 $\dot{\omega}_s$  はそれぞれ化学種  $s$  の質量分率、拡散係数、反応率である。さらに  $R$  は一般ガス定数、 $T$  は温度、 $M_s$  は化学種  $s$  のモル質量を示す。添え字  $s$  は 1 から  $N$  までの数字で  $N$  は考慮する化学種の総数である。

粘性応力テンソル  $\boldsymbol{\tau}$  は次式のように表現される。

$$\boldsymbol{\tau} = \mu(2\mathbf{S}) - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})\boldsymbol{\delta} \quad (6)$$

ここで  $\mu$  は混合気の粘性係数、 $\mathbf{S}$  は対称ひずみ速度テンソルである。さらに、熱流束ベクトル  $\mathbf{q}$  は次式のように表される。

$$\mathbf{q} = -\kappa \nabla T - \rho \sum_{s=1}^N h_s D_s \nabla Y_s \quad (7)$$

ここで $\kappa$ は混合気の熱伝導率を表し、 $h_s$ は化学種  $s$  のエンタルピーを表す。

詳細反応を用いた反応 - 流体連成シミュレーションの高速化を妨げる原因の 1 つとして流体と化学反応の時間スケールが大きく異なることが挙げられる。一般的に反応の時間スケールは非常に小さく、計算コストの増大を招く。これを避けるため本研究では operator-splitting 法[7,8]を採用した。Operator-splitting 法は化学反応と流体を分離させて解く手法である。具体的には、流体を解く際には反応を凍結させた条件、つまり $\dot{\omega}_s = 0$ の条件を適用する。一方で、化学反応部分は支配方程式を内部エネルギー一定条件および体積一定条件で導出する。本研究で用いた反応方程式は、以下のように記述することができる。

$$\rho \frac{dY_s}{dt} = \dot{\omega}_s \quad (8)$$

$$\rho C_v \frac{dT}{dt} = - \sum_{s=1}^N e_s \dot{\omega}_s \quad (9)$$

ここで $e_s$ は化学種  $s$  の内部エネルギー、 $C_v$ は混合気体の定積比熱を示す。化学反応を解く際には空間微分項は無視される。1つの時間ステップで各計算点において流体部分の方程式と反応方程式と交互に解き進める。そして各計算点で情報を交換し、次の時間ステップに進む。

流体部分には圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解く際に一般的な計算法を用いる。数値流束の計算には Harten-Lax-van Leer-Contact (HLLC) スキーム[9]を用いた。また、高次の空間精度を得るため、Monotone Upstream Centered Scheme for Conservation Law (MUSCL) 内挿法を minmod リミタと primitive variable interpolation と共に用いた[10]。粘性項、熱伝導項、および拡散項は 2 次中心差分によって計算される。時間積分は 3 次精度の Total-Variation Diminishing (TVD) Runge-Kutta 法[11]によって行われる。

化学反応式の時間積分は Extended Robustness-Enhanced Numerical Algorithm (ERENA)[12] を用いて行った。ERENA は化学反応の硬直性に対しロバスト性を持ち高速に計算することができる計算手法である。

## 2.2 計算条件

本研究では乱流に対してモデリングを施さない DNS を用いて計算を行っているため、計算格子幅が極めて小さいものとなる。そのため、今現在、最新のスーパーコンピュータを用いても 3 次元で計算することは困難である。そこで計算コスト低減のため、本研究では燃焼器からノズルと噴射器を取り、2 次元空間へモデル化する。

解析では Fig. 1 に示す同軸型噴射器形状を対象とした。各部分の寸法は Table 1 に示す通りである。これらの値はロケット噴射器で用いられる典型的な値である[13, 14]。本研究では、ポスト高さを 0.25 mm, 0.5 mm, そして 1 mm とし 3 形状用意し、燃焼場の変化を調査する。以降、簡単のためそれぞれのポストサイズについて P025, P05, P1 と表記する。本解析では、噴射器内部や下流のノズルについては考慮しておらず、250 mm×12 mm の矩形燃焼室領域を計算対象とした。

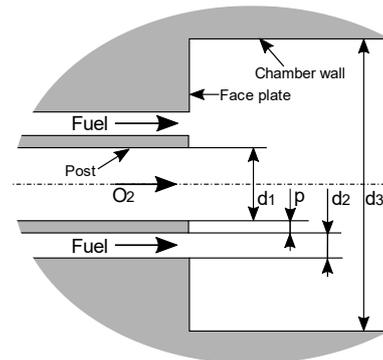


Fig. 1 Schematic of an injector

Table 1 Dimensions for injector

	mm
GOX internal diameter, $d_1$	4
Fuel throat width, $d_2$	0.5
Chamber wall height, $d_3$	12
GOX post height, $p$	0.25, 0.5, 1.0

燃焼室の燃焼流れ場を解析するために用いた計算格子を Fig. 2 に示す。格子は噴流間に形成される非予混合火炎の燃焼特性を捉えるため、火炎形成部に格子を密にして配置した。格子点数について Table 2 に示す。まずポスト高さが 0.5 mm の形状について、格子収束性を確認するために格子点数の異なる 3 種類の格子に対して水素燃料を用いて解析を行った。その結果、Fine grid ではポスト背後における酸素と水素の質量分率と温度の空間分布が収束していることを確認した。よって、本研究では Fine grid を用いて解析を行う。格子について、燃焼室における噴射器近傍の燃焼流れ場を解析するために最小格子幅を 1.0  $\mu\text{m}$  としており、ポスト背後は 84 点で解析している。また、他のポスト高さにおけるポスト背後の格子については、ポスト近傍の格子点数はポスト高さが 0.5 mm の格子高さに比例した点数を定め、ポスト高さ 1 mm, 0.25 mm それぞれについて 164 点, 42 点とした。

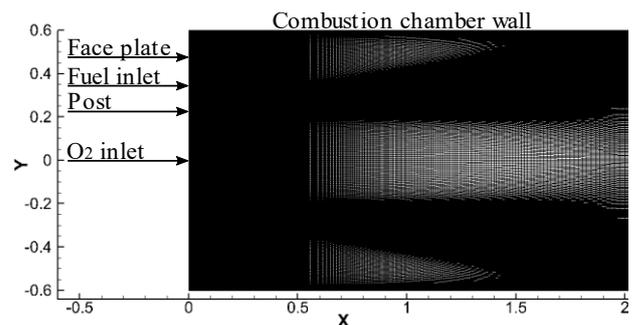


Fig. 2 Computational grid near the post

Table 2 Number of the grid points in the combustion chamber

	Coarse grid	Base grid	Fine grid
P025			660×566
P05	369×279	489×395	660×566
P1			660×733

流入条件について Table 3 に示す。VR, O/F についてはそれぞれ速度比と燃料と酸化剤の混合比であり、以下の式で定義する。

$$VR = \frac{u_{Fuel}}{u_{O_2}} \quad (10)$$

$$O/F = \frac{(\rho u A)_{Fuel}}{(\rho u A)_{O_2}} \quad (11)$$

ここで A は各噴射口における断面積である。

Table 3 Inlet conditions

Case	$V_{oxidizer}$ , m/s	$V_{fuel}$ , m/s	J	VR	O/F
P1					
J05	70	400	2.0	5.71	11.3
P025					

初期圧力条件は 2.0 MPa に設定されており、噴流の温度は 300 K である。噴射される酸素と水素の初期速度分布は Table 3 における速度から 1/7 乗則で得たものを用いる。噴流が流入する領域では、圧力の値が燃焼室内の値によって外挿され、温度及び質量分率は初期条件で固定される。このため、流入する噴流の密度が決定する。質量流量は一定と仮定しているため、入り口における速度分布は計算中に変化する。また、Table 3 において燃料と酸化剤の運動量流束比と速度比は参考にした実験値[14]とほとんど同じ値となるが、酸化剤と燃料の混合比である O/F は 2 次元形状のため大きく異なる値となる。そのため、事前に水素の噴射口を大きくして混合比の値を実験と一致させた条件で解析を行った。結果として、本研究で注目する燃焼室上流、特に火炎基部では、同様の燃焼流れ場が形成されたため、本論文の結果に対する O/F の影響は小さいと考えられる。

燃焼室出口に対しては 2.0 MPa の平均圧力を有する無反射境界条件を適用した[15,16]。また、Fig. 1 に示すような噴流入り口とフェースプレート、並びに燃焼室壁に対して断熱壁と滑りなし条件を仮定している。燃焼室内は平衡生成ガスで満たされていると仮定した。これは、圧力とエンタルピーが一定の条件下で、300 K の酸素と水素を化学量論比としたときの組成並びに温度を用いた。このとき、計算には NASA-CEA を用いた[17]。この平衡ガスは本研究において約 3800 K であるため、燃焼室内に流入した酸素と水素を着火させる。計算に際して、Courant-Friedrichs-Lewy(CFL)条件を 0.8 とし、これは約  $2 \times 10^9$  秒の物理時間に相当する。本研究では  $H_2O_2$  についての解析を行う際、反応機構は 8 種 34 反応[18]、一方で  $CH_4/O_2$  の反応機構は KUCRS[19]によって製作された後、DRG 法[20]により簡略化された 30 種 150 反応で構成される。

### 3. 計算結果と考察

#### 3.1 ポスト高さの違いによる燃焼流れへの影響

##### A) 非定常燃焼流れ場について

最初に、運動量流束比を 2、ポスト高さ P05 における非定常燃焼流れ場を Fig. 3 に示す。図では、フェースプレートから後流方向に約 2 cm までの領域を示している。さらに、流れ場から得られた燃焼器内部の燃焼流れ場の模式図を Fig. 4 に示す。酸化剤と燃料が噴射されると、ポスト背後に形成される反時計回りの小さな再循環領域が形成され、領域内で混合及び燃焼が生じる。ポスト背後で火炎が形成されると燃焼室壁上下の角に形成される大きな反時計回りの再循環領域に、燃焼生成ガスと未燃の水素が取り込まれる。このとき多量の未燃水素が取り込まれていることが Fig. 3 の右側に示した水素の質量分率分布から確認することができる。そのため、再循環領域では比較的低温の温度分布が形成される。これらの燃焼流れ場の特徴は、他のポスト高さでも同様に確認する

ことができた。

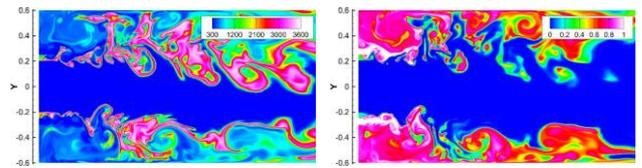


Fig. 3 Comparison of instantaneous combustion flow fields  
Left: temperature, right: mass fraction of  $H_2$

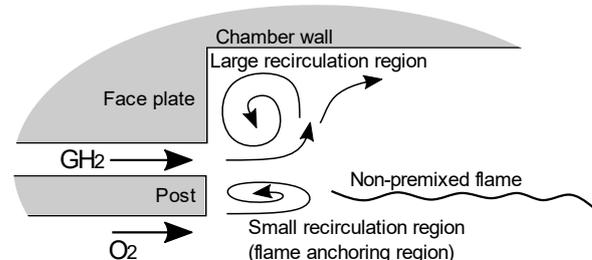


Fig. 4 Schematic of the combustion flow fields

##### B) 平均場における燃焼流れ場について

Figure 5 において時間平均を施した温度場と熱発生率分布を示す。熱発生率分布は燃焼室内で化学反応が生じている領域を示す為に用いた。燃焼流れ場を比較すると、ポスト背後の再循環領域の温度分布はポスト高さによって異なる。P025 では多くが高温の領域で占められているのに対して、ポスト高さが大きくなるに従い、再循環領域ではより低温の領域が形成される。このことについて定量的に確認するため、ポストから 0.025 cm の領域において形成された温度分布を Fig. 6 に示す。図から、温度分布の違いを定量的に確認することができる。ポスト高さが小さい P025 の場合、再循環領域のすぐ後方で多くの熱発生が生じており、再循環流れにより多量の高温燃焼生成ガスが取り込まれることで高温の分布が形成される。一方で、ポスト高さが大きい場合、再循環領域のすぐ後方における熱発生が相対的に弱い。そのため、再循環領域に流入する燃焼ガスは少なくなる。熱発生率分布については、再循環領域後方に生じている領域の他にも Fig. 5 から酸素噴流と再循環流れに挟まれるようにして、小さな領域で強く熱発生している領域を確認することができる。

再循環領域では Fig. 7 で示すように、ポスト高さが大きくなるに従い、領域内を占める水素の質量分率が増加する。これは単純にポスト高さが大きくなることによって再循環領域の大きさが増大するからである。すべてのポスト高さにおいて燃焼室内に流入する水素量は一定であるが、再循環領域によって取り込まれる水素量は循環が大きくなるに従い大きくなる。さらに、熱発生率分布で確認したように再循環流れに取り込まれるような領域での反応は小さくなるため、再循環領域内での化学反応による水素の消費量は少なくなる。以上の結果は、再循環領域の温度分布が再循環流れによって取り込まれる高温の燃焼生成ガスと、低温の水素に依存することを示す。すなわち、ポスト高さが大きくなるに従い、低温の未燃水素の取り込みが大きくなり、より低温の再循環領域が形成される。

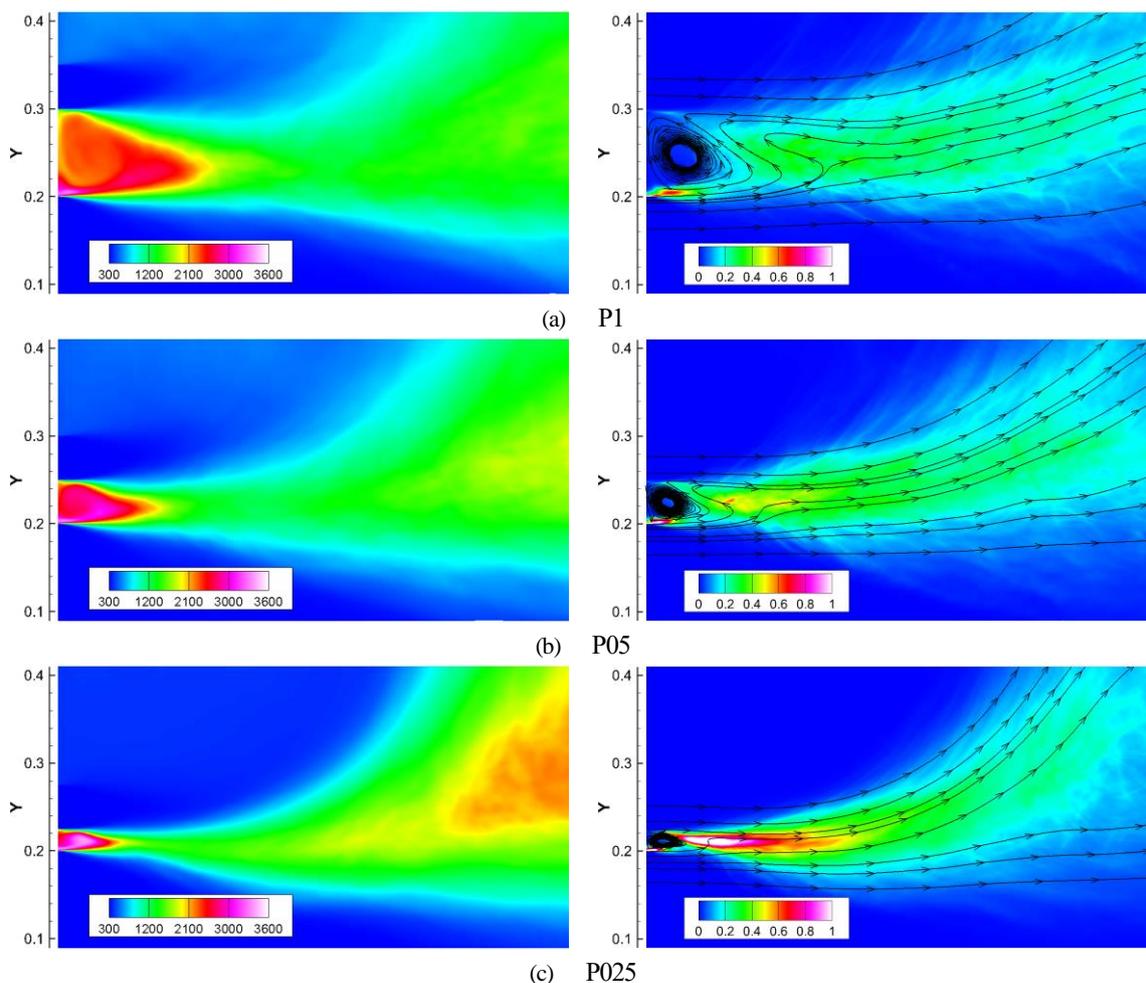


Fig. 5 Comparison of mean temperature distributions and HRR in a small region behind the post in the case of J2  
Left: Temperature, right: HRR [ $\text{mJ}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ ]

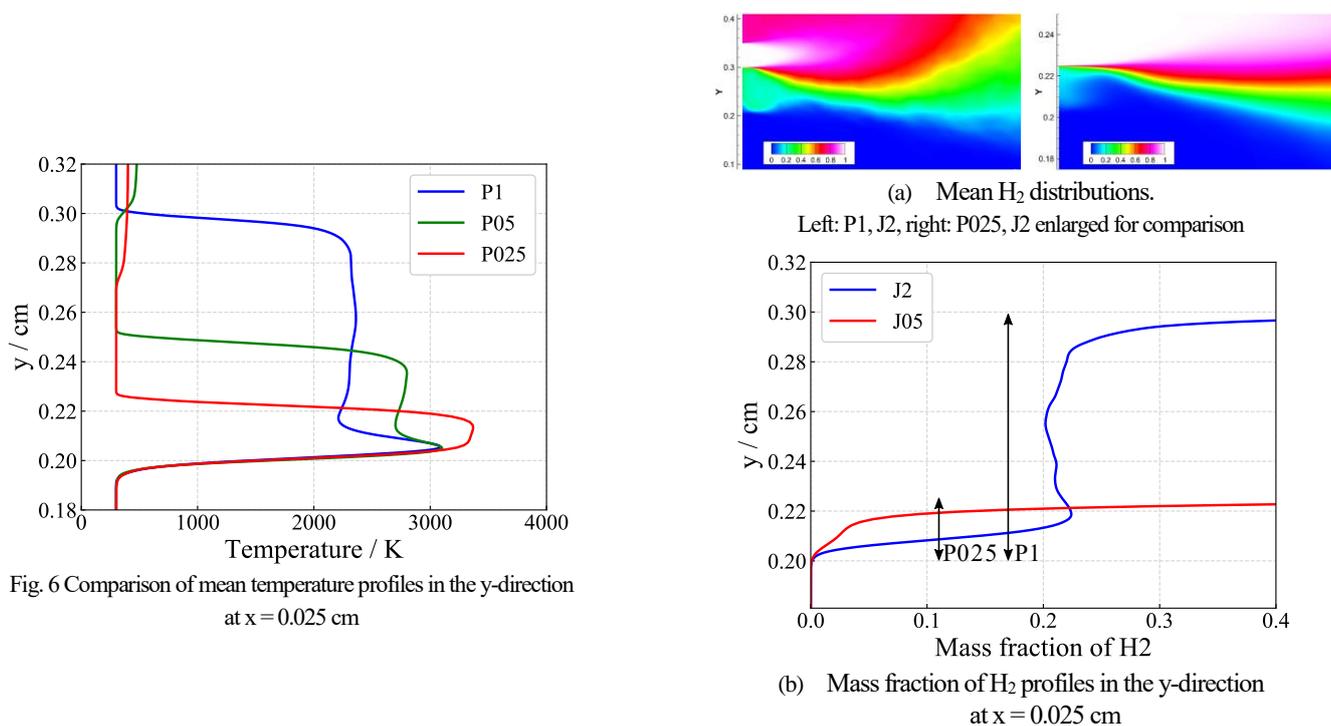


Fig. 6 Comparison of mean temperature profiles in the y-direction at  $x = 0.025 \text{ cm}$

(a) Mean  $\text{H}_2$  distributions.  
Left: P1, J2, right: P025, J2 enlarged for comparison

(b) Mass fraction of  $\text{H}_2$  profiles in the y-direction at  $x = 0.025 \text{ cm}$

Fig. 7 Comparison of mass fraction of  $\text{H}_2$

### 3.2 運動量流束比の違いによる燃焼流れへの影響

本研究では、運動量流束比が燃焼流れ場に与える影響についても解析を行った。運動量流束比は Table 4 に示すように J2, J1, そして J05 として 3 条件用意した。以降、簡単のためそれぞれの運動量流束比について J2, J1, J05, 運動量流束比は J として表記する。J の影響を調査するため、異なる 3 つの燃焼室形状について解析した。しかし、このうち P05 については J の変化に対して P1 と同様の傾向を示した。そのため、以下では P1 と P025 それぞれについて J を変化させた結果を示し、火炎基部の燃焼流れ場についての議論を行う。

Table 4 Inlet conditions

Case	$V_{\text{oxidizer}}$ , m/s	$V_{\text{fuel}}$ , m/s	J	V/R	O/F
J2	70		2.0	5.71	11.3
J1	100	400	1.0	4.00	16.3
J05	140		0.5	2.86	22.8

#### A) P1 における時間平均した温度場と化学種分布の比較

P1 において異なる運動量流束比について時間平均を施した温度場と熱発生率分布を Fig. 8 に示す。J が大きくなるに従い高温の再循環領域が形成される。このことは、Fig. 9 のポストから 0.025 cm の領域における温度分布においても定量的に確認することができる。すでにポスト高さの影響について述べたように PIJ2 の場合、再循環領域のすぐ後方で相対的に多くの熱発生が生じている。このため高温の燃焼生成ガスが多く再循環流れによって取り込まれる。一方で J が小さい場合、水素の運動量は変化せず、酸素の運動量が増加するため熱発生は主に酸素噴流に近い領域で生じる。このため、相対的に少ない量の燃焼生成ガスが流入し、かつ噴射直後の水素が再循環領域内部に多く流入する。再循環領域内部の水素の質量分率については Fig. 10 において、時間平均分布とポストから 0.025 cm の領域における分布から定量的に確認することができる。これまでに示した結果から、再循環領域の温度分布は運動量流束比によって影響され、流入する高温の燃焼生成ガスと温度の低い未燃水素の流入量に依存すると考えることができる。すなわち、J が小さくなるに従い、より低温の再循環領域が形成される。これまでの P1 に対する J の影響は P05 でも同様の傾向が確認できた。

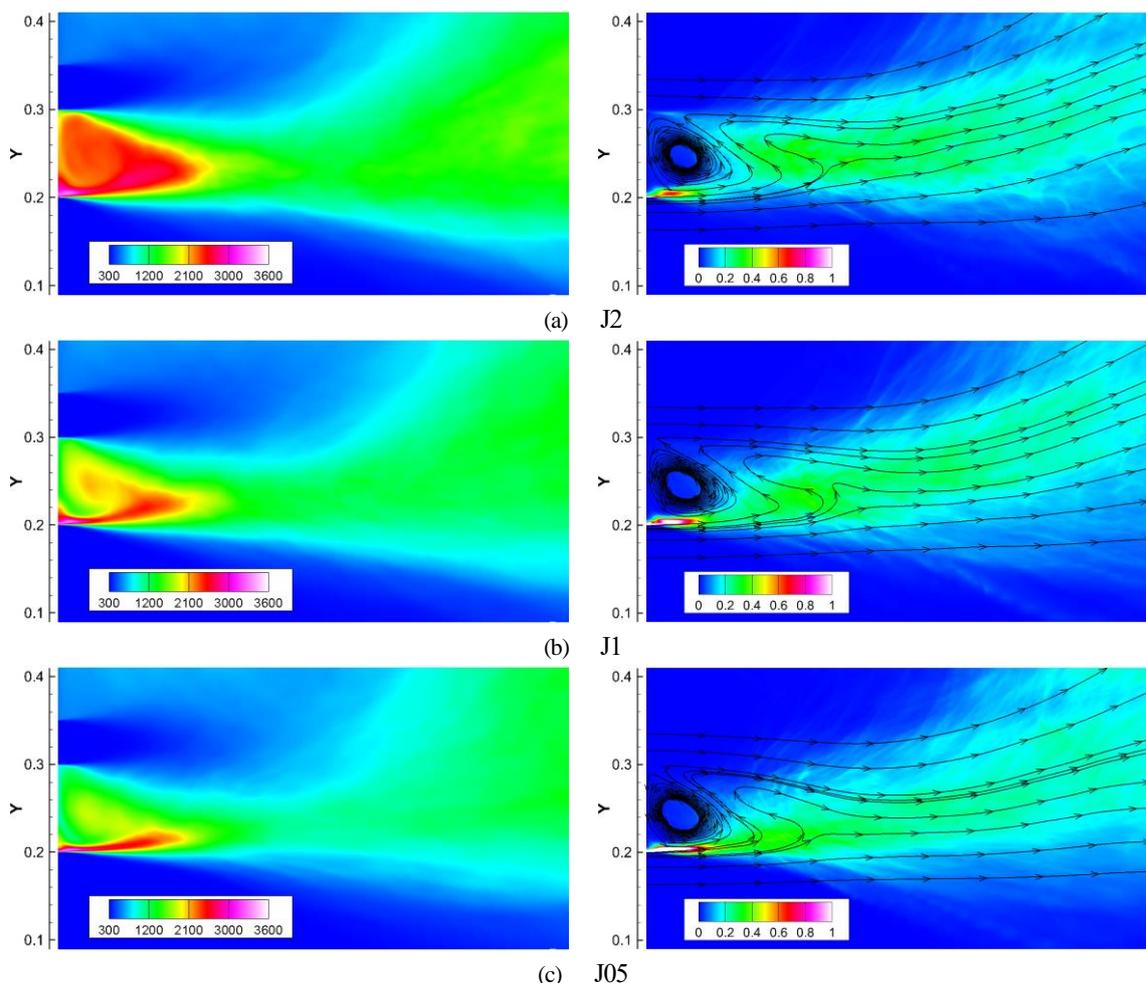


Fig. 8 Comparison of mean temperature distributions and HRR in a small region behind the post in the case of P1  
Left: temperature, right: HRR [MJ/(cm<sup>2</sup>\*sec)]

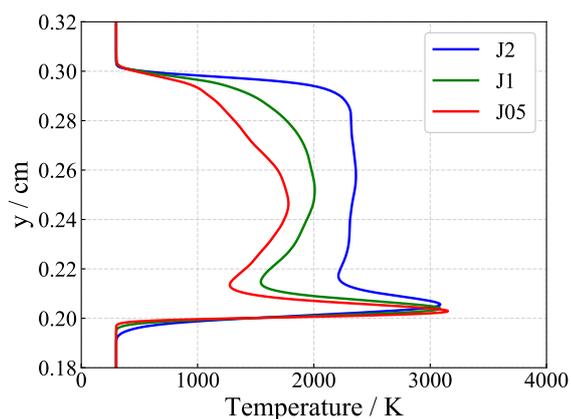
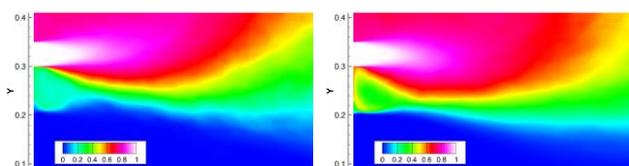
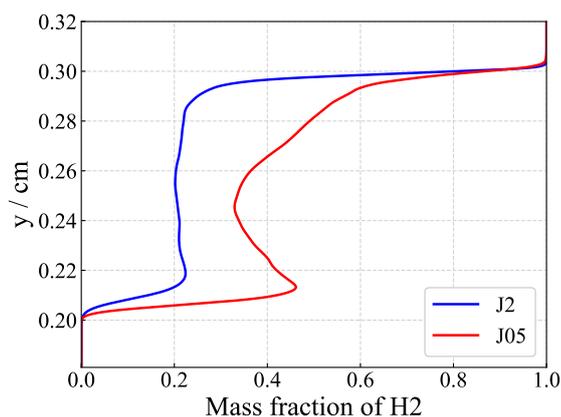


Fig. 9 Comparison of mean temperature profiles in the y-direction at  $x = 0.025$  cm



(a) Mean  $H_2$  distributions.  
Left: P1, J2, right: P1, J05



(b) Mass fraction of  $H_2$  profiles in the y-direction at  $x = 0.025$  cm

Fig. 10 Comparison of mass fraction of  $H_2$

### P025 における時間平均した温度場と化学種分布の比較

最も小さいポスト高さである P025 について、異なる運動量流束比について時間平均を施した温度場と熱発生率分布を Fig. 11 に示す。P1 や P05 とは異なり、P025 では  $J$  の変化によって温度場並びに熱発生率の分布について大きな変化は確認できない。定量的評価を行うため、ポストから  $0.025$  cm の位置における温度分布を Fig. 12 に示す。図において、再循環領域内部では同様の温度分布となっていることが確認できる。P025 では酸素と水素の噴射口の隔たりに相当するポスト高さがほかのものよりも小さい。そのため、酸素と水素同士の混合が再循環領域内部で容易に起こり、条件による差が明確に現れなくなるためである。以上の結果は、ポスト高さが大きい場合と比較すると、P025 では運動量変化が再循環領域の温度分布に大きく影響を及ぼさないことを意味する。

Table 5 Hydrogen inlet conditions

Case	$V_{\text{oxidizer}}$ , m/s	$V_{\text{fuel}}$ , m/s	$J$	$VR$	$O/F$
J14	83		1.4	4.82	13.5
J1	100	400	1.0	4.00	16.3
J06	124		0.6	3.23	20.2

Table 6 Methane inlet conditions

Case	$V_{\text{oxidizer}}$ , m/s	$V_{\text{fuel}}$ , m/s	$J$	$VR$	$O/F$
J14	100		1.4	1.70	4.59
J10	120	170	1.0	1.42	5.51
J06	150		0.6	1.13	6.89

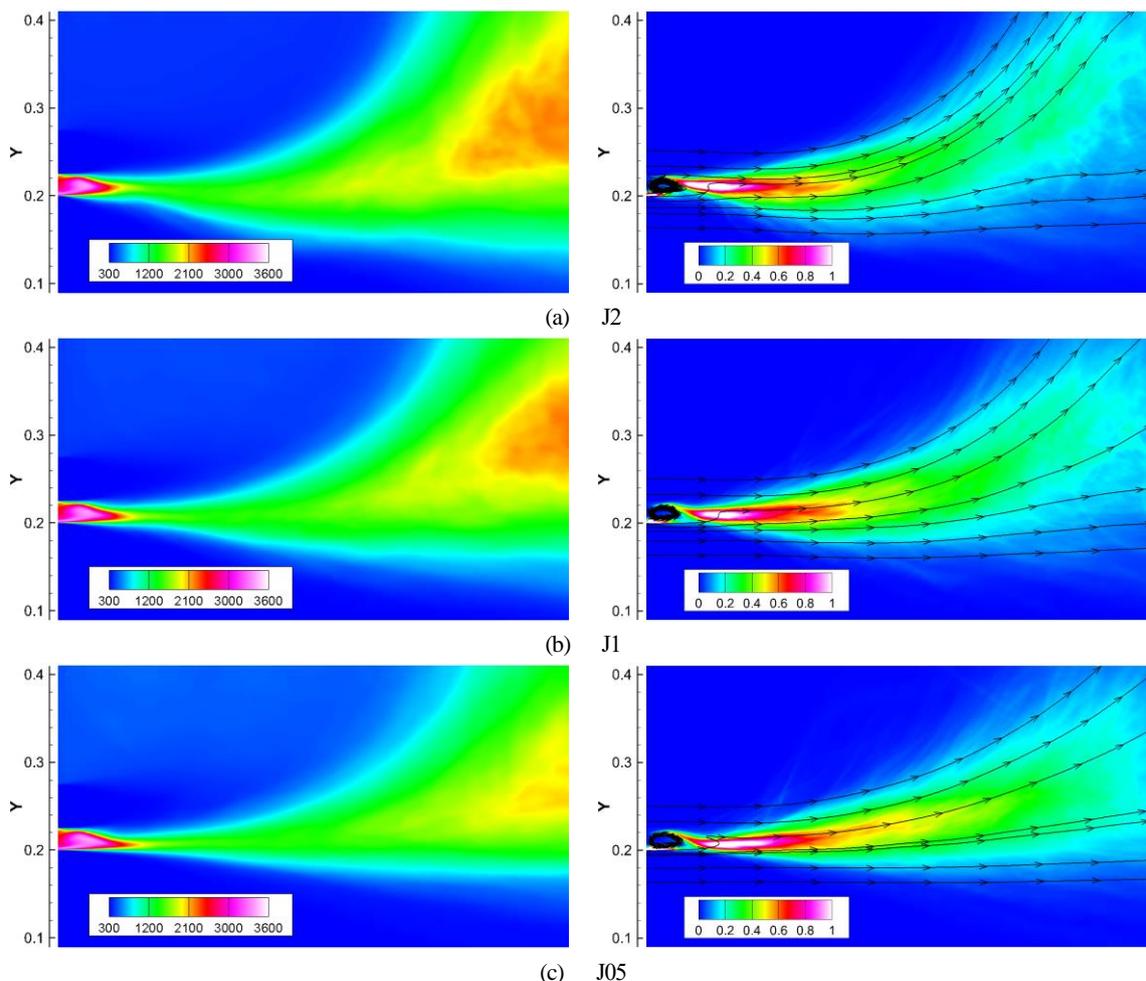


Fig. 11 Comparison of mean temperature distributions and HRR in a small region behind the post in the case of P025  
Left: temperature, right: HRR [mJ/(cm<sup>2</sup>\*sec)]

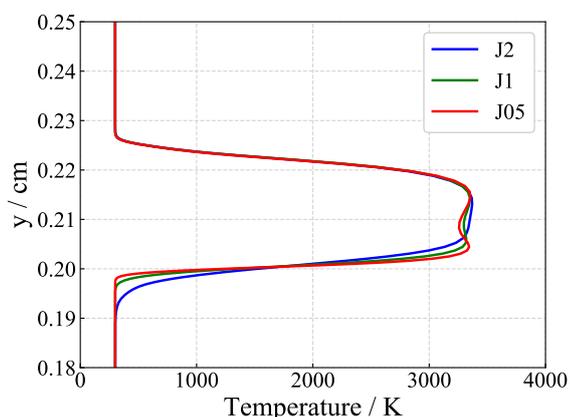


Fig. 12 Comparison of mean temperature profiles in the y-direction at  $x = 0.025$  cm

### 3.3 燃料の違いによる燃焼流れ場への影響

燃料の変化が、燃焼流れ場に対して与える影響について調査した。燃焼室は噴射器ポスト高さを P05 としたものを使用した。計算格子については水素燃料の場合、Table 2 にあるように格子収束性が確認された Fine Grid を使用した。一方でメタンについての解析は計算時間の関係により Coarse Grid を使用した議論を行う。水素とメタンの流入条件について Table 5, 並びに Table 6 に示す。燃料についての比較を行うため、運動量流束比はすでに議論したものと異なっていることに注意いただきたい。

異なる燃料と J について時間平均を施した温度分布 Fig. 13 に示す。図中では、メタンについては実線、水素については点線で示す。どちらの燃料でも、J14 では高温の再循環領域が形成され、J が小さくなるに従い低温領域が出現する。再循環領域の温度については Fig. 14 から、温度の絶対値は異なるが J の変化に対する温度変化の傾向は同じであることが確認できる。熱発生率について着目すると Fig. 15 から J が大きくなるに従い再循環流れの近傍で強く熱発生が生じている。このため、高温の燃焼生成ガスがより多く再循環領域内部へと取り込まれる。次に、Fig. 16 に水素とメタンについてポスト背後における、それぞれの質量分率分布を示す。図中の温度分布はポストから 0.025 cm の位置における領域について示しており、これは再循環位置に相当する。図中ではメタンを実線、水素について点線を用いて示す。J が小さい場合は、酸素の運動量が大きくなるため、熱発生は酸素噴流側でより多く生じていることが確認できる。よって、再循環流れによって取り込まれる燃焼生成ガス量は相対的に小さくなる。次に、再循環領域内における燃料の質量分率について比較する。J が小さくなると、再循環領域に取り込まれた未燃の燃料はどちらの燃料でも増加する。このとき、取り込まれる燃料は噴射直後で低温のため、低い温度の再循環領域が形成される。これまでの結果は燃料が変化した場合についても、すでに水素で確認したように再循環領域の温度分布は取り込まれる高温の燃焼生成ガスと温度が低く未燃の燃料の流入量に依存することを示す。すなわち水素とメタンの J に対する再循環領域の温度分布変化の傾向は等しく、J の減少により低温の再循環領域が形成される。

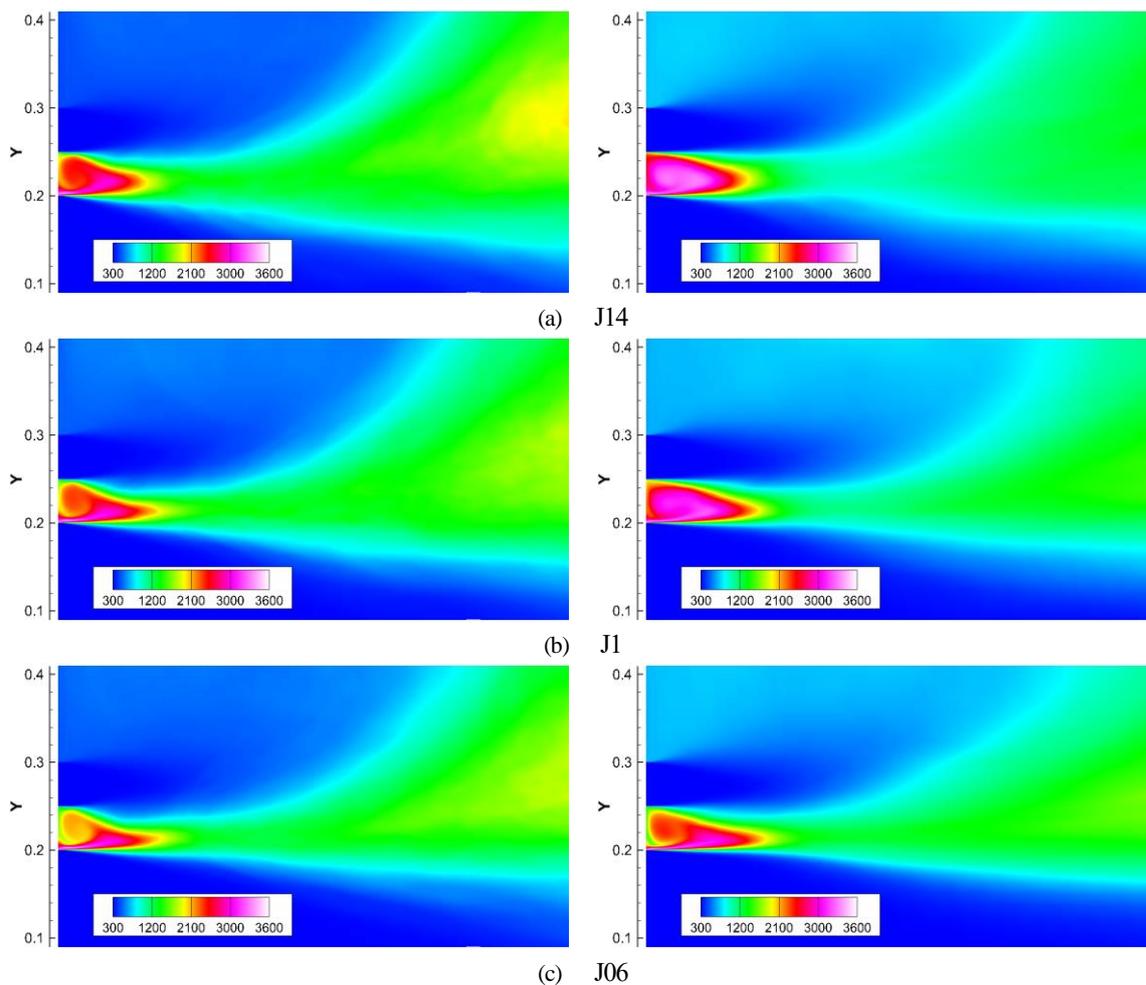


Fig. 13 Comparison of mean temperature distributions in a small region behind the post in the case of P05  
Left: H2 right: CH4

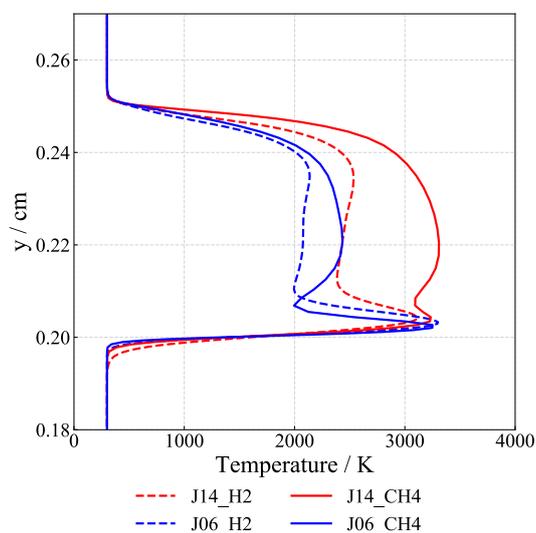


Fig. 14 Comparison of mean temperature profiles in the y-direction  
at  $x = 0.025$  cm

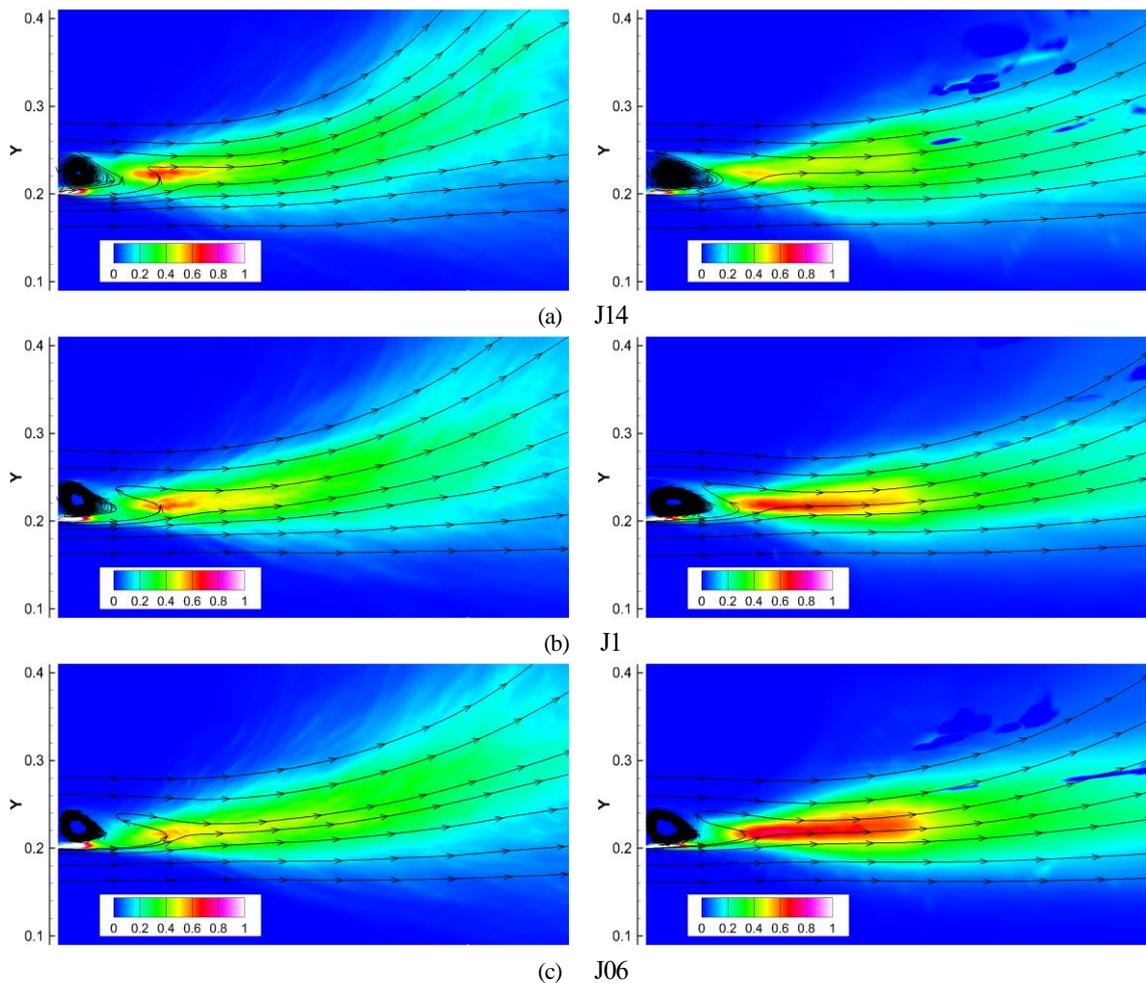
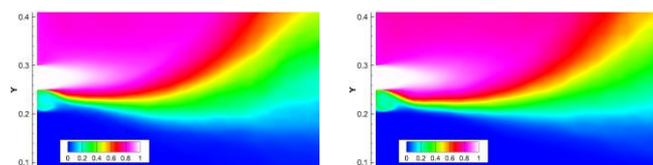
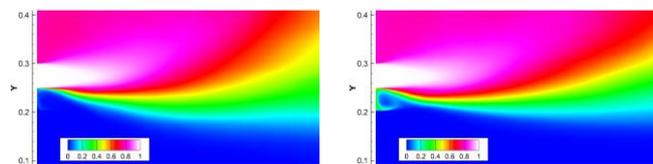


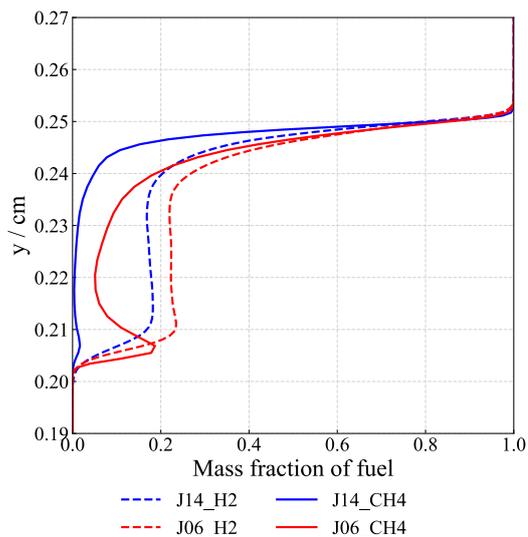
Fig. 15 Comparison of mean HRR distributions [mJ/(cm<sup>2</sup>\*sec)] in a small region behind the post in the case of P1  
Left: H2 right: CH4



(a) Mean H<sub>2</sub> distributions.  
Left: P05, J14, right: P05, J06



(b) Mean CH<sub>4</sub> distributions.  
Left: P05, J14, right: P05, J06



(c) Mass fraction of fuel profiles in the y-direction  
at x = 0.025 cm

Fig. 16 Comparison of mass fraction of fuel

## 4. 結論

本研究では 2 次元へとモデル化した燃焼室内の  $H_2/O_2$  火炎に対して詳細化学反応を伴う DNS を用いて、異なる運動量流束比とポスト高さについて解析を行い火炎基部における再循環領域について調査した。加えて、燃料が燃焼流れ場に与える影響について調査するため、異なるポスト高さに対する  $CH_4/O_2$  火炎について解析を行い、水素燃料との比較を行った。

ポスト高さの変化により、ポスト背後における再循環領域内部の温度分布は変化した。ポスト高さが小さいときは、内部に多くの燃焼生成ガスが占める再循環領域が形成された。一方で、ポスト高さが大きいときは、再循環領域内部に温度の低い未燃水素が多く存在するため低い温度分布が形成された。これらの結果は再循環領域の温度分布が再循環流れによって取り込まれる高温の燃焼生成ガス量と温度が低い未燃の水素量に依存することを示す。

運動量流束比を変化させた場合についても、再循環領域内部の温度分布は変化した。ポスト高さが大きい場合、J の減少により再循環内部では低い温度分布が形成される。これは再循環領域内部の温度分布が領域内部の高温の燃焼生成ガスと温度の低い未燃の水素に依存するためである。対して、ポスト高さが小さい場合、J の変化によって再循環領域内部の分布に顕著な差異は見られなかった。これは、ポスト高さが小さいことにより酸素と水素間での混合が容易になるためである。

燃料の変化は燃焼流れ場における再循環領域の温度に影響を与える。しかし、それぞれの燃料についての温度変化に着目すると、同様の傾向を示すことを確認した。以上のことをまとめるとポスト近傍の火炎基部における再循環領域の温度分布は高温の燃焼生成ガスと温度の低い未燃の水素に依存し、これは燃料が異なる場合でも変化しない。

## 参考文献

- Mayer, W., Tamura, H.: Propellant injection in a liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket engine. *J. Propuls. Power.* 12, 1137–1147 (1996). doi:10.2514/3.24154
- Singla, G., Scoufflaire, P., Rolon, J.C., Candel, S.: Flame stabilization in high pressure LOX/GH2 and GCH4 combustion. *Proc. Combust. Inst.* 31 II, 2215–2222 (2007). doi:10.1016/j.proci.2006.07.094
- Candel, S., Juniper, M., Singla, G., Scoufflaire, P., Rolon, C.: Structure and dynamics of cryogenic flames at supercritical pressure. *Combust. Sci. Technol.* 178, 161–192 (2006). doi:10.1080/00102200500292530
- Matsuyama, S., Shinjo, J., Mizobuchi, Y., Ogawa, S.: A Numerical Investigation on Shear Coaxial LOX/GH2 Jet Flame at Supercritical Pressure. *AIAA Aerosp. Sci. Meet. Exhib.* 44, 11 (2006). doi:10.2514/6.2006-761
- Mari, R., Cuenot, B., Duchaine, F., Selle, L.: Stabilization mechanisms of a supercritical hydrogen / oxygen flame. *Proc. Summer Progr.* 2012, Cent. Turbul. Res. 439–448 (2012)
- Zong, N., Yang, V.: Near-field flow and flame dynamics of LOX/methane shear-coaxial injector under supercritical conditions. *Proc. Combust. Inst.* 31 II, 2309–2317 (2007). doi:10.1016/j.proci.2006.08.106
- STRANG, G.: On the Construction and Comparison of Difference Schemes. *SIAM.* 5, 506–517 (1968). doi:10.1137/1010093
- Cuoci, A., Frassoldati, A., Faravelli, T., Ranzi, E.: A computational tool for the detailed kinetic modeling of laminar flames: Application to  $C_2H_4/CH_4$  coflow flames. *Combust. Flame.* 160, 870–886 (2013). doi:10.1016/j.combustflame.2013.01.011
- Toro, E.F., Spruce, M., Speares, W.: Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver. *Shock Waves.* 4, 25–34 (1994). doi:10.1007/BF01414629
- Van Leer, B.: Flux-vector splitting for the Euler equation. Springer (1997)
- Gottlieb, S., Shu, C.-W.: Total variation diminishing Runge-Kutta schemes. *Math. Comput. Am. Math. Soc.* 67, 73–85 (1998). doi:10.1090/S0025-5718-98-00913-2
- Morii, Y., Terashima, H., Koshi, M., Shimizu, T., Shima, E.: ERENA: A fast and robust Jacobian-free integration method for ordinary differential equations of chemical kinetics. *J. Comput. Phys.* 322, 547–558 (2016). doi:10.1016/j.jcp.2016.06.022
- Silvestri, S., Winter, F., Garulli, M., Celano, M.P., Schlieben, G., Haidn, O., Knab, O., München, G.: Investigation on Recess Variation of a Shear Coaxial Injector in a GOX - GCH4 Rectangular Combustion Chamber with Optical Access. (2017). doi:10.13009/EUCASS2017-242
- Roth, C., Silvestri, S., Perakis, N., Haidn, O.: Experimental and Numerical Investigation of Flow and Combustion in a Single Element Rocket Combustor using  $GH_2$  / GOX and  $GCH_4$  / GOX as Propellants. In: 31st International Symposium on Space Technology and Science (ISTS). pp. 1–6 (2017)
- Thompson, K.W.: Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *J. Comput. Phys.* 68, 1–24 (1987). doi:10.1016/0021-9991(87)90041-6
- Rudy, D.H., Strikwerda, J.C.: A nonreflecting outflow boundary condition for subsonic navier-stokes calculations. *J. Comput. Phys.* 36, 55–70 (1980). doi:10.1016/0021-9991(80)90174-6
- Gordon, S., McBride, B.J.: Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Analysis. (1994)
- Shimizu, K., Hibi, A., Koshi, M., Morii, Y., Tsuboi, N.: Updated Kinetic Mechanism for High-Pressure Hydrogen Combustion. *J. Propuls. Power.* 27, 383–395 (2011). doi:10.2514/1.48553
- Miyoshi, A.: Development of an Auto-generation System for Detailed Kinetic Model of Combustion. *Trans. Soc. Automot. Eng. Japan.* 36, 35–40 (2005)
- Tianfeng Lu, Law, C.K.: A directed relation graph method for mechanism reduction. *Proc. Combust. Inst.* 30, 1333–1341 (2005)