

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

メタン非定常噴流における可燃混合気の形成過程に関する考察

Analysis of Flammable Mixture Formation in a Methane Unsteady Jet

近藤 千尋・川那辺 洋*・塩路 昌宏

KONDO, Chihiro, KAWANABE, Hiroshi*, and SHIOJI, Masahiro

京都大学大学院エネルギー科学研究科 〒606-8501 京都市左京区吉田本町
Graduate School of Energy Science, Kyoto University, Yoshida Honmachi, Sakyo-ku, Kyoto, 606-8501 Japan

2009年1月13日受付; 2009年3月26日受理/Received 13 January, 2009; Accepted 26 March, 2009

Abstract : Flow and mixture formation processes of a high-speed unsteady methane-jet are calculated using a large eddy simulation in order to investigate the distribution of flammable mixture in a jet. The calculations were performed for wide range of injection pressure, from low pressure injection to super-critical cases and for an impinging jet on a circular obstacle. Based on the calculation result, formation of flammable mixture was discussed and compared with the previous experimental results of spark-ignition combustion of a natural gas jet. A flammable region is formed from 40 to 80 times nozzle diameter downstream on a jet axis and stable combustion starts by spark-ignition in this region for the case of lower injection pressure. On the other hand for high pressure injection case, a flammable region forms farther downstream and a thin flammable region is distorted by turbulence, therefore, spark-ignited combustion was not observed in the experiments. For the impinging jet case, a flammable region spread quickly and widely behind the obstacle, even if for the high pressure injection case, so that stable combustion was achieved in the experiments.

Key Words : Jet, Turbulent Mixing, Unsteady Flow, Natural Gas, Large Eddy Simulation, Flammable Mixture

1. 緒言

天然ガスを内燃機関に用いる際には、高出力・高効率化をめざして、筒内に直接噴射し火花点火する方式が注目されている[1-3]。しかし、天然ガスは可燃範囲が狭く、安定な点火・燃焼を確保するのが困難であり、噴流内点火による適切な燃焼制御の条件を見出す必要がある。そのため、定容容器を用いた燃焼実験による基礎研究が行われているが、その多くは噴射終了後の不均一混合気に点火をするもの[4]、あるいは比較的低速の噴流中への点火を試みたものである[5-6]。しかし、実際の機関においては、非常に短い時間で速やかに多量の混合気を形成し燃焼を行うことから、圧縮雰囲気中に高圧で燃料を噴射し適切に点火することが必要となる。また、高圧噴射による噴流を円柱に衝突させ、後流において流動を抑えて点火を安定に行う試みが報告されている[7]。しかし、安定点火に至る要因については、混合気濃度、せん断流動あるいは点火エネルギー密度、等が考えられ、詳細に解明されているとは言えない。

このような噴流中における点火の安定性を解明するため

には、燃料噴射により形成される非定常噴流の混合気形成について理解を深め、可燃混合気の形成状況を把握する必要がある。それにより、種々の条件における点火の可能性のみならず、効果的な点火・燃焼を行う上での点火位置など、設計指針に加えて新たな噴射条件の提案を行うことができる。混合気は噴流内では乱れにより不均一な濃度分布となることから、その解明には、非定常流動予測が可能なラージエディシミュレーション (LES) による解析が有効と考えられる。

そこで本研究では、エンジン筒内を想定した高圧雰囲気中に、臨界圧以下からそれを超える噴射圧力まで幅広い噴射圧力で噴射した際に形成される非定常噴流の発達・混合過程を LES により解析し、可燃混合気形成の観点から点火の安定性について考察する。とくに、噴流発達の相似性に基づき可燃混合気形成位置の解析を行うとともに瞬時可燃混合気分布および可燃混合気内における局所平均流速、歪み速度分布から、安定点火の可能性を示す。さらに、円柱後流の LES 解析を行い、臨界圧を超える高圧噴流の点火安定条件を検討する。

* Corresponding author. E-mail: kawanabe@energy.kyoto-u.ac.jp

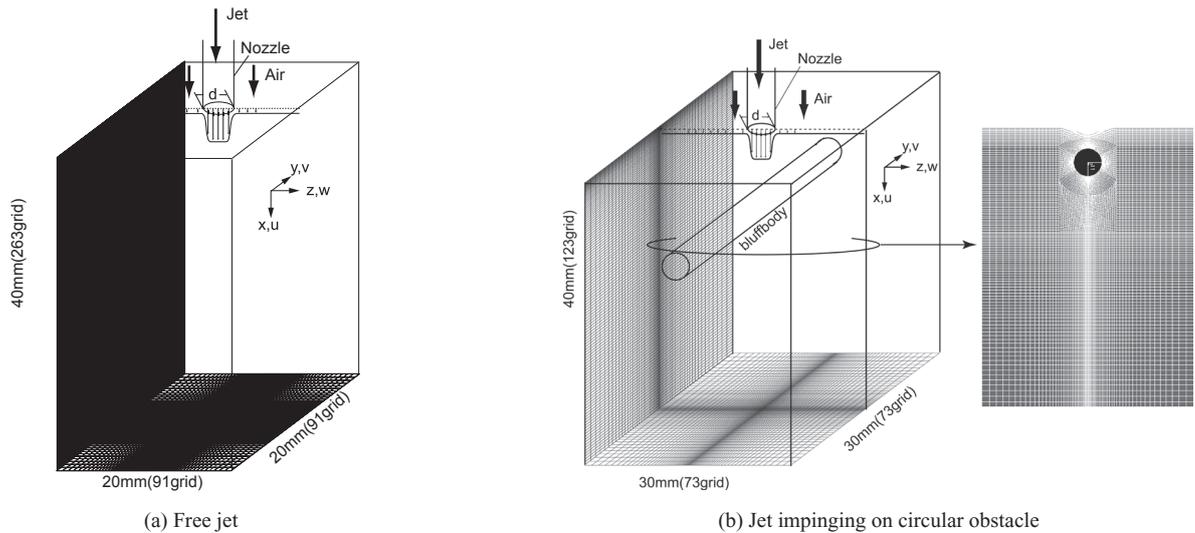


Fig.1 Schematic diagram of grid system

2. 計算対象および方法

2.1. 計算対象

ここでは筆者らにより行われた、定容容器中の噴流に火花点火する実験[7]を模擬して計算を行う。すなわち、1 MPa, 300 K の空気中に、比較的低い圧力から臨界圧以上の高噴射圧力の条件で、天然ガスの主成分であるメタンを噴射し、形成される非定常噴流を計算対象とする。ここで、噴射圧力 p_j が低い場合には、 p_j に応じて出口流速を変更し、 p_j が臨界圧より高い場合には仮想ノズルの考え[8]に基づき流入境界を与える。

まず、 p_j が臨界圧を越えない場合には、噴射弁内部においては外部との熱の授受が無視できるとして等エントロピ流れを仮定し、次式によりノズル出口流速を設定する。

$$u = \left(\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{p_j}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_j} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \right)^{1/2} \quad (1)$$

ただし、 p_j は噴射圧力、 p_a は雰囲気圧力、 ρ_0 は噴射燃料の密度、 κ は比熱比をあらわし、 $\kappa=1.3$ とした。また、この時、ノズル面より下流を計算対象とする。

一方、臨界圧以上の噴射の場合、ノズル出口近傍には大きな圧力勾配が存在するため、仮想ノズルの考え方[8]により流入境界分布を与えることとする。すなわち、ノズル出口では急速に雰囲気圧力まで断熱膨張すると仮定し、雰囲気圧力と等しくなった位置における噴流の見かけの直径を仮想ノズル径 d_n とする。 d_n は p_j 、雰囲気圧力 p_a およびノズル径 d_0 を用いて次式で表される。

$$d_n = d_0 \left(C_d \frac{p_j}{p_a} \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \right)^{1/2} \quad (2)$$

ここで、 C_d は流量係数であり、 $C_d=0.86$ [8]とした。また、

仮想ノズル面における流速 u_n は雰囲気条件における音速 ($u_n = 451.1$ m/s) であり、仮想ノズル面より下流を解析の対象とする。

2.2. 計算方法

本計算では、密度加重平均に基づいた運動量保存式および質量分率の保存式を基礎として、LESにより噴流内の混合過程を計算する。運動量保存式に現れるサブグリッドスケール (SGS) レイノルズ応力には Smagorinsky モデルを用いて、その定数 C_s は 0.11 とし、また質量分率の輸送式中の SGS スカラー流束モデルは勾配拡散モデルにより与え、乱流シュミット数は 1 とする[9]。計算格子は図 1 に示すように $263 \times 91 \times 91$ 点の 3 次元直交不等間隔格子で圧力・速度定義点はスタッガード配置とし、ノズル出口における格子が最小になるように与える。以下では、噴流軸方向の位置および速度をそれぞれ x および u 、軸に垂直な方向についてはそれぞれ y および v 、 z および w と定義し、 $42 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ の領域について計算する。運動量輸送式の対流・拡散項は 2 次精度中心差分で離散化し、スカラー輸送式の対流項には QUICK 法を用いる。時間積分には 3 次精度 Adams-Bashforth 法を用い、時間刻みはクーラン数の最大値が 0.15 となるように定める。圧力解法には HSMAC 法を適用し、流出境界条件として対流流出境界条件を、側方境界についてはすべり壁条件を与える。

噴射中のノズル出口部分には、最大流速を U_0 として双曲正接関数を用いて記述した軸方向速度分布[9] u_i と、燃料質量分率 $f=1$ の一様な分布を与える。さらに、ノズル流の流速には正規分布 (標準偏差 $0.05 U_0$) に従うランダム擾乱を付加するとともに、計算安定化のために周囲流 ($10^{-5} U_0$) を与える。また、実際の噴射弁の動きを模擬して、噴射開始から $t=t_i$ までの間は軸方向速度を時間に比例して増加させ、 $t=t_i$ 以降は計算終了まで一定とした。なお、本研究では対象とした実験における噴流の発達状況を考慮し

て, $t_i = 0.15 \text{ ms}$ とした.

また, 円柱障害物衝突噴流を計算する際の計算領域は $40 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ で, 格子点数はおよそ $123 \times 73 \times 73$ とし, 総格子点数は約 80 万点とした. この時, 円柱壁面境界付近の格子は密に配置するとともに計算機負荷の低減を考慮し, 次式で示す Lilly の減衰関数[10]を用いて SGS 粘性が壁間際で小さくなるように補正した.

$$\Delta = \min(\kappa_l y_w, \Delta) \quad (3)$$

ここで, $\kappa_l = 0.42$, y_w は壁からの距離, Δ はフィルタ幅である. また, 境界には固定壁条件を, 流出境界には自由流出条件を適用した. ただし, 計算には汎用 CFD ソフト Star-CD (CD-Adapco 社製) を用い, 対流項の離散化には MARS 法を, 圧力解法には SIMPLE を適用した.

2.3. メタンの可燃範囲

火花点火機関における最適な点火位置を決定する上では, 可燃混合気の形成状況の把握が重要である. すなわち, 雰囲気条件における可燃領域においては, 十分な熱源が存在すれば点火を確保できると考えられる. 1 MPa という高圧雰囲気条件での燃焼機構は十分に明らかにされているとはいえないことから, 北川らの雰囲気圧力の影響に関する実験[11]からの推測により, ここでは $0.7 < \phi < 1.2$ を $p_a = 1 \text{ MPa}$ における可燃範囲とみなす.

3. 計算結果および考察

3.1. 非定常噴流の発達過程

以上の手法を用いてメタン非定常噴流の流動および濃度分布の時間変化を計算した. 表 1 は, 対象とした噴流の条件であり, いずれもノズル径 $d_0 = 0.40 \text{ mm}$ とし, 比較的低い噴射圧力 p_j の場合を Case I~III, 臨界圧を超える場合を Case IV および V とする. 図 2 は Case I, III および V で計算される噴流形状を実測と比較した結果であり, それぞれ噴流先端到達距離 x_{tip} が 10, 25 および 40 mm 付近に到達した時のメタン体積分率 c の噴流中心軸上断面分布を, ほぼ同条件のシャドウグラフ像と併せて示す. これより, 噴流先端には大きな環状渦構造が形成されており, 時間の経過とともにこの渦が周囲空気を取り込み, 非対称に変形しながら発達する様子や, x_{tip} , 噴流角など, 計算結果は実験結果をおよそ再現できている. 図 3 に噴射圧力を $p_j = 1.2 \text{ MPa}$ から 8 MPa と変化させた際の x_{tip} の時間変化を実験結果と併せて示す. 比較的低い噴射圧力から臨界圧を超える高圧噴射条件まで, x_{tip} の実測と計算の経過はほぼ一致しており, 本モデルにより幅広い噴射条件において非定常噴流の発達過程を合理的に記述できると考えられる.

3.2. 低噴射圧力における可燃混合気形成過程

つぎに, 筆者らの実験[7]における自由噴流の可燃混合気

Table 1 Calculation conditions of free jet

Case	I	II	III	IV	V
Fuel	CH ₄				
Injection pressure p_j [MPa]	1.2	1.5	2	5	8
Ambient pressure p_a [MPa]	1.0				
Nozzle Diameter d_0 [mm]	0.40				

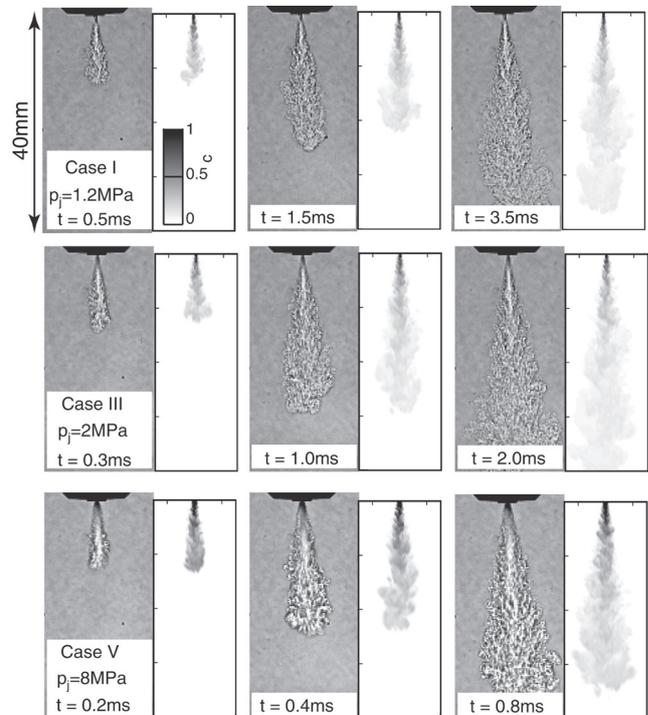


Fig.2 Comparison of jet shape and development between LES and experiment (Shadowgraph) [7] for different p_j (Methane jet, $p_a = 1 \text{ MPa}$, $d_0 = 0.40 \text{ mm}$)

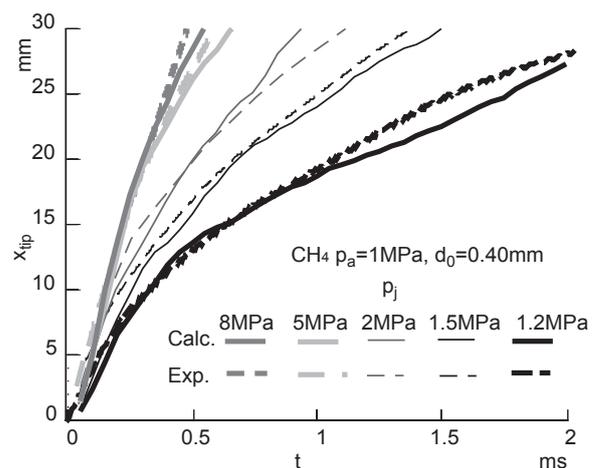
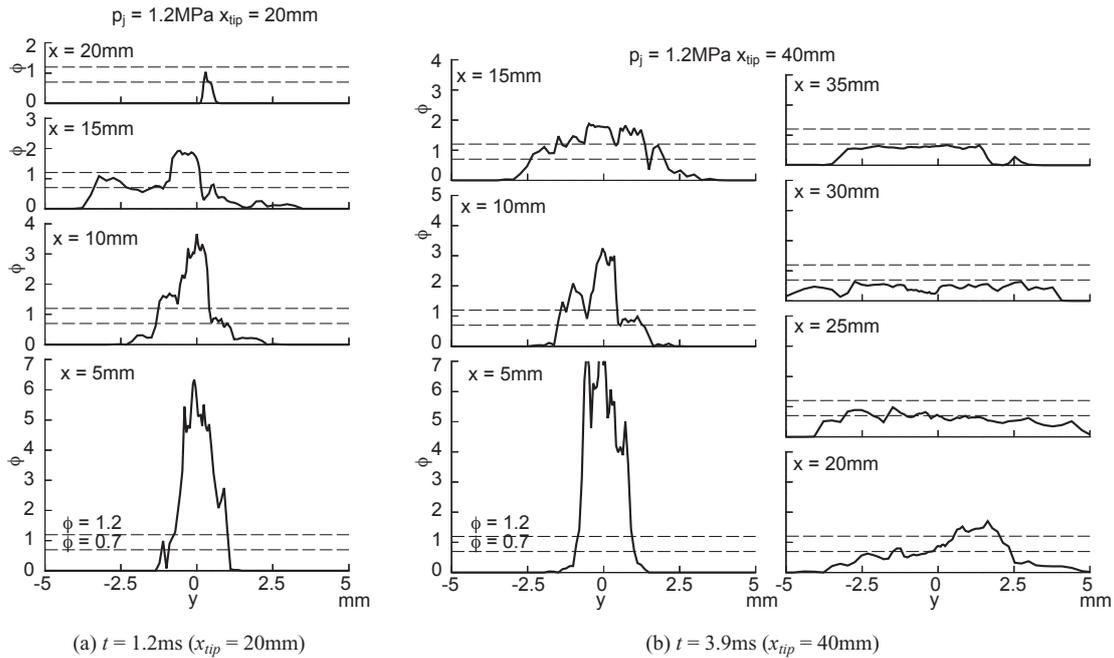
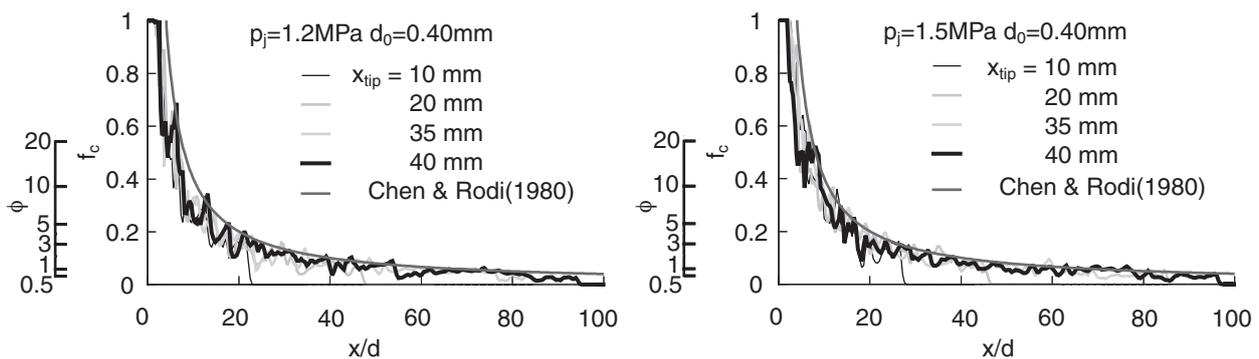


Fig.3 Temporal change of jet development

形成過程を LES 解析することで, 自由噴流中への点火燃焼の可能性について考察する. ここでは, 表 1 に示す比較的低い噴射圧力の Case I および II について解析を行う. なお, 対象とする実験ではいずれの条件でも噴流先端で点火を行い, また, その点火位置は噴射条件によらず同じ場所であ

Fig.4 Instantaneous y-distributions of equivalence ratio ϕ Fig.5 Profiles of mass fraction f_c at jet axis for different p_j

るので、ここでは、噴射条件の違いによる点火可能性を同じ x_{tip} で比較検討する。

まず、噴流内部における混合気の状態について調べるために、噴流中心軸断面における当量比 ϕ の y 方向分布を算出した。図4は $p_j = 1.2$ MPa における結果であり、(a) $x_{tip} = 20$ mm となる時刻 $t = 1.2$ ms および (b) $x_{tip} = 40$ mm となる時刻 $t = 3.9$ ms での x による分布の変化を示す。噴流内部には ϕ の不均一が存在し、いずれの場合も上流では比較的大きな値から0まで狭い領域に分布している。このために、図中に表示した可燃範囲内の混合気が存在する領域は非常に狭い。一方、 $x > 20$ mm の下流では、燃料は半径方向に比較的均一に分布し、とくに $x = 25$ mm 付近では多くの混合気が可燃範囲に分布している。さらに下流では、乱れにより速やかに燃焼下限界以下にまで希薄化することがわかる。

つぎに、混合気の形成状況を噴流発達との相似性に基づき検討するために、質量分率 f を算出した。図5は、 $p_j = 1.2$

MPa および $p_j = 1.5$ MPa について計算した噴流中心軸における質量分率 f_c を x/d_0 に対して示したものであり、いずれも次式で示される曲線に沿って減衰していることがわかる。

$$f_c = 5.4 \left(\frac{\rho_{jet}}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{d_0}{x} \quad (4)$$

ただし、 ρ_{jet} は噴流流体密度、 ρ_a は周囲流体密度であり、定常噴流ならば時間平均質量分率は相似則により式(4)に従う[12]。すなわち、噴流先端には環状渦が形成され、非定常な濃度分布を形成するが、噴流中心軸上の分布で見れば、定常流と同様の変化をしていることがわかる。さらに、これより $0.7 < \phi < 1.2$ となる位置は、およそ $x/d_0 = 40 \sim 80$ となり、低い p_j の条件においては可燃混合気は p_j によらずほぼ同じ位置に形成されることがわかる。対応する実験結果[7]によると、 p_j が $1.2 \sim 1.4$ MPa の比較的低噴射圧力

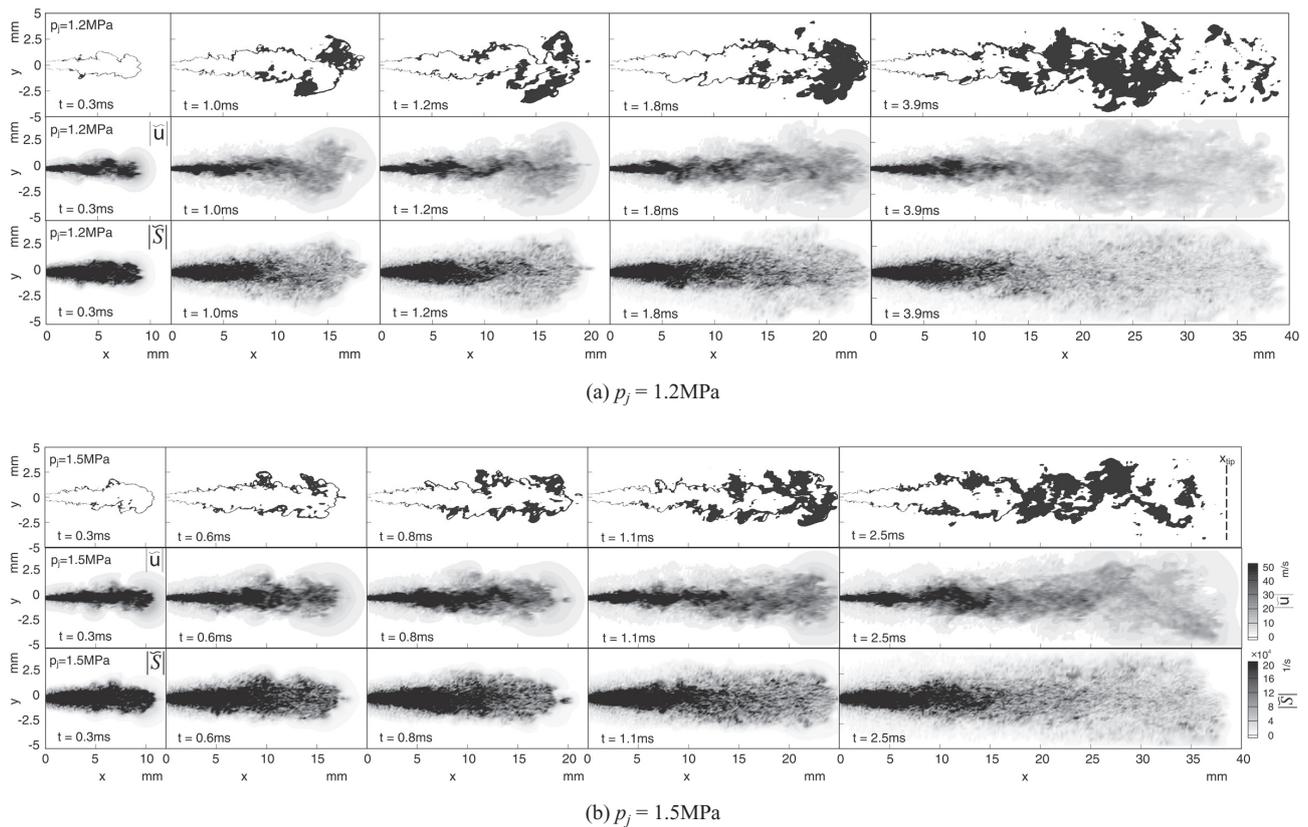


Fig.6 Instantaneous flammable region, velocity $|\bar{u}|$ and strain rate $|\bar{S}|$ for different p_j ($p_a = 1\text{MPa}$, $d_0 = 0.40\text{mm}$)

の時は, p_j や d_0 を変更した際にも, 噴流先端が $x/d_0 = 40 \sim 80$ の点火位置で安定して点火ができており, LES により得られた可燃混合気の分布と対応している.

さらに, 実験では, p_j を 1.5 MPa まで上昇すると, いずれの点火位置においても, 点火後の火炎の発達を観察されなかった. このような状況を詳細に検討するために, 噴流中心軸を含む x - y 断面における瞬時の可燃混合気, 速度の大きさ $|\bar{u}|$ および歪み速度 $|\bar{S}| = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}$ の分布を Case I および II について算出した. ただし, S_{ij} は次の式で示す歪み速度テンソルの (i, j) 成分である.

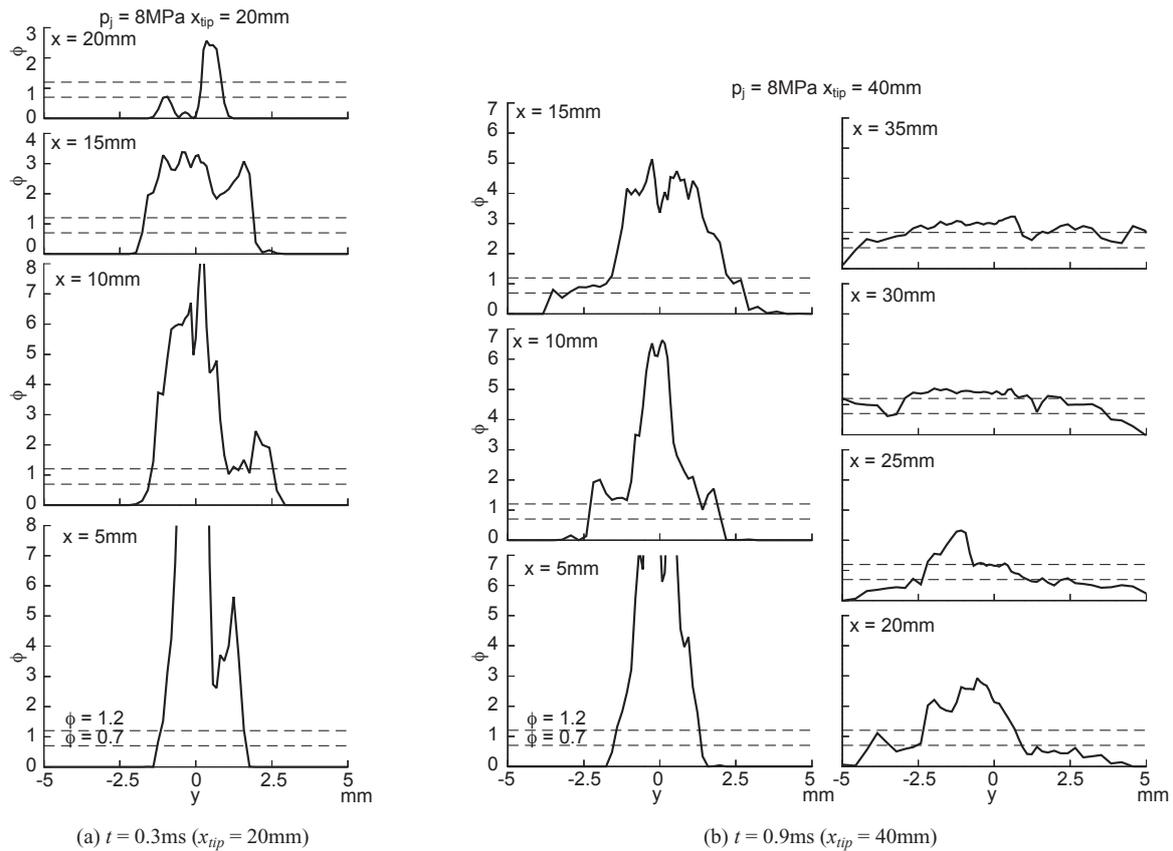
$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

図 6 に, それぞれの p_j における種々の t に対する計算結果を示す. いずれの条件も, 噴流境界でエンタレイジにより生じた乱れ渦によって希薄化が進行する. それに応じて, 可燃範囲に含まれる混合気が $x = 15 \text{ mm}$ 付近から間欠的に生じ始め, 30 mm 付近まで噴流内に可燃混合気が分布する. それより下流では, 混合が進行し希薄下限界よりも希薄となる.

実験[7]によると, $p_j = 1.2 \text{ MPa}$ の条件において, $x = 10 \text{ mm}$ ($x/d_0 = 25$) での点火では $x = 15 \text{ mm}$ ($x/d_0 = 37.5$) 付近から火炎が拡大し, $x = 20 \text{ mm}$ ($x/d_0 = 50$) での点火ではほぼ点

火位置から燃焼が開始する. また, $x = 35 \text{ mm}$ ($x/d_0 = 87.5$) では点火できないことが示されている. 一方, $p_j = 1.5 \text{ MPa}$ では, いずれの時刻においても先端点火できなかった. そこで, 図 6 の結果に基づいてこれらの実験結果を考察する.

まず, $x/d_0 > 80$ で点火する条件では, 燃焼下限界以下となるためにいずれの p_j でも燃焼しない. つぎに, 可燃範囲内である $x = 20 \text{ mm}$ ($x/d_0 = 50$) における先端点火については, $p_j = 1.2 \text{ MPa}$ では可燃混合気が半径方向に広く分布しているのに対して $p_j = 1.5 \text{ MPa}$ ではさほど広がっていないこと, また, 可燃混合気内における局所せん断 $|\bar{S}|$ は 1.2 MPa の場合は 50 ms^{-1} 程度であるのに対し, 1.5 MPa の場合は 100 ms^{-1} 程度と大きく, これらのために, 1.2 MPa では点火でき, 1.5 MPa では点火できなかったと考えられる. 最後に, $x = 10 \text{ mm}$ ($x/d_0 = 25$) での噴流先端点火については, 点火位置付近にはいずれの p_j でも可燃混合気は分布していかかわらず, 1.2 MPa では点火・燃焼が可能であった. これは, 下流 15 mm ($x/d_0 = 37.5$) 付近で形成され始める可燃領域まで, 点火により生じた熱源が流され燃焼に至り, 乱れによる熱の散逸と可燃混合気内に到達した際のエネルギー密度のバランスで点火が可能になったと考えられる. 一方, 同じ点火位置でも 1.5 MPa では, 図 6 に示すように点火位置付近の流速 $|\bar{u}|$ が p_j とともに増加し, 点火栓近傍に形成された高温領域におけるエネルギー密度が低下したことや, 局所の歪み速度 $|\bar{S}|$ が大きくなるために熱の

Fig.7 Instantaneous y -distributions of equivalence ratio ϕ

散逸が速やかに進行し、点火・燃焼ができなかったであろう。

3.3. 高噴射圧力非定常噴流における可燃混合気形成過程

臨界圧力を超える高圧噴射条件における可燃混合気分布について検討する。ここでは、表 1 に示す case IV および V について検討する。なお、いずれも実験の範囲において、噴流内で点火しても燃焼しない条件である。

まず、噴流内部における混合状況を見るために、噴流中心軸を含む y 方向断面における当量比 ϕ の分布を算出した。図 7 は $p_j = 8 \text{ MPa}$ の $t = 0.3 \text{ ms}$ および 0.9 ms における結果であり、低圧噴射時よりも過濃な混合気が多く存在する。また、低圧噴射と同様に上流では、より過濃な値から 0 まで速やかに減少する。そのため、可燃となる領域は非常に狭い領域に限定される。一方、下流においては均一化が進行するものの、低噴射圧力時に比べてやや過濃な混合気が多くなることがわかる。

つぎに、可燃混合気の形成状況を明らかにするために、ノズル径 d_0 を 0.40 mm 一定として $p_j = 5 \text{ MPa}$ および 8 MPa について瞬時の可燃混合気分布を算出した。図 8 はその結果であり、 $x_{tip} = 10, 20, 35$ および 40 mm となる t について示す。 p_j が増加するにつれ、より下流で可燃混合気が拡がり始めることがわかる。そのため $x_{tip} = 20 \text{ mm}$ となる $t = 0.3 \text{ ms}$ においても可燃混合気の量が少なく、噴流先端にお

いて可燃領域は薄い層で、かつ乱れにより変形を受けている。とくに、 $p_j = 8 \text{ MPa}$ では、 $x_{tip} = 35 \text{ mm}$ となる時期に先端付近の噴流境界から可燃混合気を形成し始め、その位置は低圧噴射時よりも下流である。これは、高圧噴射の条件では p_j が大きいほど仮想ノズル径 d_n が増大し、噴流発達に相似性を考慮すると可燃混合気の形成位置が下流に移動するためである。また、可燃混合気内の歪み速度 $|\dot{\gamma}|$ は出口流速の増大に伴い増加し、 $p_j = 1.5 \text{ MPa}$ に対して十分大きくなるために、高圧噴射条件では安定な点火は困難であることが推測される。

3.4. 円柱衝突噴流における可燃混合気形成過程

つぎに、円柱衝突噴流の可燃混合気形成過程を解析することで、高圧噴射条件における点火安定の条件を検討する。なお、これは筆者らの実験結果[7]に対応しており表 2 に示す条件について解析を行う。すなわち、 $x_{tip} = 10 \text{ mm}$ で噴流先端に点火する際に、 $p_j = 5 \text{ MPa}$ および 8 MPa は燃焼開始する条件、 $p_j = 10 \text{ MPa}$ は燃焼開始しない条件である。

図 9 は、表 2 中の Case VII の結果であり、対象とする実験結果と併せて示す。なお、シャドウグラフ像には円柱を支持したアーチ状の枠の影が写っている。これより、噴流の衝突、剥離、合流や先端到達位置など、計算は実験結果をおよそ再現できていることがわかる。図 10 は Case VI~VIII についての可燃混合気、速度 $|\vec{u}|$ および歪み速度 $|\dot{\gamma}|$ の

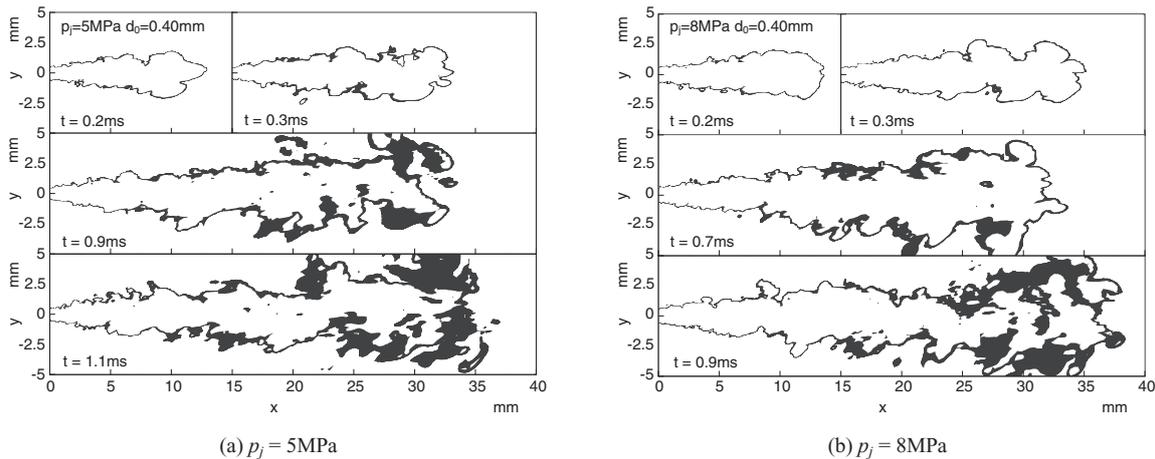


Fig.8 Flammable region in case of high pressure injection $p_a = 1\text{MPa}$, $d_0 = 0.40\text{mm}$

Table 2 Calculation conditions of jet impinging on circular obstacle

Case	VI	VII	VIII
Fuel	CH ₄		
Injection pressure p_j [MPa]	5	8	10
Ambient pressure p_a [MPa]	1		
Nozzle Diameter d_0 [mm]	0.40		
Posi. Bluffbody x_B [mm]	5		
Bluffbody Diameter ϕ_B [mm]	4		

分布を $x_{tip} = 10, 15, 20$ および 25 mm となる種々の t について示したものである。本モデルでは、 p_j が低いほど仮想ノズル径 d_n が小さくなり、円柱の直径 ϕ_B および設置位置 x_B を固定した際には、障害物が噴流に対して相対的に大きくなる。このために、円柱後流のよみ域において可燃混合気をより上流から形成することがわかる。また、この位置は同噴射条件の自由噴流に比べ上流となり、希薄化が速やかに進行している。 $p_j = 5\text{ MPa}$ では、 $x_{tip} = 15\text{ mm}$ となる時 ($t = 1.3\text{ ms}$) の噴流先端付近より可燃混合気が拡大するために、 $x_{tip} = 10\text{ mm}$ ($t = 0.5\text{ ms}$) で先端点火した際、点火により生じた高温領域が混合するとともに下流へと移動し、可燃混合気が形成される位置において火炎核を形成し燃焼を開始すると考えられる。 $p_j = 8\text{ MPa}$ も同様の状況であり、実験結果と同じく、点火してから火炎が拡大し始めるまでにわずかに時間が遅れる[7]一因と推測される。一方、 $p_j = 10\text{ MPa}$ の時に、 $x_{tip} = 10\text{ mm}$ の時に先端点火できないのは、 p_j が大きいほど可燃領域が広がる位置が下流に移動するうえ後流において乱れが強く残り、点火により生じた高温領域が下流へと移動する際に、可燃混合気を形成する前に乱れにより散逸するためと考えられる。また、 p_j が大きいほど $x_{tip} = 20\text{ mm}$ における先端点火の方が、安定な燃焼となることが実験でも確認されており、これは図 10 に示されるように、可燃混合気がこの付近から拡大し始めるためと考えられる。

さらに、図 10 に基づいて流動の影響について検討する。

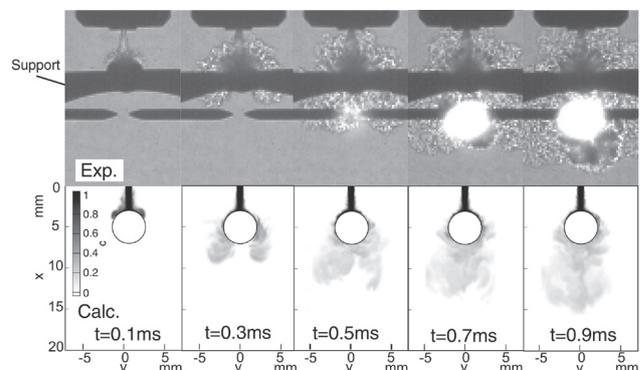


Fig.9 Comparison of jet shape and development between LES and experiment (Shadowgraph) [6] Methane jet, $p_j = 8\text{ MPa}$, $p_a = 1\text{MPa}$, $d_0 = 0.40\text{mm}$

実験では $p_j = 5\text{ MPa}$ (Case VI) の $x_{tip} = 15\text{ mm}$ ($t = 1.3\text{ ms}$) で着火・燃焼が確認できた。この時の、可燃混合気内の $|\bar{u}|$ および $|\bar{S}|$ を、図 6 に示した実験で燃焼を確認できた $p_j = 1.2\text{ MPa}$ (Case I) の $x_{tip} = 15\text{ mm}$ ($t = 1.0\text{ ms}$)、および燃焼を確認できなかった $p_j = 1.5\text{ MPa}$ (Case II) の $x_{tip} = 15\text{ mm}$ ($t = 0.6\text{ ms}$) の可燃混合気内の $|\bar{u}|$ および $|\bar{S}|$ と比較する。これより Case VI の先端可燃混合気内の $|\bar{u}|$ は Case II とほぼ同程度である。一方で、Case VI の可燃領域内の $|\bar{S}|$ は、Case I よりも小さい。この傾向は、実験で燃焼が確認できた $p_j = 8\text{ MPa}$ の $x_{tip} = 20\text{ mm}$ ($t = 2.5\text{ ms}$) における先端可燃混合気内でも見られる。したがって、高圧噴射での円柱衝突噴流で着火・燃焼の可能性が高くなるのは、局所の流速の大きさの影響よりは、可燃混合気内におけるせん断の影響が小さくなるとともに、混合が抑制された可燃混合気が滞留し、その分布が広がるためと考えられる。

このような混合気の分布について詳細に見るために、(a) $p_j = 5\text{ MPa}$ 、(b) $p_j = 8\text{ MPa}$ および (c) $p_j = 10\text{ MPa}$ について $x_{tip} = 25\text{ mm}$ となる $t = 2.5\text{ ms}$ における噴流中心軸上断面における局所当量比 ϕ の y 方向分布を算出する。図 11 はその結果であり、上流において円柱障害物に衝突した後は、

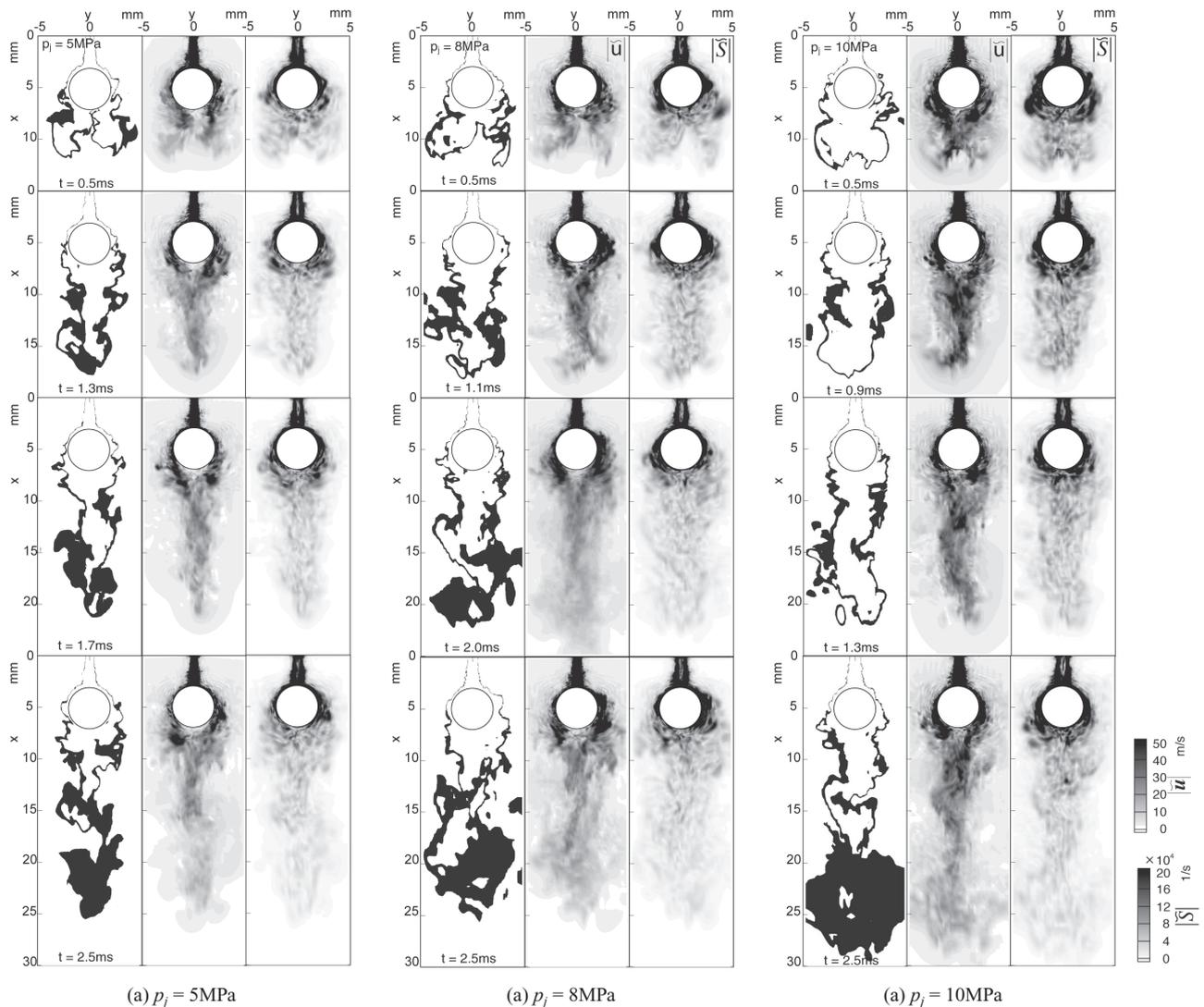


Fig.10 Instantaneous flammable region, velocity $|\bar{u}|$ and strain rate $|\bar{S}|$ in jet impinging on circular obstacle for different p_j ($p_a = 1\text{MPa}$, $d_o = 0.40\text{mm}$)

混合気が y 方向に拡がる様子がわかる。また、 p_j が大きいほど単位時間あたりの燃料流量が多く、円柱衝突後の混合気分布が y 方向に幅広く分布する。下流ほど混合気の均一化が進行し、可燃混合気が形成される位置においてほぼ均一になる。また、より下流まで可燃混合気が拡がる様子がわかる。これは自由噴流に比べ可燃領域においてせん断が小さくなっているためと考えられる。

以上、高圧噴射によりメタンを供給し、噴流中への火花点火制御を考える場合は、可燃混合気の拡大、可燃混合気領域でのせん断の抑制および可燃混合気が形成しはじめる位置での点火が重要であることを示した。また、噴流では、流速と混合気濃度が密接に関連しているために、メタンの噴射条件を考える上では、少なくとも流動を抑え、滞留させるなどして可燃混合気領域の拡大を図ることが有効であり、それによって火炎核を拡大でき、順次供給される燃料の燃焼を安定に行えると考えられる。

4. 結言

以上、ラージエディシミュレーション (LES) を用いて、雰囲気圧力を 1MPa とした条件におけるメタン非定常噴流内の点火を安定に行う可能性について、可燃混合気形成の観点から検討した。その結果、以下のことが明らかとなった。

1. メタン非定常噴流における可燃混合気は、 $x/d_o = 40 \sim 80$ (x : 噴流軸方向位置, d_o : ノズル径) に形成され、 $x/d_o = 80$ より下流での点火は希薄可燃限界をこえるために安定点火はできない。また、 $x/d_o < 40$ における噴流先端点火では熱散逸と乱れの影響のために、効果的な点火はできない。
2. 臨界圧以上の高圧噴射条件では、 d_o を仮想ノズル径 d_n に置き換えて上記の位置を概ね推定できる。したがって、臨界圧を超えると噴射圧力が大きいほど可燃領域はより下流に形成される。

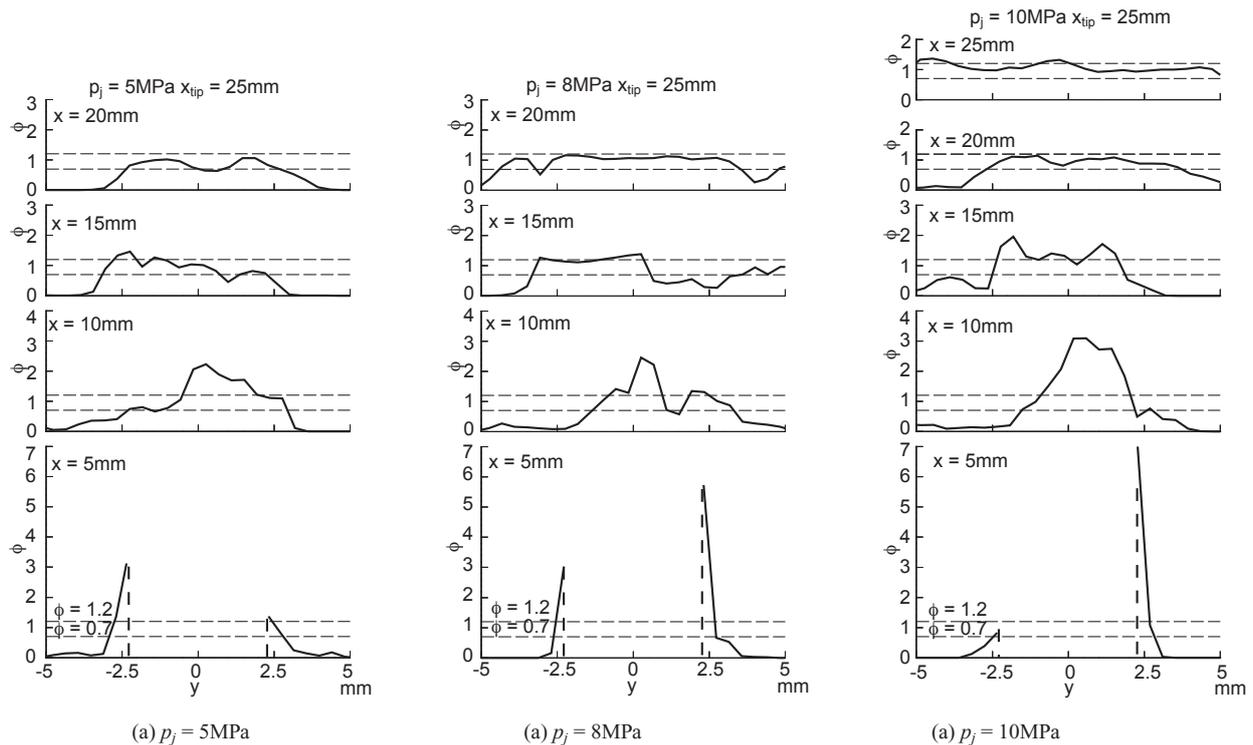


Fig.11 Instantaneous y-distributions of equivalence ratio ϕ at $t=2.5\text{ms}$ ($x_{tip} = 25\text{mm}$)

3. 噴射圧力が 1.5 MPa をこえると、可燃混合気の半径方向の拡がり小さくなるとともに、可燃領域内であっても、せん断の影響のために点火が困難となる。
4. 臨界圧を超える高圧で噴射した噴流を円柱障害物に衝突させると、円柱後流でせん断歪みが小さくなり、可燃混合気が広く分布することから、安定点火が可能となる。

以上の考察は、点火の可能性を主に可燃混合気形成の観点から示したものであり、可燃領域内における乱れの影響や点火エネルギー密度の影響については、今後の検討を要する。

References

1. Ishiyama, T., Shioji, M., Tanaka, H. and Okumura, K., *JSAE Trans.*, 33-4:39-44 (2002) (in Japanese).
2. Honjo, F., et al., *Proc. World NGV2002*, CD-ROM (2002).
3. Taniguchi, S., et al., *JSAE Trans.*, 36-6:31-37 (2005) (in Japanese).
4. Mohammadi, A., Shioji, M., Matsui, Y. and Kajiwara, R., *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 130,062801:1-7 (2008).
5. Kidoguchi, Y., et al., *JSAE Trans.*, 36-1:15-20 (2005) (in Japanese).
6. Kidoguchi, Y., et al., *JSME Trans. B*, 74-743:1655-1661 (2007) (in Japanese).
7. Shioji, M., Suganuma, H. and Sasaki, M., *JSAE Trans.*, 40-1:147-152 (2009) (in Japanese).
8. Birch, A. D., et al, *Comb. Sci. and Tech.*, 36:249-261(1984).
9. Kawanabe, H., Kawasaki, K., Seno, T., Kondo, C. and Shioji, M., *JSME Trans. B*, 72-721:2265-2270 (2006) (in Japanese).
10. Lilly, D.K., *NCAR manuscript*, No.123, (1966).
11. Kitagawa, T., *JSAE Trans.*, 37-1:7-12 (2006) (in Japanese).
12. Chen, C.J. and Rodi, W., *The Science and Application of Heat and Mass Transfer*, Pergamon Press, New York (1980).