高速非定常水素噴流における混合気形成過程の LES 解析*

近 藤 千 尋^{*1}, 川那辺 洋^{*1}, 塩 路 昌 宏^{*2}LES Analysis of Mixture Formation
in a High-Speed Unsteady Hydrogen-JetChihiro KONDO^{*3}, Hiroshi KAWANABE and Masahiro SHIOJI^{*3} Graduate School of Energy Science, Kyoto University,
Yoshida Honmachi, Sakyo-ku, Kyoto, 606-8501 Japan

Mixing process in a high-speed unsteady hydrogen jet is investigated by using large eddy simulation (LES) with the pseudo nozzle concept at inlet boundary. The results show that a jet shape of LES is similar to that of visualization image and the development of jet is well described in various injection conditions. Furthermore, the effects of injection condition such as injection pressure and nozzle diameter on mixture formation are investigated. As a result, low-injection pressure and small nozzle diameter promote mixing quickly, because the core region become small. And the effect of jet-fluid on mixing process is also investigated. As a result, the volume of entrainment is less and mixing inside jet is suppressed in case of hydrogen compared with methane in the same injection condition, because the density of hydrogen is much lower than the ambient air so the flow motion which promotes mixing inside jet quickly decreases when the air is entrained.

Key Words: Jet, Turbulent Mixing, Unsteady Flow, Hydrogen, Large Eddy Simulation

1. ま え が き

水素を内燃機関に用いる際には、熱効率および出力向上の観点から筒内に直接噴射する方式が望ましく、近年多く試みられてきている⁽¹⁾⁽²⁾。このような機関においては、すばやく燃料-空気の混合気を形成する必要があることから燃料を筒内に高圧で噴射する。臨界圧を超える高圧の噴射により形成する高速非定常噴流は、比較的低速の非定常噴流⁽³⁾に対して、噴流構造や混合気の形成状況が変化すると考えられる。とくに、水素噴流に火花点火して燃焼制御を図る際には、点火時刻・位置を最適化する必要上、点火位置付近の混合気の形成状況を把握しなければならない。したがって、このような直接噴射式機関における燃焼制御や有害物質低減には、高速非定常噴流における燃料-空気の混合過程を明らかにすることが重要である。

高速非定常噴流の発達および混合気形成過程に関し

ては、レーザシート法やシャドウグラフなど光学計測に基づき、エントレインの時間変化など巨視的な混合特性が明らかにされている⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾。しかし、噴流内部における微視的な混合気分布やその時間変化などを定量的に把握することは実験的手法のみでは困難であり、数値流体力学手法による解析をあわせて行うことが有効である。このため筆者らは現在までに $k-\varepsilon$ 乱流モデルとPDFモデルに基づいた数値計算を行い、噴流内部における濃度不均一な混合気の形成状況を明らかにするとともに噴流種の違いによる混合状況の変化を検討した⁽⁷⁾。しかし、噴流内では、せん断層に生じた渦によるエントレインや噴流内における乱流混合など非定常な現象が支配的であり、これら非定常な流動により形成される混合気分布や乱れの状況を把握する必要がある。

そこで、本研究では非定常流動の予測が可能なラージエディシミュレーション(LES)を用いることにより、高圧で噴射した際に形成される高速非定常噴流における流動を計算するとともに、混合気形成過程に及ぼす噴射圧力、噴孔径および噴流種の影響について検討し、

* 原稿受付 2008年9月4日。

^{*1} 正員, 京都大学エネルギー科学研究科(〒606-8501 京都市左京区吉田本町)。^{*2} 正員, フェロー, 京都大学エネルギー科学研究科。
E-mail: kondo@elan.energy.kyoto-u.ac.jp

Fig.1 Schematic diagram of pseudo nozzle concept

噴射開始からの同時刻や同じ噴流先端到達位置等における混合状況の違いについて明らかにする。

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って行われた定容容器を用いた実験⁽¹⁰⁾を模擬した条件により計算を行う。すなわち、雰囲気圧力 $p_a = 0.5\text{MPa}$ および温度 $T_a = 300\text{K}$ の空気中に、臨界圧以上の高圧で水素を噴射して形成される非定常噴流を計算対象とする。この場合、ノズル出口近傍には大きな圧力勾配が存在するために通常の非圧縮モデルでは解析が困難となる。そこで、仮想ノズルの考え方⁽¹¹⁾を用いて流入境界分布を与えることとする。すなわち、図1に示すように噴流流体がノズル出口直後に周囲流体と同じ圧力まで急速に断熱膨張し、その位置において雰囲気条件の音速と等しくなると考える。なお、ノズル内における燃料温度は噴射した燃料の仮想ノズル面における温度と等しいと仮定し⁽¹¹⁾、ここではいずれも雰囲気温度 300K とする。その時、見かけのノズル径 d_n は、噴射圧力を p_j 、ノズル径を d_0 として次式で与えられる⁽¹¹⁾。

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

ここで、 γ は比熱比、 C_d は流量係数で、ここでは $\gamma = 1.4, C_d = 0.86$ ⁽¹¹⁾ とした。解析はそれより下流を対象とし、これにより比較的計算機負荷の低い非圧縮解法で噴流の発達および混合気形成過程を模擬することができる⁽⁹⁾。さらに、今回対象とする水素およびメタンは比較的密度が小さく、周囲空気と混合すると速やかに流速が減衰し、ノズル出口のごく上流を除いて圧縮性の影響はほとんどないと考えられる。

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 f 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。

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

Fig.2 Schematic diagram of grid system

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j + \tau_{ij}^{SGS})}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{f}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{f} + J_i^{SGS})}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{J}_i \quad (4)$$

ただし、 $-$ は格子平均、 $\sim$ は密度加重平均である。なお、密度は質量分率の関数とした。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 τ_{ij}^{SGS} にはSmagorinskyモデルを用いて、その定数 C_s は 0.11 とする⁽¹⁾。また、質量分率の輸送式中のSGSスカラー流束 J_i^{SGS} 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⁽³⁾。計算格子は図2に示すように $123 \times 91 \times 91$ 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。なお、本格子よりも解像度を1.5倍細かくした場合においても、噴流発達の状況および噴流中心軸上における軸方向速度変動成分のパワースペクトル分布などはほとんど変化しないことを確認している。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、 $80\text{mm} \times 100\text{mm} \times 100\text{mm}$ 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_n 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、一様な質量分率分布 ($f = 1$) を与える。さらに、ノズル流の流速には正規分布(標準偏差 $0.05U_n$) 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 ($10^{-5}U_n$) 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

Fig.3 Comparison of jet shape and development between LES and experiment (Shadowgraph)⁽¹⁰⁾(Hydrogen jet, $p_j = 8\text{MPa}$, $p_a = 0.5\text{MPa}$, $d_0 = 0.80\text{mm}$, $t_i = 0.15\text{ms}$) Fig.4 Temporal change of jet development for different p_j

間に比例させて増加させ、 $t = t_i$ 以降は計算終了まで一定とする。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。なお、対象とした計算条件を表1にまとめて示す。ここでは、噴射圧力 $p_j = 8\text{MPa}$ 、ノズル径 $d_0 = 0.80\text{mm}$ の水素噴流を標準条件(Case II)として、 p_j を変化させた場合をCase I, Case III, d_0 を変化させた場合をCase IV, また、噴流種をメタンとした場合をCase Vとする。

3. 計算結果および考察

3・1 噴流の発達および混合過程 以上の手法を用いて高速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。図3は標準としたCase IIの結果であり、噴射後の時刻 $t = 0.15 \sim 0.75\text{ms}$ における噴流中心軸を含む $x-y$ 断面上における水素体積分率 c の分布を、ほぼ同条件の水素噴流に突き合わせ電極で点火する実

Table 1 Calculation conditions

Case	I	II	III	IV	V
Fuel	H_2				CH_4
Injection pressure p_j [MPa]	10	8	5	8	8
Ambient pressure p_a [MPa]	0.5				
Nozzle Diameter d_0 [mm]	0.80			0.56	0.80
Pseudo Nozzle Diameter d_p [mm]	2.52	2.26	1.78	1.60	2.26
Velocity at Pseudo nozzle [m/s]	1320				451.1
Reynolds Number with d_n	$1.61 \cdot 10^5$	$1.44 \cdot 10^5$	$1.14 \cdot 10^5$	$1.02 \cdot 10^5$	$3.13 \cdot 10^5$

Fig.5 Temporal change of PDF

験で得られたシャドウグラフ可視化画像⁽¹⁰⁾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左右非対称に変形し発達する様子や、噴流先端の到達位置など計算結果は実験結果をおよそ再現できている。図4に噴射圧力を $p_j = 5\text{MPa} \sim 10\text{MPa}$ およびノズル径を $d_0 = 0.56\text{mm}$ と変化させた際の先端到達距離 x_{tip} の時間変化を実験結果と併せて示す。ただし、実験結果は3回の平均値であり、各実験における x_{tip} の値は平均値から5%以内に収まっていた。計算結果では噴射初期において x_{tip} の増加は遅れ、 $t > 0.4\text{ms}$ 以降では x_{tip} は幾分大きくなるが、 p_j および d_0 を変更した際にも、噴射初期における x_{tip} はいずれの条件においてもほぼ同様となり、噴射後半においても p_j および d_0 による変化がよく再現されている。これより、本モデルが高速非定常噴流の発達過程をおよそ合理的に記述できていると考えられる。

つぎに、噴流内部の混合状況を検討するために、標準とした図3の条件について、全計算領域における c

Fig.6 Instantaneous scalar dissipation rate $\bar{\chi}$

Fig.7 Instantaneous strain rate $\tilde{S}_z$

のPDFを算出した．図5はその結果であり，噴射開始からの時刻が $t = 0.15\text{ms} \sim 0.75\text{ms}$ について示す．これによると，噴射初期において過濃な位置に生じる極大は時間の経過とともに希薄側へと移動し，噴流内の均一化の進行とともに噴流内平均濃度 c_{ave} に近づいていく．このような混合過程における微視的な均一化の様子を明らかにするために，式(5)に示すような格子平均スカラー散逸率 $\bar{\chi}$ を算出し，その分布を調べた．

$$\bar{\chi} = \left(\frac{v}{Sc} + \frac{v_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} \quad (5)$$

ここで， $\sim$ は格子Favre平均， $-$ は格子平均を表し， f は質量分率， v は分子動粘性係数， v_t は乱流動粘性係数および Sc_t は乱流シュミット数である．ただし， $Sc_t = 1$ とする．図6に $t = 0.30\text{ms}$ および 0.60ms について噴流中心軸を含む x - y 断面上の $\bar{\chi}$ の分布を示す．なお，図中の黒く示した部分は，図5のPDFにおける極大付近の混合気が分布する位置を表している．これによると，両時刻ともに $\bar{\chi}$ の絶対値が大きな位置の外側にPDFの極大となる混合気が多く存在することがわかる． $t = 0.30\text{ms}$ においては，ノズルすぐ下流以外にも先端に生じた環状渦の上流において大きな値が分布し，このような領域で活発に混合が進行していると考えられる．一方，先端の大規模渦の内部では $\bar{\chi}$ は比較的小さく均一化の速度は上流に比べ小さいことがわかる．

このような $\bar{\chi}$ の極大は局所速度せん断により生じた流動により誘起され，均一化が促進されることが考えられる．そこでこのような混合を促進する流動について検討するために，式(6)で示す噴流中心軸を含む x - y 断面上の歪み速度 $\tilde{S}_z$ 分布を格子平均速度から算出した．

$$\tilde{S}_z = \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \quad (6)$$

図7はその結果であり， $t = 0.30\text{ms}$ では先端渦領域や先端渦上流で噴流境界が大きく湾曲する領域で $\tilde{S}_z$ の絶対値が比較的大きな値となる．なお，図中の白で示した部分は図6中の黒で示した部分と対応し，図5のPDFの極大付近の混合気が分布する位置を表す． $t = 0.60\text{ms}$ で先端渦は非対称に崩れ，その上流では噴流角がほぼ一定となるいわゆる相似則にしたがって発達する領域が形成され，下流にいくほど $\tilde{S}_z$ は小さくなる．また，図6と比較すると噴流上流においては両時刻ともに， $\tilde{S}_z$ の絶対値が大きな部分の近傍に $\bar{\chi}$ の高い部分が存在し，せん断により生じた流動により微視的な均一化が進行すると考えられる．

3・2 噴射条件の影響 まず，噴孔径を一定として噴射圧力 p_j を 5 MPa, 8 MPa および 10 MPa と変化させ，噴射圧力の影響を調べる．図8は噴流内部にエントレインされた空气体積 V_a の時間変化であり，投入燃料体積 V_f に対する比 V_a/V_f を示す．これより，噴射圧力の低い条件では，図4に示すように同時刻における噴流先端到達は短いものの，噴射初期から単位燃料量に対する空気導入が多くなることがわかる．これは，噴射圧力を高くすると単位時間あたりの投入燃料体積は増加するが，仮想ノズル面における流速が音速に制約され，せん断によって生じる渦流動は噴射圧力によらずほぼ同等となり，エントレイン空気量は燃料増加量に比べて増加しないためと考えられる．

つぎに，噴流内部における混合気分布について詳細に検討するために，いずれの噴射条件でも相似則にし

たがった発達領域が形成される $t = 0.60 \text{ ms}$ での c の PDF を算出した。図9はその結果であり、噴射圧力の低い条件ではPDFのピークが希薄側へと進むとともに噴流内平均濃度 c_{ave} に近づき、希薄化が進行していることがわかる。これは、ノズル出口における流速が音速で制約され初期速度勾配の大きさは p_j によらず同等となるものの、 p_j の低い条件ほど式(1)で算出される見かけのノズル径が小さくなり見かけのRe数も小さくなって、乱れがより上流から速やかに噴流内部に到達するためと考えられる。

さらに、ノズル径 d_0 の影響を調べるために、 p_j を一定として $d_0 = 0.56 \text{ mm}$ について c の PDF を図10に示す。なお、この条件は標準条件とした $d_0 = 0.80 \text{ mm}$ に対してノズル断面積を1/2としたことに相当する。これより、ノズル径を小さくした場合、運動量が減少して、先端到達距離は短くなるものの、同時刻ではPDFのピーク位置は希薄側に進むとともに c_{ave} に近づき、噴流内部の混合が進行することがわかる。これは、先に示した噴射圧力の条件変化とほぼ同様に、ノズル径が小さいほど見かけのノズル径も小さくなり、速度せん断の効果が相対的に大きくなって、せん断により生じた乱れがより上流から噴流内部に到達するためと考えられる。

以上、噴射条件の影響を同時刻における結果に基づいて考察した。しかし、一般に火花点火機関を想定すると同時刻のみならず、同じ到達位置等での混合状況を把握する必要がある。そこで、出口流速 U_n ならび

に見かけのノズル径 d_n をそれぞれ代表流速、代表長さとして無次元化し、時刻 tU_n/d_n で結果を整理する。図11はその結果であり、図中に示す○は各々の条件での $t = 0.60 \text{ ms}$ における位置を示す。式(1)によると、 p_j が高いほど、またノズル径が大きいほど、 d_n が大きくなり、噴射の立ち上がりに要する無次元時間 (tU_n/d_n) が短く、噴流の初期の発達はやや速い。しかし、○で示す t が等しくなる時刻で比較すれば、噴流が相似的に発達することを考えると、 p_j が低いほど、また d_0 が小さいほど、無次元先端到達距離 (x_{ip}/d_n) が大きくなるので混合が進行して下流に希薄な領域が広がるといえる。このことから、 x_{ip} が等しい位置で比較すると、ノズル径が小さいほど、または p_j が小さいほど x_{ip}/d_n が大きくなり、より混合が進行すると推定できる。

3・3 噴流種の影響 ここでは、噴流流体をメタンに変更して計算を行い、噴流流体の密度が混合気形成に及ぼす影響について検討する。メタンは水素に比べて密度が高く、エンタレイジー量が増加し、乱流混合状況が変化すると考えられる。

図12は水素 (Case II) およびメタン (Case V) 噴流の先端到達距離の時間変化であり、いずれも $p_j = 8 \text{ MPa}$, $p_a = 0.5 \text{ MPa}$ および $d_0 = 0.80 \text{ mm}$ とし、空気中に噴射した際の結果を示す。これより、密度が水素に比べて大きなメタン噴流では噴射初期において水素噴流とほぼ同様の発達を示すが、水素の方が x_{ip} が大きくなる。これは $t = 0.40 \text{ ms}$ 以降では後述するように水素では噴

Fig.8 Temporal change of V_a/V_f for different p_j

Fig.10 Effect of d_0 on PDF of c

Fig.9 Effect of p_j on PDF of c

Fig.11 Temporal change of nondimensional penetration at different condition

Fig.12 Temporal change of jet development for H₂ and CH₄ jet

Fig.13 Temporal change of V_a/V_f for H₂ and CH₄ jet

流先端の環状渦構造がより下流まで形状をとどめ、相似則にしたがって発達する領域に移行するのが遅れるためと考えられる。

つぎに、巨視的な混合特性を検討するために投入燃料体積 V_f に対する空気導入体積 V_a の比 V_a/V_f の時間変化を算出した。図13はその結果であり、噴流密度の小さな水素ではメタンに比べ、単位燃料体積あたりの導入空気体積は少ないことがわかる。これは臨界圧よりもはるかに低い噴射圧力で形成する低速非定常噴流についても認められた傾向⁽¹²⁾と同様である。さらに、噴流内混合気分布を詳細に調べるために、全計算領域における濃度のPDFを算出した。図14は、時刻 $t = 0.60$ ms における結果であり、図中に噴流内における燃料体積分率の平均値 c_{ave} を示す。これより、メタン噴流では混合気のピークが速やかに希薄側へと進むとともに、水素に比べ平均値に近いことがわかる。

さらに、これら噴流種の違いが混合気形成に及ぼす影響について検討するために、スカラー散逸率 $\bar{\chi}$ ならびに歪み速度 $\tilde{S}_z$ 分布をPDF 極大付近の混合気分布と併せて算出した。図15(a),(b)はメタン噴流についての結果で

Fig.14 Effect of jet fluid density on PDF of c

(a) Instantaneous scalar dissipation rate $\bar{\chi}$

(b) Instantaneous strain rate $\tilde{S}_z$

Fig.15 Distribution of local instantaneous properties in a CH₄ jet

あり、図6および7に示した水素噴流の結果と同時刻について示す。(a)より、メタン噴流においても水素と同様、 $\bar{\chi}$ の比較的大きな部分の外側にはPDFが極大となる混合気が存在する。しかし、 $\bar{\chi}$ の値は水素噴流に比べ大きく、より下流まで大きな値をもつ領域が広がる。また、時刻 $t = 0.30$ ms において、先端渦の拡がり水素の場合に比べて小さく、 $\bar{\chi}$ は大きい。このために水素に比べ先端付近も含め速やかに混合が進むと考えられる。(b)に示す $\bar{u}_x$ 分布によると、水素に比べて噴流先端まで比較的大きなせん断が作用しており、この流動が $\bar{\chi}$ を大きくするとともに先端渦の崩壊を早めていると考えられる。このように、メタンではより下流まで歪み速度が大きく持続する。これに対し、水素噴流は周囲空気をエントレインすると速やかに減速するため、歪み速度は小さくなる。その結果、水素ではメタンに比べ、乱れが速やかに減衰し、噴流内に取り込む空気体積が少なくなり、希薄化が遅れると考えられる。

4. まとめ

以上、ラージエディシミュレーション (LES)を用いて、臨界圧以上の高圧で噴射し形成する高速非定常水素噴流の流動および混合過程を計算し、各種噴射条件による混合気形成過程について検討した。その結果、以下のことが明らかとなった。

- (1) LESに仮想ノズルの考えを用いることにより、水素およびメタンを等しい温度の空气中へ、臨界圧より高い圧力で噴射した高速非定常噴流の発達・混合過程を合理的に記述できる。
- (2) 噴流境界では、歪み速度が高くなり、その結果、微視的な均一化が促進される。
- (3) 混合が活発に進行する領域の近傍では、噴流内における濃度PDF分布が極大となる濃度の混合気が多く分布する。
- (4) 臨界圧を超える高圧での噴射では、噴射圧力およびノズル径によらず、仮想ノズル面における流速が音速となり速度勾配が等しくなる。一方で、噴射圧力が低いほどあるいはノズル径が小さいほど、ノズル出口直下の仮想ノズル径が小さくなり、せん断により生じた乱れがより上流から速やかに噴流内部に到達するために、混合気は希薄化する。
- (5) 水素噴流では、噴流境界にて乱れが速やかに減衰し、噴流内に取り込む空気体積が少なくなり、希薄化が遅れる。

最後に、本研究にあたり、実験データの提供に御協力くださった本学学生、加藤享氏、菅沼寛之氏に感謝いた

します。

文 献

- (1) Ishiyama, T., Shioji, M., Tanaka, H. and Okumura, K., Improvement of Performance and Exhaust Emissions in a Direct-Injection Natural-Gas Engine with Glow-Plug Ignition, *Transaction of the Japan Society of Automotive Engineers*, Vol.33, No.4(2002), pp.39-44.
- (2) Shioji, M., Ishikura, W., Mohammadi, A., Nakai, Y. and Taho, E., Performance and Combustion Characteristics of a Direct Injection SI Hydrogen Engine, *Transaction of the Japan Society of Automotive Engineers*, Vol.38, No.1(2007), pp.109-114.
- (3) Kawanabe, H., Kawasaki, K., Seno, T., Kondo, C. and Shioji, M., LES Analysis of Flow and Turbulence Mixing in an Unsteady Jet, *Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.72, No.721, (2006), pp.2265-2270.
- (4) Shioji, M., Nakamura, K., Miyajima, K. and Ikegami, M., Study of High-Pressure Unsteady Gas-Fuel Jets, *Proc. of 13th Internal Combustion Engine Symposium* (1996-7), pp.19-24.
- (5) Shioji, M., Nakamura, K., Ishiyama, T. and Ikegami, M., Study of Injection and Jet-Development of High-Pressure Gaseous Fuels, *Proc. of 14th Internal Combustion Engine Symposium* (1997-8), pp.169-174.
- (6) Kosaka, H., Kawanabe, H., Naito, Y., Ishiyama, T. and Shioji, M., PIV Measurement of Entraining Flow in an Unsteady Jet, *Proc. of the Annual Meeting of the Japan Society of Mechanical Engineers*, No.04-1, Vol.3, (2004), pp.163-164.
- (7) Yanagisawa, M., et al., A Study on the Development Characteristics of an Unsteady High-Speed Gaseous Jet with Instantaneous Schlieren Photographs, *Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.73-732, B(2007), pp.1613-1619.
- (8) Ohira, T., Nakagawa, K., Yamane, K., Kawanabe, H., and Shioji, M., Feasibility study of emission control of hydrogen fueled S.I. engine, *Proc. of the Annual Meeting of I Mech E*, Internal Combustion Engines: Performance, Fuel Economy and Emissions, (2007), pp.199-209.
- (9) Kawanabe, H., Naito, Y. and Ishiyama, T., Numerical Analysis of Mixing Process of High-speed Unsteady Jets Using PDF-CFD Model, SAE paper 2006-01-1193, SAE World Congress, (2006).
- (10) Shioji, M., Matsui, Y., Kajiwara, R. and Mohammadi, A., Study on the Characteristics of Ignition and Combustion in Hydrogen and Natural-Gas Unsteady Jets, *Transaction of the Japan Society of Automotive Engineers*, Vol.37, No.1(2006), pp.13-18.
- (11) Birch, A.D., et al., The Structure and Concentration Decay of High Pressure Jets of Natural Gas, *Comb. Science and Tech.*, Vol. 36(1984), pp.249-261.
- (12) Kondo, C., Kawanabe, H., Kosaka, H. and Shioji, M., LES Analysis of Gas Flow and Mixing Process in an Unsteady Jet, HT2007-32791, *Proc. of the ASME- JSME Thermal Engineering and Summer Heat Transfer Conference (HT2007)*, (2007), CD-ROM.