

課題番号 12NA-06

## スクラムジェットエンジンにおける超音速乱流燃焼の数値シミュレーション

滝田謙一（東北大学）

### 概要

本研究は、次世代宇宙輸送システムあるいは大陸間極超音速輸送機に搭載されるスクラムジェットエンジン内の燃焼流を解析する数値シミュレーション技術の確立を目的としている。超音速燃焼場は衝撃波や大規模乱流構造などが存在し、かつエチレンに代表される炭化水素系燃料の詳細反応機構を導入する必要があるなど極めて大規模な計算プログラムが必要となる。本年度は、LES を用いた擬似衝撃波の挙動の解明、NO, NO<sub>2</sub> を加えた水素反応の解析、LES 法の反応流（燃焼流）への拡張を行った。

### 1. 研究の目的と意義

本研究の目的は、次世代宇宙輸送システムあるいは大陸間極超音速輸送（旅客）機に搭載されるエンジンとして有望視されているスクラムジェットエンジンの開発に必要な数値シミュレーション技術を確立することである。スクラムジェットエンジンの開発が成功し、それを搭載した宇宙往還機が実現すればロケットに比べてはるかに高い輸送効率で大量のペイロードを宇宙空間に運ぶことができるようになり、さらに極超音速旅客機の実現は大陸間の航空機による移動時間を大幅に短縮することになる。スクラムジェットエンジン開発における最重要な技術課題は、超音速流中で如何に迅速に燃料の混合、着火、燃焼の完了を達成する技術を獲得することである。そのような技術を実現するために、縦渦を利用した混合促進やプラズマを重畳させて反応を促進する手法等の開発に関する実験的研究が超音速燃焼器を用いて行われている。それら実験的研究は大きな設備を利用する大がかりなものと成らざるを得ず、実験回数、取得データ数は限られたものにならざるを得ない。少ない実験データの解釈および、広い飛行マッハ数でのエンジン性能予測のためには数値シミュレーションによる補完が不可欠となる。エンジン内の超音速流は強い乱流場であり、さらに非線形現象の代表である衝撃波が入り乱れる極めて複雑な流れ場であり、流体現象のシミュレーションだけでも高精度な計算スキーム、および長時間の計算時間を必要とする。さらにその中で

火・燃焼現象を解析するには多数の化学種の素反応機構、個々の化学種の輸送過程等を考慮する必要があり極めて大規模な計算プログラムが必要となる。特に本年度は、飛行マッハ数が大きくなり主流全温が高くなると無視できなくなる窒素の反応も加味し、NO, NO<sub>2</sub> の反応を加えた解析を行う。また、乱流、衝撃波、境界層が干渉する複雑な流動現象であるスクラムジェットエンジンに特有の擬似衝撃波に焦点をあて、LES による解析を行う。さらに、LES コードの反応流への拡張の行っている。

### 2. 当拠点公募型共同研究として実施した意義

(1) 東北大学

(2) 共同研究分野

超大規模数値計算系応用分野

(3) 当公募型共同研究ならではの事項など

東北大学サイバーサイエンスセンターとの共同研究を行うことにより、計算機科学の視点からコードの高速化、最適化が達成される点が大きな利点である。研究代表者のような航空宇宙工学あるいは燃焼工学の専門家のみでの研究体制では、コードの最適化を実施するのは困難である。

### 3. 研究成果の詳細と当初計画の達成状況

(1) 研究成果の詳細について

(1-1) 窒素反応物の反応機構を加えた解析

スクラムジェットエンジン燃焼器内の超音速流中で燃料のプラズマジェット (PJ) トーチによる着火の計算を行った。

熱プラズマである PJ は、様々な活性化学種を燃焼場に供給できるとともに、高温熱源としての効果も期待できる。活性化学種が燃焼を促進することは一般に知られているが、その着火促進効果は選定する作動ガス、燃料により大きく異なる。これまでに、様々な化学種の作動ガス、燃料を用いた研究が行われてきた。燃料には、燃焼速度、発熱量などの観点から  $H_2$  が第一候補として考えられており、本研究でも  $H_2$  燃料を研究対象としている。一方 PJ 作動ガスは、過去の研究において  $O_2$  PJ が極めて高い着火促進効果を示している。しかし、 $O_2$  PJ は酸化反応により電極を著しく焼損する。

これまで著者らは  $O_2$  に代わる作動ガスとして  $N_2$  に着目して研究を行ってきた。 $O_2$  PJ とは異なり  $N_2$  PJ では、電極の焼損が生じ難いため PJ の安定な作動が可能である。この  $N_2$  PJ による着火促進メカニズムの解明は、過去に実験により試みられている。しかしながら、PJ が極めて高温であるため、実験で得られるデータは限られ、詳細な着火・燃焼過程を明らかにするのは難しい。一方、CHEMIKIN パッケージの SENKIN モデルを用いた 0 次元解析も行われ、N ラジカルや  $NO_x$  による着火促進効果の可能性が指摘されている。これらの結果から、0 次元解析のみではなく 3 次元での計算を行い、 $N_2$  PJ の効果を調べることが必要であると言える。

そこで本年度は、種々の物理量の情報を、空間的に知ることのできる CFD を用いて 3 次元解析を行うことを試みる。矩形管を想定した研究では、過去に渡部により  $H_2$  を燃料に用いた PJ 着火の計算が行われたが、N の反応は組み込んでおらず、 $O_2$  PJ による着火の解析のみが行われている。本年度は、 $H_2$  の  $N_2$  PJ による着火を数値的に解析し、 $N_2$  PJ の着火促進メカニズムの解明に取り組んだ。

○ 数値計算手法

本計算では三次元圧縮性 Reynolds 平均 Navier-Stokes 方程式に乱流エネルギー及びその散逸率の輸送方程式、化学種保存式を加えた支配方程式を解く。空間座標は一般曲線座標であり、対流項の評価には、AUSM 系スキームの SHUS 法を MUSCL 内挿により 3 次精度化したものを用いた。粘性項の評価には 2 次精度中心差分を用い、乱流モデルには  $k-\omega$  SST 2 方程式モデルを用いた。乱流プラントル数 0.90, 乱流シュミット数 0.50 を仮定した。化学反応モデルは N 系の反応を含む、Jachimowski の 13 化学種 32 素反応モデルを用いた。時間積分として対流項のみ Matrix-Free LU-SGS 陰解法を用い、粘性項、生成項はオイラー陽解法を用いた。

○ 数値計算条件

<計算領域及び計算格子>

超音速空気流中に壁面から垂直に  $H_2$  燃料および PJ を噴射する流れ場を計算対象とし、計算領域は Fig. 1-1 に示す長さ 170 mm, 高さ 30 mm, 幅 30 mm の流路である。PJ トーチは下壁面中心軸上の計算領域入口から下流 70 mm の位置に、燃料噴射孔は PJ トーチ上流 24 mm の位置に設けた。計算格子は構造格子であり、 $x, y, z$  方向にそれぞれ  $182 \times 63 \times 83$  点に設定した。格子点間隔は壁面および噴射孔近傍で細かくしている。

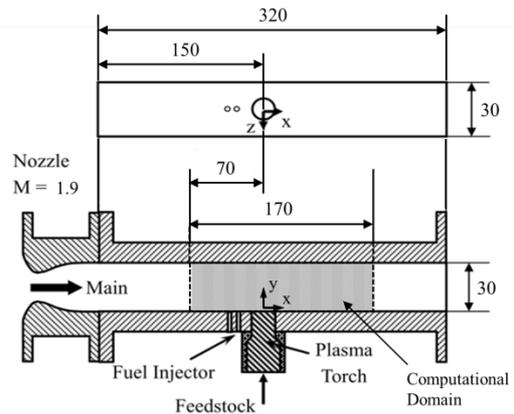


Fig. 1-1 Schematic of test section and computational domain

<境界条件>

主流空気の流入条件は、過去の実験に合わせてマッハ数 1.9, 総圧 0.1 MPa, 総温 290 K, 流入境界層厚さ 2 mm とした。出口境界は自由流出条件を仮定した。また、壁面に関しては、すべりなし、断熱壁を仮定し計算を行った。

＜燃料および PJ 噴射条件＞

燃料は H<sub>2</sub> で、直径 1 mm の噴射孔から主流に対して垂直に音速噴射する。総温は 290 K, 全体当量比は 0.042 と設定した。

プラズマ内部ではラジカル・イオン・電子など様々な化学種が、複雑な過程を経て生成される。しかしながら、PJ のようにアーク放電を用いて生成させる場合、頻繁な粒子間の衝突によりプラズマは熱平衡・化学平衡に近い状態であると考えられる。そこで、本研究では、PJ 噴射条件に一樣・熱化学平衡条件を仮定して条件設定を行った。作動ガスには N<sub>2</sub> を使い、投入電力を 2.1 kW, 1.7 kW の 2 条件、体積流量は 15 L/min (at 15°C) に設定した。PJ ガスは、一樣な熱化学平衡状態で直径 1.5 mm の噴射孔から音速噴射される。

○ 数値計算結果

＜実験値との比較＞

実験値との比較は燃料を噴射せず、PJ のみを超音速流中に噴射した場合で行った。Fig. 1-2 に数値計算・実験それぞれの上壁面中心軸上の壁圧分布を示す。壁圧分布はそれぞれ大気圧で無次元化されている。また、実験値との比較は 1.7 kW, 2.1 kW 共に行ったが、ここでは 2.1 kW の場合の結果のみを示す。

計算結果と実験結果の両者を比較すると、壁圧値のピーク、衝撃波位置など計算結果は実験結果と概ね一致していることがわかる。しかしながら、圧力分布の立ち上がり位置が計算では若干早くなってしまっている。この一つの要因として、流入条件でのマッハ数の見積もりが影響していると考えられる。そのため、今後より正確な計算を行うため、ノズル部からの計算を行うことが必要であると考えられる。

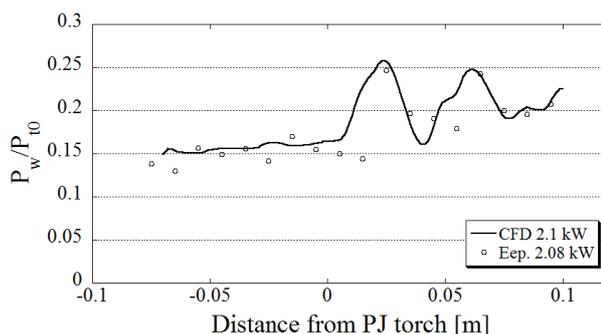


Fig. 1-2 Non-dimensional upper wall pressure (w/PJ, w/o fuel)

＜流れ場の様子＞

Fig. 1-3 に H<sub>2</sub> 燃料, N<sub>2</sub> PJ 2.1 kW で作動させた場合のマッハ数分布を示す。それぞれの噴射ガスは不足膨張状態で噴射され、高いマッハ数域を有する樽状衝撃波を形成している。直後に噴流は主流により大きく下流側に傾けられる。また、燃料噴射, PJ 噴射により、それぞれ弓型衝撃波を形成している。これらは実験と定性的に一致している結果となった。

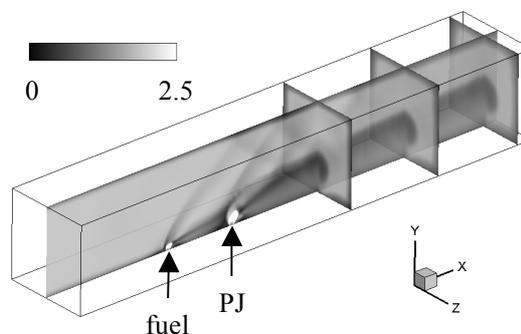


Fig. 1-3 Mach number distribution

＜窒素反応機構の有無による比較＞

本計算と、上記の Jachimowski の反応モデルから窒素の反応機構を除いた 9 化学種 19 素反応モデルを用いた計算で得られた燃焼生成物である H<sub>2</sub>O の質量分率分布を Fig. 1-4 に示す。上側が窒素の反応機構を含まない場合、下側が窒素の反応機構を含む場合である。窒素の反応機構を含まない場合には、PJ はより高温で噴出するにも関わらず、H<sub>2</sub>O 質量分率は低く、窒素反応機構の追加によっ

て、燃焼反応が促進されていることが分かる。

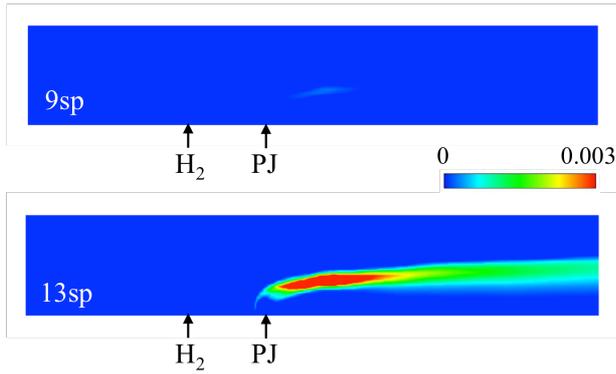


Fig. 1-4 H<sub>2</sub>O mass fraction distributions for w/o (upper) and w/ (lower) N-reactions

### <N<sub>2</sub> PJ の着火促進メカニズム>

N<sub>2</sub> PJ の着火促進過程としては、(1) N ラジカルによる着火促進、(2) NO<sub>x</sub> による着火促進、の 2 つが主であると考えられている。本節ではこれら 2 つの着火促進効果について考察する。

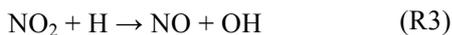
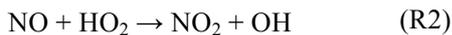
#### ・N ラジカルによる着火促進

計算結果より、噴射された PJ の初期組成に含まれる N ラジカルが、下流に進むにつれてどのように消費されるかを Fig. 1-5 に示す。各反応の消費量は、N<sub>2</sub> PJ に含まれる N ラジカル供給量で規格化されている。噴射直後、N ラジカルの 70% 以上は、次の R1 反応により、燃焼を直接的に促進する O ラジカルに変換されており、N ラジカルの反応過程では反応(R1)が支配的である。



#### ・NO<sub>x</sub> による着火促進

H<sub>2</sub> 燃料における NO<sub>x</sub> の着火促進メカニズムは一般的に以下の素反応式で表される。



これは上式のように、NO、NO<sub>2</sub> が添加されることで、不活性な HO<sub>2</sub> が活性化学種である OH へ変換されるメカニズムである。本計算においても、反応(R2)、(R3)どちらの反応も正の方向、つまり OH を生成する傾向があることが確認された。しかし、この機構による OH 生成のオーダーは極めて小さ

く、N ラジカルの影響と比較して流れ場に影響を及ぼすレベルとは考えにくい。この要因は、今回模擬した実験条件の低圧環境によるものと考えられる。Fig. 1-6 に NO、NO<sub>2</sub> を 0.1% 添加した場合の着火遅れ時間の圧力依存性を示す。これらは SENKIN を用いて行った 0 次元解析の結果である。これより、大気圧付近では NO による着火促進効果が見られる一方、計算対象領域にあたる約 0.2 atm においての NO による着火促進効果はほぼ確認されないことが分かる。また、NO<sub>2</sub> に関しては、1 atm 以下での着火促進効果は見られなかった。

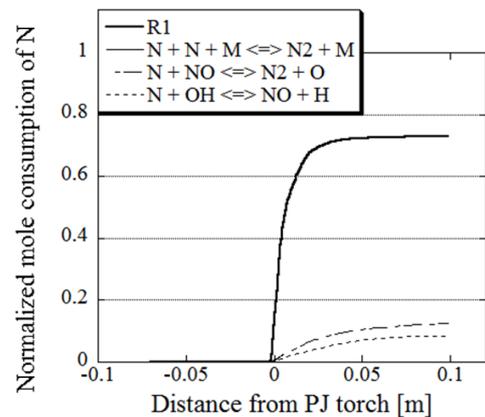


Fig. 1-5 Normalized mole consumption of N radicals

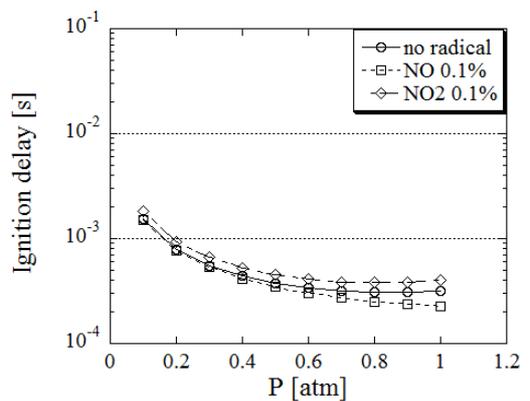


Fig. 1-6 Effect of pressure fluctuation to Ignition delay time with adding NO and NO<sub>2</sub>

### ○ まとめ

超音速流中での N<sub>2</sub> PJ による着火の数値解析を行い以下の知見を得た。

- ・ 計算結果は実験値と大まかな一致を示した。しかし、壁圧立ち上がり位置に課題があり、

今後計算部の拡大等が必要であると考えられる。

- ・ 流れ場の様子は実験と定性的な一致を示した。
- ・ N ラジカルは PJ 噴射直後に O ラジカルに変換され、反応を活性化する。
- ・ NO, NO<sub>2</sub> による着火促進効果は極めて小さく、その原因は低圧環境にあると考えられる。

(1-2) LES 法による擬似衝撃波の挙動の解明

幅広いマッハ数域で高い性能を獲得するため、単一のエンジンで亜音速燃焼と超音速燃焼を切り替えて作動するデュアルモードラムジェットエンジンがある。このエンジンでは、比較的低い飛行マッハ数においては、インレットと燃焼器をつなぐ分離部内に、燃焼による加熱で流れは熱的にチョークし擬似衝撃波(Pseudo-Shock-Wave : PSW)と呼ばれる衝撃波列が形成され、燃焼は亜音速で行われる。

PSW は燃焼圧の増加に伴い上流に遡り、インレットに到達するとエンジン不始動を引き起こす。分離部を十分長くするとエンジン不始動を抑制しやすくなる。その一方で、長い分離部はエンジン重量の増加や摩擦抗力増大をもたらすため好ましくない。分離部長さの増加なしにエンジン不始動を効率良く抑制するには、PSW の発生機構や構造について調べる必要がある。

そこで本年度は、流れ場の非定常な変動を調べることができる Large Eddy Simulation (LES) を用いて、PSW が存在する流れ場の数値解析を行った。本研究では、特に LES の結果を乱流変動量を含む実験結果と比較し、LES の計算精度を検証した。

○ 数値計算手法

<計算対象>

本計算では過去の実験を基に条件決定を行った。Fig. 2-1 は実験で用いた試験部の概略図を示す。両実験とも吸い込み式風洞を用いて大気中の空気を吸い込み、ラバールノズルを通してテストセクション内に超音速流れを作る。テストセクション出口部に設置したフロープラグによって背圧を制御

して擬似衝撃波を形成する。試験部は一辺  $H = 30$  mm の正方形断面流路であり、長さ  $L = 290$  mm である。計算領域は図中に点線で囲った試験分試験部全体である。計算格子は構造格子であり、格子点数は  $x, y, z$  方向にそれぞれ  $501 \times 167 \times 167$  点(総格子点数 13,970,000 点)である。格子間隔は壁面近傍で小さくしており、壁面最小格子間隔は  $6.0 \mu\text{m}$  である。

<初期条件と境界条件>

計算の流入条件は、実験に合わせ、マッハ数  $M_\infty = 2.5$ , 全圧  $p_{0\infty} = 100$  kPa (静圧  $p_\infty = 5.85$  kPa), 全温  $T_{0\infty} = 298$  K (静温  $T_\infty = 133$  K) とした。なお、この条件における単位レイノルズ数は  $Re_{\infty, \text{unit}} = 1.0 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$  となる。LES 計算では、境界層の変動も時間的に与え流入条件とする必要がある。本計算では Rescaling 法[9]により流入乱流境界層を模擬した。境界層厚さは PIV 計測結果をもとに  $\delta = 4.2$  mm とした。Rescaling に用いた領域は、境界層厚さの 20 倍の  $2.8H$  (Fig. 2-2 の破線領域) とした。なお本計算において、PSW 先頭位置がこの領域まで遡っていないことは確認している。背圧調節による擬似衝撃波の形成は流路出口近傍の壁面での静圧を設定背圧  $p_b$  で固定することにより模擬した。本研究では、背圧として  $p_b/p_\infty = 4.6$  を与えた。また、壁面境界条件として断熱・すべりなし条件を、出口流出条件として自由流出条件を与えた。

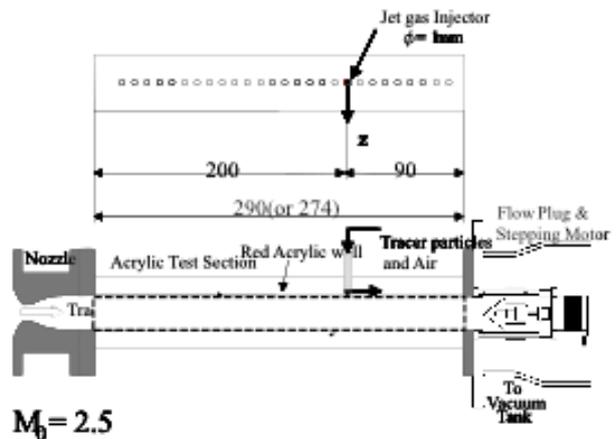


Fig. 2-1 Experimental setup

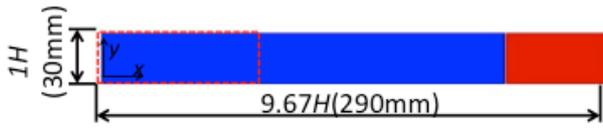


Fig.2-2 Computational domain

○ 結果と考察

＜平均速度場の比較＞

速度場の平均値および変動分布について、ChoiらのPIV実験結果と比較を行う。なお、統計量の算出には、LESではサンプリング周波数250kHzで取得した1800個のデータを用い、一方、PIV実験ではサンプリング周波数が15Hzで取得した100~200対のデータを用いている。Fig.2-3は $x/H=0.33$ 間隔の複数の $y-z$ 断面における平均主流方向速度分布の比較を示す。なお、この図ではLESと実験で背圧が異なるため、擬似衝撃波の位置も異なるが、ここでは擬似衝撃波の先頭位置それぞれの左端をおおよそ一致させて分布を比較している。上の図はPIV実験結果、下の図はLES計算結果である。両者を比較すると、各断面の主流方向速度分布はそれぞれよく似た分布形状をしており、擬似衝撃波によって作られる特有の分布形状を再現できている。また、流速の大きさもおおよそ一致している。表示した先頭断面の位置から3つ下流の断面までは減速していき、さらに1つ下流の断面では再加速しているという特徴を捉えている。

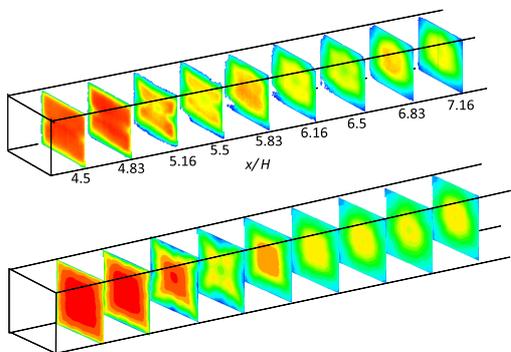
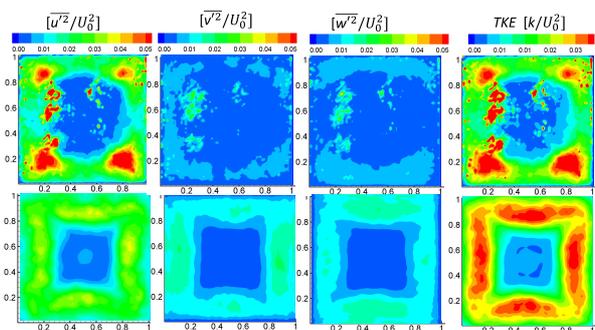


Fig. 2-3 Comparison of stream-wise mean velocity (upper experiment, lower computation)

＜速度変動強度＞

Fig. 2-4(a)は主流方向断面位置 $\Delta x/H = 1.5$ におけるPIV実験(上図)およびLES(下図)の速度変動強度および乱流エネルギー分布の比較を示す。ここで $\Delta x$ は擬似衝撃波の先頭衝撃波の前肢部先端からの距離である。それぞれの値は主流速度 $U_\infty^2$ で無次元化されている。実験はコーナ一部の高いのに対してLESでは壁面中央付近で高い変動強度を持っている。乱流エネルギー分布でも実験とLESの間に同様の違いが見える。次に、高さ方向および幅方向速度の変動強度分布を比較する。全般的に、LES結果では実験値より20%程度高い値を持っているものの、分布形状はおおよそ一致している。

Fig. 2-4(b)に、さらに下流の断面である $\Delta x/H = 2.5$ における比較を示す。下流ではどの方向の速度変動強度も実験とLESの間でおおよそ一致している。これらの比較から、擬似衝撃波の先頭衝撃波位置ではLESと実験との間で速度変動強度分布に定性的な違いが生じるが、下流では違いは見られなくなることが確認された。ただし、注意しなければならないのは、この断面の実験値は100対の瞬時速度データから算出したものであり、乱流統計量を求めるためには十分なデータ数ではないということである。また、一方で、LES結果は擬似衝撃波の大規模な振動を多く含むほどの時間を計算できていない。これらの違いが影響している可能性がある。いずれにしても、現状では確認された違いが何によって生じているのか定かではないため、今後詳細に調査していく必要がある。



a)  $\Delta x/H = 1.5$

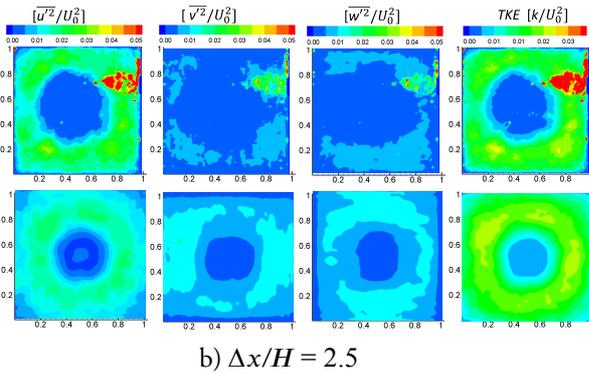


Fig. 2-4 Velocity fluctuation intensities  
(upper experiment, lower computation)

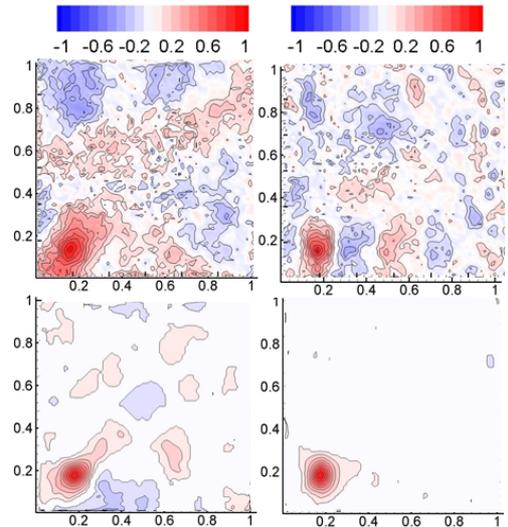
### <速度変動の空間相関の比較>

速度変動の空間相関係数分布について PIV 実験結果との比較を行った。なお、比較は $\Delta x/H = 1.5$ の  $y$ - $z$  断面において主流方向および高さ方向速度変動の 2 点空間相関係数分布  $R_{xx}$ ,  $R_{yy}$  に対して行った。空間相関係数の計算式を以下に示す。

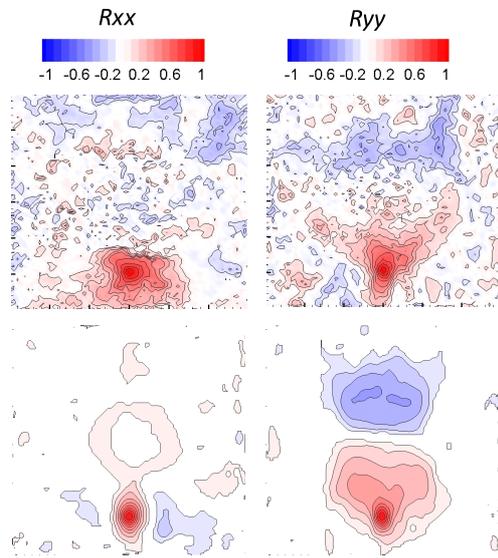
$$R_{ij}(x;r) = \frac{u_i'(x)u_j'(x+r)}{u_i'^2(x)u_j'^2(x+r)}$$

Fig. 2-5 は基準点(0.167H, 0.5H)と基準点(0.167H, 0.5H)の PIV 実験(上)および LES 計算(下)の結果を示す。Fig. 2-5(a)の  $R_{xx}$  を見ると、実験と計算の両方で基準点回りに斜めに伸びた楕円形の正の相関領域が確認できる。しかし、実験では左上と右下のコーナー部分でやや高い負の相関領域を持っているが、計算では同じ場所に負の相関は見えない。この一つ原因として、本 LES の計算時間が 8 ms 程度であり、数百 Hz の衝撃波の大規模な振動の周期に対して十分ではないため、衝撃波の大きな振動により現れる相関分布を再現できていないことが考えられる。

Fig. 2-5(b)の  $R_{xx}$  を比較すると、LES の方が基準点周りの正の相関領域の大きさが幅方向にやや小さい。一方、 $R_{yy}$  では基準点回りに Y 字状の正の相関領域が特徴的に見られ、LES でこれをおおよそ再現できている。また、上部には負の相関領域が存在し、この傾向も LES で捉える事が出来ている。これは衝撃波を通過することにより速度の変化が上下逆向きになり、速度変動も両方逆向きになっているため生じると思われる。



a) Reference point  $(y/H, z/H) = (0.167, 0.167)$



b) Reference point  $(y/H, z/H) = (0.167, 0.5)$

Fig 2-5 Two-point spatial correlation distributions

### ○ まとめ

本研究では矩形の等断面流路内に背圧調節によって形成された擬似衝撃波を LES により数値的に再現した。LES 結果は実験結果と比較を行い、計算精度を検証した。平均主流方向速度分布および速度変動の空間相関分布は実験結果とおおよそ一致した。また、速度変動強度分布は擬似衝撃波の比較的下流部ではおおよそ一致するものの、先頭衝撃波位置では LES と PIV 実験の間で違いが確認された。実験では流路コーナー部で強い主流方向速度変動が生じるのに対して、LES では壁面中央部付近で強い主流方向速度変動が生じた。この違

いの原因は定かではなく、今後詳細に調査していく。

(1-3) LES 法の反応流(燃焼流)への拡張

超音速燃焼は衝撃波、乱れ、燃焼発熱等が相互に干渉する複雑な現象である。このような複雑な現象を理解するためには、詳細な流れ場・燃焼場の情報を取得することが重要である。しかしながら、超音速かつ高温という極限状態において、信頼性の高い実験計測は困難であり、取得できるデータは限られる。数値シミュレーションは様々な情報を取得できるため、超音速燃焼現象の理解に大いに役立つことができる。特に、ラーゼ・エディ・シミュレーション (LES) による数値解析が盛んであり、超音速燃焼の LES も最近いくつか報告されている。

本年度は、超音速空気流中へ水素燃料を垂直に音速噴射した乱流燃焼場に LES を適用した結果について報告する。

○ 計算対象

計算対象は Ben-Yakar らの超音速燃焼実験を模擬した流れ場である。Fig. 3-1 に流れ場の概略図を示す。直径  $D = 2 \text{ mm}$  の噴射孔が平板先端から下流  $50 \text{ mm}$  の位置にある。座標系の原点は噴射孔中心に設定し、主流方向を  $x$ 、高さ方向を  $y$  とした。計算領域入口は噴射孔の上流  $10D$  の位置にある。主計算領域は図中で一点鎖線で囲まれた領域であり、長さ  $17D$ 、高さ  $7D$ 、幅  $8D$  である。主計算領域の周囲には境界での乱流変動の非物理的な反射を抑制するために、格子解像度の比較的粗い緩衝領域を設けた。計算格子は構造格子であり、格子点数は  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向にそれぞれ 308 点、186 点、153 点である。

主流空気の流入条件は Mach 数が 3.38、静圧が 32.4 kPa、静温が 1290 K であり、飛行 Mach 数 10 の燃焼器内条件に相当する。このとき流速は 2360 m/s、 $D$  を代表長さとする Reynolds 数は 8800 である。流入境界層は層流を仮定し、境界層厚さ  $0.3D$  の境界層内速度・温度分布を計算領域入口に与え

た。水素燃料の噴射条件は静温が 246 K、静圧が 490 kPa、流速が 1205 m/s である。主流に対する噴流の運動量流束比は 1.4 である。噴射条件は噴射孔出口面に一様に与えた。壁面はすべりなし、300 K 等温条件とした。主流温度が高温にも関わらず 300 K 等温壁としたのは、対象実験の試験時間が 0.2–2 ms と短いためである。上面、側面、出口境界は自由流出条件とした。

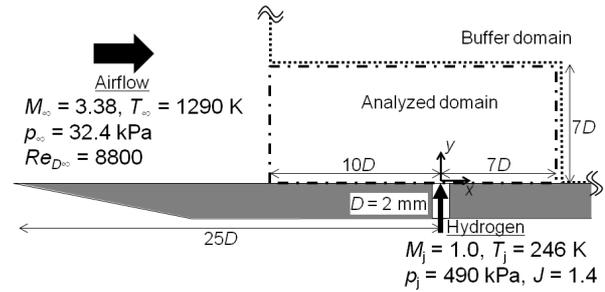


Fig. 3-1 Flow configuration and computational domain

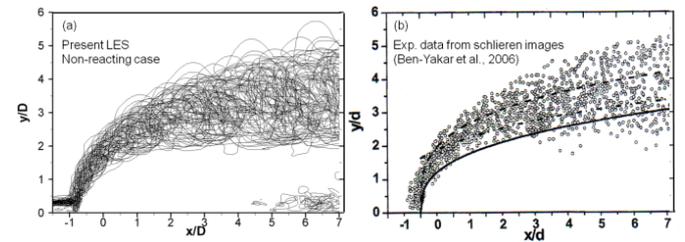


Fig. 3-2 Comparison of instantaneous jet outer edges between (a) LES and (b) experiment [5].

○ 結果と考察

以下では  $D/U_\infty$  を用いて無次元化した時間  $t^*$  を用いる。計算の時間刻み幅は  $t^* = 9.44 \times 10^{-4}$  で固定した。この時間刻み幅でクーラン数はおよそ 0.5 である。

<非燃焼場における実験との比較>

燃焼場に関して調べる前に、非燃焼場において Ben-Yakar らの実験と比較を行った。Fig. 3-2 に瞬時噴流外縁の比較を示す。実験では主流に  $N_2$  を用いて非燃焼場を作り、高速シュリーレン撮影を行い、画像から噴流外縁部を取り出して点でプロットしている。一方、LES では、化学反応なしの計算を行い、中心断面 ( $z = 0$ ) 内における局所当量比 1 の等値線を噴流外縁として描いている。両者の噴流外縁の存在範囲は良く一致している。

＜流れ場・燃焼場の様子＞

Fig. 3-3 にある瞬間の(a)燃焼生成物も含む水素分の質量分率, (b)静温分布, (c)渦度の大きさ, の中心断面分布を示す. 大規模構造と呼ばれる突出部が噴流の風上側に現れることが観察できる. 大規模構造は噴射孔付近から間欠的に放出され下流へ移流する. 大規模構造の内部では渦により混合が進行している. 噴流背後においても水素の混合は進行している. ここでは縦渦対が形成され主流空気を取り込むことで混合を促進している. また, 噴射孔上流の壁面付近には剥離領域が形成され, 水素燃料の一部がこの領域に供給されていることが分かる. しかしながら, Fig. 3-3(b)を見ると, これらの位置では顕著な温度上昇は見られない. 高温領域は弓型衝撃波背後のみに存在している. ただし, この温度上昇は衝撃波通過による温度上昇が主要因であり, 燃焼発熱による温度上昇の効果は比較的小さいことを確認した.

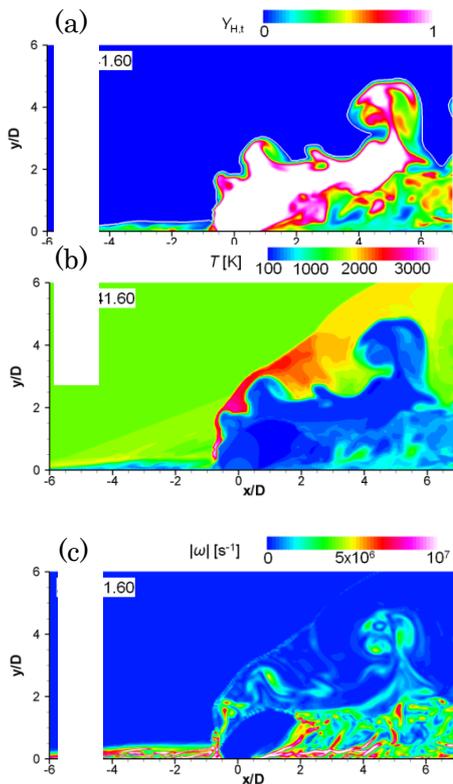


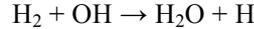
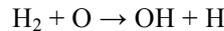
Fig. 3-3 Instantaneous distributions of (a) total hydrogen mass fraction, (b) static temperature, and (c) vorticity magnitude in the centerplane.

Fig. 3-4 にある瞬間の(a)H<sub>2</sub>O モル分率と(b)OH モル分率の中心断面分布を示す. 高い H<sub>2</sub>O モル分率

を持つ領域は噴流風上側の大規模構造内に存在する. 噴流背後や上流の剥離領域内でも H<sub>2</sub>O の存在が確認できるが, 大規模構造内に比べると, その量は少ない. 一方, OH モル分率は風上側の噴流外縁に沿った薄い領域でのみ高く, 噴流背後や剥離領域では小さい. なお, このような OH モル分率分布の特徴は Ben-Yakar らが取得した OH-PLIF 画像とよく似ていた.

＜燃焼発熱量＞

Fig. 3-4 に示した H<sub>2</sub>O や OH のモル分率分布のみから詳細な燃焼状態を知ることは困難である. そこで, 燃焼発熱量および化学種生成速度を調べる. Fig. 3-5 に同じ瞬間の燃焼発熱量および H<sub>2</sub>O, OH, H, O の生成速度の中心断面分布を示す. 図中の実線は当量比 1 の等値線を示す. 主な発熱領域は噴流風上側の弓型衝撃波背後に存在し, 当量比 1 の等値線に沿って H<sub>2</sub>O が活発に生成されている. 各素反応の反応速度を調べると, ここでは次の 2 つの反応が活発である.



ただし, 発熱量や生成速度の大きさは下流に行くに従い急激に減少する. 活発な反応は弓型衝撃波背後の高温・高圧領域でのみ起こっている.

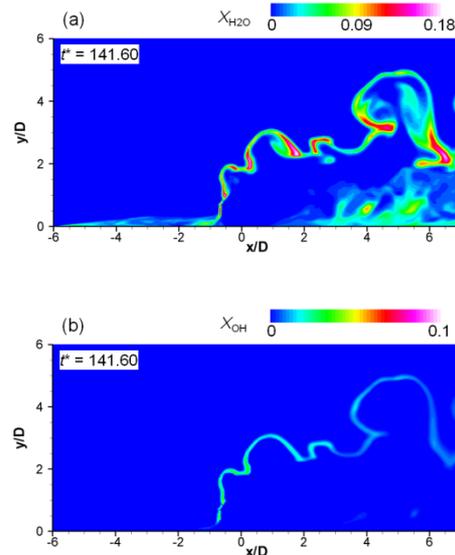


Fig. 3-4 Instantaneous distributions of (a) H<sub>2</sub>O mole fraction, and (b) OH mole fraction in the centerplane.

一方, 噴流背後や噴射孔上流の剥離領域では顕著な発熱は見られない. これらの領域での発熱量

は上記の主発熱領域に比べて 1 桁以上小さかった。これらの領域に存在した  $H_2O$  (Fig. 3-4(a)参照) の大部分は噴流風上側の主発熱領域で生成され、噴流周りの渦構造により輸送されたものであると考える。

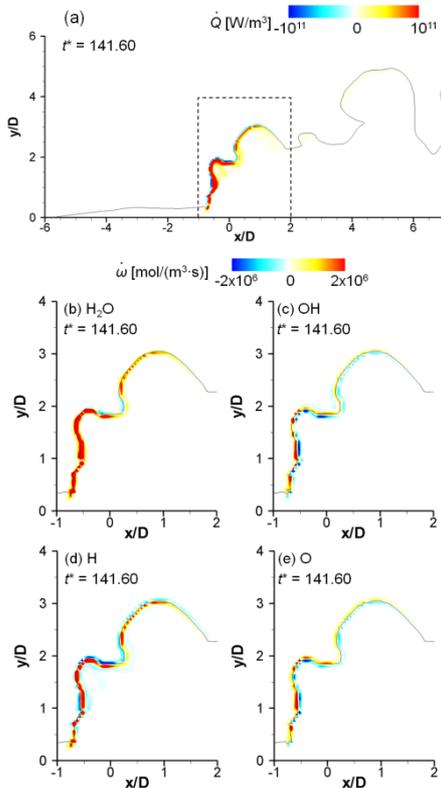


Fig. 3-5 Instantaneous distributions in the centerplane of: (a) heat release rate, and (b)  $H_2O$ , (c)  $OH$ , (d)  $H$ , and (e)  $O$  reaction rates.

### ○ まとめ

超音速流中に噴射した水素燃料の燃焼状態を LES により調べた。本 LES により OH-PLIF で見られた特徴を再現することができた。燃焼発熱量の瞬時分布を調べたところ、主燃焼領域は噴流風上側の噴射孔近傍部であった。ここでは水素噴流が弓型衝撃波を通過した高温・高圧の空気流と接触しており、反応が活発化していると考えられる。一方、噴射孔上流の剥離領域や噴流背後の縦渦対の存在する領域では燃焼発熱は顕著ではなかった。

### (2) 当初計画の達成情報について

①超音速乱流燃焼コードの並列化、最適化につ

いては、サイバーサイエンスセンターのスーパーコンピューティング研究部の協力を得て、コード並列化中もシミュレーションを継続的に行えるよう、コードの段階的なデータ分割を行い並列化に取り組んだ。さらに、MPI プロセス数を削減し、集団通信によるデータ通信を削減する事を目的に OpenMP, MPI のハイブリッド並列化を行うことで、シミュレーションの高速処理が可能となった。

また、本研究課題の検討項目である、②考慮する化学種数、化学反応の増加、③LES 法の導入による複雑流れ場（擬似衝撃波）の解析、④LES 法の反応流（燃焼流）への拡張、に関しては概ね、当初目標を達成されていると言えよう。

### 4. 今後の展望

シミュレーションコードの高精度化に向けた検討を進めると共に、サイバーサイエンスセンターの協力の下、引き続き大規模並列化、コードの最適化に取り組み、スクラムジェットエンジン内の超音速乱流燃焼の詳細解析実現に向けて取り組む予定である。

### 5. 研究成果リスト

(1) 学術論文

- Junya Watanabe, Toshinori Kouchi, Kenichi Takita, Goro Masuya  
“Characteristics of Hydrogen Jets in Supersonic Crossflow: A Large-Eddy Simulation Study,”  
Journal of Propulsion and Power, in printing

(2) 国際会議プロシーディングス  
なし

(3) 国際会議発表

- Seiichi Kunitomi, Junya Watanabe, Kenichi Takita, Goro Masuya  
“Three-dimensional Analysis with detailed chemical kinetics on plasma ignition in a supersonic flow,”  
18th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference,

24-28 September 2012, Tours, France

2. S, Lee, J. Watanabe, T. Kouchi, K. Takita, G. Masuya,

“Large-Eddy Simulation of Pseudo-Shock Wave in a Square Duct,”

18th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 24-28 September 2012, Tours, France

(4) 国内会議発表

1. 渡部潤也, 河内俊憲, 滝田謙一, 升谷五郎,  
“超音速流中へ垂直に噴射した水素の燃焼状態の LES 解析”, 第 50 回燃焼シンポジウム, 名古屋 (2012 年 12 月)
2. 国富誠一, 渡部潤也, 滝田謙一, 升谷五郎,  
“超音速流中での窒素プラズマジェットによる着火の数値解析”, 第 50 回燃焼シンポジウム, 名古屋 (2012 年 12 月)

(5) その他 (特許, プレス発表, 著書等)

なし