

超臨界平行噴流に関する数値解析：噴射条件の影響について

Numerical Simulation of Supercritical Parallel Jet: Effect of Injection Condition

- 荒木天秀, 九工大, 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1 番 1 号
- 武藤大貴, 九工大, 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1 番 1 号
- 寺島洋史, 東大, 東京都文京区弥生 2-11-16
- 坪井伸幸, 九工大, 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1 番 1 号
- Takahide Araki, Kyushu Institute of Technology, 1-1, Sensuicho, Tobata-ku Kitakyushu-shi, Fukuoka
- Daiki Muto, Kyushu Institute of Technology, 1-1, Sensuicho, Tobata-ku Kitakyushu-shi, Fukuoka
- Hiroshi Terashima, The University of Tokyo, 2-11-16, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo
- Nobuyuki Tsuboi, Kyushu Institute of Technology, 1-1, Sensuicho, Tobata-ku Kitakyushu-shi, Fukuoka

In liquid rocket engines, the propellants are injected under the supercritical pressure for obtaining higher thrust performance. The present study aims to understand the hydrodynamic behavior of the jet mixing under the supercritical pressure. In the present study, the two-dimensional numerical simulations of nitrogen jet mixing are performed and the effects of the pressure on the mixing are investigated. The results show that the trend of temperature profiles on the jet centerline is characterized by thermodynamic properties in 5 and 8 MPa, whereas the overall mixing behaviors are similar in terms of density profiles between two conditions.

1. 諸言

液体ロケットエンジンは、液体の燃料と酸化剤を噴射し燃焼させることで推力を得る。固体ロケットエンジンと比べて比推力が高いうえ、推力の可変、燃焼の停止および再点火が行える等の多くの利点を有しているため、現在は多くの国で主力のロケットエンジンは液体ロケットエンジンが採用されている。また、近年では高い燃焼効率を得るため燃焼圧力の高圧化が進んでいる。例えば、日本のロケットエンジンである LE-7A エンジンにおいては、燃焼圧力が 12 MPa に達する。このとき、噴射された燃料および酸化剤は臨界点における圧力を越えた超臨界圧状態となる。更に、酸化剤は液体のまま噴射され臨界温度を下回る極低温での噴射となるため、噴流は高圧・低温となる。このような低温・高圧状態では熱力学物性が理想気体の状態とは大きく外れた非理想性が強い流れ場となる。このような極低温・超臨界圧環境下における実験は困難であるため、定量的なデータが少なく、実験による噴流挙動の理解も十分ではない。ゆえに、高信頼性・高性能の液体ロケットエンジンの設計・開発を行うために、数値解析による極低温超臨界噴流の現象理解が必要である。

Figure 1 に状態図の概要を示す。超臨界とは、臨界点における圧力と温度を超えた状態をいう。超臨界流体の特徴として、理想気体とは大きく異なる特有の熱力学物性が流れ場に大きな影響を与えるという点が挙げられる。超臨界圧下の流体は気液界面や表面張力が消失し、液体のような高密度と気体のような高拡散性を同時に有する。その結果、噴流の混合・拡散は常圧下のような液

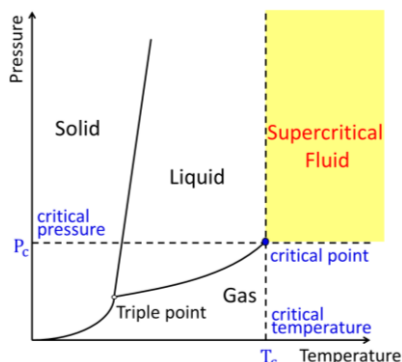
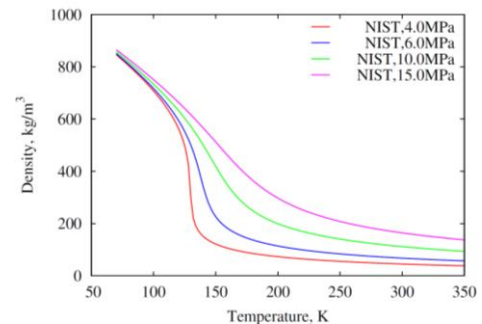
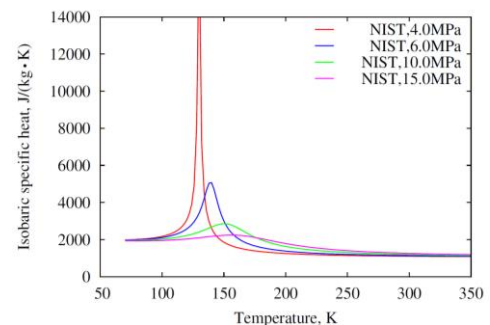


Fig. 1. Supercritical fluid on phase diagram.



(a) Density



(b) c_p

Fig. 2. Thermodynamic properties around critical temperature.

滴微粒化によってではなく、気体のような乱流混合に支配される [1][2]。また、臨界点付近において、Fig. 2(a)に示すように密度は急激に変化する一方、Fig. 2(b)に示すように比熱には大きなピークが見られる。また、臨界圧から圧力が高くなるにしたがって、熱力学物性の急激な変化は緩やかになっていく。流体の混合・拡散過程において超臨界圧力のまま臨界温度をまたぐような遷臨界噴射では、臨界温度における物性の急激な変化が噴流構造に大きな影響を与える。

以上を背景に、本研究では数値解析により液体ロケットエンジン噴射器近傍の極低温超臨界噴流の流体力学的挙動を明らかにすることを目的としている。本報告では、噴流構造の燃焼器内圧力による影響を調べるため、圧力の条件を変えた 2 次元の超臨界平行噴流の数値解析を行った。

2. 数値計算法

基礎方程式は2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を使用した。対流項の空間離散化には AUSM 系スキームの一種である SLAU[3] を使用し, MUSCL 法と van-Albada limiter により3次精度とした。時間積分には陽解法として TVD Runge-Kutta 法[4]を使用した。極低温超臨界圧下の流体の熱力学物性を評価するため, 実在気体効果を表す状態方程式として, Soave-Redlich-Kwong (SRK) 状態方程式[5]を使用した。SRK 状態方程式は以下のように書かれる。

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a\alpha(T)}{V^2 - bV}$$

$$\alpha = [1 + (0.48 + 1.574\omega - 0.176\omega^2)(1 - (T/T_{cr})^{1/2})]^2$$

ここで, p , T , V および R はそれぞれ気体の圧力, 絶対温度, モル体積および気体定数である。また, $a = 0.42748R^2T_{cr}^2/p_{cr}$, $b = 0.08664RT_{cr}/p_{cr}$ である。粘性係数および熱伝導係数は, それぞれ Zsberg-Mikkelsen モデル[6]および Vasserman and Neodstup モデル[7]により評価した。乱流モデルには, ハイブリッド ILES/RANS 法[8]を使用した。

3. 計算格子および計算条件

噴射器近傍の概略図および計算格子を Figs. 3, 4 に示す。内側噴射器の高さは $H = 0.5$ mm, 外側噴射器の高さは $h = 0.25$ mm, 内側と外側噴射器の間のポスト高さは $t = 0.25H$ とした。計算領域は, 内側噴射器, 二つの外側噴射器および燃焼器とし, 格子点数をそれぞれ 231×181 , 171×81 , 501×661 とした。燃焼器の計算領域の広さは $300H \times 100H$, 内側および外側噴射器の長さはいずれも $50H$, $50h$ とした。噴射器の壁においては滑りなしの境界条件を与え, 燃焼器の上部および下部の境界は滑り条件とした。出口境界において, 圧力は燃焼器圧力で固定とし, 他の変数は外挿した。入口においては擾乱を与えていない。CFL 数は最大で約 0.6 とした。

計算条件は Table 1 に示す条件を用いた。本計算の作動流体は, 内側噴流, 外側噴流, および雰囲気気流のいずれも窒素の単成分系とした。窒素の臨界密度は $\rho_{cr} = 313.3$ kg/m³, 臨界圧力は $p_{cr} = 3.4$ MPa, 臨界温度は $T_{cr} = 126.2$ K である。圧力は超臨界圧力となる 5 MPa, 8 MPa の 2 ケースを行い, 両ケースにおいて内側噴流と外側噴流の運動量流束比を $J = 2$ とした。噴射温度は内側噴射器から $T_{inner} = 122$ K の液体窒素が噴射され, 外側噴射器から $T_{outer} = 300$ K のガス状の窒素が噴射される条件とした。内

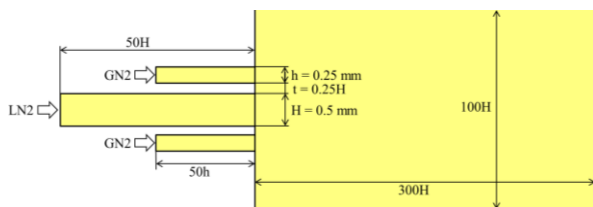


Fig. 3. Schematic of the computational region.

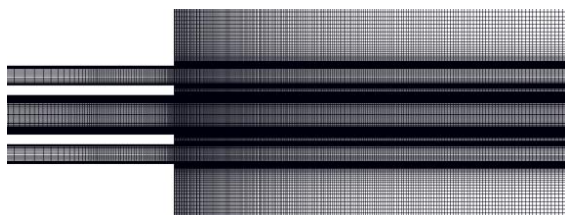


Fig. 4. Computational grid near injector.

Table 1. Condition of the co-planar jet simulations.

Case 1					
	ρ , kg/m ³	T , K	p , MPa	u , m/s	$Re(\times 10^5)$
Inner	522.0	122.0		30.0	0.94
Outer	56.0	300.0	5.0	130.0	1.95
Chamber	56.0	300.0		0.0	-
Case 2					
	ρ , kg/m ³	T , K	p , MPa	u , m/s	$Re(\times 10^5)$
Inner	577.0	122.0		30.0	0.87
Outer	89.0	300.0	8.0	108.0	2.5
Chamber	89.0	300.0		0.0	-

側噴射流速はどちらの条件に対しても $u_{inner} = 30$ m/s として, 外側噴射流速は運動量流束比 $J = 2$ と合うように決定した。時間平均場の結果は, 実時間で約 2 ms を平均している。本計算の噴射条件は臨界温度をまたぐ遷臨界噴射となる。

4. 計算結果

極低温超臨界平行噴流の燃焼器圧力による噴流構造への影響について調べた計算結果を以下に示す。瞬間場の密度分布と温度の絶対値の分布を Fig. 5(a), (b) に示す。外側噴流および内側噴流のせん断により渦が発生し, 噴射流体が混合, 拡散されていく様子が見られる。2 つの噴射器間のポスト背後では発生した渦が成長, 離脱を繰り返して次々と下流へと流れていく, 流れていった小さな渦同士は互いに干渉し大規模な渦となる様子も見られる。また, これらの噴流の様子は 5 MPa と 8 MPa とで同様に見られる。

次に, Fig. 6 に燃焼器圧力 5 MPa および 8 MPa の平均場の密度コンターを, Figs. 7, 8 に中心軸上および噴流に垂直方向の平均場の密度分布を示す。なお, これらの密度分布は, $(\rho - \rho_{ch})/(\rho_{in} - \rho_{ch})$ で表される無次元値である。Figure 6 を見ると内側噴流が楔型のコアを形成している。このコアの長さは Fig. 7 に示されるように, 2 ケースともに噴射器出口よりおおそ 1.5H の位置まで伸びていて, そこを境に急激に密度が小さくなっている。コアの幅においても Fig. 8 に示されるように圧力に依らず, ほとんど同じ分布が得られた。燃焼器圧力を変化させたが密度分布が非常に似た結果となったのは, 外側噴流と内側噴流の運動量流束比を同じにしたためだと考えられる。

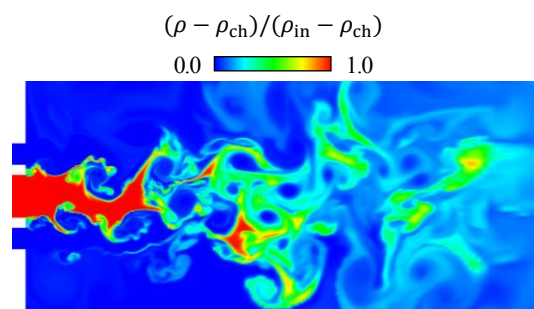
中心軸上の平均場の無次元温度分布を Fig. 9 に示す。温度の無次元値は $(T - T_{in})/(T_{ch} - T_{in})$ で表している。5 MPa, 8 MPa の各圧力において平均密度分布と同様に噴射器出口からおおよそ 1.5H の位置から急な温度上昇が見られるが, 下流の混合された流体の温度には違いが見られる。これは, Fig. 2 に示すように圧力の違いにより p , T , V の熱力学特性が異なるため, 温度差が生じていると考えられる。

5. 結言

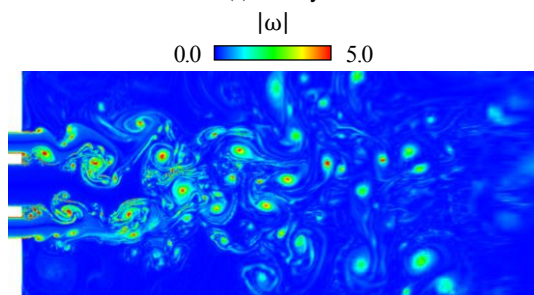
2 次元の極低温超臨界平行噴流の燃焼器圧力による噴流構造への影響について調べるため, 燃焼器圧力 5 MPa および 8 MPa の数値計算を行った。燃焼器圧力を変化させても内側噴流および外側噴流の運動量流束比を同じにすることで, 各圧力において非常に近い平均場の密度分布が得られた。一方で, 各圧力における熱力学特性の違いにより, 温度分布には明確に違いが現れた。

謝辞

本研究は科学研究費補助金 (15H04202) の支援を受けて実施した。また, 計算は大阪大学サイバーメディアセンターの大規模計算機システムを利用した。

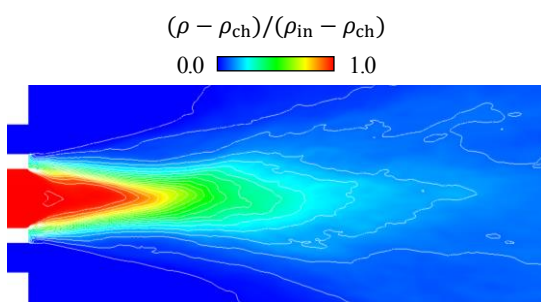


(a) Density

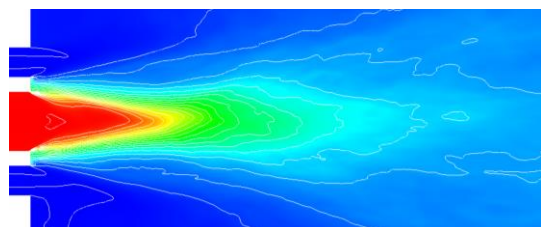


(b) Absolute value of vorticity

Fig. 5. Instantaneous contours.



Case 1: 5 MPa



Case 2: 8 MPa

Fig. 6 Average non-dimensional density contours.

参考文献

- (1) Oswald, M., Smith, J. J., Branam, R., Hussong, J., Schik, A., Chehroudi, B., and Talley, D., "Injection of Fluids into Supercritical Environments," *Combustion Science and Technology*, vol. 178, No. 1-3, Jan. 2006, pp. 49-100.
- (2) Mayer, W., Telaar, J., Branam, R., Schneider, G., Hussong, G., "Characterization of Cryogenic Injection at Supercritical Pressure," 37th /ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA 2001-3275, 2001.
- (3) Shima, E. and Kitamura, K., "Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds," *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 8, April 2011, pp. 1693-1709.
- (4) Gottlieb, S. and Shu, C. W., "Total variation diminishing Runge-Kutta schemes," *Mathematics of Computation*, Vol. 67, No. 221, Jan.1998, pp. 73-86.

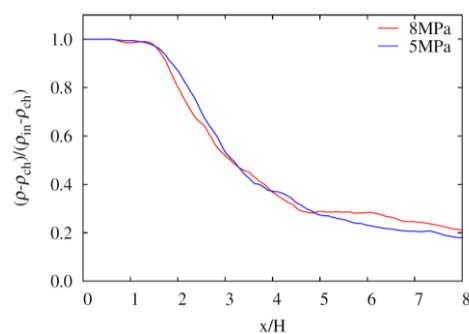


Fig. 7. Average non-dimensional density on the centerline.

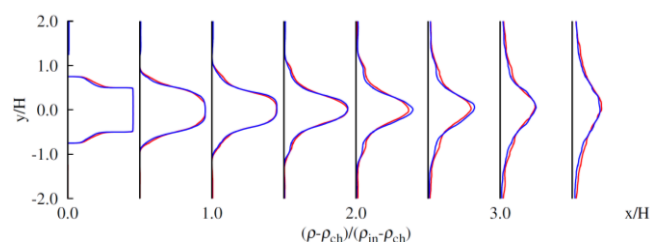


Fig. 8. Radial profile of average non-dimensional density.

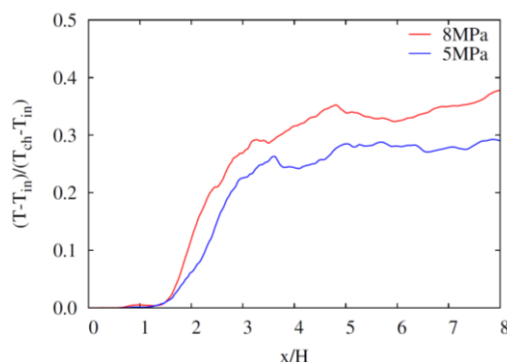


Fig. 9. Average temperature on the centerline.

- (5) Soave, G., "Equilibrium constants from a modified Redlich-Kwong equation of state," *Chemical Engineering Science*, Vol. 27, 1972, pp. 1197-1203.
- (6) Ze, C. K., Quin, S. E., and Stenby, E. H., "Viscosity modeling of light gases at supercritical conditions using the friction theory," *Industrial and Engineering Chemistry Research*, Vol. 2, No. 2, 2001, pp. 3848-3854.
- (7) Vasserman, A. and Nedostup, V., "An equation for calculation of the thermal conductivity of gases and liquids," *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, Vol. 20, No. 9, 1971, pp. 89-92.
- (8) Muto, D., Tsuboi, N., Terashima, H., "Characteristics of Jet-Mixing at Supercritical Pressure for Coaxial Rocket Injector Design", 30th International Symposium on Space Technology and Science, July 2015.