

Title	極低温超臨界状態における同軸噴流の3次元数値解析
Author(s)	武藤, 大貴; 坪井, 伸幸
Citation	サイバーメディアHPCジャーナル. 2016, 6, p. 3-6
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/70505
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

# 極低温超臨界状態における同軸噴流の3次元数値解析

武藤 大貴<sup>1)</sup>, 坪井 伸幸<sup>2)</sup>

1) 九州工業大学大学院 工学府 機械知能工学専攻
2) 九州工業大学大学院 工学研究院 機械知能工学研究系

## 1. はじめに

液体ロケットエンジン、特に酸素と水素を推進剤 として利用するエンジンでは、燃料の混合に同軸型 の噴射器が広く使用されている。同軸噴射器は、図 1 に示すように、内側噴射口から極低温の液体酸素 (LOX)を低速で、外側環状噴射口からはガス状の水 素(GH<sub>2</sub>)を高速で噴射する。内側と外側噴流の間の速 度差によって微粒化・混合を行い、高圧力下で燃焼 させることで高い推力を得る。同軸噴射器における 混合と燃焼は、噴射器の作動条件や設計パラメータ に対して敏感であり、これらは噴射器における保炎、 またエンジンで最も深刻な課題の1つである燃焼振 動の発生に関わってくる[1]。

液体ロケットエンジンにおける噴流の大きな特徴 が、圧力が噴射燃料の臨界点を超えた超臨界圧力に 達することである。超臨界圧下では流体の表面張力 が消失し、噴流には液滴や微粒化は観察されず、混 合は気体のような乱流混合に支配される[2]。また超 臨界圧下においては、流体は理想気体として扱えず 熱力学的状態量の変化に非理想性が現れ、これが噴 流の不安定性や温度分布に影響を与える[3], [4]。同 軸噴流・火炎の構造は、このような温度や圧力、ま た噴流速度比といった噴射条件で決まるが、これら に加えて噴射口の出口形状も大きな影響を持つ。こ こで重要な形状パラメータとして、図1に示すLOX ポストリセスに着目する。リセスとは、内側噴射口 を噴射器面からオフセットした形状のことで、実用 のロケットエンジンでも内側噴射口直径と同程度の 長さのリセスを設けることにより燃焼の安定性を向 上することが経験的に知られている。これまでの研 究[5]-[7]から、リセスの付与により混合や燃焼が促 進されること、さらに内側噴流に大規模な振動が現 れることが示唆されている一方で、リセスによる効

果が得られなかったとする報告も見られる[8]。エン ジン噴射器における混合と燃焼状態の正確な予測・ 制御には、噴流の流れ場の物理や噴射器形状の効果 の理解が必要である。

液体ロケットエンジン同軸噴射器の混合において は、高圧・極低温という環境のため実験による定量 データの取得が困難であることもあり、その背景に ある物理の理解は未だ十分でない。本研究は、超臨 界圧力下の極低温の同軸噴流について、数値シミュ レーションにより噴流のダイナミクスや混合につい て理解することを目的としている。本稿では、リセ ス形状の噴流への効果に着目して、ハイブリッド LES/RANS シミュレーションを実施した結果につい て紹介する。

#### 2. 数值解析法

基礎方程式は3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式で ある。対流項の空間離散化は AUSM 系スキームの一 種である SLAU[9]で評価し、高次精度化として



図1:同軸噴流の流れ場の模式図。



図2:計算領域。

MUSCL法に van Albada limiter を使用して3次精度 とした。時間積分はLU-SGS 陰解法[10]を使用し、 内部反復により時間精度を確保している。本計算の 特徴の1つが、超臨界流体の物性を評価するための 状態方程式として、Soave-Redlich-Kwong(SRK)状態 方程式[11]を採用している点である。SRK 状態方程 式は以下のように書かれる。

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

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

ここでpは圧力、Tは温度、Vは体積、 $\omega$ は偏心因子、 Rはガス定数、添字crは臨界点である。また  $\alpha = 0.42748R^2T_{cr}^2/p_{cr}, b = 0.08664RT_{cr}/p_{cr}$ である。 超臨界圧下の噴流は、微粒化は観察されず定性的に も定量的にも気体噴流として整理できることがこれ までに示されている。したがって同軸噴流は極低温 と常温の流体からなる高密度比の気体単相の流れと して取り扱っている。超臨界流体の流れの数値計算 手法や近年の動向については寺島ら[12]を参考にさ れたい。

乱流の取り扱いとして、LES と RANS を組み合わ せたハイブリッド LES/RANS 法を採用した。本計算 の同軸噴流は、チャンバ、内側・外側噴射口、リセ ス領域から成る。ここで、LES による壁面近傍の乱 流構造の解像は大きな格子点数と計算コストを必要 とする。そのため、ハイブリッド LES/RANS 法によ り、壁面近傍の乱流は解像せずモデル化した RANS 計算を、壁から離れた領域では LES 計算を行った。 本手法では、壁近傍の RANS 領域は Spalart-Allmaras モデル[13]により乱流粘性を予測し、壁から離れた 領域では陽的な SGS モデルを使用しない Implicit LES(ILES)[14]を行っている。RANS 領域と LES 領域 の境界は DDES[15]の考え方を採用して、RANS 領域 から LES 領域へ滑らかに乱流粘性を減衰させてい る。

数値シミュレーションを、Flushed ケース (リセス なし)、Recessed ケース(リセスあり)で行った。図 2 に本解析の計算領域の模式図を示す。Recessed ケ ースでは、今回はリセス長さを内側噴射口直径の2 倍とした。計算格子は、チャンバ部、内側噴射器、 外側環状噴射器からなる。格子点数は、チャンバ部 で格子点数は流れ方向に451点、周方向に155点、 半径方向に 209 点で、噴射器上流も含めた全体の格 子点数は Flushed ケースで 1650 万点程度である。壁 面上における半径方向の最小格子は、y<sup>+</sup>≈1の位置に 格子点を置いている。噴射器壁は断熱非すべり壁と し、流入部には擾乱は与えていない。作動流体は、 内側・外側噴流ともに窒素で、内側噴射口から高密 度の低温窒素が噴射され、外側噴射口からガス状の 常温窒素が噴射される。計算条件は、内側噴流の密 度、温度、速度はそれぞれ 522 kg/m<sup>3</sup>、122 K、30 m/s、 外側噴流が 56 kg/m<sup>3</sup>、300 K、130 m/s である。内側 噴流のレイノルズ数は内側噴射口直径を基準として 1.9×105、外側噴流は外側環状噴射口の外側直径を基 準として 4.8×10<sup>5</sup> である。チャンバ部の温度と圧力 は、外側噴流と同じ300 K、5 MPaとした。なお、 窒素の臨界圧力、密度、温度はそれぞれ、3.4 MPa、 313.3 kg/m<sup>3</sup>、126.2 K である。チャンバ圧力は窒素の 臨界圧 3.4 MPa を超えた超臨界圧力となっている。



(a) Flushed (a) Recessed (a) Recessed (b) 3 : 密度の瞬間場。密度は $\rho^* = (\rho - \rho_{inf})/(\rho_{in} - \rho_{inf})$ で無次元化している。

### 3. 計算結果

図3に瞬間の密度分布を示す。密度分布には低温 高密度の内側噴流の構造が示されており、内側噴射 ロポスト背後から発生した渦構造より噴流の表面が 巻き上げられ、また渦構造による周囲流体の巻き込 みと渦の崩壊により混合が進んでいく。リセスの有 無について着目すると、密度場からは大きな噴流構 造の違いは見られないが、Recessed ケースにおいて 下流の中心軸近傍で内側噴流がよく混合されている ように見える。図4に、中心軸状の平均密度・温度 分布を示す。内側噴射口の近傍では、噴射密度の保 たれる内側噴流のコア領域が見られ、下流にいくに つれて混合により密度低下・温度上昇が起こる。リ セスの有無によりコア領域で大きな差異はないもの の、下流(x/D>6)において Recessed ケースで密度低下 や温度上昇が若干大きくなっており、リセスにより 混合の促進が得られていることを示している。

図5には圧力の等値面を示している。Flushedケースでは、噴射器面(チャンバ入り口)から



図4:中心軸上平均密度・温度分布。横軸 x/D は内 側噴射口出口からの距離。温度はでT<sup>\*</sup> = (T<sub>inf</sub> - T)/(T<sub>inf</sub> - T<sub>in</sub>) 無次元化している。

Kelvin-Helmholtz 不安定性に起因する軸対称の渦輪 構造が放出され、これが下流にいくにつれて崩壊し ていく様子が見られる。一方で Recessed ケースでは、 より大規模な渦構造が現れていることが分かる。こ の渦構造は、噴射器面近傍では Flushed ケースと同 じように軸対称に近い構造を持っているが、下流で は散発的に傾いた渦輪あるいはヘリカル状の渦輪を 形成する。図6には半径方向速度変動のパワースペ クトルを示している。速度変動は、図5に示してい る点で取得した。ポストのすぐ背後である Probe 1 では、58 kHz 程度のピークが見られる。これはポス ト背後から周期的に放出される渦構造の周波数であ る。外側混合層に位置する Probe 2 では、Flushed ケ ースではせん断層不安定から形成された渦構造の周 波数である 110 kHz のピークが見られるが、一方 Recessed ケースでは、46 kHz 程度の低周波数のピー クが現れている。これは、図5で見られた大規模渦 構造の周波数であるものと考えられる。この低周波 ピークは下流の中心軸上でも見られる。これについ ては、噴射器面における速度分布において、リセス の付与により壁近傍の境界層速度勾配が変化したこ とが大規模な渦輪構造として現れたものと考えてい る。また、リセスによる大規模構造の発生は、燃焼 実験[7]でも見られるとともに、安定性解析からは壁 で流れが閉じ込められることによる絶対不安定の励 起が示唆されている[16]。大規模構造の生成やそれ と混合との関連については、継続して調査を行って いる。

## 4. まとめ

本研究は、超臨界圧・極低温における同軸噴流の





図5: 圧力の当値面。温度で色付けしている(青:122K、 白:300K)。



(b) Probe 2:  $x_{out}/D=2.0$ ,  $y/D=1.25_{\circ}$ 

(c) Probe 3: x/D=5.0,  $y/D=0.0_{\circ}$ 

図6:半径方向速度変動 v'のパワースペクトル。x/D は内側噴射口からの距離を、xour/D は外側噴射口からの距離を表す。

構造と混合を理解することを目的としており、本稿 では、同軸噴流と、それにリセスを付与した場合の 数値シミュレーションを行った結果を紹介した。数 値解析手法には、状態方程式として実在気体型の状 態方程式を使用し、ハイブリッド ILES/RANS 法に よる乱流計算を行った。数値シミュレーションによ り同軸噴流の混合構造や渦構造を可視化、調査し、 またリセスの付与により混合が促進されること、大 規模な渦構造が形成されることを示した。現在は、 外側・内側噴流の運動量流束比を変化させるなどさ らなる噴射条件で計算を実施しており、噴流構造や 混合、また形状効果について理解を進めている。

#### 謝辞

本稿で紹介した計算の実行は、HPCI システム利 用研究課題(ID: hp150133)の支援を受け、大阪大学サ イバーメディアセンター大規模計算機システムの SX-ACE を利用させて頂きました。この場を借りて 同センターのご協力に感謝致します。また本研究は 科学研究費補助金(15H04202)の支援を受けました。

## 参考文献

- (1) 田村洋, ながれ, 24, 307-314, (2005).
- (2) W. Mayer and H. Tamura, J. Propuls. Power, 12, 6, 1137-1147, (1996).
- (3) N. Zong, et.al., Phys. Fluids, 16, 12, 4248-4261, (2004).

- (4) H. Terashima and M. Koshi, J. Propuls. Power, 29, 6, 1328–1336, (2013).
- (5) Kendrick, et.al, Combust. Flame, 118, 327-339, (1999).
- (6) J. Lux and O. Haidn, J. Propuls. Power, 25, 1, 24-32, (2009).
- (7) S. Candel, et.al., Combust. Sci. Technol., 178, 161-192, (2006).
- (8) 谷洋海,他,航空原動機·宇宙推進講演会講演 論文集(CD-ROM), JSASS-2011-0011, (2011).
- (9) E. Shima and K. Kitamura, AIAA J., 49, 8, 1693-1709, (2011).
- (10) A. Jameson and S. Yoon, AIAA J., 26, 9, 1025-1026, (1988).
- (11) G. Soave, Chem. Eng. Sci., 27, 1197–1203, (1972).
- (12)寺島洋史,越光男,ながれ,31,351-356,(2012).
- (13) P. R. Spalart, et.al., 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, AIAA 92-0439, (1992).
- (14) J. P. Boris, et.al., Fluid Dynamics Research, 10, 4-6, 199-228, (1992).
- (15) M. L. Shur, et.al., Int. J. Heat Fluid Flow, 29, 6, 1638-1649, (2008).
- (16) M. P. Juniper, J. Fluid Mech., 565, 171-195, (2006).