ロケットノズルの過膨張時に生じる非対称流れに関する研究*

米澤 宏一^{*1}, 守本 剛^{*2}, 辻本 良信^{*3}
渡邊 泰秀^{*4}, 横田 和彦^{*5}

A Study of an Asymmetric Flow in an Overexpanded Rocket Nozzle

Koichi YONEZAWA^{*6}, Tsuyoshi MORIMOTO, Yoshinobu TSUJIMOTO,
Yasuhide WATANABE and Kazuhiko YOKOTA^{*6} Department of Mechanical Science and Bioengineering,
Graduate School of Engineering Science, Osaka University,
1-3 Machikaneyama-cho, Toyonaka-shi, Osaka, 560-8531 Japan

This paper presents about an investigation of unsteady three-dimensional flows in an overexpanded rocket nozzle during the shutdown transient. The experimental and numerical investigations are performed. It has been known that, in some case, an asymmetric flow induces the serious lateral force called "side load" during transient operation. The focus of the present paper is the clarification of the characteristics of asymmetric flow patterns during shutdown transient. Each result obtained by measurements and computation shows qualitative agreement. The flow pattern becomes asymmetric during the transition of the separation pattern from restricted shock separation (RSS) to free shock separation (FSS) and result in a large and impulsive side load. Additionally, during the transition, a three-dimensional vortex structure is formed on the nozzle wall in the separation bubble.

Key Words: Nozzle, Transonic Flow, Separation, Numerical Analysis, Three-dimensional Unsteady Simulation

1. 緒 言

近年, 各国の大型ロケットのメインエンジンには, 様々な形状の超音速ノズルが用いられるようになった。ロケットノズルには, 従来, ノズル出口で速度分布が一様となる Perfect ノズルの下流部分を切断した Truncated Perfect (TP) ノズルが広く用いられてきた。TP ノズルは比推力などの性能面で優れ, また, 故障につながるような大きな問題点もほとんど報告されていない。しかし, TP ノズルの欠点としては, ノズルの全長が長いことが挙げられる。このことは, エンジンや機体の設計に制約を加える他, ロケットエンジンに対する要求として非常に重要な要素である。小型化・軽量化の面では大きな障害となる。このため, ヨーロッパの Ariane V ロケットの Vulcain エンジンなどには Thrust Optimized (TO) ノズルと呼ばれる形状のノズルが用いられ, 日本の H-IIA ロケットのメインエンジン LE-7A には Compressed Truncated Perfect (CTP) ノズル⁽¹⁾が用いられている。

しかし, これらの新型形状が用いられるようになると, 新たに大きく分けて2つの問題が生じるようになった。第1の問題はエンジンの起動・停止時に生じるノズルの振動であり, 第2の問題はノズル内壁を構成する再生冷却チューブが高熱負荷により一部破損する現象である。これらの問題の発生原因は, TO ノズルや CTP ノズルで生じる特殊な離形態であることが報告されている⁽²⁾⁽³⁾。図 1(a)に示すはく離形態は Free Shock Separation (FSS) と呼ばれる形態で, TP ノズルや円錐型ノズルをはじめ, TO ノズルや CTP ノズルなど, 多くの形状で発生する一般的な離形態である。FSS の特徴は, 衝撃波・境界層干渉によりはく離した超音速ジェットが, はく離点下流でノズル壁面に再付着することなく, ノズル外部に流出していることである。一方, 図 1(b)に示すはく離形態は Restricted Shock Separation (RSS) と呼ばれる形態で, TO ノズルや CTP ノズルなどの一部の形状にのみ発生する特殊な形態である。RSS は, はく離した超音速ジェットがはく離点のすぐ下流でノズル壁面に再付着するはく離形態で, はく離点と再付着点の間には流れの循環領域が作られる。また, 再付着点近傍の超音速ジェット内部には衝撃波が発生するので局所的に高圧・高温の領域が形成される。Frey や Hagemann ら^{(2), (4)-(6)}は, Vulcain エンジンを対象に, 軸対称流れを仮定した 2 次元 CFD や縮小モデルによる実験, 実機の燃焼試験

* 原稿受付 2005 年 7 月 27 日。

^{*1} 正員, 大阪大学大学院基礎工学研究科(〒560-8531 豊中市待兼山町1-3)。^{*2} 学生員, 大阪大学大学院基礎工学研究科。^{*3} 正員, フェロー, 大阪大学大学院基礎工学研究科。^{*4} 宇宙航空研究開発機構(〒891-3793 鹿児島県熊毛郡南種子町大字基永字麻津)。^{*5} 正員, 名古屋工業大学大学院ながれ領域(〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町)。

E-mail: yonezawa@me.es.osaka-u.ac.jp

Fig. 1 Separation pattern in overexpanded nozzle

を行った。そして、エンジンの起動・停止時において TO ノズル内部では FSS と RSS との間の遷移がごく短時間で起こり、このとき、流れ場が非対称になることでパルス状の横力が発生し、ノズルが大きく振動することが明らかとなった。また、Watanabe ら⁽³⁾は開発段階の LE-7A エンジンの燃焼試験結果から、CTP ノズルでも同様に RSS の発生に伴いノズルが大きく振動することに加えて、RSS 以外にもフィルム冷却用の段差が横力の発生原因になることも報告している。また開発段階の LE-7A ノズルにおいては RSS の発生に伴いノズル壁面を構成する再生冷却チューブの一部が破損し、未燃の水素が漏洩したことも報告されている。

以上のように RSS が発生することで超音速ノズルには多くの問題が生じる。特にノズルの振動の原因となる横力については前述のように多くの研究が行われてきた。この結果、RSS の発生機構や横力との関係については多くの理解が得られてきている。しかし、これらの研究は、実験や軸対称流れを仮定した 2 次元数値計算によるものがほとんどで、ノズル内部の流れ場の 3 次元構造についてはほとんど議論されておらず、非対称流れに関する詳細な調査は行われていない。今後、ロケットエンジンの信頼性を向上させるためには、流れ場を詳細に把握することは不可欠であると考えられる。そして流れ場を詳細に調べるためには 3 次元数値計算が有効であると考えられる。近年では清水ら⁽⁷⁾が LE-7A ノズルの起動時に関する 3 次元数値計算を行い、フィルム冷却用段差が横力を発生させる機構について調査した。また Wang⁽⁸⁾も起動時に関する 3 次元計算を行っている。しかし、3 次元計算を用いた研究例は少なく、得られた知見は十分とは言えない。

Fig. 2 Nozzle contour and pressure measurement points

そこで本研究はロケットノズルにおける過膨張流れに関して、さらに知見を加えるために行った停止時に関する実験、ならびに 3 次元非定常数値計算の結果を報告する。なお、本来は実際のロケットエンジンと同様に燃焼ガスを用いて研究を行うことが望ましいが、本研究では、基礎研究として流れの基本的な特性のみに着目することとし、作動流体を空気とし、これを理想気体として扱った。

2. 主な記号

NPR	: Nozzle Pressure Ratio (=入口圧力/背圧)
r	: 半径方向位置
x	: 軸方向位置
$()^*$	: スロート半径(5mm)で無次元化した値

3. 実験装置と数値計算法

3.1 ノズル形状 図 2 に本研究で用いたノズルの形状を示す。本研究で用いたノズル形状は段面積比が 49.0 の Perfect (比熱比 1.4 で設計) ノズルの長さを 75% に圧縮し、さらにスロート半径の 19 倍の長さで切断した CTP ノズルとした。なお、このノズルに関する実験方法、結果については別報⁽⁹⁾でも一部報告しているので参照されたい。実験では壁面圧力を計測したが、軸方向には図中に示した A~D の 4 点を計測点とした。周方向については、A~D のそれぞれの点を 90° ごとに 4 点ずつ配置し、それぞれ A1, A2, ..., D4 と呼ぶことにする。よってノズル壁面上には合計 16 点の圧力計測点が配置されている。これ以降、スロート中心を原点として、ノズルの軸方向の座標を x 座標とする。

3.2 実験装置の概要 図 3(a) に本研究で用いた大気吸い込み式風洞の模式図を示す。実験はテストセクション・タンク内の圧力を 1kPa 以下に減圧し、電磁バルブを解放することで停止時の流れ場を作り出している。また、テストセクション側面の観察窓からはシュリーレン法による可視化を行い、ノズル出口近傍の流れ場を可視化した。なお、可視化結果は高速度カメラを用いて 13500FPS で記録した。また、図 3(b) に示

(b) Description of measurement system of side load torque
Fig. 3 Experimental apparatus

すように、ノズルは硬質塩化ビニル製の管により支持されており、 $x^* = -22$ の位置にひずみゲージを貼付し、ノズルの振動による管のひずみを計測した。本試験装置は大気を吸い込むため、作動流体の密度が小さく、横力も小さかったので、ノズルを支持する管として硬質塩化ビニル管を用いても振動は微小であると仮定できる。そして、横力の算出には Frey らの方法⁽⁴⁾を用いた。すなわち、管をばね、ノズルを質点と考えて、系を単振動系とみなし、周波数応答（変位伝達関数）を求めて、ひずみゲージの出力を横力（モーメント）に変換した。なお、本研究で用いたノズルと管からなる系の固有振動数は約 14.5Hz であった。また、停止時のひずみデータをサンプリング周波数 2kHz で計測し、FFT 解析を行ったところ、およそ 400Hz までの範囲に微小ではあるがスペクトルのピークがいくつか確認された。そこで、ひずみデータから横力データへの変換は 500Hz 以下の成分に限定した。また、この方法を用いると周波数が大きくなるほど微小なノイズ成分も増幅されてしまう。したがって、絶対的な力の大きさの正確な評価は難しいため、横力については計測値の最大値で無次元化し、0.5 秒間毎の平均値を用いて定性的な傾向のみを評価した。

実験の手順としては、まず、壁面圧力計測と可視化を同時に行った。ただし、この際はノズルの振動の影

Fig. 4 Computational region

響を排するためにノズルを支持する管は厚さ 2mm のアルミニウム製のものを用いた。次に、硬質塩化ビニル製の支持管に交換し、横力のみを計測した。これは、ノズルに取り付けた圧力変換機がノズル外部の流れにより力を受け、横力の計測が不可能であったためである。なお、実験は再現性を確認しながら複数回ずつ行った。

3・3 数値計算法の概要 本研究では実験に対応する条件で 3 次元非定常数値計算を行った。なお、用いた計算機は HITACHI SR8000 (東京大学情報基盤センター) で、領域分割法に基づく並列計算を 8 ノード (1 ノードあたり 8CPU) を用いて行った。また、ノード間通信には MPI (Message Passing Interface) を用いた。以下に、本研究で用いた手法の概要を示す。

支配方程式は Favre 平均化された 3 次元 Navier-Stokes 方程式とし、これを有限差分法により保存則を満たすように離散化して計算した。対流項の流束分離法には AUSMDV⁽¹⁰⁾ を使い、さらに基本変数の 4 次精度 MUSCL 内挿⁽¹¹⁾ を併用して精度を向上した。粘性項は 2 次精度中心差分により離散化した。時間進行は陰解法を用いて行い、2 次精度後退型 3 点差分で離散化し、各時間刻みで sub-iteration を行い、解を収束させた。なお、行列解法には LU-SGS 法⁽¹²⁾ を使い、各時間ステップでの時間刻み幅は $2.0 \times 10^{-6} \text{ s}$ とした。

本研究で扱うような大規模な離れを伴う流れの数値計算では、はく離点の予測などに関して、計算に用いる乱流モデルが大きく影響する。そこで、本研究

では3次元計算を行う準備段階で、実験に用いたノズルについて軸対称流れを仮定した2次元計算を行い、乱流モデルについて検討した。比較した乱流モデルは、1方程式モデルである Spalart-Allmaras モデル⁽¹³⁾ と、2方程式モデルである Menter の SST (Shear-Stress Transport) モデル⁽¹⁴⁾ である。これらについて NPR に対する壁面圧力の変化を比較した。紙面の都合上、結果は図示しないが、各 NPR での離点の位置や壁面圧力分布を実験結果と比べた場合、大きな差は確認されなかった。また、はく離形態の変化や、その過程で形成される流れ場の特徴など、どちらのモデルを用いた場合でも、定性的な傾向は同じであった。そこで本研究では、計算時間を極力短縮しつつも、流れ場の定性的な特徴を調べるという当初の目的を考えて、Spalart-Allmaras モデルを採用することとした。

図4(a)に計算に用いた格子と図4(b)に計算領域の模式図を示す。本研究では格子点数は計算時間を考慮したうえで、可能な限り多く用いることとし、軸方向に298点(ノズル内部に230点)、半径方向に70点、周方向に189点(10点は重ね合わせ)の合計3,942,540点を用いた。なお、計算領域の形状は、直径800mm、長さ1800mmの円筒形の空間に、ノズルが設置された状態となっている。これは風洞のテストセクションと同一の直径を持ち、テストセクション全長とタンク直径をあわせた長さとなっている。図4(b)に示した境界で、以下に示す境界条件を用いた。ノズル入口境界は亜音速流入条件とし、全圧を100kPa、全温290Kに固定し、Riemann 不変量を内点から外挿した。ノズル壁面とテストセクション内壁を表す壁面境界は全て断熱・non-slip 壁として扱った。計算領域右端の出口境界は亜音速流出を仮定して静圧を与えた。実験と同様、停止時に関する計算なので、静圧は1kPaから10kPaまで0.1秒間で線形的に変化させた。ただし、実験では1kPaから10kPaまで約10秒間で線形的に変化したが、過去の報告例⁽¹⁵⁾ などからも、流れ場の変化はNPRで整理することができ、流れ場の変化の時間に対する依存性は小さいと考えられるので、定性的な議論を行う上では、計算時間を短縮するためにこのような条件を用いても問題ないと考えられる。

初期条件としては、全域が1kPa、300Kで静止した状態から、入口圧力を0.01sで1kPaから100kPaまで直線的に上昇させて起動時の流れを作り、さらに0.02秒間、入口・出口の条件を固定して計算した結果を用いた。

本研究で用いた格子形状や境界条件は計算精度の範囲内で軸対称となるものを用い、擾乱など非対称流

れを発生させる要素を意図的には与えていない。したがって流れ場の非対称性は、数値誤差などが発端となり、流れ場の不安定性により発生するものである。

4. 結果と考察

4.1 はく離形態の変化 図5にシュリーレン写真によるノズル出口近傍の流れ場を示す。図5(a)に示すNPRが約100のとき、はく離形態はFSSとなっており、はく離したジェットは破線で示したノズル壁面から離れたところにある。しかし、図5(b)に示すNPRが約80のときにはRSSへと変化し、ジェット外縁はノズル壁面に沿うように外側へ移ったことがわかる。このとき、可視化された映像からは、流れ場の大きな非対称性は確認されなかった。RSSが発生した後、さらにNPRが小さくなると、図5(c)の図中に示すノズル出口よりやや下流の部分で流れが変動している様子が見られたものの、ノズル出口付近では大きな乱れは観察されなかった。図5(d)はRSSからFSSへ変化する途中の写真である。このときには噴流外縁を表す影が不鮮明になっており流れ場が乱れていることがわかる。ただし、このように噴流が大きく乱れ非対称となっている時間は約0.001秒間と非常に短かった。図5(e)はFSSへの変化が完全に終わった後の状態である。はく離したジェットが鮮明に確認でき、流れ場はほぼ対称に戻っていることがわかる。以上のように、本研究で行った実験では、NPRが約80から約18の間にRSSが発生していた。

図6に数値計算により得られた結果を子午断面上のマッハ等高線で示す。図6(a)に示すNPR=100、つまり初期条件下では流れはほぼ対称となっており、はく離形態はFSSとなっている。NPRが低下していくにしたがってはく離点は上流へと移動し、NPRが約40でRSSへと変化した。このNPRの値は実験結果(約80)と大きく異なっている。図6(b)に示すRSSへ遷移した直後の流れ場を見ると、実験同様流れ場の非対称性は小さい。NPRがさらに低下すると、図6(c)のように衝撃波やはく離点は上流へと移動していく。このときも、衝撃波やはく離点の位置は、ほぼ対称となっていることがわかる。NPRが15を下回ると図6(d)(e)のようにはく離泡が大きくなり、はく離点と再付着点の距離が離れていくことが確認できる。また、このときのはく離点や再付着点の位置は非対称になっている。この点については、実験での可視化結果では検証できないので、次節で示す壁面圧力変動から検証する。そしてNPRが11.4を下回ると、図6(e)のように非対称にFSSへと変化した。ただし、FSSへ遷移したNPR

Fig. 5 Schlieren pictures during shutdown

Fig. 6 Mach number distribution

は実験結果(約 18)と異なっている。その後、FSS へ遷移したジェットは図 6(f)のように再びほぼ対称となった。

以上より、可視化結果と計算結果とを比較すると、一致した結果としては次の 2 点が挙げられる

- 1) FSS から RSS への変化時には流れの非対称性は小さい。
- 2) RSS から FSS への変化時には流れは大きく非対称となる。

相違点としては、RSS が発生する NPR の範囲が挙げられる。また、数値計算の結果から、RSS の状態で NPR が特定の値に達すると、はく離泡が徐々に大きくなり、

再付着点がノズル出口に達したときに FSS へと変化することが判明した。

図 7 に非対称性が大きな NPR=11.4 のときのマッハ数分布と速度ベクトルを示す。図 7(a) はマッハディスク下流の速度ベクトルを示している。この図より、はく離泡内部の大きな循環領域が確認できる。図 7(b) は、図 7(a) 中に示した a-a' 断面内の速度ベクトルである。この図を見ると、はく離した超音速ジェット (マッハ数分布の色が緑の部分) の形が大きく非対称となっていることがわかる。また、図中の左上の領域には、対になった渦構造が確認できる。ただし、この非対称性については NPR の変化に伴って向きが不規則に変化することはあった

Fig. 7 Velocity vector and Mach number distribution (NPR=11.4)

が、周期的な回転などの変動は見られなかった。以上のように、RSS から FSS への変化の過程では、はく離泡が大きくなるとともに、その内部の流れは複雑な三次元構造を持ち、流れ場全体も非対称となることが判明した。なお、RSS が発生していても流れ場がほぼ対称なときには、はく離泡内部を含めて、ノズル内部の周方向速度成分は小さく、ほぼ軸対称な流れであった。

4.2 壁面圧力の変化 図 8 に数値計算により得られた、壁面上の圧力分布を示す。図 8(a) は FSS から RSS へ遷移した直後の図である。このとき、はく離点下流の再付着点近傍では、圧力が相対的に大きくなっていることがわかる。以降、再付着点近傍の高压領域を“a”と表す。またこのとき、等高線の分布を見るとわずかながら非対称になっていることも確認できる。図 8(b) は NPR がさらに低下したときの状態を表している。NPR の低下にしたがってはく離点や再付着点は上流へ移動している。圧力分布を見ると、再付着点の下流に 2 つ目の圧力が高い部分が形成されている。これは RSS の発生に伴って壁面に付着した超音速ジェット内部にダイヤモンドショック構造ができているためであると考えられる。以降、この 2 つ目の高压領域を“b”で表す。なお、このときには圧力分布は、ほぼ対称になっている。なお、このときには圧力分布は、ほぼ対称になっている。図 8(c) は NPR がさらに下がり、RSS から FSS へ遷移する直前の図である。この図を見ると、図 6、図 7 でも示したように再付着点が下流へ移動しているため、高压領域 a も下流へと

Fig. 8 Wall pressure distribution

移動しており、高压領域 b は消失している。また、はく離泡内部の圧力は高压領域 a に比べて小さいので、低压領域“c”と呼ぶことにする。また、全体の壁面圧力分布は大きく非対称となっている。

図 9 に実験、計算での A1, B1, C1, D1 の 4 点で得られた壁面圧力の変化を示す。ただし、後述のように周方向に関しても非対称な結果が得られたが、波形の主な特徴は一致していたので、ここでは代表例を示した。実験結果、計算結果ともに点 B1~D1 では RSS が発生しているときに幾つかの圧力の極大値が確認できる。これは、図 8 で示した高压領域や低压領域(はく離泡)の通過によるもので、図中に示した a, b, c は、それぞれの計測点を通過した高压領域や低压領域を表している。ここで、点 C1, D1 に a が 2 つあるのは、図 8(a), (b) で示したように、高压領域 a が NPR の低下とともに上流へ移動した後、図 8(c) で示したように再び下流へ移動するためである。なお、実験結果については計算結果と比較し、これらを同定した。また、計算結果では点 B1 で高压領域 a が計測点を通過した後に、低压領域 c が再び通過するため、圧力低

Fig. 9 Wall pressure versus NPR

(Left: measurement, right: simulation)

Fig. 10 Time history of wall pressure at point D

下が見られる。これは RSS から FSS へ遷移する過程で、図 6(d), (e) や図 8(c) で示したように、はく離泡領域が大きくなっていることによるもので、実験結果をみると同様な波形が確認できることから、図 6 で示したような、数値計算から予測された過程を経て RSS から FSS へと変化していることが確認できたといえる。

次に可視化結果で大きな非対称性が観察された RSS から FSS への変化時における、点 D1 から D4 の圧力の時間履歴を図 10 に示す。まず、実験結果を見ると、RSS 発生下においては、各時間で点 D1～D4 全ての点の圧力が一致せず、計算結果で予測されたように、非対称な圧力分布になっていることが確認できる。さらに、それぞ

Fig. 11 Side load versus NPR

れの点で壁面圧力は、大きな振幅を伴って不規則に変動しているが、これは高圧領域 a が通過する際に振動を伴っていることを表していると考えられる。この振動については、周波数解析を行っても特定の周波数が得られなかった。よって流れの中に生じる小スケールの渦運動が大きな要因であると推測される。次に計算結果を見ると、RSS から FSS に変化する直前に高圧領域 a が通過することに伴う圧力変動が 1 つ確認できる。しかし、実験結果で見られたような不規則な変動は捕らえられていない。このように、高圧領域が通過する際に実験では不規則な圧力変動を伴っているにもかかわらず、計算では変動が現れていないという傾向は、図 9 で比較しても全ての NPR の範囲で同様である。この原因としては、乱流モデルの影響が考えられる。つまり、本研究ではいわゆる RANS 系のモデルを採用しているため、小さな渦構造は全て渦粘性により拡散し、モデル化されている。したがって、小スケールの渦構造に起因する不規則な変動は一切再現されていないと考えられる。しかし、この変動に関しては、平均圧力に対する振幅の割合が大きく、ノズル内流れの非対称性や非定常性を解明する上では無視出来ないと考えられる。よって、詳細な調査は今後の課題である。

4・3 横力の比較 図 11 に実験、計算で得られた横力と NPR の関係を示す。縦軸の横力の値は、実験結果、計算結果それぞれ、最大値を 1 として無次元化した値となっている。また、実験結果は 0.05 秒間ごとの平均値を示している。実験結果については複数回計測した中で最も顕著に横力が現れた結果を示した。まず実験結果を見ると、

横力のピークが幾つか確認できる。最も大きな横力は NPR が約 18 のときに発生しており、可視化結果との対応から RSS から FSS へ遷移する際に生じていることがわかる。ここには示していないがこのときの横力の時間波形はパルス状となっていた。また、NPR が約 75 から約 40 にかけて小さな横力が幾つか確認できるが、これは FSS から RSS へ遷移したとき(NPR=75)や再付着点付近にできる高圧領域の変動によるものである。このような横力の大きさに関する傾向は、可視化結果で見られたように FSS から RSS への遷移過程では、流れ場がほぼ対称であったのに対し、RSS から FSS へ遷移する際は、流れが大きく乱れていたという傾向とも一致している。横力の各方向の成分を調べたが、横力が周方向に周期的に変動している様子は見られず、パルス状の大きな力として作用していた。また、全体を見ると、常に横力は 0 になっていない。これはひずみゲージから、不規則なノズルの振動や、電気的なノイズによる微小な出力が常に出ており、高周波成分が周波数伝達関数により過大に評価されたためである。実験結果の再現性を確認するために複数回実験を行ったが、RSS から FSS への遷移時の横力は毎回確実に大きな値を示していたが、FSS から RSS への遷移過程での横力はほとんど確認できない例も多く見られた。次に計算結果を見ると、2 つの横力のピークが見られる。NPR が約 11 のときに見られる大きい方のピークは RSS から FSS へ遷移する際の横力である。一方 NPR が約 40 のときに見られる小さいほうの横力は FSS から RSS へ遷移する際に生じたものである。このように、RSS から FSS へ遷移する際の横力が最大となり、FSS から RSS への遷移時にも小さな横力が生じている傾向は、実験とよく一致している。また、実験と同様に横力の方向に規則性はなくパルス状の力として作用していた。なお、壁面圧力同様に、計算では不規則な変動は捕らえられていないため、ここで示した 2 つのピーク値以外はほぼ 0 となっている。

5. 結 言

本研究では圧縮率が 75% の CTP ノズルを用いて、ロケットノズルの停止時における過膨張流れについて実験と 3 次元非定常数値計算の両面から、流れ場の 3 次元の性質や横力発生機構について調査した。本研究で得られた知見を以下にまとめる。

実験結果、計算結果ともに、以下のような流れ場が観察された。NPR が低下するに従い、はく離形態が FSS

→RSS→FSS へと変化した。FSS から RSS へ変化する過程では流れ場の非対称性は小さかったが、RSS から FSS へ変化する際は、流れは大きく非対称となった。

RSS から FSS へ遷移する過程を計算結果から調べところ、NPR が一定の値に達すると、はく離泡が大きくなり、再付着点がノズルの出口に達したときに FSS へと遷移することが明らかとなった。このことは実験における壁面圧力の変化からも確認された。また、このとき、はく離泡内部には複雑な 3 次元構造を持つことが判明した。

横力の発生については、FSS から RSS へ遷移する過程および RSS から FSS へ遷移する過程で確認された。

文 献

- (1) Hoffman, J. D., Design of Compressed Truncated Perfect Nozzles, *AIAA Paper*, 85-1172 (1985).
- (2) Frey, M. and Hagemann, G., Restricted Shock Separation in Rocket Nozzles, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 16, No. 3, (2000), pp. 478-484.
- (3) Watanabe, Y., et al., LE-7A Engine Nozzle Problems During the Transient Operations, *AIAA Paper*, 2002-3841 (2002).
- (4) Frey, M., et al., Subscale Nozzle Testing at the P6.2 Test Stand, *AIAA Paper*, 2000-3777 (2000).
- (5) Hagemann, G., et al., Appearance of Restricted Shock Separation in Rocket Nozzles, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 18, No. 3 (2002), pp. 577-584.
- (6) Hagemann, G., et al., Scalability for Rocket Nozzle Flows Based on Subscale and Full-Scale Testing, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 19, No. 3 (2003), pp. 321-331.
- (7) Shimizu, T., et al., Internal Flow Computation of Rocket Engine Nozzles, *NAL SP-57*, (2003), pp. 166-171.
- (8) Wang, T-S., Transient Three-Dimensional Analysis of Side Load in Liquid Rocket Engine Nozzles, *AIAA Paper*, 2004-3681 (2004).
- (9) Yonezawa, K., et al., Suppression of Restricted Shock Separation in Overexpanded Rocket Nozzles, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 71, No. 711 (2005), pp. 2702-2709.
- (10) Wada, Y. and Liou, M-S., A Flux Splitting Schemes with High-Resolution and Robustness for Discontinuities, *SIAM Journal on Scientific Computing* Vol. 18, No. 3 (1997), pp. 633-657.
- (11) Yamamoto, S. and Daiguji, H., Higher-Order-Accurate Upwind Schemes for Solving the Compressible Euler and Navier-Stokes Equations, *Computers and Fluids*, Vol. 22 (1993), pp. 259-270.
- (12) Yoon, S. and Jameson, A., Lower Upper Symmetric Gauss Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations, *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 9, (1988), pp. 1025-1026.
- (13) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, *La Recherche Aeronautique*, Vol. 1 (1994), pp. 5-21.
- (14) Menter, F. R., Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8 (1994), pp. 1598-1605.
- (15) Takahashi, M., et al., Transient Flow Simulation of a Compressed Truncated Perfect Nozzle, *AIAA Paper*, 2001-3681 (2001).