

# 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2009 前刷論文集

## 目 次

\*講演番号 ( ) 内は日本航空宇宙学会論文番号

### 特別講演 I (JSASS-2009-0101-A)

#### Successes and Challenges of Computational Methods in Aerodynamics Analysis and Design

Dr. Dimitri Mavriplis (Professor, University of Wyoming, USA)

### 企画「宇宙輸送及び再使用技術」

#### 1 B 7 (JSASS-2009-0123-A)

ロケットエンジン用ターボポンプの内部循環に関する CFD 解析

○木村俊哉、菊田研吾、島垣 満、吉田義樹 (JAXA)、都丸裕司 (IHI)

#### 1 B 8 (JSASS-2009-0124-A)

液体ロケットエンジン再生冷却性能解析モデルの構築

○根岸秀世 (JAXA)、大友 洋 (アドバンスソフト)、  
熊川彰長、大門 優、山西伸宏 (JAXA)

#### 1 B 9 (JSASS-2009-0125-A)

実在気体効果を考慮した MPD 推進機内の数値シミュレーション

○佐藤博紀 (総研大院)、窪田健一、船木一幸 (JAXA)

#### 1 B 10 (JSASS-2009-0126-A)

スクラムジェットエンジンにおける衝撃波の空力的効果を利用した  
内部形状の検討

○佐藤 茂 (JAXA)、宗像利彦 (日立東日本ソリューションズ)、  
石河深雪 (スペースサービス)

#### 1 B 11 (JSASS-2009-0127-A)

複合サイクルエンジンの飛行マッハ数4試験の数値計算による検証

○長谷川進、谷香一郎 (JAXA)、石河深雪 (スペースサービス)

#### 1 B 12 (JSASS-2009-0128-A)

火星エアロフライバイによるサンプルリターンミッションに向けた  
アブレーション熱防御システムの検討

○鈴木俊之、藤田和央 (JAXA)

#### 1 B 13 (JSASS-2009-0129-A)

火星エアロフライバイのための高弾道係数を有するエアロシエルの検討

○高柳大樹、藤田和央 (JAXA)

一般講演「格子・解法」

1 D 9 (JSASS-2009-0151-A)

勾配計算法の再検討と新手法について

○嶋 英志 (JAXA)

1 D 10 (JSASS-2009-0152-A)

埋め込み境界法と直交格子積み上げ法を用いた非圧縮性流れの数値解析

○坂井玲太郎、高橋 俊、中橋和博 (東北大)

1 D 11 (JSASS-2009-0153-A)

Building-CubeMethodを用いた翼型周りの RANS 計算

○西本成告 (東北大院)、佐々木大輔、中橋和博 (東北大工)

1 D 12 (JSASS-2009-0154-A)

低速流れにおける前処理付き陰解法と低散逸流束関数の性能比較

○北村圭一、藤本圭一郎、嶋 英志 (JAXA)、

Z.J.Wang (IowaStateUniversity)

1 D 13 (JSASS-2009-0155-A)

非保存形の FEM 定式による衝撃波解析

○真鍋圭司、西尾正富 (福山大)

一般講演「航空機・宇宙機のシミュレーション」

2 B 1 (JSASS-2009-0171-A)

ヘリコプタの流れ場解析における SLAU スキームの適用

○田辺安忠、齊藤 茂 (JAXA)、大谷一平 (東京ビジネスサービス)

2 B 2 (JSASS-2009-0172-A)

非構造格子 CFD ソルバーによるヘリコプター胴体周りの  
流れ場の数値計算について

○高山央貴、佐々木大輔、中橋和博 (東北大院)、

田辺安忠、齊藤 茂 (JAXA)

2 B 3 (JSASS-2009-0173-A)

3次元非定常 NS コードによる多段形態での振動翼列の数値解析

○青塚瑞穂、土屋直木、加藤 大 (IHI)、堀口泰生 (ASIRI)、

山本一臣、野崎 理、西澤敏雄 (JAXA)

2 B 4 (JSASS-2009-0174-A)

HA8000 を用いた UPACS による NACA0012 翼型空力解析に向けて

○手塚亜聖 (早大理工)

2 B 5 (JSASS-2009-0175-A)

Over-the-Wing-Nacelle 形態におけるナセル形状および搭載位置の最適化

○米田良太、佐々木大輔、中橋和博 (東北大)

2 B 6 (JSASS-2009-0176-A)

超音速流中の凹型物体まわりの流れ場について

○高倉葉子 (東海大)、平木秀龍、新井紀夫 (東京農工大)

2 B 7 (JSASS-2009-0177-A)

軌道上におけるリアクションホイール用玉軸受の保持器挙動の  
数値シミュレーション

○間庭和聡、野木 高、小原新吾 (JAXA)

企画「航空宇宙における空力騒音」

2 C 1 (JSASS-2009-0186-A)

FDTD 法による湾曲板の音響透過解析

○村上桂一、青山剛史 (JAXA)

2 C 2 (JSASS-2009-0187-A)

複合的構造を有する材料の平面音波透過特性に関する基礎実験

○森 浩一、村橋慶紀、中村佳朗 (名大)、  
高橋 孝、村上桂一、橋本 敦、青山剛史 (JAXA)

2 C 3 (JSASS-2009-0188-A)

飛行モードによる羽ばたき音の特性の違いについて

○稲田喜信 (JAXA)、前田将輝、森山貴司 (千葉大)、青野 光 (ミシガン大)、  
劉 浩 (千葉大)、青山剛史 (JAXA)

2 C 6 (JSASS-2009-0191-A)

マイクロジェット噴射による高亜音速ジェットの低騒音化の LES 解析

○榎本俊治、山本一臣、野崎 理 (JAXA)、山下建志 (ASI 総研)、  
楠田真也、大庭芳則、大石 勉 (IHI)

2 C 7 (JSASS-2009-0192-A)

NACA0012 切り落とし翼端から発生する渦の LES 解析

○今村太郎 (JAXA)、平井 亨 (菱友システムズ)、  
横川 譲、榎本俊治、山本一臣 (JAXA)

2 C 10 (JSASS-2009-0195-A)

ロケットモータ地上燃焼試験における地面効果の評価手法の検討

○福田紘大、堤 誠司、宇井恭一、石井達哉、高木亮治、藤井孝藏 (JAXA)

企画「航空宇宙のハイパフォーマンスコンピューティング」

2 D 1 (JSASS-2009-0196-A)

JAXASupercomputerSystem (JSS) の構成と特徴

○藤田直行、高木亮治、松尾裕一 (JAXA)

2 D 2 (JSASS-2009-0197-A)

ハイエンド・テクニカルコンピューティング・サーバ FX1 の開発について

○関 堅 (富士通)

2 D 3 (JSASS-2009-0198-A)

JSSV システムの効率的利用について

○長嶺七海 (日本電気)

2 D 4 (JSASS-2009-0199-A)

JAXASupercomputerSystem (JSS) の初期性能評価

○高木亮治、藤田直行、松尾裕一 (JAXA)

2 D 5 (JSASS-2009-0200-A)

液体燃料微粒化初期過程の数値解析

○新城淳史、松山新吾、溝渕泰寛、小川 哲 (JAXA)、梅村 章 (名大)

一般講演「DNS・LES」

2 D 6 (JSASS-2009-0201-A)

埋め込み境界法を用いた機内空気流の LES の構築

○斎藤英文 (島津製作所)、梶島岳夫 (阪大)

2 D 7 (JSASS-2009-0202-A)

乱流遷移点を予測するための確率論を考慮した決定論

○内藤 健 (早稲田大)

2 D 8 (JSASS-2009-0203-A)

超音速乱流境界層流れの LES に向けた WCN スキームの改良

○松川 豊 (法政大)

2 D 9 (JSASS-2009-0204-A)

超臨界圧力における LO<sub>x</sub>/GH<sub>2</sub> 同軸噴流火炎の Large Eddy Simulation

○松山新吾、新城淳史、小川 哲、溝渕泰寛 (JAXA)

2 D 10 (JSASS-2009-0205-A)

CAMUI 型ハイブリッドロケット燃焼室の数値解析

○岸田耕一、金子雄大、大島伸行、永田晴紀 (北大院)

**Successes and Challenges for Computational Methods  
in Aerodynamics Analysis and Design**

*Dimitri Mavriplis  
University of Wyoming  
Laramie, WY USA*

Computational fluid dynamics (CFD) has progressed rapidly over the last several decades to the point where CFD now constitutes an indispensable component of the suite of design and analysis tools used in the aerospace industry for all speed regimes. However, serious deficiencies remain in the accuracy and reliability of computational methods, which continues to limit the impact these technologies can have on large aerospace engineering projects. For steady-state transonic drag prediction, which is a principal requirement in fixed wing transport aircraft design, the accuracy and reliability issues in the state-of-the-art of computational aerodynamics has been captured in the AIAA sponsored drag prediction workshop series (DPW). These studies have shown that grid resolution remains one of the most important contributors of error sources and uncertainty particularly for problems with regions of separated flow.

This talk will focus on new approaches for dealing with such uncertainties, mainly based on adjoint techniques. Adjoint-based methods have been developed in computational aerodynamics principally for enabling efficient gradient-based design optimization approaches. However, adjoint methods have more recently been devised for estimating error in specific simulation objectives (such as lift, drag, moments) and for controlling this error. One approach to controlling spatial discretization error for steady-state problems consists of forming the inner product of the adjoint field with the spatial residual of an approximate solution to determine the error in the objective using this approximate solution. This error estimate can then be examined on a cell-by-cell basis, and used to adaptively refine the mesh in regions of large error contribution.

Adjoint methods can be extended to unsteady problems and even multidisciplinary problems, where they can be used to estimate not only the error due to the spatial resolution, but also temporal error and even algebraic error due to incomplete convergence at each implicit time step. Furthermore, for multidisciplinary problems, such as aerothermodynamics, or aeroelasticity, or aeroservoelasticity, adjoint methods can be used to separate out the various sources of error due to each discipline. A strategy for estimating error in unsteady problems using the adjoint approach will be discussed in the talk and demonstrated for simple two dimensional problems. Prospects for further advances in this field, including model parameter sensitivity analysis, uncertainty quantification, and combining experimental data with computational analysis to improve the simulation outcome, known as data-assimilation will also be discussed.

# 1B7 ロケットエンジン用ターボポンプの内部循環に関する CFD解析

○木村俊哉、菊田研吾、島垣 満、吉田義樹（宇宙航空研究開発機構）、  
都丸裕司（IHI）

CFD Simulation of an Internal Flow of a Rocket Engine Turbopump  
Toshiya Kimura, Kengo Kikuta, Mitsuru Shimagaki, Yoshiki Yoshida (JAXA),  
Hiroshi Tomaru (IHI)

Key Words: CFD, Turbopump, Rocket Engine

## Abstract

CFD simulations were performed for an internal flow of a rocket engine turbopump. Detail distributions of a pressure, an internal circulation flow, a leakage flow, and a torque, which are very difficult to be measured directly, were calculated. Basic properties of the turbopump such as efficiency and axial thrust were estimated from these properties. Based on calculated properties, open shroud and closed shroud models were compared and the effect of a shroud on properties and performance of the pump was discussed.

### 1. はじめに

ターボポンプ式のロケットエンジンにおいては、ターボポンプの性能はエンジン性能を決める最も重要なファクターであり、ポンプ効率や揚程はエンジンシステム全体の設計に影響を与える。また、回転体に作用する流体力の中でもポンプに発生する軸推力はタービンの発生する軸推力とバランスする必要がある。

従って、翼の形状設計だけでなく、ポンプ内部における流れ等々の循環流や流体力を正確に見積もることはポンプの設計に非常に重要となる。しかしながら、高速で回転する実際のポンプにおいて、内部循環量や回転体に働いている軸推力を正確に測定することは困難である。

そこで、既存のターボポンプの水流し試験に対応したCFD解析を行い、測定データと比較することでCFD解析結果の検証を行うと共に、ポンプ内各部の詳細な圧力分布や循環流量、各部に作用する軸推力、トルクを求めポンプの諸性能の見積もりを試みた。

また、シュラウド付きと無しのポンプモデルを比較し、シュラウドのポンプの性能に与える影響も調べた。

### 2. 数値解析

#### 2. 1 解析モデル

解析対象としたポンプは、過去に(株)IHIにおいて水流し試験を実施した小型ターボポンプである（図1参照）。ポンプの入口配管から出口配管までを解

析領域としている。回転体はインデューサとシュラウド付きのインペラ（図1の青い部分）である。ポンプをオープンインペラ化したときの効果を見るために、このポンプのシュラウド部分を切り取ることでオープン化したモデルを別途作成し、解析を行い比較した。

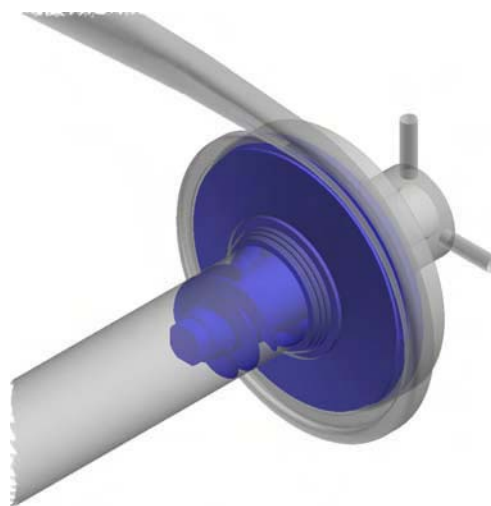


Fig. 1: Structure of present pump model with shroud

計算格子は非構格子（テトラ、プリズム、ヘキサ）で、セル数は約240万である。

#### 2. 2 解析手法

本解析では市販の熱流体解析ソフトSTAR-CD (V.3.26)を用いた。

境界条件として、入口境界は圧力境界、出口では流量を境界条件としている。解析条件は水流し試験と同じに設定し、回転数は6000rpm、流量は100%設計流量である。乱流モデルは高レイノルズ数タイプのk-εモデルを採用した。

最初に定常計算を行い、それを初期値として非定常計算を行い、各物理量については流れが安定した状態から数回転の時間平均値を用いた。非定常計算の場合、スライディング面を設定し回転領域と非回転領域に分けて計算を行った。

### 3. 計算結果

#### 3.1 圧力分布と軸推力

回転軸に加わる流体力の中で特に軸方向の力（軸推力）はインペラの前後方向のバランスを取る上で重要であり、実験ではケーシングの複数の圧力計測値から推定することがある。そこで、そのような推定がどの程度の精度があるかCFDの結果と検証した。

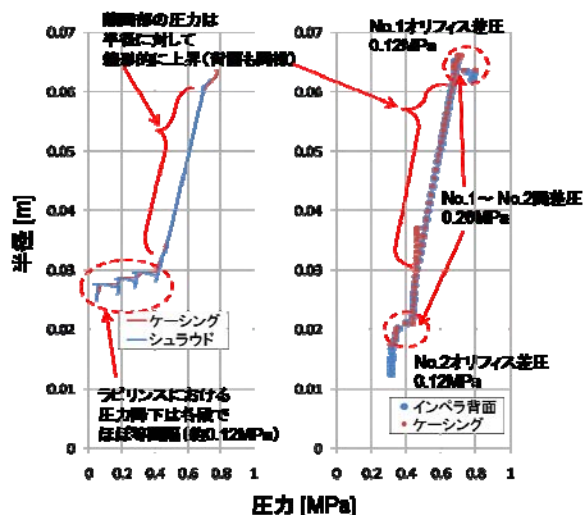


Fig. 2: Pressure distribution along the casing and the rotator

図2はある子午面におけるインペラ前面と背面のケーシングに沿った壁面圧力とインペラ表面の圧力を描いたグラフである。図から分かるように、前面のシュラウドとケーシングの隙間及びインペラ背面とケーシングの隙間において圧力はほぼ直線的に変化していることが分かると共に、ケーシングの壁面圧力は隣接するインペラシュラウド及びインペラの表面圧力にほぼ等しいことが分かる。また、実験での測定点に対応する位置での計算で得られた圧力は実験値とほぼ等しいことが分かっている。

実験では、測定点は限られておりそれらの値から適当な回転体の表面積を仮定して回転体に加わる力を推定する。しかしながら、実際には軸推力は回転体全面に加わる圧力の積分値である。そこで、計算結果から流体圧を回転体全面で積分したところ約

759N（タービン方向）という結果が得られた。実験での測定値からの推算是推算方法に依存するが、計算結果と比較して10%程度の誤差があることが分かった。

#### 3.2 効率

ポンプではタービンで得られた動力をいかにポンプ側の流体のエネルギーに変換するかが重要であり、効率が重要な指標である。ポンプ効率は基本的には、インペラ効率、円盤摩擦効率、漏れ効率の積で表される。これらの効率は、それぞれ圧力揚程、循環流量、トルク、等から求められる。解析では、ポンプ内部のこれら各物理量を求めることが出来る（図3参照）ので、これらの値を使ってポンプ効率を求めた。

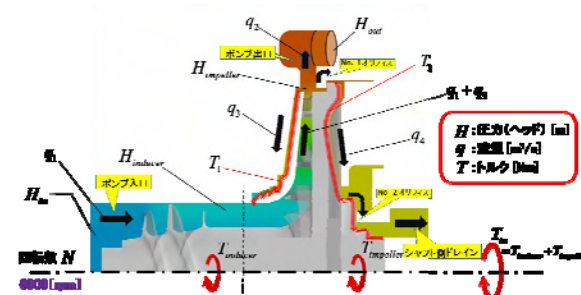


Fig. 3: properties estimated inside the pump

その結果、ポンプ効率は約52%となり、これは実験から得られた効率と良く一致した。

図3はシュラウド付きのポンプの断面であるが、図に見られるシュラウドの部分削除しケーシングをインペラ翼面に近づけることで本ポンプをオープンインペラ化したモデルも同様に計算を行った。オープン化したポンプの効率は約51%となりオリジナルのモデルとほぼ同じ程度であることが分かった。これはシュラウドが無くなったことによる円盤摩擦による損失の低下と、インペラ翼端からの漏れ流れの増加によるインペラ水力効率の減少がそれぞれ相殺したためであることが分かった。

### 4. 最後に

ターボポンプ内部流れのCFD解析を行いポンプ内部各部の物理量からポンプの性能を示す諸量の見積もりを行った。実験結果との比較からCFD解析はポンプ諸量を精度良く見積もっていることが示されると共に、実験で把握の困難なポンプ内部の損失の分布等も把握が出来ることが示された。

本公演では、ポンプ諸量のより詳細な比較と共に、水素の実液の効果を含めた解析結果とその影響についても議論する予定である。

# 1B8 液体ロケットエンジン再生冷却性能解析モデルの構築

○根岸秀世(JAXA), 大友洋(アドバンスソフト), 熊川彰長, 大門優, 山西伸宏(JAXA)

## Heat Transfer Modeling for Regeneratively Cooled Thrust Chambers

Hideyo Negishi (JAXA), Hiroshi Otomo (Advancesoft Corp.), Akinaga Kumakawa, Yu Daimon,  
and Nobuhiro Yamanishi(JAXA)

Key Words : Internal Flow, Propulsion, Numerical Analysis

### Abstract

A numerical heat transfer analysis tool, REGEN (REGENerative cooling analysis tool), is developed in JAXA. This tool consists of quasi one-dimensional model for the coolant flow and three-dimensional structural model to calculate the thermal field within the thrust chamber wall with Nusselt-type correlation for hot-gas side and coolant-side heat transfer. This tool was validated by sub-scale hot firing test data, and the computed results showed good agreement. As a result, it is clear that this tool can be an effective tool for predicting regenerative cooling performance in preliminary design phase.

### 1. はじめに

現在JAXAで検討を進めているLE-X<sup>[1]</sup>などのエキスパンダー系サイクルエンジンでは、燃焼室における再生冷却<sup>[2]</sup>によりエンタルピーが上昇した燃料の一部を使ってターボポンプを駆動する。そのため、そこでの吸熱量がエンジン成立性を大きく左右する。さらに、燃焼室の冷却特性はその構造寿命に大きな影響を与えるため、効率的な冷却が要求される。従って、再生冷却性能の予測評価は液体ロケットエンジン設計において極めて重要な技術の一つである。

再生冷却性能予測のためには、燃焼室内部の燃焼ガス流れ、構造体内の熱伝導、そして冷却流路内の冷却剤流れをそれぞれ適切に予測した上で、これらを熱的に連成する必要がある。CFDの適用も考えられるが、燃焼ガス流れや冷却剤流れ単独の解析でもまだ発展途上の段階にある。<sup>[3,4]</sup> また、実スケールの燃焼室まで対象とした燃焼室全系の熱-流体連成解析を考えた場合、計算規模が極めて莫大となることが考えられ、現状の計算機環境では非現実的である。

そこで本研究では、準一次元の流体計算と三次元の熱伝導解析を組み合わせた燃焼室全系の簡易再生冷却(熱連成)解析モデル(REGEN ; REGENerative cooling analysis tool)を構築し、サブスケール燃焼試験との比較によりその妥当性を検証した。

### 2. 解析ツールの概要

本研究で構築したツールの役割は、サブスケール及びフルスケール燃焼試験における再生冷却性能の事前予測や、エンジン設計段階における再生冷却流路の最適設計もしくはエンジンシステム全体の挙動予測解析で利用可能な再生冷却解析モデルを提供す

ることにある。これらを実現するためには、現象を適切に評価でき、かつ計算負荷が極力小さいことが求められる。

本ツールのメリットは、サブスケールやフルスケール燃焼室を対象に、燃焼室全系の熱流体連成解析を可能とし、1ケース当たり数分で解が得られることにある。これにより、最適設計の様な大規模パラメトリック解析にも対応することができる。一方でデメリットは、解析モデルの中に幾つかの合わせ込みパラメータを含むため、試験による合わせ込みが必要であること、燃焼ガスと冷却剤流れを準一次的に扱うためにそれぞれの流れの多次元性を直接考慮できないこと、燃焼ガス-構造体間、冷却剤-構造体間それぞれの熱流束をNu数に基づく経験式で評価するため解析精度には限界があることがある。Nu数に基づく評価では、試験による合わせ込みを行わない場合、おおそ20%程度の誤差を有する事が報告されている。<sup>[5]</sup>

本ツールは、上述したようなデメリットがあるものの、CFDの適用が難しい現状では、依然として再生冷却性能予測における有効なツールと考えられる。他国でも同種のツールが存在し、今なおエンジンの設計開発において活用されている。<sup>[6,7]</sup>

### 3. 解析手法の概要

本解析ツールは、エンジン定常作動時の再生冷却性能予測を目的としている。

#### 冷却剤及び燃焼ガス流れ

冷却剤流れは、冷却流路に沿って軸方向に準一次的に離散化した上で、次に示す質量、運動量、エンタルピーの保存式を上流側から反復法により解く。



冷却剤物性は、NIST データベース<sup>[8]</sup>に基づく物性テーブルをあらかじめ作成し計算中に使用する。

燃焼ガス流れは、等エントロピー流れを仮定し、燃焼ガス-構造体間の熱流束評価が必要な位置で、局所主流Mach数と燃焼ガス主流温度を計算する。燃焼室全温と燃焼ガス物性は、NASA CEAコード<sup>[9]</sup>を解析コードに実装し、燃焼圧力と燃焼室混合比を入力として計算する。

#### 構造体内熱伝導

構造体内熱伝導については、3次元構造格子をプログラム内で自動生成し3次元定常熱伝導方程式を解く。計算に当たっては、円柱座標系で離散化しBiCG-STAB法により解く。燃焼ガス-構造体間の熱流束評価には、Bartzの式<sup>[10]</sup>に基づく熱伝達率に噴射器端効果と超音速部の補正を加えて計算する。冷却剤-構造体間の熱流束は、Taylorの式<sup>[11]</sup>に基づく熱伝達率に流路入口と曲率、表面粗さ効果の各補正を加えて計算する。

### 3. 解析結果とまとめ

メタン冷却サブスケール燃焼試験<sup>[12]</sup>を対象とした解析で得られた3次元温度分布例を図1に示す。図2, 3, 4には、同じ解析で得られた冷却流路内の全圧と静温分布及び壁温分布をそれぞれ示す。なお図で、横軸の原点はスロート位置に相当する。ここでは表面粗さをパラメータ(4と35  $\mu\text{m}$ )として解析を実施した。図2から、表面粗さは特に圧力分布に大きく影響することが分かる。冷却剤静温分布や壁温度分布については、若干の差異が見られるものの、解析結果は表面粗さに関わらず概ね試験結果と一致した。

今後は、表面粗さ効果の高度化や冷却流路内の温度成層効果の導入などを進め計算精度向上を図るとともに、冷却流路形状の最適設計やエンジンシステム解析への適用も進める予定である。

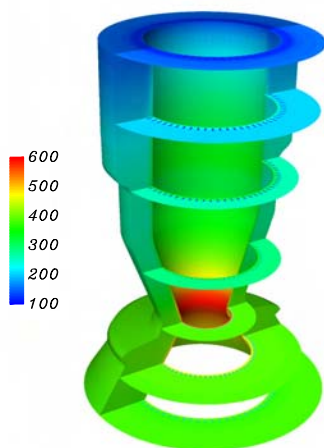


図1 燃焼室3次元温度分布計算例；単位=[K]

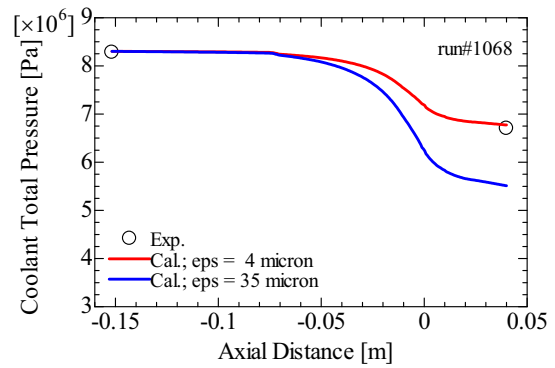


図2 冷却流路内全圧分布の比較

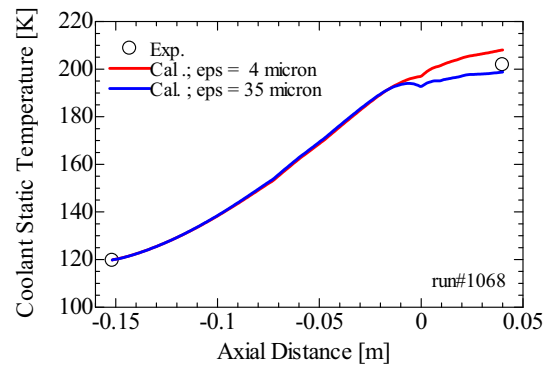


図3 冷却流路内静温分布の比較

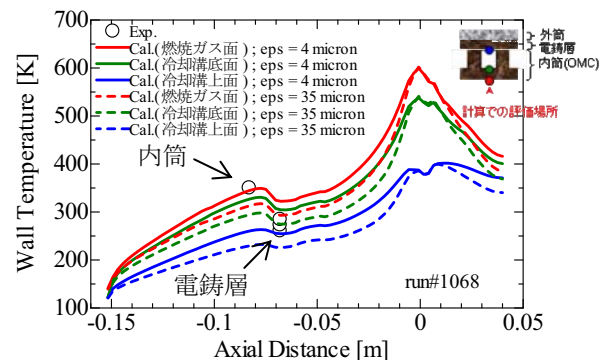


図4 壁温分布の比較

#### 参考文献

- [1] Kurosu, A., et al., AIAA Paper 2008-4665, 2008.
- [2] Sutton, G. P., "Rocket Propulsion Elements," 7<sup>th</sup> edition, A Wiley-Interscience Publication, 2001.
- [3] Tucker, P.K., et al., AIAA Paper 2008-5226.
- [4] Knab, O., et al., AIAA Paper 2002-4005.
- [5] Locke, J.M., *Journal of Propulsion and Power*, Vol.24, No.1, Jan.-Feb., 2008, pp. 94-103.
- [6] Frohlich, A., et al., AIAA Paper 93-1826.
- [7] Naraghi, M.H.N., et al., AIAA Paper 2004-3852.
- [8] NIST Standard Reference Database 23, Ver. 8.0, 2007. (<http://www.nist.gov/index.html>)
- [9] Gordon, S., et al., NASA RP-1311, Oct. 1994.
- [10] Bartz, D.R., *Jet Propulsion*, Vol. 27, No. 1, Jan. 1957, pp.49-51.
- [11] Taylor, M.F., NASA TM X-52437, 1968.
- [12] Kawashima, H., et al., AIAA Paper 2008-4837.

# 1B9 実在気体効果を考慮したMPD推進機内の 数値シミュレーション

○佐藤博紀（総合研究大学院大学），窪田健一，船木一幸（ISAS/JAXA）

Numerical Simulation on Magnetoplasmadynamic Thrusters with Real Gas Effect

Hiroki Sato（The Graduate University for Advanced Studies），Kenichi Kubota, and Ikkoh Funaki（ISAS/JAXA）

Key Words : Magnetohydrodynamics, Propulsion, Numerical Analysis

## Abstract

Numerical simulation on the magnetoplasmadynamic thruster (MPDT) with two different propellant species (argon and hydrogen) has been conducted. In this operating condition ( $\dot{m} = 0.7 \text{ g/s}$ ,  $J_{dis} = 3.4 \text{ kA}$ ), the hydrogen MPDT (13.7 N,  $I_{sp} = 2039 \text{ sec}$ ,  $\eta = 28.3 \%$ , 108 kW) is superior in the thrust performance to Argon MPDT (3.62N, 494 sec, 10.7 %, 24 kW). Because the hydrogen MPDT has large gas-dynamic thrust due to light atomic weight. Additionally, the distribution and quantity of the electric conductivity show the major difference between Ar and H due to the real gas effect (difference of ionization energy).

### 1. はじめに

MPD推進機（MPDT）は宇宙用の電気推進機の一つであり、イオンエンジンよりも大きな推力密度を達成することが原理的に可能である。Fig. 1にMPDTのプラズマ加速原理を示す。MPDTは同心同軸状のアノードとカソードを持ち、その間に数kAから数十kAの放電電流 $J_{dis}$ を流し、投入した気体状の推進剤をプラズマ化する。同時に、放電電流とそれ自体が作り出す自己誘起磁場 $B_\theta$ との間にローレンツ力が発生し、プラズマ化した推進剤を加速・噴射して推力を発生する。外部のコイルから外部磁場を印加する外部磁場型MPDTと呼ばれるタイプもあるが、本研究では外部磁場は印加しない。

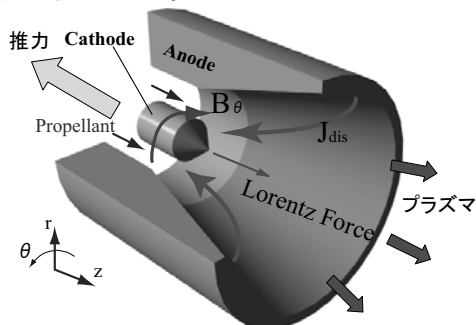


Fig. 1 MPD推進機の加速原理

MPDTに関する研究は、古くから実験・理論の両面から進められてきたが、未だに実用化に至っていない。その一つの理由として、MPDTの推進効率の低さが挙げられる。しかし、推進効率は推進剤の種類に依存し、特に水素を推進剤としたMPDTでは50%以上

という比較的高い推進効率を達成している。水素は貯蔵性に問題があるが、水素吸蔵合金などの貯蔵技術の発展によって解決される可能性もある。MPDTの実用化のためには数値解析も重要であるが、過去のMPDTに関する数値解析では、推進剤をアルゴンとしたものがほとんどである。水素MPDTの数値解析も数例あるが、完全に模擬できたとは言い難い。そこで、筆者らは水素を推進剤としたMPDTの数値解析に注目した。

本研究では、電離反応といった実在気体効果を含む、推進剤を水素あるいはアルゴンとしたときのMPDTの数値解析を行い、推進剤による推進性能と放電特性の違いを明らかにすることを目的とした。

### 2. MPD推進機のモデリングと数値解析手法

#### 2.1 基礎方程式

本研究では、MPDT内部のプラズマを電磁流体として扱い、以下のような基礎方程式を立てた。

- ・ トータルの質量保存則

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

ここで、 $\rho, \mathbf{u}$ はそれぞれ質量密度、流速を表す。

- ・ 各化学種の質量保存則

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_s \mathbf{u}) = \dot{\rho}_s \quad (2)$$

添え字の $s$ は、 $H^+$ （水素イオン）あるいは $Ar^+$ （アルゴンイオン）を表す。右辺の生成項を求める際に必要な反応係数は、[1]、[2]を参考にした。

- ・ 運動量保存則

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + p \mathbf{I}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (3)$$

$p, \mathbf{I}, \mathbf{j}, \mathbf{B}$ はそれぞれ圧力、単位テンソル、電流密度、磁束密度を表す。なお、右辺第一項は粘性項、第二項はローレンツ力である。

- ・ 重粒子の内部エネルギー保存則

$$\frac{\partial U_h}{\partial t} + \nabla \cdot (U_h \mathbf{u}) = -p_h \nabla \cdot \mathbf{u} + \Phi + \nabla \cdot (\lambda \nabla T_h) + Q_{e-T} \quad (4)$$

$U, \Phi, \lambda, T, Q_{e-T}$ は、内部エネルギー、粘性による散逸項、熱伝導係数、温度、電子・重粒子の緩和項を表す。なお、添え字 $h$ は重粒子を意味する。

- ・ 電子の内部エネルギー保存則

$$\begin{aligned} \frac{\partial (U_e + n_i V_{ion})}{\partial t} + \nabla \cdot ((U_e + n_i V_{ion}) \mathbf{u}) \\ = -p_e \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T_e) + \frac{5k}{2e} \mathbf{j} \cdot \nabla T_e - Q_{e-T} + \frac{|\mathbf{j}|^2}{\sigma} \end{aligned} \quad (5)$$

$n, V_{ion}, e, k, \sigma$ は、数密度、電離エネルギー、単位電荷、Boltzmann係数、導電率を表す。添え字 $e, i$ はそれぞれ電子、イオンを意味する。なお、電離エネルギーは、アルゴンで15.76 eV、水素で18.35 eV（解離分を含む）である。

- ・ 磁場の誘導方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \\ = -\nabla \times \left[ \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla \times \mathbf{B} + \frac{1}{\mu_0 e n_e} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{1}{e n_e} \nabla p_e \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$\mu_0, n_e$ は透磁率、電子数密度を表す。

- ・ 状態方程式

$$p = n_h k T_h + n_e k T_e \quad (7)$$

なお、各化学種の質量保存則と磁場の誘導方程式も、流体場と一緒に時間発展で解いた。上記の方程式を、以下のような仮定のもとで解いた。

仮定（1）軸対称流れ。

仮定（2）推進剤は水素H（完全解離）とアルゴンAr（1価電離まで）。

仮定（3）電極近傍のシーブは無視する。

解析で用いた放電室形状ならびに解析用のメッシュをFig. 2 に示した。 $z = 0 - 45$  mmがMPDT内部（ $z = 45$  mm:MPDT出口）であり、 $z = 45 - 100$  mmはプルーム領域である。 $z = 0$  mm がMPDT入口であり、ここから各種の推進剤を投入している。解析条件は、

Table 1 の通りである。Ar に関しては、放電電流 $J_{dis}$ が3.4 kAの時だけ解析を行い、Hとの解析結果と比較した。

## 2. 2 数値計算手法

本解析では、ロバスト性の高いTVD 2<sup>nd</sup> order Lax-Friedrich schemeを対流項の評価に用い、拡散項は中心差分で評価した。制限関数はminmodとした。時間積分には、陽解法である予測子・修正子法（2次精度）を用いた。また、収束解を得ることを目的としているので、計算加速のために局所時間刻み法を用いた。

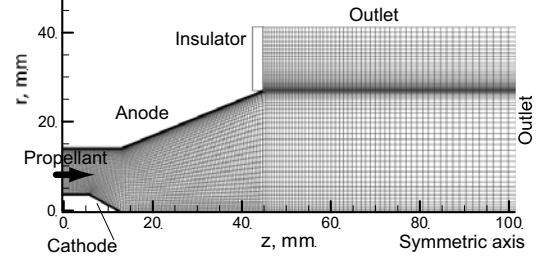


Fig. 2 計算領域（MPDT内部とプルーム領域）

Table 1 解析条件と入口境界条件

放電電流	3.4, 4.5, 6, 8, 10 kA
推進剤の質量流量	0.7 g/s
推進剤	Ar ( $J_{dis} = 3.4$ kAのみ), H
入口重粒子温度	5000 K
入口電子温度	10000 K
入口電離度 $\alpha_{in}$	0.05

## 2. 3 境界条件

流入条件として、入口（ $z = 0$  mm）における推進剤の質量流量 $\dot{m}$ 、重粒子温度、電子温度および電離度はTable 1に示す値に固定した。アノード表面では、重粒子温度1,300 K以上で固定値1,300 Kにして、それ以下では断熱条件とした。カソード表面では、重粒子温度2,000 Kを境にアノードと同様の条件にした。また、アノード及びカソードの電子温度は、10,000 Kを境に重粒子と同様の条件を課した。出口では全ての物理量を自由流出とした。入口における磁束密度は、放電電流をもとにアンペールの法則から求めた。また、壁面での磁束密度は等ポテンシャル条件から決定した。

## 3. 計算結果と考察

### 3. 1 推進性能

推力 $F_{th}$ は以下のように、MPDT出口における運動量フラックスから評価した。ただし、出口での磁場は非常に小さいため、磁気圧分は無視した。

$$F_{th} = \int_{exit} (\rho u^2 + p) dS \quad (8)$$

この推力 $F_{th}$ は、電磁加速分 $F_{mag}$ と空力加速分 $F_{gas}$ に分けることができる。 $F_{mag}$ は以下のように評価でき、 $F_{gas}$ は $F_{th}$ から $F_{mag}$ を差し引いた分で評価できる。

$$F_{mag} = \iiint j_r B_{\theta} dV \quad (9)$$

$$F_{gas} = F_{th} - F_{mag} \quad (10)$$

Table 2は、放電電流3.4 kAにおける、HとArの推進性能の比較を示す。Hの推力はArの3.8倍であった。それぞれの推力の内訳を見ると、HとArの電磁加速分 $F_{mag}$ の絶対量はほぼ同程度である。一方、空力加速分 $F_{gas}$ は、Arで1.89 N（全体の推力の52.5%）に対して、Hでは11.9 N（87.1%）に達した。したがって、この空力加速分が、HがArより高い推力になった原因である。これは、Hの原子量がArより軽いため、空力的に加速されやすいことに起因している。また、電磁加速に関しては、その絶対量は推進剤に依存しなかった。次に比推力 $I_{sp}$ を見ると、Hの推力がArより大きいため、Hの比推力もArより高い。推進効率 $\eta_{th}$ に関しては、式(11)で評価した。

$$\eta_{th} = \frac{F_{th}^2 - F_{in}^2}{2\dot{m}J_{dis}(V + V_{sh})} \quad (11)$$

ここで、シース電圧 $V_{sh}$ は、Table 2中に示す値を仮定した。 $F_{in}$ はMPDT入口における推力である。推進効率も、Hの高い推力に起因して、Hの方がArよりも2.6倍高いことが分かる。Hの推進効率は、放電電流の増大とともに高まり、 $J_{dis} = 6$  kAにおいて53%を達成した。また、同一の放電電流の下において、Hの投入電力に関しては、Arよりも4.5倍必要とした。これは、Hの電離エネルギーが高いためである。

Table 2 HとArの推進性能の比較 ( $J_{dis} = 3.4$  kA,  $\dot{m} = 0.7$  g/s)

	水素	アルゴン
推力 $F_{th}$ , N	13.7	3.62
電磁加速分 $F_{mag}$ , N	1.78	1.72
空力加速分 $F_{gas}$ , N	11.9	1.89
比推力 $I_{sp}$ , sec	2039	494
推進効率 $\eta$ , %	28.3 ( $V_{sh} = 18$ V)	10.7 ( $V_{sh} = 20$ V)
投入電力P, kW	108	24

次に、Hを推進剤としたときの放電電流 $J_{dis}$ と推力の関係を図3に示す。推力は、放電電流とともに増加していることが分かる。図中のMaeckerという曲線は、MPDTの理論的な推力(Maeckerの式)である。ただし、この式は、電磁加速分のみ考慮されている。解析結果( $F_{th}$ )とMaeckerの式を比較すると、差があることが分かる。これは、電磁加速( $F_{mag}$ )に加えて、空力的加速( $F_{gas}$ )が存在するためである。

各放電電流での、推力の内訳について検討する。電磁加速分 $F_{mag}$ は、Maeckerの式とよく一致しており、信頼できる結果だと言える。一方、空力加速分 $F_{gas}$ は、 $J_{dis} = 4.5$  kAのときにピークを迎え、それ以上の放電電流領域では減少していく。推力のうち空力加速分は、アノードやカソードに働く圧力として宇宙機へ伝達されると考えられる。Fig. 4で、アノード壁面に沿った圧力分布を示す。 $J_{dis} = 4.5$  kAのとき、アノード壁面全域で、他の放電電流のときよりも大きな圧力になっている。放電電流が増加して $J_{dis} = 10$  kAのとき、圧力分布は全体的に減少している。このことから、推力の空力加速分が $J_{dis} = 4.5$  kAをピークに減少していくことが分かる。これは、アノード壁の付近において、壁からプラズマを引き離す方向に働くローレンツ力が放電電流の増加とともに大きくなって、壁面でのプラズマ密度の希薄化を経て圧力の減少を引き起こすためである。

空力加速分( $F_{gas}$ )と電磁加速分( $F_{mag}$ )を比較すると、 $J_{dis} = 6$  kAまでは空力加速分が支配的(推力のうち50%以上)で、 $J_{dis} = 8$  kAのときにほぼ同程度の割合になる。そして、8 kAより大きな放電電流では、電磁加速分が支配的になる。これは、放電電流が増加するにつれて、MPDT内部での電離度が高まり、電磁加速が有効に働くプラズマの割合も増加するためである。

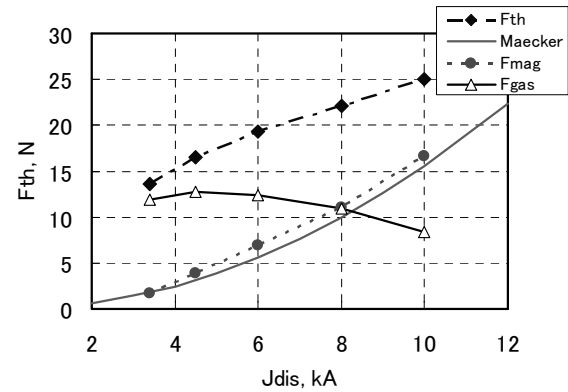


Fig. 3 放電電流と推力の関係 ( $\dot{m} = 0.7$  g/s, H)

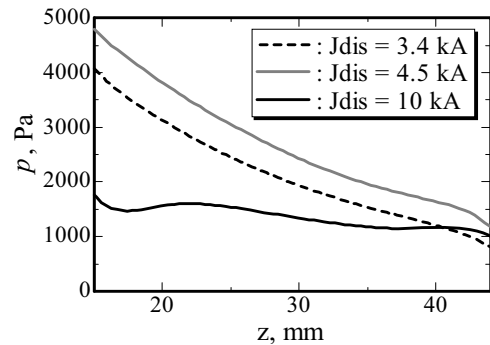


Fig. 4 アノード壁面に沿った圧力分布 ( $\dot{m} = 0.7$  g/s, H)

### 3. 2 電流経路

Fig. 5に、 $J_{dis} = 3.4 \text{ kA}$ におけるHとArの電流経路と導電率の分布を示す。導電率に関しては、Arでは $z = 12 \text{ mm}$ ,  $r = 6 \text{ mm}$ 周辺のところで最大11,000 S/m程度に達しているのに対して、Hでは最大でも6,900 S/m程度であった ( $z = 15 \text{ mm}$ ,  $r = 0.5 \text{ mm}$ 付近)。アノード付近を見ると、Arでは2,000 S/m以上であるが、Hでは1,000 S/m未満の領域が広がっている。これは、Hの電離エネルギーがArのものより高いため、電離しにくいことに起因する。次に、電流経路を見てみる。以下の式で定義される $\psi$ の分布において、 $\psi$ 一定のラインが電流経路である。

$$\psi \equiv rB_{\theta} \quad (12)$$

この $\psi$ は、流体力学の流れ関数に相当し、流速に相当するのが電流密度 $j$ である。図中の電流経路上に示したラベルは、全体の放電電流に対する、局所的な電流の割合を示している。電流経路は、Ar、Hともに、放電電流も上流のカソード側に集中して流れ込んでいることが分かる。ただし、Hの場合、40%以下の電流経路(0.4)はカソード斜面に流れ込んでいる。Hの場合、カソード先端で導電率が最大値に達しているためである。一方、アノード斜面では、Arの電流経路(0.5から0.8)は斜面に平行に流れていることが分かる。これは、ホール効果によるものである。ホール効果の強さの指標として、ホールパラメータが挙げられる。アノード斜面におけるホールパラメータは、Hの場合で最大0.2程度なのに対し、Arでは最大1に達している。

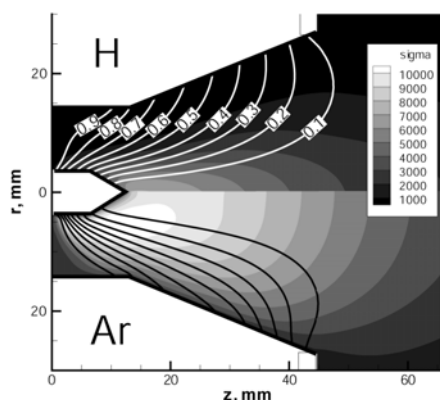


Fig. 5 電流経路と導電率の分布 (上側 : H、下側 : Ar,  $J_{dis} = 3.4 \text{ kA}$ ,  $\dot{m} = 0.7 \text{ g/s}$ )

Hにおける放電電流と電流経路・導電率の関係をFig. 6に示す。放電電流の増加とともに、アノード側の電流は、下流側へ張り出していく。そして、 $J_{dis} = 6 \text{ kA}$ のときをピークに、再び上流側へ寄っていく傾向にある。上流側へ寄っていく傾向は実験<sup>[3]</sup>でも観測されている。この原因を考える。 $J_{dis} = 6 \text{ kA}$ にお

いては、推進剤のHがMPDT内部を進むにつれて徐々に電離されるため、アノード面における導電率のピークがMPDT出口付近に来るためである。導電率を見ると、アノード斜面において、導電率は下流へ行くにつれて増加しており、 $z = 39 \text{ mm}$ より下流側での導電率は1,000 S/m以上になっている。そして、 $J_{dis} = 10 \text{ kA}$ のとき、それ以下の放電電流のときよりも、電離しやすくなる。したがって、推進剤は投入直後、早めに電離されて入口側での導電率を高めるため、アノード側の放電電流が上流側へ寄ると言える。

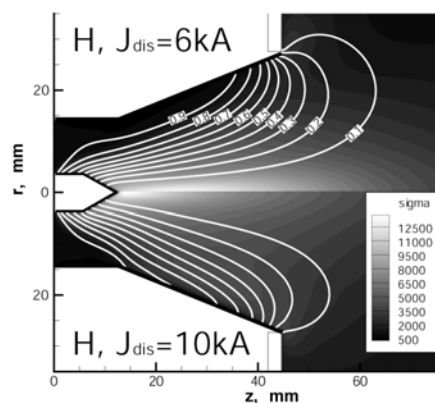


Fig. 6 電流経路と導電率の分布 (H, 上側 :  $J_{dis} = 6 \text{ kA}$ 、下側 :  $J_{dis} = 10 \text{ kA}$ , H,  $\dot{m} = 0.7 \text{ g/s}$ )

### 4. 結論

MPD推進機において、推進剤による推進性能と放電特性の違いを明らかにすることを目的として、2次元軸対称なMPD推進機の数値解析を行った。推進性能に関しては、水素の推力(13.7 N)のほうがアルゴンの推力(3.62 N)よりも大きかった。これは、水素の原子質量が軽いことにより、アルゴンよりも大きな空力加速の推力を持つためである。また、推力のうち電磁加速分の絶対量は、推進剤の種類に依存しないことが分かった。水素MPDTにおいては、放電電流の増加とともに、電磁加速の割合が増大した。その電磁加速が支配的になると、アノード壁面の圧力が低下して、空力加速分の推力は減少していくことが分かった。導電率の分布と値は、推進剤の電離エネルギーの違いによって、大きな差異が見られた。一方、放電電流経路は、本解析条件下においては推進剤による大きな違いは見られなかった。水素MPDTの放電電流経路は、放電電流6 kAのときに推進機の出口側へ大きく張り出した。その後、放電電流の増加とともに、入口側へ寄っていった。

#### 【参考文献】

- [1] T. Shoji, et al., AIAA-90-2609, 1990.
- [2] K. Kubota, et al., J. Propul. Power, Vol.25, No.2, pp.397-405, 2009.
- [3] H. Tahara, et al., AIAA-87-1093, 1987.

# 1B10 スクラムジェットエンジンにおける衝撃波の空力的効果を利用した内部形状の検討

○佐藤 茂 (宇宙航空研究開発機構角田)、宗像利彦 (日立東日本ソリューションズ)  
石河深雪 (スペースサービス)

An Investigation on Engine Configuration utilizing Aerodynamic Effect of Shock Waves in a Scramjet Engine

SATO Shigeru, Japan Aerospace Exploration Agency, Kimigaya, Kakuda-shi, Miyagi 981-1525, Japan

MUNAKATA Toshihiko, Hitachi East Japan Solutions, Honcho, Aoba-ku, Sendai-shi, 980-0014, Japan and

ISHIKAWA Miyuki, Space Service, Kimigaya, Kakuda-shi, Miyagi 981-1525, Japan

Key Words : Scramjet, Cowl, Strut, Shock Wave, Thrust Performance, CFD

## Abstract

Japan Aerospace Exploration Agency has been investigating scramjet engines in Kakuda Space Center using RamJet Engine Test Facility (RJTF) et al since National Aerospace Laboratory. The engine performance tested at the flight condition of Mach 6 showed very important characteristics depending on internal geometry. In this report the authors propose a better engine geometry based on the aerodynamic effect of strut equipped in the engine.

## 1. 緒言

当宇宙航空研究開発機構角田宇宙センターでは航空宇宙技術研究所以来ラムジェットエンジン試験設備 (RJTF) 等を用いて飛行条件マッハ4、6、8等のスクラムジェットエンジン試験を行って来た<sup>(1)~(10)</sup>。このRJTFを用いて行ったスクラムジェットエンジン試験の中でマッハ6条件下ではエンジンの内部形状、即ち分離部長さ、ストラット前縁位置、ストラットの高さ等の違いによりエンジン性能が大きく変化することが判明している<sup>(1)</sup>。

この変化についてはエンジン内に幾重にも発生する衝撃波等が影響しており、これを空力的に検討し解明することにより、エンジンにとってより適切な形状を導き出せる可能性が有り、更にはエンジン設計の判断材料となる概念を導き出せる可能性がある。

スクラムジェットエンジン燃焼器にあつては斜め衝撃波を燃料噴流の一定下流に入射することにより燃料の滞在時間が長くなり保炎に資すると言

う、中村らの報告<sup>(11)</sup>が有り検討に有効な視点を提供している。

当所にて実施したスクラムジェットエンジン試験結果を基とし、エンジン性能向上の視点に立ち、ストラット等の相対的内部形状に起因する衝撃波相互作用による空力的効果に関してCFDと対比し検討を進めて来た。過去にも諸国に於けるストラットの空力的効果の研究をも踏まえCFDによる検討を行った<sup>(12)</sup>。今回の検討の過程ではカウル前縁及びストラット前縁に由来する各衝撃波の重なりがエンジン性能の差に影響を及ぼしている詳細『高温三角域』が判明して来た<sup>(13)</sup>。その判明内容に基づきエンジン内部形状への改善策を検討して来ている<sup>(14)</sup>。

本報告では、上述の高温三角域を基に、エンジンの内部抵抗削減と推進力増進を両立させ得る形状の可能性について述べる。

## 2. 計算方法

## 2-1 計算対象

計算対象のスクラムジェットエンジンを図1に示す。当エンジンは、インレット、分離部、燃焼器、燃焼器拡大部、ノズルより成り、正面断面が幅200mm、高さ250mmで全長が2100mm、全体に45度の後退角を有するものである。飛行条件はマッハ6相当（エンジン入口でマッハ5.3）、総温1500K等とした。この図1ではストラットが5/5高のものを示す。これは当所で実施したエンジン試験（試験番号M6S43等）に対応するものであり、この試験では燃料を小流量側からの増加で良好な強燃焼移行が生じ比較的低い当量比で発生推力1620Nを得たもの<sup>(1)</sup>である。

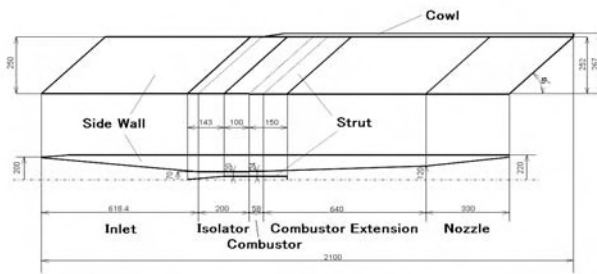


Fig.1 Scramjet engine configuration – experiment and CFD.

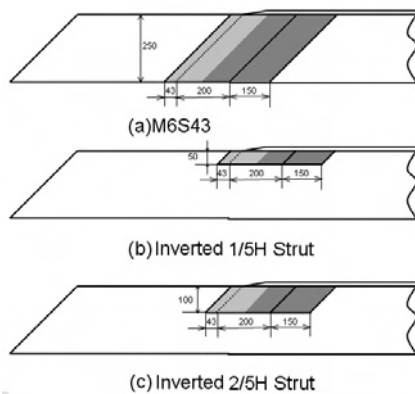


Fig.2 Strut configurations – a tested strut (a) and proposed geometries; (b) and (c).

これに対して図2は、既成の上記5/5高ストラット形態に対比させた今回の提案形状である。この形状は、上記M6S43試験結果を基にCFDとの対比検討から判明した高温三角域の応用を図るも

のである。高温三角域は燃料噴射孔列のカウル寄りに発生するものであり、この高温三角域の形成に貢献しないストラット部分を省略した形状である。他の寸法等は総て共通である。本報告では、カウル側の1/5高を残したものを『逆1/5高ストラット形態』、同じく2/5高を残したものを『逆2/5高ストラット形態』と称する。

## 2-2 計算方法

計算格子は構造格子で、最小格子幅はストラット前縁位置の0.1mmである。計算ではエンジン左右中央断面を対称面とする左舷半裁を対象とし、格子数は最大408×113×95（約438万）、TVDリミッターは三次精度、空間積分はAUSM-DV-EF法、時間積分は陰的解法、乱流モデルはBaldwin-Lomaxである。図3に計算領域及び格子を示す。

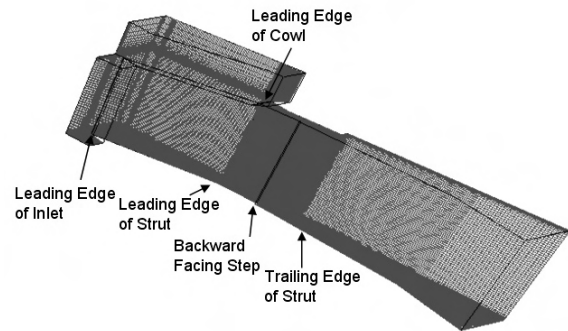


Fig.3 Engine model and computational grids.

尚、数値計算の実行に当たっては宇宙航空研究開発機構角田宇宙センターのスーパーコンピュータ『数値宇宙エンジン』、及び当機構の統合スーパーコンピュータ『JSS』を用いた。

## 3. 計算結果及び検討

M6S43試験の結果と対比し検討を行う。エンジンの強燃焼移行性について同等の効果、即ちカウル寄りの箇所に高温三角域を作る効果が得られると確認できるのなら、カウルの天板側の部分は省略可能という発想に立つ。以前のエンジン試験では、抵抗の増加を回避することからカウル側を省略したが<sup>(1)</sup>、今回は形としてはその逆となる。

図4に段差下流の再循環域に於ける最高温度の計算結果を示す。逆2/5高形態では、高温三角域

は 5/5 高ストラット形態 (M6S43) ほどではないにせよカウル寄りの燃料噴射孔周辺に形成されており、最高温度は 1500K まで達している。一方の逆 1/5 高形態に於いてはカウル寄りの温度分布がやや低い。この二者間では逆 2/5 高形態に強燃焼移行性の高さが窺える。因みに、強燃焼への移行性が低かった 1/5 高ストラット形態の当該箇所の温度分布は 1200K を下回るものであった<sup>(13)</sup>。

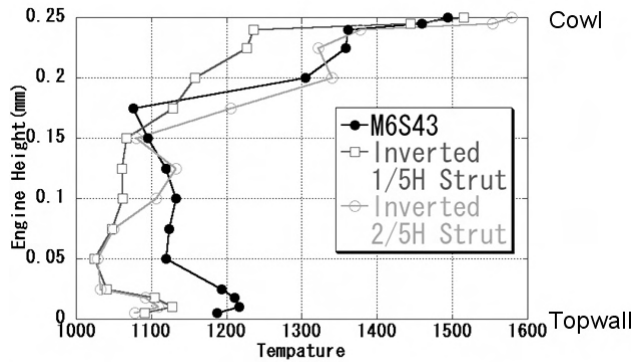


Fig. 4 Comparison of the temperatures on the combustor wall along the re-attachment line.

図 5 は 5/5 高ストラット形態に於ける高温三角域である。この形態のエンジンは良好な性能を示した。これに対して、この高温三角域を発生させるストラット部分のみ残しそれ以外の部分を省略した逆 1/5 高ストラット形態及び逆 2/5 高ストラット形態の当該部分の鳥瞰図を図 6 及び図 7 に示す。

M6S43 に比し逆 1/5 高ストラット形態、逆 2/5 高ストラット形態に於ける高温域はやや狭いが、1200K に及ぶ領域が見て取れる。強燃焼移行の可能性は有ると見る。逆 1/5 高ストラット形態と逆 2/5 高形態間の比較では逆 2/5 高ストラット形態の方が高温領域が広い。供試体の形状として採用するならこちらが有利であると考えられる。

また、流れ場として側板の各圧力分布を見る。図 8 に示す。5/5 高ストラット形態に比し全体的に圧力分布は低い。これはストラットの天板寄り部分を省略したことに拠るものと考えられる。燃料噴射位置より上流の圧力分布に限って見ても、圧力水準は低く、不始動を起こし難い可能性がある。

上述の壁圧分布の相対的低さから類推すると、総圧回復の点からも逆ストラット形態の方が有利

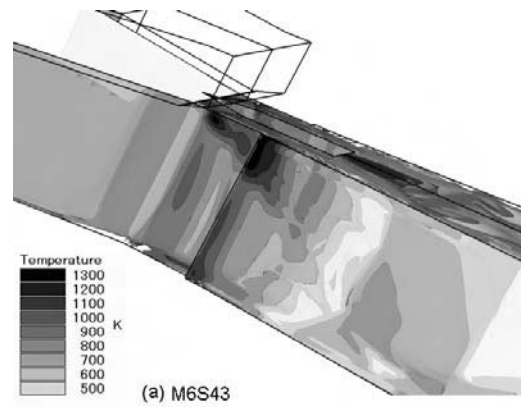


Fig. 5 Hot triangle in case of (a) 5/5H strut (M6S43).

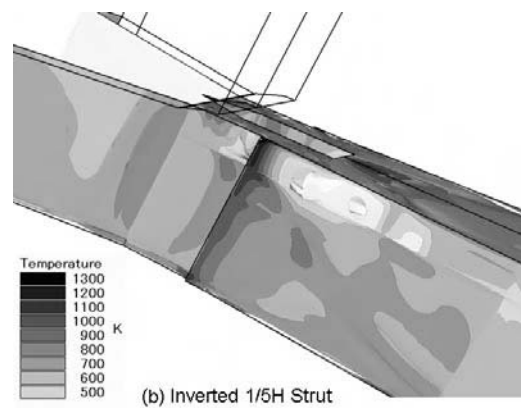


Fig. 6 Hot triangle in case of (b) inverted 1/5H strut.

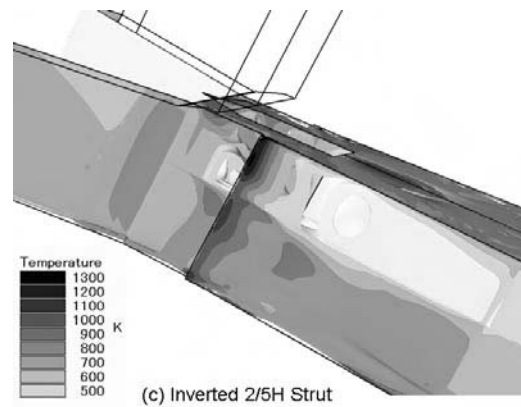


Fig. 7 Hot triangle in case of (c) inverted 2/5H strut.

である。図 9 に総圧損失率を示す。内部抵抗を下げ得れば正味推力の増加に資することになる。

本提案では高温三角域と総圧回復率について述べたが、エンジンとして流れ場の具体的検討が必要である。エンジン各要素に起因する抗力を調べると共に、燃料噴射孔位置からの流線を追跡し噴射孔位置の最適化に向けて課題を抽出する。



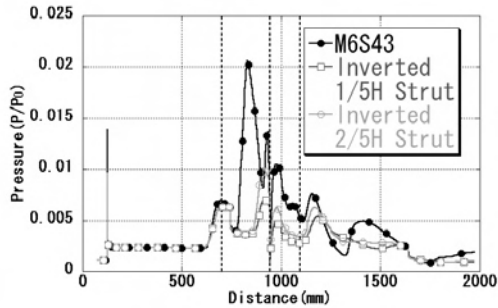


Fig. 8 Pressure distribution along the engine side wall  
— at half height of engine side wall.

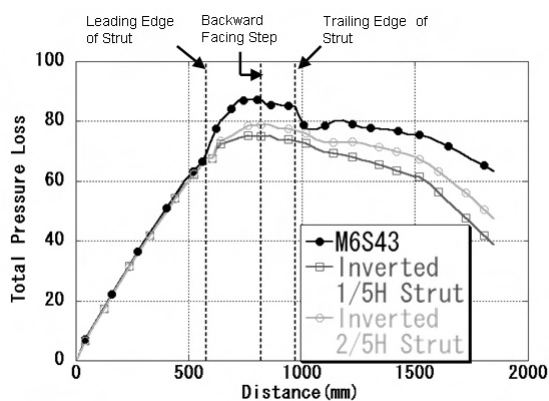


Fig. 9 Total pressure loss along the engine.

他の可能性として 5/5 高ストラット形態の中で低抵抗を示したものの<sup>(14)</sup>の後端を絞り更なる抵抗軽減を図った形状である菱形ストラットなども検討に値する。

#### 4. 結言

飛行マッハ 6 条件下でのエンジン性能試験結果を踏まえ CFD を援用しエンジン内部の流れ場を子細に見た結果である、ストラットーカウル系衝撃波の成す温度場『高温三角域』の有効性に基づき、強燃焼移行性が確保され且つ内部抵抗を下げ得るエンジン形状を提案した。これによりエンジン正味推力を増進し得る可能性がある。

#### 参考文献：

(1)佐藤茂他：スクラムジェットエンジンのマッハ 6 燃焼試験—ストラットと分離部の効果について，日本航空宇宙学会論文集，**47** (1999)，pp. 347–382.  
(2)Kobayashi, K. et al. : Supersonic Flow Ignition by

Plasma Torch and H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> Torch, J. Propul. Power, **20** (2004)，pp. 294–301.

(3)小林完他：M 8 飛行条件における改良型水冷スクラムジェットエンジン試験，日本航空宇宙学会論文集，**51** (2003)，pp. 71–78.

(4)三谷徹他：スクラムジェットにおける燃焼律速過程，航空宇宙学会北部支部 1999 年講演会および第 9 回ラム/スクラムジェットシンポジウム講演会論文集，平成 11 年 3 月，pp. 267–272.

(5)三谷徹他：スクラムジェット燃焼器における保炎条件，第 38 回燃焼シンポジウム，平成 12 年 11 月。

(6)植田修一：マッハ 6 条件における多段燃料噴射型スクラムジェットエンジン試験，宇宙航空研究開発機構平成 17 年度総合技術研究本部・航空プログラムグループ公開研究発表会，平成 17 年 12 月 7 日。

(7)平岩徹夫他：空気流中でのスクラムジェット模型内部可視化実験，第 38 回航空原動機・宇宙推進講演会および第 8 回ラム/スクラムジェットエンジンシンポジウム講演論文集，平成 10 年 1 月，pp. 180–185.

(8)五十嵐康隆他：CFD によるスクラムジェットエンジンの着火領域の検討，日本航空宇宙学会北部支部講演会，平成 11 年 3 月。

(9)小寺正敏他：ハイブリッド非構造格子法によるスクラムインレット内の流れ解析，平成 10 年 1 月航空原動機・宇宙推進講演会および第 8 回ラム/スクラムジェットエンジンシンポジウム講演論文集，平成 10 年 1 月，pp. 48–53.

(10)Ueda, S. et al. : Mach 6 Tests of a Scramjet Engine with Multi-Staged Fuel Injection, AIAA Paper 2006-1027, 2006.

(11)中村寿他：衝撃波の入射位置が壁面燃料噴射場における燃焼と流れ場に及ぼす影響，日本航空宇宙学会論文集，**55** (2007)，pp. 125–129.

(12)Hasegawa, S. et al. : Aerodynamic Analysis of Scramjet Engines under the Flight Condition of Mach 6, AIAA Paper 2002-5128, 2002.

(13)佐藤茂他：スクラムジェットエンジン内でストラットが形成する衝撃波の効果に関する考察，日本航空宇宙学会北部支部講演会，平成 21 年 3 月。

(14)佐藤茂他：スクラムジェットエンジンにおける衝撃波干渉を利用した内部形状の検討，平成 21 年度衝撃波シンポジウム，平成 21 年 3 月。

# 1B11 複合サイクルエンジンの飛行マッハ数4試験

## の数値計算による検証

○長谷川 進、谷 香一郎（宇宙航空研究開発機構 角田宇宙センター）、石河深雪(スペースサービス)

Numerical Verification of Tests of the Combined Cycle Engine in Mach 4 Flight Condition

Susumu Hasegawa, Kouichiro Tani (JAXA, Kakuda Space Center)

Miyuki Ishikawa (Space Service)

Key Words: CFD, Supersonic Flow, Internal Flow

### Abstract

A combined-cycle engine model constructed based on the rocket and ramjet technology was numerically simulated to understand flow phenomena and reproduce test data obtained by using ramjet engine test facility under the Mach 4 flight condition. It was found that CFD results showed good agreements with experimental data and larger subsonic region appeared with larger fuel injection from the second injectors.

### 1. 緒言

次世代の再使用型宇宙往還機にとっても、ロケット推進は不可欠なものである。その第1世代として実証すべき概念は、完全再使用性であり、宇宙往還機はロケット推進のみである。しかしながら、大気中の空気を利用することは、宇宙往還機の性能を向上し宇宙輸送のパラダイムを変える有力な解決策の一つであり、第2世代以降の鍵となる。

宇宙航空研究開発機構角田宇宙センターにおいては、スクラムジェットエンジンとロケットエンジンの技術を組み合わせた複合サイクルエンジンの研究を進めている<sup>1</sup>。複合サイクルエンジンは、一つのエンジンでエジェクタ・モード、ラムジェット・モード、スクラムジェット・モード、ロケット・モードと作動モードを変えることによって、

離陸から宇宙空間到達までの広い作動領域をカバーするものである。

角田宇宙センターでは、複合サイクルエンジンのプロトタイプである“E3”エンジンを設計し、ラムジェットエンジン試験設備を用いて試験をしてきた<sup>2</sup>。

本研究では、RJTF試験設備を用いて飛行条件マッハ数4で行われた、E3エンジンのエジェクタ・モード試験結果を数値的に再現し、より詳細なエンジン内部の現象を理解し設計に役立てるために解析を行った。M4付近ではエジェクタとラムジェットの切り替えを行う。本報では、ロケットが高圧で動作中のエジェクタモードの流れ場の様子を調べ、今後実地するラムジェット計算との比較の準備をした結果を報告する。

## 2. 数値計算法と計算条件

当研究においては、複雑形状に対してより効率的で柔軟に対応できる非構造格子を用いた数値流体力学の技術を適用する。ここでは、ハイブリット非構造格子法を複合サイクルエンジンの燃焼器内の化学反応を伴う流れに適用して流れ場の解析を行う。以下に、用いた数値解法を述べる<sup>3-5)</sup>。

乱流モデル： Spalart-Allmaras (SA) の乱流モデル

化学反応モデル： Stahl and Warnatz の 9 種 17 反応

計算法： Cell Vertex有限体積法、非構造格子 LU-SGS, 点陰解法のための対角化 AUSM-DV スキーム、

支配方程式：レイノルズ平均三次元 Navier-Stokes 方程式

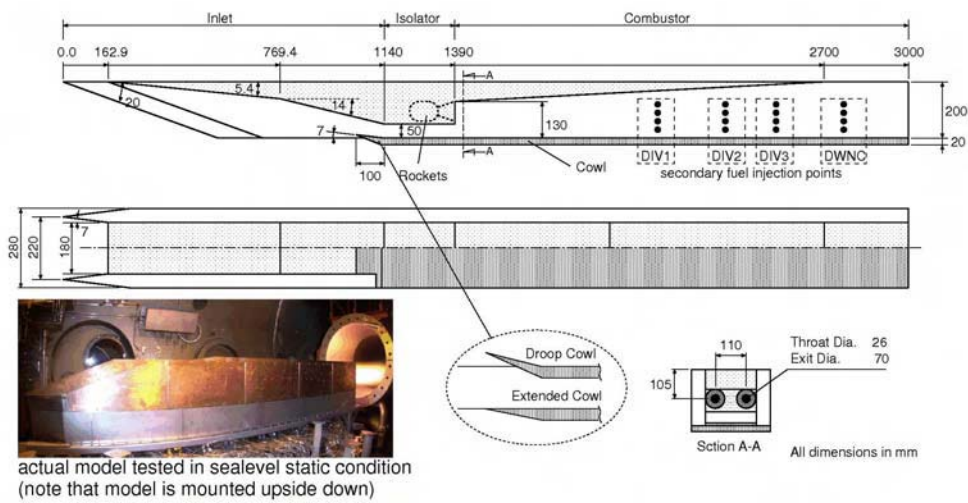


図 1 E3エンジンの計算モデル

次に、実験、および計算に用いたエンジン形状を図 1 に示す。インレットは、先端を流路側に折り曲げた Droop カウルと Extended カウルを用いて実験を実行した。また、2 次燃料の噴射口は、位置の違いにより DIV1, DIV2, DIV3, DWNC と命名されている。図 1 の形状に関して、ハイブリット格子を作成した。その三つの要素数は、それぞれ、テトラ：約 201 万セル、プリズム：約 145 万セル、ピラミッド：約 1 万セルであり、総セル数は約 347 万セルである。

ロケットの燃焼ガスは、 $\text{GH}_2/\text{GO}_2$  を用いて当量比  $\text{O}/\text{F}=7$  とし、圧力は 3 MPa であるとして、NASA CEA

コード<sup>6</sup>から求めた条件をロケットのスロート部に与えた。

また、気流条件としては RJTF 試験設備の飛行条件マッハ 4 と同等の条件を表 1 のように与えて計算を行った。

試験条件	M4
マッハ数	3.41
総温 (K)	872
総圧 (MPa)	0.86
レイノルズ数 ( $\times 10^6 \text{ m}^{-1}$ )	8.37
$\delta_{99\%}$ (mm)	35

### 3. 実験との比較

この章では計算結果の妥当性を確認するために実験との比較を行う。条件としては、Droop カウル形状で、2次燃料を  $DIV1=10.0, 30.1$  (g/sec) とした場合の、天板圧力分布の比較を図2に示す。 $X=2200\text{mm}$  より下流では2次燃料の投入量の違いによる圧力上昇の違いが顕著になる。図から理解できるように、圧力の分布の傾向と値のレベルはよく一致することが分かった。

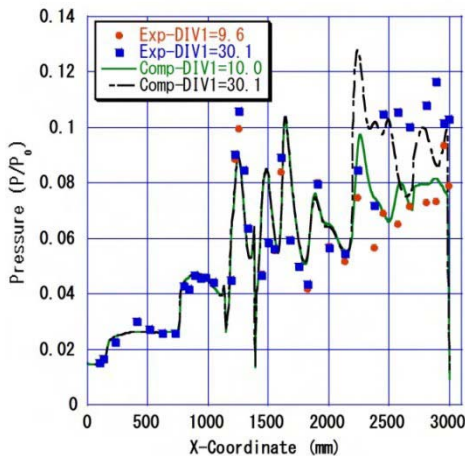


図2 天板圧力の分布の実験結果との比較

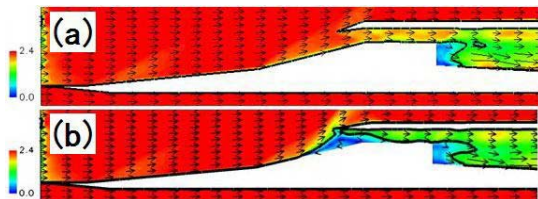


図3 マッハ数分布 (a)Droop (b)Extended

### 4. カウルの効果

この章では、Droop カウルとExtended カウルについての計算結果について比較する。まず、インレットの始動性を調べるために、マッハ数、音速線、ベクトルの分布を図3に表示する。音速線は、黒線で示してある。Droopカウルでは、インレ

ト内部で薄い境界層を除き全領域で超音速である。一方、Extended カウルでは、カウル前縁を含めた天板からの領域が亜音速になっており、不始動ぎみの状態になっている。この違いは実験においても確認されており始動性についての予測が可能であることが分かった。このような剥離した亜音速領域は、エンジンに振動等をもたらし飛行に悪影響を与える。よって、以下の章では、Droop カウルについて調べることにする。

### 5. 2次燃料の効果

この章では、Droop カウル形状で、2次燃料を  $DIV1=10.0, 30.1$  (g/sec) の場合のエンジン内の流れ場を調べた。図4にロケット面での圧力分布を示す。図2および、図4に示したように、 $X=2200\text{mm}$  より下流では2次燃料の違いによる圧力上昇の違いが顕著なるが、上流への影響に違いが見られず、実験結果と良く一致する。

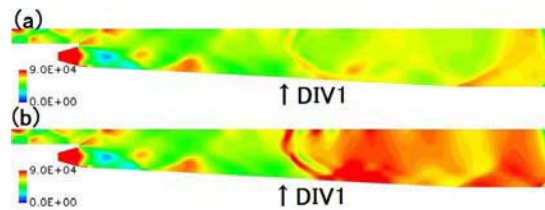


図4 圧力分布 (a)  $DIV1=10.0$ , (b)  $DIV1=30.1$

図5,6に、それぞれ  $DIV1=10.0$  (g/sec),  $DIV1=30.1$  (g/sec) の場合の、マッハ数分布を示す。図中で、ロケット面での分布を(a)、対象面での分布を(b)とした。ここで、ロケット面とは、ロケット中心線を含む流れ方向に並行な面である。

2次燃料が少ない時は、対象面では燃焼器入口付近を除いては、ほぼエンジン内の流れは超音速になっている。ロケット面では、下流に小さな亜音速領域が見られる。一方、2次燃料を大きくす

ると、対称面、およびロケット面において大きな亜音速領域が見られる。特に、ロケット面においては、2次燃料噴射口 DIV1 より下流において、燃焼による発熱反応により大きな亜音速領域がカウル側に生じていることがわかる。

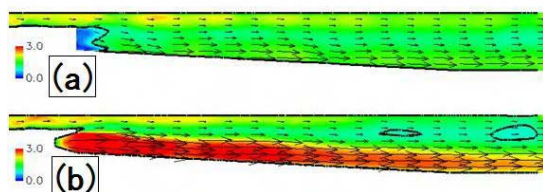


図5 DIV1=10.0 (g/sec)の場合。マッハ数、音速線、ベクトルの分布。黒線は音速線。(a) 対象面、(b) ロケット面

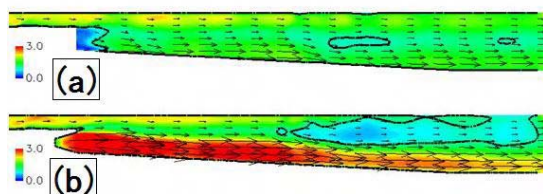


図6 DIV1=30.1 (g/sec)の場合。マッハ数、音速線、ベクトルの分布。黒線は音速線。(a) 対象面、(b) ロケット面

## 6. 結論

本研究では、ハイブリッド非構造格子法を用いたCFDコードを複合サイクルエンジンの燃焼器内の化学反応を伴う流れに適用して流れ場の解析を行った。

数値計算結果は、圧力の分布の傾向と値のレベルをよく再現していることが分かった。特に、2次燃料投入による圧力上昇の違いもよく表していることが分かった。

次に、2種類のカウルの影響を調べた。Droopカウルでは、インレット内部のコア流れは超音速であり、始動状態である。しかしながらExtendedカウルでは前縁を含めた天板からの領域が亜音速になっており、不始動ぎみの状態になっていることが分かった。

Droop インレット型形状では、2次燃料が少ない時は、対象面では燃焼器入口付近を除いては、ほぼエンジン内の流れは超音速になっている。ロケット面では、下流に小さな亜音速領域が見られる。次に、2次燃料を大きくすると、対称面、およびロケット面において大きな亜音速領域が見られる。特に、ロケット面においては、2次射口DIV1 より下流において、燃焼による発熱反応により大きな亜音速領域がカウル側に生じていることが分かった。

## 参考文献

- 1) Kanda, T., "Conceptual Studies of Combined Cycle Engine," Proc. of Asian Joint Conference on Propulsion and Power, 2004, pp. 753-762
- 2) Tani, K. et al, "Ram and Ejector-Jet Mode Experiments of the Combined Cycle Engine in Mach 4 Flight Conditions," AIAA Paper 2008-103, Jan. 2008.
- 3) Kodera, M., Sunami, T. and Nakahashi, K., "Numerical Analysis of Scramjet Combusting Flows by Unstructured Hybrid Grid Model," AIAA Paper 2000-0886.
- 4) Sharov, D. and Nakahashi, K., "Reordering of 3D hybrid unstructured grids for vectorized LU-SGS Navier-Stokes computations," AIAA Paper 97-2102.
- 5) Spalart, P.R., and Allmaras, S.R., "A one-equation turbulence model for aerodynamic flow," AIAA Paper 92-0439
- 6) Gordon, S. and McBride, B.J., "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications, I Analysis," NASA RP-1311, 1994.

# 1B12 火星エアロフライバイによるサンプルリターンミッション に向けたアブレーション熱防御システムの検討

○鈴木俊之, 藤田和央 (宇宙航空研究開発機構)

Conceptual Study of Ablative Thermal Protection System toward Sample Return Mission by Aero Fly-By on Mars  
Toshiyuki Suzuki and Kazuhisa Fujita (JAXA)

Key Words : Ablator, Thermal Protection System, Sample Return

## Abstract

Conceptual study of ablation thermal protection system toward sample return mission by aero fly-by on Mars are made preliminary. Thermal protection system material considered in this study consists of a light weight ablator, a felt insulator, and CFRP/Al honeycomb sandwich panel. A thickness and weight of thermal protection system material required for an atmospheric entry flight on Mars is estimated by calculating a thermal response of ablator. The ablative material of 25mm thickness and the felt insulator of 20mm thickness is recommended for the present entry trajectory, resulting in the weight ratio of 23% for thermal protection system.

## 1. はじめに

現在JAXAでは将来の火星探査計画の候補の一つとして、エアロキャプチャ技術を応用した無着陸サンプルリターンシステムが検討されている<sup>[1]</sup>。本システムでは探査機は火星大気圏突入後、誘導制御飛行を行いつつ高度約40kmにおいて火星大気中の砂塵等のサンプルを採取するものである。その後は徐々に高度を上げて大気圏を離脱し、熱防御システムを分離した後にオービターとしてパーキング軌道へ投入される。大気圏飛行時に誘導制御を行うのは、惑星大気密度や大気突入時の飛行経路角の誤差を補償して確実にパーキング軌道へ挿入するためであり、ここにエアロキャプチャ技術が導入されている。オービターはパーキング軌道で軌道調整を行った後、軌道を離脱して地球への帰路につく。本ミッション実現に向けた飛行軌道や機体形状の初期検討の結果、弾道係数約700、揚抗比約0.3のエアロシェルを用いれば、近火点高度40km以下の無着陸飛行を実現できる可能性が高いことがわかっている。その結果現在のところ図1に示すような全長1.7m、底面直径1.5m、ノーズ半径0.35m、半頂角20度のsphere-cone型の機体形状が提案されている<sup>[2]</sup>。

このような高弾道係数を有する機体で大気圏突入飛行を行う際には機体は過酷な空力加熱にさらされるため、熱防御システムが必須である。機体の熱防御材料にはCFRP等のアブレータが望ましいと考えられるが、機体各部にどのようなアブレータ材をどれだけ配置するかは現在のところわかっていない。そこで本研究では現在JAXAにおいて検討が進んで

いる火星無着陸サンプルリターン計画にアブレーション熱防御システムを搭載した機体を用いる場合を想定し、大気圏突入飛行時の空力加熱に耐えうる熱防御システムの構成を検討する。同時に熱防御システム重量を推算することで今後の詳細なミッションシステム検討に必要なパラメータを提供する。



図1 無着陸サンプルリターンに向けて提案された高弾道係数を有する機体形状<sup>[2]</sup>

## 2. アブレーション熱防御システム重量推算手法 アブレーション熱防御システムの構成

本研究で考慮する熱防御システムは図2(a)に示すように(1)CFRPアブレータ、(2)フェルト断熱材、(3)シェルの3層から構成され、空力荷重はシェルのみが担うと仮定する。また熱防御システムは軽量であればあるほどよいため、ここではCFRPアブレータとして現在JAXAを中心に開発が進んでいる比重0.3のアブレータを考慮する。これははやぶさ計画において再突入カプセルに用いられているアブレータの約1/4

の重量のものである。またシェルには図2(b)に示すようにCFRP面材とアルミニウムハニカムが接着剤で接着されたハニカムサンドイッチパネルを考える。本来であれば大気圏突入飛行軌道に沿った空力荷重を詳細に評価しハニカムパネル厚さを設定すべきであるが、ここでは簡単のため、CFRP面材厚さ0.5mm、アルミハニカムコア厚さ7mmのハニカムパネルを使用すると仮定する。このハニカムパネルの厚さは過去に筆者らによって火星エアロキャプチャミッションを想定した機体の片持ちフラップに働く空力荷重に対して安全率10で設計されたものであり<sup>[3]</sup>、本研究で考慮する機体形状と動圧に対しては十分安全側の厚さとなっている。

熱防御システム性能評価を行う際には、空力加熱による温度上昇の結果接着剤を含む各部の温度がその許容温度を超えないことが重要となる。本研究で用いた熱防御システム各部の許容温度を表1に示す。

表1 熱防御システムの許容温度

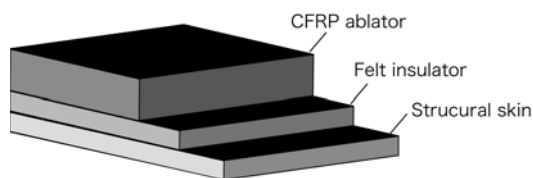
材料	許容温度	
CFRPアブレータ	N/A	
フェルト断熱材	1473K	
ハニカムパネル	CFRP面材 コア材 接着剤	473K 450K 463K

### アブレーション熱防御システム性能評価手法

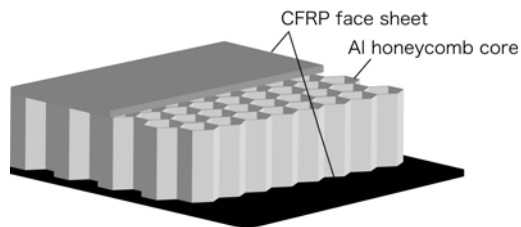
3層から構成される熱防御システムの性能評価を行うため、各層の熱伝導解析を行う。アブレータ部の評価には、JAXAにおいて開発が進んでいる1次元アブレーション熱防御システム評価解析コードを用いた。支配方程式はアブレータ固体の質量保存則とエネルギー保存則であり、離散化された両方程式を時間発展的に解く。質量保存則の右辺にはアブレータ樹脂の熱分解による質量損耗をアレニウス型の式で与えている。エネルギー保存則は一般的な1次元非定常熱伝導方程式と変わらないが、樹脂の熱分解による潜熱と生成した熱分解ガスによるエネルギー輸送が考慮されている。

エネルギー保存則のアブレータ表面における境界条件はエネルギーバランスを考慮し、アブレータ内部に伝わる正味の加熱率は対流遮蔽効果を考慮した加熱率と輻射加熱率、表面における酸化及び昇華反応による相変化の潜熱、輻射冷却の和で与える。対流遮蔽効果を評価するにあたり必要な無次元アブレーション噴出し量や壁面におけるエンタルピは、火星大気中における黒鉛のアブレーションを考慮した平衡計算を予め行い、得られた結果を表面温度と圧力でテーブル化することにより与えている<sup>[4]</sup>。

アブレータの物性値に関しては比重0.3のアブレータを想定し、母材及び炭化材の密度はそれぞれ300及び100kg/m<sup>3</sup>と仮定した。しかしながら熱伝導率や比熱に関しては現在のところ不明であるため、米国



(a) 熱防御システムの構成



(b) CFRP/アルミハニカムサンドイッチパネル

図2 アブレーション熱防御システム

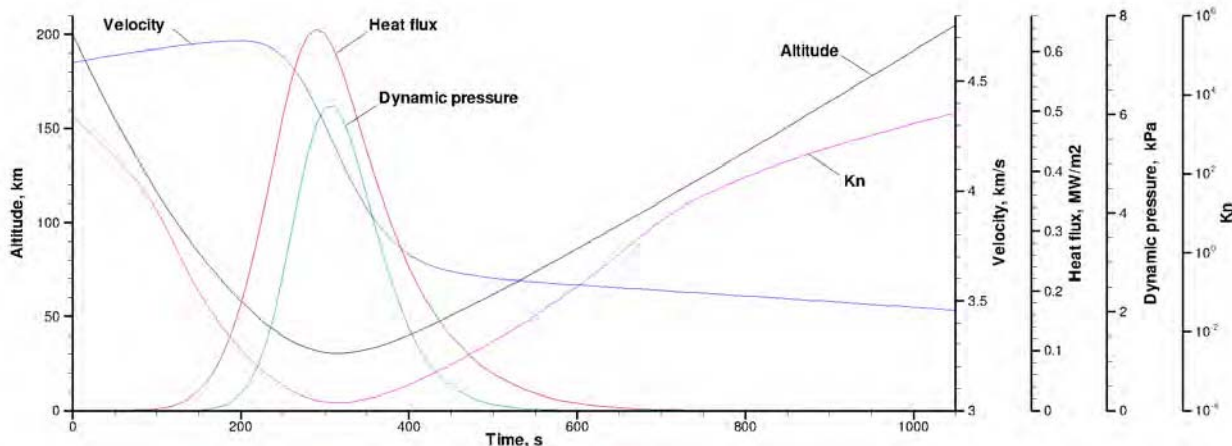


図3 火星無着陸サンプルリターンの飛行軌道 (m=500kg, C<sub>b</sub>S=0.71, B=700, u=4.6km/s, γ=-12@200km)

Stardust計画で用いられた比重約0.3のPicaアブレータを想定し、それぞれ母材と炭化材に対して得られている物性値をカーブフィットして、ブリッジングすることによって与えている。フェルト断熱材の物性値に関してはHYFLEXの開発の際に用いられたものを想定した。

### 火星無着陸サンプルリターン飛行軌道

本研究で用いた軌道を図3に示す。これは機体総重量が500kg、抗力係数と代表面積の積が約0.71、弾道係数が700の場合に火星大気モデルを導入した6自由度飛行運動解析によって得られたものである<sup>[2]</sup>。高度200km、時刻0sにおける速度は4.6km/s、飛行経路角は-12°であり、時刻約1050sには再び火星大気圏を離脱する。冷温壁加熱率及び輻射加熱率の推算にはそれぞれDetra-Kemp-Riddellの式とTauberの式を用いている。

### 3. 結果と考察

様々なアブレータ材及び断熱材の初期厚さを用いて、火星大気圏突入開始から再び大気圏を離脱する1050秒後までのアブレータ解析を行った。図4に解析結果の一例を示す。これはアブレータ初期厚さ25mm、断熱材初期厚さ20mmで構成される熱防御システムを用いた場合のアブレータ表面温度、アブレータと断熱材との界面における温度、及び断熱材とハニカムパネルの界面における温度の時間履歴である。空力加熱によりアブレータ表面温度は300秒後には1640Kに達し、その後は輻射冷却により温度は低下する。またアブレータよりも内側にある断熱材及びハニカムパネルの温度上昇は表面温度よりもはるかに小さく緩やかであることがわかる。再び軌道を脱す

る1050秒までのハニカムパネルの最大温度は442Kであり、この解析例では許容温度範囲内である。

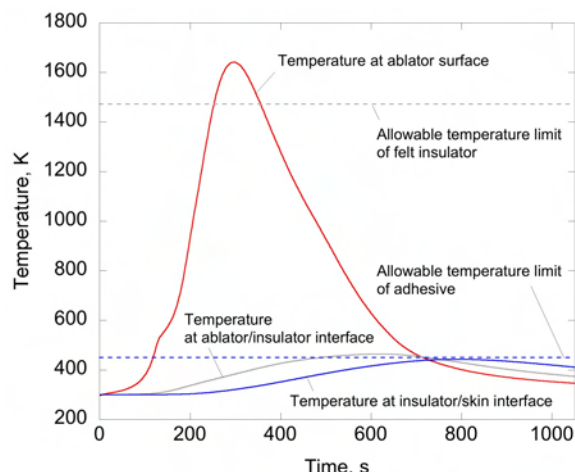


図4 熱防御システム各部の温度履歴 (case12, アブレータ厚さ25mm, 断熱材厚さ20mm)

(1)アブレータの初期厚さが15mmから30mm, また(2)断熱材の厚さが10mmから45mm, (3)ハニカムパネルの厚さが8mmの場合における各部の最大到達温度を表2にまとめる。空力加熱によるアブレータ表面最大到達温度はいずれのケースでも約1640Kであり、表面損耗量は約8mmである。アブレータやフェルト断熱材が薄い場合では内部により多くの熱が伝わるため、各部の最大到達温度が高くなり、許容温度を超えている。逆にアブレータと断熱材が厚い場合では各部の最大到達温度を低く抑えることが可能である。本解析ではcase 4, 9, 12~14, 16~19の場合において各部の到達温度が許容温度以下であったことがわかる。それらの場合における機体各部における熱防御システムの重量を表3に示す。図1の機

表2 アブレーション熱防御システム性能評価解析概要

case	各部の厚さ				各部, 界面における最大到達温度			表面損耗量 mm
	(1), mm	(2), mm	(3), mm	合計, mm	(1), K	(1)/(2), K	(2)/(3), K	
1	15	30	8	53	1643.8	784.1	534.1	8.414
2	15	35	8	58	1643.9	757.2	489.6	8.417
3	15	40	8	63	1643.9	733.1	455.9	8.420
4	15	45	8	68	1644.1	711.5	429.4	8.424
5	20	10	8	38	1642.2	525.5	519.1	8.100
6	20	15	8	43	1642.4	519.6	502.9	8.112
7	20	20	8	48	1642.5	512.1	478.5	8.123
8	20	25	8	53	1642.5	504.5	451.7	8.133
9	20	30	8	58	1642.5	497.7	426.9	8.141
10	25	10	8	43	1641.6	473.7	470.9	8.093
11	25	15	8	48	1641.6	469.8	460.4	8.100
12	25	20	8	53	1641.7	463.8	442.8	8.107
13	25	25	8	58	1641.8	457.1	422.6	8.112
14	25	30	8	63	1641.8	450.9	403.3	8.117
15	30	10	8	48	1640.9	454.0	451.9	8.090
16	30	15	8	53	1641.0	449.8	442.2	8.095
17	30	20	8	58	1641.0	443.6	426.5	8.099
18	30	25	8	63	1641.0	436.8	408.9	8.102
19	30	30	8	68	1641.1	430.4	391.9	8.104



表3 様々な厚さを持つアブレーション熱防御システムの重量の比較

case	単位面積当りの重量				各部の重量			
	(1), kg/m <sup>2</sup>	(2), kg/m <sup>2</sup>	(3), kg/m <sup>2</sup>	合計, kg/m <sup>2</sup>	(a)部, kg	(b)部, kg	(c)部, kg	合計, kg
4	4.500	6.750	1.783	13.033	6.594	52.653	61.385	120.633
9	6.000	4.500	1.783	12.283	6.215	49.623	57.852	113.691
12	7.500	3.000	1.783	12.283	6.215	49.623	57.852	113.691
13	7.500	3.750	1.783	13.033	6.594	52.653	61.385	120.633
14	7.500	4.500	1.783	13.783	6.974	55.683	64.917	127.575
16	9.000	2.250	1.783	13.033	6.594	52.653	61.385	120.633
17	9.000	3.000	1.783	13.783	6.974	55.683	64.917	127.575
18	9.000	3.750	1.783	14.533	7.353	58.713	68.450	134.517
19	9.000	4.500	1.783	15.283	7.733	61.743	71.982	141.459

体について、(a)sphere部、(b)cone部、(c)base部の各表面積はそれぞれ0.506m<sup>2</sup>、4.04m<sup>2</sup>、4.71m<sup>2</sup>であり、合計9.256m<sup>2</sup>である。表3より、case 9及びcase 12の場合において熱防御システム重量が最も低く約113.7kgであった。しかしながら表2よりcase 9よりもcase 12の方が熱防御システム全体の厚さが薄いことがわかる。したがって本研究ではcase 12の熱防御システムが最も望ましいと考えられる。このとき機体全重量500kgの内、熱防御システムが占める割合は約22.7%となる。これははやぶさ計画で使用される再突入カプセルの前面熱防御システムの重量比が43%<sup>[5]</sup>であるのに対して、火星無着陸サンプルリターンミッションの成立に向けて十分な数字であると考えられる。

今後は空力荷重を担うハニカムパネルの必要厚さの評価を行い、熱防御システム重量推算の精度を向上させる必要がある。またアブレータ厚さの評価の際には機体各部に対してよどみ点における空力加熱率を参考にした。しかしながらcone部やbase部等の下流域では空力加熱率はよどみ点ほど大きくならないため、今回の熱防御システム厚さは安全側の見積りになると思われる。今後は機体壁面に沿った空力加熱率分布を精度よく見積もることで、より軽量なアブレーション熱防御システムを構築する必要がある。

#### 4. おわりに

火星エアロフライバイによる無着陸サンプルリターンミッションに向けて、アブレーション熱防御システムの検討を行った。現在検討が進んでいる高弾道係数を有する機体に対して必要なアブレータ材及び断熱材の厚さを見積もった。火星大気圏突入後、熱防御システムを切り離す1050秒まで機体各部の温度を許容温度以下におさえ、なおかつ最も重量比を下げるためには、アブレータ厚さ25mm、断熱材厚さ20mmが望ましいと考えられる。この場合、全重量に対する熱防御システムの重量比は約22.7%である。

#### 参考文献

- [1]藤田和央等、「次期惑星探査におけるエアロアシスト技術」、日本航空宇宙学会第40期通常総会及び講演会、平成21年4月
- [2]藤田和央等、「火星エアロフライバイのための高弾道係数を有するエアロシェル」の検討」、第41回流体力学講演会／航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2009、平成21年6月
- [3]鈴木俊之等、「エアロキャプチャを想定したアブレーション熱防御システムの検討」、平成20年度宇宙航行の力学シンポジウム、平成20年12月
- [4]Fujita, K., et al., "Evaluation of Heat Transfer Rates of Venus Entry Capsules Along Flight Trajectories," AIAA Paper 2006-3580.
- [5]Ishii, N., et al., "System Description and Reentry Operation Scenario of MUSES-C Return Capsule," The Institute of Space and Astronautical Science Report SP No. 17, 2003, pp. 389-400.

# 1B13 火星エアロフライバイのための高弾道係数を有するエアロシェル

○高柳大樹, 藤田和央 (宇宙航空研究開発機構)

## Design of Aeroshell with a High Ballistic Coefficient for Mars Aero-Flyby

Hiroki Takayanagi and Kazuhisa Fujita (JAXA)

Key Words: Aerocapture, Mars sample return, High ballistic coefficient, High enthalpy flow,

### Abstract

Feasibility assessment of a Martian aero-flyby sample return system for JAXA's future Martian exploration has been conducted. In the mission scenario, the vehicle enters the Martian atmosphere, collects the Martian dust and atmosphere during the atmospheric flight, exits the Martian atmosphere, and is inserted into a parking orbit from which the return system is departed for the earth. To design aeroshells appropriate for this mission, a parametric study of aeroshells having large ballistic coefficient and moderate lift-to-drag ratio is made. Finally, a baseline design of the aeroshell in sphere-cone form is selected for the Martian aero-flyby sample return system.

### 1. はじめに

現在JAXAでは2017年の打上を目指した次期火星探査が議論されている。この探査では基幹ロケットの打上能力を最大限に利用して複数のランダーやオービタを備えた総合的な複合探査を行う計画である。本稿では、複合探査機の一つの探査システムとして、エアロキャプチャ技術に応用した無着陸サンプルリターンシステム[1]について検討を行い、その実現に必要な高弾道係数のエアロシェルの検討を行ったので以下に報告する。

### 2. 無着陸サンプルリターンシステム

火星にはダストストームにより高度30~40 kmにダストが滞留していることが知られており、エアロフライバイによりこれらのダストおよび大気サンプルを採取して地球へ帰還すれば小規模のシステムでサンプルリターンが可能であると期待される。エアロフライバイサンプルリターンの概念図をFig. 1に示す。探査機はアプローチ軌道より大気突入し、空力誘導制御飛行を行いながらサンプルを採取し、大気圏を離脱してエアロシェルを分離した後、オービタとしてパーキング軌道へ投入される。大気圏飛行時に誘導制御を行うのは、惑星大気密度や大気突入時の飛行経路角の誤差を補償して確実にパーキング軌道へ挿入するためであり、ここにエアロキャプチャ技術が導入されている。オービタはパーキング軌道で軌道調整を行った後、軌道を離脱して地球への帰路につく。本システムの長所は、火星に着陸してサンプルリターンを行うシステムと比較して、地表からの打ち上げや軌道投入のための大がかりな推進システムが不要となる点である。一方、エアロキャプチャと

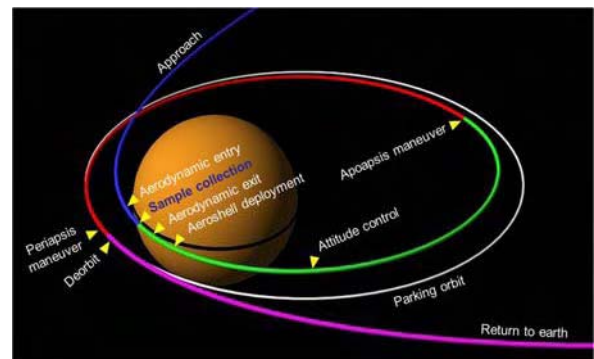


Fig.1 Mars aero-flyby sample return sequence.

いう高度な技術を用いることが最大の課題としてあげられるが、これまでの技術開発により現状では実現可能と考えられる。

運用方法としては、①複合探査システムを火星軌道へ投入する前に無着陸サンプルリターンシステムを分離して惑星間軌道から直接エントリさせる方法 ( $V_{\infty} \sim 3.8 \text{ km/s}$ ) と、②複合探査システムを初期軌道 ( $300\text{km} \times 7R_m$ の楕円軌道;  $R_m$ は火星半径)へ投入後に無着陸サンプルリターンシステムを分離してエントリさせる方法の2つが考えられる。①は大気突入速度が大きく容易に高度30~40 kmへ到達できるが、大気突入時の軌道決定精度や運用上の制約からパーキング軌道へ投入するのが②の場合よりも難しいため、②の方法が現実的である。しかし②の方法では大気突入速度が小さくなるため、高度30~40 kmまで飛行させるためにはパーキング軌道の高度を低くする必要がある。この様子をFig.2に示す。図でcorridorは $L/D = 0.3$ の機体に対してパーキング軌道へ投入可能な飛行経路角の

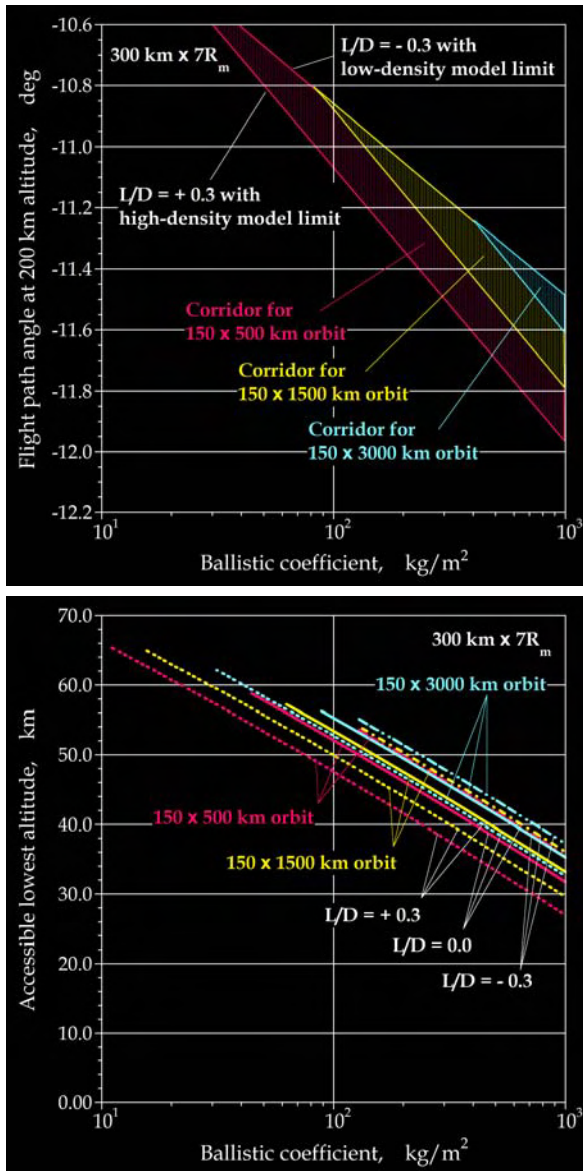


Fig.2 Lift-to-drag coefficient variation with several half apex angle of the cone at  $R = 0.3m$

範囲を示しており、軌道高度を下げるに従い corridor が広がるとともに到達可能な高度も低くなる。しかし軌道高度を下げ過ぎると地球帰還軌道へ移行するのに必要な  $\Delta V$  が増加し、帰還システムのペイロード重量比が小さくなる。ここでは詳細は示さないが、帰還システムの検討によるとパーキング軌道としては  $150km \times 500km$  あたりが最適であり、飛行高度  $30 \sim 40 km$  を実現して上記パーキング軌道に投入できる機体の弾道係数は  $500 \sim 700$  程度となる。そこで本稿では、もっとも低高度まで飛行可能な弾道係数  $700$  で揚抗比  $0.4$  を達成可能なエアロシェルの検討を以下に行う。

### 3. エアロシェルの検討

エアロシェル形状の検討には修正ニュートン流理論[3]を用いた。本研究においては Sphere-cone、

回転楕円体、修正回転楕円体の3つのパターンに対して上記条件を満たす形状を検討した。複合探査システムへの組み込みを考慮して底面の直径は  $1.5m$  で固定とした。

### 3.1 Sphere cone

Sphere cone形状において、球体部の半径  $R$  と円錐部の半頂角  $\theta$  をパラメータとして計算を行った。Fig. 3, 4に  $\theta = 20$  度とし  $R$  を変化させたときの揚抗比と弾道係数を示す。  $R$  が大きくなるにつれて  $C_L/C_D$ ,  $B_m$  ともに小さくなっていくことがわかる。

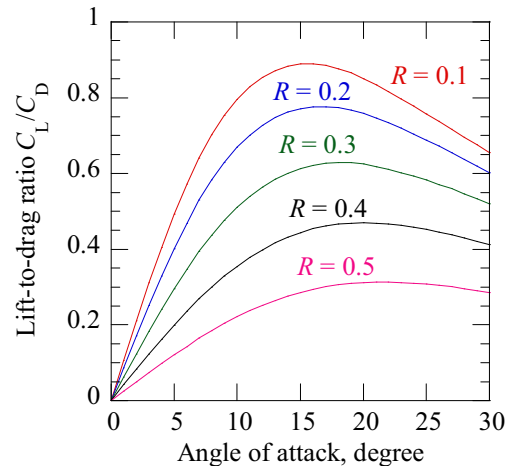


Fig.3 Lift-to-drag coefficient variation with several sphere radius at  $\theta = 20$  degree

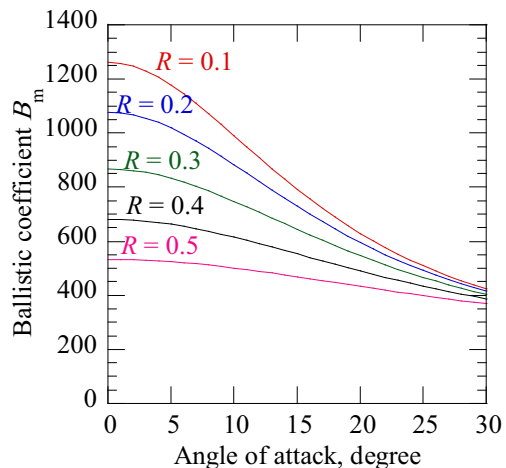


Fig.4 Ballistic coefficient variation with several sphere radius at  $\theta = 20$  degree

一方、  $R = 0.3$  とし  $\theta$  を変化させたときの揚抗比と弾道係数を Fig. 5, 6 に示す。この場合も同様に  $R$  が大きくなるにつれて  $C_L/C_D$ ,  $B_m$  ともに小さくなっていくことがわかる。つまりどちらの場合にも球の割合が小さく、全長が長い方が  $C_L/C_D$ ,  $B_m$  ともに大きくなることがわかる。

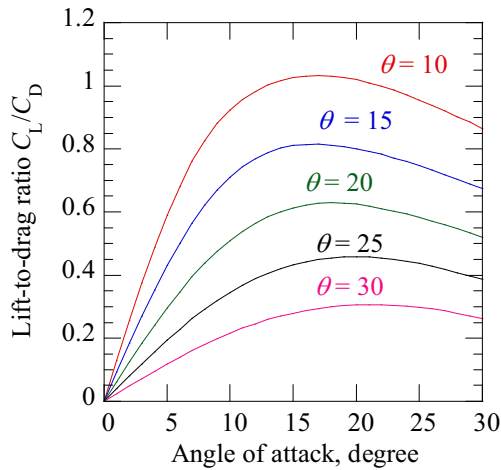


Fig.5 Lift-to-drag coefficient variation with several half apex angle of the cone at  $R = 0.3\text{m}$

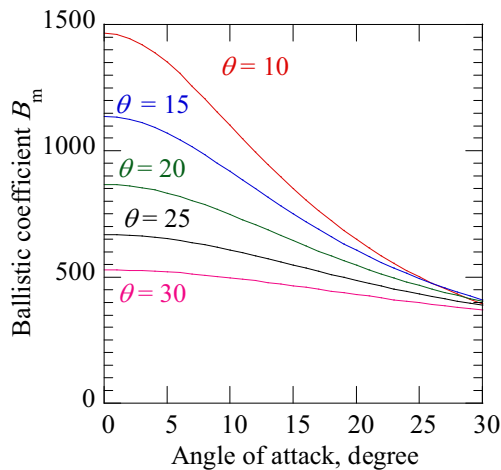


Fig.6 Ballistic coefficient variation with several half apex angle of the cone at  $R = 0.3\text{m}$

### 3.2 回転楕円体

回転楕円体形状において、底面の直径 $D$ を $1.5\text{m}$ で固定し、全長 $L$ をパラメータとしたときの揚抗比と弾道係数をFig. 7, 8に示す。この結果、全長 $L$ が長くなるにつれて揚抗比、弾道係数ともに大きくなっていくことがわかる。要求の弾道係数 $700\text{kg/m}^2$ 、揚抗比 $0.4$ を満たすためには $L=2.0\sim 2.5$ 程度にすればよいことがわかる。

### 3.3 修正回転楕円体

上下異なる回転楕円体からなる修正回転楕円体形状においては、底面の直径を $1.5\text{m}$ で固定することはできないため、底面の上部、下部短半径 $b_1$ 、 $b_2$ の和が $1.5\text{m}$ とし、底面積が同一となるようにして変化させたときの揚抗比と弾道係数をFig. 9, 10に示す。この際、底面の長半径と全長はそれぞれ $0.75\text{m}$ 、 $2.0\text{m}$ 、で固定して計算した。すると修正回転楕円体では上部の割合が大きくなるにつれて揚抗比 $0.4$ を満たす角度が大きくなっていき、

その際の弾道係数も大きくなっていく。一方、底面の半径を上面 $b_1 = 1.125\text{m}$ 、下面 $b_2 = 0.375\text{m}$ で固定し、全長を変化させたときの揚抗比と弾道係数をFig. 11, 12に示す。この場合は回転楕円体と同様に全長が長くなるにつれて弾道係数、揚抗比ともに大きくなっていくことがわかる。この結果から修正回転楕円体にすることによって回転楕円体よりも短い全長で要求を満たせることがわかる。

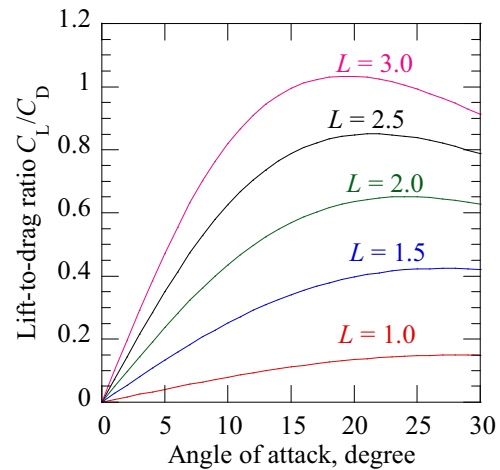


Fig.7 Lift-to-drag coefficient variation with several length of the ellipse at  $D = 1.5\text{m}$

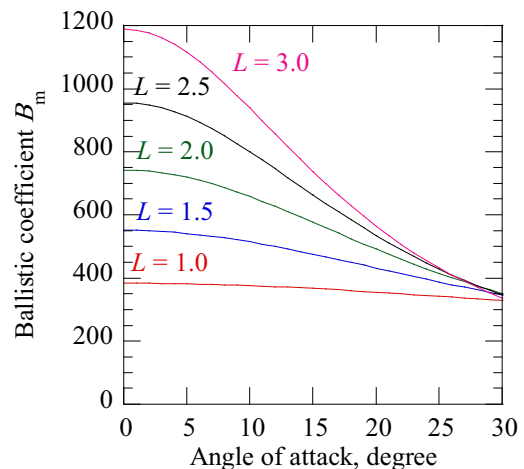


Fig.8 Ballistic coefficient variation with several length of the ellipse at  $D = 1.5\text{m}$

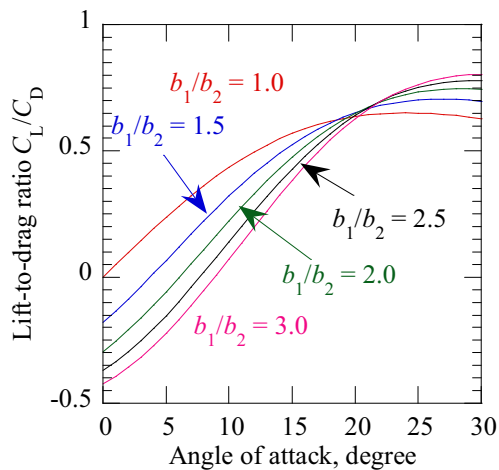


Fig.9 Lift-to-drag coefficient variation with several half apex angle of the cone at  $R = 0.3$

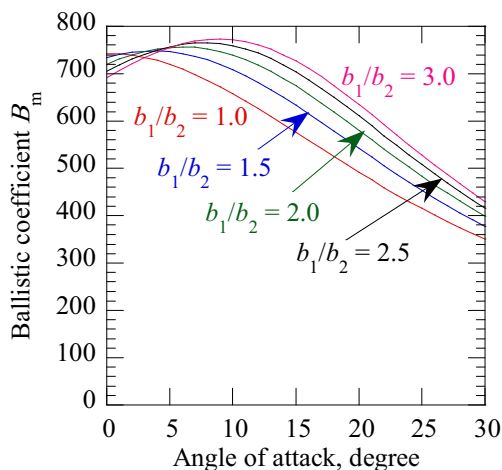


Fig.10 Ballistic coefficient variation with several half apex angle of the cone at  $R = 0.3$

すると修正回転楕円体では上部の割合が大きくなるにつれて揚抗比0.4を満たす角度が大きくなっていき、その際の弾道係数も大きくなっていく。この結果から修正回転楕円体にするによって回転楕円体よりも短い全長で要求を満たせることがわかる。

#### 4. エアロシェル内の積載可能容量

これまで見てきたようにどの形状においても全長を長くすることによって弾道係数、揚抗比ともに大きくなっていき、妥当な形状を選ぶことによって弾道係数700、揚抗比0.4を満たすことが可能であることがわかった。そこで本研究においては製造のしやすさと空力係数の予想しやすさという観点からSphere cone形状を用いることとし、このエアロシェル内に必要搭載物が積載可能かどうか検討した。ここでは搭載物の中で最も容積が必要なヒドラジン、酸化剤それぞれのタンクサ

イズを決定し、それらのタンクが積載可能かどうか3DCADで判別した。先に示した軌道w p実現するための最大のタンクサイズはヒドラジン直径637mm、酸化剤直径503mmであることがシステム検討によりわかっている。Fig.11にSphere cone形状にした場合のタンク搭載の様子を示す。図に示すようにこの形状で十分にタンク収容できることがわかる。

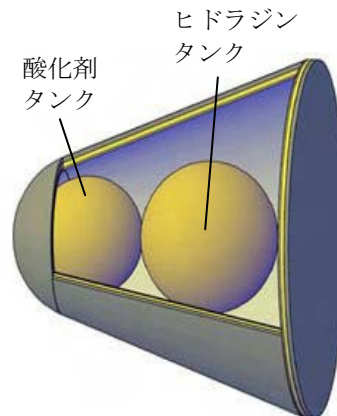


Fig.11 Sketch of the tanks inside the sphere-cone type aeroshell

#### 参考文献

- [1] 藤田和央ほか：エアロキャプチャ技術を利用した火星フライバイサンプルリターン機，日本航空宇宙学会北部支部2009年講演会/第10回再使用型宇宙推進系シンポジウム。
- [2] 柳沢三憲、菊池一雄：ニュートン流理論を用いた三次元物体の動安定微係数の計算，航空宇宙技術研究所報告，NAL TR-722、1982。

# 1D9 勾配計算法の再検討と新手法について

嶋英志 (宇宙航空研究開発機構)

Reinvestigation and new method on gradient computation in MUSCL approach

Eiji Shima (JAXA)

Key Words : FVM, CFD, Compressible Flow

Abstract

Reconstruction method is the key for the spatial accuracy of MUSCL type CFD schemes. A new gradient calculation method based on WLSQ (weighted least square method) merging the benefit of G-G(Green-Gauss) method is presented. The method, named GLSQ (G-G based weighted least square method), has second order accuracy for non-orthogonal and non-constant linear mesh and gives proper gradient for thin curved mesh for which LSQ shows huge error. Although GLSQ is originally developed for hybrid mesh that combines octree and layered mesh, it also shows better accuracy in usual rectangle and triangle mesh.

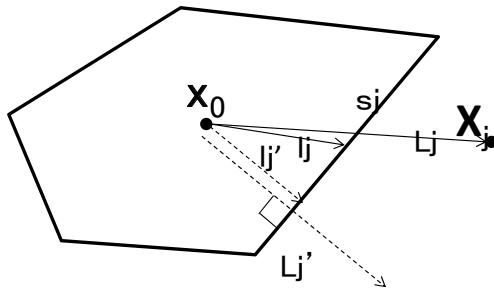


図1 計算セルと各変数の定義

## 1. はじめに

圧縮性流体のCFD解析手法としてMUSCL型スキームが幅広く用いられているが、これを非構造有限体積法に適用する場合、セル内物理量勾配算出法が課題となる。様々な方法<sup>[1-3]</sup>の中で最小自乗近似 (LSQ) による方法は点の配置に関わらず、線形分布を厳密に再現できる利点から数多く用いられている。他方、グリーン・ガウスの方法(G-G)はきれいな (対称性・等間隔性の良い) 格子以外では、線形分布を再現しない。しかし、LSQは歪んだ格子の場合に極めて誤差が大きくなりうること、一方、G-Gはそれほど酷い状況にはならないこと、重み付き最小自乗法(WLSQ)では、改善されること、等が報告されている<sup>[1]</sup>。従って、きれいな格子が使える場合には何でも良く、そうでない場合にはG-Gが安全な選択といえる。

我々の目的は、直交格子とAMRによる八分木 (2次元では四分木) 格子 (図6参照) と物体近傍の局所的層状格子を組み合わせたハイブリッド格子をN面体セルの集合として一般的に扱うシンプルなセル中心型MUSCLを構築することである。このような格子上では、G-Gが妥当な結果を与えるのに必要な、格子の等間隔性が失われている。またLSQは曲面上の層状格子に不適切、既存のWLSQは点分布の非対称性に対処で

きない等、満足な勾配計算法が存在しない。本稿では、WLSQによる勾配の計算法における新しい重み関数を提案し、代表的なケースで検証することでその有効性を確認する。

## 2. WLSQ による勾配計算の定式化

WLSQによる勾配の計算とは、

$$\varepsilon = \sum_j \omega_j (\nabla q \cdot \Delta \mathbf{x}_j - \Delta q_j)^2, \quad \omega_j > 0 \quad (2-1)$$

を最小にするように勾配  $\nabla q$  を決めるものである。

ただし、次のような定義を用いている。(図1参照)

$$\Delta q_j = q_j - q_0 \quad (2-2)$$

$$\Delta \mathbf{x}_j = \mathbf{x}_j - \mathbf{x}_0 = (\Delta x_j \quad \Delta y_j \quad \Delta z_j)^T \quad (2-3)$$

$$\nabla q = (q_x \quad q_y \quad q_z)^T \quad (2-4)$$

停留条件から次の連立一次方程式が導出される。

$$\begin{pmatrix} \sum_j \omega_j \Delta x_j^2 & \sum_j \omega_j \Delta x_j \Delta y_j & \sum_j \omega_j \Delta x_j \Delta z_j \\ \sum_j \omega_j \Delta x_j \Delta y_j & \sum_j \omega_j \Delta y_j^2 & \sum_j \omega_j \Delta y_j \Delta z_j \\ \sum_j \omega_j \Delta x_j \Delta z_j & \sum_j \omega_j \Delta y_j \Delta z_j & \sum_j \omega_j \Delta z_j^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_x \\ q_y \\ q_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_j \omega_j \Delta x_j \Delta q_j \\ \sum_j \omega_j \Delta y_j \Delta q_j \\ \sum_j \omega_j \Delta z_j \Delta q_j \end{pmatrix} \quad (2-5)$$

### 3. WLSQの重み関数に関するいくつかの考察と GLSQの導出

#### (1)2次精度条件

斜交・不等間隔を含む、直線格子上的点に対しては、式(3-1)が2次精度の十分条件である。

$$\omega_j = L_j^{-3} \quad (3-1)$$

#### (2)G-G との比較による重み関数 $\omega$ の類推

G-Gの定理を多面体セルに適用し境界面での値  $\bar{q}$  の

近似値として隣り合う格子点の内挿値

$$\bar{q} = q_0 + \alpha_i \Delta q_i = (1 - \alpha_i) q_0 + \alpha_i q_i \quad (3-2)$$

を用いると勾配は次のように求められる。

$$\nabla q = \left( \sum_i s_i \alpha_i \Delta q_i \mathbf{n}_i \right) / V \quad (3-3)$$

ここで  $V$  はセルの体積、 $\mathbf{n} = (x_n, y_n, z_n)$  は境界の外向き法線ベクトル、 $s_i$  は境界の面積である。従って、 $x$  方向の勾配に関する  $\Delta q_i$  に対する係数は、

$$s_i \alpha_i x_{ni} / V \quad (3-4)$$

である。直交性の良いメッシュの場合には、

$$\mathbf{n}_i \approx \Delta \mathbf{x}_i / L_i \quad (3-5)$$

とみなせる。そこで式(3-4)の関係を使うと、 $\Delta q_i$  に対する係数は、

$$\frac{1}{V} \frac{s_i \alpha_i}{L_i} \Delta x_i \quad (3-6)$$

である。これをWLSQの重みと見て、WLSQでは無意味な共通の係数を取り除くと、下記が成立する。

$$\omega_j = \alpha_j s_j / L_j \quad (3-7)$$

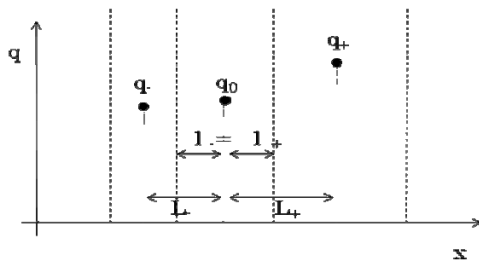


図2 一次元不等間隔格子の例

#### (3)不等間隔格子での2次精度の実現

一次元不等間隔格子を例に、空間2次精度の勾配算出を実現する重み関数を考えると内挿係数  $\alpha$  を

$$\alpha_i = (l_i / L_i)^2 \quad (3-8)$$

のように定義すれば、この内挿係数を用いた重み関数は

$$\omega_j = (l_j / L_j)^2 s_j / L_j = s_j l_j^2 L_j^{-3} \quad (3-9)$$

となり、 $s_j, l_j$  が一定であること考慮すると、式(3-1)の二次精度近似の重み関数と同等となる。ただし、一次元の例のような直線格子とは違って一般のセルの場合には  $\alpha$  を定義する  $l_j, L_j$  の選び方は自明ではない。歪の大きいセルでの堅牢性および後述する八分木格子への対応を考慮しセル面に垂直な方向の射影長  $l_j', L_j'$  (図1参照) を用いて  $\alpha$  を定義する。

$$\alpha_i = (l_i' / L_i')^2 \quad (3-10)$$

最終的に

$$\omega_j = \left( \frac{l_j'}{L_j'} \right)^2 \frac{s_j}{L_j} \quad (3-11)$$

を用いたWLSQをGLSQ(G-G based Weighted Least Squares Method)と呼ぶことにする。

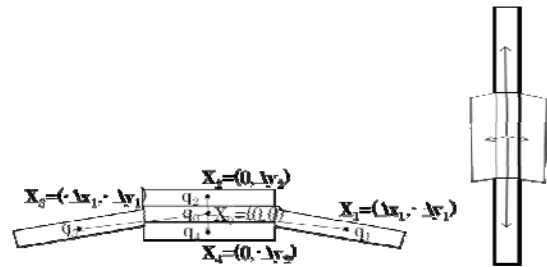


図3 曲率のある格子の例

#### (4)曲率のある場合

図3左のような曲がった薄い格子を考える。このような格子は翼型等の高レイノルズ数流れにおいて物体表面近傍に見られるものである。ここでは十分に滑らかな格子を考えて、各方向では、等間隔格子であり、次の条件が成立するものとする。

$$l_j' / L_j' = 1/2 \quad (3-12)$$

また、対称性から重み関数は 左右 ( $\omega_1$ ) および 上下 ( $\omega_2$ ) で同じとすると、WLSQを用いて勾配は次のように求められる。

$$q_x = (q_1 - q_3) / (2\Delta x_1) \quad (3-13)$$

$$q_y = \frac{\omega_1 \Delta y_1^2 \frac{1}{\Delta y_1} \left( q_0 - \frac{q_1 + q_3}{2} \right) + \omega_2 \Delta y_2^2 \frac{q_2 - q_4}{2\Delta y_2}}{\omega_1 \Delta y_1^2 + \omega_2 \Delta y_2^2} \quad (3-14)$$

一方、差分近似による参照値は、

$$q_x = (q_1 - q_3) / (2\Delta x_1) \quad (3-15)$$

$$q_y = (q_2 - q_4)/(2\Delta y_2) \quad (3-16)$$

となる。式(3-14)は、分子の前半の格子の曲がりによる誤差成分と式(3-16)と同じ後半の上下の点の差分との重み付き平均になっており、式(3-14)が式(3-16)に近い値になるためには、次の条件が必要である。

$$\omega_1 \Delta y_1^2 \ll \omega_2 \Delta y_2^2 \quad (3-17)$$

格子の曲がり（角度）が小、すなわち、このケースの表記では、

$$\Delta y_1/L_1 \ll 1 \quad (3-18)$$

かつ、 $\Delta y_2/L_2 \cong 1$  の条件のもとでは

$$\omega_j = L_j^{-2} \quad (3-19)$$

は適切な重み関数であることが分かる。

一方、図3右のように逆に縦に細長い格子( $L_1 \ll L_2$ )の場合に対しても、式(3-19)は適切な勾配を算出する。次に、このケースに対する、GLSQの有効性を確認する。式(3-12)および

$$s_1 = s_3 \approx L_2 \quad (3-20)$$

$$s_2 \approx s_4 \approx L_1 \quad (3-21)$$

$$V \approx L_1 L_2 \quad (3-22)$$

の関係を用いると、GLSQ（式(3-11)）による重み関数は

$$\omega_1 = \frac{s_1}{L_1} \left( \frac{l_1'}{L_1'} \right)^2 \approx \frac{1}{4} \frac{L_2}{L_1} \approx \frac{1}{4} \frac{V}{L_1^2} \quad (3-23)$$

$$\omega_2 = \frac{s_2}{L_2} \left( \frac{l_2'}{L_2'} \right)^2 \approx \frac{1}{4} \frac{L_1}{L_2} \approx \frac{1}{4} \frac{V}{L_2^2} \quad (3-24)$$

となり、定数係数を除くと式(3-19)に一致する。したがって、GLSQはこの場合でも適切であることが分かる。

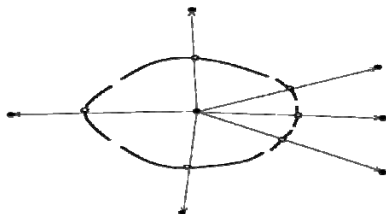


図5 非対称な点分布の例

(5) 非対称性な点分布への対応

図5のような非対称の点分布を考える。重みなしのLSQの場合には、点数の多い側の重みが大きくなり、極端な場合、片側差分となる。一方、図5中の曲線で

構成される検査体積にG-Gを適用すると、図中の白丸で真の平均値が与えられれば、境界の面積が適切な重みとして働くことで、二次精度で勾配を算出することができる。GLSQは、G-Gから重み関数の境界面積依存性を継承しており、類似の性質を持っている。現実的なケースとして図6のような二次元の四分木格子でのセルセンター型有限体積法を考える。点 $P_j$ の座標、物理量を $x_j, q_j$ のように表す。大きい方の正方格子の辺長を $h$ とし、対称性から、 $P_1, P_2$ の重みを $\omega_a$ 、 $P_3 \sim P_5$ の重みを $\omega_b$ とすると、WLSQを用いて $x$ 方向の勾配は次のように計算される。

$$q_x = \left( \frac{9}{8} \omega_a + \omega_b \right)^{-1} \left( \frac{9}{8} \omega_a \frac{1/2(q_1 + q_2) - q_0}{3/4 h} + \omega_b \frac{q_4 - q_0}{h} \right) \quad (3-25)$$

次に、比較のための参照値として、図6中の $P_T$ に仮想点を設け、 $P_1, P_2$ の代りに用いた勾配を求める。（不等間隔直交格子とみなせるのでGLSQを用いれば2次精度近似となる。）

$$q_x = \left( \frac{9}{16} \omega_T + \omega_b \right)^{-1} \left( \frac{9}{16} \omega_T \frac{q_T - q_0}{3/4 h} + \omega_b \frac{q_4 - q_0}{h} \right) \quad (3-26)$$

(3-25)、(3-26)を比較すると、

$$\omega_T = 2\omega_a \quad (3-27)$$

の条件のもとで、式(8-1)の勾配は $P_T$ の位置に $P_1, P_2$ の平均値 $(q_1 + q_2)/2$ を置いたものと一致する。GLSQでは式(3-27)が成立し不等間隔性を正しく考慮できる。

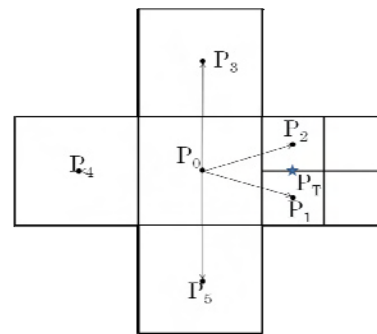


図6 四分木格子の例

#### 4. 計算例

(1) 円柱周り格子の例

図7に示すような半径1の円柱周りの格子において関数 $q=r^2$ に対し半径方向微係数 $q_r$ をG-G、LSQ、WLSQ(直線格子で2次精度となる $\omega=L^3$ )、GLSQで評価し厳密解と比較した。図8,9に矩形格子、三角形格子の結果を示す。まず、GLSQは、いずれのケース



でも比較的誤差が小さい。他のスキームに関しては、両ケースの LSQ、三角形格子の WLSQ は物体近傍で  $q_r \approx 0$  となって 100%近い誤差を生じている。また、三角形格子では G-G の定式化で仮定する隣合うセル中心間に境界線の中点があるという点配置の前提条件が崩れ 0 次の誤差が生じるため誤差が常に大きい。

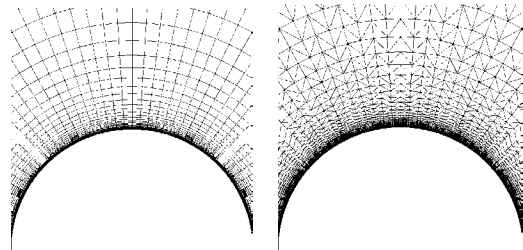


図7 円柱周りの格子 (左、矩形、右三角形)

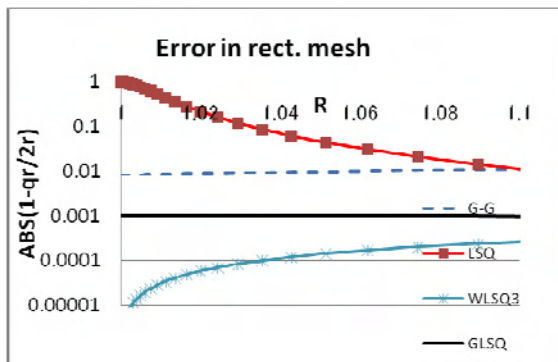


図8 矩形格子の場合の誤差分布

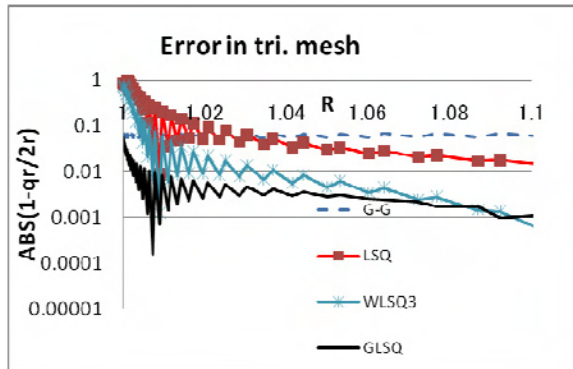


図9 三角形格子の場合の誤差分布

(2)2次元翼型の粘性計算

四分木格子と層状格子を併用した  $M=0.3$  の NACA0012 翼型まわり流れ場の圧力分布を図10に示す。手法の性質から、G-G は格子間隔が急変するところで、LSQ は前縁付近の層状格子で問題を生じるはずであるが、このケースでは GLSQ がやや滑らかな等高線を示している以外大きな違いはない。安定な計算のために GLSQ は全セルの約4%で勾配制限関数を必要としたことを注記しておく。ここには示さないが WLSQ ( $\omega=L^{-1} \sim L^{-3}$ ) も同様の不安定性を示した。したがって、GLSQ と WLSQ に共通する、セル中心間の距離  $L$  の取扱いに問題があると考えられる。

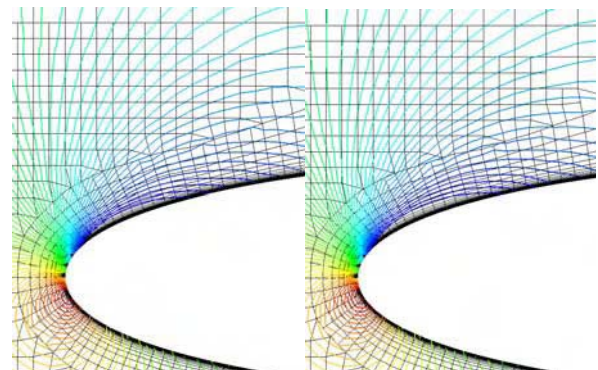
5. まとめと課題

八分木格子への適用を主眼にグリーン・ガウス法の特徴を取り入れた新しい重み付き最小自乗法による勾配計算法 GLSQ の定式化を示した。GLSQ の特徴として、次があげられる。

- ・ 不等間隔格子でも最大2次精度。
- ・ 曲がった格子においても適切な勾配を計算する。
- ・ 点分布の非対称性に影響されにくい。

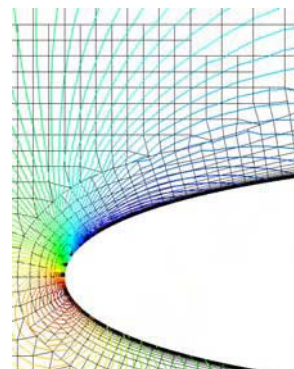
今後の課題として、次があげられる。

- ・ 歪の大きいセルに対して不自然なピークを作ることがあり、そのために低速流れであっても勾配制限関数を用いなければ安定に計算できないケースがある。歪の大きなセルに対して選択的に重み関数を変え勾配制限なしに安定に計算できる手法が望ましい。



G-G

LSQ



GLSQ

図10 翼型まわり流れの圧力分布比較

参考文献

[1]Mavriplis DJ, “Revisiting the least-squares procedure for gradient reconstruction on unstructured meshes”, AIAA-Paper 2003-3986, 2003  
 [2]Wang ZJ, “A fast nested multi-grid viscous flow solver for adaptive Cartesian/Quad grids”, Int. J. Numer. Meth. Fluids, 2000; Vol.33, 657-680, 2000  
 [3]Aftosmis M., Gaitonde D, Tavares TS, “On the accuracy, stability and monotonicity of various reconstruction algorithms for unstructured meshes”, AIAA Paper 94-0415, 1994

# 1D10 埋め込み境界法と直交格子積み上げ法を用いた

## 非圧縮性流れの数値解析

○坂井玲太郎 (東北大・院), 高橋俊 (東北大・院), 中橋和博 (東北大・工)

Numerical Simulation of Incompressible Flow Using Building-Cube Method and Immersed Boundary Method  
Ryotaro Sakai, Shun Takahashi, Kazuhiro Nakahashi (Tohoku University)

Key Words : CFD, FDM

### Abstract

CFD using Cartesian mesh has several advantages such as easy mesh generation and simple solution algorithm. Building-Cube Method (BCM) was proposed to utilize these advantages employing a block-structured approach. In this paper, Immersed Boundary Method is introduced into a BCM-based incompressible flow solver to improve the wall boundary of the Cartesian mesh. The effectiveness of the immersed boundary method combined with the BCM is discussed by several test cases.

### 1. 緒言

過去40年余りにわたり, CFDはめざましい発展を遂げてきた. CFDの初期においては, 空間を単純にx, y, z座標方向に分割した直交格子が用いられたが, 現在では物体壁面近傍での精度の要求から境界適合格子や非構造格子が良く用いられている. しかし, 将来的な計算機性能が実現する大規模計算を念頭に置いたとき, 計算のみならず前処理・後処理にも求められる単純性の観点から, 近年では直交格子法が再び注目されている. そこで本研究では, 以下の2つの手法を用いて数値解析を行う.

1つは, 直交格子積み上げ法(Building-Cube Method; BCM)である. BCM は中橋<sup>[1]</sup>が提案した, マルチブロック構造を用いた直交格子法の1つであり, 等間隔直交格子の単純さを保ちつつ局所的に解像度を上げることを可能にしている. しかし, その単純さを保つために物体表面も階段状で表現されるため, 曲面を持つ物体で精度を高めるには多数の格子点が必要となる.

もう1つは, 埋め込み境界法(Immersed Boundary Method; IBM)である. IBMはPeskin<sup>[2]</sup>が提案した, 物体境界に適合しない格子上で, 物体表面を外力により近似表現して流体計算を行う手法である. 直交格子法の課題である物体の階段状表現を改善し, 物体表面での高次精度化を図るのに用いられている.

本研究では, 直交格子積み上げ法を用いたスタガード格子有限差分法非圧縮性ソルバに埋め込み境界法を適用し, 物体表面での高次精度化を図ることを目的とする.

### 2. 数値計算手法

本研究では高橋<sup>[3]</sup>によるソルバをもとに, 非圧縮性粘性流れを取り扱う. 流れの支配方程式は連続の式および非圧縮性ナビエ・ストークス方程式であり, 以下の式

で表される.

$$\operatorname{div} \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{\operatorname{Re}} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2)$$

空間方向の離散化について, 移流項には3次上流差分, 拡散項には2次中心差分を用いる. 時間方向の積分にはFractional Step法を用い, 仮の速度場の解法にはAdams-Bashforth時間2次精度陽解法を用いる.

### 3. 直交格子積み上げ法 (BCM)

BCMでは図1に示すように, 計算領域は多数のCubeと呼ばれる立方体領域に分割される. Cube内には同数の等間隔直交格子であるCellが存在する. 数値計算の解像度はCubeのサイズによって決定される. 計算領域の分割には石田<sup>[4]</sup>の手法を用いる. 計算は各Cube内で独立に, 隣接Cubeと物理量の交換を逐次行いながら進められる.

BCMでは, 計算対象は計算領域内で物体Cellを用いて階段状に表現される. しかし本研究では後述のIBMにより物体を外力で仮想表現して計算を行うため, 物体Cellを用いることはせず, 計算領域内の全ての点で流体Cellを計算する.

### 4. 埋め込み境界法 (IBM)

IBMによる物体表現は, 境界近傍および内部でのNS方程式中に外力項 $\mathbf{f}$ を付加することにより行う. (2)式を差分して外力項 $\mathbf{f}$ を付加し, 移流項, 拡散項, 圧力勾配項を併せてRHSと表記すると, (2)式は以下のように表せる.

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = \text{RHS} + \mathbf{f} \quad \mathbf{f} = -\text{RHS} + \frac{\mathbf{u}_{IB} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} \quad (3)$$

ここで外力項中の $\mathbf{u}_{IB}$ は、IBMにおいて物体境界に強制される速度である。 $\mathbf{u}_{IB}$ の強制は水谷ら<sup>[5]</sup>、池野ら<sup>[6]</sup>の手法に基づき、図2のように、物体壁面にもっとも近い速度定義点について行う。強制速度の大きさは、強制点の外側の速度と、物体壁面速度との間で線形補間して求める。また物体内部には、物体の移動速度 $\mathbf{u}_{inner}$ を $\mathbf{u}_{IB}$ として強制する。速度の強制は各軸方向について行い、複数の軸方向から強制が行われる際には速度の大きさに算術平均をとった値を用いる。

### 5. 計算結果

本手法を用いて、球周りの流れを計算した。流れが非定常状態となる $Re = 300$ で単一球および二球の流れを計算し、流れが十分に発達した状態での渦構造を可視化した。二球については球直径 $D$ が同一の球を、中心間距離 $1.5D$ で配置した。単一球での結果を図3に、二球での結果を図4に示す。渦構造の可視化には $\lambda_2$ 法<sup>[7]</sup>を用いている。単一球では渦放出が上下方向に周期的に行われている一方、二球では流れの干渉により、単一球とは大きく異なった渦構造となっている。また両者の渦構造は既存の結果<sup>[8][9]</sup>とも定性的に一致することが確認できた。

同じく $Re = 300$ で、二球の中心間距離を $1.15D$ としたときの流れの渦構造を図5に示す。この場合の渦構造は中心間距離 $1.5D$ の場合と異なっており、球間隔の違いによる流れの干渉の違いを明確に捉えられているものと考えられる。

#### 参考文献

- [1] Nakahashi, K., and Kim, L. S., "Building-Cube Method for Large-Scale, High Resolution Flow Computations," AIAA Paper, 2004-0423, 2004.
- [2] Peskin, C. S., "Flow patterns around heart valves: a digital computer method for solving the equations of motion," PhD thesis, Albert Einstein College of Medicine, July, 1972.
- [3] Takahashi, S., Ishida, T., and Nakahashi, K., "Dynamic Load Balancing for Flow Simulation Using Adaptive Refinement," AIAA paper, 2008-920, 2008.
- [4] 石田崇, 高橋俊, 中橋和博, "直交格子積上げ法を用いた移動物体周りの流れ場計算," 第22回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 2008.
- [5] 水谷恒一郎, 山本悟, "簡単なIB法による三次元任意形状物体周り流れの数値計算," 日本機械学会論文集 B編, 74-742, 1347-1353, 2008.
- [6] Tsutomu, I., and Takeo, K., "Finite-difference immersed boundary method consistent with wall conditions for incompressible turbulent flow simulations," *J.Comp. Phys.*, 226, 1485-1508, 2007.
- [7] Jeong, J., and Hussain, F., "On the identification of a vortex," *J. Fluid Mech.* 285, 1995

- [8] Johnson, T. A., and Patel, V. C., "Flow past a sphere up to a Reynolds number of 300," *J.Fluid Mech.*, 378, 1999.
- [9] Schouveiler, L., Brydon, A., Leweke, T., and Thompson, M. C., "Interactions of the wakes of two spheres placed side by side," *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 23, 2004

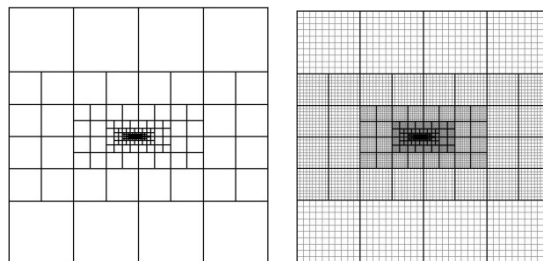


図1. 計算空間の分割 (左: Cube 右: Cell)

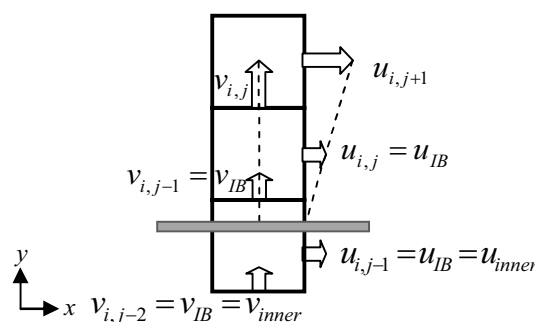


図2. 埋め込み境界法による速度補間

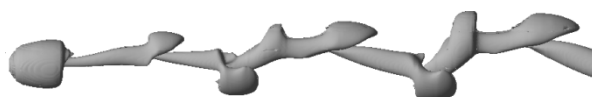


図3.  $Re = 300$ での単一球の渦構造



図4.  $Re = 300$ での二球の渦構造 (球中心間距離 $1.5D$ )

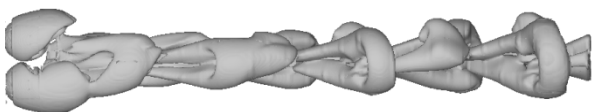


図5.  $Re = 300$ での二球の渦構造 (球中心間距離 $1.15D$ )

# 1D11 Building-Cube Methodを用いた翼型周りのRANS計算

○西本成告（東北大・院），佐々木大輔（東北大・工），中橋和博（東北大・工）

RANS Simulation around Airfoils using Building-Cube Method  
Shigenori Nishimoto, Daisuke Sasaki, and Kazuhiro Nakahashi (Tohoku University)

Key Words : RANS, Building-Cube Method

## Abstract

In this paper, high Reynolds number viscous flows around airfoils are simulated by solving the Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations (RANS) on a block-structured Cartesian mesh, named Building-Cube Method (BCM). The Cartesian mesh allows easy and quick mesh generation and modification for airfoils. This approach will become important expecting the near-future high-performance computers. The main objective of this study is to develop a practical simulation method for the flow around airfoils. RANS simulation using BCM with Spalart-Allmaras turbulence model is developed for accurate prediction of the high Reynolds number flow around airfoils.

## 1. 緒言

数値流体力学（CFD）は計算技法の進歩と計算機能力の飛躍的な向上によって、大規模な流体解析を可能にし、流体機械の解析・設計における実用的なツールとして用いられるようになってきた。近年の大規模計算機の性能は10年間に於いて1000倍と大きく向上している[1]。これは、CPU単独の計算性能の向上は勿論であるが、近年の傾向として1計算機当たりのCPU数の増加による影響が大きい。この計算機性能の向上により格子生成や後処理等の相対的割合が今後は更に大きくなり、その低減が不可欠である。その点で等間隔直交格子を用いたCFDは有望である。

Building Cube Method (BCM) [2]は、等間隔直交格子の利点を活かすためにcubeと名付けたブロック構造を用いるアプローチであり、物体境界も直交格子の単純さを確保するために階段状表現を用いている。一般的に直交格子法では、壁面境界でカットセルやImmersed Boundary Method等が導入されるが、高レイノルズ数流れでは壁面近傍での格子解像度も高くする必要があり、その格子密度では階段状表現でも精度的に十分であるからである。

本研究では、壁面に階段状表現を用いたBCMで翼型周りのRANS計算を行い、その精度や計算時間等を検討することを目的としている。乱流モデルにはSpalart Allmarasモデル(S-Aモデル)を導入した[5]。

## 2. Building Cube法 (BCM)

### 2.1 BCM格子生成

BCM格子は2段階で生成する。第1段階として、流れ場を様々なサイズの”cube”と呼ばれる立方体の領域に分割する(Fig 1左)。それぞれのcubeサイズは物体の特性に合わせて決定されるため、流れの局所特性長さに適合した格子密度の生成を可能にしている。空間をcubeで分割するこ

とはデータの分割が容易となるため、大規模並列化や大規模データの後処理にも不可欠なアプローチと言える。第2段階として、cube内に高密度な等間隔直交格子を生成する(Fig 1右)。全てのcubeが同じ格子密度であるので、並列計算が容易となる。また、壁境界は階段状表現を用いることで、アルゴリズムおよび格子データを非常に単純化させることができる。

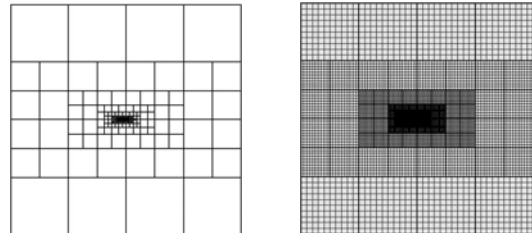


Fig 1 cube及びb-cube

### 2.2 数値計算法

支配方程式は以下に示す圧縮性Navier-Stokes方程式であり、

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_j}{\partial x_j} - \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial G_j}{\partial x_j} = 0$$

をセル中心有限体積法で解く。つまり、cube<sub>k</sub>の格子幅を $\Delta x_k$ とすると、離散式は次のように表せる。

$$\frac{\partial Q_t}{\partial t} = -\frac{1}{\Delta x_k} \left[ \sum_{j(i)} h(Q_{ij}^+, Q_{ij}^-, n_{ij}) - \frac{1}{\text{Re}} \sum_{j(i)} G(Q, n_{ij}) \right]$$

ここで数値流速 $h$ は近似リーマン解法のHLLWで評価し、セル境界での基礎変数は4次精度MUSCL[6]を用いている。時間積分にはLUSGS陰解法を用いている。

### 2.3 Spalart-Allmaras 乱流モデル

一方程式乱流モデルであるS-A乱流モデルを導入した[5]。このモデルで乱流動粘性係数 $\nu_t$ は次式で定義される。

$$v_i = \tilde{v} f_{v_i}, \quad f_{v_i} = \frac{x^3}{x^3 + c_{v_i}^3}, \quad x = \frac{\tilde{v}}{v}$$

ここで、 $\tilde{v}$ は渦粘性に類似した関数で、以下の輸送方程式を満足する。また、この式をN-S式と同時に解かれる。

$$\frac{D\tilde{v}}{Dt} = C_{k1}\tilde{v} + \frac{1}{Re} \left[ \frac{1}{\sigma} [\nabla \cdot (v + \tilde{v})\nabla\tilde{v} + C_{b2}(\nabla\tilde{v})^2] - C_{w1}f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d}\right)^2 \right]$$

ここで $\tilde{S}$ は最も近くの壁面からの距離 $d$ を用いて表される。

$$\tilde{S} \equiv S + \frac{\tilde{v}}{c_{s2}d^2} f_{v2}, \quad S = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{x}{1+x f_{v1}}$$

また、 $f_w$ も $d$ の関数として次のように表わされる。

$$f_w = g \left[ \frac{1+C_{w2}}{g^2+C_{w2}} \right]^{1/6}, \quad g = r + C_{w2}(r^6 - r), \quad r \equiv \frac{\tilde{v}}{Sk^2 d^2}$$

### 3 検証計算

#### 3.1 RAE2822翼型

SAモデルを導入したBCMにおける解析精度検証を行うために、RAE2822翼型周りの高レイノルズ数流れの検証計算を行った。計算条件は、精度検証に最も良く用いられる  $Re = 6.56 \times 10^6$ ,  $M_\infty = 0.73$ ,  $\alpha = 2.79^\circ$  とし、格子は2種類の粗さを用いている。fine格子はcube 数486, cube内には256x256の等間隔直交格子であり、壁近くの最小格子幅は $1.14 \times 10^{-4}$ である。一方coarse格子は, cube 数819, cube内には16x16の等間隔直交格子であり、壁近くの最小格子幅は $9.0 \times 10^{-4}$ である。coarse格子によるRAE2822翼型の圧力及びMach数分布 (Fig 2)、乱流粘性係数分布 (Fig 3)、Cp分布 (Fig 4)を以下に示す。

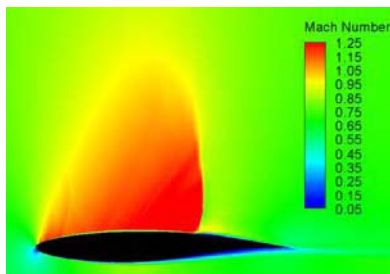


Fig 2 Mach数分布

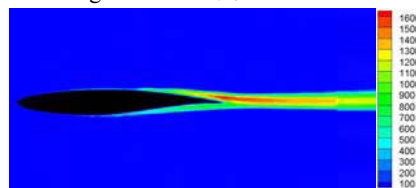


Fig 3 乱流粘性係数分布

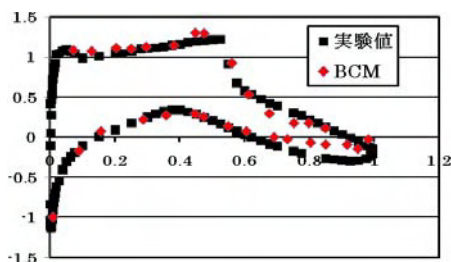


Fig 4 Cp分布(coarse格子)

翼型上面で流れが加速され、比較的強い衝撃波が存在する様子は実験による結果[8]と定性的に良く合っている。実験による衝撃波の位置は翼前縁から約55%位置であるのに対し、今回の計算では約56%位置となりよい一致を示した。しかし、Cp分布が翼型後方では実験値と大きすぎていている。粗い格子のためと思われるが、細かな格子の結果も含め、更に検証が必要である。

#### 4. 結言と今後の課題

壁面を階段状表現したBCMで翼型周りのRANS計算の検証を行った。Spalart-Allmaras (SA) 乱流モデルをBCMに導入し、精度検証には遷音速翼型であるRAE2822 翼型で全面乱流の仮定で実験と比較した。粗い格子では翼型の後半部で圧力分布の不一致が見られ、その原因を検討中である。細かな格子による検証が必要である。

今後、様々な収束加速法や並列効率改善などにより計算時間を短縮することで工学的実用化を目指す。PC上で実行可能なまでになれば、多要素翼型の最適化等に高密度直交格子を用いた本アプローチの優位性が活かされるであろう。

#### 5. 参考文献

- [1] <http://www.top500.org/> [cited 5 Feb.2009]
- [2] 中橋和博, “Building-Cube 法による高密度格子を用いた流体計,” 第18回数値流体力学シンポジウム講演論文集.
- [3] T. Ishida, S. Takahashi, and K. Nakahashi, Efficient and Robust Cartesian Mesh Generation for Building-Cube Method, Journal of Computational Science and Technology, Vol. 2, No. 4, pp.435-446, 2008,
- [4] S. Takahashi, T. Ishida, K. Nakahashi, H. Kobayashi, K. Okabe, Y. Shimomura, T. Soga and A. Musa, Study of High Resolution Incompressible Flow Simulation Based on Cartesian Mesh, 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 5, January, 2009, Orlando, FL, USA
- [5] P. R. Spalart and S. R. Allmaras, “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows,” Recherche Aeronautique, Vol.1, 1994, pp.5-21.
- [6] Yamamoto, S., Daiguji, H., “Higher-Order-Accurate Upwind Schemes for Solving the Compressible Euler and Navier-Stokes Equations,” Computer and Fluids, Vol.22, No.2/3, 1993, pp.259-270.
- [7] 大宮司久明, 三宅祐, 吉澤徹, 乱流の数値流体力学モデルと計算法, 東京大学出版会, 東京, pp18-19,1998.
- [8] P. H. Cook, M. A. McDonald, M. C. P. Firmin, “Airfoil RAE 2822 – Pressure Distributions, and Boundary Layer and Wake Measurements,” Experimental Data Base for Computer Program Assessment, AGARD-AR-138, A6, 1979.

# 1D12 低速流れにおける前処理付き陰解法と低散逸流束関数の性能比較

○北村圭一, 藤本圭一郎, 嶋英志(JAXA/JEDI), Z.J. Wang (Iowa State University)

Performance Assessment of Low-Dissipation Euler Fluxes and Preconditioned Implicit Schemes in Low-Speed Flows  
Keiichi Kitamura, Keiichiro Fujimoto, Eiji Shima (JAXA/JEDI), and Z.J. Wang (Iowa State University)

Key Words : Subsonic Flow, CFD, Preconditioning, Low-Dissipation Schemes

## Abstract

In low speed flow computations, compressible finite-volume solvers are known to A) fail to converge in an acceptable time and B) reach to unphysical solutions. These problems can be cured by A) preconditioning on time-derivative term, and B) control of numerical dissipation, respectively. There have been many methods of A) and B) proposed individually, but it is unclear which combination is most effective and accurate in low speed flows. We carried out a comparative study of well-known or recently-developed preconditioned implicit schemes coupled with low-dissipation Euler fluxes in the framework of steady flows. Finally, the best combination of those methods is determined for low speeds.

### 1. はじめに

近年の数値流体力学(CFD)においては, 圧縮性の効果が小さいマッハ数が0.1以下の流れにおいても, 圧縮性の解法が用いられるようになってきている. これは,

- ・ 既存の圧縮性コードをわずかに修正するだけで, 低速流れが解ける.

という便利さを持つためであるが, こうする事で

- ・ 低マッハ数~高マッハ数が共存する流れ解析 (例: ロケットエンジン内キャビテーション[1])
- ・ 低速における音響場解析[2]

など工学的に重要な解析へ適用できる可能性もある.

ただし, このような計算においては, 解法を適切に選ばないと, A)収束性が劣化したり, B)解に大きな誤差が生じたりする事が知られている. これらの問題はそれぞれA)時間積分に関する前処理[3,4]およびB)数値粘性の制御[5-8]で回避可能であり, これまでに様々な手法が提案されている (文献[9]が詳しい). しかし, A), B)それぞれの中からどのような手法を組み合わせれば, 効率良く, 精度の高い計算を行う事ができるのかは, 手法同士の相性に依存し, これを数学的に示す事は困難である.

そこで本研究では, A), B)について代表的な, または最新の, いくつかの手法を用いて低速流れの数値計算を行い, 収束性や精度を比較する. ただし, 本研究では対象を定常問題に限る. これらの数値実験により, 低速流れの定常解を速く精度良く得られる最良の組み合わせを提案する.

### 2. 数値計算法

解析コードは, 現在JAXA/JEDIで開発している任意多面体対応非構造格子圧縮性流体解析コード(LS-FLOW)である. LS-FLOWは再構築および時間発展法にいくつかのオプションを有するが, 本研究において使用した数

値計算法を第1表にまとめる. 空間精度は2次となる.

第1表 数値計算法

支配方程式	圧縮性Navier-Stokes方程式	
空間離散化	有限体積法	
再構築	勾配	Green-Gauss法[10,11]*
	非粘性項	(第2表に示す流束関数)
	粘性項	Wangの方法[12]
時間発展	(第2表に示す陰解法)	

第2表 流束関数と陰解法

	ベース	低マッハ数への改良版
流束関数	Roe[13]	A-Roe[8]
	AUSM+[14]	AUSM <sup>+</sup> -up[5]
	SHUS[15]	SLAU[7]
陰解法	LU-SGS[16]	pLU-SGS[3] BLU-SGS[17]

更に, 流束関数と陰解法については第2表にまとめる. 各々の手法の定式化については, 各文献に譲る. ここで,

- ・ 低散逸流束関数には, いずれも (一様流マッハ数 $M_\infty$ 以外に) 「カットオフ・マッハ数 $M_{\text{cutoff}}$ 」を必要としないものを選んだ (注: SLAU[7]には,  $M_\infty$ も不要).
- ・ A-Roe (All-Speed-Roe) [8]には圧力安定項が含まれるが, 各係数は $c_2 = 0.05$ ,  $\rho^* u^* = \rho_\infty u_\infty$ とした.
- ・ ここでは, 一般的な「前処理行列を用いたLU-SGS[3]」の事をpLU-SGSと呼ぶ.
- ・ 前処理行列で用いる係数には任意性があるが, ここでは $K=1.0$ ,  $M_{\text{cutoff}} = M_\infty$ とした. 従って, 前処理係数 $\varepsilon = \min(1, \max(M^2, M_\infty^2))$ となる[8,9].
- ・ BLU-SGS (Block LU-SGS)[17]は, LU-SGSにおける

\* Green-Gauss法は, ハンギング・ノードのある直交格子には適用困難である反面, 本研究で用いるような物体壁に沿う格子には適している[10,11]. ちなみに, 本研究においてはGLSQ法[10]を用いた場合の結果との本質的な違いは見られなかった.

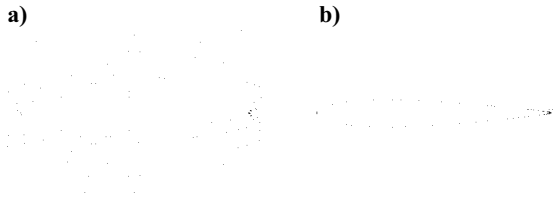
対角行列のスカラー近似を行わない「広義の前処理付き陰解法[18]」である。

今後特に断らない限り、内部反復は用いず、CFL=20とする。また、本研究で扱うような定常計算では、しばしば局所時間刻み法が使われるが、ここでは用いていない。更に、計算対象とする流れ場の条件（後述）から、制限関数および乱流モデルは用いていない。

### 3. 計算対象と計算条件

本研究における計算対象はNACA0012翼であり、以下の計算格子を作成した（第1図）。

- ・ 2次元O型格子（ただし非構造的に取り扱う）
- ・ 周方向に201点、壁垂直方向に31点（非粘性計算）または51点（粘性計算）
- ・ 最小格子幅（粘性計算）： $\delta=1.0e-3$ （コード長1）
- ・ 遠方境界：物体からコード長の50倍の位置



第1図 計算格子：a) 非粘性計算用、b) 粘性計算用。

続いて計算条件を第3表に示す。迎角は0度である。

ちなみに粘性計算には全ケースで共通の計算格子を用いているが、壁垂直方向の最小格子幅は $\delta=1.0e-3 < 0.1/\sqrt{\text{Re}}$ であり、本研究で行ういずれの条件においても境界層に対し十分な解像度を持つ[19]。

第3表 計算条件

ケース	検証	条件
0) 粘性	検証	$M_\infty=0.5, Re_\infty=5,000$ [18,20]
1) 非粘性	低速	$M_\infty=0.001 \sim 0.1$
2) 粘性		$M_\infty=0.01, Re_\infty=2,000$ [2,21]

### 4. 計算結果と考察

各条件における計算結果を第4表にまとめた。ここで、記号はそれぞれ以下を示す。

- ：計算が正常な解に収束<sup>†</sup>。
- △：非物理的な解に収束、もしくは解が振動。
- ×：計算が発散。

#### 4-1) ケース0 ( $M_\infty=0.5$ における検証計算)

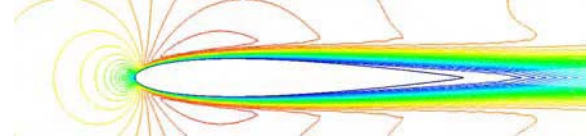
このケースは多くの研究例でベンチマーク的に用いられている[18,20]。計算結果例を第2図に示す(LU-SGSとSLAUを使用)。第3図には抵抗係数 $C_D$ の履歴を示す。

このケースでは、後縁の剥離領域（第2図b中の逆流領域）の開始点について参照値（コード長の80~89%）

<sup>†</sup> 厳密ではないが、ここでは「密度のL2ノルムが初期の4桁以上低下した状態」を「収束」と呼ぶ事にする。

が存在する。第4表中で“○”の結果が得られているものについては、剥離位置はこの範囲に入っており、流れ場の可視化結果はほぼ同一である。従って、これらについては妥当な計算が行われたと言える。他に特筆すべき点を以下に挙げる。

#### a) 等マッハ数線図 ( $0 < M < 0.59$ )

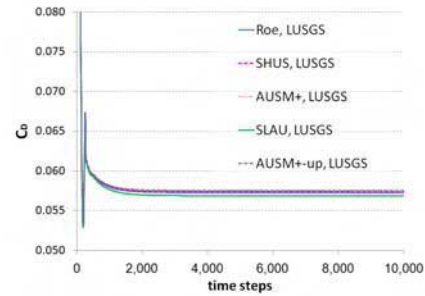


#### b) 剥離領域（等速度線図 $-0.01 < u < 0$ ；後縁付近の拡大図）

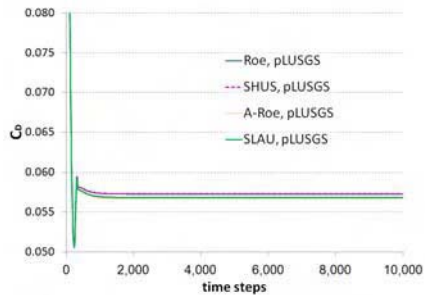


第2図 ケース0の計算結果例(LU-SGS/SLAU)。

#### a) LU-SGS



#### b) pLU-SGS



第3図 ケース0の計算における抵抗履歴。

- ・ LU-SGSを用いた場合、A-Roe以外の流束関数との組合せにおいて正しい解が得られている。
- ・ LU-SGS/A-Roeは収束解が得られず解が振動してしまっているが、剥離位置は上記の範囲内である。
- ・ 前処理行列による収束性の向上は特に見られず（第3図）、むしろいくつかのケースで計算が発散してしまった。理由として、i) pLU-SGS/AUSM+の組合せによる不安定（後述）や、ii) pLU-SGSからLU-SGSへの切り替えとAUSM<sup>+</sup>-upの低速・高速モードの切り替えの相性の悪さなどが考えられる。

#### 4-2) ケース1（低マッハ数における非粘性計算）

ここではマッハ数をパラメタに、 $M_\infty=0.001, 0.01, 0.1$ の各ケースについて非粘性計算を行い、手法による解

第4表 様々な陰解法・流束関数の組合せによる計算結果（内部反復無し，CFL=20）のまとめ  
 (○：正常な解に収束，△：非物理的な解に収束もしくは振動，×：発散)。

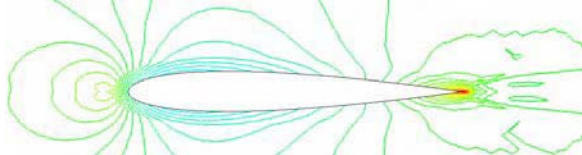
		ケース0) (検証)	ケース1)			ケース2)
陰解法	流束関数	$M_\infty=0.5$	$M_\infty=0.1$	$M_\infty=0.01$	$M_\infty=0.001$	$M_\infty=0.01$
		$Re_\infty=5,000$	$Re_\infty=\infty$ (非粘性)			$Re_\infty=2,000$
LU-SGS	Roe	○	△	△	△	△
	A-Roe	△	△	×	×	×
	AUSM+	○	△	△	△	△
	AUSM <sup>+</sup> -up	○	×	×	×	×
	SHUS	○	△	△	△	△
	SLAU	○	△	△ (○：内部反復3回)	△	△ (○：内部反復3回)
pLU-SGS	Roe	○	×	×	×	×
	A-Roe	△	×	×	×	○
	AUSM+	×	×	×	×	×
	AUSM <sup>+</sup> -up	×	○	○ (△：CFL=200)	○	○ (○：CFL=200)
	SHUS	○	×	×	×	×
	SLAU	○	○	○ (×：CFL=200)	○	○ (×：CFL=200)
BLU-SGS	A-Roe	×		×		×
	AUSM <sup>+</sup> -up	×		△ (内部反復10回)		○ (内部反復10回)
	SLAU	×		×		×

や収束性の違いを調べた。計算結果例を第4図に示す (LU-SGS/RoeおよびpLU-SGS/SLAUを使用)。また、第5図には抵抗係数 $C_D$ <sup>‡</sup>の履歴を示す。

第4表と第4, 5図を照らし合わせると、次の事が確認できる<sup>§</sup>。

- LU-SGS/Roeの組み合わせのように、A)時間積分に関する前処理もB)数値粘性の制御も使わない場合、計算は実行できるが、過大な数値粘性が非物理的な振動として現れ、残ってしまう[2, 9]。
- pLU-SGS/SLAUのようにA), B)を組み合わせると、正しい解が早く得られる。
- pLU-SGS/RoeのようにA)のみを使うと、数値流束の数値粘性が正しくスケールされていない[3, 9]のために、即座に計算が発散してしまう。

a) LU-SGS/Roe



b) pLU-SGS/SLAU

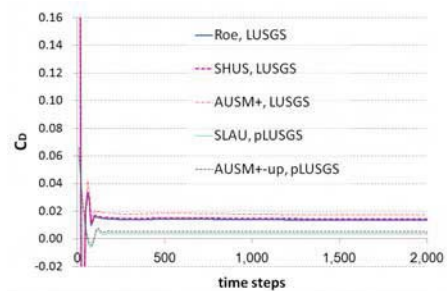


第4図 ケース1( $M_\infty=0.01$ )の計算結果例( $-1 < C_p < 1$ )。

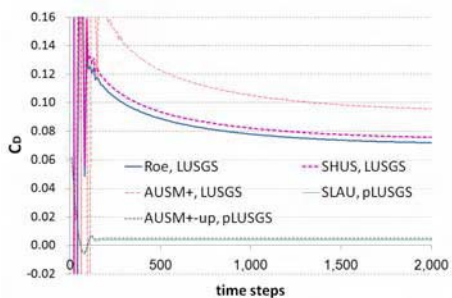
<sup>‡</sup> 迎角無しの非粘性流れなので、理論的にはゼロとなる。すなわち、計算結果として現れる抵抗値は「誤差値」である[7, 9]。

<sup>§</sup> これらは、文献[2], [3], [9]などでそれぞれ用いられた手法につ

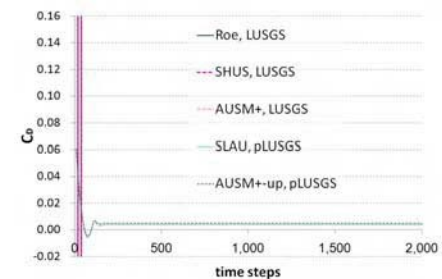
a)  $M_\infty=0.1$



b)  $M_\infty=0.01$



c)  $M_\infty=0.001$



第5図 ケース1の計算における抵抗履歴。

いての、既に個別に指摘されていた内容と一部、重複する。



- LU-SGS/SLAUのようにB)のみを使うと、多くの場合、計算が発散もしくは不安定な振動[2, 9]を示す。ただしこの振動は、内部反復の回数を増やす事で回避できる場合がある。しかしながら、これは当然、計算量の増加につながり、pLU-SGS/SLAUの組み合わせに比べると更に収束性が悪くなる。
- 調べた範囲のマッハ数においては、手法の振り舞いへのマッハ数の影響はほとんど見られない。ただし抵抗特性 (= 誤差) については、 $M_\infty=0.1$ では前処理行列/低散逸流束関数の効果がほとんど見られないものの、マッハ数が更に低くなるほど顕著に現れる[9]。
- 抵抗係数が最小となるのはpLU-SGS/SLAUで0.0037、次いでpLU-SGS/AUSM<sup>+</sup>-upで0.0049である。

#### 4-3) ケース2 (低マッハ数における粘性計算)

これは前処理の効果を簡単に調べるために文献[2], [21]で取り上げられているケースである。第4表から分かるように、計算結果は概してケース1( $M_\infty=0.01$ )と同様であった。収束性についても、ケース1( $M_\infty=0.01$ )と同様であったため、これらへの粘性項による影響はほとんど無いと言える。ちなみに、A-Roeについてはこの条件でのみ計算が正常に行われた。これは、上述の圧力安定項と粘性項の両方からの寄与による散逸量が適切であったものと考えられるが、更なる検討を要する。

#### 4-4) CFL数の影響について

詳細には触れないが、第4表に示したように $M_\infty=0.01$ においては粘性、非粘性のいずれの場合もpLUSGS/SLAUはCFL=200では計算が発散してしまった。これに対し、粘性条件 (ケース2) でpLUSGS/AUSM<sup>+</sup>-upはCFL=200でも安定な計算が可能であった。このとき、残差が4桁低下するまでの計算時間はCFL=20の場合の約半分であった。

#### 4-5) BLU-SGSについて

今回調べた中では、ケース2の $M_\infty=0.01$ 、粘性流れにおいてAUSM<sup>+</sup>-upと組み合わせた場合のみ、正しく計算が行われた (第4表)。この手法は内部反復を最大10回程度必要とし[17]、pLU-SGS/AUSM<sup>+</sup>-upの場合に比べて11倍以上のCPU時間を必要としたため、今回調べた範囲においては、あまり実用的と言えない。CFL数の制御の仕方や内部反復の回数など、多くのパラメータが含まれる手法なので、更に検討を進める必要がある。

### 5. 結論

いくつかの陰解法と数値流束を用いてマッハ数0.1以下の低速流れの定常計算を行い、以下の知見を得た。

- 前処理付き陰解法と低散逸流束関数を組み合わせると、精度の良い結果が早く得られた。以下の事から、pLU-SGS/SLAUの組み合わせが精度、pLU-SGS/AUSM<sup>+</sup>-upが速度の観点でそれぞれ最良である。

- $M_\infty=0.1\sim 0.001$ の範囲では、いずれの手法を用いても結果や収束性に顕著な違いは見られない。
- 非粘性計算における抵抗 (= 誤差) は、SLAUで最小である。AUSM<sup>+</sup>-upは、 $M_\infty=0.5$ 程度の流れにおいて計算が発散してしまう事例があった。
- SLAUは、AUSM<sup>+</sup>-upに比べるとCFLを大きく取れない。よって、「計算を安定に実行できる最大CFL数」を用いた比較では、SLAUよりAUSM<sup>+</sup>-upの方が収束性が良い。

- 前処理付き陰解法と、数値粘性を制御しない流束関数を組み合わせると、計算が即座に発散した。
- BLU-SGSやA-Roeは、使用する際のパラメータ設定にまだ検討の余地があると考えられる。

今後は、局所時刻刻み法や、pMFGS[7]など他の陰解法の利用、非定常問題や様々な速度場が混在するケース[1]への適用など、更に検討を続けていく予定である。  
謝辞

本研究は、JAXA・アイオワ州立大学共同研究の一環として行われた。JAXA/JEDIセンター長・藤井孝蔵教授をはじめ、関係者の皆様に感謝の意を表す。また、JAXA/ISAS-JEDI併任の坪井伸幸准教授にも数々の貴重なご意見をいただいた。感謝の意を表す。

#### 参考文献

- [1] 谷, 津田, 山西, 第49回航空原動機・宇宙推進講演会, B14 (2009)
- [2] 坪井, 吹場, 嶋田, 第49回航空原動機・宇宙推進講演会, B05 (2009)
- [3] Weiss and Smith, AIAA J., Vol. 33, p.2050 (1995)
- [4] Turkel, Annu. Rev. Fluid Mech, Vol.31, p.385 (1999)
- [5] Liou, J. Comp. Phys. Vol.214, p.137 (2006)
- [6] Edwards, AIAA 2001-2524 (2001)
- [7] Shima and Kitamura, AIAA 2009-136 (2009)
- [8] Li and Gu, J. Comp. Phys., Vol. 227, p.5144 (2008)
- [9] 嶋, 第22 回数値流体力学シンポジウム, C7-4 (2008)
- [10] 嶋, 第41回流体力学講演会/航空宇宙シミュレーション技術シンポジウム2009, 1D9 (2009)
- [11] Mavriplis, AIAA 2003-3986 (2003)
- [12] Wang, Comput. & Fluids, Vol.27, p.529 (1998)
- [13] Roe, J. Comp. Phys., Vol.43, p.357 (1981)
- [14] Liou, J. Comp. Phys. Vol.129, p.364 (1996)
- [15] Shima, NAL-SP30, p.41 (1996)
- [16] Jameson and Turkel, Math. Comp., Vol.37, p.385 (1981)
- [17] Chen and Wang, AIAA J., Vol. 38, p.2238 (2000)
- [18] Sun et al., Commun. Comp. Phys., Vol.5, p.760 (2009)
- [19] 藤井: 流体力学の数値計算法, 東京大学出版会, 東京, p.180 (1994)
- [20] Mavriplis et al., AIAA 89-0120 (1989)
- [21] Yamamoto, J. Comp. Phys., Vol.207, p.240 (2005)

# 1D13 非保存形のFEM定式による衝撃波解析

○真鍋圭司, 西尾正富 (福山大学工学部機械システム工学科)

Shock wave analysis by non-conservative FEM formulation  
Keiji Manabe and Masatomi Nishio (Fukuyama university)

Key Words : FEM, Shock wave, Hypersonic Flow

## Abstract

Shock wave analysis is carried out by solving non-conservative form of governing equations by Finite Element Method (FEM). First, it is shown that the non-conservative form of Burgers equation is properly solved by using upwind scheme of Finite differential method, and the same result can be obtained by FEM formulation. Second, compressible Navier-Stokes equations are changed to the form of non-conservative term plus artificial viscosity term. This type of equations are analyzed by Streamline Upwind Petrov-Galerkin (SUPG) FEM. The shock wave can be simulated by this method, under the condition of Mach 10.

### 1. はじめに

圧縮性流体における衝撃波を解析するには、保存形で表された支配方程式を数値的に解くのが一般的である。数値解法としては差分法その他、著者らの有限要素法(FEM)による衝撃波解析も報告されている<sup>(1)(2)</sup>。

保存形の式から質量保存の式を消去して式変形すれば、非保存形の式が導かれる。本報告では、非保存形の支配方程式を、FEMを用いて衝撃波解析を行った結果について報告する。

### 2. 非粘性Burgers方程式の解析

衝撃波を解析する場合、

- (1) 不連続の部分をシャープに取られる
- (2) 不連続の部分の移動速度は、弱解から導出される値と一致する。

などの要求があり、それらに対し保存形の式が良いとされる。そこでまず1次元非粘性Burgers方程式を対象とし、上述のことが非保存形の式により解析できるか調べる。

#### 2. 1 差分法による解析

1次元非粘性Burgers方程式は、非保存形では次式である。なお、 $u > 0$  する。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad \dots (1)$$

この式を次の風上スキームで書けば次のようになる。

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + U \frac{u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x} = 0 \quad \dots (2)$$

ここで、 $U$  は風上側 ( $i-1$ ) との格子平均をとり、次のように近似する。

$$U = \frac{u_i^n + u_{i-1}^n}{2} \quad \dots (3)$$

添え字  $n, i$  などは通常用いるものと同様とする。

この差分スキームで、数値計算した結果を図1に示す。はじめ (0-step) 階段状の不連続部分を持つ  $u$  の分布を初期条件に与えている。時間とともに、右方向に不連続のシャープさを保ちつつ移動してることが分かる。移動速度を調べると理論どおり、不連続部の跳びの速度のほぼ1/2であった。従って、非保存形の式(1)でも妥当に解析できることがわかる。

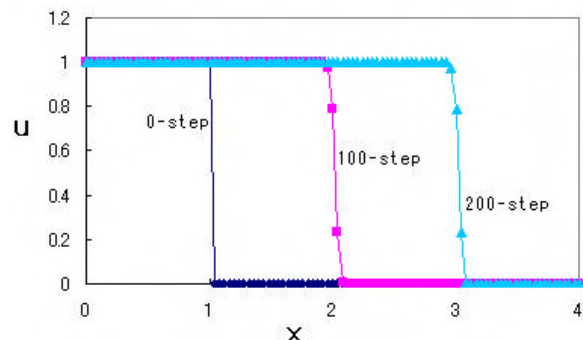


図1 Burgers方程式の差分解析結果  
( $\Delta x=0.04, \Delta t=0.02, CFL=0.5$ )

式(2)は、式(1)を保存形で表した次式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} = 0, \quad f = \frac{1}{2} u^2 \quad \dots (4)$$

を風上差分し、

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + \frac{\frac{1}{2}(u_i^n)^2 - \frac{1}{2}(u_{i-1}^n)^2}{\Delta x} = 0 \quad \dots (5)$$

この式を整理すると式(2)が得られる。

以上のことから、保存形から導出した式を妥当に式変形して、非保存形にするとよいことが分かる。

## 2. 2 有限要素法による解析

前項のBurgers方程式をFEMで定式化する。式(1)に重み関数 $w$ をかけて積分すると、

$$\int w \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) dx = 0 \quad \dots (6)$$

積分項の第2項にSUPG(Streamline Upwind Petrov-Galerkin)法を導入して、風上差分的な効果を導入する。

$$\int w \frac{\partial u}{\partial t} dx + \int WU \frac{\partial u}{\partial x} dx = 0 \quad \dots (7)$$

$$W = w + \tau U \frac{\partial w}{\partial x}$$

$\tau$ は安定化パラメータであり、

$$\tau = \frac{\Delta x}{2U} \quad \dots (8)$$

とおく。

1次元の1次要素で定式化し、式(7)の第1項目の行列を対角化し、時間積分に陽解法を適用する。そして、 $U$ は要素内で要素両端の節点の値の平均値とした場合、FEMは前項で示した差分による定式と一致する。計算結果は、図1と全く同じである。

そこで、次に衝撃波を解析することを目的に、保存形で書かれた支配方程式を非保存形に式変形するという方針で、定式化を行う。

## 3. 圧縮性流体の解析

### 3. 1 保存形の支配方程式

流れの基礎式は質量保存、運動量保存、エネルギー保存の3種類の保存式で表される。すなわち、

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\rho\} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k \rho\} = 0 \quad \dots (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\rho v_i\} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k \rho v_i\} - \frac{\partial}{\partial x_k} \{\sigma_{ik}\} = 0 \quad \dots (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\rho e\} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k \rho e\} - \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_m \sigma_{mk} - q_k\} = 0 \quad \dots (11)$$

ここで記号は通常用いられるものと同じで、 $\rho$ は密度、 $v_i$ は速度、 $e$ は全エネルギー、 $\sigma_{ik}$ は応力である。なお、これらの式において、添え字 $k$ および $m$ は総和規約を用いている。これらの式をまとめて、次のように表示する。

$$U = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho v_i \\ \rho e \end{Bmatrix}, \quad G_k = \begin{Bmatrix} 0 \\ \sigma_{ik} \\ v_m \sigma_{mk} - q_k \end{Bmatrix} \quad \dots (12)$$

この表示を用いれば、式(9)、(10)、(11)は次の形にまとめられる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k U\} - \frac{\partial G_k}{\partial x_k} = 0 \quad \dots (13)$$

これは、圧縮、非圧縮性流体の両方に成り立つ式である。

衝撃波を捕獲するには、右辺に人工粘性項を加える必要がある。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k U\} - \frac{\partial G_k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \tau \frac{\partial U}{\partial x_k} \right\} \quad \dots (14)$$

この人工粘性項が衝撃波解析に対し有力な項となる。

### 3. 2 非保存形の支配方程式

次に、非保存形式のため、次の変数を導入する。

$$V = \begin{Bmatrix} 1 \\ v_i \\ e \end{Bmatrix} \quad \dots (15)$$

すなわち、 $U = \rho V$ であり、これを式(14)に代入すると、

$$\frac{\partial \rho V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \{v_k \rho V\} - \frac{\partial G_k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \tau \frac{\partial \rho V}{\partial x_k} \right\} \quad \dots (16)$$

これを式変形して、

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (v_k \rho)}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \tau \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \right) \right\} V \\ & + \rho \left( \frac{\partial V}{\partial t} + v_k \frac{\partial V}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial G_k}{\partial x_k} \quad \dots (17) \\ & = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \tau \rho \frac{\partial V}{\partial x_k} \right\} + \tau \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial V}{\partial x_k} \end{aligned}$$

式(15)において、

$V=1$ 、 $G_k=0$ の場合の質量保存則は、次のようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_k \frac{\partial \rho}{\partial x_k} + \rho \frac{\partial v_k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \tau \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \right\} \quad \dots (18)$$

これを用いると、式(17)の第1項は消える。

運動量保存式は、式(15)で $V=v_i$ 、 $G_k=\sigma_{ik}$ の場合で、

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} \quad \dots (19) \\ & = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \tau \rho \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right\} + \tau \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \end{aligned}$$

エネルギー保存式も同様に、式(15)で $V=e$ 、

$G_k=v_m \sigma_{mk} - q_k$ の場合で、

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial e}{\partial t} + v_k \frac{\partial e}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \{ v_m \sigma_{mk} - q_k \} \quad \dots (20) \\ & = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \tau \rho \frac{\partial e}{\partial x_k} \right\} + \tau \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial e}{\partial x_k} \end{aligned}$$

となる。さらにこの式を、 $\varepsilon$ を内部エネルギー、 $C_V$ を定圧比熱として、

$$e = \varepsilon + \frac{1}{2} v_k v_k = \rho C_V T + \frac{1}{2} v_k v_k \quad \dots (21)$$

の関係から、運動量保存式を用いて書き換えると、式(20)は次のように温度 $T$ を変数として次のように簡略化される。

$$\begin{aligned} & \rho C_V \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v_k \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) - \sigma_{mk} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} - \frac{\partial q_k}{\partial x_k} \\ & = C_V \left[ \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \tau \rho \frac{\partial T}{\partial x_k} \right\} + \tau \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial T}{\partial x_k} \right] + \tau \frac{\partial v_m}{\partial x_k} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} \quad \dots (22) \end{aligned}$$

これらの式は、ただ書き換えただけで、圧縮、非圧縮性流体のいずれも成り立つ式である、

以上をまとめると、密度、速度、温度を変数として、

$$\begin{Bmatrix} \rho \\ v_i \\ T \end{Bmatrix} \quad \dots (23)$$

非保存形の基礎式は、次のようになる。

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial v_k}{\partial x_k} = \alpha \quad \dots (24)$$

$$\rho \frac{Dv_i}{Dt} - \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} = \beta_i \quad \dots (25)$$

$$\rho C_V \frac{DT}{Dt} - \sigma_{mk} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} - \frac{\partial q_k}{\partial x_k} = \gamma \quad \dots (26)$$

ここで、 $D/Dt = \partial/\partial t + v_k \partial/\partial x_k$ は物質導関数である。これらの式は、非圧縮性流体や固体の解析によく出てくる形の式であり、それに人工粘性に相当する項 $\alpha$ 、 $\beta_i$ 、 $\gamma$ を加えた形になっている。 $\alpha$ 、 $\beta_i$ 、 $\gamma$ は、次式である。

$$\alpha = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \tau \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \right\} \quad \dots (27)$$

$$\beta_i = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \tau \rho \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right\} + \tau \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \quad \dots (28)$$

$$\gamma = C_V \left[ \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \tau \rho \frac{\partial T}{\partial x_k} \right\} + \tau \frac{\partial \rho}{\partial x_k} \frac{\partial T}{\partial x_k} \right] + \tau \frac{\partial v_m}{\partial x_k} \frac{\partial v_m}{\partial x_k} \quad \dots (29)$$

これら非保存形の式を用い、FEMによる基礎式の導出過程に従い、次の手続きで離散化を行う。

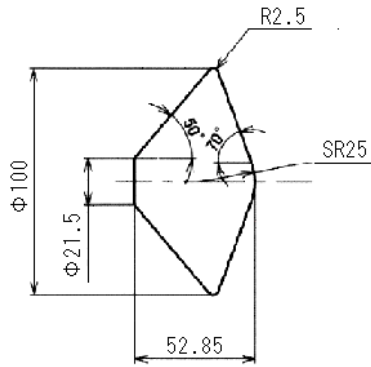


図2 MSURカプセル模型の概略

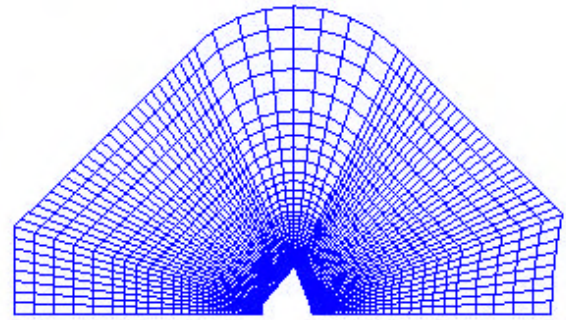


図3 有限要素分割例

- (1) 重み関数をかけて積分する。移流項に掛ける重みはSUPG法に従う。
- (2) 圧力、応力の項や、人工粘性の項は部分積分し、1階の微分にする。
- (3) 時間微分の項の行列を対角化し、時間積分に陽解法を適用する。

#### 4. 計算結果

以上で示した非保存形FEM定式を用い、MSURカプセル周りの流れの解析を行う。カプセル模型は、図2に示すとおりであり、風洞実験と同条件で解析した。すなわち、一様流密度  $4.5 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$ 、一様流速  $1,500 \text{ m/s}$ 、静温度  $54\text{K}$  のマッハ10の条件である。

この模型まわりを要素分割した例ものを図3に示す。図は見やすくするため4つの要素を一つの要素で表しており、節点数  $10,579$ 、要素数  $10,360$  で軸対称である。計算は時間増分  $\Delta t = 1.0 \times 10^{-7} \text{ (s)}$  で  $4,000 \text{ step}$  で行った。

図4に、計算で得られた密度分布を示す。上半分が計算結果、下半分が実験結果である。この計算結果は、保存形の基礎式による既報(1)の計算結果とほぼ一致する。従って、非保存形の式を用いた場合でも、FEMにより衝撃波は妥当に計算できることがわかる。

#### 5. おわりに

本研究の成果を以下にまとめる

- 1) 1次元非粘性Burgers方程式を、風上差分法により妥当に解析できた。同問題をFEMにより解析する場合、SUPG法を用い、質量マトリックスを対角化すれば風上差分と一致する。
- 2) 保存形で表示した流体の基礎式に人工粘性を加え、非保存形に式変形した。これによりFEM解析を行った場合、衝撃波が妥当に計算され、保存形により解析結果とほぼ一致した。

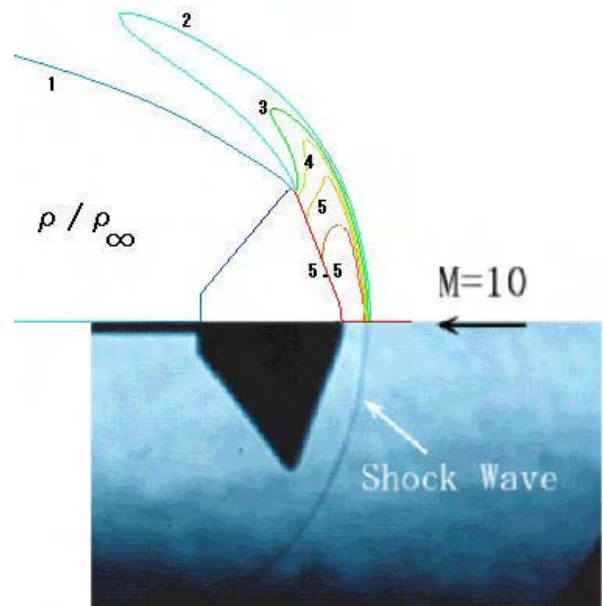


図4 密度分布の計算と実験の比較

以上のことから、衝撃波の解析は、非保存形の式に人工粘性を加えることにより、FEMにより計算可能であることが分かった。

#### 6. 参考文献

- (1) 西尾、真鍋、中村、瀬崎：超音速/極超音速流れの新しい計算手法、日本航空宇宙学会論文集、Vol51, No.599, pp683-689(2003)
- (2) M.Nishio, K.Manabe, and H.Nakamura, New Calculation Method of Supersonic/Hypersonic Flow: Application to MESUR Capsule, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.43, No.4, 2006, pp.916-918.

# 2B1 ヘリコプタの流れ場解析におけるSLAUスキームの適用

○田辺安忠, 齊藤 茂 (宇宙航空研究開発機構)  
大谷一平 (東京ビジネスサービス)

## Application of SLAU Scheme to Helicopter CFD

Yasutada Tanabe and Shigeru Saito (JAXA)

Ippei Otani (Tokyo Business Service Co., Ltd)

Key words: Helicopter, CFD, SLAU Scheme, Rotary Wings

### Abstract

The flowfield around a helicopter is generally very complicated. Unsteady flow regions where the dominant flow velocities ranging from the very slow to the transonic co-exist, cause computational difficulties for numerical schemes without pre-conditioning treatment. An efficient and robust all-speed scheme SLAU is incorporated into a moving overlapping grids approach and a new CFD code named rFlow (rotor Flow solver) is developed. Comparisons and validations of the new CFD code are performed and advantageous results are obtained. The capability of this new code is shown with samples of complicated flowfields around rotary wings.

### 1. はじめに

ヘリコプタはそのすぐれた飛行能力から、救急救難などの場面でますます多く使われるようになってきているが、その運用を阻害する要因としては騒音問題がよく挙げられる。また、乗り心地も一般的に振動が大きいといわれている。特に飛行状態によって、騒音の発生とともに振動も大きくなる傾向にある。これら騒音と振動の発生する主な空力的な原因としては、回転するブレードの後流と別のブレードが干渉することで、ブレード表面の圧力変化が激しく、空力荷重もそれに従って大きく変動することが挙げられる。よって、回転翼の空力騒音や振動を改善するためには、その発生メカニズムの詳細な解明が不可欠であり、実験手法とともに、CFDによる流れ場の解明も重要な手段として期待されている。

しかしながら、固定翼の一般的な流れ場と比較して、回転翼周りの流れ場においては、低速から遷音速までの流域が併存し、また、ロータ・ブレードが回転しながら、弾性変形を伴い、複雑な非定常運動を行っている[1,2]。そのため、低速から遷音速領域にわたって解析精度が保証できる全速度型数値計算スキームが望まれる。嶋によって提案されたSLAUスキーム[3,4]は在来JAXAのヘリコプタのCFDコードで用いてきたSHUSスキーム[5]をベースに修正したものであり、導入が容易で、また、嶋が示したように優れた安定性と堅牢性が保証できること[3,4]から、本研究で採用することにした。さらに、数値解法についても、より安定性が高く、計算効率にも利点があるDual time-stepping法[6]を採用し、有限体積法に基づく定式化で、GCLを完全に満たせるようにした。移動重合格子法で移動変形するブレード格子と直交背景格子間で情報を交換しながら非定常計算を進めているが、各格子での計算においては、MPIによる自動計算領域分割で並列化している。また、領域間での情報交換量を少なくするため、DP-LUR解法[7]を用いた。新しく開発されたコードはrFlow (rotor Flow solver)と呼ばれ、単独胴体[8]や、ホバリング中のロータ[9]、ロータと胴体との干渉問題[10]などについて解析を

行い、実験結果との比較などを通じて検証を行った結果について報告する。

### 2. 計算手法

移動変形する格子系において、時間と共に体積 $V(t)$ と境界 $S(t)$ が変化する計算セルに注目すると、Euler方程式は以下のALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian)形式で記述できる[11]。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V(t)} \mathbf{U} dV + \int_{S(t)} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad \text{--- (1)}$$

ここで、

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \rho e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} (\mathbf{v} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} \rho \\ (\mathbf{v} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} \rho \mathbf{v} + p \mathbf{n} \\ (\mathbf{v} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} \rho e + p \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \end{pmatrix}$$

$\mathbf{v}$ は流れの速度ベクトルで、 $\dot{\mathbf{x}}$ は移動セル境界の速度ベクトル、 $\mathbf{n}$ は境界に垂直で外部向けの単位ベクトルである。 $\rho$ は空気の密度、 $p$ は空気の圧力、 $e$ は比全エネルギーである。完全気体においては、状態方程式  $p = (\gamma - 1)\rho(e - \frac{1}{2}\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})$  が成り立ち、空気の場合は、 $\gamma = 1.4$  である。

式(1)を有限体積法で離散化し、時間刻みが $\Delta t$ のとき、セル $i$ について、以下の時間進行2ステップの陰解法スキームを得ることができる。

$$\frac{V_i^{n+1} \mathbf{U}_i^{n+1} - V_i^n \mathbf{U}_i^n}{\Delta t} + (1 - \alpha) \mathbf{R}_i^{n+1} + \alpha \mathbf{R}_i^n = 0 \quad \text{--- (2)}$$

ここで、 $\alpha = 0$ のときは一次時間精度の後退Euler法で、 $\alpha = \frac{1}{2}$ のときは二次時間精度のCrank-Nicolson

法となる。また、 $\mathbf{R}_i = \sum_{j \in N(i)} \tilde{\mathbf{F}}_{ij} s_{ij}$  で定義され、 $N(i)$

はセル $i$ に隣接するセル群を表し、 $s_{ij}$ はセル $i$ とセル $j$ が接する境界面積で、 $\tilde{\mathbf{F}}_{ij}$ はセル $i$ からセル $j$ への数値流束である。数値流束については、さまざまなもの

が提案されているが、今回は全速度領域で使用できるSLAUスキーム[3]を移動格子へ適用できるように拡張を行い、使用した。また、式(2)はDual-time stepping法で各time stepで収束解を得られるようにLU-SGS、またDP-LURなどの解法を用いた。

さらに、GCL (Geometry Conservation Law)を満足するために、境界面積 $ij$ が時間ステップ $n$ から $n+1$ の間における移動速度は以下のように求めた：

$$(v_n)_{ij}^{n+1/2} = [\mathbf{x} \cdot \mathbf{n}]_{ij}^{n+1/2} = \left( \frac{V_i^{n+1} - V_i^n}{\Delta t} \right) / \left( (1-\alpha)s_{ij}^{n+1} + \alpha s_{ij}^n \right) = \frac{\Delta V_{ij}^{n+1/2}}{\Delta t((1-\alpha)s_{ij}^{n+1} + \alpha s_{ij}^n)} \quad (3)$$

ここで、 $\Delta V_{ij}^{n+1/2}$ は境界面積 $s_{ij}$ が時間ステップ $n$ から $n+1$ の間にスイープした体積である。

回転翼機の全機解析に適した重合格子系として図1に示すように、外部直交背景格子、内部直交背景格子を設け、内部格子としては任意ブレード枚数の主ロータと尾部ロータの2系統の回転翼を想定し、さらに固定の胴体格子を設置できるようにした。

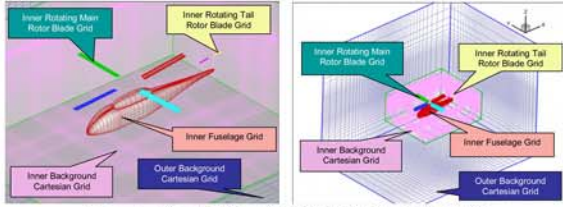


図1 回転翼機の全機計算重合格子例

重合する格子間のデータ交換はTrilinear補間法を用いた。

### 3. SLAUスキームの移動格子への拡張

MUSCLなどの手法(本研究では4次精度のFCMT[12]を採用)で高精度に再構築された移動するセル境界の左(L,+)と右(R,-)の値を用いて、AUSM族に属するSLAUスキームの数値流束関数は以下のように表記される：

$$\tilde{\mathbf{F}} = \frac{\dot{m} + |\dot{m}|}{2} \Phi^L + \frac{\dot{m} - |\dot{m}|}{2} \Phi^R + \tilde{p} \mathbf{N} \quad (4)$$

ここで、

$$\Phi = \begin{pmatrix} 1 \\ u \\ v \\ w \\ h \end{pmatrix}, \quad \text{移動格子では } \mathbf{N} = \begin{pmatrix} 0 \\ x_n \\ y_n \\ z_n \\ v_n \end{pmatrix},$$

$$\text{また、 } h = (e + p) / \rho \quad (5)$$

$$V_n = x_n u + y_n v + z_n w \quad (6)$$

と定義し、

$$\tilde{p} = \frac{p^L + p^R}{2} + \frac{\beta^+ - \beta^-}{2} (p^L - p^R) + (1 - \chi)(\beta^+ + \beta^- - 1) \frac{p^L + p^R}{2} \quad (7)$$

ここで、

$$\beta^\pm = \begin{cases} \frac{1}{4} (2 \mp M^\pm) (M^\pm \pm 1)^2, & |M^\pm| < 1 \\ \frac{1}{2} (1 + \text{sign}(\pm M^\pm)), & \text{otherwise} \end{cases} \quad (8)$$

$$M^+ = \frac{V_n^L - v_n}{\bar{c}}, \quad M^- = \frac{V_n^R - v_n}{\bar{c}} \quad (9)$$

$$\chi = (1 - \hat{M})^2 \quad (10)$$

$$\hat{M} = \min \left( 1.0, \frac{1}{\bar{c}} \sqrt{\frac{(V_n^L - v_n)^2 + (V_n^R - v_n)^2}{2}} \right) \quad (11)$$

$\hat{M}$ は移動境界に垂直な速度成分のみを考慮しており、オリジナルの定義式[3,4]と異なっていることを特記したい。質量流束は文献[4]に合わせ、

$$\dot{m} = \frac{1}{2} \left\{ \rho^L (V_n^L + |\bar{V}_n|^+) + \rho^R (V_n^R - |\bar{V}_n|^-) - \frac{\chi}{\bar{c}} \Delta p \right\} \quad (12)$$

$$|\bar{V}_n|^\pm = (1 - g) |\bar{V}_n| + g |V_n|^\pm \quad (13)$$

$$g = -\max(\min(M^+, 0), -1) \cdot \min(\max(M^-, 0), 1) \quad (14)$$

$$|\bar{V}_n| = \frac{\rho^L |V_n|^+ + \rho^R |V_n|^-}{\rho^L + \rho^R} \quad (15)$$

$$\Delta p = p^R - p^L \quad (16)$$

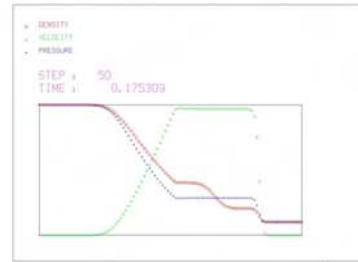
$$\bar{c} = \frac{1}{2} (c^L + c^R) \quad (17)$$

となる。

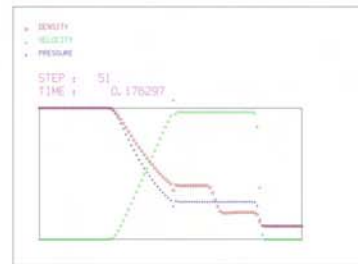
### 4. 在来スキームとの比較と検証

#### (1) 衝撃波管問題

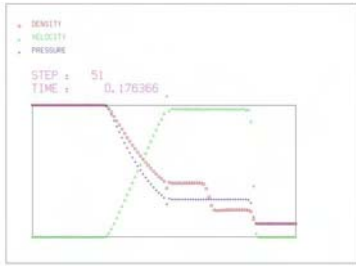
単純に10倍の圧力比の高圧室と低圧室の隔壁を瞬時に取り除いた場合に発生する衝撃波の流れを考え、全体の分割数100、CFL=0.8で、4 stages Runge-Kutta法で計算し、在来よく用いられてきた種々のTVDスキームによる結果との比較を図2に示した。



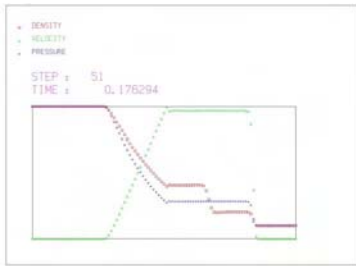
(a) Harten&Yee TVD(2<sup>nd</sup>)



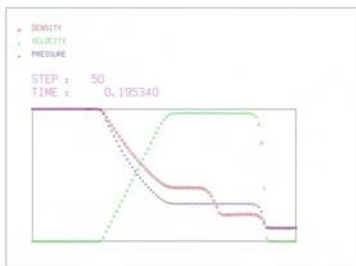
(b) MUSCL(3rd)



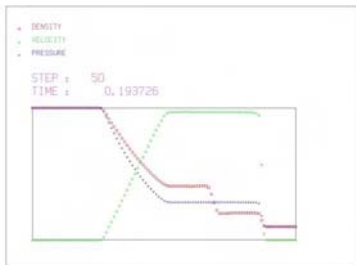
(c) FCMT (4<sup>th</sup>)



(d) SHUS+FCMT (4<sup>th</sup>)



(e) SLAU+MUSCL+Albada Limiter (2<sup>nd</sup>)



(f) SLAU+FCMT (4<sup>th</sup>)

図2 圧力比10の衝撃波管内流れ

SLAU+FCMTで構成した空間4次精度のスキームは衝撃波と接触面の不連続面を鋭く捉えており、膨脹波の前方にはCarbuncleの発生もなく、膨脹波による速度の増加もほぼ線形的に再現できており、一番理論解に近い形の解が得られていた。

## (2) NACA0012翼周りの流れ

一様流のMach数が小さいときの数値スキームの挙動を調べるため、図3に示すようなNACA0012翼型周りの単独格子を用いて、陽解法でHarten&YeeのTVD、SHUS+FCMTとSLAU+FCMTの比較を行った。

図4に示すように、SLAUスキームのほうがMach数0.005までCd値がゼロ近くに安定しており、全速度領域にわたって、誤差の小さい解が期待できることが分かる。

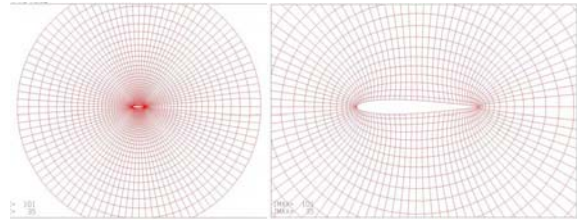


図3 NACA0012翼型周りの単独格子例

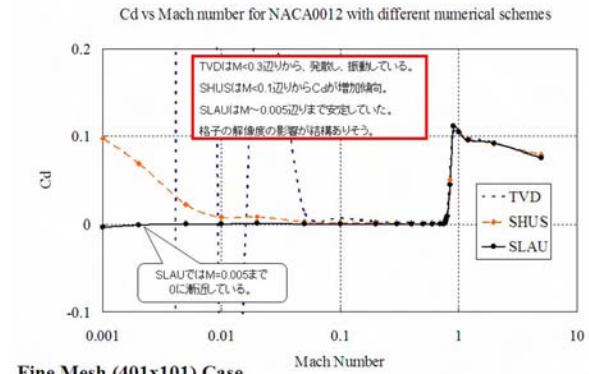


図4 Euler解によるNACA0012翼型の圧力抵抗

## 5. 回転翼流れ場の計算例

SLAU+FCMTスキームをベースにした空間4次精度のrFlowコードは低Mach数における単独胴体[8]、ホバリング中のロータ[9]、及びロータと胴体との干渉問題[10]についてテスト計算をしてみた。

図5はROBIN[8]というNASAで定義した一般的なヘリコプタ胴体形状が $M_\infty=0.062$ 、迎角0度時の表面上の圧力分布を示す。図6はX/R=0.4669断面における圧力係数の比較を示しており、他の断面においても、計算値と実験値がよい一致をした。

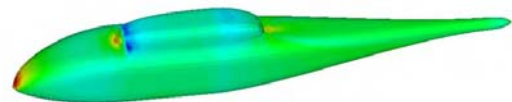


図5 ROBIN単独胴体の表面圧力分布  
(迎角0deg,  $M_\infty=0.062$ )

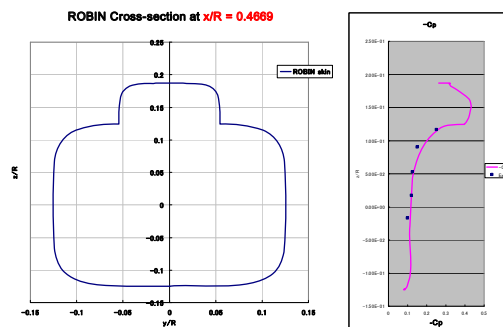


図6 ROBIN単独胴体の表面圧力分布比較[8]  
(迎角0deg,  $M_\infty=0.062$ )

図7はNASAで行ったCaradonnaら[9]の実験条件に基づく計算結果で、翼端渦の軌跡から分かるように、渦の減衰が小さく、下流において渦輪が徐々に崩壊



している様子を捉えている。また、図8にブレード上面の圧力分布を示しているが、翼端部の細かい変化もよく捕らえられている。

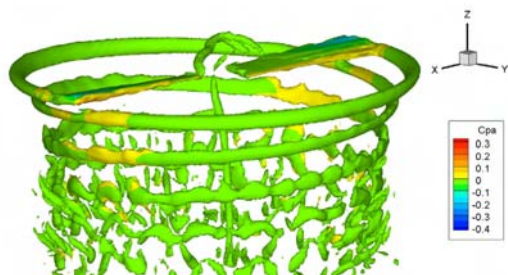


図7 ホバリング中のロータ[9]周りの渦度分布  
( $M_{tip}=0.612$ ,  $\theta_f=8\text{deg}$ )

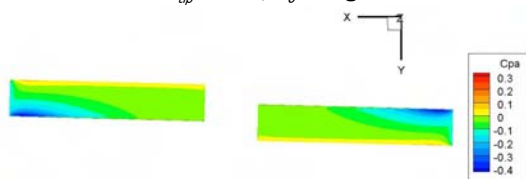


図8 ホバリング中のロータ[9]ブレード上面の圧力分布  
( $M_{tip}=0.612$ ,  $\theta_f=8\text{deg}$ )

図9は前出のROBIN胴体の上に4枚のロータをおいた場合に起こるロータと胴体との干渉の様子で、図10にロータ・ブレードが胴体の上面に来たときに胴体表面の圧力が局所的に大きく変化する様子を示している。

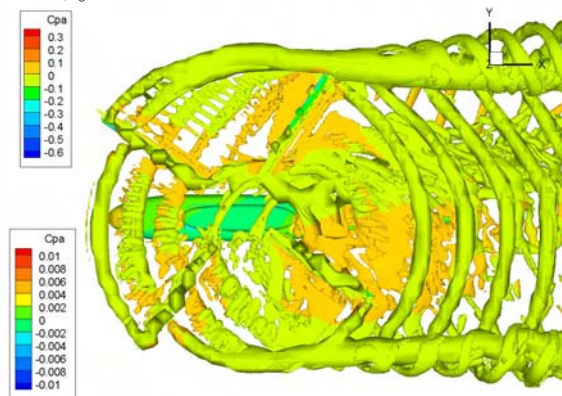


図9 ロータと胴体の干渉[10]における翼端渦の軌跡  
( $M_\infty=0.088$ ,  $M_{tip}=0.55$ ,  $C_r=0.0063$ )

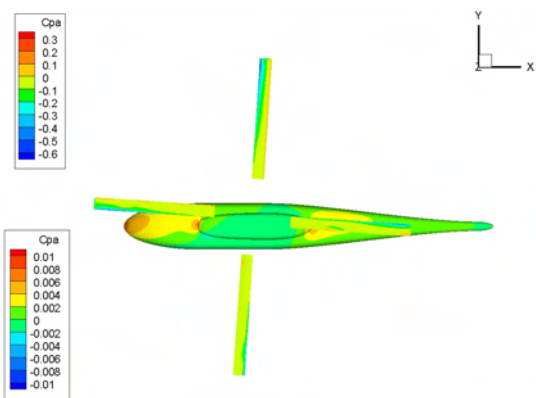


図10 ロータと胴体との干渉[10]における表面圧力分布( $M_\infty=0.088$ ,  $M_{tip}=0.55$ ,  $C_r=0.0063$ )

## 6. まとめ

回転翼機全機周りの流れ場における広い速度範囲の共存、非定常運動と弾性変形などの特性を考慮した移動重合格子法のCFDコード‘rFlow’を開発した。SLAUスキームを移動変形格子系へ拡張し、Dual-time stepping手法による陰解法で効率的な非定常解析を可能にした。衝撃波管、翼周りの流れなどについて検証計算を行い、在来の計算スキームよりも高精度で安定性に優れていることが明らかになった。また、回転翼機周りの流れ場について試験計算を行い、高い解析能力を有することが示された。

## 参考文献

- [1] Tanabe, Y., and Saito, S., “A Simple CFD/CSD Loose Coupling Approach for Rotor Blade Aeroelasticity,” 33<sup>rd</sup> European Rotorcraft Forum, Kazan, Russia, September 11-13, 2007.
- [2] Y. Tanabe and S. Saito, An integrated analyses code with CFD/rotor dynamics coupling developed in JAXA, AHS Specialists’ Conference on Aeromechanics, January 23-25, 2008.
- [3] 嶋英志、低マッハ数で誤差の小さい圧縮性CFD手法について、第40回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2008 (2008)。
- [4] 嶋英志、AUSM族全速度スキームと前処理付き陰解法、第22回数値流体力学シンポジウム (2008)。
- [5] Shima, E., and Jounouchi, T., “Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) - AUSM Type Upwind Schemes -,” NAL SP-34, 1999, pp.7-12.
- [6] L.P. Zhang and Z.J. Wang, A block LU-SGS implicit dual time-stepping algorithm for hybrid dynamic meshes, Computers & Fluids, Vol.33, pp.891-916, 2004.
- [7] M.J. Wright, G.V. Candler and M. Prampolini, Data-Parallel Lower-Upper Relaxation Method for the Navier-Stokes Equations, AIAA Journal, Vol.34, No.7, pp.1371-1377, 1996.
- [8] M.S. Chaffin and J.D. Berry, Navier-Stokes and Potential Theory Solutions for a Helicopter Fuselage and Comparison With Experiment, NASA TM-4566, 1994.
- [9] F.X. Caradonna and C. Tung, Experimental and Analytical Studies of a Model Helicopter Rotor in Hover, NASA TM-81232, 1981.
- [10] R.E. Mineck and S.A. Gorton, Steady and Periodic Pressure Measurements on a Generic Helicopter Fuselage Model in the Presence of a Rotor, NASA TM-2000-210286, 2000.
- [11] C.W. Hirt, A.A. Amsden and J.L. Cook, An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for All Flow Speeds, J. Comp. Phys. Vol.14, pp.227-253, 1974.
- [12] S. Yamamoto and H. Daiguji, Higher-order-accurate upwind schemes for solving the compressible Euler and Navier-Stokes equations, Computers & Fluids, Vol.22, No.2/3, pp.259-270, 1993.

# 2B2 非構造格子 CFD ソルバーによるヘリコプター胴体周りの 流れ場の数値計算について

○高山央貴(東北大・院), 佐々木大輔(東北大・工), 中橋和博(東北大・工), 田辺安忠(JAXA), 齊藤茂(JAXA)

Numerical Computation of Flow around Helicopter Body by Unstructured Grid CFD Solver

Oki Takayama, Daisuke Sasaki, Kazuhiro Nakahashi (Tohoku Univ.), Yasutada Tanabe, Shigeru Saito (JAXA)

Key words: CFD, helicopter, SLAU, ROBIN.

## Abstract

In this research, unstructured grid solver is applied to estimate flow around a helicopter body. Since the numerical scheme for a helicopter needs to cover wide speed range, SLAU (Simple Low-dissipative AUSM) is introduced to the unstructured solver. The solver is applied to a 3D cylinder and the ROBIN configuration to compare the results with the existing scheme of HLEW and the experimental data. The results show that SLAU scheme can reduce numerical errors and can obtain better results at low speed regime. Therefore, unstructured grid solver with SLAU is a promising method for computations around complicated helicopter geometry.

## 1. 緒言

ヘリコプターの周りは、ブレードの回転と胴体が干渉した複雑な流れ場となり、その数値計算には固定翼航空機にない様々な困難さがある。例えば、巡航 Mach 数が 0.05～0.3 に対し、ブレード回転による翼端 Mach 数は 0.6 となることから、その相対 Mach 数は 1 程度となるため、流れ場は低速～遷音速までの広い速度域を有する。また、現実のヘリコプターの胴体は複雑であり、数値流体解析のための格子生成も困難である。田辺らの研究<sup>[1]</sup>では、ブレードの翼端渦の詳細な解析のために構造格子を用い、領域ごとに格子を分けて、全領域を計算している(Fig. 1.1)。しかし、構造格子を用いる方法では、複雑な胴体形状を忠実に再現することが困難である。そこで、この胴体部分に非構造格子を適用させてヘリコプターの複雑な形状を再現し、ブレード部との構造格子と重合化による全機形状の数値解析手法を構築できれば、複雑なヘリコプター機体周りの流れを正確に再現することが可能となる。

本研究では、重合化計算の前段階として、非構造格子による有限体積法において、広い速度域に対応するスキームの検討を行う。最初に、低 Mach 数での円柱周りの計算を

行い、その後、ROBIN(Rotor Body Interaction fuselage geometry)形状(Fig. 1.2)に適用する。また得られた結果を実験値と比較し、ヘリコプター全機形状計算に適した手法を決定する。

## 2. 計算手法

本研究の非構造格子を用いた 3 次元非粘性圧縮性流体の数値計算を行うにあたり、非構造格子生成には当研究室が開発した格子生成ツール<sup>[2, 3]</sup>を用いる。流体解析には TAS-code<sup>[4]</sup>(Tohoku university Aerodynamic Simulation-code)を用いた。支配方程式は積分形の 3 次元圧縮性 Euler 方程式である。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{Q} dV + \int_{\partial\Omega} \mathbf{F}(\mathbf{Q}) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (1)$$

$\mathbf{Q}$  は保存量ベクトル、 $\mathbf{F}$  は非粘性流束である。本研究では、非粘性流束  $\mathbf{F}$  の計算において、近似 Riemann 解法の 1 つである HLEW<sup>[5]</sup>と JAXA の嶋によって圧縮性全速度スキームとして考案された AUSM 族の一つである SLAU(Simple Low-dissipative AUSM)<sup>[6]</sup>を用い、比較を行う。

## 3. 計算結果

### 3-1. ダランペールの背理の検証

非粘性・無衝撃波の流体中に置かれた物体は理論的に無

抵抗である。しかし、CFD では数値誤差による抵抗が現れてしまう。一般に圧縮性のスキームでは Mach 数の低下とともに抵抗係数が増加するため、抵抗係数の小さい方がより良いスキームと言える。Fig. 3.1 に非粘性一様流中の 3 次元円柱の抵抗係数を示す。低 Mach 数領域において、SLAU は抵抗係数が 0 に漸近する一方、HLEW は Mach 数 0.2 以下で負の抵抗を示し、Mach 数が 0 に近づくにつれて急激に変化している。

### 3-2. ROBIN 胴体形状の流れ場の数値解析

ROBIN 形状周りの流れ場の数値解析を行う。HLEW と SLAU の各スキームの計算結果を実験値<sup>[7]</sup>と比較する。計算条件は Mach 数=0.062, A.o.A.=0°である。Fig. 3.2 に ROBIN 胴体表面および対称面周りの  $C_p$  分布, Fig. 3.3 に ROBIN 胴体上の  $C_p$  分布の実験値と計算結果の比較を示す。SLAU の方が実験値に近い結果が得られた一方、HLEW では ROBIN 前頭部の圧力のピークが再現できなかった。

## 4. 結言

ヘリコプター全機周りの数値解析に向け、HLEW と SLAU の各スキームの比較を行った。ダランベールの背理の検証では、SLAU は抵抗係数が 0 に漸近し、良好な結果が得られた。ROBIN 形状周りの解析においても SLAU の方が実験値に近い結果が得られた。以上の結果から、低速での速度域を含むヘリコプターの解析には SLAU が適していると考えられる。

### —参考文献—

[1] Y. Tanabe and S. Saito, “A Simple CFD/CSD Loose Coupling Approach for Rotor Blade Aeroelasticity”, 33<sup>rd</sup> European Rotorcraft Forum, Kazan, Russia, September 2007.

[2] Y. Ito and K. Nakahashi, “Direct Surface Triangulation Using Stereolithography Data”, *AIAA J.* Vol.40, No.3, pp.490-496, 2002.

[3] Y. Ito, and K. Nakahashi, “Unstructured Mesh Generation for Viscous Flow Computations”, *Proceedings of the 11th International Meshing Roundtable*, Ithaca, NY, Sept. pp. 367-377, 2002.

[4] K. Nakahashi, Y. Ito and F. Togashi, “Some challenges of realistic flow simulations by unstructured grid CFD”, *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol.43, pp.769-783, 2003.

[5] S. Obayashi and G. P. Guruswamy, “Convergence Acceleration of an Aeroelastic Navier-Stokes Solver”, *AIAA Paper* 94-2268, 1994.

[6] 嶋英志, “AUSM 族全速度スキームと前処理付き陰解法”, 第22回数値流体力学シンポジウム, Tokyo, 2008.

[7] S. Schweitzer, “Computational simulation of flow around helicopter fuselages”, The Pennsylvania State University, The Graduate School, Department of Aerospace Engineering, May 1999.

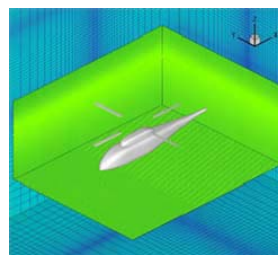


Fig. 1.1 格子の重合化<sup>[1]</sup>

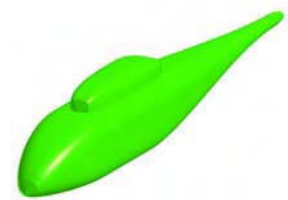


Fig. 1.2 ROBIN 形状

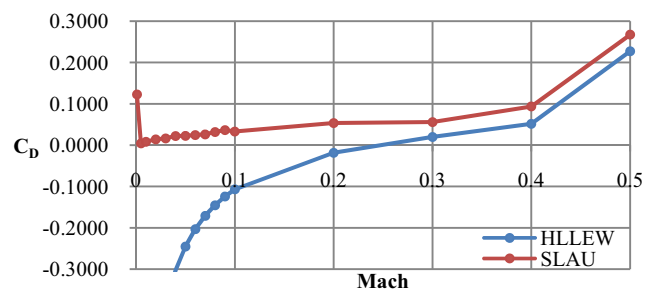


Fig. 3.1 各 Mach 数での 3 次元円柱の抵抗係数

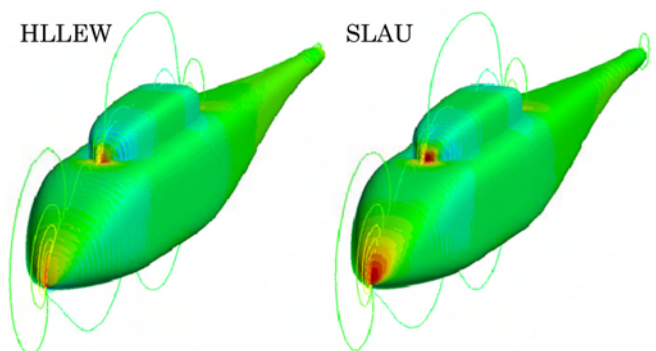


Fig. 3.2 ROBIN 表面  $C_p$  分布 (左: HLEW, 右: SLAU)

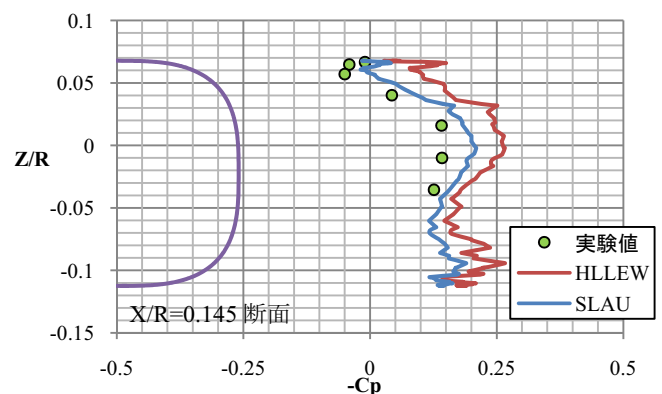


Fig. 3.3 ROBIN 胴体表面  $C_p$  分布 実験値と計算結果の比較

## 2B3 3次元非定常NSコードによる多段形態での振動翼列の数値解析

○青塚瑞穂, 土屋直木, 加藤大 (株式会社IHI)  
堀口泰生(ASIRI), 山本一臣, 野崎理, 西澤敏雄(JAXA)

Numerical Analysis for Oscillating Blade Row in Multi Blade Row Configuration with 3D Unsteady N-S CFD Code  
Mizuho Aotsuka, Naoki Tsuchiya and Dai Kato (IHI)  
Yasuo Horiguchi (ASIRI), Kazuomi Yamamoto, Osamu Nozaki and Toshio Nishizawa (JAXA)

Key Words : Numerical Analysis, Transonic Flow, Flutter

### Abstract

Recently, the demand of making a higher load and more efficient jet engine has strengthened further. In the design of fan and compressor blades, flutter prediction is a critical factor. Numerical simulation was performed in a stage configuration with a blade and a stator for transonic stall flutter of a research model fan using 3D unsteady N-S CFD code. The result was compared with that of a single blade configuration. As a result, the basic unsteady aerodynamic characteristic was unchanged, but some influence of the stator on the aerodynamic characteristic was observed on the blade suction surface.

### 1. はじめに

近年、エアライン各社の運航コスト削減や地球温暖化対策のためのCO<sub>2</sub>排出量削減のために、更なるジェットエンジンの高効率化の要求が高まっている。ファン・圧縮機の開発においては、設計点での性能向上とともに、設計点外でのサージ・フラッタ等のエンジンの破損につながる非定常現象の発生を遅らせて、安定作動範囲を広げることも高性能化の重要な要素となる。

ファン・圧縮機で生じるフラッタのうち、部分回転数のサージライン近傍で生じるフラッタは高負荷側の安定作動領域を狭める要因となるので、特に大きな問題となってくる。このフラッタの発生には翼間に生じる衝撃波、境界層の剥離やチップクリアランスの漏れ流れ等の現象が影響を与えていると考えられる。特に境界層剥離やチップクリアランス漏れ流れによる流れ場は非線形性が強く、線形化手法により取り扱うことが難しい。また、翼間に生じる衝撃波は境界層と干渉し、非線形的な動きをする。従って、このフラッタの解析には3次元非定常NS解析を用いた手法が有効である。

筆者らはJAXAとの共同研究により、格子の移動・変形を含む非定常3次元NSコードを開発し、フラッタの解析・検証に取り組んできた<sup>[1][2]</sup>。これまでの解析では、単翼列での取り扱ひのみであったが、今回解析範囲をファン動翼+静翼の段形態での解析を行い、解析システムの検証を行うとともに、静翼がファン動翼の非定常空力特性に与える影響について調査した。

### 2. 解析手法

解析コードはJAXAの標準CFDコードUPACS<sup>[3][4]</sup>をベースに開発を行った。JAXAのUPACS翼列段解析バージョン<sup>[5]</sup>に、翼振動対応のためのモジュールを組み込んだUPACS Vibrateを開発した。従って、このコードでは翼列の段干渉を扱うとともに翼が振動した際の、非定常空力特性を解明することが出来るようになる。

流体解析に関する基本的な部分は、UPACSの機能と同一である。UPACSはマルチブロック構造格子法を用いた完全気体の圧縮粘性流れの解析が可能であり、セルセンター法とMUSCL法を用いた有限体積法によって離散化を行っている。複数のスキーム、乱流モデルが利用できるが、ここでは対流項はRoeスキーム、拡散項には通常の2次精度中心差分を用いている。時間積分は2次精度Euler陰解法を用い、ニュートン反復により計算している。また、乱流モデルには、Spalart-Allmarasの1方程式モデルを適用している。

翼振動解析を行う際には、フラッタという現象の特性上、ほぼ固有のモードが卓越して現れるので、事前にターゲットとなるモード形状をFEM解析により計算しておき、その結果をCFD用の格子上にマッピングし各格子点の移動量を求めるという方法を採用した。

### 3. 解析対象

開発したコードの検証として、社内で行ったリグ試験の結果を用いた。図1に示すような実機の遷音速ファンを模擬した翼列となっている。リグ試験に

おいては、設計点よりも低い部分回転数の高負荷側の領域でフラッタの発生が確認された。試験で計測されたフラッタ周波数と翼の構造解析結果の比較により、1次曲げモードで発生したと考えられる。構造解析結果から得られた振動モード形状のX方向およびY方向の変位を図2に示す。

また、解析は従来の単翼列と段形態の2種類の解析を行った。解析に用いた格子の概観を図3に示す。

## 4. 結果

### 4.1 定常解析結果

図4に単翼の定常解析と段形態の定常段解析・非定常段解析の瞬時値の結果をファン特性曲線マップ上にプロットした結果を示す。図は、動翼のみの性能をプロットした結果である。また、このときの85%スパン断面位置における相対マッハ数の等高線を図5に示す。図中(a)、(b)、(c)はそれぞれ単翼列定常段解析、非定常段解析(瞬時値)の結果である。

今回解析を行ったポイントは、作動線よりやや絞り側の点である。図5の流れ場の等高線を見ると、翼間に生じる衝撃波は、高い背圧のために翼前方に押し出されている。翼背側の衝撃波付着点では、衝撃波が境界層と干渉し、境界層が剥離している。非定常段解析の結果では、ウェークが動静翼の格子の継ぎ目で途切れることなく滑らかに下流に流れている様子が捉えられている。

動翼部分の解析結果について、単翼列と段解析の結果を比較すると、翼列全体の性能、流れ場の様子ともに大きな差は見られない。

### 4.2 非定常翼振動解析結果

非定常翼振動解析においては、翼間位相差0、120、240度の3つのケースで解析を行った。このときのファン動翼に加わる非定常空気力の2周期分の結果を図6に示す。図中(a)、(b)、(c)はそれぞれ翼間位相差0、120、240度の結果を示す。

翼間位相差0、120度の結果に関しては、単翼列と段形態とで空気力の振幅・位相ともにほぼ一致している。一方、翼間位相差240度の結果においては、振幅はほぼ一致しているが、位相に関しては若干のずれが見られる。

次に、翼面上の非定常圧力の結果から計算した翼振動1周期に翼に加わる空力仕事の結果を図7に示す。図は、横軸が翼間位相差、縦軸が空力仕事である。今回解析を行った作動点では、いずれの翼間位相差でも空力仕事は負となり、フラッタに関しては安定である。

単翼列と段形態の結果を比較すると、非定常空気力の時と同様に、翼間位相差0、120度の時は、

単翼列と段形態の結果はほぼ同じ程度の値となっている。また、翼間位相差240度では、両者ともに負の値をとるが、その値が大きく異なっている。

図8、9に翼面上の局所空力仕事の分布を示す。図8は単翼列、図9は段形態の結果であり、(a)、(b)、(c)はそれぞれ翼間位相差0、120、240度の結果である。

空力仕事の値の大小に差はあるが、基本的な局所空力仕事の分布に関しては、単翼列と段形態とでそれほど大きな差は見られない。ただし、翼背側の衝撃波前後の空力仕事の分布に関しては、若干の差が見られる。特に、翼間位相差120、240度の際には、段形態の結果の方が、衝撃波前後の領域で正の仕事となる領域が多く見られるようになる。

## 5. まとめ

開発されたUPACS Vibrateを用いて、ファン動翼+静翼の段形態でもフラッタの解析が行えることを確認した。

また、得られた結果を単翼列での解析結果と比較したところ、翼面上の局所空力仕事の分布の仕方は、基本的には変化しない。ただし、翼背側の衝撃波近傍で空力仕事の分布は変化し、翼間位相差によっては、翼全体に加わる空気力・空力仕事に変化する様子が見られた。

今後は、この空力仕事の分布がどのようにしてもたらされるのか詳細に調査し、静翼が上流の動翼のフラッタ特性に与える影響を解明していく。

## 参考文献

- [1] Aotsuka, M., Tsuchiya, N., Horiguchi, Y., Nozaki, O., Yamamoto, K., 2008. "NUMERICAL SIMULATION OF TRANSONIC FAN FLUTTER WITH 3D N-S CFD CODE". ASME Paper GT2008-50573
- [2] 青塚瑞穂, 他, "ファン遷音速失速フラッタの発生機構の数値解析", 第36回ガスタービン学会定期講演会アブストラクト集, 2008
- [3] 山本一臣, 他, "CFD共通基盤プログラムUPACSの開発", 第14回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 2000
- [4] 山本一臣, 他, "CFD共通基盤プログラムUPACSの現状と今後の課題", 第15回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 2001
- [5] 賀澤 順一, 他, "翼列内を伝播する音波の数値解析", 第34回ガスタービン学会定期講演会 講演論文集, 2006

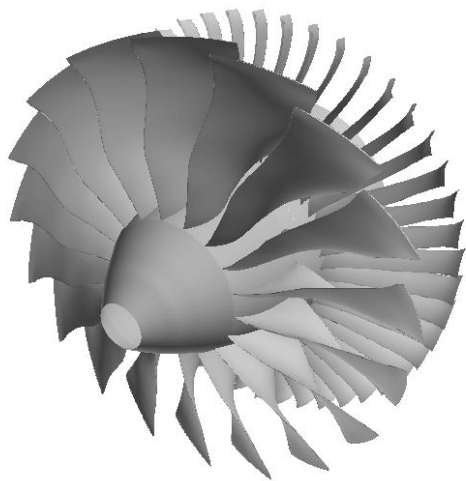


図1 翼列概観

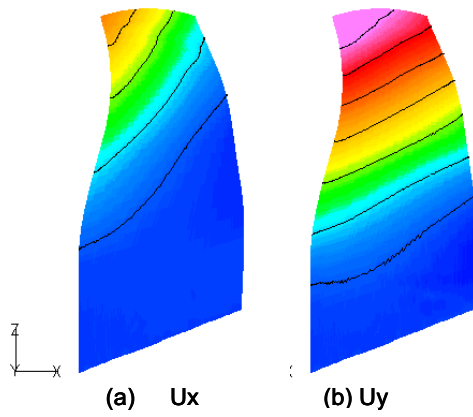


図2 翼振動変位

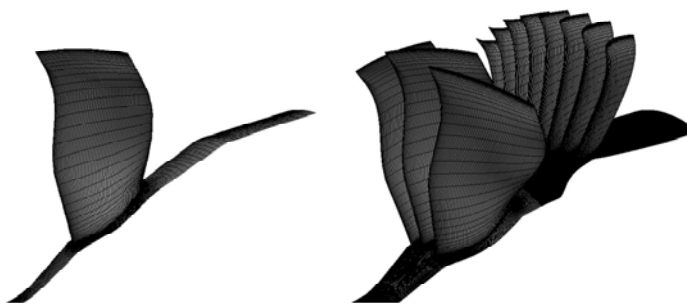


図3 CFD格子

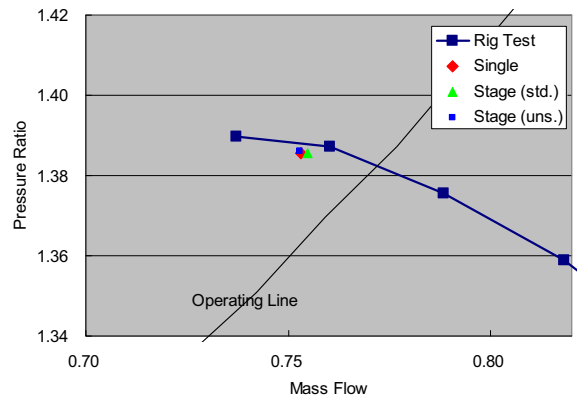


図4 ファン特性曲線マップ

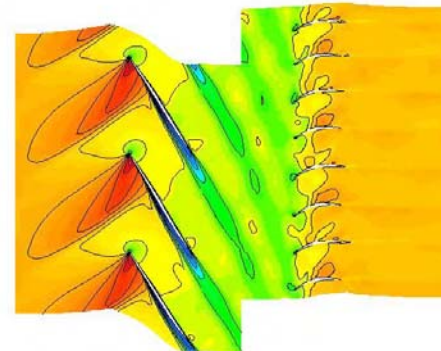
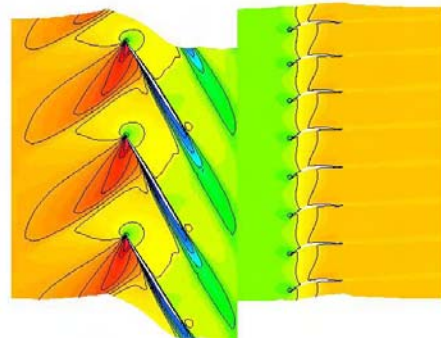
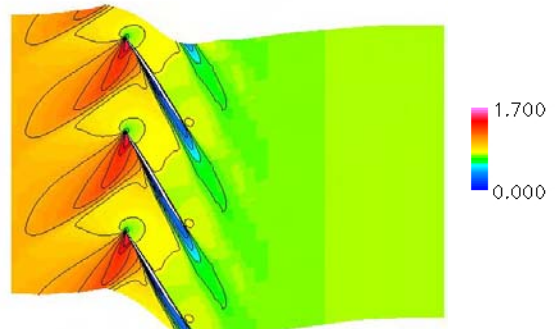
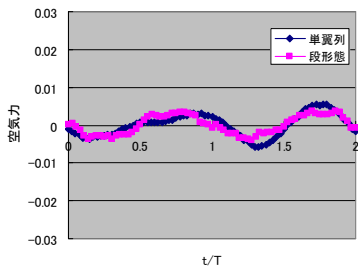
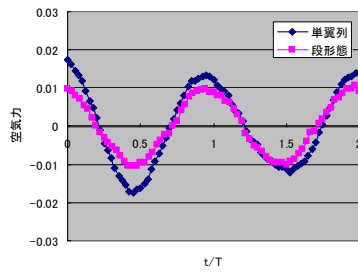


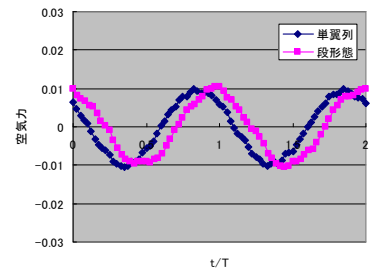
図5 翼間相対マッハ数等光線(85%スパン)



(a) 0度



(b) 120度



(c) 240度

図6 非定常空気力

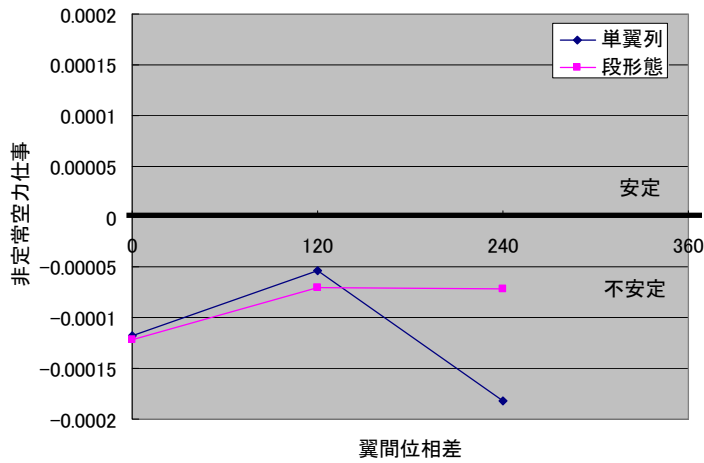
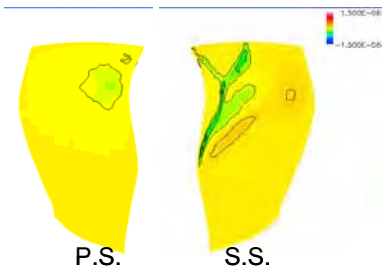
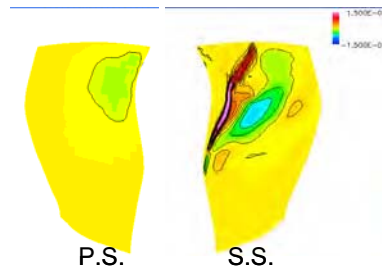


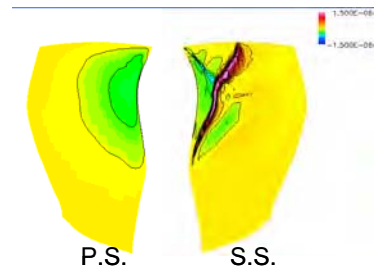
図7 非定常空力仕事



(a) 0度

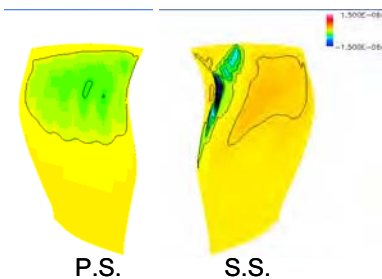


(b) 120度

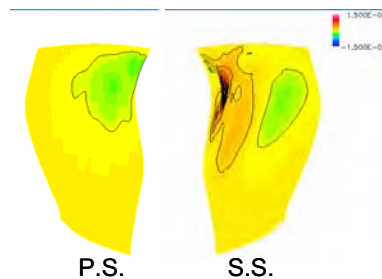


(c) 240度

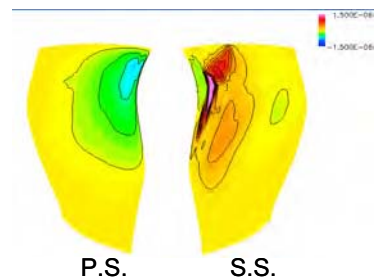
図8 翼面上局所空力仕事 (単翼列)



(a) 0度



(b) 120度



(c) 240度

図9 翼面上局所空力仕事 (段形態)

# 2B4 HA8000を用いたUPACSによるNACA0012翼型 空力解析に向けて

○手塚重聖（早大理工 機械航空）

Feasibility study on applying HA8000 for solving aerodynamic characteristic of NACA0012 airfoil using UPACS  
Asei Tezuka (Waseda Univ.)

Key Words : Low Reynolds Numbers, Aerodynamic Characteristics, Parallel Computing

## Abstract

Micro-Air Vehicle (MAV), whose entire size is several centimeters square, is currently of high interest for the electronic equipments installed in the MAV are so miniaturized that it is possible to fabricate a flight vehicle of several dozen grams. Computational Fluid Dynamics is considered as a powerful tool for estimating the aerodynamic characteristics of the airfoil at such low Reynolds numbers. Authors have been solving the aerodynamic characteristics of airfoils in the Reynolds number region below 100,000 using Marker-And-Cell (MAC) method. There are several numerical schemes for solving Navier-Stokes equations, and the numerical results were affected by the characteristics of the schemes. For the purpose of surveying the influence of the schemes on the numerical results, UPACS solver was applied to the HA8000 system, and the results are compared with the numerical results calculated by MAC method. This paper demonstrates the trial computation results of the flow around a NACA0012 airfoil section.

## 1. はじめに

超小型飛行機(MAV)は、低コストで機動性の高い観測システムとして、地球や火星における利用が期待されている。MAVの飛行速度と機体サイズは、空力特性のレイノルズ数( $Re$ 数)依存性が大きい領域に相当することが知られている。特に、高 $Re$ 数で用いられる厚翼の空力性能が悪化し、薄翼の方が低 $Re$ 数での空力性能が良い傾向がみられる<sup>1)</sup>。一方、設計条件で最適となる翼型を選択する上で必要とされる、厚翼、薄翼を含めた、様々な翼型に対する空力データの報告は十分に行われていない。このような背景により、筆者らは、これまで実験的・数的手法を併用し、翼型空力解析を行ってきた<sup>2)</sup>。

数値計算には様々なスキームがあり、それぞれのスキームには特徴がある。本来解くべき問題が同一であればスキームによらず計算結果は同一となるはずであるが、打ち切り誤差、数値粘性や乱流モデルの違いが影響するため計算結果は同一とならない。計算結果にスキームの特徴がどのように現れているかを調べ、結果を吟味するためには、異なるスキームで計算された結果と比較することが望ましい。高木<sup>3)</sup>は、MAVとしての利用を想定したNACA4402翼型の空力解析を宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部で開発されたUPACSを用いて行っている。

翼に働く揚力は剥離泡の形成、崩壊の影響を大き

く受け、この現象の解明は空力性能予測の鍵になること考えられる。そこで、筆者が行ってきた実験・数値計算結果との比較を行うことを目指して、UPACSの東大情報基盤センターHA8000クラスタシステムへの導入を行った。本稿では、乱流モデルを用いた定常計算とLocal Time Step法を用いた非定常計算によるNACA0012翼型周り流れの試計算の結果を示す。

## 2. 計算方法

### 2-1 計算環境について

東大情報基盤センターHA8000クラスタシステムを使用してUPACSソルバーの並列計算を実行した。HA8000クラスタシステムへのジョブ投入用PCとしてOSがwindows XPであるDell製コンピュータを使用した。UPACSには計算前処理・後処理用のソフトも含まれているが、これらはUNIX上でコンパイルする必要がある。新たにPC/AT互換機を購入しLinuxをインストールすることが困難であったため、USB接続デバイスから起動可能なLinux系OSの1つであるUbuntuを外付HDDにインストールした。FortranとCのコンパイラとして、gfortran4.2及びgcc4.2を使用した。この環境ではUPACSの自動コンパイルに成功しなかったため、前処理・後処理にて必要なソフトは、手動にて適宜修正を加えることで、Ubuntu上でのコンパイル/リンクを行った。



## 2-2 計算スキーム

UPACSの計算スキームの概要を以下に示す。

- Cell Center 型有限体積法
- MUSCL法による対流項の高精度化
- 時間積分はEuler, Runge-Kutta陽解法とMFGS陰解法<sup>4)</sup>
- 乱流モデルはBaldwin-Lomax<sup>5)</sup>, Spalart Allmaras<sup>6)</sup>

本計算では、UPACSに付属されているNACA0012翼型計算サンプルデータの格子及び初期設定に対し、マッハ数 $M=0.1$ 、レイノルズ数 $Re=1.3\times 10^5$ と変更し、計算を行った。翼型のコード長は1であり最小格子幅は約 $3\times 10^{-6}$ である。Spalart Allmarasの乱流モデルを用いたRANSの定常計算と、Local Time Step法での非定常計算を行い、結果の比較を行った。乱流モデルの遷移点はコード長5%位置とした。Local Time Step法のCFL条件は0.2とし、 $5\times 10^5$  Stepの計算を行った。両手法にて共通する設定として、MUSCL extrapolation methodは2nd-order symmetryを用い、流束制限関数はvan Albada limiterとした。

低マッハ数の流れを解く場合、音速に比べて流速が非常に小さくなるため、対流項による固有速度の大きさのバランスが悪く収束性に劣る。この問題を回避するため、Weiss & Smith<sup>7)</sup>の前処理法を行った。前処理法でのマッハ数のcutoff値 $U_{\min}=0.1$ とした。

## 2-3 並列計算

東大情報基盤センターHA8000クラスタシステムは1ノードにクアッドコアCPUであるAMD Opteron (2.3GHz)を4個(16コア)搭載している。サンプルデータの格子は図1(a)のように8分割されている。16コアの性能を引き出すために、図1(b)のように格子を15分割して計算を行ったところ、約130ステップのイタレーションの後に“Negative density detected”と表示され計算が終了した。格子分割のトポロジにより計算がうまく回らなくなった可能性を考え、図1(a)と同様に翼後縁から後流側にて格子を分割しない格子を作成した(図1(c))。この格子を用いて計算を行ったところ、8分割と同様の結果が得られた。

## 3. 計算結果

### 3-1 RANSの定常計算

圧力係数 $C_p$ 分布を図2に示す。翼後縁での $C_p$ 値が、 $1^\circ\leq\alpha\leq 5^\circ$ では迎角によらず $C_p\sim 0$ となり、 $7^\circ\leq\alpha\leq 10^\circ$ では迎角の増加に従い $C_p$ は減少する。流れ場の流線を調べてみると、 $\alpha\sim 6^\circ$ 付近にて流れ場の様子が変化している。 $\alpha\leq 5^\circ$ では、翼後縁付近に剥離領域がみられる(図3(a)参照)が、 $\alpha\geq 7^\circ$ にて剥離領域の高さが急増し、 $\alpha=10^\circ$ (図3(b))では、大きく剥離した流れとなった。

### 3-2 Local Time Step法での非定常計算

圧力係数 $C_p$ 分布を図4に示す。翼後縁付近における上面側と下面側の $C_p$ 値が、特に $1^\circ\leq\alpha\leq 5^\circ$ の範囲(図4(a)参照)において大きく異なっている。流線を見ると(図5)、 $\alpha=5^\circ$ においても流れが大きく剥離しており、迎角の増加と共に、剥離領域がさらに拡大していく。

## 4. 考察

### 4-1 実験結果との比較

筆者らこれまで行ってきたMAC法による非圧縮流れの数値計算を実験値の $C_p$ 分布を比較したもの<sup>8)</sup>を図6に示す。 $\alpha=5^\circ$ では剥離泡が形成され、迎角の増加と共に剥離領域が短くなるShort Bubbleとなっている。MAC法による平均流の流線(図7)と、清水ら<sup>9)</sup>による測定結果(図8)では、剥離領域の位置が定量的には一致していないものの、定性的に妥当な結果が得られている。一方、図3(a)に示したUPACSによるRANSの定常計算と図5(a)に示したLocal Time Step法での非定常計算では、このような層流剥離泡を捉えることが困難であった。このことから、低 $Re$ 数における層流剥離と再付着を解く場合は、非定常計算を行う必要があると考えられる。

### 4-2 非定常計算の効率化について

筆者らこれまで数値計算で用いた格子では、翼面における最小格子幅が約 $2.0\times 10^{-5}$ であった。時間積分にオイラー陽解法を用いた場合、時間刻みが $1.0\times 10^{-5}$ 程度となり、初期条件から十分に時間が経過するまでの計算ステップ数が大きくなる。対流項のCFL条件や粘性項のノイマン条件は、格子幅が小さい程厳しくなる。翼面法線方向の格子幅は粘性低層のオーダーで決まるのに対し、翼面接線方向の格子幅は層流剥離泡の形成と非定常振動の発生を解像できるオーダーで決まり、前者の格子幅に比べて後者は十分大きい。翼型周り流れの非定常計算を行う上で、時間刻みを粘性低層の格子幅から決まるオーダーに設定すると、実際に調べたい現象に比べて時間刻みが細かすぎるため計算時間が膨大になってしまう。

そこで、図9のように、翼表面付近の格子幅が小さい領域と、翼表面から離れた格子幅の大きい領域で、異なる時間刻みを用いる方法を採用すると、計算負荷が減少する<sup>10)</sup>。内側と外側の境界では、まず外側の計算から境界における速度の時間変化を求め、その値を時間的に線型補完して境界値を決定することで内側の領域での時間発展計算が可能である。先稿では全領域で同じ時間刻みを用いた場合と2つの時間刻みを用いた場合の結果を比較し、結果が一致することを確認している。UPACSで使用している圧縮性流れのスキームに対しても、同様の工夫を行うこと

で、計算の効率化が図れると思われる。

5. まとめ

剥離泡の形成、崩壊現象の解明は空力性能予測の鍵と考えられる。そこで、筆者が行ってきた実験・数値計算結果との比較を行うことを目指して、UPACSを東大情報基盤センターHA8000クラスシステムに導入し、NACA0012翼型周り流れの試計算を行った。乱流モデルを用いたRANSの定常計算と、Local Time Step法での計算では、層流剥離泡を捉えることが困難であった。低Re数の層流剥離と再附着を扱う場合は、非定常計算を行う必要があると考えられる。

参考文献

[1] McMasters, J.H., et.al.: Tech. Soaring, 2, (1980) pp.1-21.

[2] Tezuka, A., Sunada, Y., and Rinoie, K., Journal of Aircraft, 45 (2008), pp.2164-2167.  
 [3] 高木亮治, 日本航空宇宙学会論文集, 54, (2006), pp.367-373.  
 [4] 嶋英志. 第29回流体力学講演会論文集, (1997), pp. 325-328.  
 [5] B.S. Baldwin and H. Lomax, AIAA Paper 78-0257, (1978).  
 [6] P.R. Spalart and S.R. Allmaras. AIAA Paper 92-0439, (1992).  
 [7] Weiss JM, Smith WA., AIAA Journal , 33 (11), (1995), pp.2050-2057.  
 [8] 手塚重聖, 第37回流体力学講演会講演集, (2005), pp.199-202.  
 [9] 清水一暎, 李家賢一, 日本航空宇宙学会論文集, 52, (2004), pp.464-472.  
 [10] 手塚重聖, 李家賢一, 日本航空宇宙学会第37期年会講演会講演集,, (2006), pp. 70-73.

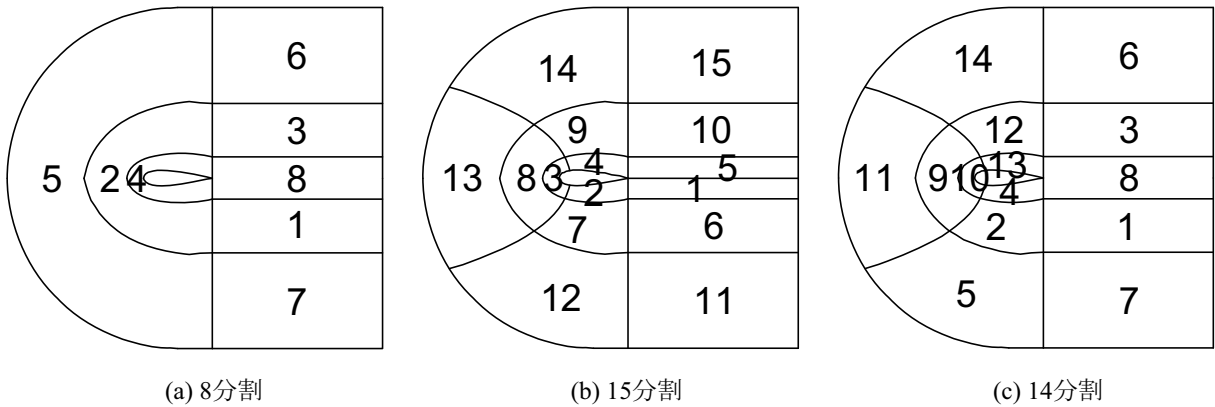


図1 格子分割トポロジ

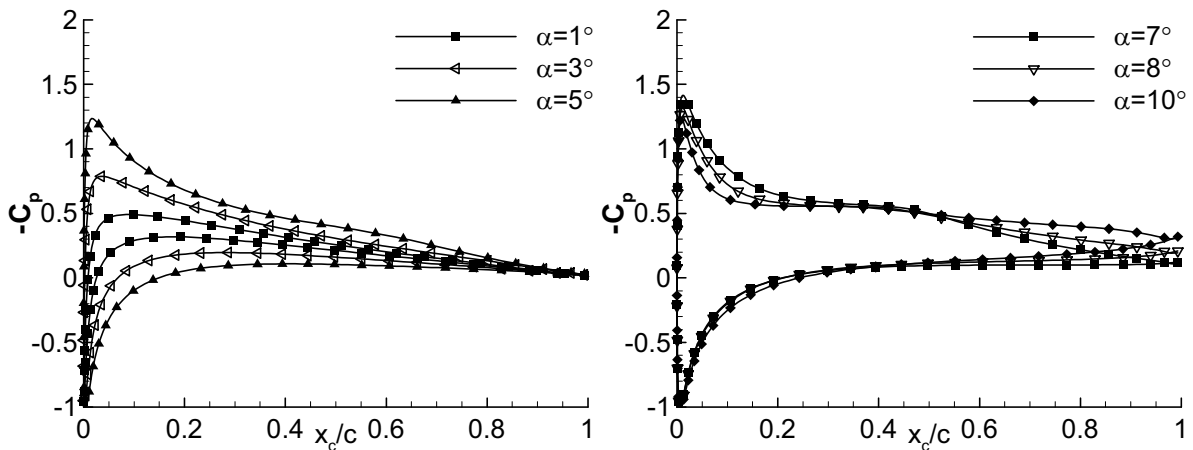


図2 定常計算で得られた圧力係数分布

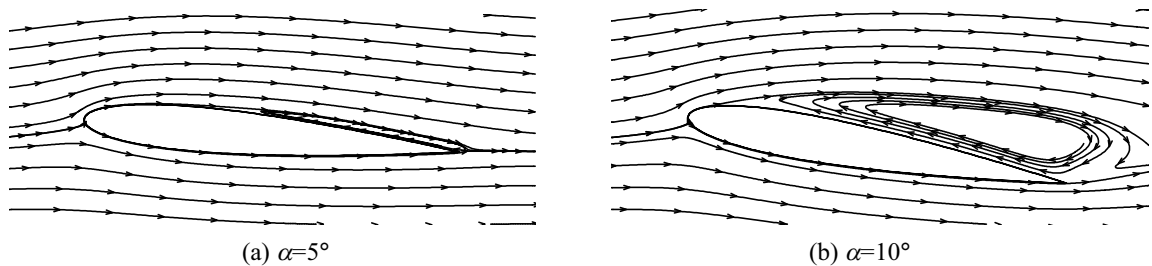


図3 定常計算で得られた流線

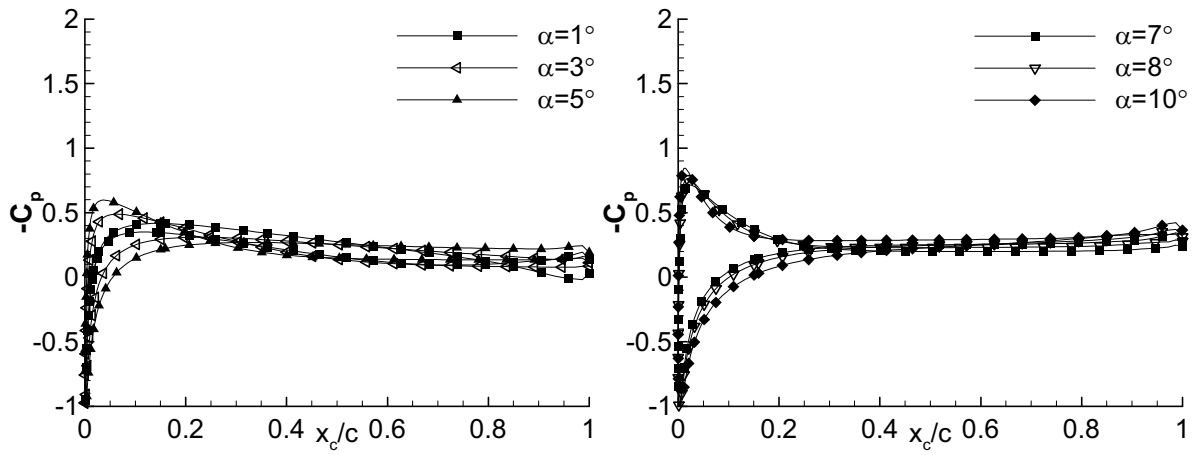


図4 Local Time Step法で得られた圧力係数分布

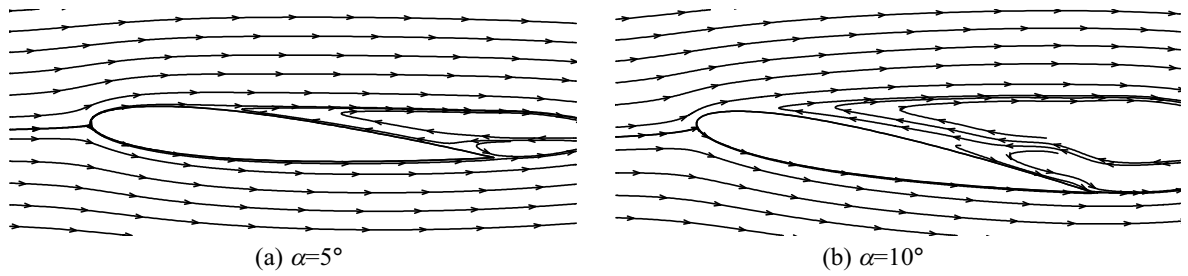


図5 Local Time Step法で得られた流線

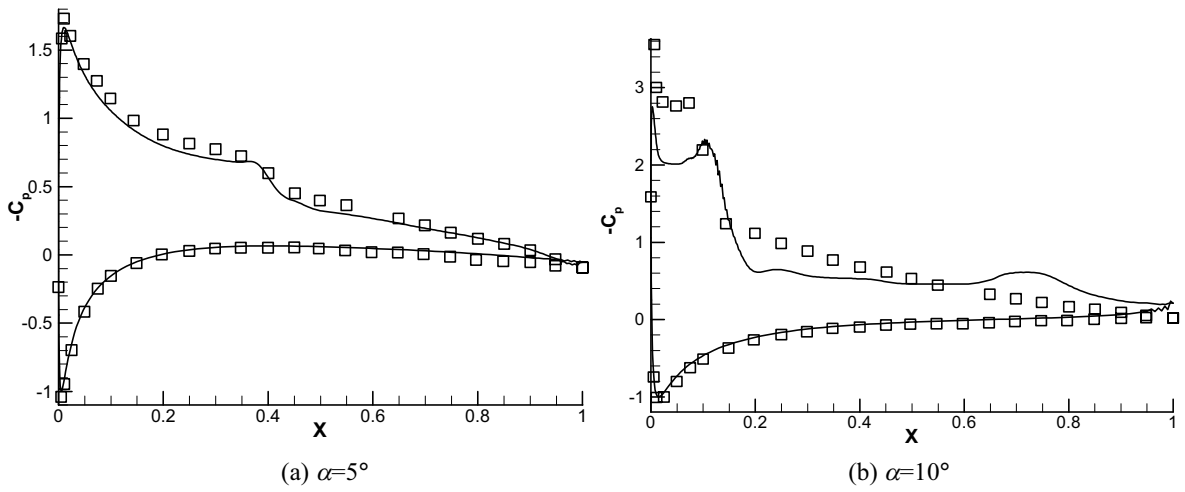


図6 MAC法による圧力係数分布と実験値との比較 [8]

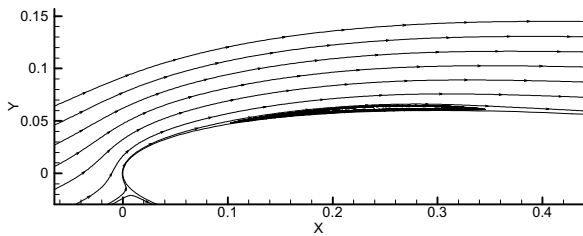


図7 MAC法による $\alpha=6^\circ$ における平均流の流線

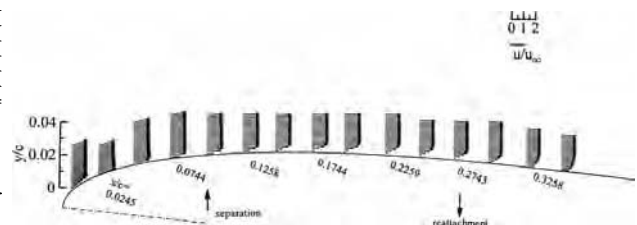


図8  $\alpha=6^\circ$ における平均流速分布測定結果 (清水ら[9])



図9 翼表面近傍と離れた領域における時間刻み設定の模式図 [10]

# 2B5 Over-the-Wing-Nacelle 形態におけるナセル形状および

## 搭載位置の最適化

○米田良太（東北大・院），佐々木大輔（東北大・工），中橋和博（東北大・工）

Aerodynamic Optimization of Nacelle Shape and Position for an Over-the-Wing-Nacelle-Mount Configuration

Ryota Yoneta, Daisuke Sasaki and Kazuhiro Nakahashi (Tohoku University)

Key Words: Shock Wave, CFD

### Abstract

With the growth in aircraft traffic, there is a strong demand to reduce the airport noise. An Over-the-Wing configuration is one of the approaches to reduce the noise because the wing can block the propagation toward ground caused by fan and jet noises. However, when the engine nacelles are installed over the wing, the aerodynamic performance tends to drop significantly due to the interference effect. The purpose of this study is to optimize the nacelle shape and position of an Over-the-Wing configuration to improve aerodynamic performance by making use of numerical techniques of CFD and optimization methods.

### 1. 緒言

近年、小型・中型旅客機の需要増加や空港周辺部の都市化などにより、離発着時における空港騒音の低減が求められている。空港騒音の原因の一つはエンジンによるファンノイズやジェットノイズであり、これらが音波として地上に伝搬することで近隣住民などに多大な影響を与えている。ヨーロッパ諸国を中心に今後、空港騒音の規制が厳しくなることから、航空機の騒音低減は重要な課題である。このエンジンノイズによる地上への伝播を低減する方法として、エンジンナセルを主翼上面に搭載した Over-the-Wing-Nacelle エンジン形態が挙げられる。エンジンナセルを主翼上面に搭載した場合は、主翼下面に搭載した場合に比べて、騒音が低減されるという研究結果も報告されており、欧米でもこの形態が検討され始めている。

一般的には、主翼上面にエンジンナセルのような流れを乱すものを搭載すると、干渉によって抵抗が増大してしまうことが知られており、成功例はホンダジェット<sup>[1]</sup>を含む数件しかない。そこで、Over-the-Wing-Nacelle エンジン形態で抵抗を低減できれば、空港騒音を大幅に低減する機体形状として現実味を帯びてくる。以前の我々の研究では、Over-the-Wing-Nacelle エンジン形態を中型旅客機に採用し、L/D 最大化を実現するエンジンナセルの位

置とナセル下面形状の最適化をパイロンなし形状で行った<sup>[2]</sup>。その結果、エンジンナセルは主翼との距離が離れるほど、抵抗が減少する傾向があることが分かった。しかし、エンジンを支えるパイロンを取り付けていなかったため、ナセル下面と主翼上面との間の流れはパイロンを取り付けることにより変わってくるものと考えられる。そこで今回は、エンジンナセルを支えるパイロンを取り付けて、抵抗減少を実現するための空力設計最適化をナセル下面形状とナセル位置を変化させることにより行う。

### 2. 単目的最適化

本研究では空力性能解析に、非構造格子ソルバーである TAS-code (Tohoku University Aerodynamic Simulation code)<sup>[3-4]</sup> を用い、ナセル付き翼胴形態周りの EULER 計算を行い、ナセルは吸排気を考慮しないフローズルーナセルを用いて解析を行った。巡航速度をマッハ数 0.70 としたときの L/D 最大化を目的として、以下に示す条件で設計探索を行った。計算回数を抑えるため Kriging モデル<sup>[5]</sup> を用いて目的関数の近似を行い、近似曲面上で遺伝的アルゴリズム (GA) による最適化を行った。最適化中にサンプル数を増やすことで Kriging モデルの精度を上げつつ最適解の探索を行う。

#### [設計探索条件]

目的関数: L/D 最大化

制約条件: 揚力係数一定( $C_L = 0.574$ )

設計変数:14

(ナセル下面形状およびナセル位置)

初期サンプル数: 100 個

#### [空力解析]

巡航マッハ数: 0.7

格子数: 約 130 万点

解析ソルバー: EULER

ナセル位置の前後と上下を制御する変数として、図.1 に示す 2 つの設計変数( $p1, p2$ )を定義した。またナセル下面形状の自由度を上げるために Bezier 曲面 ( $4 \times 4$ ) を利用した。図に示す 4 つの制御点 1,2,3,4 を  $x, y, z$  方向へ動かすことでナセル下面を表現する。その結果、設計変数は計 14( $=2+12$ )となる。なお、今回の最適化ではナセル-主翼間の干渉の影響を考慮することが目的であるため、ナセル上面はオリジナル (DLR-F6) <sup>[6]</sup>のままとした。

#### [ナセルの可動領域]

ナセル前面位置  $X/c$ : 0.47~0.85

ナセル上下位置  $Z/h$ : 0.42~0.76

$X$ : 前縁からのナセル前面位置

$c$ : コード長

$Z$ : 主翼上面からのナセル位置

$h$ : ナセル前面の直径

初期サンプル点を Latin hypercube sampling<sup>[7]</sup>によって 100 個体作成し、それぞれの形状に対して Advancing Front 法<sup>[8-9]</sup>を用いて自動的に格子を生成した。生成される格子点数は約 130 万点である。サンプル点についてマッハ数 0.70 での揚抗比を EULER 計算で求め、Kriging モデルを構築した。近似曲面 (Kriging モデル面) で L/D 最大となる解を GA によって探索した。

### 3. 最適化結果

本設計探索においては、Kriging モデルを 10 回アップデートし、計 120 個体に対する流体計算を行っ

た。得られた最適解の各形状パラメータは次の通りである。

ナセル前後位置;  $X/c=0.794$

ナセル上下位置;  $Z/h=0.755$

この形状において、迎え角 1.47[deg]の時に揚抗比 22.96 が得られた。初期形状の圧力分布と最適解の圧力分布をそれぞれ図 2,3 に示す。ここで、初期形状とは、最適化されたナセル位置に DLR-F6 のエンジンナセルを搭載した形状である。最適解は初期形状に比べて衝撃波が弱められていることが分かる。これは、ナセル下面が最適化されたことによるもので、結果として抵抗の減少を実現することができた。

また、32%セミスパン、37%セミスパンにおけるマッハ数分布を可視化した結果が図 4,5,6,7 である。最適解は初期形状に比べて、ナセル厚みが大きくなっていることが分かる。特に 32%セミスパンではその傾向が大きくなっているが、これは内翼側の流れの加速を弱めるためにこのような形状に最適化されたと考えられる。

さらに、各設計変数が目的関数に与える影響を調べるために ANOVA<sup>[10]</sup>を用いて最適化結果の解析を行ったところ、影響が大きい設計変数に関して図 8 の円グラフが得られた。最も影響の大きい設計変数はナセル前後位置である  $X/c$  であることがわかり、その L/D 履歴(図 9)から、ナセル位置が後退するほど抵抗が低くなることが分かった。またエンジン上下位置である  $Z/h$  に対する L/D 履歴(図 10)からもエンジンと主翼の距離が遠くなるに従い、抵抗が小さくなる傾向があることも分かった。

### 4. 結言

本研究では、Over-the-wing-Nacelle エンジン形状を中型旅客機に採用し、L/D 最大化を目的としてエンジンナセルの位置と下面形状の最適化を行った。その結果、最適解は  $L/D=22.96$  を達成した。最適解では、初期形状に対して衝撃波の抑制を実現しており、より低抵抗の機体形状となった。設計探索の結果、ナセルの前後位置が L/D に大きく寄与していることがわかった。

#### 参考文献

[1] Fujino, M and Kawamura, Y "Wave-Drag Characteristic of an Over-the-Wing Nacelle Business-Jet

Configuration,” *Journal of Aircraft*, Vol.40, No.6, November-December2003, pp.1177-1184.

[2] 米田良太, 佐々木大輔, 中橋和博, “旅客機における Over-the-wing エンジン搭載形態の空力最適化”, 日本航空宇宙学会北部支部 2009 年講演会講演集, 2009 年 3 月.

[3] Nakahashi, K., Ito, Y. and Togashi, F., “Some Challenges of Realistic Flow Simulations by Unstructured Grid CFD,” *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol.43, Issue 6-7, 2003, pp.769-783.

[4] Ito, Y. and Nakahashi, K., “Direct Surface Triangulation Using Stereolithography Data,” *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 3, March 2002, pp. 490-496.

[5] Jeong, S., Minemura, Y. and Obayashi, S., “Optimization of Combustion Chamber for Diesel Engine Using Kriging Model,” *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 1(2006), pp. 138-146.

[6] “A selection of Experimental Test Cases for the Validation of CFD Codes,” AGARD Advisory Report, AGARD-AR-303 Vol.II, 1994.

[7] Mckay, M. D., Beckman, R. J. and Conover, W. J., “A Comparison of Three Methods for Selecting Values of Input Variables in the Analysis of Output from a Computer Code,” *Technometric*, Vol. 21, No. 2, 1979, pp. 239-245.

[8] Ito, Y., and Nakahashi, K., “Surface Triangulation for Polygonal Models Based on CAD Data,” *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol.39, No.1, 2002, pp.75-96.

[9] Sharov, D., and Nakahashi, K., “Hybrid Prismatic/Tetrahedral Grid Generation for Viscous Flow Applications,” *AIAA Journal*, Vol.36, No.2, 1998, pp.157-162.

[10] Jeong, S., Murayama, M., and Yamamoto, K., “Efficient Optimization Design Method Using Kriging Model,” *Journal of Aircraft*, Vol. 42, 2005, pp. 413–420.

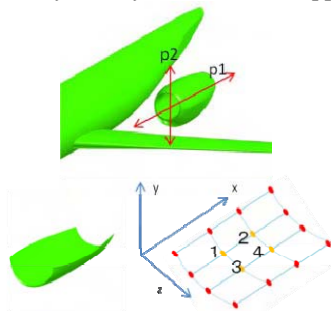


図 1.設計変数

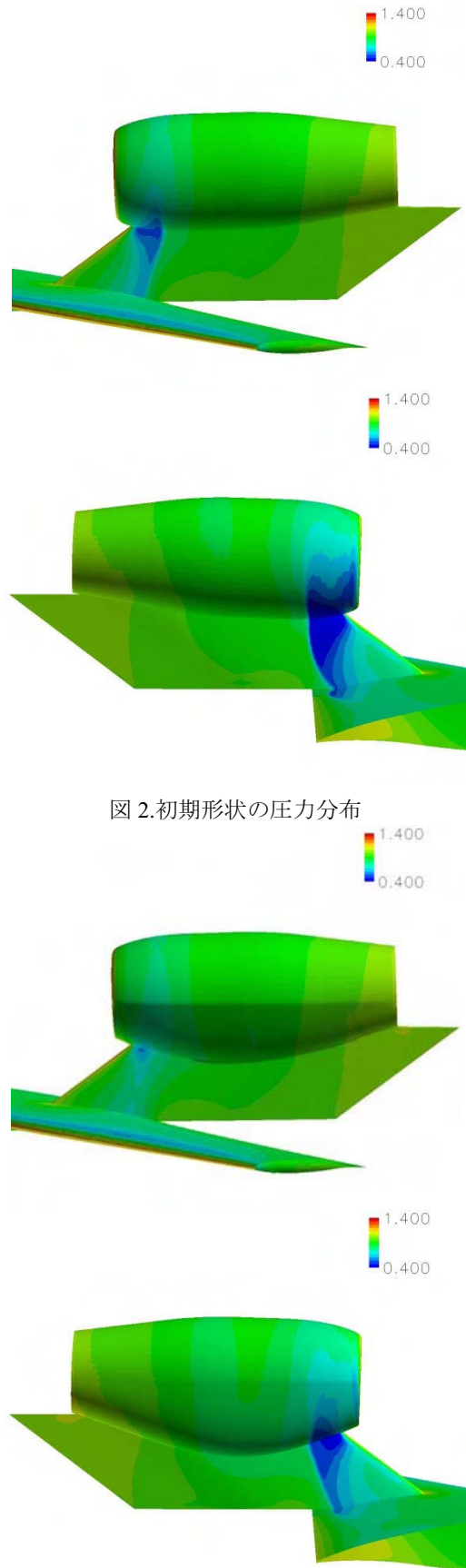


図 2.初期形状の圧力分布

図 3.最適解の圧力分布

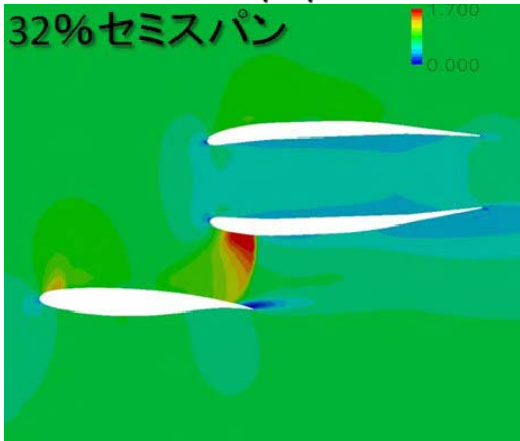
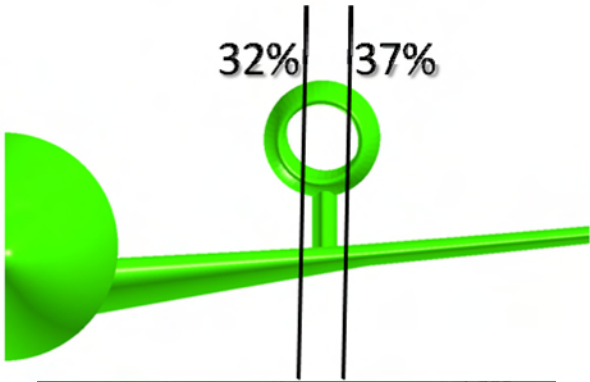


図 4.初期形状のマッハ数分布(32%セミスパン位置)

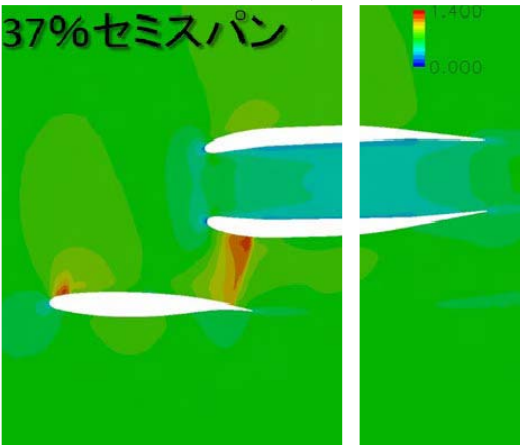


図 5.初期形状のマッハ数分布(37%セミスパン位置)



図 6.最適解のマッハ数分布(32%セミスパン位置)

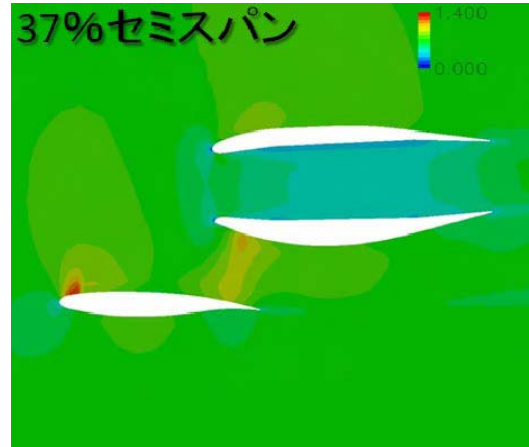


図 7.最適解のマッハ数分布(37%セミスパン位置)

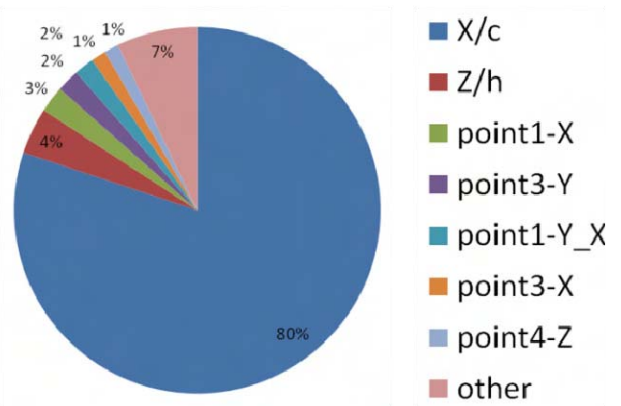


図 8. ANOVA 解析結果

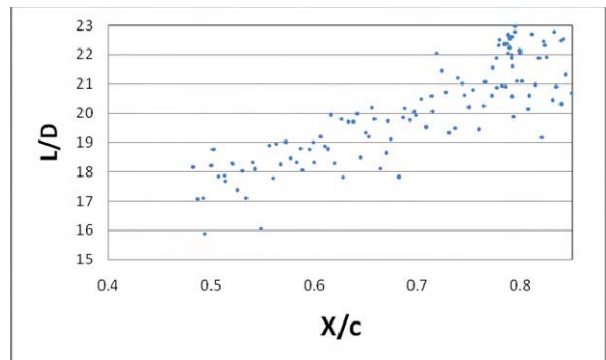


図 9. X/c に対する L/D 履歴

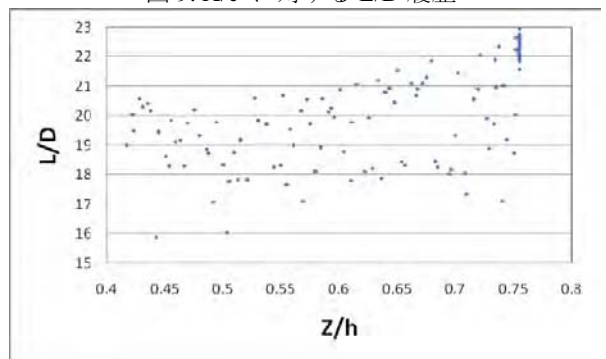


図 10. Z/h に対する L/D 履歴

# 2B6 超音速流中の凹型物体まわりの流れ場について

○高倉葉子（東海大学），平木秀龍，新井紀夫（東京農工大学）

On the Flow Fields around a Concave Body in Supersonic Flows

Yoko Takakura (Tokai University), Hidetatsu Hiraki, and Norio Arai (Tokyo Noko University)

Key Words : Supersonic Flow, Concave Body, High-Resolutional Scheme

## Abstract

The supersonic parachute is used for aerodynamic deceleration in the cases of the atmospheric entry, etc. Its aerodynamic characteristics, however, have not been made clear. The purpose of this study is to investigate the elemental phenomena on a rectangular concave body in supersonic flows by means of numerical simulations. Using the high-resolutional WENO scheme, some characteristics of the supersonic flow fields have been captured: 1) in the cases of almost stationary flows, vortices are shed from the bent portions of a detached shock wave; 2) in the cases of transient flows, vortices are shed from the center portions of a detached shock wave by their interference with pressure waves generated by the interaction of vortices at the edge of the body.

## 1. はじめに

これまで惑星大気圏突入の際の空力的減速法に関する研究が行われてきた。そのなかでもパラシュートは、確実に大きな抗力を得ることができるうえに、軽量かつコンパクトに収納できるため、その重要性は高い。超音速流中で作動するパラシュートは、過去の多くの惑星大気圏突入計画において採用され成功を収めている。しかしながら、その空力特性については、渦と衝撃波の干渉による流れの複雑性やパラシュートの可撓性などのため解析が困難であり、いまだに不明な点が多い。

超音速パラシュートの基礎的な空力特性を把握するため、可撓性をなくした剛体のパラシュートに関する研究がなされており、平木ら<sup>[1]</sup>の風洞実験においては以下の現象が報告されている。

- 1) 時折前方の離脱衝撃波が非対称に振動する。
- 2) 振動はマッハ数 3.0 以上でよく起こり、マッハ数が高くなるほど生じやすくなる。
- 3) 一度振動すると 1~4 秒間持続した後、定常的な流れへ戻る。これを繰り返すことが多々ある。

本研究では、この非対称に離脱衝撃波が振動する現象解明の手がかりを得るために高精度衝撃波捕獲法を用いて矩形凹型物体周りの流れの数値計算を行い、その特徴を報告する。

## 2. 数値計算法

本研究では基本的な現象を捉えることを主眼とするため、2次元、剛体、矩形凹型にパラシュートを簡略化してモデル化した。基礎方程式にはEuler方程式もしくはNavier-Stokes (NS) 方程式を用い

た。数値計算法として、空間の離散化には有限体積法を、時間積分には3次精度のTVDルンゲクッタ法を用いた<sup>[2]</sup>。非粘性流束の評価には渦と衝撃波の干渉を高精度に解像するためにWENOスキーム(7次精度)<sup>[2]</sup>を用い、粘性項には中心差分、乱流モデルにはSub-Grid Scale モデルを用いた。

Fig. 1に計算対象の物体と用いた格子を示す。太い線で囲まれた矩形凹型物体がパラシュートをモデル化した物体であり、凹部x方向長さを基準長1にとり、凹部y方向長さはその2倍とした。計算領域として、x方向長さは物体上流側に20、下流側に40をとおり、y方向長さは物体の中央から上下それぞれに60をとった。格子点数は、x方向に385点、y方向に432点である。

Fig.1の左側は流入境界、右側は流出境界、上下の境界は反射境界とした。凹部流れ方向長さを代表長さとして、 $Re = 1.0 \times 10^5$  の流れ場を数値計算により求めた。

## 3. 定常的な流れ現象 (NS方程式解)

ここでは、離脱衝撃波の位置がほぼ一定となったときを定常的な流れ場と呼ぶ。

### 3.1 流入マッハ数の効果

流入条件として一様流マッハ数を1.5~4.0まで与えた。Fig.2に圧力分布を示す。図中の白線はマッハ数1の等高線である。図から分かるように凹型物体の周りには離脱した弓型衝撃波が存在し、物体前方では衝撃波は垂直に近い形（以後これを垂直衝撃波と呼ぶ）となっている。また、マッハ数が高くなるほど垂直衝撃波の部分が狭くなり衝撃波位置も物体に近くなる。定常的な流れにおいて、



凹状物体背後の亜音速領域が周期的に振動する非定常現象が観察された。

Fig.3にマッハ数1.5の場合と4.0の場合の凹状物体縁部近傍における瞬間流線図を示す。マッハ数が高いほど、流れが物体近傍に沿うことがわかる。

### 3.2 離脱衝撃波面上から放出される渦

マッハ数1.5～4.0までの計算を行った結果、マッハ数を高くすると離脱衝撃波面から定常的に渦が放出される現象がみられた。渦は凹型物体外部に流れていく。

一例として、マッハ数2.0のときの圧力分布、密度分布、渦度、瞬間流線をFig.4に示す。この渦は本研究ではマッハ数2.0以上で観察され、渦が生じる原因としては、凹型物体周囲の流れ場の非定常性に対応して衝撃波の形が変化することが考えられる。瞬間流線を比べると凹状物体内部からのあふれは時間的にわずかに変動している。それによって、衝撃波の形が時間的にわずかに変化しその際渦が放出されていると考えられる。凹型物体からのあふれかたの変化は下流にも影響を及ぼし、凹状物体背後の亜音速領域の振動を引き起こすと考えられる。

### 3.3 揚力変化

定常的な流れ場における凹型物体の揚力の時間変化をFig.5に、FFT解析した結果をFig.6に示す。縦軸は揚力のパワースペクトルであり、横軸における $s'$ は単位無次元時間を表す。マッハ数が高くなると低周波で乱雑性が増している。また高周波に鋭いピークがたっている。これは文献<sup>[1]</sup>の定常状態とされる結果とほぼ傾向は一致する。3.1節の亜音速領域の振動数と高周波成分のピーク振動数がほぼ同じ値を示したので、高周波の振動はあふれによる振動であると考えられる。

### 3.4 Euler方程式解とNS方程式解の比較

本研究では、比較のためにEuler方程式解も同時に求めた。一例としてFig.7に圧力分布、密度分布、渦度分布を示す。NS方程式解と比べるとEuler方程式解のほうが、衝撃波位置は物体に近くなる。Fig.8に凹型物体の縁部を拡大した瞬間流線を示す。Euler方程式解のほうが流れは物体近くを通過する。この影響もあり凹型物体後部の亜音速領域はEuler方程式解のほうが短い。また、3.2節で紹介した渦はEuler方程式解のほうが明瞭に見られる。これは、NS方程式解では微弱な渦が生じて粘性的なため散逸するためであろう。これらが粘性項を省略した主な影響である。しかし、Euler方程式解も大まかな流れの特徴は捉えている。したがって、凹型物体周りの流れのおおまかな特徴を調べるためにはEuler方程式でもよいと言えよう。

## 4. 過渡的な流れ現象

次に過渡的な非定常現象について考察する。3.1節で与えた条件では、際立った非定常現象は生じなかった。そこで擾乱的要素を与えるために、流入マッハ数2.0における数値解がほぼ定常になった後、マッハ数の値を0.2大きくした。すると凹型物体内部からの反射とみられる圧力波が生じた後、Fig.9に示すように定常的に渦が放出されていた離脱衝撃波の部分(Fig.4参照)とは別の部位から渦放出がみられた(Fig.9 (a))。さらにその渦が凹型縁部近傍場と干渉(Fig.9 (b)(c))して圧力波が生じた(Fig.9の(d))。図の無次元時間は(a)の状態を0とした。Euler方程式解とNS方程式解で同様の現象がみられたが、このような現象がより顕著に現れるEuler方程式解を図示した。

図の圧力波が生じた後、その圧力波が上流側に伝播して前方の離脱衝撃波と干渉し再び渦が放出される。揚力変動はこのとき顕著になる。このフィードバック現象は渦が凹型物体縁部に一つも到達しなくなるまで繰り返される。その後再び、離脱衝撃波からの定常的な渦放出(3.2節参照)へと移行する。

さて、離脱衝撃波の非対称な振動が起こるとすれば、このフィードバック現象がその1要因と考えられる。つまり、上流側へ伝播する圧力波と離脱衝撃波の干渉により渦が放出されるとき、衝撃波の変形が生じるであろう。さらに、流入マッハ数が高いほど非対称現象が生じやすいこと<sup>[1]</sup>に関しては、弓型衝撃波の中央部の垂直衝撃波部分が短くなり定常的な渦が中央近くから放出されるため、および衝撃波面と物体の距離も近くなるため、凹型物体縁部に渦が到達しやすくなると考えられる。

## 5. まとめ

超音速流中に置かれた凹型物体まわりの流れの数値計算を、NS方程式とEuler方程式に対してWENOスキームにより行い、以下の結論を得た。

- 1) あふれ方の変動の影響により、離脱衝撃波からの渦放出と背後の亜音速領域の周期的な振動が定常的に生じる。
- 2) 擾乱を与えると、渦の凹型物体縁部近傍場での干渉から生じる圧力波が上流側へと伝播し、前方の離脱衝撃波と干渉し再び渦が放出されるというフィードバック現象が生じる。この過渡的な現象は、渦が凹型縁部に到達しなくなるまで続く。
- 3) 凹型物体周りの流れのおおまかな特徴はEuler方程式でも捉えることができる。

なお、2)の現象は、離脱衝撃波の非対称性が誘起される原因になり得ることを示唆する。

6. 参考文献

[1] 平木 講儒, “ 超音速領域における半球殻の空力特性に関する実験的研究 ”, 東京大学修士論文, 1992

[2] Chi-Wang Shu, “ Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes for Hyperbolic Conservation Laws”, ICASE Report No. 97-65, 1997

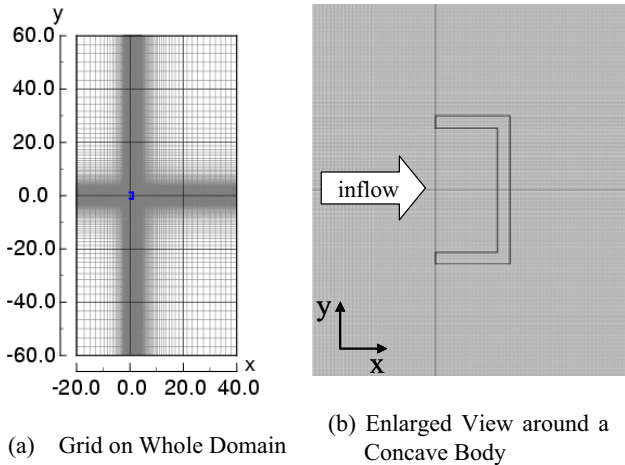


Figure 1. Computational Domain

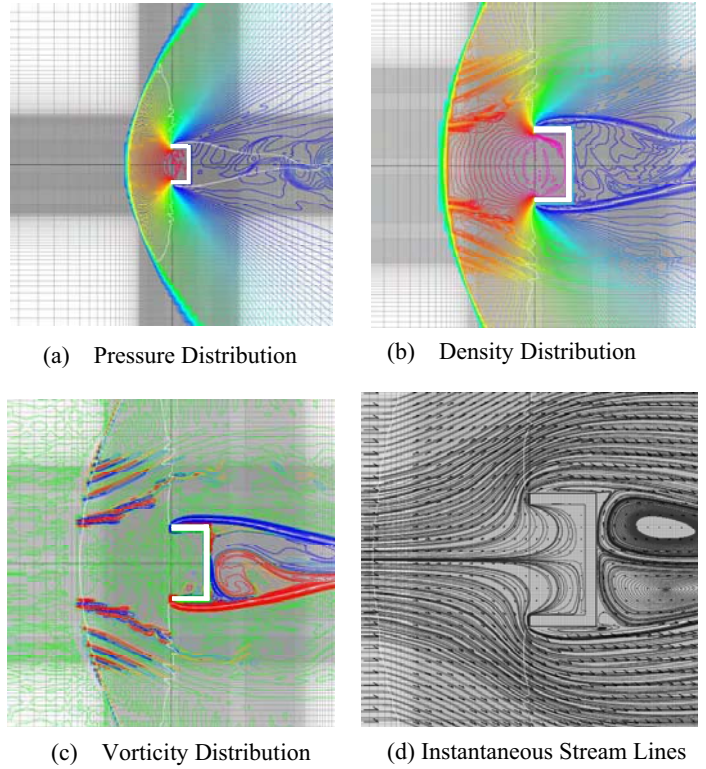


Figure 4. Flow Characteristics around a Concave Body in  $M_\infty = 2.0$  (Navier-Stokes Eqs.)

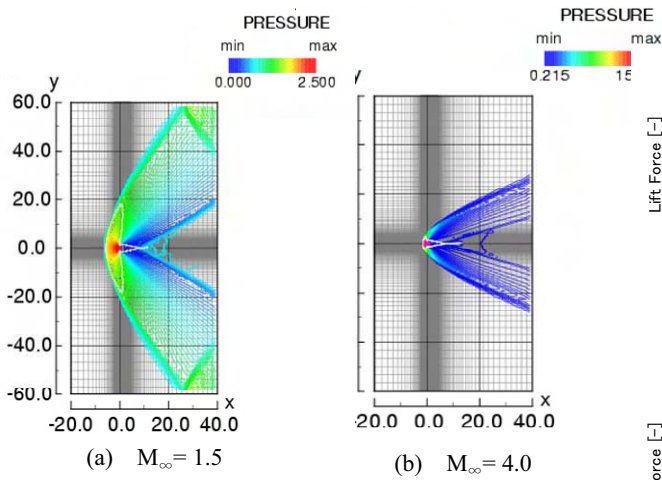


Figure 2. Pressure Distribution (Navier-Stokes Eqs.)

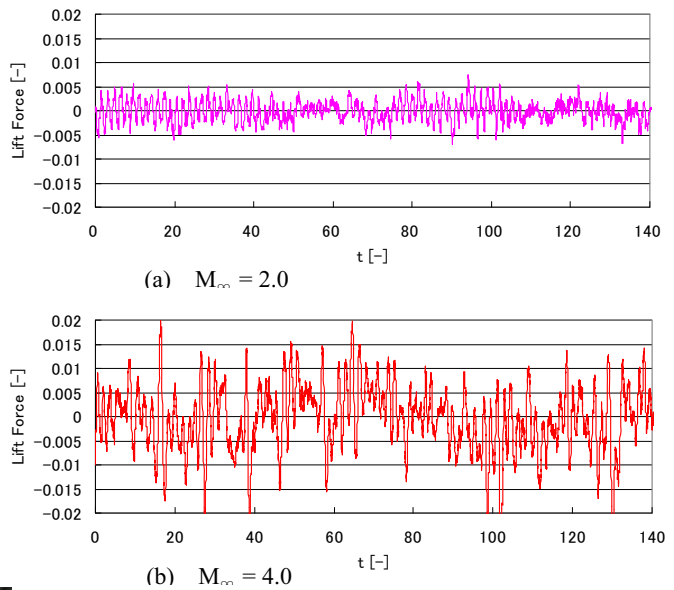


Figure 5. Lift Force

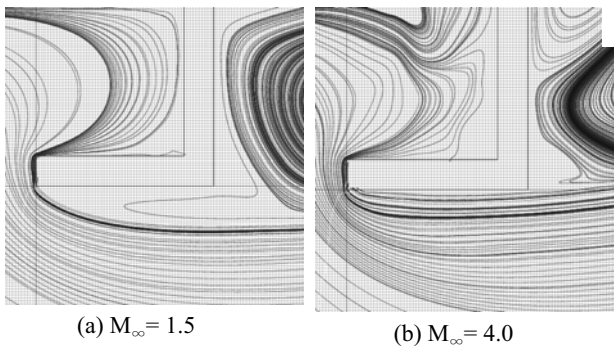


Figure 3. Instantaneous Stream Lines near Marginal Region (Navier-Stokes Eqs.)

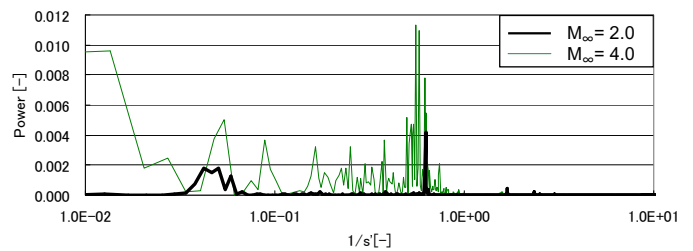


Figure 6. FFT Analysis of Lift Force

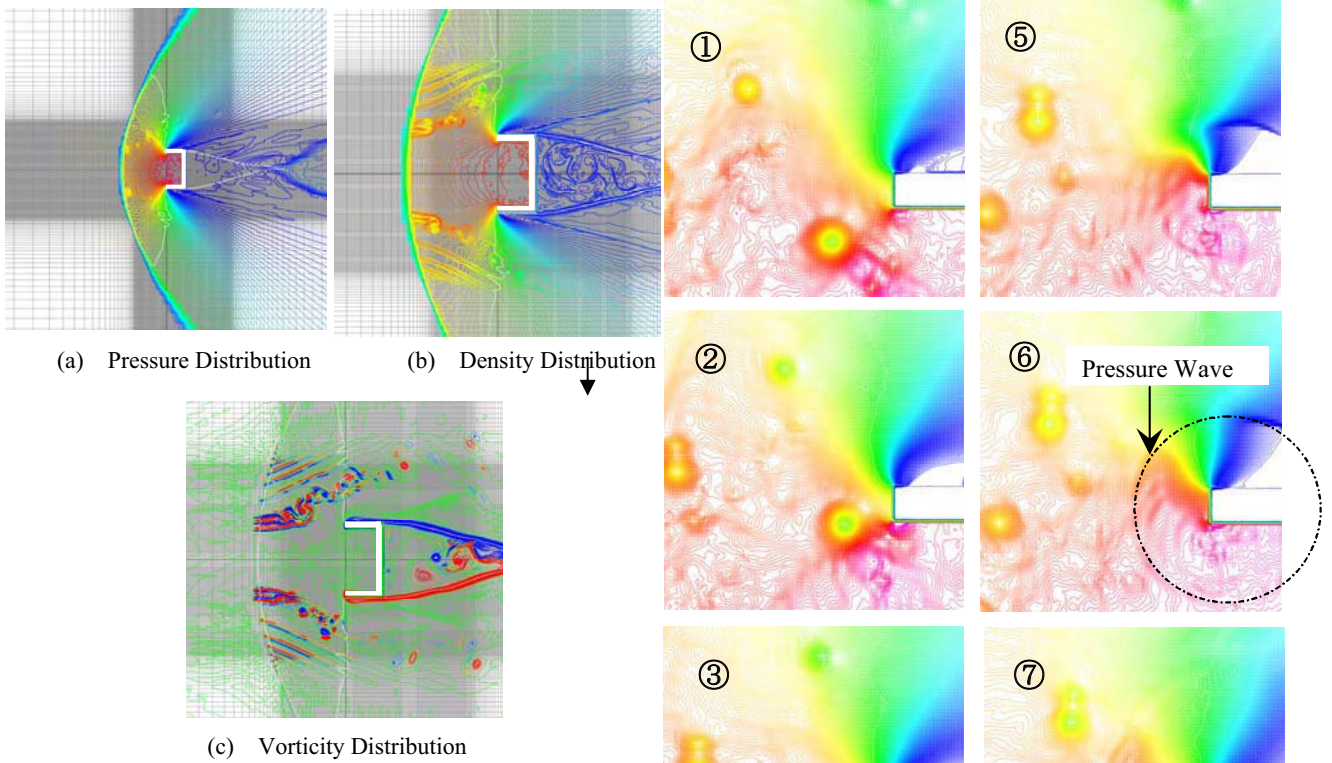


Figure 7. Flow Characteristics around a Concave Body in  $M_\infty = 2.0$  (Euler Eqs.)

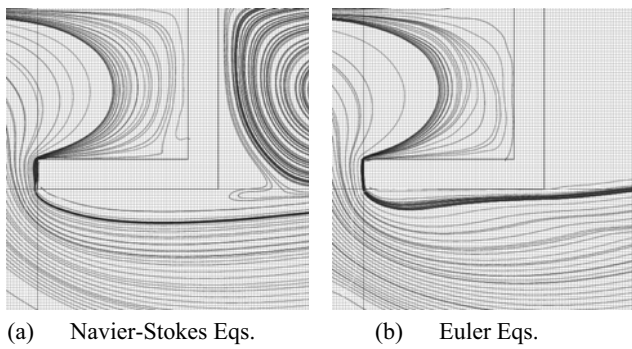


Figure 8. Comparison of Instantaneous Stream Lines ( $M_\infty=2.0$ )

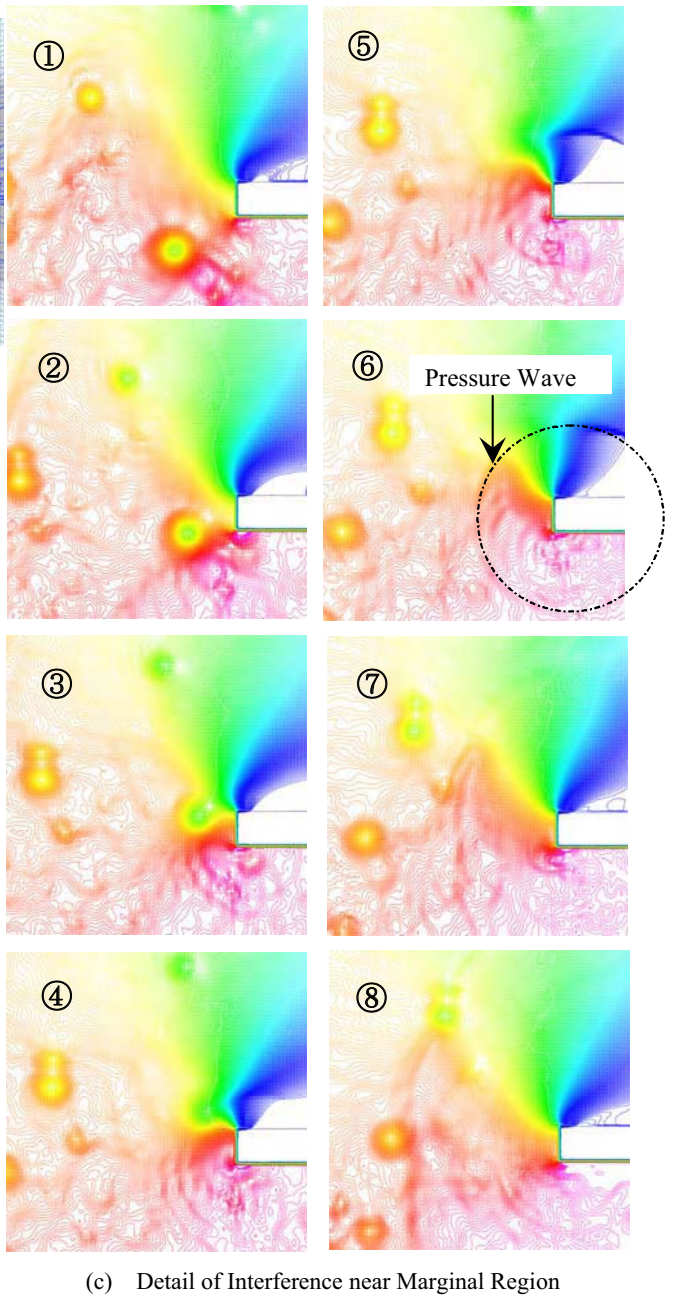


Figure 9. Feedback Phenomena by Vortex Shedding and Pressure waves (Euler Eqs.)

## 2B7 軌道上におけるリアクションホイール用玉軸受の 保持器挙動の数値シミュレーション

○間庭和聡, 野木高, 小原新吾 (宇宙航空研究開発機構)

Numerical Simulation of Retainer Behavior for Ball Bearing used in Reaction Wheel on Orbit  
Kazuaki Maniwa, Takashi Nogi and Shingo Obara (Japan Aerospace Exploration Agency)

### Abstract

A three-dimensional dynamic simulation of a ball bearing was performed to examine the effect of gravity on retainer behavior taking account of the oil film and the roughness of retainer surface. The frictional torque and the retainer motion were calculated for both gravity conditions on orbit (0 G) and on the ground (1 G). The calculation results show that an increase in the amount of oil causes high friction forces to the retainer surface, lead to the unstable motion of the retainer. Comparing the retainer behaviors on orbit and on the ground, the retainer moves the most severely when the bearing operated in horizontal shaft attitude on the ground.

### 1. はじめに

人工衛星の姿勢制御用機器であるリアクションホイールでは、回転体を支持するためにFig.1に示す油潤滑玉軸受が使用されている<sup>(1)</sup>。このホイール用軸受は、 $0 \sim \pm 6000$  rpmの比較的高速での作動において極めて低い摩擦トルクと擾乱（軸受が発生する振動）特性が要求される。このような厳しい要求を満足させるためには、軸受回転中に保持器の不安定現象（リテーナインスタビリティ、以下RI）が発生しないように、保持器寸法や油量を適切に設定する必要がある。

小原らは、軸受の動特性解析により重力が保持器挙動に与える影響を調べており、無重力環境（0 G）よりもFig.2 (b)に示す地上（1 G）で水平軸の場合の方がRIは発生しやすいことを示している<sup>(2)</sup>。しかし、小原らのモデルでは保持器接触部（保持器/軌道輪案内面、保持器/玉）の油膜は考慮されておらず、軸受内部の油量の影響については議論されていない。無重力である軌道上における軸受保持器の挙動を正確に予測するためには、保持器接触部の油膜を考慮した軸受動特性シミュレーションを行う必要がある。

そこで本研究では、保持器接触部における油膜と表面粗さを考慮した既報の軸受動特性シミュレーションモデル<sup>(3)</sup>を用いて、保持器挙動に与える重力と油量の影響を調べた。

### 2. シミュレーション方法

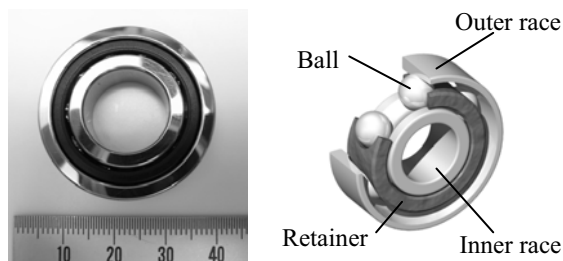
本研究では既報のシミュレーション方法<sup>(3)</sup>を用いた。すなわち、内輪回転、外輪固定とし、玉と保持器の6自由度の運動方程式を数値積分により解いた。玉と内輪および玉と外輪の間の接触力は、Hertzの式により計算した。また、潤滑油のトラクション、転がり抵抗を考慮した。保持器接触部については油膜と表面粗さの影響を考慮するために、以下の混合潤滑モデルを仮定した。

$$\text{荷重: } w = w_f + w_a \quad (1)$$

$$\text{摩擦力: } f = f_f + f_a \quad (2)$$

すなわち、保持器接触部における荷重 $w$ は、油膜による支持力 $w_f$ と粗さ突起支持力 $w_a$ の和とした。摩擦力についても同様に、油膜の粘性せん断による摩擦 $f_f$ と粗さ突起支持部の摩擦 $f_a$ の和とした。

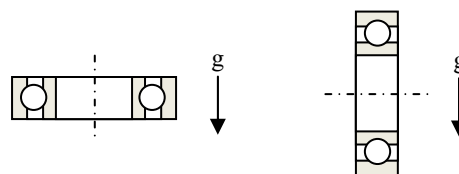
油膜による支持力は、流体潤滑理論の基礎式であ



(a) Photograph

(b) Model

Fig.1 Ball bearing



(a) Vertical shaft

(b) Horizontal shaft

Fig.2 Bearing attitudes in 1 G (on the ground)

るレイノルズ方程式を数値的に解き、保持器／軌道輪、保持器／玉の各接触部について以下に示すような荷重と潤滑条件の関係を表す近似式を求めた。

保持器／軌道輪：

$$w_f = \frac{\eta u l^3 \{1 - (h_0 + 0.43l \tan \alpha) / h_i\} \kappa}{4h_0^{0.74} (h_0 + l \tan \alpha)^{1.26}}, \quad \tan \alpha < \frac{h_i - h_0}{l} \quad (3)$$

$$w_f = \frac{\eta u (h_i - h_0)^3 \{0.57(1 - h_0/h_i)\} \kappa}{4h_0^{0.74} h_i^{1.26} (\tan \alpha)^3}, \quad \tan \alpha > \frac{h_i - h_0}{l} \quad (4)$$

保持器／玉：

$$w_f = 6\pi\eta u \sqrt{\frac{2R_x^2 R_y}{h_0}} \frac{\{1 - (h_0/h_i)^{0.58}\}^{2.6} \kappa}{3 + 2R_x/R_y} \quad (5)$$

ここで、 $\eta$ は潤滑油の粘度、 $u$ は接触部のすべり速度、 $h_0$ はすきま、 $h_i$ は入口油膜厚さ、 $l$ 、 $\alpha$ はFig.3に示すように、それぞれ保持器が軌道輪と接触する部分の幅、保持器の傾き角である。保持器／玉接触における $R_x$ 、 $R_y$ は、それぞれ玉とポケットの転がり方向の等価半径、転がり方向と直交する方向の等価半径である。また、 $\kappa$ は保持器表面の粗さ突起の影響を表す係数であり、保持器表面粗さ $\sigma$  (Rq) を用いて以下のように表される。

$$\kappa = 1 - \exp\{-3(h_0/\sigma)^{0.88}\} \quad (6)$$

さらに、保持器表面の粗さ突起が支持する荷重 $w_a$ は、接触圧力 $p_a$ を積分して求めた。

$$p_a = 4.41 \times 10^{-5} KE'(4 - h/\sigma)^{6.8} \quad (7)$$

ここで、 $K$ は定数で保持器／軌道輪接触の場合は0.0003、保持器／玉接触の場合は0.003である。また、 $E'$ は等価弾性定数である。

油膜の粘性せん断による摩擦 $f_f$ は、せん断応力

$$\tau = \eta u / h \quad (8)$$

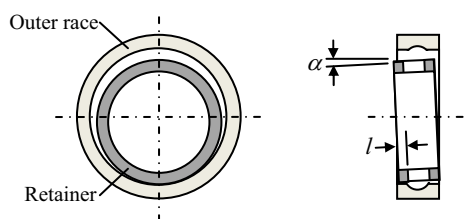


Fig.3 Geometric parameters in the retainer-outer race contact

Table 1 Simulation conditions

Rotational speed of inner race	6000 [rpm]
Viscosity of oil	0.096 [Pa·s]
Oil film thickness on retainer surface	1, 5, 10 [ $\mu$ m]
Coefficient of friction in asperity contact region	0.1
Surface roughness of retainer	Guiding land: 2.9 [ $\mu$ m] Pocket: 5.4 [ $\mu$ m]
Bearing attitude	Vertical shaft Horizontal shaft
Simulation time	2 [s] 0-1 [s]: in 1 G 1-2 [s]: in 0 G

をすきまが入口油膜厚さを超えない領域で積分して求めた。また、粗さ突起支持部の摩擦 $f_a$ は、粗さ突起支持力 $w_a$ に摩擦係数を乗じて求めた。

シミュレーション条件をTable 1に示す。対象としたのは内径15 mm、外径32 mm、幅9 mmで、保持器を外輪で案内する形式のアンギュラ玉軸受である。保持器は綿ベースフェノール樹脂製で、Table 1に示すように比較的大きな表面粗さとなっている。計算パラメータは保持器表面の油膜厚さ（油量に相当する）、軸受姿勢である。シミュレーション時間は2 sとし、0～1 sでは1 Gの計算を行い、1～2 sでは0 Gでの計算結果を初期条件として0 Gの計算を行った。

### 3. シミュレーション結果

Figures 4, 5に摩擦トルク、案内すきま内の保持器中心軌跡の計算結果を示す。Figure 5では1 G (0～1 s) と0 G (1～2 s) の計算結果を分けて示している。また、図中の円は保持器が運動できる範囲を示している。

Figure 4 (a), (b) に示すように、油膜厚さ1  $\mu$ m では軸受姿勢、重力の有無に関係なく摩擦トルクは低く安定している。同図 (c), (d) の油膜厚さ5  $\mu$ m の場合には、1 G、水平軸においてトルク上昇が見られる。さらに油膜厚さ10  $\mu$ m の場合には、軸受姿勢、重力の有無に関係なくトルク上昇が発生している。また、垂直軸よりも水平軸の方がトルク上昇は頻繁に生じていることが分かる。

続いて保持器挙動について見ていく。Figure 5(a), (b) の油膜厚さ1  $\mu$ m の場合、垂直軸では1 G、0 Gともに保持器は安定なホワール運動を行っているが、1 G、水平軸では保持器は重力に従い落下している。同図 (c), (d) の油膜厚さ5  $\mu$ m の場合、垂直軸では油膜厚さ1  $\mu$ m の場合とほぼ同様の結果となった。一方、水平軸では1 GにおいてRIが発生しており、これに伴い0 Gでの保持器運動は比較的激しくなってい

る。さらに油膜厚さ $10\ \mu\text{m}$ の場合には、軸受姿勢、重力の有無に関係なく保持器は案内すきま内を激しく運動しており、RIが発生していることが分かる。

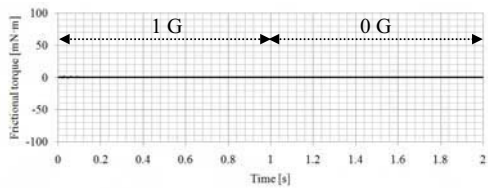
Figure 6は、各計算条件における保持器並進速度の標準偏差と平均の比<sup>(4)</sup>（本報ではretainer instability indexと呼ぶ）を円の大きさに示した図である。Retainer instability indexは保持器の速度変動が大きいほど値が大きくなり、保持器の不安定さを表す指標と言える。なお、0 Gにおいて、垂直軸と水平軸で円の大きさに差が生じているが、これは初期条件の違

いによるものである。Figure 6より、重力条件については1 G、水平軸、油膜厚さについては大きい方が保持器は不安定になることが分かる。

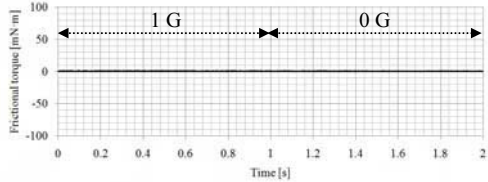
#### 4. 考察

油量と重力が保持器挙動に与える影響について考察していく。

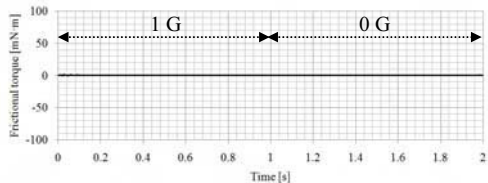
Figure 5の結果より、油量が増加するほど保持器挙動は不安定になりやすいことが分かった。これは油量の増加により油膜の粘性せん断力、すなわち摩擦



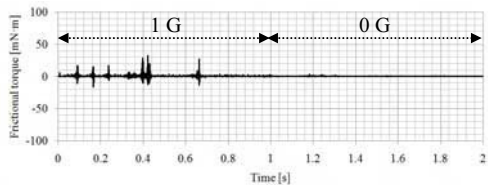
(a) Vertical shaft, oil film thickness  $1\ \mu\text{m}$



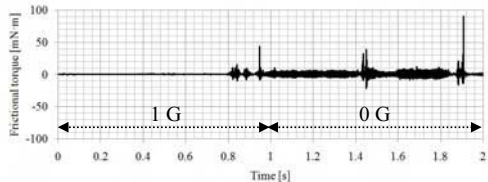
(b) Horizontal shaft, oil film thickness  $1\ \mu\text{m}$



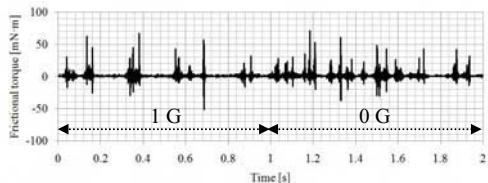
(c) Vertical shaft, oil film thickness  $5\ \mu\text{m}$



(d) Horizontal shaft, oil film thickness  $5\ \mu\text{m}$

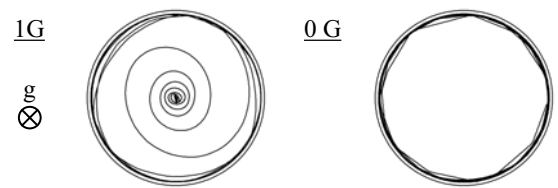


(e) Vertical shaft, oil film thickness  $10\ \mu\text{m}$

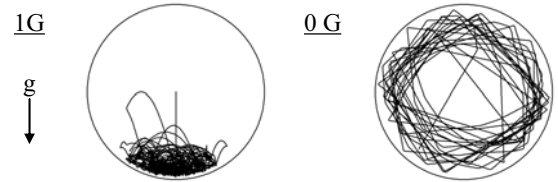


(f) Horizontal shaft, oil film thickness  $10\ \mu\text{m}$

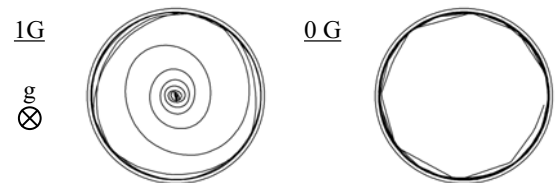
Fig.4 Change in frictional torque



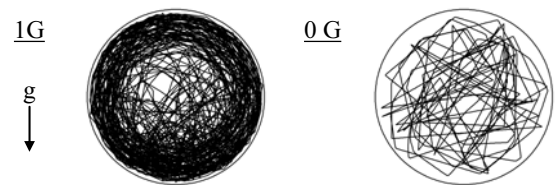
(a) Vertical shaft, oil film thickness  $1\ \mu\text{m}$



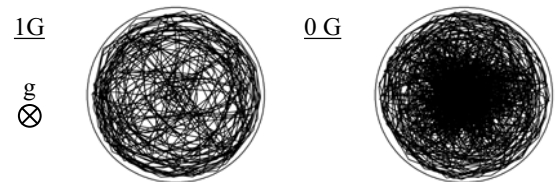
(b) Horizontal shaft, oil film thickness  $1\ \mu\text{m}$



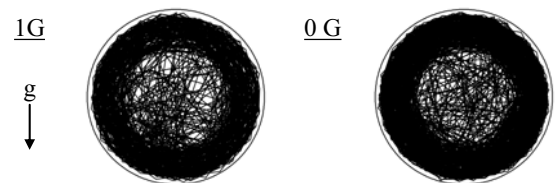
(c) Vertical shaft, oil film thickness  $5\ \mu\text{m}$



(d) Horizontal shaft, oil film thickness  $5\ \mu\text{m}$



(e) Vertical shaft, oil film thickness  $10\ \mu\text{m}$



(f) Horizontal shaft, oil film thickness  $10\ \mu\text{m}$

Fig.5 Retainer center loci

Size of circle: (standard deviation of retainer translational velocity) / (mean velocity)

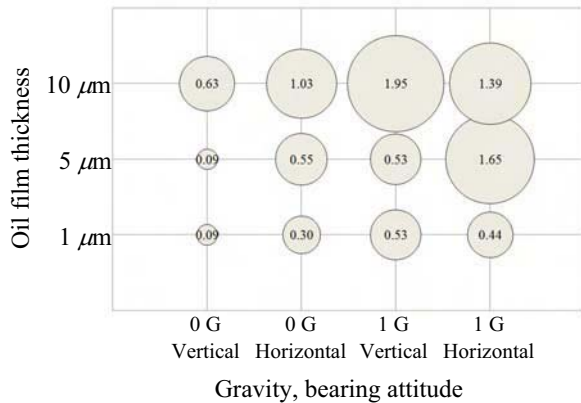


Fig.6 Retainer instability index

力が増加し、保持器が玉、外輪に接触した際に大きなエネルギーを受け取り保持器／玉、保持器／外輪の頻繁な衝突が生じるためと考えられる。Figure 4(e), (f)の摩擦トルクの上昇は、RI発生中の保持器が玉、外輪と激しく衝突するために生じたものと考えられる。

重力の影響については、1 G、水平軸で最も保持器は不安定になりやすいことが分かった。これは1 G、水平軸の場合、重力により保持器は案内すきま内で常に落下と衝突を繰り返すため、遠心力によりホワール運動を行う垂直軸と比較してエネルギーを受け取りやすく不安定になるものと思われる。無重力状態の保持器挙動については、油量、初期条件に依存するが、保持器がエネルギーを受け取りやすい1 G、水平軸と比較して安定になると考えられる。本解析では、1 G、垂直軸で保持器挙動は安定、水平軸で不安定になりやすい結果となったが、この傾向は小原らの解析結果<sup>2)</sup>と一致する。

## 5. 結論

玉軸受の動特性シミュレーションを行い、重力および油量が保持器挙動に与える影響を調べた。得られた結論は以下の通りである。

- (1) 重力条件 (0 Gまたは1 G) に関係なく、保持器表面の油量が多いほど保持器／玉、保持器／軌道輪の各接触部に働く摩擦力が大きくなり、保持器は不安定になりやすい。
- (2) 軌道上 (0 G) と地上 (1 G) における保持器挙動を比較すると、1 G、水平軸において保持器は重力の作用により案内すきま内で落下と衝突を繰り返すため、最も不安定になりやすい。一方、1 G、垂直軸では保持器は遠心力の作用によりホワール運動を起こしや

すく、最も安定な挙動を示す。

## 参考文献

- 1) 井澤 他, 次世代高性能フライホイールの研究開発, 第50回宇宙科学技術連合講演会 (2006) 313-316.
- 2) Shingo Obara and Makoto Sato, Numerical Investigation of Influence of Gravity on the Performance of Ball Bearings Assembled in a Space Device, Proc. 2nd World Tribology Congress (2001).
- 3) Takashi Nogi et al., Dynamic Analysis of Minimally Lubricated Ball Bearings for Space Applications, Proc. STLE/ASME International Joint Tribology Conference (2008).
- 4) Niranjana Ghaisas et al., Cage Instabilities in Cylindrical Roller Bearings, ASME J. Tribol., 126 (2004) 681.

# 2C1 FDTD法による湾曲板の音響透過解析

○村上桂一, 青山剛史 (宇宙航空研究開発機構)

Sound Transmission Analysis of Curved Plate Using the FDTD Method  
Keiichi Murakami and Takashi Aoyama (JAXA)

Key Words: Numerical Analysis, Wave

## Abstract

This paper provides the results of a numerical analysis on sound transmission loss of a curved aluminum plate. The finite difference time domain (FDTD) method is used in this study because it simultaneously solves both sound wave propagation in fluid and elastic wave propagation in solid. The curved plate in Cartesian coordinate is modeled by steps which is small enough for the wave length of incident sound wave. From the results of sound transmission calculations, it can be seen that the transmitted waves from the curved plate are generated by lateral and bending waves in solid.

### 1. はじめに

我が国では、ロケット打上げ時の音響測定データや実験による測定データが欧米に比べて少ない現状のなか、日本の射場やロケット形態にも適用可能な搭載衛星の音響振動に関する予測方法を確立することが重要である。そこで、JAXAでは、ロケットペイロードの流体・音響・振動連成解析に関する研究を推進している。将来的には搭載衛星の音響試験を仮想的に行うことができ、得られた結果から音響振動の低減策を提案できることを究極の研究目標として定め、それに必要な要素技術の確立を目指している。具体的には、ロケットペイロードの音響振動に関する解析を以下の4項目に分けて考えている。

1. 音源解析: プルームに起因する音源の解析
2. 伝播解析: 反射や回折を含む音響伝播の解析
3. 透過解析: フェアリングを透過する音波の解析
4. 振動解析: フェアリング内に伝わった音波によるペイロードの音響加振の解析

本稿では、これらの要素技術研究のうち、項目3. 透過解析の研究に関して、これまでに作製してきた流体・固体弾性波伝播解析コードを用いて湾曲板の透過解析を行った結果を報告する。解析手法には、電磁波伝播解析の分野で発展してきたFDTD法<sup>[1]</sup>を用いた。FDTD法は、近年、流体・固体内弾性波伝播解析手法として、音響解析の分野でも脚光を浴びており、本研究でも、応力と粒子速度を変数とするFDTD法に着目した。

### 2. 流体・固体内を伝播する弾性波の支配方程式<sup>[1]</sup>

流体中を伝わる弾性波(音波)の支配方程式として、連続の式と運動方程式を考える。これら非線形な流体の支配方程式を、変数変化が小さいと仮定し

て線形近似することによって、3次元直交座標系の場合、下記の音波の支配方程式が得られる。

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\kappa \mathbf{grad} \cdot \mathbf{u}_f \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_f}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_f} \mathbf{grad} p \quad (2)$$

ここで、 $p$ は圧力の増分、 $\mathbf{u}_f$ は音波による流体粒子の速度変動、 $t$ は時間を表している。 $\kappa$ は流体の体積弾性率を、 $\rho_f$ は流体密度を表しており、これらは、圧力変化や体積変化が微小であることから一定と仮定している。

一方、固体内の弾性波の支配方程式は、ひずみテンソル $S_{ij}$ と応力テンソル $T_{ij}$ との関係を表すフックの法則、及び、運動方程式である。ひずみテンソルも応力テンソルも、対角要素を中心として対称であるため、3次元応力テンソルの独立な要素は6成分となり、これらの成分を持つベクトル $\mathbf{S}, \mathbf{T}$ を用いたフックの法則は $\mathbf{T} = [\mathbf{c}]\mathbf{S}$ となる。ここで、 $[\mathbf{c}]$ はステイフネステンソルであり、その成分は、 $c_{ij} = c_{ji}$ の関係を持つ。フックの法則の両辺を時間微分した式、及び、運動方程式は、次式のように表される。

$$\frac{\partial(-\mathbf{T})}{\partial t} = -[\mathbf{c}][S_u] \mathbf{u}_s \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_s} [S_T](-\mathbf{T}) \quad (4)$$

ここで、フックの法則の式の形を流体の支配方程式(1)に合わせるため、応力ベクトル $\mathbf{T}$ に負号を付け、両辺を時間微分し、固体粒子の速度 $\mathbf{u}_s$ を変数として式を整理した。 $\rho_s$ は固体密度を表しており、式(3)、(4)に現れる $[S_u]$ と $[S_T]$ は、空間一階微分の微係数からなる演算子を表す。

流体、固体の支配方程式とも、応力の時間微分が粒子速度の空間一階微分で、粒子速度の時間微分が



応力の空間一階微分で記述されている。FDTD法は、式(1)から(4)の支配方程式に、スタッガードメッシュを用いた蛙飛び差分法を適用したものであり、流体、固体とも、同様のスキームで解析できる。

### 3. 湾曲板の音響透過解析

#### 3. 1 湾曲板の解析モデル

図1に示されるように、周期境界条件を課してモデル化した波板に、平面音波が入射する場合をシミュレートする。図1上段の図のように下側から入射した平面音波は、中段の図のようにくぼんだ部分で送れて反射し、下段の図のような反射波が形成される。本解析では、湾曲部分を階段状の格子で近似した。階段状格子を用いた理由は、FDTD法の計算コストを増大させない為である。解析対象によっては、一般座標系を導入したほうが少ない計算コストで精度良く解析できる場合もある<sup>[2]</sup>が、一般的に、解析対象の音波の波長より十分小さい段差での階段近似であれば、反射、透過などが模擬できる。厚さ数ミリの薄い板の音響透過解析を行うような場合、板厚のなかに少なくとも4セル以上配置する場合は、格子間隔が100ミクロンのオーダーとなるので、100kHzの音波でも十分に捉えることが出来る。従って、薄い板の内部まで格子を配置して解析する場合は、一般座標系を導入しても計算コストが増大するだけである。しかし、板内部と周囲の流体とで異なる格子間隔を用いて計算できれば、計算コストの削減が可能なので、そのような解析手法の開発を今後の課題としたい。

#### 3. 2 計算結果

透過波の特性が比較的顕著に現れる条件として、空気中に置かれた板厚40mmのアルミ板に、周波数21.4kHzの正弦波1波長分の入射パルス音波に対する透過音波の計算結果を図2に示す。図2のカラーマップは空気中の音圧を表しているが、透過音波にレンジを合わせているために、入射側はオーバーレンジになっている。また、湾曲板部分の矢印は固体粒子速度ベクトルを表している。このベクトル表示から、湾曲板中をせん断波や曲げ波が伝播し、それらが平板の音響透過解析では見られなかった湾曲板の透過音波の特性に寄与していることが分かる。

#### 4. まとめ

FDTD法を用いて、直行格子で階段状近似した湾曲板の音響透過解析を行った。その結果、平板の音響透過解析では見られなかったせん断波や曲げ波による板の振動が生じさせる透過音波の特性がシミュレートできた。

今後の課題として、基礎的な湾曲板の音響透過実験の測定結果との比較・検討や、実際のフェアリング形状への適用などが挙げられる。

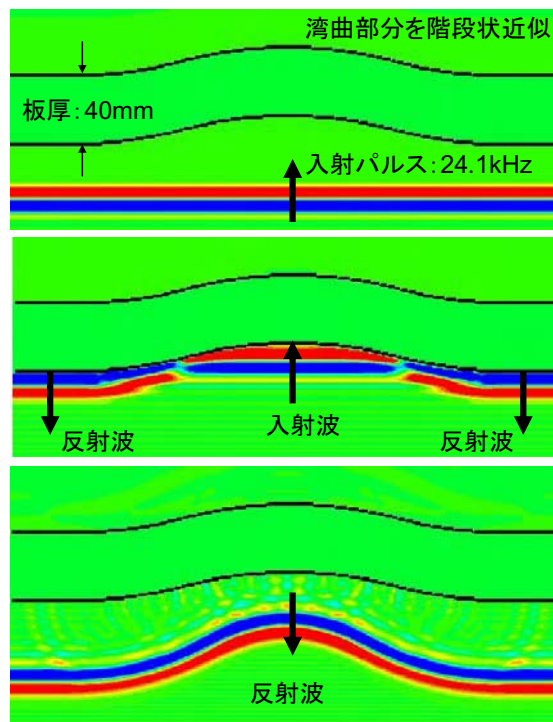


図1. 入射パルスの湾曲部での反射の様子

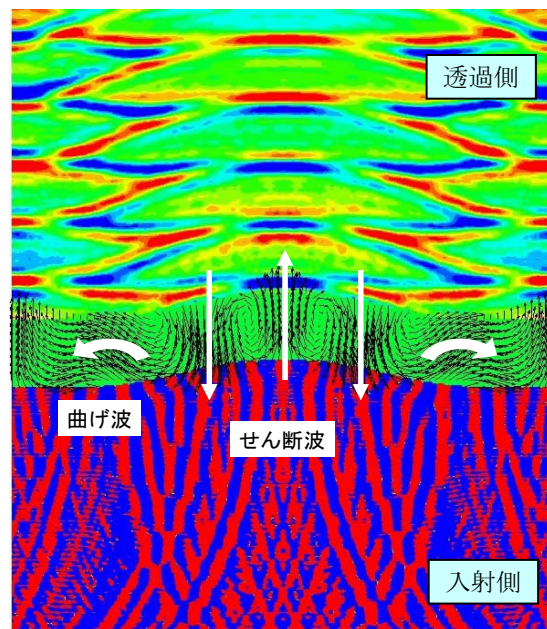


図2. 湾曲板の透過音波の音圧分布

#### 参考文献

- [1] 佐藤正弘：FDTD法による弾性振動・波動の解析入門，森北出版，2003.
- [2] 大嶋拓也，反変速度－圧力交互時間進行による一般曲線座標系FDTD音場解析手法，日本建築学会環境系論文集，第599号，pp.9-15，2006.1.

## 2C2 複合的構造を有する材料の平面音波透過特性に関する基礎実験

○森浩一, 村橋慶紀, 中村佳朗 (名古屋大学)  
高橋 孝, 村上桂一, 橋本敦, 青山剛史 (JAXA)

Basic experiments on the acoustic transmission characteristics of composite materials

Koichi Mori, Yoshiki Murahashi, Yoshiaki Nakamura (Nagoya University)

Takashi Takahashi, Keiichi Murakami, Atsushi Hashimoto, and Takeshi Aoyama

Key Words : Acoustics, Composite material

### Abstract

The acoustic transmission loss of composite materials is measured experimentally using a novel technique, so-called anechoic-anechoic method. A preliminary experiment revealed that the acoustic transmission through the composite materials depends on the direction of the laminated carbon fibers.

### 1. はじめに

ロケット打ち上げ時に発生する轟音により、ロケットフェアリング内の人工衛星が音響加振される問題のように、精密な音響場の数値予測とこれに基づく対策法の確立手法は、幅広い応用可能性がある。高精度数値予測のためには、検証用の実験データが必要だが、検証に使える実験結果が多くない現状がある。材料の音響透過損失の測定データはJIS A 1416またはISO 140-1, 140-3等の工業規格に準じる残響室法が一般的である。<sup>9)</sup> 残響室法による音響透過試験では、音波がランダムに入射するため、音響透過特性に対する物理的な解釈が難しい。また、これらの試験方法では試験材料の寸法は近似的に無限大とみなせる。つまり、試験板の形状、サイズ、支持条件に関係なく質量則を用いて音響透過損失の良い近似を得ることができる。しかし、実際の遮音対策では材料の寸法はこれよりも小さいことが多く、音波と試験板の固有振動との共振が発生するため、音響透過損失は、試験板の形状、サイズ、支持条件に依存する。

また、観測ロケットS-520などのフェアリング外壁には炭素繊維強化プラスチック(CFRP)が用いられている。フェアリング外壁での音響透過量を予測する数値解析コードには、CFRPの構造のモデル化が必要である。CFRPには異方性があり、樹脂に炭素繊維を含浸させた不均質な内部構造を持っているため、モデル化が適切であるか検証する必要がある。そこで本研究では、数値解析コードの検証実験として、CFRP板に平面音波を入射させ、CFRP板が共振を引き起こす周波数範囲における音響透過特性について実験的に調べた。

### 2. 実験装置及び実験条件

本実験は、2つの無響室を用いて行った。音源側無響室Aは、外寸2200mm×1400mm、内寸1640mm×700mmである。受信側無響室Bは、外寸1100mm×1400mm、内寸

750mm×700mmである。第1図に実験装置の概略図を示す。スピーカー (Brüel & Kjaer Omnisource Loudspeaker 4295) は点音源とみなせる。放射された音波は球面波として伝播するが、壁面に取り付けられたグラスウールによって吸収され、反射のない自由音場空間が設計されている<sup>8)</sup>。入射音は、1/4インチマイクロホン (Type 4938, Brüel & Kjaer) を用い、透過音は、インテンシティプローブ (Type4197, Brüel & Kjaer) を用いて同時に測定した。

CFRP板は、縦横200mm×200mm、厚さ1.6mmである。厚さ0.2mmのUDプリプレグを8枚積層したものを、積層コードは $[0^\circ/45^\circ/-45^\circ/90^\circ]_8$ とした。この積層構成は実用上広く用いられている。試験板は2枚の鉄製の治具で両側から挟んで固定した。この鉄製の治具は、音源室側の鉄板が厚さ10mm、受信室側が厚さ20mm、外側の辺が一辺400mmの正方形で中央を正方形(一辺200mm)にくり抜いた「口」型である。

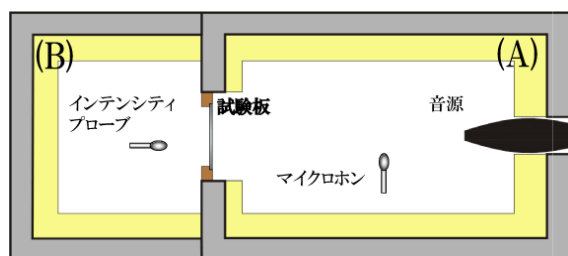
音源と試験板はともに無響室の中心軸上に位置し、試験板は音源に対して垂直に設置されている。出力音波はホワイトノイズを使用し、100Hzから3300Hzの周波数範囲で測定した。

### 3. 実験結果

#### 3.1 CFRP板の固有振動数・振動モード

CFRP板の振動特性と音響透過損失の関係を調べるために、CFRP板の固有振動数を測定し、併せて固有振動数および固有振動モードを構造解析ソフトLS-DYNAを用いて有限要素法(FEM)で解析した。FEMモデルは、各層ごとにUDプリプレグの配向角が変わるのでその都度物性値を変えるため、厚み方向に8分割、平面内の縦横をそれぞれ50分割として、要素は8節点6面体要素を用いた。第2図に固有振動数の測定結果を示す。これは、板に加速度センサを取り付け、ハンマー打撃により板にインパ

ルス加振し、そのときの過渡応答を測定している。また、測定結果と解析により得られた固有振動数を表1に比較する。理論値と解析値には最大9.1%の誤差がある。これは、CFRPは厚さを均一に加工することが難しく、平面度にして0.1mm程度であることと、プリプレグを積層したCFRPの各層の厚みを等しく加工することが難しいため、解析で用いたモデルと形状に誤差が生じるためと考えられる。



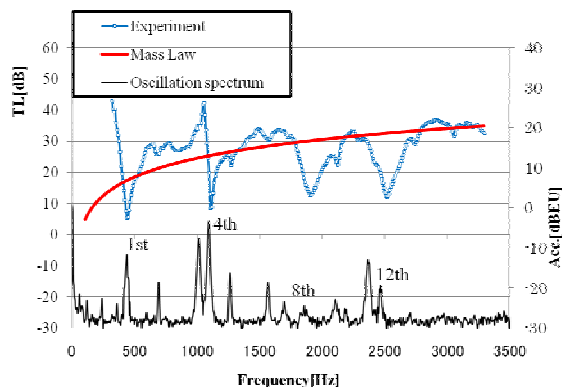
第1図 実験装置

表1 実験値と理論値の比較

次数	測定 [Hz]	解析 [Hz]	誤差 [%]
1	440	407	9.1
2	690	639	8.0
3	1020	984	3.7
4	1100	1020	7.8

### 3.2 透過損失測定結果

第2図に透過損失の測定結果と固有振動数の測定結果を示す。板の面密度から透過損失を見積もる理論である質量則<sup>3)</sup>と比較した。透過損失は、音波の周波数が440Hz, 1110Hz, 1890Hz, 2510Hzで大きく減少した。この周波数は測定したCFRP板の固有振動数とほぼ一致する。差異は2%以内であった。これらの固有振動数ではそれぞれ1次、4次、8次、12次の固有振動モードをもち、第3図のように板の中心位置が大きく変位する。これは、板面上に一樣に平面音波が入射した場合、中心位置が大きく変位する固有振動モードをもつ板の固有振動数と音波の周波数が一致したとき共振が引き起こされ、板面から大きな音が放射されることを示している。また、4次の固有振動数1110Hzより僅か低い周波数1060Hzで透過損失が非常に大きくなった。これは、反共振の現象と考えられる。<sup>7)</sup> それ以外の周波数では、透過損失は質量則に近い。等方性材料のアルミ板でも同様の結果が得られており、この考え方がCFRPなどの異方性材料にも適用できることがわかった。



第2図 透過損失と板の固有振動数の関係

異方性があり不均質な内部構造を持つCFRPの透過特性を明らかにするために、今回測定した周波数の範囲では、透過損失の減少ピークの幅は、アルミは750Hzから980Hzまでの230Hzが最大であるのに対し、CFRPでは2220Hzから2750Hzまでの530Hzが最大になる。減少ピークの幅が広がる理由は明らかではないが、1mm厚のCFRPでの同様の実験ではこの現象は起こらないことから板の厚みが関係しているのではないかと考えられる。詳しいメカニズムについては今後の数値解析での研究が待たれる。

### 4. まとめ

CFRP板に平面音波が垂直に入射した場合の透過損失は中心が変位する振動モードをもつ固有振動数で板が共振し大きく減少する。それ以外の周波数でほぼ質量則に従うが、CFRPの透過損失の減少するスペクトルの幅は、等しい面密度のアルミ板に比べ大きい。

#### 参考文献

- 1) L. L. Beranek and H. P. Sleeper, Jr., "The Design and Construction of Anechoic Chambers," The Journal of The Acoustical Society of America, Vol.18, No.1, 1946, pp.140-150
- 2) 谷口修, "振動工学ハンドブック," 養賢社, 1986.
- 3) F. J. Fahy, "Foundations of Engineering Acoustics," J. Acoust. Soc. Am. Volume 111, Issue 3, pp. 1142-1142 Academic Press, 2001.
- 4) 早坂壽雄, 吉川昭吉郎, "音響振動論," 丸善株式会社, 1974.
- 5) 前川純一, 森本政之, 坂上公博, "建築・環境音響学 第2版," 共立出版, 2004.
- 6) 真田明, 章忠, 柄川尚慶, 田中信男, "音響透過損失測定における試料サイズの影響に関する研究," (機械力学, 計測, 自動制御)
- 7) 川井孝雄, "一重壁の遮音構造の解析," 日本音響学会誌 29巻4号(1973)
- 8) 古賀豊, "ハニカムパネルの音響透過特性に関する研究," 2008年度名古屋大学修士論文
- 9) 子安 勝, "音響材料," 日本騒音制御工学会誌, 20, 228-234 (1996).

## 2C3 飛行モードによる羽ばたき音の特性の違いについて

○稲田喜信 (宇宙航空研究開発機構), 前田将輝 (千葉大), 森山貴司 (千葉大\*), 青野 光 (ミシガン大), 劉 浩 (千葉大), 青山剛史 (宇宙航空研究開発機構)

Flapping sound characteristics under different flying modes

Yoshinobu Inada (JAXA), Masateru Maeda (Chiba University), Takashi Moriyama (Chiba University\*), Hikaru Aono (Michigan University), Hao Liu (Chiba University), and Takashi Aoyama (JAXA)

Key Words: Numerical Analysis, CFD, Aerodynamic Acoustics

### Abstract

Flapping motion consists of combined motions of wing reciprocation and rotation, and thus generates complex flow field and pressure variation around the wing. The flapping wing, therefore, is a sound source itself. This implies the reduction of flapping sound is an important issue to realize practical flapping wing air vehicles. For this purpose, the authors developed a numerical scheme to analyze sound generation and transmission of flapping wing by combining CFD and acoustic analyses. This scheme is applied to two types of motions in this study, i.e. hovering and forward moving motion of insect (Hawkmoth). Conspicuous similarities are found in both flying types, i.e. the dominance of fundamental sound wave in front and the second or higher harmonic wave in side or bottom. Whereas, differences are found in the sound directivity, i.e. intensive sound transmission downward or back-downward in hovering or forward flying, respectively. These results provide us with insights on relationship between sound characteristics and flying modes.

### 1. はじめに

目下、偵察や監視を目的とした無人飛行体が盛んに開発されている。重量が100kgを超えるような大型の機体や、10~100kgの中型の機体が多数を占めるが、10kg未満の小型の機体や、Micro Air Vehicle (MAV) と呼ばれる1kg前後の極小機体も開発されており、低コストや機動性の高さといった小型機の利点を生かした活用が検討されている<sup>1)</sup>。本研究の対象はそういった小型飛行体の一種である羽ばたき型の飛行体で、鳥や昆虫のような羽ばたき運動を行なう。羽ばたき翼の特徴は、従来の固定翼が翼周りの循環による揚力を利用するのに対し、翼前縁から剥離した渦が翼面上に作る負圧を揚力として利用するもので、これによって固定翼では性能が低下しやすい低レイノルズ領域においても高い揚力を生成することが可能である<sup>2)</sup>。しかしながら、高速な往復運動を行なう羽ばたき翼は、それ自体がスピーカと同様な振動板であり騒音源となるため、発生する音を制御する技術を開発することが実用化のための前提と言える。筆者らは過去に、CFDと音響解析を組み合わせた方法を用いて昆虫の羽ばたき音の解析を行い、ホバリング飛行中の羽ばたき音の特性を明らかにした<sup>3)</sup>。今回は新たに前進飛行を加えて解析を行い、運動の違いと音の特性の違いについて分析したので報告する。

### 2. 方法

本研究で用いる方法は、音源となる翼表面の圧力

\*2009年4月より三菱電機(Mitsubishi Electric)に在籍中

変動をCFDを用いて求め、これを音響方程式の音源項として用いて音の伝播を求める分離解法という方法である。CFDはN-S方程式に擬似圧縮法を導入することで低レイノルズ条件、および非圧縮性に対応した解法を用い、計算格子は図1に示すように昆虫の翼や胴体の形状の違いを考慮して作成した、2枚の翼と胴体の3つのブロックからなるマルチブロックを用いている<sup>3)</sup>。これらのブロックは翼運動に伴って移動し、羽ばたき運動を再現している。

一方、音響解析はLighthillの音響アナログに基づくFfowcs Williams and Hawkings(FW-H)方程式<sup>3)</sup>を用いた解析コードを用いる。FW-H方程式が対象とする音は、流体の湧き出しや吸い込みによって生じる単極子音、物体表面の圧力変動によって生じる双極子音、および流れの乱れに起因する四重極子音であるが、このうち四重極子音は、昆虫の羽ばたき運動のよう

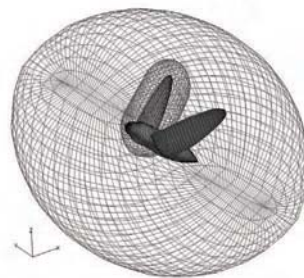


図1 計算格子

(外側の格子は胴体格子の形状を示すもので、最外格子ではない。また翼の格子は右翼のみを示す。)

な低マッハ数条件では寄与が少なく、これを除いた単極子、および双極子音を扱うFarassat Formulation 1と呼ばれるFW-H方程式の一形式を用いる<sup>3)</sup>。

計算に用いた昆虫は蛾の一種であるHawkmothであり、Cambridge大学のEllington教授らのグループが詳細に観察したホバリング飛行、および前進飛行における翼運動<sup>4)</sup>を再現した計算を行なう。計算に使用したパラメータは表1に示す通りである。

### 3. 結果と考察

計算によって得られた、前方、右側方、下方の3箇所を観測点における音圧の変動を、ホバリング( $U=0\text{m/s}$ )と前進飛行( $U=2.9\text{m/s}$ )に対して求めた結果を図2に示す。同じ運動で比較すると、前方よりも側方、あるいは下方の観測点の音の方が高周波になる傾向が強いことがわかる。例えば、ホバリング時の前方観測点の音は、羽ばたきの周期と同じ基本周期の音が顕著なのに対して、右側方や下方の音は2倍音が顕著になっており、若干の高周波の音も含まれた波形になっている。また、異なる運動間で比較すると、前進飛行ではホバリングに比べて、前方と側面で音の振幅(=平均値に対する変動幅)が減少する傾向が見られる。この傾向は特に前方において顕著であり、音の振幅はホバリングに対して前進飛行が約1/3になっている。

図3は方向による音の強さの違い(=音の指向性)を半球面上に示したものである。これを見るとホバリングと前進飛行の双方で、音が下方に強く伝わる傾向を示すことがわかる。細かく見ると、音が最も強く伝わる方向はホバリングでは直下よりも若干外側を向いており、前進飛行ではホバリングに比べて若干後方を向いていることがわかる。また、前進飛行では、ホバリングに比べて前方での音の強さが減少しており、図2で見られた結果を裏付けている。

以上のことから、運動モードの違いと羽ばたき音の関係を見ると、周波数の特性では双方に共通して前方よりも側方や下方で周波数が高くなる傾向があり、指向性ではホバリング時には下側に強く、前進飛行時には後方下側に強く伝わる傾向があることが確認された。

#### 参考文献

- 1) U. S. Office of the Secretary of Defense, *UAS Roadmap 2005-2030* (2005).
- 2) Sane, S. P., *J. Exp. Biol.*, 206, pp.4191-4208 (2003).
- 3) Inada, Y., Aono, H., Liu, H., and Aoyama, T., *Theor. Appl. Mech. Jap.*, 57, pp.437-447 (2009).
- 4) Willmott, A. P. and Ellington, C. P., *J. Exp. Biol.*, 200(21), pp.2705-2722 (1997).

表1 計算に使用したパラメータ

Parameters	Hovering	Forward flying
Wing (one wing)		
Span length, $R$ (mm)	48.5	52.1
Mean chord length, $C_m$ (mm)	18.3	18.3
Moving speed, $U$ (m/s)	0	2.9
Wing beat frequency, $f$ (Hz)	26.1	26.1
Reynolds number, $Re$	6167	5623
Reduced frequency, $k$	0.2968	0.3256
Stroke plane angle, $\beta$ (deg)	15	44.4
Body angle, $\chi$ (deg)	39.8	19.9

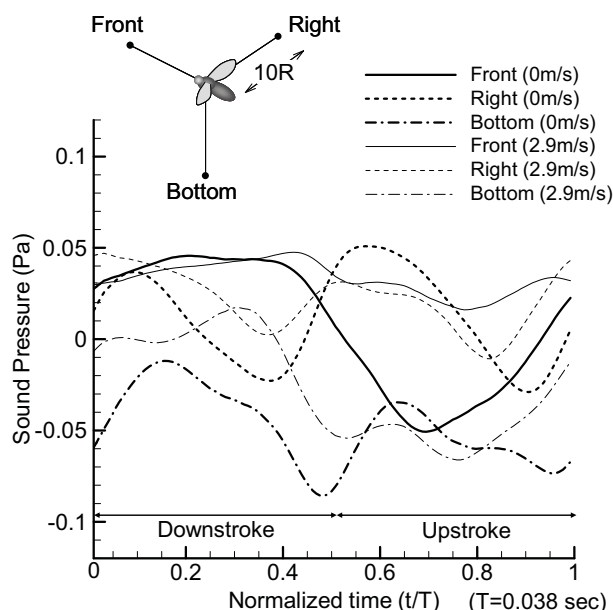


図2 羽ばたきの一周期における音圧の変動

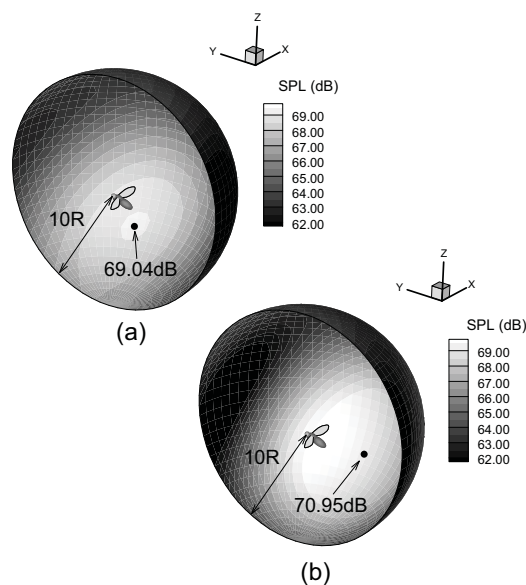


図3 羽ばたき音の指向性  
(a) ホバリング飛行, (b)前進飛行 (2.9m/s)  
(矢印が指す点は半球上の音圧レベルの最大点)

# 2C6 マイクロジェット噴射による高亜音速ジェットの 低騒音化のLES解析

○榎本 俊治, 山本 一臣, 野崎 理 (宇宙航空研究開発機構 研究開発本部), 山下 建志(ASI総研)  
楠田 真也, 大庭 芳則, 大石 勉 (株式会社IHI 航空宇宙事業本部 技術開発センター)

Large-Eddy Simulation of High-Subsonic Jet Noise Reduction with Microjet Injection

Shunji ENOMOTO, Kazuomi YAMAMOTO, Osamu NOZAKI (JAXA-ARD), Kenshi YAMASHITA(ASIRI)  
Shinya KUSUDA, Yoshinori Ooba, Tsutomu OOSHI (IHI Corporation)

Key Words : Aerodynamic Acoustics, Share Flow, Nozzle, LES

## Abstract

Large-Eddy Simulation of high subsonic jet with microjet injection was performed using UPACS-LES code developed in JAXA-ARD. Far field noise level was also calculated using Kirchhoff method. The simulation shows the possibility of noise prediction of jet with microjet injection. It also shows the detail of the flow and the mechanism of noise suppression phenomena which is due to microjet injection.

## 1. はじめに

航空機の主要な騒音源の一つはエンジンのジェット騒音であり、その低減化のために、ローブミキサーやシェブロンノズルに代表される混合促進デバイスが、最近の航空機には採用されるようになってきた。しかし、これらのデバイスは巡航時の推力損失を増加させてしまうことが問題であり、この改善を期待できる技術として、近年、マイクロジェット噴射によるジェット騒音低減の研究が国内外で行われるようになってきた。排気ノズルの外周囲、十数か所から排気ジェットに向けてマイクロジェットを噴射することでジェット騒音の低減を図ろうとするものである。巡航時にはマイクロジェット噴射を停止することにより推力への影響は最小限に抑えることができる。ただし、マイクロジェット噴射技術に関する研究はこれまで主にスケールモデルによる基礎実験で行われてきており、その効果も確認されつつあるものの、騒音低減のメカニズムは正確には分かっていない。そこで本研究では、マイクロジェット噴射を伴う亜音速ジェットのLES解析を行い、流れ場の詳細を明らかにすることを目標とした。

ジェットノイズをLarge Eddy Simulation (LES) によって予測しようとする試みは、ここ数年国内外で行われており、特に形状が単純で実験データの蓄積の多い円形ジェット流に関しては、LESの適用例も多く、LESによるノイズ予測が有望であることが示されている。本研究ではJAXA研究開発本部で開発された

円形ジェットのLES解析で実績のあるUPACS-LES[1]を用いて、マイクロジェット噴射を伴うジェット流れに対しジェットの非定常流の計算を実施し、騒音評価にはLESの計算結果からKirchhoff法を用いた遠方場騒音の計算を行った。

## 2. 計算対象

マイクロジェット噴射を伴うジェット流れのLES解析技術の構築のための検証用データとして、Castelainら[2]による基礎実験を対象にして計算を行った。彼らの実験では、円形ノズルの周囲に18本(20度間隔)のマイクロジェット噴射ノズルを配している。主ジェットの温度は周囲温度と同じでマッハ数は0.9である。マイクロジェット噴射ノズルの噴射角度 $\alpha$ は45度である。マイクロジェット噴射ノズル直径 $d$ は主ノズル直径 $D$ の2%、マイクロジェットの噴射流量は18本合計で主ジェット流量の0.26%から1.6%程度である。計算ケースはCastelain[2]に合わせてマイクロジェット流量を8通りに変化させ  $rm_0 \sim rm_7$  と呼ぶこととした。 $rm_0$ はマイクロジェット無し、 $rm_1 \sim rm_7$ は、一本あたりの流量(主ジェット流量に対する比)がそれぞれ 1.96, 3.36, 4.39, 5.55, 6.68, 8.86, ( $\times 10^{-4}$ )である。

## 3. LES解析手法

マイクロジェット噴射を伴うジェット流れのLESを行う上で、マイクロジェットと主ジェットのスケールに大きな差があることが課題になる。マイクロジェット噴射ノズルの場合、そのノズル直径 $d$ が主ノズル直径 $D$ の2%でしかないため、マイクロジェット

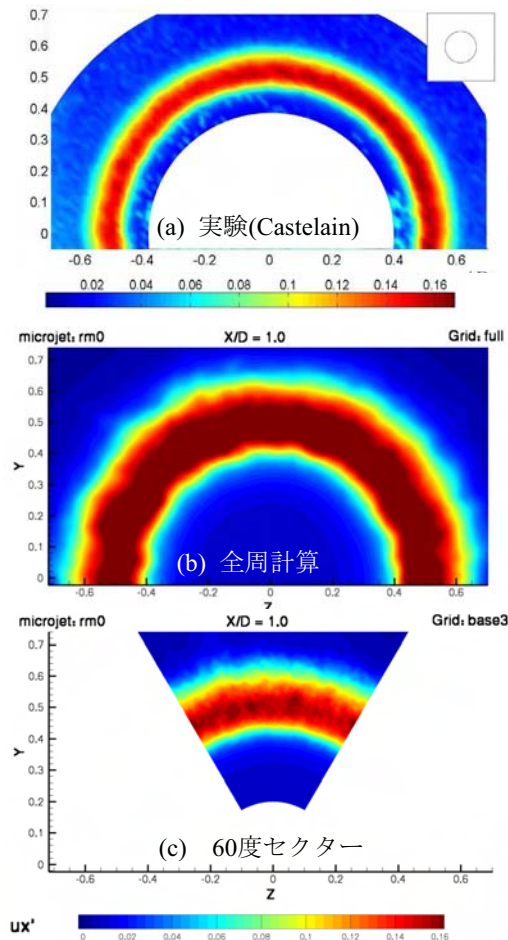


図1. 速度変動( $u'/U_j$ )分布,  $x/D=1$ ,  $rm0$

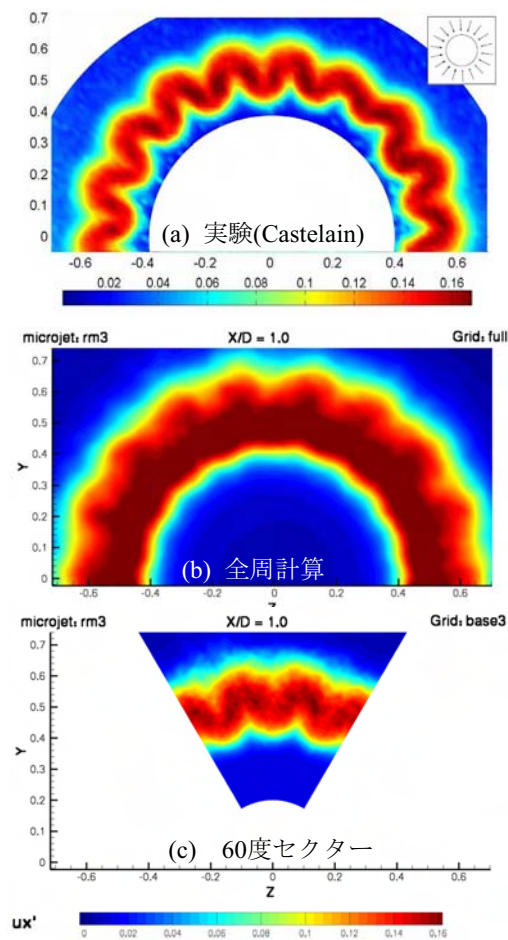


図2. 速度変動( $u'/U_j$ )分布,  $x/D=1$ ,  $rm3$

流れを主ジェット同様に計算するには、空間解像度は全く足りず、マイクロジェットが主ジェットに及ぼす影響の主要な物理現象を残して簡略化した計算を行う必要がある。ジェットの剪断層の乱れに影響する要因には、剪断層自身の不安定性以外に、①主ジェットの境界層内乱れ、②マイクロジェットの乱れ、③マイクロジェットによる主ジェットの変形、などが考えられる。以前の研究より、①を適切に模擬することがジェットのLESの定量性を高める上で重要なことがわかっている。②の効果も考えられるが、主ジェットの剪断層から発生する乱れエネルギーと比べて十分に小さいことが予想されるため、マイクロジェット噴射に対しては特に乱れを与えないこととした。③の効果は大きいと考えられるが、主ジェットを変形させるためには、主ジェットに対して角度を持ったなんらかの運動量を計算上与えてやれば良く、マイクロジェットの詳細な形状を模擬する必要は無いと考えられる。そのため、流量と流速を合わせるために、マイクロジェット噴射口の面積を実験と合わせることで、それに対する格子点数は最小限に留めた。

遠方場騒音の計算を行うためにはジェット全周を  $x/D < 30$  程度の範囲まで計算することが必要とされる。しかしながら後述するように、全周計算は粗い計算格子を使わざるを得ず、流れ場の詳細を精度良く捉えることが困難であったため、別途、60度に限定し、流れ方向も  $x/D < 3$  までの範囲で細かい格子を用いた60度セクタ計算を行った。

全周計算、60度セクタ計算、それぞれの格子点数は27.7M点、11.0M点である。ノズル出口位置における格子サイズは主ノズル直径を1として、全周計算は  $\Delta r, \Delta r\theta, \Delta x$  が  $13.9e-3, 7.7e-3 \sim 26.9e-3, 13.3e-3$  で、60度セクタ計算はそれぞれ  $4.8e-3, 4.8e-3, 5.0e-3$  である。またマイクロジェット断面の格子点数は、それぞれ  $2 \times 2, 4 \times 4$  である。

#### 4. 全周計算と結果

図1は $rm0$ (マイクロジェット無し)、図2は $rm3$ の時の、流れに垂直な方向の流れ方向(x方向)速度乱れ成分  $u'$  の  $x/D=1$  での分布を示している。主ジェットのノズル出口中心位置における平均速度  $U_j$  で無次元化している。(a)の参照としたCastelainの実験では、マイクロジェット噴射により剪断層が波状に変形し、全

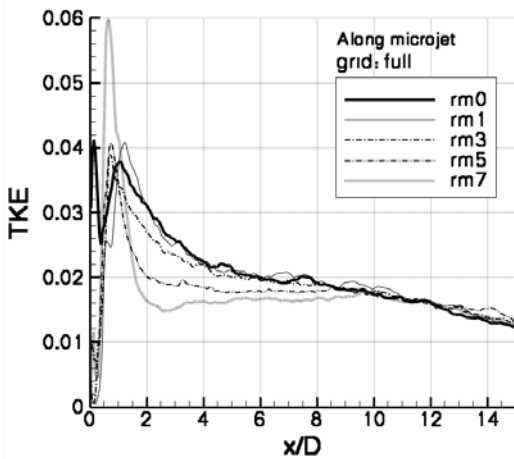


図3. 乱流エネルギーの変化 (全周)

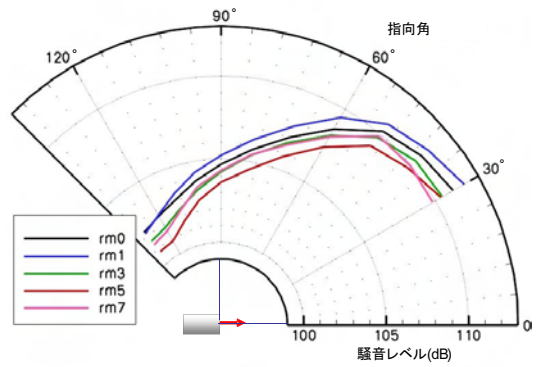


図4. 遠方場騒音レベル (全周)

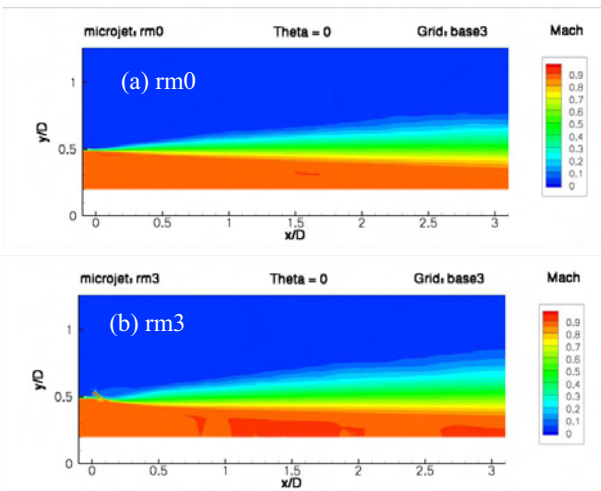


図5. マッハ数分布 (60度セクタ)

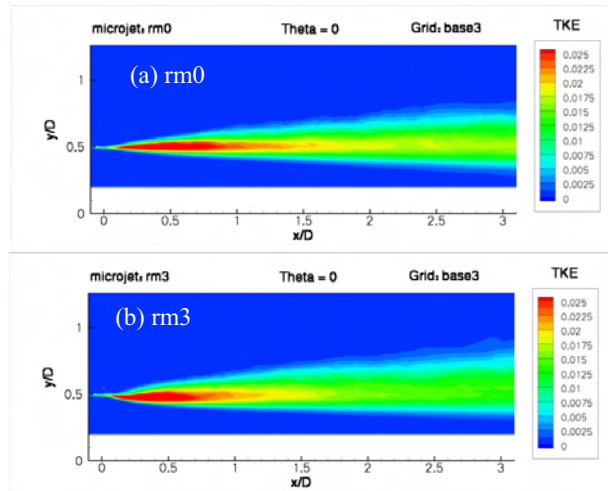


図6. 乱流エネルギー分布 (60度セクタ)

体としては剪断層が厚くなっている様子がわかる。一方(b)の全周計算では(a)と比べて変動のレベルが大きく、変動している領域も広い。一般にジェットの見解では格子解像度が不足すると変動が過大評価される傾向にあることが知られており、このことが原因と考えられる。しかしながら定性的にはマイクロジェット噴射によって剪断層が波状になり厚くなる様子は現れている。

図3はマイクロジェット流量を増やしていったときの、マイクロジェットと主ジェット軸を含む面内で、各x/D毎に乱流エネルギーの最大値を求めプロットしたものである。マイクロジェット噴射により一旦x/D=1付近では乱れが大きくなっているのに対し、x/D>1.5では乱れが急激に減少しており、そのまま乱れの低い状態がx/D=9まで継続している。マイクロジェット噴射が低騒音化効果を持つのは、このように下流領域での乱れを抑えることが理由と考えられる。図4はKirchhoff法を用いてLES結果から遠方場(ノズル出口から40D)の騒音レベルを計算したものである。マイクロジェット噴射により1~2dBの騒音低減効果

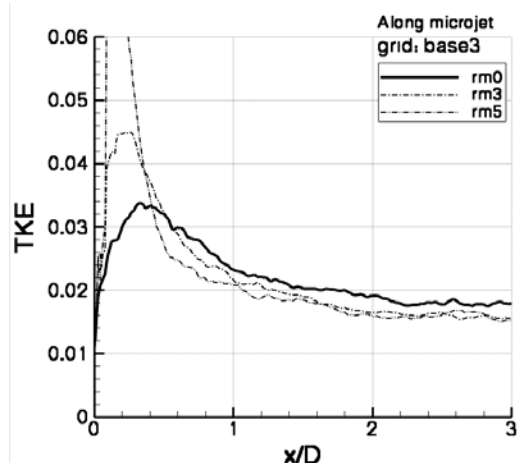


図7. 乱流エネルギーの変化 (60度セクタ)

が示されており、実験結果と比較して妥当なレベルと考えられる。

### 5. 60度セクタ計算

全周計算は定量性が不十分であったため、60度セクタに限定して格子密度を上げた計算を行ったところ、図1、図2の(c)に示すように剪断層の厚さも乱



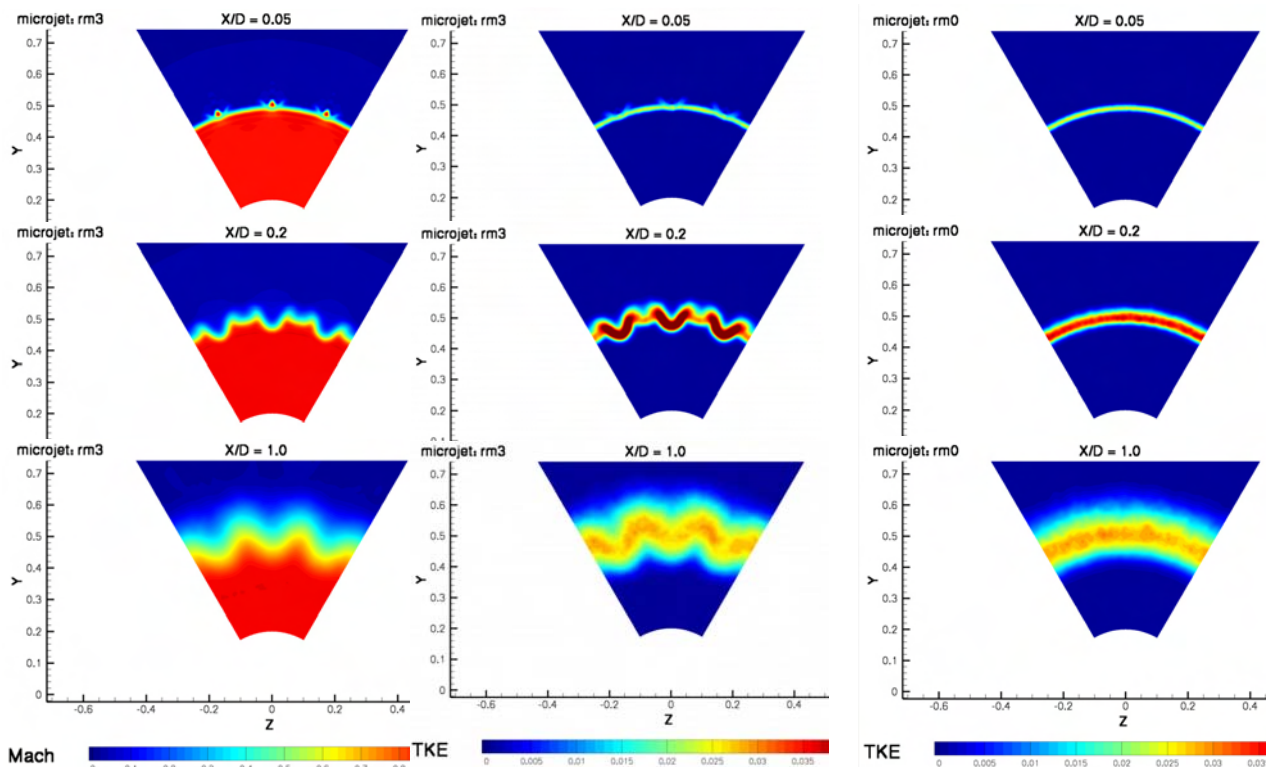


図8. マッハ数 (rm3)

図9. 乱流エネルギー (rm3)

図10. 乱流エネルギー (rm0)

れ強度も実験結果によく一致した。 $x/D=3$ 断面でも実験との比較は非常に良く、60度セクター計算によってノズル出口近傍での乱流の発達を議論することは妥当と考えられる。

図5、図6はそれぞれマッハ数分布と乱流エネルギー分布をrm0とrm3で比したものである。マイクロジェット噴射により剪断層が厚くなり、乱流強度は小さくなっている様子がわかる。図7は図3と同様に乱流エネルギーのx方向変化を示しており、やはりマイクロジェット噴射による一時的な乱れの増加とその後の減少が現れている。

図8、図9は、 $x/D$ がそれぞれ0.05, 0.2, 1.0の断面の、rm3の場合のマッハ数分布と乱流エネルギー分布である。また図10はrm0の乱流エネルギー分布である。図8を見ると、 $x/D=0.05$ ではマイクロジェット自体は高い流速を持っているのに対し、 $x/D=0.2$ ではマイクロジェットが吹き込まれた主ジェットの部分はむしろ流速が遅くなっており、剪断層は湾曲して波状になり、剪断の面積が広がっている。つまり、マイクロジェット自体が吹きこまれることというよりも、マイクロジェットに巻き込まれた低速の流体が主ジェットに吹きこまれることが、マイクロジェットの主な効果と考えることができる。図9の $x/D=0.2$ を見るとマイクロジェットが吹き込んだ位置とその周辺で図10と比べて乱流エネルギーが大きくなっており、マイクロジェット吹き込みと剪断層の変形の結果、乱流エネルギーが大きくなっている様子がわかる。

一方、 $x/D=1.0$ では図9では乱流エネルギーの大きい部分が断続的に途切れ、図10に比べて乱流エネルギーの減衰が早くなっている。

## 6. おわりに

セクタ計算による流れ場の解析により、マイクロジェット噴射による乱流エネルギーの減少を計算で示すことができ、低騒音化設計への指針となる計算が可能になったと考えられる。しかし、より定量的な騒音低減量の把握には、十分な格子密度を持った全周計算により精度良く遠方場騒音予測ができることが必要であり、今後の課題としたい。

## 謝辞

本研究は、(財)JKAの機械工業振興事業補助金の交付を受けて行う(財)機械システム振興協会の委託により、平成20年度に行ったシステム開発事業「マイクロジェット噴射技術によるジェット騒音低減に関するフィージビリティスタディ」によるものです。

## 参考文献

- [1] 榎本俊治、他、「LESによる円形ジェットの乱流混合騒音の数値予測」第20回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 2006.12.
- [2] T. Castelain, M. Sunyach, D. Juve, J.C. Bera, "Jet-Noise Reduction by Impinging Microjets: An Acoustic Investigation Testing Microjet Parameters," AIAA Journal Vol.46, No.5, (2008)

## 2C7 NACA0012切り落とし翼端から発生する渦のLES解析

○今村太郎（宇宙航空研究開発機構），平井亨（菱友システムズ）  
横川謙，榎本俊治，山本一臣（宇宙航空研究開発機構）  
Large Eddy Simulation of Vortices from a Blunt tip NACA0012 Airfoil  
Taro Imamura (JAXA/APG), Tohru Hirai (Ryoyu Systems)  
Yuzuru Yokokawa, Shunji Enomoto and Kazuomi Yamamoto (JAXA/APG)

Key Words : CFD, LES, Vortex, Aerodynamic Acoustics

### Abstract

Three-dimensional unsteady flow around NACA0012 wingtip is simulated numerically to investigate the cause of flap-edge noise generation. The vortical flow structures around the NACA0012 are known to be similar to that of a flap-edge. Therefore, it is assumed that noise generation mechanism is similar as well, although its geometry is simpler than a flap-edge. Since the Reynolds number of the flow is high, a zonal LES/RANS hybrid method is used to reduce the overall computational cost. The power spectral density of the pressure coefficient is compared with the experiment, and several issues regarding, the number of sub iteration for implicit time integration, sensitivity to Smagorinsky constant, grid overlap points at block-block interface, and grid resolution, are discussed. Subsequently, two longitudinal vortical structures around the wingtip, that show different characteristics, are investigated to understand its generation mechanism.

### 1. はじめに

本研究では、航空機機体空力騒音の中でも相対的に大きな騒音源として知られている高揚力装置フラップ端近傍の流れ場の解析を念頭に、単独翼翼端周りについて解析した結果について報告する。一般に高揚力装置周りの流れ場は形状の複雑さに加え、剥離や再付着を伴う複雑な流れ場であり、三次元非定常計算の実行は困難であるが、形状を単純化することにより翼翼端の構造やその非定常運動について詳細な検討が可能となる。フラップ近傍の流れ場は、翼上面の端面近くに発生する1次渦と、翼翼端面側に発生する2次渦からなり、これらの渦は後縁近くで合流して大きな渦になることが知られている。この流れ場の構造はMcInernyらが行った単独翼翼端周りの実験結果<sup>(1)</sup>と類似した流れ場である。

これまでの著者らはNACA0012単独翼翼端周り流れ場の解析を実施し、流れ場の定常成分についてはReynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS)解析と実験結果が定量的に一致することを明らかにした<sup>(2)</sup>。またLES/RANS hybrid解析<sup>(3,4)</sup>より、定常成分及び非定常成分について実験結果<sup>(5,6)</sup>と比較し、定性的に一致した結果を得ている。しかしながら、定量的な比較となると、一致しない点が存在した。

そこで本研究では、JAXAで開発中のUPACS-LESによる計算において問題となりうるいくつかの点を取り上げる。具体的には、1) 陰解法の内部反復回数の影響、2) 翼下流側の格子解像度の影響、3) 標準スマゴリンスキーモデルの定数の影響、4) Block境界の精度の

影響である。また本計算結果から、翼翼端近傍流れ場について考察する。

### 2. 計算手法

CFD解析ツールとして、JAXAで開発を進めているCFD共通基盤プログラムUPACS<sup>(7-10)</sup>を改変したUPACS-LESを使用する。UPACSはマルチブロック構造格子に対応した有限体積法による三次元圧縮性Navier-Stokes方程式ソルバーである。数値流束の評価にKobayashiの6次精度コンパクトスキーム<sup>(11)</sup>を採用し、空間解像度を向上させる。数値振動を抑えるために6次精度の空間フィルター<sup>(12)</sup>を用いている。また、粘性項の評価には、二次精度中心差分を用いる。時間積分はMFGS陰解法<sup>(13)</sup>にニュートン反復を組み合わせた時間2次精度計算である。

### 3. 計算条件

#### 3.1 計算モデル及び計算格子

計算用のモデルは2m×2m JAXA-LWT2低速風洞で実施した風洞実験模型に基づいている。対象としたNACA0012翼は、翼弦長を0.4mとし、スパン方向長さ1.0mの矩形翼で、翼翼端は直角に切り落とされている。着陸時の流れ場を模擬するため一様流マッハ数は0.175（風速60m/s相当）とし、コード長を代表長さとしたレイノルズ数が $1.5 \times 10^6$ 、迎角は $12^\circ$ である。

計算格子のトポロジーと境界条件を図1に示す。計算格子は図2に示すように2種類用いる。一つ目は翼翼端後縁部下流部分の格子を徐々にストレッチさせた約2000

万点からなる格子 (Grid A), 二つ目は翼端渦の存在する領域を下流1コードに亘り翼端面近傍と同様に細かい格子を用意した約3400万点からなる格子 (Grid B) である. いずれの格子においても, 翼端近傍においては, 渦の等方的な発達を促すため, これまでの研究<sup>(3,4)</sup>と同様にほぼ等方的な格子が用いられている. 翼端近傍の上面側にも渦が生じることから, 格子の細かい領域は, スパン方向に0.15cほど内舷側まで広がっている. 本研究では, 図3に示すように, 翼端近傍ではLES解析, 翼根側ではスパン方向に十分な格子が取れないため, RANS解析 (Spalart-Allmarasモデル) を実施する. 両者の間の領域については, LESのSGSモデルとRANSの渦粘性モデルを線形につなぎ, 計算する. 計算条件については, 表1に概要をまとめる.

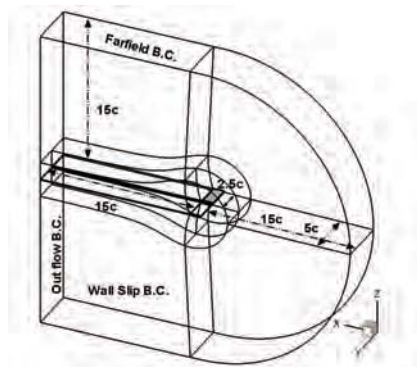


図1 格子トポロジーと境界条件

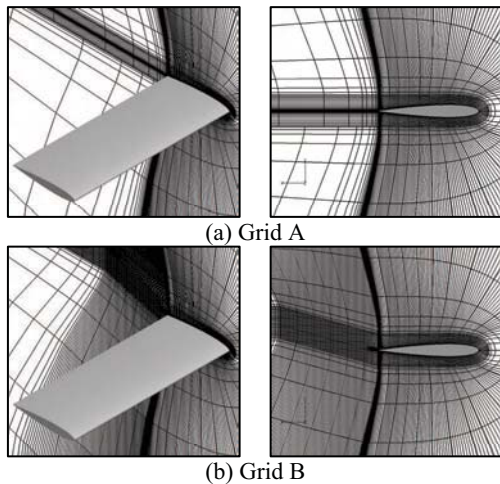


図2 計算格子分布 (4点毎を表示)

表1 計算ケース表

		Cs	Grid	Sub-itr	Overlap	dt <sup>*</sup>	Steps	T <sup>*</sup>
Case 1	LES	0.1	A	3	2	1.75e-5	100000	1.75
Case 2	LES	0.1	A	5	2	1.75e-5	100000	1.75
Case 3	LES	0.2	A	5	2	1.31e-5	120000	1.58
Case 4	LES	0.1	A	5	8	1.31e-5	120000	1.58
Case 5	LES	0.2	B	3	2	1.31e-5	151154	1.98
Case 6	RANS		A	-	2			
Case 7	RANS		B	-	2			

※Time is non-dimensionalized using free stream velocity and chord

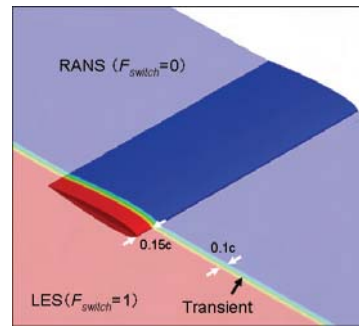


図3 LES/RANS領域の設定

## 4. 計算結果

### 4.1 計算結果の検証 (定常成分)

図4にLES/RANS解析 (Case 4) の時間平均流れ場における渦度等値面とコード一定断面上の流れ方向渦度成分分布を示す. 翼上下面の圧力差に誘起され, 下面側から上面側に向けて流れが発生し, 2つの大きな渦構造が生じる. これら2つの渦を, 上面側渦および端面側渦と定義する<sup>(3)</sup>. 上面側渦および端面側渦はそれぞれ端面の上下角部から発生しており, 下流側で, 一つの大きな翼端渦へと成長する.

2つの渦の中心速度について着目すると, 端面側渦については, 一樣流より減速する (Wake type) ののに対し, 上面側渦は, 一樣流より加速する (Jet type) ことが実験及び計算結果から確かめられている<sup>(2)</sup>. 図5は横軸に流れ方向座標 ( $x/c$ ), 縦軸に圧力係数 ( $C_p$ ) をとり, 図5右側に示す各渦中心位置における  $C_p$  分布を示す. 端面側渦の渦中心圧力は, 前縁部 (よどみ点) 直後に大きく減少し, その後徐々に上昇している. 前縁近傍を除くと, 流れ方向に逆圧力勾配が形成されるため, 渦中心流れは Wake type となる. 一方, 上面側渦については, 下流に行くほど渦中心圧力が低下している. 流れ方向に順圧力勾配が形成されるため, 渦中心流れは Jet type となる.

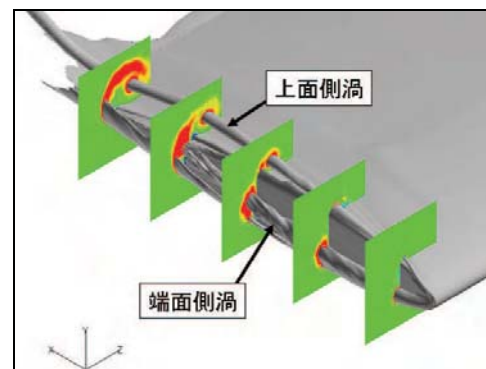


図4 時間平均流れ場における渦度の等値面とコード一定断面上の流れ方向渦度分布 (Case 4)

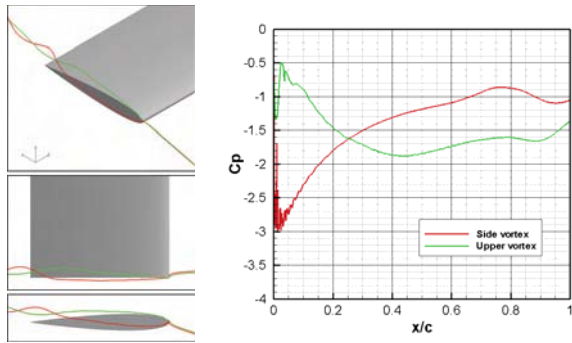


図5 渦中心における圧力係数分布

#### 4. 2 計算結果の検証 (非定常成分)

表面 $C_p$ 変動のパワースペクトル密度 (PSD) 分布について実験と比較した結果の一部を図6に示す. 実験模型に取り付けられた非定常圧センサー位置を図6(a)に示し, 本論文で比較する点を赤で示す. はじめに上面側の点について比較すると,  $x/c=0.20$ の点においては,  $C_s=0.1$ のCase 1,2,4では実験より高めに, 逆に $C_s=0.2$ のCase 3,5では, 低めに出ている. 上面側の前縁付近はスケールが小さく弱い渦が生成している領域であり,  $C_s$ に対する感度が大きい. 一方下流側 $x/c=0.65$ においては, いずれのケースにおいても実験と定量的に一致した結果が得られている. 続いて端面側の点については, 上流・下流ともに実験と一致した結果が得られている.  $x/c=0.65$ 断面においては, Case 1,2では10kHz付近にピークが見られる. これに関しては, Block境界の接続精度が原因と考えられる<sup>(4)</sup>. Block境界の接続精度は,  $C_s=0.2$ では問題とならなかった. SGSモデルによる拡散とBlock境界精度との相対的なバランスが影響していると考えられる.

以上まとめると, 標準スマゴリンスキーモデルの定数の感度は上流側では大きい, 下流側においてはその影響はほとんどない. 一方, 内部反復回数, 翼下流の格子解像度に対する感度は本問題においては小さいことが示された.

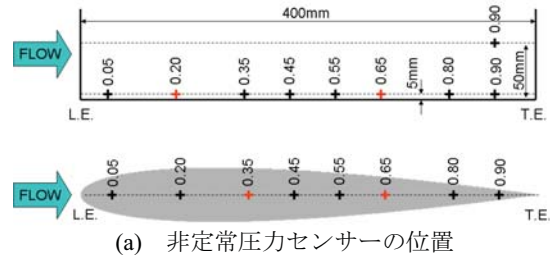
#### 4. 3 翼端近傍流れ場の考察

図7に速度勾配の第二不変量 (Case 4) を示す. 大きな2つの渦構造以外にも小さなスケールの渦が存在する. 翼端面側においては, 翼端下角部からのせん断層が上面側に巻き上がる過程においてより細かな渦へと崩壊している.

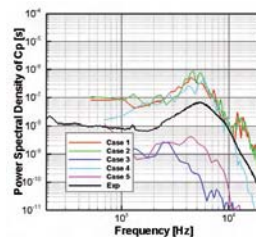
Case 4について,  $C_p$ のPSD分布を異なる5断面について計算した結果を, 図8に示す. 断面は,  $x/c=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ の5断面で, 周波数に関しては, 2.2, 4.4, 8.8 kHzの3ケースである. 翼端の前縁部及び, 下側角部からは, 広帯域の変動が観察される. これは, 端面側渦を形成するせん断層の圧力変動に起因していると考えられる. 一方, 後縁近くの上面側渦中心付近においては, 低い周波数成分が卓越している. 上面側渦の周囲には, 端面側から巻

き上がったせん断層が巻きつく構造になっている.

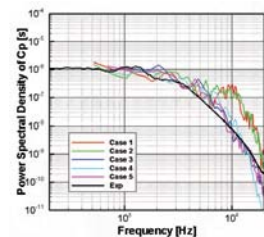
翼端近傍の流れ場は5つの領域に分類できる. 最初の領域は, 翼端部の前縁付近である. 非常に強い渦が生成され, その変動成分は広帯域である. 2つ目の領域は, 翼端部下側角部である. この領域の変動もやはり広帯域である. この角部から発生したせん断層は, 上流側では端面側渦に巻きつき, 下流側では上面側渦に巻きつく. 3つ目の領域は, 端面側渦である. 1つ目の領域で強い渦が形成されるため, その後端面側からの渦の供給があるにも関わらず, 端面側渦が強くない. そのため, 渦中心圧力は流れ方向に逆圧力勾配となり, Wake typeの渦が形成されると考えられる. 4つ目の領域は, 翼端部上側角部である. ここではせん断層が上面側渦へと供給される. 5つ目の領域は, 上面側渦である. 端面側とは異なり, 上面側渦には, 翼端前縁部領域は影響しない. つまり, 翼端部上側角部からの渦の供給によってのみ上面側渦が強められる. 従って, 渦中心では流れ方向に順圧力勾配となり, 加速流れとなると考えられる. この渦は後縁付近で, せん断層と比べると低い周波数が卓越している. この変動は, 端面側からのせん断層と上面側渦との干渉によって生じていると考えられる.



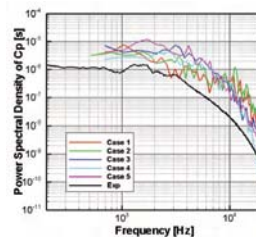
(a) 非定常圧力センサーの位置



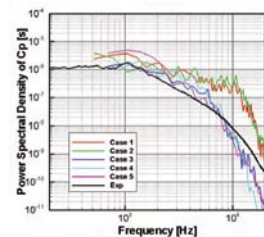
(b) 上面側  $x/c=0.2$



(c) 上面側  $x/c=0.65$



(d) 端面側  $x/c=0.35$



(e) 端面側  $x/c=0.65$

図6 翼端近傍のパワースペクトル分布の比較

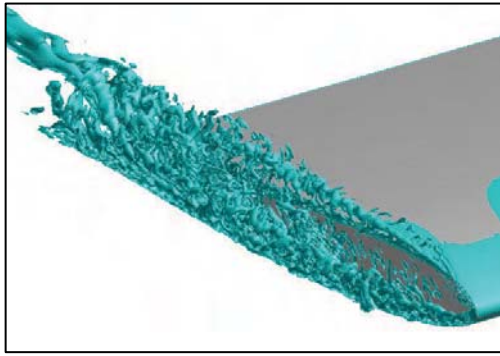
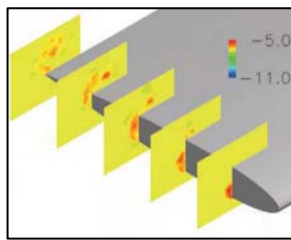
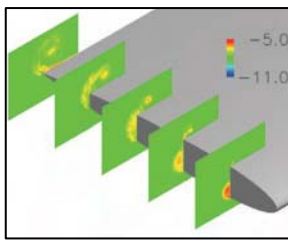


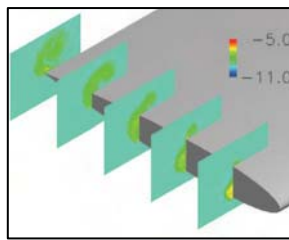
図7 速度勾配の第二不変量 (Case 4)



(a)  $f=2211$  Hz



(b)  $f=4422$  Hz



(c)  $f=8844$  Hz

図8  $C_p$ のパワースペクトル密度の対数分布図(Case 4)

## 5 まとめ

航空機高揚力装置のフラップ端から発生する騒音メカニズムを探るために、NACA0012切り落とし翼端周りのLES解析を実施した。計算において問題となりうるいくつかの点を取り上げ、比較検証計算を実施した。いずれの項目も、近傍場スペクトルの観点からは影響が小さいことが明らかになった。その中で本問題において感度が大きかった点は、標準スマゴリンスキーモデルの定数であり、Dynamicモデルへの移行を含めたLESモデルの検討が必要であると考えられる。

流れ場については、端面側渦と上面側渦の2つの渦構造と、これらの渦の生成に影響するせん断層との係わりが明らかになった。今後は、フラップ端流れ場の解析に向けた研究を進める予定である。

## 謝 辞

翼端近傍の渦構造の発達に関して、東北大学大学院工学研究科の福西祐先生から貴重なアドバイスを頂いた。ここに感謝の意を表す。

## 参 考 文 献

- (1) McInerney, S. A. *et al.*, "Pressure Fluctuations in the Tip Region of a Blunt-Tipped Airfoil", AIAA Journal, Vol.28, No.1, 1990, pp. 6-13
- (2) Imamura, T. *et al.*, " Numerical Simulation of NACA0012 Wingtip Flow Leading to Noise Generation ", AIAA paper 2005-2864 2005
- (3) Imamura, T. *et al.*, "Noise Generation around NACA0012 Wingtip using Large-Eddy-Simulation", 25th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS) Hamburg Germany, 3 Sep. 2006
- (4) Watanabe, S., and Kato, H., "Stereo PIV Applications to Large-Scale Low-Speed Wind Tunnels", AIAA Paper 2003-0919 Jan. 2003.
- (5) 今村太郎, 平井亨, 榎本俊治, 横川譲, 山本一臣, "UPACS-LESを用いたNACA0012切り落とし翼端の数値解析", 第22回数値流体力学シンポジウム講演論文集 CD-ROM, 2008/12/17-19
- (6) Watanabe, S. *et al.*, "CFD code Validation via Particle Image Velocimetry (PIV)", Proceedings of Aerospace Numerical Simulation Symposium 2004, JAXA SP 2004 (in Japanese).
- (7) Yamane, T. *et al.*, "Development of a Common CFD Platform - UPACS -," in Parallel Computational Fluid Dynamics - Proceedings of the Parallel CFD 2000 Conference, Trondheim, Norway, Elsevier Science B. V., 2001, pp. 257-264.
- (8) Takaki, R. *et al.*, "The Development of the UPACS CFD Environment," in High Performance Computing Proceedings of 5th International Symposium, ISHPC 2003, Ed. Veidenbaum *et al.*, Springer, 2003, pp307-319.
- (9) Murayama, M. *et al.*, "Validation of Flows on High-Lift Configurations by Structured- and Unstructured- Mesh Method", AIAA Paper 2005-1226, Jan. 2005.
- (10) Yamamoto, K. *et al.*, "CFD Sensitivity of Drag Prediction on DLR-F6 Configuration by Structured Method and Unstructured Method," AIAA Paper 2004-0398, Jan. 2004.
- (11) Kobayashi, M. H. "On a Class of Pade Finite Volume Methods", J. Comp. Phys. 156 1999, pp.127-180.
- (12) Gaitonde, D. V., and Visbal, M. R., "Pade-Type Higher Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations", AIAA Journal, Vol.38, No.11, 2000, pp2103-2112.
- (13) Shima, E., "A Simple Implicit Scheme for Structured/Unstructured CFD," Proceedings of 29th Fluid Dynamics symposium, Hokkaido, Japan, 1997, pp.325-328. (in Japanese)

# 2C10 ロケットモータ地上燃焼試験における地面効果の評価手法の検討

○福田 紘大, 堤 誠司, 宇井 恭一, 石井 達哉, 高木 亮治, 藤井 孝藏 (宇宙航空研究開発機構)

Examination of Methodology for Evaluating Ground Effect of Static-Firing Tests on Rocket Motors  
 Kota Fukuda, Seiji Tsutsumi, Kyoichi Ui, Tatsuya Ishii, Ryoji Takaki and Kozo Fujii (JAXA)

Key Words: Rocket motor, Acoustic measurement, Ground effect

## Abstract

The effectiveness of existing acoustic impedance models for evaluation of sound reflection over hard surfaces is examined by comparing with some experimental results. Through the comparison, it is confirmed that the existing models are unsatisfactory for the evaluation of long distance propagation over hard surfaces. In this study, a new acoustic impedance model is proposed. The comparison with the acoustic measurement data indicates that the new model is effective for both of near and far field propagation. The proposed model is applied to acoustic data measured in static-firing tests of a solid rocket motor, assuming distributed acoustic sources along the exhaust jet axis.

## 1. はじめに

著者らがこれまで開発行ってきた数値流体力学(CFD)技術を応用した音響予測手法<sup>1-3)</sup>の定量的な検証を行うため、2007年12月にJAXAで実施された固体ロケットモータの地上燃焼試験において音響計測を行った<sup>4)</sup>。地上燃焼試験における音響計測では、ロケットモータが地上付近に横向きに設置されるため、地表面での音波の反射の影響(地面効果)が計測データに含まれることから、この影響を取り除くことが重要となる。一方で、地面効果の評価するための音響インピーダンスモデルは多数提案されている(例えば文献5-7)が、それらは音響インピーダンスの低い(比較的柔らかい)反射面の測定データに基づく経験式である。地上燃焼試験を行ったJAXA能代試験場の地表面はコンクリートであり、このような硬い地表面に適用可能かどうかは定かではない。そこで本報では、まず既存のインピーダンスモデル<sup>5-7)</sup>による地面効果の評価結果と硬い地表面において計測された実測データ<sup>8-9)</sup>を比較することで、既存モデルの硬い地表面に対する予測精度を評価する。さらに、その知見を基に、ロケットモータの音響計測により適した新たなインピーダンスモデルを提案し、今回行った地上燃焼試験の測定データに適用することで、地面効果を取り除いた音響データを取得する。

## 2. 音響計測の概要

2007年12月にJAXA能代多目的実験場において実施した。2本の固体ロケットモータを用い2度の燃焼試験を行った。1本目の音響計測においては、マイクロホンの種類を比較し最適なものを検討するため、3種類のマイクロホンを用い計測を行った。比較結果に基づき、2本目の試験では、遠方場、近傍場の音響測定をコンデンサ型マイク(スタンド設置)、圧電型マイク(フラッシュマウント)をそれぞれ用いて行った。Fig.1に2本目の試験での

マイクロホン設置位置を示す。地表面は、コンクリート面であり、ノズル出口中心高さ1.80[m]に対し、スタンド高さは1.45[m]、フラッシュマウント高さは0.12[m]である。試験の詳細については、文献4を参照されたい。

## 3. 地面効果の評価方法

Fig.2に示すように、高さ $h_s$ にある点音源から、音波が特性インピーダンス $Z_1(=\rho_1c_1)$ の空气中を伝搬し、 $Z_2(=\rho_2c_2)$ を有する壁面で反射する場合を考える。ここでは、地表面を半無限の厚みを持つ層と仮定する。

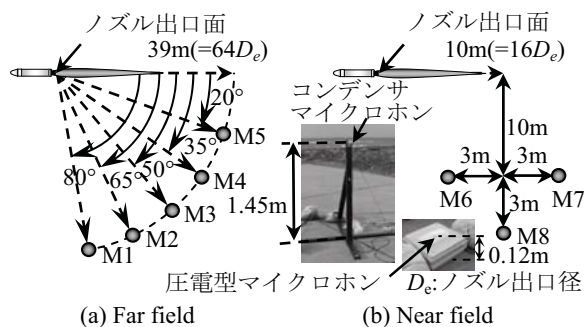


Fig.1 Microphone layout

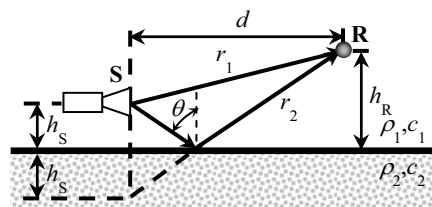


Fig.2 Schematic diagram of sound propagation

伝播する音波が平面波の場合、受音点での速度ポテンシャルを $\phi = \phi e^{-i\omega t}$ とすると、 $\phi$ は以下のように表せる。

$$\phi = e^{ik_1 r_1} / (4\pi r_1) + R_p e^{ik_1 r_2} / (4\pi r_2) \quad (1)$$

音圧反射率 $R_p$ は、地表面の局所作用性を仮定すると、

$$R_p = (\zeta \cos \theta - 1) / (\zeta \cos \theta + 1) \quad (2)$$

ここで、 $\zeta = Z_2 / Z_1$ 。本報では、波面の曲率を考慮するため、

Rudnick<sup>10)</sup>により提案された以下の近似式を用いる。

$$\phi = e^{ik_1 r_1} / (4\pi r_1) + Q e^{ik_2 r_2} / (4\pi r_2) \quad (3)$$

$$Q = R_p + (1 - R_p) F(w) \quad (4)$$

数値距離 $w$ に関しては、様々なモデルが提案されているが<sup>11, 12)</sup>、本報では、Chesselによる定義式<sup>11)</sup>を採用する。以下にその定義式を示す。

$$w = 1/2 i k_1 r_2 (\zeta \cos \theta + 1)^2 / \zeta / (\zeta + \cos \theta) \quad (5)$$

境界損失係数 $F(w)$ は、以下のように表せる。

$$\begin{cases} F(w) = 1 + i(\pi w)^{1/2} e^{-w} - 2w e^{-w} [1 + w/(1 \cdot 3) \\ \quad + w^2/(2! \cdot 5) + w^3/(3! \cdot 7) + \dots] & (|w| \leq 10) \quad (6a) \\ F(w) = - [1/(2w) + 1/3(2w)^2 + 1/3 \cdot 5/(2w)^3 + \dots] & (|w| > 10) \quad (6b) \end{cases}$$

ここで、 $n! = 1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot \dots \cdot n$ である。

バンドノイズの場合、 $Q = |Q| e^{i\phi}$ とすると、地面効果によるSPLの増加量 $\Delta SPL$ は以下のように表せる<sup>13)</sup>。

$$\Delta SPL = \log_{10} [1 + (r_1/r_2)^2 |Q|^2 + 2(r_1/r_2) |Q| \sin(\pi A f \tau) / \pi A f \tau \cdot \cos(2\pi f \tau (1 + (A f / 2 f)^2)^{1/2} + \phi)] \quad (7)$$

ここで、 $\tau = (r_2 - r_1) / c_1$ である。

#### 4. 既存インピーダンスモデルの評価

前章で述べた評価法を用いて $\Delta SPL$ を計算する場合、 $\zeta$ が必要となるが、直接計測は容易ではないため、地表面の通気抵抗値 $\sigma$ を用いて $\zeta$ の予測を行うモデルが多数提案されている。これまで提案されたモデルのうち代表的な3つを以下に示す。

Delany-Bazleyモデル(D-Bモデル)<sup>5)</sup>

$$\zeta = 1 + 9.08(\sigma/f)^{0.75} + i \cdot 11.9(\sigma/f)^{0.73} \quad (8)$$

Attenboroughモデル(Aモデル)<sup>6)</sup>

$$\zeta = 1 + 0.436(1000\sigma/f)^{0.5} + i \cdot 0.436(1000\sigma/f)^{0.5} \quad (9)$$

Mikiモデル(Mモデル)<sup>7)</sup>

$$\zeta = 1 + 0.07(1000\sigma/f)^{0.632} + i \cdot 0.107(1000\sigma/f)^{0.632} \quad (10)$$

ここで、 $\sigma$ の単位は[kPa·s/m<sup>2</sup>]である。上記のモデルが適用可能な周波数域は限定されており、最も代表的なモデルであるD-Bモデルの場合、 $10 \leq f \leq 1000$ である<sup>5)</sup>。特に、硬い地表面の場合は $\sigma$ が大きく、適用できる下限の周波数は高くなる。コンクリート面の場合、本報で対象とする周波数域は適用範囲外となるが、既存モデルは、硬い反射面の適用範囲外の周波数帯に対しても広く適用されているため、本報では、過去に行われたコンクリート面および $\sigma$ 値がほぼ同じアスファルト面での $\Delta SPL$ の実測データ<sup>8-9)</sup>と既存モデルにより求められた $\Delta SPL$ を比較することで、本報で対象としている周波数帯域に対する既存モデルの予測精度を評価する。本報で用いる実測データの試験条件をTable 1に示す。

Table 1 Test condition of reference experimental data<sup>8-9)</sup>

	$h_S$ [m]	$h_R$ [m]	$d$ [m]	Surface
Isei <sup>9)</sup>	0.57	0.57	20.0	Asphalt
Watanabe et al. <sup>8)</sup>	1.5	1.5	25.0	Concrete
Watanabe et al. <sup>8)</sup>	1.5	1.5	50.0	Concrete

Fig.3に井清<sup>9)</sup>の計測結果と(2)-(4)式と既存モデルより求めた $\Delta SPL$ の比較を示す。 $d=20$ [m]である。また、過去

に行われたコンクリート面の $\sigma$ の測定結果<sup>15)</sup>から、 $\sigma=100,000$ とした。既存モデルは、 $\Delta SPL$ の落ち込みが大きく、直接波と反射波の干渉が発生する4[kHz]では、実測値と3-5[dB]程度の差異が生じている。また、8[kHz]付近では、既存モデルでは、 $\Delta SPL$ が上昇しており実測値との差異が大きくなっている。

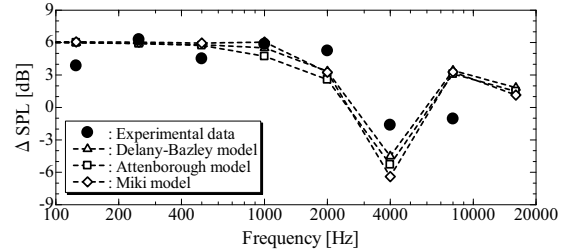


Fig.3 Comparison with existing impedance models and measured data by Isei<sup>9)</sup> (octave band)

Figs.4, 5に渡辺<sup>8)</sup>により行われた測定結果との比較を示す。 $d=25, 50$ [m]である。Fig.4に示す $d=25$ [m]の結果を見ると、既存モデルでは、2[kHz]付近までは実測値を良く再現できているが、それ以上の周波数では、実測値より高い値を示している。一方、Fig.5に示す $d=50$ [m]の結果では、1.6[kHz]および5[kHz]付近での $\Delta SPL$ の減少は再現できているが、落ち込みが大きく見積もられており、1.6[kHz]で約3[dB]の差異が見られる。また、実測値では、8[kHz]付近で $\Delta SPL$ の増大が見られるのに対して、既存モデルでは、6.3[kHz]付近で増大しており、高周波になるにつれて周波数特性が再現できなくなっている。

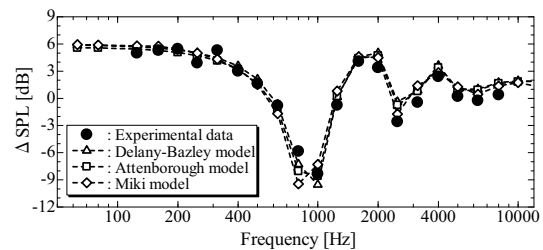


Fig.4 Comparison with existing impedance models and measured data by Watanabe et al.<sup>8)</sup> (1/3 octave band,  $d=25$ [m])

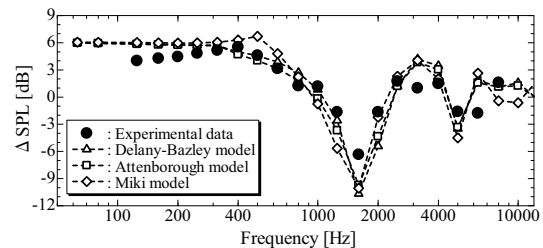


Fig.5 Comparison with existing impedance models and measured data by Watanabe et al.<sup>8)</sup> (1/3 octave band,  $d=50$ [m])

これらの結果をまとめると、いずれのモデルにおいても、 $d < 25$ [m]の場合には、地面効果が比較的に良く再現できているが、音源と受音点の距離が大きくなるにつれて実測値との差異が大きくなり、特に、 $d=50$ [m]で

は、実験値との差異が大きくなっている。

音源および受音点高さが一定で、音源・受音点間距離  $d$  のみが増える場合には、 $d$  が大きくなるにつれて、直接波、反射波の伝搬経路差  $r_2 - r_1$  が小さくなり、干渉周波数も高くなる。既存モデルでは、 $d$  が大きな条件では、高周波の音波に対する地表面での反射で発生する位相変化  $\phi$  が大きくなる。このことから、硬い地表面に対しては、反射現象を精度良く再現できず、実験値との差異が大きくなったと考えられる。

### 5. インピーダンスモデルの構築

前章で明らかになったように、既存インピーダンスモデルを用いて地面効果を評価する場合には、音源-受音点間距離が大きな ( $d=50$ [m]) の条件では、地面効果の高精度な再現は可能ではない。特に、今回の地上燃焼試験の M1-M5 点はノズル出口中心から各測定位置までの距離が 39[m] であり、既存モデルを用いてこれらの点での地面効果を高精度に評価できるかどうかは明らかではない。そこで、遠方場を含めた様々な距離条件で広い周波数帯域に対して、コンクリート面の地面効果をより高精度に再現できる新たなインピーダンスモデルの構築を検討する。

既存モデルは、グラスウールなどのインピーダンスの低い繊維系材料に対する経験式であるが、コンクリートなどのインピーダンスが高い反射面での  $\Delta SPL$  の周波数特性は、インピーダンスの低い反射面での特性とは大きく異なることが過去の研究から知られている<sup>14)</sup>。

ここで、直接波と反射波の伝搬経路差  $r_2 - r_1$  および空気音速  $c_1$  で無次元化した以下の周波数係数  $f_{c,n}$  を導入する。

$$f_{c,n} = f(r_2 - r_1) / c_1 \quad (11)$$

地表面での反射において位相変化  $\phi$  がないと仮定すると、 $f_{c,n} = 0.5, 1.5, 2.5, \dots$  において直接波と反射波の打ち消し合いが発生する。過去の実験<sup>9)</sup>より、硬い地表面の場合には、反射による位相変化が小さいことが知られている。

また、実験値との比較において、高周波になるにつれて、実験値との差異が大きくなる傾向が見られた。これは、周波数の変化によりインピーダンス特性が変化していることと既存モデルの周波数特性だけでは現象が再現できていないことを示唆していると考えられる。

そこで本論文では、硬い地表面に適用できるインピーダンスモデルとして、既存モデルを基にして、周波数  $f$  を周波数係数  $f_{c,n}$  に置き換え、周波数により係数を変化させることが可能な以下の近似式を提案する。係数およびべき数については、渡辺ら<sup>8)</sup>により測定された  $d=50$ [m] における  $\Delta SPL$  と上記のインピーダンスモデルにより求められた  $\Delta SPL$  との平均二乗誤差が最も小さくなるように決定した。

$$\zeta = \zeta_{Re} + i \zeta_{Im} \quad (12)$$

$$\zeta_{Re} = 1 + (25.0 \tan^{-1}(0.18/f_{c,n} - 0.52) + 22.0) \times (\sigma/f_{c,n})^{0.09} \quad (13)$$

$$\zeta_{Im} = (0.01 \tan^{-1}(0.05/f_{c,n} - 1.0) + 1.8) \times (\sigma/f_{c,n})^{0.10} \quad (14)$$

Fig.6 は、渡辺ら<sup>8)</sup>により計測された  $d=50$ [m] における  $\Delta SPL$  と新モデルで求めた  $\Delta SPL$  の比較結果を示す。図を見ると、2-3[kHz] 付近で、若干、実験値との差異が見られるが、既存モデルに比べて、実験値により近い値を再現できていることが分かる。

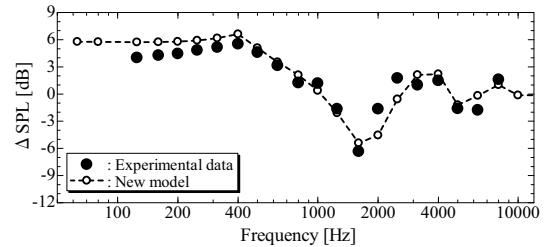


Fig.6 Comparison with new impedance models and measured data by Watanabe et al.<sup>8)</sup> (1/3 octave band,  $d=50$ [m])

Fig.7 に井清<sup>11)</sup>より計測された  $\Delta SPL$  と新モデルにより求められた  $\Delta SPL$  の比較を示す。図を見ると、全周波数域において、既存モデルに比べてより実験値に近い値となっていることが確認できる。

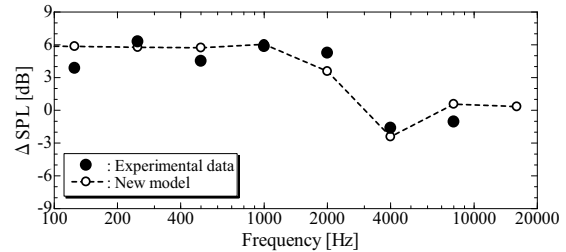


Fig.7 Comparison with new impedance models and measured data by Isei<sup>9)</sup> (octave band)

Fig.8 に渡辺ら<sup>10)</sup>により行われた  $d=25$ [m] の実験結果と新モデルで求めた  $\Delta SPL$  の比較結果を示す。ほぼ全周波数域においてほぼ同じ値を示している。特に、1[kHz] 以上の周波数においては、既存モデルの結果のように、実験値との差異が大きくなるような傾向は見られず、ほぼ実験値を再現できていることが確認できる。

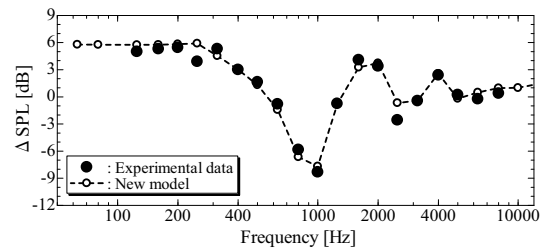


Fig.8 Comparison with new impedance models and measured data by Watanabe et al.<sup>8)</sup> (1/3 octave band,  $d=25$ [m])

これらの結果から、新モデルを用いることにより、音源と受音点間の距離や音源、受音点高さによらず、実測データを良好に再現できると考えられる。また、新モデルを用いることにより、地上燃焼試験の様々な距離条件での地面効果を高精度に評価できると期待できる。

### 6. 地上燃焼試験、音響計測結果への適用

新モデルに基づく地面効果の評価法を、地上燃焼試



験結果に適用する。本報では、NASA SP-8072<sup>16)</sup>による音響予測で用いられているフリージェットから発生する音波の周波数毎の音源位置を基に、1/3オクターブバンド中心周波数毎に排気ジェット中心軸上の音源分布位置を決定し、音源分布を仮定した。

Fig.9は、M1, M6点に関して新モデルにより求められた $\Delta$ SPL値を比較したものである。 $\sigma$ については、実際の音響計測で $\sigma$ を実測することは難しいため、本報では、 $\sigma=100,000$ として地面効果を評価した。M2-M5点の結果はM1点と同様であり、M7, M8点に関しても、M6点と同様な結果であるため、ここでは、M1, M6点の結果のみを示す。この図を見ると、ノズル軸上の音源により近いM6点の方がM1点に比べて、干渉周波数が高周波側へと移る傾向が見られる。これは、音源位置と受音点との距離がより近いM6点では、直接波と反射波の伝搬経路差 $r_2-r_1$ が大きいためである。Figs.10, 11にM1, M6点での実測値(SPL値)と、求められた $\Delta$ SPLにより実測値から地面効果を取り除いた結果を示す。M1点のSPL実測値を見ると、若干ではあるが1[kHz]付近で音圧レベルの落ち込みが見られる。地面効果を取り除いた修正値を見ると、この周波数域でのSPL値の減少が緩和した結果となっている。一方、M6点の結果では、2[kHz]付近までは、6[dB]程度の地面効果が表れており、それ以上の周波数では、周波数の上昇とともに $\Delta$ SPLが減少している。

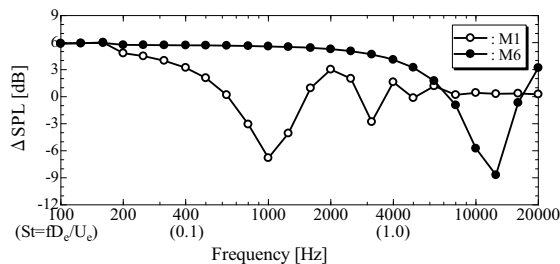


Fig.9 Sound Attenuation

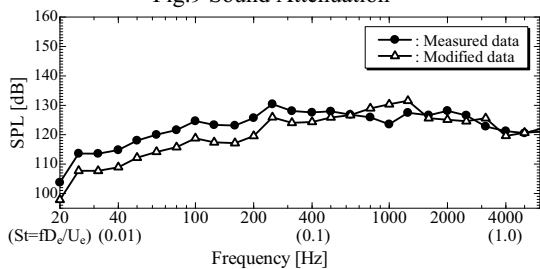


Fig.10 Modified SPL at M1

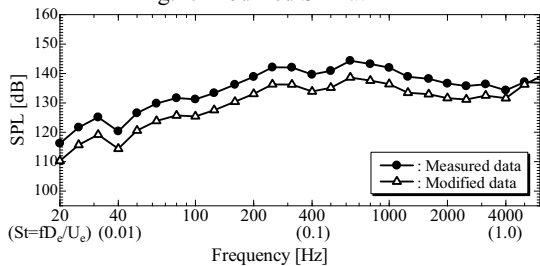


Fig.11 Modified SPL at M6

このように、新モデルを適用し、分布音源を仮定する

ことにより、地面効果の評価と地面効果を取り除いた音響データの取得が可能となった。

## 7. ま と め

JAXAで実施された固体ロケットモータの地上燃焼試験において計測された音響データから、地表面の影響について検討を行った。過去に行われた硬い地表面での地面効果の実測データを用いて、既存のインピーダンスモデルの硬い地表面に対する適用性を評価した結果、音源-受音点間の距離が大きくなるにつれ、実測値との差異が大きくなることが分かった。そのため、コンクリート面における地面効果を遠方でも再現できる新たなインピーダンスモデルを提案した。過去の測定データとの比較から、新モデルを用いることで、距離や音源・受音点高さによらず、実測データを良好に再現できることを確認した。得られた知見に基づき、新モデルに基づく地面効果の評価法を用いて、ロケット排気ブルーム軸に沿って音源を分布させることにより、地上燃焼試験で測定されたSPLデータから地面効果の影響を取り除いたデータを取得した。

本報で既存のデータに対して新モデルの有効性は確認された。今後の課題として、より低い周波数、音源-受音点間距離がより大きい条件、フラッシュマウントなど受音点高さが低い条件など、様々な条件において純音などの単音源からの音響測定を行うことで、地面効果を実測し、新モデルの有効性を更に評価するとともに、硬い地表面における音響反射現象の更なる理解を進める必要があると考えられる。

## 参考文献

- 1) Tsutsumi, S., et al., AIAA 2008-390, Jan., 2008.
- 2) Tsutsumi, S., et al., AIAA 2008-5148, July, 2008.
- 3) Tsutsumi, S., et al., AIAA 2009-328, Jan., 2009.
- 4) Fukuda, K., et al., AIAA 2009-3368, May, 2009.
- 5) Delany M. E., et al., Applied Acoustics, 3, pp.105-116, 1970.
- 6) Miki, Y., Journal of Acoustical Society of Japan, 11, 1, pp.19-28, 1990.
- 7) Attenborough, K., Journal of Sound and Vibration 99, 4, pp.521-544, 1985.
- 8) 渡辺実, 他, 航空宇宙技術研究所報告, TR-460, 1976.
- 9) 井清武弘, 日本音響学会誌, 38 巻 5 号, pp.270-276, 1982.
- 10) Rudnick, I., Journal of the Acoustic Society of America, 19, pp.348-356, 1947.
- 11) Chessell, C. I., Journal of the Acoustical Society of America, 62, 4, pp.825-834, 1977.
- 12) Embleton, T. F. W., et al., Journal of the Acoustical Society of America, 59 (2), pp.267-277, 1976.
- 13) Putnam, T. W., NASA TM X-56033, 1975.
- 14) 川井孝雄, 他, 日本音響学会誌, 38 巻 4 号, pp.189-198, 1982.
- 15) Crocker M. J., (Ed.), "Handbook of Acoustics", Wiley-Interscience, 1998.
- 16) K. M. Eldred, NASA SP-8072, 1971.

# 2D1 JAXA Supercomputer System(JSS)の構成と特徴

○藤田直行、高木亮治、松尾裕一（宇宙航空研究開発機構）

Configuration and features of JAXA Supercomputer (JSS)

Naoyuki Fujita, Ryoji Takaki and Yuichi Matsuo(JAXA)

Key Words : High Performance Computing, Center System, Distributed Environment, Multi-core, Programming model

## Abstract

JSS is JAXA's newly installed supercomputer system, which consists of three parts. Compute engines part has totally 141TFLOPS computing power, storage part has about 11PB storage space, and integrating distributed environment part realizes integrated user environment on geographically distributed condition. Some JSS features, which are efficiency of parallelization on large number of parallelism(62~97%), a large amount of main memory(94TB), correspondence of variety of computing needs, distributed user environment, and energy saving approach, are discussed.

## 1. はじめに

宇宙航空研究開発機構(JAXA)では、次期スーパーコンピュータシステム(JSS)の整備を行ってきたが、2009年4月から全システムの稼働を開始した。JSSは、スパコンによる数値シミュレーション技術を宇宙開発等のJAXA事業に本格的に活用することを企図すると共に、宇宙3機関統合のシンボリックな位置付けで導入されたものである。

JSSは、地理的に分散して存在した3個のスパコンが1カ所に統合され運用が行われることを考慮し、遠隔地からの利用の利便性確保と、多様な計算需要を扱えるシステム構成をとっている。スカラプロセッサとベクトルプロセッサを持つ総演算能力141TFLOPSの計算エンジン部、RAID5ディスク1PB、LTO4テープ10PBの容量を持つストレージ部、計算エンジン部のフロントエンド機能の遠隔配置や遠隔ファイルシステム等を用いて、分散した利用場所の統合利用環境を提供する分散環境統合部により構成される。本報では、JSSのシステム構成を紹介するとともに、高並列高効率計算、大規模メモリ、多様な計算需要への対応、遠隔地利用環境、計算機室の省エネへの配慮といったJSSの特徴について述べる。

## 2. システム構成

図1にJSSの全体構成図を示す。JSSは、大きく、①計算エンジン部、②ストレージ部、③分散環境統合部から成る。

### 2.1 計算エンジン部

#### 2.1.1 高並列スカラシステム (Mシステム)

Mシステムは、富士通(株)製FXIで構成され、3008個のCPUを持つ分散メモリ計算機である。CPUは

SPARC64VIIプロセッサ<sup>(1)</sup>を採用している。ユーザは、フロントエンドを介してFXIを使用する。フロントエンドは、富士通(株)製SPARC Enterprise M9000(SEM9000)であり、1ノード当たり8個のCPUと256GBの主記憶メモリを持つ共有メモリ計算機を2ノード有し、2台は冗長構成を組んでいる。

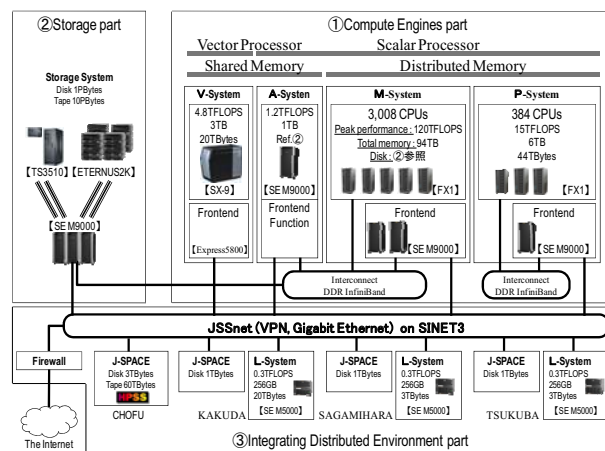


Fig.1 JSS Configuration

### 2.1.2 その他の計算機資源

JSSの計算エンジンの中核部は前述のMシステムであるが、これ以外に、Pシステム、Aシステム、Vシステムがある。

Pシステムは、Mシステムと基本的に同じ構成であるが、CPU総数が384個であること、1ノード当たりのメインメモリが16GBであるところが異なる。また、セキュリティを確保した機密性の高い計算をするために独立したファイルシステムを持っている。

Aシステムは、SEM9000であり、4コア32CPUの共有メモリ計算機で、主記憶メモリは1TBである。市販ア

アプリケーションソフトウェア等、大容量のメモリを必要とする計算に使用する。*M*システムとのファイル共有が可能となっており、*M*システム上の自作研究コードでの計算結果ファイルを、*A*システムで読み込み可視化等の解析ができる。

*V*システムは、日本電気(株)製SX-9であり、3個の演算ノードを持つ。CPUは1台0.1TFLOPSのベクトルプロセッサである。ユーザは、フロントエンドExpress5800を介してSX-9を使用する。1ノード当たり16個のベクトルプロセッサと1TBの主記憶メモリを持つ共有メモリ計算機である。

## 2.2 ストレージ部

ストレージ部は、実効容量1PB、総実効転送性能25GB/sのRAID5装置と、総容量10PB、LTO4ドライブ40台、LTO3ドライブ8台のLTOライブラリ装置から構成される。図2に、ストレージ部の構成詳細を示す。ネットワークファイルシステムのインターフェースとしてInfiniBandとEthernetを持ち、*M*システム、*A*システム、及び*L*システムでファイル共有できる。ストレージ部では、数千並列という高並列計算においても、総実効転送性能25GB/sを確保しつつ、ファイルシステムが自動的に排他制御を実現するシステムを構築することにより、ユーザのプログラム開発の時間を確保するよう努めた。また、物理的なストレージ媒体のエラー等によるデータ消失に備えるため、合計11PBの容量を持つストレージ装置では、ディスク装置はRAID5構成をとり、テープ装置へのアーカイブ時には同時に2つのテープ媒体に書き込みを行っている。

## 2.3 分散環境統合部

分散環境統合部は、SINET3<sup>(2)</sup>上に仮想専用線ネットワーク(VPN)技術を用いて作成したバックボーンを持つJSSnetに、JAXA事業所内外からJSSを利用するためのシステム(*L*システム、*J-SPACE*等)を接続し、地理的に離れた場所からのJSSの利便性向上を目指している。

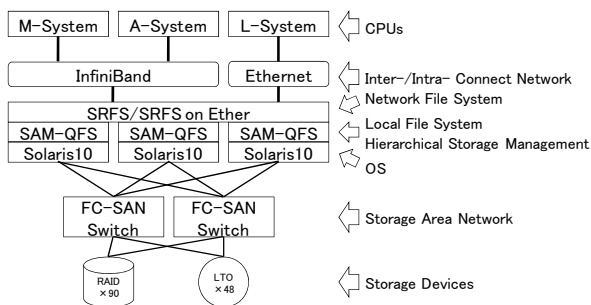


Fig.2 Storage Part Configuration

## 3. システムの特徴

### 3.1 高並列高効率計算

*JSS*の*M*システムでは、高並列の計算を高効率に実行するための技術が導入されている

#### 3.1.1 マルチコアプログラミングモデル

*M*システムに限らず、今後の並列計算機のCPUはマルチコア化していくことが予想される。ユーザは、CPU内の複数のコアの並列性と複数のCPU間の並列性の両方を意識してアプリケーションコードを開発することが求められることになるが、これはユーザにとって煩雑な作業であり、計算機技術で回避することが望ましい。

FORTRANのDOループにおいて、従来のスカラ並列計算機では、一般的に最外DOループを手動で並列化する必要があった。*M*システムでは、多重DOループをコンパイラが自動的にスレッド並列化(図3)しCPU内のコアに割り当て、ユーザは複数CPU間の並列性に注力してアプリケーションコードの開発を行うというプログラミングモデルを実現した。このプログラミングモデルを、IMPACT: Integrated Multicore Parallel Architecture<sup>(3)</sup>モデルと呼ぶことにする。ここで、IMPACTモデルに対し、従来のプロセス並列モデルのことをFLATモデルと呼ぶことにする(図4)。また、マルチコアの並列実行割り当て技術は、スーパーコンピューティングに大きく貢献したベクトル計算機のコンパイラ技術を適用できるため、ベクトル計算機を凌ぐ高効率なコードを生成することができ、単体CPU実行性能の高効率化にも貢献している。

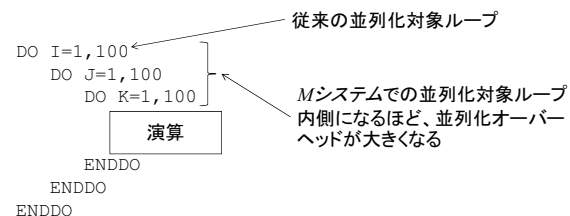


Fig.3 Parallelization DO loop

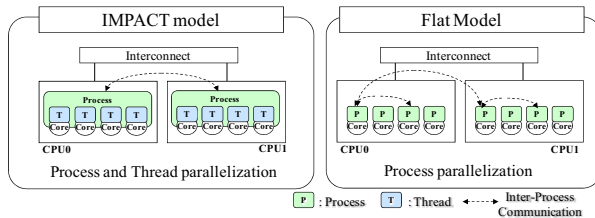


Fig.4 JSS M-System Programming Model

#### 3.1.2 チップ内外の高速バリア同期機構

高効率計算を実現するための次の課題は、数百～数千台という多数のコアで、ひとつのアプリケーションコードを動作させる場合の同期処理オーバーヘッドの低減である。*M*システムは、12,032コアを持つシステムである上に、IMPACTプログラミングモデルの採用により、最内DOループでの自動並列化が行わ

れるため、同期処理の機会がFLATプログラミングモデルに比べ増大している<sup>(4)</sup>。従って、*M*システムにおける高並列の計算を高効率で実行するには、同期処理の高速化が必須となる。

*M*システムでは、これに対応するために、CPU内の4個のコア間にハードバリア機構を備えている。また、CPU間は、高機能インターコネクストスイッチにより、ハードバリア同期機構や、OSが動作する時間とユーザプログラムが動作する時間を同期させる機構を有している。図5にCPU間におけるハードバリアとソフトバリアの速度比較を示す。これより、並列度が高くなるに従ってハードバリア同期機構の効果が高くなることが期待できる。

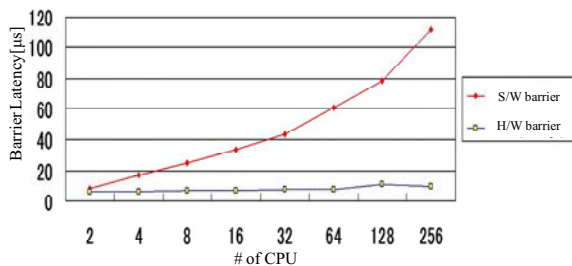


Fig.5 Soft barrier vs. Hard barrier

### 3. 1. 3 実行性能検証

ここでは、ベンチマークコードにより実行効率を見ることにする。表1は*M*システムで実行した6つのベンチマークコードの一覧である。また、表2はこれらベンチマークコードの実行効率である。ここで効率は、CPU数の増加に伴って、問題サイズを大きくしたもののものを測定している。また、効率  $e$  は、式(1)で計算した。

$$e = \frac{(a1 \cdot \frac{b2}{a2}) / \frac{b3}{a3}}{b1} = \frac{a1 \cdot b2 \cdot a3}{b1 \cdot a2 \cdot b3} \dots (1)$$

ここで、 $\frac{b2}{a2}$  は問題サイズの増加率、 $\frac{b3}{a3}$  は計算機資源の増加率、つまり、コア数の増加率である。表2から、航空宇宙分野のコードにおいて2000コア以上を使用した場合の効率は62%から91%であることが分かる。P6は、スパコンの性能評価に広く用いられているLINPACKというプログラムであるが、このプログラムにおいて、97%以上の効率を示している。これは、*M*システムが高並列計算においても、高効率を維持していることを示している。

Tbl.1 JAXA's Parallel applications

Code	Application field	Numerical Method
P1	Combustion	FDM+Chemistry
P2	Aeronautics	FVM(Structured)
P3	Turbulence	FDM+FFT
P4	Space Plasma	PIC
P5	Aeronautics	FVM(unstructured)
P6	Linpack	(High Performance Linpack)

Tbl.2 Result of parallel execution performance

Code	Execution on single node			Execution on multi node			Efficiency
	Exec time [s]	# of grids (# of floating point operations)	# of cores	Exec time [s]	# of grids (# of floating point operations)	# of cores	
	a1	a2	a3	b1	b2	b3	
P1	131.0	1,728,000	4	143.3	1,285,632,000	2,976	0.914
P2	71.0	512,000	4	91.5	384,000,000	3,000	0.776
P3	346.8	1,572,864	4	491.7	805,306,368	2,048	0.705
P4	164.0	65,536	4	193.0	49,152,000	3,000	0.850
P5	142.0	4,173	4	181.6	2,492,921	3,000	0.622
P6	3566.4	(1.3361*10 <sup>14</sup> )	4	218376.38	(2.4101*10 <sup>15</sup> )	12,032	0.979

### 3. 2 大規模メモリ

*M*システムは、ピーク性能40GFLOPS当たり、32GBのメインメモリを持つシステムであり、システム全体の総メモリ資料は94TBになる。大きなメモリ空間の利用により、数十億点規模の数値シミュレーションが可能となる。

### 3. 3 多様な計算需要への対応

表3に、*JSS*の計算エンジン部の4つのシステムの一覧を示す。太枠は各システムの特徴を示す仕様である。*JSS*は、大規模計算(*M*システム)、機密性の高い計算(*P*システム)、大容量単一メモリ空間を要する計算(*A*システム)、ベクトル計算(*V*システム)と、多様な需要に応える複数の計算機を総合的に運用している。

Tbl.3 Compute Engine Classification

System name	M-System	P-System	A-System	V-System
Processor type	Scalar	Scalar	Scalar	<b>Vector</b>
Processor-memory connection type	Distributed	Distributed	Shared	Shard
Usage	Unclassified	<b>Classified</b>	Unclassified	Unclassified
# of nodes	3,008	384	1	3
# of CPUs	3,008	384	32	48
# of cores	12,032	1,536	128	48
Peak TFLOPS	120	15	1.2	4.8
Total main memory	94TB	6TB	1TB	3TB
Memory per node	32GB	16GB	<b>1TB</b>	1TB
Brand	Fujitsu FX1	Fujitsu FX1	<b>Fujitsu SEM9000</b>	NEC SX-9

Bold Cell: Specialty of each system

### 3. 4 遠隔地からの利用

分散環境統合部のバックボーン*JSSnet*の帯域は最大1Gbpsであり、SINET3の4ノード(JAXA調布、JAXA相模原、筑波大学、東北大学)をJAXA各事業所に設置したVPN装置によりIPsecトンネルで相互接続することにより構築している。現在、SINET3の“L2サービス”の“L2VPN”及び“QoS”サービスを用いての仮想専用線ネットワーク構築実験を進めている。

*L*システムは、主要利用拠点に配置した、計算エンジン用のフロントエンド機能を有したシステムであり、ログインやコンパイル機能等のユーザのコード開発環境を、各利用拠点のローカルなネットワーク環境(LAN)上に提供している。また、*L*システムは図1のストレージ部の機能であるファイルマウントや高速同期機構を用いて、計算エンジン部とのデータ連携を実現している。

遠隔共有ファイルシステム (*J-SPACE*) は、米国エネルギー省のASCI PSEプロジェクトの成果物のひとつであるHPSS<sup>(5)</sup>を活用している。HPSSは、分散型階層ストレージ管理ソフトウェアで、ASCIを中心としたHPCのユーザを念頭に置いた設計が行われている。全世界20組織以上のASCI、スパコンセンター、気象関係、大学、原子核物理研究所等で使用されている。日本では、理化学研究所、高エネルギー加速器研究機構、及びJAXAで利用中である。特徴は高速性・拡張性であり、「下位のH/W性能の90%以上を出せる」という設計方針がある。また、H/Wを追加すれば、スケラブルに性能向上ができる分散型の設計である。*JSS*では、この分散型の特徴を用い、ユーザが直接I/Oを行うMoverと呼ばれるサーバを主要事業所に分散配置することにより、単一名前空間を分散環境上に構築している。図6に*J-SPACE*の利用イメージを示す。

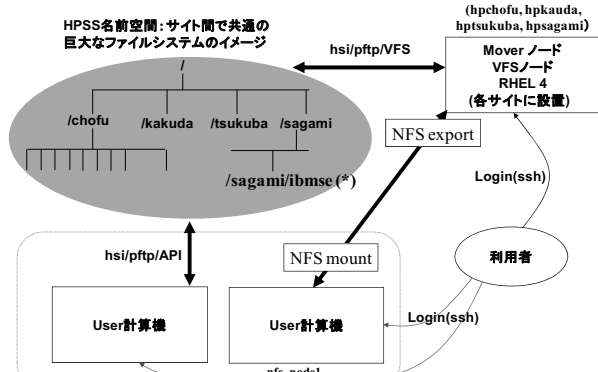


Fig. 6 *J-SPACE* Usage Example

### 3. 5 環境への配慮

*JSS*では、計算機室の冷却について省エネの観点で建屋・運用の両面で配慮している。図7に計算機室内の冷却流を示す。冷却効率を高めるため、冷気と暖気が混ざり合わないようになっている。

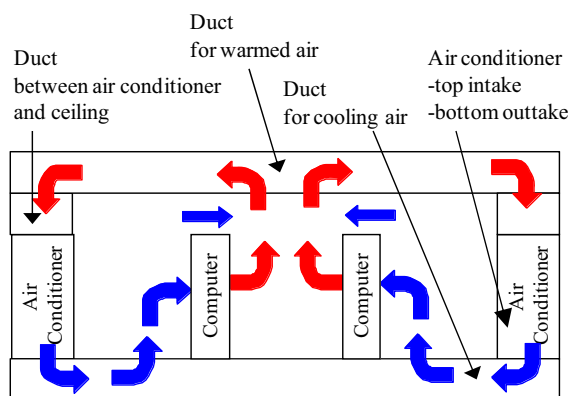


Fig. 7 *JSS* Cooling System

また、空調機吹き出し温度と計算機消費電力の関係を試算し、システム全体として省エネルギー運転を行うための検討も行っている。表4に試算の結果を示す。空調機吹き出し口温度を20℃と25℃に設定

した場合の、計算機消費電力の変化を推定し、空調機と計算機を合わせたシステム全体の消費電力量を比較した。なお、電力量は、空調機吹き出し温度が20℃の場合の空調機消費電力を1とした時の比で表している。この結果から、空調機吹き出し温度は20℃の方がシステム全体の電力消費は抑えられるということがわかる。

Tbl.4 System wide Power Consumption

Air con. outtake temperature [°C]	Air con. power ratio A	Computer Power ratio B	System wide Power ratio C=A+B
20	1 (base)	2.00	3.00
25	0.95	2.08	3.03

### 4. おわりに

2009年4月から全システムの稼動を開始したJAXAの新スパコン*JSS*のシステム構成を紹介すると共に、その特徴である並列化効率62~97%を実測した高並列高効率計算、総メインメモリ容量94TBの大規模メモリ、4種類の計算機群による多様な計算需要への対応、主要機能の遠隔配置とSINET3による遠隔地利用環境、計算機室の省エネへの配慮について述べた。

今後は、計算性能の分析、ストレージ部の性能評価、遠隔環境の性能チューニング等スパコンシステム本来の性能向上へ向けた研究を行うと共に、大規模システムにおける故障発生時の分析や保守の効率的な実施方法等運用面の分析も進めていく予定である。

最後に、本稿作成にあたり、シミュレーション結果や図表の提供をいただいた、富士通株式会社に感謝の意を表す。

### 参考文献

- (1) “次世代テクニカルコンピューティングサーバFX1の特徴・仕様”，<http://pr.fujitsu.com/jp/news/2008/02/19a.pdf>, 2008
- (2) 国立情報学研究所, “学術情報ネットワークとは”, [http://www.sinet.ad.jp/about\\_sinnet3](http://www.sinet.ad.jp/about_sinnet3)
- (3) Fujitsu Limited, “ホワイトペーパー:富士通SPARC64TMVIIプロセッサ”, <http://img.jp.fujitsu.com/downloads/jp/jhpc/sparc64vii-wpj.pdf>, 2008
- (4) 藤田直行、高木亮治、松尾裕一、“JAXA次期スーパーコンピュータシステム”JSS”の設計思想と構成概要”、第41回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2009、2D1、2009
- (5) HPSS Collaboration, “High Performance Storage System”, <http://www.hpss-collaboration.org/hpss/index.jsp>

# 2D2 ハイエンド・テクニカルコンピューティング・サーバ FX1の開発について

○関 堅 (富士通)

Development of high-end technical computing server FX1  
Ken Seki (Fujitsu)

Key Words : Numerical Analysis, CFD

## Abstract

In HPC, increasing the number of cores has become the main method of performance up rather than the frequency up. One of the major issues in this multicore approach is how to make full use of this multicore CPU capability with less user work. On the other hand, the technology of parallelization is going to reach the tens of thousands process and how to get a better scalability. In order to resolve these two major issues, Fujitsu has developed FX1 multicore based massively parallel compute node which consists of single socket nodes with the new technology Integrated Multicore Parallel ArChiTecture (IMPACT) and high speed network between nodes with the intelligent switch. The IMPACT consists of the combination of hardware barrier, shared L2 cache, increased memory bandwidth and the associated compiler. This makes multicore easy to use as a virtual single CPU more scalable. Intelligent switch which is integrated into the interconnect network, performs MPI collective operations such as synchronization and reduction by hardware. It also provides the function of broadcasting tick packets, which minimizes OS jitter. We measured the performance of micro-benchmarks and proved the effectiveness of these architectures.

## 1. はじめに

独立行政法人宇宙航空研究開発機構 (JAXA : Japan Aerospace Exploration Agency) 様は、富士通のハイエンド・テクニカルコンピューティング・サーバFX1を中核とするJAXA統合スーパーコンピュータシステム (JSS : JAXA Supercomputer System) を、この4月より本格稼働している。

このFX1の開発の狙い、ハードウェア・ソフトウェアの概略、特長と簡単なベンチマークでのその実証状況を紹介します。

## 2. FX1開発の狙い

周波数アップによるCPUの性能向上が頭打ちとなり、マルチコア化による性能向上が主流となっている中、このマルチコアをいかに容易に有効に使えるのか。もう一方において、並列技術の進展により数十～数百プロセス並列から数千～数万プロセス並列が見えてきている中、いかにスケーラビリティを上げるのか。この二つが、現下のHPCシステムに対する大きな課題である。富士通は、シングルCPUの計算ノードにIntegrated Multicore Parallel ArChiTecture (以下IMPACTと略す) と高機能スイッチという答えを用意して、JAXA様の次期情報基盤システムであるJSSの中核として採用されたハイエ

ンドのテクニカル・コンピューティング・サーバのFX1を開発した。

第一に、計算ノードは、コンパクトで無駄を省いたシングルCPUとした上で、今回このために開発したチップセットであるJSCを2個使用しBF比1.0

(1Byte/Flops) のメモリバンド幅を確保しつつメモリレイテンシを短縮し、メモリ競合による性能プレを抑えると同時にCPUの高い実効性能を確保した。

第二に、1)CPUチップ内コア間共有L2キャッシュ、2)チップ内コア間高速バリア、3)自動細粒度並列化コンパイラの3つを柱とするIMPACTを実装し、今まで難しかった最内ループでの高効率スレッド自動並列化を実現した。このIMPACTは、チップ内複数コアを仮想シングルCPU化してマルチコアを使い易くするだけでなく、プロセス並列数を1/コア数に削減し、スケーラビリティを上げる狙いがある。

第三に、計算ノード間の相互結合網として、DDRのInfiniBandでFBB (Full Bisectional Bandwidth) を確保した上で、通信オーバーヘッドやノード間のタイミングずれ (OSジッタ) に起因する大規模並列プログラムでの性能劣化を改善しスケーラビリティを向上するため、InfiniBandネットワークに接続する専用装置である、高機能スイッチを開発し、XPFで多用するノード間バリアの高速化、MPI関数 (同期

・総和計算)のハードによる高速化、ノード間のOS同期割込み機構によるOSジッタの削減を実現した。

これらにより、マルチコアを簡単に効率的に活用しつつ数千ノードの大規模並列ジョブにおいてもスケーラビリティを確保することが、FX1の設計の狙いである。

### 3. テクニカルサーバFX1のハードウェア概要

前記のような狙いに基づき設計したテクニカルサーバFX1の仕様概要を表1に示す。

表1：FX1の仕様概要

CPU	プロセッサ	SPARC64™ VII 2.5GHz
	L2 キャッシュ	6M バイト
ノード	CPU 数	1
	メモリ容量	32G バイトまたは16G バイト
	メモリバンド幅	40G バイト/s
	I/O	HDD (73G バイト) ×1, InfiniBand HCA (DDR) ×1 1000BASE-T ×1
筐体	ノード数	4
	外形寸法	19 インチラックマウント 5U

図2に、FX1のノード構成を示す。CPUは、FX1に向けて富士通の開発したSPARC64™ VIIを採用した。SPARC64™ VIIは1個のCPUチップに4個のコアを搭載し、クロック2.5GHzで、各コアが同時に2つのFMA(浮動小数点積和演算)を実行でき、ピーク性能40GFlopsを有する。演算パイプラインレイテンシを短縮し、並列動作性を向上することにより、Linpackの中核ルーチンであるDGEMMで94.6%という高効率を達成した。また、計算ノードに対しては、今回開発したチップセットであるJSCを2つ使うことで、理論ピーク40GB/sの高いメモリスループットを確保した。

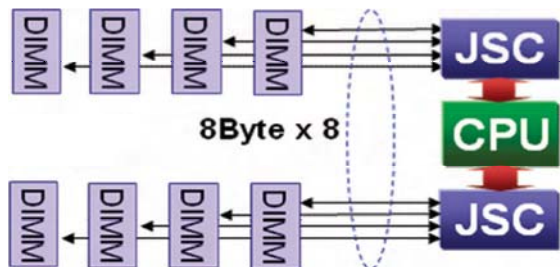
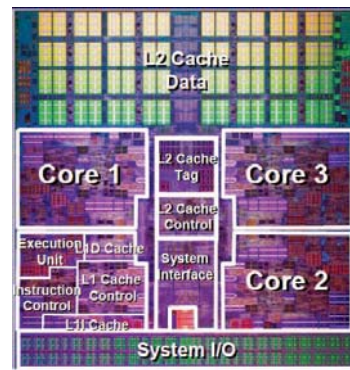


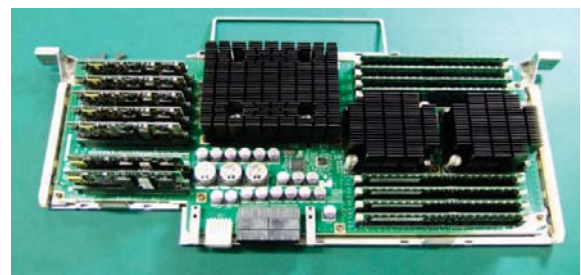
図1：FX1のノード構成

FX1の主要コンポーネントを図2に示す。(a)はSPARC64™ VIIのチップ、(b)は計算ノードに当るCPU

Memory Unit、(c)は4ノードが入った筐体である。



(a) SPARC64™ VIIチップ



(b)計算ノード(CPU memory Unit)



(c)筐体

図2：FX1の主要コンポーネント

図3にFX1のSTREAMベンチマークのTRIADの4コアでの性能を示す。最新の4コアCPUで周波数も同等のAMD Shanghai 2.5GHzを搭載したFujitsu HX600を比較対象とした。FX1はメモリ性能を強化しているため、4コアで13.7GB/sとHX600の2倍程度の性能となっている。そのためCFDの様にメモリアクセス性能が必要なアプリでは高い実行効率が期待できる。なおFX1の実行効率は34.25%であるが、これは、DIMM上のDRAMチップ1個が壊れてもエラー訂正し動作継続可能なメモリの拡張ECCを採用しているためである。

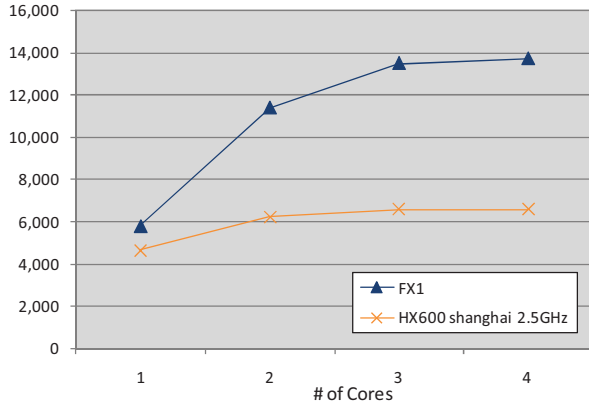


図3：STREAM TRIADの性能比較

#### 4. IMPACT

IMPACTの狙いは、チップ内のマルチコアを1つのCPUのように効率よく自動スレッド並列で使い、プロセス並列度を抑えることで、数千~数万コアのシステムでのスケラビリティを改善することにある。

しかし、従来のスレッド並列は、プロセス並列に比べると性能が出ていなかった。図4は、この状況を、スカラ並列機でのスレッド並列化とベクトル化との比較で示したものである。式はアムダールの式で、棒グラフは実行時間を表し、逐次実行とベクトル化/並列化した場合を比較している。このように従来のスレッド並列化は、並列化できないわけではないが、並列化した場合の性能向上率が低く、並列化の効果が得られない部分が大きかった。つまり、スレッド並列化に関して問題は、並列化率ではなく、並列化の性能向上率であった。

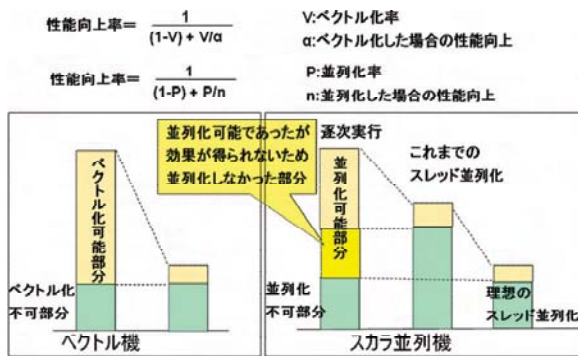


図4：従来のスレッド並列化（ベクトル化と比較）

実際には、従来のスレッド並列化では、最内ループの並列化のオーバーヘッドが大きいため、ベクトル化のように最内で並列化せずに、主に外側ループで並列化を行ってきた。最内ループ並列化のオーバーヘッドの主なもの、バリア同期とCPUコアに接続しているキャッシュ間のデータ転送のロスである。そこで、今回は、CPUコア間のバリア同期をハード化し、コアの接続されるL2キャッシュをコア間で共有する設計とし、富士通がベクトル化で培った最内ループの自動並列化技術（自動細粒度並列化コンパ

イラ）を使って、チップ内複数コアをあたかも一つのCPUであるかのように、仮想シングルCPUとして使いこなすことが可能となった。これが、IMPACTであり、ベクトル向けコードの並列化に加え、データの依存関係のためにベクトル化できなかったコードも並列化できるため、スカラ並列とベクトル化技術の長所を活かした新しいHPC向けのアーキテクチャであると言える。

IMPACTのハードウェアとしての機構の一つである共有キャッシュは、スレッド並列でのキャッシュ間の不要なデータ転送を減らし、フォールス・シェアエアリングの影響を軽減して、スレッド並列の効率を改善する。図5は、DAXPY(EuroBen Kernel 8)ループにおける共有キャッシュの効果である。

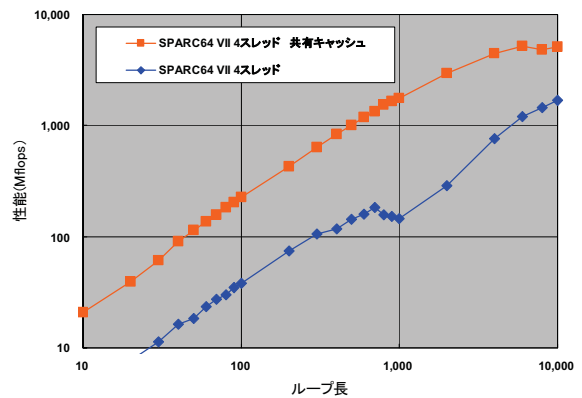


図5 DAXPYループでの共有キャッシュ効果

もう一つのハード機構であるコア間のバリアの効果を図6に示す。ソフト実行に比べて約10倍の高速化となっている。

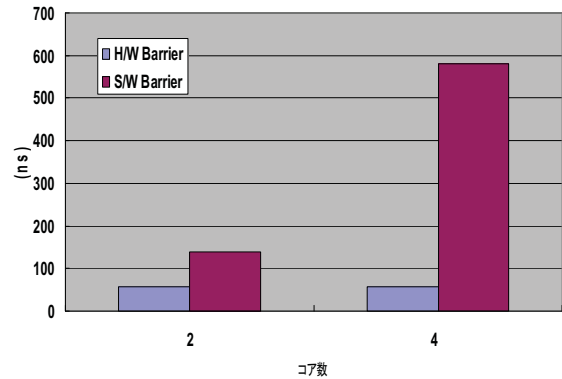


図6：CPUチップ内ハードバリアの効果

図7にDAXPYの4コアでのFX1とHX600との比較を示す。ループの粒度が小さい場合にIMPACTの効果が顕著に現れ、FX1の性能がHX600の性能を大きく上回っている。



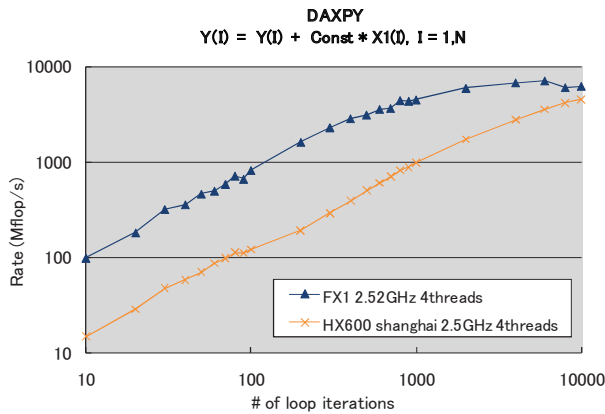


図7：DAXPYの性能比較

#### 4. 高機能スイッチ

高機能スイッチは、大規模並列ジョブでボトルネックとなる集合通信・同期をハードウェアで実装し高速化を図った。高機能スイッチの機能は3つあり、1)ノード間的高速バリア機構、2)ノード間的高速リダクション機能、3)OSスケジュールのための同期割込み、である。1)は、MPIやXPFortranにおけるバリア同期処理を高速に実行するもの、2)は、MPIにおけるリダクション処理を高速に実行するもの、3)は、多ノードジョブのOSのノイズ(各種デーモンやタイマ割込み)をノード間で同時に集中実行させる協調スケジューリングにより性能のゆらぎとオーバーヘッドを軽減するものである。

高機能スイッチの実装を、図8に示す。高機能スイッチは、InfiniBandネットワークのLeafスイッチに接続し、HCAとLeafスイッチを一般のデータ通信と共有することで、性能と物量のバランスを取った。バリアやリダクション演算で使われるデータ量は僅かなため、データ通信に影響を与えることはない。

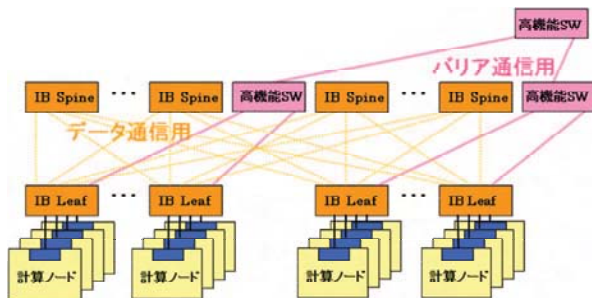


図8：高機能スイッチの実装

高機能スイッチの有無によるMPIのbarrier性能を図9に、allreduce通信の性能を図10に示す。256ノードまでの範囲ではあるが、高機能スイッチによって、barriereとallreduce通信が、一定コストで処理できていることが実測できた。allrecude通信の8並列までの実行時間の増加は、運用環境におけるハード資源

の制約から、ソフト版が選択されているためである

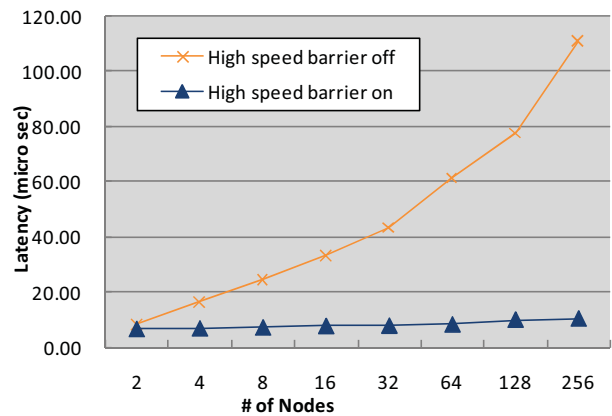


図9：MPI barrier性能

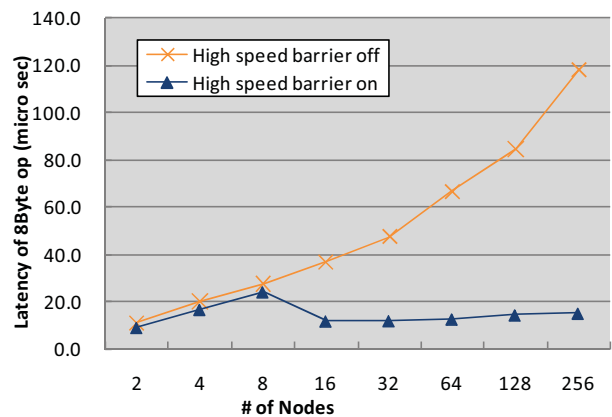


図10：MPI allreduce(8byte)の性能

#### 5. おわりに

今後、FX1を中核としたJSSの性能を更に引き出し有効に活用して頂ける様、JSSの運用・利用に当って技術協力を努め、日本の航空宇宙分野の研究開発の推進と発展に寄与して行きたい。

また、富士通では、これらの特長を有するFX1の開発成果を活かして、10PETA・FLOPSを越える次世代のHPCシステムの開発を行っていきたく考えている。

最後に、本稿執筆の機会を与えて頂き、多くの情報・助言で協力を頂いた宇宙航空研究開発機構の松尾裕一様を始めとする関係者の皆様に、この場をお借りして深く感謝致します。

#### 参考文献

1.阿部孝之ほか：JAXA統合スーパーコンピュータシステムー概要とシステムの中核「富士通のテクニカルコンピューティングサーバFX1」ー。FUJITSU, Vol.59, No5,p520-526 (2009).

## 2D3 JSS Vシステムの効率的利用について

○長嶺七海（日本電気株式会社）

Effective use of JSS V system.  
Nanaumi Nagamine (NEC Corporation)

Key Words : Numerical Analysis, CFD

### Abstract

An SX-9 system has been installed as JSS V system to make good use of the program property written for Vector supercomputers. But the performance of the components of the supercomputer is not equally improved because of the technology trends and restrictions of hardware implementation. This paper introduces the performance characteristics of the SX-9 by comparing with those of the SX-6 and the knack of coding from the users' point of view.

### 1. 概要

JAXA Vシステムは、ベクトル型スーパーコンピュータ向けに書かれたプログラム資産を有効活用するため、NEC製SX-9が採用された。しかし、一口にベクトル型と言っても、テクノロジートレンドやハードウェア実装上の制約から、性能特性やチューニングのポイントは世代ごとに異なる。ここでは、エンドユーザの観点からSX-9のハードウェア特性とその性能を引き出すポイントについて論じる。

### 2. SX-6とSX-9の性能特性比較

角田NSE, 相模原SSSで採用されたSX-6システムとJSS Vシステムで採用されたSX-9システムの性能を比較すると、表1のようになる。ここから、性能向上率は各コンポーネントにより異なり、ベクトル演算性能の向上が顕著であることが分かる。

	SX-6	SX-9	倍率
クロック	1GHz	3.2GHz	x 3.2
ベクトル性能	8GF	102.4GF	x 12.8
スカラ性能	1GF	3.2GF	x 3.2
ロード性能/CPU	32GB/S	256GB/S	x 8
ストア性能/CPU	32GB/S	128GB/S	x 4

表1 SX-6とSX-9の性能比較

(注：相模原SSSのSX-6はすべて表1の1.125倍の性能)

また、図1のようにメモリアクセス性能と演算性能の比(B/F比)の低下を補うために、SX-9には、CPUとメモリ間にADB (Assignable Data Buffer)と呼ばれるキャッシュ機構が搭載された。

これらのハードウェア特性を活かしてプログラムを実行するには、次章に挙げるようなチューニング

が有効となる。

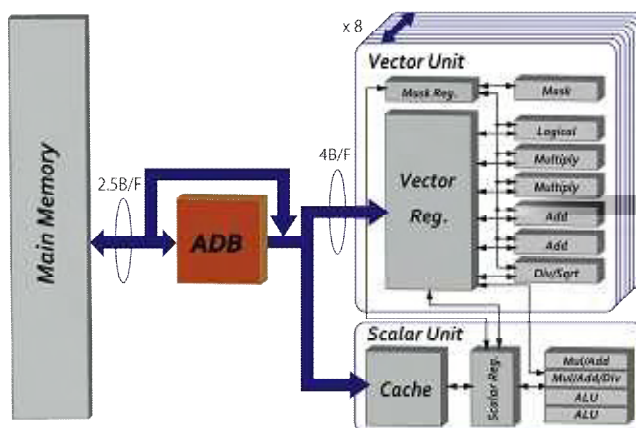


図1 SX-9 ハードウェアブロック図

### 3. 高速化事例

SX-9では、演算数/メモリアクセス数の比率を上げることが高速化につながる。ここでは、代表的な例として、外側ループのアンローリングとADBの利用を紹介する。

#### 3.1 外側ループのアンローリング

アンローリングとは、ループ長を短くして、ループ内の演算数を増やす最適化技法であるが、通常ベクトル化される最内側ループに対して適用すると、メモリアクセスが連続から飛びになるなどの理由で性能が悪化するケースもあった。一方、通常ベクトル化されない外側ループに対して適用すると、純粋にメモリアクセス回数の低減が高速化につながる場合が多い。例えば、例1にあるような変形を行うと、最内側ループにおいて、X(I)のロード、ストア及びA(I,K)のロードがいずれも半分となる。

```

DO J=1,100
  DO I=1,N
    X(I)=X(I)+A(I,K)*B(K,J)
  END DO
END DO
↓ 外側ループのアンローリング
DO J=1,99,2
  DO I=1,N
    X(I)=X(I)+A(I,K)*B(K,J) &
      +A(I,K)*B(K,J+1)
  END DO
END DO

```

例1 外側ループのアンローリング例

```

DO 60 JJ = 1, NN
!CDIR ON_ADB(NU)
  DO 40 II = 1, NN
    MU = ... B(JJ) * A(L(II))
    IF (MU.GT.SC) NU(II) = MU
    ...
  40 CONTINUE
!CDIR ON_ADB(NU)
  DO 50 II = 1, KK
    MU = NU(II) * S
    ...
  50 CONTINUE
  ...
  60 CONTINUE

```

例3 ADBの利用例(2)

### 3.2 ADBの利用

SX-9の新機能であるADBは、汎用スカラプロセッサと異なり、利用する配列を指示行で指定する必要がある。サイズはCPU当たり256kBと限られているため、ADBを利用する配列は慎重に選ぶ必要がある。また、ADBはユーザアプリケーションで使用しない場合、自動的にスカラキャッシュ及びベクトルレジスタのスピル(あふれ)に割り当てられる。ADBをユーザアプリケーションで使用する場合(ADB使用の指示行記述時)は、指定されたもの以外はADBを使用しなくなるため、副作用で性能が低下する可能性もある。

ADBは同一ループ中で同一配列を複数回参照する場合に効果を発揮する。例2では、配列WはJ方向にのみ次元を持ち、外側ループの繰り返しごとに同じ内容がロードされる。このため、WをADBに載せることで、I=2以降の配列Wのロード時間を短縮できる。

```

DO I=1,NMAX
!CDIR ON_ADB(W)
  DO J=1,NMAX
    WD(I)=WD(I) + GD(J,I) * W(J)
  ENDDO
ENDDO

```

例2 ADBの利用例(1)

例3では、NNとKKの値が異なるため、ループ40とループ50は融合できないが、配列NUの再利用性があるため、メモリに格納するよりADBに載せておく方が高速に処理できる。

### 4. まとめ

SX-9ではSX-8以前のベクトル機と比較して、メモリアクセス性能/演算性能(B/F比)が低下しているため、メモリアクセス回数をなるべく減らす最適化が有効となる。

## 2D4 JAXA Supercomputer System (JSS) の初期性能評価

○高木亮治, 藤田直行, 松尾裕一 (宇宙航空研究開発機構)

Preliminary Performance Assessment of JAXA Supercomputer System (JSS)

Ryoji Takaki, Naoyuki Fujita and Yuichi Matsuo (JAXA)

Key Words : CFD, High Performance Computing, Parallelization

### Abstract

Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) has long recognized the importance of numerical simulations using high performance computer and has strongly promoted the installation and operation of large scale high performance computing system. Since Oct. 2002, JAXA had operated an SMP-cluster type large scale parallel computing system, called NS-III. In April 2009, it was replaced with a multicore based scalable parallel cluster with approximately 12,000 cores, peak performance of 120 Tflops and 94 TBytes of main memory. The new system is called JAXA Supercomputer System (JSS). In this paper, after reviewing the overview of the new system and parallel programming model on the new system, we present the results of preliminary performance evaluation for our current aerospace CFD applications as well as Linpack HPL on JSS.

### 1. はじめに

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) は、航空宇宙分野の基礎研究から開発・利用までを一貫して行っているが、前身の航空宇宙技術研究所 (NAL) および宇宙科学研究所 (ISAS) の時代から高性能計算機を用いた数値シミュレーション技術の重要性を認識し、高性能・高機能な大規模計算機システムの整備・運用を積極的に行ってきた。航空宇宙分野における数値シミュレーションは大規模な解析が多く、必然的に大規模並列計算機システムが必要とされてきた。

現在、最先端の科学技術計算を担う大規模並列計算機システムでは、以下の2点が大きな課題として注目されている。

1) 主に消費電力等の問題で、クロック周波数アップによるCPU能力の向上が頭打ちとなり、マルチコアによる性能向上が主流となっている状況下で、マルチコアを如何に効率的にかつ容易に利用するための方法論

2) 並列計算技術の進歩により数十から数百コアを利用する並列プログラムが実用化され、数千から数万コアを利用する並列プログラムの実用化が確実視されるなかで、そのような高並列における並列スケラビリティを如何に確保するかの方法論  
この様な状況下でJAXAは2002年10月からNS-IIIと呼ばれるSMP(Shared Memory Processor)クラスタータイプの大規模並列計算機システムの運用を行ってきた。これに換わるシステムとして2009年4月に新しい大規模並列計算機システムを導入した。新しく導入した計算機システムはJSS (JAXA

Supercomputer System) と呼ばれ、JAXA統合後初めての導入となることから、これまで以上に宇宙開発等のJAXA事業への本格的な活用および宇宙三機関統合のシンボリックな位置づけ (One-JAXA) を意図して導入された。

JSSは図1および表1で示す様に大規模並列計算機システム、ストレージシステム、共有メモリシステム、遠隔利用システムなど複数の計算機システムから構成される複合システムである。

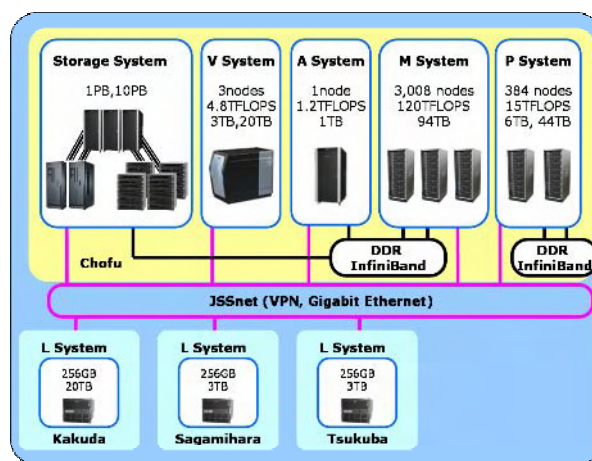


図1 : JSSの概要<sup>1)</sup>

JSSの中で実際の計算の中核となるシステムは大規模並列計算機システムであり、マルチコアCPUをベースにした富士通製FX1と呼ばれるスカラー超並列計算機で構成される。大規模並列計算機システムは120TFlopsの演算性能と94TBytesの主記憶装置を

有するM（メイン）システムと15TFlops、6TBytesのP（プロジェクト）システムから構成される。共有メモリシステムはA（アプリケーション）システムと呼ばれる1TBytesの共有メモリを有する富士通製SPARC Enterprise M9000とV（ベクトル）システムと呼ばれる、4.8TFlopsの演算性能と3TBytesのメモリを有するNEC製ベクトル計算機システムSX-9からなる。

表1：JSSの主要計算機システム

名称	JSS-M/P	JSS-A	JSS-V
CPU	Scalar	Scalar	Vector
System	MPP	SMP	SMP
ノード数	3008/384	1	3
CPU/ノード	1	32	16
Core/CPU	4	4	1
論理性能 [TFlops]	120/15	1.2	4.8
ノード性能 [GFlops]	40	40	1,600
総メモリ [TBytes]	94/6	1	3
ノードメモリ [GBytes]	32/16	1	1
メーカー	富士通 FX1	富士通 SEM9000	NEC SX-9

本報告では、まず始めにJSSの概要を簡単に紹介する。特に計算の中核となる大規模並列計算機システム（JSS-M）に関して、新しい並列プログラミングモデルについて紹介する。次にJAXAで利用されている代表的なCFDプログラムやベンチマークとして一般的なLinpackなどを用いたJSSの性能評価結果について報告する。

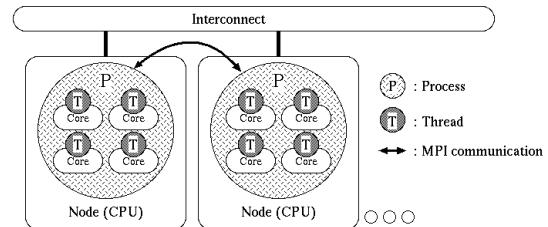
## 2. JSS-Mシステム

JSS-Mは1つのマルチコアCPUをノードとし、ノード間をInfiniband（トポロジーはFAT-Tree）で接合したMPP（Massively Parallel Processor）システムである。JSS-Mでは、並列プロセス数の増加に伴う並列オーバーヘッドとそれによるスケーラビリティ向上のボトルネック解消のために以下の2つの取り組みがなされている。1つ目は並列プロセス数の削減としてマルチコアの有効活用技術、2つ目はプロセス間通信のオーバーヘッド削減としての高機能スイッチの採用である。

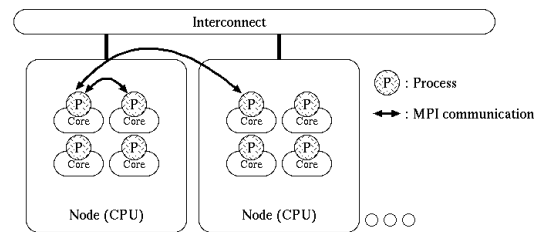
### 2.1 マルチコアの有効活用技術

JSS-MのCPUはSPARC64VIIプロセッサで1個のCPUに4個のコアを搭載し、クロック周波数は2.5GHzとなる。プリフェッチ機能、アウトオブオーダー実行、4個の浮動小数点演算の同時実行機能を有し、1CPUあたり

の理論ピーク性能は40GFlopsとなる。このCPUに搭載された4個のコアを利用する技術としてIntegrated MultiCore Parallel Architecture (IMPACT) と呼ばれるマルチコアの蜜結合性を活かした技術が採用されている。H/W技術としてコア間における共有L2キャッシュおよび高速バリアの実現、またS/W技術として自動細粒度並列化コンパイラ技術、更には高いメモリバンド幅（1Byte/Flops）を実現する専用チップセットの連携によりスレッド並列の高性能化を実現している。図2にJSS-Mにおける並列化モデルを示す。マルチコアの代表的な使い方として、IMPACTを利用したIMPACTモデル（図2-a）と各コアにMPIプロセスを配置するフラットMPIモデル（図2-b）があるが、通常はIMPACTモデルを推奨している。IMPACTモデルでは、各ノード（各CPU）にMPIなどのプロセスを配置し、ノード（CPU）内の各コアには自動並列によるスレッドを配置する、ハイブリッド並列となる。



a) IMPACTモデル



b) フラットMPIモデル

図2：JSS-Mでの並列モデル

IMPACTモデルではプロセス（MPIなど）並列に関してはユーザーが明示的に並列プログラムを作成する必要があるが、スレッド並列に関してはコンパイラによる自動並列化が行われ、ユーザーが明示的に並列化を記述する必要はない。コンパイラによる自動並列化は従来も用いられていたが、以下で述べる理由のため性能的に満足のいくものではなかった。自動スレッド並列ではループの並列化が基本となるが、図3で示すように、CFDなどで一般的な多重ループでは自動スレッド並列が対象とするループをどれにするかが問題となる。一般に最外ループでの並列化がオーバーヘッドが小さく、高い性能が期待できるた

め、できるだけ外側ループをスレッド並列の対象ループとする。しかしながら実際問題としてはコンパイラの構文解析能力が十分ではなく、ループ構造が少し複雑になると最外ループでの並列化が実施できず、内側ループでの並列化を行う場合が多かった。内側ループでの並列化ではスレッド間の同期など並列化にともなうオーバーヘッドが大きくなってしまい、思ったようにスレッド並列の性能が出せないという問題があった。これに対してIMPACTでは、前述したコア間の共有L2キャッシュおよび高速H/Wバリアによりスレッド並列におけるオーバーヘッドを大きく削減することが可能となり、その結果内側ループでのスレッド並列化でも十分な並列性能が出せるようになった。内側ループでのスレッド並列でも十分な性能が出せるようになった事およびコンパイラのデータ依存関係やループ構造などの解析能力の強化により従来よりも自動スレッド並列での性能向上が見込めるようになった。また最内ループでの高効率な自動スレッド並列化の実現によりベクトル計算機向けに作成されたプログラムでも、そのまま自動スレッド並列での性能が期待できるようになった。ベクトル化の場合は、一部のデータ依存関係（逆方向依存）が存在する場合はベクトル化ができなかったが、IMPACTではその様な場合でも自動スレッド並列化が可能となり、より広い範囲に適用できることとなった。

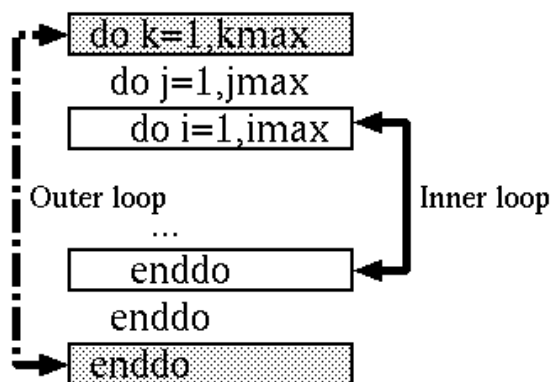


図3：自動スレッド並列化対象ループ

## 2.2 高機能スイッチ

プロセス数増加にともない、プロセス間での集合通信やバリア同期の高速化が必要となる。そのためにJSS-Mでは通常のプロセス間でのデータ通信を行うInfinibandのネットワークとは別に、バリア同期や集合通信を専門に行うネットワークおよび高機能スイッチを採用した。この高機能スイッチでは、プロセス間の集合通信やバリア同期機能を専用のH/Wを用いて実装しており、S/Wによる処理に比べてより

高速な処理を実現した。高速なバリア同期機能はOSジッタの対策としても有効に機能し、リダクション演算が少ないアプリケーションでも、有効な機能である。

高機能スイッチの性能に関してMPIバリア同期に必要な時間を512ノードまで測定を行い、512ノードで9.94マイクロ秒と高い性能が得られた。高機能スイッチは最大768ノードまで結合することが可能であり、768ノード内ではここで測定されたレベルの高性能が期待できる。768ノードを超えた場合はS/Wによるバリア同期となるため、例えば1024ノードでは248.51マイクロ秒となり極端に性能が悪化する。768ノードを超えた大規模並列解析におけるバリア同期の高速化は今後の課題ではある。

図4にJAXAの代表的なアプリケーションによる高機能スイッチの有無による性能の変化を示す。集合演算、バリア同期が少ないアプリケーションではほとんど差がないが、アプリケーションによっては14%程度実行速度が向上している。

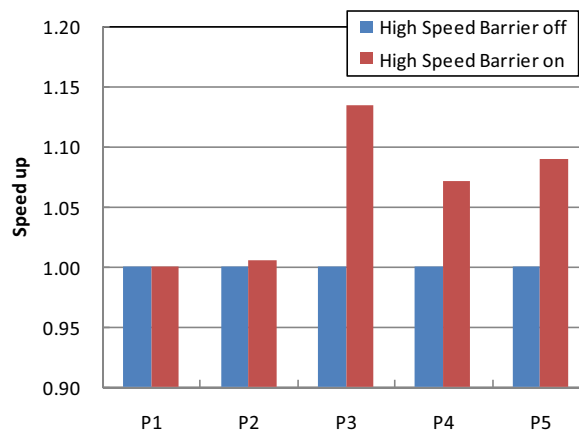


図4：高機能スイッチの効果（JAXAアプリ）

## 3. 性能評価

JSS-Mに関して一般的なベンチマークのLinpackや実際にJAXAで使われている実アプリケーションによる性能評価を行った。

### 3.1 Linpack HPL

高性能計算機の代表的なベンチマークであるLinpack HPL を用いてJSS-Mの性能評価を行った。JSS-M向けにチューニングを行い表2の結果を得た。ここで注目すべき事は、2点あり、1つ目は実行効率の高さで2つ目は実行時間である。2008年11月のTop500で10,000コア以上のシステムと比較すると実行効率は世界1位となる。また実行時間が60時間以上は、システムとしての高い安定性と信頼性を証明している。

表2：Linpack HPL 実行結果

ノード数	3,008
コア数	12,032
Rmax	110.6TFlops
Rpeak	121.3TFlops
実行効率	91.19%
実行時間	60時間40分

### 3.2 JAXAアプリによる性能評価

JAXAの代表的なアプリケーションによる性能評価を行った。表3にアプリケーションの概要を示す。

表3：JAXAアプリケーション一覧

名称	適用先	計算手法	並列化
P1	燃焼	FDM+化学反応	MPI+IMPACT
P2	航空	FVM (構造)	MPI+IMPACT
P3	乱流	FDM+FFT	XPF+IMPACT
P4	プラズマ	PIC	MPI+IMPACT
P5	航空	FVM (非構造)	MPI+IMPACT

図5は測定したJAXAアプリケーションの特性を示す。この図では計算負荷、メモリアクセス負荷、データ通信負荷のうち、どの特性が相対的に顕著かを示している。図で上部に位置するアプリケーションは相対的にデータ通信の割合が大きく、右領域に位置するアプリケーション程メモリアクセスの割合が大きいことを示している。左下に位置するアプリケーションは計算負荷が大きいことを示す。

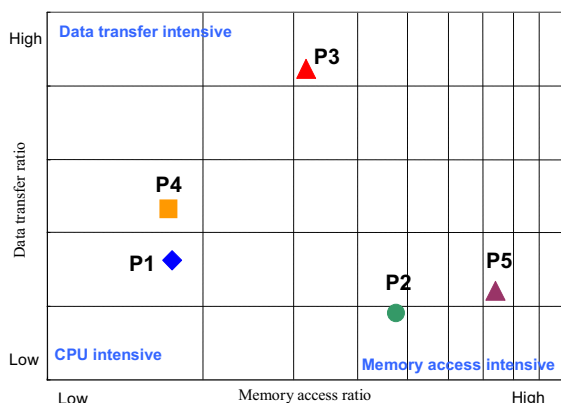


図5：JAXAアプリの特性

表4に測定結果を示す。この結果よりJAXAの実アプリケーションに対してJSS-MはCeNSS（以前のシステムであるNS-IIIの中核計算機）より平均で11倍以上高速であることがわかる。

表4：JAXAアプリによる性能評価

名称	CPU数	CeNSS [sec]	JSS-M [sec]	性能比
P1	744	1380.4	143.3	9.63
P2	750	1468.6	91.5	16.05
P3	512	3517.0	491.7	7.15
P4	750	3061.7	193.0	15.86
P5	750	1447.2	181.6	8.13
平均		-		11.36

図6に並列モデル（フラットMPIモデルとIMPACTモデル）の違いによる性能差を示す。これはアプリケーションの特性に強く依存するが、ここではフラットMPIが若干有利という結果になった。

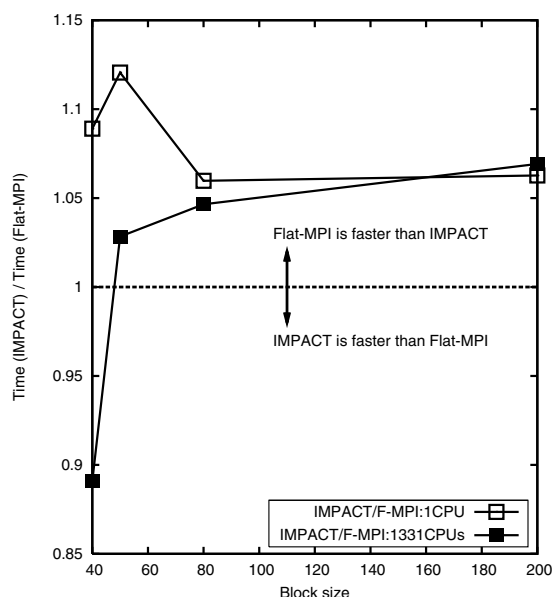


図6：並列モデルの比較

### 4. おわりに

JAXAの新しい計算機システムJSSの中核となる大規模並列計算機システム（JSS-M）の性能評価結果を紹介した。今後も引き続き性能評価を予定している。

### 謝辞

本稿の執筆に際し、JSS運用チームおよび富士通株式会社の関係各位にご協力いただきました。ここに記して深く感謝いたします。

### 参考文献

1. 藤田直行、他、“JAXA Supercomputer System (JSS)の構成と特徴”、第41回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2009、2D1、2009

## 2D5 液体燃料微粒化初期過程の数値解析

○新城淳史, 松山新吾, 溝渕泰寛, 小川哲 (宇宙航空研究開発機構), 梅村章 (名古屋大学)

Numerical Simulation of Liquid Fuel Primary Breakup  
Junji Shinjo, Shingo Matsuyama, Yasuhiro Mizobuchi, Satoru Ogawa (JAXA) Akira Umemura (Nagoya Univ.)

Key Words : Multi-phase Flow, Jet, DNS

### Abstract

This study presents DNS results of liquid fuel jet primary breakup process focusing on ligament and droplet generation mechanism. To resolve the smallest droplet scale for several flow conditions, large numerical grid systems are used. The results indicate the present numerical setting has the capability to capture the smallest scale of ligament and droplet generation. The supercomputer used is JAXA's new JSS1 Fujitsu FX1 cluster. The scalable performance of JSS1 is also discussed.

### 1. はじめに

液体微粒化は工学の広い分野において応用されている。液体燃料エンジンでは燃料の微粒化性能がエンジン燃焼性能や排気ガス特性に重大な影響を与える。また、化学加工、印刷、食品加工、医薬品製造などの諸分野でも液体微粒化は広く用いられている。しかし、乱流状態で用いられることが多いことも相まってその物理機構はまだ完全には理解されていない。したがって、よく分からないままに経験的に利用しているのが現状である[1]。

我々は、この液体微粒化の物理を解明すべく研究を行ってきている。これまで、液体ウェーバー数（慣性力と表面張力の比）が1のオーダーになる条件で一本の液糸（糸状の液体構造）から液滴が生成される過程を理論・実験・数値計算の観点から考察してきた[2-7]。この形態での研究は過去の例も多いが[1]、我々はこれまで看過されてきた伝播性の表面張力波が重要な役割を果たしていることを明らかにした。

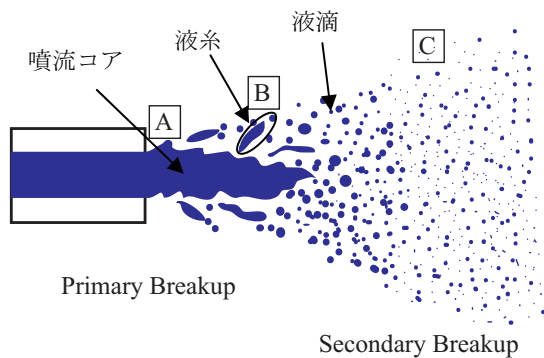


図1 液体噴霧の模式図

そこで、本研究では、実際の液体噴流からどのように液糸ができるかを解明し、一本の液糸の結果と接続できるようにすることを目的に数値解析を行う。図1に乱流噴霧の模式図を示す。上述のこれまでの研究はBの領域に当たり、本研究はAの領域に当たる。

これまで、噴流コアの分裂過程を見るための同様の計算はいくつか行われてきているが[8-10]、液噴流形状で格子解像度を十分に持った計算例はこれまでのところほとんどない。本計算では、これまでにな

い細かい解像度で計算を行い、液糸および液滴生成過程を物理的に正しく捉えることにする。これにより実機器への応用を目的とした噴霧LESへのモデル化の知見を得られることを期待してのことである。

### 2. 計算条件および計算環境

数値計算の基礎方程式は非圧縮の3次元ナビエストークス方程式とし液界面には表面張力を入れた。界面の捕獲にはレベルセット法を用い、体積保存性の悪いところをVOF法の発展版であるMARS法で補う。移流にはCIP法を用いた。計算法の詳細は文献[6,7]を参照されたい。

表1 計算条件

ケース	噴孔直径 $D=2a$	雰囲気圧	液体密度	液体粘性	表面張力
1-3	0.1mm	3MPa	848kg/m <sup>3</sup>	2870e-6 Pa·s	30.0e-3 N/m

ケース	液体速度 $U_{inj}$	気体速度	液体レイノルズ数 $Re = \rho U a / \mu$	液体ウェーバー数 $We_{bulk} = \rho U^2 a / \sigma$
1	30m/s	0m/s	440	1260
2	50m/s		740	3600
3	100m/s		1470	14400

液噴流は、円形噴流形態とし、物性を表1のように設定した。噴射速度を3通りに変えて3ケース計算を行った。噴射速度（あるいはバルクのウェーバー数）を大きくすると生成される構造が小さくなるのでそれに合わせて格子解像度を変えてある。格子系は直交等間隔格子とし、それぞれのケースについて、ケース1：4億点（格子幅1.5 $\mu$ m）、ケース2：11.6億点（格子幅0.75 $\mu$ m）、ケース3：60億点（格子幅0.35 $\mu$ m）である。

本計算では、噴射ノズル出口の速度に乱れを導入しなかった。これは、ここでは物理機構の解明を目



的にしているためである。実際の機器では、上流やノズル内起源の乱れがあるので微粒化が促進されるが、因果関係が不明瞭になるので敢えて乱れは導入していない。

計算には、JAXAに新規に設置されたJSS1システムを使用した。JSS1はいくつかのサブシステムから成るが、その中核は富士通FX1ベースのスケラブルクラスタである。FX1クラスタは、クロック周波数2.5GHzクアッドコアのSPARC64™ VIIチップ1個を搭載したノードが、Infinibandを使ったフルバンドのFat treeトポロジーで3,008個結合された形態のものである。ノードは、40GFLOPSの理論ピーク性能と32GBのメモリ空間を有する。CPUは、コア間ハードバリア、6MB共有L2キャッシュ、高メモリバンド幅及び先進コンパイラ技術を核とするIntegrated Multicourse Parallel Architecture（これ以降、IMPACTと呼ぶ）と呼ばれるメカニズムを実装し、OpenMP指示行追加などのユーザへのプログラミング負担を最小にしつつCPU内での高速自動スレッド並列実行を可能とする。FX1クラスタでは、ノード間通信は、基本はフルバンドのFat treeネットワークにより行なわれるが、集合通信の高速化、ノード間バリア、計算ノード間のOSジッタ低減のために高機能スイッチを使った高速バリアネットワークを別に持っている。IMPACT及び高速バリアネットワークを利用することにより、マルチコアCPU利用時におけるプログラミングモデル変更やMPI大規模並列における並列化効率低下をあまり気にすることなく大規模問題にアタックすることができる。また、FX1クラスタは、1PBのRAIDディスク装置と10PBのテープ装置から成る大規模ストレージを擁し、25GB/秒の実行転送性能による入出力が可能である。

オリジナルコードはFortran77で書かれている。並列化は、XPFortranを用いて行なった。XPFortranは、富士通が開発したデータ並列タイプの並列化Fortran言語の一種である。ループレベル並列性に基づいているため、並列プログラミングが比較的容易であり、インクリメンタルな開発が可能（逐次に戻れる）である。XPFortranにはグローバルメモリ空間という概念があり、並列計算機システムの各ノードが持つ物理メモリを論理的に1つのメモリ空間に見せる機能がある。これにより変数が連続した一つの空間内に割り付けられているように見えるために、ノード間のデータ転送を意識することなくプログラミングができる。XPFortranでは、プロセス間でのバリア同期を多用するため、高速バリアネットワークが有効に機能している。IMPACT並列は、コンパイル時に-Kimpactオプションを指定すればよい。XPFortranとIMPACT並列を利用することにより、ユーザは大規模並列を容易に実行することができる。

今回、最も大きいケース3の場合では、1440CPU（5760コア）を用い計算時間は450時間である。非定常流のため、時系列のデータ量が合計で150TBほど出てくるが、入出力速度がボトルネックにならないように工夫をした（3章を参照）。

### 3. 計算結果

#### 3. 1 流れ場

図2に例としてケース1の全体の流れ場の様子を示す。ノズル出口からしばらくは滑らかな液体表面が続く。液柱先頭では、傘形状が形成されその背後の巻き込み渦と縦渦の作用により乱れた流れ場が形成される。液糸の生成は先頭の傘のエッジと液柱コア表面の両方から確認できる。液糸の先端からは液滴が生成している。計算格子の解像度が足りているかを知る簡便な方法には、生成される液糸が滑らかで表面には波打ちが見られること、生成した液滴が球形状になること、などがある。図2では実際にそのようになっている。

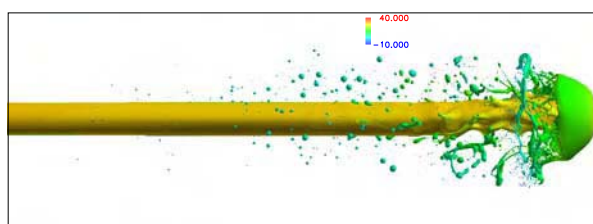
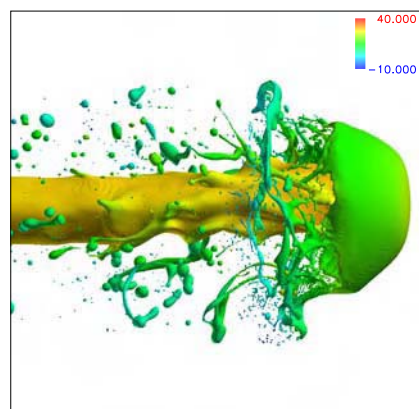
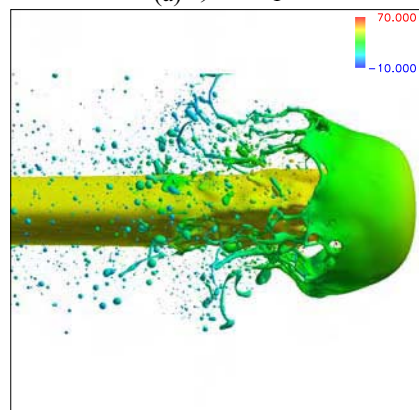


図2 ケース1の全体図。表面色は軸速度(m/s)。

バルクのウェーバー数（ここでは噴射速度と等価）が上がると、生成される構造が小さくなる。図3にその様子をケース1とケース2を例にして示す。



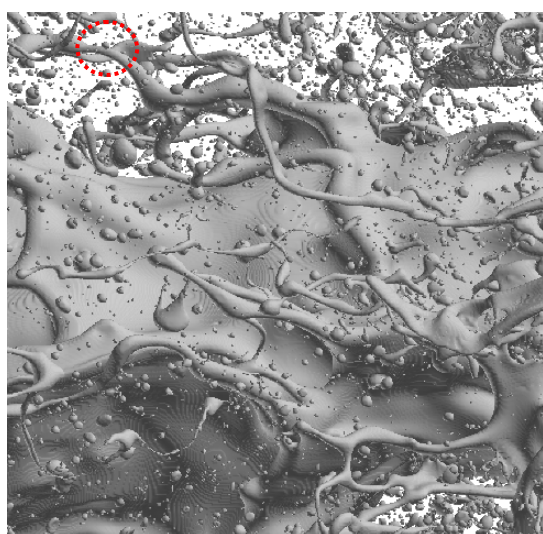
(a) ケース1



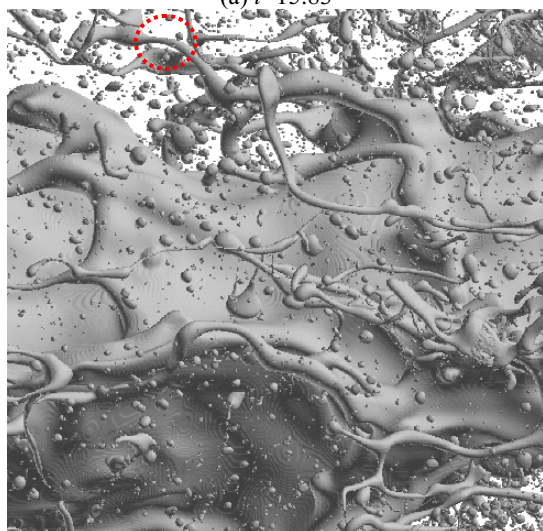
(b) ケース2

図3 バルクのウェーバー数による生成構造のスケールの違い。元の液柱の直径は同じである。

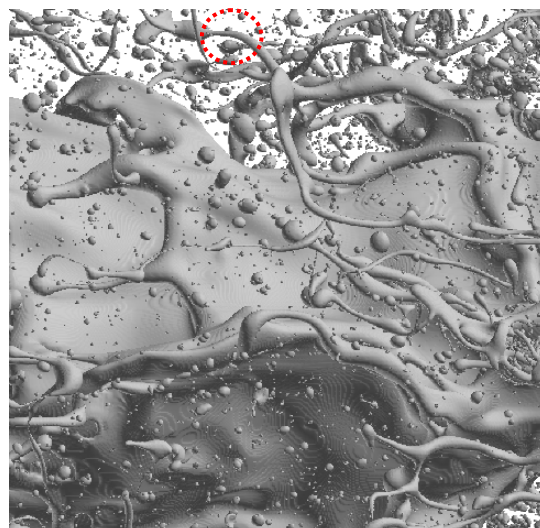
個々の液系の追跡例として、ケース3を使って描いたものを図4に示す。例えば、上方にある点線で囲ったところは液系から液滴が生成しようとしているところであるが、これは先端から2番目の括れ部で起きている。我々の一本の液系の解析例でも伝播性表面張力波の干渉により必ずしも1番目の括れ部で分断が起きるわけではないことが示されており、同じ現象が起きている。また、全ての液系の先端は表面張力により収縮して丸くなり波を液系の軸方向内側に伝えている。実線で囲んだところは液系先端が再び液柱コアに衝突するところであるが、衝突の瞬間に液柱コアの液表面が乱れる。これにより液柱コアに乱れを供給し後の時刻の液系や液滴の生成に寄与することになる。



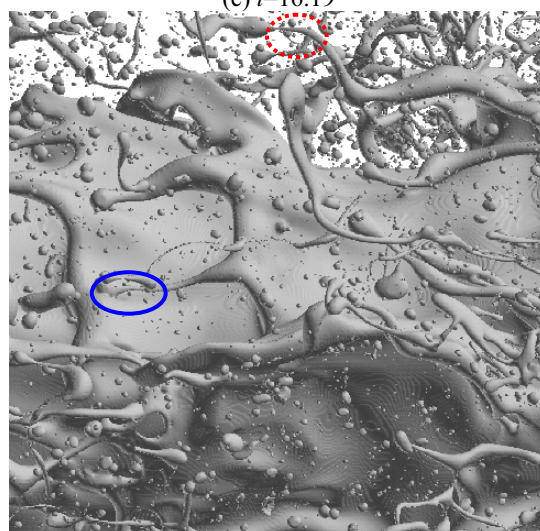
(a)  $t=15.83$



(b)  $t=16.01$



(c)  $t=16.19$



(d)  $t=16.37$

図4 液系構造の時系列追跡例(ケース3)。時刻は無次元時間。

### 3. 2 計算機性能

このシミュレーションでは大量のデータを処理する必要があり、データ出力時間の短縮が大きな課題であった。今回の計算では、1回の出力データ量が306GB、全体で153TBのデータを出力する必要があり、データ出力時間が3000時間以上に及ぶことが明らかであった。この値は演算時間の10倍にあたる。この問題は1440ノード毎に計算されたデータを1台のマスターノードが集約してデータ出力するために発生している。更に、ファイルサーバを複数利用者で共有しているため、今回のような大規模シミュレーションでは専用サーバが必要と判断した。

そこで、各ノードで計算されたデータをそれぞれのノードからファイルサーバにデータ出力することによりデータ出力時間の短縮を図った。

次にJSSが所有するファイルサーバを占有利用し、更に効率よくデータ出力する設定を行った。ファイルサーバはInfiniband ネットワークで接続されておりファイルシステムとして富士通製のネットワーク型ファイルシステム (SRFS) を採用している。各ノ

ードからデータを出力する際にはFortranのI/Oバッファキャッシュを経由する。1440ノードから一斉に書き込みが行われた場合ファイルシステムに効率よくデータを書き込みが行われようシステム環境を変更した。FortranのI/OバッファキャッシュサイズをSRFSのI/Oブロック長(32MB)の整数倍になるように512MBに設定した。更に、1440ノード分のデータ量がファイルサーバのサーバキャッシュに収まるようにSRFSのサーバキャッシュサイズを1回のデータ出力量以上の値に設定した。以上のような設定を行い153TBのデータを12.5時間で行うことができた。これは演算時間の約3%にあたる。これにより、入出力が計算のボトルネックになることはなくなった。

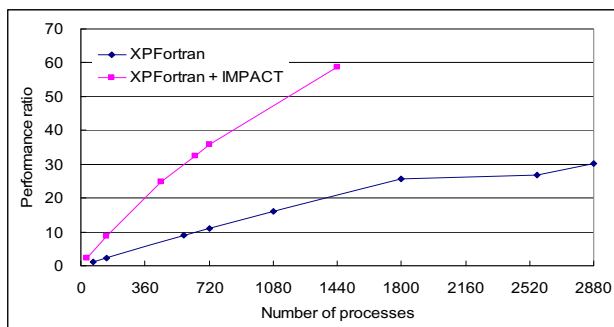


図5 IMPACTによる性能改善

次に、XPFortranとIMPACTを融合させたマルチプロセスおよびマルチスレッドによる階層並列での実行性能結果についてのべる。マルチコアCPUの時代となり、マルチコアに適したプログラミングスタイルでは、高効率なスレッド並列化との階層化で、プロセス並列のプロセス数を少なくすることで、プロセス間通信に伴う性能低下を削減することが重要となる。

IMPACTを融合させることによる性能改善の効果を図5に示す。これは、使用する資源量に比例して計算処理量をスケールアップさせた場合の、単位時間あたりの処理量をプロットしている。図からわかるように「XPFortran+IMPACT」は「XPFortran」に対して同じプロセス数で3倍程度スピードアップしており、自動並列による効果が出ている。

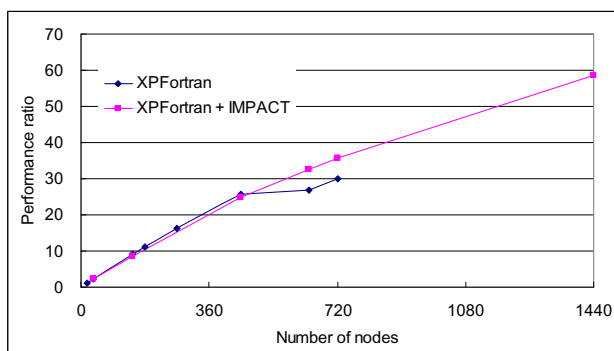


図6 性能のスケラビリティ

次に、図5を使用する資源量(ノード数)で揃えて表示したグラフを図6に示す。「XPFortran+IMPACT」では、プロセスあたり「XPFortran」の4倍の資源量が必要とするが、同じ資源量の「XPFortran」と比較した場合、高並列では「XPFortran+IMPACT」の処理性能が上回っており、IMPACTを使用することで、1440ノードの大規模並列でも性能が十分にスケールすることを示している。

#### 4. まとめ

このように、詳細な計算によって液柱コア、液糸、液滴の追跡が可能になった。液糸から液滴が生成される過程は、我々のこれまでの結果と一致する結果である。今後は、さらにデータの解析を進め、さまざまな乱流統計量や液糸・液滴との相関を探っていく予定である。

本計算を実施したJSSシステムについておおよその性能についても簡単に述べた。このような大規模計算でも問題なく動作させることができた。

#### 謝辞

本計算遂行や原稿作成にあたり、JAXA情報・計算工学センターおよび富士通スパコン運用チームのご支援を受けました。ここに記して感謝いたします。

#### 参考文献

1. Lin, S. P., *Breakup of Liquid Sheets and Jets*, Cambridge University Press (2003)
2. Umemura, A., Wakashima, Y., *Proc. Combust. Inst.*, 29, pp.633-640 (2002)
3. 梅村, 日本航空宇宙学会論文集, 55-640 (2007) 216-223
4. 梅村, 日本航空宇宙学会論文集, 55-640 (2007) 224-231
5. 梅村, 日本航空宇宙学会論文集, 55-643 (2007) 359-366
6. 新城ら, 日本航空宇宙学会論文集, 55-641 (2007) 273-281
7. 新城ら, 微粒化 (印刷中)
8. Gorokhovski, M., Herrmann, M., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40, pp.343-366 (2008)
9. Menard, T. et al., *Intl. J. Multiphase Flow*, 33, pp.510-524 (2007)
10. Lebas, R. et al., *Intl. J. Multiphase Flow*, 35, pp.247-260 (2009)

# 2D6 埋め込み境界法を用いた機内空気流のLESの構築

○齋藤英文（島津製作所），梶島岳夫（大阪大学）

Formation of LES of cabin air flow using immersed boundary method  
Hidefumi Saito (Shimadzu Corp.) , Takeo Kajishima (Osaka Univ.)

Key Words : LES, Immersed Boundary, Cabin Air Flow

### Abstract

We construct a model of air flow in an aircraft cabin. This model consists of LES based on Smagorinsky model and is using immersed boundary method for the inner boundaries such as cabin interiors and passengers. In this model, we use Boussinesq approximation for buoyancy-driven flow to couple the flow field and thermal field. And Oxygen concentration distribution is also calculated. It is clear that this model can simulate the conditions of air in the cabin.

### 1. はじめに

航空機の空調システムは，一般的な空調システムとは異なり，機内の与圧・換気・温度調節の全ての機能が必要となるシステムである。特に航空機が上空を巡航している際は，与圧と換気を行うため，機外空気を圧縮して機内に取り込んでおり，このための消費エネルギーは大きなものとなっている。

近年のエネルギー消費削減の要請から，航空機空調を電動化した上，機内空気の精製再利用による換気量低減で，省エネと快適性を両立させる方法の研究を進めた<sup>1)</sup>。その中には巡航時の機内が高度2,438m (8,000ft) の気圧まで低下することに対応し，乗客の快適性維持のため，酸素分圧や湿度を改善した空気を乗客頭部付近に供給するシステムも含まれる。

しかし，実際の機内では換気のための空気流が存在しており，このシステムを効果的に実現できる具体的な空気供給の形状まで検討できていなかった。そこで，効果的な空気供給の形状をCFDにより検討することを試みるため，まず機内空気の流れを表現できるモデルの構築を進めた。本報では，このモデルについて報告する。

### 2. 解析モデルの構築

解析モデルには以下の要件が必要である。

- ・ 機内には乗客に不快感を与えない0.3m/s程度の平均流が存在するが，シートや人体等の固体部分によって乱れを生じる。その乱れの解析が可能であること。
- ・ 人体等の温度による空気流への影響と酸素の濃度変化の解析が可能であること。
- ・ 機内噴出し・吸込みに加え，乗客の呼吸による空気流の解析が可能であること。

これらの要件を考慮した結果，規模の大きな乱れを解析でき，かつ比較的粗い格子で固体の分布を取り入れることのできる，埋め込み境界法(Immersed Boundary)<sup>2)</sup>を用いたLESモデルを採用した。

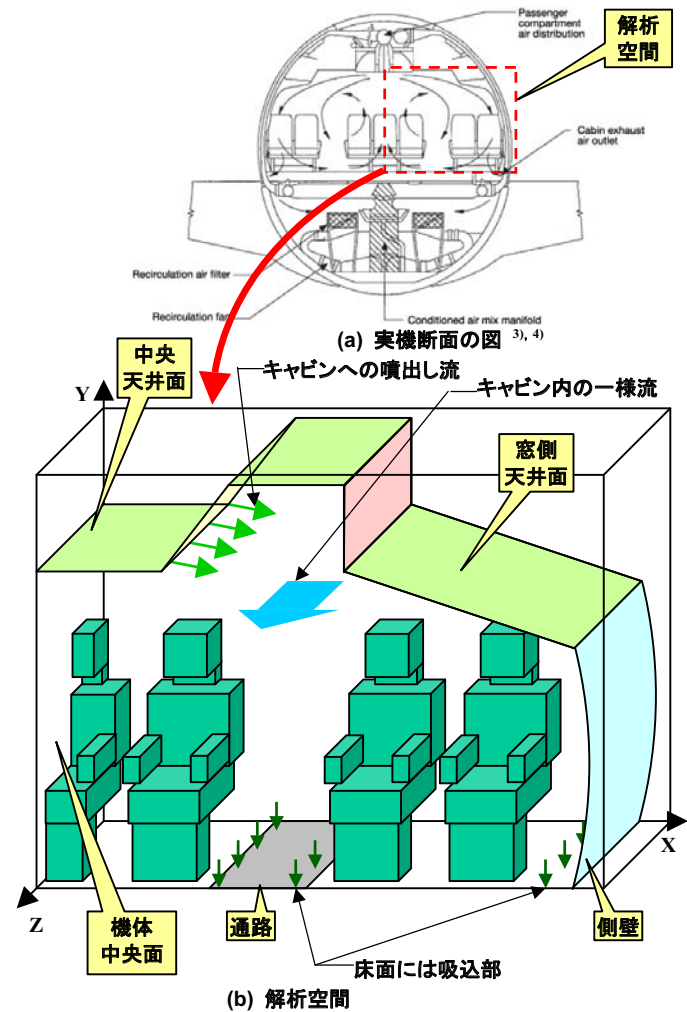


図1 機内空気の解析空間の形態

解析するモデルは、頭部から距離のある部分からの空気供給を評価することを考慮して、広胴中型機であるBoeing767機をベースに選んだ。この機体形状で、一列分の座席状態を切り出し、さらに機体中央面で対称と仮定する(図1参照)。X, Y, Z各軸を図示のとおり設定し、X=0~2,420mm, Y=0~2,120mm, Z=0~800mmとした。

空間全体に20×20×20mmの均一Staggered格子を張り、解析空間を構成した。格子数はi×j×k=121×106×40である。この格子に対し、機内構造物や人体等の固体部分を、埋め込み境界法により組み入れた。各セルに含まれる固体の占める割合(固体率)を算定しておき、これによって固体(速度=0)と流体(空気)を合わせた各セルの代表流速を計算する。

天井付近にあるスリットから空気噴出し、床面に吸い込みを与え、また人体の呼吸を表現するため、吸込み・噴出しを有したセルを設定した。

機軸方向に、換気を考慮した一様流れが形成されることを考慮し、一様流形成のための駆動力を与えた。Z方向の境界には周期境界条件を設定した。

### 3. 基礎式

本モデルでは、非圧縮性流体として密度の変化はないものとした。ただし、温度変化に伴う浮力を考慮するため、Boussinesq近似を用いた。空気流および熱移動と物質拡散の基礎式を以下に示す。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \cdots(1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) - \frac{1}{\rho} \nabla P + \nabla \cdot (2\nu \mathbf{D}) + \mathbf{f} \quad \cdots(2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\nabla \cdot (\theta \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\alpha \nabla \theta) \quad \cdots(3)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\nabla \cdot (\xi \mathbf{u}) + \nabla \cdot (D \nabla \xi) \quad \cdots(4)$$

ここに、 $\theta$  : 温度(K),  $\xi$  : 酸素濃度

本解析モデルでは、LESにより格子以上の流れを直接計算するため、格子以下のスケール(SGS)を渦粘性とするSmagorinsky Modelを用い<sup>5)</sup>、SGS渦粘性係数 $\nu_e$ を算出した。

$$\nu_e = (C_s f_s \Delta)^2 |\mathbf{D}| \quad \cdots(5)$$

$$\Delta : \text{フィルタ幅} = \sqrt[3]{\Delta_x \Delta_y \Delta_z}$$

$$|\mathbf{D}| : \text{ひずみ速度テンソルの大きさ} = \sqrt{D_{ij} D_{ij}}$$

$$\text{ただし } \mathbf{D} = \frac{1}{2} \{ (\nabla \mathbf{u})^T + \nabla \mathbf{u} \} \quad \cdots(6)$$

ここで、 $C_s$ はSmagorinsky定数で $C_s=0.10$ とした。また、 $f_s$  : van Driest減衰関数<sup>5)</sup>で $A^+=25$ を用いた。

熱移動・物質拡散の解析でも、SGS渦温度伝導率 $\alpha_e$ 、SGS渦拡散係数 $D_e$ を採用した。 $\alpha_e$ と $D_e$ は、0方程式モデルに基づく一定の $Pr_{SGS}$ (SGSプラントル数)と $Sc_{SGS}$ (SGSシュミット数)を用いて $\nu_e$ から与えられるものとした。本解析モデルでは、 $Pr_{SGS}$ と $Sc_{SGS}$ は共に0.5を採用している<sup>6),7)</sup>。

$$\nu : \text{動粘性係数(m}^2/\text{s)} = \nu_0 + \nu_e \quad \cdots(7)$$

$$\alpha : \text{温度伝導率(m}^2/\text{s)} = \alpha_0 + \alpha_e \\ = \alpha_0 + \nu_e / Pr_{SGS} \quad \cdots(8)$$

$$D : \text{拡散係数(m}^2/\text{s)} = D_0 + D_e \\ = D_0 + \nu_e / Sc_{SGS} \quad \cdots(9)$$

ただし、下付き"0"は基準状態である、1気圧・298.15K(25°C)の空気での物性値とする。

また $D$ は窒素に対する酸素の拡散係数である。

温度変化に伴って発生する浮力は、本解析モデルでは密度の変化を与えるのではなく、Boussinesq近似にて体積力を与えることで対応した。すなわち、(2)式の外力項 $\mathbf{f}$ には、Y(鉛直)方向成分のみに、標準空気温度 $\theta_0$ (=298.15K)からの温度偏差 $\Delta\theta$ (K)を用いて、次式で計算される体積力を加算した。

$$f_y = \left[ g \left( -\frac{\Delta\theta}{\theta_0} \right) \right] \quad \cdots(10)$$

ここに $g$ は重力加速度 = -9.8067 m/sec<sup>2</sup>である

### 4. 解析アルゴリズムと解析条件

本モデルにおける流れ場の解析は、Staggered格子を用い、空間差分は2次精度中心差分とした。移流項・粘性項の時間進行は2次精度 Adams-Bashforth法による計算とし、SMAC法を用いての流れ場と圧力場のカップリングの解を求めた。その際の圧力方程式は、過緩和係数 $\beta=1.3$ を用いたSOR(逐次過緩和)法により計算した。

温度場・濃度場の解析は、流れ場と同一格子を用いた空間の2次精度中心差分で行った。流れ場で得られた流速を用いて計算する移流項と拡散項の時間進行は2次精度 Adams-Bashforth法とした。

渦粘性の算出のため、予備的解析により壁面直近のセルでの平均流速を計算し、摩擦速度 $u_\tau$ を求めた。 $u_\tau$ と、各セルから最短の固体セルまでの距離とによって減衰関数の値を計算し、SGS渦粘性係数 $\nu_e$ を求めた。この値を基準に、(8)式からSGS渦温度伝導率 $\alpha_e$ を、(9)式からSGS渦拡散係数 $D_e$ を算出している。

本解析に用いたその他の各数値は、表1に示すとおりである。

表1 解析に用いた各数値

代表摩擦速度 $u_\tau$	$8.06 \times 10^{-3} \text{m/s}$
機内空気の基準状態	$\theta = 298.15 \text{K} (25^\circ\text{C})$ $P = 101325 \text{Pa}$ , $a$ $\xi = 0.2094 (20.94\%)$
各物性値( $\text{m}^2/\text{s}$ )	$\nu_0 = 1.574 \times 10^{-5}$ , $\alpha_0 = 2.182 \times 10^{-5}$ $D_0 = 1.80 \times 10^{-5}$
Z方向一様流の設定	Z方向 $0.00080 \text{Pa/m}$ の圧力勾配に相当する体積力を付与
噴出し空気	$\theta = 298.15 \text{K}$ , $\xi = 0.2147$
呼気 <sup>8)</sup>	$\theta = 310.00 \text{K}$ , $\xi = 0.1627$

温度場の解析では、埋め込み境界法で固体セルとした各セルに対し、想定される温度に設定した。本解析では、流速分布のみならず温度や酸素濃度も含めた空気流の状態を明確にすることに主眼を置くために、固体内部での温度変化はないものとした。また、酸素濃度の分布は天井噴出し部の空気と乗客の呼気に対して規定し、固体内部は基準状態から変化しないものとした。

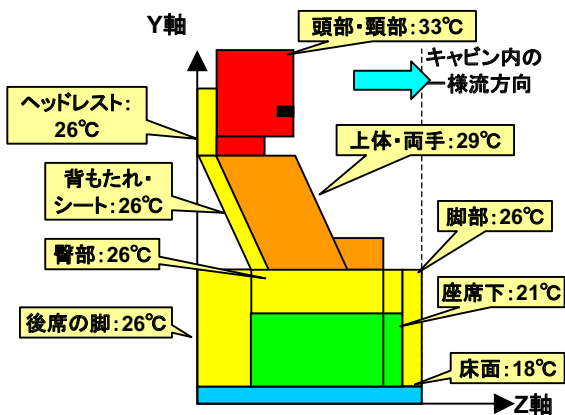
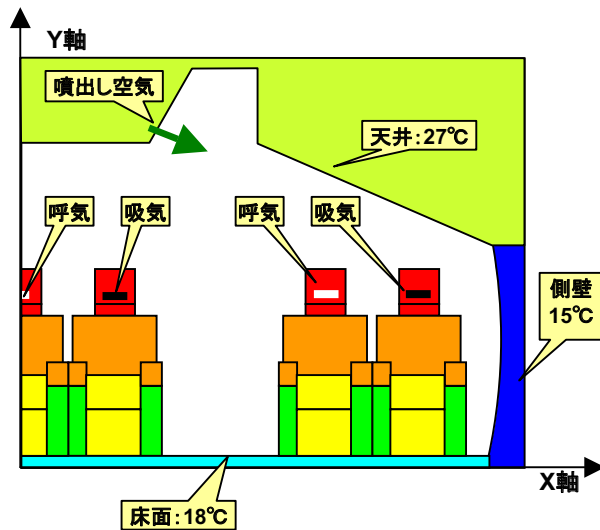


図2 温度設定と濃度設定

図2に人体および機内構造物の各部分の温度設定と、噴出し空気における濃度設定を示した。

噴出し・吸込みセルの設定は、機体構造として天井面に空気噴出し部（1箇所）を、床面に空気吸込み部（3箇所）をそれぞれスリット状に設け、人体モデルは、3.5人うち2人が吸気、1.5人が呼気状態とし、いずれも噴出し量の合計と吸込み量の合計が等しくなるように設定した。

### 3. 解析結果の例

以上のモデルに基づくプログラムを構築し、機内空気の解析結果を得た。解析結果をX-Y面で切り出し、図示したものを図3～図8に示す。図3～図5は流速分布、図6～図7は温度分布、図8は濃度分布の例を示す。このうち図3、図6は一様流がヘッドレストや背もたれで乱れる $k=1$ 面を示し、図5、図8は呼気による乱れの出る $k=15$ 面を示す。

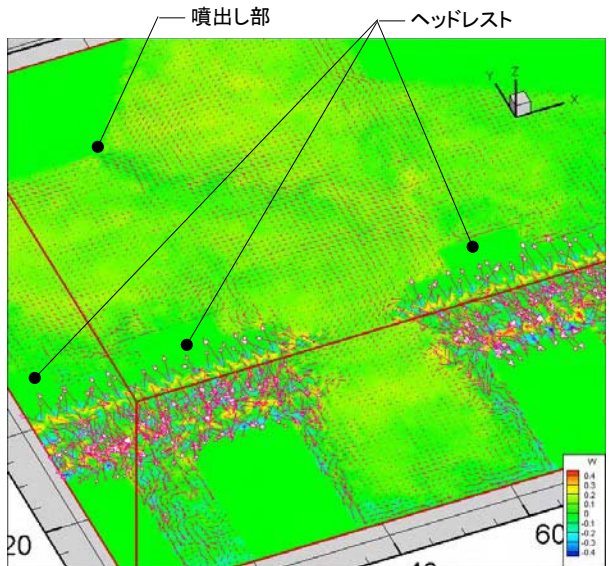


図3  $k=1$  面（ヘッドレスト面）の流れ場

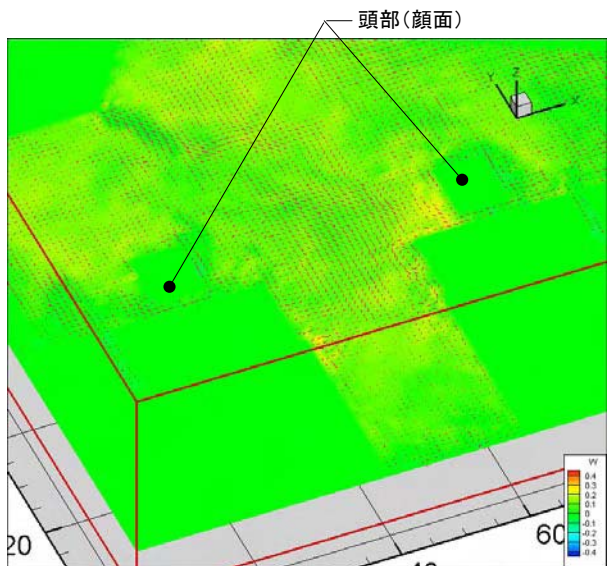


図4  $k=10$  面（顔面近く）の流れ場

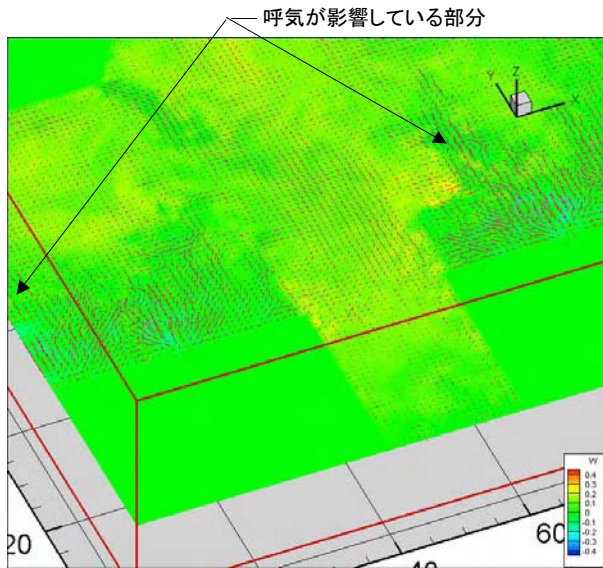


図5 k=15 面（体の前方空間）の流れ場

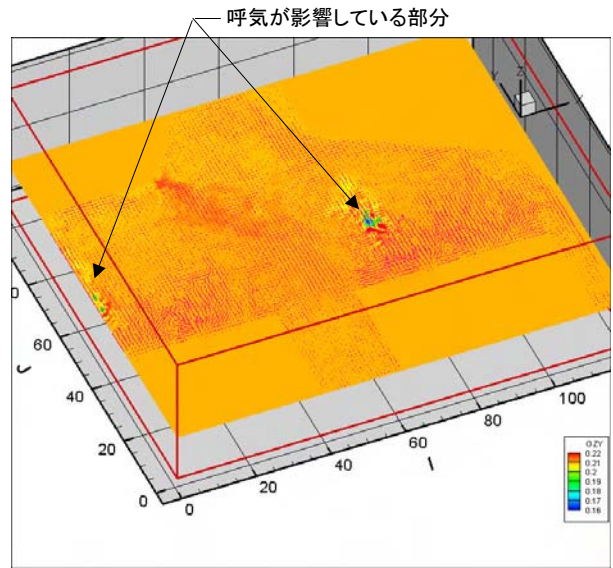


図8 k=15 面（体の前方空間）の酸素濃度分布

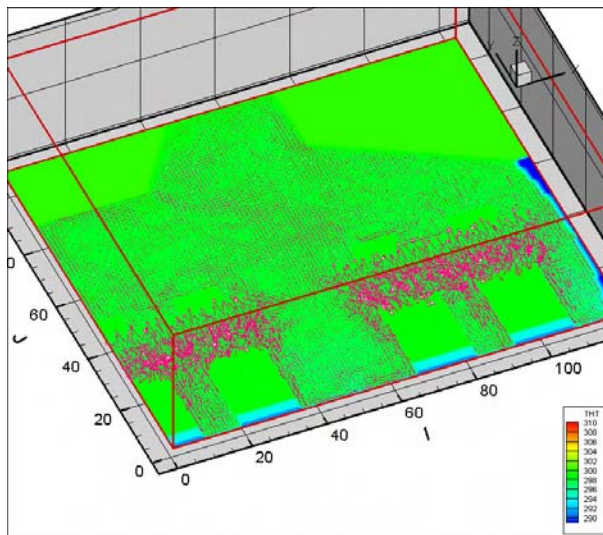


図6 k=1 面（ヘッドレスト面）の温度分布

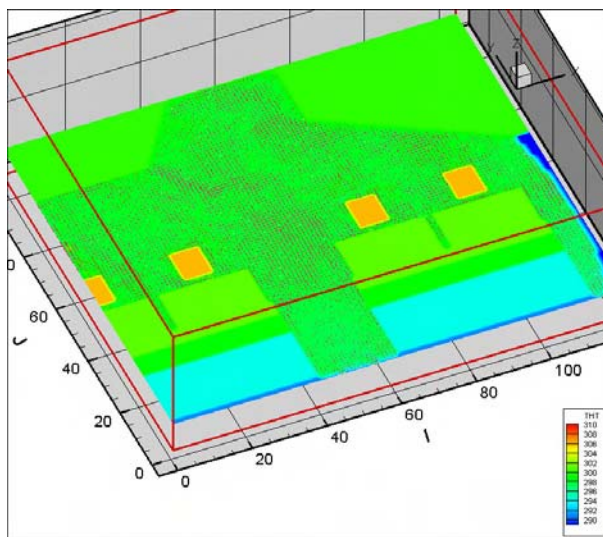


図7 k=10 面（顔面近く）の温度分布

#### 4. 結論

航空機の機内で効果的な空気供給方法を検討するために、熱移動と酸素の物質拡散を含めた流れ場の解析モデルを構築し、解析を試みた。この結果、次の結論を得た。

- (1) Smagorinsky Model を用いたLESにより、比較的粗い格子を採用しても、機内空気の流れ状態と温度分布・酸素濃度分布を表現できるモデルを構築した。
- (2) 埋め込み境界法を用いることにより、人体や機内構造物を含む機内空間全体を、均一の直交格子で解析することが可能となった。
- (3) 解析空間内に噴出し・吸込みセルを設け、噴出空気に対しては、その温度や濃度を設定することで、機内への空気供給口や呼気を模擬することができる。

今後このモデルを用いて、効果的な空気供給方法について検討を進めて行く。

#### 参考文献

- 1) 斎藤ほか:「先進空調システムの技術開発（ノンブリード空調システム）」、第46回飛行機シンポジウム講演3D4, Oct. 2008
- 2) 小林他編「数値流体力学ハンドブック」丸善, p388～389 2003
- 3) Boeing社ホームページより  
<http://www.boeing.com/commercial/cabinair/ecs.pdf>
- 4) (財) 日本航空機開発協会ホームページより  
[http://www.jadc.or.jp/10\\_AircraftD.pdf](http://www.jadc.or.jp/10_AircraftD.pdf)
- 5) 梶島著「乱流の数値シミュレーション」養賢堂, 第7章2003
- 6) 村田ほか:「渦励起による同軸混合噴流の流動制御と渦励起周波数の予測」生産研究, 53-1 p53～56, 2001
- 7) Eidson, T.M.: Numerical simulation of turbulent Rayleigh-Benard convection using subgrid scale modelling, J. Fluid Mech, 158, p245～268, 1985
- 8) 広重他著「小生理学」南山堂, 第5章1987

# 2D7 乱流遷移点を予測するための確率論を考慮した決定論

○内藤 健 (早稲田大学理工学術院)

Stochastic determinism for simulating the Transition point  
Ken Naitoh (Waseda University)

Key Words : Transition, Turbulence, CFD,

## Abstract

We proposed the method called “stochastic determinism”, based on the deterministic Navier-Stokes equation and stochastic artificial disturbances, in order to simulate directly the transition point from laminar flow to turbulence. (Naitoh et al., 2007, 2008) Here, we clarify the reason why the approach works well. Stochastic determinism scale, which is smaller than the averaging scale for continuum mechanics, brings us the weak indeterminacy of physical quantities such as velocity and pressure. However, the stochastic determinism approach based on the indeterminacy makes it possible to capture the transition point in space, as the quantum mechanics is with indeterminacy principle.

### 1. はじめに

乱流遷移現象に関する様々な基礎研究がなされてきた。(1-3) 安定解析、常微分方程式による近似モデルによる研究が報告され(4, 5等)、その後、計算機の進歩とともに数値流体力学 (CFD) による試み(6, 7等) が多くなされたが、意外なことに、空間的な遷移位置を予測できていない。

従来の乱流遷移現象の数値流体力学は、管路の入口と出口を周期境界条件で接続したおり(6, 7等)、初期条件で層流であったものが時間とともに乱流に遷移することはとらえているが、入口からどの程度の距離で乱流に遷移するのかという本来の課題は、20年以上の間、未解決だった。層流翼や血流など、多くの問題において、空間的な遷移位置をとらえることが重要であるのだが、空間的な周期境界条件を外しただけの計算では、乱流遷移しなかったからだ。

我々は、エンジンのように、時間的・空間的に圧縮性の程度が大きく変化する場において、層流に近い場から乱流へ遷移する現象を解く方法を考案してきた。(9, 10) 近年、それを発展させ、管内乱流の遷移位置をも予測する可能性を見出した。これを可能にするためのキーポイントは、数値誤差の適切な収束判定条件 (物理的判定条件) と次元の異なる保存則系による物理量の計算精度向上である。(11-15)

この方法により、管入口における乱れ強さの程度や Reynolds 数を変化させた際、乱流遷移位置が変わることや、Squire の定理に見られるように、二次元的な変動が先に現れることなどを予測できるようになっている。(11-15)

### 2. Stochastic Determinism

空気や水等、全ての流体は微視的に見れば、分子の集合体であり、連続体ではありえない。自然現象は本質的に離散的である。ところが、流体力学では、多くの分子群をひとつの流体粒子と仮定して、その流体粒子が連続的につながったものと近似して方程式をたてている。(2, 3)

ここで例えば、大気の  $Re=10,000$  の流れを考えてみよう。この場合の Kolmogorov スケール  $L_k$  は  $10 \sim 100$  ミクロンのオーダーであり、分子の平均自由行程  $L_m$  は  $0.01 \sim 0.1$  ミクロン程度である。この Kolmogorov スケールで、分子群の連続体近似の平均化操作をすると、密度に、 $0.01 \sim 0.1\%$  ( $L_m/L_k$ ) 程度のゆらぎ  $\rho'/\rho$  が生じることになる。このゆらぎの程度は、管入口の乱れ強さと主流速度との比  $(u'/U_0)$  の値に近いところにある。そこで、あえてこの  $(u'/U_0)$  と同じ程度のゆらぎ  $\rho'/\rho$  になる中間的空間スケール (Stochastic determinism scale  $L_s$ :  $L_m < L_s < L_k$ ,  $\rho'/\rho = L_m/L_s \approx u'/U_0$ ) で連続体近似すると、非圧縮性の Newton 流体でも、ゆらぎ項  $\varepsilon_A$ ,  $\varepsilon_B$  を加えた Navier-Stokes 方程式 (式 (1)) となる。

$$\vec{F} \equiv \left[ \begin{array}{c} \sum_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + \sum_j u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \nu \sum_j \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \end{array} \right] = \left[ \begin{array}{c} \varepsilon_A \\ \varepsilon_B \end{array} \right] \quad (1)$$



非圧縮性の質量保存則でも、ランダム項  $\varepsilon_A$  が存在する。運動量保存則では、圧力項・粘性項に密度のゆらぎが影響することだけを考えると、 $\varepsilon_B$  が付加される。粘性項に関わるゆらぎについては、Reynolds数が若干変動することに相当すると考えられるが、これが遷移位置に与える影響よりは、上記の質量保存則のゆらぎの方が大きな影響があると考えられる。

前報告(11-14)で、非圧縮性流れの流速の発散をゼロにせず、(ゼロにあまり近づけすぎないようにして) 入口乱れの程度まで、ランダムな数値誤差を与えたのは、この  $\varepsilon_A$  (スケールLsで分子群の連続体近似の平均化操作することにより発生した項) に相当する。つまり、通常の連続体近似ではなく、物理量にわずかにゆらぎ(不確定性)を許した定義をしたうえで、ランダム項を付加したNavier-Stokes方程式系を用いることが有効である。求められた物理量そのものの値にはわずかな不確定性があるが、そのかわりに、空間的な乱流遷移位置を求めることができる。(15) (連続体近似の平均化サイズよりもわずかに小さなスケールLsで近似したNavier-Stokes方程式を用いて解くことの必然性がわかる。)

これは、量子力学における不確定性原理とは異なるが、不確定性を前提とした支配方程式を用いて解くことにより、今まで解けなかった現象があきらかになる新たな事例と言える。なお、この方法論は、確率過程と決定論の両者にまたがってはいるが、Langevin方程式やBoltzmann方程式の方法論とも本質的に異なるものである。

## References

1. Reynolds, O., 1883. "An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels". *Proceedings of the Royal Society of London*, Vol. 35, pp. 84-99.
2. 巽友正 : 流体力学、培風館、1982
3. E.D.Landau and E.M.Lifshitz, *Fluid Mechanics* 2<sup>nd</sup> Edition, Elsevier, 2004.
4. M. Drela and M.B. Giles, Viscous-Inviscid Analysis of Transonic and Low Reynolds Number Airfoils, *AIAA J*, Vol.25, No.10, 1347-1355, 1987.
5. K. Naitoh et al, Quality and level of the Airfoil shapes obtained by using genetic algorithms and evolutionary strategies. 570-574, *Computational Fluid Dynamics 2000*, Springer-Verlag, 2000.
6. Moin, P. and Kim, J., 1982. "Numerical investigation of turbulent channel flow". *J. Fluid Mech.* 118, pp.341-377.
7. Kawamura, K. and Kuwahara, K., 1985. "Direct Simulation of a Turbulent Inner Flow by Finite-Difference Method", *AIAA paper* 85-0376.
8. Ooida, J. and Kuwahara, K., Implicit LES of Turbulence Generated by a Lattice, 2003 AIAAPaper2003-4097
9. Naitoh, K. and Kuwahara, K., 1992. "Large eddy simulation and direct simulation of compressible turbulence and combusting flows in engines based on the BI-SCALES method", *Fluid Dynamics Research* 10, pp.299-325.
10. Naitoh, K., Takagi, Y., and Kuwahara, K., 1993. "Cycle-resolved computation of compressible turbulence and premixed flame in an engine", *Computers & Fluids*, 22, 4/5, pp.623-648.
11. 内藤 健、乱流遷移の数値解析、日本流体力学会年会要旨集、2007年8月
12. 中川有貴、四宮大夢、内藤健、並行平板間における乱流遷移の数値シミュレーション、第21回数値流体力学シンポジウム講演論文集、2007.
13. 四宮大夢、内藤健、管内乱流遷移位置の直接数値解析、第22回数値流体力学シンポジウム講演論文集、2008.
14. Naitoh, K., Nakagawa, Y. and Shimiya, H., 2008. "Stochastic determinism approach for simulating the transition points in internal flows with various inlet disturbances". *Proceedings of 5<sup>th</sup> International Conference on Computational Fluid Dynamics, (ICCFD5) (to be published as Computational Fluid Dynamics 2008, Springer)*.
15. H. Shimiya and K. Naitoh, to be published as *Proceedings of 6<sup>th</sup> International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, June, 2009.
16. P. J. Roache, 1972. *Computational Fluid Dynamics*, Hermosa.
17. Kuwahara, K. et al. 2005. "Development of Implicit Large Eddy Simulation", *Proc. of the 6th Int. Nobeyama Workshop on the New Century of Comp. Fluid Dynamics*, 2003, 47-59.
18. Nikradse J, 1932. "Gesetz massigkeiten der turbulenten stromung in glatten rohren." *Forschungs-Arb. Ing-Wesen*, No. 356.
19. J.Laufer, J. 1950. "Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel", *NACA Technical Note* 2123, 68.

# 2D8 超音速乱流境界層流れの LES に向けた WCN スキームの改良

○松川豊 (法政大学)

An improvement of WCNS for LES of supersonic turbulent boundary layer flows

Yutaka Matsukawa (Hosei University)

Key Words : Boundary Layer, Supersonic Flow, LES

Abstract

Weighted Compact Nonlinear Scheme (WCNS) has been improved by utilizing Jameson's shock sensor to switch a weighting procedure in variable interpolation. The improved scheme was validated to perform a large eddy simulation of the supersonic turbulent flow over a rough-wall plate. The result shows that the spatial resolution for turbulent eddy structure is improved without reducing its capturing ability for shock waves.

## 1 緒言

DNS と LES は乱流の研究において有力な計算手法であり、様々な基本的乱流問題に対して適用されている。近年においては計算機および計算スキームの発達により、特に LES に関しては、物体周りの流れ場など工学的に関心ある流れ場への適用も行われるようになってきている。

これらの手法を超音速流れ場に適用する場合、計算スキームの性能として基本的に要請されることは、乱流を適度に解像でき得る高次精度を有すること、および、流れ場に現れる衝撃波（不連続面）を捕獲できること、のふたつである。前者は非圧縮性流れ場に対しても要請される性能であるが、後者は超音速流れ場に対して特有な要請である。

これらふたつの要請を満たすと考えられる計算スキームのひとつとして、Deng と Zhang により構築された WCN スキーム (Weighted Compact Nonlinear Scheme) [1] がある。WCN スキームは高次精度のコンパクトスキームに衝撃波捕獲性を取り入れた計算スキームであって、超音速流れ場に対する高解像度計算法として期待され、いくつかの定常流れ場に適用され検証されている [2] [3]。また、基本的乱流問題である非圧縮性等方性乱流の陰的 LES への適用も行われている [4]。

筆者はこれまでに、超音速乱流流れ場の計算スキームとしての有効性を調べるために、WCN スキームを超音速平板乱流境界層の陰的 LES に適用し検証を行ってきた [5][6]。その結果、WCN スキームに内在する数値粘性は大きく、そのまま陰的 LES に適用するこ

とは効率的ではないと評価した [6]。

本研究は、この観点より、超音速乱流境界層流れの LES に向けた WCN スキームの改良を試みたものである。

## 2 計算手法

### 2.1 WCN スキーム

WCN スキームにはその空間精度などに関していくつかの種類が構築されているが [1][7]、本研究は 4 次精度の陽的スキームである WCNS-E-4[1] を用いる。それは  $x$  方向流束  $E$  の微分項を以下のように近似評価する。

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x_i} = \frac{a}{h} (\tilde{E}_{i+1/2} - \tilde{E}_{i-1/2}) + \frac{b}{h} (\tilde{E}_{i+3/2} - \tilde{E}_{i-3/2}) \quad (1)$$

$$a = 27/24, \quad b = -1/24 \quad (2)$$

ここで、 $i$  は格子点番号 ( $x_i = ih$ )、 $h$  は格子幅、 $\tilde{E}$  は数値流束である。この計算スキームは多重対角行列の反転が不要な陽的スキームであり、通常の意味ではコンパクトスキームではないが、コンパクトスキームの一般形から導出されるという観点からコンパクトスキームとして呼称されている。しかしながら、同じ精度のコンパクトスキームと比較して同等の結果が得られていることから [2] [3]、計算効率の良い計算スキームとして期待される。

WCN スキームにおいては数値流束を求める際に流れ場の変数内挿を行い、衝撃波捕獲性のための重み付け変数内挿が行われる。これを以下に示す。

流れ場の変数  $Q$  に対して、 $x = x_i$  におけるその 1 階微分  $f_i$  と 2 階微分  $s_i$  の差分近似として、ステンシルが異なる以下の三つを考える。

$$\begin{aligned} f_i^1 &= \frac{1}{2h} (Q_{i-2} - 4Q_{i-1} + 3Q_i) \\ f_i^2 &= \frac{1}{2h} (Q_{i+1} - Q_{i-1}) \\ f_i^3 &= \frac{1}{2h} (-3Q_i + 4Q_{i+1} - Q_{i+2}) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} s_i^1 &= \frac{1}{h^2} (Q_{i-2} - 2Q_{i-1} + Q_i) \\ s_i^2 &= \frac{1}{h^2} (Q_{i-1} - 2Q_i + Q_{i+1}) \\ s_i^3 &= \frac{1}{h^2} (Q_i - 2Q_{i+1} + Q_{i+2}) \end{aligned} \quad (4)$$

そして、これらを用いて  $x = x_{i+1/2}$  における左側内挿値を次のように求める<sup>1</sup>。

$$\tilde{Q}_{i+1/2}^L = Q_i + \frac{h}{2} \bar{f}_i^L + \frac{h^2}{8} \bar{s}_i^L \quad (5)$$

$$\bar{f}_i^L = \sum_{k=1}^3 \omega_L^k f_i^k, \quad \bar{s}_i^L = \sum_{k=1}^3 \omega_L^k s_i^k \quad (6)$$

ここで  $\omega_L^k$  は係数であり、これらが

$$\omega_L^1 = 1/16, \quad \omega_L^2 = 10/16, \quad \omega_L^3 = 5/16 \quad (7)$$

であるときに、この内挿は  $(i-2, i-1, i, i+1, i+2)$  の 5 点における値を用いた 5 次精度内挿

$$\begin{aligned} \tilde{Q}_{i+1/2}^L = Q_i + \frac{1}{128} (3Q_{i-2} - 20Q_{i-1} - 38Q_j \\ + 60Q_{i+1} - 5Q_{i+2}) \end{aligned} \quad (8)$$

と等しくなる。そして、WCN スキームにおいては、この係数  $\omega_L^k$  の値を式 (7) ではなく、次のように求める。

$$\omega_L^k = \frac{\beta_L^k}{\sum_{m=1}^3 \beta_L^m} \quad (9)$$

$$\beta_L^k = \frac{C_L^k}{(\epsilon + IS^k)^2} \quad (10)$$

$$C_L^1 = 1/16, \quad C_L^2 = 10/16, \quad C_L^3 = 5/16 \quad (11)$$

$$IS^k = (hf_i^k)^2 + (h^2 s_i^k)^2 \quad (12)$$

ここで、 $\epsilon$  はゼロ割りを防ぐための値の小さい定数である。上式からわかるように、この内挿では、微分係数の平均化においてそれぞれの局所的な大きさに応じて重み付けすることにより係数  $\omega_L^k$  の値を定め、強い勾配を含むステンシルからの寄与が相対的に小

<sup>1</sup>右側内挿値についての表式も同様に得られる。

さくなるようにしている。また、流れ場の変数が滑らかな領域においてはこの内挿は 5 次精度となることが示される。このように、WCN スキームの衝撃波捕獲性には、この重み付け変数内挿が重要な役割を担っている。

さて、WCN スキームにおけるこの重み付け変数内挿は衝撃波捕獲性のために組み込まれたものであるが、この処理は乱流渦構造の空間高波数成分にも作用するものであるから、この重み付け変数内挿は LES に適用する場合の性能に影響することになる。したがって、乱流流れ場において式 (7) に基づいて求められる解（重み付けを行わない場合）に対して、この重み付け変数内挿が定量的な影響を与えることは十分に考えられる。実際、WCN スキームを超音速乱流境界層流れの陰的 LES に適用してその影響を調べたところ、この重み付け変数内挿は LES 性能を大きく低下させることがわかった [6]。WCN スキームによる LES 計算の効率性を向上させるためには、この観点からの何らかの改良が必要である。

## 2.2 WCN スキームの改良

このように、WCN スキームを超音速乱流流れ場の LES 計算に適用する場合、WCN スキームに内在する数値粘性は大きく、そのまま適用することは効率的ではない。一方、重み付け変数内挿を行わない場合は比較的良好な LES 性能が得られている [6]。しかしながら、この場合は衝撃波捕獲性が大きく低下してしまうので、衝撃波を伴う超音速乱流流れ場への適用には向かなくなる。これらを考慮すると、流れ場の局所勾配が大きな場所のみにおいて重み付け変数内挿を実施し（すなわち WCN スキームをそのまま適用する）、それ以外の場所においては重み付け変数内挿を行わないように計算スキームを改良することが有効であると考えられる。

これまでに行われた超音速乱流流れ場の LES 計算において、同様の観点より、流れ場の局所勾配に応じて高次精度のコンパクトスキームと WENO スキームなどの衝撃波捕獲スキームとを切り替える複合スキーム (hybrid scheme) が適用されている (例えば [8][9][10] など)。この複合スキームにおいては shock sensor を用いて衝撃波を検出し、その結果に応じて適用する計算スキームを切り替えることにより、大域的には高次精度で計算することを目指している。本研究はこの shock sensor を利用して、WCN スキームの重み付け内挿を切り替える改良を試みる。

まず、衝撃波を検出するために、Jameson の shock

sensor[11]

$$\Omega_i = \frac{|p_{i+1} - 2p_i + p_{i-1}|}{p_{i+1} + 2p_i + p_{i-1}} \quad (13)$$

を使用する。ここで  $p$  は圧力である。乱流変動による局所勾配と衝撃波とを区別することを目的として、Ducros ら [12] はこの shock sensor の改良版を提案しているが、演算量が増えるために、今回はこの簡潔な Jameson の shock sensor をまず使用することにする。そして、ある閾値  $\sigma$  を設定し、 $\Omega_i > \sigma$  となるならば、ステンシル  $(i-1, i, i+1)$  において衝撃波が存在していると判断する。

次に、各格子点上において識別変数  $N_i$  を用意し、重み付け変数内挿の計算を行う前に、全ての格子点において  $N_i = 0$  としておく。そして式 (13) の shock sensor の計算を行い、 $\Omega_i > \sigma$  であれば、ステンシル  $(i-2, i-1, i, i+1, i+2)$  において  $N_i = 1$  とする。このように処理した識別変数に基づいて、 $N_i = 0$  であれば  $\tilde{Q}_{i+1/2}^L$  と  $\tilde{Q}_{i-1/2}^R$  を式 (8) により計算し、逆に  $N_i = 1$  であれば式 (5) により計算する。

以上の手続きにより、WCN スキームにおいて、衝撃波を含む領域においてのみ重み付け変数内挿が適用されることになる。このように改良した WCN スキームを超音速乱流流れ場の LES 計算に適用することにより、LES 性能が向上されると期待できる。

### 3 適用例

改良した WCN スキームを粗面乱流境界層の LES 計算に適用し、その効果を検証した。

粗面としては図 1 に示すような 2 次元粗さ要素のものとした。図において紙面方向がスパン方向であり、右方向が主流方向、上方向が壁面垂直方向である。

流れ場の支配方程式は、Favre 平滑化した 3 次元非定常圧縮性 Navier-Stokes 方程式を一般座標系における保存型式で記述したものである。この平滑化の結果として支配方程式に SGS 項が現れるが、本研究では陰的 LES 計算を行うので、この SGS 項を陽的に取り入れない。

数値流束としては SHUS[13] を適用し、粘性項に対しても同様の 4 次精度のコンパクトスキームにより評価した。時間積分は 3 次精度の TVD Runge-Kutta 法 [14] により行った。メトリクスに関しては、計算スキームが一樣流捕獲性を有するように、WCN スキームに対する離散化 GCL を満たすように評価した [15]。

流入境界においては圧縮性層流境界層の数値解を

与え、流出境界においては外挿を行った。スパン方向は周期境界とし、壁面垂直方向の上面は反射境界とした。上流における壁面的一部分において乱流遷移を引き起こすための擾乱を与える blowing/suction 条件を与え、それ以外の範囲においては滑り無し条件を与えた。また、壁面は断熱壁とした。

図 2 は、一樣流 Mach 数 2.0、単位 Reynolds 数  $4.5 \times 10^7$  1/m における流れ場の瞬時値を示したものである。shock sensor に対する閾値  $\sigma$  は 0.3 として計算を行った。改良した WCN スキームにおいて、境界層内の粗さ要素により生じている衝撃波をとらえられていることがわかる。この流れ場に対して、重み付けを行わないで WCN スキームを適用した場合、数値解は発散し、計算することはできなかった。

図 3 は壁面圧力分布の瞬時値であり、WCN スキームによる結果と改良版による結果とを比較したものである。図より、改良版の結果における変動のほうが大きいことがわかる。これは、計算スキームの改良により、乱流渦構造に対する解像度が向上していることを示している。このように、今回の改良により、衝撃波捕獲性を保ちつつ、大域的な空間解像度を向上させることができている。

## 4 結論

本研究は、超音速乱流境界層流れの LES に向けて、WCN スキームの改良を試みた。比較的簡単な改良を施すことにより、衝撃波捕獲性を保ちつつ、大域的な空間解像度を向上させることができた。今回構築した手法においては、shock sensor に対する閾値が経験的パラメータとなることから、このパラメータの扱いが課題となる。また、Ducros らの shock sensor を採用することによる効果の検証、圧縮コーナーにおける衝撃波-境界層干渉問題へ適用した場合の検証、などが今後の課題となる。

## 参考文献

- [1] Deng and Zhang, J. Compt. Phys. 165(2000)22
- [2] Liu *et al.*, Compt. Fluid Dyn. J. 13(2004)173
- [3] Deng *et al.*, AIAA Paper 2005-5246 (2005)
- [4] 石向ほか, 第 19 回数値流体力学シンポジウム講演論文集 E6-3(2005)

- [5] 松川, 第 20 回数値流体力学シンポジウム講演論文集 C10-2(2006)
- [6] 松川, 第 22 回数値流体力学シンポジウム講演論文集 L5-4(2008)
- [7] Nonomura and Fujii, J. Compt. Phys. 228(2009)3533
- [8] Rizzetta, *et al.*, AIAA J. 39(2001)2283
- [9] Pirozzoli, J. Compu. Phys. 178(2002)81
- [10] Teramoto, AIAA J. 43(2005)2354
- [11] Jameson, AIAA Paper 1981-1259 (1981)
- [12] Ducros, *et al.*, J. Compu. Phys. 152(1999)517
- [13] 嶋と城之内, 第 12 回航空機計算空気力学シンポジウム (1994)
- [14] Shu and Osher, J. Compt. Phys. 83(1989)32
- [15] 松川, 第 19 回数値流体力学シンポジウム講演論文集 D7-1(2005)

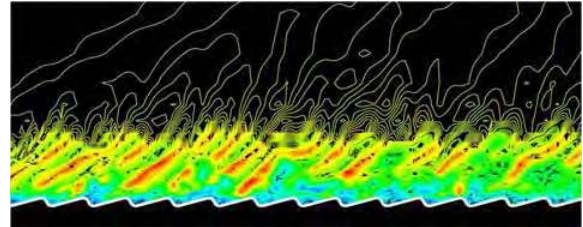


図 2: 密度分布の瞬時値 (スパン方向断面図)

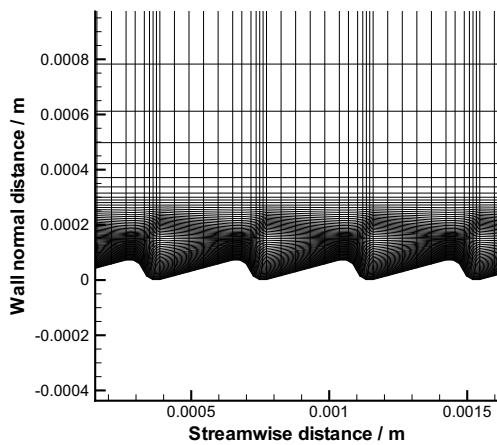


図 1: 計算格子 (スパン方向断面図)

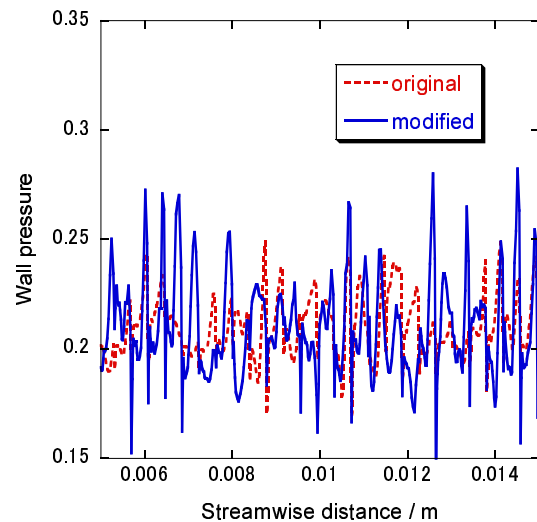


図 3: 壁面圧力分布の瞬時値

# 2D9 超臨界圧力におけるLO<sub>x</sub>/GH<sub>2</sub>同軸噴流火炎の Large Eddy Simulation

○松山新吾, 新城淳史, 小川哲, 溝渕泰寛 (宇宙航空研究開発機構)

Large Eddy Simulation of LO<sub>x</sub>/GH<sub>2</sub> Coaxial Jet Flame Under Supercritical Pressure  
Shingo Matsuyama, Junji Shinjo, Satoru Ogawa and Yasuhiro Mizobuchi (JAXA)

Key Words : Propulsion, LES

## Abstract

The aim of the present work is to validate the accuracy of a large eddy simulation with laminar flamelet model, against liquid oxygen (LO<sub>x</sub>) and gaseous hydrogen (GH<sub>2</sub>) coaxial jet flame under supercritical pressure. In order to validate the developed LES combustion code, numerical simulation is conducted for the supercritical LO<sub>x</sub>/GH<sub>2</sub> combustion experiment by the P8 combustor at the DLR. The result of simulation is compared with the available experimental data, and the accuracy of the present LES combustion code is discussed.

## 1. はじめに

H-IIA, Delta IV, Ariane Vといったロケット打ち上げシステムでは, 主に液酸/液水ロケットエンジンが採用されている. これらの打ち上げシステムは, 比較的安定して運用されているものの, ロケット燃焼器内で生じる燃焼過程に対する理解は未だ不十分である. そのため, 実際の燃焼器設計では, 過去の動作実績や, 試行錯誤の繰り返しによって得られたノウハウに頼るところが大きい.

一方で, 近年の著しい計算機能力の向上によって, 詳細な乱流燃焼シミュレーションが可能となり, 燃焼現象を理解する上で重要なツールになってきている. 今後, ロケットエンジン燃焼器の開発においても, 燃焼シミュレーションが重要なツールになるものと期待され, 実際, ロケットエンジン燃焼器をターゲットとしたDNS/LESが行われ始めている<sup>[1-3]</sup>.

著者らもこれまでに, 詳細反応機構を用いた超臨界圧LO<sub>x</sub>/GH<sub>2</sub>同軸噴流火炎のシミュレーションを実施してきたが<sup>[4]</sup>, 高圧環境下の非常に薄い火炎を解像するためには数 $\mu\text{m}$ という非常に高い格子解像度が必要で, 三次元非定常解析への適用は困難であった. 燃焼振動など, 実際のエンジン開発において問題となる三次元非定常燃焼現象に対してシミュレーションを実施するためには, 火炎モデルを用いたLESのようなアプローチに頼らざるを得ないというのが現状である.

本研究では, 超臨界圧力における液体酸素 (LO<sub>x</sub>) / 気体水素 (GH<sub>2</sub>) 同軸噴流火炎に対して, flameletモデルを用いたLESにより燃焼シミュレーションを実施する. シミュレーションの結果を燃焼試験データと比較することにより, flameletモデルを用いたLES燃焼コー

ドの精度を検証する.

## 2. 計算条件

解析対象は, DLRに設置されているP8燃焼試験設備で行われた, 超臨界圧力 (6MPa) でのLO<sub>x</sub>/GH<sub>2</sub>燃焼試験である<sup>[5]</sup>. 噴射ノズル (同軸型噴射器エレメント) の形態・サイズを図1に, 燃料・酸化剤の噴射条件などを表1に示す.

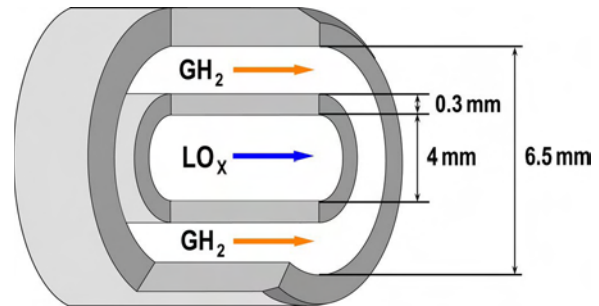


図1 同軸型噴射器エレメント

表1 噴射条件<sup>[5]</sup>

LO <sub>x</sub> 噴射速度, $V_{\text{LOx}}$	25 m/sec
LO <sub>x</sub> 噴射温度, $T_{\text{LOx}}$	127 K
LO <sub>x</sub> レイノルズ数*, $Re_{\text{LOx}}$	$1.21 \times 10^6$
GH <sub>2</sub> 噴射速度, $V_{\text{GH2}}$	310 m/sec
GH <sub>2</sub> 噴射温度, $T_{\text{GH2}}$	125 K
GH <sub>2</sub> レイノルズ数*, $Re_{\text{GH2}}$	$3.08 \times 10^6$
燃焼室平均圧力	6 MPa

\*代表長=4mm (LO<sub>x</sub>噴射管直径)

### 3. 数値計算手法

支配方程式はフィルター操作を施した三次元NS方程式である<sup>[3]</sup>。支配方程式中では、質量、運動量、エネルギーに加え、混合分率（燃料と酸化剤の混合度）の保存式を解く。SGS応力のモデルには、標準的なSmagorinskyモデル ( $C_s=0.2$ ) による渦粘性型のモデルを用いる。対流流束は空間三次精度のMUSCL法により高次精度化を施したAUSM<sup>+</sup>-upスキーム<sup>[6]</sup>、粘性流束は中心差分的手法により求める。時間積分には二段階二次のRunge-Kutta法を用いる。

本研究では、乱流燃焼モデルとしてflameletモデルを用いる。flameletテーブルの構築は、Oppdifコード<sup>[7]</sup>により一次元対向流拡散火炎を物理空間上で解き、その結果を混合分率空間へ変換することで行った。反応モデルとして、Liらによる水素/酸素系8化学種19反応モデル<sup>[8]</sup>を用いた。本解析では計算格子幅を火炎厚さより大きくとっており、火炎を直接解像することはできないためサブグリッドモデルが必要であるが、混合分率のサブグリッド変動値と $\beta$ 型PDFを用いた標準的なモデル<sup>[9]</sup>を採用する。

本解析で対象とする燃焼試験の条件では、燃焼室圧力が $O_2$ の臨界圧力 (5.04MPa) を超えた超臨界圧条件であり、表面張力・蒸発潜熱の影響が小さいため、液相と気相（超臨界流体）を区別せず単一相的に取り扱う。ただし、高圧・極低温状態における実在気体効果が無視できないため、状態方程式にはSoave-Redlich-Kwong状態方程式を用いる<sup>[10]</sup>。また、エンタルピー、モル比熱などの熱力学的状態量、粘性係数・熱伝導係数についても高圧・極低温状態による影響を考慮した<sup>[10]</sup>。

図2に計算格子の例を示す。計算格子点数は約4600万点（流れ方向、半径方向、周方向に対して $833 \times 161 \times 321$ 点+ $833 \times 81 \times 81$ 点）、ノズルリム近傍での最小格子幅は $30\mu\text{m}$ である。格子点の大半は、ノズル出口から燃焼器長さの1/4程度の領域に集中させて配置している。また、パッチ状の格子 ( $833 \times 81 \times 81$ 点) を座標軸中心に配置することで、Z軸上の特異点を回避している。計算領域を領域分割することにより並列化を施し、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) に設置されているJAXAスーパーコンピュータシステム (JSS) 上で288CPU (1152コア) を用いて並列計算を実施した。並列計算の実効速度は約780Gflopsである。

境界条件は次に示すとおりである：流入条件は亜音速流入<sup>[11]</sup>とし、管内乱流の平均速度分布を与えるが、人工的な擾乱は付加しない。流出条件は無反射条件<sup>[11]</sup>とした。壁面境界については、噴射器ノズル内部の壁面はスリップなし・断熱壁、燃焼器内部の壁面をスリップ・断熱壁とした。

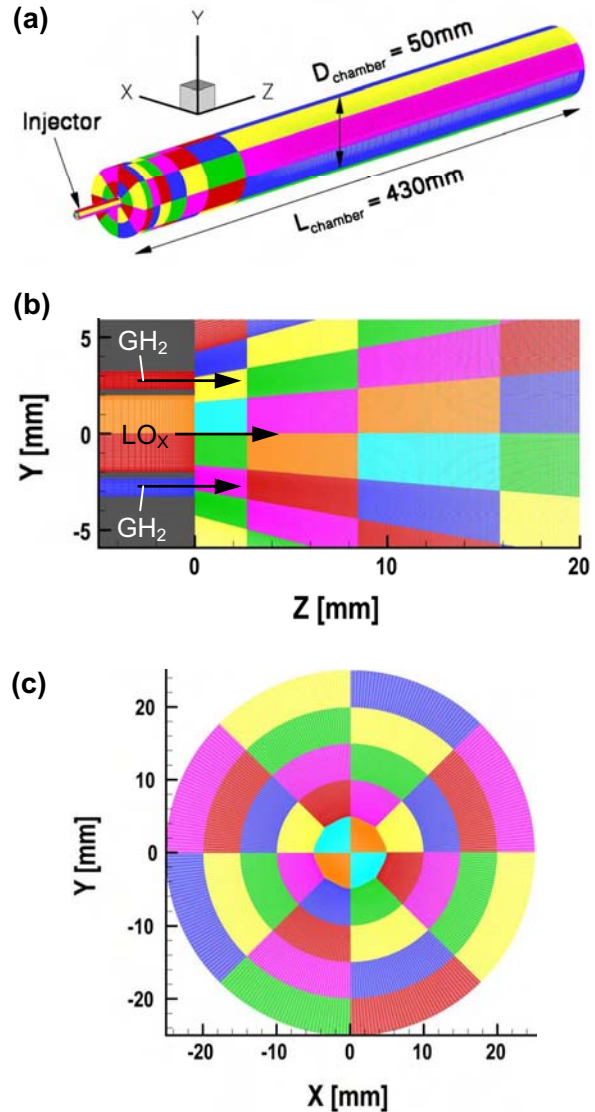


図2 計算格子, (a) 全計算領域 (b) 噴射器ノズル出口近傍Y-Z断面 (c) X-Y断面

### 4. 計算結果

最初に軸対称を仮定した解析を約20msec実施し、得られた解を三次元空間へマッピングすることで三次元解析の初期条件とした。この際、対称性が早期に崩れるように微小な速度擾乱を付加した。三次元解析は約8msec実施し、後半部分2msecの非定常データについてデータを解析した。

図3に、速度変動データのパワースペクトルを示す。変動の時系列データを取得したプローブ点は、燃焼ガスの混合が少なく未燃噴流に近い位置を選択した。得られたスペクトルには $f^{-5/3}$ のスロープに近い慣性小領域が捉えられており、本シミュレーションの結果は一定レベル以上で乱流構造が捉えられているものとする。ただし、現状の格子解像度で散逸領域付近まで十分に解像できているのか、な

ど、さらに詳細な検討も必要であると思われる。

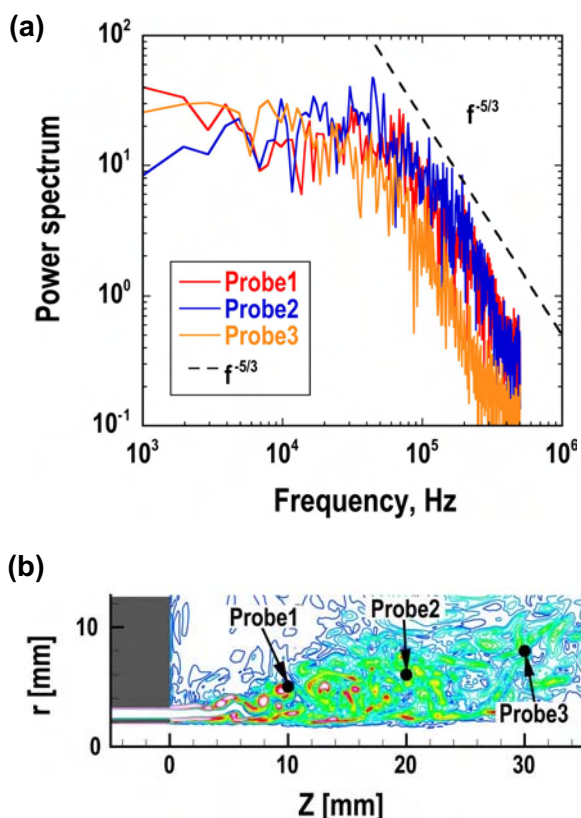


図3 (a) 速度変動データのパワースペクトル (b) プローブ位置

図4に、流れ場の概観（三次元解析の開始から7.6msec）を示す。結果は、Y-Z断面における、(a) 温度 (b) 渦度の絶対値、および (c) 密度について瞬時の分布を示している。火炎の最高温度は断熱火炎温度に近い3700K弱で、過去に行った詳細反応モデルを用いた解析<sup>[4]</sup>と同様の結果が得られている。GH<sub>2</sub>噴射口のリムから放出された二組の渦列はZ=10mm付近で合流し、さらに微細な渦構造を形成している。Z=40mm付近よりも下流の領域では、循環流により燃焼器内が高温の燃焼ガスで満たされており、レイノルズ数が低下するため、微細な渦構造は確認できない。極低温状態で噴射されるLO<sub>x</sub>噴流の密度は約900kg/m<sup>3</sup>であるのに対し、燃焼ガス密度は約2kg/m<sup>3</sup>程度であり、400倍以上もの非常に大きな密度勾配が形成されている。ノズル出口から100mmまでの範囲ではLO<sub>x</sub>噴流コアは消費されずにまだ存在しているが、この結果は可視化試験の結果と同様である<sup>[5]</sup>。

図5に、同じ時間における渦の三次元構造を示す。速度勾配テンソルの第二不変量（緑：0.01Q<sub>max</sub>）および温度（オレンジ：1000K）の等値面を図に示す。図には、ノズル出口からZ=50mmまでの領域を示している。ノズル出口直後では軸対称的である渦輪が、

Z=10mm付近から対称性が崩れ始め、さらに微細な渦構造が生成されていく様子がわかる。Z=40mmよりも下流の領域では、循環流により燃焼ガスが充満しているためレイノルズ数が低下し、微細な渦構造は確認できない。

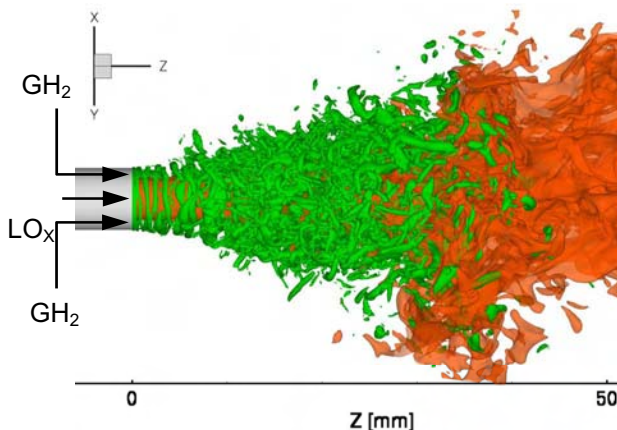


図5 渦の三次元構造, 速度勾配テンソルの第二不変量 (緑: 0.01Q<sub>max</sub>) および温度 (オレンジ: 1000K) の等値面

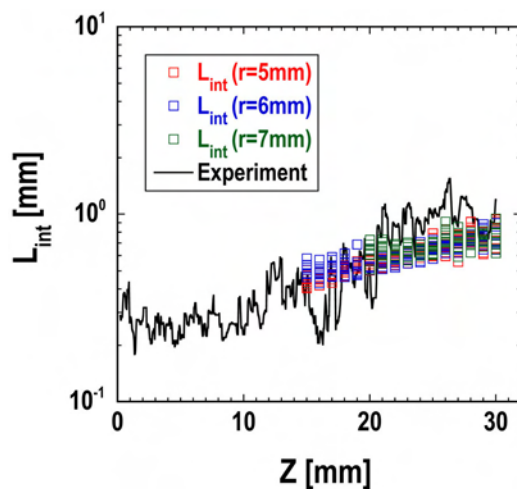


図6 実験データ<sup>[5]</sup>との比較, 大規模渦構造の長さスケール

最後に、シミュレーション結果と実験データとの比較結果について述べる（図6）。Ivancicらの実験では、時系列に取得したOH\*自発光スペクトルから相関関数を計算し、渦の大規模構造の長さスケールを評価している<sup>[5]</sup>。シミュレーション結果からは、いくつかのプローブ点について速度変動の2点相関を計算し、実験と同様に相関関数が0.5となる距離を積分スケールとして評価した<sup>[5]</sup>。3つの異なる半径位置（5, 6, 7mm）についてプローブ点を配置した。本シミュレーションでは、流入条件に擾乱を付加しておらず、噴射ノズル内部の乱流構造を捉えていない



など、まだ検討すべき点が残されているが、現段階でも実験データとの良い一致が得られている。これらの比較結果から、flameletモデルを用いたLES燃焼コードが超臨界圧 $\text{LO}_x/\text{GH}_2$ 同軸噴流火炎に対して良好な予測精度を有していることが確認できた。

### 5. まとめ

超臨界圧力における $\text{LO}_x/\text{GH}_2$ 同軸噴流火炎に対して、flameletモデルを用いたLESにより燃焼シミュレーションを実施した。シミュレーションにより得られた結果は、超臨界圧（6MPa）燃焼試験で得られた試験データを良く再現しており、flameletモデルを用いたLES燃焼コードが良好な予測精度を有していることが確認できた。

### 参考文献

- [1] Oefelein, J. C., *Proc. Combust. Inst.* 30: 2929-2937 (2005).
- [2] Tucker, P. K., et al., AIAA Paper 2008-5226 (2008).
- [3] Masquelet, M., and Menon, S., AIAA Paper 2008-5030 (2008).
- [4] Matsuyama, S., et al., *Proc. 6th Asia-Pacific Conference on Combustion*: 464-467 (2007).
- [5] Ivancic, B., and Mayer, W., *J. Propul. and Power* 18(2): 247-253 (2002).
- [6] Liu, M. S., *J. Comput. Phys.* 214: 137-170 (2006).
- [7] Lutz, A. et al., Sandia National Laboratories Report No. SAND96-8243 (1996).
- [8] Li, J. et al., *Int. J. Chemical Kinetics* 36: 1-10 (2004).
- [9] Desjardin, P. E., and Frankel, S. H., *Combustion and Flame* 119: 121-132 (1999).
- [10] Polling, B. E., et al., *The Properties of Gases and Liquids*, McGraw-Hill, 5th ed. (2001).
- [11] Okong'o, N., and Bellan, J., *J. Comput. Phys.* 176: 330-344 (2002).

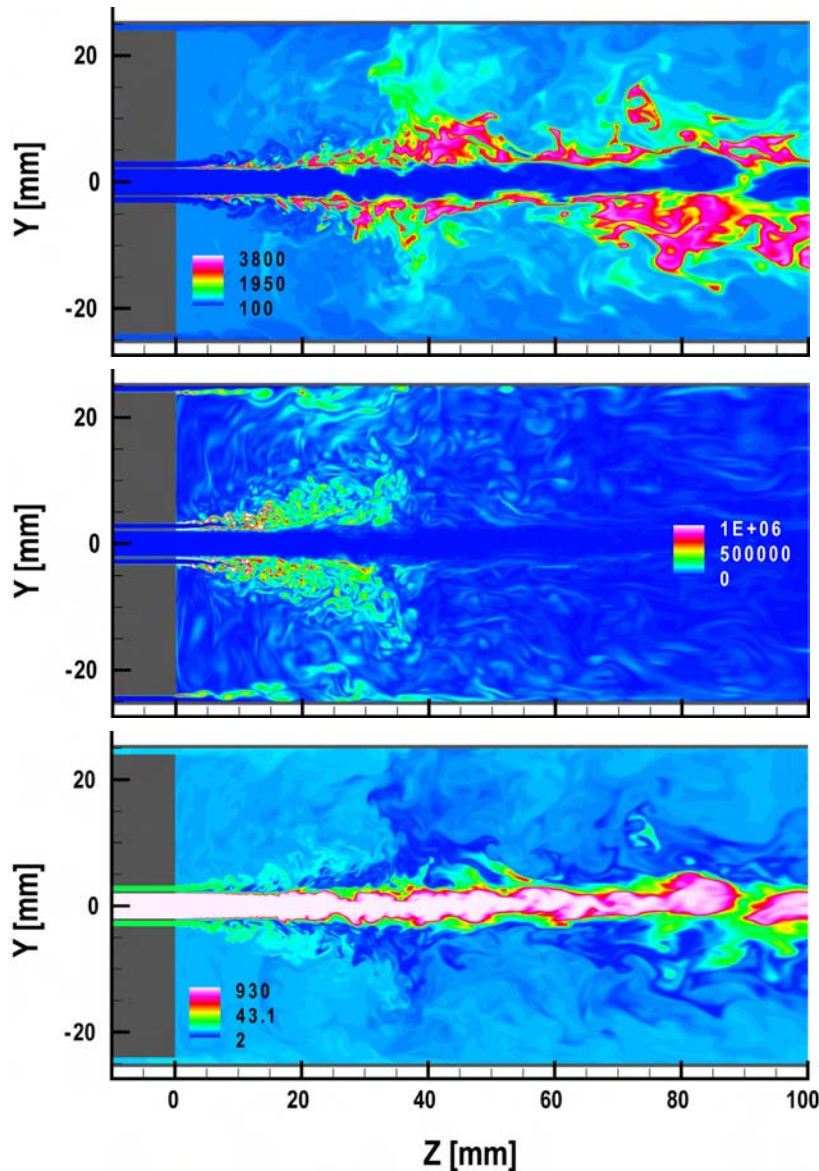


図4 瞬時の流れ場の概観 ( $t=7.6\text{msec}$ , Y-Z断面), (a) 温度 [K] (b) 渦度の絶対値 [1/s] (c) 密度 [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]

# 2D10 CAMUI型ハイブリッドロケット燃焼室の数値解析

○岸田耕一（北大院），金子雄大（北大院），大島伸行（北大院），永田晴紀（北大院）

Numerical Study of CAMUI-type Hybrid Rocket Combustor  
Kouichi Kishida, Yudai Kaneko, Nobuyuki Oshima and Harunori Nagata

Key Words : Numerical Analysis, Jet, LES...

## Abstract

CAMUI (Cascaded Multistage Impinging-jet) type hybrid rocket has been developed in Hokkaido University. The 3-dimensional shape of combustion chamber of hybrid rocket changes considerably during the operation because it is constructed of solid fuel itself. The shape of combustion chamber is related with the performance of the rocket directly, so it is important to understand the relationship between flow and shape. To clarify this issue, numerical simulations were conducted using three different 3D shapes. These shapes were measured from partially burned fuel blocks by the non-contact measuring system. These blocks were obtained by the combustion test where the blocks were taken out before they completely burn out.

### 1. はじめに

北海道大学では従来のハイブリッドロケット (HR) が持つ課題を克服するため、全く新しい燃焼方式であるCAMUI (Cascaded Multistage Impinging-jet) <sup>(1)</sup>を考案、開発してきた。Fig. 1.1に典型的なHRの概略図と、CAMUIの特徴的な燃焼室形状を示す。燃料に開いたポートが燃焼室となり、ここで気化した燃料と酸化剤が混合・燃焼する。このため、燃焼室形状は燃焼の進行と共に変化していく。燃焼中の燃焼室内部の状態を実験的に測定することは困難であるため、開発においては数値計算による解析が期待されている。本研究では燃焼途中の実形状に基づいた格子に対し数値解析を行い、燃焼の進行と共に変化する燃焼室の形状が流れに与える影響を明らかにした。

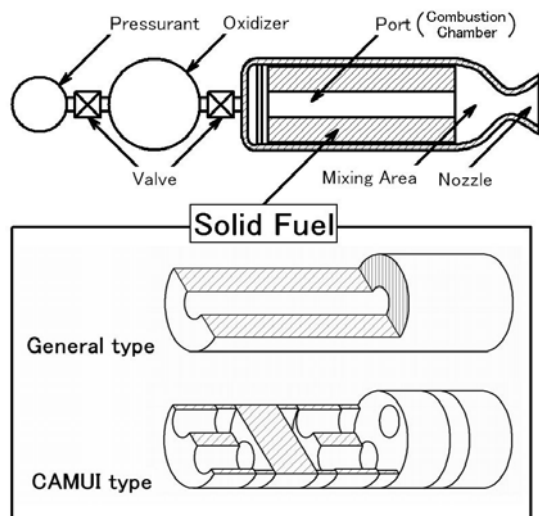


Fig. 1.1 Schematic diagram of two type of hybrid rocket

### 2. 三次元形状測定

Fig. 2.1に実燃料の測定に用いた非接触型三次元測定機Comet-plusを示す。本試験機は格子投影型のモアレトポグラフィを応用し、被測定物の三次元形状を空間精度100  $\mu$ mで測定する。図中の①が被測定物である燃焼を途中で停止させ取り出した燃料ブロック、②③は格子投影機及び観測機である。測定された情報はコンピュータに転送され、マージ、座標合わせなどの後処理を行う。



Fig. 2.1 Non-contact 3-dimensional Measuring System

### 3. 計算モデル

測定によって得られた三次元形状を基に未燃焼、燃焼中期、燃焼後期の3つの格子を生成した。格子数は136万から233万程度、セルの大きさは0.1mmから数mm程度のオーダーである。本研究では各形状に対し、それぞれ定常計算を行った。

計算に必要な燃焼ガスの諸物理量は、燃料と酸化剤の比からNASAの化学平衡計算ソフトCEA<sup>(2)</sup>を用いて求めた。内部温度は3450K、圧力は2.63MPa、マッハ数は0.29、ポート直径を代表長としたレイノルズ数は60000程度になった。

化学反応は解かず、壁面温度は等温条件(1000K)とした。これは本研究が燃焼ガスから壁面への熱の移動と、流れ場の特徴を対象とするためである。

計算の時間刻みは $1 \times 10^{-7}$ sである。低マッハ数近似を仮定し、乱流はLESでモデリングした。解析コードは文部科学省の「戦略的基盤ソフトウェアの開発」によるFrontFlow/red<sup>(3)</sup>をカスタマイズし使用している。計算機にはJAXAのSX6を使用した。

#### 4. 計算結果と考察

Fig. 4.1に燃焼中期の燃焼室形状を用いた計算結果を示す。流線は前段の2つのポートのうち、片方の縁から開始させ、燃焼室を通過する流れの様子を表す。流れが端面に衝突した後、縁で強い縦渦を形成しながら次のポートへと侵入していく様子がわかる。同様に各燃焼段階における形状を用いた計算結果を比較したのがFig. 4.2である。この図は燃焼室を上流側から見たもので、ポートの縁の半分から流線を開始させている。未燃焼の形状を用いた計算(a)では細長い縦渦構造が見られる。また、燃焼室の中央に向かった壁面噴流同士が衝突、巻き上がって発生した渦構造がみられる。これらの渦構造の特徴は燃料の消費によって燃焼室形状が変化していくに従って大きく変化する。燃焼中期を表す(b)では中央の巻き上がり構造が弱まり、円周部の渦構造が大きくなっている。燃焼の後期を表す(c)ではこの傾向はさらに強まり、既に中央部における巻きあがり構造は認められず、代わりに円周部の渦構造が大きく発達している。これらの渦構造の変化は、実際の形状変化にも対応しており、渦が強い部分では燃料の局所後退量も大きくなっている。

#### 5. 結言

燃焼を途中で停止させて得た燃焼途中形状に対し、それぞれ定常計算を行った。その結果、燃焼室の形状変化に影響され、内部流れの構造が変化する様子が明らかにされた。

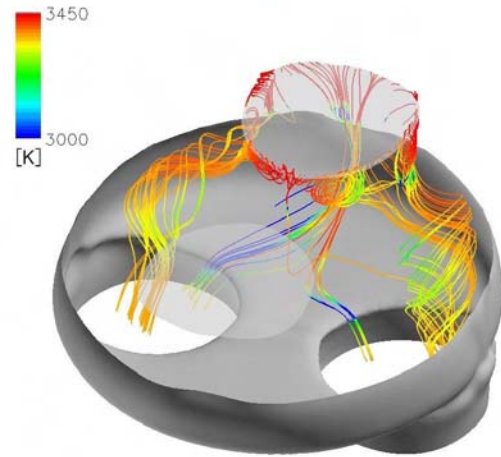


Fig. 4.1 Stream line in the combustion chamber after 1.450sec from the ignition.

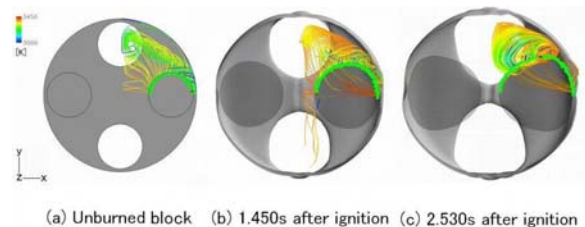


Fig. 4.2 Stream line in the three different blocks

#### 謝辞

本研究では北海道立工業試験場の測定器を使用した。また計算機としてJAXAのSX6を使用した。この場をお借りして感謝の意を表す。

#### 参考文献

- (1) Harunori NAGATA, Mitsunori ITO, Takenori MAEDA, Mikio WATANABE, Tsutomu UEMATSU, Tsuyoshi TOTANI, Isao KUDO, 'Development of CAMUI Hybrid Rocket to Create a Market for Small Rocket Experiments', Acta Astronautica, Vol.59/1-5, pp.253-258,2006
- (2) S. Gordon and B. J. McBride, "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications," NASA Reference Publication 1311 (1996)
- (3) 文部科学省ITプログラム “戦略的基盤ソフトウェアの開発”  
<http://www.ciss.iis.u-tokyo.ac.jp/fsis/index.html>  
 (4<sup>th</sup> May 2009)